

Interferometrische Dichtemessungen an
lasererzeugten Plasmen

Interferometric Density Measurements
by a CO₂-Laser at a Laser Produced Plasma

K. Büchl, T. Haering

IPP 4/125

Oktober 1974

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Interferometrische Dichtemessungen an
lasererzeugten Plasmen

Interferometric Density Measurements
by a CO₂-Laser at a Laser Produced Plasma

K. Büchl, T. Haering

IPP 4/125

Oktober 1974

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

Interferometric Density Measurements
by a CO₂-Laser at a Laser Produced
Plasma

K. Büchl, T. Haering

October 1974 (in German)

Abstract

The expansion of a CO₂-laser produced plasma from a polyethylene pellet of 200 μ diameter is investigated using a Mach-Zehnder-interferometer at 10.6 μ. The expansion is asymmetric towards the laser. The measured density profiles are compared with calculated profiles. About 10 % of the pellet atoms are ionized. Only a very small portion of the laser energy has been found in the produced plasma.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
<u>I. Einleitung und Problemstellung</u>	1
<u>II. Theoretische Modelle</u>	3
A) Das Krokhin-Caruso-Modell	3
B) Das Ähnlichkeitsmodell	5
<u>III. Experimenteller Aufbau</u>	7
A) Plasmaerzeugung	7
1) Der Laser	7
2) Das Target	10
B) Interferometrische Dichtemessung	13
1) Theorie	13
2) Das Interferometer	16
3) Röntgenfilmdetektor	19
4) Bestimmung des Aufnahmezeitpunkts	19
<u>IV. Meßergebnisse und Diskussion</u>	20
A) Flächendichteprofile	20
B) Expansion des Plasmas	30
C) Vergleich mit einem theoretischen Modell	32
D) Ionisation des Pellets	42
E) Energiebilanz	45
<u>V. Zusammenfassung</u>	50
<u>Anhang</u>	53
<u>Literaturverzeichnis</u>	56

I. Einleitung und Problemstellung

Die Entwicklung von Hochleistungslasern eröffnet zwei verschiedene Anwendungsgebiete für lasererzeugte Plasmen im Rahmen der kontrollierten Kernfusion:

- (a) Die Erzeugung trägheitseingeschlossener, extrem dichter Plasmen und ihre gleichzeitige Heizung auf Fusionsbedingungen,
- (b) die Benutzung von lasererzeugten Plasmen als Ausgangsplasmen für den Einschluß in Magnetfeldern.

Der Einschluß von Plasmen in Magnetfeldern wurde in den letzten Jahren in vielen Experimenten untersucht. Für viele Konfigurationen ergab sich dabei als ein wesentliches Problem die Füllung der Magnetfeldkonfiguration mit einem geeigneten Ausgangsplasma. Die Erzeugung von Plasmen durch Wechselwirkung von Laserlicht mit fester Materie bietet unter Umständen eine Möglichkeit zur Lösung dieses Problems. Dazu sollten feste Teilchen aus Wasserstoff, bzw. Wasserstoffisotopen im einschließenden Magnetfeld durch Beschuß mit einem fokussierten Laserstrahl vollständig in Plasma umgewandelt werden.

Als erster Schritt zur Realisierung dieser Forderungen ist es notwendig, die Erzeugung und vor allem die anschließende Expansion des extrem dichten, lasererzeugten Plasmas zu studieren. Hierzu wurden in den letzten Jahren mit gepulsten Rubin- und Neodymlasern zahlreiche Untersuchungen durchgeführt /1/, /2/. Mit der Entwicklung des TEA-CO₂-Lasers /3/ war man in der Lage, Laserplasmen auch durch die Strahlung von 10.6 μm Wellenlänge zu erzeugen /4/ - /8/. Das bietet

die Möglichkeit, den Absorptions- und Heizungsmechanismus bei der Plasmaerzeugung im langwelligen Gebiet zu studieren.

Wegen der bei der Füllung von experimentellen Anordnungen geforderten vollständigen Umwandlung der festen Materie in Plasma muß diese in Form von sehr kleinen Pellets (Größenordnung 0.1 mm) vorliegen. Für die bisherigen Versuche mit Neodym- und Rubinlasern wurde als Pelletmaterie Wasserstoff, Lithiumhydrid, Aluminium und Paraffin benutzt /9/ - /19/.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Expansion des Plasmas, das durch die Bestrahlung eines sphärischen Polyäthylenpellets von 200 μm Durchmesser beim Beschuß mit der fokussierten Strahlung eines CO_2 -Lasers entsteht, zu untersuchen. Hierzu sind im Hinblick auf den räumlichen und zeitlichen Elektronendichteverlauf interferometrische Verfahren geeignet. Während der Expansion des lasererzeugten Plasmas ändert sich die Dichte um viele Größenordnungen (10^{22} - 10^{12} cm^{-3}). Das erfordert zur Untersuchung der Phasen verschiedener Dichte interferometrische Verfahren bei verschiedenen Wellenlängen. Die bisherigen Untersuchungen konzentrierten sich im wesentlichen auf die dichte Phase ($> 10^{18}$ cm^{-3}) unter Benutzung sichtbarer Strahlung als Lichtquelle und auf die Phasen geringer Dichte ($< 10^{14}$ cm^{-3}), wobei Mikrowellen und HCN-Laser eingesetzt wurden. Die Untersuchung der vorliegenden Arbeit befasste sich deshalb mit dem Studium der Expansionsphasen, bei denen der mittlere Dichtebereich (10^{14} - 10^{18} cm^{-3}) vorlag. Als geeignete Lichtquelle für den Interferometer bot sich hierfür der CO_2 -Laser mit einer Wellenlänge von 10.6 μm an.

Die Ergebnisse erlauben Abschätzungen für einen Vergleich mit bestehenden theoretischen Modellen zur Expansion der lasererzeugten Plasmen.

II. Theoretische Modelle

Der Vorgang der Plasmaerzeugung durch Bestrahlung fester Materie mit Lasern wurde in vielen Arbeiten theoretisch untersucht. Ausführliche Literaturangaben sind in /2/ und /20/ enthalten. Rechnungen auf der Grundlage dieser Modelle führen zu erheblichen mathematischen Schwierigkeiten. Sie sind nur numerisch und in fast allen Fällen bisher nur in eindimensionaler Geometrie durchgeführt worden.

Analytische Rechnungen werden erst durch weitgehende Vereinfachungen und Vernachlässigungen möglich. Im wesentlichen sind zwei Modelle bekannt geworden, deren allgemeine Grundzüge im folgenden kurz beschrieben werden sollen.

A) Das Krokhin-Caruso-Modell /21/, /22/, /23/

Die einfallende Laserstrahlung erzeugt an der Oberfläche des Festkörpers ein gegen den Laser ausströmendes Plasma, dessen Dichte infolge der Expansion abnimmt. Das expandierende Plasma wird für die einfallende Strahlung durchsichtig. Im Gebiet der Cut-Off-Dichte (definiert durch $\omega_{\text{Laser}} = \omega_{\text{Plasma}}$) steigt die Absorption stark an.

Die Strahlung wird auf einer Strecke von der Größenordnung der Wellenlänge absorbiert und hält damit den Prozess der Plasmaerzeugung aufrecht. Um den Impuls des ausströmenden Plasmas zu kompensieren, läuft in den ungestörten Festkörper eine Stoßwelle.

Caruso unterscheidet drei Gebiete im Target (Abb. 1).

Gebiet 0: Ungestörter Festkörper, Dichte ρ_0

Gebiet 1: Stoßwelligeheizter Bereich mit Dichte ρ_1

Gebiet 3: Ausströmendes Plasma mit einer mittleren Dichte ρ_2 , mittlerer Expansionsgeschwindigkeit v_2 und einer mittleren Temperatur T_2

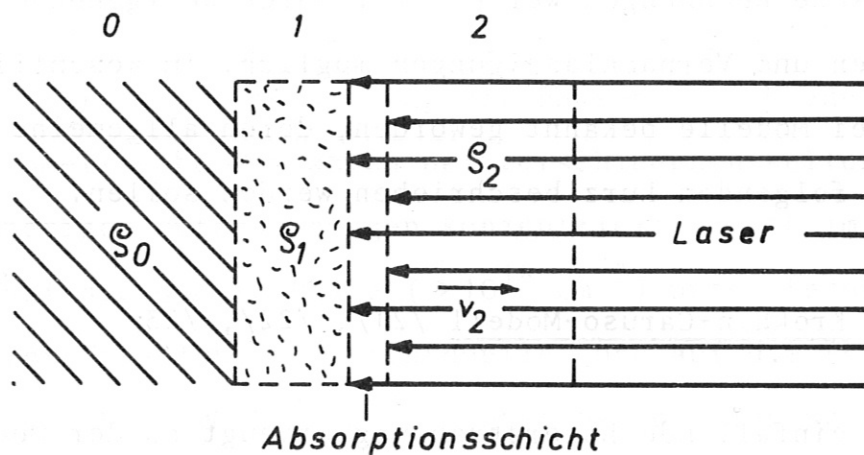


Abb 1 Plasmaerzeugung im Caruso-Modell

Die räumliche Verteilung der Dichte ρ_2 und der Expansionsgeschwindigkeit v_2 wird vernachlässigt. Die Absorption der

Laserenergie erfolgt in einer dünnen Schicht, die das Gebiet 1 vom Gebiet 2 trennt.

Unter Einbeziehung von weiteren Annahmen gestattet dieses Modell eine Bestimmung der für das ausströmende Plasma charakteristischen Größen ρ_2 , v_2 , T_2 .

Eine Erweiterung des Modells aus Targets mit endlichen Abmessungen wurde in /23/ durchgeführt. Dabei ist die transversale Expansion der dichten Phase 1 berücksichtigt. Es läßt sich eine Durchbrennzeit berechnen, die als die Zeit definiert ist, in der die dichte Phase 1 vollständig in Plasma umgewandelt ist.

B) Das Ähnlichkeitsmodell /24/, /25/, /26/, /20/, /15/

Der grundlegende Unterschied gegenüber dem obigen Modell besteht in der Annahme über die Energieumverteilung der absorbierten Strahlung. Während im Krokhin-Caruso-Modell die Energie nur in einer dünnen Schicht absorbiert wird, nimmt das Ähnlichkeitsmodell eine homogene Verteilung der absorbierten Energie auf das gesamte Volumen des bestrahlten Materials an. Auf eine explizite Beschreibung der Vorgänge des Energietransports von der Strahlung auf das Plasma und der Energieverteilung im Material wird dabei verzichtet. Das Modell geht von einem vollionisierten Plasma aus, das radial in das Vakuum unter der Erhaltung eines vorgegebenen Dichteprofiles expandiert. Der Vorgang der Plasmaexpansion wird durch die Grundgleichungen der Hydrodynamik beschrieben. Die Gleichungen

für die Erhaltung der Masse, des Impulses und der Energie gestatten unter der Annahme einer homogenen Aufheizung, einer radialen Symmetrie der Expansion und eines Laserpulses mit zeitlich konstanter Amplitude, analytische Lösungen zu finden.

Die Erhaltung eines vorgegebenen Dichteprofiles bei der Expansion ergibt sich aus der Voraussetzung eines linearen Geschwindigkeitsprofils, d.h. die Geschwindigkeit einer Plasmaschicht ist proportional zu ihrem Abstand r vom Ursprung.

Mit der Annahme eines gaußförmigen Dichteprofiles (Abb. 2)

$$n_e(r,t) = n_{e0}(t) \cdot e^{-\frac{r^2}{R^2(t)}} \quad (1)$$

$n_{e0}(t)$ = Dichte für $r = 0$

$R(t)$ = Charakteristischer Plasmaradius
(definiert als Radius bei dem die Dichte auf $1/e$ der Dichte bei $r = 0$ abgefallen ist)

lassen sich analytische Lösungen des Modells finden [20], [25], [15].

Die Grenzen dieses Modells sind durch die Tatsache gegeben, daß ein reales Plasma eine endliche räumliche Abmessung aufweist, während das Gaußprofil eine Dichteverteilung bis $r = \infty$ beinhaltet.

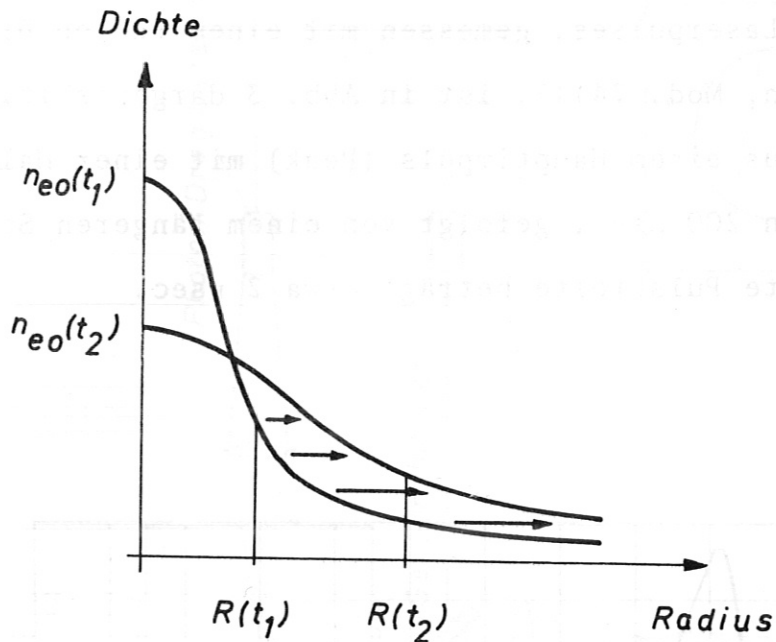


Abb. 2 Plasmaexpansion im Ähnlichkeitsmodell

Zur Interpretation von Messungen wurde dieses Modell in der Form abgeändert, daß eine endliche Grenze des Plasmas angenommen wird /12/, /15/.

III. Experimenteller Aufbau

A) Plasmaerzeugung

1) Der Laser

Zur Plasmaerzeugung wurde ein transversal angeregter, gepulster TEA-CO₂-Laser der Firma CILAS (Typ 630) verwendet (Abb. 4). Unter optimaler Justierung und Gasmischung wurde mit einem geeichten Konuskalorimeter für die emittierte

Laserenergie ein maximaler Wert von $E = 20$ Joule mit einer Reproduzierbarkeit von $\pm 10\%$ gemessen. Der zeitliche Verlauf des Laserpulses, gemessen mit einem Photon Drag Detektor (Rofin, Mod. 7411), ist in Abb. 3 dargestellt. Er besteht aus einem Hauptimpuls (Peak) mit einer Halbwertsbreite von 200 nsec, gefolgt von einem längeren Schwanz. Die gesamte Pulsbreite beträgt etwa 2 μ sec.

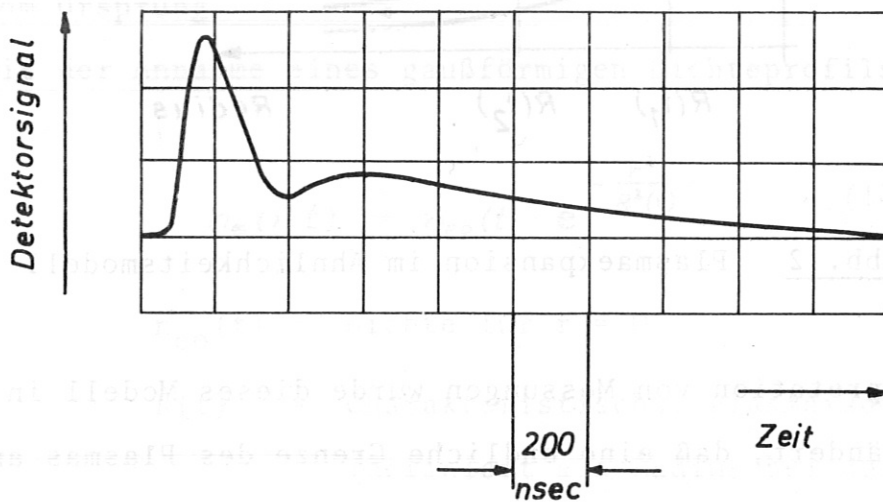


Abb. 3 CO_2 -Laserpuls zur Plasmaerzeugung

Durch Integration eines der Impulsform angenäherten Kurvenverlaufs läßt sich ein Verhältnis der Energieaufteilung in Peak und Schwanz von 1:2 bestimmen. Der Laserstrahl, mit einem quadratischen Querschnitt von 70×70 mm, wird mit einer sphärischen NaCl-Linse, Brennweite $f = 250$ mm und Öffnung 100 mm, in die Vakuumkammer

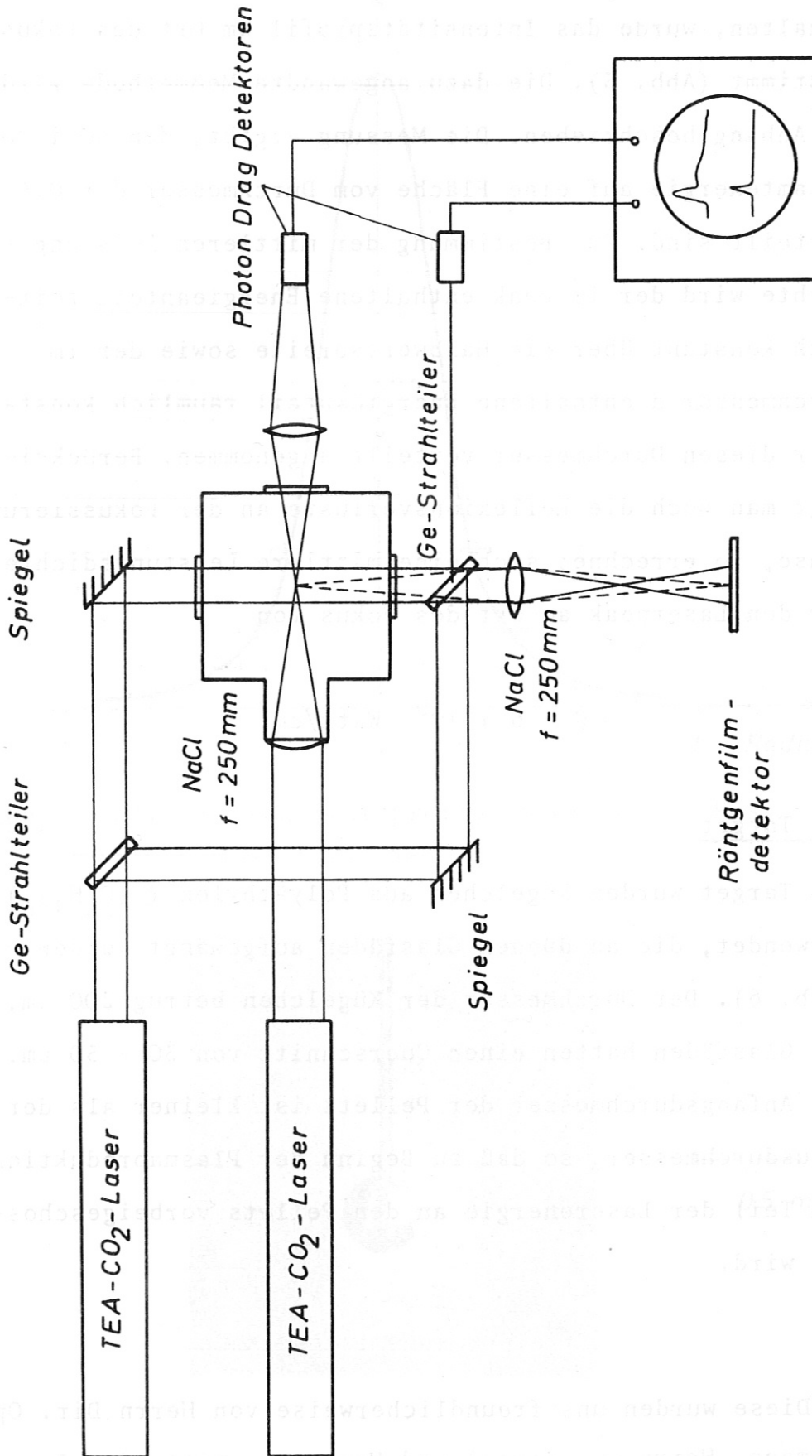


Abb. 4 Experimenteller Aufbau

fokussiert. Um die Leistungsdichte am Ort des Fokus zu erhalten, wurde das Intensitätsprofil am Ort des Fokus bestimmt (Abb. 5). Die dazu angewandte Meßmethode wird im Anhang beschrieben. Die Messung ergibt, daß 60 % der Gesamtenergie auf eine Fläche vom Durchmesser $d = 0.6$ mm verteilt sind. Zur Bestimmung der mittleren Leistungsdichte wird der im Peak enthaltene Energieanteil zeitlich konstant über die Halbwertsbreite sowie der im Durchmesser d enthaltene Energieanteil räumlich konstant über diesen Durchmesser verteilt angenommen. Berücksichtigt man noch die Reflexionsverluste an der Fokussierlinse, so errechnet sich eine mittlere Leistungsdichte für den Laserpeak am Ort des Fokus von

$$\varnothing = 6 \times 10^9 \text{ Watt/cm}^2$$

2) Das Target

Als Target wurden Kügelchen aus Polyäthylen ($(C_2H_4)_n$)^{*)} verwendet, die an dünnen Glasfäden aufgehängt wurden (Abb. 6). Der Durchmesser der Kügelchen betrug $200 \mu\text{m}$, die Glasfäden hatten einen Querschnitt von $30 - 50 \mu\text{m}$. Der Anfangsdurchmesser der Pellets ist kleiner als der Fokusbereich, so daß zu Beginn der Plasmaproduktion ein Teil der Laserenergie an den Pellets vorbeigeschossen wird.

^{*)} Diese wurden uns freundlicherweise von Herrn Dir. Opfermann, Herrn Dr. Bartel und Herrn Dr. Witt, Fa. Bayer Leverkusen, zur Verfügung gestellt.

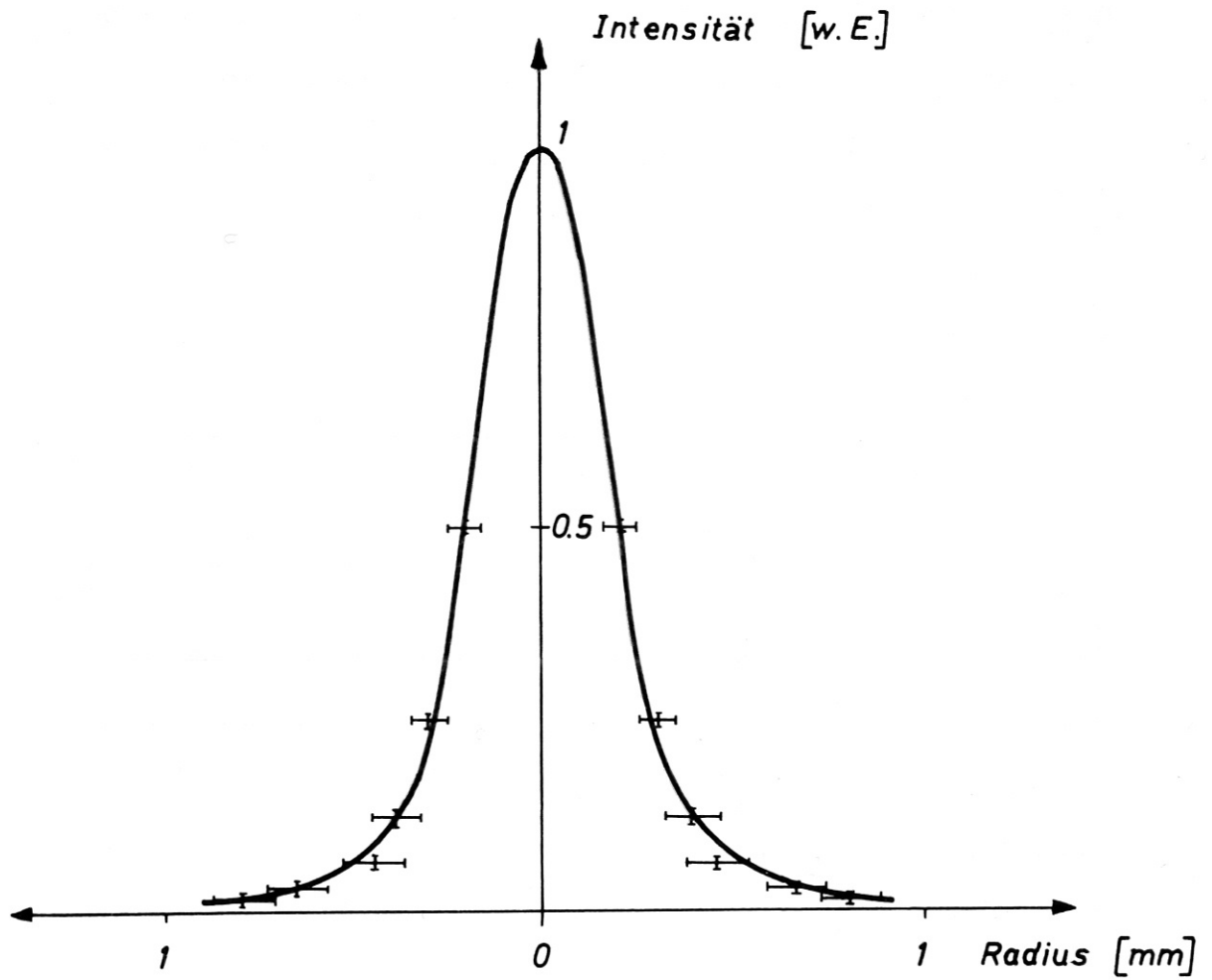


Abb. 5 Laserintensitätsprofil am Ort des Fokus

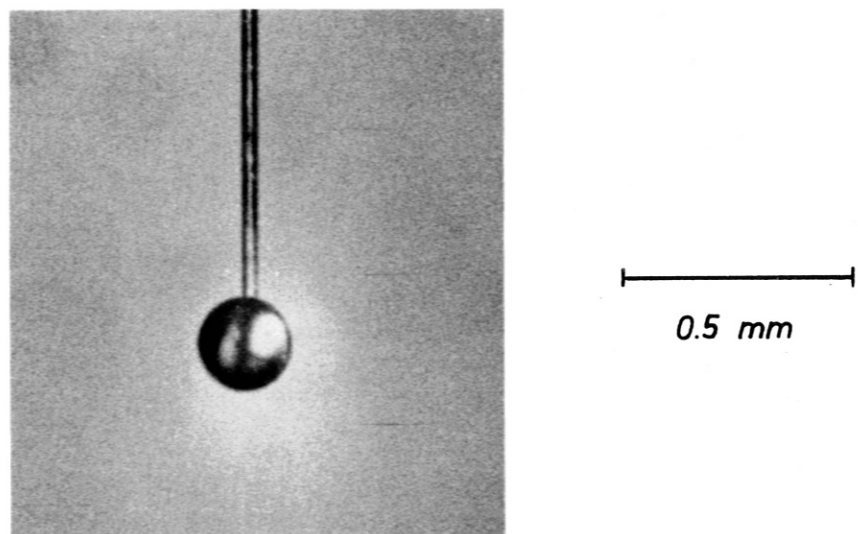


Abb. 6 Polyäthylenpellet aufgehängt am Glasfaden

Aus dem Fokusintensitätsprofil ergibt sich, daß nahezu die gesamte Laserenergie ($\approx 95\%$) innerhalb einer Fläche vom Radius 1 mm verteilt ist. Nimmt man an, daß das Pellet infolge der Aufheizung durch die Laserstrahlung homogen radial, d.h. unter Beibehaltung eines kastenförmigen Dichteprofiles, ausgehend von Festkörperdichte expandiert, so beträgt sein Radius bei Erreichen der Cut-Off-Dichte (10^{19} cm^{-3} für $\lambda = 10.6 \text{ }\mu\text{m}$) etwa das Zehnfache des Anfangsradius R_0 und seine Querschnittsfläche entspricht der oben angegebenen Fläche des Fokus. Da die Laserstrahlung im wesentlichen nur bis zum Erreichen dieser Dichte absorbiert wird, wird das Pellet während der Expansion bis zum Erreichen der Cut-Off-Dichte auf seiner ganzen Querschnittsfläche durch die einfallende Strahlung aufgeheizt (Abb. 7).

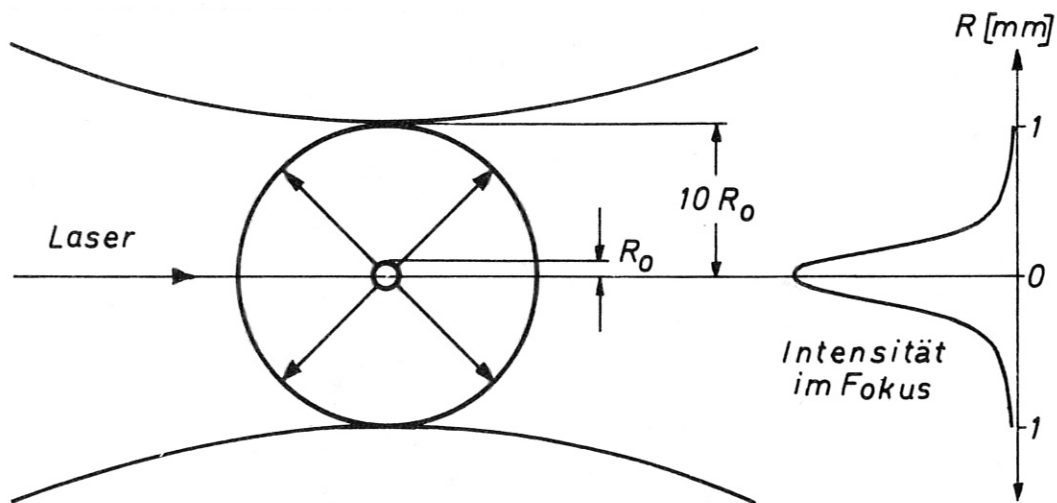


Abb. 7 Expandierendes Pellet im Laserfokus

Die Pellets wurden unter dem Mikroskop mit Hilfe eines Mikromanipulators an den Glasfäden befestigt und in die Vakuumkammer ($p \approx 10^{-4}$ Torr) gehängt. Mit einer in drei zueinander senkrechten Richtungen verschiebbaren Vorrichtung kann das Pellet an den Ort des Fokus gebracht werden, dessen Lage vorher bestimmt wurde und über optische Abbildungen fixiert ist (Anhang).

B) Interferometrische Dichtemessung

1) Theorie

Für die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem stoßfreien Zweikomponentenplasma, bestehend aus Ionen und Elektronen, unter Abwesenheit eines äußeren Magnetfeldes, läßt sich folgende Dispersionsrelation ableiten /27/:

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2 + c^2 k^2 \quad (2)$$

mit

$$\omega_{pe} = \left(\frac{4 \pi n_e e^2}{m_e} \right)^{1/2} \quad \omega_{pi} = \left(\frac{4 \pi n_i \cdot Z^2 \cdot e^2}{m_i} \right)^{1/2}$$

k = Wellenzahl

c = Lichtgeschwindigkeit

$n_{e,i}$ = Elektronen-, bzw. Ionendichte

e = Elementarladung

$m_{e,i}$ = Elektronen-, bzw. Ionenmasse

der Elektronen- und Ionenplasmafrequenz. Die Annahme eines stoßfreien Plasmas bedeutet die Vernachlässigung der

Elektronenstoßfrequenz ν gegenüber der Frequenz der elektromagnetischen Welle $\frac{\omega}{2\pi}$. Eine Abschätzung des Werts für ν nach /28/ zeigt, daß diese Annahme für Elektronentemperaturen $T_e > 1$ eV und Elektronendichten $n_e < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ gerechtfertigt ist. Der Brechungsindex ist definiert als

$$n = \frac{c \cdot k}{\omega} \quad (3)$$

Es ergibt sich damit folgender Ausdruck für den Brechungsindex des Plasmas, wobei Beiträge zum Brechungsindex von undissoziierten Molekülen, neutralen und nicht vollständig ionisierten Atomen, in Grund- und angeregten Zuständen, nicht berücksichtigt werden.

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \cdot \left(1 + Z^2 \cdot \frac{n_i}{n_e} \cdot \frac{m_e}{m_i} \right) \quad (4)$$

Vernachlässigt man den Ionenanteil (er ist von der Ordnung m_e/m_i für $Z = 1$ und $n_i = n_e$), vereinfacht sich der Ausdruck zu

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (5)$$

Der Brechungsindex der freien Elektronen ist also stets kleiner als 1. Er wird für $\omega < \omega_{pe}$ imaginär. Eine Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen der Frequenz ω im Plasma ist oberhalb einer bestimmten Elektronendichte, der Cut-Off-Dichte, nicht mehr möglich.

Für $\omega \gg \omega_{pe}$ läßt sich (5) zu

$$n = 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = 1 - \frac{n_e}{2n_{c0}} \quad (6)$$

entwickeln, oder

$$n = 1 - 4.48 \cdot 10^{-14} \cdot \lambda^2 \cdot n_e \quad (7)$$

(n_e in cm^{-3} , λ in cm)

Eine Messung des Plasmabrechungsindex und damit der Elektronendichte ist mit interferometrischen Anordnungen möglich. Eine Änderung des Brechungsindex in dem zu untersuchenden Objekt verursacht eine Änderung der Phasengeschwindigkeit einer durchgehenden elektromagnetischen Welle. Die dabei auftretende Phasenänderung im Vergleich zu einer durch ein Medium mit bekanntem Brechungsindex n_0 laufenden Welle, läßt sich aus dem Interferenzstreifen-system ermitteln.

Die Streifenverschiebung s , gemessen in Anzahl der Streifen, ist proportional der Änderung der optischen Weglänge

$$s = \frac{L \cdot \Delta n}{\lambda} \quad (8)$$

L = Länge des Meßweges

λ = Wellenlänge

$\Delta n = n - n_0$ = Brechungsindexänderung

Bei einer inhomogenen Dichteverteilung längs des Meßweges ist $\Delta n = \Delta n(l)$.

Dann wird aus (8)

$$S = \frac{1}{\lambda} \cdot \int_0^L \Delta n(l) dl \quad (9)$$

Setzt man für den Brechungsindex des Vergleichsmediums $n_0 = 1$, so ergibt sich unter Verwendung von (7)

$$S = -4.48 \cdot 10^{-14} \cdot \lambda \cdot \int_0^L n_e dl \quad (10)$$

Das in (10) auftretende Integral wird als Flächendichte bezeichnet. Die Nachweisempfindlichkeit für diese Größe nimmt mit wachsender Wellenlänge zu. Bei einer vorhandenen Rotationssymmetrie des Elektronendichteverlaufs bezüglich einer zur Meßrichtung senkrechten Achse, lassen sich durch Auflösung der Integralgleichung (10) direkt Elektronendichteprofile gewinnen.

Voraussetzung für die Anwendung dieser Verfahren ist jedoch die Kenntnis von Randwerten der Flächendichte. Da sich aus den Messungen die Grenze zwischen Vakuum und Plasma sowie der Verlauf der Flächendichte im Randbereich des Plasmas nicht bestimmen läßt, die numerischen Verfahren aber sehr empfindlich bezüglich dieser Randwerte sind, wurde zur Vermeidung fehlerhafter Ergebnisse auf eine explizite Bestimmung der Elektronendichte mit diesem Verfahren verzichtet.

2) Das Interferometer

Als Interferometer wurde eine Mach-Zehnder-Anordnung gewählt (Abb. 4). Es bestand aus zwei goldbedampften Spiegeln auf Glasunterlage sowie zwei Germaniumplatten als Strahl-

teiler. Die Germaniumplatten mit 50 mm Durchmesser sind auf einer Seite für 10.6 μm unpolarisierte Strahlung entspiegelt. Die unbeschichteten Seiten haben mit $n = 4$ ein Reflexionsvermögen von 36 % für 45° Einfallswinkel, teilen also den Strahl im Verhältnis 1 : 1.8.

Die Strahlungsquelle ist ein transversal angeregter, gepulster TEA-CO₂-Laser (Lumonics, Modell 103-1F). Um den dem Hauptimpuls folgenden Schwanz zu vermeiden, wird der Laser ohne Stickstoffzusatz betrieben. Die Halbwertsbreite des emittierten Diagnostikpulses wurde mit Hilfe eines Photon Drag Detektors zu 80 nsec gemessen.

Als infrarotdurchlässige Fenster der Vakuumkammer wurden planparallele Kochsalzplatten verwendet, die auch im sichtbaren Wellenlängenbereich durchlässig sind und damit eine einfachere Justierung des Teststrahlengangs erlauben. Die Reflektivität von NaCl mit $n = 1.49$ beträgt für eine Grenzfläche 3.9 % bei senkrechtem Lichteinfall, so daß der durch die Teilung an den Germaniumplatten intensitätsreichere Teststrahl beim Durchgang durch die beiden NaCl-Fenster eine weitere Schwächung um etwa 15 % erfährt, und ein Intensitätsabgleich der beiden Strahlengänge nicht mehr nötig ist.

Da als Folge von Dichtegradienten im Phasenobjekt eine Strahlablenkung nicht zu vernachlässigen ist, muß zur eindeutigen Ortszuordnung die Objektebene in die Interferenzenebene abgebildet werden. Dies geschieht durch eine Kochsalzlinse mit 100 mm Öffnung und 250 mm Brennweite. Das Interferometer ist frei auf optischen Schienen auf-

gebaut. Eine Längenabstimmung der beiden Interferometerarme ist wegen der großen Kohärenzlänge des Laserlichts nur auf einige cm erforderlich. Die Einjustierung des Interferometerstrahlengangs erfolgt direkt mit dem gepulsten CO₂-Laser durch Betrachtung des Interferenzbildes auf einem Graphitschirm. Durch Absorption der auftretenden Strahlung wird dabei das Graphit so stark aufgeheizt, daß es weiß aufglüht und eine visuelle Betrachtung ermöglicht. Durch Verkippen eines Spiegels und damit eines Interferometerstrahlengangs erzeugt man in der Beobachtungsebene eine linear zu- oder abnehmende Phasendifferenz, was zu einem System äquidistanter, paralleler Streifen führt (Abb. 8). Auf diese Weise läßt sich der gewünschte Streifenabstand und die Streifenrichtung einstellen.

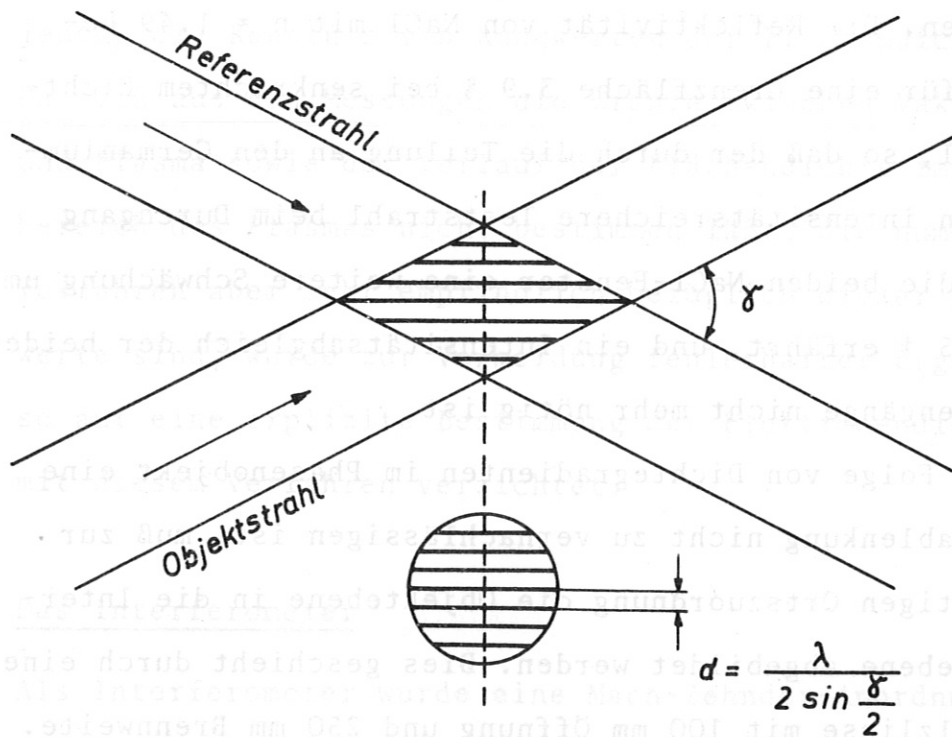


Abb. 8 Entstehung des Streifensystems ohne Plasma

3) Röntgenfilmdetektor

Zur Registrierung des Streifensystems wurde der in /29/ vorgeschlagene Flächendetektor verwendet.

Fällt intensive Infrarotstrahlung auf belichteten und entwickelten Röntgenfilm, verursacht sie eine sichtbare Verbrennung der Gelatineschicht. Man erhält so ein bleibendes Interferogramm. Die Empfindlichkeit des Detektors liegt bei 0.1 Joule/cm^2 , die Ortsauflösung bei etwa $50 \text{ }\mu\text{m}$. Diese Werte sind der Arbeit /29/ entnommen. Der Vorteil dieses Detektors liegt in seiner hohen Ortsauflösung und in seiner gegenüber anderen Infrarotflächendetektoren sehr einfachen Handhabung. Zur Fixierung des Maßstabs der Abbildung der Objektebene in die Beobachtungsebene wurde ein Gegenstand mit bekannten Abmessungen unter Beleuchtung mit dem CO_2 -Laser auf diesen Detektor abgebildet.

4) Bestimmung des Aufnahmezeitpunkts

Ein zum Beginn der elektrischen Entladung des plasmaerzeugenden Lasers zeitsynchrones Signal wurde über Impulsverstärker und Zeitverzögerungsgerät als Triggerpuls für den Diagnostiklaser verwendet.

Die Messung des Aufnahmezeitpunkts des Interferogramms erfolgte durch Registrierung des plasmaerzeugenden Laserpulses und des Diagnostiklaserpulses über Photon Drag Detektoren auf einem Zweistrahloszillographen. Ein Einbringen eines Strahlteilers in den Strahlengang des plasmaerzeugenden Lasers zur Messung des einfallenden

Laserpulses wurde vermieden, um die ohnehin schon kleine Laserenergie nicht noch unnötig herabzusetzen. Da das Pellet vor Beginn der Plasmaproduktion kleiner als der Fokusbereich des Strahls ist, reicht die am Pellet vorbeigeschossene Strahlung aus, um die ansteigende Impulsflanke eindeutig zu bestimmen. Dieser Zeitpunkt wird als Zeitnullpunkt für die Plasmaproduktion definiert. Gleichzeitig ist über diese Meßanordnung durch Vergleich der Signale ohne und mit Plasma eine Information über die transmittierte Energie gegeben (Abb. 22). Zur Zeitmessung wird der Diagnostiklaserpuls über den noch freien zweiten Strahlengang des Interferometers hinter dem letzten Strahlteiler mit einem Photon Drag Detektor registriert.

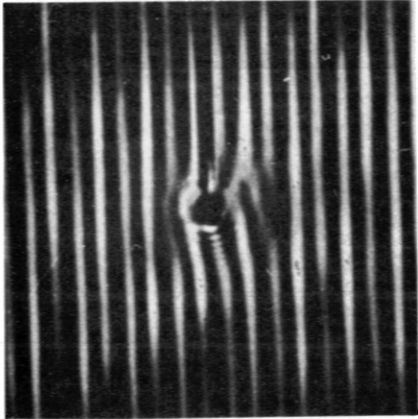
IV. Meßergebnisse und Diskussion

A) Flächendichteprofile

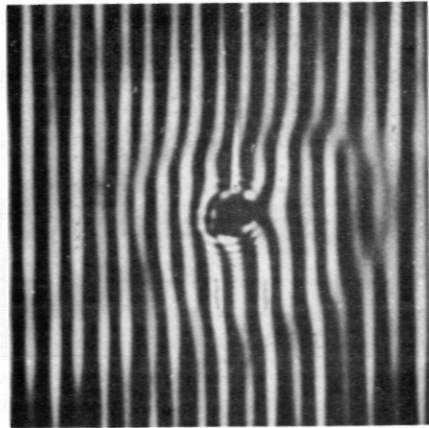
Die auf dem Röntgenfilmdetektor aufgezeichneten Interferogramme wurden zur Auswertung auf feinkörnigen Film (Agfa, Agepe FF) abphotographiert und anschließend auf normalem Photopapier vergrößert. Der Maßstab der Abbildung der Objektebene auf die Beobachtungsebene betrug $\beta = 0.9 : 1$. Infolge der zum Rand des Laserstrahls abfallenden Intensität und der Nichtlinearität des Detektormaterials ist das auf dem Detektor auswertbare Gesichtsfeld kleiner als die entsprechende Öffnung der unter 45° zur Strahlrichtung stehenden Teiler. Es hat

einen Durchmesser von ca. 25 mm. Die Streifenrichtung wurde senkrecht zur Richtung des plasmaerzeugenden Lasers eingestellt. Der Streifenabstand im ohne Plasma aufgenommenen Interferogramm beträgt 0.9 mm. Man liegt damit weit über der Grenze der Ortsauslösung des Detektormaterials.

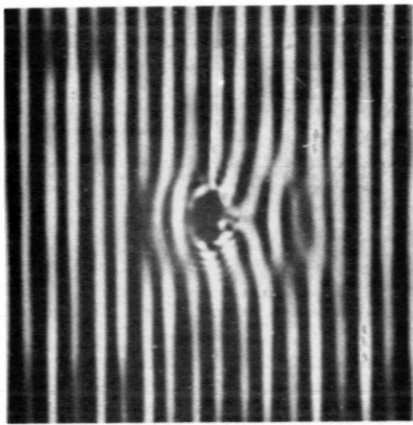
Zur Ermittlung der Flächendichte am Ort x bestimmt man die Verschiebung des Streifens, der durch x läuft, aus seiner Nulllage. Man mißt aus, um wieviel Ordnungen bzw. Bruchteile von Ordnungen sich dieser Streifen verschoben hat. Damit erhält man den Wert s der Gleichung (9) bzw. (10) und damit den Wert der Flächendichte am Ort x . Dann trägt man die Werte und ihre Lagekoordinaten auf. Durch Verbindung der gemessenen Punkte lassen sich die einzelnen Flächendichteintervalle voneinander abgrenzen. Die Bestimmung der Nulllage des Interferenzstreifensystems erfolgt am Rande des Gesichtsfelds. Die Auswertung der Interferogramme ist deshalb nur bis zu Zeiten möglich, in denen der Rand des Plasmas den entsprechenden Durchmesser noch nicht erreicht hat. Die Interferogramme und die daraus ermittelten Flächendichteprofile zeigen die Abb. 9 und Abb. 10.



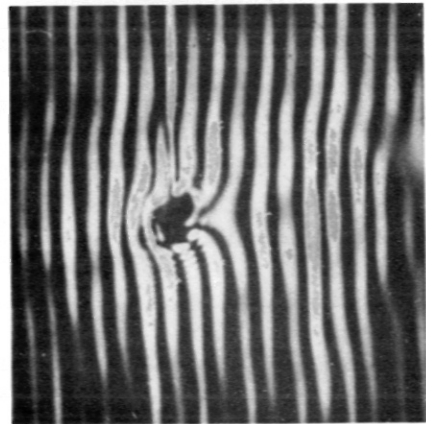
$t = 50 \text{ nsec}$



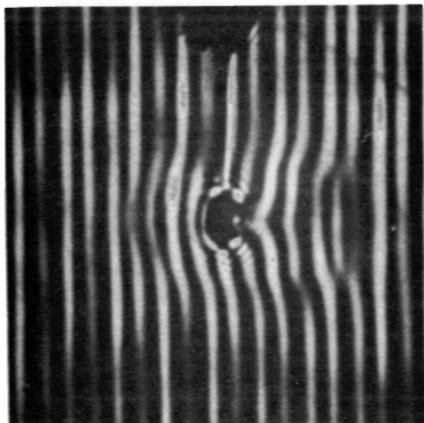
$t = 190 \text{ nsec}$



$t = 100 \text{ nsec}$



$t = 380 \text{ nsec}$



$t = 140 \text{ nsec}$

←
Laserrichtung

5 mm

Abb. 9 Interferogramme

+	$\int n_e dL$	=	3.6×10^{15}	cm^{-2}
o	"	=	7.2×10^{15}	cm^{-2}
Δ	"	=	1.08×10^{16}	cm^{-2}
\square	"	=	1.44×10^{16}	cm^{-2}
*	"	=	1.80×10^{16}	cm^{-2}

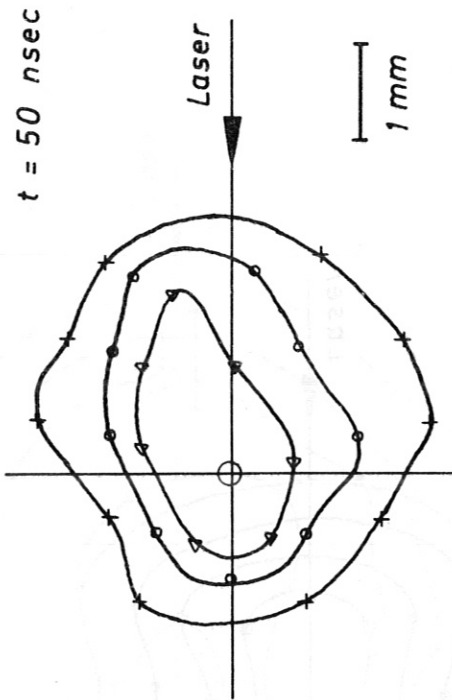


Abb. 10 Flächendichteprofile

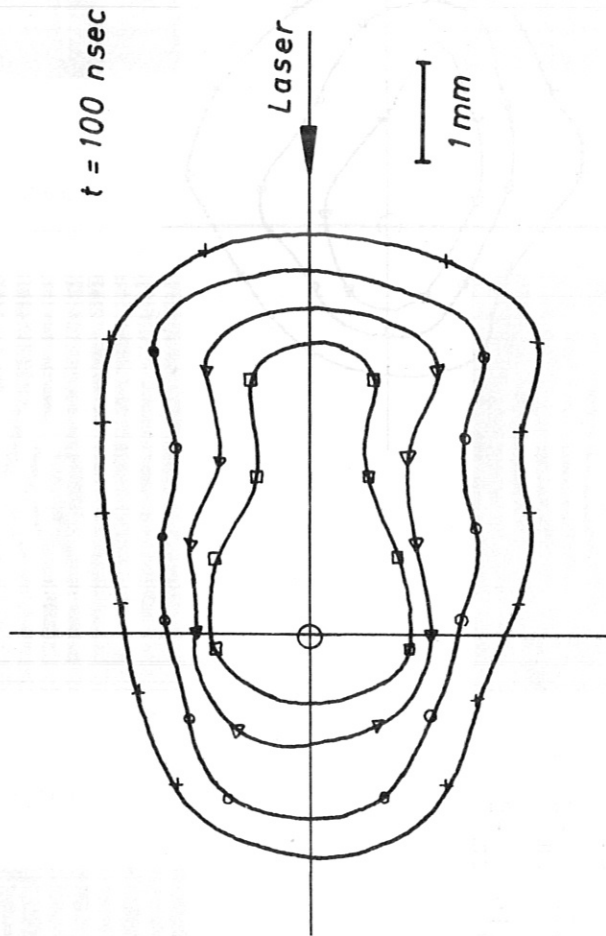


Abb. 10 Flächendichteprofile

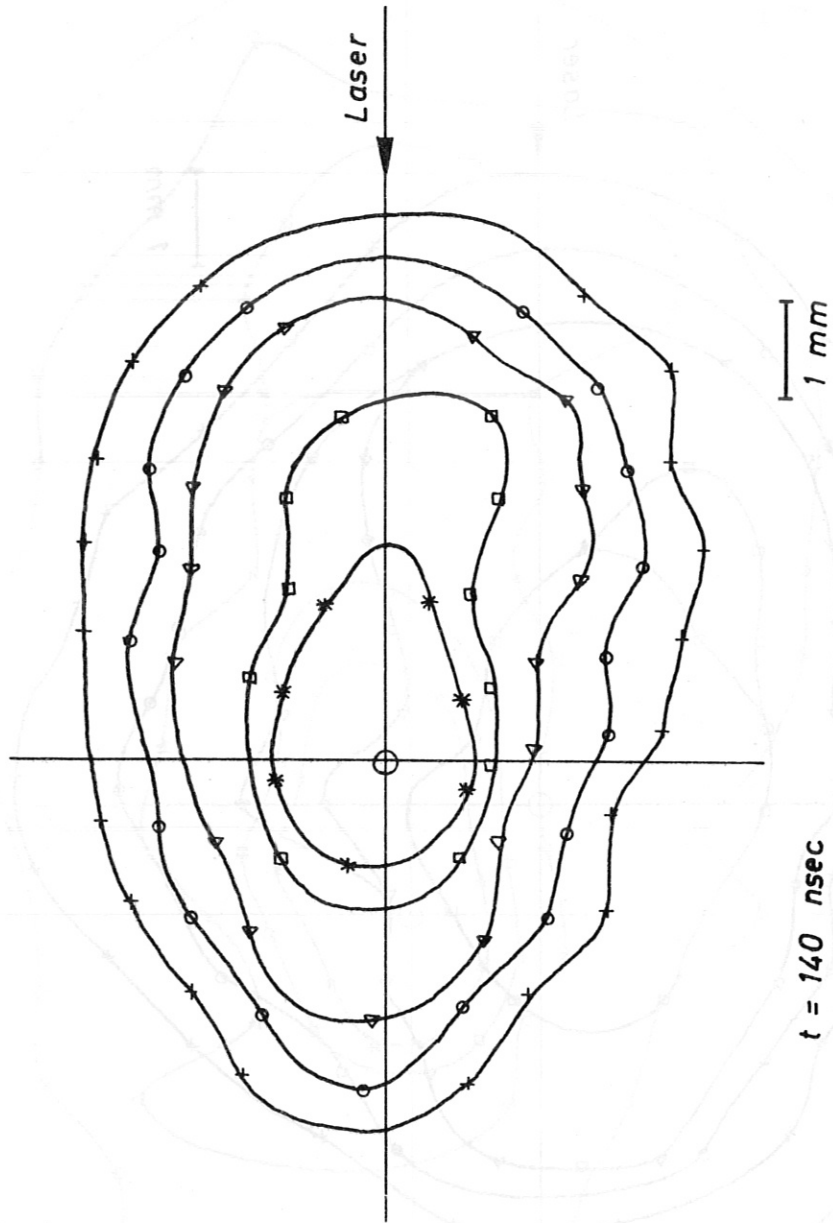
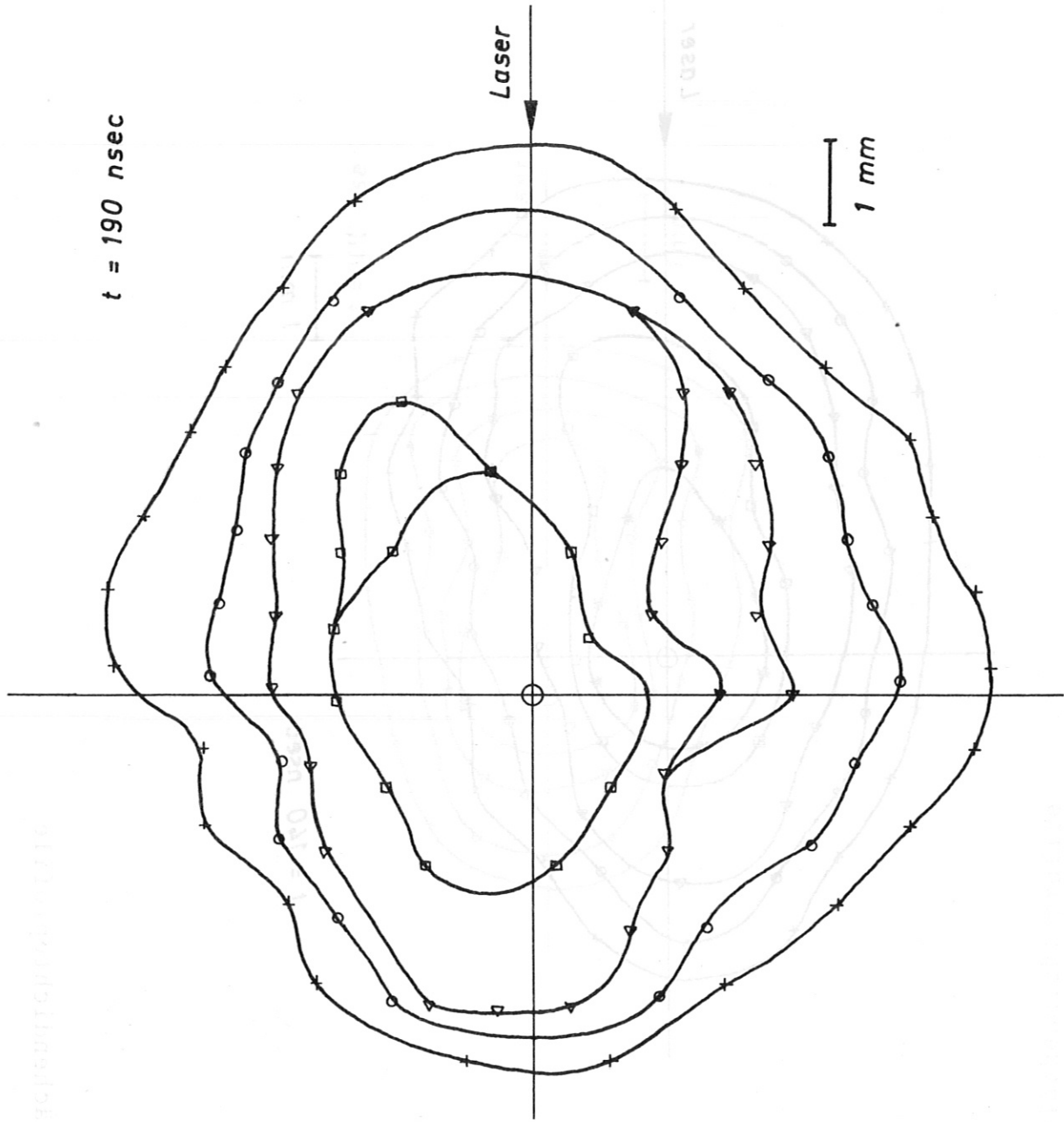


Abb. 10 Flächendichteprofile



$t = 190 \text{ nsec}$

Laser

1 mm

Abb. 10 Flächendichteprofile

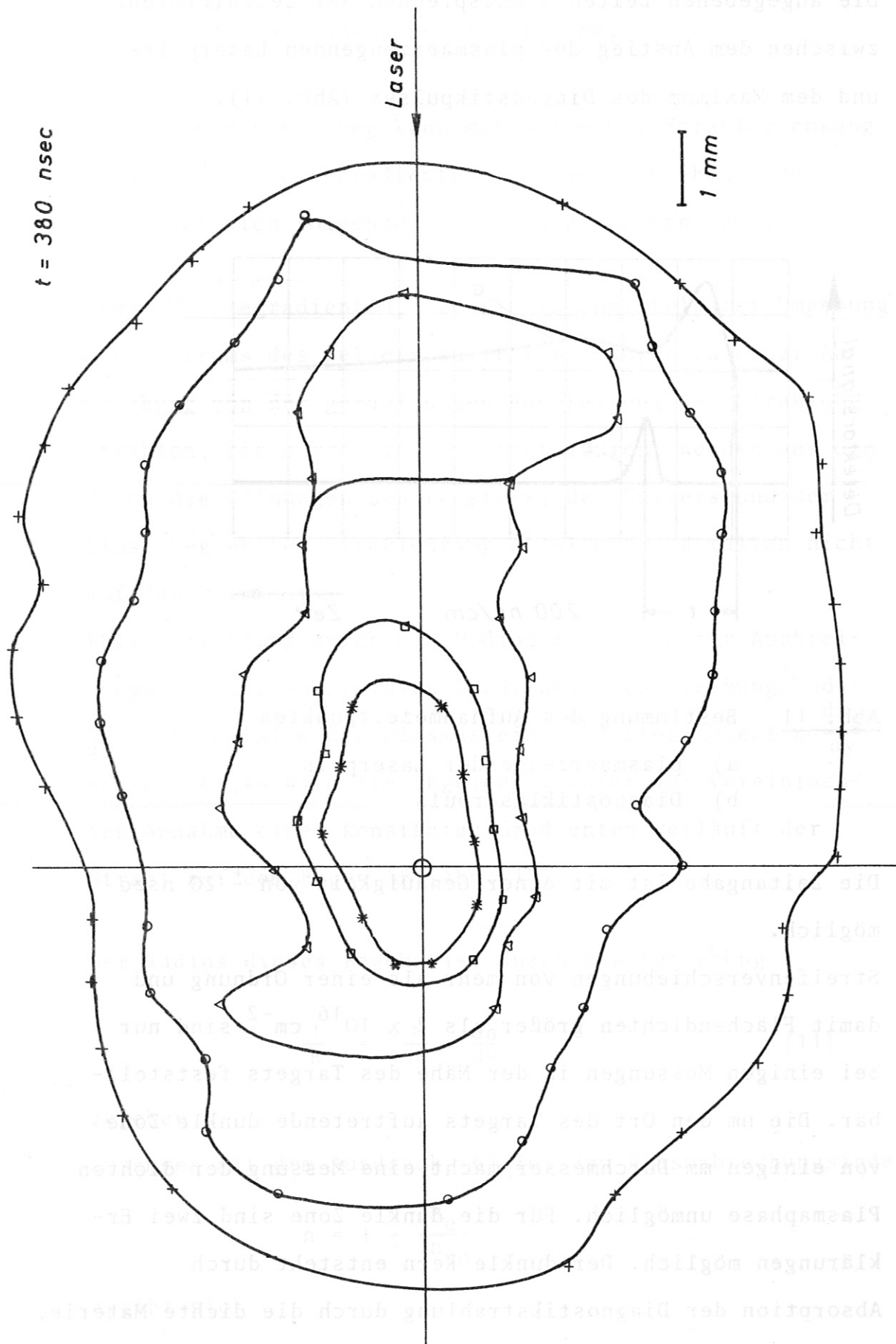


Abb. 10 Flächendichteprofile

Die angegebenen Zeiten t entsprechen der Zeitdifferenz zwischen dem Anstieg des plasmaerzeugenden Laserpulses und dem Maximum des Diagnostikpulses (Abb. 11).

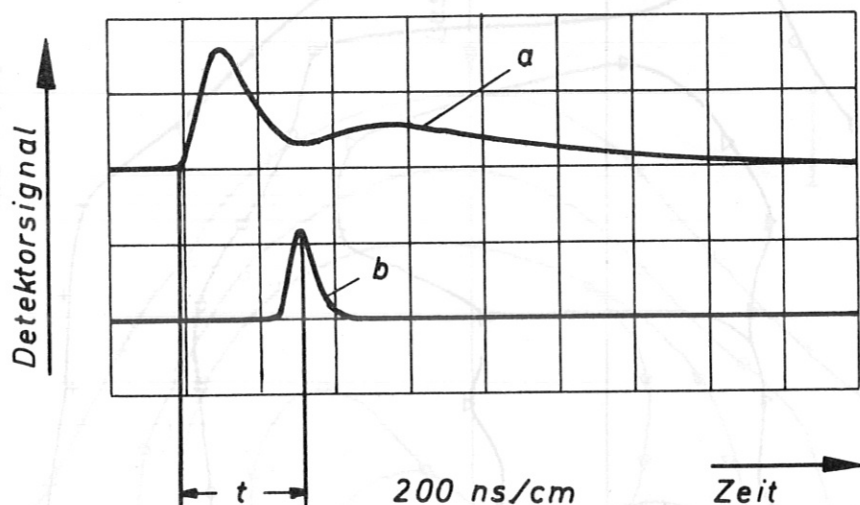


Abb. 11 Bestimmung des Aufnahmezeitpunktes
a) plasmaerzeugender Laserpuls
b) Diagnostiklaserpuls

Die Zeitangabe ist mit einer Genauigkeit von ± 20 nsec möglich.

Streifenverschiebungen von mehr als einer Ordnung und damit Flächendichten größer als $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ sind nur bei einigen Messungen in der Nähe des Targets feststellbar. Die um den Ort des Targets auftretende dunkle Zone von einigen mm Durchmesser macht eine Messung der dichten Plasmaphase unmöglich. Für die dunkle Zone sind zwei Erklärungen möglich. Der dunkle Kern entsteht durch Absorption der Diagnostikstrahlung durch die dichte Materie.

Gegen diese Erklärung spricht die geringe zeitliche Änderung des Durchmessers dieser Zone.

Eine andere Erklärung kann mit Hilfe der Strahlablenkung infolge von Dichtegradienten im Plasma gegeben werden. Dazu läßt sich folgende Abschätzung angeben /30/:

Große Dichtegradienten, wie sie in unmittelbarer Umgebung des Zentrums des Pellets auftreten, führen zu einer Abweichung von der geradlinigen Ausbreitung der Strahlung. Strahlen, die durch dieses Gebiet laufen, werden aus dem durch die Öffnungen des Fensters, des Teilers und der Linse begrenzten Strahlengang abgelenkt und fallen nicht auf den Detektor.

Fällt Strahlung durch ein Medium mit einem zur Ausbreitungsrichtung senkrechten Gradienten des Brechungsindex $\frac{dn}{dy}$, was im Falle des Plasmas einem Dichtegradienten $\frac{dn_e}{dy}$ entspricht, so wird sie abgelenkt. Unter der vereinfachten Annahme eines konstanten Gradienten verläuft der Strahl auf dem Bogen AB (Abb. 12).

Der Radius dieses Bogens ist durch die Beziehung

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dy} \quad (11)$$

gegeben.

Zusammen mit dem Ausdruck (6) für den Plasmabrechungsindex

$$n = 1 - \frac{n_e}{2n_{co}}$$

ergibt sich

$$\begin{aligned} \frac{1}{R} &= - \frac{1}{2n_{co} - n_e} \cdot \frac{dn_e}{dy} \\ &\approx - \frac{1}{2n_{co}} \cdot \frac{dn_e}{dy} \end{aligned} \quad (12)$$

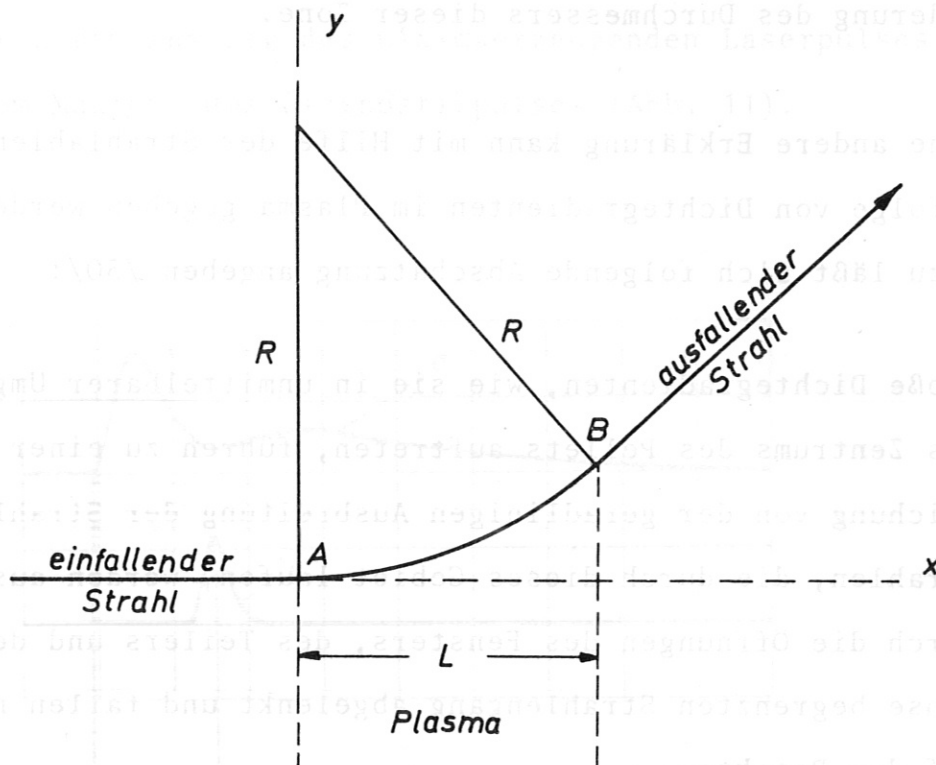


Abb. 12 Strahlenverlauf in einem Plasma mit Dichtegradienten dn_e/dy

Aus der Geometrie der verwendeten Interferometermessanordnungen läßt sich ein $1/R_{\min} \approx 300 \text{ cm}$ angeben. Dies entspricht einer oberen Grenze des Dichtegradienten, bis zu dem eine Messung möglich ist, von $7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-4}$.

B) Expansion des Plasmas

Definiert man den Ort der kleinsten im Experiment mit Sicherheit noch nachweisbaren Flächendichte als Grenze des expandierenden Plasmas, so lassen sich aus den aufgenommenen Interferogrammen Aussagen über die Plasmaverteilung gewinnen. Abb. 13 zeigt die Winkelverteilung des

Plasmas für drei verschiedene Zeiten in einer zur Interferometerstrahlrichtung senkrechten Ebene. Die Meßpunkte entsprechen Orten $R(\varphi)$ der Flächendichte $\int n_e dl = 3.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ für verschiedene Winkel φ bezüglich der Achse des einfallenden Laserstrahls.

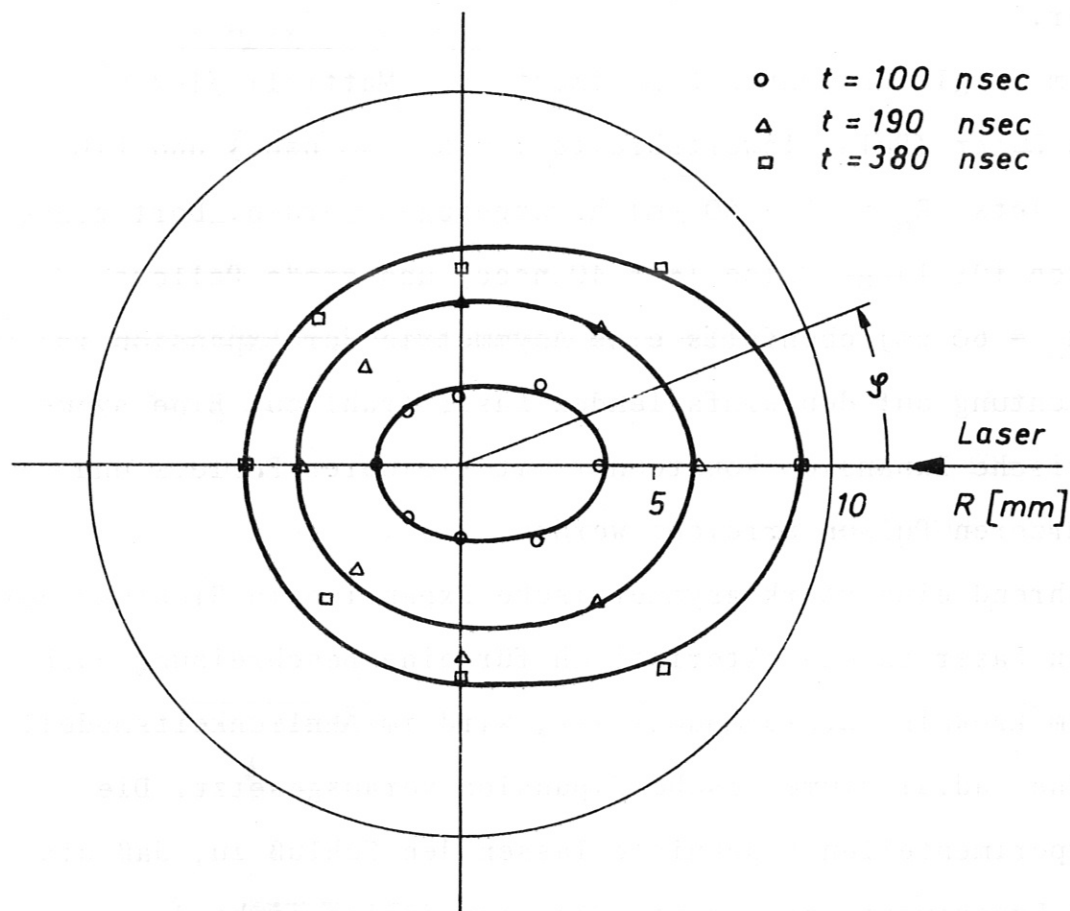


Abb. 13 Plasmawinkelverteilung

Die Plasmaexpansion erfolgt mit einer Asymmetrie in Richtung auf den einfallenden Laserstrahl zu. Als Abweichung von einer sphärisch-symmetrischen Expansion läßt sich dabei

ein Verhältnis $\alpha(\vartheta) = \frac{|R(\vartheta) - \bar{R}|}{\bar{R}}$ angeben (\bar{R} = Mittelwerte der Orte des Plasmarandes $R(\vartheta)$, gemittelt über 8 Werte äquidistanten Winkelabstands). Der maximale Wert tritt für den Winkel $\vartheta = 0^\circ$ auf (entspricht der Richtung auf den einfallenden Strahl zu) und beträgt $\alpha_{\max} \approx 0.5$. Eine Zeitabhängigkeit des asymmetrischen Verhaltens ist nicht feststellbar.

Zum Vergleich können Experimente von Mattioli /16/ mit Nd-Laser (Pulshalbwertsbreite $\tau = 5 - 40$ nsec) und LiH-Pellets ($R_0 = 25 - 60 \mu\text{m}$) herangezogen werden. Dort ergab sich für lange Pulse ($\tau = 40$ nsec) und große Pellets ($R_0 = 60 \mu\text{m}$) ebenfalls eine Asymmetrie der Expansion in Richtung auf den einfallenden Laserstrahl zu. Eine symmetrische Expansion konnte nur mit kleineren Pellets und kürzeren Pulsen erreicht werden.

Während eine stark asymmetrische Expansion in Richtung auf den Laser zu charakteristisch für eine Beschreibung nach dem Krokhin-Caruso-Modell ist, wird im Ähnlichkeitsmodell eine radial symmetrische Expansion vorausgesetzt. Die experimentellen Ergebnisse lassen den Schluß zu, daß die im Experiment untersuchte Plasmaexpansion nicht durch eines der beiden oben angegebenen Modelle beschrieben werden kann, sondern eine Kombination aus beiden Modellen die Ergebnisse besser beschreiben würde.

C) Vergleich mit einem theoretischen Modell

Um die experimentelle Flächendichteprofile mit der Theorie zu vergleichen, wurden Flächendichteprofile rechnerisch

unter der Annahme eines gaußförmigen Dichteprofiles nach dem Ähnlichkeitsmodell ermittelt. Eine Bestimmung der Elektronendichteprofile aus den experimentellen Flächendichteprofilen ist wegen der in Kap. III.B.1 dargelegten Gründe mit sehr großen Fehlern behaftet.

Mit dem Dichteprofil (1)

$$n_e(r,t) = n_{e0}(t) \cdot e^{-\frac{r^2}{R^2(t)}}$$

ergibt sich für die Flächendichte

$$\int n_e dl = \int n_{e0}(t) \cdot e^{-\frac{r^2}{R^2(t)}} dl \quad (13)$$

wobei längs des Meßweges integriert wird.

Zur weiteren Berechnung des Ausdrucks (13) wird das kastenförmige Dichteprofil des Pellets im Anfangszustand für $t = 0$ ebenfalls durch ein Gaußprofil angenähert (Abb. 14).

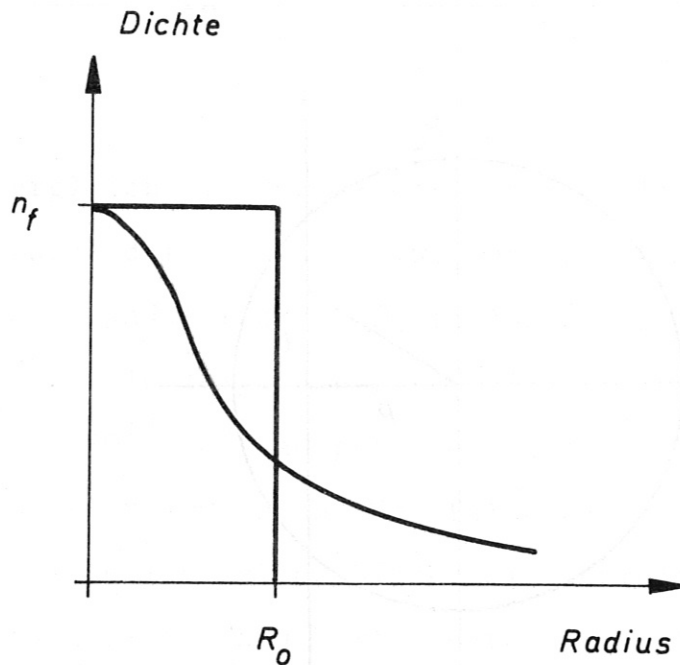


Abb. 14 Dichteprofil des Pellets

Als Folge der Erhaltung der Gesamtteilchenzahl während der Expansion gilt für $n_{e0}(t)$ und n_f folgender Zusammenhang:

$$n_{e0}(t) \cdot R^3(t) = n_f \cdot R_0^3 \quad (14)$$

n_f = Teilchendichte im Pellet
($\approx 10^{23} \text{ cm}^{-3}$)

R_0 = Anfangsradius des Pellets

Damit ergibt sich für (13) der Ausdruck

$$\int n_e dl = n_f \cdot R_0^3 \cdot \frac{1}{R^3(t)} \cdot \int e^{-\frac{r^2}{R^2(t)}} dl \quad (15)$$

Und wegen der radialen Symmetrie läßt sich das Integral in folgender Weise umformen (Abb. 15):

$$\int n_e dl = n_f \cdot R_0^3 \cdot \frac{1}{R^3(t)} \cdot 2 \cdot \int_p^{R_0} \frac{e^{-\frac{r^2}{R^2(t)}} \cdot r}{\sqrt{r^2 - p^2}} dr \quad (16)$$

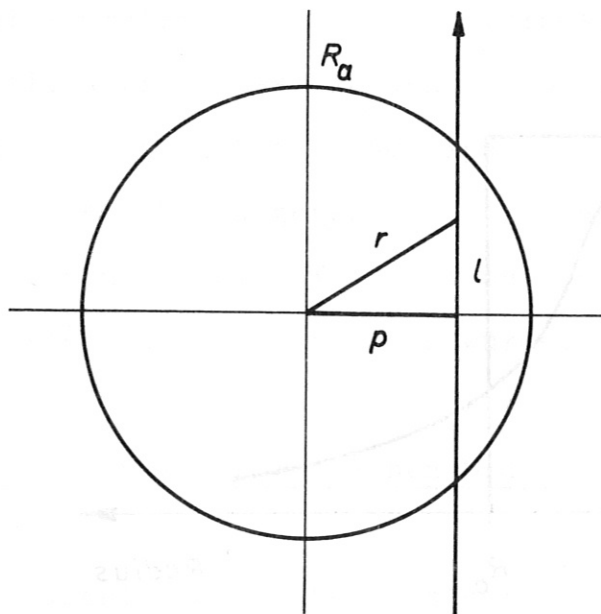


Abb. 15 Berechnung der Flächendichte für eine radial symmetrische Dichteverteilung

Bei der Berechnung des Integrals in (16) können bezüglich der oberen Integrationsgrenze R_a zwei Fälle unterschieden werden:

- (a) $R_a = R(t)$, d.h. die Grenze des Plasmas befindet sich bei $R(t)$,
- (b) $R_a = \infty$, d.h. das Plasma erstreckt sich bis $r = \infty$.

Rechnungen für das Ähnlichkeitsmodell unter der Annahme eines gaußförmigen Dichteprofiles und einer konstanten Laserleistung P ergeben folgenden Ausdruck für die Zeitabhängigkeit von R : /20/, /31/

$$R^2 = R_0^2 + \frac{4}{9} \frac{P}{M} t^3 = R_0^2 + \frac{P}{3\pi R_0^3 \rho_0} t^3 \quad (17)$$

P = Laserleistung

M = Pelletmasse

ρ_0 = Massendichte des Pellets

(= 0.93 g/cm³ für Polyäthylen)

Um einen Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen zu gewinnen, wurde der Ausdruck (16) für verschiedene Parameterwerte P und R_0 und für beide R_a in Abhängigkeit von der Zeit berechnet. Abb. 16 zeigt die Orte r der Flächendichte $\int n_e dl = 3.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ aufgetragen über der Zeit t für den Pelletradius $R_0 = 100 \text{ }\mu\text{m}$ und den Fall (a). Als Meßpunkte sind die aus den experimentellen Flächendichteprofilen ermittelten entsprechenden räumlichen Mittelwerte von r eingetragen. Die Kurve 1 wurde aus zwei Kurven mit den Parameterwerten

$P = 2 \times 10^7$ W für $t < 200$ nsec und $P = 5 \times 10^6$ W für $t > 200$ nsec zusammengesetzt. Der für die Kurve für $t < 200$ nsec angenommene Parameterwert P entspricht der über die Halbwertsbreite gemittelten Laserleistung im Peak, der Wert für $t > 200$ nsec dem Mittelwert der Laserleistung im Schwanz des Laserimpulses. Die Kurve 1 beschreibt den Fall, daß 100 % der angebotenen Laserleistung vom Pellet absorbiert werden. Die Kurve 2 ist die entsprechende Kurve für den Fall, daß nur 2 % der angebotenen Laserleistung vom Pellet absorbiert werden. Dieser Prozentsatz entspricht dem im Kapitel IV.E abgeschätzten Anteil der absorbierten Energie.

Die Meßpunkte liegen für alle Zeiten über diesen berechneten Kurven 1 und 2. Deutlich sichtbar ist ein Knick des Verlaufs der experimentellen Punkte bei $t = 200 - 300$ nsec der zeitlich mit der Beendigung des Laserpeaks und dem Übergangsbereich der berechneten Kurven zusammenfällt. Der Verlauf der Meßpunkte tendiert zu höheren absorbierten Laserleistungen, was jedoch zu einem Widerspruch führt, da vom Pellet nicht mehr als 100 % der im Experiment vorhandenen Laserleistung absorbiert werden können.

In Abb. 17 sind die Kurven mit denselben Werten der Laserleistung P , jedoch für Teilchen mit kleinerem Radius $R_0 = 50 \mu\text{m}$ aufgetragen. Dieser Radius ist der im folgenden Kapitel IV.D. ermittelten Teilchenzahl im produzierten Plasma äquivalent. Die Meßpunkte liegen (mit Ausnahme des Punktes für $t = 50$ nsec) innerhalb des durch die Kurven 3 und 4 abgegrenzten Bereichs.

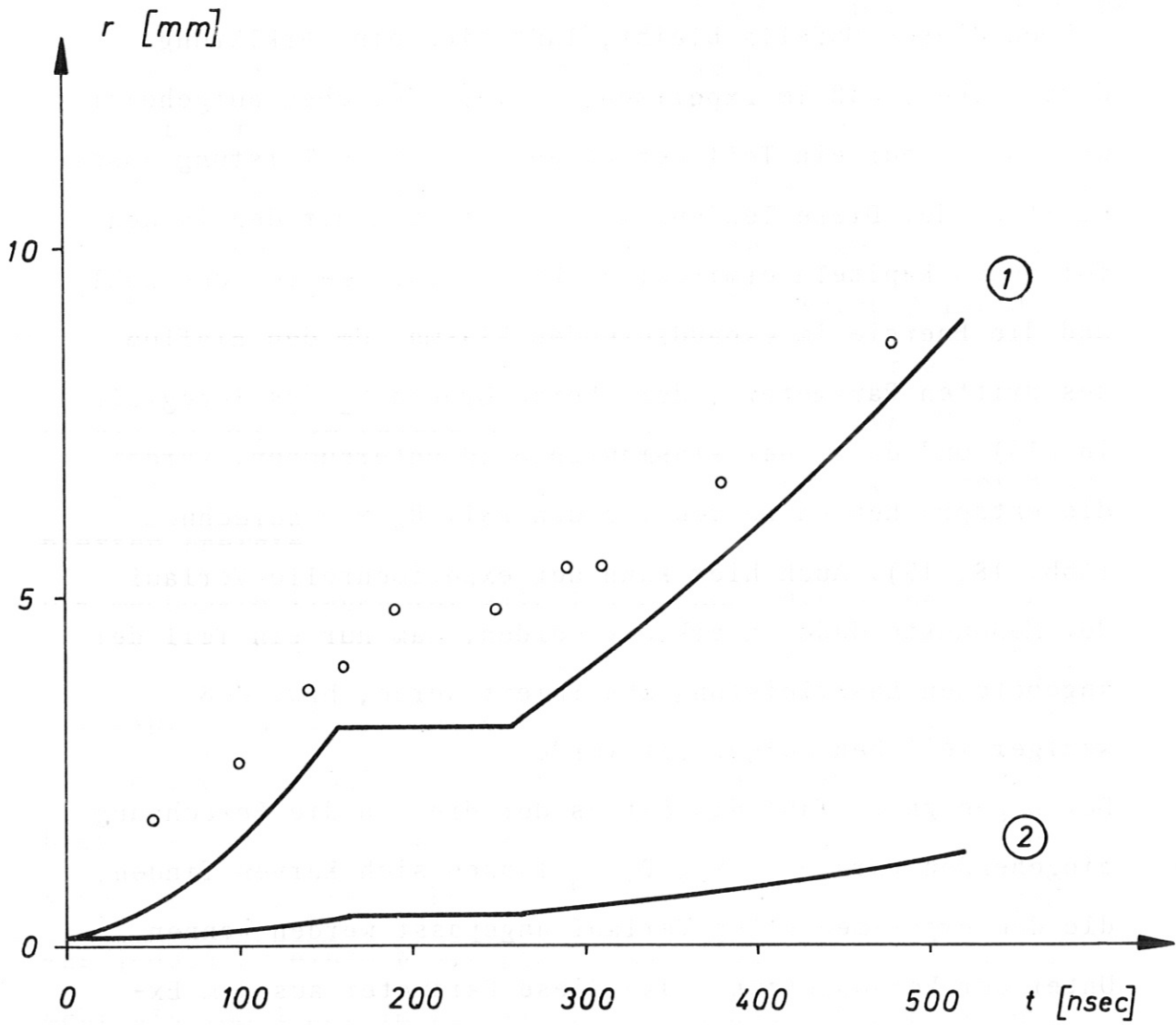
Unter der Voraussetzung, daß man mit der Beschreibung im Rahmen dieses Modells bleibt, läßt sich eine Erklärung damit geben, daß im Experiment weniger Teilchen aufgeheizt werden und nur ein Teil der angebotenen Laserleistung absorbiert wurde. Diese Tendenz ist verträglich mit den in den folgenden Kapiteln ermittelten Werten für die Teilchenzahl und die Energie im expandierenden Plasma. Um den Einfluß des dritten Parameters, der oberen Grenze R_a des Integrals in (16) und damit der Plasmagrenze zu untersuchen, werden die entsprechenden Kurven für den Fall $R_a = \infty$ berechnet (Abb. 18, 19). Auch hier kann der experimentelle Verlauf der Meßpunkte dadurch erklärt werden, daß nur ein Teil der angebotenen Laserleistung absorbiert wurde, bzw. daß weniger Teilchen aufgeheizt wurden.

Durch geeignete Wahl des Satzes der drei in die Berechnung eingehenden Parameter R_a , P , R_0 lassen sich Kurven finden, die dem experimentellen Verlauf angepasst werden können.

Unter der Voraussetzung, daß diese Parameter aus dem Experiment bekannt sind, ist eine quantitative Beschreibung der Plasmaexpansion mit diesem Modell möglich.

Wenn weniger Teilchen aufgeheizt werden als das Pellet enthält, kann das, genau wie die Asymmetrie der Expansion, als qualitativer Hinweis darauf gedeutet werden, daß das Ähnlichkeitsmodell in Richtung auf das Krokhin-Caruso-Modell abgewandelt werden sollte und eine Kombination aus beiden Modellen den experimentellen Meßergebnissen am besten entspricht.

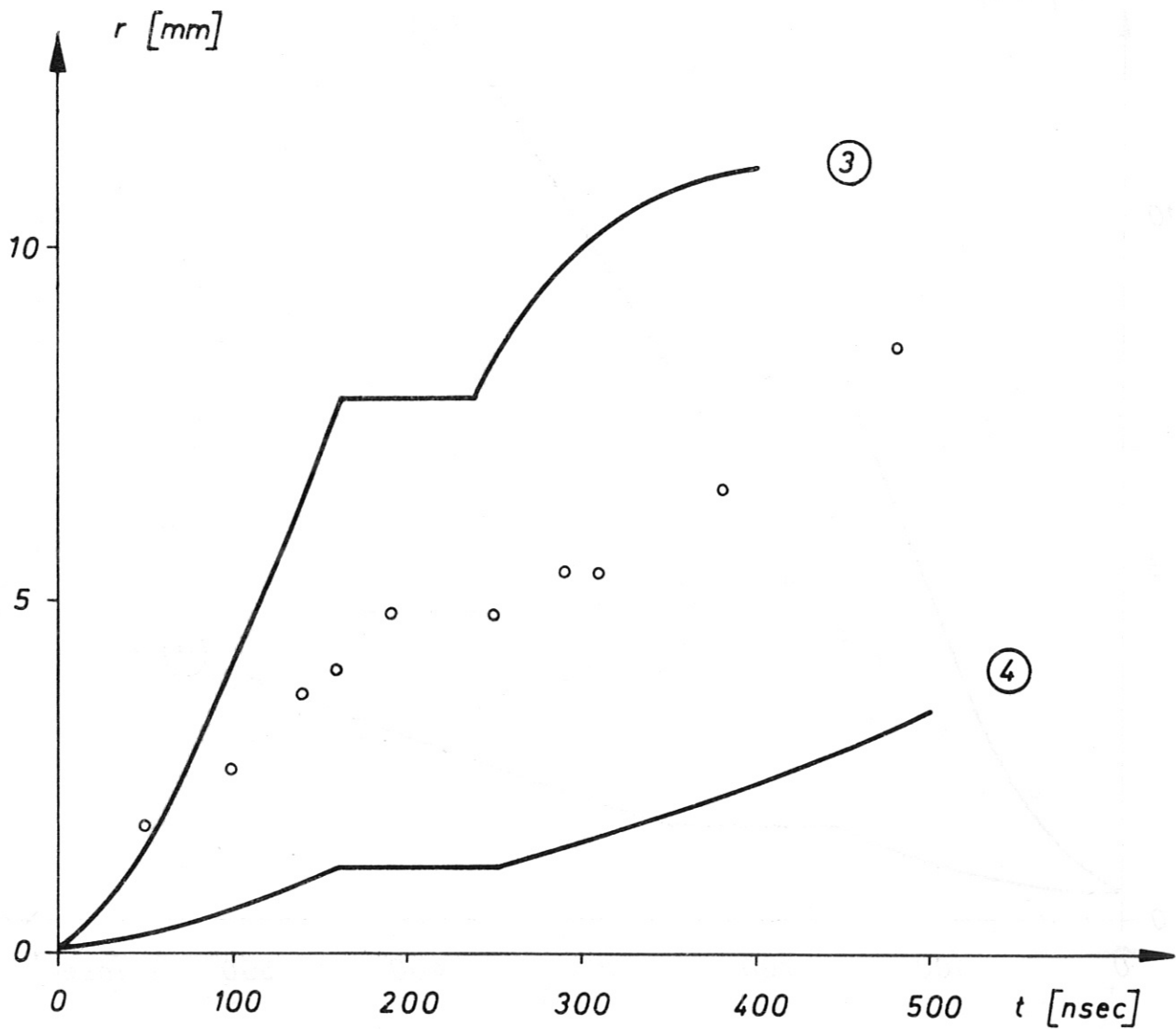
Direkte Vergleiche mit dem Krokhin-Caruso-Modell sind jedoch nicht möglich, da dieses Modell eine räumliche



① $P = 2 \times 10^7 \text{ W}$ $t < 150 \text{ ns}$ $R_0 = 100 \text{ } \mu\text{m}$
 $= 5 \times 10^6 \text{ W}$ $t > 250 \text{ ns}$ (100 %)

② $P = 4 \times 10^5 \text{ W}$ $t < 150 \text{ ns}$ $R_0 = 100 \text{ } \mu\text{m}$
 $= 1 \times 10^5 \text{ W}$ $t > 250 \text{ ns}$ (2 %)

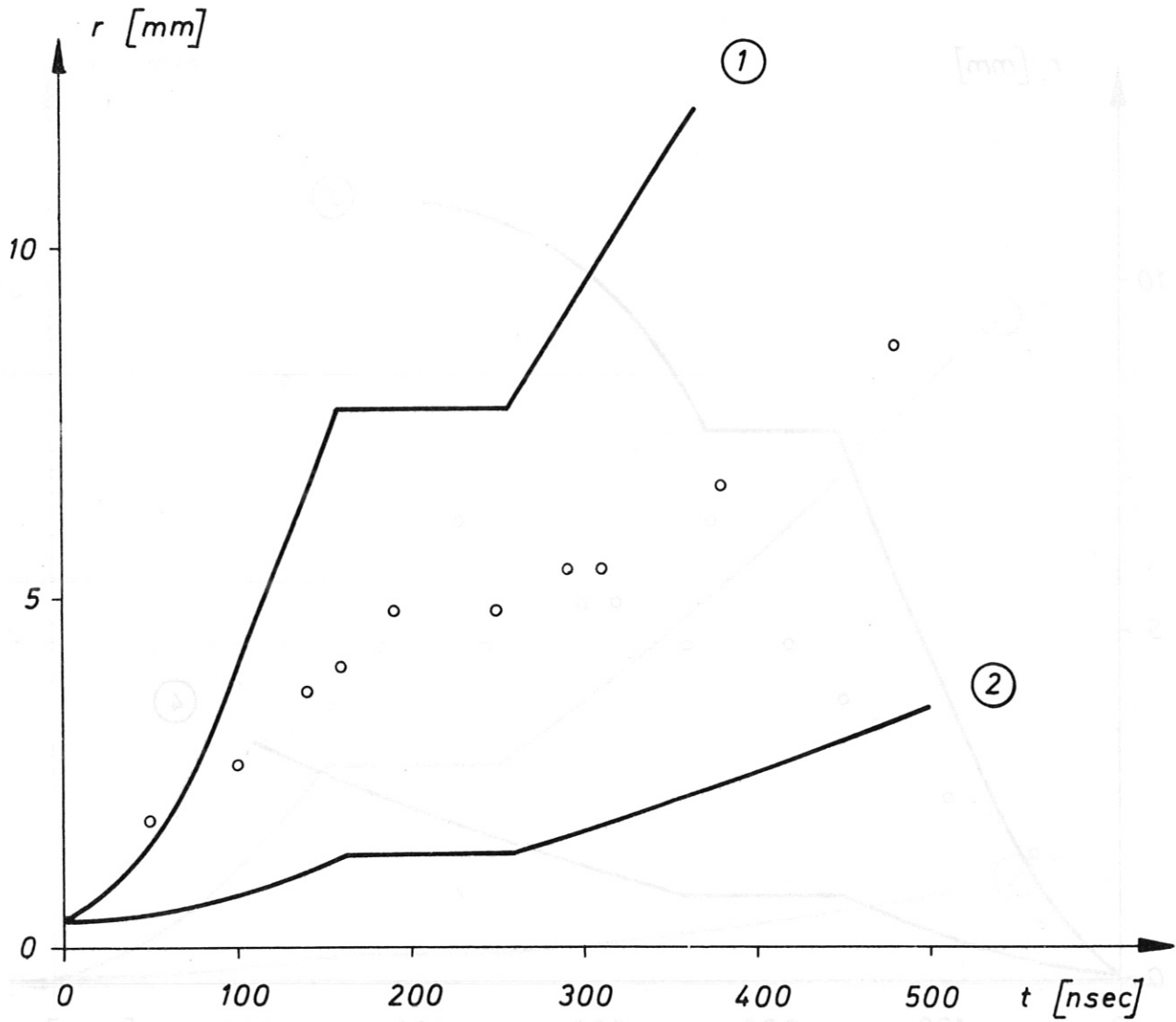
Abb. 16 Plasmaexpansion, (a) endlich Plasmagrenze



③ $P = 2 \times 10^7 \text{ W}$ $t < 150 \text{ ns}$ $R_0 = 50 \text{ }\mu\text{m}$
 $= 5 \times 10^6 \text{ W}$ $t > 250 \text{ ns}$ (100 %)

④ $P = 4 \times 10^5 \text{ W}$ $t < 150 \text{ ns}$ $R_0 = 50 \text{ }\mu\text{m}$
 $= 1 \times 10^5 \text{ W}$ $t > 250 \text{ ns}$ (2 %)

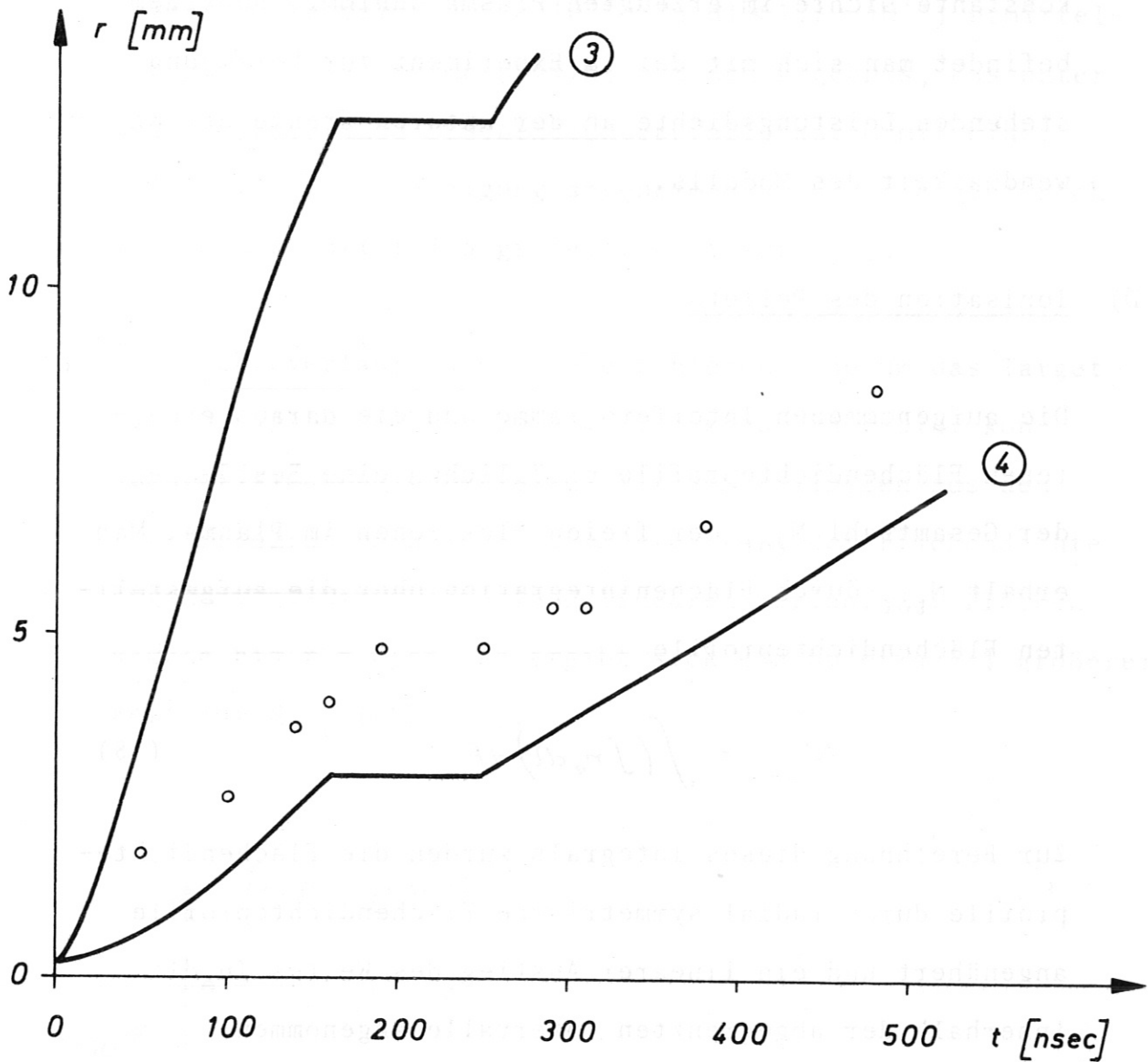
Abb. 17 Plasmaexpansion, (a) endliche Plasmagrenze



① $P = 2 \times 10^7 \text{ W}$ $t < 150 \text{ ns}$ $R_0 = 100 \mu\text{m}$
 $= 5 \times 10^6 \text{ W}$ $t > 250 \text{ ns}$ (100 %)

② $P = 4 \times 10^5 \text{ W}$ $t < 150 \text{ ns}$ $R_0 = 100 \mu\text{m}$
 $= 1 \times 10^5 \text{ W}$ $t > 250 \text{ ns}$ (2 %)

Abb. 18 Plasmaexpansion (b) Plasmagrenze $r = \infty$



③ $P = 2 \times 10^7 \text{ W}$ $t < 150 \text{ ns}$ $R_0 = 50 \text{ }\mu\text{m}$
 $= 5 \times 10^6 \text{ W}$ $t > 250 \text{ ns}$ (100 %)

④ $P = 4 \times 10^5 \text{ W}$ $t < 150 \text{ ns}$ $R_0 = 50 \text{ }\mu\text{m}$
 $= 1 \times 10^5 \text{ W}$ $t > 250 \text{ ns}$ (2 %)

Abb. 19 Plasmaexpansion (b) Plasmagrenze $r = \infty$

konstante Dichte im erzeugten Plasma annimmt. Außerdem befindet man sich mit der im Experiment zur Verfügung stehenden Leistungsdichte an der unteren Grenze der Anwendbarkeit des Modells.

D) Ionisation des Pellets

Die aufgenommenen Interferogramme und die daraus erhaltenen Flächendichteprofile ermöglichen eine Bestimmung der Gesamtzahl N_{tot} der freien Elektronen im Plasma. Man erhält N_{tot} durch Flächenintegration über die aufgestellten Flächendichteprofile

$$N_{tot} = \int (\int n_e dl) dF \quad (18)$$

Zur Berechnung dieses Integrals wurden die Flächendichteprofile durch radial symmetrische Flächendichteprofile angenähert und ein linearer Anstieg des Wertes $\int n_e dl$ innerhalb der abgegrenzten Intervalle angenommen.

Unter diesen Näherungen läßt sich der Wert des Integrals in (18) berechnen. Dabei ist auf folgende Fehlerquellen zu achten:

- (a) Flächendichten unterhalb von $3.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ konnten mit der benutzten Diagnostik nicht gemessen werden. Der Wert des Integrals hängt wesentlich vom extrapolierten Dichteverlauf in diesem Bereich ab und ist daher nur eine grobe Abschätzung. Vergleicht man das Ergebnis des Integrals, bei dem ein linearer Abfall der Flächendichte auf den Wert 0 mit der aus dem

äußeren Intervall ($3.6 \times 10^{15} < \int n_e dl < 7.2 \cdot 10^{15}$) ermittelten Steigung angenommen wird, mit dem Ergebnis, das unter der Annahme eines Flächendichteabfalls auf 0 mit einer 10 mal kleineren Steigung angenommen wird, so ergibt sich ein um den Faktor 1.5 größerer Wert für N_{tot} .

- (b) Der Dichteverlauf in der unbelichteten Zone um das Target ist ebenfalls nicht bekannt. Hier wird ein radial konstanter Flächendichteverlauf mit dem maximalen aus den Interferogrammen noch bestimmbar Wert der Flächendichte angenommen. Nimmt man einen linearen Verlauf der Flächendichte bis $r = 0$ an, so ergibt sich ein um etwa 5 % größerer Wert für N_{tot} (Abb. 20).

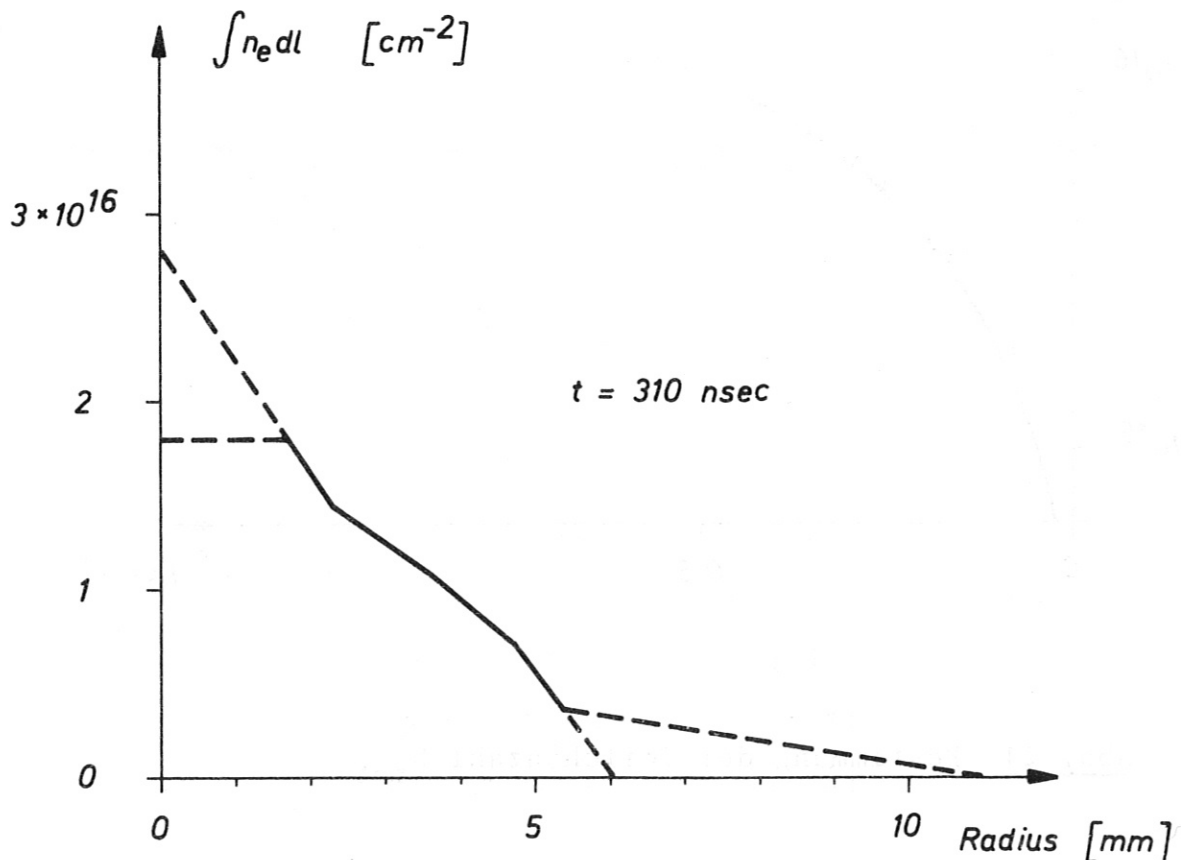


Abb. 20 Symmetrisierung der Flächendichteprofile

Die so ermittelten Teilchenzahlen zeigen im auswertbaren Meßzeitraum für Zeiten $t > 300$ nsec nur noch einen schwachen Anstieg. Durch Extrapolation des Verlaufs auf Zeiten nach Beendigung des Laserpulses, wo die Plasmaproduktion beendet ist, läßt sich eine obere Grenze für die Zahl der insgesamt erzeugten freien Elektronen angeben (Abb. 21).

$$N_{\text{tot}} \approx 5 \times 10^{16}$$

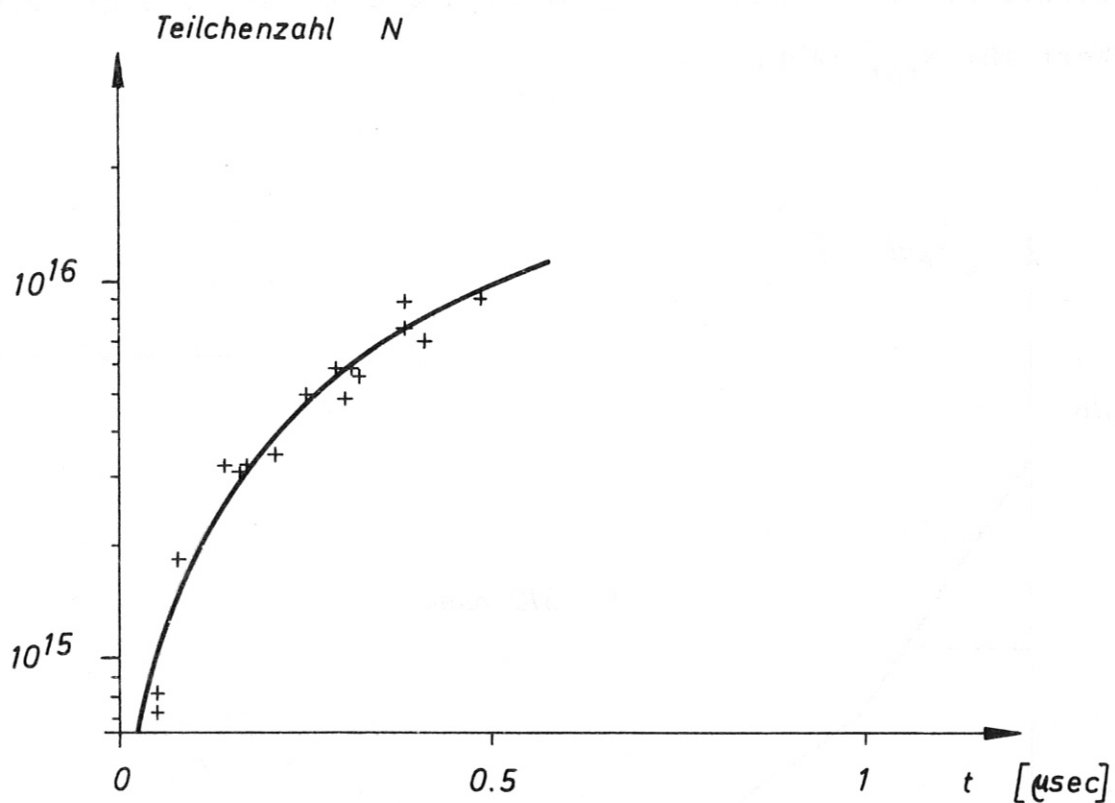


Abb. 21 Bestimmung der Teilchenzahl N_{tot}

Die Gesamtzahl N_0 der im Pellet enthaltenen C- und H-Atome errechnet sich aus dem Pelletradius und der Dichte für Polyäthylen von $\rho = 0.93 \text{ g/cm}^3$ /32/

$$N_0 = 5 \times 10^{17}$$

(Dabei wurde entsprechend der chemischen Zusammensetzung ein Verhältnis der Zahl der Kohlenstoffatome N_C zu denen der Wasserstoffatome N_H von 1:2 berücksichtigt).

Unter Annahme, daß die Kohlenstoffionen eine mittlere Ladung $Z=3$ aufweisen, also C^{3+} - und H^+ -Ionen im Plasma enthalten sind, bedeutet dies, daß weniger als 8 % der Pelletmaterie ionisiert wurde. Nimmt man für die C-Ionen $Z=1$ an, so erhöht sich dieser Anteil auf 10%.

E) Energiebilanz

Für den Vorgang der Plasmaerzeugung läßt sich eine Energiebilanz in folgender Form aufstellen:

$$E_{\text{ein}} = E_a + E_s + E_t$$

E_{ein} = einfallende Laserenergie

E_a = vom Pellet absorbierte Laserenergie

E_s = gestreute Laserenergie

E_t = transmittierte Laserenergie

(im wesentlichen die am Pellet vorbeigeschossene Laserenergie)

Die vom Pellet absorbierte Laserenergie E_a läßt sich in folgende Anteile aufspalten:

$$E_a = E_{P1} + E_I + E_n + E_{Str.}$$

E_{P1} = Energie des expandierenden Plasmas

E_I = Ionisationsenergie

E_n = Energie des Neutralgasanteils

$E_{Str.}$ = Strahlungsenergie im Plasma

Vernachlässigt man die Strahlungsverluste des Plasmas und bestimmt die Energie des expandierenden Plasmas E_{P1} , die Ionisationsenergie E_I und die Energie der in Form von Neutralgas verdampften restlichen Pelletmaterie E_n , so läßt sich eine Abschätzung für den vom Pellet absorbierten Energieanteil E_a gewinnen. Dieser Energieanteil E_a läßt sich mit Ergebnissen aus einer Transmissionsmessung für E_t vergleichen.

Unter der Annahme, daß die Expansion des Plasmas durch ein abgeändertes Ähnlichkeitsmodell beschrieben werden kann, läßt sich aus dem Verlauf der experimentellen Werte der Orte konstanter Flächendichte eine asymptotische Plasmaexpansionsgeschwindigkeit

$$v_{p1} = 1.6 \times 10^6 \text{ cm/sec}$$

ermitteln. Die Voraussetzung der Erhaltung des Dichteprofiles bei der Expansion beinhaltet, daß die Geschwindigkeit des Plasmarandes gleich der Plasmageschwindigkeit

ist. Durch die Modifizierung des Modells dahingehend, daß ein endlicher Rand des Plasmas angenommen wird, fallen die ermittelten Orte konstanter Flächendichte in erster Näherung mit diesem Plasmarand zusammen und es läßt sich daraus der oben angeführte Wert der Plasmaexpansionsschwindigkeit ermitteln. Damit ergibt sich für die Plasmaenergie (unter Vernachlässigung der thermischen Energie) ein Wert von

$$E_{P1} = 0.05 \text{ Joule.}$$

Berücksichtigt man noch die Ionisationsenergie, so ergibt sich für den Plasmaanteil ein Wert von

$$E_{P1} + E_I = 0.25 \text{ Joule.}$$

Ein weiterer Teil der Laserenergie wird zur Verdampfung und Dissoziation der restlichen Pelletmaterie verbraucht und steckt in kinetischer Energie des expandierenden Neutralgases. Interferogramme, aufgenommen zu späten Zeiten nach Beendigung des Laserpulses, bei denen die Plasmaproduktion bereits beendet ist und eine Streifenverschiebung nicht mehr festzustellen ist, zeigen weiterhin einen dunklen Kern am Ort des Pellets, der erst für Zeiten $t = 3-5 \mu\text{sec}$ verschwindet. Dies bestätigt die Verdampfung der restlichen Materie. Eine Abschätzung der für diesen Prozess verbrauchten Energie liefert

$$E_n = 0.05 \text{ Joule.}$$

Für die vom Pellet absorbierte Energie ergibt sich damit ein Wert von

$$E_a = 0.30 \text{ Joule .}$$

Mit der in Abschnitt III.B.4 beschriebenen Anordnung zur Zeitmessung wurde gleichzeitig versucht, die vom Plasma absorbierte Energie zu bestimmen. Abb. 22 zeigt den Vergleich der Photon-Drag-Detektorsignale mit und ohne Pellet.

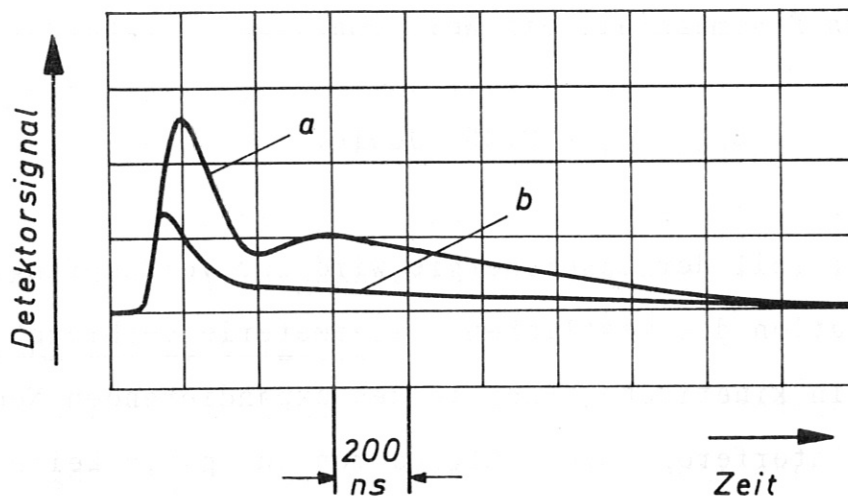


Abb. 22 Transmittierter Laserpuls (a) ohne Pellet
(b) mit Pellet

Durch graphische Integration der beiden Pulse lässt sich ein Verhältnis der transmittierten Energie mit Pellet zur transmittierten Energie ohne Pellet von 1:2 im Peak und 1:5 im Schwanz des Laserimpulses ermitteln.

Die in den Strahlengang der transmittierten Laserstrahlung gebrachte Linse bildet die Fokusebene vergrößert ab (Abbildungsmaßstab $\beta \approx 20 : 1$). Da die Öffnung des Detektors (4 x 4 mm) kleiner als das vergrößerte Bild des Fokus ist, fällt im wesentlichen nur Strahlung aus dem Zentrum des Fokus auf den Detektor (Abb. 23).

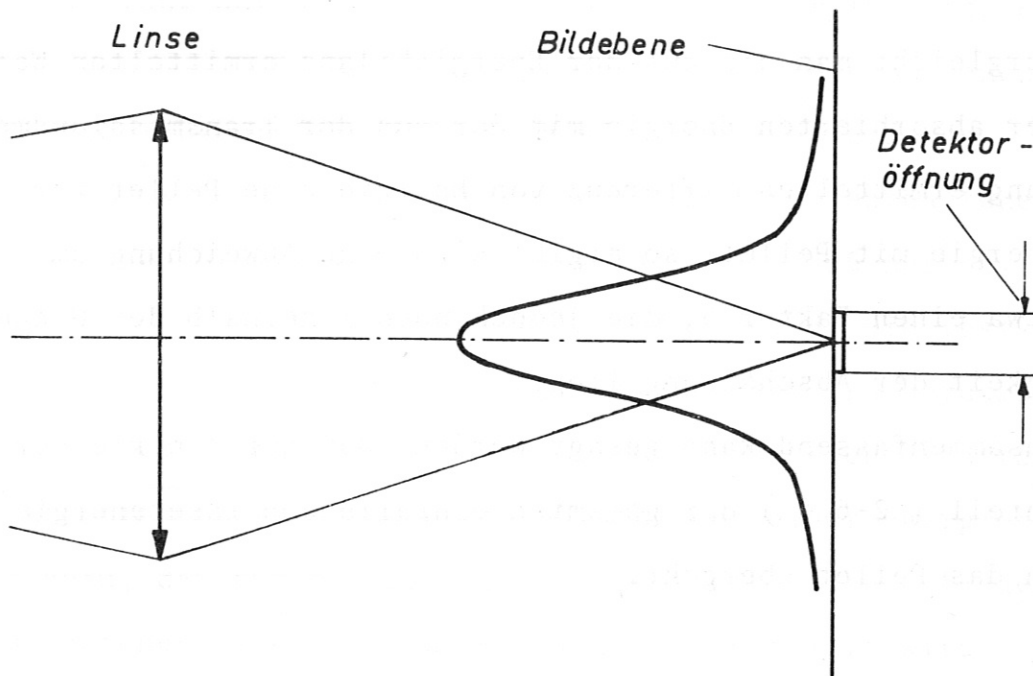


Abb. 23 Transmissionmessung

Aus dem Abbildungsmaßstab und der bekannten Fokusintensitätsverteilung ergibt sich, daß ohne Pellet eine Energie von $E_{o.p.} = 1.6$ Joule auf den Detektor fällt. Die Transmissionmessung ergibt, daß mit Pellet eine Energie von $E_{m.p.} = 0.5$ Joule auf den Detektor trifft. Da mit dem

Detektor nur der innere Bereich der Intensitätsverteilung gemessen wird und Aussagen über die Absorption des äußeren Bereichs nicht möglich sind, beträgt der Anteil der absorbierten (und gestreuten) Energie mindestens 1.1 Joule.

Da Fehler bei der Bestimmung des Abbildungsmaßstabs stark in die ermittelten Energiewerte eingehen (Ein Fehler von 20 % ergibt eine Abweichung des Wertes $E_{o.p.}$ bis zu einem Faktor 2), ist die Meßanordnung nicht zu einer exakten Bestimmung der transmittierten Energie geeignet.

Vergleicht man die aus der Energiebilanz ermittelten Werte der absorbierten Energie mit der aus der Transmissionsmessung ermittelten Differenz von Energie ohne Pellet zur Energie mit Pellet, so ergibt sich eine Abweichung um etwa einen Faktor 3, die jedoch noch innerhalb der Genauigkeit der Abschätzung liegt.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß nur ein kleiner Anteil (2-6 %) der gesamten einfallenden Laserenergie in das Pellet übergeht.

V. Zusammenfassung

Die Experimente haben gezeigt, daß durch Bestrahlung eines Polyäthylenpellets von 200 μm Durchmesser mit der fokussierten Strahlung eines gepulsten CO_2 -Lasers von 20 Joule Energie Plasmaproduktion möglich ist. Messungen der Intensitätsverteilung am Ort des Fokus ergaben eine maximale Leistungsdichte von

$\emptyset = 6 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$. Der Fokusbereich (60 % der Gesamtenergie in $d = 0.6 \text{ mm}$, 95 % in $d = 2 \text{ mm}$) war größer als der Anfangsquerschnitt des Pellets. Das Expansionsverhalten des entstehenden Plasmas wurde mit interferometrischen Methoden untersucht. Die CO_2 -Laserstrahlung mit der Wellenlänge $\lambda = 10.6 \text{ }\mu\text{m}$ als Lichtquelle des Interferometers erweist sich als geeignet, Elektronenflächendichten im Plasma bis herab zu einigen 10^{15} cm^{-2} zu bestimmen. Die Expansion des Plasmas erfolgt angenähert sphärisch. Für die Asymmetrie in Richtung auf den einfallenden Laser ergibt sich ein Wert von $\alpha = 0.5$. Durch Integration über die erhaltenen Flächendichteprofile läßt sich eine obere Grenze von $N_{\text{tot}} = 5 \times 10^{16}$ für die Anzahl der im Plasma enthaltenen Elektronen ermitteln, die darauf hinweist, daß nur ca. 10 % der Pelletmaterie in Plasma umgewandelt wird. Die restliche Materie wird im Laserlicht aufgeheizt und verdampft in Form von Neutralgas in das Vakuum. Messungen der transmittierten Energie sowie die Aufstellung einer Energiebilanz ergaben, daß nur ein geringer Prozentsatz (2 - 6 %) der angebotenen Laserleistung vom Pellet absorbiert wird.

Um höhere Plasmaenergien und eine vollständige Umwandlung des Pellets in Plasma zu erreichen erscheint es notwendig, die Laserenergie zu erhöhen. Von besonderem Interesse ist eine Verbesserung des Wirkungsgrads der Energieabsorption im Pellet. Dazu sind insbesondere Messungen der Verteilung von absorbiertem, reflektiertem und gestreutem Strahlung

sowie Untersuchungen der Abhängigkeit der Plasmaproduktion von der Laserpulsform von Interesse.

Der Vorgang der Plasmaproduktion wurde mit einem theoretischen Modell verglichen. Die experimentellen Ergebnisse konnten die Gültigkeit des zum Vergleich verwendeten Ähnlichkeitsmodell nicht bestätigen.

Im Hinblick auf die geplante Füllung von toroidalen Plasmaexperimenten mit lasererzeugten Plasmen ist es nötig, die Experimente mit Wasserstoff- bzw. Deuteriumpellets und höheren Laserleistungen fortzuführen.

ANHANG

A) Lagebestimmung des Fokus

Die Bestimmung der Lage des Fokus geschieht mit Hilfe eines Gasdurchbruchs in der mit Luft gefüllten Vakuumkammer und dem plasmaerzeugenden CO₂-Laser /5/. Durch Abbildung des Ausgangspunktes der beim Gasdurchbruch auftretenden Leuchterscheinung, die sich in Richtung auf den Laser zu ausbreitet, läßt sich die Lage der Fokusebene bezüglich der fokussierenden Linse bestimmen. Zur Bestätigung dieser Methode wurden in ebene Targets aus verschiedenen Materialien (Kupfer, Stahl, Plexiglas) Krater geschossen, wobei der Abstand des Targets von der fokussierenden Linse zwischen den einzelnen Schüssen variiert wurde. Mißt man den Durchmesser der so entstandenen Krater aus und trägt ihn über dem Abstand zur Linse auf, so ergibt sich ein deutliches Minimum am Ort des mit der oben beschriebenen Gasdurchbruchsmethode bestimmten Fokus. Außerdem läßt sich mit dieser Methode die Lage des Fokus in der Fokusebene bestimmen.

B) Intensitätsverteilung im Fokus

Die Fokusebene wird vergrößert auf einen ebenen Graphitschirm abgebildet. Die Abbildung erfolgt mit einem langbrennweitigem goldbedampften Hohlspiegel ($f = 1000$ mm).

Die auftreffende Strahlung wird absorbiert, der Graphit so stark aufgeheizt, daß er weiß aufglüht. Unter der Annahme, daß die vom Graphit ausgehende Leuchtintensität proportional zur Intensität der einfallenden Laserstrahlung ist /29/, kann die auf dem Schirm auftretende ortsabhängige Leuchtdichtevertelung direkt als Bild der Laserintensitätsvertelung am Ort des Fokus angesehen werden.

Die Registrierung der Leuchtdichtevertelung geschieht photographisch. Bei bekanntem Gradationsverlauf des Filmmaterials läßt sich durch photometrische Ausmessung des belichteten Films das Fokusprofil bestimmen. Im Experiment wurde die Leuchtdichtevertelung des Graphitschirms auf Polaroidfilm (Typ 47) photographiert. Da der Gradationsverlauf des Filmmaterials nicht bekannt ist, wurde zur Auswertung ein anderes Verfahren verwendet. Die auftretende Leuchterscheinung wurde mit verschiedenen Blendenöffnungen der Kamera aufgenommen. Bei voller Öffnung der Kamera entsteht ein Leuchtfleck mit dem mittleren Radius, dessen Größe von der Empfindlichkeit des Filmmaterials und des vom Graphit ausgehenden Anteils der Leuchtintensität, der in die Öffnung der Kamera fällt, abhängt. Durch Verkleinerung der Blende um eine Stufe und damit Halbierung dieses Anteils wird der Radius des entstehenden Leuchtflecks kleiner. Das auf das außerhalb dieses Radius liegende Gebiet des Films fallende Licht reicht nicht mehr aus, um dort eine Schwärzung hervorzurufen. Mit fortgesetzter Verkleinerung der Blendenöffnung tragen nur noch Ort hoher Leuchtdichte zu einer Schwärzung des

Filmmaterials bei, der Radius des Leuchtflecks nimmt ab und verschwindet schließlich bei einer bestimmten Blendenzahl. Der dieser Blende entsprechende minimale Transmissionsgrad T_1 des Kamerasystems entspricht einer maximalen Intensität I_1 . Durch Auftragen des Verhältnisses T_1/T_i ($i = 1, 2, \dots, n$; bei Aufblendung um jeweils eine Blendstufe gilt $T_{i+1} = 2 T_i$) über dem jeweiligen Radius R_i läßt sich damit das Fokusintensitätsprofil rekonstruieren.

Unter der Voraussetzung, daß bei der Bestimmung der Radien immer derselbe Schwärzungsgrad berücksichtigt wird, geht der Gradationsverlauf des Films nicht in das Meßverfahren ein. Die in Abb. 6 eingetragenen Meßpunkte sind Mittelwerte aus 7 Meßreihen. Als Fehler sind die statistischen Abweichungen eingetragen. Durch Flächenintegration des aufgenommenen Profils läßt sich der in Abschnitt III.A.1 angegebene Prozentsatz der Gesamtenergie von 60 %, der in einer Fläche vom Durchmesser $d = 0.6$ mm verteilt ist, angeben.

Da der Blendenwert, bei dem die Schwärzung gerade aufhört, nur auf eine Stufe genau bestimmt werden kann, läßt sich der Wert der maximalen Intensität nur auf einen Faktor 2 genau angeben. Da jedoch der Intensitätsverlauf in der Nähe der Achse sehr steil ist, wirkt sich das auf die Integration nur unwesentlich aus. Eine Abschätzung ergibt, daß der oben angegebene Wert einen absoluten Fehler von ± 5 % aufweist.

Literaturverzeichnis

- /1/ C. DeMichelis
IEEE J. Quant. Electron. QE6, 630 (1970)
- /2/ P. Mulser, R. Sigel, S. Witkowski
Phys. Lett. 6C, 187 (1973)
- /3/ A.J. Beaulieu
Appl. Phys. Lett. 16, 504 (1970)
- /4/ A.F. Gibson, T.P. Hughes, C.L.M. Ireland
J. Phys. D, Appl. Phys. 4, 1527 (1971)
- /5/ K. Büchl
J. Appl. Phys. 43, 1032 (1972)
- /6/ K. Dick, H. Pepin, J. Martineau, K. Parbhakar,
A. Thibaudeau
J. Appl. Phys. 44, 3284 (1973)
- /7/ G. Tonon, M. Rabeau
Plasma Phys. 15, 871 (1973)
- /8/ P. Dyer, D.J. James, M.A. Skipper
Third Workshop on "Laser Interaction and Related
Plasma Phenomena", Rensselaer Polytechnic Institute
Troy, New York (1973)
- /9/ U. Ascoli-Bartoli, B. Brunelli, A. Caruso,
A. de Angelis, G. Gatti, R. Gratton, F. Parlange,
H. Salzmann
Plasmaphysics and Controlled Nuclear Fusion
Research, IAEA, Wien 1966, Vol. 2, p. 941

- /10/ G. Francis, D.W. Atkinson, P. Avivi, J.E. Bradley,
C.D. King, W. Millar, P.A.H. Saunders, A.F. Taylor
Phys. Letters 25A, 486 (1967)
- /11/ E.W. Sufov, J.L. Pack, A.V. Phelps, A.G. Engelhardt
Phys. Fluids 10, 2035 (1967)
- /12/ P.E. Faugeras, M. Mattioli, R. Papoular
Plasma Phys. 10, 939 (1968)
- /13/ E. Fabre, H. Lamain
Phys. Letters 29A, 497 (1969)
- /14/ R.G. Tuckfield, F. Schwirzke
Plasma Phys. 11, 11 (1969)
- /15/ A.F. Haught, D.H. Polk
Phys. Fluids 13, 2825 (1970)
- /16/ M. Mattioli, D. Veron
Phys. Fluids 14, 717 (1971)
- /17/ A.G. Engelhardt, T.V. George, H. Hora, J.L. Pack
Phys. Fluids 13, 212 (1970)
- /18/ G.G. Dolgov - Savel'ev, V.N. Karnyushin
Sov. Phys. JETP 34, 534 (1972)
- /19/ M. Tanimoto, A. Kitsunozaki, T. Sekiguchi
J. Phys. E: Sci. Instr. 5, 27 (1972)
- /20/ H. Hora
In Laser Interaction and Related Plasma Phenomena,
Bd. 1, ed. H.J. Schwarz, H. Hora (Plenum Press--
New York 1971) S. 365

- /21/ Y.V. Afanas`ev, O.N. Krokhin, G.V. Sklizkov
IEEE J. Quant. El. QE2, 483 (1966)
- /22/ A. Caruso, R. Gratton
Plasma Phys. 10, 867 (1968)
- /23/ H. Puell
Z. Naturf. 25a, 1807 (1970)
- /24/ Y.B. Zeldovic, Y.P. Raizer
Physics of shock waves and high-temperature
hydrodynamic phenomena
(Acad. Press, New York 1966)
- /25/ J.M. Dawson
Phys. Fluids 7, 981 (1964)
- /26/ W.J. Fader
Phys. Fluids 11, 2200 (1968)
- /27/ S. Martellucci
Nuovo Cim. 5, 642 (1967)
- /28/ H. Hora, H. Müller
IPP-Report 3/81 (1968)
- /29/ A. Därr, G. Decker, H. Röhr
IPP-Report 1/117 (1971)
- /30/ D. Schirman, P. Grelot, M. Rabeau, G. Tonon
Rapport CEA-R-4299 Centre d'Etudes de Limeil (1972)
- /31/ M. Salvat
IPP-Report 4/56 (1973)
- /32/ D'Ans - Lax
Taschenbuch für Chemiker und Physiker
Bd. 1, Springer Verlag, Berlin 1967