

Harte Röntgenstrahlung aus relativistischen Laserplasmen und laserinduzierte Kernreaktionen

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
Doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von Dipl.-Phys. Friederike Ewald
geboren am 1.12.1975 in Hanau

1. Gutachter: Prof. Dr. Roland Sauerbrey,
Institut für Optik und Quantenelektronik,
Friedrich-Schiller-Universität Jena

2. Gutachter: Prof. Dr. Klaus-Jürgen Witte,
Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching

3. Gutachter: Prof. Dr. Oswald Willi,
Institut für Laser- und Plasmaphysik,
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Tag der letzten Rigorosumsprüfung: 25. Mai 2004

Tag der öffentlichen Verteidigung: 1. Juni 2004

Laser induced hard x-rays and nuclear reactions – Summary

Today's most intense light fields that can be produced in a laboratory are generated within the focus of high-intensity laser pulses. These fields of up to 10^{12} V/cm are able to ionize light elements down to the bare nucleus by field-ionization. During the interaction of an intense laser pulse with solid matter not only field-ionization but also collisional heating leads to the generation of a hot and dense plasma. A high-intensity laser, exceeding 10^{18} W/cm², interacting with this plasma accelerates electrons up to relativistic energies. In the remaining solid target material these electrons are decelerated, generating brilliant x-ray line radiation as well as short-pulsed bremsstrahlung with energies up to a few hundreds of megaelectronvolts.

This work deals with the generation of such laser based high energy x-ray radiation. The dependence on laser intensity of the generation of K_α-radiation at relativistic intensities is discussed. Secondly, hard bremsstrahlung emission is used to induce nuclear reactions and to measure a photo reaction cross section in ¹²⁹I.

These experiments are only feasible with very high laser intensities. Therefore the multi-Terawatt Ti:sapphire laser in Jena has been upgraded to one of the most intense tabletop lasers worldwide. It now routinely delivers pulses of 360 mJ energy within a focal spot area of 5 μm² and a pulse duration of minimum 60 fs. This results in peak intensities of up to 10^{20} W/cm².

X-ray line emission from relativistic laser plasmas Previous investigations of laser generated K_α-radiation only covered an intensity regime below 10^{18} W/cm² and showed optimum x-ray yields at intensities between 10^{16} and 10^{17} W/cm² (depending on the target material). Beyond this optimum value the yield was believed to decrease continuously. With the measurements presented herein it now has been shown that the conversion efficiency of laser energy in K_α-line radiation increases at relativistic intensities beyond 10^{18} W/cm². In particular, the analytical modelling of laser generated x-ray emission reveals the strong influence of relativistic electrons on the x-ray yield at these high laser intensities. Two conclusions can be drawn from this finding: Since in a thin foil target relativistic electrons are nearly not deflected, the x-ray source size should decrease with laser intensity down to a size of the order of the laser focus. Secondly, the very short interaction time of the fast electrons with a foil of the thickness of a few microns implies a very short x-ray pulse duration, only limited by the laser pulse duration of about 100 fs. Both of these properties will be investigated quantitatively in the near future, since together with the high photon flux of more than 10^{10} photons/shot/ 4π they lead to a very brilliant x-ray source.

Laser-induced nuclear reactions The laser electric field of up to 10^{12} V/cm seriously disturbs the atomic shell, but its strength is by far not sufficient to directly excite nuclei. However, using high energy laser generated bremsstrahlung, photo induced reactions, such as (γ, n) or (γ, f) , can be driven by high-intensity lasers.

Within the field of laser-plasma physics nuclear reactions have so far been used to determine the energies and angular distributions of bremsstrahlung spectra, obtained by the high-energy lasers NOVA (USA) and VULCAN (GB). Since a few years only, tabletop Ti:sapphire lasers can reach intensities of about 10^{19} W/cm² which are needed to induce photo-nuclear reactions with threshold energies of more than about 5 MeV. In this present work it is demonstrated that tabletop lasers are now able to induce these kinds of reactions. As examples the fission of ^{232}Th and ^{238}U as well as the (γ, n) -reaction in ^{181}Ta are used. On the basis of this last reaction, the maximum cross section value for the (γ, n) -reaction in ^{129}I is measured to be $\sigma_{\text{max}} = 220_{-100}^{+200}$ mbarn. This demonstrates the possibility of using laser-particle-sources for the treatment of nuclear physics problems.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Hohe Intensitäten	3
2.1	Der Jenaer Titan:Saphir Laser	3
2.2	Intensitätsmessung	7
2.2.1	Theoretisch erreichbare Intensität eines fokussierten Laserpulses	8
2.2.2	Experimentelle Bestimmung der Intensität	12
2.3	Experimentierkammer und Folientarget	20
3	Laser-Plasma Wechselwirkungen	23
3.1	Plasmaerzeugung und Beschleunigung relativistischer Elektronen . . .	23
3.2	Lasergenerierte K-Schalen Linienstrahlung	31
3.3	Bremsstrahlung	34
4	Röntgen Linienstrahlung aus relativistischen Laserplasmen	38
4.1	Intensitätsabhängigkeit der K_α -Emission aus Titanfolien	38
4.2	Modellierung der intensitätsabhängigen K_α -Ausbeute	44
4.3	Eigenschaften der Laserröntgenquelle und nichtlineare Prozesse	50
5	Laserinduzierte Kernreaktionen	56
5.1	Die Kernreaktionen (γ,n) und (γ,f)	56
5.2	Experimentelle Umsetzung	62
5.3	Aktivierung von Ta zur Charakterisierung des Bremsstrahlungsspek- trums	64
5.4	Bestimmung des (γ,n) -Querschnittes von ^{129}I	68
5.5	Spaltung von Thorium und Uran	74
5.6	Vergleich mit Ergebnissen anderer Arbeitsgruppen	77
6	Zusammenfassung	81

1 Einleitung

Die derzeit stärksten im Labor erreichbaren elektrischen Felder werden im Fokus hochintensiver Laserpulse erzeugt. Wird ein Laserpuls räumlich stark kollimiert und zeitlich komprimiert, so können die Lichtintensitäten im Fokus Werte von bis zu 10^{21} W/cm² erreichen. Die zugehörige Feldstärke im Laserfokus ist um gut zwei Größenordnungen höher als die atomare Feldstärke $E_{\text{at}} = 5 \cdot 10^9$ V/cm im Wasserstoffatom. Da das elektrische Feld, welches ein K-Schalen-Elektron an den Atomkern bindet, mit Z^3 skaliert, ist das Laserfeld der Größe 10^{12} V/cm gerade gleich dem Feld, welches ein K-Elektron in Kohlenstoff ($Z = 6$) an den Kern bindet. Das Laserfeld ist somit in der Lage, Atome mit niedrigen Kernladungszahlen vollständig zu ionisieren und Materie durch Feld- und Stoßionisation in ein heißes Plasma zu verwandeln. Bezüglich Temperatur, Druck und Teilchendichte stellen diese Plasmen extreme Materiezustände dar, die den Materieeigenschaften im Inneren von Sternen nahe kommen [1]. Durch die Wechselwirkung mit hochintensiven Laserpulsen können Laserplasmen zu mikroskopischen Beschleunigern werden, welche Elektronen und Ionen innerhalb weniger Mikrometer bis auf Energien von vielen zehn Megaelektronenvolt beschleunigen [2]. Die laserbeschleunigten hochenergetischen Elektronen erzeugen bei der Wechselwirkung mit einem Festkörper Röntgenlinien- und hochenergetische Bremsstrahlung. Diese Röntgenemissionen stellen sehr brillante Strahlungsquellen dar [3, 4] und zeichnen sich besonders durch ihre kleinen Quellgrößen und ultrakurzen Pulsdauern aus. Besonders die kurze Pulsdauer der Röntgenlinienstrahlung wird in Pump-Probe-Experimenten zur Beobachtung der Festkörperdynamik auf ultrakurzen Zeitskalen genutzt [3, 5, 6].

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Erzeugung solch hochenergetischer Röntgenstrahlung, die durch die Wechselwirkung eines hochintensiven Laserpulses mit Materie entsteht. Zum einen wird die Abhängigkeit der K_{α} -Emission von der Laserintensität untersucht, zum anderen wird energiereiche Bremsstrahlung zur Induzierung von Kernreaktionen verwendet.

Mit den Messungen zur Intensitätsabhängigkeit der K_{α} -Emission konnte erstmals gezeigt werden, daß auch bei relativistischen Laserintensitäten hohe Konversionseffizienzen von Laserenergie in Röntgenstrahlung erzielt werden können. Bisher wurde immer davon ausgegangen, daß die Röntgenausbeute oberhalb einer optimalen Intensität von etwa 10^{16} und 10^{17} W/cm² stetig abnimmt. Insbesondere sagt die analytische Modellierung der intensitätsabhängigen K_{α} -Erzeugung eine bei relativistischen Intensitäten drastisch reduzierte Quellgröße von einigen Quadratmikrometern und eine durch die Laserpulsdauer bestimmte Röntgenpulsdauer von unter 100 fs voraus.

Mit einer solchen Quelle können Röntgenintensitäten von einigen 10^{11} W/cm² bei einer Photonenenergie von 4.5 keV realisiert werden. Das übersteigt die bislang mit konventionellen Röntgenröhren, Synchrotronstrahlung oder Röntgenlasern erreichbaren Flüsse und führt zur Überlegung, ob mit solchen Quellen nichtlineare Effekte im keV-Bereich nachweisbar werden.

Die im Laserfokus erzeugbaren Feldstärken von bis zu 10^{12} V/cm stören die Atomhülle zwar stark, sie reichen aber bei weitem nicht aus, um direkt Atomkerne bis zum Auseinanderbrechen anzuregen. Dazu müßte bei einer mittleren Nukleonbindungsenergie von 8 MeV und einem Kernradius von 100 fm eine elektrische Feldstärke von 10^{20} V/cm am Kern anliegen. Über den Umweg der energiereichen lasererzeugten Bremsstrahlung können in Atomkernen jedoch photoinduzierte Kernumwandlungen wie die Photospaltung (γ, f) oder die Emission von Neutronen (γ, n) hervorgerufen werden. Die treibenden Kräfte für die Versuche, solche klassischen Kernreaktionen mit Lasern durchzuführen, ergeben sich aus den besonderen Eigenschaften der lasergetriebenen Teilchenquellen: sie sind kompakt (*tabletop*), und mit einem einzigen Gerät können sowohl Elektronen und Photonen, als auch Protonen, Neutronen und Ionen mit Energien von bis zu mehreren zehn Megaelektronenvolt, das heißt im Bereich der Riesenresonanzen von Kernen, erzeugt werden. In dieser Arbeit werden zwei Aspekte dieses noch sehr jungen Forschungsgebietes vorgestellt: Zuerst wird die (γ, n)-Umwandlung des Kerns ^{181}Ta zur Diagnostik der lasererzeugten hochenergetischen Bremsstrahlung eingesetzt. Darauf aufbauend demonstriert die Bestimmung des bislang unbekanntenen Wirkungsquerschnitts für die (γ, n)-Reaktion von ^{129}I , daß es möglich ist, mit einer Laserteilchenquelle kernphysikalische Fragestellungen quantitativ zu beantworten.

Um Experimente dieser Art überhaupt durchführen zu können, sind Laserintensitäten von über 10^{19} W/cm² notwendig. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit das bestehende Jenaer Multi-Terawatt-Lasersystem zu einem der weltweit intensivsten *tabletop* Laser ausgebaut. Die maximal erreichbare Intensität beträgt nun 10^{20} W/cm². Die Erzeugung solch hoher Intensitäten erfordert einigen Aufwand an Lasertechnik sowie große Sorgfalt bei der Diagnostik der Laserparameter. Im nun folgenden Kapitel soll dieser Laser kurz vorgestellt werden. Insbesondere wird detailliert auf die Intensitätsmessung eingegangen.

2 Hohe Intensitäten

Seit der Einführung der *Chirped Pulse Amplification* Technik (CPA) Mitte der 1980er Jahre [7,8] hat die Entwicklung hochintensiver Laserpulse einen enormen Aufschwung erlebt. Es ist möglich geworden, auf der Basis dieser Technik mit sehr kompakten, sogenannten *tabletop* Ti:Saphir-Lasern Intensitäten von bis zu 10^{20} W/cm² zu erzeugen. Einer der weltweit wenigen Hochintensitätslaser dieser Art wird in Jena betrieben. Bevor im zweiten Abschnitt dieses Kapitels die nicht triviale Messung ultrahoher Intensitäten ausführlich erläutert wird, soll im ersten Abschnitt die letzte Verstärkerstufe des Jenaer Lasersystems etwas detaillierter beschrieben werden, da diese im Rahmen meiner Arbeit in der jetzigen Form aufgebaut und in den Routinebetrieb übernommen wurde. Der letzte Abschnitt skizziert schließlich kurz die Eigenschaften des in allen vorgestellten Experimenten verwendeten Targets, dessen Ebenheit entscheidend für die Reproduzierbarkeit der Intensität im Experiment ist.

2.1 Der Jenaer Titan:Saphir Laser

Das Jenaer Ti:Saphir Lasersystem ist in Abbildung 2.1 schematisch skizziert. In einem kommerziellen Kerrlinsen modengekoppelten Laserresonator werden ultrakurze Laserpulse mit einer Zentralwellenlänge von 795 nm erzeugt. Ti:Saphir eignet sich wegen seiner großen spektralen Verstärkungsbandbreite besonders gut als aktives Medium zur Erzeugung kurzer Laserpulse von unter 100 fs Dauer. Die Bandbreite der Laserpulse aus unserem Oszillator beträgt $\Delta\lambda = 21$ nm, bzw. $\Delta\lambda/\lambda = 0.026$ (Abb. 2.4). Die bandbreitenbegrenzte Pulsdauer ist damit unter Annahme eines Gaußpulses $\tau = 1/0.2772\Delta\omega = 2.772\lambda^2/(2\pi c\Delta\lambda) = 45$ fs.

Die Oszillatorpulse sollen nun von 10 nJ um einen Faktor 10^8 auf eine Energie von gut 1 J verstärkt werden. Dies ist jedoch nur möglich, wenn die Wiederholfrequenz auf 10 Hz gesenkt und die Intensität durch zeitliches Strecken und räumliches Aufweiten des Pulses niedriggehalten wird. Bleibt der zu verstärkende Puls kurz, so wächst seine Energiedichte während der Verstärkung so stark an, daß die Zerstörschwelle optischer Bauelemente überschritten wird. Um dies zu umgehen, wird dem Laserpuls in einem Gitterstreckter eine positive Dispersion aufgeprägt. Die Pulsdauer wird dadurch von 45 fs auf 150 ps verlängert. Nach der Verstärkung wird der Puls durch Einführen einer negativen Dispersion im sogenannten Kompressor wieder auf annähernd seine ursprüngliche Pulsdauer rekonstruiert. Durch spektrale Einengung des Pulses während der Verstärkung (*gain narrowing*) auf ~ 15 nm (Abb. 2.2) kann die ursprüngliche Pulsdauer nach der Verstärkung nicht mehr erreicht werden. Die verstärkten Pulse sind bis auf etwa 60 bis 70 fs rekonstruierbar.

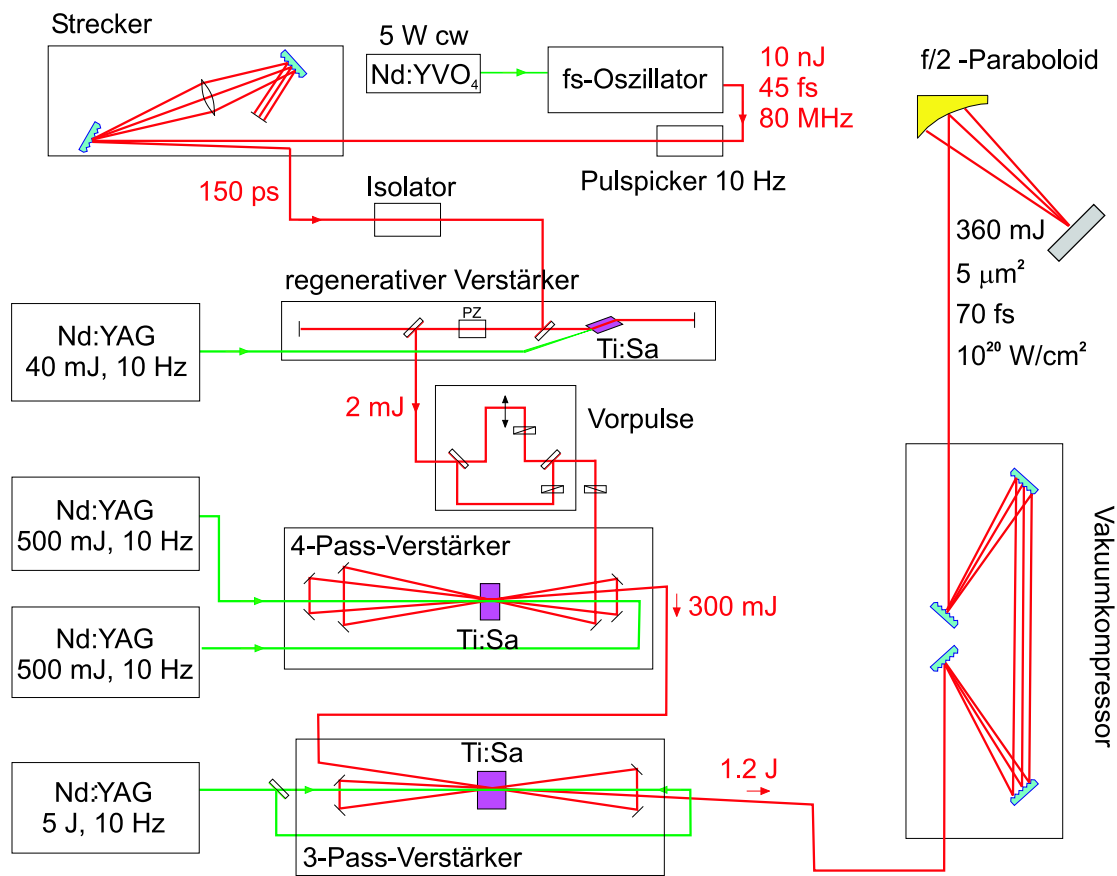


Abb. 2.1: Schematische Übersicht über das Jenaer Multi-Terawatt-Lasersystem. Die Pulse werden in einem kommerziellen Femtosekunden Ti:Saphir-Oszillator erzeugt. Nach der zeitlichen Streckung der Pulse auf 150 ps werden sie in drei Stufen bis auf eine Energie von 1.2 J verstärkt. Die anschließende Rekomprimierung erfolgt in einem Gitterkompressor unter Vakuum. Die Pulse sind mit einer $f/1.7$ -Optik auf eine Fokussfläche von $5 \mu\text{m}^2$ fokussierbar. In diese Fläche werden etwa 360 mJ transmittiert. Zusammen mit der Pulsdauer von ca. 70 fs können damit Intensitäten von bis zu 10^{20} W/cm^2 erzeugt werden.

Die Verstärkung ist im Jenaer multi-Terawatt Laser in drei Stufen aufgeteilt. Alle drei Verstärkerkristalle werden mit frequenzverdoppelten Nd-YAG Lasern ($\lambda = 532 \text{ nm}$) gepumpt (siehe Abb. 2.1). Der erste Verstärker, ein regenerativer Verstärker, ist ein Laserresonator, in den der Oszillatorpuls als Seedpuls eingekoppelt wird. Der Puls läuft in etwa zwanzigmal im Resonator um, bis er die Verstärkungssättigung erreicht und wird dann aktiv mit einer Pockelszelle ausgekoppelt. Die Energie, die in diesem Verstärker erreicht wird, beträgt etwa 2 mJ. Die Verwendung eines Resonators für diesen ersten Verstärker birgt den Vorteil, daß die Mode des Lasers durch die Eigenmode des Resonators gegeben ist. Die beiden folgenden Verstärker sind Multi-Pass Verstärker, das heißt, daß der Laserpuls den Verstärkerkristall vier- bzw. dreimal frei durchläuft. Vor jeweils beiden Verstärkungen wird der Strahl aufge-

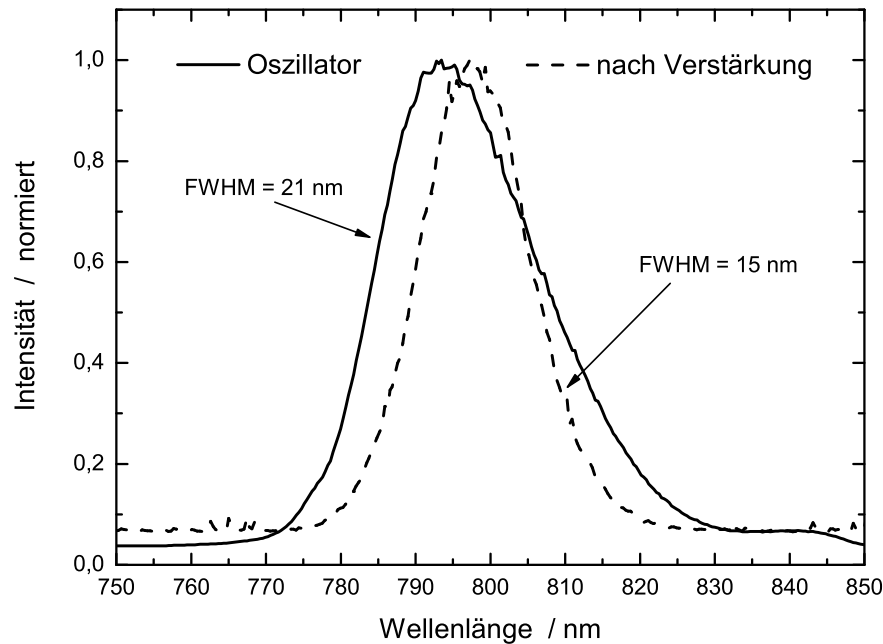


Abb. 2.2: Vergleich der (gemessenen) Spektren des Oszillators und des verstärkten Pulses. Die bandbreiten begrenzten Pulse des Oszillators haben eine Dauer von 45 fs. Nach der Verstärkung beträgt die Bandbreite des Pulses 15 nm, womit eine minimale Pulsdauer von 60 fs unterstützt wird. Die leichte Rotverschiebung des Spektrums beruht auf der bevorzugten Verstärkung des vorweglaufenden roten Spektralanteils des gechirpten Pulses.

weitet, um die Leistungsdichte herabzusetzen. Nach viermaligem Durchgang durch den Ti:Saphir Kristall der zweiten Verstärkerstufe besitzt der Puls bereits 300 mJ Energie.

Die letzte Verstärkerstufe soll nun etwas detaillierter beschrieben werden. Abb. 2.3 zeigt eine Aufsicht auf den 3-Pass-Verstärker. Er wird beidseitig von frequenzverdoppelten Nd-YAG Lasern gepumpt. Die Pumpenergie je Strahl beträgt 2.5 J, also insgesamt 5 J pro Puls. 34% der absorbierten Energie werden durch die Stokesverschiebung zwischen Absorptionsenergie und Emissionsenergie in thermische Energie umgewandelt. Um diese schneller abzuführen und damit den Effekt einer thermischen Linse zu minimieren, wird der Verstärkerkristall gekühlt. Die Durchmesser der Pumppulse und des Ti:Saphir-Pulses betragen am Ort des 13.4 mm langen Verstärkerkristalls etwa 15 mm. Die Dotierung des Kristalls mit Ti^{3+} -Ionen beträgt $5 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$. Mit dem Verstärkungsmodell von Frantz und Nodvig [9] läßt sich daraus die resultierende Verstärkung des Lichtpulses berechnen [10]. Abb. 2.4 zeigt die Verstärkungskurve, das heißt die Pulsenergie als Funktion der durchlaufenen Kristalllänge. Die Stufen nach jeweils einem Durchgang durch den Kristall werden durch die Reflexion an den unbeschichteten Kristalloberflächen hervorgerufen. Die berech-

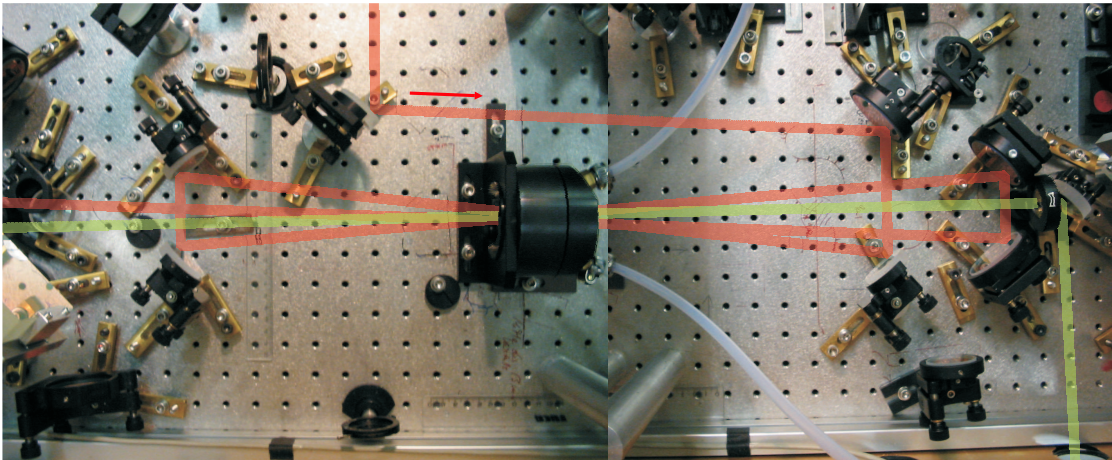


Abb. 2.3: Foto der letzten Verstärkerstufe. Der gekühlte Verstärkerkristall wird beidseitig mit frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasern gepumpt. Der Ti:Saphir-Puls wird in drei Durchläufen durch den Kristall auf ca. 1.2 J verstärkt.

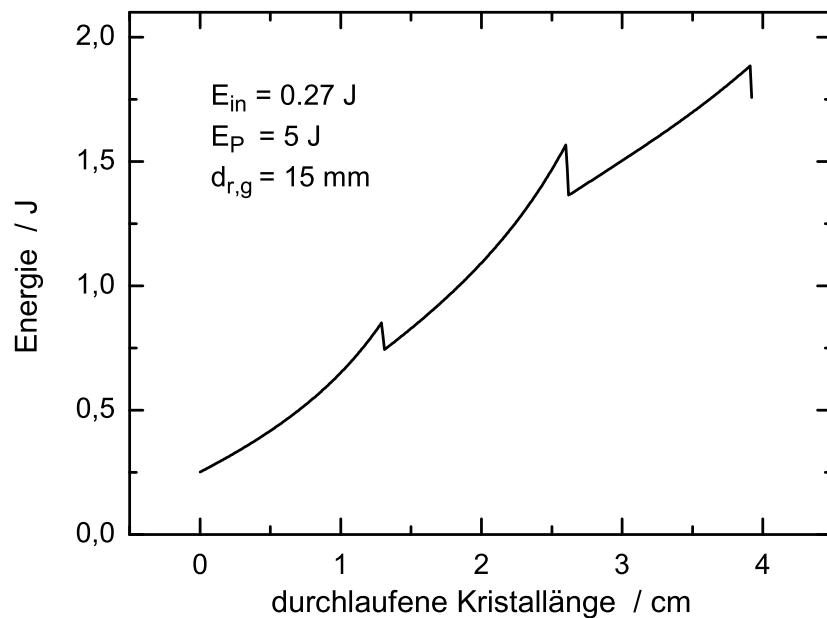


Abb. 2.4: Berechnete Verstärkungskurve des 3-Pass-Verstärkers. E_{in} : Eingangsenergie des Ti:Saphir Pulses in den Verstärker, E_P : Pumpenergie, $d_{r,g}$: Strahldurchmesser. Die Verluste nach jedem Durchlauf durch den Kristall resultieren aus der Reflexion an der unbeschichteten Kristalloberfläche. Die berechnete Ausgangsenergie beträgt 1.7 J.

nete mögliche Ausgangsenergie beträgt 1.7 J. Tatsächlich sind experimentell zur Zeit jedoch nur 1.2 J realisierbar. Die Hauptursache dafür ist eine parasitäre Lasertätigkeit quer zur Strahlrichtung: Durch den großen Brechungsindexunterschied zwischen Ti:Saphir ($n = 1.76$) und dem umgebenden Kühlmittel (Ethanol mit $n = 1.36$) kommt es zur Reflexion und Verstärkung von spontan emittierten Photonen quer zur Strahlrichtung. Dies drückt sich in einem Energieverlust des zu verstärkenden Strahls aus. Eine zusätzliche Abweichung der gemessenen Ausgangsenergie von der berechneten wird in der Berechnung der Verstärkung durch die vereinfachende Annahme verursacht, alle Pulse seien räumliche Rechteckpulse: Während die Pumpulse einem Rechteckpuls sehr nahe kommen, ist das Ti:Saphir-Profil gaußförmig. Durch diesen Unterschied wird weniger Energie aus dem Kristall extrahiert als aus der Rechnung zu erwarten wäre.

Nach der letzten Verstärkung werden die Laserpulse auf 40 mm FWHM aufgeweitet, bevor sie im Kompressor auf etwa 70 fs komprimiert werden. Das räumliche Strahlprofil besitzt vor allem aufgrund der hohen Güte der Verstärkerkristalle, das heißt ihrer homogenen Dotierung, eine gute Qualität. Dies ermöglicht eine Fokussierung des Strahls auf eine maximal zweifach beugungsbegrenzte Fläche. Da der Fokusradius quadratisch in die Intensität des Laserpulses eingeht, ist eine gute Strahlqualität bei der Erzeugung hoher Intensitäten besonders wichtig.

2.2 Intensitätsmessung

Die erste Voraussetzung für die Durchführung von Experimenten zur Physik der Wechselwirkung hochintensiver Lichtfelder mit Materie, ist die Bestimmung der Intensität der verwendeten Lichtpulse. Dies ist keine triviale Aufgabe, da die Intensität im vollverstärkten und fokussierten Strahl so hoch ist, daß jegliches Material, welches man in den Fokus bringt, sofort zerstört wird. Üblicherweise wird die Intensitätsmessung daher indirekt über die Messung der Pulsdauer, der Fokusfläche und der darin konzentrierten Energie durchgeführt.

Eine alternative Methode der Intensitätsmessung, die von verschiedenen Gruppen wie z.B. am Max-Born-Institut (Berlin), und an der Central Laser Facility (CLF, GB), verfolgt wird, beruht auf der Intensitätsabhängigkeit der Ionisation von Gasen. Da die erreichbaren Ionisationsstufen von der Intensität des Laserpulses abhängen [11, 12], sollte eine Messung der Intensität durch den massenspektroskopischen Nachweis der erzeugten Ionen möglich sein. Alle bisherigen Versuche, diese Methode anzuwenden, zeigen jedoch, daß nur Intensitäten bis maximal etwa 10^{18} W/cm² gemessen werden können. Eine mögliche Begründung für diese Grenze sind Abschirmeffekte. Ionen, die im Außenbereich der räumlichen Intensitätsvertei-

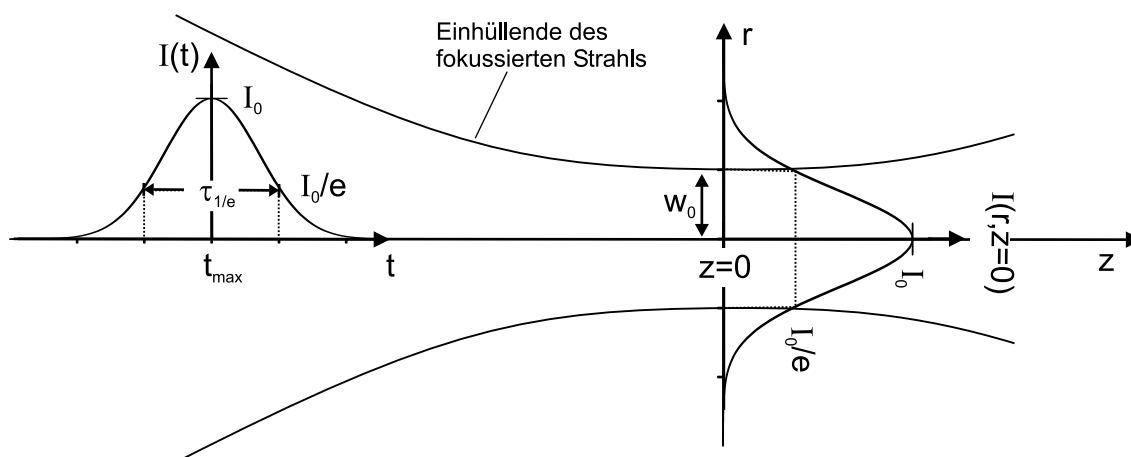


Abb. 2.5: Zur Erläuterung der Fokussierung eines idealen Gaußstrahls: z bezeichnet die optische Achse. Der Strahl besitzt am Ort $z = 0$, d.h. im Fokus, den kleinsten Durchmesser $2w_0$. $I(r, z = 0)$ ist die räumliche Intensitätsverteilung im Fokus, wobei r den radialen Abstand zur optischen Achse bezeichnet. Die zeitliche Intensitätsverteilung $I(t)$ sei ebenfalls gaußförmig. w_0 bzw. $1/2\tau_{1/e}$ bezeichnen den Radius r bzw. die Zeit t bei der die Lichtintensität auf I_0/e abgefallen ist. Für $t = t_{\max}$ und $z = r = 0$ nimmt die Intensität des Gaußpulses ihr Maximum I_{\max} an (Gl. (2.3)).

lung des Laserpulses erzeugt werden, schirmen die Ionen aus den inneren Bereichen höchster Intensität ab. Diese letzteren können daher von der Beschleunigungsspannung des Massenspektrometers nicht erfaßt werden. Da die Intensität bei gleicher Fokussierung und Pulsdauer nur von der Energie abhängt, können die über Ionisation erhaltenen Intensitätswerte aber auch auf höhere Intensitäten, hervorgerufen durch höhere Energien, hochskaliert werden. Insgesamt ist diese Methode nicht sehr praktikabel, da für eine zuverlässige Messung sehr hohe Vakuumanforderungen und ein Massenspektrometer benötigt werden. Messungen am Astra-Laser der CLF zeigen, daß die Intensitätsbestimmung über den Nachweis unterschiedlicher Ionisationsstufen in Argon bis auf einen Faktor 1.5 mit der üblicherweise angewendeten Meßmethode übereinstimmt [12].

Im folgenden wird die Intensitätsmessung über die Bestimmung der Energie, der Pulsdauer und der Fokusfläche am Jenaer Laser ausführlich besprochen.

2.2.1 Theoretisch erreichbare Intensität eines fokussierten Laserpulses

Die in einem Ti:Saphir-Laser erzeugten Lichtpulse können sowohl in ihrer zeitlichen als auch räumlichen Intensitätsverteilung näherungsweise durch Gaußfunktionen beschrieben werden. Die Abweichung des tatsächlichen Strahlprofils von einer

Gaußmode, speziell der erreichbare Fokusbereich wird durch den Parameter M^2 charakterisiert. Die im folgenden abgeleiteten Größen werden für die experimentelle Bestimmung der Laserintensität benötigt.

(TEM₀₀)-Gaußmode

Die Intensität eines idealen Lichtpulses, dessen räumliche und zeitliche Amplituden Gaußprofile sind, ist durch

$$I(r, z, t) = I_{\max} \cdot \exp \left\{ -\frac{t^2}{(\tau_{1/e}/2)^2} \right\} \cdot \frac{w_0^2}{w(z)^2} \cdot \exp \left\{ -\frac{r^2}{w^2(z)} \right\} \quad (2.1)$$

gegeben (siehe auch Abbildung 2.5). $w(z)$ ist der vom Ort z auf der optischen Achse abhängige Strahlradius $r_{1/e}(z)$, bei dem die Intensität auf I_{\max}/e abgefallen ist. Im Fokus ist $z = 0$ und $w(z) = w_0$. Die zugehörige Fokusfläche $w_0^2\pi$ wird mit $A_{1/e}$ bezeichnet (siehe Abbildung 2.6). Äquivalent dazu ist die Zeit, zu der die Intensität auf $1/e$ ihres Maximalwertes abgefallen ist, $t_{1/e} = \tau_{1/e}/2$. Die Gesamtenergie, die im durch Gl. (2.1) definierten Laserpuls enthalten ist, ergibt sich aus dem Integral von Gl.(2.1) über Zeit und Fokusfläche zu

$$\begin{aligned} E_{\text{ges}} &= I_{\max} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ -\frac{t^2}{(\tau_{1/e}/2)^2} \right\} dt \cdot \int_0^{\infty} \exp \left\{ -\frac{r^2}{w_0^2} \right\} 2\pi r dr \\ &= I_{\max} \cdot \pi w_0^2 \cdot \tau_{1/e} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \\ &= I_{\max} \cdot A_{1/e} \cdot \tau_{1/e} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad . \end{aligned} \quad (2.2)$$

Die Spitzenintensität des Laserpulses ist damit

$$I_{\max} = \frac{E_{\text{ges}}}{A_{1/e} \cdot \tau_{1/e}} \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \quad . \quad (2.3)$$

In unseren Experimenten wird nicht die Spitzenintensität, sondern eine über das Zeitintervall $\tau_{1/e}$ und die Fläche $A_{1/e}$ gemittelte Intensität $I_{1/e}$ verwendet. Nach Abbildung 2.6 ist

$$I_{1/e} = \frac{E_{1/e}}{A_{1/e} \cdot \tau_{1/e}} \quad , \quad (2.4)$$

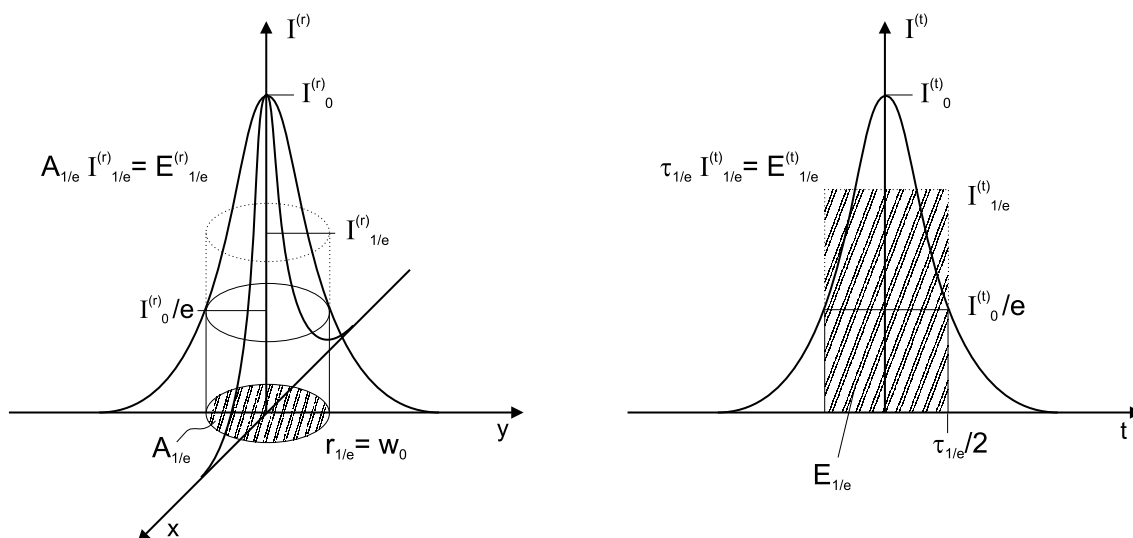


Abb. 2.6: Veranschaulichung der mittleren Intensität $I_{1/e}$. Links: räumliche Lichtamplitude, rechts: zeitliches Pulsprofil. Die Intensität $I_{1/e}$ ist definiert als das räumliche und zeitliche Mittel über die Fokussierungsfläche $A_{1/e}$ und die Pulsdauer $\tau_{1/e}$. Es ist zu beachten, daß die Intensität $I_{1/e}$ nicht gleich I/e ist.

wobei sich die Energie $E_{1/e}$ analog zu Gl. (2.2) aus der Integration von $I(r, t)$ in den Grenzen von $\pm\tau_{1/e}/2$ und 0 bis w_0 ergibt:

$$\begin{aligned}
 E_{1/e} &= \int_{-\frac{1}{2}\tau_{1/e}}^{+\frac{1}{2}\tau_{1/e}} dt \int_0^{w_0} 2\pi r dr I(r, t) \\
 &= I_{\max} \cdot A_{1/e} \cdot \tau_{1/e} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \left(1 - \frac{1}{e}\right) \cdot 0.84 \\
 &= E_{\text{ges}} \cdot 0.63 \cdot 0.84 \quad .
 \end{aligned} \tag{2.5}$$

In einer zweidimensionalen (räumlichen) Gaußverteilung wie in Abb. 2.6 liegen also 63% des Volumens (Energie) innerhalb der Fläche $A_{1/e}$. Äquivalent dazu befinden sich 84% der Gesamtenergie innerhalb des Zeitintervalls $\tau_{1/e}$. Dieser Energieanteil innerhalb von $A_{1/e}$ und $\tau_{1/e}$ soll mit q_{th} bezeichnet werden. Bei der experimentellen Bestimmung der Intensität wird sich dieser Faktor verkleinern ($q_{\text{exp}} < q_{\text{th}}$), da der Anteil der Energie innerhalb $A_{1/e}$ für einen realen Strahl meist kleiner ist als für eine Gaußmode. Mit Gl. (2.4) und (2.5) ergibt sich als Beziehung zwischen Spitzenintensität und gemittelter Intensität:

$$I_{\max} = I_{1/e} \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi} \cdot q_{\text{th,exp}}} \quad . \tag{2.6}$$

Es ist zu beachten, daß die mittlere Intensität $I_{1/e}$ nicht gleich dem Intensitätswert I_{\max}/e ist.

Außerhalb der Fokusebene, also für $z \neq 0$ wächst der Strahlradius gemäß

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2} \quad (2.7)$$

Da die Pulsdauer für alle z konstant ist, kann sie in der folgenden Betrachtung außer acht gelassen werden, so daß Gl. (2.1) zu

$$I(r, z) = I_{\max} \cdot \frac{1}{1 + (z/z_R)^2} \cdot \exp \left\{ -\frac{r^2}{w_0^2(1 + (z/z_R)^2)} \right\} \quad (2.8)$$

wird. Die Rayleigh-Länge $z_R = 2\pi w_0^2/\lambda$ ist definiert durch den Ort z , an dem $w(z_R) = \sqrt{2}w_0$ ist. Das heißt, daß sich bei z_R die Strahlfläche verdoppelt, beziehungsweise die Intensität halbiert hat. Für $I_{\max}(z)$ ist $r = 0$, so daß Gl. (2.8) als

$$I_{\max}(z) = I_{\max}(z = 0) \cdot \frac{z_R^2}{z_R^2 + z^2} \quad (2.9)$$

geschrieben werden kann. Dies ist eine Lorentzfunktion, deren Halbwertsbreite $2z_R$ beträgt. Da $I_{1/e}$ direkt proportional zu I_{\max} ist, ergibt sich die gleiche Abhängigkeit von z auch für $I_{1/e}(z)$.

Ein Gaußstrahl mit dem 1/e-Radius R_0 läßt sich auf eine Fläche

$$A_{1/e} = \pi w_0^2 = \frac{\lambda^2 f^2}{4\pi R_0^2} \quad (2.10)$$

fokussieren, wobei λ die Wellenlänge und f die Brennweite der fokussierenden Optik sind.

Realer Laserpuls

Die Pulse aus einem TW-Ti:Saphir-Laser besitzen keine ideale räumliche TEM₀₀-Mode. Ein Maß für die Abweichung des realen Strahlprofils von der idealen Gaußmode ist die Beugungsmaßzahl M^2 . Sie ist durch das Verhältnis der Produkte aus Fokusradius und Divergenzwinkel von realem (W_0) und idealem (w_0) Strahl gegeben:

$$M^2 = \frac{W_0 \Theta}{w_0 \theta} \quad (2.11)$$

$\Theta \approx R/f$ und $\theta = \lambda/(\pi w_0)$ sind die halben Öffnungswinkel der fokussierten realen bzw. idealen Mode. Wenn $\Theta \approx \theta$, das heißt, wenn beide Strahlen vor der Fokussierung die gleiche Apertur besitzen, dann ist der Fokusradius des realen Strahls um den Faktor M^2 größer als ein Gaußstrahl gleicher Divergenz: $W_0 = M^2 w_0$, und die Rayleighlänge $Z_R = 2\pi W_0^2/\lambda = 2\pi(M^2 w_0)^2/\lambda$ des realen Strahls ist um den Faktor M^4 gegenüber derjenigen des idealen Strahls (z_R) verlängert (Abb. 2.7).

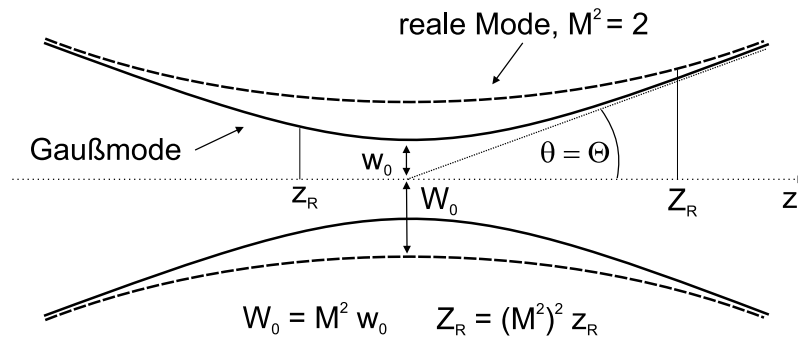


Abb. 2.7: Veranschaulichung der Fokussierung einer idealen Gaußmode und eines realen Strahls. Der Fokusradius und die Rayleighlänge der realen Mode sind um den Faktor M^2 bzw. $(M^2)^2$ gegenüber der idealen Mode vergrößert, wenn die Divergenzwinkel bzw. der Strahldurchmesser im Fernfeld näherungsweise gleich sind.

2.2.2 Experimentelle Bestimmung der Intensität

Im folgenden werden die experimentellen Details zur Messung der Energie, der Fokussfläche und der Pulsdauer und die daraus gewonnene Intensität angegeben.

Energiemessung und Fokusgröße

Die Energie des Laserpulses im Fokus kann nicht direkt gemessen werden, da erstens ein Energiemeßgerät im vollverstärkten und fokussierten Strahl zerstört würde und zweitens ein solches Meßgerät die tatsächlich im Fokus gebündelte und die aus dem Fokus herausgestreute Energie nicht trennen kann. Die Energiemessung erfolgt daher, indem der Fokus auf eine CCD-Kamera abgebildet wird. Die Messung muß sehr sorgfältig in mehreren Schritten durchgeführt werden. Es sind zu messen

- die Energie, die auf den Fokussierspiegel trifft,
- der Energieanteil, der die CCD-Kamera erreicht
- und der Teil der Energie, der innerhalb der Fokusfläche $A_{1/e}$ liegt.

Die Eingangsenergie, die auf den Spiegel fällt, ist einfach mit einem Energiemeßgerät zu bestimmen und beträgt 720 mJ. Die Goldschicht des Spiegels besitzt eine Reflektivität R_{Au} von etwa 98% für Licht der Wellenlänge 800 nm. Rauigkeiten auf der Spiegeloberfläche beugen einen Teil des Laserlichtes aus dem Fokus heraus. Dieser Anteil verlorener Energie wird in zwei Schritten bestimmt. Es wird erstens die Energie gemessen, die durch eine im Fokus stehende 50 μm -Blende (Durchmesser) transmittiert wird. Da es schwer ist, eine so kleine Blende exakt im Fokus zu plazieren, haben wir uns diese Blende selbst erzeugt, indem mit einem einzigen 10 mJ-Puls

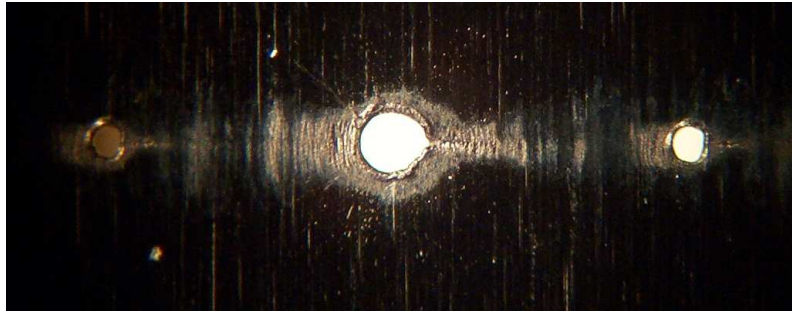


Abb. 2.8: Photographie der Einschüsse in der Titanfolie. Die kleinen Löcher haben einen Durchmesser von ca. $50 \mu\text{m}$, die großen sind ebensolche Löcher nachdem mit voller Energie die Transmission gemessen wurde. Da das Aufschmelzen der Löcher erst stattfindet, wenn der Lichtpuls schon längst vorbei ist, ist sichergestellt, daß der Blendendurchmesser für diese Messung tatsächlich $50 \mu\text{m}$ beträgt.

ein $50 \mu\text{m}$ -Loch in eine exakt im Fokus stehende $12 \mu\text{m}$ -Titan-Folie gebrannt wurde (Abb. 2.2.2). Durch diese Blende wurde dann mit dem vollverstärkten Strahl hindurchgeschossen und die transmittierte Energie gemessen. Die daraus resultierende Transmission ist $T_{50\mu\text{m}} = 87\%$.

Im nächsten Schritt wird der vollständig verstärkte Laserpuls stark abgeschwächt, damit er mit Hilfe eines Mikroskopobjektivs (40-fache Vergrößerung) auf die 8bit-CCD-Kamera vergrößert abgebildet werden kann. Der verwendete Abschwächer besteht aus zwei unter 45° zueinander orientierten dielektrisch beschichteten Spiegeln, welche für einen Einfallswinkel von 45° eine Reflektivität von 99.9% besitzen. Es sind dies genau solche Spiegel, wie sie im gesamten Lasersystem für die Strahlführung verwendet werden. Im Abschwächer werden diese Spiegel in Transmission verwendet, so daß für einen Einfallswinkel von 45° eine maximale Abschwächung von etwa 10^{-6} erreicht wird. Das Spektrum der Laserpulse wird durch diese Art des Abschwächens nicht beschnitten. Weiterhin kann davon ausgegangen werden, daß die Phasenfront der Pulse durch die Abschwächung nicht beeinflußt wird, und somit der beobachtete Fokus den realen Bedingungen im Experiment entspricht. Die Kalibrierung der lateralen Ausdehnungen auf der CCD-Kamera erfolgt, indem in den unfokussierten Strahl ein Gitter mit Gitterkonstante $d = 10 \text{ mm}$ eingebracht wird. In der Brennebene des Parabolspiegels entstehen dann durch die Beugung am Gitter mehrere Foki, deren Abstände zueinander $x = f \sin\vartheta = \lambda f/d = 9.54 \mu\text{m}$ sind, wobei f die Brennweite des Paraboloidspiegels und λ die Mittenwellenlänge des Lasers ist. Abbildung 2.9 zeigt das CCD-Signal des fokussierten Laserstrahls in dreidimensionaler Darstellung. Um die Fläche $A_{1/e}$ sowie die darin enthaltene Energie zu bestimmen, wird das CCD-Signal Pixel für Pixel mit dem Maximalwert S_{max} verglichen. Die Summe über alle Pixelwerte größer oder gleich S_{max}/e ist proportional zur Energie

$E_{1/e}$. Das Verhältnis aus der Summe der Pixelwerte zur gesamten Energie, die auf die CCD trifft, wird mit $q_{1/e}$ bezeichnet. Die zugehörige Fläche auf der CCD ist die Summe der Pixel mit $E \geq E_{1/e}$, multipliziert mit der Pixelfläche. Die tatsächliche Fokusfläche ergibt sich daraus zusammen mit der Kalibrierung der Kamera zu $A_{1/e} = 5 \mu\text{m}^2$. Der 1/e-Durchmesser $2w_0$ ist $2.5 \mu\text{m}$. Im Idealfall eines gaußförmigen Fokusprofils sollten $q_{1/e} = 63\%$ der Gesamtenergie innerhalb der Fläche $A_{1/e}$ liegen. In einem sehr guten experimentellen Fokus, wie in Abb. 2.9 gezeigt, liegen etwa 60% der Energie in dieser Fläche. Die 'fehlenden' 3% sind auf kleine Nebenmaxima verteilt. Um diesen Faktor $q_{1/e}$ zuverlässig bestimmen zu können, ist es notwendig, einen guten Kontrast des räumlichen Strahlprofils zu messen. Dies wird durch den Einsatz mehrerer Graufilter ermöglicht, mit denen der Strahl soweit abgeschwächt wird, daß er die Dynamik der Kamera voll ausnutzt. Auf diese Weise wird die Spitze des Intensitätsprofils aufgenommen. Danach werden durch sukzessives Entfernen der Filter auch die schwachen Intensitätsmodulationen in den Außenbereichen des Fokus gemessen. Auf diese Weise kann eine Dynamik der Messung des Strahlprofils von etwa 10^5 erreicht werden. Es zeigt sich, daß sich der Wert $q_{1/e}$ für einen Kontrast von etwa 10^4 bis 10^5 nicht mehr signifikant verändert, so daß der Fehler für die Energie $E_{1/e}$ für eine solche Messung vernachlässigbar ist.

Der Anteil der Energie, der durch die oben erläuterten (räumlichen) Effekte in den Fokus transmittiert wird, beträgt also

$$T = T_{50\mu\text{m}} \cdot q_{1/e} = 0.87 \cdot 0.6 = 0.5 \quad . \quad (2.12)$$

Von einer anfänglichen Pulsenergie von 720 mJ werden somit 360 mJ in der Fläche $A_{1/e} = 5 \mu\text{m}^2$ gesammelt.

Nach Gl. (2.10) kann die Fokusfläche unter der Annahme einer räumlichen Gaußmode aus dem Strahldurchmesser des Lasers $2R = 48 \text{ mm}$, der Wellenlänge 795 nm und der Brennweite der fokussierenden Optik 120 mm berechnet werden. Die daraus resultierende theoretisch erreichbare minimale 1/e-Fokusfläche beträgt $1.25 \mu\text{m}^2$. Anders ausgedrückt, beträgt der reale Fokusradius $W_0 = 1.26 \mu\text{m}$, während die äquivalente Gaußmode auf einen Radius von $w_0 = 0.63 \mu\text{m}$ fokussierbar wäre. Somit ist $M^2 = W_0/w_0 = 2$, das heißt, der Laserstrahl ist 2-fach beugungsbegrenzt fokussierbar. Für einen multi-TW-Laser ist dies ein guter Wert.

Bisher haben wir die verstärkte spontane Emission (ASE, *amplified spontaneous emission*) aus den Verstärkerkristallen noch nicht berücksichtigt. Diese lange (Nanosekunden) Emission kann bei der Energiemessung nicht vom kurzen fs-Puls getrennt werden. Sie trägt jedoch wegen ihrer langen Dauer nicht zur Intensität bei. Werden die Verstärker ohne Seedpuls gepumpt, dann tritt ausschließlich verstärkte spontane Emission auf, die etwa 8% der Gesamtenergie enthält. Mit Seedpuls wird diese

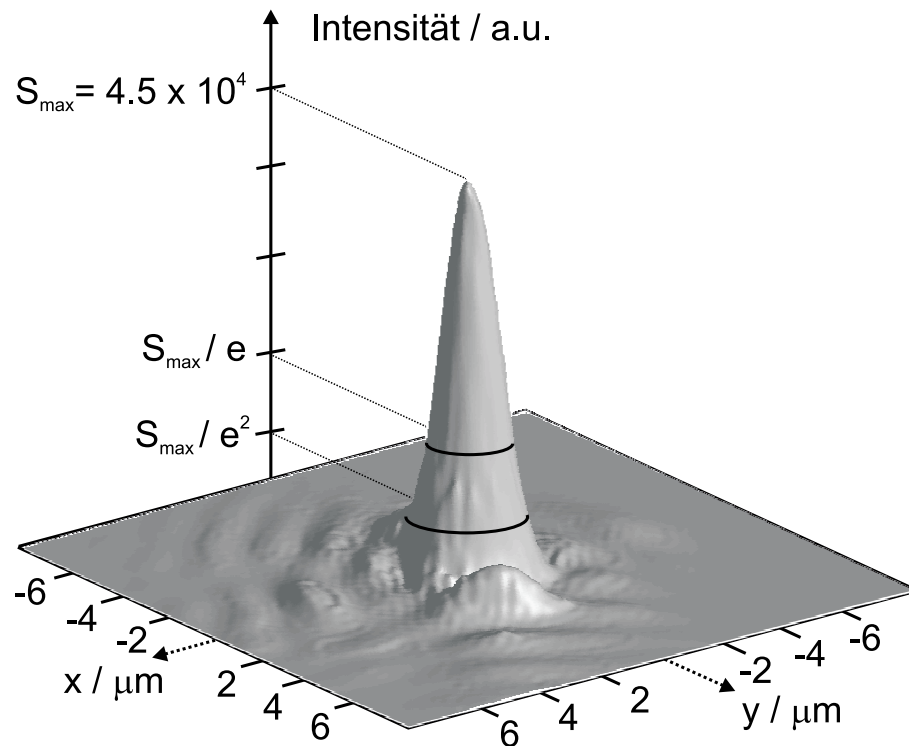


Abb. 2.9: Typisches gemessenes räumliches Strahlprofil in linearer Darstellung. Die Dynamik der Messung beträgt knapp $5 \cdot 10^4$.

Energie geringer werden. Aus dieser groben Abschätzung ergibt sich also als obere Grenze eine in der ASE gespeicherte Energie von weniger als 8% der Gesamtenergie. Der Einfluß auf die Intensitätsbestimmung durch die ASE ist damit auch kleiner 8%.

Pulsdauermessung

Die Dauer des Laserpulses wird mit einem Dritte-Ordnung-Autokorrelator gemessen (Abb. 2.10). Der erreichbare Kontrast dieser Messung ist etwa $10^4 - 10^5$. Die Halbwertsbreite der Pulsdauer beträgt etwa $\tau_{\text{FWHM}} = 70 \text{ fs} \pm 10 \text{ fs}$. Das entspricht einer $1/e$ -Länge des Pulses von $\tau_{1/e} = \tau_{\text{FWHM}} / \sqrt{\ln 2} = 85 \text{ fs}$. Da angenommen werden kann, daß das zeitliche Pulsprofil im wesentlichen einer Gaußfunktion entspricht, befinden sich 84% der Gesamtenergie im Zeitintervall $\tau_{1/e}$.

Der Laserpuls ist im Raum eine flache aber transversal ausgedehnte Scheibe von weniger als $30 \mu\text{m}$ Dicke und ca. 70 mm Durchmesser. Eine Verkippung der Lichtscheibe gegenüber ihrer Ausbreitungsrichtung kann sich daher empfindlich auf die effektive Dauer des fokussierten Pulses auswirken. Die Autokorrelationsmessung erfaßt diese Verkippung nicht, da die Pulsdauer nur auf einer kleinen Fläche von etwa 2 mm Durchmesser gemessen wird. Daher wird eine zusätzliche Messung der Verkippung

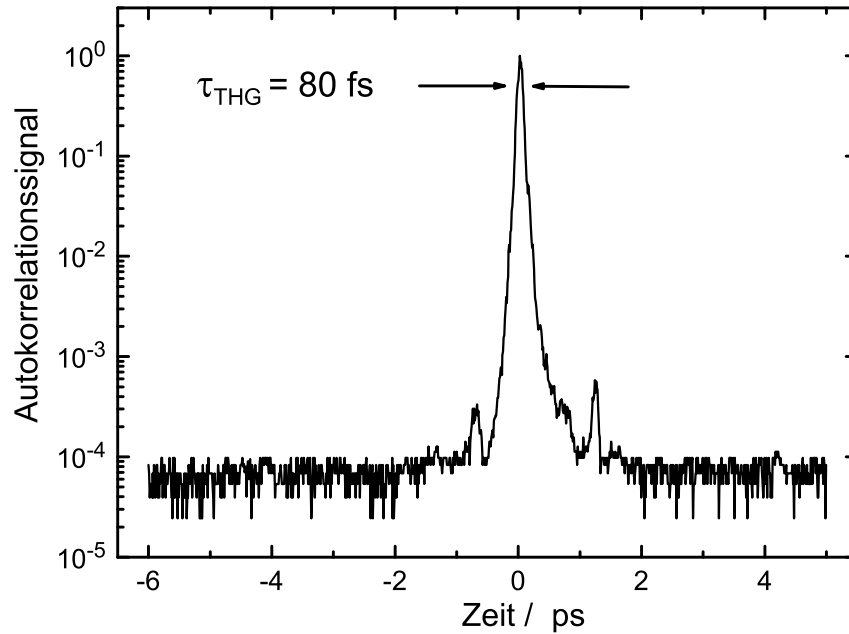


Abb. 2.10: Pulsdauermessung mittels Autokorrelation: Die Halbwertsbreite des Autokorrelationssignals beträgt 80 fs. Die zugehörige Pulslänge τ_{FWHM} ergibt sich über $\tau_{\text{THG}} = 1.22 \cdot \tau_{\text{FWHM}}$ zu in diesem Fall 65 fs.

der Pulsfront notwendig. Eine solche Verkippung wird durch leichte Mißjustagen der Kompressorgitter hervorgerufen [13]. Sie wird interferometrisch detektiert und gegebenenfalls durch Nachjustieren der Gitter korrigiert. Mit dem in Abb. 2.11 gezeigten Interferometer sind Verkippungen von weniger als $\alpha = 1'$ nicht mehr nachweisbar. Nach [13] ergibt sich die Verlängerung der Pulsdauer aus

$$\frac{\tau_{\text{eff}}}{\tau} = \sqrt{1 + \left(\frac{d_{\text{FWHM}} \cdot \sin\alpha}{c \cdot \tau_{\text{FWHM}}} \right)^2} \quad (2.13)$$

In unserem Fall sind dabei $d_{\text{FWHM}} = 40 \text{ mm}$ und $\tau_{\text{FWHM}} \approx 70 \text{ fs}$. Die Pulsdauer im Fokus kann durch die nicht mehr nachweisbare Verkippung also um maximal 13% verlängert sein.

Intensität

Mit den obigen Messungen ist nun die Energie $E_{1/e}$, welche sich innerhalb der Fläche $A_{1/e}$ und innerhalb der Pulsdauer $\tau_{1/e}$ befindet, experimentell bestimmt. Sie ergibt sich aus der Pulsenergie $E_P = 720 \text{ mJ}$ zu $E_{1/e} = E_P \cdot T \cdot 0.84 = 300 \text{ mJ}$, wobei T durch Gl. (2.12) gegeben ist. Der Faktor 0.84 berücksichtigt, daß 84% der Gesamtenergie innerhalb der Pulsdauer $\tau_{1/e}$ liegen. Damit kann nun mittels Gl. (2.4) die mittlere

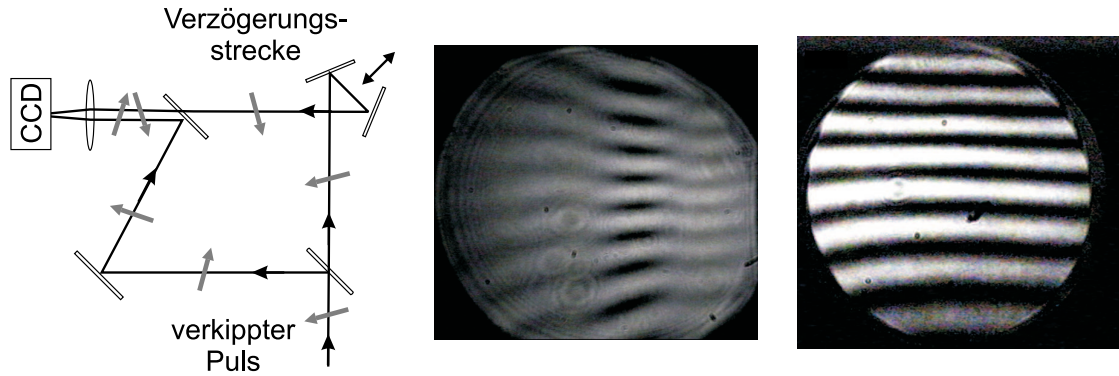


Abb. 2.11: Interferometrische Detektion einer verkippten Pulsfront. Der Laserpuls wird mit einem Strahlteiler in zwei Pulse aufgespalten, von denen einer in der horizontalen Achse um 180° gedreht wird. Danach werden beide Pulse zeitlich und räumlich wieder übereinandergelagert. Ist der Puls verkippt, so überlagern sich die beiden Teilstrahlen nur in einem schmalen Bereich der Pulsscheibe; Interferenzen treten nur in diesem Streifen auf (mittleres Bild). Ist der Puls nicht verkippt, so überlagern sich die Pulse vollständig und erzeugen Interferenzen auf der gesamten Strahlfläche (rechtes Bild).

Intensität über der Fläche $A_{1/e}$ und während der Zeit $\tau_{1/e}$ berechnet werden. Es ist

$$I_{1/e} = \frac{E_{1/e}}{A_{1/e} \cdot \tau_{1/e}} = 7.5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2 \quad .$$

Mit Gl. (2.6) und $q_{\text{exp}} = q_{1/e} \cdot 0.84$, ergibt sich eine Spitzenintensität von

$$I_{\text{max}} = I_{1/e} \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi} \cdot q_{\text{exp}}} = 2 \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2 \quad .$$

Die unter Annahme eines Gaußprofils theoretisch erreichbare Spitzenintensität ist nach Gl. (2.3)

$$I_{\text{max}}^{\text{th}} = \frac{E_{1/e}}{0.63} \cdot \frac{2}{A_{1/e} \cdot \tau_{1/e} \cdot \sqrt{\pi}} = 5 \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2 \quad .$$

Ein häufig angegebenes Maß für die Güte des Laserfokus ist das Strehl-Verhältnis, welches das Verhältnis aus der experimentell erreichten und der theoretischen Intensität ist. In unserem Fall beträgt es rund 40%.

Die Unsicherheit der Intensitätsmessung setzt sich aus den Messungen der Pulsdauer $\tau_{1/e}$, der Energie $E_{1/e}$ und der Fokusfläche $A_{1/e}$ zusammen: Die Autokorrelationsmessung besitzt eine Genauigkeit von etwa 6%. Durch eine nicht mehr meßbare Verkipfung der Pulsfront kann der Puls um maximal 13% verlängert sein. Die Meßgenauigkeit der Energie im Fokus ist im wesentlichen durch die Beiträge der ASE (8%) der Transmission durch die $50 \mu\text{m}$ -Blende (5%) und den Faktor $q_{1/e}$, d.h. der Energie in der Fläche $A_{1/e}$ (2%) gegeben. Die relative Unsicherheit der Fokusfläche

beträgt 10%. Da eine verkippte Pulsfront und der Einfluß der ASE nur zu einer Erniedrigung der Laserintensität führen, ergibt sich eine Meßunsicherheit für die Intensität von +23% und -44%. In absoluten Zahlen heißt das

$$I_{1/e} = \left(7.5 \begin{smallmatrix} +2.0 \\ -3.0 \end{smallmatrix}\right) \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2 \quad .$$

	$E_{1/e}$	$\tau_{1/e}$	$q_{1/e}$	w_0	M^2	$A_{1/e}$	z_R	I_{\max}	$I_{1/e}$
	mJ	fs	%	μm		μm^2	μm	W/cm^2	W/cm^2
Real	300	85	60	1.25	2	5	24	$2 \cdot 10^{20}$	$7.5 \cdot 10^{19}$
Gauß	300	85	71	0.63	1	1.25	5	$5.0 \cdot 10^{20}$	$2.3 \cdot 10^{20}$

Tab. 2.1: Zusammenfassung der mit dem Jenaer Laser erreichbaren Laserparameter. Im Vergleich dazu die Werte, wie sie sich für einen Gaußstrahl gleicher Apertur und gleicher Energie $E_{1/e}$ ergeben.

Die Angaben der Laserenergie und -intensität in den folgenden Kapiteln beziehen sich immer auf die Energie in der Fläche $A_{1/e}$ und im Zeitintervall $\tau_{1/e}$, wie oben ausgeführt.

Variation der Laserintensität

In einigen Experimenten, beispielweise der bei der optimalen Erzeugung von Röntgen Linienstrahlung (Kapitel 4) ist es notwendig, die Laserintensität zu variieren. Eine Änderung der Laserintensität kann durch Änderung der Fokusgröße, der Pulsdauer oder der Energie erreicht werden. Welche dieser drei Möglichkeiten gewählt wird, hängt von der jeweiligen experimentellen Zielsetzung ab. Im ersten Fall wird die Energie konstant gehalten, die Fokusgröße und damit auch die Quellgröße für Röntgenstrahlung und Elektronen ändert sich jedoch. Sollen diese beiden Größen beibehalten werden, kann die Intensität über die Pulsdauer geregelt werden. Dies hat jedoch zur Folge, daß Plasmaeigenschaften und Beschleunigungsmechanismen verändert werden. Wird die Energie des Pulses variiert, so ändert sich damit auch die Ausbeute an schnellen Elektronen.

In Kapitel 4 wurde die Variation der Fokusfläche zur Intensitätsregulierung angewendet. Abb. 2.12 zeigt Schnitte durch den fokussierten Strahl senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Die einzelnen Bilder wurden aufgenommen, indem das Mikroskopobjektiv in Strahlrichtung durch den Fokus hindurchgefahren wurde.

Aus den Strahlprofilen ist abzulesen, daß auch noch in größeren Abständen zum tatsächlichen Fokus die meiste Energie des Strahls in einem geschlossenen Gebiet

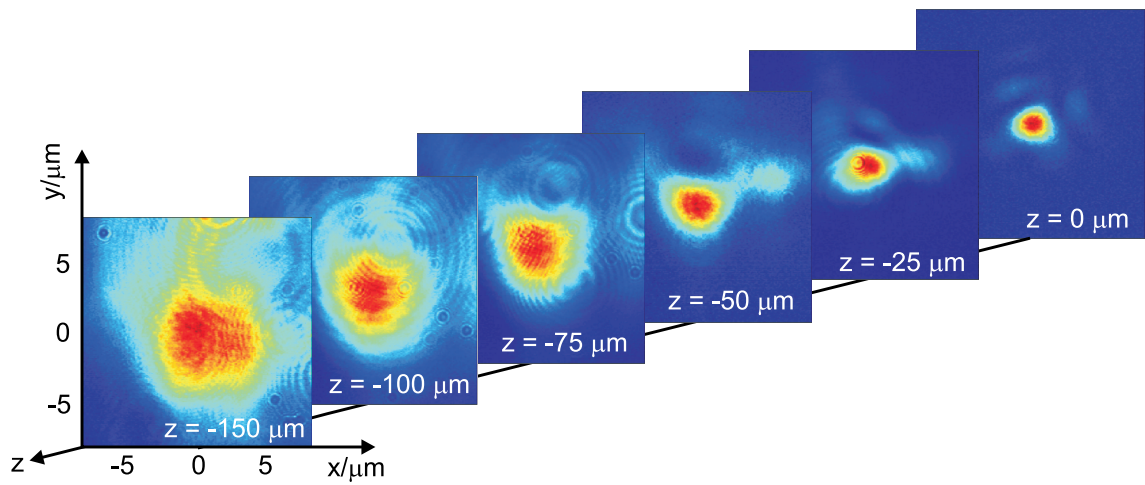


Abb. 2.12:

Strahlprofile des fokussierten Laserpulses im Abstand z von der Fokusposition.

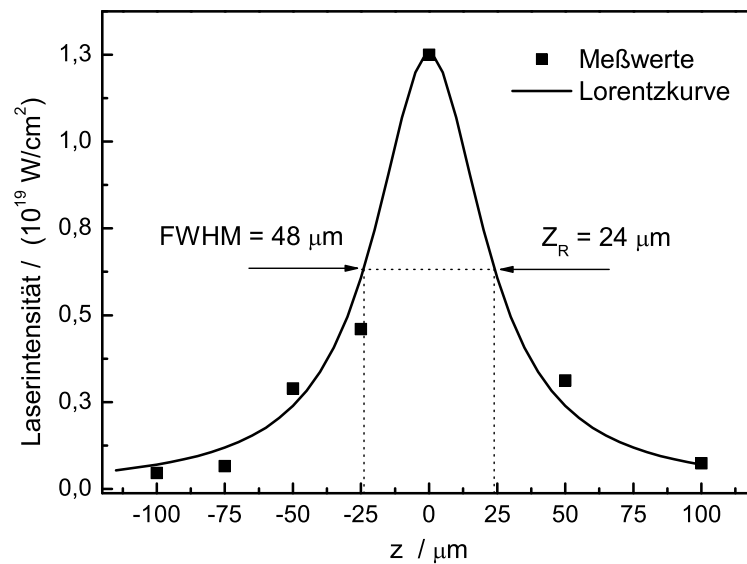


Abb. 2.13: Gemessene Abhängigkeit der Laserintensität von der Position z auf der optischen Achse in der Nähe des Fokus $z = 0$. Die durchgezogene Linie ist eine Lorentzfunktion nach Gl. (5.1). Die Halbwertsbreite beträgt $48 \mu\text{m}$, das heißt, daß die Rayleighlänge $Z_R = 24 \mu\text{m}$ ist.

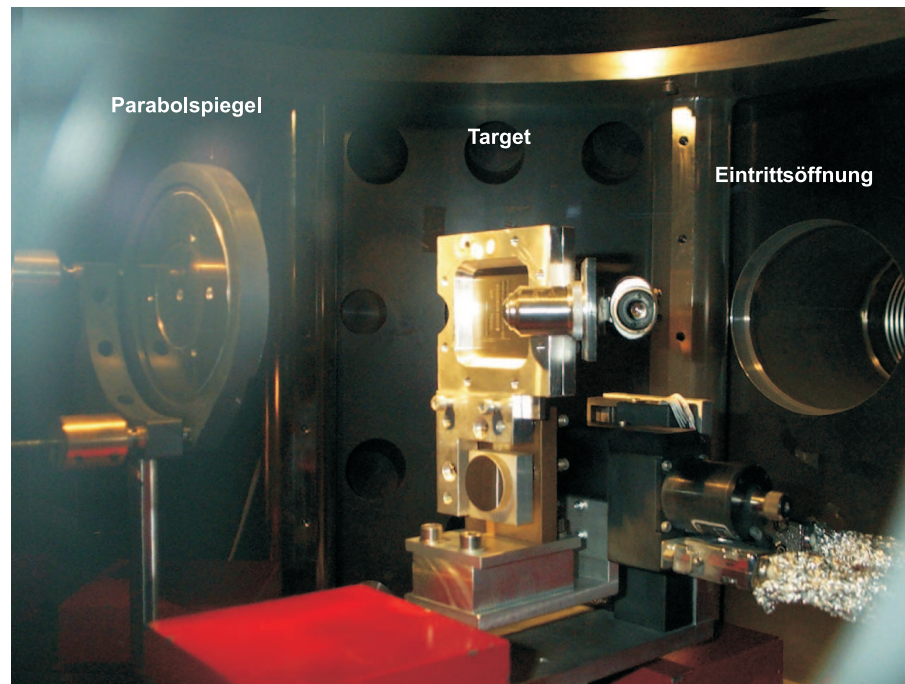


Abb. 2.14: Foto der Targetkammer mit dem prinzipiellen Aufbau aller Experimente. Die Eintrittsöffnung in die Targetkammer für den Laserstrahl ist rechts außen zu sehen. Links im Bild steht der Parabolspiegel (von hinten), und in der Mitte das verfahrbare Target mit fest montiertem Mikroskopobjektiv zur Fokusbeobachtung.

konzentriert ist, so daß eine Intensitätsbestimmung nach Abschnitt 2.2 auch für große Fokusdurchmesser noch sinnvoll möglich ist. Da die Abweichung von einer idealen Gaußmode mit zunehmendem Abstand größer wird, ergibt sich jedoch für kleinere Intensitäten eine höhere Unsicherheit der Messung. In Abb. 2.13 ist die aus Abb. 2.12 bestimmte Intensität in Abhängigkeit vom Abstand zum Fokus gezeigt. An die Meßwerte ist eine Lorentzfunktion nach Gl. (2.8) angepaßt. Die daraus resultierende Rayleighlänge ist $Z_R = 24 \mu\text{m}$. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der über den Faktor $M^2 = 2$ aus dem Gaußstrahl berechneten Rayleighlänge $Z_R = (M^2)^2 z_R = 4 \cdot 5 \mu\text{m} = 20 \mu\text{m}$.

2.3 Experimentierkammer und Folientarget

Alle Experimente zur Wechselwirkung eines Hochintensitätslasers mit Materie müssen im Vakuum ausgeführt werden, da die hohe Leistungsdichte der Laserpulse in Luft sofort zu nichtlinearen Effekten führt. Es kommt zur Selbstfokussierung und Ausbildung von Plasmakanälen, und die Pulsdauer wird durch Dispersion verlängert. Nach der zeitlichen Komprimierung des Laserpulses wird dieser daher in einer evakuierten Strahlführung in die ebenfalls evakuierte Experimentierkammer geleitet. Der

typische Druck in der Kammer beträgt während der Experimente etwa 10^{-4} mbar. Während der Wechselwirkung intensiver Laserpulse mit Materie entsteht hochenergetische Röntgenstrahlung, weshalb die Targetkammer mit einer 3 bis 10 cm dicken Bleiabschirmung umgeben ist. Die Experimente werden aus dem gleichen Grund von einem Nachbarlabor aus ferngesteuert.

Abb. 2.14 zeigt den Grundaufbau der in den Kapiteln 4 und 5 diskutierten Experimente. Die Laserpulse werden mittels eines goldbeschichteten Off-Axis-Paraboloiden auf das jeweilige Target fokussiert. Durch den Einsatz einer reflektiven Optik wird eine chromatische Abberation bei der Fokussierung des spektral breiten Laserpulses vermieden. Eine solche Abberation würde den Fokusfleck vergrößern und damit die Intensität herabsetzen. Ein Parabolspiegel erlaubt außerdem eine abberationsfreie Abbildung achsenferner aber achsenparalleler Strahlen, also eine fehlerfreie Abbildung eines großen Strahlquerschnitts. Zusätzlich vermeidet eine reflektive Optik den Durchgang des intensiven Laserpulses durch dispersives und zerstöranfälliges Material. Die Brennweite des Paraboloiden beträgt $f = 120$ mm, so daß zusammen mit dem Strahldurchmesser von etwa $2R = 70$ mm eine F-Zahl der Abbildung von $f/2R = 1.7$ erreicht wird.

Die Einfallrichtung des Lasers auf das Target wird in den meisten Experimenten auf 45° zur Targetnormalen festgelegt, wobei die Polarisationssebene in der Einfallsebene des Laserstrahls liegt (p-Polarisation). Der Grund für diese Anordnung ist, daß mit dieser Geometrie eine hohe Energieeinkopplung ins Plasma [14] erreicht werden kann.

Das primäre Target ist in allen Experimenten, die in dieser Arbeit diskutiert werden, eine Metallfolie. Diese Folie aus Titan oder Tantal ist fest in einem Aluminiumrahmen eingespannt. Das Einspannen erfolgt, indem die Folie zwischen die zwei Hälften eines auf -20°C gekühlten Aluminiumrahmens geklemmt wird. Bei der Erwärmung des Rahmens auf Zimmertemperatur dehnt er sich aus und spannt dadurch die Folie. Da die Targetoberfläche im Fokus bei jedem Laserschuß zerstört wird, muß das Target erneuerbar sein. In unserem Fall wird die Folie zwischen jedem Schuß horizontal und vertikal verfahren, so daß ein etwa $40\text{ mm} \times 40\text{ mm}$ großer Bereich auf der Folie abgerastert wird. Wichtig ist dabei, daß die Targetoberfläche beim Verfahren nicht aus dem Fokus herausgerät. Das bedeutet, daß die Folie parallel zu den Translationsschlitten ausgerichtet und die Targetoberfläche sehr eben sein muß. Beide Größen zusammen dürfen über den gesamten Bereich des Targets nicht stärker als die Rayleighlänge variieren. Diese Forderungen erfüllt das Folientarget sehr gut. Zur Überprüfung der Ebenheit und Ausrichtung der Folie wurde an verschiedenen Stellen auf der Folie die Ausbeute lasererzeugter Röntgenstrahlung

gemessen. Dabei war keine Änderung des Signals festzustellen. Da innerhalb der doppelten Rayleighlänge $2Z_R$ keine signifikante Änderung der Röntgenausbeute zu erwarten ist, ist die Unebenheit der Folie dementsprechend kleiner als $\pm 24 \mu\text{m}$. Ein einfaches poliertes Blech verbiegt sich schon nach wenigen hundert Laserschüssen um mehrere zehn bis hundert Mikrometer. Dagegen bleibt die Folie vollständig eben, da sie durch den Aluminiumrahmen unter gleichmäßiger Spannung gehalten wird.

Da die Güte des Fokus besonders für das Erreichen hoher Intensitäten kritisch ist, sollte das Fokusprofil häufig kontrolliert werden können. Insbesondere sollte zwischen der Justage des Fokus und dem eigentlichen Experiment die Experimentierkammer nicht mehr belüftet und geöffnet werden. In Abb. 2.14 ist der Folienhalter gezeigt, an dem ein Mikroskopobjektiv fest montiert ist. Zu jedem Zeitpunkt kann das Objektiv in den Fokus gefahren werden und bildet diesen dann auf eine CCD-Kamera außerhalb der Vakuumkammer ab.

3 Laser-Plasma Wechselwirkungen

Die Basis aller in dieser Arbeit behandelten Experimente zu lasererzeugter Röntgenbremsstrahlung bzw. Linienstrahlung ist die Wechselwirkung eines Sub-Pikosekunden Laserpulses mit Materie. Die Wechselwirkungsprozesse, die die Erzeugung eines Plasmas und die nachfolgende Beschleunigung von Plasmaelektronen bewirken und in zweiter Instanz zur Erzeugung von Röntgenstrahlung führen, sind sehr vielfältig. So beeinflussen die Wahl des Targetmaterials, sowie Intensität, Energie und zeitliche Struktur des Laserpulses die Dichte und die räumliche Ausdehnung des Plasmas. Diese Parameter wirken sich empfindlich auf die Beschleunigung der Plasmaelektronen aus. Durch die komplexen realen Bedingungen sind viele der wirkenden Beschleunigungsprozesse experimentell nicht voneinander zu trennen. Dies erschwert die theoretische Beschreibung experimenteller Szenarien ebenso wie die Optimierung im Hinblick auf maximale Elektronenausbeute und -energie.

In den folgenden Abschnitten werden die Prozesse, die zur Plasmabildung und Beschleunigung von Plasmaelektronen im intensiven Laserfeld führen, im Hinblick auf die Erzeugung von Röntgenstrahlung näher betrachtet.

3.1 Plasmaerzeugung und Beschleunigung relativistischer Elektronen

Laserpulse haben kein beliebig steiles zeitliches Intensitätsprofil, so daß, noch bevor der Bereich der höchsten Intensität das Target erreicht, die ansteigende Flanke des Pulses und kleine Vorpulse ein Plasma auf der Festkörperoberfläche erzeugen. Folglich kann nie die Wechselwirkung des intensiven Feldes mit dem Festkörper beobachtet werden. Der intensivste Bereich des Laserpulses wechselwirkt immer mit einem Plasma.

Bereits bei Intensitäten von etwa 10^{10} W/cm², also im Bereich der vorderen Flanke des Laserpulses, setzen Multi-Photonen-Ionisationsprozesse ein. Ab Intensitäten von etwa 10^{14} W/cm² ist die Feldstärke im Fokus hoch genug, um das Atompotential soweit abzusenken, daß Tunnelionisation und bei noch höheren Intensitäten schließlich Feldionisation eintritt. Diese Ionisationsprozesse verstärken sich lawinenartig durch Sekundärionisation durch Elektronen – das Ergebnis ist ein heißes Plasma.

Wird das Plasma durch kleine Vorpulse erzeugt, die bei jedem realen Laserpuls im Bereich von Nanosekunden oder Pikosekunden vor dem Hauptpuls auf das Target treffen, so hat es Zeit, sich auszudehnen, bevor der Hauptpuls eintrifft. Die Plasmadichte n_e und der Dichtegradient des Plasmas ändern sich also mit der Zeit.

Diese beiden Größen beeinflussen den Mechanismus der Energieeinkopplung und der Elektronenbeschleunigung im Plasma.

Die Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses im Plasma ist

$$v_g = c \sqrt{1 - \frac{\omega_P^2}{\omega_L^2}} \quad , \quad (3.1)$$

wobei ω_L die Laserfrequenz, c die Lichtgeschwindigkeit und

$$\omega_P = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m \varepsilon_0}} \quad (3.2)$$

die Plasmafrequenz ist. e und m bezeichnen Ladung bzw. Masse eines Elektrons. Die Gruppengeschwindigkeit wird mit zunehmender Elektronendichte n_e kleiner und verschwindet, wenn $\omega_L = \omega_P$. Das heißt, der Laserpuls wird in einem Plasma mit einer Dichte größer als der kritischen Dichte

$$n_c = \frac{m \omega_L^2 \varepsilon_0}{e^2} = 1.1 \cdot 10^{21} \lambda_L^{-2} (\mu\text{m}) \text{cm}^{-3} \quad (3.3)$$

evaneszent. Die Skintiefe, das heißt die Eindringtiefe der Lichtwelle in das überdichte Plasma mit $n_e > n_c$ beträgt $d \approx c/\omega_P \approx 100$ nm. Energieübertragung von der Lichtwelle ins Plasma, das sogenannte Plasmaheizen, kann also nur im unterdichten Plasma stattfinden. Für Licht der Wellenlänge $\lambda = 800$ nm beträgt die kritische Dichte $n_c = 1.7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Zur Beschreibung eines Plasmas als Funktion seiner Elektronendichte und seines Dichtegradienten wird die Plasmaskalenlänge $L \equiv n_e / \nabla n_e \approx c_s \tau$ eingeführt. Für einen Laserpuls der Dauer $\tau = 100$ fs und einer Ausbreitungsgeschwindigkeit des Plasmas von $c_s = 10^7$ cm/s ist die Plasmaskalenlänge $L = 10$ nm, also sehr viel kürzer als die Laserwellenlänge. Durch gezielte Einführung von Vorpulsen kann die Skalenlänge kontrolliert vergrößert werden.

Die Mechanismen, die zur Beschleunigung von Elektronen führen, können grob in zwei Gruppen eingeteilt werden: in solche, bei denen die Elektronen direkt durch das Laserfeld beschleunigt werden, und in Beschleunigungsmechanismen, die auf selbstinduzierten elektrischen und magnetischen Feldern im Plasma beruhen:

Ponderomotorische Elektronenbeschleunigung

Ist ein Elektron im Vakuum einer elektromagnetischen Welle ausgesetzt, so wird seine Bewegung durch die Lorentzkraft

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.4)$$

bestimmt. Für moderate Lichtintensitäten dominiert der Einfluß des elektrischen Feldes \vec{E} , da die Amplitude der magnetische Feldstärke $\vec{B} = \vec{E}/c$ vernachlässigbar bleibt. Das Elektron im Lichtfeld beginnt daher in Richtung des elektrischen

Feldstärkevektors, d.h. transversal zur Ausbreitungsrichtung des Lichts zu schwingen. Mit zunehmender Intensität wird die Geschwindigkeit, welche das Elektron innerhalb einer halben Lichtperiode aufnehmen kann, immer größer. Sie erreicht relativistische Werte für Intensitäten von etwa 10^{18} W/cm² bei $\lambda = 800$ nm. Dann ist der $\vec{v} \times \vec{B}$ Term der Lorentzkraft nicht mehr vernachlässigbar. Er bewirkt, wie man sich leicht über das Vektorprodukt klarmachen kann, eine Kraft in Ausbreitungsrichtung der Lichtwelle [15]. Den Übergang von der klassischen zur relativistischen Beschleunigung beschreibt der relativistische Parameter a_0 , der das Verhältnis der Oszillationsgeschwindigkeit der Elektronen v im Laserfeld und der Lichtgeschwindigkeit ist:

$$a_0 = \frac{v}{c} = \frac{p}{m_0 c} = \frac{eE}{m_0 \omega c} = \frac{e}{m_0 \omega c} \sqrt{\frac{2I}{\epsilon_0 c}} \quad (3.5)$$

Für $a_0 > 1$ wird die Bewegung relativistisch.

Ein Elektron, welches sich vor dem Eintreffen des Laserpulses auf der optischen Achse befinden möge, wird durch die Lorentzkraft transversal und longitudinal in Richtung niedrigerer Intensität beschleunigt. Bei der Rückbeschleunigung in der nächsten Halbwelle wirkt dort aber eine geringere Kraft, die das Elektron nicht auf seine Ausgangsposition zurückbringen kann. Schließlich wird das Elektron nicht mehr vom Laserfeld erfaßt und verläßt den Fokusbereich mit einer Restenergie. Der Energiegewinn des aus dem Laserfeld getriebenen Elektrons ist durch das ponderomotorische Potential U_P

$$U_P = m_0 c^2 \frac{a_0^2}{2} \approx 1 \text{ MeV} \cdot \sqrt{\frac{I \lambda^2}{10^{19} \text{ W/cm}^2 \mu\text{m}^2}} \quad (3.6)$$

gegeben [16]. Die ponderomotorische Kraft wirkt in Richtung des Intensitätsgradienten und drängt Elektronen aus dem Bereich hoher Intensität heraus. Diese rein durch das Laserfeld hervorgerufene ponderomotorische Beschleunigung tritt auch auf, wenn eine Lichtwelle, bzw. ein Puls abrupt abbricht, wie beispielsweise durch Absorption. Wird der Laserpuls im Plasma nahe der kritischen Dichte absorbiert oder an dieser Grenze reflektiert, dann wirkt auf die Elektronen keine Kraft durch das Laserfeld mehr, und sie behalten ihre momentane Geschwindigkeit und Richtung bei. Es gibt mehrere Mechanismen dieser Art, die je nach Laser- und Plasmaparametern dominieren. Ein intensiver Laserpuls, der unter 45° und mit in der Einfallsebene polarisiertem Licht auf einen Festkörper bzw. ein Plasma mit großem Dichtegradienten trifft, wird im Bereich der kritischen Dichte absorbiert. Durch die Polarisation des Lichts führen die Elektronen im Laserfeld Oszillationsbewegungen in der Einfallsebene aus. Ihre Geschwindigkeiten besitzen also eine Komponente, die in das Target hinein weist. Wird der Laserpuls im Plasma evaneszent, spüren die Elektronen sein Feld nicht mehr und bewegen sich mit einem Nettoenergiegewinn

in das Target hinein. Dieser Mechanismus wird Brunel-Effekt oder Vakuum-Heizen genannt [17].

Plasmawellen

Die natürlichen Schwingungsmoden von Elektronen im Plasma werden als Plasmawellen bezeichnet. Werden Elektronen beispielsweise durch die Einwirkung eines Laserpulses aus ihrer Gleichgewichtslage ausgelenkt, so beginnen sie mit der Frequenz ω_P , der Plasmafrequenz, gegen die trägeren Ionen im Plasma zu schwingen. Diese Ladungsdichteoszillationen breiten sich mit einer Phasengeschwindigkeit v_φ im Plasma aus.

Können steile Plasmagradients und hohe Plasmadichten erzeugt werden, so besitzt besonders die sogenannte Resonanzabsorption [15, 18] große Bedeutung. Ein schräg auf das Target fallender und innerhalb der Einfallsebene polarisierter Laserpuls kann in der Nähe der kritischen Dichte resonant Plasmawellen anregen. Dadurch wird Energie vom Laserpuls auf die Plasmawellen übertragen. Letztere werden in den Schichten höherer Plasmadichte gedämpft, wodurch ihre Energie auf die Plasmaelektronen übergeht. Die erreichbare mittlere Elektronenenergie (oder „Temperatur“) der beschleunigten Elektronen ist zumindest für lange Laserpulse $T_h \approx 4(I\lambda^2/10^{20} \text{ W/cm}^2 \mu\text{m}^2)^{1/2} \text{ MeV}$ [16]. Bei Intensitäten über $5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ werden somit Elektronentemperaturen von über 2 MeV erzeugt. Dies ist den Elektronenenergien, die durch die ponderomotorische Beschleunigung erreicht werden, sehr ähnlich.

In dünnen ausgedehnten Plasmen beschleunigt die ansteigende Pulsfront eines durchlaufenden Laserpulses die Plasmaelektronen durch die ponderomotorische Kraft nach vorne und mit seiner absteigenden Flanke wieder nach hinten. Es entsteht eine Ladungsdichteoszillation, die dem Laserpuls folgt. Diese Welle wird *Wakefield* (Bugwelle) genannt. Elektronen, die mit geeigneter Anfangsgeschwindigkeit in diese Welle geraten, werden mitgetragen und beschleunigt. Dieser Mechanismus ist besonders effektiv, wenn die Gruppengeschwindigkeit des Lichtpulses v_g nur wenig größer oder gleich der Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle v_φ ist. Dies ist für geringe Plasmadichten erfüllt. Durch die unterschiedlichen Geschwindigkeiten v_g und v_φ gibt es eine optimale Beschleunigungsstrecke von $l_{\text{opt}} \approx \gamma^2 \lambda_P$, auf der Elektronen einen maximalen Energiegewinn von $\Delta E = 4\gamma^2 mc^2$ erreichen können [2]. Der relativistische Korrekturfaktor γ für die Ausbreitung der Plasmawelle nimmt in dünnen Plasmen typischerweise Werte von 2 bis 100 an [16]. Das entspricht einem Energiegewinn beschleunigter Elektronen von wenigen bis zu mehreren 10 MeV. In Experimenten wurden bis zu 200 MeV Elektronen nachgewiesen [19, 20].

Selbstfokussierung

In ausgedehnten dünnen Plasmen kann es zur Selbstfokussierung des Laserpulses und in der Folge davon zur Ausbildung eines stabilen lichtleitenden Plasmakanals kommen. In diesen Kanälen können Elektronen effektiv beschleunigt werden. Es gibt zwei Effekte die zur Selbstfokussierung und zur Ausbildung eines mehrere hundert Mikrometer langen Kanals führen: die sogenannte ponderomotorische Selbstfokussierung und die relativistische Selbstfokussierung.

Zur Erklärung beider Effekte betrachten wir unter Verwendung von Gl.(3.2) die Phasengeschwindigkeit des Lichtes im Plasma

$$v_{\text{ph}} = \frac{\omega_L}{k_L} = \frac{\sqrt{\omega_P^2 + k_L^2 c^2}}{k_L} = \frac{c}{\sqrt{(1 - \omega_P^2/\gamma\omega_L^2)}} = \frac{c}{\sqrt{1 - (n_e/n_c)}} \quad . \quad (3.7)$$

Der Lorentzfaktor γ berücksichtigt die relativistische Massenzunahme der Elektronen im relativistischen Plasma. Ist die Phasengeschwindigkeit eines Lichtstrahls in seinem Zentrum kleiner als am Rand, so wird der Strahl fokussiert. Nach Gl.(3.7) tritt dies im Plasma ein, wenn die Elektronendichte n_e im Zentrum kleiner, oder wenn der Lorentzfaktor γ größer ist als im äußeren Teil des Strahls. Der erste Fall tritt ein, wenn durch die ponderomotorische Kraft Elektronen radial aus den Regionen höchster Intensität herausgetrieben werden, so daß $n_e(0) < n_e(r)$ bzw. $v_{\text{ph}}(0) < v_{\text{ph}}(r)$. Diese Art der Selbstfokussierung wird als ponderomotorische Selbstfokussierung bezeichnet. Relativistische Selbstfokussierung tritt auf, wenn die Oszillationsgeschwindigkeiten der Plasmaelektronen relativistisch werden. Im inneren Bereich ($r \rightarrow 0$) eines räumlichen Gaußprofils ist die Intensität höher als am Rand, so daß dort die Oszillationsgeschwindigkeit und damit auch der γ -Faktor höher ist. Die Phasengeschwindigkeit im Zentrum des Laserpulses ist also wiederum kleiner als am Rand, und der Strahl wird konvergent. Beiden Fokussierungseffekten wirkt die Beugung entgegen, so daß sich ein Gleichgewicht zwischen Fokussierung und Defokussierung einstellen kann. Die Folge davon ist die Ausbildung eines stabilen Kanals [21, 22]. Um Selbstfokussierung und Kanalbildung zu erreichen, muß eine kritische Laserleistung $P_{\text{krit}} = 17 (\omega_L/\omega_P)^2$ GW überschritten werden.

Die Intensität in solchen Plasmakanälen kann um das zehnfache höher sein als im eigentlichen Fokus [23]. Diese Intensität wird dann über die gesamte Kanallänge, das heißt über mehrere Rayleighlängen aufrechterhalten. Damit wird eine effektive Elektronenbeschleunigung über das ponderomotorische Potential, sowie über die Beschleunigung durch Plasmawellen möglich. Weiterhin können Elektronen durch die sich im Plasmakanal ausbildenden oszillierenden elektromagnetischen Felder beschleunigt werden (direkte Laserbeschleunigung) [22, 24].

In den meisten experimentellen Fällen wird eine Kombination verschiedener Beschleunigungsmechanismen auftreten. Alle Messungen, die in den Kapiteln 4 und 5 diskutiert werden, nutzen Festkörpertargets und eher steile Plasmagradients, das heißt kleine Plasmaskalenlängen. Die typischen Beschleunigungsmechanismen dünner Plasmen sollten darum nicht auftreten. Generell dominieren bei Experimenten an Festkörpertargets mit hohen Laserintensitäten und steilen Plasmagradients die Resonanzabsorption und solche Beschleunigungsmechanismen, die direkt auf der Beschleunigung durch das Laserfeld beruhen. Die typischen Elektronenenergien, die damit erreicht werden können, liegen in der Größenordnung des ponderomotorischen Potentials. Für eine Laserintensität von 10^{20} W/cm² und einer Wellenlänge von 800 nm sind somit Elektronenenergien von etwa 2 bis 3 MeV zu erwarten.

Elektronenspektrum

Die Elektronen des Vorplasmas, welches durch Vorpulse erzeugt und durch Stoßabsorption aufgeheizt wird, befinden sich zum Zeitpunkt des Eintreffens des Hauptpulses im thermischen Gleichgewicht. Ihre Energien folgen also einer Maxwell-Verteilung. Die mittlere Elektronenenergie beträgt etwa 10 bis 100 eV bei einer typischen Vorpulsintensität von 10^{14} W/cm². Aus diesem Vorplasma werden durch die Wechselwirkung mit dem Hauptpuls des Lasers Elektronen beschleunigt, deren Energien mehrere Kilo- bis Megaelektronenvolt betragen können und damit weit über die mittlere Energie der Elektronen im Vorplasma hinausgehen. Diese suprathermischen Elektronen sind Gegenstand der meisten Untersuchungen zur Laser-Plasma-Wechselwirkung. Spektren lasererzeugter hochenergetischer, sogenannter heißer, Elektronen können direkt mit Magnetspektrometern [22] und mit auf Thermolumineszenzdetektoren (TLD) basierenden Spektrometern [4, 25] detektiert werden. Eine indirekte Methode ist die Rekonstruktion des Elektronenspektrums aus der Messung elektroneninduzierter Röntgen-Linien- oder Bremsstrahlung [26] oder der Beobachtung photoinduzierter Kernreaktionen [27–30]. Aus den experimentellen Daten geht hervor, daß die Verteilung der heißen Elektronen bei hohen Energien einen exponentiellen Verlauf besitzt. Meist ist jedoch entweder die Auflösung der verwendeten Spektrometer nicht hoch genug, um Verteilungsfunktionen zuverlässig bestimmen zu können (Magnetspektrometer), oder es geht sogar eine konkrete Verteilung in die Auswertung mit ein (TLD-Spektrometer). Aufgrund der Komplexität der Laser-Plasma Wechselwirkung gibt es keine allgemeingültige Vorhersage dafür, welcher Funktion die Elektronenverteilung tatsächlich folgt. Sie kann jedoch mit unterschiedlichen Verteilungsfunktionen beschrieben werden: Die Energien heißer Elektronen in nichtrelativistischen Plasmen lassen sich durch die nichtrelativistische klassische

Maxwellverteilung in drei Dimensionen annähern:

$$f_M^{(3)}(E)dE = \frac{2\sqrt{E}}{\sqrt{\pi}(k_B T_e)^{3/2}} e^{-E/(k_B T_e)} dE \quad . \quad (3.8)$$

Hochintensive Laserpulse beschleunigen Elektronen jedoch bis auf relativistische Energien, was durch die relativistisch korrekte Maxwellverteilung in drei Dimensionen, auch Maxwell-Jüttner-Verteilung [31], berücksichtigt wird:

$$f_J^{(3)}(E) dE = \frac{\sqrt{E^2 + 2Em_0c^2}}{k_B T_e K_2(m_0c^2/k_B T_e)} \frac{(E + m_0c^2)}{(m_0c^2)^2} e^{-(E + m_0c^2)/(k_B T_e)} dE \quad . \quad (3.9)$$

Darin stellt $K_2(\frac{m_0c^2}{k_B T_e})$ die modifizierte Bessel-Funktion zweiter Ordnung dar, und m_0 ist die Ruhemasse eines Elektrons. Daraus ergibt sich im relativistischen Grenzfall $k_B T_e \gg m_0c^2$ mit $K_2(x) \approx \sqrt{\pi/(2x)} e^{-x}$:

$$f_{J,rel}^{(3)}(E) dE = \frac{1}{2(k_B T_e)^3} E^2 e^{-E/(k_B T_e)} dE \quad . \quad (3.10)$$

Für den Fall nichtrelativistischer Elektronen, also für $k_B T_e \ll m_0c^2$ und $K_2(x) \approx 2/x^2$ ergibt sich wieder die dreidimensionale Maxwell-Verteilung Gl. 3.8.

Je energiereicher die Elektronen aus relativistischen Laserplasmen sind, desto stärker sind sie meist auch gerichtet [4, 27, 32]. In diesem Fall bietet es sich an, die relativistisch korrekte eindimensionale Form der Maxwell-Jüttner-Verteilung zu verwenden [33]:

$$f_J^{(1)}(E) dE = \frac{e^{-m_0c^2/(k_B T_e)}}{K_1(m_0c^2/k_B T_e)} \frac{E + m_0c^2}{m_0c^2 \sqrt{(E + m_0c^2)^2 - m_0^2c^4}} e^{-E/(k_B T_e)} dE \quad , \quad (3.11)$$

$K_1(m_0c^2/k_B T_e)$ ist hierin die modifizierte Besselfunktion erster Ordnung. Für die Grenzfälle $E \ll m_0c^2$ und $E \gg m_0c^2$ geht diese Verteilung in die eindimensionale klassische Maxwellverteilung bzw. in die häufig zur Modellierung hochenergetischer Elektronenverteilungen herangezogene eindimensionale Boltzmann-Verteilung über:

$$f_B(E)dE = \frac{1}{k_B T_e} e^{-E/(k_B T_e)} dE \quad (3.12)$$

Es zeigt sich, daß zumindest der hochenergetische exponentialverteilte Teil experimenteller Spektren laserproduzierter Elektronen durch jede dieser Funktionen dargestellt werden kann, da letztere bei hohen Energien alle exponentiell abfallen. Wie in Abb. 3.1 zu erkennen, sind allerdings die charakteristischen Elektronenenergien, die Temperaturen $T_e = k_B T$, je nach Wahl der Verteilung unterschiedlich und somit nicht direkt vergleichbar. Dies kann andererseits auch ein Vorteil sein, denn auf diese

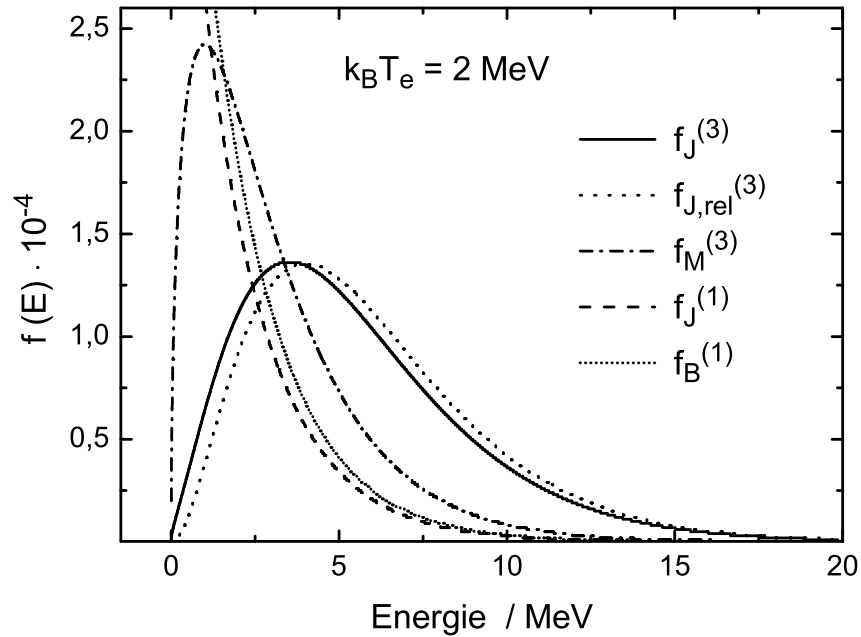


Abb. 3.1: Vergleich der im Text erläuterten Verteilungsfunktionen zur Beschreibung laserproduzierter Elektronenspektren. Die Verteilungen sind auf ihre Fläche normiert. $f_J^{(3)}$: dreidimensionale Maxwell-Jüttner-Funktion; $f_{J,rel}^{(3)}$: relativistischer Grenzfall von $f_J^{(3)}$; $f_M^{(3)}$: dreidimensionale klassische Maxwellverteilung; $f_J^{(1)}$: eindimensionale M.-J.-Verteilung; $f_B^{(1)}$: Boltzmannverteilung. Für alle Funktionen wurde der Parameter $k_B T_e$ zu 2 MeV gewählt.

Weise kann in vielen Fällen, in denen der niederenergetische Teil der Elektronenverteilung nicht wichtig oder nicht meßbar ist, die besonders einfache Boltzmann-Verteilung zur Beschreibung der Spektren herangezogen werden. Ein Beispiel für einen solchen Fall ist die im Kapitel 5 erläuterte Messung des (γ, n) -Querschnitts von ^{129}I . Da der betreffende Querschnitt unterhalb einer Energie von 9 MeV gleich Null ist, ist nur der hochenergetische Teil der Verteilung mit $k_B T_e \approx 2 \text{ MeV}$ interessant. Und dieser wird, wie soeben dargelegt, durch alle Verteilungen ähnlich gut reproduziert. Der Vorteil der Boltzmann-Verteilung besteht darin, daß sie durch zwei Funktionswerte oder durch Kenntnis ihrer Temperatur und ihrer Normierung eindeutig bestimmt ist.

In anderen Fällen, wie beispielweise der korrekten Beschreibung intensitätsabhängiger Effekte (siehe Kapitel 4) ist es erforderlich, die vollständige, relativistisch korrekte Maxwell-Jüttner-Verteilung bei der Beschreibung des Elektronenspektrums zu verwenden [34].

Wie oben dargelegt, bestimmen die Laser- und Plasmaparameter die mittlere

Energie beziehungsweise die Temperatur der beschleunigten Elektronen. Für gleichbleibende Plasmaparameter, wie Dichtegradient und Plasmalänge, hängt die Elektronentemperatur T_e von der Intensität I des Laserpulses ab. Je nach Beschleunigungsmechanismus, der natürlich auch wieder von der Intensität abhängt, gibt es unterschiedliche Skalierungsgesetze. Im Bereich relativistischer Intensitäten ab etwa 10^{18} W/cm² ist die ponderomotorische Skalierung nach Wilks [35] gültig:

$$k_B T_e \simeq 0.511 \text{ MeV} \left[\left(1 + \frac{I \lambda^2}{1.37 \cdot 10^{18} \text{ W cm}^{-2} \mu\text{m}^2} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad . \quad (3.13)$$

Der Vergleich experimenteller Daten mit dieser Gleichung bestätigt diese Abhängigkeit [29, 36, 37].

Die Konversionseffizienz η_e , d.h. der Energieanteil des Laserpulses, der in kinetische Energie der heißen Elektronen umgewandelt wird, kann zwischen 10% und 50% betragen [26, 38, 39]. Bei hohen Laserintensitäten ist die Emission der relativistischen Elektronen nicht isotrop. In homogenen dünnen Plasmen ist die bevorzugte Richtung die Laserpropagationsrichtung. Liegen steile Dichtegradienten vor, also insbesondere an festen Oberflächen, so werden die Elektronen in Richtung der Targetnormalen in das Target hinein beschleunigt [4, 27]. Je höher die Energie der beschleunigten Elektronen, desto kleiner sind die Öffnungswinkel, unter dem diese gerichteten Elektronen emittiert werden.

Wechselwirken die vom Laser beschleunigten Elektronen nun mit dem hinter der Plasmaschicht liegenden Festkörper, so entsteht Röntgenstrahlung, deren Spektrum – dem einer konventionellen Röntgenröhre vergleichbar – aus einem Bremsstrahlungsuntergrund und charakteristischer Linienstrahlung besteht. Die Charakteristika lasererzeugter Röntgenstrahlung sind ihre kleinen Quellgrößen und ihre ultrakurze Pulsdauer, die in der Größenordnung der Laserpulsdauer liegt. Diese beiden Eigenschaften führen zusammen mit einer hohen Photonenzahl pro Puls zu hohen Photonenflüssen. Die beiden folgenden Abschnitte gehen näher auf die Erzeugung dieser beiden Strahlungsarten ein. Damit werden die Grundlagen für die in den Kapiteln 4 und 5 vorgestellten experimentellen Ergebnisse gelegt.

3.2 Lasergenerierte K-Schalen Linienstrahlung

Elektronen, die einen Festkörper durchqueren, werden unter anderem dadurch abgebremst, daß sie K-Schalen der Targetatome ionisieren. Die ionisierten Atome gehen über Auger-Prozesse oder aber über Aussendung von Röntgenfluoreszenzstrahlung in ihren Grundzustand über. Natürlich wird nicht nur K-Schalen Linienstrahlung

erzeugt, wenn Elektronen mit einem Festkörper wechselwirken. Da die K-Linien jedoch die intensivsten Linien und daher auch für Anwendungen besonders interessant sind, sollen im folgenden nur diese betrachtet werden.

Zunächst überlegen wir uns, von welchen Größen die Zahl der erzeugten K_α -Photonen N_α bestimmt wird. Die Zahl der ionisierten K-Schalen ist natürlich proportional zur Zahl der Targetatome pro Volumeneinheit n_{Ti} , zur Zahl der Elektronen N_e , die im Target das Wegstück dx zurücklegen, und zum Wirkungsquerschnitt für die Ionisation der K-Schale durch Elektronen σ_K . Da die im Plasma beschleunigten Elektronen nicht monoenergetisch sind, muß noch mit einer Energieverteilung $f(U_0, T)$ gewichtet werden. U_0 ist hierbei die Elektronenenergie E_0 normiert auf die Ionisationsenergie der K-Kante E_K : $U_0 = E_0/E_K$. In gleicher Weise ist $T \equiv (k_B T_e)/E_K$ die auf E_K normierte Elektronentemperatur. Mit einer durch die Fluoreszenzausbeute η der K-Schale bestimmten Wahrscheinlichkeit emittieren dann die rekombinierenden Atome K_α -Strahlung. Insgesamt ist also die Zahl der erzeugten K_α -Photonen aus folgender Beziehung zu berechnen:

$$d^2 N_\alpha = \eta n_{\text{Ti}} N_e f(U_0, T) \sigma_K(U_0) dx dU_0 \quad . \quad (3.14)$$

Im folgenden werden die Größen $\sigma_K(U_0)$, dx und $f(U_0, T)$ bestimmt:

Wirkungsquerschnitt

Ausgangspunkt der meisten theoretischen Betrachtungen, die einen Energiebereich kleiner etwa 500 keV betreffen, ist der bereits 1930 von Bethe [40] abgeleitete Wirkungsquerschnitt für K-Schalen Ionisation

$$\sigma = \frac{\pi e^4 Z_K}{(4\pi\epsilon_0)^2} b_K \frac{\ln(c_K U_0)}{U_0 E_K^2} \quad . \quad (3.15)$$

c_K und b_K sind die sogenannten Bethe-Parameter, die aus den experimentellen Daten für die K-Wirkungsquerschnitte gewonnen werden können. $Z_K = 2$ ist die Elektronenzahl der zu ionisierenden Schale. Die Gültigkeit dieses Ausdrucks wurde durch viele Messungen für einen Energiebereich von $U_0 < 100$ ($E_0 < 500$ keV für Titan mit $E_K = 5$ keV) bestätigt. Für sehr kleine und für relativistische Energien müssen allerdings Korrekturen vorgenommen werden, um die experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitte richtig zu beschreiben. Gryzinski führt für hohe Elektronenenergien einen relativistischen Korrekturfaktor ein [41]:

$$R = \left(\frac{2 + \alpha}{2 + \alpha U_0} \right) \left(\frac{1 + \alpha U_0}{1 + \alpha} \right)^2 \left(\frac{(1 + U_0)(2 + \alpha U_0)(1 + \alpha)^2}{U_0(2 + \alpha U_0)(1 + \alpha)^2 + (2 + \alpha)} \right)^{3/2} \quad (3.16)$$

mit $\alpha = E_K/m_0c^2$. Wir verwenden einen von C. A. Quarles [42] vorgeschlagenen semiempirischen Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt, der diese relativistische Korrektur R beinhaltet:

$$\sigma_K(U_0) = 828 \cdot 10^{-16} \frac{R}{E_K^2} \frac{\ln U_0}{U_0} \text{ cm}^2 \text{ eV}^2 \quad . \quad (3.17)$$

In Abbildung 3.2 ist eine Sammlung verschiedener Meßdaten für den Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu Gleichung (3.17) gezeigt. Der Wirkungsquerschnitt besitzt eine Schwelle bei der Ionisationsenergie des jeweiligen Elements ($U_0 = 1$), wächst danach an und erreicht sein Maximum bei etwa der vierfachen Ionisationsenergie ($U_0 \approx 4$). Die klassische Behandlung des Wirkungsquerschnittes nach Bethe würde eine stetige Abnahme des Querschnittes bei hohen Elektronenenergien bewirken. Der relativistische Korrekturfaktor R verhält sich für kleine U_0 und $\alpha \ll 1$ wie $R \approx 1$ und für $U_0 \gg 1$ wie $R \sim U_0$. Er reproduziert damit den logarithmischen Anstieg des Wirkungsquerschnittes bei relativistischen Elektronenenergien. Die Ursache für diesen Anstieg ist die Lorentzkontraktion des elektrischen Feldes eines Elektrons mit relativistischer Energie. Das Feld kollabiert senkrecht zur Bewegungsrichtung des Elektrons, wodurch seine Stärke und damit Reichweite in dieser Richtung zunimmt. Die Wahrscheinlichkeit, ein Atom zu ionisieren, steigt dadurch trotz der verkürzten Wechselwirkungszeit an.

In Kapitel 4.2 wird dieser Wirkungsquerschnitt benötigt, um die Produktionsrate von K_α -Photonen in einer Titanfolie zu berechnen.

Pulsdauer und Quellgröße

Plasmaelektronen können nur so lange beschleunigt werden, wie der Laserpuls andauert. Folglich wird auch die Dauer des Röntgenpulses, der durch die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Festkörpertarget erzeugt wird, in dieser Größenordnung liegen. Allerdings sind Laufzeiteffekte der Elektronen im Target zu berücksichtigen, die die Emission von Linienstrahlung verlängern. Für dünne Targets sind diese jedoch ebenso zu vernachlässigen wie die Rekombinationszeiten innerer Schalen, die im Bereich von wenigen Femtosekunden liegen. Die Messung der Dauer so kurzer Röntgenpulse ist mangels Korrelationstechniken bisher nur eingeschränkt möglich. Aus Pump-Probe-Experimenten kann jedoch geschlossen werden, daß sie in der Größenordnung (400 ± 200) fs liegen [3]. Die Quellgrößen der lasergenerierten Röntgenstrahlung bewegen sich im Bereich zwischen 20 und 100 μm [48–50]. Offensichtlich ist aber die Quellgröße stark durch die Laserintensität und das zeitliche Pulsprofil geprägt [50, 51]. Die kleine Quellgröße und die ultrakurze Dauer der Röntgenpulse sind Eigenschaften, welche die lasergetriebenen Röntgenquellen gegenüber der Röntgenröhre und den klassischen Synchrotronstrahlungsquellen auszeichnen.

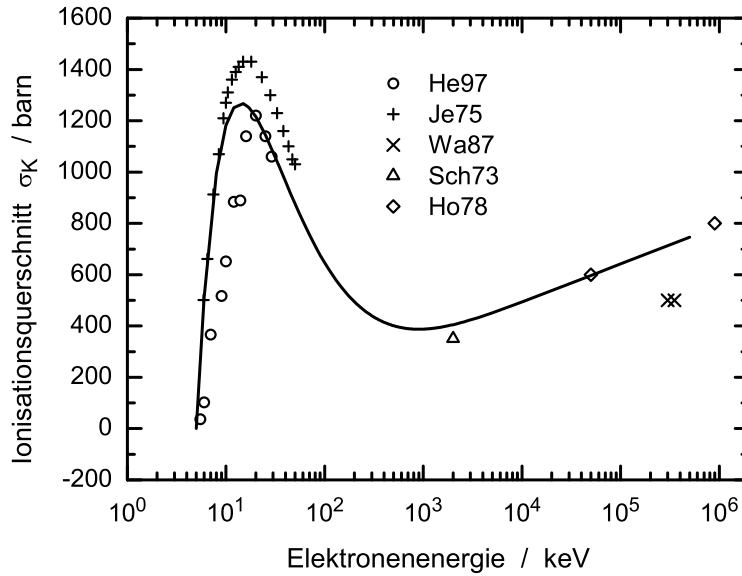


Abb. 3.2: Wirkungsquerschnitt σ_K für K-Schalen Ionisation von Titan durch Elektronenstoß. Symbole repräsentieren experimentelle Werte verschiedener Quellen: He97: [43], Je75: [44], Wa87: [45], Sch73: [46], Ho78: [47] Die durchgezogene Linie gibt den theoretischen Wirkungsquerschnitt aus Gleichung (3.17) wieder.

3.3 Bremsstrahlung

Wenn die durch den Laserpuls beschleunigten Elektronen im überdichten Plasma und im dahinter liegenden Festkörper abgebremst werden, erzeugen sie natürlich nicht nur Röntgen-Linienstrahlung, sondern auch Bremsstrahlung. Die Zahl der pro Energieintervall $d(\hbar\omega)$ durch N_e Elektronen der Energie E in einem Target mit der Teilchendichte n generierten Bremsstrahlungsphotonen ist allgemein durch

$$dn_\gamma(\hbar\omega) = nN_e \frac{d\sigma_\gamma(E)}{d(\hbar\omega)} dx \quad (3.18)$$

gegeben, wobei $d\sigma_\gamma(E)/d(\hbar\omega)$ der bezüglich der Photonenenergie differentielle Querschnitt für Bremsstrahlungserzeugung ist. Die von den Elektronen im Target zurückgelegte Strecke dx ergibt sich aus ihrem Energieverlust pro zurückgelegtem Wegstück $S = -dE/dx$ (Stopping Power) [52–54]. In einem dicken Target, in dem das einfallende Elektron durch inelastische Stöße und Strahlungsverluste vollständig abgebremst wird, ist die im Festkörper zurückgelegte Strecke

$$x = \int_{\hbar\omega}^{E_0} \frac{dE}{S} \quad . \quad (3.19)$$

E_0 ist dabei die anfängliche Energie des Elektrons. Die untere Integrationsgrenze $\hbar\omega$ ergibt sich aus der Überlegung, daß ein Photon der Energie $\hbar\omega$ nur durch

ein Elektron mit mindestens der gleichen Energie erzeugt werden kann. Für hohe Elektronenenergien und ein dünnes Target wird die Ablenkung der Elektronen gering, so daß x in guter Näherung gleich der Targetdicke ist. Im Zwischenbereich ist die Integration bis zu der Energie zu führen, die das Elektron beim Verlassen des Targets besitzt. Einsetzen von dx und $d\sigma_\gamma(E)/d(\hbar\omega)$ und Ausführen des Integrals über Gl. (3.18) liefert die Zahl der im dicken Target erzeugten Photonen pro Energieintervall. Lasererzeugte Plasmaelektronen sind nun aber nicht monoenergetisch, sondern, wie in Abschnitt 3.1 dargelegt, über ein breites Energiespektrum verteilt. Gl. (3.18) muß daher zusätzlich über die normierte Verteilung $f(E_0, T_e)$ der Elektronen integriert werden:

$$dn_\gamma(T_e, \hbar\omega) = nN_e \int_0^\infty f(E_0, T_e) \int_{\hbar\omega}^{E_0} \frac{d\sigma_\gamma(E)}{d(\hbar\omega)} \frac{1}{S} dE dE_0 \quad (3.20)$$

Wird Gl. (3.20) für ein exponentielles Spektrum relativistischer Elektronen der Form Gl. (3.10) oder eine Maxwellverteilung gelöst, so ergibt sich für hohe Photonenenergien, also für $\hbar\omega \gg k_B T_e$ eine ebenfalls exponentielle Abhängigkeit der Photonenzahl von der Energie [55,56]. Die Temperatur T_γ der Bremsstrahlung ist dabei geringer als die der Elektronenverteilung [56], was auch durch die simultane Messung der Verteilungen laserbeschleunigter Elektronen und Bremsstrahlung bestätigt wird [25]. Dieses Verhalten ist plausibel, da in einer exponentiell mit der Energie abfallenden Elektronenverteilung nur die wenigen hochenergetischen Elektronen auch hochenergetische Photonen erzeugen können. Da aber die Zahl der durch monoenergetische Elektronen erzeugten Photonen ebenfalls mit steigender Energie abnimmt, wird die Bremsstrahlungsverteilung ein stärkeres Gewicht bei niedrigen Energien erhalten. Das heißt, die Temperatur der entstehenden Verteilung ist niedriger als die der erzeugenden Elektronen. Ein weiterer Effekt kann noch hinzukommen: In Experimenten ist die Targetdicke endlich, und somit können die schnellen Elektronen, welche energiereiche Photonen erzeugen, das Target verlassen. Sie sind somit für die Bremsstrahlungsproduktion verloren, was zu einer Absenkung der Temperatur führt.

Mit den obigen Überlegungen folgt, daß der hochenergetische Teil des Bremsstrahlungsspektrums durch eine Boltzmannverteilung

$$n_\gamma(E_\gamma, T_\gamma) dE_\gamma = n_{\gamma,0} \cdot e^{-E_\gamma/k_B T_\gamma} dE_\gamma \quad (3.21)$$

dargestellt werden kann. Dabei ist $E_\gamma = \hbar\omega$, und $n_{\gamma,0} = n_\gamma(E_\gamma = 0)$ eine Normierungskonstante. In Kapitel 5 wird die lasererzeugte Bremsstrahlung in dieser Form verwendet.

Die Messung hochenergetischer lasererzeugter Bremsstrahlung erfolgt im wesentlichen mit drei Methoden. Zum einen können Spektren mit Szintillationszählern, wie beispielsweise NaI:Tl-Detektoren, gemessen werden [57, 58]. Der Vorteil dieser Methode ist die komplikationslose Energiekalibrierung eines solchen γ -Spektrometers und die Möglichkeit der Messung absoluter Spektren. Es müssen keine anfänglichen Annahmen über die Verteilung des Spektrums gemacht werden. Da sehr große NaI-Kristalle hergestellt werden können, lassen sich auch noch hochenergetische Photonen mit Energien von vielen MeV gut nachweisen. Von Nachteil ist allerdings, daß ein energieaufgelöstes Spektrum nur gemessen werden kann, wenn der Photonenfluß so gering ist, daß nie mehrere Photonen gleichzeitig detektiert werden. Pro Laserschuß darf allerhöchstens ein Photon den Detektor treffen. Die Strahlungsquelle muß sehr stark abgeschwächt und gut gegen Streustrahlung geschirmt werden, um diese Forderung zu erfüllen. Zur Aufnahme eines vollständigen Spektrums sind viele hundert Laserpulse notwendig. Dies wird bei Spektrometern, die auf Thermolumineszenzdetektoren (TLD) basieren [25, 26, 59], zumindest bei hohen Pulsenergien vermieden, so daß ein vollständiges Spektrum mit einem einzigen Hochenergielaserpuls aufgenommen werden kann. Für Laser mit niedriger Pulsenergie (Ti:Saphir-Laser) muß jedoch wieder über bis zu 10^4 Pulse summiert werden, damit die Dosiswerte in den TLDs auswertbar sind. Die TLDs sind zwischen Absorberschichten so angeordnet, daß Elektronen und Photonen mit Energien von etwa 100 keV bis 3 MeV detektiert werden können. Aus den Dosiswerten in den TLDs wird das Spektrum rekonstruiert. In diesem Auswerteverfahren muß jedoch vorweg schon eine Verteilung der Bremsstrahlung angenommen werden. Die Dosiswerte können am besten unter Annahme einer Überlagerung zweier Boltzmannverteilungen unterschiedlicher Temperatur ausgewertet werden. Diese Methode ist geeignet, um Photonen- und Elektronentemperaturen sowie absolute Ausbeuten bis zu Temperaturen von etwa 2 MeV zu bestimmen. Erreicht die Bremsstrahlung Energien im Bereich der Riesenresonanzen von schweren Kernen, d.h. $E > 5$ MeV, so können photoinduzierte Kernreaktionen zur Rekonstruktion von Bremsstrahlungsspektren verwendet werden [26, 29, 30, 60]. Auch bei diesem Verfahren wird die Form der γ -Verteilung – die Boltzmannverteilung Gl. (3.21) – vorher festgelegt. Bei hohen Pulsenergien sind Einzelschußmessungen des Spektrums möglich. Je nach Wahl der Kernreaktion können sowohl Temperaturen zwischen einigen wenigen MeV und bis zu mehreren 10 MeV, als auch absolute Photonenzahlen gemessen werden. In Kapitel 5 wird dieses Verfahren eingehender beschrieben.

Typische gemessene Effizienzen für die Erzeugung von hochenergetischer Bremsstrahlung mittels intensiver Laserpulse ($> 10^{17}$ W/cm²) liegen je nach Wahl des

Targetmaterials, der Laserintensität und der Pulsstruktur zwischen $\eta_\gamma = 10^{-6}$ und 10^{-4} [25, 30, 57, 61, 62].

4 Röntgen Linienstrahlung aus relativistischen Laserplasmen

Die Erzeugung von Inner-Schalen-Röntgenstrahlung mit intensiven Laserpulsen ist an sich nicht neu. Bereits in den 70er Jahren wurden Untersuchungen zu laserproduzierter K_α -Strahlung aus Pikosekunden-Laserplasmen durchgeführt [63]. K_α -Quellen aus fs-Laserplasmen werden allerdings erst seit knapp zehn Jahren untersucht [64], da zuvor keine ultrakurzgepulsten Laser mit ausreichender Intensität zur Verfügung standen. In jüngster Zeit ist die erreichbare Laserintensität bis auf relativistische Intensitäten angestiegen, so daß die Eigenschaften von Laserplasma-Röntgenquellen vermehrt auch bei diesen ultrahohen Intensitäten von über 10^{18} W/cm² studiert werden [34, 50, 51]. Die in den beiden folgenden Abschnitten vorgestellten Ergebnisse stellen die erste systematische Messung und besonders die analytische Interpretation der Intensitätsabhängigkeit laserproduzierter K_α -Strahlung bei relativistischen Intensitäten dar.

4.1 Intensitätsabhängigkeit der K_α -Emission aus Titanfolien

Wie in den Abschnitten 3.1 und 3.2 ausgeführt, sind die heißen, laserbeschleunigten Elektronen des Plasmas für die Erzeugung von Röntgenstrahlung verantwortlich. Bei einer Laserintensität von $2 \cdot 10^{19}$ W/cm², wie sie im Experiment erreicht wurde, kann in Anlehnung an Gl. (3.13) eine Elektronentemperatur, das heißt eine mittlere Elektronenenergie, von $k_B T_h \approx 1$ MeV erwartet werden. Eine Elektronenenergie, die etwa das 4- bis 5-fache der K-Schalen Ionisationsenergie E_K beträgt, sollte eine optimale K_α -Ausbeute liefern, da der K-Schalen-Ionisationsquerschnitt bei dieser Energie sein Maximum besitzt. Dies entspricht bei Titan mit $E_K = 5$ keV einer Energie von 20 – 30 keV, also einer mittleren Energie, die nach Gl. (3.13) für Laserintensitäten bei etwa 10^{17} W/cm² erreicht werden. Danach ist die maximale Ausbeute an Ti- K_α -Photonen also nicht bei der höchsten Laserintensität zu erwarten. Dies ist ein Verhalten, welches auch tatsächlich in bisherigen Arbeiten an Kupfer bei Intensitäten $\leq 10^{18}$ W/cm² experimentell beobachtet wurde [48]. Wie im folgenden gezeigt wird, nimmt die Ausbeute an K_α -Strahlung jedoch bei noch höheren Laserintensitäten keineswegs immer weiter ab. Aufgrund relativistischer Effekte bei Intensitäten über 10^{18} W/cm² kommt es in diesem Bereich zu einem Wiederanstieg der K_α -Ausbeute. Die Messungen zum Nachweis dieses intensitätsabhängigen Verhaltens der K_α -Emission sollen nun ausführlich beschrieben und diskutiert werden.

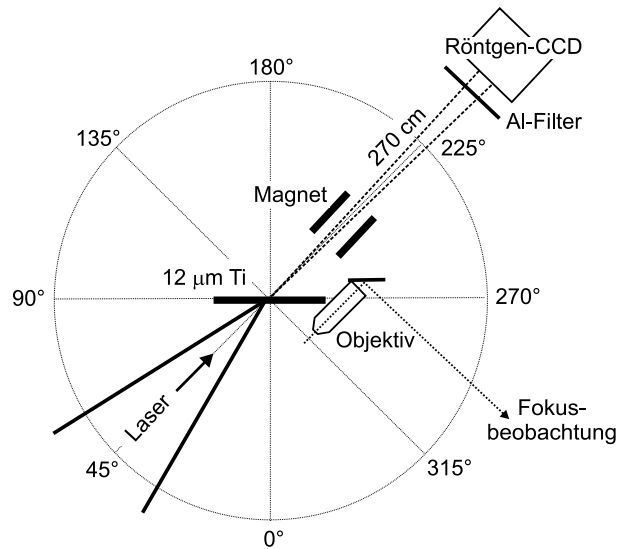


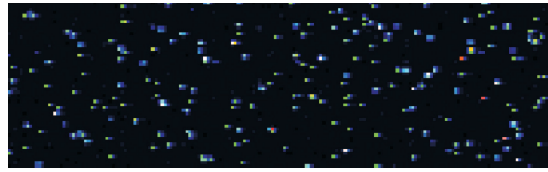
Abb. 4.1: Schema des Versuchsaufbaus. Die emittierte Röntgenstrahlung wurde unter den Winkeln 0° , 315° , 225° , 180° und 135° gemessen. Der Abstand der Röntgen-CCD vom Plasma beträgt 270 cm. Target und Mikroskopobjektiv sind fest miteinander verbunden und in Richtung der Targetnormalen, parallel zum Target sowie in der Höhe verfahrbar. Die Magnete dienen zur Ablenkung der ebenfalls emittierten Elektronen.

Im Abschnitt 4.2 wird an die Messungen noch eine analytische Beschreibung der K_{α} -Erzeugung bei ultrahohen Intensitäten angeschlossen.

Abbildung 4.1 zeigt schematisiert die verwendete experimentelle Anordnung. Der Laserpuls wird, wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, mit einem parabolischen Spiegel auf eine $12,5 \mu\text{m}$ dicke Titan-Folie fokussiert. Die eigentliche Messung teilt sich nun in die Messung der Laserintensität und die Messung der K_{α} -Ausbeute auf:

Die Laserintensität wurde während der Messung durch Defokussieren des Strahls, bzw. durch Verschieben des Targets im Strahl kontrolliert variiert, wie bereits in Abschnitt 2.3 erläutert. Dadurch, daß auf diese Weise die Fläche des Fokus verändert wird, bleibt die gesamte Laserenergie bei allen Intensitätswerten konstant. Um im Experiment den wahren Fokus, also den Wert $z = 0$ zu finden, wurde die Folie bei niedriger Laserenergie durch den Fokus hindurchgefahren und dabei die $\text{Ti-}K_{\alpha}$ -Ausbeute gemessen (siehe z. B. Abb. 4.5, oben). Die Mitte der symmetrischen Abhängigkeit liefert den Ort des Fokus $z = 0$, d.h. den Ort der höchsten Laserintensität. Durch kontrolliertes Verfahren des Targets wurde dann die Fokusfläche und damit die Intensität auf dem Target variiert.

Abb. 4.2: Kleiner Ausschnitt aus einem typischen CCD-Signal. Die Pixelgröße beträgt $20 \times 20 \mu\text{m}^2$.



Detektion der Röntgenstrahlung

Die vom Target emittierte Röntgenstrahlung wurde spektral aufgelöst detektiert. Als Spektrometer wurde dazu ein CCD-Chip verwendet. Jedes Pixel dieses Chips verhält sich wie ein kleiner Silizium-Detektor, dessen verstärktes Signal proportional zur im Pixel deponierten Energie ist. Die gesamte CCD ist also eine Anordnung von 1024×256 Detektoren der Größe $20 \times 20 \mu\text{m}$. Gewährleistet man nun durch eine ausreichende Abschwächung des Röntgensignals, daß maximal ein Photon pro zehn Pixel auftrifft, kann durch Auftragen der Anzahl der Pixel mit gleicher deponierter Energie über der Energie, ein energieaufgelöstes Spektrum erzeugt werden. Die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares in Silizium beträgt 3.65 eV , so daß ein Röntgenphoton im Pixel $E_{\text{ph}}(\text{eV})/3.65 \text{ eV}$ Elektron-Loch-Paare erzeugt. Ein Titan K_α -Photon mit $E_{K_\alpha} = 4.5 \text{ keV}$ erzeugt somit rund 1230 Elektronen. Im vorliegenden Fall entspricht die kleinste meßbare Energieeinheit ($\equiv 1 \text{ Count}$) etwa 6 Elektronen der Energie 3.65 eV , also 24 eV . 51 Counts entsprechen also einem Titan K_α -Photon. Die Energiekalibrierung sowie die Quantenausbeute der CCD für Ti-K_α -Strahlung wurden in einer unabhängigen Messung durch Röntgenfluoreszenz eines Titan-Blechs – angeregt durch Strahlung einer konventionellen Wolfram-Röntgenröhre – bestimmt. Abbildung 4.2 illustriert, wie ein Ausschnitt aus einer typischen CCD-Aufnahme nach der Belichtung mit plasmaerzeugter Röntgenstrahlung aussieht. Die Farbkodierung entspricht den Signalhöhen und damit unterschiedlichen Photonenenergien. Viele Ereignisse verteilen sich offensichtlich nicht nur auf ein, sondern auf zwei oder mehrere benachbarte Pixel, was im wesentlichen durch Ladungsdiffusion im Chip verursacht wird. Dies hat Konsequenzen bei der Auswertung der Bilder, das heißt bei der Umwandlung in Spektren:

Abbildung 4.3 zeigt ein Spektrum (durchgezogene Linie), wie es entsteht, wenn jedes Pixel des CCD-Chips gegen seine Signalhöhe (Energie) aufgetragen wird. Deutlich sichtbar sind die Ti-K_α - und Ti-K_β -Linien bei 4510 eV bzw. 4932 eV . Ebenfalls sichtbar ist die Al-K_α -Linie bei 1487 eV , die durch Röntgenfluoreszenz in den verwendeten Aluminiumfiltern hervorgerufen wird. Der bei Energien unterhalb von etwa 1000 eV stark ansteigende Untergrund ist auf das Rauschen der CCD zurückzuführen. Auffällig ist aber auch der deutliche Untergrund bei Energien zwischen etwa 1000 eV und der Ti-K_α -Energie, dessen Ursache die Diffusion der durch das Photon erzeugten Ladungen in benachbarte Pixel ist. Ist die Zahl der auf der CCD

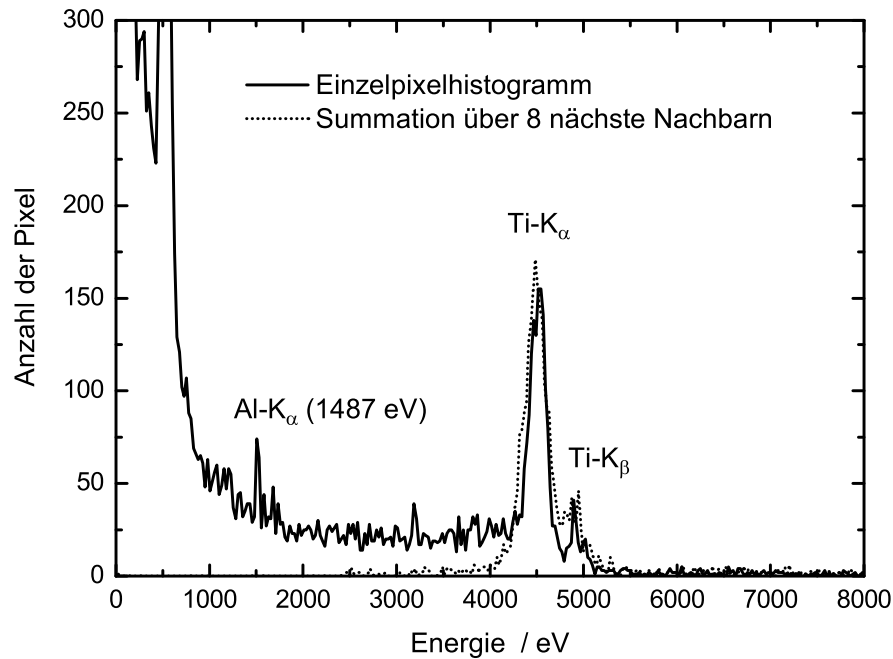
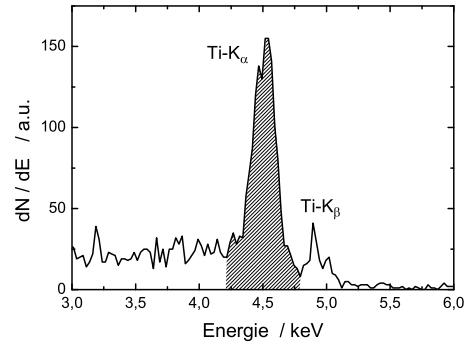


Abb. 4.3: Zwei durch unterschiedliche Auswerteverfahren gewonnene Spektren desselben CCD-Bildes. Durchgezogene Linie: alle Pixel werden einzeln berücksichtigt. Gepunktet: die acht nächsten Nachbarn eines Pixels mit hohem Signal wurden zu diesem hinzuaddiert.

einfallenden Photonen ausreichend gering, so können benachbarte Pixel sinnvoll zu jeweils einem Ereignis (Röntgenphoton) zusammengefaßt werden. Das daraus resultierende Spektrum (gepunktete Linie in Abb. 4.3) zeigt fast keinen Untergrund bei niedrigen Energien mehr. Natürlich ändert sich bei dieser Auswertung die Zahl der Elektronen-Loch-Paare, die zu einem K_α -Photon gehören, so daß die Energiekalibrierung angepaßt werden muß. In Abb. 4.3 ist dies schon berücksichtigt. Gerade bei hohen Laserintensitäten konnte es nicht vermieden werden, daß die Zahl der auf die CCD treffenden Photonen so hoch war, daß manche Ereignisse so nahe beieinander lagen, daß das Summationsverfahren nicht mehr angewendet werden konnte. Wohl war es aber noch möglich, ein Einzelpixel-Histogramm aufzunehmen. Die K_α -Ausbeute wurde daher in allen im folgenden dargestellten Messungen aus den Einzelpixel-Histogrammen berechnet. Im Bereich der K-Linien wurde ein als linear genäherter Bremsstrahlungsuntergrund abgezogen und das Integral über die K_α -Linie gebildet (Abb. 4.4). Den im folgenden dargestellten Ergebnissen liegen solche Spektren zugrunde.

Da die Messung der Spektren einen sehr schwachen Photonenfluß verlangt, mußte die vom Plasma emittierte Strahlung stark abgeschwächt werden. Dies wird am effektivsten durch einen großen Abstand zwischen Röntgenquelle und Detektor (in unserem Fall 270 cm) erreicht. Außerdem kann auf diese Weise der Anteil an un-

Abb. 4.4: Ausschnitt aus dem Spektrum in Abb. 4.3. Zur Berechnung der K_α -Ausbeute wurde über die K_α -Linie (schraffiert) integriert. Die Quantenausbeute der CCD wurde für die gleiche Auswertemethode (Einzelpixel-Histogramm) bestimmt.



erwünschten harten Bremsstrahlungsphotonen effektiver verringert werden als durch zusätzlich vor dem Detektor angebrachte Filter, die immer auch die Ti-Strahlung schwächen und Sekundärstrahlung erzeugen. Aluminiumfolien vor der CCD-Kamera sollten die trotz des großen Abstandes noch zu intensive K_α -Strahlung abschwächen und den Chip gleichzeitig gegen Laserstrahlung und Selbstemission des Plasmas schützen. Die vom Plasma ebenfalls emittierten energiereichen Elektronen wurden durch ein hinter dem Target angebrachtes Magnetpaar abgelenkt, so daß sie den Detektor nicht trafen.

Aus dem Integral über die Ti- K_α -Linie wurde die absolute Zahl der in 4π emittierten Ti- K_α -Linienstrahlung aus

$$N_{K_\alpha}(4\pi) = \frac{N_{K_\alpha}^0}{\Omega_{\text{CCD}} \cdot T_{\text{Al}} \cdot QE} \quad (4.1)$$

berechnet. Dabei ist $N_{K_\alpha}^0$ die von der CCD detektierte Photonenzahl, $\Omega_{\text{CCD}} = 1.14 \cdot 10^{-6}$ ist der vom Chip erfaßte relative Raumwinkel, T_{Al} ist die Transmission der Al-Filter und $QE = 33\%$ ist die Quantenausbeute der CCD für Titan- K_α -Strahlung.

Der Vorteil der Verwendung eines CCD-Chips zur Messung der Spektren besteht vor allem darin, daß diese Methode es erlaubt, ein vollständiges Spektrum mit nur einem einzigen Laserschuß aufzunehmen, während die Verwendung einer einzelnen Diode im Einzelphotonen Zählmodus etwa 10^5 Laserschüsse verlangt, damit ein äquivalentes Spektrum entsteht.

Ergebnisse

Die Abhängigkeit der Titan- K_α -Ausbeute von der Laserintensität wurde unter vier verschiedenen Richtungen (siehe Abb. 4.1) und bei jeweils zwei Laserenergien (20 mJ und 110 mJ in $A_{1/e}$) gemessen. Abbildung 4.5 zeigt die K_α -Ausbeute bei beiden Energien als Funktion der Laserintensität. Zum Verständnis der Abbildungen ist zu beachten, daß die Titanfolie in Strahlrichtung durch den Fokus hindurchgefahren wurde, so daß jeweils vor und hinter dem Fokus die gleichen Intensitäten auftreten.

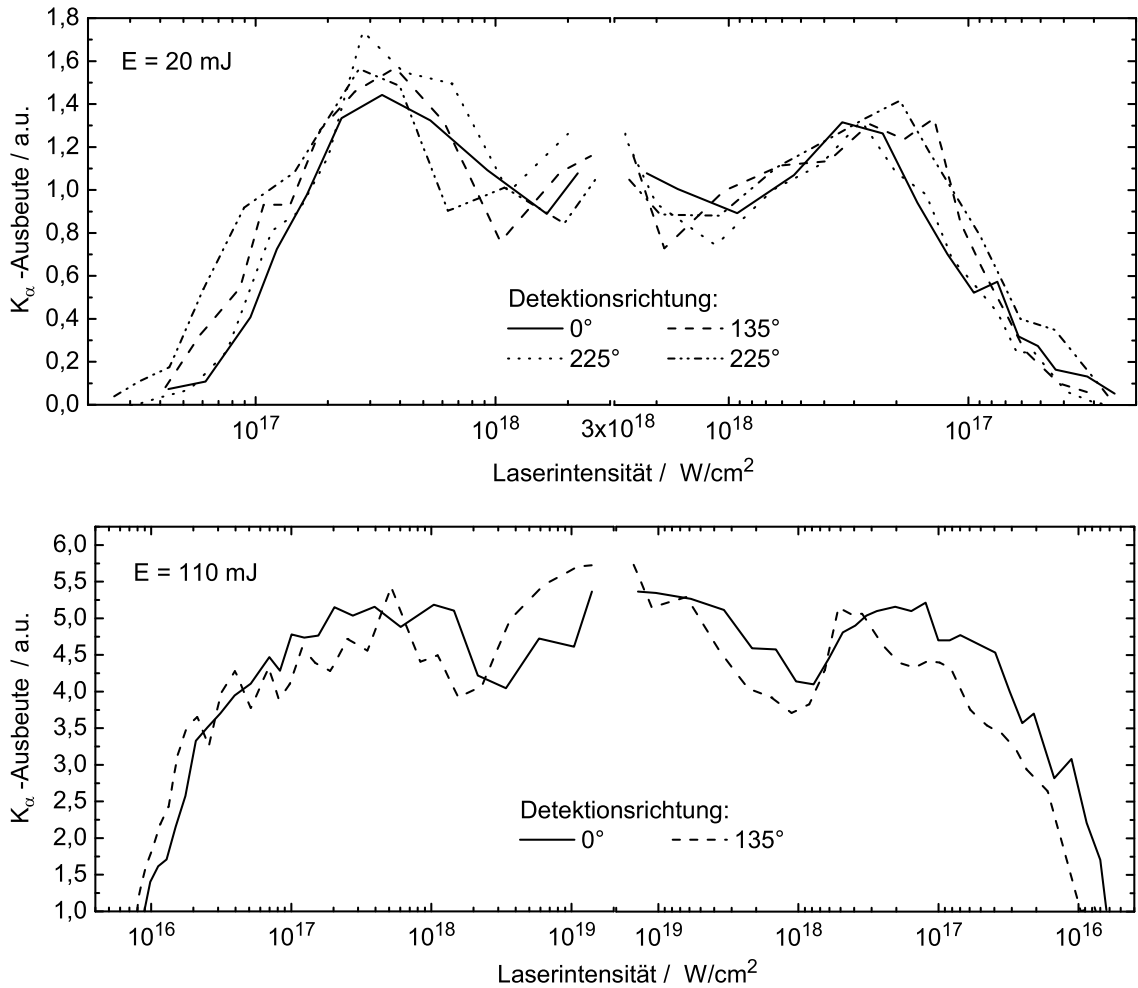


Abb. 4.5: K_α -Ausbeute in Abhängigkeit von der Laserintensität, gemessen für zwei Lase-
 renergien (in der Fläche $A_{1/e}$ auf dem Target): oben: 20 mJ, unten: 110 mJ. Die Ausbeu-
 ten sind in willkürlichen Einheiten angegeben, aber bezüglich der Absorption der Ti- K_α
 Photonen im Target korrigiert, da je nach Einfalls- und Detektionswinkel die effektiven
 Targetdicken unterschiedlich sind.

Dem eigentlichen Fokus ($z = 0$) entspricht die höchste Intensität in der Mitte der
 symmetrischen Auftragung. Aus Gründen der besseren Übersicht ist für $E = 110$ mJ
 die Ausbeute nur für zwei Detektionsrichtungen aufgetragen. Folgende Beobachtun-
 gen können gemacht werden:

- Bei allen Messungen, das heißt auch bei beiden Pulsenergien, liegt das Opti-
 mum der K_α -Ausbeute bei einer Laserintensität von $I_L = 2 \dots 5 \cdot 10^{17}$ W/cm^2 ,
 im Mittel bei $I_L = 3 \cdot 10^{17}$ W/cm^2 . Bei $E = 110$ mJ ist die Schwankungs-
 breite der optimalen Intensität etwa gleich dem Fehler der Intensitätsmessung
 von etwa $\pm 2 \cdot 10^{17}$ W/cm^2 . Bei $E = 20$ mJ beträgt die Schwankung nur etwa
 $0.5 \cdot 10^{17}$ W/cm^2 .

- Bei einer Intensität von etwa 10^{18} W/cm² wird für beide Laserenergien und in allen Detektionsrichtungen ein Minimum der K_α -Emission erreicht. Bei Intensitäten über 10^{18} W/cm² steigt die K_α -Ausbeute wieder.
- Die Emission der K_α -Strahlung ist isotrop.

Die über viele Tage hinweg entstandenen Messungen zeigen alle die K_α -Emissionsmaxima bei einigen 10^{17} W/cm² und die Minima bei etwa 10^{18} W/cm². Das bestätigt die gute Reproduzierbarkeit der Messungen und die Zuverlässigkeit der Intensitätsmessung. Der statistische Fehler der Ausbeutenmessung innerhalb einer Meßreihe ist mit maximal 5% klein gegenüber dem zwischen unterschiedlichen Meßreihen auftretenden Fehler von etwa 50%. Entsprechend ist die Konversionseffizienz von Laserenergie in K_α -Photonen mit einem Fehler von etwa 50% behaftet und liegt zwischen $5 \cdot 10^{-4}$ und $5 \cdot 10^{-3}$. Bei einer Laserenergie im Fokus von etwa 100 mJ wird damit eine Ausbeute von $5 \cdot 10^{10}$ bis $5 \cdot 10^{11}$ Photonen/Schuß/ 4π erreicht.

4.2 Modellierung der intensitätsabhängigen K_α -Ausbeute

Der gemessene Verlauf der K_α -Ausbeute als Funktion der Laserintensitäten kann mit Hilfe von Gleichung (3.14)

$$d^2 N_\alpha = \eta n_{\text{Ti}} N_e f(U_0, T) \sigma_K(U_0) dx dU_0$$

modelliert werden. Wesentlich ist dabei die Berücksichtigung der relativistischen Energien, die Elektronen bei hohen Intensitäten annehmen können.

Relativistische Elektronenverteilung $f(U_0, T)$

Als vom Laser erzeugte Elektronenverteilung wird die relativistische dreidimensionale Maxwell-Jüttner-Verteilung Gl. (3.9) zur Beschreibung der Energien der heißen Elektronen herangezogen. Wir formen sie hier jedoch leicht um. Verwendet man anstelle der kinetischen Energie der Elektronen E_0 die in Abschnitt 3.2 definierte normierte Energie $U_0 = E_0/E_K$ und äquivalent dazu die auf die Ionisationsenergie normierte Temperatur T sowie $\alpha = E_K/m_0c^2$, so erhält man:

$$f(U_0, T)dU_0 = \frac{e^{-1/\alpha T}}{T K_2(1/\alpha T)} e^{-U_0/T} (1 + \alpha U_0) \sqrt{(1 + \alpha U_0)^2 - 1} dU_0 \quad . \quad (4.2)$$

Diese Verteilungsfunktion ist graphisch in Abbildung 3.1 dargestellt. Sie beschreibt eine isotrope Verteilung der in das Target eindringenden Elektronen. Dies ist für

schwach relativistische Elektronen gerechtfertigt. Im extrem relativistischen Grenzfall wird die Elektronenbewegung in Laserpropagationsrichtung oder in Richtung der Targetnormalen gerichtet (siehe Abschnitt 3). Zwar berücksichtigt die Verteilung nicht diese intensitätsabhängigen Änderungen der Beschleunigungsrichtung, sie berücksichtigt jedoch eine intensitätsabhängige Änderung der Form der Verteilung: Im Grenzfall kleiner Temperaturen, d.h. $T \ll m_0c^2$ wird diese Verteilung zur klassisch korrekten Maxwellverteilung, während (4.2) für relativistische Temperaturen $T \gg m_0c^2$ in die relativistische Boltzmannverteilung Gl. (3.10) übergeht.

Wechselwirkungslänge der Elektronen mit dem Target

Die Weglänge dx aus Gleichung (3.14), welche die heißen Elektronen im Target zurücklegen können, ist abhängig von der Energie U_0 , mit der die Elektronen auf das Target treffen, und natürlich von der Dicke der Probe d . Niederenergetische Elektronen werden im Target der Dicke d vollständig abgebremst. Die von ihnen zurückgelegte Weglänge dx ist in diesem Fall die sogenannte csda-Länge oder Bethe-Länge r_B . Csda ist die Abkürzung für *continuous-slowing-down-approximation*, mit deren Hilfe der Energieverlust eines Elektrons auf seinem Weg durch das Target beschrieben wird. Dabei wird angenommen, daß das Elektron pro Energieintervall immer den gleichen Energiebetrag verliert. In der csda-Näherung wird also über alle möglichen Prozesse, die zu Energieverlust führen können, gemittelt. Das betrifft insbesondere die Wechselwirkung mit den unterschiedlichen Schalen des Targetatoms, die im mittleren Ionisationspotential J des Atoms zusammengefaßt wird. Der Energieverlust pro Wegstück im Target der Dichte ρ ist demnach

$$S = -\frac{E_K}{\rho} \frac{dU}{dx} \quad , \quad (4.3)$$

mit [40, 52]

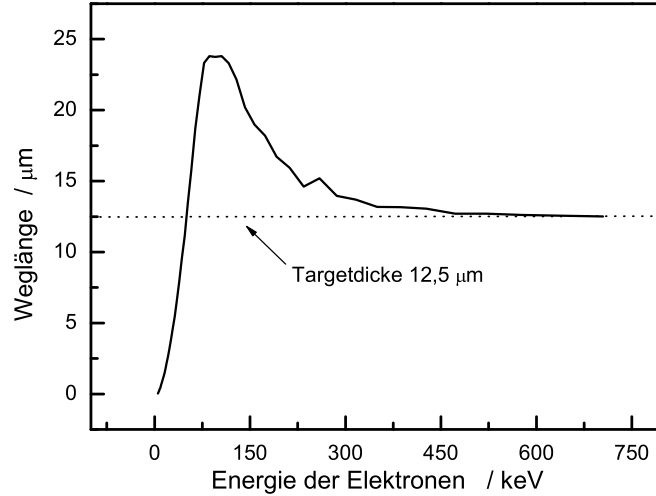
$$S(U) = 1.3 \cdot 10^{-11} \cdot Z \cdot \frac{\ln(1.166(E_K U / J))}{E_K U} \quad \text{und} \quad J = 9.76Z + 58.8Z^{-0.19} \quad . \quad (4.4)$$

Der gesamte im Target zurückgelegte Weg des Elektrons, bis zum vollständigen Verlust seiner Energie, beziehungsweise bis es die Ionisationsenergie E_K unterschreitet, ist dann

$$r_B = \int_1^{U_0} \frac{E_K}{\rho \cdot S} dU \quad . \quad (4.5)$$

Wird die Energie der Elektronen größer, so können sie das Target mit einer Restenergie U_B verlassen, die mit der Anfangsenergie U_0 wächst. Das Integral in Gl. (4.5) muß also in den Grenzen U_B bis U_0 berechnet werden. Dies ist analytisch nicht möglich, da sowohl U_B als auch die im Target zurückgelegte Strecke $r(U_0, d)$ unbekannt sind. Die

Abb. 4.6: Mittels Monte Carlo Simulation bestimmte, im Target zurückgelegte Wegstrecke in Abhängigkeit von der Anfangsenergie E_0 der Elektronen. Pro Energiewert E_0 wurden 1000 Trajektorien berechnet. Die Targetdicke ist wie im Experiment $12.5 \mu\text{m}$. (Rechnung durchgeführt von Ch. Reich.)



im Target zurückgelegte Wegstrecke wurde daher mittels Monte-Carlo-Simulation bestimmt. In Abb. 4.6 ist sie in Abhängigkeit von der Anfangsenergie E_0 der Elektronen aufgetragen. Aus der Abbildung wird ersichtlich, daß Elektronen mit Energien von einigen 10 keV vollständig im Target abgebremst werden. Dies ist auch noch der Fall, wenn die tatsächlich zurückgelegte Strecke länger als die Targetdicke ist. Erst ab einer Energie von etwa 100 keV nimmt die Weglänge plötzlich wieder ab. Dies bedeutet, daß die Elektronen das Target verlassen, bevor sie ihre Energie vollständig verloren haben. Je energiereicher sie sind, desto weniger werden sie abgelenkt und desto kürzer wird die im Target zurückgelegte Strecke, bis ab Energien von etwa 700 keV die Weglänge gleich der Targetdicke von $12.5 \mu\text{m}$ wird.

Da die Elektronen im Target Energie verlieren, ändert sich währenddessen auch ihr Wirkungsquerschnitt σ_K . Für Elektronen, die vollständig im Target abgebremst werden oder mit relativ geringer Restenergie U_B das Target verlassen, ist die Änderung des Wirkungsquerschnittes durchaus erheblich, wie aus Abb. 3.2 ersichtlich ist. σ_K muß demnach also über den Energieverlust dU integriert werden. Für hochenergetische Elektronen mit $E_0 > 700 \text{ keV}$, das heißt $U_0 > 140$, ist der Energieverlust im Target und damit die Änderung des Wirkungsquerschnittes hingegen so gering, daß σ_K zwischen U_0 und U_B als konstant angenommen werden kann. Die Wegstrecke dx ist in diesem Energiebereich aufgrund des geringen Energieverlustes gleich der Targetdicke d .

Diese Überlegungen führen zu folgendem Ausdruck für die K_α -Produktion in einer Folie der Dicke d :

$$N_\alpha(T) = n_{\text{Ti}} \eta N_e \int_1^\infty f(U_0, T) I(U_0) dU_0 \quad , \quad (4.6)$$

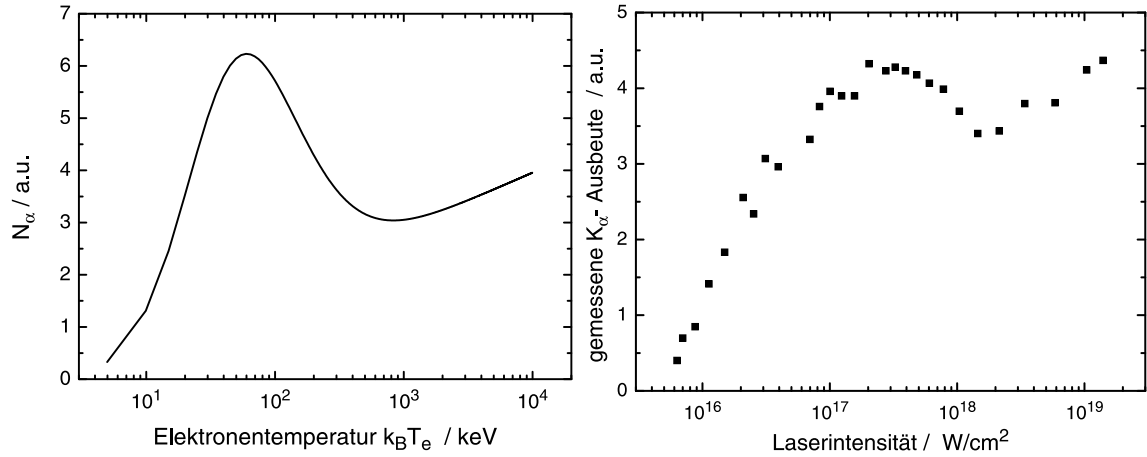


Abb. 4.7: Links: Nach Gl.(4.6) für die relativistische Elektronenverteilung Gl.(4.2) berechnete K_α -Ausbeute aus einer Titan Folie als Funktion der Elektronentemperatur T . **Rechts:** Gemessene K_α -Ausbeute als Funktion der Laserintensität. Die Datenpunkte sind die gleichen wie in Abb. 4.5 (0° -Detektionsrichtung).

mit

$$I(U_0) = \left\{ \begin{array}{ll} \int_{U_B}^{U_0} \frac{\sigma_K(U)}{\rho \cdot S(U)} \cdot E_K \, dU & , \quad U_0 \leq 140 \\ d \cdot \sigma_K(U_0) & , \quad U_0 > 140 \end{array} \right\}$$

Die Lösung dieses Integrals führt zur Anzahl der produzierten K_α -Photonen als Funktion der Elektronentemperatur. Das Ergebnis ist in Abb. 4.7 (links) dargestellt. Die Temperatur ist dabei natürlich durch die gewählte Verteilungsfunktion bestimmt.

Diskussion

Die berechnete Ausbeute (Abb. 4.7, links) zeigt ein Maximum bei einer Temperatur von 60 keV. Darüber fällt die K_α -Ausbeute wieder ab, um bei Temperaturen von über 900 keV wieder anzusteigen. Vergleicht man die gemessene Ausbeute an K_α -Photonen (Abb. 4.7, rechts) mit der berechneten Ausbeute, so zeigt sich, daß in beiden Fällen das gleiche qualitative Verhalten vorliegt. Abbildung 4.8 macht deutlich, was die Ursache für den Wiederanstieg bei hohen Elektronentemperaturen ist. Dargestellt sind das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Wegstrecke $I(U_0)$, die Energieverteilung $f(U_0, T)$ für die relativistische Temperatur $T = 1$ MeV und ihr Produkt $f(U_0, T)I(U_0)$, welches das Argument im Ausbeutenintegral Gl.(4.6) ist. Man beachte die logarithmische Energieskala. Die Fläche unter der $f \cdot I$ -Kurve stellt die K_α -Ausbeute dar, und es ist deutlich abzulesen, daß der Anteil der relativistischen Elektronen mit Energien E_0 von 500 keV bis 5 MeV den Hauptbeitrag zu

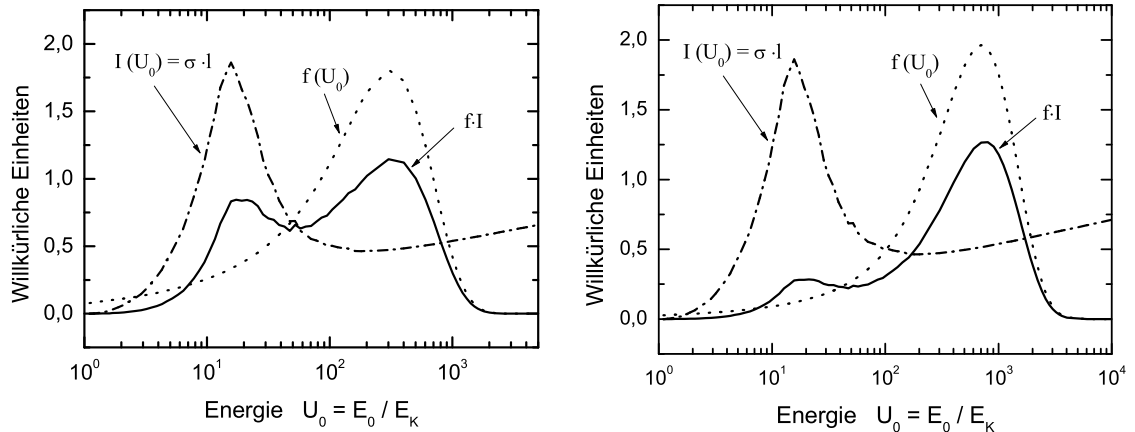


Abb. 4.8: Links: Vergleich von $f(U_0)$ (gepunktet), $I(U_0)$ (strich-punkt) und $f(U_0) \cdot I(U_0)$ (durchgezogene Linie) für eine relativistische Elektronentemperatur von $T = 1$ MeV. Deutlich ist, daß vor allem die hochenergetischen Elektronen zur K_α -Ausbeute $N(T)$ Gl.(4.6) beitragen. (Man beachte die logarithmische Auftragung auf der Energieachse.)

Rechts: Wie links, allerdings für eine etwas höhere Temperatur von $T = 2$ MeV. Es wird deutlich, daß mit steigender Temperatur der Elektronenverteilung der Beitrag der hochenergetischen Elektronen zur K_α -Ausbeute steigt.

diesem Integral leistet. Bei relativistischen Temperaturen, das heißt bei Laserintensitäten über 10^{18} W/cm² ist die Zahl der produzierten K_α -Photonen also vor allem durch die auf relativistische Energien beschleunigten Elektronen bestimmt.

Nun sind wir aber eigentlich nicht an einer Temperaturskala, sondern wie im Experiment an der Ausbeute in Abhängigkeit von der Laserintensität interessiert. Vergleicht man die beiden Skalen in den Abbildungen 4.7, so fällt auf, daß die berechneten Elektronentemperaturen mit den nach der ponderomotorischen Skalierung Gl.(3.13) [35] erwarteten Temperaturen nicht übereinstimmen. Nach dieser Beziehung und nach einer Anzahl von Messungen unterschiedlicher Institute [36] sollten Laserintensitäten von $3 \cdot 10^{17}$ W/cm² (im Maximum der K_α -Ausbeute aus Abb. 4.7, rechts) und $2 \cdot 10^{18}$ W/cm² (im Minimum) Elektronentemperaturen von 20 – 30 keV bzw. 200 keV bewirken. Jedoch erreicht die berechnete Ausbeute ihr Maximum bei $T = 60$ keV und das Minimum erst bei $T = 900$ keV.

Da kein Zweifel an der Richtigkeit des K-Schalen Ionisationsquerschnittes σ_K und der Wechselwirkungslänge dx besteht, bleibt der einzige freie Parameter in unserem Modell die Energieverteilung $f(U_0, T)$ und deren Normierung. Wir haben in unserem Modell eine relativistische Energieverteilung angenommen, die ein thermisches Gleichgewicht sowie eine über den gesamten Intensitätsbereich konstante Zahl von beschleunigten Elektronen voraussetzt. Bisher gibt es allerdings noch kein detailliertes Wissen über die tatsächliche Form und Intensitätabhängigkeit der Ener-

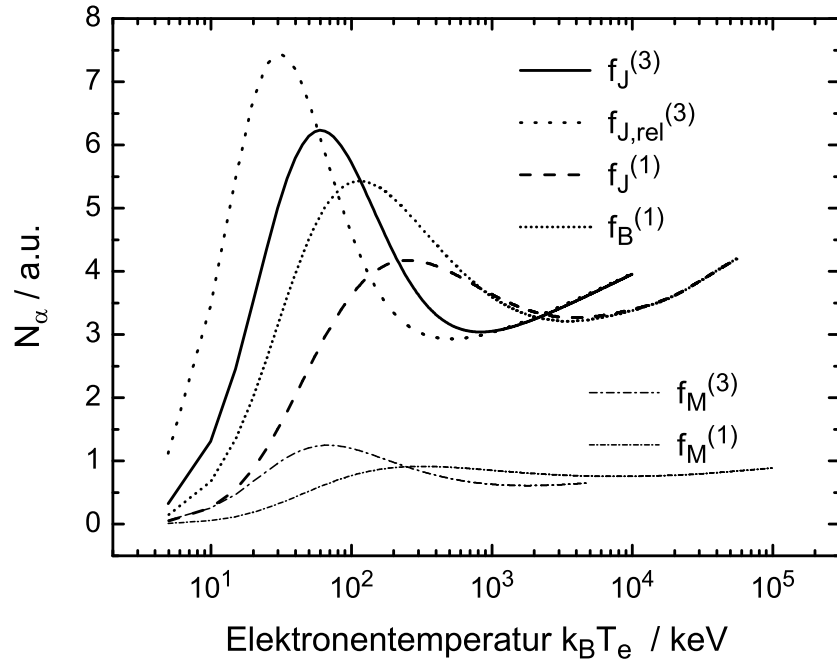


Abb. 4.9: Vergleich der berechneten K_α -Ausbeute für unterschiedliche Verteilungsfunktionen. Die Verteilungen sind im Abschnitt 3.1 aufgeführt: $f_J^{(3)}$: dreidimensionale Maxwell-Jüttner-Funktion; $f_{J,rel}^{(3)}$: relativistischer Grenzfall von $f_J^{(3)}$; $f_M^{(3)}$: dreidimensionale klassische Maxwellverteilung; $f_J^{(1)}$: eindimensionale M.-J.-Verteilung; $f_B^{(1)}$: Boltzmannverteilung; $f_M^{(1)}$: eindimensionale klassische Maxwellverteilung (siehe auch Abb. 3.1). Die Ausbeuten sind in willkürlichen Einheiten angegeben. Die aus $f_M^{(1)}$ und $f_M^{(3)}$ berechneten Kurven sind nur der besseren Übersichtlichkeit halber verkleinert dargestellt.

gieverteilung heißer Elektronen in laserproduzierten Plasmen. Sowohl die Verteilung als auch die Zahl der beschleunigten Elektronen können durchaus von der Laserintensität abhängen.

Abb. 4.9 macht den Einfluß der gewählten Elektronenverteilung auf die berechnete Ausbeute der K_α -Emission deutlich. Ganz analog zum oben dargestellten Verfahren wurde die K_α -Ausbeute auch für die in Abschnitt 3.1 aufgeführten Verteilungsfunktionen Gl. (3.10), (3.8), (3.11) und (3.12) berechnet. Die K_α -Ausbeute zeigt für alle diese Verteilungen den charakteristischen Anstieg der K_α -Ausbeute bei relativistischen Elektronentemperaturen. Aus der vergleichenden Darstellung der Ausbeuten für diese Funktionen geht hervor, daß die dreidimensionale Maxwell-Jüttner-Verteilung und ihr relativistischer Grenzfall am besten zur gemessenen Ausbeute paßt. Die eindimensionalen Verteilungen erreichen das Ausbeutenminimum erst bei Energien, die nach Gl. (3.13) zu Laserintensitäten im Bereich von 10^{20} W/cm² gehören. Intensitäten dieser Größenordnung wurden im Experi-

ment jedoch nicht erzeugt. Dieser verzögerte Abfall, beziehungsweise Wiederanstieg, der K_α -Ausbeute wird dadurch verursacht, daß die eindimensionalen Verteilungen und die nichtrelativistische dreidimensionale Maxwellverteilung eine im Vergleich zu Gl. (3.9) und Gl. (3.10) zu niedrigeren Energien verschobene mittlere Elektronentemperatur besitzen (siehe Abb.3.1). Bei der Berechnung der Ausbeute wird dadurch der Beitrag der niederenergetischen Elektronen überschätzt. Dies bestätigt sich, wenn das Ausbeutenintegral Gl.(4.6) für eine Zwei-Temperaturverteilung der Form $f'(U_0, T_1, T_2) = Ae^{-U_0/T_1} + Be^{-U_0/T_2}$ gelöst wird. Eine solche Verteilung wird in manchen Fällen zur Beschreibung der Verteilung und der Anzahl laserproduzierter Elektronen herangezogen [25]. Die Verhältnisse A/B und T_1/T_2 , die aus TLD-Messungen an einer mit $5 \cdot 10^{18}$ W/cm² bestrahlten 12 μ m Tantal-Folie hervorgehen [25], wurden über den gesamten Intensitätsbereich von 10^{16} W/cm² bis 10^{19} W/cm² als konstant angenommen, ebenso wie der Anteil absorbiertes Laserenergie. Es ergibt sich, daß die K_α -Ausbeute für diesen Fall bei relativistischen Elektronentemperaturen T_2 (mit $T_2 > T_1$) nicht wieder ansteigt. Offensichtlich überschätzt hier die Zwei-Temperaturverteilung die Anzahl der niederenergetischen Elektronen stark.

Die obigen Ergebnisse unterstützen die Wahl der relativistischen dreidimensionalen Elektronenverteilungen Gl.(4.2) (Maxwell-Jüttner) oder Gl. (3.10) (relativistischer Grenzfall der Maxwell-Jüttner-Verteilung), die den Beitrag der niederenergetischen Elektronen bei hohen Elektronentemperaturen nicht überschätzen. Andererseits macht die verbleibende Diskrepanz zwischen den experimentellen Daten und dem Modell deutlich, daß Energieverteilungen lasererzeugter Elektronen nur unvollständig bekannt, schwer meßbar und darüber hinaus auch von der Laserintensität abhängig sind.

4.3 Zusammenfassung der Eigenschaften der Laserröntgenquelle und nichtlineare Prozesse

Aus den obigen experimentellen und analytischen Ergebnissen können wir die Eigenschaften der aus relativistischen Laserplasmen erzeugten K_α -Röntgenquelle zusammenfassen:

- Bei relativistischen Intensitäten ($> 10^{18}$ W/cm²) wird der Hauptanteil der K_α -Emission durch relativistische Elektronen hervorgerufen.
- Diese relativistischen Elektronen werden im Target so gut wie nicht abgelenkt, so daß durch sie erzeugte K-Schalen Strahlung aus einem sehr kleinen Volumen

kommen muß. Die Quellgröße der Röntgenstrahlung kann damit in die Größenordnung der Laserfokusgröße von wenigen Quadratmikrometern kommen. Eine experimentelle Bestätigung dieser Hypothese findet sich in einer kürzlich veröffentlichten Arbeit des Max-Planck-Instituts für Quantenoptik [51]. Die dort vorgestellten Ergebnisse zeigen eine bei relativistischen Intensitäten bis zum Fokusbereich (7 μm) schrumpfende Quellgröße für die K_α -Emission aus Kupfer.

- Aus der geringen Ablenkung und der damit verbundenen geringen Aufenthaltsdauer der relativistischen Elektronen in einem dünnen Target (ca. 50 fs in einem 12 μm -Target) folgt auch, daß die Pulsdauer der Röntgenemission nur noch durch die Laserpulsdauer bestimmt sein sollte. Laufzeiteffekte der Elektronen im Target spielen keine Rolle mehr. Die durch relativistische Plasmaelektronen getriebene Röntgenquelle kann also je nach Targetdicke und Laserpulsdauer Pulslängen von unter 100 fs erreichen.
- Die Effizienz der Umwandlung von Laserenergie in Ti K_α -Photonen beträgt im Mittel etwa $\eta_{K_\alpha} = 10^{-3}$. Damit ist bei einer mit dem Jenaer Laser im Fokus erreichbaren Energie von $E_{1/e} = 360$ mJ eine K_α -Ausbeute von ca. $5 \cdot 10^{11}$ Photonen/Schuß/ 4π möglich.

Der Photonenfluß direkt auf der Targetoberfläche ist sehr hoch. Durch die über den gesamten Raumwinkel isotrope Emission wird für Anwendungen jedoch meist eine Abbildung der Röntgenquelle auf einen räumlich vom Laserfokus getrennten Punkt notwendig. Eine solche Abbildung birgt zusätzlich den Vorteil, die Linienstrahlung von Bremsstrahlung, Elektronen, Laserlicht und größeren Partikeln zu trennen. Mit torisch gebogenen Siliziumkristallen ist eine reflektive Abbildung von Titan K_α -Strahlung mit einem theoretischen Abbildungsmaßstab von 1 : 1 möglich [65]. Tatsächlich vergrößern jedoch Abbildungsfehler eines solchen Kristalls den tatsächlichen Röntgenfokus. Die Verbreiterung einer gaußförmigen Intensitätsverteilung der Breite 5 μm um etwa einen Faktor 2 ist realistisch [50], so daß eine anfängliche Quellgröße von 10 μm^2 in einen Röntgenfokus der Fläche $A_x = 40$ μm^2 abgebildet wird. Von einem Kristall der Fläche $A = 0.87$ cm^2 und 10% Reflektivität (R), dessen Krümmungsradius (= Entfernung von der Quelle) $r = 12$ cm beträgt, werden etwa $\Omega R = A/(4\pi r^2)R = 4 \cdot 10^{-3}\%$ der gesamten Strahlung transmittiert. Für die oben diskutierte Ti- K_α -Quelle erreicht die Röntgenintensität im Fokus des abbildenden Kristalls damit $I_x = N_\alpha \Omega R \cdot 4.5$ keV/ $(A_x \tau_x) \approx 4 \cdot 10^{11}$ W/ cm^2 .

In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten Parameter der Laser-Röntgenquelle noch einmal zusammengestellt und mit typischen Daten von Synchrotron Strahlungsquellen

Quelle	N_{ph} (Phot./Puls)	τ (ps)	$\Delta E/E$	Divergenz	d_x (μm^2)
Laser	$\sim 10^7$	0.1	$2 \cdot 10^{-4}$ (Ti K_α)	0.3°	~ 10
Synchrotron	$\sim 10^7$	100	einige 10^{-4}	0.05°	< 100

Tab. 4.1: Vergleich der Parameter der lasergetriebenen Röntgenquelle (im Röntgenfokus) mit typischen Synchrotron Strahlungsquellen mit Photonenergien von etwa 5 keV. N_{ph} : Zahl der Photonen pro Puls; d_x : Durchmesser des Röntgenfokus.

verglichen. Aus dieser Zusammenstellung wird ersichtlich, daß sich die lasergetriebene Röntgenquelle besonders in Bezug auf die um drei Größenordnungen kürzere Pulsdauer gegenüber der klassischen Synchrotronstrahlung auszeichnet. Mit dieser kurzen Pulsdauer ist mit einer Laserröntgenquelle ein um drei Größenordnungen höherer Photonenfluß auf einer Probe erreichbar. Zwar wurde bereits demonstriert, daß mit Hilfe eines Kurzpulslasers 100 fs Pulse am Synchrotron erzeugt werden können [66]. Allerdings geht bei dieser Methode die Zahl der erzeugten Photonen auf etwa 10^4 pro Puls zurück. Der Photonenfluß pro Pulsdauer wird dadurch also nicht erhöht. Typische Synchrotronquellen mit Photonenergien um 5 keV bündeln etwa 10^7 Photonen auf einer Probe. Diese Zahl entspricht etwa derjenigen die mit der oben beschriebenen Laserröntgenquelle im Fokus eines einfachen Röntgspiegels erreicht wird. Die Divergenz der lasererzeugten Strahlung ist selbst nach der Kollimierung durch einen Röntgspiegel mit etwa 0.3° sehr viel schlechter als die der Synchrotronquellen. Dagegen kann lasererzeugte Röntgenstrahlung aufgrund ihrer sehr kleinen Quellgröße auf eine gegenüber der Synchrotronstrahlung um das 10 bis 100-fach reduzierte Fläche fokussiert werden.

Die damit erreichbare hohe Intensität lasererzeugter Röntgenstrahlung führt schon seit einigen Jahren zu Überlegungen zur Durchführbarkeit von Experimenten zu nichtlinearen Prozessen mit keV-Röntgenstrahlung [67–71]. Analog zur nichtlinearen Optik im sichtbaren Spektralbereich eröffnen nichtlineare Effekte mit Röntgenstrahlung interessante experimentelle Möglichkeiten, wie beispielsweise Autokorrelationstechniken zur Messung ultrakurzer Röntgenpulsdauern oder Frequenzmischung im keV-Bereich. Zwei der einfachsten nichtlinearen Effekte sind die Erzeugung der zweiten Harmonischen (SHG) [71] und die Zweiphotonenionisation einer inneren Elektronenschale [68]. Bislang sind die erreichbaren Röntgenintensitäten noch nicht ausreichend, um diese Prozesse nachzuweisen.

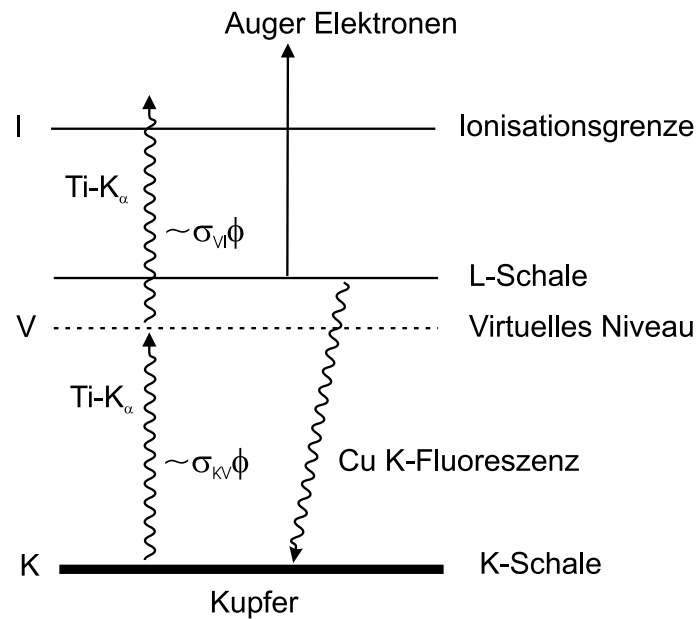


Abb. 4.10: Termschema der Zweiphotonenionisation der K-Schale von Kupfer durch zwei K_{α} -Photonen aus Titan. Zwei $Ti-K_{\alpha}$ -Photonen können fast resonant die Kupfer K-Schale ionisieren. Bei der Rekombination werden Augerelektronen und K-Fluoreszenzstrahlung emittiert. Die Zahl der emittierten Elektronen oder Photonen sollte sich quadratisch mit der eingestrahlichten $Ti-K_{\alpha}$ -Intensität ändern, wenn tatsächlich die Zweiphotonenionisation realisiert wurde.

Nach [71] wird beispielsweise eine Röntgenintensität von etwa 10^{12} W/cm^2 benötigt, um mit 4 keV Photonen die zweite Harmonische in einem LiF-Kristall zu erzeugen. Diese Intensität ist nur wenig höher, als die der oben beschriebenen Laserröntgenquelle. Allerdings ist eine weitere Forderung die sehr kleine Divergenz der Röntgenstrahlung von wenigen Bogensekunden, die mit der Laserröntgenquelle momentan nicht erreicht wird.

Der zweite oben angesprochene nichtlineare Effekt, die Zweiphotonenionisation einer K-Schale, soll nun etwas genauer betrachtet werden. Durchsucht man das Periodensystem der Elemente, so finden sich sehr wenige Kombinationen von Elementen, für die gerade die Energie zweier K- oder L-Röntgenphotonen gleich der Ionisationskante der K- oder L-Schale eines zweiten Elementes ist. Das wohl am besten geeignete Paar ist Titan mit einer K_{α} -Energie von 4.51 keV und Kupfer mit der K-Absorptionskante bei 8.98 keV. In Abbildung 4.10 ist das Schema der Zweiphotonenionisation dargestellt: Zwei $Ti-K_{\alpha}$ -Photonen erreichen über ein virtuelles Zwischenniveau fast resonant die Ionisationsenergie für ein Kupfer-K-Elektron. Mit einem einfachen Ratengleichungsmodell für dieses Niveauschema kann der Zweiphotonenionisationsquerschnitt für inkohärente Röntgenstrahlung zu $\sigma^{(2)} \approx 10^{-57} \text{ cm}^4\text{s}$ abgeschätzt werden [72]. Ein störungstheoretischer Ansatz für ein nichtrelativisti-

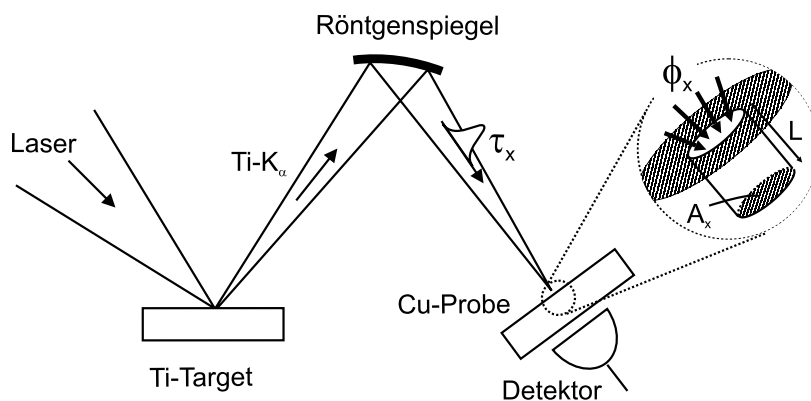


Abb. 4.11: Mögliches Schema eines Experiments zum Nachweis der Zweiphotonenionisation. Die lasererzeugte Röntgenstrahlung wird mit Hilfe eines torisch gebogenen Kristalls auf eine Kupferprobe fokussiert. Die Zahl der durch Zweiphotonenionisation im Kupfer erzeugten K-Löcher ist proportional zum bestrahlten Volumen $V = LA_x$, zur Pulsdauer τ_x , zum Ionisationsquerschnitt $\sigma^{(2)}$ und zum Quadrat des Photonenflusses Φ_x .

sches effektives Einelektronenmodell liefert dagegen einen um fast zwei Größenordnungen kleineren Wirkungsquerschnitt von $\sigma^{(2)} = 4.4 \cdot 10^{-59} \text{ cm}^4 \text{ s}$ [73, 74]. Wird nun eine experimentelle Anordnung wie in Abb. 4.11 verwendet, so ist die Zahl der im bestrahlten Volumen V des Kupfertargets durch Zweiphotonenionisation erzeugten K-Löcher K proportional zum Wirkungsquerschnitt $\sigma^{(2)}$, zur Atomzahldichte des Kupfertargets n_{Cu} , zur Röntgenpulsdauer τ_x und zum Quadrat des Röntgenflusses Φ_x :

$$K = \sigma^{(2)} n_{\text{Cu}} \tau_x \Phi_x^2 V \quad . \quad (4.7)$$

Das bestrahlte Volumen ergibt sich aus dem Produkt der Fokusfläche A_x mit der Eindringtiefe der Titanstrahlung in Kupfer $L \approx 10^{-3} \text{ cm}$. Mit $n_{\text{Cu}} = 6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, $\Phi_x = 5 \cdot 10^{26} \text{ Phot./cm}^2/\text{s}$ und $\tau_x \approx 100 \text{ fs}$ ergibt sich $K \approx 10^{-5}$. Das bedeutet, daß unter optimalen experimentellen Bedingungen 10^5 Laserpulse notwendig sind, um ein Kupferatom zu ionisieren. Die Zweiphotonenionisation würde in einem Experiment über die Detektion der Cu K_α -Photonen oder der Auger-Elektronen nachgewiesen werden. Das K_α - oder Augersignal muß sich quadratisch mit der eingestrahelten Röntgenintensität ändern, wenn es tatsächlich durch einen Zweiphotonenprozeß hervorgerufen worden ist. Die Detektionswahrscheinlichkeit erhöht die Zahl der notwendigen Laserpulse leicht zusätzlich um ein bis zwei Größenordnungen. Folglich ist unter der Annahme, daß der berechnete Wirkungsquerschnitt korrekt ist, mit der oben charakterisierten Laserröntgenquelle eine Zweiphotonenionisation der Kupfer K-Schale nicht zu erreichen. Allerdings könnte mit dem Photonfluß von $\Phi_x = 5 \cdot 10^{26} \text{ Phot./cm}^2/\text{s}$ eine nachweisbare Zahl von 100 Cu K-Löchern pro Puls

erzeugt werden, wenn der Querschnitt $\sigma^{(2)}$ größer als $10^{-52} \text{ cm}^4\text{s}$ wäre. Auf diese Weise ist zumindest eine obere Schranke für die Gültigkeit der zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts verwendeten Modelle experimentell bestimmbar.

5 Laserinduzierte Kernreaktionen

Laserproduzierte Bremsstrahlung besitzt Energien, die denen der Riesenresonanzen von Atomkernen entsprechen. Es ist daher möglich, Kernreaktionen wie die Photospaltung (γ, f) oder die Emission eines (oder mehrerer) Neutronen (γ, xn) mittels Bremsstrahlung zu induzieren. Schon seit Jahrzehnten werden solche Reaktionen mit den Geräten der klassischen Kernphysik, den Beschleunigern, untersucht. Neuartig ist nun die völlig andere Strahlungsquelle – das Laserplasma – und dessen besondere Eigenschaften wie kleine Quellgröße, ultrakurze Dauer und hohe Flüsse, über die die klassische Kernphysik nicht verfügt. Wir haben hochenergetische laserproduzierte Bremsstrahlung genutzt, um erstmals mit einem *tabletop* Laser schwere Kerne zu spalten und Neutronenemission anzuregen. Mit Hilfe dieser Reaktionen wurde die Energie sowie die Zahl der Bremsstrahlungsphotonen bestimmt (siehe Abschnitt 5.3). Darauf aufbauend wurde es möglich, den bisher nicht bekannten Wirkungsquerschnitt für die (γ, n)-Reaktion in ^{129}I zu messen (Abschnitt 5.4). Diese letzte Messung ist eine wichtige Demonstration der Möglichkeit, mit der kompakten Maschine Laser quantitative Kernphysik zu betreiben.

Da sich in dieser Arbeit die klassische Laserphysik der Kernphysik nähert und dies aus Sicht eines Laserphysikers ungewohnt ist, sind im folgenden einige Grundlagen zu den untersuchten Kernreaktionen zusammengestellt.

5.1 Die Kernreaktionen (γ, n) und (γ, f)

Atomkerne können durch Stöße mit Teilchen, wie Neutronen, Protonen, Heliumkernen, Elektronen oder Photonen so stark angeregt werden, daß sie in zwei Tochterkerne spalten oder einzelne Neutronen emittieren. Im Normalfall liegen die dafür benötigten kinetischen Energien der Teilchen oberhalb mehrerer Megaelektronenvolt (MeV). Ausnahmen gibt es für wenige Kerne wie ^{235}U , ^{239}Pu und ^{233}U , die für die Spaltung durch thermische Neutronen einen hohen Reaktionsquerschnitt besitzen. Hier beschränken wir uns auf die photoinduzierten Reaktionen (γ, f) und (γ, n), d.h. auf die Spaltung eines Kerns ($f=fission$) beziehungsweise die Emission eines Neutrons (n) nach Beschuß mit hochenergetischen Photonen.

Liegt die Energie einfallender Photonen oberhalb der Nukleonenbindungsenergie, so werden in den bestrahlten Kernen die sogenannten Riesenresonanzen (GDR, *Giant Dipole Resonances*) angeregt. Diese werden als kollektive Schwingungen der Nukleonen gedeutet, d.h. die Neutronen und Protonen des Kerns schwingen gegeneinander (sog. isovektorielle elektrische Dipolresonanzen). In Resonanz wird der Kern so stark angeregt, daß er einzelne Nukleonen emittiert, oder – ähnlich einem in

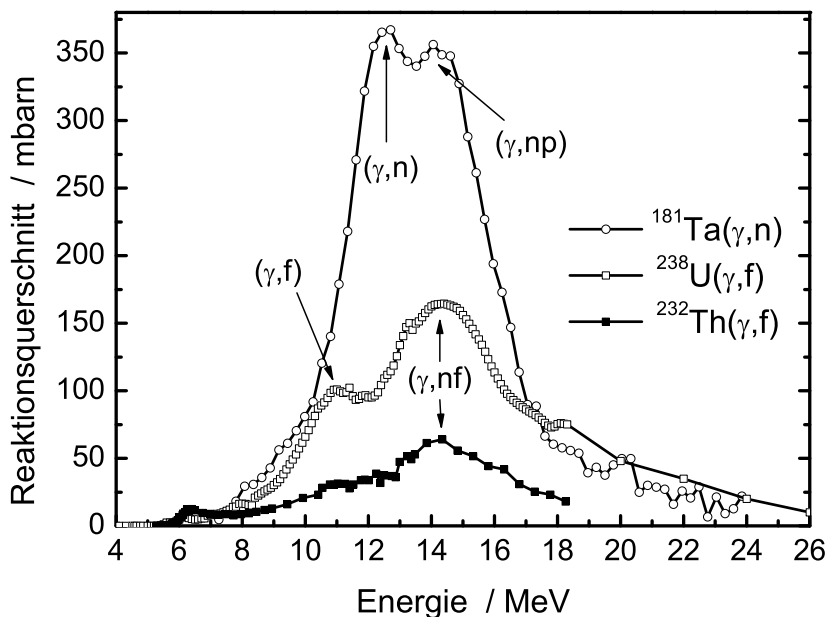


Abb. 5.1: Experimentelle Querschnitte für die Photospaltung von ^{238}U und ^{232}Th [75, 76] und (γ, n) -Querschnitt für ^{181}Ta [76].

Schwingung geratenen Tröpfchen – auseinanderreißt. Die Energieabhängigkeit der Resonanz spiegelt sich in den Wirkungsquerschnitten für die photoinduzierte Spaltung oder Neutronenemission wider. In Abb. 5.1 sind die Reaktionsquerschnitte für die Spaltung von ^{238}U und ^{232}Th , sowie der (γ, n) -Querschnitt von ^{181}Ta dargestellt. Unterhalb der Schwellenenergien E_{th} von mehreren MeV ist der Wirkungsquerschnitt für beide Reaktionstypen gleich Null. Er nimmt sein Maximum bei Energien im Bereich von 15 MeV an. Darüber nimmt der Querschnitt wieder ab. Das Verhalten des Querschnitts bei höheren Energien kann nicht mehr mit dem GDR-Modell beschrieben werden und ist für diese Arbeit nicht relevant, da die Photonenenergien hier nur bis zu maximal einigen zehn MeV reichen. Für nicht deformierte Kerne besitzen die GDR-Querschnitte eine Lorentz-ähnliche Form [77]:

$$\sigma(E_\gamma) = \sigma_{\text{max}} \frac{(E_\gamma \Gamma)^2}{(E_\gamma^2 - E_{\text{max}}^2)^2 + (E_\gamma \Gamma)^2} \quad (5.1)$$

Hierin sind E_{max} und σ_{max} die Riesenresonanzenergie und das Querschnittsmaximum. Γ ist die Halbwertsbreite (FWHM) und E_γ die Photonenenergie. Tabelle 5.1 faßt diese Parameter für die in den folgenden Abschnitten verwendeten Isotope zusammen. Gleichung (5.1) berücksichtigt nicht, daß die γ -Photonen eine Energieschwelle E_{th} überschreiten müssen, unterhalb derer der Wirkungsquerschnitt für die jeweilige Reaktion verschwindet. Die Reaktionsschwellen für Neutronenemission liegen in der Größenordnung der Nukleonenbindungsenergie des Kerns. Für schwere

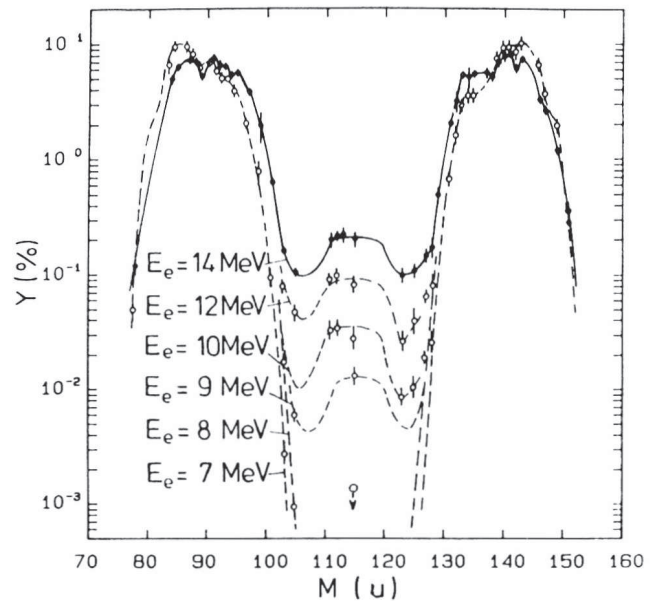
Isotop	E_{th} /MeV	E_{max} /MeV	σ_{max} /mbarn	Γ /MeV
^{181}Ta	7.58	12.7	367	5
^{129}I	8.8	15	–	5
^{232}Th	5.8	14	65	5.5
^{238}U	6.0	14	180	6

Tab. 5.1: Zusammenstellung der Querschnittsdaten für die verwendeten Isotope. E_{th} bezeichnet die Schwellenenergie, unterhalb derer der Querschnitt $\sigma = 0$ ist. E_{max} ist die Photonenenergie, bei der σ sein Maximum σ_{max} annimmt. Γ ist die Halbwertsbreite der Resonanz. Die Quelle dieser Daten ist eine Sammlung experimenteller und numerischer Photoreaktionsquerschnitte [77]. Da für ^{129}I keine experimentellen Daten vorliegen, wurden für E_{max} und Γ Werte des Isotops ^{127}I adaptiert. E_{th} ist dagegen ein berechneter Wert [76]. Der Querschnitt σ_{max} kann ohne die Existenz experimenteller Daten nicht vorausgesagt werden. In Abschnitt 5.4 wird die erste Messung dieses Wertes vorgestellt.

Kerne liegt letztere bei etwa 7 MeV. Die Reaktionsschwelle für Spaltung kann von thermischen Energien bis zu vielen MeV variieren. Der in Abb. 5.1 gezeigte Querschnitt von Tantal ist eine Überlagerung aus zwei lorentzförmigen Querschnitten: dem der (γ,n)-Reaktion und dem experimentell nicht davon zu trennenden Querschnitt der (γ,np)-Reaktion (mit $E_{\text{max}} = 12.5$ MeV). Die Spaltquerschnitte von Uran und Thorium setzen sich ebenfalls aus zwei Reaktionen zusammen: aus der (γ,f)-Reaktion mit der Schwelle bei ~ 6 MeV und der (γ,nf)-Reaktion, deren Schwelle bei etwa 12 MeV liegt, was sich durch den plötzlich stark ansteigenden Spaltquerschnitt bei dieser Energie ausdrückt. Im Experiment, in dem die Spaltung über die Spaltprodukte nachgewiesen wird, sind die Reaktionen (γ,f) und (γ,nf) nicht unterscheidbar.

Spaltreaktionen verlaufen nicht symmetrisch, d.h. die Fragmente besitzen unterschiedliche Massenzahlen A , die für ^{238}U und ^{232}Th um etwa $A = 90$ und $A = 140$ verteilt sind (siehe Abb. 5.2). Da die schweren Kerne Uran und Thorium ein Neutronen-zu-Protonen-Verhältnis von etwa 1.6 aufweisen, entstehen bei ihrer Spaltung zuallererst leichtere Kerne mit dem selben Verhältnis. Die stabilen Isotope der Kerne mit Massenzahlen um $A = 100$ besitzen aber nur ein Verhältnis von Neutronen zu Protonen von etwa 1.4. Die bei der Spaltung primär entstandenen Fragmente sind also höchst instabil und emittieren daher instantan Neutronen. Nachfolgend wandeln sich diese, nun Spaltprodukte genannten Isotope, durch wiederholten β^- -Zerfall in stabile Kerne um (siehe Abb. 5.3). Spaltung ist für Kerne hoher Masse wahrscheinlicher als für leichte Kerne, da ein Kern über einer Massenzahl von etwa 100 im Mittel weniger Bindungsenergie besitzt, als zwei Kerne seiner halben Mas-

Abb. 5.2: Verteilung der Spaltprodukte aus der (γ, f) -Reaktion von ^{232}Th über der Massenzahl, Quelle: [78]. Die Reaktionen sind durch Bremsstrahlung induziert. Die Energieangabe bezieht sich auf die Energie der zur Bremsstrahlungserzeugung verwendeten Elektronen. In den beiden Maxima bleibt die Ausbeute vergleichsweise unabhängig von der Photonenenergie. Die symmetrische Spaltung in zwei gleichschwere Kerne wird dagegen mit steigender Photonenenergie immer wahrscheinlicher.



se. Die Energie, die durch ein Photon aufgewendet werden muß, um einen Kern zu spalten, ist also für schwere Kerne geringer als für leichte.

Kerne mittlerer Massenzahlen besitzen dagegen oft hohe Wirkungsquerschnitte und niedrige Schwellenenergien für (γ, n) -Reaktionen. Die aus solchen Reaktionen entstehenden Isotope sind wiederum instabil und zerfallen mit sehr unterschiedlichen Halbwertszeiten, meist über einen β^+ -Zerfall oder über Elektroneneinfang (EC, *electron capture*).

Sowohl β^- - als auch β^+ - und EC-Zerfälle sind γ -assistierte Zerfälle, so daß nach einer Aktivierung mit laserproduzierter Bremsstrahlung γ -Spektren der Spaltprodukte bzw. (γ, n) -Reaktionsprodukte aufgenommen werden können. Aus der Stärke der Linien wird dann die anfängliche Aktivität A_0 der Isotope nach dem Ende der Bestrahlung bestimmt. Daraus ergibt sich die Gesamtzahl der induzierten Reaktionen:

Für einen einfachen radioaktiven Zerfall eines Kerns in seinen stabilen Tochterkern ist die Aktivität A durch die Zahl N der pro Zeiteinheit strahlend zerfallenden Atome gegeben:

$$A = -\frac{dN}{dt} = -\frac{d}{dt}N_0e^{-t/\tau} = A_0e^{-t/\tau} \quad , \quad (5.2)$$

mit $A_0 = A(t = 0)$ und mit $N_0 = N(t = 0)$. Die mittlere Lebensdauer τ des radioaktiven Isotopes, nach der die Zahl der Atome von N_0 auf N_0/e gefallen ist, steht dabei über $1/\tau = \ln 2/t_{1/2}$ mit der Halbwertszeit $t_{1/2}$ in Zusammenhang. Mißt man die radioaktiven Zerfälle eines Isotopes mit einem γ -Detektor, so erhält man

als Meßwert $\overline{M}(t)$ die Zahl, der in der Zeit $t' = 0$ bis t nachgewiesenen Zerfälle:

$$\overline{M}(t) = \int_{t'=0}^t \overline{A}(t') dt' = \overline{A}_0 \tau [1 - e^{-t/\tau}] \quad . \quad (5.3)$$

Um daraus die Zahl der tatsächlich stattfindenden Zerfälle $M(t)$ zu berechnen, müssen die energieabhängige Nachweiseffizienz des Detektors $\varepsilon(E)$, sowie die Intensität des jeweiligen Übergangs I_γ berücksichtigt werden, so daß

$$M(t) = \frac{\overline{M}(t)}{\varepsilon(E) \cdot I_\gamma} \quad (5.4)$$

ist. Die Zahl der durch (γ, n)-Reaktion erzeugten strahlenden Kerne ist gleich der Zahl aller Zerfälle N_n , die in der Zeit $t = 0$ bis $t = \infty$ auftreten. Mit Gl.(5.3) ist also

$$N_n = M(t = \infty) = A_0 \cdot \tau \quad . \quad (5.5)$$

Im Falle der Spaltreaktion ist das jedoch erst die Zahl der erzeugten Kerne des Spaltproduktes, dessen Linien gemessen wurden. $M(\infty)$ muß in diesem Fall noch mit der in Abb. 5.2 dargestellten Spaltausbeute (FY, *fission yield*) für das betreffende Isotop korrigiert werden:

$$N_f = M(\infty)/FY \quad . \quad (5.6)$$

Die Zahl N_n bzw. N_f der im Target induzierten Kernreaktionen ist durch

$$N_{n,f} = n \cdot d \cdot \int_{E_{th}}^{\infty} \sigma(E_\gamma) \cdot n_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma \quad (5.7)$$

gegeben. Wobei d die Dicke der zu transmutierenden Probe ist und n die Zahl der Atome pro Volumeneinheit. $n_\gamma(E_\gamma)$ ist die durch Gl.(3.21) gegebene exponentielle Energieverteilung der Bremsstrahlungsfotonen. $\sigma(E_\gamma)$ ist der Wirkungsquerschnitt für Photospaltung oder Neutronenabspaltung.

Im Experiment wird die Zahl der Reaktionen $N_{n,f}$ gemessen. Steht nur eine Reaktion, d.h. nur eine Schwellenenergie zur Verfügung, so müssen zwei Annahmen gemacht werden: erstens sei die Bremsstrahlungsverteilung eine Boltzmannverteilung und zweitens muß deren Temperatur bekannt sein. Stehen in einer Messung gleichzeitig zwei Reaktionen mit unterschiedlichen Energieschwellen zur Verfügung, so reicht es aus, die Verteilung vorzugegeben. Aus dem Verhältnis der Anzahl der jeweiligen Kernreaktionen kann dann mittels Gl.(5.7) die Temperatur der Verteilung sowie $n_\gamma(0)$ bestimmt werden. Schematisch ist dies in Abb. 5.4 illustriert. In Abschnitt 5.3 wird die erste Methode verwandt, um das Bremsstrahlungsspektrum zu charakterisieren. Dieses wird im weiteren Verlauf zur Bestimmung des unbekanntes Reaktionsquerschnittes von ^{129}I genutzt (Abschnitt 5.4).

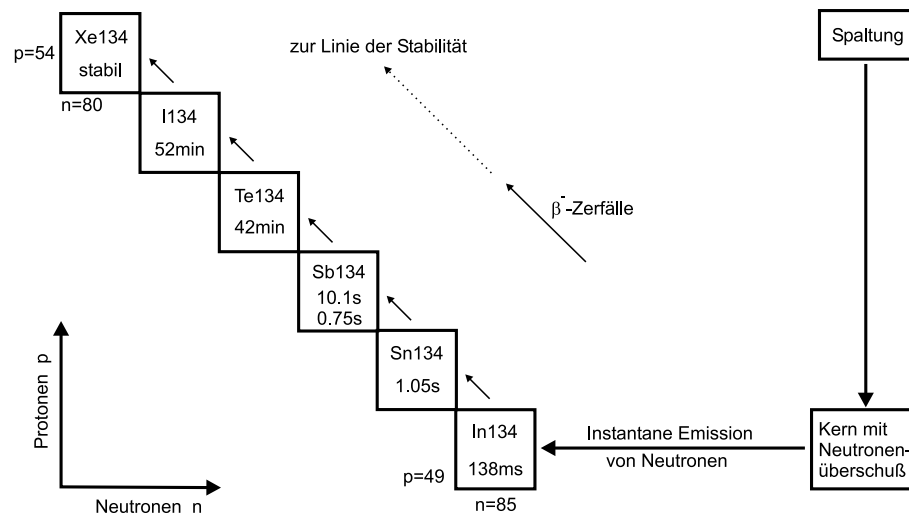


Abb. 5.3: Illustration der der Spaltung nachfolgenden Reaktionen. Durch die Spaltung eines schweren Kerns entstehen leichtere Kerne mit hohem Neutronenüberschuß. Ein Teil dieser Neutronen wird instantan abgedampft. Weitere Neutronen werden über sukzessive β^- -Zerfälle in Protonen umgewandelt, wodurch Kerne mit immer längeren Lebensdauern entstehen. Im dargestellten Beispiel steht der stabile Kern ^{134}Xe am Schluß der Umwandlungskaskade. Die Isotope mit Lebensdauern ab etwa 10 Minuten, also ^{134}Te und ^{134}I können in unseren Experimenten nachgewiesen werden, wenn die Linienstärken der emittierten γ -Linien groß genug sind. (Lebensdauern übernommen aus [79].)

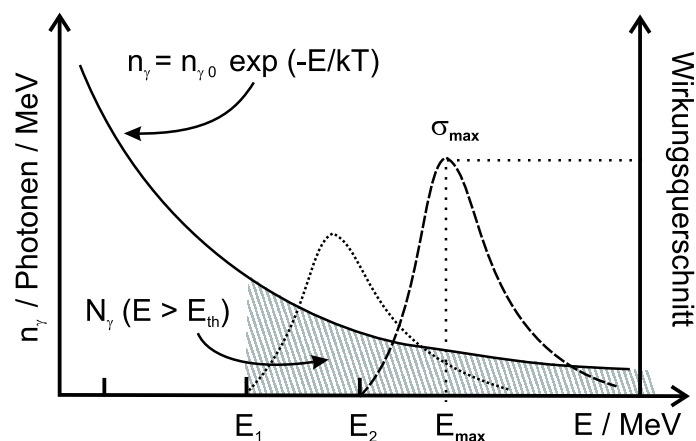


Abb. 5.4: Schema des Verfahrens zur Messung der Zahl bzw. der Temperatur der Bremsstrahlungsphotonen mittels photoinduzierter Kernreaktionen. Die durchgezogene Linie repräsentiert die exponentielle Photonenzahlverteilung, die gestrichelte bzw. die gepunktete Kurve stellen schematisch zwei Wirkungsquerschnitte mit verschiedenen Schwellenenergien dar. Der schraffierte Bereich entspricht der Zahl der Photonen mit Energien oberhalb der Schwellenenergie. Wird diese Zahl für beide Reaktionen bestimmt, ergibt sich daraus die Temperatur der Photonenzahlverteilung.

5.2 Experimentelle Umsetzung

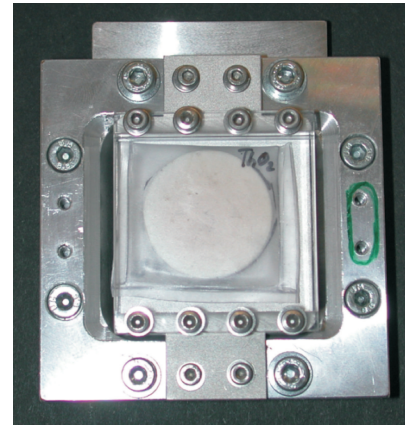
Für das Experiment wurde der Jenaer Ti:Saphir-Laser mit 1.2 J betrieben. Das bedeutet, daß nach dem Weg über die Kompressorgitter und einige Umlenkspiegel die Energie auf dem Target etwa 720 mJ beträgt. Der Einfallswinkel des Laserstrahls auf das Target beträgt 45° , so daß die Fokusfläche $A_{1/e} = 5 \mu\text{m}^2$ um den Faktor $\sqrt{2}$ vergrößert ist. In dieser Fläche sind 300 mJ konzentriert. Die Fläche $A_{1/e}$ ist als die 1/e-Fläche des räumlichen Gaußprofils festgelegt (siehe Abschnitt 2). Die mittlere Intensität in dieser Fläche ist $5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ bei einer Laserpulsdauer von 80 fs. Die Spitzenintensität beträgt 10^{20} W/cm^2 .

Isotop	chemische Verbindung	Massenanteil in der Probe	Durchmesser (mm)	Dicke (mm)	Masse* (g)	Aktivität** (Bq)
^{181}Ta	metallisch	100 %	40	2	–	–
^{129}I	PbI_2	17 %	55	3.4	3.7	$2.41 \cdot 10^7$
^{232}Th	ThO_2	86 %	30	3	10.34	$6 \cdot 10^5$
^{238}U	metallisch	99 %	10	3	3	$4 \cdot 10^4$

Tab. 5.2: Die verwendeten Isotope liegen bis auf ^{181}Ta und ^{232}Th nicht in isotopenreiner Form vor. Thorium und Iod sind zusätzlich in chemischen Verbindungen eingeschlossen. *: Angegeben ist die Masse der zu transmutierenden Isotope. **: Die angegebene Aktivität schließt die Aktivität der Tochterkerne mit ein, ist also die Aktivität der gesamten Probe.

Der experimentelle Aufbau entspricht im wesentlichen dem in den Abbildungen 2.14 und 4.1 gezeigten. Im Fokus befindet sich ein Tantal-Target, welches aus zwei Teilen besteht: einer $50 \mu\text{m}$ dicken gespannten Folie und einem in wenigen hundert μm dahinter liegenden 2 mm-Blech. Auf der Oberfläche der ersten Tantal-Schicht wird ein Plasma erzeugt und Elektronen beschleunigt, die dann im zweiten Blech, dem Konverter, in Bremsstrahlung umgewandelt werden. Im Bremsstrahlungsfeld direkt hinter dem Konverter wurden die zu bestrahlenden Proben so platziert, daß ein möglichst großer Raumwinkel der Bremsstrahlungsemission genutzt wurde. In Abbildung 5.5 ist der Targethalter mit der an der Rückseite fixierten ThO_2 -Probe gezeigt. Die Proben aus abgereichertem Uran (3 Stücke mit je 1 cm Durchmesser) wurden ebenso möglichst nah am Tantal-Konverter befestigt. Die PbI_2 -Probe mußte aufgrund ihrer größeren Ausdehnungen etwa 1.5 cm hinter dem Tantal-Target platziert werden. Alle radioaktiven Proben sind vakuumtauglich verschlossen, so daß keine radioaktiven Partikel entweichen können. Die verwendeten Proben und ihre Eigenschaften sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Für jede Probe wurden rund

Abb. 5.5: Foto des Folienhalters. Die zu bestrahlende Thoriumprobe ist auf der Rückseite des im Aluminiumrahmen eingespannten Tantaltargets fixiert. Der Durchmesser der Thoriumprobe beträgt 30 mm und nutzt dadurch die vom Laser bestrahlte Tantaloberfläche nahezu optimal aus.



10^4 Laserschüsse auf das Tantal gegeben. Nach der Bestrahlung wurden die Proben über mehrere Lebensdauern mit einem γ -Detektor vermessen.

Bestimmung der Detektoreffizienz

Die mit dem Germaniumdetektor gemessenen Zählraten einer γ -Linie sind mit der tatsächlichen Aktivität des Isotopes durch die Emissionswahrscheinlichkeit I_γ für diesen Übergang sowie mit der energieabhängigen Effizienz $\varepsilon(E)$ des Germaniumkristalls verknüpft. Die Effizienz des γ -Detektors, das heißt die Nachweiswahrscheinlichkeit für γ -Photonen unterschiedlicher Energien, ist von der Größe der Probe sowie von ihrer Entfernung vom Detektor abhängig. Sie muß daher für jede Geometrie vermessen werden. Dies geschieht im allgemeinen, indem geeichte Punktquellen bekannter Aktivität in der benötigten Geometrie vermessen werden. In unserem Fall sind die zu vermessenden Proben jedoch keine Punktquellen. Eine elegante Methode, dieses Problem zu umgehen, ist die Verwendung einer ThO_2 -Probe mit einem Durchmesser von 30 mm als Kalibrierprobe, da sie in der Ausdehnung sehr gut auch den anderen verwendeten Proben entspricht. Diese Probe befindet sich im radioaktiven Gleichgewicht mit ihren Zerfallsprodukten. Das heißt, pro Zeiteinheit zerfallen genauso viele Atome des Mutterkerns wie der Tochterkerne, so daß die Aktivität jedes Zerfallsproduktes gleich der Aktivität des Mutterkerns ist. Die Aktivität einer isotopenreinen ^{232}Th -Probe wächst also mit der Zeit an, bis das radioaktive Gleichgewicht erreicht ist. Die Aktivität A der Probe ist dann zeitlich konstant und beträgt das n -fache der Thorium-Aktivität: $A = A_{\text{Th}} + A_1 + A_2 + \dots + A_{n-1}$, mit n als der Zahl der Tochterisotope (der letzte Kern der Zerfallsreihe ist stabil). Die Thorium-Töchter ^{228}Ac und ^{208}Tl besitzen besonders viele und intensive γ -Linien, die sich für eine Effizienzkalibration eignen (siehe Spektrum in Abb. 5.6). Ist die Masse der Kalibrierprobe bekannt, so errechnet sich die energieabhängige Nachweiseffizienz einfach

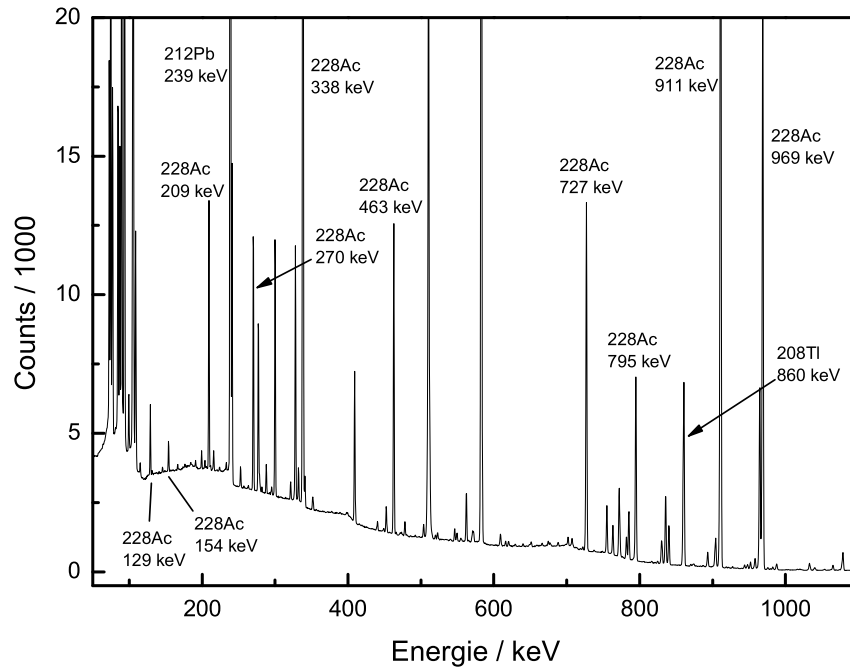


Abb. 5.6: Untergrundspektrum der ThO_2 -Probe. Die Ac- und Tl-Linien, von denen nur einige der intensivsten beschriftet sind, wurden zur Effizienzbestimmung (Abb. 5.7) verwendet.

aus

$$\varepsilon(E_\gamma) = \frac{N(E_\gamma)}{I_\gamma(E_\gamma) \cdot t_L \cdot A(m)} \quad (5.8)$$

Hierin sind E_γ die Energie der γ -Photonen und N_γ die vom Detektor tatsächlich gezählten Ereignisse in der Zeit t_L , welche die Meßzeit abzüglich der Totzeit ist. I_γ ist die Intensität der beobachteten Linie und $A(m)$ die tatsächliche Aktivität der Probe der Masse m . Die Actinium-Aktivität von einem Gramm Thorium im radioaktiven Gleichgewicht ist $A(1 \text{ g}) = 3.981 \text{ kBq}$ [80]. In Abb. 5.7 ist die mit der ThO_2 -Probe gemessene energieabhängige Effizienz für einen der beiden verwendeten Detektoren dargestellt.

5.3 Aktivierung von Tantal zur Charakterisierung des Bremstrahlungsspektrums

Wie im vorangegangenen Abschnitt bereits beschrieben, können ^{181}Ta -Kerne beim Zusammenstoß mit Photonen mit Energien oberhalb von 7.6 MeV ein Neutron emittieren. $(\gamma, 2n)$ - und $(\gamma, 3n)$ -Reaktionen sind prinzipiell ebenfalls möglich, jedoch liegen ihre Schwellenenergien bei 12 bzw. 20 MeV, und ihre Querschnitte sind erheblich

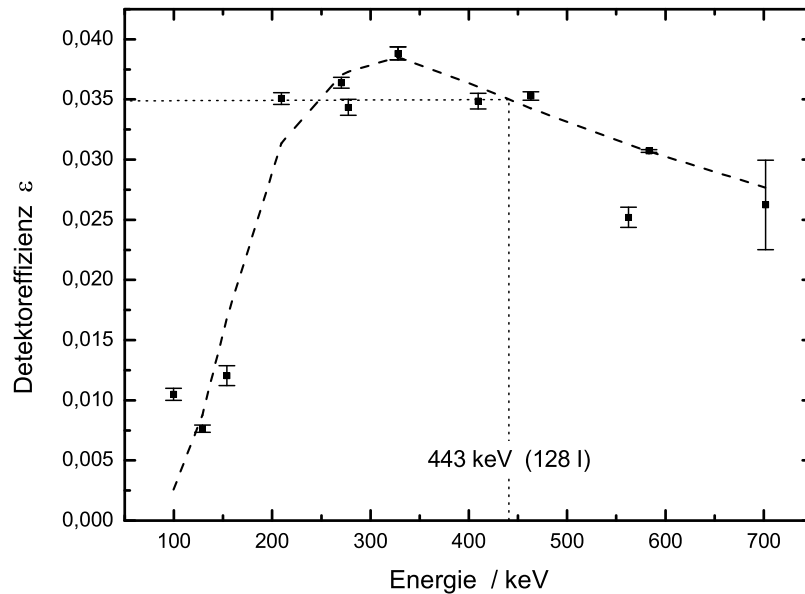


Abb. 5.7: Mit der ThO_2 -Probe gemessene energieabhängige Effizienz eines der verwendeten γ -Spektrometer. Die gestrichelten Kurven dienen der besseren Übersicht. Die Effizienz für die Messung der 443 keV-Linie von ^{128}I beträgt 3.5%.

kleiner, so daß diese Reaktionen in den vorliegenden Experimenten nicht nachgewiesen werden konnten.

Das bei der (γ, n) -Reaktion entstehende ^{180}Ta zerfällt mit einer Halbwertszeit von 8.15 h zu 86% in ^{180}Hf und zu 14% in ^{180}W . Beide Zerfallspfade zeigen charakteristische γ -Linien bei 93.3 keV beziehungsweise 103.5 keV. Die Termschata des Zerfalls sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Der Übergang von Ta in Hf ist eine Elektroneneinfangreaktion, bei der nach der Kernumwandlung die Elektronenhülle ionisiert zurückbleibt. Dies führt dazu, daß Hf-Röntgenlinien bei 55.8 keV ($K_{\alpha 1}$), 54.6 keV ($K_{\alpha 2}$), 63.2 keV ($K_{\beta 1}$) auftreten, die die gleiche Halbwertszeit wie die γ -Linien besitzen. Typische Spektren, die nach der Aktivierung von ^{181}Ta gemessen werden (siehe Abb. 5.9) zeigen die charakteristischen γ - und Röntgenlinien der Zerfallsprodukte des erzeugten ^{180}Ta -Kerns. Die γ - sowie die K_{β} -Linie aus ^{180}Hf fallen mit zwei Übergängen aus dem Zerfall des Isotops ^{234}Th zusammen. Dieses Isotop tritt in der Bleiabschirmung des Detektors auf. Da zusätzlich die 103 keV-Linie von ^{180}W sehr schwach ist, kann zur quantitativen Bestimmung der Zahl der Kernaktivierungen nur die K_{α} -Linie von Hafnium herangezogen werden. $K_{\alpha 1}$ und $K_{\alpha 2}$ wurden dabei immer zusammen betrachtet. Die Intensitäten dieser beiden Linien sind $I_{\gamma}(K_{\alpha 1}) = 35.5\%$ und $I_{\gamma}(K_{\alpha 2}) = 20.4\%$. Aus den vom Detektor gezählten K_{α} -Photonen wurde mit I_{γ} und $\varepsilon(E = 55 \text{ keV}) = 0.005$ die tatsächliche Anzahl der Kernreaktionen $M(t)$ berechnet, über der Zeit aufgetragen und die Funktion $M(t) = M(\infty) \cdot (1 - \exp\{-t/\tau\})$

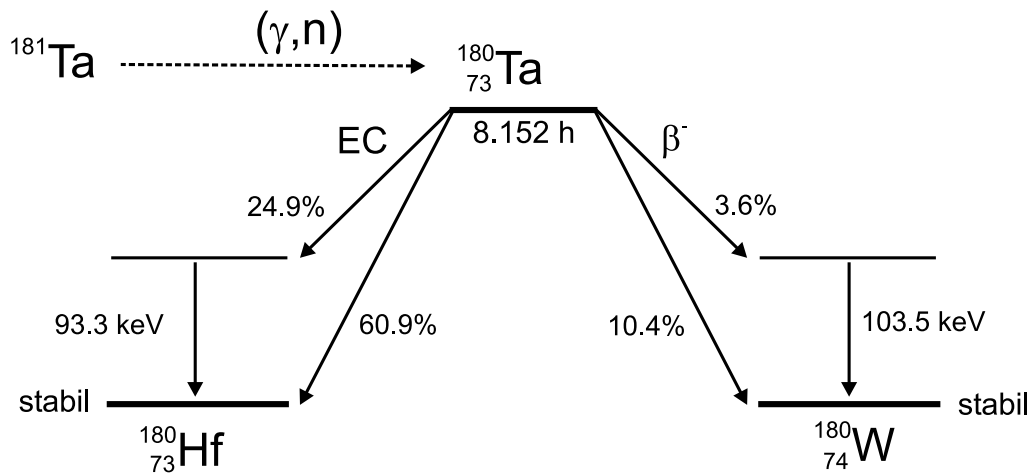


Abb. 5.8: Termschema des Zerfalls von ^{180}Ta (nach [81]).

an die Meßwerte angepaßt (siehe Abb. 5.10). Der Parameter $M(\infty)$ gibt die Zahl der im Tantal induzierten Kernreaktionen an und beträgt $1.8 \cdot 10^6$. Da das Tantal mit 11350 Laserschüssen bestrahlt wurde, heißt das, daß pro Laserschuß $N_n^{\text{Ta}} = 160$ Reaktionen induziert wurden. Die aus der Messung gewonnene Halbwertszeit ist 8.3 h, was sehr gut mit der tatsächlichen Halbwertszeit von 8.15 h des Zerfalls von ^{180}Ta übereinstimmt.

Rekonstruktion des Bremsstrahlungsspektrums

Aus dieser Messung kann nun das Bremsstrahlungsspektrum rekonstruiert werden. Da nur eine Kernreaktion und damit eine Energieschwelle zur Verfügung steht, muß die Temperatur der Photonenverteilung gesondert bestimmt werden. Zusammen mit der Temperatur und unter Annahme eines Bremsstrahlungsspektrums der Form Gl. (3.21)

$$n_\gamma(E) = n_\gamma(0)e^{-E/k_B T} \quad (5.9)$$

läßt dann die Zahl der Aktivierungen auf die absolute Zahl an Bremsstrahlungsphotonen schließen.

Bei Intensitäten, wie sie im Experiment verwendet wurden, sind Elektronentemperaturen von knapp 2 MeV zu erwarten. Dies paßt sehr gut zum Temperaturwert $T_e = 1.8 \text{ MeV}/k_B$, der parallel im gleichen Experiment mit Thermolumineszenzspektrometern gemessen wurde (Abb. 5.11). Aus früheren Messungen mit diesen Spektrometern geht hervor, daß bei vergleichbaren Intensitäten und in Laserpropagationsrichtung die Photonentemperatur T_γ etwa $2/3$ von T_e beträgt [25]. Es ist also $T_\gamma \approx 1.2 \text{ MeV}/k_B$. Die Zahl der Photonen wurde nun mit dieser Temperatur und mit der Zahl, der im Tantal induzierten Kernreaktionen, bestimmt. Letztere ergibt

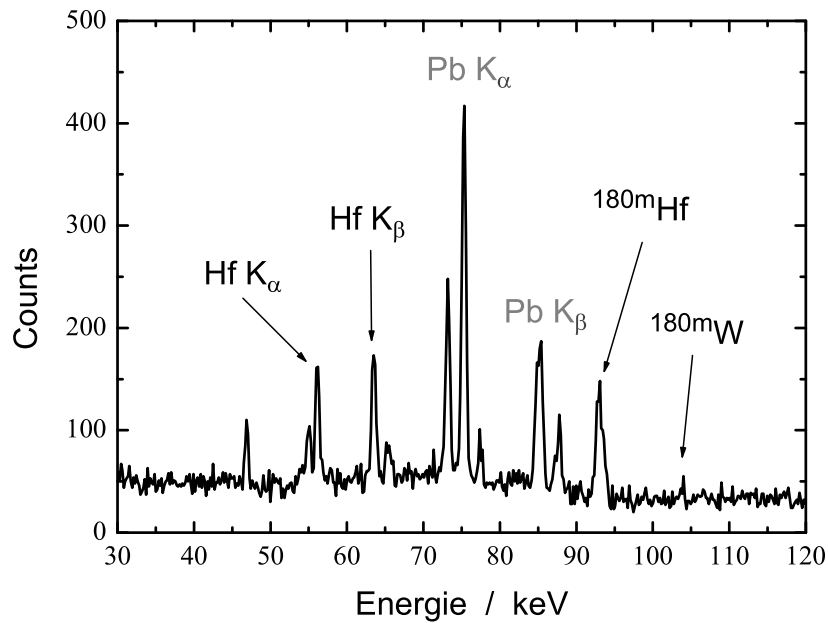


Abb. 5.9: γ -Spektrum der bestrahlten Tantalprobe. Die K_α - und K_β -Linien aus ^{180}Hf sowie die γ -Linien aus ^{180}Hf und ^{180}W sind der Nachweis für die (γ, n) -Reaktion in ^{181}Ta . Zur quantitativen Auswertung ist nur die K_α -Linie von Hafnium geeignet, da die K_β -Linie sowie die γ -Linie von Hafnium mit Übergängen aus dem im Untergrund vorhandenen ^{234}Th zusammenfallen. Die Blei-Röntgenlinien entstehen in der Abschirmung des Detektors.

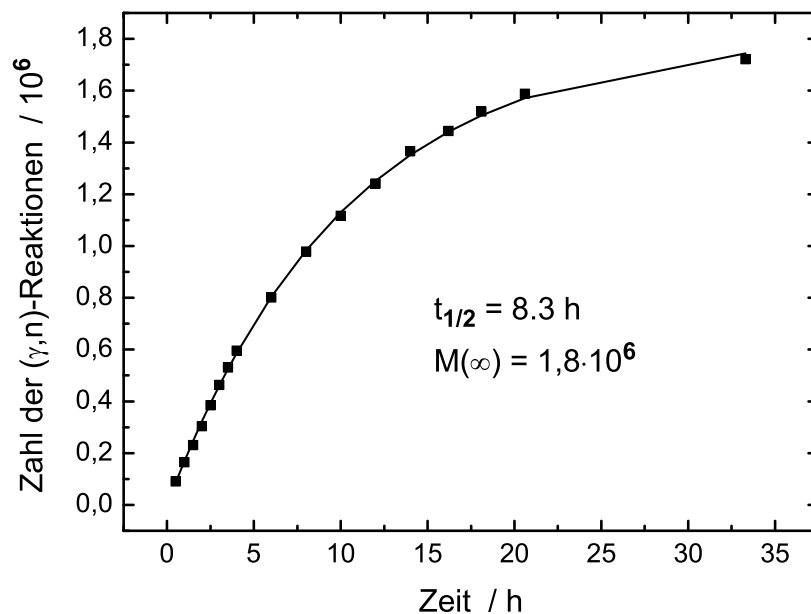


Abb. 5.10: Zeitlicher Zuwachs der Anzahl der zerfallenden ^{180}Ta Kerne. Die durchgezogene Linie ist die an die Meßwerte angepaßte Gl. (5.3).

sich aus dem energieabhängigen Wirkungsquerschnitt Gl.(5.1), gewichtet mit dem Photonenspektrum Gl.(3.21)

$$N_{\text{Ta}} = n_{\text{Ta}} d \int \sigma_{\text{Ta}}(\gamma, n) n_{\gamma}(0) e^{-E/k_{\text{B}} T_{\gamma}} dE \quad , \quad (5.10)$$

wobei n_{Ta} die Dichte der Tantalatome im Target und d seine Dicke ist. Mit der experimentell bestimmten Zahl an (γ, n) -Reaktionen ergibt sich $n_{\gamma}(0) = 7 \cdot 10^7$ Photonen/MeV, so daß das Spektrum als

$$n_{\gamma}(E) = \frac{7 \cdot 10^7}{\text{MeV}} e^{-E/1.2 \text{ MeV}} \quad (5.11)$$

geschrieben werden kann. Daraus ergibt sich, daß

$$N_{\gamma} = \int_{0.5 \text{ MeV}}^{\infty} n_{\gamma}(E) dE = 5.5 \cdot 10^7 \quad (5.12)$$

γ -Photonen mit Energien über 500 keV erzeugt werden. Das entspricht einer Konversionseffizienz von Laserenergie in Bremsstrahlungspotonen mit $E_{\gamma} > 0.5 \text{ MeV}$ von $4 \cdot 10^{-5}$. Unter sehr ähnlichen experimentellen Bedingungen wurde von Behrens et al. [25] an Tantal Konversionseffizienzen von $\eta(E_{\gamma} > 0.5 \text{ MeV}) = 2 \cdot 10^{-5}$ bis $1.5 \cdot 10^{-4}$ gemessen. Gahn et al. [57] berichtet von $\eta(E_{\gamma} > 1 \text{ MeV}) = 4 \cdot 10^{-6}$ an einem 1 cm dicken Target, wobei die Temperatur der Verteilung dort $\leq 0.8 \text{ MeV}$ betrug. Die aus der (γ, n) -Reaktion von Tantal bestimmte Konversionseffizienz fügt sich gut in diese Daten ein.

Im folgenden Abschnitt wird die soeben bestimmte Bremsstrahlungsverteilung genutzt, um den unbekanntem Wirkungsquerschnitt der (γ, n) -Reaktion in ^{129}I zu messen.

5.4 Bestimmung des (γ, n) -Querschnittes von ^{129}I

Radioaktives ^{129}I mit einer Halbwertszeit von $1.57 \cdot 10^7$ Jahren entsteht in Kernreaktoren als Spaltprodukt von Uran. ^{129}I ist aus mehreren Gründen geeignet, die laserinduzierte Transmutation eines radioaktiven Isotops zu demonstrieren: Es muß nur ein Neutron aus dem Kern entfernt werden, um ^{129}I in das kurzlebige Reaktionsprodukt ^{128}I umzuwandeln. Letzteres besitzt eine Halbwertszeit von nur 25 Minuten, innerhalb derer es in das stabile und inerte Isotop ^{128}Xe und zu einem geringen Anteil in das quasi stabile ^{128}Te zerfällt. Es kann also tatsächlich von einer Deaktivierung eines Kerns gesprochen werden. Zweitens gab es bislang noch keine Querschnittsdaten von ^{129}I . Da ^{129}I nur nach aufwendiger Trennung aus abgebrannten Kernbrennstäben

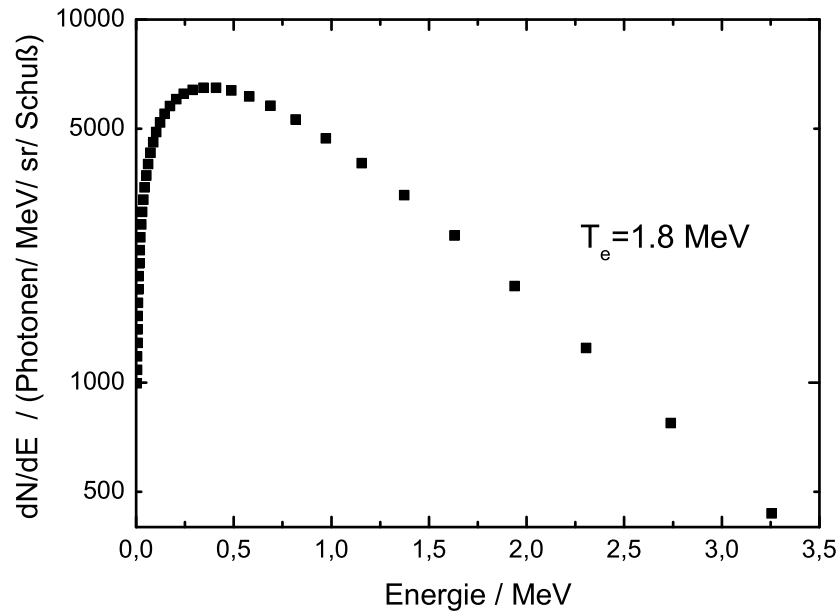


Abb. 5.11: Mit einem TLD-Spektrometer in spekularer Richtung (315°) gemessene Verteilung der laserbeschleunigten Elektronen. Die Elektronenemperatur ergibt sich zu $T_e = 1.8 \text{ MeV}/k_B$.

extrahiert werden kann, gibt es europaweit zur Zeit nur wenige Proben, die für experimentelle Zwecke zur Verfügung stehen. Dies ist wohl der Hauptgrund dafür, daß für dieses Isotop bisher keine experimentellen Transmutationsquerschnitte vorliegen.

Im folgenden Abschnitt wird gezeigt, daß mit lasererzeugter Bremsstrahlung das GDR-Maximum des (γ, n) -Querschnittes von ^{129}I bestimmt werden kann. Dies demonstriert sehr eindrucksvoll, daß hochintensive Laser geeignet sind, quantitative Kernphysik zu betreiben.

Laserinduzierte (γ, n) -Transmutation von ^{129}I

^{129}I kann prinzipiell durch einen (γ, n) -Prozess deaktiviert werden, da das entstehende ^{128}I mit einer Halbwertszeit von nur 25 min zu 93.1% in stabiles ^{128}Xe und zu 6.9% in ^{128}Te zerfällt (siehe Abbildung 5.12). ^{128}Te hat eine Halbwertszeit von mehr als $8 \cdot 10^{24}$ Jahren, ist also quasi-stabil. Obwohl experimentelle Querschnittsdaten für die (γ, n) -Reaktion nicht vorliegen, können einige Annahmen über diesen Querschnitt gemacht werden. Beispielsweise kann die Reaktionsschwelle von 8.8 MeV aus Kernmodellen berechnet werden [77]. Unter der Annahme, daß das Querschnittsmaximum bei der gleichen Energie liegt wie das des gut vermessenen Isotops ^{127}I , und daß weiterhin der Querschnitt eine Lorentzform (Gl.(5.1)) mit der Halbwertsbreite 5 MeV besitzt, kann, wie weiter unten gezeigt, bei bekannter Photonenenergie der Wirkungsquerschnitt der Reaktion bestimmt werden. Diese Annahmen sind sinnvoll, da

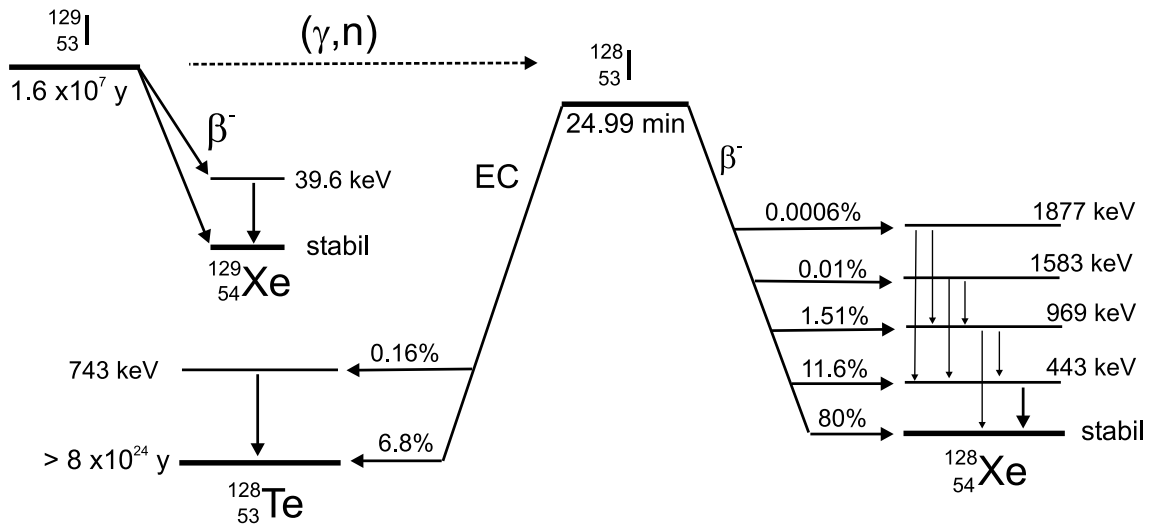


Abb. 5.12: Termschema des Zerfalls von ^{128}I (nach [81]).

für die meisten (γ, n) -Reaktionen die Querschnitte Maxima bei etwa $E_{\text{max}} = 15 \text{ MeV}$ und Breiten von $4 - 6 \text{ MeV}$ besitzen.

Zunächst benötigen wir für diese Messung die Zahl der mit dem Laser induzierten (γ, n) -Reaktionen. Die experimentellen Gegebenheiten für diese Messung waren die gleichen, wie für die oben diskutierte Aktivierung von Tantal. Die Iod-Probe bestand aus PbI_2 in Pulverform, eingeschlossen in einer vakuumdichten Kapsel aus Aluminium und Plexiglas. Der Massenanteil des Isotops ^{129}I in der Probe betrug 17%. Die Kapsel wurde möglichst nah hinter dem Tantal-Bremstrahlungskonverter fixiert. Mit diesem Aufbau konnten gleichzeitig die (γ, n) -Reaktionen im Tantal und im Iod beobachtet werden.

In Abbildung 5.13 ist ein Spektrum der bestrahlten Iodprobe gezeigt. Es wurde über die ersten beiden Halbwertszeiten nach Bestrahlungsende integriert. Deutlich ist die 443 keV-Linie des Zerfalls von ^{128}I zu sehen, eingerahmt von zwei ^{125}Sb -Linien, die von Restverschmutzungen in der Iod-Probe herrühren. Um sicherzugehen, daß die 443 keV-Linie die gesuchte Iod-Linie ist, wurde das Anwachsen der der Netto-Fläche $\overline{M}(t)$ unter dieser Linie beobachtet (Abb. 5.14). Die daraus gewonnene Halbwertszeit von 28 min bestätigt die Zugehörigkeit der Linie zu ^{128}I . Die Zahl der vom Detektor gezählten Zerfälle ist $\overline{M}(\infty) = 80$. Analog zur Auswertung in Abschnitt 5.3 wird die Zahl der Reaktionen aus $\overline{M}(\infty)$ bestimmt. Für die 443 keV-Linie von Iod ist $I_\gamma = 17\%$ und die Detektoreffizienz $\varepsilon = 3.5\%$. ^{129}I strahlt sehr stark bei einer γ -Energie von knapp 39.6 keV. Dies erhöht die Totzeit der Messung stark, so daß die Wahrscheinlichkeit, die 443 keV-Linie nachzuweisen, sinkt. Die 39.6 keV-Linie wurde daher während der Messung mit einem 1 mm dicken Bleiblech, welches zwischen der Iod-Probe und dem Detektor angebracht wurde, vollständig unterdrückt. Der

Massenschwächungskoeffizient von 450 keV-Photonen in Blei beträgt $0.197 \text{ cm}^2/\text{g}$. Mit der Dichte von Blei $\rho = 11.34 \text{ g/cm}^3$ folgt daraus, daß 80% der 443 keV-Linie durch das Blei transmittiert werden. Die Selbstabsorption der 443 keV-Linie im PbI_2 -Gemisch selber beträgt im Mittel 23%.

Bei dieser Messung wurden 11300 Laserschüsse appliziert, so daß 1.9 ± 0.2 Kernreaktionen pro Laserschuß induziert wurden. Dies ist wenig, verglichen mit den obigen Tantalreaktionen. Die Gründe dafür sind die höhere Energieschwelle und der kleinere Wirkungsquerschnitt (wie weiter unten gezeigt). Zusätzlich treffen weniger Bremsstrahlungsphotonen auf die Iod-Probe als auf das Tantalblech. Unter der Annahme einer isotropen Bremsstrahlungsemission kann aus der Geometrie des experimentellen Aufbaus abgeschätzt werden, daß etwa $36 \pm 5\%$ der im Tantalblech erzeugten Photonen die Iodprobe tatsächlich treffen.

Bestimmung des (γ, n) -Querschnittes von ^{129}I

In Abbildung 5.15 ist schematisch dargestellt, wie sich das GDR-Maximum des Wirkungsquerschnittes von ^{129}I bestimmen läßt. Durch die Tantalaktivierung ist die Energieverteilung der Bremsstrahlung bekannt (siehe oben):

$$n_\gamma(E_\gamma) = \frac{7 \cdot 10^7 \cdot 0.36}{\text{MeV}} \exp \{-E/1.2 \text{ MeV}\} \quad . \quad (5.13)$$

Der Faktor 0.36 berücksichtigt, daß nicht die gesamte im Tantalblech erzeugte Bremsstrahlung die Iodprobe trifft. Weiterhin ist die berechnete Reaktionsschwelle von 8.8 MeV bekannt [77]. Der energieabhängige Verlauf des Querschnitts folgt der Lorentzform Gl.(5.1), mit der Halbwertsbreite $\Gamma = 5 \text{ MeV}$ und $E_{\text{max}} = 15 \text{ MeV}$. Da aus dem Experiment die Zahl der induzierten Kernreaktionen

$$\begin{aligned} N_n &= n_I \cdot d \cdot \int_{E_{\text{th}}}^{\infty} \sigma(E_\gamma) \cdot n_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma \\ &= n_I \cdot d \cdot \int_{E_{\text{th}}}^{\infty} \sigma_{\text{max}} \cdot \frac{(E_\gamma \Gamma)^2}{(E_\gamma^2 - E_{\text{max}}^2)^2 + (E_\gamma \Gamma)^2} \cdot n_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma \quad , \end{aligned} \quad (5.14)$$

also die schraffierte Fläche in Abb. 5.15, bekannt ist, kann nun $\sigma_{\text{max}} = \sigma(E_{\text{max}})$ berechnet werden. Es ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{\text{max}} = 220 \text{ mbarn}$. Der Fehler dieser Messung ist mit $\Delta\sigma_{\text{max}} = {}^{+200}_{-100}$ sehr groß. Die Ursache ist die Unsicherheit bei der Bestimmung der Temperatur, der Zahl der Bremsstrahlungsphotonen, sowie der Breite und Lage des GDR-Maximums. Es ist eben eine Schwäche der Messung, daß zwei wesentliche Parameter, die Photonenverteilung und der Querschnitt nur ungenau bekannt sind. Dennoch zeigt diese Messung, daß es prinzipiell möglich

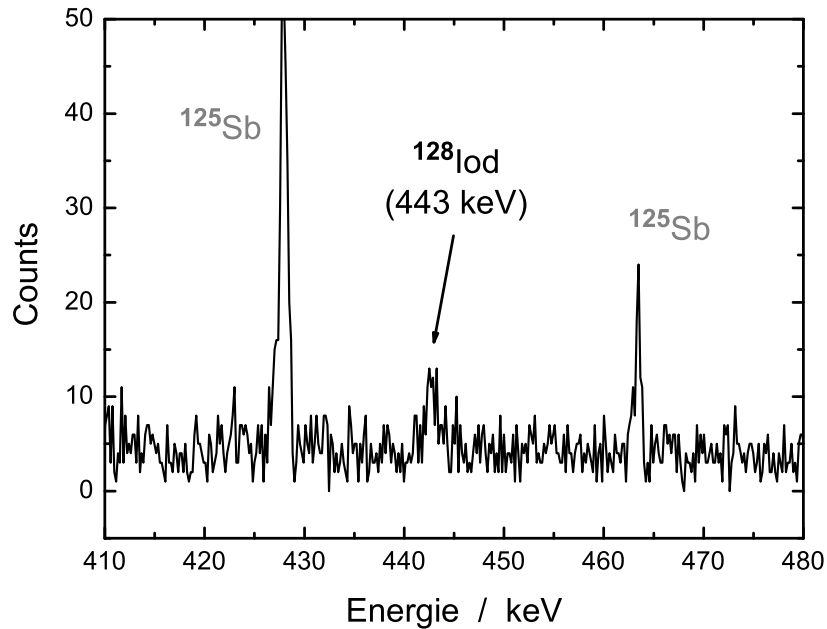


Abb. 5.13: Über zwei Halbwertszeiten integriertes γ -Spektrum der aktivierten Iodprobe. Die 443 keV-Linie ist der Nachweis für die (γ, n) -Reaktion in ^{129}I . Die Antimon-Linien sind Untergrundlinien.

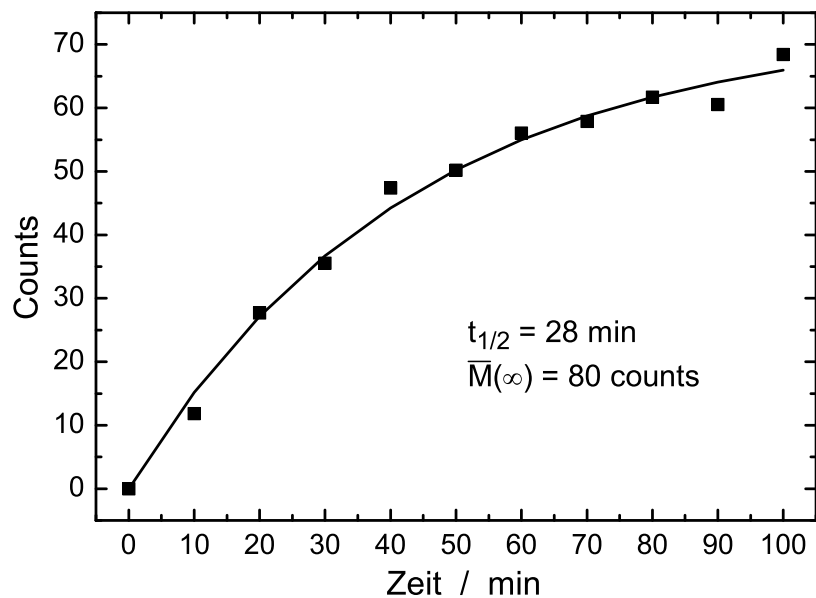


Abb. 5.14: Zeitlicher Zuwachs $\overline{M}(t)$ der detektierten ^{128}I -Zerfälle. Die durchgezogene Linie ist die an die Meßwerte angepaßte Gl. (5.3).

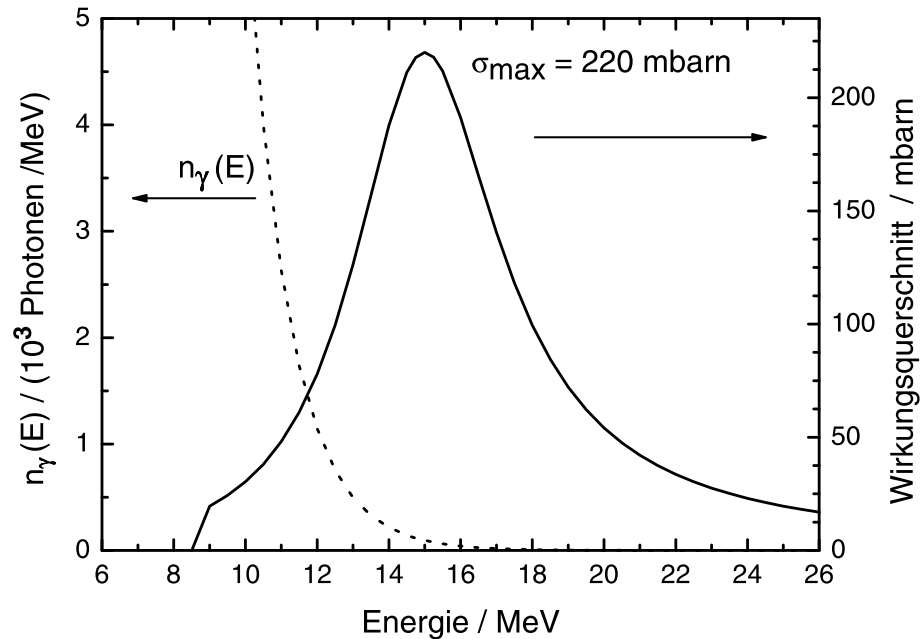


Abb. 5.15: Schema zur Bestimmung des (γ, n) -GDR-Wirkungsquerschnitts von ^{129}I . Die durchgezogene Linie stellt den (γ, n) -Reaktionsquerschnitt von ^{129}I dar. Schwellenenergie, Halbwertsbreite und Energie des GDR-Maximums sind berechnet, bzw. von ^{127}I adaptiert, wie im Text erläutert. Die gepunktete Kurve stellt die Boltzmann-Verteilung der im Tantaltarget erzeugten Bremsstrahlungsphotonen dar. Die Zahl der induzierten Kernreaktionen N_n berechnet sich aus dem Integral über das Produkt der Photonenvverteilung und des Querschnitts (Gl. (5.14)).

ist, Laser als kompakte Strahlungsquelle zur Untersuchung von Kernprozessen einzusetzen.

Eine weniger fehlerbehaftete Methode zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der (γ, n) -Reaktion von Iod wäre der direkte Vergleich der Signale aus der $^{129}\text{I}(\gamma, n)^{128}\text{I}$ -Reaktion und der $^{127}\text{I}(\gamma, n)^{126}\text{I}$ -Reaktion aus derselben Probe. In unserer Iod-Probe ist außer 3.7 g ^{129}I auch 8.3 g ^{127}I enthalten. Es sollten bei der Bestrahlung der PbI_2 -Probe also auch genügend $^{127}\text{I}(\gamma, n)^{126}\text{I}$ -Reaktionen induziert werden. Das Reaktionsprodukt ^{126}I zerfällt allerdings mit einer relativ langen Lebensdauer von 13.11 d. Für den Nachweis der $^{127}\text{I}(\gamma, n)^{126}\text{I}$ -Reaktion sind am besten die γ -Linien bei 388.6 keV und bei 666.3 keV geeignet. Die Schwellenenergien beider Reaktionen sind sehr ähnlich: Die Schwelle von ^{127}I liegt bei 9 MeV, die von ^{129}I bei 8.8 MeV. Wenn die Form des Querschnitts als Funktion der Photonenenergie für ^{129}I die gleiche sein soll wie für ^{127}I , und die Atomdichten des jeweiligen Isotops bekannt sind, dann ist durch direkten Vergleich der Zahl der induzierten Reaktionen bei bekanntem Querschnitt von ^{127}I auch der Querschnitt von ^{129}I bekannt. Dies ist eine sehr elegante Methode der Querschnittsbestimmung, da sie unabhängig von den aktu-

ellen experimentellen Gegebenheiten ist. Diese sind für beide Isotope in derselben Probe identisch. So gehen die Targetgeometrie und das Photonenspektrum, die beide schwer quantifizierbar sind, nicht in die Berechnung des Querschnittes mit ein. Der Fehler der Messung reduziert sich daher erheblich.

Da die Lebensdauer von ^{126}I sehr lang und die Zahl der von uns induzierten Kernreaktionen relativ gering war, war ein Nachweis dieses Zerfalls nicht möglich. Zwischenzeitlich konnten jedoch Ledingham et al. [82] genau diese Messung mit dem VULCAN Laser an der Central Laser Facility (GB) erfolgreich durchführen. Sie profitierten dabei von der hohen Pulsenergie dieses Lasers von 80 J (auf dem Target). Der von dieser Gruppe gemessenen Wirkungsquerschnitt beträgt $\sigma_{\text{max}} = 97 \pm 40$ mbarn.

5.5 Spaltung von Thorium und Uran

Die laserinduzierte Spaltung von ^{238}U , wie sie bereits von Boyer et al. 1988 vorgeschlagen wurde [83], konnte tatsächlich erst 1999 realisiert werden [28, 29]. Erst zu diesem Zeitpunkt erreichten die großen Hochenergie Glaslaser VULCAN (CLF, GB) und NOVA (LLNL, USA) die dafür notwendige Intensität von mehr als 10^{19} W/cm². In der Zwischenzeit ist auch die Entwicklung der *tabletop*-Laser so weit vorangeschritten, daß mit diesen kompakten Geräten Intensitäten von bis zu 10^{20} W/cm² erreicht werden können. Im Jahr 2002 gelang in Jena [84] und am Laboratoire d'Optique Appliquée (Palaiseau, F) [30] etwa zeitgleich und unabhängig voneinander die erste Demonstration der laserinduzierten Spaltung eines schweren Kerns mit einem solchen kleinen Lasersystem. Die in Jena gespaltenen Isotope sind ^{232}Th und ^{238}U . Es war dies das erste Mal, daß ^{232}Th überhaupt mit lasererzeugter Bremsstrahlung gespalten wurde.

Ebenso wie bei den Experimenten zur Aktivierung von ^{181}Ta bzw. Deaktivierung von ^{129}I , wurden die zu spaltenden Proben ^{232}Th und ^{238}U so nah wie möglich hinter dem Bremsstrahlungskonverter (Ta) plaziert und mit etwa 10^4 Laserschüssen bestrahlt. Die Spaltprodukte wurden anschließend mittels γ -Spektroskopie nachgewiesen.

Die Thorium- als auch die Uranprobe befanden sich bereits im radioaktiven Gleichgewicht mit ihren Tochterkernen und sind daher selbst starke γ -Emitter. Die das Spektrum von ^{232}Th beherrschenden Linien kommen dabei vor allem von den beiden Tochterisotopen ^{228}Ac und ^{208}Tl . Im Spektrum von ^{238}U tritt vor allem $^{234\text{m}}\text{Pa}$ auf. Da die Aktivität der Spaltprodukte sehr gering ist, mußte dieser Untergrund

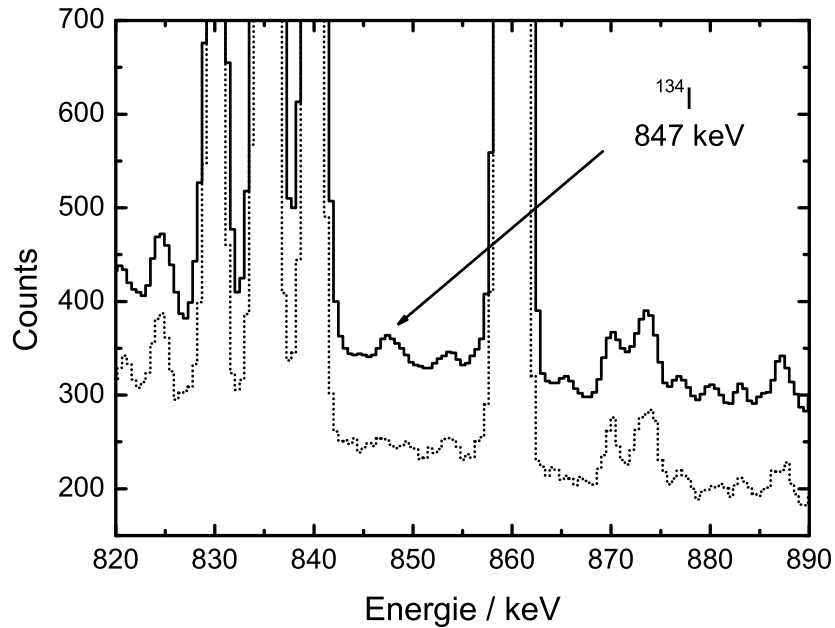


Abb. 5.16: Eine Halbwertszeit (52 min) nach Bestrahlungsende aufgenommenes γ -Spektrum der bestrahlten ^{232}Th -Probe (durchgezogene Linie). Die zur besseren Sichtbarkeit abgesenkte untere Linie (gepunktet) zeigt das ^{232}Th -Spektrum vor der γ -Bestrahlung. Die 847 keV γ -Linie von ^{134}I tritt offensichtlich erst nach der Bestrahlung auf.

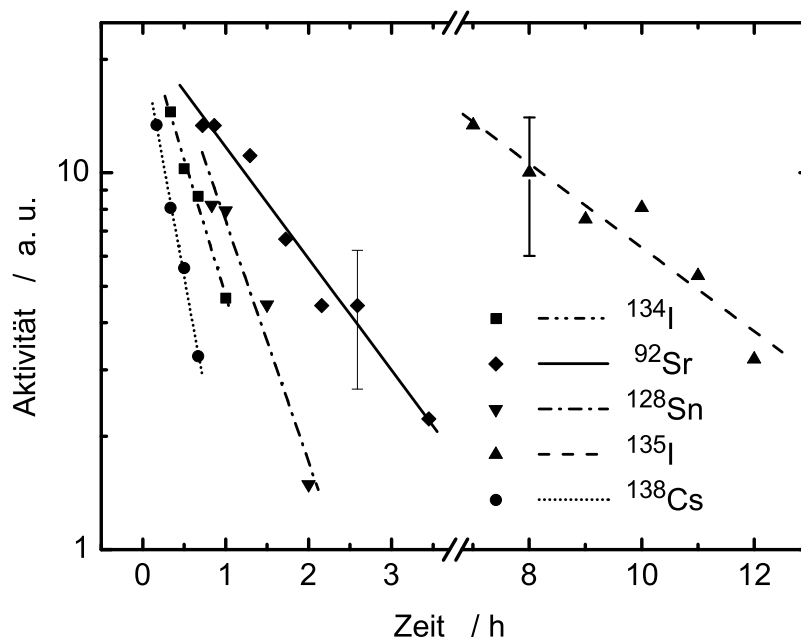


Abb. 5.17: Gemessene Zerfallskurven der nachgewiesenen Spaltprodukte von ^{232}Th . Die daraus bestimmten Lebensdauern der Isotope werden in Tabelle 5.3 mit Literaturwerten verglichen. Symbole kennzeichnen Meßpunkte, die Linien sind angepaßte Geraden.

vor der Bestrahlung sehr sorgfältig gemessen werden. Viele der erwarteten γ -Linien der Spaltprodukten liegen sehr nahe an oder unter den Untergrundlinien, so daß nur ein kleiner Teil der möglichen Linien und Spaltprodukte tatsächlich nachgewiesen werden konnte. Die Isotope ^{134}I , ^{135}I , ^{92}Sr , ^{138}Cs und ^{128}Sn konnten nach der Bestrahlung detektiert werden (siehe Tabellen 5.3 und 5.4). Während in der Thoriumprobe alle diese Isotope auftraten, wurden im Uran nur die beiden Isotope ^{134}I und ^{92}Sr gefunden. Die Ursache dafür ist zum einen die Untergrundstrahlung, die einige der Linien überdeckt. Zum anderen ist die Targetgeometrie beim Uran nicht optimal: Die Uranprobe besteht aus drei etwa 1 cm^2 großen Metallstücken, die die Rückseite des Bremsstrahlungskonverters nicht vollständig ausfüllen, wodurch ein schwer einschätzbarer Anteil der Bremsstrahlung verloren geht. In Abb. 5.16 ist beispielhaft ein Ausschnitt aus dem Spektrum der bestrahlten ^{232}Th -Probe mit einer γ -Linie von ^{134}I bei 847 keV gezeigt. Da die gesuchten γ -Linien der Spaltprodukte offensichtlich sehr schwach und im hohen Untergrund nur schwer nachweisbar sind, ist es unverzichtbar, die Spaltprodukte nicht nur über ihre charakteristischen γ -Linien zu identifizieren, sondern auch über ihre Lebensdauern. Die zeitliche Abnahme der Aktivität der Spaltprodukte von ^{232}Th sind in Abb. 5.17 dargestellt, die daraus gewonnenen Lebensdauern sind in Tabelle 5.3 aufgelistet und mit Literaturwerten verglichen. Die Übereinstimmung zwischen Meßwerten und Literaturwerten ist gut. Die Spaltprodukte sind also eindeutig identifiziert.

Isotop	γ -Energie (keV)	Halbwertszeit ([80])	Halbwertszeit (gemessen)	unabhängige Spaltausbeute für $^{232}\text{Th}(\gamma, f)$
^{134}I	847	52.5 min	57.5 min	$9.96 \cdot 10^{-3}$
^{92}Sr	1384	2.71 h	2.34 h	$4.03 \cdot 10^{-3}$
^{138}Cs	1435	33.4 min	34.7 min	$1.58 \cdot 10^{-3}$
^{135}I	1260	6.57 h	6.22 h	$2.27 \cdot 10^{-2}$
^{128}Sn	482	59.1 min	64 min	$2.14 \cdot 10^{-3}$

Tab. 5.3: Nachgewiesene Spaltprodukte von ^{232}Th . Die unabhängigen Spaltausbeuten sind Referenz [80] entnommen.

Wie in den beiden vorangegangenen Abschnitten wurde aus den γ -Spektren die Zahl der erzeugten Kerne $M(\infty)$ des jeweiligen Spaltproduktes bestimmt. Da es im Gegensatz zur (γ, n) -Reaktion jedoch nicht nur ein Reaktionsprodukt, sondern viele unterschiedliche Kernfragmente gibt, muß die Zahl der insgesamt induzierten Spaltungen über die Spaltausbeute (FY, *fission yield*) des betreffenden Isotops

Isotop	γ -Energie (keV)	Halbwertszeit ([80])	Halbwertszeit (gemessen)	unabhängige Spaltausbeute für $^{238}\text{U}(\gamma, f)$
^{134}I	847	52.5 min	49.6 min	$5.97 \cdot 10^{-3}$
^{92}Sr	1383	2.71 h	2.67 h	$9.76 \cdot 10^{-3}$

Tab. 5.4: Nachgewiesene Spaltprodukte von ^{238}U . Die unabhängigen Spaltausbeuten sind Referenz [80] entnommen.

aus Gl. (5.7) berechnet werden. In den Tabellen 5.3 und 5.4 sind die aus ?? entnommenen Spaltausbeuten der beobachteten Isotope für die jeweilige Reaktion angegeben. Für jedes Isotop kann nun unter Verwendung seiner Spaltausbeute einzeln auf die tatsächliche Zahl der Spaltungen N_f nach Ende der Bestrahlungszeit zurückgeschlossen werden. Aus der Auswertung der γ -Emission des Spaltproduktes ^{134}I ergibt sich, daß pro Laserschuß 130 Spaltungen in der Thoriumprobe und 100 Spaltungen im Uran induziert wurden.

5.6 Vergleich mit Ergebnissen anderer Arbeitsgruppen

Seit etwa fünf Jahren können Laser ausreichend hohe Intensitäten erreichen, um Kernreaktionen auszulösen [26]. Einige wenige Gruppen weltweit beschäftigen sich damit, Reaktionen wie photoinduzierte Spaltung, Neutronenabspaltung und Fusion nachzuweisen. Über die ersten *proof-of-principle*-Experimente hinaus werden Kernreaktionen zur Vermessung der Energieverteilung lasererzeugter Elektronen-, Bremsstrahlungs- und Ionenemissionen genutzt [30, 85, 86] oder zur Erfassung der Winkelverteilung laserbeschleunigter Elektronen und Bremsstrahlungsphotonen [27, 30]. Für solche Zwecke eignen sich solche Isotope besonders gut, die eine Reaktionsschwelle im Bereich von einigen MeV bis zu wenigen zehn MeV besitzen und deren Reaktionsprodukte über γ -Emission nachweisbar sind. Für (γ, xn) -Reaktionen eignen sich besonders ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{63}Cu und ^{65}Cu . Für durch Protonen und Deuteronen induzierte Reaktionen können beispielsweise die Reaktionen $^{48}\text{Ti}(p, n)^{48}\text{V}$ und $^{48}\text{Ti}(d, 2n)^{48}\text{V}$ genutzt werden [86].

Die bisherigen Experimente wurden an zwei unterschiedlichen Typen von Lasern durchgeführt: zum einen an Glaslasern, deren Stärke ihre hohen Pulsenergien sind

Laser	Wellenlänge (μm)	Pulsdauer (fs)	Pulsenergie (J)	Intensität (W/cm^2)	Uran-Spaltungen pro 1 J
Jena	0.8	80	0.260	$4 \cdot 10^{19}$	$4 \cdot 10^2$
LOA [30]	0.8	30	0.500	$2 \cdot 10^{19}$	$4.6 \cdot 10^4$
RAL [28]	1.0	1000	17.5	10^{19}	$6 \cdot 10^4$
LLNL [29]	1.0	450	250	10^{20}	$7 \cdot 10^4$

Tab. 5.5: Vergleich verschiedener Experimente zur Uranspaltung, durchgeführt mit den Glas-Lasersystemen VULCAN und NOVA sowie mit dem Jenaer Ti:Saphir-Laser und dem LOA-Laser.

und zum anderen an sehr viel kompakteren Ti:Saphir-Lasern [30, 87, 88]. Im folgenden soll am Beispiel der (γ, f) -Reaktion an ^{238}U ein Vergleich der Reaktionsausbeuten dieser Lasersysteme vorgenommen werden.

Die erste experimentelle Demonstration der (γ, f) -Reaktion an ^{238}U , induziert durch laserproduzierte Bremsstrahlung, gelang am VULCAN Laser an der Central Laser Facility (CLF, GB) und am Petawatt Laser NOVA im Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL, USA) [28, 29]. Die Laserpulse dieser Glaslaser Systeme erreichen Spitzenintensitäten von über $10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$ bzw. $10^{20} \text{ W}/\text{cm}^2$, vergleichbar mit denen des Jenaer Systems von ebenfalls $10^{20} \text{ W}/\text{cm}^2$. Etwa zeitgleich mit unserer Messung wurde die Spaltung von ^{238}U am Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA, Palaiseau, F) ebenfalls mit einem *tabletop* Ti:Saphir Laser durchgeführt [30]. Dieser Laser ist dem Jenaer System ähnlich. Der Unterschied zwischen den Ti:Saphir Systemen und den Glaslasern besteht vor allem in der Pulsenergie, die bei den obigen Glaslaser Systemen mehrere hundert Joule betragen kann, also das 10^3 -fache der Energien, die mit *tabletop* Ti:Saphir-Lasern erreicht werden. In Tabelle 5.5 sind die Laserparameter aller vier Systeme und die Zahl der (γ, f) -Reaktionen dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit ist die Zahl der Uran-Spaltungen in Einheiten pro 1 J angegeben. Dahinter steht die Annahme, daß bei konstanter Lichtintensität die Zahl der heißen Elektronen und folglich auch die Zahl der γ -Photonen und Spaltungen in erster Näherung von der Laserenergie abhängen, während die Energie der Elektronen über das ponderomotorische Potential mit der Intensität gekoppelt ist (Gl.(3.13)). Diese Aussage wird weiter unten näher diskutiert. Es zeigt sich, daß die Zahl der Spaltungen pro Laserenergie für VULCAN, NOVA und auch für den LOA-Laser in der gleichen Größenordnung liegen. Trotz gleicher Intensität ist die Spaltausbeute in Jena um einen Faktor 100 kleiner.

Dieses überraschende Ergebnis läßt sich erklären, wenn die unterschiedlichen

Plasmaeigenschaften berücksichtigt werden. Die immer vorhandene verstärkte spontane Emission (ASE) sowie Vorpulse sind selbst bei einem Kontrastverhältnis von 10^{-6} zum Hauptpuls noch immer intensiv genug, um ein Vorplasma zu erzeugen. Je energiereicher der Laserpuls ist, desto dichter wird ein solches Vorplasma sein. Typischerweise befinden sich Vorpulse im Bereich von einigen Pikosekunden und einigen Nanosekunden vor dem Hauptpuls, so daß sich das Vorplasma während dieser Zeit ausdehnen kann. Da die Expansionsgeschwindigkeit etwa 10^7 cm/s beträgt, kann sich das Vorplasma innerhalb von einer Nanosekunde bis zu $100 \mu\text{m}$ vor die Targetoberfläche ausbreiten. Die Wechselwirkung des Laserpulses findet dann nicht mehr mit einem dichten Plasma nahe der kritischen Dichte statt, sondern mit einem dünnen Plasma, in welchem die Beschleunigungsmechanismen vor allem auf der Anregung von Plasmawellen beruhen (z.B. Laser-Wakefield Beschleunigung). Zusätzlich kann in einem unterdichten Plasma Selbstfokussierung auftreten. In den dabei entstehenden Plasmakanälen, deren Durchmesser kleiner als der eigentliche Fokusedurchmesser ist, herrschen Intensitäten, die etwa einen Faktor zehn größer sind als ohne Selbstfokussierung [23]. Zusätzlich wird diese Intensität im Kanal über viele Rayleighlängen aufrechterhalten. Dadurch können Elektronen effizient auf hohe Energien beschleunigt werden. Durch die langen Pulsdauern und die hohen Pulsenergien der Hochenergielaser NOVA und VULCAN können sich ausgedehnte unterdichte Vorplasmen ausbilden. Bei der Beschleunigung durch Plasmawellen können die Elektronen höhere Energien gewinnen, als durch das ponderomotorische Potential vorhergesagt wird. Im NOVA Experiment wird dies bestätigt: Die Elektronenspektren weisen mehrere Komponenten mit unterschiedlichen Temperaturen auf. Die Temperatur der ersten Elektronenfraktion beträgt 3 MeV, was nach der ponderomotorischen Skalierung (Gleichung (3.13)) sehr gut zur Intensität von 10^{20} W/cm² paßt. Die Spektren dehnen sich aber bis zu Elektronenenergien von 100 MeV aus. Diese Elektronen werden der Beschleunigung im ausgedehnten Plasma zugeschrieben. Es werden also zusätzlich Elektronen mit Energien im Bereich der Riesenresonanz von ²³⁸U erzeugt, wodurch sich die Spaltausbeute erhöht. Eine detailliertere Messung dazu ist in [86] veröffentlicht.

Daß nun mit dem LOA-Laser ebenfalls sehr hohe Ausbeuten erzielt wurden, hat im wesentlichen denselben Grund. Durch Anpassen der Target- und Laserparameter wurde ein ausgedehntes dünnes Vorplasma erzeugt und so die Elektronenbeschleunigung optimiert. In der Folge wurde eine Temperatur der Elektronen von über 9 MeV erreicht. Das ist signifikant höher als die durch rein ponderomotorische Beschleunigung in einem Plasma kurzer Skalenlänge erreichbare Temperatur von etwa 2 MeV und weist auf auf Elektronenbeschleunigung in dünnen Plasmen hin.

Die Jenaer Messung wurde ohne weitere Optimierung bezüglich der Elektronen-

temperatur durchgeführt. Es wurde mit kurzer Pulsdauer und minimierten Vorpulsen direkt auf die Tantaloberfläche fokussiert. Es ist daher wahrscheinlich, daß es nicht zur Ausbildung eines geeigneten dünnen Vorplasmas kommen konnte, und damit auch nicht zu Beschleunigung durch Plasmawellen oder zu relativistischer Selbstfokussierung. Dies wird auch durch die erreichte Elektronentemperatur von knapp 2 MeV bestätigt, die gut zu den Energien ponderomotorisch oder durch Resonanzabsorption beschleunigter Elektronen paßt. Eine Optimierung der Ausbeute über die Anpassung der Plasmaparameter ist daher auf jeden Fall möglich.

Inzwischen wurde dazu auch ein anderes Targetkonzept (wie in [88]) verwendet: ein Gasjet, in dem der Laserpuls zu relativistischer Selbstfokussierung gebracht wird. In den neuesten Messungen, die nicht mehr Thema dieser Arbeit sind, zeigt sich bereits eine stark erhöhte mittlere Elektronentemperatur und (γ, f) - bzw. (γ, n) -Ausbeuten, die gleich denen der Messungen am LOA, an VULCAN und NOVA sind. Ein Gastarget besitzt darüberhinaus den Vorteil, einen sehr stark kollimierten und gerichteten Elektronenjet zu produzieren. Der Bremsstrahlungskonverter und die zu aktivierenden Proben können dann in größerer Entfernung vom Laserfokus plaziert werden. Die Erzeugung der Elektronen und ihre weitere Verwendung sind somit räumlich voneinander entkoppelt.

Obwohl die Pulsenergie des Ti:Sa-Lasers um ein Vielfaches geringer ist, als die der Glaslaser Systeme und damit auch die Zahl der Spaltungen pro Schuß, kann diese Energiedifferenz durch Akkumulation vieler tausend Schuß aufgewogen werden. Dies wird durch die vergleichsweise hohe Repetitionsrate des Ti:Saphir-Lasers ermöglicht und ist zusammen mit der Kompaktheit und der einfachen Bedienbarkeit ein großer Vorteil gegenüber den großen Glaslaser Systemen, deren Repetitionsraten bei nur 10^{-3} bis 10^{-4} Hz liegen. Gerade im Hinblick auf potentielle Anwendungen sind also die sehr viel flexibleren *tabletop*-Laser den Glaslasern überlegen.

6 Zusammenfassung

Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse zur Erzeugung einer brillanten intensiven keV-Röntgenquelle und zu lasergetriebenen Kernreaktionen sind im Grunde zwei recht unterschiedliche Themenkomplexe innerhalb der Laserplasmaphysik. Allerdings liegt beiden die Erzeugung relativistischer Elektronen mit Energien von mehreren MeV durch hochintensive Laserpulse zugrunde. Dies ist mit *tabletop*-Lasern erst seit einigen Jahren möglich, da die benötigten Lichtintensitäten von über 10^{19} W/cm² zuvor nicht erreicht werden konnten. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurde das bereits bestehende Jenaer 15 TW Lasersystem zum Routinebetrieb gebracht. Die im alltäglichen Betrieb erreichbaren Intensitäten im Fokus betragen nun bis zu 10^{20} W/cm² bei einer Pulsenergie von etwa 360 mJ innerhalb einer Fokusfläche von $5 \mu\text{m}^2$ und einer Pulsdauer von ca. 70 fs.

Charakteristische Röntgenemission aus relativistischen Laserplasmen Die bei der Wechselwirkung intensiver Laserpulse mit Festkörpern entstehende charakteristische K_α -Röntgenstrahlung wird häufig eingesetzt, um indirekt auf die ursprüngliche Elektronenverteilung des Plasmas zurückzuschließen. Diese Untersuchungen beschränkten sich bisher jedoch auf einen Intensitätsbereich unterhalb von $5 \cdot 10^{18}$ W/cm² [48, 49, 64, 89]. Eine systematische Messung der Röntgenausbeute über einen ausgedehnten, bis zu relativistischen Intensitäten reichenden Bereich gab es nicht. Mit den in Kapitel 4 vorgestellten Messungen konnte gezeigt werden, daß die K_α -Ausbeute aus dünnen Folien bei relativistischen Intensitäten ansteigt. Durch die analytische Modellierung der laserbasierten K_α -Emission wird deutlich, daß die Erzeugung von K_α -Photonen bei hohen Intensitäten durch relativistische Elektronen dominiert wird. Dies führt zu zwei Schlußfolgerungen: da die Elektronen mit relativistischen Geschwindigkeiten im dünnen Target im wesentlichen nicht abgelenkt werden, sollte die Quellgröße in die Nähe der Laserfokusfläche von $5 \mu\text{m}^2$ kommen. Durch die sehr kurze Wechselwirkungszeit der Elektronen mit einem dünnen Target (~ 50 fs in einem $12\mu\text{m}$ - Target) wird zweitens die Röntgenpulsdauer nur noch durch die Laserpulsdauer von unter 100 fs beschränkt. Beide Eigenschaften sollen in naher Zukunft quantitativ untersucht werden, da sie zusammen mit dem hohen Photonenfluß von 10^{10} bis knapp 10^{12} Photonen/ 4π /Schuß zu einer sehr brillanten Röntgenquelle führen.

Laserinduzierte Kernreaktionen Auf dem Gebiet der laserinduzierten Kernreaktionen gab es zu Beginn meiner Arbeit, also vor etwa drei Jahren, erste Demonstrationsexperimente mit den Hochenergielasern NOVA und VULCAN. Dabei wurde gezeigt, daß Kernreaktionen genutzt werden können, um die Energie- und Winkelverteilung lasererzeugter Bremsstrahlung und darüber indirekt der laserbeschleunigten Elektronen auszumessen [27, 29].

Inzwischen wurde in Jena, am Laboratoire d'Optique Appliquée und am Lawrence Berkeley National Laboratory gezeigt, daß auch mit kleinen *tabletop* Ti:Saphir-Lasern Kernreaktionen mit Schwellenenergien über mehreren MeV induziert werden können. Dies ist möglich, weil ihre Intensitäten, ebenso wie die der Glaslaser, 10^{19} W/cm² überschreiten und damit ausreichen, um Bremsstrahlung mit Energien im Bereich der Riesenresonanzen von Kernen zu erzeugen. Während die Laserintensität und die Vorplasmastruktur in erster Linie die Energie der laserbeschleunigten Elektronen und damit auch die Energie der Bremsstrahlung bestimmen, ist die Zahl der Elektronen hingegen im wesentlichen durch die Pulsenergie bestimmt. Das führt dazu, daß die Ti:Saphir-Laser aufgrund ihrer höheren Repetitionsraten pro Zeiteinheit im Prinzip sogar höhere Reaktionsausbeuten erzielen können als die Hochenergielaser.

Die im Kapitel 5 diskutierten laserinduzierten Kernreaktionen zeigen, daß mit Hochintensitäts-*tabletop*-Lasern vielfältige Kernreaktionen ausgelöst werden können. Während die Photospaltung von ²³⁸U und ²³²Th eher Demonstrationsexperimente zum Prinzip der laserinduzierten Kernreaktionen darstellen, konnte mit der (γ ,n) Umwandlung des Kerns ¹⁸¹Ta die Konversionseffizienz von Laserenergie in Bremsstrahlung bestimmt werden. Auf dieser Messung baut die Bestimmung des bislang unbekanntes (γ ,n)-Reaktionsquerschnitts des radioaktiven Isotops ¹²⁹I zu $\sigma_{\max} = 220_{-100}^{+200}$ mbarn auf. Dies ist wohl das wichtigste Resultat der in dieser Arbeit diskutierten Experimente zu laserinduzierten Kernreaktionen, da es eindrucksvoll zeigt, daß Laser als Strahlungsquellen für die quantitative Beantwortung kernphysikalischer Fragestellungen sinnvoll einsetzbar sind. Wenn in Zukunft Verbesserungen hinsichtlich Ausbeute und Charakterisierung des Bremsstrahlungsspektrums vorgenommen werden, dann wird sich die Genauigkeit solcher Messungen noch steigern.

Es stellt sich nun die Frage, warum mit Lasern Kernphysik betrieben werden sollte, da es doch gut funktionierende und etablierte Beschleuniger für diesen Zweck gibt. Vier Beispiele für bereits bestehende beziehungsweise zukünftige Anwendungen sollen die Motivation für dieses Forschungsgebiet illustrieren:

Zuallererst dienen die laserinduzierten Kernreaktionen natürlich der Laserplasmadiagnostik selber: aus den Energien und der winkelaufgelösten Verteilung laserproduzierter Elektronen, Bremsstrahlung, oder auch Protonen und Ionen können

Rückschlüsse auf die Prozesse während der Laser-Plasma-Wechselwirkung gezogen werden.

Da durch die Wechselwirkung hochintensiver Laserpulse mit Materie nicht nur Elektronen und Bremsstrahlungsphotonen, sondern auch hochenergetische Protonen, Ionen und Neutronen erzeugt werden können, stellt der Laser eine nicht nur kompakte, sondern auch sehr flexible Teilchenquelle dar. Es ist daher denkbar, daß er in ausgewählten Fällen eine Alternative zu herkömmlichen Teilchenquellen werden kann. Eine diskutierte Anwendung ist beispielsweise die Produktion von Radioisotopen für medizinische Zwecke [90]. Es wird erwartet, daß mit der Weiterentwicklung hochintensiver Lasersysteme in absehbarer Zeit medizinisch benötigte Aktivitäten von etwa 10^9 Bq erzeugt werden können [91, 92].

Wie oben am Beispiel von ^{129}I gezeigt, ist es nicht nur möglich, Radioaktivität zu erzeugen, sondern auch radioaktive Isotope zu deaktivieren. Dies gewinnt im Zusammenhang mit bereits bestehenden Bestrebungen zur neutroneninduzierten Kerntransmutation von Kernabfällen [93] an Bedeutung. Durch Photonen oder auch Protonen induzierte Transmutation kann für einige Isotope vorteilhaft sein [94] und somit die neutroneninduzierte Transmutation ergänzen. Der mit einem Laser erreichbare Fluß hochenergetischer Photonen oder Protonen wird auch in näherer Zukunft nicht ausreichen, um große Mengen radioaktiven Materials zu deaktivieren. Der Laser kann jedoch sinnvoll eingesetzt werden, um bei der Transmutation auftretende Sekundärprozesse, Ausbeuten und Targetkonzepte zu studieren.

Mit den im Laserfokus extrem starken elektromagnetischen Feldern wird es erstmals möglich, den Einfluß solcher Felder auf angeregte Kerne zu studieren. Durch hohe Feldstärken hervorgerufene Veränderungen im Kern sollten sich in der Änderung von Besetzungszahldichten und Lebensdauern der angeregten Kernzustände manifestieren. Um diese Änderungen zu erfassen, müssen sowohl die Anregung als auch die Einwirkung des starken Feldes kurz sein und im wesentlichen gleichzeitig auf den Kern einwirken. Als Pumpquellen zur Kernanregung bieten sich möglicherweise die in dieser Arbeit behandelten ultrakurzen Teilchen- und Bremsstrahlungsemissionen aus Laserplasmen an [95]. In der klassischen Kernphysik gibt es zur Zeit scheinbar keine Methode, die solche Messungen der Dynamik angeregter Kerne ermöglicht.

Schon diese vier soeben skizzierten Beispiele verdeutlichen, daß sich bereits wenige Jahre nach den ersten Experimenten zur Laserkernphysik eine ganze Reihe möglicher Anwendungen der hochenergetischen Teilchen- und Strahlungsemissionen auftun. Mit der stetigen Weiterentwicklung der Lasertechnik und damit der erreichbaren Laserintensitäten werden sich sicherlich noch weitere interessante Anwendungsgebiete eröffnen.

Literaturverzeichnis

- [1] Remington, B., Arnett, D., Drake, P., Takabe, H. *Modeling astrophysical phenomena in the laboratory with intense lasers*. Science **284**, 1488 (1999).
- [2] Tajima, T., Dawson, J. *Laser electron accelerator*. Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).
- [3] Feurer, T., Morak, A., Uschmann, I., Ziener, C., Schwoerer, H., Reich, C., Gibbon, P., Förster, E., Sauerbrey, R. *Femtosecond silicon K_α pulses from laser-produced plasmas*. Phys. Rev. E **65** (2001).
- [4] Schwoerer, H., Gibbon, P., Düsterer, S., Behrens, R., Ziener, C., Reich, C., Sauerbrey, R. *MeV X rays and photoneutrons from femtosecond laser-produced plasmas*. Phys. Rev. Lett. **86**, 2317 (2001).
- [5] Rischel, C., Rouse, A., Uschmann, I., Albouy, P., Geindre, J. P., Audebert, P., Gauthier, J. C., Förster, E., Martin, J., Antonetti, A. *Femtosecond time-resolved x-ray diffraction from laser-heated organic films*. Nature **390**, 490 (1997).
- [6] Rouse, A., et al. *Non-thermal melting in semiconductors measured at femtosecond resolution*. Nature **410**, 65 (2001).
- [7] Strickland, D., Mourou, G. *Compression of amplified chirped optical pulses*. Opt. Commun. **56**, 219 (1985).
- [8] Maine, P., Strickland, D., Badot, P., Pessot, M., Mourou, G. *Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification*. IEEE J. Quantum Electr. **24**, 389 (1988).
- [9] Frantz, L., Nodvig, J. *Theory of pulse propagation in a laser amplifier*. J. Appl. Phys. **34**, 2346 (1963).
- [10] Ziener, C. *Aufbau eines 12 Terawatt Titan:Saphir-Lasers zur effizienten Erzeugung charakteristischer Röntgenstrahlung*. Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität Jena (2001).
- [11] Bethe, H., Salpeter, E. *Quantum mechanics of one- and two-electron atoms* (Plenum, New York, 1977).
- [12] Ziener, C., Foster, P., Divall, E., Hooker, C., Langley, A., Neely, D. *Time-of-flight corroboration of conventional ultra high intensity measurements*. Central Laser Facility Annual Report (2002).
- [13] Pretzler, G., Kasper, A., Witte, K. *Angular chirp and tilted light pulses in CPA lasers*. Appl. Phys. B p. DOI: 10.1007/s003409900076 (1999).
- [14] Teubner, U., Bergmann, J., Wonterghem, B. V., Schäfer, F. P., Sauerbrey, R. *Angle-dependent x-ray emission and resonance absorption in a laser-produced plasma generated by a high intensity ultrashort pulse*. Phys. Rev. Lett. **70**, 794 (1993).
- [15] Kruer, W. L. *The physics of laser plasma interaction* (Addison-Wesley, Redwood-City, 1988).
- [16] Amiranoff, F. *Fast electron production in ultra-short high-intensity laser-plasma interaction and its consequences*. Meas. Sci. Technol. **12**, 1795 (2001).

-
- [17] Brunel, F. *Not-so-resonant, resonant absorption*. Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987).
- [18] Ginzburg, V. *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas* (Gordon and Breach, 1960).
- [19] Malka, V., Faure, J., Marques, J., Amiranoff, F., Rousseau, J., Ranc, S., Chambaret, J., Najmudin, Z., Walton, B., Mora, P., Solodov, A. *Characterization of electron beams produced by ultrashort (30fs) laser pulses*. Phys. Plasmas **8**, 2605 (2001).
- [20] Malka, V., Fritzier, S., Lefebvre, E., Aleonard, M.-M., Burgy, F., Chambaret, J.-P., Chemin, J.-F., Krushelnick, K., Malka, G., Mangles, S. P. D., Najmudin, Z., Pittman, M., Rousseau, J.-P., Scheurer, J.-N., Walton, B., Dangor, A. E. *Electron acceleration by a wakefield forced by intense ultrashort laser pulse*. Science **298**, 1598 (2002).
- [21] Pukhov, A., Meyer-ter Vehn, J. *Relativistic laser-plasma interaction by multi-dimensional particle-in-cell simulations*. Phys. Plasmas **5**, 1880 (1998).
- [22] Gahn, C., Tsakiris, G., Pukhov, A., Meyer-ter Vehn, J., Pretzler, G., Thirolf, P., Habs, D., Witte, K. *Multi-MeV electron beam generation by direct laser acceleration in high-density plasma channels*. Phys. Rev. Lett. **83**, 4772 (1999).
- [23] Malka, G., Fuchs, J., Amiranoff, F., Baton, S., Gaillard, R., Miquel, J., Pepin, H., Rousseaux, C., Bonnaud, G., Busquet, M., Lours, L. *Suprathermal electron generation and channel formation by an ultrarelativistic laser pulse in an underdense preformed plasma*. Phys. Rev. Lett. **79**, 2053 (1997).
- [24] Pukhov, A., Sheng, Z., Meyer-ter Vehn, J. *Particle acceleration in relativistic laser channels*. Phys. Plasmas **6** (1999).
- [25] Behrens, R., Schwoerer, H., Dusterer, S., Ambrosi, P., Pretzler, G., Karsch, S., Sauerbrey, R. *A TLD-based few-channel spectrometer for simultaneous detection of electrons and photons from relativistic laser-produced plasmas*. Rev. Sci. Instr. **74**, 961 (2003).
- [26] Key, M., Cable, M., Cowan, T., et al. *Hot electron production and heating by hot electrons in fast ignitor research*. Phys. Plasmas **5**, 1966 (1998).
- [27] Santala, M., Zepf, M., Watts, I., Beg, F., Clark, E., Tatarakis, M., Krushelnick, K., Dangor, A., McCanny, T., Spencer, I., Singhal, R. P., Ledingham, K., Wilks, S., Machacek, A., Wark, J., Allot, R., Clarke, R., Norreys, P. *Effect of the plasma density scale length on the direction of fast electrons in relativistic laser-solid interactions*. Phys. Rev. Lett. **84**, 1459 (2000).
- [28] Ledingham, K., Spencer, I., McCanny, T., Singhal, R., Santala, M., Clark, E., Watts, I., Beg, F., Zepf, M., Krushelnick, K., Tatarakis, M., Dangor, A., Norreys, P., Allot, R., Neely, D., Clark, R., Machacek, A., Wark, J., Cresswell, A., Sanderson, D., Magill, J. *Photonuclear physics when a multiterawatt laser pulse interacts with solid targets*. Phys. Rev. Lett. **84**, 899 (2000).
- [29] Cowan, T., Hunt, A., Phillips, T., Wilks, S., Perry, M., Brown, C., Fountain, W., Hatchett, S., Johnson, J., Key, M., Parnall, T., Pennington, D., Snavely, R., Takahashi, Y. *Photonuclear fission from high energy electrons from ultraintensive laser-solid interactions*. Phys. Rev. Lett. **84**, 903 (2000).

- [30] Malka, G., Aeonard, M., Chemin, J., Claverie, G., Harston, M., Scheurer, J., Tikhonchuk, V., Fritzler, S., Malka, V., Balcou, P., Grillon, G., Moustazis, S., Notebaert, L., Lefebvre, E., Cochet, N. *Relativistic electron generation in interactions of a 30 TW laser pulse with a thin foil target*. Phys. Rev. E **66**, 066402 (2002).
- [31] Jüttner, F. *Das Maxwell'sche Gesetz der Geschwindigkeitsverteilungen in der Relativitätstheorie*. Annalen der Physik **34**, 856 (1911).
- [32] Norreys, P., Santala, M., Clark, E., Zepf, M., Watts, I., Beg, F., Krushelnick, K., Tatarakis, M., Fang, X., GRaham, P., McCanny, T., Singhal, R., Ledingham, K., Creswell, A., Sanderson, D., Magill, J., Machacek, A., Wark, J., Allott, R., Kennedy, B., Neely, D. *Observation of a highly directional γ -ray beam from ultrashort, ultraintense laser pulse interactions with solids*. Phys. Plasmas **6**, 2150 (1999).
- [33] Sauerbrey, R.
- [34] Ewald, F., Schwoerer, H., Sauerbrey, R. *K_{α} -radiation from relativistic laser produced plasmas*. Europhys. Lett. **60**, 710 (2002).
- [35] Wilks, S. C., Kruer, W. L., Tabak, M., Langdon, A. B. *Absorption of ultra-intense laser pulses*. Phys. Rev. Lett. **69**, 1383 (1992).
- [36] Gibbon, P., Förster, E. *Short-pulse laser-plasma interactions*. Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 769 (1996).
- [37] Malka, G., Miquel, J. *Experimental confirmation of ponderomotive-force electrons produced by an ultrarelativistic laser pulse on a solid target*. Phys. Rev. Lett. **77**, 75 (1996).
- [38] Hatchett, S., Brown, C., Cowan, T., Henry, E., Johnson, J., Key, M., Koch, J., Langdon, A., Lasinski, B., Lee, R., Mackinnon, A., Pennington, D., Perry, M., Philipps, T., Roth, M., Sangster, T., Singh, M., Snavely, R., Stoyer, M., Wilks, S., Yasuike, K. *Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets*. Phys. Plasmas **7**, 2076 (2000).
- [39] Snavely, R., Key, M., Hatchett, S., Cowan, T., Roth, M., Phillips, T., Stoyer, M., Henry, E., Sangster, T., Singh, M., Wilks, S., MacKinnon, A., Offenberger, A., Pennington, D., Yasuike, K., Langdon, A., Lasinski, B., Johnson, J., Perry, M., Campbell, E. *Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids*. Phys. Rev. Lett. **85**, 2945 (2000).
- [40] Bethe, H. *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*. Annalen der Physik **5**, 325 (1930).
- [41] Gryzinski, M. *Classical theory of atomic collisions. I. theory of inelastic collisions*. Phys. Rev. **138**, A336 (1965).
- [42] Quarles, C. *Semiempirical analysis of electron-induced K-shell ionization*. Phys. Rev. A **13**, 1278 (1976).
- [43] He, F., Peng, X., Long, X., Luo, Z., An, Z. *K-shell ionization cross sections by electron bombardment at low energies*. Nucl. Instr. Meth. B **129**, 445 (1997).
- [44] Jessenberger, J., Hink, W. *Absolute electron-impact K-ionization cross-sections of Titanium and Nickel (less-than or equal to 50keV)*. Z. f. Physik A **275**, 371 (1975).

- [45] Watanabe, Y., Kubozoe, T. *K-shell ionization by relativistic electron impact*. Phys. Rev. A **35**, 1423 (1987).
- [46] Li-Scholz, A., Collé, R., Preiss, I., Scholz, W. *Cross sections for K-shell ionization by 2-MeV-electron impact*. Phys. Rev. A **7**, 1957 (1973).
- [47] Hoffmann, D., Genz, H., Löw, W., Richter, A. *Z and E dependence and scaling behaviour of the K-shell ionization cross section for relativistic electron impact*. Phys. Lett. **65A**, 304 (1978).
- [48] Eder, D., Pretzler, G., Fill, E., Eidmann, K., Saemann, A. *Spatial characteristics of K_α radiation from weakly relativistic laser plasmas*. Appl. Phys. B (1999).
- [49] Guo, T., Spielmann, C., Walker, B., Barty, C. *Generation of hard x-rays by ultrafast terawatt lasers*. Rev. Sci. Instr. **72**, 41 (2001).
- [50] Reich, C., Uschmann, U., Ewald, F., Düsterer, S., Lübcke, A., Schwoerer, H., Sauerbrey, R., Förster, E., Gibbon, P. *Spatial characteristics of K_α x-ray emission from relativistic femtosecond laser plasmas*. Phys. Rev. E **68**, 056408 (2003).
- [51] Pretzler, G., Brandl, F., Stein, J., Fill, E., Kuba, J. *High-intensity regime of x-ray generation from relativistic laser plasmas*. Appl. Phys. Lett. **82**, 3623 (2003).
- [52] Reimer, L. *Scanning Electron Microscopy* (Springer, 1998).
- [53] Jackson, J. D. *Classical Electrodynamics*. 3. Ausgabe (Wiley, 1998).
- [54] Koch, H., Motz, J. *Bremsstrahlung cross-section formulas and related data*. Rev. Mod. Phys. **31**, 920 (1959).
- [55] Sauerbrey, R. *Relativistic bremsstrahlung from high intensity laser produced plasmas* (unveröffentlicht).
- [56] McCall, G. *Calculation of x-ray bremsstrahlung and characteristic line emission produced by a maxwellian electron distribution*. J. Phys. D: Appl. Phys. **15**, 823 (1982).
- [57] Gahn, C., Pretzler, G., Saemann, A., Tsakiris, G. D., Witte, K. J., Gassmann, D., Schätz, T., Schramm, U., Thirolf, P., Habs, D. *MeV γ -ray yield from solid targets irradiated with fs-laser pulses*. Appl. Phys. Lett. **73**, 3662 (1998).
- [58] Kmetec, J., Gordon, C., Macklin, J., Lemoff, B., Brown, G., Harris, S. *MeV x-ray generation with a femtosecond laser*. Phys. Rev. Lett. **68**, 1527 (1992).
- [59] Behrens, R., Ambrosi, P. *A TLD-based few-channel spectrometer for mixed photon, electron, and ion fields with high fluence rates*. Radiation Protection Dosimetry **104**, 73 (2002).
- [60] Magill, J., Schwoerer, H., Ewald, F., Galy, J., Schenkel, R., Sauerbrey, R. *Laser transmutation of iodine-129*. Appl. Phys. B **77**, 387 (2003).
- [61] Schnürer, M., Nickles, P., Kalaschnikov, M., Sandner, W., Nolte, R., Ambrosi, J., Miquel, J. L., Dulien, A., Jolas, A. *Characteristics of hard x-ray emission from subpicosecond laser-produced plasmas*. J. Appl. Phys. **80**, 5604 (1996).
- [62] Nickles, P., Kalachnikov, M., Warwick, P., Janulewicz, K., Sandner, W., Jahnke, U., Hilscher, D., Schnürer, M., Nolte, R., Rousse, A. *Energetic electrons and x-ray photons from multiterawatt Ti:sapphire lasers*. Quant. Electr. **29**, 444 (1999).

- [63] Hares, J., Kilkenny, J., Key, M., Lunney, J. *Measurement of fast-electron energy spectra and preheating in laser-irradiated targets.* Phys. Rev. Lett. **42**, 1216 (1979).
- [64] Rousse, A., Audebert, P., Geindre, J. P., Fallières, F., Gauthier, J. C., Mysyrowicz, A., Grillon, G., Antonetti, A. *Efficient K_{α} x-ray source from femtosecond laser-produced plasmas.* Phys. Rev. E **50**, 2200 (1994).
- [65] Missalla, T., Uschmann, I., Förster, E., Jenke, G., Linde, D. V. d. *Monochromatic focusing of subpicosecond x-ray pulses in the keV range.* Rev. Sci. Instr. **70**, 1288 (1999).
- [66] Schoenlein, R., Chattopadhyay, S., Chong, H., Glover, T., Heimann, P., Shank, C., Zholents, A., Zolotarev, M. *Generation of femtosecond pulses of synchrotron radiation.* Science **287**, 2237 (2000).
- [67] Eisenberger, P., McCall, S. *X-ray parametric conversion.* Phys. Rev. Lett. **26**, 684 (1971).
- [68] Kyrala, G., Fulton, R., Schappert, G. *Nonlinear interactions of laser generated x-rays.* OSA Proceedings on Shortwavelength V **17**, 231 (1993).
- [69] Abdallah, J., Collins, L., Csanak, G., Petschek, A., Schappert, G. *Two-photon ionization of an inner shell electron of the Cl atom.* Z. Phys. D **34**, 233 (1995).
- [70] Shkolnikov, P., Kaplan, A. *Review of x-ray nonlinear optics.* In: *Paper presented at x-ray lasers 1996 Conf., Lund, Sweden, Inst. Phys. Conf. Ser.*, Band 151, p. 512 (1996).
- [71] Nazarkin, A., Podorov, S., Uschmann, I., Förster, E., Sauerbrey, R. *Nonlinear optics in the angstrom regime: Hard x-ray frequency doubling in perfect crystals.* Phys. Rev. A **67**, 041804 (2003).
- [72] Sauerbrey, R. *Abschätzung des Wirkungsquerschnitts der nichtresonanten Zweiphotonenionisation der K-Schale von Kupfer* (2001). Unveröffentlicht.
- [73] Koval, P., Fritzsche, S., Surzhykov, A. *Relativistic and retardation effects in the two-photon ionization of hydrogen-like ions.* J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **36**, 1 (2003).
- [74] Koval, P., Fritzsche, S. *Abschätzung Zur Nichtresonanten Zweiphotonen-Ionisation der K-Elektronen Mittelschwerer Atome ($Z=25, \dots, 34$)* (2001). Fachbereich Physik, Universität Kassel, unpublished.
- [75] Caldwell, J., Dowdy, E., Berman, B., Alvarez, R., Meyer, P. *Giant resonance for the actinide nuclei: photoneutron and photofission cross sections for ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , and ^{232}Th .* Phys. Rev. C **21**, 1215 (1980).
- [76] URL http://depni.sinp.msu.ru/cdfe/muh/calc_thr.shtml. Centre for photonuclear experiments data, Lomonosov Moscow State University.
- [77] IAEA. *Handbook on photonuclear data for applications – Cross sections and spectra.* IAEA-TECDOC (2000).
- [78] Gönnerwein, F. *Mass, charge, and kinetic energy of fission fragments.* In: Wagemans, C. (Hrsg) *The Nuclear Fission Process*, 1 Ausgabe, Kapitel 8, p. 287 (CRC Press, 1991).

- [79] Pfennig, G., Klewe-Nebenius, H., Seelmann-Eggebert, W. *Karlsruher Nuklidkarte*. Forschungszentrum Karlsruhe GmbH (1998).
- [80] Magill, J. *Nuclides.net: An integrated environment for computations on radionuclides and their radiation* (Springer Verlag, 2003).
- [81] Browne, E., Dairiki, J., Doebler, R. *Table of Isotopes* (Wiley, 1987).
- [82] Ledingham, K., McKenna, P., Yang, J., Galy, J., Magill, J., Schenkel, R., Rebizant, J., McCanny, T., Shimizu, S., Robson, L., Singhal, R., Wei, M., Mangles, S., Nilson, P., Krushelnick, K., Clarke, R., Norreys, P. *Laser-driven photo-ransmutation of ^{129}I – a long-lived nuclear waste product*. J. Phys. D: Appl. Phys. **36**, L63 (2003).
- [83] Boyer, K., Luk, T., Rhodes, C. *Possibility of optically induced nuclear fission*. Phys. Rev. Lett. **60**, 557 (1988).
- [84] Schwoerer, H., Ewald, F., Sauerbrey, R., Galy, J., Magill, J., Rondinella, V., Schenkel, R., Butz, T. *Fission of actinides using a tabletop laser*. Europhys. Lett. **61**, 47 (2003).
- [85] Spencer, I., Ledingham, K. W. D., Singhal, R. P., McCanny, T., McKenna, P., Clark, E. L., Krushelnick, K., Zeph, M., Beg, F. N., Tatarakis, M., Dangor, A. E., Edwards, R. D., Sinclair, M. A., Norreys, P. A., Clarke, R. J., Allot, R. M. *A nearly real-time high temperature laser-plasma diagnostic using photonuclear reactions in tantalum*. Rev. Sci. Instr. **73**, 3801 (2002).
- [86] Stoyer, M., Sangster, T., Henry, E., Cable, M., Cowan, T., Hatchett, S., Key, M., Moran, M., Pennington, D., Perry, M., Phillips, T., Singh, M., Snavely, R., Tabak, M., Wilks, S. *Nuclear diagnostics for petawatt experiments*. Rev. Sci. Instr. **72**, 767 (2001).
- [87] Ewald, F., Schwoerer, H., Düsterer, S., Sauerbrey, R., Magill, J., Galy, J., Schenkel, R., Karsch, S., Habs, D., Witte, K. *Application of relativistic laser plasmas for the study of nuclear reactions*. Plasma Phys. Control. Fusion **45**, A83 (2003).
- [88] Leemans, W., Rodger, D., Catravas, P., Geddes, C., Fubiani, G., Esarey, E., Chadwick, B., Donahue, R., Smith, A. *Gamma-neutron activation experiments using laser wakefield accelerators*. Phys. Plasmas **8**, 2510 (2001).
- [89] Yu, J., Jiang, Z., Kieffer, J. *Hard x-ray emission in high intensity femtosecond laser-target interaction*. Phys. Plasmas **6**, 1318 (1999).
- [90] Ledingham, K. W. D., McKenna, P., Singhal, R. P. *Applications for nuclear phenomena generated by ultra-intense lasers*. Science **300**, 1107 (2003).
- [91] Spencer, I., Ledingham, K., Singhal, R., McCanny, T., McKenna, P., Clark, E., Krushelnick, K., Zepf, M., Beg, F., Tatarakis, M., Dangor, A., Norreys, P., Clarke, R., Allott, R., Ross, L. *Laser generation of proton beams for the production of short-lived positron emitting radioisotopes*. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **183**, 449 (2001).
- [92] Fritzler, S., Malka, V., Grillon, G., Rousseau, J. P., Burgy, F., Lefebvre, E., d'Hurnieres, E., McKenna, P., Ledingham, K. *Proton beams generated with high-intensity lasers: applications to medical isotope production*. Appl. Phys. Lett. **83**, 3039 (2003).

-
- [93] Rubbia, C., Abderrahim, H., Björnberg, M., Carlucci, B., Gherardi, G., Gonzalez Romero, E., Gudowski, W., Heusener, G., Leeb, H., von Lensa, W., Locatelli, G., Magill, J., Martinez-Val, J. M., Monti, S., Mueller, A., Napolitano, M., Perez-Navarro, A., Soares, J. C., Thomas, J. B. *A European Roadmap for Accelerator Driven Systems for Nuclear Waste Transmutation*. ENEA Report (2001).
- [94] Magill, J., Berthou, V., Haas, D., Galy, J., Schenkel, R., Wiese, H.-G., Heusner, G., Tommasi, J., Youinou, G. *Impact limits of partitioning and transmutation scenarios on nuclear waste isolation times*. Nuclear Energy **42**, 263 (2003).
- [95] Hannachi, F., Gobet, F., Aléonard, M. M., Chemin, J. F. Private Mitteilung.

Danksagung

Eine Arbeit wie diese entsteht natürlich nicht im Alleingang. Bereits der Betrieb des Lasers und die gleichzeitige Durchführung von Experimenten erfordert den Einsatz sämtlicher Mitarbeiter unserer Arbeitsgruppe. Daher möchte ich allen danken, die mich während meiner drei Jahre am Institut für Optik und Quantenelektronik tatkräftig unterstützt und gefördert haben.

Insbesondere danke ich ganz herzlich Professor Dr. Roland Sauerbrey, mit dem ich auf einem sehr aktuellen und hochinteressanten Gebiet der Physik forschen durfte. Er hat meine Arbeit durch viele anregende Ideen und seine nie erlöschende Begeisterung für die experimentellen Ergebnisse unterstützt und vorangetrieben.

In drei Jahren äußerst fruchtbaren, lehrreichen und freundschaftlichen gemeinsamen Schaffens mit Dr. Heinrich Schwoerer sind die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit entstanden. Er hat mir viel von seinen experimentellen Fertigkeiten vermittelt. Ihm gilt mein ganz besonderer Dank.

Kay-Uwe Amthor und Ben Liesfeld haben mich während der letzten zwei Jahre als sehr unterhaltsame, motivierende und hilfreiche Zimmerkollegen begleitet. Sowohl mit ihnen als auch mit Dr. Stefan Düsterer habe ich sehr gerne zusammengearbeitet.

Dr. Christian Reich und Dr. Ingo Uschmann danke ich, daß ich ihre Kompetenz auf dem Gebiet der Röntgenphysik jederzeit in Anspruch nehmen durfte.

Falk Ronneberger, Wolfgang Ziegler und Burgard Beleites haben bei den immer wieder auftretenden technischen Problemen geholfen. Ohne ihren Einsatz wären der Betrieb des Laserlabors und die Durchführung von Experimenten praktisch nicht möglich.

Dr. Joseph Magill und Dr. Jean Galy vom Institut für Transurane der Europäischen Kommission in Karlsruhe haben mit der Kernphysik viele neue und spannende Ideen an uns Laserphysiker herangetragen. Sie haben mit uns gemeinsam die Experimente zur laserinduzierten Kernphysik geplant und durchgeführt und die radioaktiven Proben zur Verfügung gestellt. Diese gute Zusammenarbeit bleibt hoffentlich weiter bestehen.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, daß ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 9. Februar 2004