

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

Erzeugung weicher Röntgenstrahlung in lasergeheizten Hohlzylindern

Christian Stöckl

Abstract

In this work novel experiments are presented concerning the evolution of laser induced plasma inside a capillary tube where the laser energy is injected along the symmetry axis. The experiments were performed with gold capillaries of $200\mu\text{m}$ and $700\mu\text{m}$ diameter and $2 - 12\text{mm}$ length. A frequency-doubled Nd-glass-laser ($\lambda = 0.53\mu\text{m}$) was used, delivering 8J energy in 3ns . Laser transmission measurements were also performed with laser pulses of 30ps and 200mJ .

The experiments show that most of the laser energy is absorbed inside the capillary tube and significant energy transport occurs along the axis of the cylinder. In the case that the expanding plasma reaches the symmetry axis before the end of the laser pulse then the laser energy is strongly absorbed by the plasma at the tube entrance. This plasma, called primary plasma, radiates strongly in the soft x-ray region. This radiation produces secondary plasma further along the inner surface of the capillary. In case that the plasma does not reach the symmetry axis before the end of the laser pulse then the laser penetrates into the capillary and is reflected and absorbed along the inner wall. For this case, a simple model is developed to describe the laser intensity distribution on the inner surface of the cylinder and the transmission of laser light.

A stable and strongly radiating plasma column is formed by the collision of the expanding plasma at the capillary axis. During the collision, part of the hydrodynamical energy of the plasma is converted into radiative energy. In these experiments the plasma collides about 1ns after the maximum of the laser pulse. Using the data from measurements and some simple assumptions, a lower limit for the conversion efficiency from laser light into x-ray radiation emerging from the rear surface of the capillary tube of about 7% is inferred for capillaries of $700\mu\text{m}$ diameter and 3.1mm length.

The angular distribution of the rear side x-ray radiation is determined by the solid angle subtended by the rear aperture of the cylinder with respect to a point in the entrance where most of the intensely radiating plasma is located.

When the energy transport is dominated by x-ray radiation, the primary plasma is well separated from the secondary plasma and has a significantly different spectrum. The brightness temperature of the laser induced primary plasma is estimated to be 30eV , whereas the temperature of the x-ray induced secondary plasma is considerably lower, about 20eV .

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt neue Experimente zum Verhalten des lasererzeugten Plasmas an der Innenwand eines Hohlzylinders, das durch axiale Einkopplung des Laserstrahls durch eine Endfläche des Zylinders erzeugt wird. In den Experimenten werden Goldröhrchen mit $200\mu m$ und $700\mu m$ Durchmesser bei Längen von $2-12mm$ verwendet. Die Heizung erfolgt mit $\lambda = 0.53\mu m$ -Laserpulsen von $8J$ Energie bei $3ns$ Pulsdauer; bei den Messungen zur Laserlicht-Transmission auch mit Pulsen von $30ps$ Dauer bei Energien von $200mJ$.

Es hat sich gezeigt, daß der größte Teil der Laserenergie im Röhrchen absorbiert wird und ein ausgeprägter Energietransport in axialer Richtung stattfindet. Ist die Zeit, in der das expandierende Plasma die Symmetrieachse des Röhrchens erreicht, kürzer als die Laserpulsdauer, so wird die Laserenergie im Plasma an der Eintrittsfläche absorbiert und es entsteht dort ein heißes Primär-Plasma. Die Röntgenstrahlung des Primär-Plasmas transportiert die Energie weiter in das Röhrchen und erzeugt beim Auftreffen auf die Wand sekundäres Plasma. Ist diese Zeit jedoch größer als die Pulsdauer, so dringt der gesamte Laserpuls in das Röhrchen ein. Hier erfolgt der Energietransport durch mehrfache Reflexionen des Laserlichts. Ein einfaches Modell ist in der Lage, die Intensitäten auf der Röhrchenwand und die Laserlicht-Transmission zu beschreiben.

Als markantestes Phänomen zeigt sich das Auftreten einer leuchtenden Plasmasäule in der Mitte des Röhrchens. Sie entsteht durch den Zusammenprall des abströmenden Plasmas, bei dem ein Teil der hydrodynamischen Energie in Strahlung zurückverwandelt wird. Der Zeitpunkt des Auftretens der Plasmasäule etwa $1ns$ nach dem Maximum des Laserpulses läßt sich gut beobachten, er stimmt auch mit den Abschätzungen zur Kollisionszeit des Plasmas überein.

Eine einfache Auswertung, ergab eine untere Grenze für die nutzbare Konversion von einfallendem Laserlicht in nach hinten abgegebene Röntgenstrahlung von 7% bei einem Röhrchendurchmesser von $700\mu m$ und einer Länge von $3.1mm$. Die Winkelverteilung der aus dem hinteren Röhrchenende emittierten Röntgenstrahlung wird durch den Öffnungswinkel der direkt entweichenden Strahlung des vorderen Plasmas bestimmt, da die Röhrcheninnenwände die Röntgenstrahlung völlig absorbieren. Im Falle des Energietransports durch Röntgenstrahlung besteht eine scharfe Trennung zwischen dem lasergeheizten Primär-Plasma, mit einer Strahlungstemperatur von etwa $30eV$, und dem röntgengeheizten Sekundär-Plasma, das eine Temperatur von etwa $20eV$ besitzt. Die Spektren des Sekundär-Plasmas unterscheiden sich dabei sehr stark von denen eines Laserplasmas.

INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung	4
1.1. Physikalische Grundlagen und Anwendungen lasererzeugter Plasmen	4
1.2. Zielsetzung der Arbeit	5
2. Theorie	8
2.1. Fragestellungen	8
2.2. Leistungsdichte und Transmission	10
2.3. Energietransport durch Röntgenstrahlung	15
2.4. "Verschluss" des Röhrchens durch Plasma	18
3. Modellexperiment	22
3.1. Zielsetzung und Versuchsaufbau	22
3.2. Lochkamera- und Röntgenshmierkamera-Aufnahmen	25
3.3. Interpretation der Ergebnisse	30
4. Lichttransmission	33
4.1. Zielsetzung und Versuchsaufbau	33
4.2. Ergebnisse und Interpretation	34
5. Röntgendiagnostik und Temperaturmessung	39
bei laserlichtdominiertem Energietransport	
5.1. Zielsetzung und Versuchsaufbau	39
5.2. Lochkamera-Aufnahmen	41
5.3. Zeitaufgelöste Messungen der Röntgenemission	43
5.4. Schlitzkameraaufnahmen	46
5.5. Temperaturabschätzung	49
6. Röntgendiagnostik und Temperaturmessung	58
bei röntgenstrahlungsdominiertem Energietransport	
6.1. Zielsetzung und Versuchsaufbau	58
6.2. Schlitzkameraaufnahmen	60

6.3. Lochgitterspektren	63
7. Zusammenfassung und Ausblick	70
Anhang Targetherstellung	73

1. Einleitung

1.1. PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN UND ANWENDUNGEN LASERERZEUGTER PLASMEN

Trifft ein Laserpuls mit Intensitäten von $10^9 - 10^{15} \text{ W/cm}^2$ auf eine Oberfläche, so erzeugt er in sehr kurzer Zeit, kurz verglichen mit der nachfolgenden hydrodynamischen Expansion, ein heißes, dichtes Plasma [1, 2, 3]. Im Plasma kann der Laser nur bis zur kritischen Dichte n_{ec} vordringen, da dort der Brechungsindex $n = \sqrt{1 - n_e/n_{ec}}$ Null wird, und das Plasma das Laserlicht entweder wie an einer Metalloberfläche reflektiert oder bei höheren Intensitäten durch kollektive Plasmaanregungen absorbiert [4, 5]. Bei der kritischen Dichte stimmen die Frequenz der Elektronenplasmaschwingungen ω_p und die Laserfrequenz ω_L überein, so daß hier leicht resonante Phänomene auftreten können, die zu vermehrter Reflexion bzw. Absorption führen [6, 7, 8]. Im unterdichten Bereich $n_e \leq n_{ec}$ absorbiert das Plasma den Laserstrahl bevorzugt durch inverse Bremsstrahlung [3, 9]. Elektronenwärmeleitung und Strahlungsdiffusion weicher Röntgenstrahlung transportieren die Energie in Richtung der Festkörperoberfläche, wo sich weiteres Material aufheizt und abströmt [1, 10].

Das heiße und dichte Laserplasma aus Materialien mit hoher Ordnungszahl Z ist eine sehr intensive, gepulste Quelle weicher Röntgenstrahlung [11], die sich in verschiedenen Bereichen von Physik und Technik einsetzen läßt.

Je nach Anwendung wird das Plasma auf einer ebenen Oberfläche [12], auf einer Zylinderfläche [13] oder innerhalb zweier sich gegenüberliegender Oberflächen [14, 15] bzw. in einer zylindrischen [16, 17, 18] oder sphärischen Kavität erzeugt [19, 20].

In der Medizin wurde ein Laserplasma in ebener Geometrie, verbunden mit einem Röntgenlichtleitersystem, benutzt, um schnelle Vorgänge innerhalb lebender Organismen zu untersuchen [21]. Das dort verwendete Lichtleitersystem beruht auf der Totalreflexion bei Einfallswinkeln nahe 90° von weicher Röntgenstrahlung an Oberflächen mit sehr geringer Rauigkeit [22, 23]. Eine ähnliche Anordnung aus Plasmaquelle und Röntgenlichtleiter könnte auch zur lithographischen Herstellung von Submikrometer-Strukturen in der Halbleitertechnik verwendet werden [22, 23, 24].

In der Literatur sind außerdem Experimente beschrieben, die es sich zum Ziel setzen, mit lasergeheizten Hohlkugeln einen Planck-Strahler hoher Temperatur als

Eichquelle im weichen Röntgengebiet herzustellen [19, 20].

Im Rahmen des Programms zur Trägheitsfusion werden verschiedene Möglichkeiten geprüft, neben der direkten Bestrahlung des Fusionspellets mit Laserlicht auch die Röntgenstrahlung heißer Plasmen einzusetzen. Man kann das Pellet dem Röntgenfluß im Inneren einer lasergeheizten Hohlkugel aussetzen [25, 26], oder Konverterfolien benutzen, die den Laser und das Plasma vom Targetbereich fernhalten und nur das Röntgenlicht zum Target vordringen lassen [27]. Auch sind verschiedene Kombinationen von Geometrien und Materialien im Gespräch [28].

Ein großes Teilgebiet der Anwendung lasererzeugter Plasmen stellt die Suche nach Lasern im kurzwelligen Ultraviolett und im weichen Röntgengebiet dar. Mit explodierenden Folien oder Fäden ist es gelungen, Laseraktivität im weichen Röntgenbereich $\lambda \simeq 10 - 20nm$ zu demonstrieren [29, 30]. Ein großes Problem bei den angestrebten Laserschemata ist die Erzeugung der notwendigen Temperaturen, Dichten und Dichtegradienten [31, 29, 13, 32, 33]. Dazu sind auch Experimente mit einem Plasma durchgeführt worden, das beim Durchbrennen einer dünnen Folie entsteht, welche die Eintrittsfläche eines Röhrchens überdeckt und während des Abströmens durch die Wände des Hohlzylinders eingeschlossen bleibt [18]. Des weiteren sind durch einen axialen Schlitz beleuchtete zylindrische Targets als Grundlage für einen Laser vorgeschlagen worden [17].

1.2. ZIELSETZUNG DER ARBEIT

Ziel dieser Arbeit ist es, einen Einblick in das Verhalten des lasererzeugten Plasmas in einer neuen geometrischen Anordnung zu gewinnen. Das Plasma wird hier auf der Innenwand eines Hohlzylinders erzeugt, indem man einen Laserstrahl axial durch eine Endfläche des Zylinders einkoppelt (vgl. Bild 2.1 und Bild 2.2). Eine solche Anordnung war bei Beginn der Arbeit in der uns bekannten Literatur noch nicht beschrieben, könnte aber zu Verbesserungen bei vielen Anwendungen beitragen. Mittlerweile wurde ein Artikel dazu veröffentlicht, der sich speziell mit der Anwendung dieser Konfiguration als Röntgenlaser befaßt [18].

Für die Nutzung einer Plasmaquelle in Verbindung mit einem Röntgenlichtleiter ist es von Vorteil, wenn sich die Quelle schon innerhalb eines Röhrchens befindet, da zu erwarten ist, daß dann die Kopplungsverluste geringer werden. Bei der Konversion von Laserlicht in Röntgenstrahlung könnten sich in der geschlossenen zylindrischen Geometrie bessere Wirkungsgrade ergeben als bei ebenen Targets, da weniger Strahlungsverluste auftreten und ein Teil der hydrodynamischen Ener-

gie des Plasmas in Strahlung zurückverwandelt wird. Die Trennung von Laserlicht und Plasma gegenüber der Röntgenstrahlung ist bei geschickter Wahl von Röhrendurchmesser und Laserpulsdauer ohne eine materielle Barriere wie bei den Konverterfolien [27] erreichbar, was sich wahrscheinlich in den Experimenten zur Trägheitsfusion verwenden läßt.

Wenn es gelingt, die Energie des Lasers in axialer Richtung möglichst homogen auf der Innenwand des Hohlzylinders zu deponieren, bietet sich diese Konfiguration auch als Grundlage für einen Röntgenlaser an. Im Gegensatz zu den Experimenten mit implodierenden Zylindern erreicht man hier das für einen Röntgenlaser wünschenswerte Dichteprofil mit dem Minimum in der Mitte und einem radial ansteigenden Dichtegradienten [32]. Bei der geschlossenen Geometrie innerhalb des Zylinders sollte es wegen der besseren Energieausnutzung möglich sein, höhere Elektronendichten und Temperaturen zu erreichen, um damit Laseraktivität bei noch kürzeren Wellenlängen zu demonstrieren.

In dieser Arbeit wird versucht, mit vorhandenen Diagnostiken und anhand von einfachen experimentellen Aufbauten die markantesten Phänomene, die in dieser neuen Anordnung auftreten, zu beschreiben und mit Hilfe einfacher Abschätzungen auch zu deuten. Alle Experimente wurden mit Gold als Targetmaterial durchgeführt, um die Nachweisschranken der Diagnostiken zu erreichen, da nur relativ wenig Laserenergie zur Verfügung stand und bei Gold dennoch eine hohe Ausbeute an Röntgenstrahlung zu erwarten ist [34].

In Kapitel 2 zeigen theoretische Abschätzungen, daß ein Energietransport in axialer Richtung sowohl durch Mehrfachreflexion von Laserlicht als auch durch die Röntgenstrahlung des primären Plasmas möglich ist. Außerdem werden dort die zu erwartenden Elektronentemperaturen und die Zeitkonstanten der hydrodynamischen Expansion abgeschätzt.

Ein Modellexperiment mit zwei planparallelen Platten liefert einen Einblick in die Vorgänge innerhalb einer mit den Röhren vergleichbaren geometrischen Anordnung (vgl. Kapitel 3).

Um die Abschätzungen zum Energietransport durch Mehrfachreflexion zu testen, wurden Messungen zur Lichttransmission durch das Röhren durchgeführt, die in Kapitel 4 beschrieben sind.

Die Röntgendiagnostik zeigt bei Röhren mit vergleichsweise großem Durchmesser den zeitlichen Verlauf der Röntgenemission aus dem laserabgewandten Röhrenende, die Winkelverteilung dieser Strahlung und die räumliche Verteilung der

Emission innerhalb des Röhrenquerschnitts. Eine einfache Analyse der gewonnenen Daten ergibt einen Schätzwert für die Plasmatemperatur und den Wirkungsgrad der Konversion von Laserlicht in Röntgenstrahlung (vgl. Kapitel 5).

In Kapitel 6 werden spektral aufgelöste Messungen der Röntgenstrahlung aus Röhren mit kleinerem Durchmesser beschrieben und die Winkelverteilung der Röntgenemission aufgezeichnet. Aus den Spektren läßt sich hier ein Maß für die Temperatur des Plasmas in unterschiedlichem Abstand von der Eintrittsfläche gewinnen.

Im Anhang findet sich noch eine Beschreibung der Herstellungsverfahren der verwendeten Röhrentargets.

2. Theorie

2.1. FRAGESTELLUNGEN

Alle hier betrachteten Experimente gehen von folgender Anordnung aus: Ein Laserstrahl wird so auf die Eintrittsfläche eines Röhrchens fokussiert, daß die Laserachse mit der Symmetrieachse des Röhrchens zusammenfällt. Der sich nach dem Fokus aufweitende Strahl trifft dann auf die innere Wand des Röhrchens und erzeugt Plasma dort, wo seine Intensität $\approx 10^{10} \text{W/cm}^2$ übersteigt. Da in der Literatur sehr wenig über Experimente mit der hier betrachteten Konfiguration zu finden ist, sind einige Abschätzungen notwendig, um sich einen Überblick über die zu erwartenden Phänomene zu verschaffen. Die Prozesse innerhalb des Röhrchens sind, bedingt durch die Wechselwirkungen zwischen Laserlicht, expandierendem Plasma und der vom Plasma ausgesendeten Röntgenstrahlung, sehr komplex. Es lassen sich jedoch, zumindest qualitativ, zwei Fälle dahingehend unterscheiden, ob das Plasma während des Laserpulses stark expandiert oder nicht. Die Parameter, die das Verhalten des Plasmas im Röhrchen bestimmen, sind der Röhrchenradius r_0 , die Schallgeschwindigkeit des expandierenden Plasmas c_s und die Laserpulsdauer τ_L . Ist $c_s \tau_L \ll r_0$, so kann das Laserlicht während der gesamten Pulsdauer in das Röhrchen eindringen, da die Dichte in einem großen Teil der Eintrittsfläche weit unter der kritischen Dichte bleibt. Zusätzlich zum direkten Laserlicht reflektiert das Plasma einen großen Teil des auftreffenden Lichtes [35, 36]. Das reflektierte Licht erzeugt wiederum Plasma, welches ebenfalls reflektiert. Dieser Mechanismus transportiert dann die Energie weiter in das Röhrchen (siehe Bild 2.1).

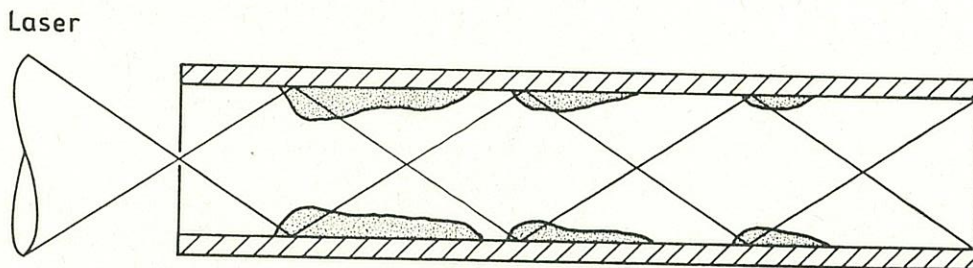


Bild 2.1

Schematische Darstellung des Energietransports durch Mehrfachreflexion von Laserlicht. Die punktierten Bereiche stellen das sich bildende Plasma dar.

Nimmt man eine konstante Reflektivität des Plasmas an, so läßt sich die Leistungsdichte auf der Innenwand des Röhrchens als Funktion des Abstandes vom Eintrittspunkt sowie die absorbierte bzw. transmittierte Energie bestimmen (siehe 2.2).

Ist jedoch $c_s \tau_L \geq r_0$, so übersteigt während des Laserpulses die Dichte an allen Punkten der Eintrittsfront die kritische Dichte. Der Laser kann dann nicht mehr in das Röhrchen eindringen und heizt nur noch eine Plasmaschicht nahe der Eintrittsöffnung. Bei Plasmen aus Materialien hoher Ordnungszahl Z beginnt diese Schicht im weichen Röntgengebiet zu strahlen. Die Strahlung transportiert die Energie weiter axial in das Röhrchen hinein. Dies wird in 2.3 ausführlicher diskutiert (siehe auch Bild 2.2).

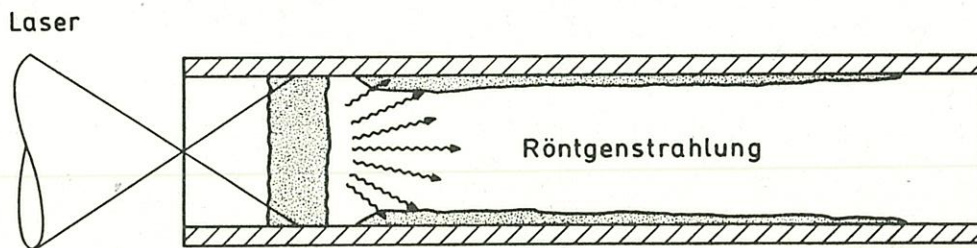


Bild 2.2

Schemazeichnung des Energietransports durch Röntgenstrahlung. Die punktierten Bereiche stellen das sich bildende Plasma dar.

In Teil 2.4 wird dann aufgrund einfacher Annahmen die Ionenschallgeschwindigkeit im Plasma abgeschätzt und der minimale Röhrchenradius bestimmt, bei dem ein "Verschluß" durch Plasma noch nicht stattfindet.

Durch die mehrfache Reflexion im Falle des vom Laserlicht dominierten Energietransports ergibt sich in axialer Richtung eine relativ inhomogene Energieverteilung. Es wäre zu erwarten, daß die entstehenden Temperaturgradienten diese durch hydrodynamische Expansion und Wärmeleitung ausgleichen würden. Einfache Abschätzungen, die hier nicht ausgeführt sind, zeigen jedoch, daß ein solcher Ausgleich durch diese Effekte nicht möglich ist. Mögliche weitere Mechanismen, welche die Energieverteilung glätten könnten, sind diffuse Reflexion von Laserlicht und Reemission von weicher Röntgenstrahlung. Dies abzuschätzen erfordert jedoch detailliertere Modelle und ist im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich.

2.2. LEISTUNGSDICHTE UND TRANSMISSION

Die Leistungsdichte der Laserstrahlung beim ersten Auftreffen auf die Innenwand des Röhrens ergibt sich direkt aus der Geometrie des Aufbaus

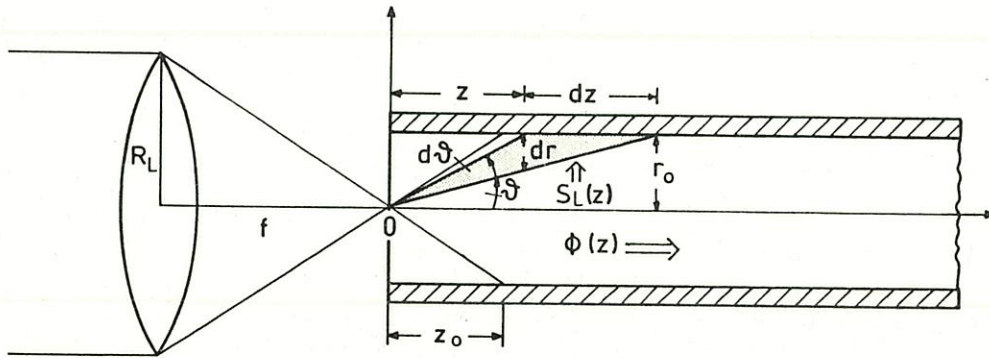


Bild 2.3

Schematische Darstellung zur Berechnung der Energiedichte auf der Röhreninnenwand.

Das Laserlicht wird auf die Eintrittsfläche des Röhrens fokussiert und bildet dadurch einen divergierenden Lichtkegel, der auf das Röhren trifft. Die Leistungsdichte des Lasers auf einer Fläche senkrecht zur Röhrenachse ist dann:

$$\Phi(z) = \frac{P_L}{\pi(r(z))^2} \quad (2.1)$$

wobei P_L die Laserleistung und $r(z)$ der Strahlradius ist. Mit dem Linsenradius R_L und der Brennweite f folgt der Strahlradius als Funktion von z :

$$r(z) = \frac{R_L}{f} z \quad (2.2)$$

Mit der Definition $F := \frac{f}{2R_L}$, der F-Zahl der Linse, folgt:

$$\Phi(z) = \frac{4F^2}{\pi} \frac{P_L}{z^2} \quad (2.3)$$

Um die Laserleistungsdichte S_L^0 beim ersten Auftreffen auf die Wand zu bestimmen, betrachtet man einen Kreisring der Breite dr an der Stelle z . Dieser beleuchtet ein Zylindersegment der Länge dz . Die Leistungsbilanz der Laserleistung in

dem Kreisring P_L und der Leistung auf der Wand P_W

$$\left. \begin{aligned} dP_L &= \Phi(z) 2\pi r_0 dr \\ dP_W &= S_L^0(z) 2\pi r_0 dz \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

fordert $dP_L = dP_W$. Daraus ergibt sich die Leistungsdichte auf der Röhrenwand als Funktion von z

$$S_L^0(z) = \frac{4F^2}{\pi} \frac{P_L r_0}{z^3} \quad (2.5)$$

Ihren Maximalwert erreicht S_L^0 bei $z_0 = \frac{f}{R_l r_0} = 2Fr_0$ mit:

$$S_L^{max} = \frac{P_L}{\pi r_0^2 2F} \quad (2.6)$$

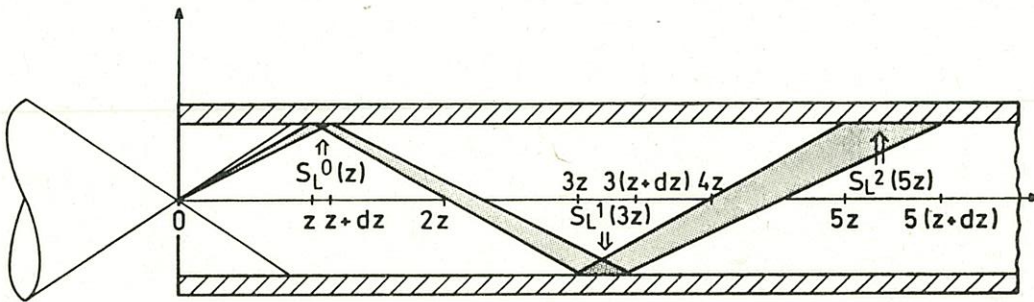


Bild 2.4

Schematische Darstellung zur Berechnung der Energiedichte des Laserstrahles nach mehrfacher Reflexion.

Verfolgt man nun ein Lichtbündel, so ergibt sich mit der Leistungsbilanz

$$RdP_W^0 = RS_L^0(z) 2\pi r_0 dz = S_L^1(3z) 2\pi r_0 3dz = dP_W^1(3z) \quad (2.7)$$

die Leistungsdichte nach einmaliger Reflexion S_L^1

$$S_L^1(3z) = \frac{R}{3} S_L^0(z) \quad (2.8)$$

allgemein nach i -maliger Reflexion

$$S_L^i((2i+1)z) = \frac{R^i}{(2i+1)} S_L^0(z) \quad (2.9)$$

Zur Vereinfachung bietet sich an, auf die dimensionslose Variable $\zeta := \frac{z}{z_0}$, überzugehen und zu definieren: $S_0 := S_L^0(z_0) = S_L^{max}$.

$$\left. \begin{aligned} S^i((2i+1)\zeta) &:= S_L^i((2i+1)\zeta z_0) = \frac{R^i}{(2i+1)} S_L^0(\zeta z_0) = \frac{R^i}{(2i+1)} S^0(\zeta) \\ S^0(\zeta) &:= S_L^0(\zeta z_0) = \frac{4F^2}{\pi} \frac{P_L r_0}{\zeta^3 z_0^3} = \frac{1}{\zeta^3} S_L^0(z_0) = \frac{1}{\zeta^3} S_0 \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

Um die gesamte Leistungsdichte im Punkt z zu erhalten muß man alle Lichtstrahlen betrachten, die ihren Anfangspunkt im Lichtkegel des Lasers haben und nach i -maliger Reflexion im Punkt z enden.

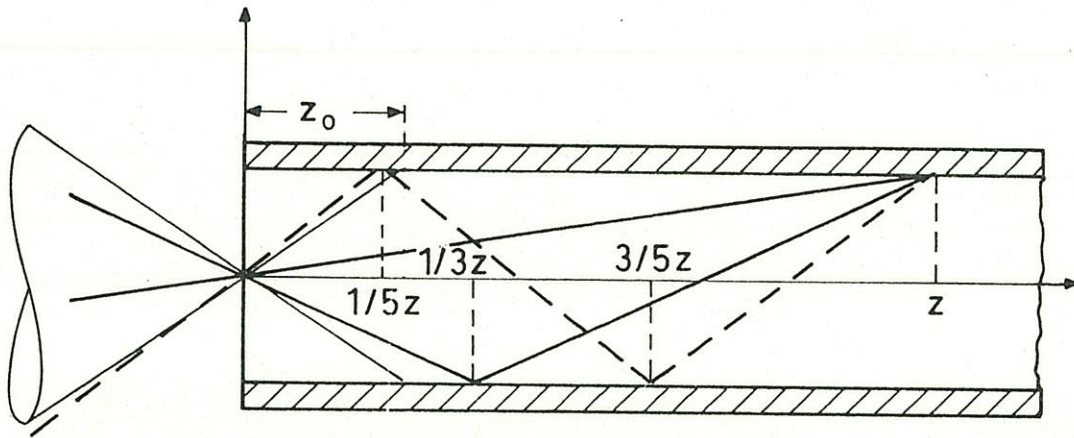


Bild 2.5

Schematische Darstellung zur Berechnung der Energiedichte durch direktes und reflektiertes Laserlicht der Röhreninnenwand.

Für einen Punkt z existiert ein

1 fach reflektierter Lichtstrahl, wenn: $\frac{z}{3} \geq z_0$

2 fach reflektierter Lichtstrahl, wenn: $\frac{z}{5} \geq z_0$

...

i fach reflektierter Lichtstrahl, wenn: $\frac{z}{(2i+1)} \geq z_0$

Die Addition aller Beiträge am Punkt $z = \zeta z_0$ ergibt mit $m := \lfloor \frac{\zeta-1}{2} \rfloor$:

$$\left. \begin{aligned} S_L(z) = S(\zeta) &= S^0(\zeta) + S^1(\zeta) + \dots + S^m(\zeta) \\ &= S^0(\zeta) + \frac{R^1}{3} S^0\left(\frac{\zeta}{3}\right) + \dots + \frac{R^m}{(2m+1)} S^0\left(\frac{\zeta}{(2m+1)}\right) \\ &= \frac{1}{\zeta^3} S_0 + \frac{R^1 3^3}{3 \zeta^3} S_0 + \dots + \frac{R^m (2m+1)^3}{(2m+1) \zeta^3} S_0 \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

$$S_L(z) = \frac{1}{\zeta^3} S_0 \sum_{i=0}^m (2i+1)^2 R^i \quad z = \zeta z_0 \quad m = \left\lfloor \frac{\zeta - 1}{2} \right\rfloor \quad (2.12)$$

Es gibt eine geschlossene Formel für $S_L(z)$, die aber so kompliziert ist, daß es nicht sinnvoll ist, sie zu benutzen. Der Verlauf der Leistungsdichte für den Spezialfall $R = 0.7$ wird in Bild 2.6 wiedergegeben.

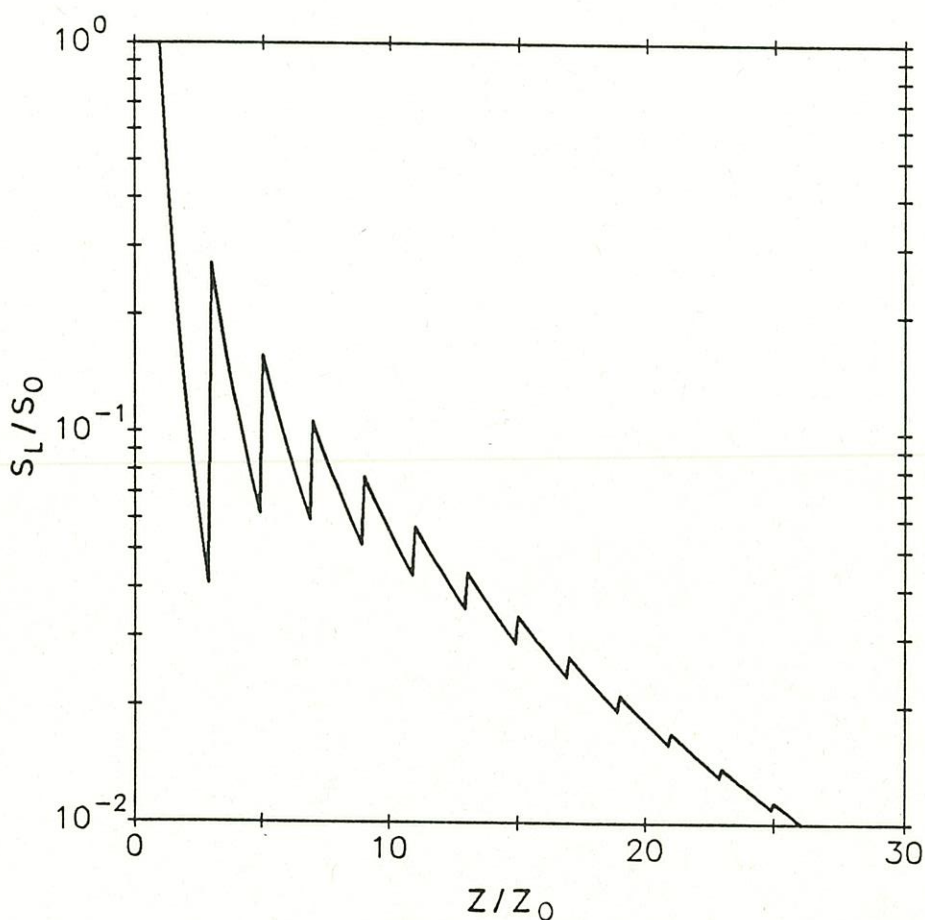


Bild 2.6

Verlauf der Energiedichte S_L auf der Röhreninnenwand relativ zu maximalen Energiedichte S_0 für eine Reflektivität von $R = 0.7$. Die Ortskoordinate z ist relativ zu z_0 , dem Ort des ersten Auftreffens des Lasers auf die Röhrenwand angegeben. Die Spitzen in der Energiedichte entsprechen den mehrfachen Reflexionen des Laserstrahles.

Aus der Leistungsdichte auf der Innenwand läßt sich nun leicht die gesamte deponierte Leistung ermitteln und daraus wiederum die nicht absorbierte, also transmittierte Leistung.

Es wird definiert: $F(m) := \sum_{i=0}^m (2i+1)R^i$, also gilt $S_L(z) = S_0 \frac{F(m)}{\zeta^3}$.

Die deponierte Leistung in einem Ring der Breite dz beträgt:

$$dP_D = (1-R) S_L(z) 2\pi r_0 dz = (1-R) S(\zeta) 2\pi r_0 z_0 d\zeta \quad (2.13)$$

Die gesamte deponierte Leistung ist dann:

$$P_D = \int_{z_0}^z dP_D = (1-R) 2\pi r_0 z_0 \int_1^\zeta S(\zeta') d\zeta' \quad (14)$$

Für $P_0 := \pi r_0 z_0 S_0$ ergibt sich:

$$\begin{aligned} P_D &= (1-R) 2P_0 \left[\int_1^3 \frac{F(0)}{\zeta'^3} d\zeta' + \dots + \int_{2m+1}^\zeta \frac{F(m)}{\zeta'^3} d\zeta' \right] \\ &= (1-R) 2P_0 \left[\frac{F(0)}{2} \left[-\frac{1}{\zeta'^2} \right]_1^3 + \dots + \frac{F(m)}{2} \left[-\frac{1}{\zeta'^2} \right]_{2m+1}^\zeta \right] \\ &= (1-R) P_0 \left[\frac{F(0)}{1} + \frac{F(1) - F(0)}{3^2} + \dots + \frac{F(m) - F(m-1)}{(2m+1)^2} - \frac{F(m)}{\zeta^2} \right] \end{aligned}$$

mit $F(i) - F(i-1) = \sum_{j=0}^i (2j+1)^2 R^j - \sum_{j=0}^{i-1} (2j+1)^2 R^j = (2i+1)^2 R^i$ und $F(0) = 1$ folgt:

$$\begin{aligned} P_D &= P_0 (1-R) \left[1 + \frac{3^2 R^1}{3^2} + \dots + \frac{(2m+1)^2 R^m}{(2m+1)^2} - \frac{F(m)}{\zeta^2} \right] \\ P_D &= P_0 (1-R) \left[\frac{1 - R^{m+1}}{1-R} - \frac{F(m)}{\zeta^2} \right] \quad m = \left\lfloor \frac{\zeta - 1}{2} \right\rfloor \quad (2.15) \end{aligned}$$

Die gesamte transmittierte Energie P_T beträgt:

$$P_T = P_0 - P_D \quad (2.16)$$

Der Verlauf der Funktion P_T ist für den Spezialfall $R = 0.7$ in Bild 2.7 wiedergegeben.

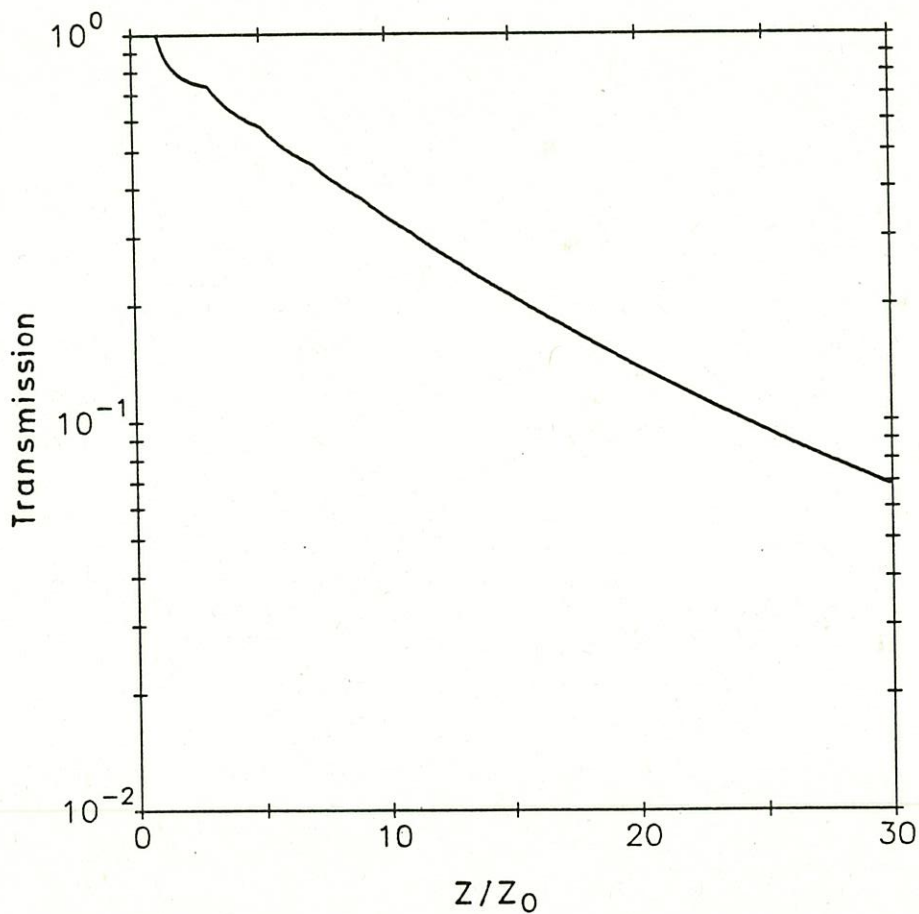


Bild 2.7

Lichttransmission durch das Röhrrchen für eine Reflektivität von $R = 0.7$.
Die Länge des Röhrrchens ist als Vielfaches von z_0 angegeben.

2.3. ENERGIETRANSPORT DURCH RÖNTGENSTRAHLUNG

Verschließt das abströmende Plasma die Eintrittsfläche des Röhrrchens für das Laserlicht, so heizt dieses sich stark auf und beginnt selbst intensiv zu strahlen. Um den Energietransport durch diese Strahlung abzuschätzen, betrachtet man folgendes Modell: Ein Planckscher Flächenstrahler der Temperatur T befindet sich bei $z = 0$ und füllt den ganzen Röhrrchenquerschnitt gleichmäßig aus (Siehe Bild 2.8).

Betrachtet man nur das Fernfeld $\frac{z}{r_0} \geq 5$, so kann man die Ausdehnung der Quelle vernachlässigen. Zur weiteren Vereinfachung berücksichtigt man nur die vom Querschnitt $z = 0$ ausgehende Strahlung und vernachlässigt die von den aufgeheizten Wandelementen ausgehende Sekundäremission. Für höhere Inten-

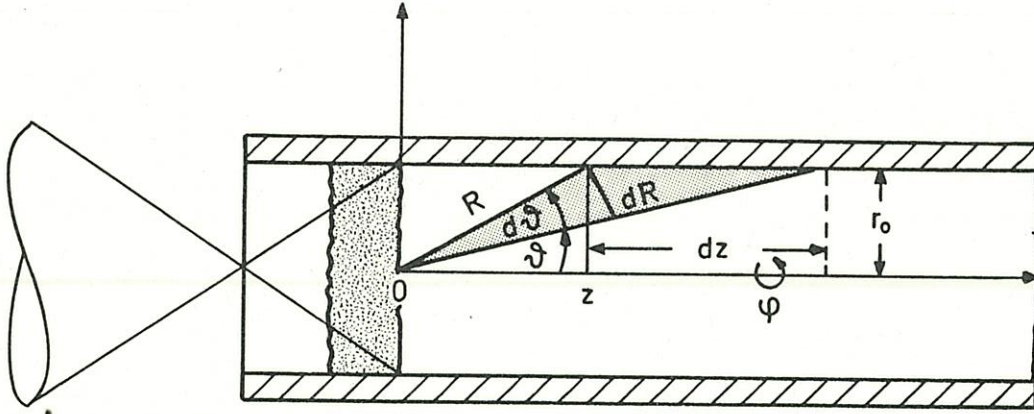


Bild 2.8

Schemazeichnung zur Berechnung der Energiedichte der Röntgenstrahlung auf der Röhreninnenwand.

sitäten wird die Sekundäremission [37] zu einem wichtigen Faktor und bestimmt den Energietransport wesentlich. Die Behandlung eines ähnlichen Problems mit Berücksichtigung der zylindrischen Geometrie ist in der Literatur zu finden [38]. Betrachtet man jedoch in zylindrischer Geometrie das vollständige Problem mit Zeitabhängigkeit, so führt dies auf Gleichungen, die analytisch nicht mehr zu lösen sind.

Unter der Annahme, daß das Plasma über den gesamten Querschnitt homogen als Lambert-Strahler leuchtet, ergibt sich eine Strahlungsstärke $J \left[\frac{W}{sr} \right]$ des Röhrenquerschnittes πr_0^2 in Richtung ϑ :

$$J = \frac{\sigma T^4}{\pi} \pi r_0^2 \cos\vartheta \quad (2.17)$$

Der Strahlungsfluß $d\Phi$ [W] im Raumwinkel $d\Omega$ beträgt dann:

$$d\Phi = \sigma T^4 r_0^2 \cos\vartheta d\Omega = \sigma T^4 r_0^2 \cos\vartheta \sin\vartheta d\vartheta d\phi \quad (2.18)$$

Dieser Fluß fällt auf eine Fläche $dA = r_0 d\phi dz$, mit $dz = \frac{dR}{\sin\vartheta} = \frac{R d\vartheta}{\sin\vartheta}$ und erzeugt dort die Intensität $S(z) := \frac{d\Phi}{dA}$:

$$S(z) = \sigma T^4 \frac{r_0^2 \cos\vartheta \sin\vartheta d\vartheta d\phi}{\frac{r_0 R}{\sin\vartheta} d\vartheta d\phi} \quad (2.19)$$

Setzt man die Geometriefaktoren $\cos\vartheta = \frac{z}{R}$, $\sin\vartheta = \frac{r_0}{R}$, $R = \sqrt{r_0^2 + z^2}$ ein, so ergibt sich:

$$S(z) = \sigma T^4 \frac{z r_0^3}{(r_0^2 + z^2)^2} \quad (2.20)$$

Diese Funktion lässt sich in der dimensionslosen Variable $\zeta := \frac{z}{r_0}$ ohne Geometriefaktoren schreiben als:

$$S(z) = \sigma T^4 \frac{\zeta}{(1 + \zeta^2)^2} \quad (2.21)$$

Zur Veranschaulichung ist diese Funktion für die Planck-Temperaturen 30–100 eV in Bild 2.9 dargestellt.

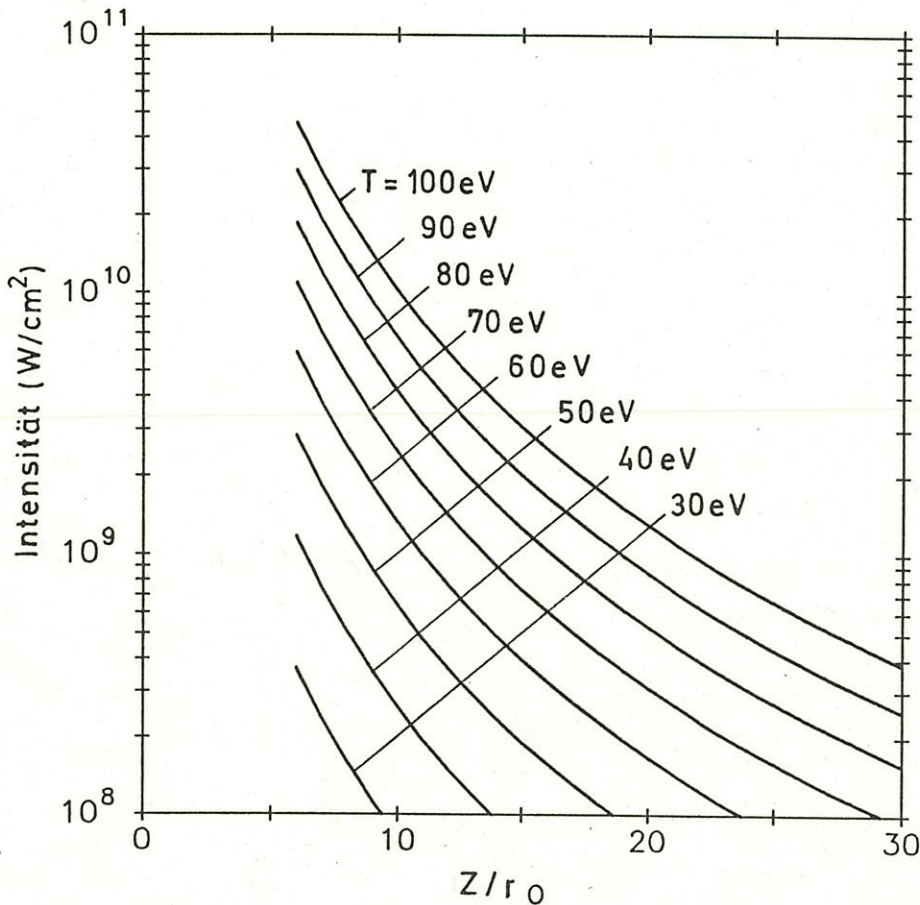


Bild 2.9

Intensität der Röntgenstrahlung auf der Röhreninnenwand für verschiedene Planck-Temperaturen des Plasmas an der Eintrittsfläche. Die Ortskoordinate ist in Vielfachen von r_0 dargestellt. Die verwendeten Abschätzungen gelten nur im Bereich $z \geq 5r_0$.

Wie man sieht, ist die Intensität der Röntgenstrahlung bei Plasmatemperaturen von mehr als 60 eV hoch genug, um sekundäres Plasma zu erzeugen. Mit der Laserstrahlung vergleichbar wird die Intensität jedoch erst oberhalb 100 eV.

2.4. "VERSCHLUSS" DES RÖHRCHENS DURCH PLASMA

Für die Abschätzungen zur Plasmaexpansion in radialer Richtung und zum Verschuß des Röhrchens wurde folgendes simplifiziertes Modell gewählt: Die Elektronendichte des von der Wand abströmenden Plasmas als Funktion von Ort r und Zeit t wird als isotherme Expansion in ebener Geometrie beschrieben [39, 40]:

$$n_e = n_{ec} e^{-\frac{r_0-r}{c_s t}} \quad (2.22)$$

wobei c_s die Ionenschallgeschwindigkeit und $n_{ec} = \omega_L^2 m_e \epsilon_0 / c$ die kritische Dichte bei der Laserfrequenz ω_L ist. Da bei diesem Modell die Dichteerhöhung um $r = 0$ durch die zylindrische Geometrie nicht berücksichtigt wird, wählt man als Bedingung für das Verschließen des Röhrchens für Laserlicht:

$$\frac{n_e(r=0)}{n_{ec}} = e^{-10} \quad (2.23)$$

Im Modell der isothermen Expansion bedeutet dies:

$$\frac{r_0}{c_s t} = 10 \quad (2.24)$$

Die Schallgeschwindigkeit läßt sich unter Annahme gleicher Temperaturen für Ionen und Elektronen $T_i = T_e$ folgendermaßen bestimmen:

$$c_s = \left(\frac{Z_0 k T_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.25)$$

wobei m_i die Masse und Z_0 die mittlere Ionisationszahl der Ionen ist. Die Elektrentemperatur wird in diesem Modell definiert durch das "free streaming limit" des thermischen Flusses [3], d.h. bei dieser Temperatur ist am Ort der kritischen Dichte r_c der Laserfluß in den Bereich überkritischer Dichte S_L gleich dem Energiefluß durch Elektronenwärmeleitung S_e aus diesem Bereich heraus:

$$\left. \begin{aligned} S_L &= S_e \\ S_L &= 0.65 f \frac{(kT_e)^{\frac{3}{2}}}{m_e^{\frac{1}{2}}} n_{ec} \end{aligned} \right\} \quad (2.26)$$

Mit f wurde hier ein zusätzlicher Flußbegrenzungsfaktor [3] eingeführt, damit die experimentell gemessenen Temperaturen besser wiedergegeben werden können.

Löst man die Gleichung (2.26) nach kT_e auf, so erhält man die Elektronentemperatur in Abhängigkeit vom Laserfluß:

$$kT_e = \left(\frac{S_L m_e^{\frac{1}{2}}}{0.65 f n_{ec}} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (2.27)$$

Damit ergibt sich die Schallgeschwindigkeit c_s :

$$c_s = \left(\frac{Z_0}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m_e^{\frac{1}{2}}}{0.65 f} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{S_L}{n_{ec}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.28)$$

Setzt man die Schallgeschwindigkeit c_s in die Bedingung (2.24) ein und verwendet man für S_L den für die maximale Laserintensität in (2.6) gewonnenen Ausdruck $S_L^{max} = \frac{P_L}{\pi r_0^2 2F}$, so ergibt sich eine Formel für die Verschußzeit t_{coll} in Abhängigkeit von der Laserleistung P_L und dem Röhrenradius r_0 :

$$t_{coll} = \left(\frac{m_i}{Z_0} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{0.65 f 2\pi}{m_e^{\frac{1}{2}}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{F n_{ec}}{P_L} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{r_0^{\frac{5}{3}}}{10} \quad (2.29)$$

Bei gegebener Laserleistung P_L und Pulsdauer τ_L erhält man aus (2.29) eine Beziehung für den minimalen Röhrenradius r_0^{min} , bei dem gerade noch der gesamte Laserpuls eindringen kann:

$$r_0^{min} = \left[10 \left(\frac{Z_0}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m_e^{\frac{1}{2}}}{0.65 f 2\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{P_L}{F n_{ec}} \right)^{\frac{1}{3}} \tau_L \right]^{\frac{3}{5}} \quad (2.30)$$

Um einen Eindruck von der Größenordnung des minimalen Röhrenradius r_0^{min} und der damit verbundenen Laserintensität S_L^{max} und Elektronentemperatur T_e zu gewinnen, werden für die verschiedenen Parameter Zahlenwerte eingesetzt. Für den Flußbegrenzungsfaktor wird konstant $f = 0.08$ angenommen [41]. Die mittlere Ionisationszahl hängt vom Material und den erwarteten Temperaturen ab. Sie wird für Gold bei Elektronentemperaturen T_e in der Größenordnung von 100eV zu $Z_0 = 15$ und für T_e in der Größenordnung von 1keV zu $Z_0 = 25$ angenommen [42]. Die Rückwirkung auf den Röhrenradius wird in diesem Fall vernachlässigt. Für die Laserparameter P_L , τ_L , F werden die am MPQ vorhandenen Konfigurationen eingesetzt: Ein Jod-Laser mit $\tau_L = 300ps$ im 3ω Betrieb

bei $\lambda = 0.44\mu\text{m}$ Wellenlänge mit einer Fokussierungslinse der effektiven F Zahl $F_{eff} = 2.4$ und ein Nd-Glas-Laser bei 2ω , d.h $\lambda = 0.53\mu\text{m}$ Wellenlänge und Pulsdauern von 30ps mit $F_{eff} = 2.5$, und 3ns mit $F_{eff} = 1.2$.

Die resultierenden Werte sind in Tabelle 1 eingetragen.

$\lambda(\mu\text{m})$	$\tau_L(\text{ps})$	$E_L(\text{J})$	$P_L(\text{GW})$	F_{eff}	$n_c(\text{cm}^{-3})$	Z_0	$r_0^{\text{min}}(\mu\text{m})$	$S_L^{\text{max}}(\text{W}/\text{cm}^2)$	$kT_e^{\text{max}}(\text{eV})$
0.44	300	20	67	2.4	$5.8 \cdot 10^{21}$	25	190	$1.2 \cdot 10^{13}$	330
0.53	3000	9	3	1.2	$4.4 \cdot 10^{21}$	15	425	$2.2 \cdot 10^{11}$	30
0.53	30	0.2	6.7	2.5	$4.4 \cdot 10^{21}$	25	32	$4.1 \cdot 10^{13}$	840

Tabelle 2.1

Minimale Röhrenradien r_0^{min} und maximale Laserintensitäten S_L^{max} , bzw Elektronentemperaturen T_e^{max} für drei am MPQ vorhandene Lasersysteme.

Für den Spezialfall von 3ns Nd-Glas Laserpulsen bei 2ω , mit denen die meisten Experimente durchgeführt wurden, ist die Verschlußzeit t_{coll} aus Gleichung (2.29) in Bild 2.10 aufgetragen.

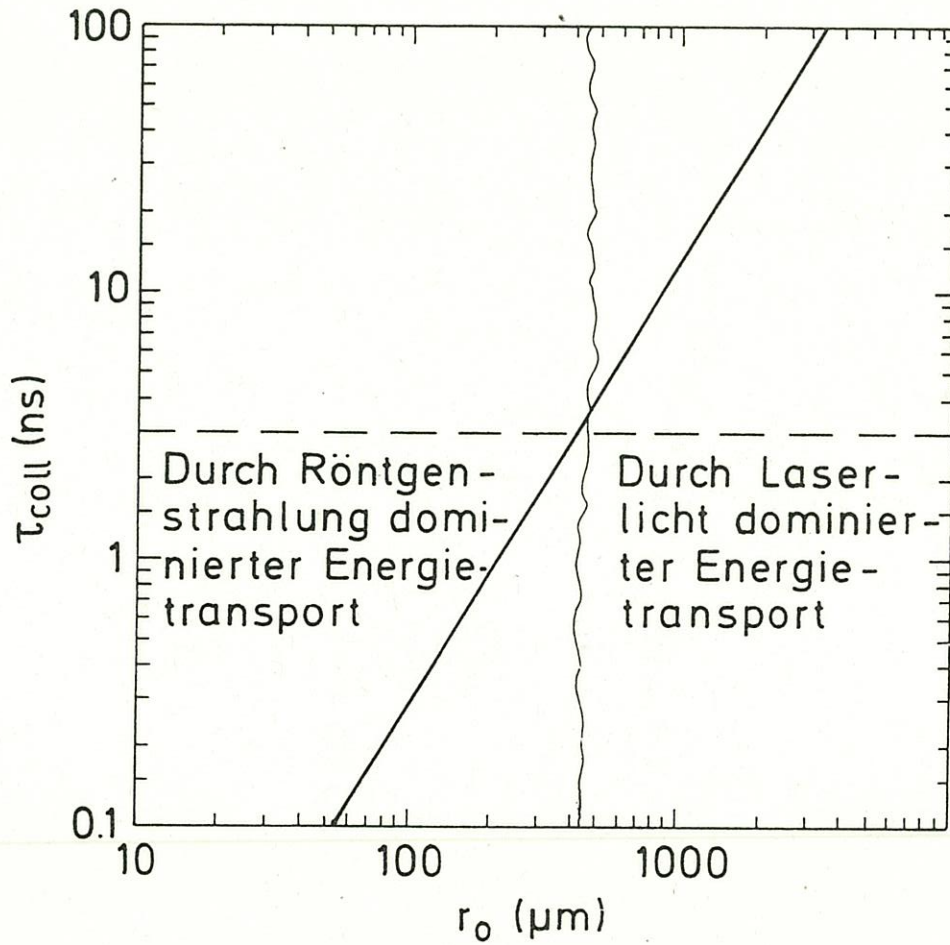


Bild 2.10

Verschlußzeit des Röhrens in Abhängigkeit vom Radius. Im Diagramm ist die Laserpulsdauer eingezeichnet, gestrichelte Linie bei $\tau_L = 3\text{ns}$, um zu veranschaulichen, bei welchem Röhrenradius der Übergang vom laserlichtdominierten Energietransport zum durch röntgenstrahlungsdominierten Energietransport stattfindet.

3. Modellexperiment

3.1. ZIELSETZUNG UND VERSUCHSAUFBAU

Um einen Eindruck von den Vorgängen innerhalb des Röhrchens zu gewinnen, wurde ein Modellexperiment durchgeführt, das den Verhältnissen in Röhrchen nahekommt und gut zu beobachten ist. Das Target besteht hier aus zwei vergoldeten Aluminiumscheiben, Goldauflage $15\mu m$, die in einem festen Abstand d angeordnet sind, so daß ein Kanal entsteht, der von planparallelen Wänden begrenzt wird. Der Laser wird, wie in Bild 3.1 gezeigt, auf die Eintrittsfläche des Kanals fokussiert.

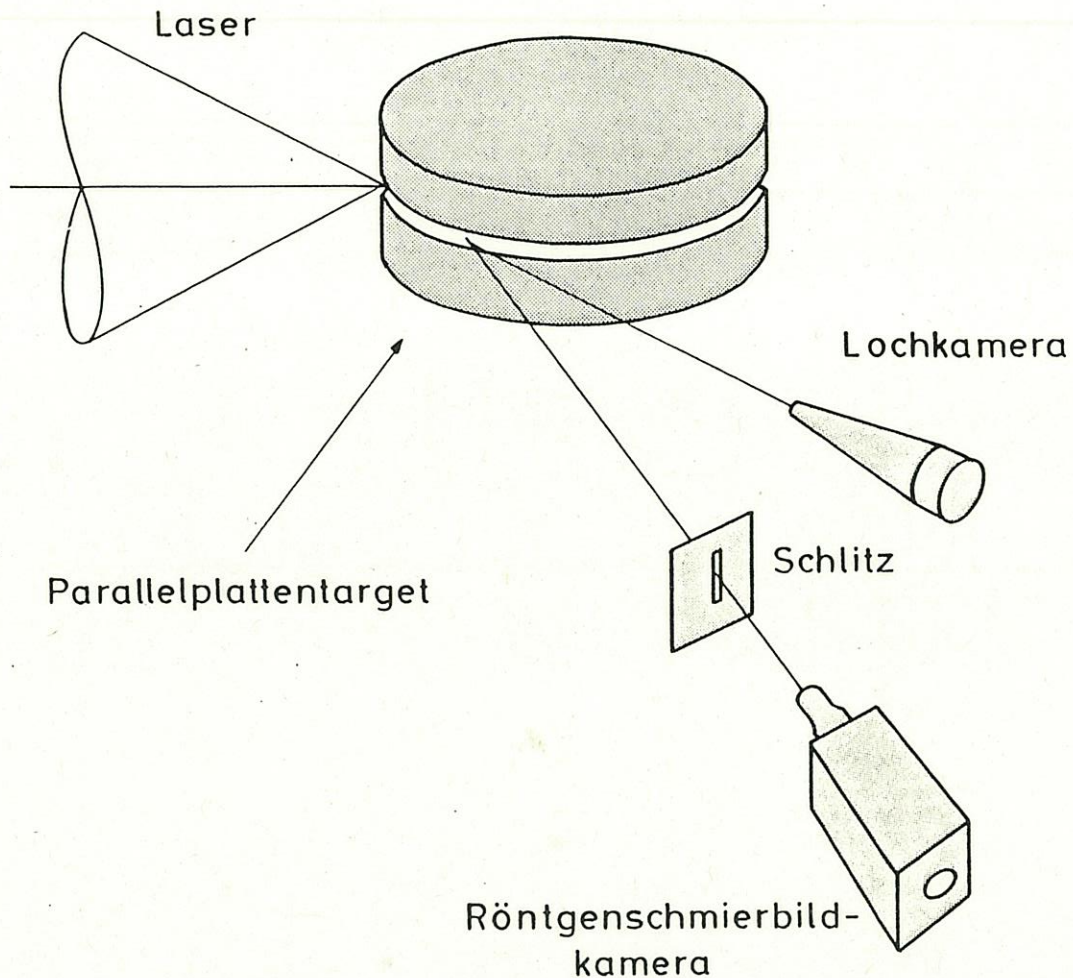


Bild 3.1
Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus.

Senkrecht über und unter der Laserachse erzeugt der Laser dieselbe Energieverteilung wie in einem Röhrchen, in größerem Abstand jedoch wachsen die Differenzen zum Röhrchen stark an. Die Ortsverteilung der Röntgenemission des Plasmas wird zeitintegriert mit einer Lochkamera beobachtet, die unter 90° zur Strahlachse angeordnet ist. Ein $1.6\mu\text{m}$ dicker Al-Filter begrenzt das beobachtete Spektrum auf Energien zwischen 30eV und 70eV und mehr als 300eV [43]. Als Detektor wurde der für weiche Röntgenstrahlung empfindliche Film *Kodak 101 - 01* verwendet. Gleichzeitig registrierte eine am Max-Planck-Institut für Quantenoptik (MPQ) entwickelte Röntgenschmierkamera [44] die zeitliche Entwicklung des Plasmas. Durch Abbildung mit einem Spalt erreicht man in Richtung der Laserachse Ortsauflösung, während senkrecht dazu integral gemessen wurde. Auch hier begrenzt ein Al-Filter der Dicke $0.8\mu\text{m}$ das beobachtete Spektrum auf dieselben Bereiche wie bei der Lochkamera. Das von der Schmierkamera gelieferte Bild wird auf Negativ-Film *Tri - X 400 ASA* aufgezeichnet. Die Kamera ist im Winkel von 75° zur Strahlachse angeordnet und zeigt deshalb die Ortsrichtung etwas verzerrt an. Die Verzerrungen bleiben jedoch geringer als 5% und werden im weiteren nicht berücksichtigt. Um die entstandenen Bilder bewerten zu können, ist es notwendig, die Ortsauflösung der Lochkamera und der Röntgenschmierkamera zu kennen. Zur Abschätzung der Ortsauflösung wird vereinfachend für beide Systeme eindimensional mit geometrischer Optik gerechnet.

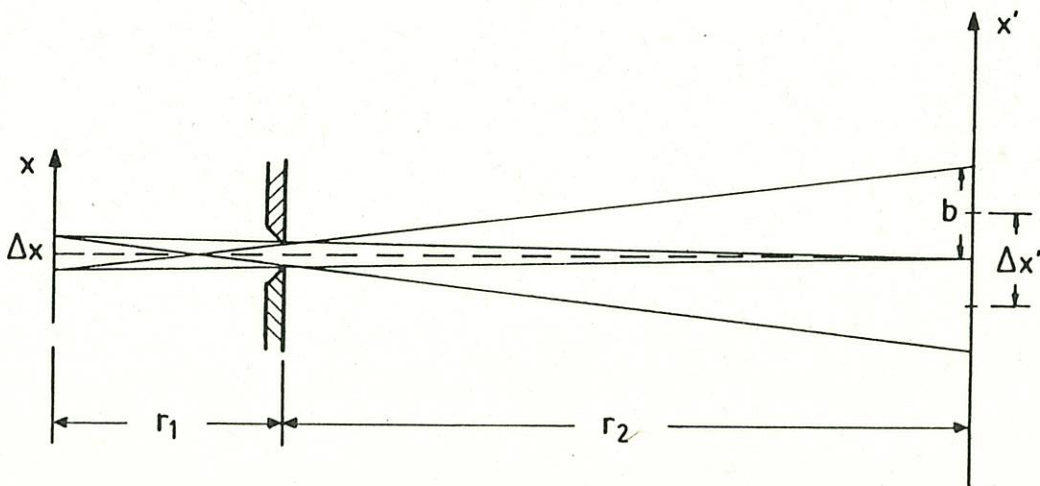


Bild 3.2

Schemazeichnung zur Abschätzung der Ortsauflösung der Lochkamera

Eine Punktquelle erzeugt auf der Abbildungsebene einen Strich der Breite:

$$b = s \left(\frac{r_1 + r_2}{r_1} \right) \quad (3.1)$$

Mit der Vergrößerung $V := r_2/r_1$ läßt sich dies schreiben:

$$b = s (V + 1) \quad (3.2)$$

Zwei Punktquellen in der Urbildebene lassen sich trennen, wenn ihre Bilder mindestens $\Delta x' = b$ auseinander sind. Ihr Abstand beträgt dann:

$$\Delta x = \frac{1}{V} \Delta x' = \frac{1}{V} s (V + 1) = s (V^{-1} + 1) \quad (3.3)$$

Für die Lochkamera ergibt sich mit dem Lochdurchmesser $s = 30\mu m$ und den Abständen $r_1 = 2.5cm$, $r_2 = 7.5cm$ eine Vergrößerung von $V = 3$ und eine geometrische Auflösung $\Delta x_G^{LK} = 40\mu m$. Die Röntgenshmierkamera hat mit der Spaltbreite $s = 130\mu m$ und $r_1 = 33cm$, bzw. $r_2 = 75cm$ eine Vergrößerung von $V = 2.28$ und eine geometrische Auflösung $\Delta x_G^{RK} = 190\mu m$. Sowohl bei der Schmierkamera als auch bei der Lochkamera ist die Fresnelzahl $\frac{s^2}{\lambda r_2}$ bei einer Wellenlänge von $25nm$, das entspricht etwa $50eV$, in der Größenordnung von eins. Deshalb kann man die geometrische Auflösung mit der Breite des Fraunhoferschen Beugungsbildes eines Spaltes vergleichen. Die erste Beugungsordnung hat die Breite $\Delta x' = \frac{2\lambda}{s} r_2$, dies entspricht einer Auflösung von $\Delta x = \Delta x'/V = \frac{2\lambda}{s} r_1$ in der Objektebene. Man erhält die beugungsbegrenzte Auflösung von $\Delta x_B^{LK} = 42\mu m$ für die Lochkamera und $\Delta x_B^{RK} = 125\mu m$ für die Röntgenshmierkamera. Im Rahmen dieser Abschätzung genügt es, wenn man für die Auflösung das Maximum der beiden Fehler annimmt. Die Auflösung der Lochkamera beträgt dann $\Delta x^{LK} \simeq 40\mu m$ und die der Röntgenshmierkamera $\Delta x^{RK} \simeq 200\mu m$. Die Röntgenshmierkamera hat in der Bildebene eine interne Ortsauflösung von $125\mu m$ [44], dies entspricht etwa $60\mu m$ in der Objektebene, verschlechtert also die Auflösung des abbildenden Systems nur unwesentlich.

Die Zeitauflösung der Röntgenshmierkamera ergibt sich bei der gewählten Ablenkgeschwindigkeit von $v_{film} = 0.83cm/ns$ und einem Kathodenspalt von $300\mu m$ aus den Eichdaten der Kamera [44] zu $\Delta t \simeq 50ps$.

3.2. LOCHKAMERA- UND RÖNTGENSCHMIERKAMERA-AUFNAHMEN

Um bei dem verwendeten Lasersystem, Nd-Glas mit $\lambda = 0.53\mu\text{m}$, $\tau_L = 3\text{ns}$, $E_L = 1 - 6\text{J}$, sowohl den Zusammenprall des Plasmas während des Laserschusses, als auch den freien Energietransport durch Laserlicht sehen zu können, wurden Kanalbreiten von 0.3mm , 0.5mm , 1.0mm und 1.5mm verwendet (vgl. Bild 1.8). Jeweils mehrere Aufnahmen bei einer Kanalbreite zeigen, daß die Ergebnisse gut reproduzierbar sind. Deshalb wurde von jeder Kanalbreite jeweils nur eine Lochkamera- und eine Schmierkamera-Aufnahme digitalisiert und weiterverarbeitet. Die Lochkamera-Aufnahmen zeigen die Schwärzungsdichte relativ zur maximalen Schwärzungsdichte auf dem Film in den Quellkoordinaten. Die Röntgenschiernkamera-Aufnahmen, korrigiert mit den vorhandenen Eichkurven für die Empfindlichkeit und geometrische Verzerrungen [44], stellen nun in linearem Maßstab die relative Intensität der Röntgenemission dar (siehe Bilder 3.3-3.6).

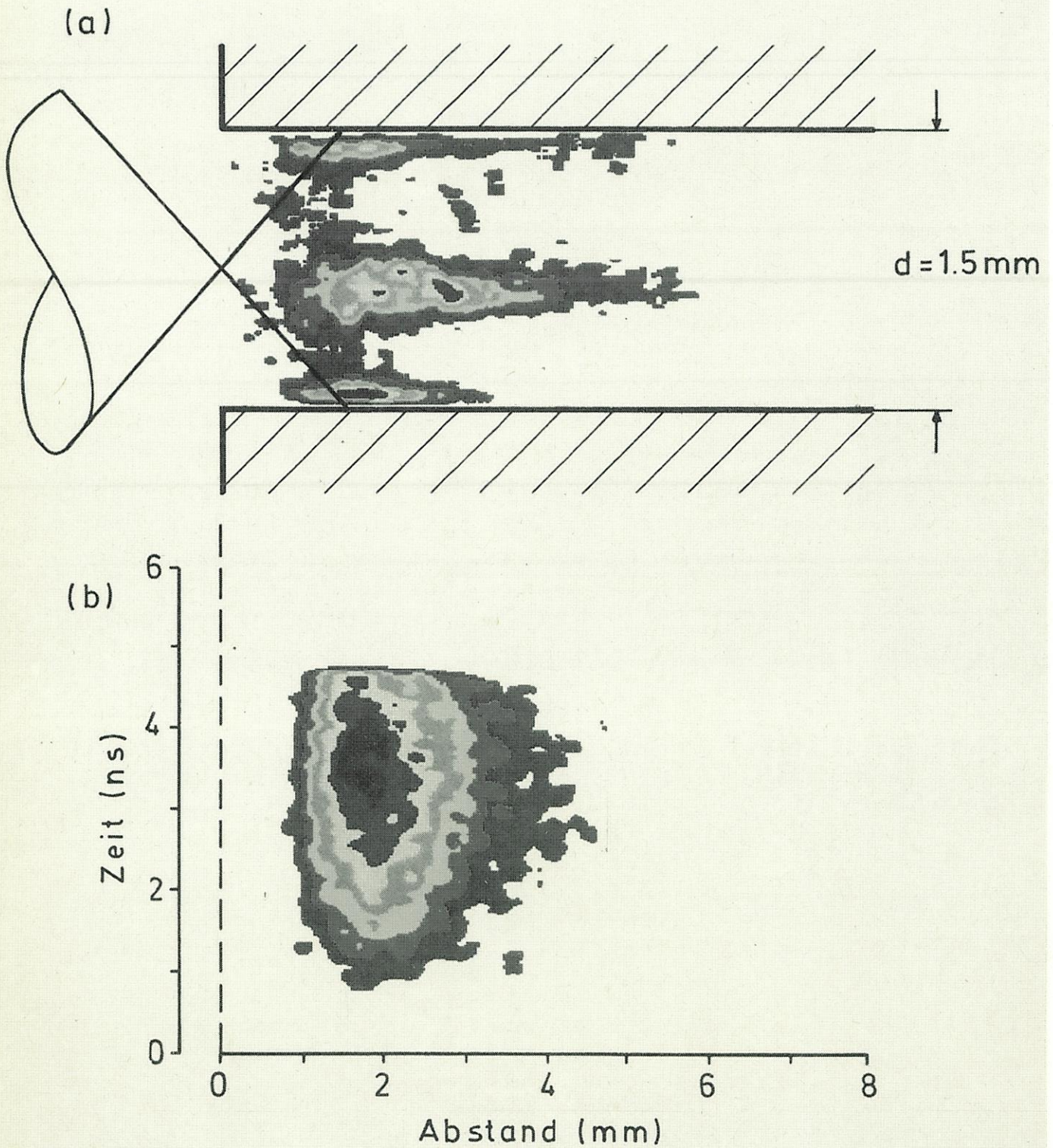


Bild 3.3

(a) Lochkamera- und (b) Röntgenschmierkamera-Aufnahme bei einer Kanalbreite von 1.5 mm und einer Laserpulsdauer von $\tau_L = 3\text{ ns}$

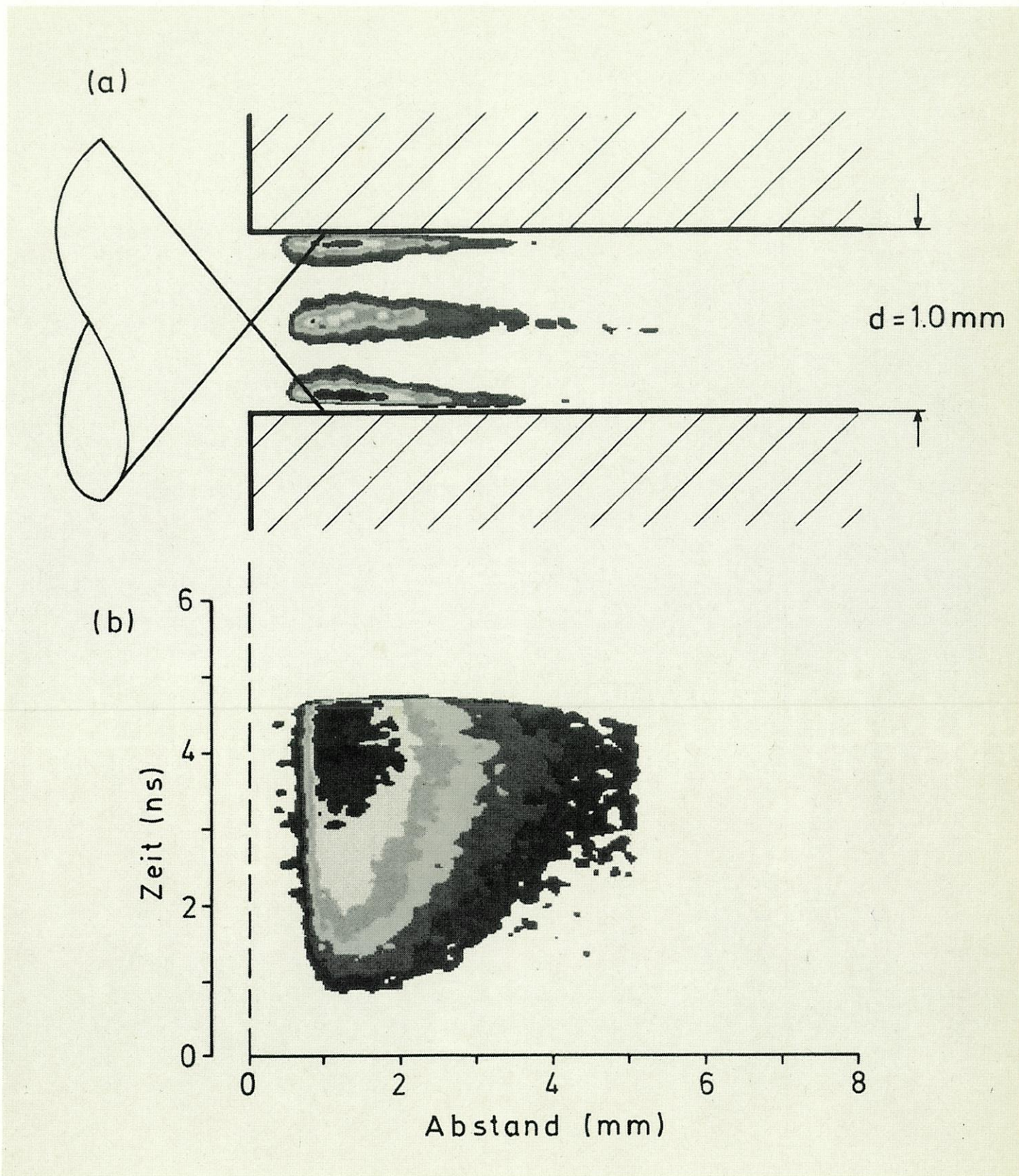


Bild 3.4

(a) Lochkamera- und (b) Röntgenschmierkamera-Aufnahme bei einer Kanalbreite von 1.0 mm und einer Laserpulsdauer von $\tau_L = 3 \text{ ns}$

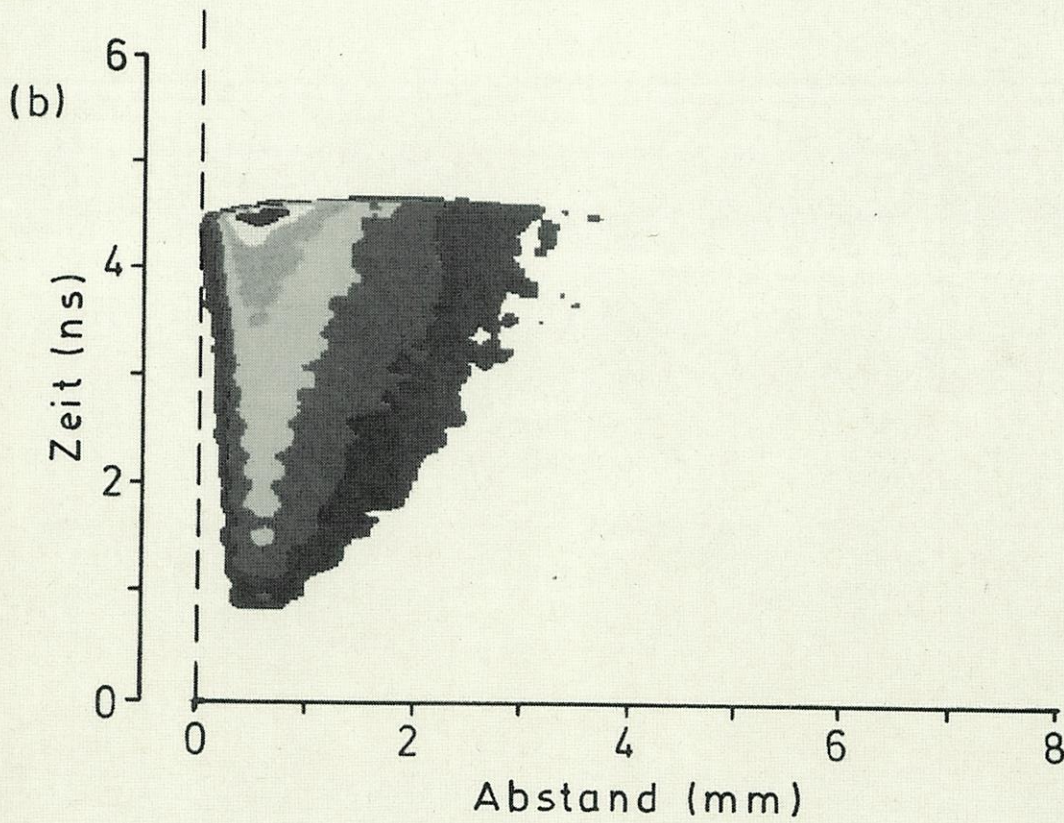
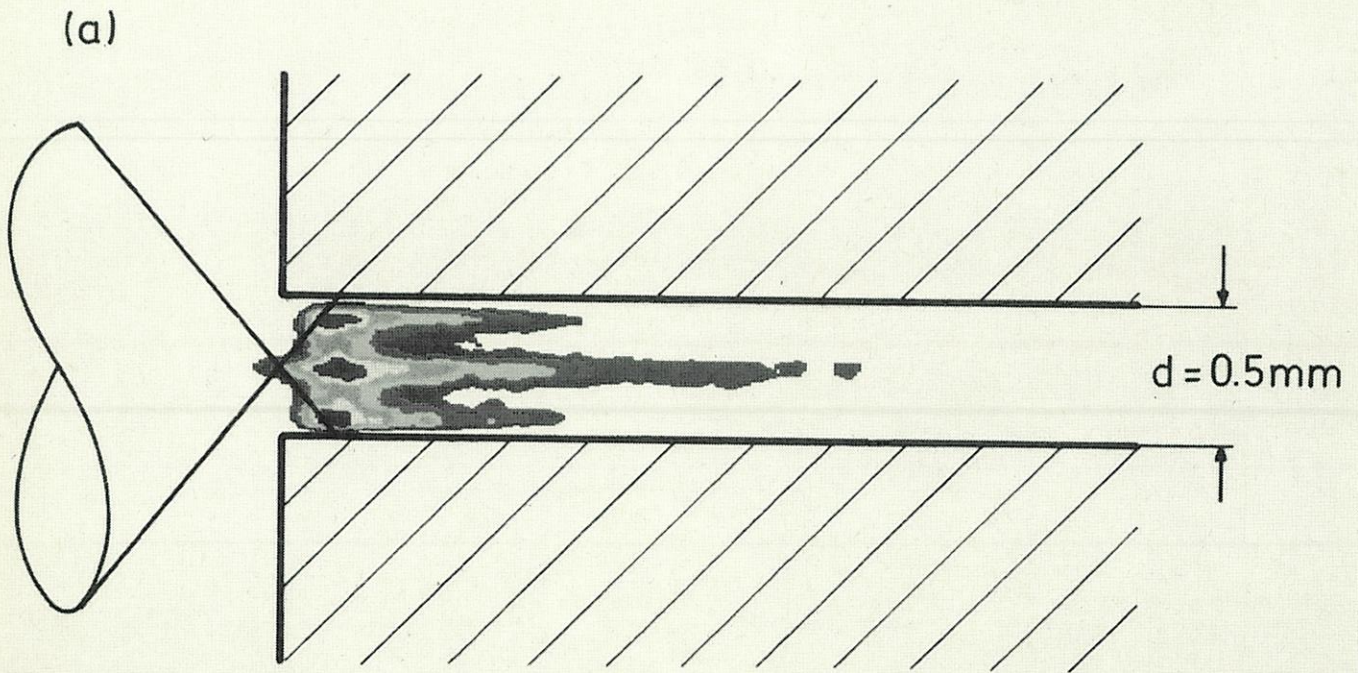


Bild 3.5

(a) Lochkamera- und (b) Röntgenshadowkamera-Aufnahme bei einer Kanalbreite von 0.5mm und einer Laserpulsdauer von $\tau_L = 3\text{ns}$

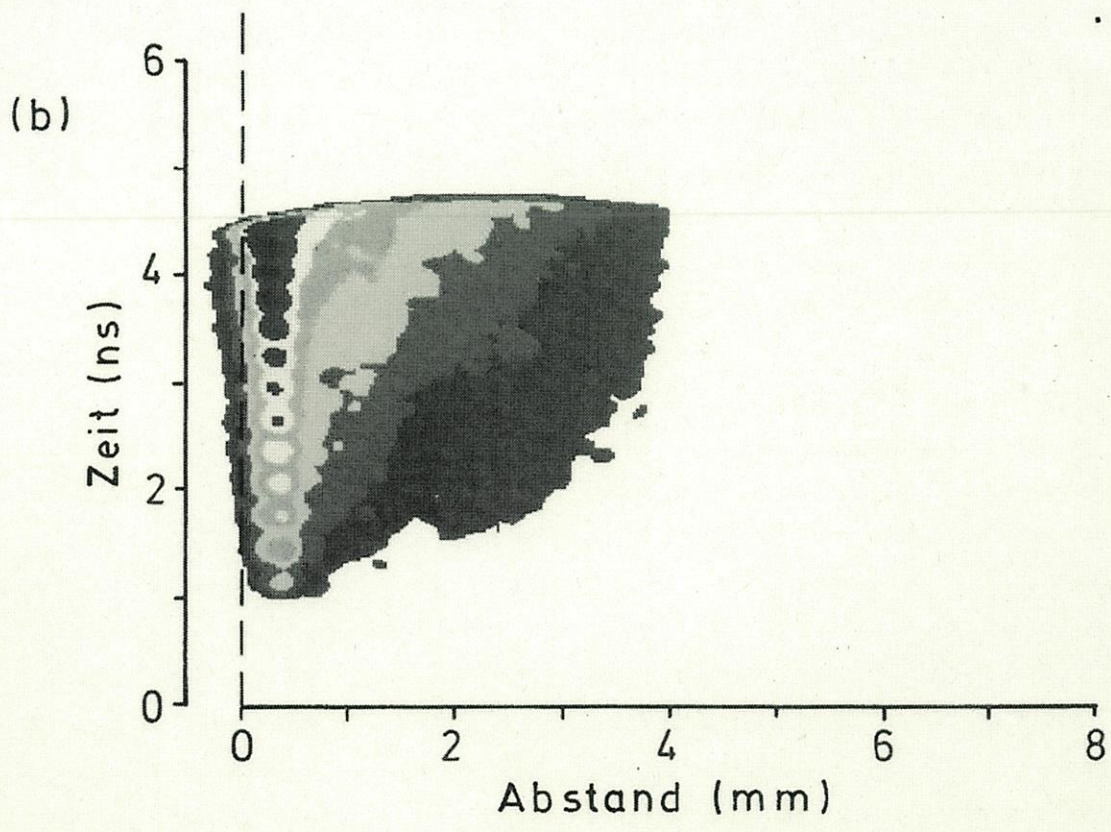
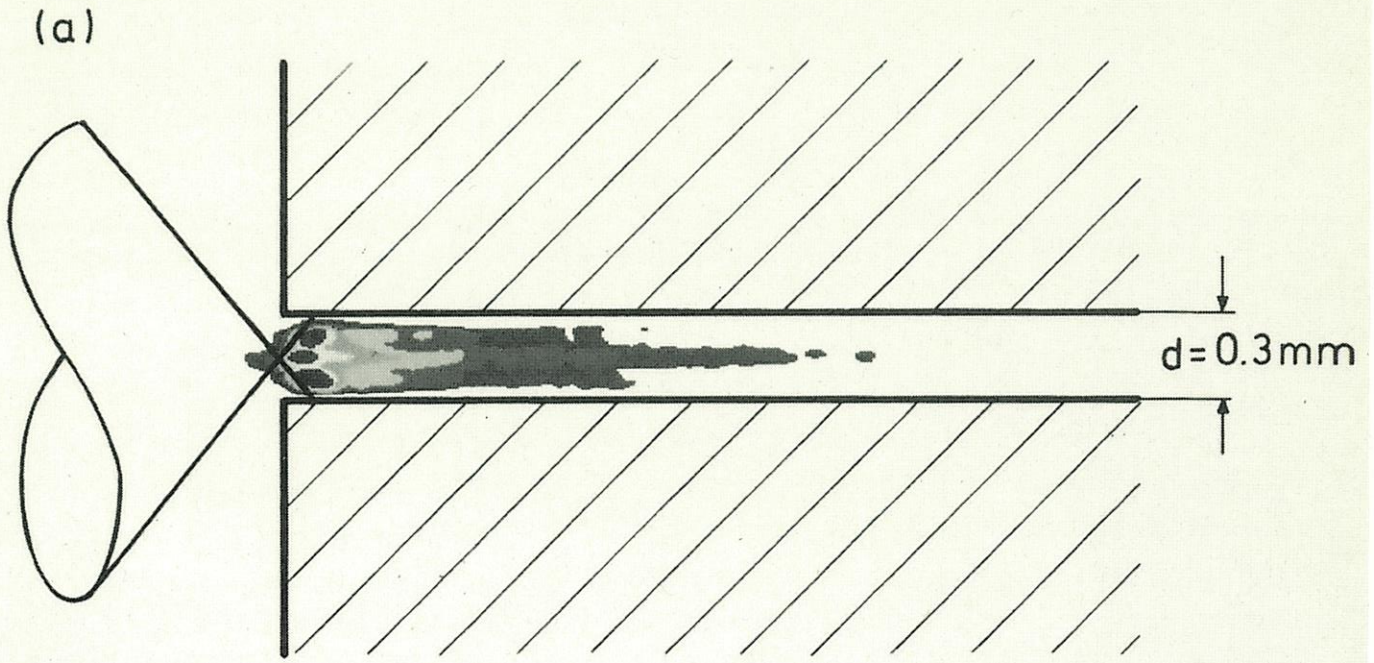


Bild 3.6

(a) Lochkamera- und (b) Röntgenshlierkamera-Aufnahme bei einer Kanalbreite von 0.3 mm und einer Laserpulsdauer von $\tau_L = 3 \text{ ns}$

3.3. INTERPRETATION DER ERGEBNISSE

Obwohl die Kanalbreiten sich um mehr als den Faktor 5 unterscheiden, d.h. die maximale Intensität variiert um den Faktor 25, siehe Gl. (2.6), zeigt sich auf allen Lochkamera-Aufnahmen als markantestes Phänomen eine leuchtende Plasmasäule in der Mitte des Kanals, deren Emission größtenteils sogar die Emission des Wandelementes bei gleicher z-Koordinate übersteigt. Erstaunlich ist die Gleichmäßigkeit und die Reproduzierbarkeit dieses Phänomens. Als wahrscheinlichste Erklärung bietet sich an, daß das von den Wänden abströmende Plasma in der Mitte zusammenprallt. Einfache Abschätzungen, die hier nicht weiter ausgeführt sind, zeigen, daß die Durchdringung der beiden zusammentreffenden Plasmen vernachlässigbar gering ist. Beim Abströmen von der Wand kühlt sich das Plasma soweit ab, daß es aufhört zu strahlen. Nach dem Zusammenprall beginnt es dann wieder zu leuchten, da die Dichte und Temperatur des Plasmas dabei sprunghaft ansteigen. Die leichte Abweichung der Säule in Bild 3.6 von der Symmetrieachse ist wahrscheinlich eine Folge der ungenügenden Justierung von Lochkamera und Laser. Es scheint, daß die Kamera zu tief einjustiert war und die Strukturen im Kanal nicht parallel zur Plattenebene beobachtete. Auch ist die Emission des unteren Wandplasmas stärker als die des oberen, so daß man erwarten würde, daß es heißer ist und schneller abströmt. Die Symmetrieachse der Plasmasäule müßte dann nach oben verschoben sein. Da sie im Bild jedoch nach unten verschoben erscheint, ist eine Dejustierung der Lochkamera die wahrscheinlichste Ursache.

Sehr gut zu beobachten ist auch der Übergang vom rein durch Licht dominierten Energietransport $c_{st_{coll}} \ll r_0$, zum mehr durch Röntgenstrahlung beherrschten Energietransport $c_{st_{coll}} \geq r_0$. Aus Gl. (2.29) läßt sich eine Abschätzung für t_{coll} gewinnen. Für eine Kanalbreite von $d = 1.5mm$ ergibt sich mit den Laserdaten eine Kollisionszeit $t_{coll} = 5ns$. Das heißt das Licht kann während des Laserpulses ungehindert in den Kanal eindringen. Dies läßt sich auch an den Lochkamera- und Schmierkamera-Aufnahmen erkennen. Die Lochkamera registriert Strahlung nur von der Wand und aus der Mitte des Kanals, dazwischen sieht man praktisch keine Schwärzung, d.h. es befindet sich zu keiner Zeit Plasma von genügend hoher Dichte dort, welches das Laserlicht absorbieren, sich dabei aufheizen und strahlen könnte. Die Schmierkamera-Aufnahme zeigt, daß die Röntgenemission zeitlich gut dem Laserpuls folgt. Dies entspricht dem Verhalten in offener ebener Geometrie [45]. Sehr wahrscheinlich formiert sich die Plasmasäule erst nach dem Laserpuls und ihre Strahlung wird von der Schmierkamera nicht mehr registriert, vgl. den

in 5.2 gemessenen zeitlichen Verlauf der Röntgenemission.

Für die Kanalbreite von $d = 1\text{mm}$ erwartet man eine Kollisionszeit von $t_{coll} = 3\text{ns}$, weswegen in den Bildern leichte Veränderungen zum vorhergehenden Fall bemerkbar sein müßten. Auf der Lochkamera-Aufnahme erkennt man das schon bei $d = 1.5\text{mm}$ beobachtete Verhalten noch deutlicher, da hier der dynamische Bereich des Films aufgrund der größeren Intensität besser ausgenutzt wird. Die Schmierkamera-Aufnahme zeigt dagegen bereits eine leichte Verschiebung des Emissionsmaximums zu späteren Zeiten, was sich dadurch erklären läßt, daß gegen Ende des Laserpulses das Plasma in der Mitte des Kanals dichter wird und in Richtung Fokus strömt. Wegen der höheren Laserintensität in Fokusnähe, wird das Plasma dann stärker aufgeheizt und strahlt intensiver.

Die Aufnahmen bei der Kanalbreite $d = 0.5\text{mm}$ mit $t_{coll} = 0.8\text{ns}$ bieten ein anderes Bild. Das Plasma kollidiert hier während des Laserpulses und bildet einen Pfropf, der den größten Teil des Laserlichtes absorbiert. Weiter von der Eintrittsfläche entfernt fällt die beobachtete Intensität stark ab, d.h. das Plasma ist dort kühler, wie es bei Heizung durch Röntgenstrahlung zu erwarten ist. Auch die Schmierkamera-Aufnahmen belegen das veränderte Verhalten. Die Emission steigt während des gesamten Laserpulses an, weil immer mehr Plasma in Bereiche höherer Laserintensität strömt. Auch geht die Aufheizung der hinteren Bereiche nach Abklingen des Laserpulses noch weiter, da das heiße Plasma nachstrahlt und auch das Plasma der verschieden heißen Wandabschnitte nacheinander kollidiert und wieder zu strahlen anfängt. Die Bilder bei der Kanalbreite $d = 0.3\text{mm}$ mit $t_{coll} = 0.3\text{ns}$ demonstrieren dann deutlich den von Röntgenstrahlung dominierten Energietransport. Die Trennung zwischen heißer und kalter Zone ist hier noch signifikanter als im vorhergehenden Fall. Weiter sieht man auf der Schmierkamera-Aufnahme ganz deutlich, daß die Ausstrahlung des vorderen Plasmas während des gesamten Pulses ansteigt und die Aufheizung der hinteren Bereiche bis zum Ende der beobachteten Zeitspanne andauert. Auffallend ist eine Zeitstruktur mit einer Periode von etwa 250ps in den Schmierkamera-Aufnahmen. Diese ist durch eine Zeitstruktur im Laserpuls entstanden und läßt sich vorrangig im härteren Teil des Spektrums erkennen, siehe Bild 3.7, da das heißere Plasma durch die Strahlung sehr effektiv gekühlt wird. Dadurch ist es in der Lage der schnellen Variation der Laserintensität zu folgen. Die Struktur im Laserpuls ist schon aus anderen Experimenten an MPQ bekannt und auf Modenkopplung im Laserresonator zurückzuführen.

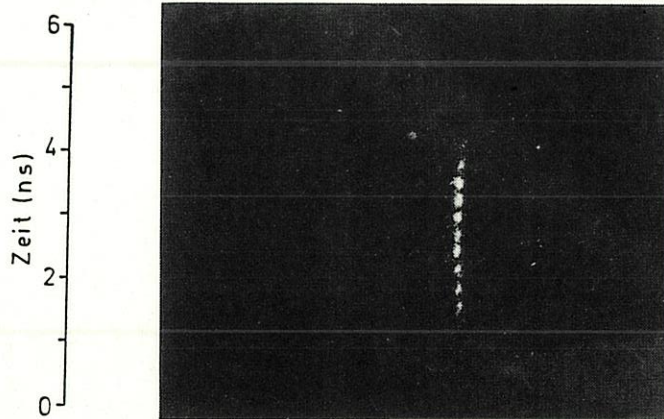


Bild 3.7

Polaroid-Aufnahme des zeitlichen Verlaufs der "harten" Röntgenstrahlung ($h\nu \geq 1\text{keV}$) aus einem Kanal der Breite $d = 0.3\text{mm}$ bei einer Laserenergie von $E_L = 5\text{J}$. Die Röntgenstrahlung wurde mit einer $1\mu\text{m}$ dicken Cu-Folie gefiltert. Man sieht deutlich eine Zeitstruktur mit einer Periode von etwa 250ps . Die hier beobachtete Emission entspricht den Intensitätsmaxima an der Eintrittsfläche des Kanals in der mit Aluminium gefilterten Röntgensmierkamera-Aufnahme bei gleicher Kanalbreite (vgl. Bild 3.6 (b)).

Die Abschätzungen für die Verschlusszeiten und den Energietransport stimmen qualitativ gut mit den Beobachtungen überein. Nur sind auf keinem der Bilder Anzeichen einer Variation der Intensität zu sehen, wie man sie bei mehrfacher Reflexion des Lasers erwartet (vgl. Bild 2.8). Eine Erklärung dafür ist, daß bei großen Kanalbreiten die Intensität des Lichtes, wegen der im Gegensatz zu den Röhren offeneren Geometrie, so schnell abnimmt, daß schon nach der ersten Reflexion kein leuchtendes Plasma mehr erzeugt wird. Bei kleinen Kanalbreiten erfolgt der Energietransport wahrscheinlich überwiegend durch Röntgenstrahlung, wobei keine solchen Intensitätsspitzen auftreten.

4. Lichttransmission

4.1. ZIELSETZUNG UND VERSUCHSAUFBAU

Um die in 1.2 durchgeführten Abschätzungen zur Lichttransmission durch das Röhrrchen zu testen, wurde folgende Versuchsanordnung aufgebaut (Siehe Bild 4.1).

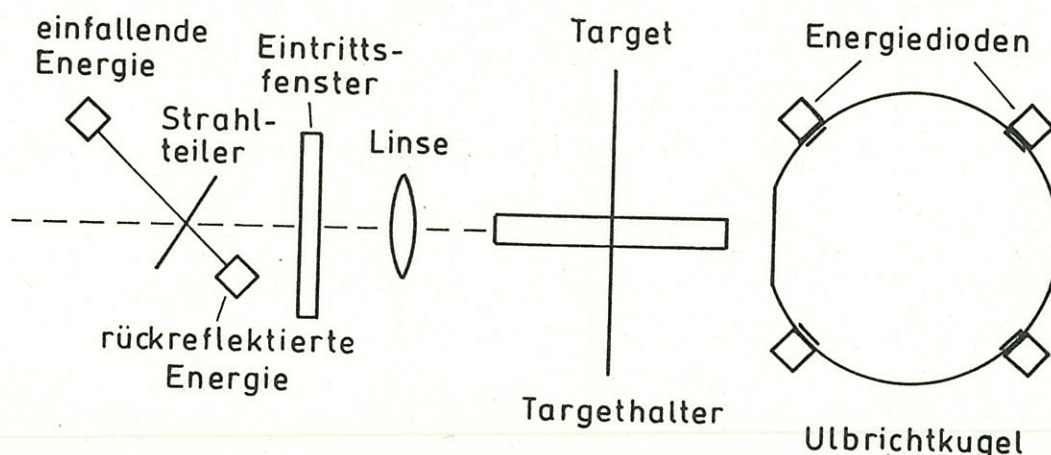


Bild 4.1
Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus

Die Energie des transmittierten Lichtes E_t wird mit einer Ulbricht-Kugel [46] bestimmt, während gleichzeitig die einfallende Energie E_i mit einer gegen ein Kalorimeter geeichten Photodiode gemessen wird. Als Target wurden Goldröhrrchen benutzt, die auf einem Messingstreifen so befestigt sind, daß die Röhrrchenachse senkrecht zur Blechebene steht. Das Blech ist so breit ($\approx 2\text{cm}$), daß evtl. an der Eintrittsfläche gestreutes Licht nicht in die Ulbricht-Kugel eindringen kann. Eine Ulbricht-Kugel eignet sich in diesem Fall sehr gut als Detektor, weil das Signal unabhängig von der Winkelverteilung der einfallenden Strahlung ist, und sie einfach dadurch zu eichen ist, daß man den Laser ohne Target in die Kugel richtet [46]. Gleichzeitig mit dem transmittiertem Licht wird die Energie des durch die Linse zurückgestreuten Lichts E_r gemessen. Die dafür benutzte Photodiode wird geeicht, indem man einen dielektrischen Spiegel bekannter Reflexion vor die Targetkammer stellt, der den Strahl in sich zurückreflektiert. Das Diodensignal entspricht der reflektierten Energie, korrigiert um die Transmission des Eintrittsfensters und der Linse.

An der Ulbricht-Kugel sind 4 Photodioden angebracht, die gegen direktes Licht

abgedeckt sind. Jeweils zwei an der Eintrittsseite und zwei an der Rückseite sind mit verschiedenen Filtern versehen. Mit dieser Anordnung läßt sich der dynamische Bereich der Messung vergrößern und die verbliebenen Asymmetrien der Lichtverteilung in der Ulbricht-Kugel herausmitteln.

Die durch die Nichtlinearitäten der Photodioden und die Asymmetrien der Lichtverteilung bedingten Fehler der Transmission betragen etwa 10%. Testschüsse mit dem Target innerhalb der Ulbricht-Kugel haben gezeigt, daß innerhalb dieser Meßgenauigkeit bei den hier betrachteten Intensitäten kein nennenswerter Anteil der Laserenergie von der Eintrittsfläche zurückreflektiert wird. Der direkt durch die Linse reflektierte Teil blieb immer kleiner als 1% der einfallenden Energie.

4.2. ERGEBNISSE UND INTERPRETATION

Das erste Testsystem für die Transmission bestand aus einem Nd-Glas Laser mit $E_L = 200mJ$, $\tau_L = 30ps$, $\lambda = 0.53\mu m$, der mit einer Linse mit effektiver F-Zahl $F_{eff} = 2.5$ auf Goldröhrchen mit $D = 200\mu m$ Durchmesser fokussiert wurde. In diesem Fall ist zu erwarten, daß sich das Plasma während des Laserpulses kaum ausdehnt, siehe 2.4, und die Bedingungen für spiegelnde Reflexion am besten sind. Die Experimente zeigten jedoch eine sehr starke Streuung der Meßwerte, siehe Bild 4.2, so daß sie sich nicht interpretieren lassen.

Da bei den Röhrchen mit besonder schlechter Transmission ein großer Anteil durch die Linse zurückreflektierten Lichtes festgestellt wurde, war zu vermuten, daß diese Targets an der Eintrittsfläche Beschädigungen und Abweichungen von der Kreisform aufweisen, was sich bei Kontrollen im Lichtmikroskop bestätigte. Die Justierung der Targets war ebenfalls sehr kritisch, da der Targetdurchmesser in der Größenordnung des Fokusbereichs von etwa $50\mu m$ liegt. Da alle Fehler bei der Justierung und eine schlechte Qualität der Röhrchen die Transmission verringern, erscheint es sinnvoll, nur die Schüsse mit maximaler Transmission bei gegebener Röhrchenlänge mit den Abschätzungen aus Kapitel 2.2 zu vergleichen (siehe Bild 4.3). Als Fehler wurden nur die 10 % Apparateungenauigkeit eingetragen, da die anderen Unsicherheiten nur sehr schwer zu quantifizieren sind.

Berücksichtigt man die Tatsache, daß die Laserenergie bei den verschiedenen Schüssen um bis zu 50% geschwankt hat, sowie die weiteren Unsicherheiten, so stimmen die Meßwerte relativ gut mit den Abschätzungen überein. Aus dem Vergleich mit den theoretischen Kurven läßt sich eine mittlere Reflektivität von

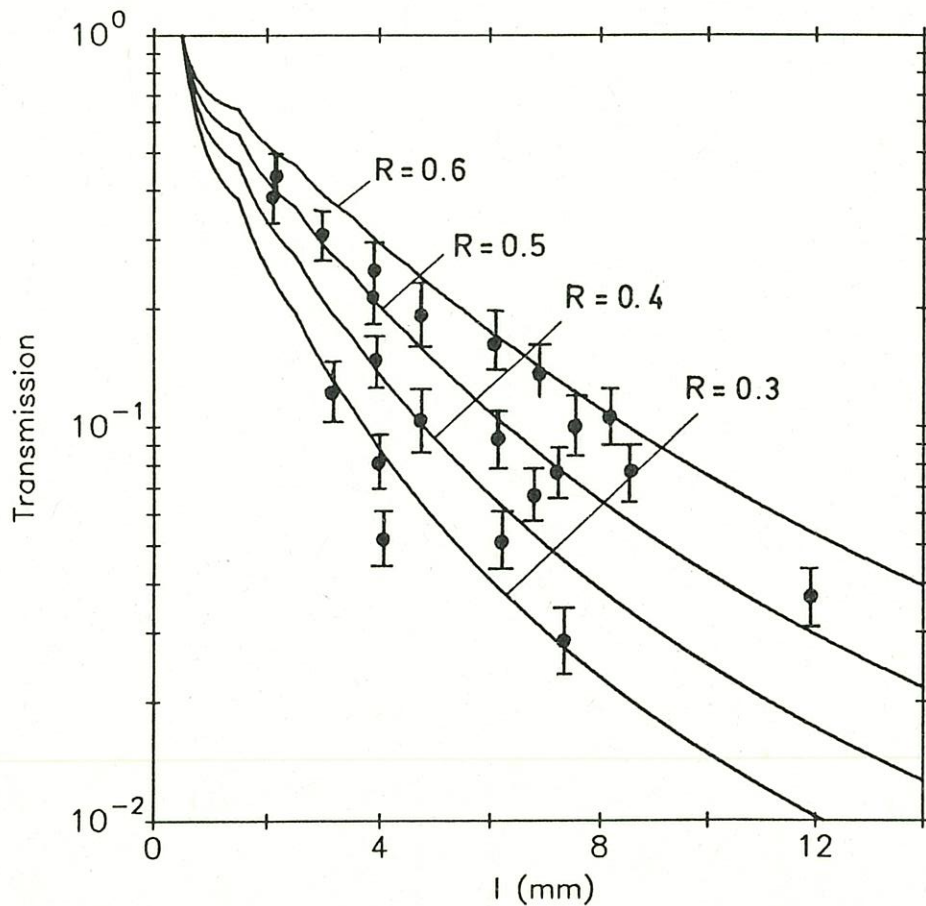


Bild 4.2

Transmission durch Goldröhrchen mit $200\mu\text{m}$ Durchmesser bei Laserpulsen von $\tau_L = 30\text{ps}$ Dauer. Es sind alle ermittelten Werte aufgetragen. Zum Vergleich ist die aus den Abschätzungen von Kapitel 2.2 gewonnene Transmission für 4 verschiedene mittlere Reflektivitäten dargestellt.

$R = 55\%$ gewinnen. Die maximale Intensität auf der Röhrcheninnenwand beträgt hier: $S_L^{max} = 10^{13}\text{W}/\text{cm}^2$, die mittlere Intensität $S_L^{ave} := \frac{P_L}{\pi D l}$, l : Röhrchenlänge, ergibt sich zu $S_L^{ave} = 10^{11}\text{W}/\text{cm}^2$.

Das zweite Testsystem waren Goldröhrchen mit $700\mu\text{m}$ Durchmesser und ein Laser mit $E_L = 7\text{J}$, $\tau_L = 3\text{ns}$, $\lambda = 0.53\mu\text{m}$, der mit einer $F_{eff} = 1.2$ Linse auf das Target fokussiert wurde. Aus den Abschätzungen über die Verschlußzeit ist zu erwarten, daß der Energietransport von Licht dominiert wird, die Transmission also den Abschätzungen folgen sollte. Die maximale Intensität beträgt hier $S_L^{max} = 10^{11}\text{W}/\text{cm}^2$, die mittlere $S_L^{ave} = 10^{10}\text{W}/\text{cm}^2$. Die Meßwerte zeigen ein gut reproduzierbares Verhalten, so daß alle Meßpunkte zum Vergleich mit der

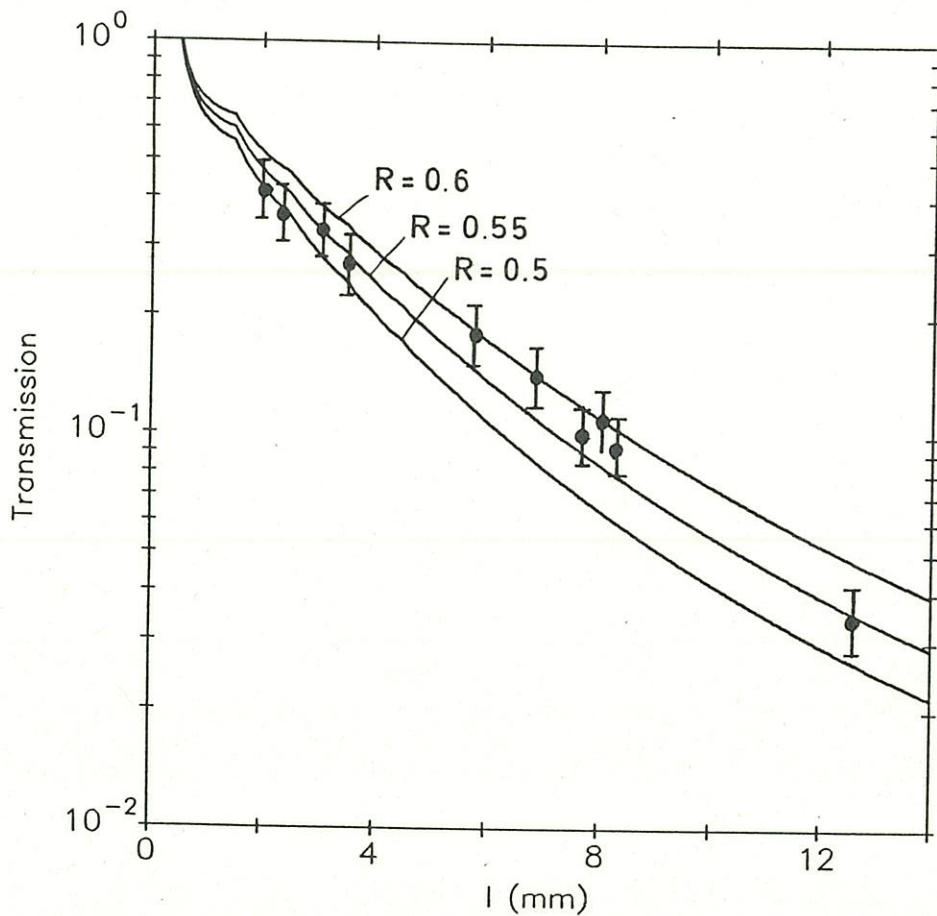


Bild 4.3

Transmission durch Goldröhrchen mit $200\mu\text{m}$ Durchmesser bei Laserpulsen von $\tau_L = 30\text{ps}$ Dauer. Es sind nur die maximalen Werte aufgetragen, die bei einer festen Länge gemessen wurden. Zum Vergleich ist die aus den Abschätzungen von Kapitel 2.2 gewonnene Transmission für 3 verschiedene mittlere Reflektivitäten dargestellt.

Theorie verwendet werden (siehe Bild 4.4).

Der Vergleich zwischen Messung und Abschätzung liefert innerhalb der Apparategenauigkeit eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment, obwohl das Plasma während der Laserpulsdauer schon merklich expandiert. In diesem Fall ergibt sich eine mittlere Reflektivität von $R = 60\%$.

Die beiden vorgestellten Messungen zeigen, daß die Vorstellung mehrfacher Reflexion des Lichts im Röhrchen einen guten Anhaltspunkt für die beobachtete Transmission gibt.

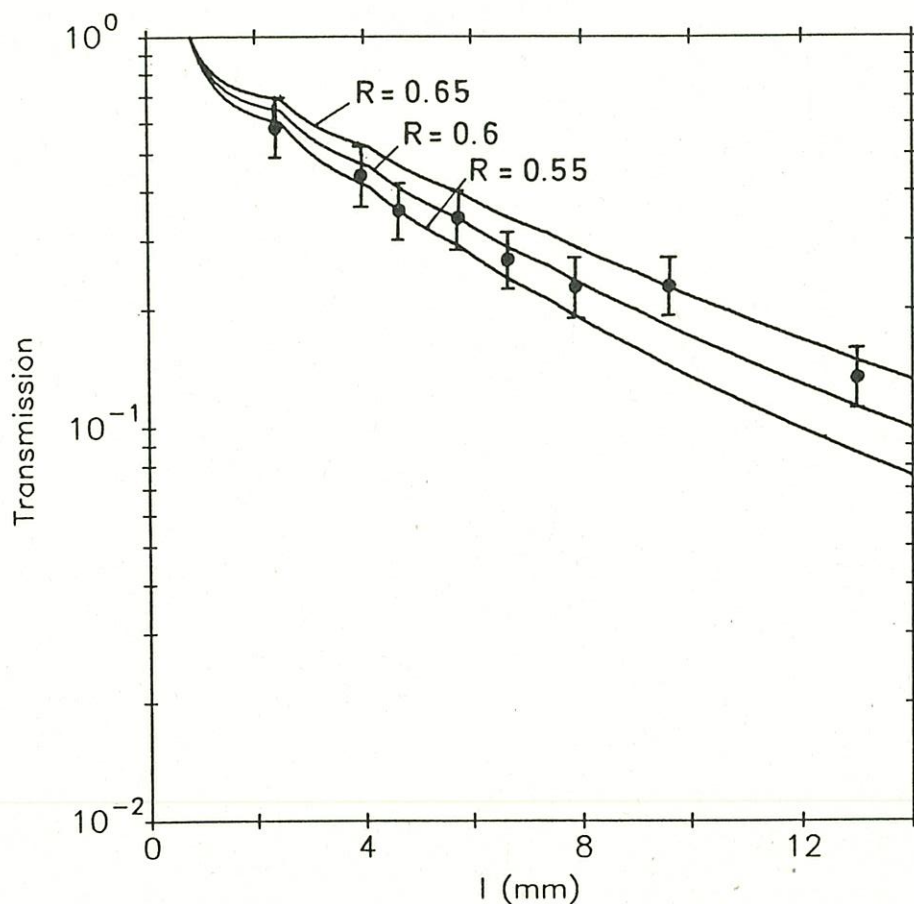


Bild 4.4

Transmission durch Goldröhrchen mit $700\mu\text{m}$ Durchmesser bei Laserpulsen von $\tau_L = 3\text{ns}$ Dauer. Zum Vergleich ist die aus den Abschätzungen von Kapitel 2.2 gewonnene Transmission für 3 verschiedene mittlere Reflektivitäten dargestellt.

Um das Verhalten von Goldröhrchen zu sehen, bei denen man einen Verschuß durch Plasma erwartet, wurde folgendes Testsystem benutzt: Ein Laser mit $E_L = 7\text{J}$, $\tau_L = 3\text{ns}$, $\lambda = 0.53\mu\text{m}$, wird mit einer $F_{eff} = 1.2$ Linse auf ein Röhrchen mit $D = 200\mu\text{m}$ fokussiert. Da die Meßwerte wie im ersten Fall eine starke Streuung aufweisen, werden wieder nur die Maximalwerte zum Vergleich mit der Theorie herangezogen (siehe Bild 4.5).

Wie man sieht, läßt sich die Messung keiner mittleren Reflektivität zuordnen. Nimmt man jedoch an, daß bis zum Verschuß durch Plasma etwa 20% des Lichts frei propagieren kann, so lassen sich die Meßpunkte relativ gut mit einer Transmissionskurve bei $R = 70\%$ in Übereinstimmung bringen. Die Hypothese

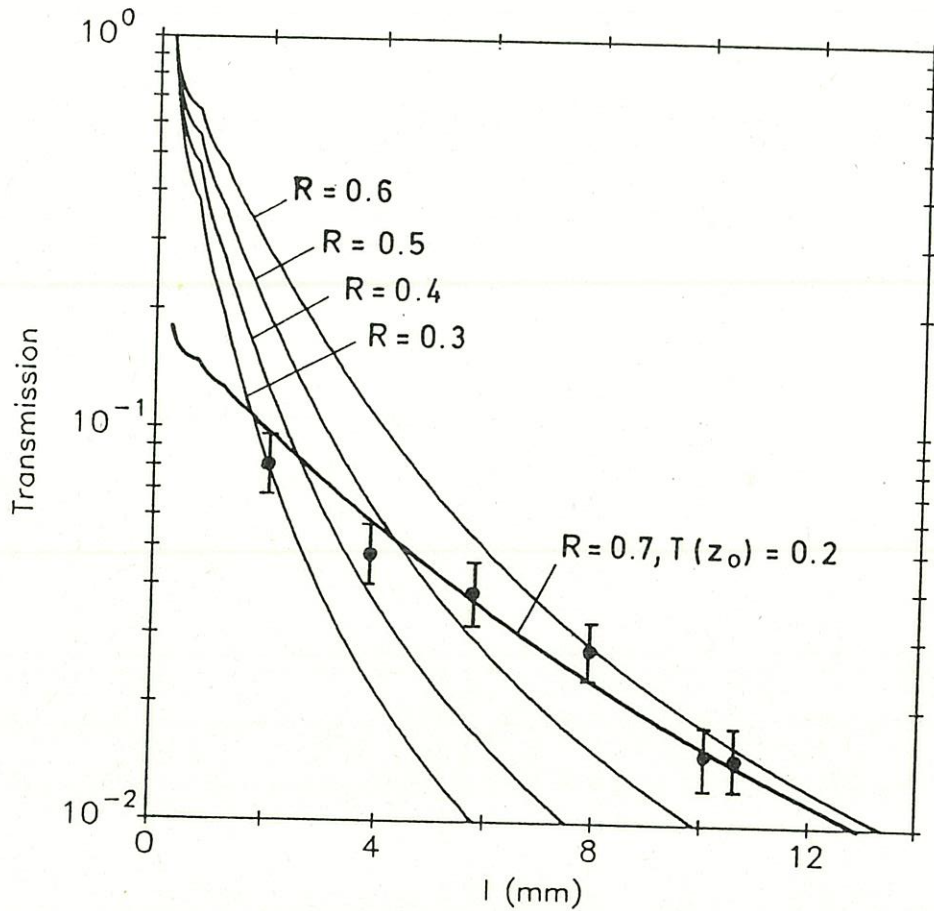


Bild 4.5

Transmission durch Goldröhrchen mit $200\mu\text{m}$ Durchmesser bei Laserpulsen von $\tau_L = 3\text{ns}$ Dauer. Zum Vergleich ist die aus den Abschätzungen von Kapitel 2.2 gewonnene Transmission für 4 verschiedene mittlere Reflektivitäten dargestellt. Außerdem wurde eine Kurve eingezeichnet, die sich aus der Annahme ergibt, daß nur 20% des Laserlichts in das Röhrchen eindringen, d.h. die Transmission $T(z_0) \simeq 0.2$.

eines Verschlusses durch Plasma ist demnach konsistent mit den experimentellen Daten. Erstaunlich ist, daß die mittlere Reflektivität bei Nanosekundenpulsen in diesem Fall größer ist als bei Picosekundenpulsen, was im Gegensatz zu den bei ebenen Targets gefundenen Verhältnissen [35] steht. Dieser Gegensatz läßt sich mit den zur Verfügung stehenden Daten nicht erklären, dazu sind detailliertere Abschätzungen und Experimente notwendig.

5. Röntgendiagnostik und Temperaturmessung bei laserlichtdominiertem Energietransport

5.1. ZIELSETZUNG UND VERSUCHSAUFBAU

Zur Charakterisierung des im Röhrchen entstehenden Plasmas bei durch Laserlicht dominiertem Energietransport wurden verschiedene Diagnostiken eingesetzt, die das zeitliche und räumliche Verhalten der Röntgenemission registrierten. Es wurden Goldröhrchen mit $D = 700\mu\text{m}$ Durchmesser verwendet, die durch $\tau_L = 3\text{ns}$, $E_L \simeq 8\text{J}$ Nd-Glas-Laserpulse mit $\lambda = 0.53\mu\text{m}$ geheizt wurden. Die Abschätzungen aus Kapitel 2.4 zeigen, daß der Energietransport im wesentlichen durch Licht erfolgt, nur gegen Ende des Laserpulses ist möglicherweise ein Verschuß durch Plasma zu erwarten.

Eine wichtige Frage war, ob sich die in der Mitte der zwei parallelen Platten entstandene Plasmasäule auch bei den Röhrchen beobachten läßt. Zur Klärung dieser Frage wurden Lochkameraaufnahmen der Austrittsfläche der Röhrchen angefertigt (siehe 5.2). Bei der gewählten Pulsdauer ist zu erwarten, daß das Plasma ein ähnliches Verhalten wie bei einem Plattenabstand von $d = 0.5\text{mm}$ zeigt (siehe 3.2).

Um ein Maß für die Kollisionszeit t_{coll} zu bekommen, wurde in einer zweiten Versuchsserie mit einer Röntgenphotodiode [47] der zeitliche Verlauf der Strahlung beobachtet (siehe 5.3).

Die Lochkamera und die Röntgenphotodiode waren jeweils mit einem $1.6\mu\text{m}$ dicken Al-Filter versehen, der nur für den Energiebereich zwischen $30\text{--}70\text{eV}$ und bei mehr als 300eV Transmission zeigt (vergleiche die Filterkurven in 5.5). Da gleichzeitig mit einer sogenannten Schlitzkamera die Winkelverteilung der aus dem Röhrchen emittierten Röntgenstrahlung gemessen wurde, mußte die Röntgenphotodiode im Winkel von $\vartheta = 24^\circ$ angeordnet werden, damit die Sichtlinie der Diode frei blieb (siehe Bild 5.1).

Bei der Schlitzkamera handelt es sich um ein lichtdichtes Gehäuse in Form eines Kreissegmentes, in dem ein röntgenempfindlicher Filmstreifen so angeordnet ist, daß er einen Teilkreis bildet. Auf der dem Plasma zugewandten Seite ist in das Gehäuse ein Schlitz eingefräst, der mit einem Filter abgedeckt wird. Die Strahlung, die durch dieses Filter dringt, wird auf dem Film registriert. Aus der Filmschwärzung läßt sich dann über die Geometrie die Winkelverteilung der Strahlung erhalten.

Die hier benutzte Kamera besitzt einen Filmkreisradius von 130mm und überdeckt

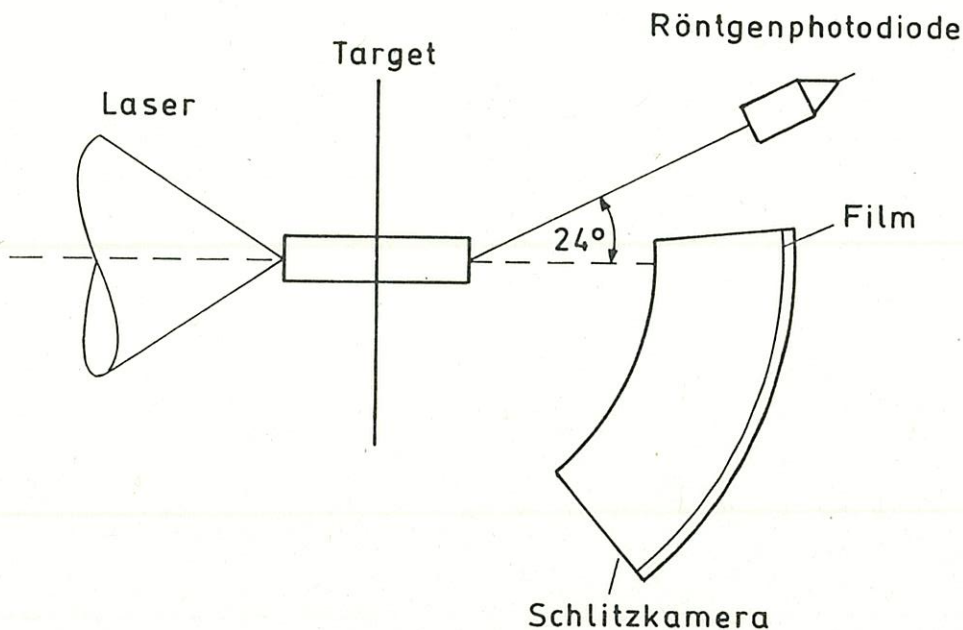


Bild 5.1
Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus.

einen Winkelbereich von 60° . Eine Al-Folie von $5\mu\text{m}$ Dicke dient als Eintrittsfenster für die Röntgenstrahlung. Als röntgenempfindlicher Film wurde Kodak 101-01 verwendet. Bei den Messungen war die Schlitzkamera so angeordnet, daß sie im wesentlichen nur die Strahlung in einer Halbebene registrierte, um ihren Öffnungswinkel besser auszunutzen (siehe Bild 5.1).

Sind die Filmempfindlichkeit und die Filtertransmission gut bekannt, so kann man sowohl aus den Lochkamera-Aufnahmen als auch aus den mit der Schlitzkamera gewonnenen Daten auf die Strahlungstemperatur des Plasmas schließen. Daraus läßt sich mit der Winkelverteilung des emittierten Röntgenlichts die Energie der nach hinten ausgesendeten Röntgenstrahlung in dem vom Filter begrenzten Energiebereich bestimmen.

Da sich die hier verwendeten Eichdaten für Filmempfindlichkeit und Filtertransmission als relativ unzuverlässig erwiesen haben, ist es nur möglich, über eine Konsistenzbetrachtung aus den Daten aller drei Diagnostiken eine grobe Abschätzung der Temperatur und eine untere Grenze für die Energie der ausgesendeten Röntgenstrahlung anzugeben. Dies liefert auch einen Anhaltspunkt über die Größenordnung der Konversion von Laserlicht in Röntgenstrahlung (siehe 5.5).

5.2. LOCHKAMERA-AUFNAHMEN

Da die Lochkamera axial von hinten auf das Röhrrchen blickt, ist nicht unmittelbar klar von welchem Raumelement die beobachtete Strahlung herrührt. Über eine einfache Abschätzung läßt sich jedoch aus dem Durchmesser des entstandenen Bildes der Ort der Emission relativ genau bestimmen (siehe Bild 5.2).

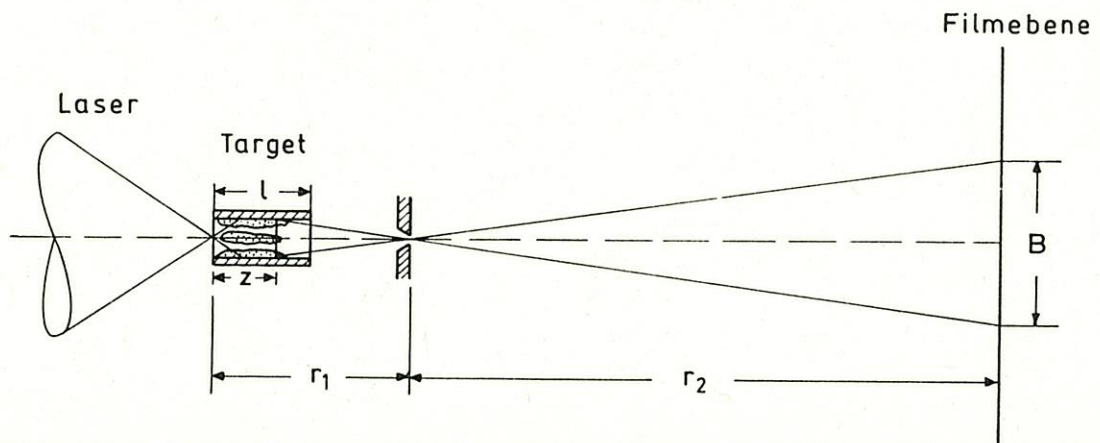


Bild 5.2

Schemazeichnung zur Berechnung der z -Koordinate der im Röhrrchen beobachteten Ebene.

Für die Größe des Bildes auf der Filmebene gilt:

$$B = \frac{r_2}{r_1 - z} D \quad (5.1)$$

wobei D der Durchmesser des Röhrrchens ist und z die Koordinate der Objektebene relativ zur Fokusposition. Damit läßt sich z leicht bestimmen:

$$z = r_1 - \frac{D}{B} r_2 \quad (5.2)$$

Betrachtet man die gewonnene Lochkameraaufnahme auf der Filmebene (siehe Bild 5.3), so ergibt sich aus den bekannten Werten von $r_1 = 25\text{mm}$, $r_2 = 75\text{mm}$, $D = 0.7\text{mm}$ und der Bildgröße $B = 2.5\text{mm}$ ein Wert von $z = 4\text{mm}$. Die gesamte Röhrrchenlänge beträgt hier 6mm . Die größte Fehlerquelle bei dieser Betrachtung dürfte die Bestimmung der Bildgröße B sein, was zu einer Genauigkeit von etwa 10% für z führt (vgl Bild 5.3).

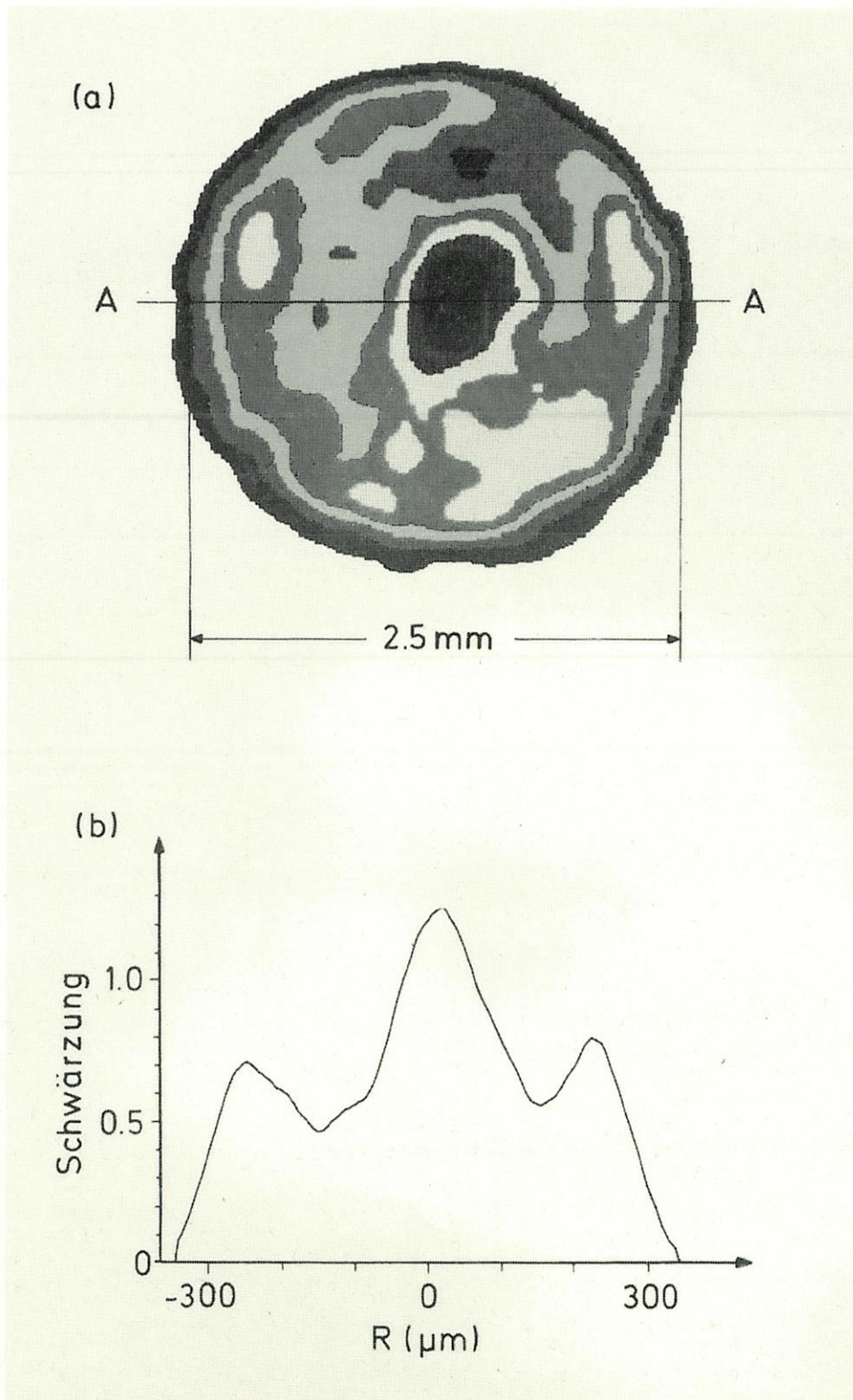


Bild 5.3

(a) Lochkameraaufnahme des Röhrenquerschnitts von der laserabgewandten Seite gesehen und (b) Schnittbild der Filmschwärzung entlang der Line A-A. Die in (a) angegebene Breite entspricht der Größe des Bildes in der Lochkamera, in (b) sind die Ortskoordinaten innerhalb des Röhchens angegeben.

Da das Plasma für die beobachtete Röntgenstrahlung möglicherweise nicht optisch dick ist, kann man aus der obigen Diskussion nur schließen, daß die in den Randbereichen des Bildes registrierte Strahlung bei $z = 4\text{mm}$ emittiert wurde. Die Schwärzung in den zentralen Bereichen des Bildes stammt sehr wahrscheinlich von Strahlung der Röhrchenabschnitte mit $z < 4\text{mm}$. Dies erklärt auch, warum das Maximum der Ausstrahlung des Wandplasmas nicht näher am Bildrand liegt, wo man es erwarten würde, wenn das Bild aus einer gut definierten Ebene stammt, denn beim Abströmen von der Wand kühlt sich das Plasma ab und strahlt schwächer.

Die in Bild 5.3 gezeigte Lochkamera-Aufnahme zeigt ein typisches Beispiel mehrerer ausgewerteter Laserschüsse. Wie deutlich zu sehen ist, formiert sich eine leuchtende Plasmasäule im Zentrum des Röhrchens, analog zu den bei den Plattentargets beobachteten Phänomenen. Dieser Effekt ist bei fast allen gewonnenen Aufnahmen zu sehen und bei guter Justierung von Laser, Target und Lochkamera auch reproduzierbar. Vergleichbar mit den Parallelplattenexperimenten ist auch der schwächer leuchtende Bereich zwischen Wand und Zentrum des Röhrchens. Interessant zu sehen ist, daß sich die Plasmasäule genau im Zentrum des Röhrchens befindet, obwohl die Emission und damit die Temperatur des Wandplasmas relativ unsymmetrisch ist. Wegen der Ähnlichkeit mit dem im ebenen Fall beobachteten Verhalten kann man davon ausgehen, daß auch hier die zentrale Plasmasäule durch den Zusammenprall des abströmenden Plasmas entsteht, welches sich dabei aufheizt und erneut zu strahlen beginnt.

Die Asymmetrie der Strahlung des Wandplasmas beruht wahrscheinlich auf der Inhomogenität der Beleuchtung durch das Laserlicht. Es ist bekannt, daß bei Hochleistungslasern in der Nähe des Fokus starke räumliche Intensitätsschwankungen auftreten [48, 34].

Eine detailliertere Analyse der Lochkamera-Aufnahmen in Verbindung mit den Schlitzkameraaufnahmen und den Röntgenphotodiodensignalen liefert einen Schätzwert für die effektive Temperatur der am stärksten strahlenden Teile des Plasmas von etwa $T_{eff} = 45 \pm 15\text{eV}$ (siehe 5.5).

5.3. ZEITAUFGELÖSTE MESSUNGEN DER RÖNTGENEMISSION

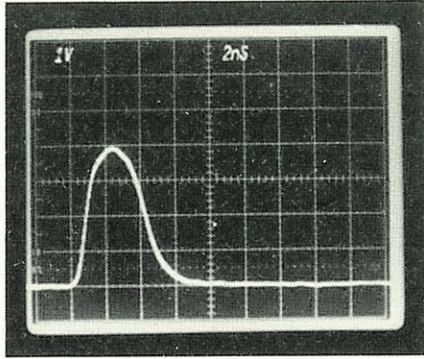
Die von der Röntgenphotodiode gelieferten Signale wurden mit einem Tektronix 7104 Oszillograph registriert und auf Polaroid Film festgehalten. Die Anstiegszeit und Abfallzeit der Diode sind kürzer als die Zeitaufösung des Oszillographs bei der gewählten Ablenkgeschwindigkeit [47].

Jeweils typische Signale für 5 verschiedene Röhrenlängen sind in Bild 5.4 dargestellt. Zum Vergleich sieht man eine Aufzeichnung des zeitlichen Verlaufes des Laserpulses, aufgenommen mit einer schnellen Photodiode, Typ Valvo 1002, auf dem gleichen Oszillograph.

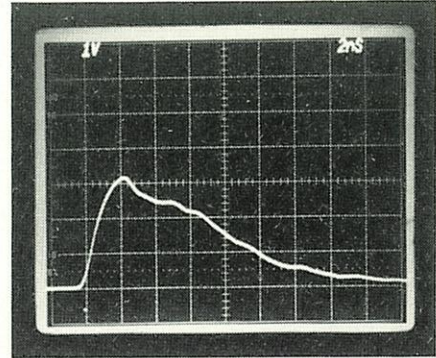
Wie deutlich zu sehen ist, dauert die Röntgenemission erheblich länger als der Laserpuls mit $\tau_L = 3ns$. Die Dauer der Röntgenemission beträgt bei allen Röhrenlängen ungefähr $\tau_R = 8ns$. Weiter sieht man, daß die Röntgenemission etwa $4ns$ lang dem Laserpuls folgt, dann aber nicht steil abfällt, sondern relativ langsam abklingt. Bei dem $l = 12.3mm$ langen Röhren steigt die Strahlung nach dem Laserpuls sogar noch an. Auch werden die Signale mit wachsender Röhrenlänge immer kleiner.

Die ganzen hier aufgeführten Phänomene lassen sich konsistent erklären mit der Vorstellung vom Energietransport durch Laserlicht und dem Zusammenprall des Plasmas im Zentrum des Röhrens. Mit wachsender Länge wird die Intensität des Laserlichts am Ende des Röhrens immer geringer, so daß die von dort emittierte Strahlung schwächer wird. Da die Diode unter einem Winkel von $\vartheta = 24^\circ$ auf das Röhren blickt, sieht sie nur die von den hinteren Bereichen ausgehende Strahlung. Dies erklärt den Abfall der Intensität mit wachsender Länge. Die Abschätzungen aus Kapitel 2.4 ergeben, bei einem rechteckförmigen Laserpuls, eine Kollisionszeit von $t_{coll} = 2.2ns$. Definiert man den Beginn des Laserpulses als den Zeitpunkt, wo er seine halbe maximale Intensität erreicht, so zeigen die Bilder, daß nach etwa $3ns$ die Intensität der Röntgenstrahlung aufhört, dem zeitlichen Verlauf des Laserpulses zu folgen. Dies widerspricht dem bei ebener Geometrie beobachteten Verhalten, daß der Röntgenpuls bis auf ein kurzes Nachleuchten dem Verlauf des Laserpulses entspricht [45]. Geht man davon aus, daß diese Abweichung von dem Zusammenprall des Plasmas herrührt, so ergibt sich daraus ein Meßwert für die Kollisionszeit von $t_{coll}^{exp} \simeq 3ns$. Unter Berücksichtigung der Einfachheit des verwendeten Modells stimmen Abschätzung und Messung relativ gut überein. Durch den Zusammenprall heizt sich nach dem Laserpuls das von der Röhrenwand stammende und schon abgekühlte Plasma wieder auf und beginnt erneut zu strahlen. Dies würde den lang andauernden Anteil der Röntgenstrahlung erklären. Bei niedriger Laserintensität, wie in den Endbereichen längerer Röhren, könnte dieser Mechanismus sogar effektiver sein als die direkte Laserstrahlung, was den Anstieg der Röntgenemission bei den $l = 12.3mm$ langen Röhren plausibel machen würde (siehe Bild 5.4).

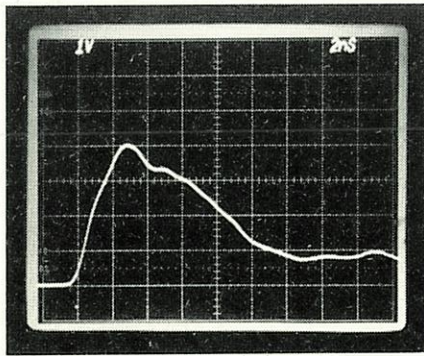
(a) Laserpuls



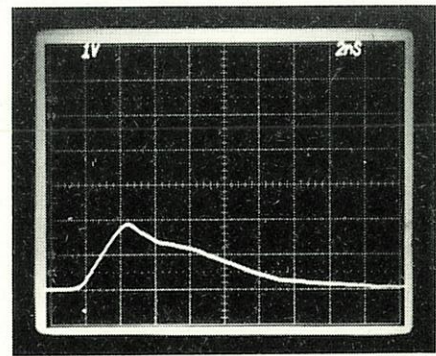
(d) $l = 6.0\text{mm}$



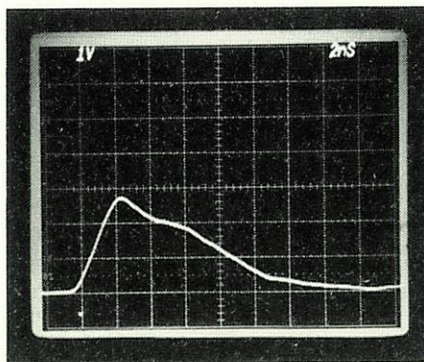
(b) $l = 3.1\text{mm}$



(e) $l = 7.6\text{mm}$



(c) $l = 4.5\text{mm}$



(f) $l = 12.3\text{mm}$

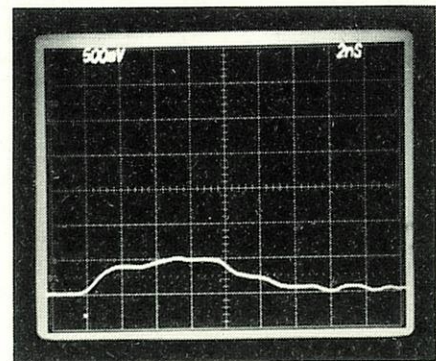


Bild 5.4

Laserpulsform (a) und Röntgenpulsform bei fünf verschiedenen Röhrenlängen (b)-(f).

5.4. SCHLITZKAMERAUFNAHMEN

Die in der Schlitzkamera belichteten Filmstreifen, siehe Bild 5.5, wurden densitometriert und die Filmschwärzung gegen den Winkel aufgetragen. Die Winkelkoordinate ist hier relativ zum Öffnungswinkel der Kamera angegeben, die gegenüber der Laser- bzw. Röhrenachse um einen festen Betrag verdreht ist (siehe Bild 5.1). Es wurden die Daten derselben Laserschüsse verwendet, bei denen die im letzten Kapitel ausgewerteten Röntgenphotodiodensignale gemessen wurden.

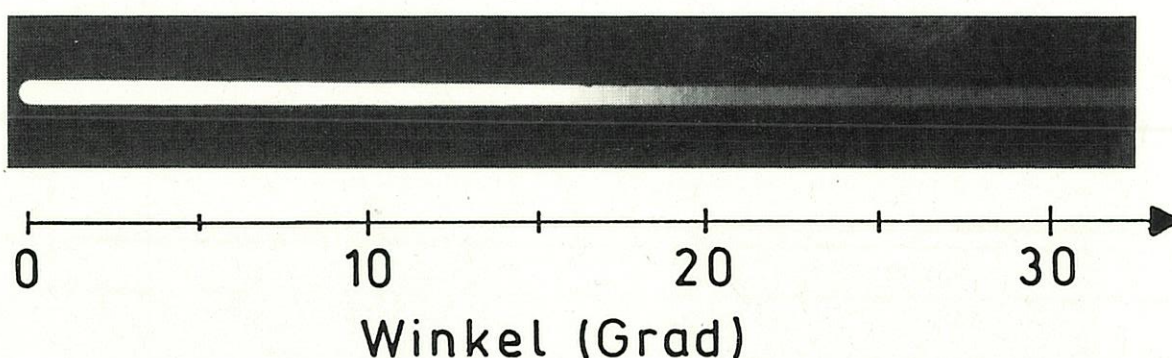


Bild 5.5

Photo eines in der Schlitzkamera belichteten Filmstreifens, bei einer Röhrenlänge von $l = 3.1\text{mm}$. Zum Vergleich mit den densitometrierten Daten, siehe Bild 5.6 (a), ist die Winkelskala mit eingezeichnet.

Die Bilder zeigen, daß der Hauptteil der Strahlung in einen relativ gut definierten Winkelbereich emittiert wird und nur noch sehr wenig Strahlung darüber hinaus gelangt. Deshalb läßt sich durch die Halbwertsbreite der Schwärzungsdichteverteilung ein Öffnungswinkel der Röntgenemission definieren. Außerdem fällt auf, daß die Intensität der Strahlung relativ unabhängig von der Röhrenlänge ist. Aus den Aufnahmen bei längeren Röhren, bei denen die volle Winkelverteilung registriert wurde, ergibt sich ein Wert für die Verdrehung der Schlitzkamera relativ zur Röhrenachse von $\vartheta_0 \simeq 6^\circ$. Da die Kamera immer an der gleichen Stelle postiert wurde, kann man damit auch die Breite der Winkelverteilung bei kürzeren Röhren bestimmen, bei denen nicht die volle Winkelverteilung aufgezeichnet wurde. Diese Breite ist für die verwendeten 5 Röhrenlängen in Bild 5.8 aufgetragen. Die eingezeichneten Fehler resultieren aus der Bestimmung von ϑ_0 und der Halbwertsbreite.

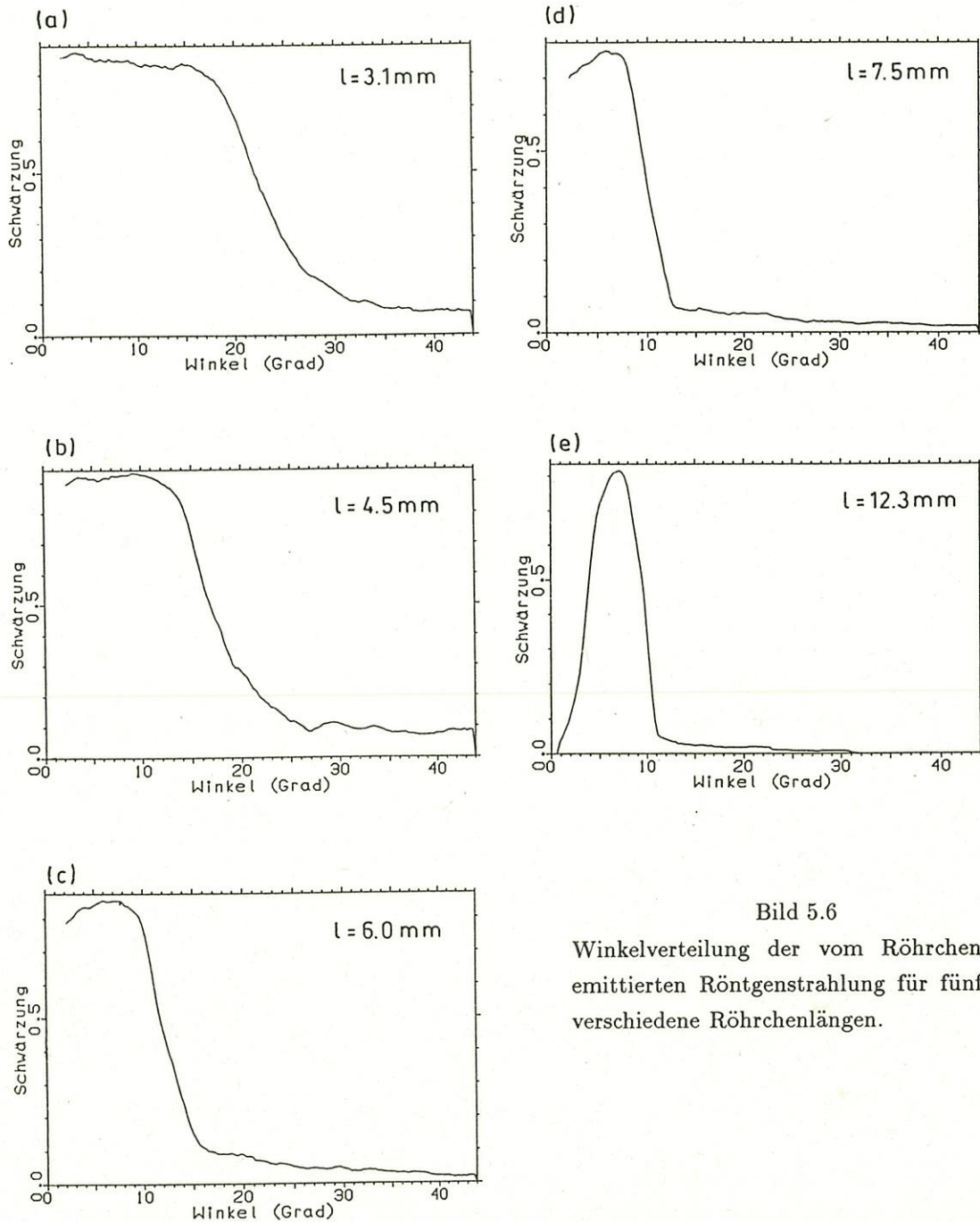


Bild 5.6
Winkelverteilung der vom Röhrrchen
emittierten Röntgenstrahlung für fünf
verschiedene Röhrrchenlängen.

Nimmt man an, der Hauptteil der Emission stamme aus Plasmabereichen in der Nähe des ersten Auftreffens des Lasers auf die Röhrrchenwand z_0 , so lassen sich zwei Grenzfälle unterscheiden. Entweder wird der Öffnungswinkel durch die Strahlung des wandnahen Plasmas bestimmt oder durch die Emission der zentralen Plasmasäule. Zur Abschätzung der sich ergebenden Winkel läßt sich der erste Fall

durch zwei Punktquellen an der Wand bei z_0 approximieren, der zweite durch eine Punktquelle bei z_0 auf der Symmetrieachse des Röhrchens (siehe Bild 5.7).

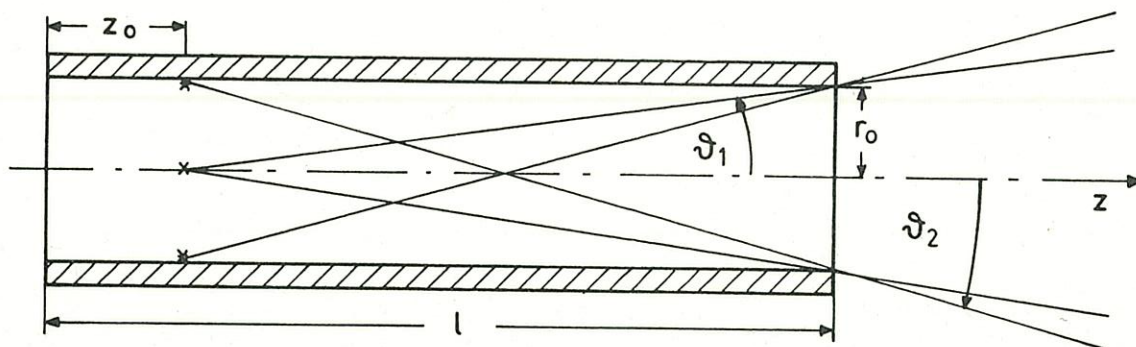


Bild 5.7
Schemazeichnung zur Abschätzung des Öffnungswinkels

Der resultierende Öffnungswinkel ist für eine Punktquelle:

$$\vartheta_1(l) = \arctan\left(\frac{r_0}{l - z_0}\right) \quad (5.3)$$

für zwei Punktquellen:

$$\vartheta_2(l) = \arctan\left(\frac{2r_0}{l - z_0}\right) \quad (5.4)$$

Zum Vergleich mit den Experimenten sind beide Funktionen für $r_0 = 350\mu\text{m}$ und $z_0 = 2Fr_0$ zu den gemessenen Winkelverteilungen in Bild 5.8 eingetragen.

Man sieht, daß die experimentellen Daten verträglich mit den Abschätzungen sind. Kürzere Röhrchen haben einen Öffnungswinkel, der mehr dem durch die Wandstrahlung bestimmten nahekommt, während der Öffnungswinkel bei längeren mehr dem einer zentralen Punktquelle gleicht. In dem betrachteten Modell läßt sich dies dadurch erklären, daß die sehr weiche Röntgenstrahlung der Wand ($E \simeq 50\text{eV}$, siehe 5.5), bei den längeren Röhrchen kältere Plasmabereiche durchdringen muß und dabei merklich absorbiert wird.

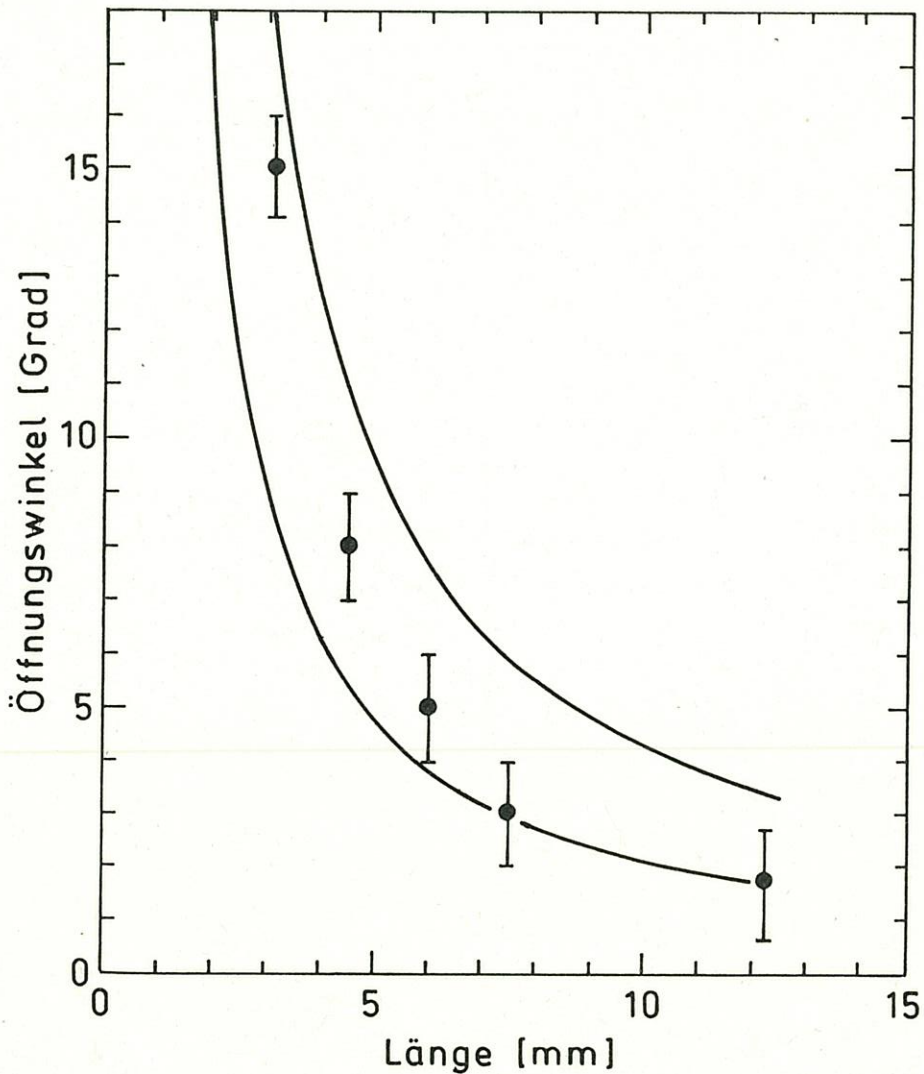


Bild 5.8

Gemessene Winkelverteilung der Röntgenstrahlung im Vergleich mit den theoretischen Abschätzungen. Die untere Kurve zeigt die erwartete Winkelverteilung bei einer Punktquelle in der Mitte des Röhrchens, die obere die Winkelverteilung bei zwei Punktquellen am Rand.

5.5. TEMPERATURABSCHÄTZUNG

Die effektive Temperatur T_{eff} des Plasmas ist dadurch definiert, daß in einem schmalen Energiebereich die gemessene Röntgenemission mit der eines Planckstrahlers der Temperatur T_{eff} übereinstimmt. Diese Temperatur läßt sich bei bekannter Filtertransmission und Filmempfindlichkeit folgendermaßen bestimmen: Man berechnet die Schwärzung, die ein Planckstrahler der Temperatur T_{eff} bei

gegebener Geometrie auf dem Film in der Schlitzkamera bzw. Lochkamera erzeugt. Eine Abschätzung für die effektive Temperatur des Plasmas erhält man durch den Vergleich von gemessener und berechneter Schwärzung.

Da hier die Filtertransmission und die Filmempfindlichkeit nur sehr ungenau bekannt sind, empfiehlt sich ein etwas anderes Vorgehen, um die verschiedenen Fehlerquellen besser bewerten zu können. Mit den Daten zur Filtertransmission und der Geometrie des Aufbaus ist es möglich, ausgehend vom Modell des Planck-Strahlers, zumindest einen Bereich für die Energiedichte auf dem Film anzugeben. Die Filmschwärzung liefert über die Filmempfindlichkeit einen Anhaltspunkt für die gemessene Energiedichte. Da sowohl in der Schlitzkamera als auch in der Lochkamera Strahlung von Plasma gleicher Temperatur registriert wird, müssen die gemessenen und berechneten Energiedichten beider Diagnostiken konsistent zu einer Temperatur passen. Damit erhält man einen groben Schätzwert für die effektive Temperatur des Plasmas und daraus durch Integration über den beobachteten Spektralbereich eine untere Grenze der Röntgenkonversion.

Zur Abschätzung der Energiedichte in der Lochkamera betrachtet man die spezifische spektrale Emission des Flächenelementes $dA = dx dy$ eines Planckschen Strahlers der Temperatur T_{eff} :

$$dS(\nu) = \frac{2}{h^2 c^2} \frac{(h\nu)^3}{e^{h\nu/kT_{eff}} - 1} dx dy \quad (5.5)$$

Diese Strahlung wird in einem Raumwinkelbereich $d\Omega$ emittiert, der durch das Loch der Lochkamera definiert wird

$$d\Omega = \frac{\pi D^2}{4r_1^2} \quad (5.6)$$

und beleuchtet eine Fläche $dA' = dx' dy'$ in der Filmebene (siehe Bild 5.9).

Damit ergibt sich eine spektrale Leistungsdichte:

$$\frac{dP^{LK}(\nu)}{dA'} = \frac{2}{h^2 c^2} \frac{(h\nu)^3}{e^{h\nu/kT_{eff}} - 1} \frac{dx dy d\Omega}{dx' dy'} \quad (5.7)$$

Setzt man die Vergrößerung $V := \frac{dx'}{dx} = \frac{dy'}{dy} = \frac{r_2}{r_1}$ und die in (5.6) gewonnene Beziehung für den Raumwinkel $d\Omega$ ein, so ergibt sich:

$$\frac{dP^{LK}(\nu)}{dA'} = \frac{\pi D^2}{r_2^2} \frac{2}{h^2 c^2} \frac{(h\nu)^3}{e^{h\nu/kT_{eff}} - 1} \quad (5.8)$$

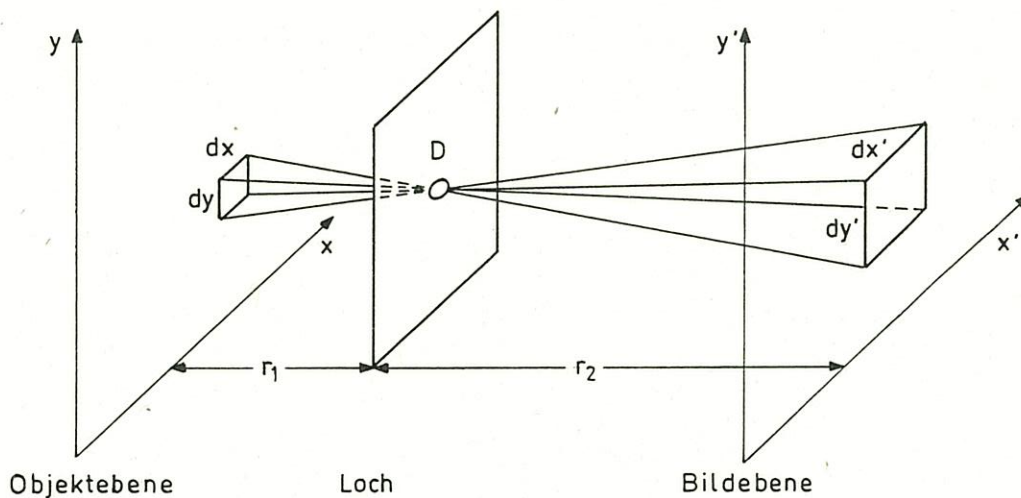


Bild 5.9

Schemazeichnung zur Berechnung der Energiedichte in der Lochkamera

Die gesamte Energiedichte erhält man aus der Faltung mit der Filtertransmission $T(\nu)$ und Multiplikation mit der Dauer des Röntgenpulses τ_R :

$$\frac{dE^{LK}}{dA'} = \tau_R \int_{\nu_1}^{\nu_2} T(\nu) \frac{dP(\nu)}{dA'} d\nu \quad (5.9)$$

Hierbei wird angenommen, daß die Quelle während der Pulsdauer τ_R konstant strahlt.

Für die Filtertransmission liegen zwei Datensätze vor, die sich in ihren Absorptionskoeffizienten um etwa 15% unterscheiden [43, 49]. Bei einer Filterdicke von $5\mu\text{m}$ bedeutet dies eine Transmissionsdifferenz von einer Größenordnung. Da nur der Datensatz mit den niedrigeren Koeffizienten [43] zu konsistenten Werten für die Temperatur führt, erscheint es sinnvoll, diesen als Schätzwert des Absorptionskoeffizienten zu betrachten, der dann mit einem Fehler von 15% behaftet ist. Der Datensatz mit den höheren Koeffizienten [49] besitzt viel mehr Meßpunkte als der andere und beide unterscheiden sich nur um einen konstanten Faktor. Deshalb wurden die Lücken im verwendeten Datensatz durch die korrigierten Werte des anderen geschlossen. Für die verwendeten Filterdicken sind die Werte in Bild 5.10 eingetragen.

In Bild 5.10 sieht man zusätzlich noch die Filterkurve eines $1\mu\text{m}$ Cu-Filters, der alternativ zum Al-Filter in der Schlitzkamera verwendet wurde. Das Cu-Filter

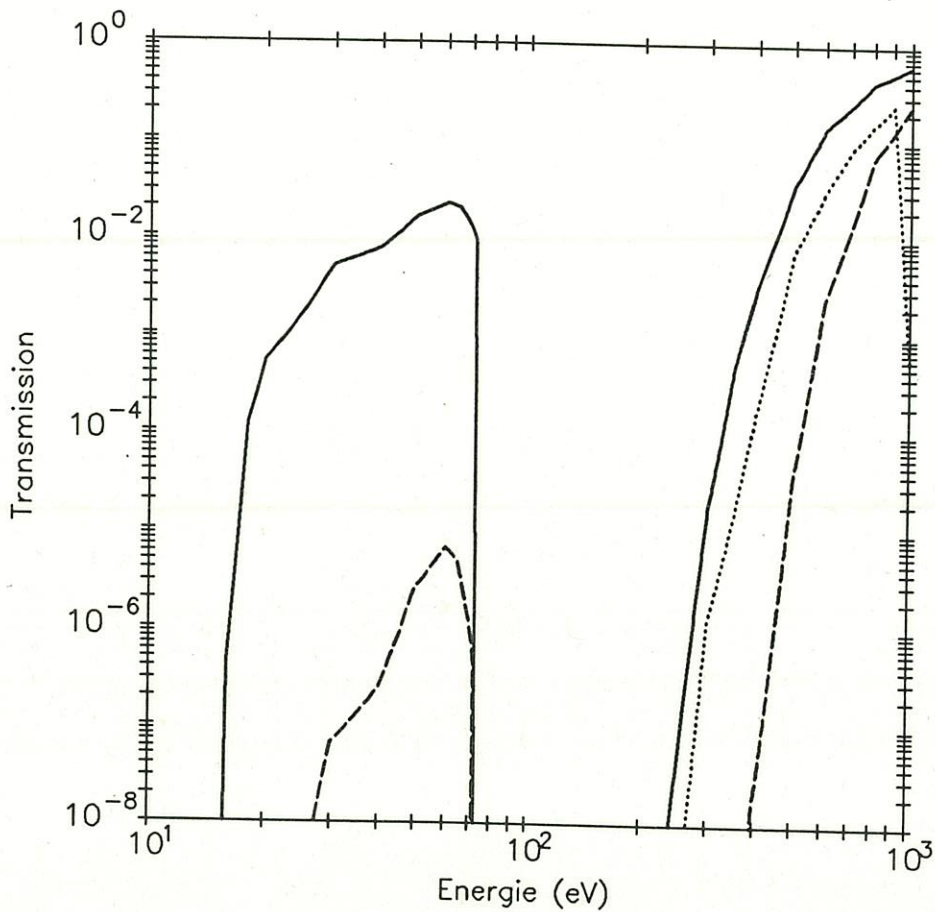


Bild 5.10
 Transmissionskurven der verwendeten Filter nach Henke [43]

transmittiert Röntgenstrahlung im Energiebereich von $300-1000\text{eV}$, so daß es sich leicht feststellen läßt, ob die beobachtete Strahlung einen harten Anteil bei mehr als 300eV hat. Die Schüsse mit dem Cu-Filter zeigen, daß nur Röntgenstrahlung mit weniger als 300eV emittiert wird und deshalb die Integration in (5.9) nur bis 300eV durchgeführt werden darf.

Die Energiedichte in der Schlitzkamera läßt sich ähnlich wie bei der Lochkamera bestimmen, indem man das Plasma im Röhrchen durch einen homogen leuchtenden Planckstrahler annähert, der den Röhrchenquerschnitt $A = \pi d^2/4$ ausfüllt. Die Strahlung wird auf dem Film in der durch den Filmkreisradius bestimmten Entfernung R registriert. Vernachlässigt man die Abstrahlcharakteristik des Strahlers,

so ergibt sich die spektrale Leistungsdichte auf der Filmebene zu:

$$\frac{dP^{SK}(\nu)}{dA'} = \frac{\pi d^2}{4} \frac{2}{h^2 c^2} \frac{(h\nu)^3}{e^{h\nu/kT_{eff}} - 1} \frac{d\Omega}{dA'} \quad (5.10)$$

Mit $\frac{d\Omega}{dA'} = \frac{1}{R^2}$ ist:

$$\frac{dP^{SK}(\nu)}{dA'} = \frac{\pi d^2}{4R^2} \frac{2}{h^2 c^2} \frac{(h\nu)^3}{e^{h\nu/kT_{eff}} - 1} \quad (5.11)$$

Die gesamte Energiedichte ergibt sich analog zu (5.9) durch Integration.

Setzt man die Geometriewerte $r_1 = 25\text{mm}$, $r_2 = 75\text{mm}$, $D = 50\mu\text{m}$, $R = 130\text{mm}$, $d = 700\mu\text{m}$, die aus 5.3 gewonnene Länge des Röntgenpulses und die Naturkonstanten in die Gleichungen der Energiedichte ein, so folgen nach Integration die Energiedichten in der Schlitzkamera und Lochkamera als Funktion der effektiven Temperatur. Dabei werden für die Filtertransmission der Schätzwert des Absorptionskoeffizienten mit den Fehlerschranken zugrunde gelegt (siehe Bild 5.13).

Um aus der Filmschwärzung auf die Energiedichte schließen zu können, muß die Filmempfindlichkeit bei der Wellenlänge des beobachteten Röntgenlichts bekannt sein. Als Daten für die Filmempfindlichkeit liegen einerseits Schwärzungskurven bei $\lambda = 1.0\text{nm}$ zweier verschiedener Chargen A und N des verwendeten Röntgenfilms Kodak 101-01 vor, gemessen von Kishimoto [50] und Schwanda [45] (siehe Bild 5.11). Andererseits steht eine Kurve der Filmempfindlichkeit in Abhängigkeit von der Wellenlänge für die Charge A zur Verfügung [50]. Da von der Charge A nur noch sehr wenig vorhanden ist, mußte bei den Experimenten die Charge N verwendet werden, obwohl hier keine spektrale Empfindlichkeit gemessen wurde. Außerdem wurde festgestellt, daß der Film Alterungsprozessen unterliegt und sich die Filmempfindlichkeit der Charge A bei den beiden vorhandenen Messungen um mehr als einen Faktor 2 unterscheidet [45] (vgl. Bild 5.11).

Aus Bild 5.12 entnimmt man, daß der Film bei $30 - 70\text{eV}$, dies entspricht Wellenlängen von $\lambda = 20 - 40\text{nm}$, eine viermal höhere Empfindlichkeit besitzt als bei $\lambda = 1.0\text{nm}$.

Mit der Annahme, daß die Chargen A und N eine ähnliche spektrale Empfindlichkeit besitzen, läßt sich folgendes Verfahren zur Bestimmung der Energiedichte auf dem Film anwenden: Man ermittelt die bei $\lambda = 1.0\text{nm}$ benötigte Energiedichte,

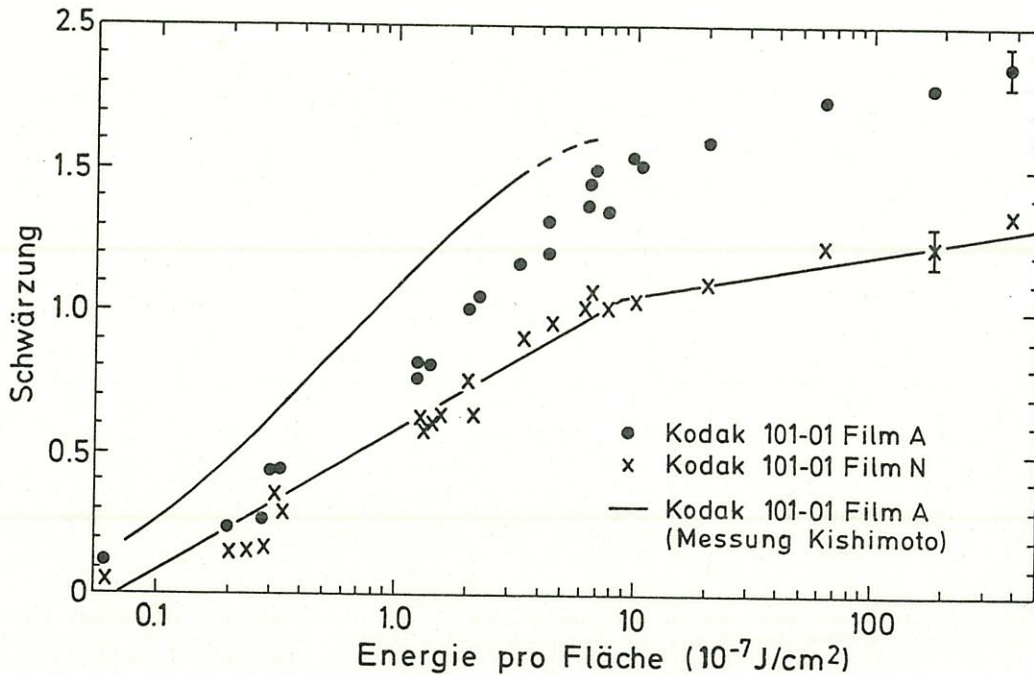


Bild 5.11

Filmempfindlichkeit des Kodak 101-1 Films bei 1.0 nm nach Schwanda [45]. Die untere eingezeichnete Linie stellt die Empfindlichkeitskurve des verwendeten Films dar, die obere Linie zeigt die Messung von Kishimoto [50].

welche die gemessene Schwärzung beschreibt (siehe Bild 5.11). Dieser Wert, geteilt durch den Faktor 4, um den der Film bei $\lambda = 20 - 40 \text{ nm}$ empfindlicher ist, wird als Abschätzung für die registrierte Energiedichte benutzt. Wegen der großen Unsicherheiten in dem verwendeten Verfahren wird angenommen, daß dieser Wert um bis zu einen Faktor 2 vom wahren Wert abweichen könnte. Die in der Schlitzkamera ermittelten Schwärzungsdichten liegen bei etwa 0.8, in der Lochkamera betragen sie etwa 1.1. Bei den in der Lochkamera auftretenden Dichten beginnt der Film schon zu sättigen, was die Bestimmung der Energiedichte noch zusätzlich erschwert (vgl. Bild 5.11).

Aus den Filmdaten ergeben sich Energiedichten von $dE^{LK}/dA' = 5 \cdot 10^{-7} \text{ J/cm}^2$ in der Lochkamera und $dE^{SK}/dA' = 7.5 \cdot 10^{-8} \text{ J/cm}^2$ in der Schlitzkamera. Diese Energiedichten sind mit ihren Fehlerschranken zu den aus den Abschätzungen gewonnenen Kurven in Bild 5.13 eingetragen.

Zur Bestimmung der effektiven Temperatur aus den Daten in Bild 5.13 wird davon ausgegangen, daß der Fehler in der Transmission in wesentlichen durch die

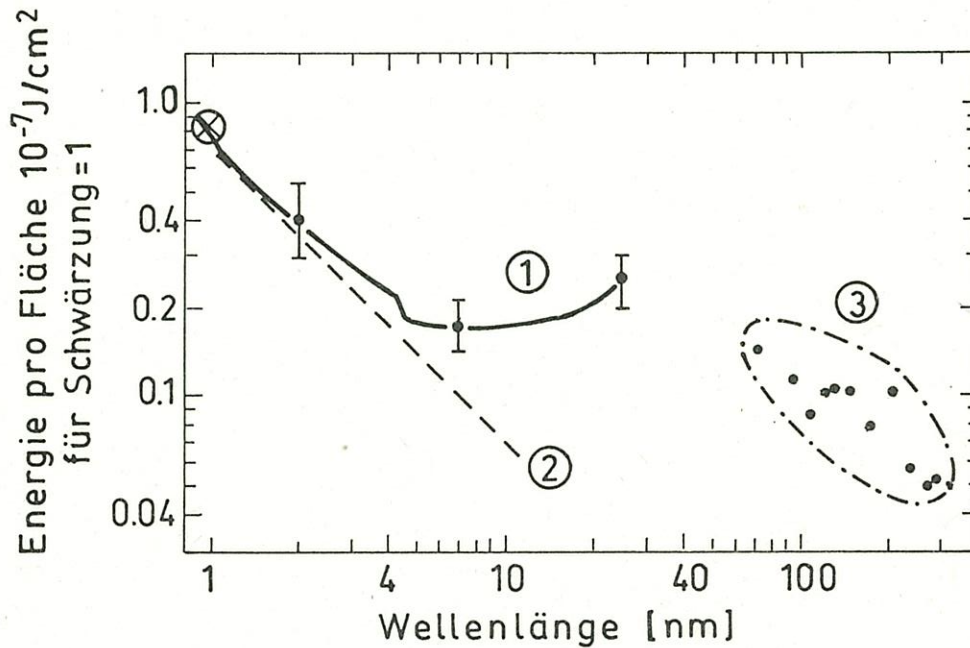


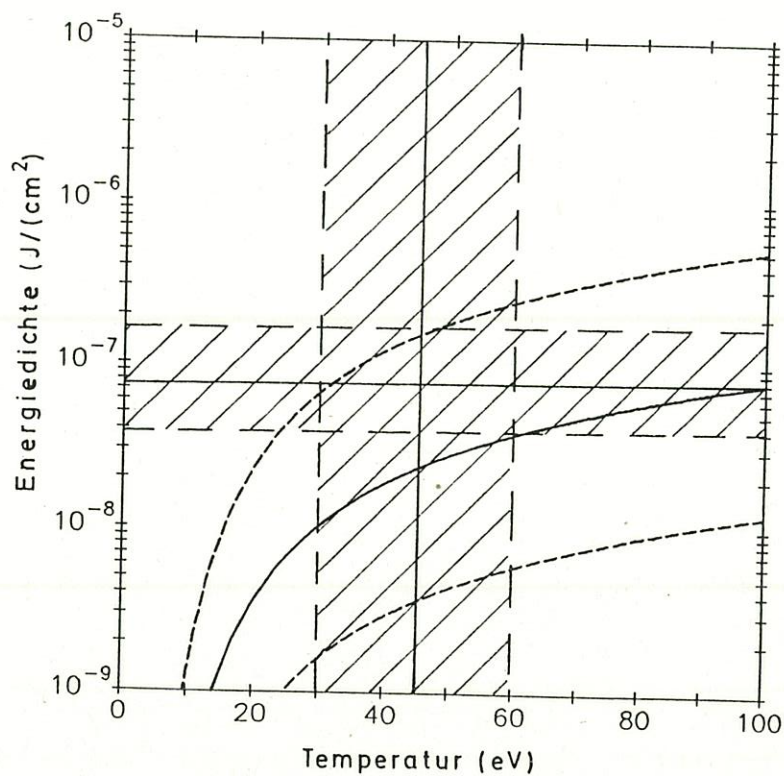
Bild 5.12

Filmempfindlichkeit des Kodak 101-1 Film in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach Kishimoto [50]. Die mit (1) bezeichneten Werte stammen von Kishimoto [50], die Kurve (2) von Henke et al. [51, 52], die Werte (3) von Burton et al. [53].

Unsicherheiten des Absorptionskoeffizienten verursacht ist, und die Filterdicke im Verhältnis dazu genau bestimmt ist. Messungen der Filterdicke zeigen, daß diese nur wenig von den angegebenen Werten abweicht. Aus diesem Grund erscheint es sinnvoll anzunehmen, daß der Fehler in der theoretischen Abschätzung bei der Schlitzkamera und der Lochkamera, welcher im wesentlichen aus den Unsicherheiten in der Filtertransmission stammt, in der gleichen Richtung gemacht wurde, da die Filter in beiden Fällen aus dem gleichen Material bestehen. Wie man sieht, ergeben sich im Temperaturbereich von $30 - 60 \text{ eV}$ bei gleichem Fehler in den theoretischen Abschätzungen Energiedichten, die sowohl bei der Schlitzkamera als auch bei der Lochkamera innerhalb der Fehlerschranken der gemessenen Energiedichten liegen. Als effektive Temperatur, die konsistent zu den beobachteten Daten paßt, erhält man $T_{eff} = 45 \pm 15 \text{ eV}$. Dieser Wert ist auch verträglich mit den Abschätzungen aus Kapitel 2.4, die für $E_L \simeq 8 \text{ J}$, $\tau_L = 3 \text{ ns}$, $F_{eff} = 1.2$ und $r_0 = 350 \mu\text{m}$ eine Elektronentemperatur von $T_e \simeq 50 \text{ eV}$ liefern.

Da über das Spektrum der Röntgenstrahlung nichts bekannt ist, lassen sich aus dieser Abschätzung nur Aussagen über die Intensität der Strahlung im Spektral-

(a) Lochkamera



(b) Schlitzkamera

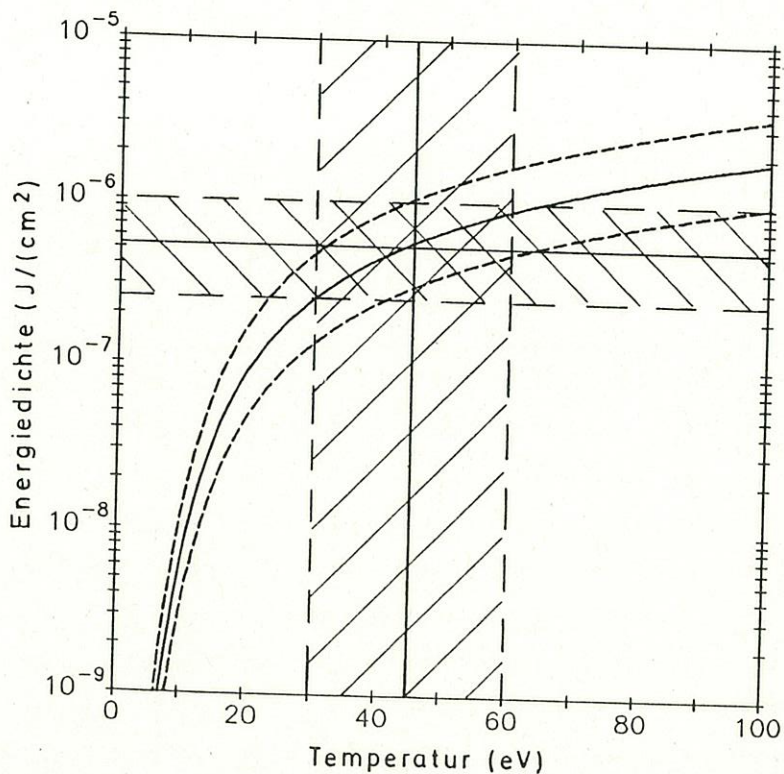


Bild 5.13

Experimentell bestimmte Energiedichten in Lochkamera (a) und Schlitzkamera (b) im Vergleich mit den Abschätzungen. Die durchgezogenen Linien sind jeweils die Mittelwerte, und die gestrichelten Linien zeigen die Fehlerschranken an.

bereich zwischen $30 - 70eV$ machen. Nimmt man wie im Fall der Schlitzkamera an, daß der gesamte Röhrenquerschnitt homogen als Planckscher Flächenstrahler leuchtet, so läßt sich eine untere Grenze für die Gesamtenergie der vom Plasma abgegebenen Röntgenstrahlung angeben. Dazu integriert man die spektrale Emission des Röhrenquerschnitts über den vollen Raumwinkel und den beobachteten Frequenzbereich und multipliziert mit der Länge des Röntgenpulses:

$$E_R(T_{eff}) = \tau_R \frac{\pi d^2}{4} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \int_{\Omega} \frac{2}{h^2 c^2} \frac{(h\nu)^3}{e^{h\nu/kT_{eff}} - 1} \cos\vartheta d\Omega d\nu \quad (5.12)$$

Bei dem ermitteltem Temperaturbereich ergibt sich eine Gesamtenergie der Röntgenstrahlung von $E_R = 2.4 \pm 1.4J$. Dies entspricht einer Konversion $\eta_R = E_R/E_l \geq 30 \pm 18\%$. Berücksichtigt man nur die absorbierte Laserenergie E_L^{abs} , die bei den $l = 3.1mm$ langen Röhren nur 50% der gesamten Laserenergie beträgt, so führt dies zu Konversionen von $\eta_R^{abs} = E_R/E_L^{abs} \geq 60 \pm 36\%$. Bei ebenen Targets wurden Konversionen von mehr als $\eta_R^{abs} = 65\%$ [45] gemessen, so daß die hier gefundene untere Grenze der Konversion als konsistent bezeichnet werden kann. Von der gesamten Röntgenenergie wird sehr wahrscheinlich etwa die Hälfte in Richtung des hinteren Röhrenendes abgeben, wovon noch einmal mindestes 50% von den Wänden absorbiert wird, wie sich aus den gemessenen Öffnungswinkeln bei Röhrenlängen zwischen $3.1mm$ und $12.3mm$ entnehmen läßt. Daraus ergibt sich, daß bei Röhren mit $l = 3.1mm$ wahrscheinlich mehr als 7% der eingestrahnten Laserenergie aus dem Röhren nach hinten abgegeben werden, während die längeren Röhren eine deutlich niedrigere Röntgenemission nach hinten aufweisen.

6. Röntgendiagnostik und Temperaturmessung bei röntgenstrahlungsdominiertem Energietransport

6.1. ZIELSETZUNG UND VERSUCHSAUFBAU

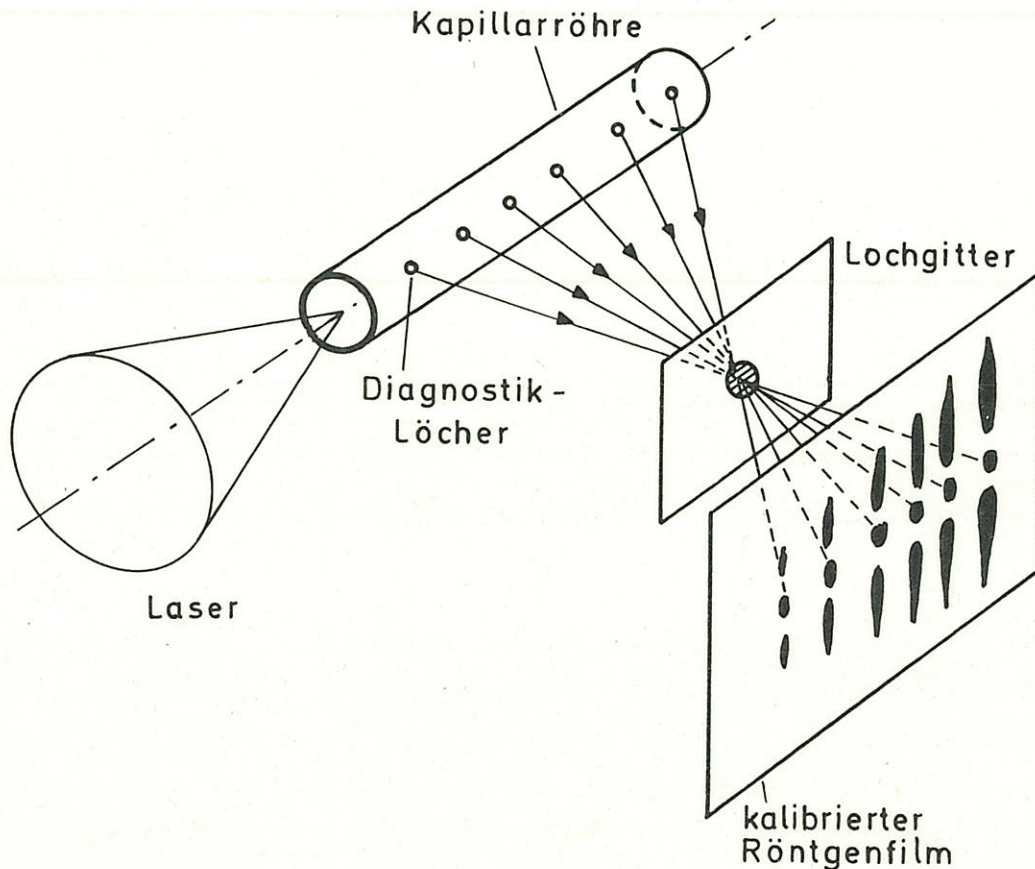


Bild 6.1
Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus.

Analog zu den in 5.3 beschriebenen Experimenten wurde auch mit Röhrcchen, bei denen ein durch Röntgenstrahlung dominierter Energietransport erwartet wird, versucht, den zeitlichen Verlauf der Röntgenemission und die Winkelverteilung zu messen. Die Versuchsanordnung entspricht der in 5.1 beschriebenen, auch die Laserparameter $\tau_L = 3ns$, $E_L \simeq 8J$, $\lambda = 0.53\mu m$ und $F_{eff} = 1.2$ waren dieselben. Im Unterschied zu den vorherigen Experimenten betrug der Röhrcchendurchmesser hier jedoch $D = 200\mu m$. Die Röntgenphotodiode lieferte in diesem Fall keine Signale, da sie unter einem zu großen Winkel angeordnet war und die Intensität der

auftreffenden Röntgenstrahlung nicht ausreichte. Deshalb wurden nur die Aufnahmen aus der Schlitzkamera ausgewertet (siehe 6.2).

Bei den gewählten Laserparametern und Röhrendurchmessern ist die maximale Laserintensität auf der Röhreninnenwand $S_L^{max} = \frac{P_L}{\pi r_0^2 2F} = 4 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$, vgl Gl(1.6), hoch genug, so daß es möglich sein sollte, Spektren der Strahlung aus dem Röhreninneren zu gewinnen. Dazu wurden die Röhren mit Diagnostiklöchern entlang der Achse versehen und ein Lochgitterspektrometer [11] senkrecht zur Laserachse aufgebaut, welches orts aufgelöst die Spektren registriert (siehe Bild 6.1).

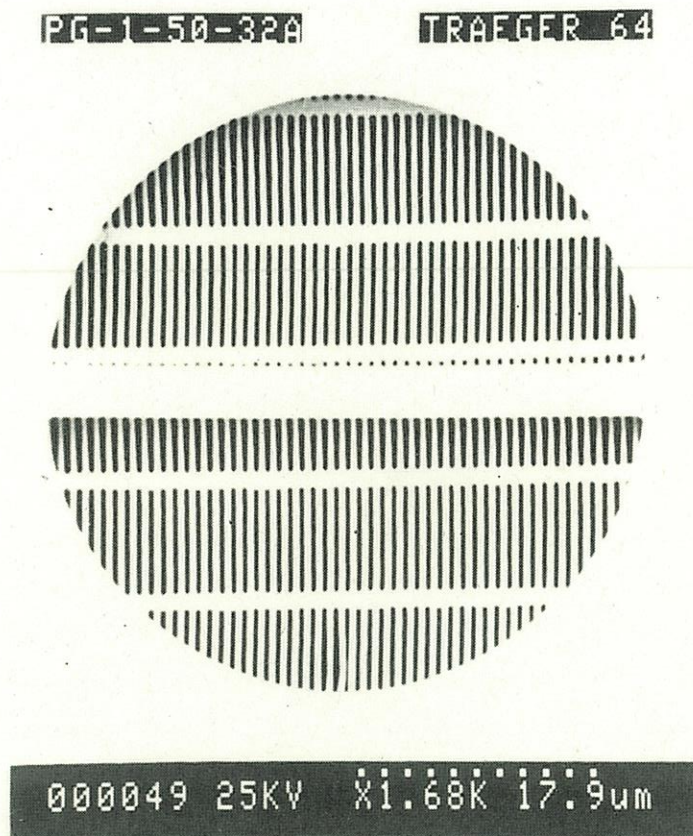


Bild 6.2
Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme des verwendeten Lochgitters

Die Diagnostiklöcher haben einen Durchmesser von etwa $D_{DL} = 100 \mu\text{m}$ und sind im Abstand von 1 mm angeordnet. Das erste Loch befindet sich etwa 0.4 mm hinter der Eintrittsfläche des Röhrens. Das Spektrometer mußte relativ nahe zum Röhren plaziert werden, damit auch Spektren der weiter von der Ein-

trittsfläche entfernten Diagnostiklöcher registriert werden konnten, da die Intensität der Plasmastrahlung in axialer Richtung sehr schnell abfällt. Der Abstand Target-Lochgitter beträgt $r_1 = 76\text{mm}$, der Abstand Lochgitter-Film $r_2 = 145\text{mm}$. Daraus resultiert eine Vergrößerung der Abbildung von $V \simeq 2$. Das Lochgitter hat einen Durchmesser $D_{LG} = 50\mu\text{m}$ bei 1000 Stegen/mm (siehe Bild 6.2).

Zur Aufzeichnung der Röntgenstrahlung wurde, wie schon in den vorhergehenden Experimenten, Kodak 101-01 Film benutzt. Die entstandenen Spektren wurden densitometriert und ausgewertet. Da die Wellenlängenauflösung in der verwendeten Anordnung relativ schlecht ist, und auch die Filmempfindlichkeit nicht genau bekannt ist, müssen die Ergebnisse jedoch mit Vorsicht interpretiert werden (siehe 6.3). Trotz aller Unsicherheiten wurde dennoch versucht, den Spektren eine Strahlungstemperatur zuzuordnen.

6.2. SCHLITZKAMERAUFNAHMEN

Die belichteten Filmstreifen wurden wie in 5.4 densitometriert und die Schwärzung gegen den Winkel aufgetragen. Hier sind die Winkelverteilungen so schmal, daß bei allen 5 benutzten Röhrenlängen die gesamte Winkelverteilung registriert wurde (siehe Bild 6.3).

Im Gegensatz zu dem bei den größeren Röhren mit $D = 700\mu\text{m}$ beobachteten Verhalten bleibt hier die maximale Schwärzung bei wachsender Röhrenlänge nicht konstant, sondern sinkt stark ab. Insbesondere wenn man berücksichtigt, daß die Schwärzungsdichte bei dem kürzesten gemessenen Röhren schon weit in der Filmsättigung liegt, was eine sehr hohe Energiedichte anzeigt. Eine mögliche Erklärung wäre, daß die vom Plasma an der Eintrittsfläche ausgesendete Strahlung durch Plasma der hinteren, kälteren Röhrenbereiche absorbiert wird und dadurch bei längeren Röhren die Röntgenstrahlung des vorderen Plasmas nur sehr abgeschwächt registriert wird. Dazu addiert sich noch die Emission aus den kälteren Plasmabereichen, die aber erheblich schwächer ist. In dieser Anordnung füllt wahrscheinlich das Plasma den gesamten Röhrenquerschnitt aus und bewirkt stärkere Effekte als bei größeren Röhren, wo sich das kältere Plasma nur in den Wandbereichen durch eine Verringerung des Öffnungswinkels bemerkbar machte. Trotz dieser Unterschiede wurden auch hier die theoretischen Winkelverteilungen analog zu 5.4 für die beiden Grenzfälle, Quelle in der Mitte und Quellen an der Wand des Röhrens, berechnet und zu den Halbwertsbreiten der Winkelverteilungen in Bild 6.4 aufgetragen. Die Meßwerte sind nicht so reproduzierbar wie bei

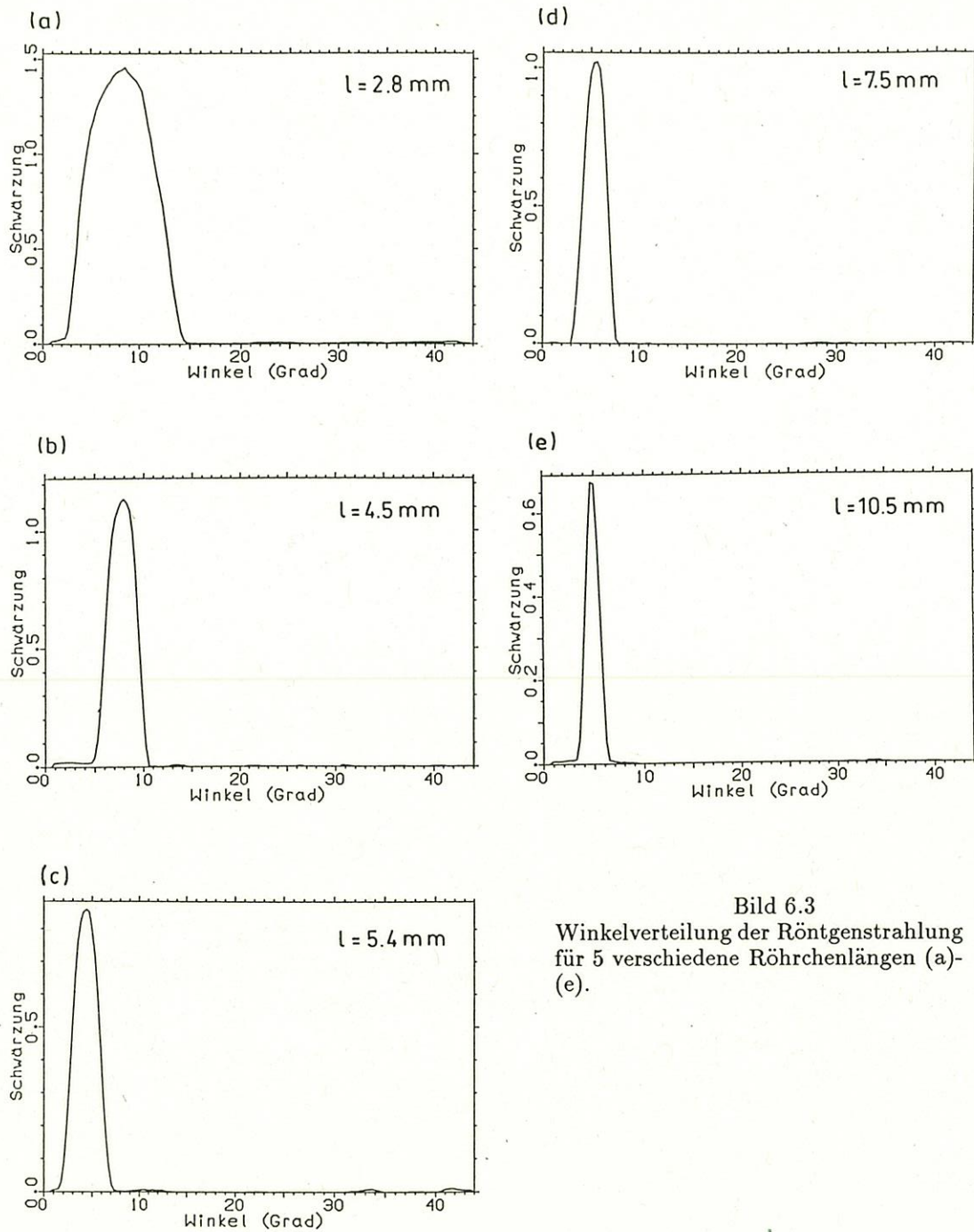


Bild 6.3
Winkelverteilung der Röntgenstrahlung
für 5 verschiedene Röhrenlängen (a)-
(e).

den größeren Röhren, da aber hier immer die gesamte Winkelverteilung gemessen wurde, bleiben die relativen Meßfehler etwa gleich. Die mangelnde Reproduzierbarkeit hängt sehr wahrscheinlich mit den schon beschriebenen Phänomenen an der Eintrittsfläche des Röhrens zusammen.

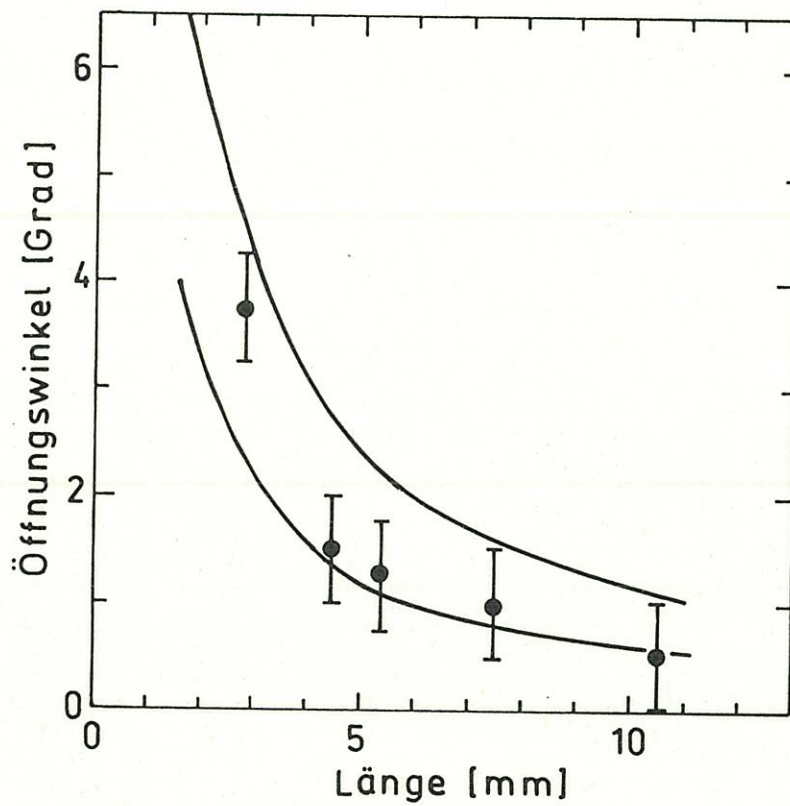


Bild 6.4

Gemessene Winkelverteilung der Röntgenstrahlung im Vergleich mit den theoretischen Abschätzungen. Die untere Kurve zeigt die erwartete Winkelverteilung bei einer Punktquelle in der Mitte des Röhrchens, die obere die Winkelverteilung bei zwei Punktquellen am Rand.

Wie schon in 5.4 sind die experimentellen Daten verträglich mit den Abschätzungen und zeigen die Tendenz, daß der Öffnungswinkel bei steigender Röhrchenlänge sich immer mehr dem einer Punktquelle auf der Achse des Röhrchens annähert. Dieser Effekt läßt sich analog zu den größeren Röhrchen durch die stärkere Absorption des dichteren wandnahen Plasmas erklären.

6.3. LOCHGITTERSPEKTREN

Die erhaltenen Filmspektren, siehe Bild 6.5, wurden densitometriert und die digitalisierten Daten mit dem Computer weiter verarbeitet (siehe Bild 6.6 und Bild 6.7).

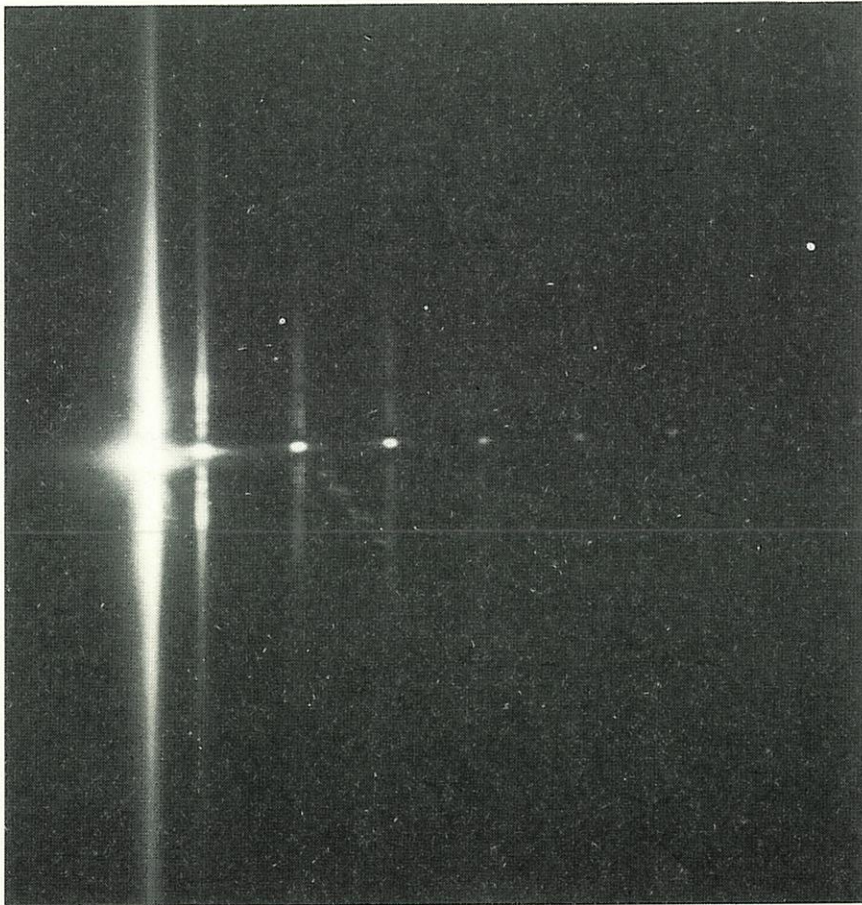


Bild 6.5

Photo eines im Transmissionsgitterspektrographen belichteten Filmstreifens. Deutlich zu sehen ist die Reihe der Diagnostiklöcher und die Spektren des Eintrittslochs und von drei Diagnostiklöchern.

Die Lochgitteraufnahmen sind gut reproduzierbar, zur Auswertung wurde jedoch das bei der höchsten Laserenergie aufgenommene Spektrum verwendet, da hier die auftretenden Phänomene am deutlichsten zu erkennen sind. Auf den Aufnahmen sieht man in der nullten Ordnung sehr deutlich die Reihe der Dia-

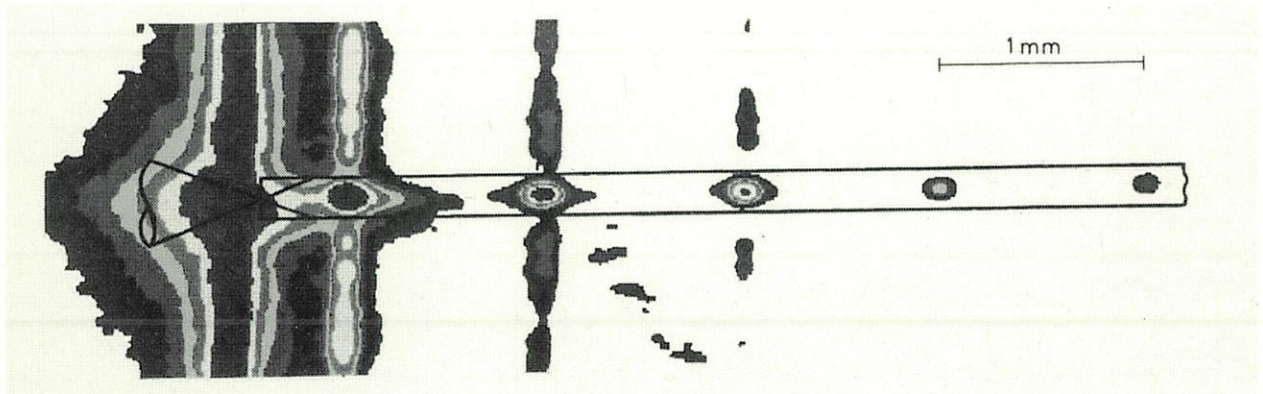


Bild 6.6

Darstellung der Filmschwärzung aus Bild 6.5 in digitalisierter Form. Zum Vergleich sind die Abmessungen des Röhrchens und der Diagnostiklöcher eingezeichnet.

gnostiklöcher und das vorn aus dem Röhrchen strömende Plasma. Das Plasma an der Eintrittsfläche erzeugt einen ausgedehnten unscharfen Fleck, während die Bilder der Diagnostiklöcher scharf begrenzt sind. Die Verbreiterung der Diagnostiklochbilder in axialer Richtung beruht auf Beugung an der Stützstruktur des Lochgitters, die senkrecht zu den Stegen orientiert ist (siehe Bild 6.2).

In der ersten Ordnung lassen sich das Spektrum des Plasmas an der Eintrittsfläche und drei Spektren von Diagnostiklöchern erkennen. Bei geringerer Energie als bei der hier gezeigten Aufnahme sieht man oft nur die Spektren des ersten und zweiten Diagnostiklochs. Schon auf dem Negativ ist zu erkennen, daß die Intensität der Strahlung nach dem ersten Diagnostikloch rapide absinkt und dann nur noch ganz allmählich abnimmt. Aus den digitalisierten Daten erhält man mit der Vergrößerung der Abbildung eine z-Koordinate des ersten Diagnostiklochs von etwa $z_1 \simeq 0.4\text{mm}$. Vergleicht man dies mit dem ersten Auftreffen des Lasers auf die Röhrcheninnenwand bei $z_0 = 0.24\text{mm}$, so erscheint es plausibel, daß die Strahlung des ersten Diagnostiklochs aus der Nähe eines Plasmafropfes stammt, der sich am Anfang des Röhrchens gebildet hat. Das Plasma ist wahrscheinlich über die gesamte Eintrittsfläche so dicht, daß der Laser nicht mehr in das Röhrchen eindringen kann und nur noch den vorderen Röhrchenabschnitt aufheizt. Die Abschätzungen zur Kollisionszeit zeigen, daß der Laser nur sehr kurz in das Röhrchen eindringen kann und im wesentlichen an der Eintrittsfläche absorbiert wird (siehe Kapitel 2.4). Ein ähnliches Verhalten wurde in den Parallelplattenexperimenten bei einer Kanalbreite von $d = 0.3\text{mm}$ beobachtet (vgl. Kapitel 4.3). Das aus der

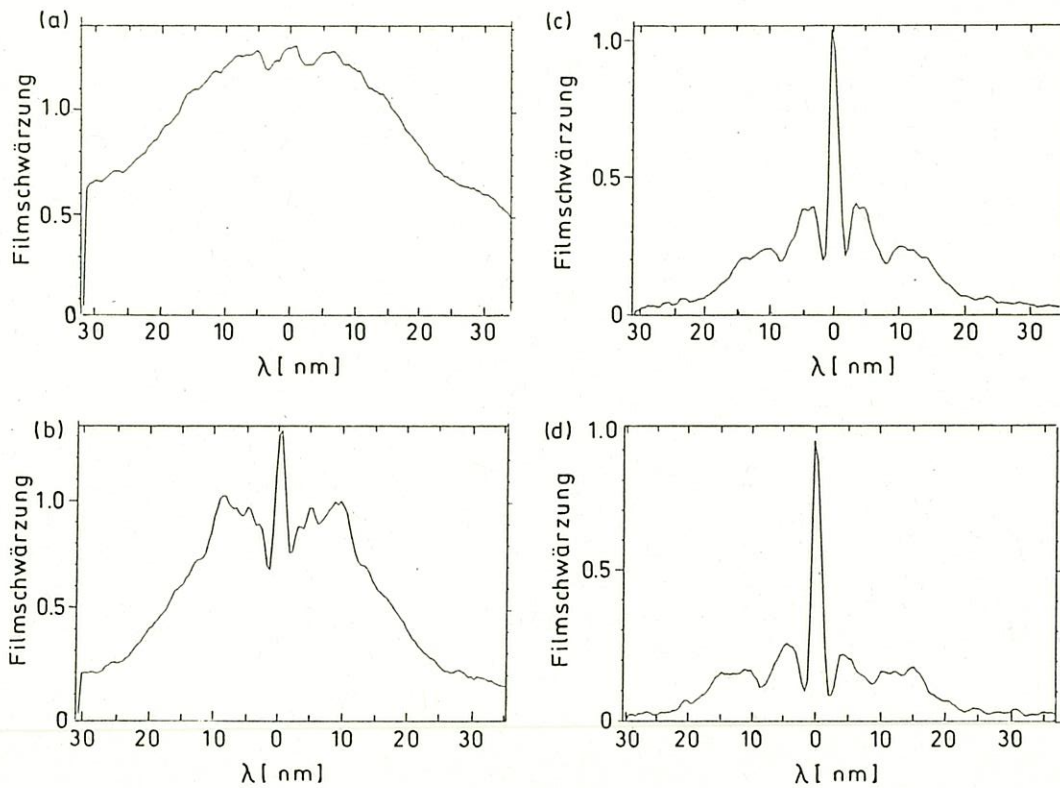


Bild 6.7

Querschnitte durch das Spektrum des Eintrittslochs (a) und der drei vorderen Diagnostiklöcher (b)-(d), (b) zeigt das Spektrum des ersten Diagnostiklochs, (c) das Spektrum des zweiten und (d) das Spektrum des dritten Lochs. Die Ortskoordinate wurde mit Hilfe der Beziehung (1) in Wellenlänge umgerechnet. Die Wellenlängenauflösung beträgt hier etwa 2nm (vgl. Gl. (2)).

Eintrittsfläche ausströmende Plasma wird vom Lochgitterspektrometer als strahlende Wolke an dem laserzugewandten Ende des Röhrchens registriert. Die durch Röntgenstrahlung geheizten Bereiche weiter hinten bleiben kühler und strahlen nicht so intensiv.

Schnitte durch die 4 aufgezeichneten Spektren zeigen, daß das Spektrum an der Eintrittsfläche nicht auswertbar ist, da der Film schon weit in der Sättigung ist und das ausströmende Plasma eine zu große Ausdehnung besitzt, so daß sich die nullte und erste Ordnung nicht mehr voneinander trennen lassen (vgl. Bild 6.7). Zur Auswertung der Spektren existiert am MPQ ein Computerprogramm, das bei bekannter Filmempfindlichkeit, Transmissionsgittereffizienz und Geometrie des

Aufbaus in der Lage ist, aus den digitalisierten Daten die absolute spektrale Emission des Plasmas zu errechnen [44, 50]. Durch Integration über die Wellenlänge läßt sich auch die im beobachteten Spektralbereich abgegebene Energie bestimmen. Über diese abgegebene Energie kann man eine äquivalente Strahlungstemperatur T_R dadurch definieren, daß ein Planck-Strahler der Temperatur T_R dieselbe Energiemenge abgibt wie das beobachtete Plasma. Die Filmempfindlichkeitskurven wurden analog dem in Kapitel 5.5 beschriebenen Verfahren aus den vorhandenen Eichdaten gewonnen, deshalb ist auch hier mit einem Fehler von bis zu einem Faktor 2 zu rechnen. Die Transmissionsgittereffizienz in der ersten Beugungsordnung ist relativ gut bekannt und beträgt hier $\eta_{TG} = 10\%$.

In der ersten Beugungsordnung bestimmt sich die Wellenlänge λ wie folgt:

$$\lambda = g \frac{x}{r_2} \quad (1)$$

wobei $g = 1\mu m$ die Gitterkonstante, x der Abstand vom Zentrum der nullten Ordnung und r_2 die Entfernung Lochgitter-Filmebene ist. Für die Wellenlängenauflösung erhält man hier für die betrachtete Anordnung [50]:

$$d\lambda = g \frac{(D_{DL} + D_{LG})}{r_1} + g \frac{D_{LG}}{r_2} \quad (2)$$

Aus den Geometriewerten ergibt sich hier eine Wellenlängenauflösung der Diagnostiklochspektren von $d\lambda \simeq 2.3nm$. Die ausgewerteten Spektren der drei ersten Diagnostiklöcher sind in Bild 6.8 dargestellt.

Wegen der großen Unsicherheiten in der Intensität und der niedrigen Wellenlängenauflösung ist es sinnvoll, sich bei der Interpretation der Spektren auf die markantesten Phänomene zu beschränken, die sowohl in den Schwärzungskurven als auch in den ausgewerteten Spektren zu sehen sind.

Alle Spektren zeigen die für Gold charakteristische Bandstruktur mit Maxima im Bereich von $\lambda \simeq 5nm$, O-Band, und $\lambda \simeq 10nm$, Strahlung aus Übergängen innerhalb der $n = 5$ -Schale [50, 34, 54, 45]. Weiterhin fällt auf, daß sich die Spektren des ersten Diagnostiklochs und der weiteren Diagnostiklöcher grundsätzlich unterscheiden. Bei dem ersten Loch ist die Intensität bei $\lambda \simeq 5nm$ geringer als bei $\lambda \simeq 10nm$, obwohl das Plasma dort wahrscheinlich heißer ist als bei den anderen Diagnostiklöchern. Dort beobachtet man, daß die Intensität bei $\lambda \simeq 5nm$ größer ist als bei $\lambda \simeq 10nm$. Als zweites läßt sich erkennen, daß die Lage des Peaks bei $\lambda \simeq 5nm$ konstant bleibt, während sich das Maximum bei $\lambda \simeq 10nm$ zu

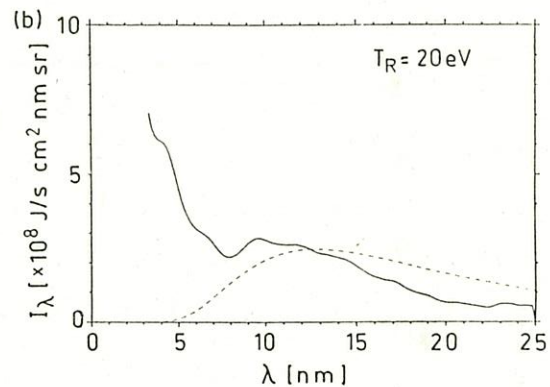
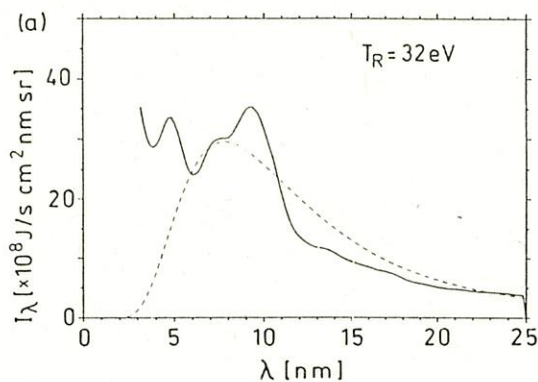
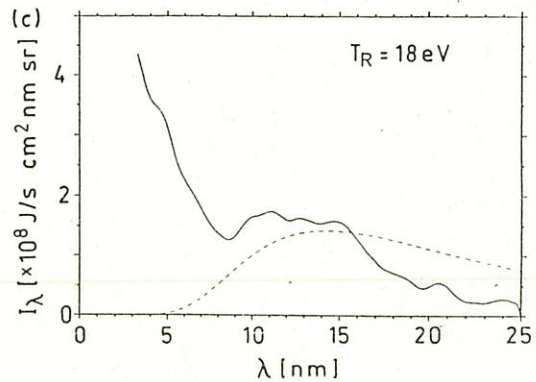


Bild 6.8

Ausgewertete Spektren der drei vorderen Diagnostiklöcher (a)-(c). (a) zeigt das Spektrum des ersten Diagnostiklochs, (b) des zweiten und (c) des dritten Lochs. Die äquivalente Strahlungstemperatur T_R und das Spektrum eines Planck-Strahlers der Temperatur T_R (gestrichelte Linie) sind zu jedem Spektrum mit angegeben.



größeren Wellenlängen verschiebt. Dabei sinkt die Intensität im Verhältnis zu der Strahlung bei $\lambda \simeq 5nm$ erst ab, um dann wieder anzusteigen. Dasselbe Verhalten erkennt man auch auf den Schwärzungskurven wieder, so daß dies sehr wahrscheinlich kein durch die Filmempfindlichkeit erzeugtes künstliches Phänomen ist. Die Verschiebung des Maximums bei $\lambda \simeq 10nm$ bei sinkender Intensität der heizenden Strahlung ist auch bei ebenen Targets bekannt [50, 45], nur wurde dort die Umkehrung der Intensitätsverhältnisse zwischen den Maxima bei $\lambda \simeq 5nm$ und $\lambda \simeq 10nm$ nicht beobachtet.

Beim Spektrum des ersten Lochs deutet sich auf der Schwärzungskurve ein weiteres Maximum unterhalb der schon beschriebenen Maxima an, das sich auf dem ausgewerteten Spektrum wegen der stark abfallenden Filmempfindlichkeit leider nicht von der nullten Ordnung trennen läßt. Da dieses Maximum auf beiden Seiten des Spektrums auftritt, kann man daraus schließen, daß es sich um einen weiteren Emissionspeak handelt, der wahrscheinlich im Bereich des Gold N-Bands bei $\lambda \simeq 3nm$ liegt.

Daß am Röhrenchenanfang härtere Strahlung emittiert wird, ist durch die erheblich höhere Intensität der heizenden Laserstrahlung bedingt, wie es auch bei ebenen

Targets beobachtet wurde [50, 45]. Anhand der Spektren sieht man noch einmal ganz deutlich die Trennung zwischen der lasergeheizten heißen Zone am Anfang des Röhrchens und den röntgengeheizten kälteren Bereichen weiter hinten.

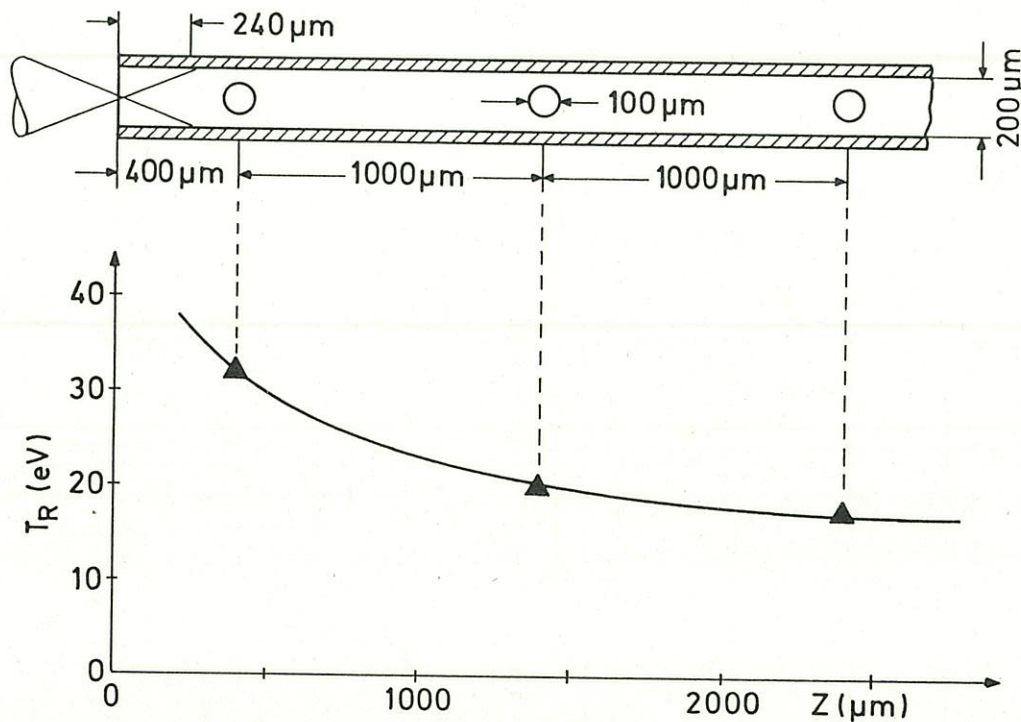


Bild 6.9

Strahlungstemperaturen T_R der Spektren der drei vorderen Diagnostiklöcher. Zum Vergleich sieht man außerdem eine Schemazeichnung mit den Abmessungen des Röhrchens und der Diagnostiklöcher.

Das aus dem ersten Diagnostikloch gewonnene Spektrum ist vergleichbar mit Spektren ebener Laserplasmen bei einer Intensität von etwa 10^{12} W/cm^2 [50, 45]. In den vorderen Abschnitten des Röhrchens erwartet man eine Intensität in der gleichen Größenordnung.

Nimmt man an, daß die hinteren Röhrchenbereiche durch die Röntgenstrahlung des heißen vorderen Plasmas aufgeheizt werden und legt weiterhin eine Temperatur der heißesten Bereiche von etwa 50 eV zugrunde, dies ist plausibel, da sich das erste Diagnostikloch nicht im Bereich der maximalen Laserintensität befindet und zu erwarten ist, daß das Maximum der Temperatur noch etwas höher liegt als die hier gewonnene Temperatur von $T_R \approx 32 \text{ eV}$, so erhält man aus dem Modell des

Energietransports durch Röntgenstrahlung in Kapitel 2.3 einen Schätzwert für die Röntgenintensität in der Umgebung des ersten und zweiten Diagnostiklochs von $I_R \simeq 10^9 - 10^{10} \text{ W/cm}^2$ (vgl. Bild 2.9). Vergleicht man die hier gewonnenen Spektren mit Spektren von Laserplasma bei ähnlichen Intensitäten [54], so zeigen sich signifikante Unterschiede. Insbesondere fehlt bei den Spektren des Laserplasmas das O-Band völlig, statt dessen sieht man Strahlung aus dem N-Band. Auch ist das Intensitätsverhältnis von weicher zu harter Strahlung beim Laserplasma umgekehrt als in den hier gemessenen Spektren.

Die aus den Spektren ermittelten äquivalenten Strahlungstemperaturen (siehe Bild 6.9), zeigen, daß nach dem Absinken der Temperatur zwischen dem ersten und zweiten Diagnostikloch die Temperatur relativ konstant bleibt. Dies weist nochmals auf die Trennung zwischen lasergeheizter und röntgengeheizter Zone hin. Wie man aus den Spektren ersehen kann (siehe Bild 6.8), sind die effektiven Temperaturen T_{eff} (vgl. Kapitel 5.5) erheblich höher als die hier angegebenen Strahlungstemperaturen, denn die spezifische Austrahlung I_λ liegt in weiten Bereichen über der Planck-Kurve.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit gibt einen Einblick in die physikalischen Phänomene innerhalb lasergeheizter Hohlzylinder. Außerdem sollten Anhaltspunkte für die Eignung dieser Konfiguration zur Konversion von Laserlicht in Röntgenstrahlung und als Grundlage für einen Röntgenlaser gefunden werden. Dazu wurden mit verschiedenen vorhandenen Diagnostiken die Transmission von Laserlicht durch das Röhrchen und die zeitliche, räumliche und spektrale Verteilung der Röntgenemission des Plasmas im Röhrchen gemessen. Ein Modellexperiment mit ebenen planparallelen Platten ermöglichte es, die Plasmaexpansion in einer mit den Hohlzylindern vergleichbaren Anordnung zu beobachten.

Insgesamt zeigten diese Konfigurationen ein gut reproduzierbares Verhalten, das mit Hilfe einfacher Überlegungen in der Regel gut gedeutet werden kann. Es hat sich gezeigt, daß die Absorption des Laserlichtes im Röhrchen sehr hoch ist und die Laserenergie weit in das Röhrchen hineintransportiert wird. Zwei Grundmuster des axialen Energietransports können unterschieden werden: Dehnt sich das Plasma während des Laserpulses relativ wenig aus, so kann der gesamte Laserpuls in das Röhrchen eindringen und transportiert die Energie durch Mehrfachreflexion weiter in das Röhrchen. In diesem Fall erhält man eine hohe Lichttransmission durch das Röhrchen, die sich durch einfache Abschätzungen gut erklären läßt. Die Aufnahmen am Modellexperiment der planparallelen Platten zeigen, daß die Röntgenemission in einem ausgedehnten Gebiet zu beobachten ist und im zeitlichen Verlauf dem Laserpuls folgt. Dehnt sich das Plasma während des Laserpulses jedoch stark aus, so absorbiert es die Laserenergie schon in den vorderen Röhrchenbereichen und heizt sich dabei stark auf. Die Röntgenstrahlung dieses heißen Plasmapropfes an der Eintrittsfläche transportiert dann die Energie weiter in das Röhrchen hinein. Beim Auftreffen auf die Röhrcheninnenwand erzeugt diese Strahlung sekundäres Plasma. Die Lichttransmission ist hier sehr gering, läßt sich aber unter der Annahme, daß nur ein geringer Teil des Laserpulses in das Röhrchen eindringt, mit dem Modell der Mehrfachreflexion abschätzen. Bei den planparallelen Platten sieht man, daß ein Großteil der Röntgenemission von Bereichen nahe der Eintrittsfläche stammt, und die Röntgenemission länger als der Laserpuls andauert. Die Spektren aus dem lasergeheizten vorderen Abschnitt der Röhrchen sind vergleichbar mit denen ebener Laserplasmen bei gleicher Intensität [50, 45]. Die Spektren der hinteren röntgengeheizten Bereiche unterscheiden sich jedoch sehr stark von Spektren lasergeheizter Plasmen bei gleicher Intensität [54].

In den Lochkamera-Aufnahmen der Parallelplattentargets zeigt sich in der Mitte zwischen den Oberflächen ganz deutlich eine leuchtende Plasmasäule. Sie findet sich auch auf den Lochkamera-Aufnahmen des Röhrchenquerschnitts wieder. Sie wird durch den Zusammenprall des abströmenden Plasmas in der Mitte des Röhrchens erzeugt, wobei es sich wieder aufheizt und erneut zu strahlen beginnt. Messungen des zeitlichen Verlaufs der Röntgenemission zeigen, daß diese Plasmasäule ungefähr zu dem Zeitpunkt entsteht, den die Abschätzungen zur Kollisionszeit des Plasmas ergeben, und für mehr als die doppelte Laserpulsdauer weiter strahlt.

Die Winkelverteilung der aus dem hinteren Röhrchenende emittierten Strahlung ist bestimmt durch den geometrischen Öffnungswinkel, den die hinteren, absorbierenden Röhrchenwände der Röntgenstrahlung des vorderen Plasmas frei lassen. Mit Hilfe dieser Winkelverteilung und den Lochkameraaufnahmen läßt sich eine untere Grenze der nutzbaren Konversion von einfallender Laserenergie in nach hinten abgegebene Röntgenstrahlung gewinnen, die bei einem Röhrchendurchmesser von $D = 700\mu\text{m}$ und einer Länge von 3.1mm bei etwa 7% liegt.

Die effektiven Plasmatemperaturen in den lasergeheizten Gebieten liegen in der Größenordnung von $T_{eff} \simeq 50\text{eV}$, während die äquivalenten Strahlungstemperaturen mit $T_R \simeq 30\text{eV}$ etwas niedriger sind, da es sich hier nicht um Planck-Spektren handelt. Die röntgengeheizten Gebiete bleiben nicht zuletzt wegen der niedrigeren Intensität kühler und erreichen nur Temperaturen von etwa $T_R \simeq 20\text{eV}$.

Die gewonnenen Ergebnisse zeigen insgesamt eine vielversprechende Tendenz. Es wurde demonstriert, daß sich diese Anordnung als gepulste Röntgenquelle eignet, die insbesondere den Vorteil einer optimalen Ankopplung an Röntgenlichtleiter hat, die auf dem Prinzip der Metallreflexion bei Einfallswinkeln nahe 90° basieren [22, 23]. Zur besseren Charakterisierung dieser Röntgenquelle sind noch weitere Experimente, insbesondere spektral aufgelöste Messungen der Röntgenemission aus dem hinteren Röhrchenende notwendig.

Eine Optimierung bezüglich der Röntgenkonversion, wie sie für eine Nutzung dieser Konfiguration als Konverter von Licht in Röntgenstrahlung erforderlich wäre, ließe sich mit vertretbarem Zeitaufwand sehr wahrscheinlich nur unter Zuhilfenahme eines guten numerischen Modells bewerkstelligen. Trotzdem haben die Experimente gezeigt, daß diese Konfiguration gute Voraussetzungen für eine möglichst große Konversion aufweist, da hier durch die geschlossene Geometrie die Strahlungsverluste geringer sind und ein Teil der hydrodynamischen Energie, die bei ebenen

Targets verloren geht, wieder in Röntgenstrahlung zurückverwandelt wird. Die Röhren, bei denen das lasergeheizte Plasma gut vom röntgengeheizten getrennt ist, bieten gute Voraussetzungen, die Bildung und das Verhalten von sekundärem Plasma zu untersuchen und dabei gleichzeitig das lasergeheizte Konversionsplasma zu beobachten. Bei höheren Laserintensitäten kann man sehr wahrscheinlich einen Beitrag der Reemission des sekundären Plasmas zum Energietransport durch Röntgenstrahlung feststellen [37, 38], was sich zur Messung der Opazität und des Reemissionskoeffizienten des Plasmas verwenden läßt. Am MPQ sind Experimente in Planung, die Aufschluß über diese Fragen liefern sollen.

Vieles deutet darauf hin, daß diese Anordnung sich auch als Grundlage für einen Röntgenlaser eignet. Während der Expansionsphase stellt sich bei großen Röhren ein konkaver Dichtegradient ein, der verhindert, daß die Laserstrahlung aus der aktiven Zone herausgebeugt wird, da das Brechzahlmaximum sich in der aktiven Zone befindet [29, 13]. Als zweite Möglichkeit zur Laseraktivität bietet sich die relativ stabile Plasmasäule an, die in der Mitte des Röhrens entsteht. Diese läßt sich vielleicht als aktives Medium nutzen, welches vom Wandplasma durch Röntgenstrahlung gepumpt wird, analog zu der Konfiguration aktives Medium und Blitzlampe bei Lasern im sichtbaren Spektralbereich, oder den Verhältnissen bei "Z-pinch"-Experimenten [55]. Diese Plasmasäule könnte auch, durch Strahlung und Elektronenwärmeleitung gekühlt, als Medium für ein Rekombinationslaserschema dienen [18]. Im Moment sind dies noch Spekulationen, denn zum Design eines Lasers auf der Basis eines lasergeheizten Hohlzylinders wäre ein numerisches Modell erforderlich, daß die Hydrodynamik, den Strahlungstransport von Laserlicht und Röntgenstrahlung, sowie die Atomphysik des Lasermediums angemessen beschreibt.

Anhang

TARGETHERSTELLUNG

Als Targets wurden einerseits kommerziell erhältliche Goldröhrchen mit $D = 700\mu m$ Innendurchmesser benutzt, während die Röhrchen mit $D = 200\mu m$ selbst hergestellt wurden. Die größeren Röhrchen liefert Goodfellow [56] in etwa $10cm$ langen Stücken mit Wandstärken von $150\mu m$ bei einem Außendurchmesser von $1000\mu m$. Sie sind mechanisch relativ stabil und lassen sich auf einer Feinmechanikerdrehbank gut bearbeiten und auf die gewünschten Längen bringen. Durch die Bearbeitung auf der Drehbank erhält man eine saubere und relativ fehlerlose Eintrittsfläche der Röhrchen (siehe Bild 1).

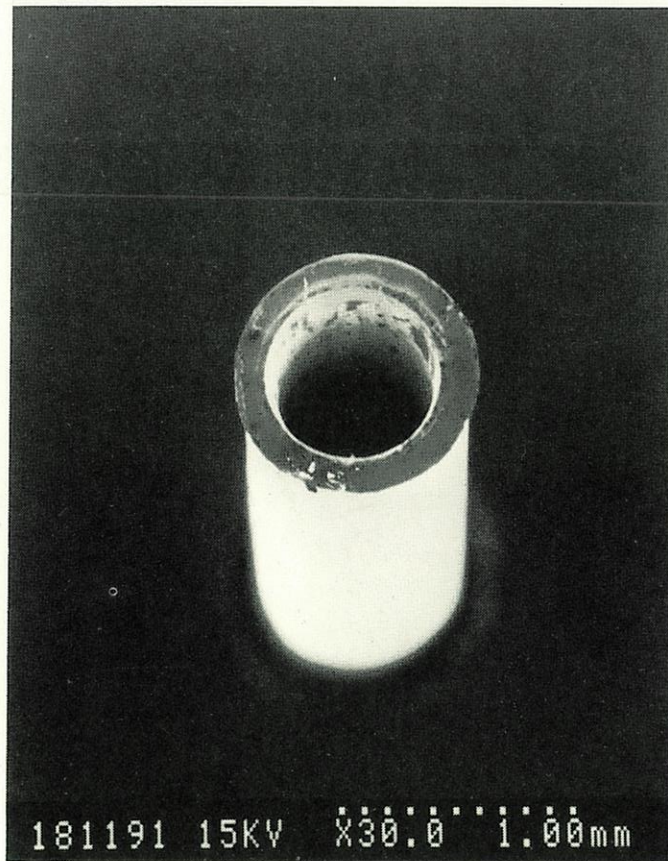


Bild A.1

Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines Goldröhrchens mit $D = 700\mu m$ Durchmesser.

Zur Herstellung der kleinen Röhren wird auf einem Kupferdraht des gewünschten Durchmessers galvanisch eine Goldschicht von etwa $20 - 30\mu m$ aufgebracht. Nach dem Schneiden des Drahtes in Stücke der erforderlichen Länge ätzt man das Kupfer durch kochende Salpetersäure heraus. Dieser Ätzworgang dauert etwa 2 Tage. Durch das mechanische Schneiden der Drähte wird die Eintrittsfläche des Röhrens etwas gedreht und ist auch nicht mehr genau kreisförmig (siehe Bild 2).

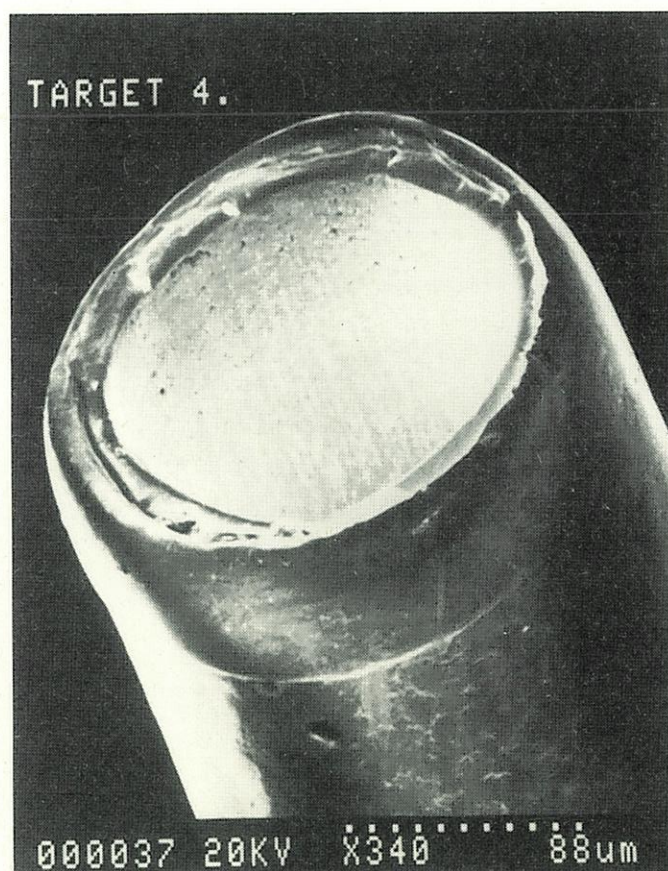


Bild A.2

Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines Goldröhrens mit $D = 200\mu m$ Durchmesser.

Die Diagnostiklöcher der in 5.2 benutzten Röhren werden vor dem Ätzen der vergoldeten Drähte mit einem Laser gebohrt. Dies verhindert eine Verformung des Röhrens in der Umgebung des gebohrten Lochs. Dazu verwendet man folgende einfache Anordnung (siehe Bild 3):

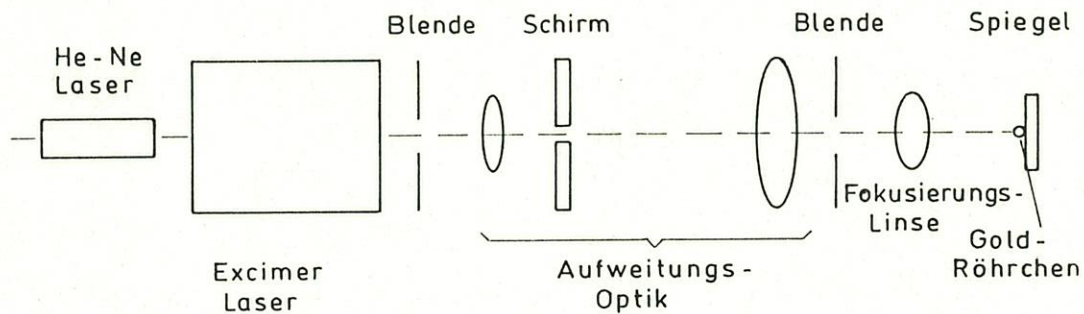


Bild A.3

Schemazeichnung des Aufbaus zum Bohren der Diagnostiklöcher in die Goldröhrchen mit $D = 200\mu\text{m}$ Durchmesser.

Aus dem divergenten Strahl eines starken Excimer-Lasers, $\lambda = 0.25\mu\text{m}$, $E_L = 1\text{J}$, $\tau_L = 20\text{ns}$, wird durch ein Raumfilter ein paralleles Lichtbündel ausgeblendet und mit einer sphärischen Linse, $f = 50\text{mm}$, auf den vergoldeten Kupferdraht fokussiert. Der Excimerlaser und die optischen Komponenten wurden mit Hilfe eines Helium-Neon-Lasers auf eine gemeinsame optische Achse gebracht. Zur Justage ist der Draht auf einem Spiegel befestigt, der im Licht des Justierlasers ein Schattenbild des Röhrchens auf einem Schirm im Strahlengang erzeugt. Dieser Spiegel und damit der Draht kann in allen drei Raumrichtungen bewegt werden, um den Draht genau auf den Strahl des Eximerlasers auszurichten. Mit dieser einfachen Anordnung ist es gelungen, Löcher im Durchmesser von $40\mu\text{m}$ in genau definiertem Abstand auf dem Draht zu bohren (siehe Bild 4).

Nach dem Ausätzen des Kupferdrahtes bleibt nur das Goldröhrchen mit den Diagnostiklöchern zurück. Mit einer besseren Fokussierungsoptik, wie z.B. einem Mikroskopobjektiv, ist es möglich, noch erheblich feinere Strukturen zu erzeugen.

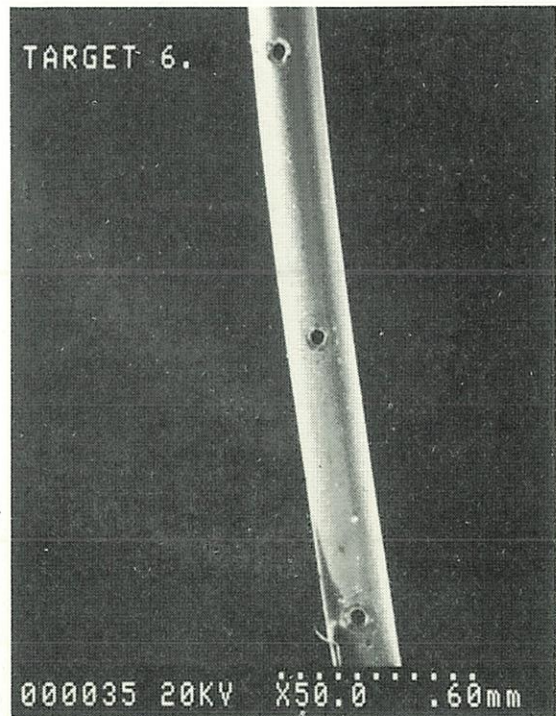


Bild A.4

Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines Goldröhrchens mit $D = 200\mu\text{m}$ Durchmesser, versehen mit $d = 40\mu\text{m}$ großen Diagnostiklöchern

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] P. Mulser, R. Sigel, and S. Witkowski, Phys. Letter (C) **34**, 187 (1973).
- [2] K. A. Brueckner and S. Jorna, Rev. of Mod. Phys. **46**, 325 (1974).
- [3] J. J. Duderstadt and G. A. Moses, *Inertial Confinement Fusion* (John Wiley and Sons, Inc., New York 1982).
- [4] V. L. Ginzburg, *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas*, (Pergamon, Oxford 1970)
- [5] R. Sigel, Journal de Physique, Colloque C6, suppl. au N^o 12, **38**, C6-35 (1977).
- [6] C. S. Liu, Adv. Plasma Phys. **6**, 83 (1975); **6**, 121 (1975).
- [7] H. Motz, *The Physics of Laser Fusion* (Academic Press, Inc., London 1979).
- [8] P. Mulser, *Laser-Plasma Interactions 3*, M. Hooper ed., SUSSP Publications, Edinburgh 1985.
- [9] P. Mulser, presented at the 35th Scottish Universities Summer School in Physics, Laser Plasma Interactions '88, 7th-20th August 1988 in St. Andrews, Scotland, to be published in *Laser-Plasma Interactions 4*, M. Hooper ed., SUSSP Publications, Edinburgh 1989.
- [10] R. Pakula and R. Sigel, Phys. Fluids **28**, 232 (1985); **29**, 1340E (1986).
- [11] K. Eidmann, T. Kishimoto, P. Herrmann, J. Mizui, R. Pakula, R. Sigel, and S. Witkowski, Laser and Particle Beams **4**, 521 (1986).
- [12] K. Eidmann, F. Amiranoff, R. Fedosejevs, A. G. M. Maaswinkel, R. Petsch R. Sigel, G. Spindler, Yung-lu Teng, G. Tsakiris, and S. Witkowski, Phys. Review A **30**, 2568 (1984).
- [13] M. C. Richardson, R. Epstein, O. Barnouin, P. A. Jaanimagi, R. Keck, H. G. Kim, R. S. Majoribanks, S. Noyes, J. M. Soures, and B. Yaakobi, Phys. Rev. A. **33**(2), 1246-1253 (1986).
- [14] M. A. Mazing, P. Ya. Pirogovskiy, A. P. Shevelko, and L. P. Presnyakov, Phys. Rev. A **32**, 3695 (1985).
- [15] R. Kodama and T. Mochizuki, Opt. Lett. **12**, 990 (1987).

- [16] C. Stöckl and G.D. Tsakiris, "Preliminary results from experiments with cylindrical plasmas in closed geometry targets", presented at the 19th European Conference on Laser Interaction with Matter in Madrid (Spain), Oct. 3-9, 1988.
- [17] P. F. Cunningham, R. Weber, P. Läderach, and J. E. Balmer, *Opt. Commun.* **68**, 412 (1988).
- [18] Zunqi Lin, Jia-Ming Li, Meixia Gong, Huihuang Zhang, Xiaoqiu Zhang, Xingfa He, Zhiyuan Lei, Qirong Lu, Zhongmin Gu, Binzhou Yang, Wei Zhao, Yifei Zhuang, and Wenyan Yu, *Opt. Comm.* **68**, 418 (1988).
- [19] R. Sigel, *Europhysics News* **17**, 116 (1986).
- [20] R. Sigel, 14th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Madrid, Spain, 22-26 June 1987. *Plasma Physics and Controlled Fusion* **29**, 1261 (1987).
- [21] P. J. Mallozzi, H. M. Epstein, R. G. Jung, D. C. Applebaum, B. F. Fairand, W. J. Gallagher, R. L. Uecker, and M. C. Muckerheide, *J. of Appl. Phys.*, **45**(4), 1891 (1974).
- [22] D. Mosher and S. J. Stephanakis, *Appl. Phys. Lett.*, **29**(2), 105-107 (1976).
- [23] R. H. Pantell and P. S. Chung, *IEEE J. of Quant. Elec.* **29** (9), 694 (1978).
- [24] A. G. Michette, A. M. Rogoyski, and R. E. Burge, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **21**, 959 (1988).
- [25] C. Yamanaka, H. Azechi, E. Fujiwara, S. Ido, Y. Izawa, T. Jitsuno, Y. Kato, Y. Kitagawa, N. Miyanaga, T. Mochizuki, S. Nakai, M. Nakatsuka, H. Niki, H. Nishimura, K. Nishihara, T. Norimatsu, T. Sasaki, S. Sakabe, T. Yabe, M. Yamanaka, T. Yamanaka, and K. Yoshida, in *Plasma Physics, and Controlled Nuclear Fusion Research 1984*, Vol. 3, Tenth Conference Proceedings, London, 12 - 19 Sept. 1984, Nuclear Fusion Supplement 1985, p.3. (Int. Atomic Energy Agency, Vienna, 1985).
- [26] E. Storm, J. D. Lindel, E. M. Campbell, T. P. Bernat, L. W. Coleman, J. L. Emmet, W. J. Hogan, J. T. Hunt, W. F. Krupke, and W. H. Lowdermilk, "Progress in laboratory high gain ICF: Prospects for the future", to be published in the Proceedings of the International School of Plasma Physics "Piero Caldirola", Course and Workshop on Inertial Confinement Fusion, Varenna (Italy), Villa Monastero, Sept. 6-16, 1988.

- [27] H. Nishimura, T. Yabe, T. Endo, K. Kondo, H. Shiraga, Y. Kato, and S. Nakai, submitted to Phys. Rev Lett. (1988).
- [28] R. Sigel, J. Massen, and G.D. Tsakiris, "Cavities for the generation of "clean" Planck radiation by pulsed laser beams ", Report MPQ 136 (August 1988), to be published in the Proceedings of the International School of Plasma Physics "Piero Caldirola ", Course and Workshop on Inertial Confinement Fusion, Varenna (Italy), Villa Monastero, Sept. 6-16, 1988.
- [29] D. L. Matthews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosen, M. J. Eckart, N. M. Ceglio, A. U. Hazi, H. Medeck, B. J. MacGowan, J. E. Trebes, B. L. Whitten, E. M. Campell, C. W. Hatcher, A. M. Hawryluk, R. L. Kauffman, L. D. Pleasance, G. Rambach, J. H. Scofield, G. Stone, and T. A. Weaver, Phys. Rev. Lett. **54**(2), 110 (1985).
- [30] C. Chenais-Popovics, R. Corbett, C. J. Hooker, M. H. Key, G. P. Kiehn, C. L. S. Lewis, G. J. Pert, C. Regan, S. J. Rose, S. Sadaat, R. Smith, T. Tomie, and O. Willi, Phys. Rev. Lett. **59**(19), 2161 (1987).
- [31] G. J. Pert, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. **35**(18), 3301 (1976).
- [32] T. Boehly, P. Audebert, D. Shvarts, B. Yaakobi, B. Boswell, D. Bradley, R. S. Craxton, R. Epstein, M. C. Richardson, and J. M. Soures, in *X-rays from laser plasmas*, edited by Martin C. Richardson, Proc. SPIE 831, 305 (1988).
- [33] D. Shvarts, B. Yaakobi, P. Audebert, T. Boehly, B. Boswell, D. Bradley, R. S. Craxton, R. Epstein, M. C. Richardson, and J. M. Soures, in *X-rays from laser plasmas*, edited by Martin C. Richardson, Proc. SPIE 831, 283 (1988).
- [34] K. Eidmann and T. Kishimoto, Appl. Phys. Lett. **49**, 377 (1986).
- [35] R.P. Godwin, C.G.M. van Kessel, J.N. Olsen, P. Sachsenmaier, R. Sigel, and K. Eidmann, Z. Naturforsch. **32a**, 1100 (1977).
- [36] G.P. Banfi, K. Eidmann, and R. Sigel, Opt. Commun. **52**, 35 (1984).
- [37] R. Pakula and R. Sigel, Z. Naturforsch. **41a**, 463 (1986).
- [38] I. B. Kosarev, I. V. Nemchinov, and V. N. Rodionov, Sov. Phys. Dok. **17**(9), 886 (1973).
- [39] Ya. B. Zel'dovich and Yu. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, (Academic, New York 1966).
- [40] J. E. Crow, P. L. Auer, and J. E. Allen, J. Plasma Phys. **14**, 65 (1975).

- [41] R. Sigel, K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, G. D. Tsakiris, and S. Witkowski, in *X-rays from laser plasmas*, edited by Martin C. Richardson, Proc. SPIE 831, 73 (1988).
- [42] D.E. Post, R.V. Jensen, C.B. Tarter, W.H. Grasberger, and W.A. Lokke, *At. Data Nucl. Data Tables* **20**, 397 (1977).
- [43] B. L. Henke, P. Lee, T. J. Tanaka, R. L. Shimabukuro, and B. K. Fujikawa, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **27**(1), 1 (1982).
- [44] G.D. Tsakiris, A Soft X-ray Streak Camera for Laser-Plasma Interaction Studies, presented at the 18th International Congress on High-speed Photography and Photonics, Xi'an, Shaanxi, China, Aug. 28- Sept. 2, 1988; to appear in SPIE proceedings, Vol 1032.
- [45] W. Schwanda, MPQ Bericht, MPQ 135 (1988), Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching bei München.
- [46] R. P. Godwin, R. Sachsenmaier, and R. Sigel, *Phys. Rev. Lett.* **39**(19) 1198 (1977).
- [47] P. Herrmann, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität, München 1986 (Report MPQ 118 (July 1986), in German).
- [48] A.G.M. Maaswinkel, K. Eidmann, R. Sigel, and S. Witkowski, *Opt. Commun.* **51**(4), 255 (1984).
- [49] H. J. Hagemann, W. Gudat, and C. Kunz, "Optical Constants from the Far Infrared to the X-ray Region: Mg, Al, Cu, Ag, Bi, Bi, C, and Al₂O₃", unpublished, Deutsches Elektronen-Synchrotron report SR-74 / 7, Hamburg (1974).
- [50] T. Kishimoto, Dissertation, Ludwig-Maximilians- Universität München 1986 (Report MPQ 108 (December 1985), in German).
- [51] B. L. Henke, S. L. Kwok, J. Y. Uejio, H. T. Yamada, and G. C. Young, *J. Opt. Soc. Am. B.* **1** (6), 818 (1984).
- [52] B. L. Henke, F. G. Fujiwara, M. A. Tester, C. H. Dittmore, and M. A. Palmer, *J. Opt. Soc. Am. B.* **1** (6), 828 (1984).
- [53] W.B. Burton, A. T. Hatter, and A. Ridgeley, *Appl. Optics* **12**, 1851 (1973).
- [54] D. G. Stearns, O. L. Landen, E. M. Campbell, and J. H. Scofield, *Phys. Rev. A* **37** 1684 (1988).

[55] J. Davis, R. Clark, J. P. Apruzese, and P. C. Kepple, IEEE Transactions on Plasma Science, **16**(5), 482 (1988)

✓ [56] Goodfellow Metals Ltd., Cambridge Science Park, Milton Road, Cambridge DB4 4DJ, England

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Max-Planck-Institut für Quantenoptik (MPQ) in Garching bei München durchgeführt.

Mein Dank gilt zuerst Herrn D. H. Hoffmann, der mich mit dem MPQ in Kontakt brachte, dann dem Prüfungsausschuß der Technischen Hochschule Darmstadt, der mir durch sein unbürokratisches Verhalten diese Arbeit erst ermöglicht hat. Ebenso zu Dank verpflichtet bin ich Herrn Professor P. Mulser für seine Betreuung in Darmstadt, bzw. Herrn Dr. S. Witkowski und Herrn Dr. R. Sigel für die wohlwollende Aufnahme in die Arbeitsgruppe am MPQ.

Ganz besonderer Dank gebührt Herrn Dr. G. D. Tsakiris, der die Diplomarbeit am MPQ betreut hat. Mit viel Geduld, freundschaftlicher Anteilnahme und nicht zuletzt großem fachlichem Können hat er zum Gelingen dieser Arbeit außerordentlich viel beigetragen.

Danken will ich auch Herrn Dr. K. J. Witte und Herrn H. Schillinger für Ihre Unterstützung bei der Targetherstellung, die einige in in dieser Arbeit beschriebene Experimente erst ermöglicht hat.

Weiterhin danke ich den Herrn J. Bayerl, A. Böswald, H. Haas, P. Sachsenmaier und E. Wanka für Ihre Hilfe bei den Experimenten und besonders Herrn W. Fölsner für die unermüdliche Hilfe bei der Targetherstellung, sowie allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe und des Instituts für Ihr Interesse und Ihre Unterstützung.

Nicht zuletzt bedanke ich mich bei Frau J. Pfister für die Anfertigung der Abbildungen, bei Frau H. Brändlein und Herrn Dr. T. Peter für die Unterstützung beim Umgang mit dem Textsatzsystem, sowie bei Frau M. Damm und Herrn H. G. Balonier für die gewissenhafte Durchsicht des Manuskriptes.