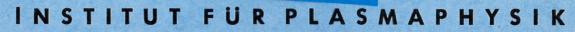
Experimentelle Untersuchung der Plasmaerzeugung durch fokussierte Laserstrahlung an Folien aus festem Wasserstoff

Experimental Investigation of Plasma Production by Irradiating Solid Hydrogen Foils with an Intense Pulse Laser

R. Sigel

IPP 3/96

Juni 1969



GARCHING BEI MÜNCHEN

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Experimentelle Untersuchung der Plasmaerzeugung durch fokussierte Laserstrahlung an Folien aus festem Wasserstoff

Experimental Investigation of Plasma Production by Irradiating Solid Hydrogen Foils with an Intense Pulse Laser

R. Sigel

IPP 3/96

Juni 1969

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

Experimental Investigation of Plasma Production by Irradiating Solid Hydrogen Foils with an Intense Pulse Laser

June 1969

(in German)

Abstract

Foils of solid hydrogen were irradiated with a giantpulse rubylaser, the intensity in the focal spot being 10¹² W/cm² during 18 nsec (half width of laser pulse). The process of plasma formation and expansion was investigated by time-resolved absorption measurements, by streak and framing photography, by holographic interferometry and by time-of-flight and charge collection measurements.

4 x 10^{16} atoms are found to be vaporized and ejected as a hot plasma from the foil, the mean kinetic energy of the ions being 200 eV. The bulk of the plasma is ejected towards the laser, though foils up to a thickness of 1 mm are pierced by the laser beam before the end of the pulse. The observations suggest that the process of plasma production takes place in a strongly absorbing front which moves from the front to the rear of the foil with a velocity of 3 x 10^{16} cm/sec.

The observations are compared with the well known theoretical results obtained in a plane, one-dimensional geometry. In addition, the influence of the focusing of the laser beam on the structure of the shock front is treated in a so-called piston model. As this modification allows the observations to be readily understood, it is concluded that the underlying one-dimensional approach is confirmed by the experiment.

Inhaltsverzeichnis

inleitung	Seite 3
I. Experimenteller Teil	5
1. Herstellung freitragender Folien aus festem Wasserstoff	5
2. Beschreibung des Lasers und der experimentellen Anordnung	9
3. Absorptions- und Reflexionsmessungen	12
4. Kurzzeitfotografie mit einer Bildwandlerkamera	18
a. Schmieraufnahmen	18
b. Dreibildaufnahmen im Nanosekundenbereich	21
c. Dreibildaufnahmen im Mikrosekundenbereich	23
5. Holografische Interferometrie	25
6. Sondenmessungen	33
II. Theoretischer Teil	39
1. Das Problem der Plasmaerzeugung durch Laserstrahlung in eindimensionaler, ebener Geometrie	39
2. Die Stempelwirkung des fokussierten Laserstrahls	42
3. Diskussion der Messergebnisse	48
III. Schluss	53
Anhang A	5 5
Anhang B	56
Litareturverzeichnie	5.8

Einleitung

Seit einigen Jahren verfügt man über Impulslaser, hauptsächlich Rubinund Neodymglaslaser, die einen einzelnen, äusserst intensiven Lichtimpuls aussenden. Wird der Strahl eines solchen Lasers mit einer Linse fokussiert, so erreicht man in der Brennebene der Linse während einiger
Nanosekunden eine Lichtintensität von über 10¹² W/cm². Befindet sich der
Brennpunkt des Strahls in einem Gas, z.B. in Luft, so erzeugt das Licht
einen Gasdurchbruch, der eine Leuchterscheinung und einen Knall hervorruft. Offensichtlich bewirkt die hohe Intensität eine starke Absorption
und damit eine Aufheizung der Materie im Fokusgebiet, die bei einer Intensität, wie sie mit thermischen Lichtquellen erreichbar ist, nicht auftritt.
Diese Erscheinung, die zum ersten Mal bei der Entwicklung dieser sogenamten Riesenimpulslaser beobachtet wurde, gab Anlass zu zahlreichen Untersuchungen, die sich mit der Aufheizung von Materie durch intensive Laserstrahlung befassen.

In dieser Arbeit soll die Aufheizung eines festen Körpers durch die fokussierte Strahlung eines Riesenimpulslasers untersucht werden. Es ist bekannt, dass an der Oberfläche jedes Festkörpers durch die Strahlung eines Riesenimpulslasers ein heisses Plasma erzeugt werden kann. Spektroskopisch wurden in diesem Plasma hochangeregte Ionen (bis Ca 16+ /1/) beobachtet, Flugzeitmessungen ergaben Werte bis zu einigen KeV für die kinetische Energie der erzeugten Ionen.

Die Eigenschaften dieser lasererzeugten Plasmen wurden in den letzten Jahren an verschiedenen Materialien ausgiebig untersucht. Wenig ist dagegen über den Mechanismus der Plasmaerzeugung bekannt. Dieser Vorgang, der sich innerhalb der kurzen Emissionszeit des Lasers an der Grenzfläche von Festkörper und Plasma abspielt, ist experimentell besonders schwierig zu erfassen. Da von der Kenntnis dieses Vorganges jedoch das Verständnis der beobachteten Erscheinungen abhängt, steht dessen Untersuchung im Mittelpunkt dieser Arbeit. Da zu erwarten ist, dass der Vorgang der Plasmaerzeugung sowohl von

den Eigenschaften des bestrahlten Materials als auch von dessen Oberflächengestalt abhängt, werden im folgenden, um möglichst einfache Verhältnisse zu schaffen, im wesentlichen zwei Einschränkungen gemacht.

Die erste Einschränkung betrifft die Auswahl des bestrahlten Materials. Wir untersuchen in dieser Arbeit den Vorgang der Plasmaerzeugung ausschliesslich an festem Wasserstoff, der unter allen Materialien durch den einfachen Bau seiner Elektronenhülle besonders ausgezeichnet ist. Es ist zu erwarten, dass sein Verhalten bei der durch die Lasereinstrahlung hervorgerufenen extremen Zustandsänderung vom Festkörper zum vollionisierten Plasma am leichtesten verstanden werden kann.

Die zweite Einschränkung betrifft die Gestalt der bestrahlten Oberfläche. Wir bestrahlen im Experiment eine ebene Oberfläche, und zwar die Grenzfläche von festem Wasserstoff mit dem Hochvakuum. Dies hat den Zweck, eine eindimensionale, ebene Geometrie wenigstens näherungsweise zu verwirklichen. In dieser Geometrie wurde der Vorgang der Plasmaerzeugung durch intensive Laserstrahlung von mehreren Autoren theoretisch untersucht (/2, 3, 5/). Als Targets werden freitragende Folien verschiedener Dicke aus festem Wasserstoff verwendet. Bei Verwendung von Folien als Targets kann bis zu einem gewissen Grad die Beobachtung der Vorgänge im nur schwer zugänglichen Innern des Festkörpers durch eine Beobachtung der laserabgewandten Oberfläche der Folie ersetzt werden.

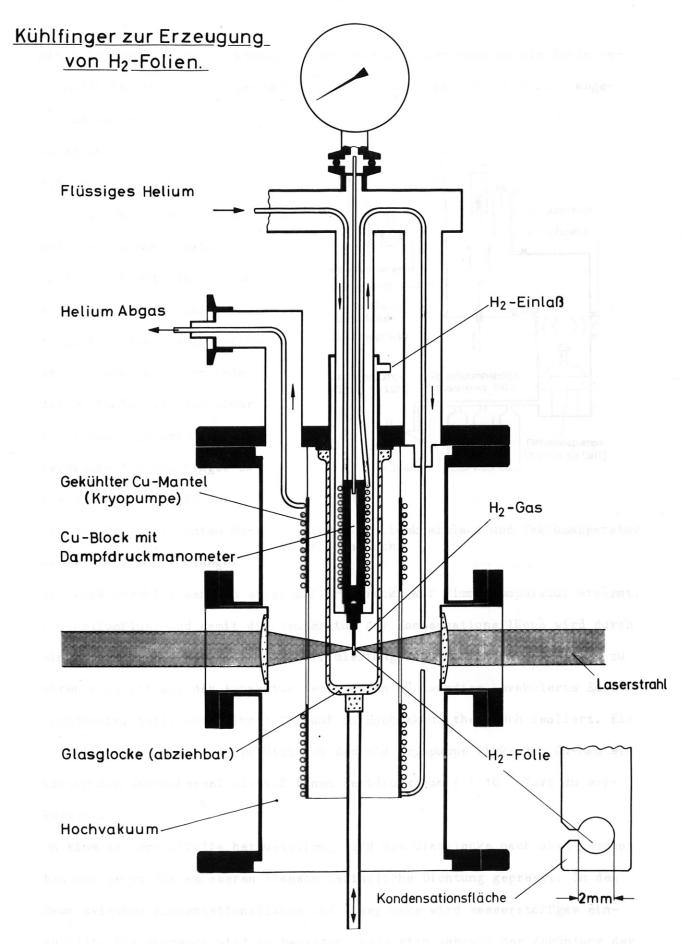
Das steigende Interesse, das lasererzeugte Wasserstoffplasmen in der Fusionsforschung finden, beruht auf der Hoffnung, durch Verdampfen kleiner Teilchen aus festem Wasserstoff ein heisses, isotrop expandierendes Plasma zu erzeugen. Für ein solches Plasma sind, in Verbindung mit bestehenden Magnetfeldanordnungen, zahlreiche Anwendungsmöglichkeiten denkbar. Soweit solche Experimente durchgeführt wurden (/18, 19, 20, 21/), zeigte sich jedoch in den meisten Fällen, dass die erwartete, isotrope Expansion des Plasmas nicht eintrat. Eine Untersuchung der Vorgänge, die bei Bestrahlung von festem Wasserstoff mit intensivem Laserlicht zur Bildung eines Plasmas führen, ist daher nicht nur grundsätzlich wünschenswert, sondern auch im Hinblick auf die geplanten Anwendungen solcher Plasmen unerlässlich.

- I. Experimenteller Teil
- 1. Herstellung freitragender Folien aus festem Wasserstoff /24/

Wasserstoff liegt im Normalzustand als Gas vor. Er kann durch Abkühlung in den flüssigen und festen Zustand übergeführt werden (Siedepunkt unter Atmosphärendruck 20.39 °K, Tripelpunkt 13.95 °K, Dampfdruck bei 4.2 °K (Temperatur des siedenden Heliums) 3.3 · 10 Torr, / 6 /). Fester Wasserstoff ist ein farbloser VAN DER WAALS - Kristall.

Da keine Methode bekannt war, Folien aus festem Wasserstoff herzustellen, musste für das geplante Experiment erst eine solche entwickelt werden. Angesichts des niedrigen Dampfdrucks von Wasserstoff bei der Temperatur siedenden Heliums erschien es zweckmässig, Wasserstoffgas durch Abkühlung mit flüssigem Helium in den festen Zustand überzuführen. Dieses kann heute ohne Schwierigkeiten in Vorratsbehältern bezogen werden. Vorversuche zeigten, dass es unter Ausnützung der Oberflächenspannung möglich ist, die Bohrung einer Kondensationsfläche mit einem Film aus flüssigem Wasserstoff zu überspannen und diesen schlierenfrei zu gefrieren. Dieses Verfahren erfordert, dass die Temperatur der Kondensationsfläche auf einfache Weise geregelt werden kann. Die Herstellung der gewünschten, freitragenden Folien gelang mit einem Kühlfinger, der kein Heliumbad enthält, sondern durch strömendes Helium nach dem Verdampferprinzip (Klipping 1961 /7 /) gekühlt wird. Dieser Kühlfinger ist in Abb. 1 dargestellt.

Der Übergang des ursprünglich gasförmigen Wasserstoffs vollzieht sich an einer Kondensationsfläche, die den eigentlichen Kühlfinger darstellt und rechts unten in Abb. 1 vergrössert gezeichnet ist. Es handelt sich um ein Kupferblech von 1 mm Dicke, das mit einer geschlitzten Bohrung versehen ist. Das Kupferblech setzt sich nach oben in einem Kupferblock fort, der über eine aufgelötete Kühlschlange durch flüssiges Helium gekühlt wird. Die Temperatur des Kupferblocks und damit der Kondensationsfläche wird



mit Hilfe eines Dampfdruckthermometers gemessen. Der Raum um die Kondensationsfläche kann durch eine verschiebbare Glasglocke vom Hochvakuum abgetrennt werden.

In Ergänzung zu Abb. 1 ist in Abb. 2 der Kühlfinger zusammen mit dem Heliumkreislauf und der Vakuumapparatur schematisch dargestellt. Das in einem Vorratsbehälter enthaltene, flüssige Helium durchströmt infolge des am Ende der Heliumleitung von einer Rotationspumpe erzeugten Unterdrucks den Kühlfinger sowie einen ausserhalb der Glasglocke angebrachten Cu-Mantel (mit Kühlschlange)

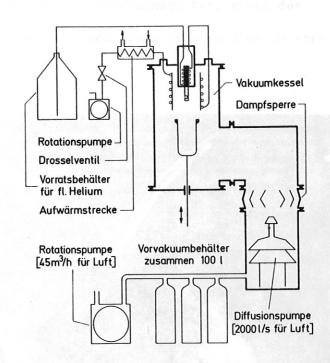


Abb. 2. Heliumkreislauf und Vakuumapparatur (schematisch)

und wird anschliessend in einer Aufwärmstrecke auf Zimmertemperatur erwärmt. Der Heliumfluss und damit die Temperatur der Kondensationsfläche wird durch ein Drosselventil geregelt. Die Heliumleitung ist vom Vorratsgefäss bis zu ihrem Austritt aus der Apparatur teils durch dünnwandige, evakuierte Edelstahlrohre, teils durch ihren Verlauf im Hochvakuum thermisch isoliert. Eine Diffussionspumpe, unterstützt von dem als Kryopumpe wirkenden Cu-Mantel, vermag den Vakuumkessel bis auf einen Restdruck von 4 · 10 Torr zu evakuieren.

Um eine Wasserstoffolie herzustellen, wird die Glasglocke nach oben geschoben und gegen die am oberen Flansch befindliche Dichtung gepresst. In dem Raum zwischen Kondensationsfläche und Glasglocke wird Wasserstoffgas eingefüllt. Die Gasmenge wird so bemessen, dass sich während der Abkühlung der Kühlfinger, einschliesslich der Bohrung, ohne zu tropfen, mit einem Film aus

flüssigem Wasserstoff überzieht. Durch Drosseln des Heliumstroms lässt sich der Übergang des die Bohrung überspannenden Wasserstoffilms in den festen Zustand so steuern, dass dieser vom Rand der Bohrung bis zur Mitte hin schlierenfrei gefriert. Nachdem die flüssige Phase verschwunden ist, sinkt der Dampfdruck innerhalb der Glasglocke stark ab und diese kann nach unten weggezogen werden.

In der Bohrung des Kühlfingers verbleibt ein freitragendes Scheibchen aus festem Wasserstoff (Abb. 3). Dessen Oberfläche ist glatt, es ist daher völlig durchsichtig. Sein Durchmesser beträgt 2 mm, entsprechend dem Durchmesser der Bohrung im Kühlfinger. Die Dicke beträgt anfangs ca. 1 - 1.5 mm. Als Folge der an der Oberfläche des Scheibchens stattfindenden Sublimation nimmt sie langsam ab; nach ca.

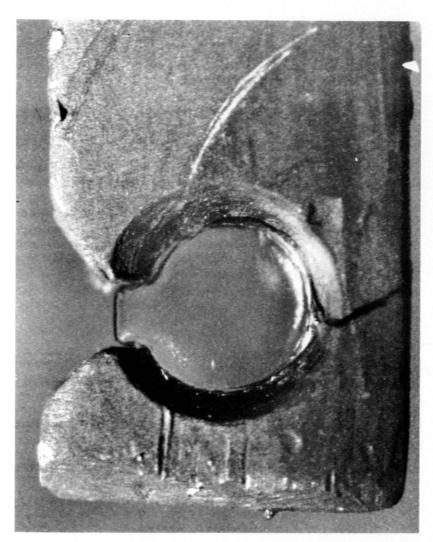


Abb. 3. Kühlfinger (Kupferblech) mit Scheibchen aus festem Wasserstoff im Hochvakuum. Durchmesser der Bohrung 2 mm.

15 min ist das Scheibchen verschwunden. Während es langsam sublimiert, beträgt der Druck im Kessel ca. 1 · 10⁻⁵ Torr.

Da die Bohrung im Kühlblech geschlitzt ist, können beide Oberflächen des Scheibchens tangential beobachtet werden. Die Dicke des Scheibchens wird mit einem
langbrennweitigen Mikroskop gemessen. Im Experiment wird der Laser ausgelöst,
wenn das Scheibchen die gewünschte Dicke erreicht hat.

2. Beschreibung des Lasers und der experimentellen Anordnung

Zur Durchführung des Experiments wurde ein zweistufiger RUBINLASER benützt ($\lambda = 6943$ Å). Die Oscillatorstufe besteht neben dem Laserkopf mit dem Rubin (2 in Abb. 4) aus einer Pockelszelle (Güteschalter), einem Glasplattensatz (Polarisator) und einem totalreflektierenden Prisma (Endspiegel des Resonators), vereinigt in einem Gehäuse (1). Der durch den halbdurchlässigen Spiegel (3) aus dem Oscillator austretende Strahl wird in einem Teleskop (7, 8) aufgeweitet, beim Durchgang durch den Rubin der Verstärkerstufe (9) verstärkt und verlässt diesen unter einem Winkel von ungefähr 30° zur Achse des Lasers. Die Endfläche des Verstärkerrubins ist so geschliffen, dass der Strahl reflexionsfrei unter dem Brewsterwinkel austritt.

Der horizontal polarisierte Strahl tritt nahezu ohne Reflexion (Einfallswinkel & Brewsterwinkel) durch die Basis in ein gleichschenklig - rechtwinkliges Glasprisma (10) ein; seine Richtung-ist nach Austritt aus dem Prisma wieder parallel zur Achse des Lasers. Der Querschnitt des Strahls ist zwischen Verstärkerrubin und Prisma elliptisch, nach Austritt aus dem Prisma jedoch wieder nahezu kreisförmig. Der Strahl (Durchmesser 19 mm) wird mit einer einfachen, plankonvexen Quarzlinse (16) auf die Mitte des Wasserstoffscheibchens fokussiert. Die Ebene engsten Querschnitts des fokussierten Strahls lag im Experiment in der Mitte zwischen den beiden Oberflächen des Wasserstoffscheibchens.

Bei Austritt des Strahls aus dem Prisma (10) werden 4 % des Lichts an der Grenzfläche Glas - Luft reflektiert und treten, nach Totalreflexion an der Basis des Prismas, unter einem Winkel von 90° zum Hauptstrahl aus dem Prisma aus. Der Teilstrahl wird dazu benützt, bei jedem "Schuss" die Energie des Laserimpulses zu messen. Das Energiemessgerät (11) enthält drei aufeinanderfolgende Streuscheiben und eine Halbleiterfotodiode (hp 2 - 4220, Anstiegszeit < 1 ns), deren Signal mit Hilfe eines RC-Gliedes (RC = 3 ms) integriert wurde. Man erhält auf dem Schirm eines Oscillographen, bei langsam überlaufendem Strahl (0.5 ms/cm), eine Stufe zum Zeitpunkt des Laserimpulses, deren

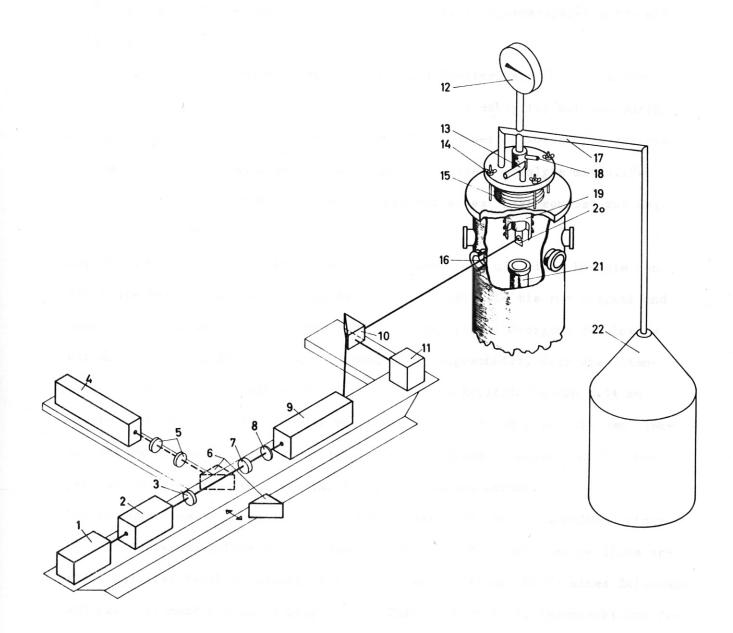


Abb. 4. Darstellung des experimentellen Aufbaus (schematisch).

1 Pockelszelle 2 Oscillator 3 Spiegel 4 Justierlaser (He-Ne-Gaslaser)
5 Teleskop 6 verschiebbares Prisma zur Einspiegelung des Justierlasers
7,8 Teleskop 9 Verstärker 10 Prisma 11 Energiemessgerät 12 Manometer
(Dampfdruckthermometer) 13 Stutzen für Heliumabgas 14 Justierschrauben
15 Balg 16 Fokussierungslinse 17 Heliumheber 18 Einlass für Wasserstoffgas 19 Cu-Mantel 20 Kühlfinger 21 Glasglocke 22 Heliumkanne

Höhe der Energie des Laserimpulses proportional ist. Die Höhe der Stufe kann im Nachleuchten des Schirms abgelesen werden. Das Energiemessgerät wurde mit einem Flüssigkeitskalorimeter geeicht /8/.

Der Strahl des Impulslasers konnte durch einen Justierlaser (4, He-Ne-Gaslaser) simuliert werden, dessen Strahl durch ein Teleskop (5) auf den Durchmesser des vom Oscillator ausgehenden Strahls aufgeweitet wurde. Die Einspiegelung des Justierstrahls in die Achse des Rubinlasers erfolgte mit Hilfe
eines totalreflektierenden Prismas (6), das vor einem "Laserschuss" zur Seite geschoben wurde.

Der Rubinlaser emittiert einen einzelnen Riesenimpuls mit einer Energie von 2.9 Joule (unter Berücksichtigung der Reflexionsverluste bis zum Target) und einer Dauer von 18 ns (Halbwertsbreite). Aus der Winkeldivergenz des Lasers wurde, ohne Berücksichtigung der Linsenfehler, abgeschätzt, dass die Intensität im Brennfleck ungefähr 10¹² W/cm² über eine Kreisfläche von 0.14 mm Durchmesser betrug. Mit Hilfe der Pockelszelle konnte der Laser mit den elektronischen Messinstrumenten (Oscillographen, Bildwandlerkamera) durch einen gemeinsamen elektrischen Steuerimpuls synchronisiert werden.

Der zylindrische Vakuumkessel (20 cm Durchmesser) besass in Strahlhöhe ringsum acht Beobachtungsfenster, von denen eines durch die Fokussierungslinse ersetzt war. Der bereits beschriebene Kühlfinger konnte mit Hilfe eines Zwischenstücks, bestehend aus einem Balg grossen Durchmessers (15), geschwenkt und damit justiert werden. Zusätzlich konnte die Fokussierungslinse in Strahlrichtung verschoben.werden. Die Fenster des Vakuumkessels wurden je nach Bedarf
durch vakuumdichte Linsenfassungen, Sondendurchführungen etc. ersetzt. Impulslaser, Justierlaser und Vakuumkessel waren gemeinsam auf einem stabilen Metalltisch befestigt (nicht gezeichnet in Abb. 4).

3. Absorptions- und Reflexionsmessungen

In unserer Versuchsanordnung wird die Folie als durchsichtiges, über den Fokusbereich ebenes Scheibchen in den Brennpunkt des Lasers gebracht. Das Absorptionsverhalten der Folie kann daher durch einen Vergleich des eingestrahlten und des durchgelassenen Lichts ermittelt werden. Das am Target reflektierte Licht tritt durch die Fokussierungslinse aus dem Vakuumkessel aus. Dessen zeitlicher Verlauf kann daher ebenfalls gemessen und mit dem des eingestrahlten Laserlichts verglichen werden.

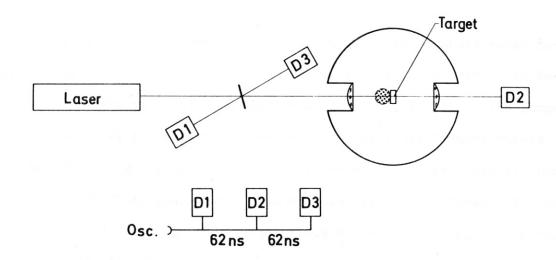
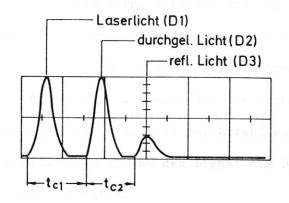


Abb. 5. Anordnung der Fotodioden zur Messung des Absorptions- und Reflexionsverhaltens der Folie für Laserlicht. Unten: Schaltung der Fotodioden.

Die Messanordnung besteht aus drei Fotodioden D1 - D3 zur Messung des zeitlichen Verlaufs des Laserlichts vor dem Target (D1), des vom Target durchgelassenen Laserlichts (D2) und des vom Target reflektierten Laserlichts (D3) in der Anordnung von Abb. 5. Die Fotodioden sind untereinander durch Koaxialkabel verbunden, die infolge ihrer grossen Länge als Verzögerungskabel wirken. Bei jedem "Laserschuss" erscheinen die Impulse der drei Fotodioden nacheinander, ohne sich zu überlappen, auf dem Schirm des Oscillographen (Abb. 6). Wie aus der Schaltung der Dioden (Abb. 5 unten) hervorgeht, erscheinen die Impulse in der Reihenfolge Laserlicht (D1), durchgelassenes Laserlicht (D2) und

reflektiertes Laserlicht
(D3). Die Dioden D1 und
D2 wurden durch SchottNG-Graufilter (einschliesslich Schott-RGRotfilter zur Unterdrükkung des Eigenleuchtens
des Plasmas) so abgeglichen, dass bei Abwesen-



heit einer Folie die Höhe der Signale beider

Abb. 6. Signale der Fotodioden auf dem Oscillographenschirm ohne Folie. 50 ns/Teilstrich.

Fotodioden gleich ist. Die Fotodiode D3 zeigt auch bei Abwesenheit einer Folie einen Impuls, der durch Streulicht hervorgerufen wird. Die einzelnen Impulse folgen einander im zeitlichen Abstand t_{c1} bzw. t_{c2} , der durch die Länge der Verzögerungskabel (jeweils 62 ns) sowie durch die Laufzeitunterschiede des Lichtes (je einige ns) vom Laser zu den einzelnen Fotodioden gegeben ist.

Bei den Fotodioden handelt es sich um Vakuum-Fotodioden ITT F 4000 (S1-Kathode), für die eine Anstiegszeit von 0.3 ns angegeben wird. Die Kabel sind Koaxialkabel mit einem

Wellenwiderstand von 125 \(\Omega\).

Zur Verbindung der einzelnen Kabel wurden koaxial aufgebaute T-Stücke
verwendet. Als "Signalweichen" dienen zwei Siliziumdioden 1N914, die die ankommenden Signale nur in
einer Richtung durchlas-

sen (Abb. 7).

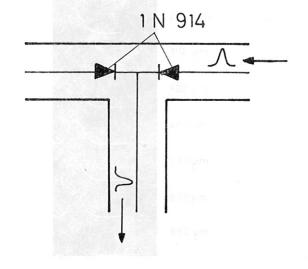


Abb. 7. Koaxial aufgebautes T-Stück mit Halbleiterdioden.

Für die Messungen wurde ein Oscillograph Tektronix 519 mit einer Anstiegszeit von 0.3 ns und einer vertikalen Empfindlichkeit von 10 V/cm verwendet. Die Triggerung erfolgte intern. Um zu vermeiden, dass der Anstieg des Signals der Fotodiode D1 je nach Wahl der Triggerspannung mehr oder weniger abgeschnitten wird, wurde in den Oscillographen zwischen dem Abnahmepunkt des Triggersignals und der Bildröhre ein Kabel eingebaut, das die Signale um 20 ns verzögert. Auf diese Weise wird erreicht, dass der Strahl auf dem Bildschirm erst eine kurze Strecke überläuft, ehe das Signal die Bildröhre erreicht und die vertikale Ablenkung einsetzt.

Bækænntlich besitzt ein Laser-Riesenimpuls einen exponentiellen Anstieg, der bereits etwa 100 ns vor dem Erscheinen des eigentlichen Impulses beginnt. Die endliche Durchlasspannung (0.4 V) der Siliziumdioden in den T-Verbindungsstücken der Kabel bewirkt jedoch, dass auf dem Bildschirm der

Laserimpuls zu einem bestimmten Zeitpunkt beginnt, nämlich dann, wenn das Signal der Fotodioden die Höhe der Durchlasspannung der Dioden erreicht hat. Die Verzerrung der Signale durch die Kabel, sowie die Reflexionen an den Stosstellen der Kabel und an den Siliziumdioden sind soklein, dass sie bei den Messungen nicht stören.

ABSORPTIONSMESSUNGEN: Abb.8

zeigt eine Reihe von Oscillogrammen, mit den Signalen der

Fotodioden D1 und D2, die an

Folien verschiedener Dicke

aufgenommen wurden. Mit zu-



ohne H₂-Folie 20 ns/Teilstrich

Laserpuls durchgel, Puls

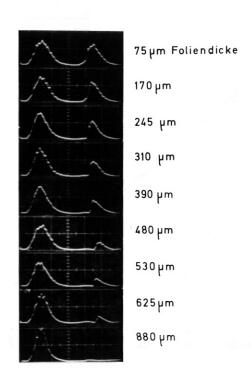


Abb.8. Oscillogramme mit den Signalen der Fotodioden D1 und D2 von Folien verschiedener Dicke.

nehmender Dicke nimmt die Intensität des durchgelassenen
Laserlichts ab. Folien, die
dicker als ca. 1 mm sind,
lassen kein Laserlicht durch.

Die Intensität des durchgelassenen Laser-lichts besitzt einen ausge-

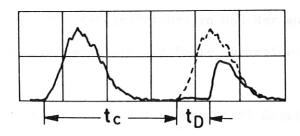


Abb. 9. Vergleich zwischen eingestrahlter und durchgelassener Intensität.

prägten zeitlichen Verlauf. Um diesen hervorzuheben, sind in Abb. 9 die Signale der beiden Fotodioden nochmals gezeichnet, wobei zum Vergleich über dem Verlauf des durchgelassenen Laserlichts der zeitliche Verlauf des eingestrahlten Laserlichts gestrichelt eingezeichnet ist.

Der Durchbruch, d.h. der Beginn starker Absorption in der Folie, erfolgt bei einer Laserintensität von ungefähr 10¹⁰ W/cm² im Brennpunkt. Der entsprechende Zeitpunkt fällt mit dem Beginn des Laserimpulses auf dem Oscillographenschirm zusammen. Die Folien erweisen sich während einer gewissen Zeitspanne,

der Durchbrennzeit tD,
als undurchlässig für
das auffallende Laserlicht. Wie die noch zu
besprechenden Reflexionsmessungen zeigen,
wird während dieser
Zeit das Laserlicht
vollständig absorbiert.
Dieser Phase starker
Absorption folgt ein
sprunghafter Anstieg
der Intensität des
durchgelassenen Laserlichts. Ab diesem

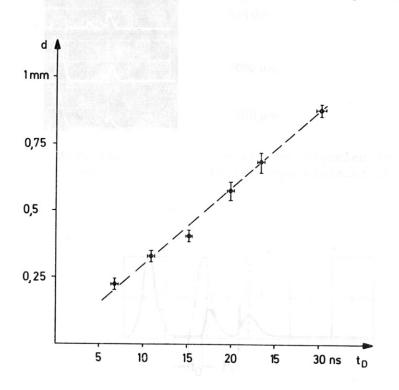


Abb. 10. Foliendicke d in Abhängigkeit von der Durchbrennzeit $\mathbf{t}_{\mathrm{D}^{\bullet}}$

^{*} Diesen Zeitpunkt bezeichnen wir daher im folgenden stets mit Beginn des Laserimpulses.

Zeitpunkt vermag das Laserlicht die Folie unter vergleichsweise geringer Absorption zu durchdringen. Die Fläche zwischen der gestrichelten und der ausgezogenen Kurve in Abb. 9 entspricht der insgesamt in der Folie absorbierten Energie.

Die Durchbrennzeit t_D nimmt mit der Foliendicke zu. Aus insgesamt 90 Oscillogrammen wurde t_D in Abhängigkeit von der Foliendicke d bestimmt. Die Messpunk-

te umfassen eine Zeitspanne von etwa 30 ns,
entsprechend der Dauer
des Laserimpulses. Es
ergab sich ein linearer
Zusammenhang zwischen
t_D und d, der in Abb.10
dargestellt ist. Eingezeichnet ist der mittlere quadratische Fehler der bezüglich t_D in
Gruppen zusammengefassten Messwerte.

REFLEXIONSMESSUNGEN:

Abb. 11 zeigt eine Reihe
von Oscillogrammen, bei
deren Aufnahme den Fotodioden D1 und D2 die Fotodiode D3 zur Messung
des reflektierten Laserlichts hinzugeschaltet
war. Der Deutlichkeit
halber ist in Abb. 12 der
zeitliche Verlauf der
Signale gesondert ge-

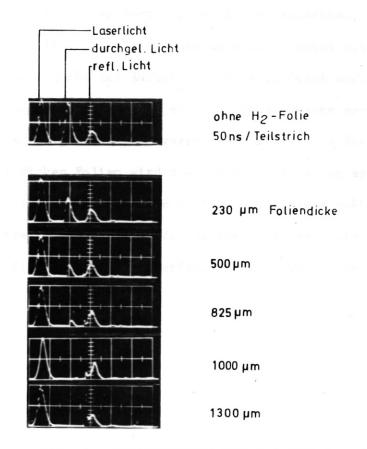


Abb. 11. Oscillogramme mit den Signalen der Dioden D1 - D3 von Folien verschiedener Dicke

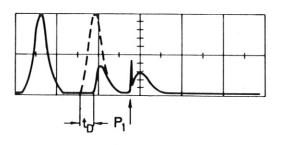


Abb. 12. Vergleich zwischen eingestrahlter, durchgelassener und reflektierter Intensität.

zeichnet. Ein Vergleich der Oscillogramme, die ohne und mit Folie aufgenommen wurden, zeigt, dass das an den Folien reflektierte Laserlicht unabhängig von der Dicke der Folie gegenüber dem ohnehin vorhandenen Streulicht vernachlässigt werden kann. Da die Empfindlichkeit der Diode D3 gegenüber den beiden anderen Dioden um den Faktor 10³ erhöht war, kann die Reflexion von Laserlicht gegenüber der Absorption vernachlässigt werden.

Es wurde jedoch ein kurzer Impuls P1 reflektierten Laserlichts beobachtet, der zu Beginn des Laserimpulses auftritt (Abb. 12). Dessen Intensität nimmt mit der Dicke der Folien zu. Die Ursache für das Auftreten dieses Impulses wurde nicht untersucht. Möglicherweise handelt es sich jedoch um Fresnel sche Reflexion an der zu diesem frühen Zeitpunkt noch unversehrten Grenzfläche Vakuum – fester Wasserstoff. Bei dicken Folien wird die für den Durchbruch erforderliche Intensität an der Oberfläche der Folie erst zu einem etwas späteren Zeitpunkt erreicht (der Laser wurde stets in die Mittelebene der Folie fokussiert). Es kann daher mehr Licht reflektiert werden, ehe die Oberfläche zerstört wird.

4. Kurzzeitfotografie mit einer Bildwandlerkamera

a. Schmieraufnahmen

Um den Vorgang der Plasmaerzeugung an der Folie im Eigenleuchten der Materie zu untersuchen, wurden mit einer Bildwandlerkamera Schmieraufnahmen der Folie gemacht. Die Beobachtung erfolgte senkrecht zum Laserstrahl, d.h. tangential zur Oberfläche der Folie durch den Schlitz im Kühlblech.

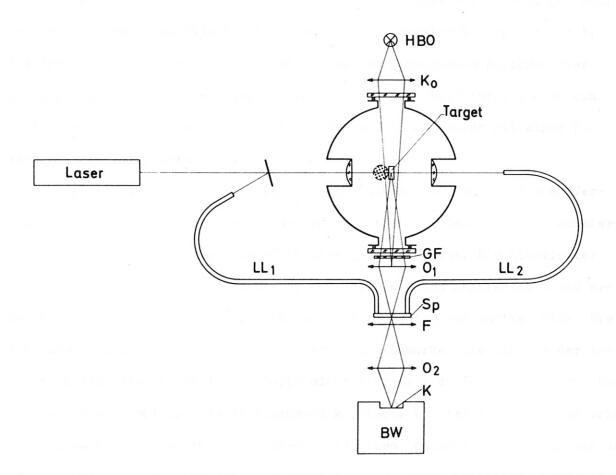


Abb. 13. Optischer Aufbau zur Aufnahme von Schmierbildern. HBO = Quecksilber-Hochdrucklampe, K_0 = Kondensor, GF = Grünfilter, O1 = Objektiv, Sp = Schmierspalt, LL1, LL2 = Lichtleiter, F = Feldlinse, O2 = Objektiv, K = Kathode der Bildwandlerkamera, BW = Bildwandlerkamera.

Die Versuchsanordnung ist in Abb. 13 dargestellt. Der Kühlfinger mit der Folie wird mit zwei Objektiven O1 und O2 auf die Kathode K der Bildwandlerkamera abgebildet. Der Schmierspalt Sp befindet sich im Zwischenbild vor einer Feldlinse F. Er liegt parallel zur Achse des Laserstrahls und wurde mit Hilfe des

Justierlasers einjustiert. Vor dem Objektiv O1 befindet sich ein Grünfilter (Schott BG 18). Dieses verhindert, dass an der Folie gestreutes Laserlicht in die Kamera gelangt und auf den Aufnahmen als Eigenleuchten der Materie gedeutet wird.

Die Bildwandlerkamera (Modell IPP EL O85 Nr. 7) kann durch Auswechseln von Einschüben in verschiedener Weise betrieben werden. Sie gestattet sowohl die Aufnahme von drei Bildern desselben Vorgangs als auch die Aufnahme von Schmierbildern. Die Schmierbilder wurden mit der höchstmöglichen Schmiergeschwindigkeit von 100 ns/cm, bezogen auf den Bildschirm der Kamera, gemacht. Der Abbildungsmasstab Objekt: Zwischenbild: Bildschirm betrug 1: 1: 1. Die Breite des Schmierspalts (0.1 mm) wurde dem angegebenen Auflösungsvermögen des Bildschirms angepasst (10 Linienpaare/mm). Damit ergibt sich ein zeitliches Auflösungsvermögen von 1 ns. Der Bildschirm wurde mit einer Polaroidkamera fotografiert.

Damit der zeitliche Verlauf der Leuchterscheinungen auf den zeitlichen Verlauf des Laserimpulses bezogen werden kann, wurden auf den Enden des Schmierspalts die Austrittsflächen zweier Lichtleiter angebracht. Die Lichtleiter bringen Laserlicht von vor und hinter der Folie auf den Schmierspalt und erzeugen so auf beiden Seiten der Schmieraufnahme Zeitmarken auf dem Film. Die vom durchgelassenen Laserlicht hervorgerufene Zeitmarke, die infolge der Absorption des Laserlichts in der Folie nicht sehr hell ausfällt, ist durch das rechte Dreieck (4) in Abb. 14 besonders markiert. Die beiden Zeitmarken ermöglichen, nach Berücksichtung der unterschiedlichen Laufzeit des Laserlichts und des Plasmaeigenlichts bis zum Schmierspalt, eine exakte zeitliche Zuordnung der Leuchterscheinung in Bezug auf den zeitlichen Verlauf des Laserimpulses.

Durch Vergleich dieser Zeitmarken mit den beim selben Schuss aufgenommenen Oscillogrammen der Fotodioden D1 – D3 wurde der Beginn des Laserimpulses ermittelt und der entsprechende Ort als Nullpunkt der Zeitskala gewählt.

Für die Deutung der Vorgänge ist derjenige Zeitpunkt besonders interessant, bei dem die Folie durchsichtig wird. Dieser Zeitpunkt kann infolge des steilen Anstiegs des durchgelassenen Laserlichts aus der rechten

Zeitmarke mit grosser Genauigkeit ermittelt werden. Er ist durch das linke Dreieck (◀) in Abb.14 markiert. Damit die Leuchterscheinungen räumlich lokalisiert werden können, wurde mit Hilfe einer HBO-Lampe und eines Kondensors Ko eine Nachbelichtung bei verringerter Schmiergeschwindigkeit durchgeführt. Dadurch werden sowohl die Umrisse des Kühlblechs, in dessen Mitte sich die Folie befindet, als auch die Ränder des Gesichtsfeldes auf der Aufnahme sichtbar.

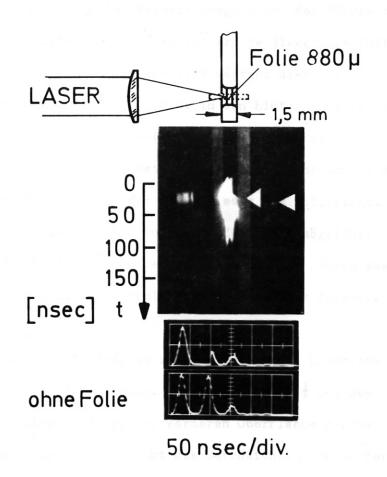


Abb. 14. Schmieraufnahme einer Wasserstoffolie unter Laserbestrahlung. Oben: Kupferblech, durch dessen Schlitz die Folie sichtbar ist (schematisch, Schmierspalt gestrichelt). Mitte: 4 (rechts) weist auf die vom durchgelassenen Laserlicht hervorgerufene Zeitmarke hin. 4 (links) markiert den Zeitpunkt, bei dem die starke Absorption in der Folie endet. Unten: Oscillogramm mit den Signalen D1 - D3.

Die Schmieraufnahme (Abb. 14) zeigt, dass das Eigenleuchten der Materie mit Beginn des Laserimpulses einsetzt und nach ungefähr 100 ns abklingt. Wir betrachten zunächst die Leuchterscheinungen auf der Vorderseite der Folie. Mit dem Einsetzen des Laserimpulses dehnt sich eine leuchtende Zone ins Vakuum hin aus. Belichtet man die Aufnahmen stärker, so erreicht das Leuchten mit einer Geschwindigkeit von über 10⁷ cm/s den Rand des Gesichtsfeldes. Es handelt sich offenbar um das Eigenleuchten eines heissen Plasmas, das mit einer Geschwindigkeit von über 10⁷ cm/s ins Vakuum expandiert. Mit dem Ende des Laserimpulses hört die Plasmaproduktion auf, der Plasmastrahl verschwindet und die Leuchterscheinung geht zurück.

Besonders interessant ist das auf der Rückseite der Folie beobachtete Leuchten.

während einer längeren Zeitspanne ist keine Materiebewegung auf der Rückseite der Folie zu beobachten. Dieser Zeitraum ist umso länger, je dicker die Folie ist. Auch bei stärkerer Belichtung der Aufnahmen wird während dieser Zeit ausserhalb der Folie kein Leuchten beobachtet, d.h. in den hinteren Halbraum strömt offenbar kein Plasma. Erst einige Nanosekunden vor dem Durchsichtig-werden (siehe ◀) der Folie zeigt sich eine Materiebewegung nach hinten. Das Leuchten kommt nach dem Durchsichtigwerden der Folie wieder zum Stillstand. Stärkere Belichtung der Aufnahme zeigt, dass zu diesem Zeitpunkt möglicherweise ein Plasmastrahl von der Folie nach hinten ausgeht. Aus der Stärke des Leuchtens ist zu schliessen, dass dieser Strahl wesentlich weniger intensiv als der nach vorn gerichtete ist.

Werden die Aufnahmen nur schwach belichtet, so reduziert sich die Leuchterscheinung auf zwei Streifen in Schmierrichtung. Der eine erscheint bei Beginn des Laserimpulses und markiert den Ort der vorderen Oberfläche der Folie. Der andere erscheint ungefähr zum Zeitpunkt des Durchsichtigwerdens der Folie und zieht sich in einer Entfernung von einigen Zehntelmillimetern von der rückwärtigen Oberfläche der Folie hin. Da mit dem Leuchten keine Bewegung verbunden ist, ist zu vermuten, dass dieses Leuchten vom Festkörper ausgeht, der zum Zeitpunkt des Durchbrennens durch einen noch zu ergründenden Mechanismus nach hinten ausgebeult wird.

b. Dreibildaufnahmen im Nanosekunden-Bereich

Der Kühlfinger mit der Folie wurde mit Hilfe der Bildwandlerkamera zu drei aufeinanderfolgenden Zeitpunkten fotografiert. Dazu wurde der Schmiereinschub der Kamera durch einen sogenannten Dreibildeinschub ersetzt, der es gestattet, bei einer Belichtungszeit von 10 ns drei Bilder mit einem zeitlichen Abstand von 70 ns nebeneinander auf den Film aufzunehmen. Der optische Aufbau war ähntlich dem, der zur Aufnahme der Schmierbilder benutzt wurde (Abb. 13). Jedoch wurde zur Abbildung des Kühlfingers auf die Kathode der Bildwandlerkamera nur ein Objektiv benutzt. Schmierspalt, Feldlinse und Lichtleiter wurden wegge-

lassen. Obwohl die HBC-Lampe während der Aufnahmeserie auf 20-fache Intensität gepulst wurde / 9 /, konnte das Gesichtsfeld infolge der kurzen Belichtungszeit nur sehr schwach ausgeleuchtet werden. Die Umrisse des Kühlblechs und des Schlitzes sind daher in der Aufnahme Abb. 15 nachgezogen.

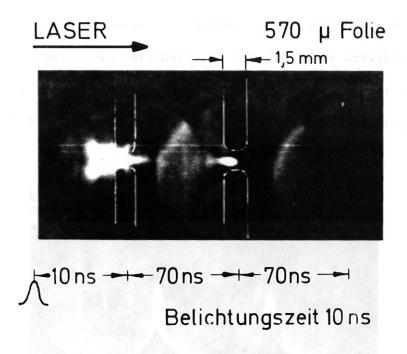


Abb. 15. Plasma, im Eigenleuchten fotografiert, schwache Hintergrundbeleuchtung. Die Umrisse (Schlitz) des Kühlblechs sind eingezeichnet.

Während die erste der drei Aufnahmen eine ausgedehnte Leuchterscheinung zeigt, ist diese auf der zweiten Aufnehme bereits abgeklungen und auf der dritten Aufnahme ganz verschwunden. Dieses rasche Abklingen war bereits der Schmieraufnahme Abb. 14 zu entnehmen. Das Leuchten auf der dem Laser zugewandten Seite der Folie (erste Aufnahme) wird offenbar durch die vom Laser erzeugte Plasmawolke hervorgerufen. Da der Zeitpunkt der Aufnahme relativ zum Zeitpunkt des Laserimpulses bekannt ist, lässt sich aus der Ausdehnung des Leuchtens wiederum abschätzen, dass das Plasma mit einer Geschwindigkeit von der Grössenordnung 10⁷ cm/s ins Vakuum expandiert. Obwohl eine Folie dieser Dicke (570/4), wie aus den Absorptionsmessungen bekannt ist, vom Laser "durchschossen" wird, wird auch in diesen Aufnahmen Plasma im wesentlichen nur auf der Vorderseite der Folie beobachtet.

c. Dreibildaufnahmen im μ s -Bereich

Zusätzlich zu den bereits erläuterten Dreibildaufnahmen im Nanosekunden-Bereich wurden in derselben Anordnung Dreibildaufnahmen im µs-Bereich mit der Bildwandlerkamera gemacht. Die Intensität der gepulsten HBO-Lampe reicht, infolge der verlängerten Belichtungszeit, aus, um das Gesichtsfeld zu erhellen. Der Abbildungsmasstab wurde verändert, um ein grösseres Gesichtsfeld zu erhalten. Masstab, Belichtungszeit und der zeitliche Abstand der einzelnen Aufnahmen (untereinander und zum Laserimpuls) sind in Abb. 16 angegeben.

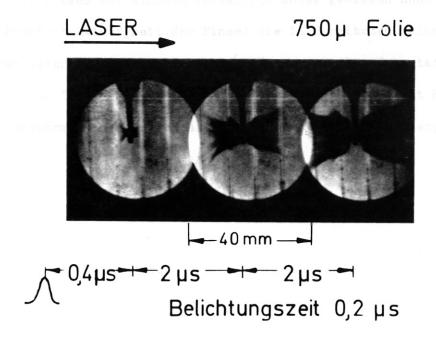


Abb. 16. Expansion des Wasserstoffscheibchens nach Ende des Laserimpulses (Dreibildaufnahme). Die Gaswolke hat die Form zweier symmetrischer, schwarzer "Pinsel", die die Hintergrundbeleuchtung abdunkeln.

Vom Laser wird nur ein kleines Gebiet von ca. O.1 mm Durchmesser in der Mitte der Folie bestrahlt. In diesem Gebiet spielt sich während der Dauer des Laserimpulses der im Rahmen dieser Arbeit besonders interessierende Vorgang der Plasmaerzeugung ab. Das weitere Verhalten der Folie wurde untersucht, um daraus eventuell Rückschlüsse auf den Vorgang der Plasmaerzeugung ziehen zu können.

Die drei Aufnahmen in Abb. 16 zeigen eine sich ausdehnende Gaswolke, die die

Hintergrundbeleuchtung verdunkelt. Die nach beiden Seiten vom Ort der Wasserstoffolie im Kühlfinger ausgehende Gaswolke hat die Form zweier, zur Achse des Laserstrahls annähernd symmetrischer, schwarzer "Pinsel". Die Front der "Pinsel" bewegt sich mit einer Geschwindigkeit von 5.5 · 10⁵ cm/s. Wie weitere Aufnahmen zeigten, verdunkelt die Gaswolke schliesslich das ganze Gesichtsfeld, dieses wird erst nach etwa 20µs wieder hell. Das Scheibchen ist inzwischen restlos verdampft.

Von dem kleinen, laserbestrahlten Gebiet in der Mitte der Folie wird also durch irgendeinen Mechanismus soviel Energie auf das gesamte Scheibchen übertragen, dass dieses vollständig verdampft. Unter gewissen Annahmen lässt sich aus der Frontgeschwindigkeit der Pinsel die im Scheibchen enthaltene Energie abschätzen (siehe Anhang A). Diese Abschätzung ergibt, dass tatsächlich ein beträchtlicher Teil der eingestrahlten Laserenergie, der weit höher als die Sublimationswärme des Scheibchens ist, auf das Scheibchen übergeht.

5. Holographische Interferometrie

Es ist zu erwarten, dass an der Oberfläche der Folie ein vollionisiertes Wasserstoffplasma erzeugt wird. Der Brechungsindex eines solchen Plasmas hängt in einfacher Weise von dessen Dichte ab. Es ist daher naheliegend, dieses Plasma interferometrisch zu untersuchen.

Die klassischen Verfahren der Interferometrie wurden in den letzten Jahren durch solche der holographischen Interferometrie ergänzt. Diese erlauben die interferometrische Untersuchung von Plasmen mit vergleichsweise geringem experimentellem Aufwand. Für die Anwendung eines holographischen Verfahrens ist das vorliegende Experiment geradezu praedestiniert, da, wie wir sehen werden, ein Teilstrahl des Rubinlasers zur Aufnahme von Hologrammen herangezogen werden kann.

Da die holographische Interferometrie in der Plasmaphysik noch kaum angewandt wird, soll die hier benutzte Anordnung kurz erläutert werden. Sie wurde, in Verbindung mit einem Impulslaser als Lichtquelle, erstmals von Burch et al. 1966 /10 / beschrieben.

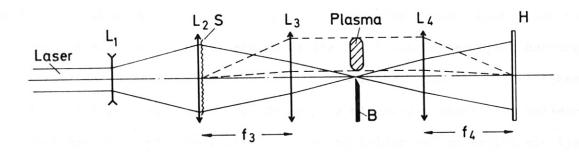


Abb. 17. Strahlengang zur holografischen Interferometrie mit Streuplatte als Strahlteiler

Der Strahlengang ist in Abb. 17 aufgezeichnet. Die mit einem durchsichtigen Niederschlag von Magnesiumoxyd (aufgebracht im Rauch von brennendem Magnesium) überzogene Glasplatte S (Streuplatte) dient als Strahlteiler für den durch die Linse L1 aufgeweiteten Laserstrahl. Sie teilt, wie für die Aufnahme eines Hologramms erforderlich, den Laserstrahl in Referenz- und Ob-

jektstrahl. Den Referenzstrahl bilden diejenigen Strahlen, die die Streuplatte ohne Ablenkung durchsetzen (ausgezogene Strahlen). Sie werden durch die Linse L2 in die Ebene des Objekts (Plasma) fokussiert. Den Objektstrahl bilden diejenigen der in S gestreuten Strahlen, die durch die Linse L3 das von den Fassungen der Linsen L3 und L4 sowie der Blende berandete Gesichtsfeld erreichen. Referenz- und Objektstrahl erzeugen nach Durchgang durch die Linse L4 auf der Fotoplatte ein Hologramm. Da sich die Streuplatte bzw. die Fotoplatte in den Brennebenen der Linsen L3 bzw. L4 befinden, wird die Streuplatte auf die Fotoplatte abgebildet.

Aus dem entwickelten Hologramm kann das Objekt rekonstruiert werden. Der während der Aufnahme vorhandene, fokussierte Referenzstrahl wird durch den fokussierten Strahl eines Gaslasers (Rekonstruktionsstrahl) ersetzt. Das Objekt erscheint so, wie es zum Zeitpunkt der Aufnahme bestand, und zwar doppelt, punktsymmetrisch zur Lichtquelle. Um eine Überlappung der Bilder bei der Rekonstruktion zu vermeiden, wird daher wärend der Aufnahme die untere Hälfte des Gesichtsfeldes mit einer Blende abgedunkelt. Das rekonstruierte Objekt kann durch die Hologrammplatte hindurch entweder mit dem Auge betrachtet oder mit einer Kamera fotografiert werden.

Reine Phasenobjekte, also z.B. ein nicht absorbierendes Plasma, können auf diese Weise nicht sichtbar gemacht werden. Um die durch ein Phasenobjekt hervorgerufene Verzerrung einer Wellenfläche sichtbar zu machen, überlagert man bekanntlich dieser eine zweite, bis auf die Verzerrung mit dieser identische Wellenfläche in einem Interferometer. Die Überlagerung beider Wellen ergibt ein System von Interferenzstreifen, aus dem die durch das Objekt hervorgerufene Verzerrung der Wellenfläche bestimmt werden kann. Dieses Verfahren lässt sich auch verwenden, um die zwar im Hologramm gespeicherte, jedoch zunächst nicht sichtbare Verzerrung der Wellenfläche des Objektstrahls sichtbar zu machen. Man belichtet zu diesem Zweck das Hologramm ein zweites Mal, nun aber ohne Phasenobjekt (Plasma). Bei der Rekonstruktion entstehen die beiden Wellenflächen, wie sie mit und ohne Objekt bestenden haben, gleichzeitig und ergeben durch Über-

lagerung ein System von Interferenzstreifen. Der hauptsächliche Unterschied gegenüber einem gewöhnlichen Interferometer besteht lediglich darin, dass in diesem beide Wellenfronten während der Aufnahme gleichzeitig vorhanden sind, während bei der holografischen Interferometrie die gestörte Wellenfront und die Vergleichsfront zu verschiedenen Zeitpunkten (während der beiden Belichtungen) bestanden und erst in der Rekonstruktion miteinander interferieren. Ähnlich wie man im Mach-Zehnder-Interferometer gerade, äquidistante Interferenzstreifen im (leeren) Gesichtsfeld durch Kippen der Spiegel erzeugt, kann dies hier durch Verschieben der Platte zwischen den beiden Belichtungen erreicht werden.

Die beschriebene Anordnung zur holografischen Interferometrie bietet eine Reihe von erheblichen Vorteilen gegenüber der klassischen Interferometrie:

- a) Es können gewöhnliche, ohne besondere Präzision hergestellte optische Komponenten (Linsen, Fenster, Prismen, Glasplatten) verwendet werden.
- b) Es ist keine genaue Justierung notwendig.
- c) Durch den eng benachbarten Verlauf von Objekt- und Referenzstrahl ist die Anordnung mechanisch sehr stabil. Selbst Aufnahmen mit Streifenabstand un- endlich sind möglich.
- d) Da die Streuplatte auf die Fotoplatte abgebildet wird (gleiche optische Weglänge zwischen S und H, jeder an S geteilte Strahl wird wieder mit sich selbst vereinigt), werden keine hohen Ansprüche an die Kohärenz der Lichtquelle gestellt.
- e) Da während der Aufnahme keine Abbildung des Objekts auf die Fotoplatte erfolgt, tritt keine Überstrahlung durch Eigenleuchten des Objekts auf.
- f) Da die Beleuchtung mit einem Teilstrahl des Impulslasers erfolgt, ist keine zusätzliche Lichtquelle notwendig.

Die Anordnung, die im Experiment zur Aufnahme der Hologramme aufgebaut wurde, ist in Abb. 18 dargestellt. Eine einseitig vergütete Quarzplatte (Strahlteiler) spiegelt 4 % des vom Rubinlaser ausgehenden Lichtstrahls auf ein Prisma. Dieses ist das erste einer Reihe von Prismen, die es erlauben, den

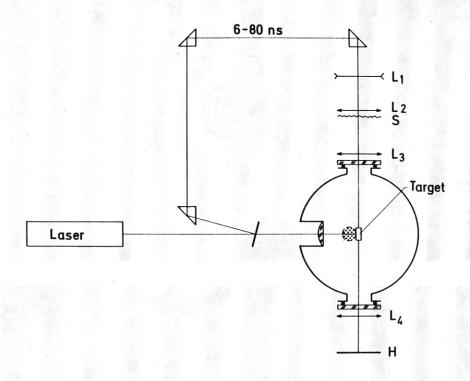


Abb. 18. Experimenteller Aufbau zur Aufnahme von Hologrammen, Bezeichnungen siehe Abb. 17. und Text.

Laserimpuls zwischen Strahlteiler und Interferometer unter Ausnützung der endlichen Laufzeit des Lichts zeitlich zu verzögern. Die Länge dieser Verzögerungsstrecke wurde zwischen 1.8 m und 27 m, entsprechend einer Verzögerungszeit von 6 - 80 ns variiert. Die Aufstellung der Prismen erfolgte unter Zuhilfenahme des Justierlasers. Die Brennweite der Sammellinsen L2 bis L4 betrug f = 15 cm, die der Zerstreuungslinse L1 f = -6 cm. Das Gesichtsfeld wurde durch den Rand der Linsen L3 und L4 begrenzt (Durchmesser 40 mm). Der Brennpunkt des Referenzstrahls lag unter dem Kühlfinger. Die in Abb. 17 eingezeichnete Blende konnte mit Hilfe einer Drehdurchführung nach Wegziehen der Glasglocke unter den Kühlfinger eingeschwenkt werden. Die Hologrammplatte (Agfa-Gaevert Scientia 10 E 75) befand sich in einer Kassette, deren Verschluss kurz vor dem Auslösen des Lasers geöffnet wurde. (Die Aufnahmen erfolgten im verdunkelten Raum.) Zwischen den beiden Belichtungen wurde die Kassette mit Hilfe einer Spindel um einen bestimmten Betrag (je nach dem gewünschten Streifenabstand) verschoben.

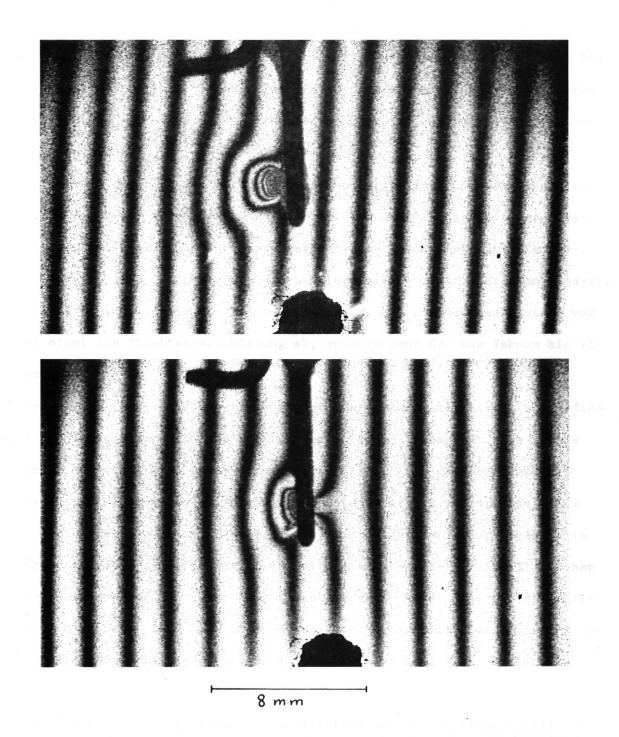


Abb. 19. Interferogramme, rekonstruiert aus je einem doppelt belichteten Hologramm. Oben: Dicke Folie (1.5 mm). Unten: Dünne Folie (0.15 mm). Aufgenommen mit Teilstrahl des Rubinlasers (Belichtungszeit = Halbwertsbreite des Laserimpulses = 18 ns). Zeitpunkt der Aufnahme: 18 ns nach dem Maximum des plasmaerzeugenden Hauptstrahls.

Abb. 19 zeigt zwei Interferometeraufnahmen, die beide aus je einem doppelt belichteten Hologramm rekonstruiert sind. Auf den Aufnahmen ist wieder das Kühlblech von der Seite zu sehen, der an dessen oberem Ende angebrachte Draht zeigt mit seiner Spitze zur Fokussierungslinse hin. Die zum Beobachter hin geschlitzte Bohrung im Kühlblech sowie die Folie selbst sind nicht zu sehen, da sie durch den hinter der Bohrung im Kühlblech nach unten verlaufenden Steg

abgedeckt sind. Der Brennpunkt des Lasers auf der Folie wird jedoch durch die an dieser Stelle herausquellenden Interferenzstreifen markiert. Der schwarze Fleck am unteren Bildrand verdeckt den Brennpunkt des zur Rekonstruktion benützten Gaslasers.

Wir betrachten zunächst den Halbraum zwischen Target und Fokussierungslinse. Durch das vom Laser erzeugte Plasma wird auf beiden Aufnahmen in diesem Gebiet eine Streifenverschiebung hervorgerufen. Die beobachtete Streifenverschiebung nach links entspricht einer Schliere mit $\eta < 1$ (η = Brechungsindex), d.h. sie wird durch freie Elektronen verursacht. Mit zunehmendem Abstand vom Target nimmt die Streifenverschiebung ab, entsprechend der zum Vakuum hin abnehmenden Dichte des Plasmas.

Auf der Rückseite des Targets wird auf der oberen Aufnahme, die an einer dikken Folie gemacht wurde, keine Streifenverschiebung beobachtet. Die untere
Aufnahme, aufgenommen an einer dünnen Folie, zeigt auch auf der Rückseite
des Targets eine Streifenverschiebung, die ebenso wie im vorderen Halbraum
durch freie Elektronen hervorgerufen wird. Die im Vergleich zur Vorderseite
geringe Streifenverschiebung zeigt an, dass die Anzahl der freien Elektronen
hinten weit geringer als vorne ist. Es zeigte sich stets, dass auf der Rückseite der Folie nur dann eine Streifenverschiebung auftritt, wenn mit der Diode D2 (siehe Absorptionsmessungen) durchgelassenes Laserlicht beobachtet
wird.

Für den Brechungsindex η eines vollionisierten Wasserstoffplasmas gilt unter der Voraussetzung $\omega \gg \omega_p$ und $\frac{\nu}{\omega} \ll 1$ (ω = Laserfrequenz, ω_p = Plasmafrequenz, ν = Stossfrequenz):

$$\eta^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

Daraus ergibt sich durch Umformung und Entwicklung der Wurzel:

$$1 - \eta = 1 - \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \approx \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{e^2}{2 \varepsilon_p m_e} \frac{n}{\omega^2}$$

(m = Elektronendichte, e = Elementarladung, ε_o = Dielektrizitätskonstante des Vakuums, m_e = Masse des Elektrons)

Für die von einer Schliere der Dicke Δ hervorgerufene Streifenverschiebung

 $\mathcal{E}(x,y)$ in einem Punkt (x,y) des beobachteten Interferenzfeldes, gemessen in Streifenabständen, gilt bekanntlich:

$$\mathcal{E}(x,y) = \frac{1}{\lambda_o} \int_{\Delta} \left[1 - \eta(x,y,\xi) \right] d\xi = \frac{e^2 \lambda_o}{8 \pi^2 c m_e \varepsilon_o} \int_{\Delta} \eta(x,y,\xi) d\xi$$

Das Integral ist längs desjenigen Strahles (z-Richtung) zu erstrecken, der das Interferenzfeld (Schliere) im Punkt (x,y) durchstösst. Die Gesamtzahl N der freien Elektronen im Plasma ergibt sich durch Integration über die vom Plasma eingenommene Fläche:

$$N = \iint_{E} \int_{\Delta} n \, dz \, dF = \frac{8 \pi^{2} c^{2} m_{e} \epsilon_{o}}{e^{2} \lambda_{o}} \int_{E} \mathcal{E}(x, y) \, dF$$

Um N zu erhalten, wurde das Interferenzfeld in kleine Flächenelemente dF, unterteilt und in jedem Flächenelement die Streifenverschiebung &, bestimmt. Durch Produktbildung &, dF, und Summation ergab sich das obige Integral und damit N. Dabei wurde auf zwei Fehlerquellen besonders geachtet:

a) Infolge der Expansion ist die Plasmawolke am Rande stark verdünnt und ruft daher keine messbare Streifenverschiebung hervor. Da die Frontgeschwindigkeit des Plasmas aus Sondenmessungen bekannt ist, lässt sich die zum Zeitpunkt der Aufnahme vom Plasma eingenommene Fläche zum Vakuum hin abgrenzen. Auf dem so bestimmten Rand des Plasmas ist die Streifenverschiebung null zu setzen. Die Streifenverschiebung konnte daher durch Interpolation zwischen dem Gebiet deutlicher Streifenverschiebung und dem Rand des Plasmas auch in den Randzonen des Plasmas bestimmt werden.

b) In der unmittelbaren Umgebung des Targets sind die Interferenzstreifen nicht mehr aufgelöst. Dieses Gebiet musste daher bei der Auswertung ausgeschlossen werden, obwohl dort die Elektronendichte besonders hoch ist. Um die in diesem Gebiet befindlichen freien Elektronen trotzdem zu erfassen, wurden Aufnahmen mit zunehmender Verzögerungszeit $\mathcal{T}_{\mathbf{b}}$, gerechnet vom Maximum der Intensität des plasmaerzeugenden Hauptstrahls, gemacht. Da mit dem Ende des Laserimpulses die Plasmaproduktion aufhört, die Expansion des Plasmas jedoch anhält, sollte einige Zeit nach dem Ende des Laserimpulses der Anteil des Plasmas, der sich noch in dem der Auswertung unzugänglichen Gebiet in der Nähe des Targets befindet, zu vernachlässigen sein. Es ist daher

zu erwarten, dass die beobachtete Anzahl freier Elektronen mit zunehmender Verzögerungszeit einem Grenzwert zustrebt.

Die mit zunehmender Verzögerungszeit wachsende Ausdehnung der Plasmawolke kommt durch die von ihr hervorgerufene Streifenverschiebung auf den Interferogrammen zunächst deutlich zum Ausdruck. Nach ungefähr 30 ns erreicht der Rand der Plasmawolke den Rand des Gesichtsfelds. Da sich das Plasma während der Ausdehnung verdünnt, geht die Streifenverschiebung im Laufe der Zeit wieder zurück und ist nach 80 ns (abgesehen davon, dass ein Teil des Plasmas sich nicht mehr innerhalb des Gesichtsfeldes befindet) zu gering, um noch ausgewertet werden zu können. Tabelle 20 zeigt jedoch, dass die Anzahl der beobachteten freien Elektronen im Plasma bereits nach 31 ns ihren Endwert nahezu erreicht hat.

\mathcal{T}_{b}	6 ns	18 ns	31 ns
Ν	2.2 · 10 16	3.6 · 10 ¹⁶	(4.1±0.3) · 10 ¹⁶

Tabelle 20. Gesamtzahl N der freien Elektronen im Plasma in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit $\mathcal{T}_{\mathbf{b}}$.

Zur Auswertung wurden ausschliesslich Aufnahmen von dicken Folien herangezogen, die den gesamten Laserimpuls absorbieren. In diesem Fall beträgt die Gesamtzahl der freien Elektronen im Plasma also 4.1 · 10¹⁶ Elektronen.

6. Sondenmessungen

Misst man mit einer geeigneten, ladungstrennenden Sonde den vom Target in einem bestimmten Raumwinkel ausgehenden Ionenstrom, so lässt sich, bei bekannter Winkelverteilung, durch Integration über den Halbraum die Gesamtzahl der Ionen im Plasma sowie, aus der Laufzeit zwischen Target und Sonde, deren kinetische Energie bestimmen. Auch ohne detaillierte Kenntnis des Vorgangs der Plasmaerzeugung lassen sich bezüglich der Expansion des Plasmae einige Aussagen machen.

Wir betrachten eine Plasmawolke mit dem Anfangsradius R_0 und der inneren Energie U_0 , die durch die Bestrahlung der Folie entstanden sei. Diese Plasmawolke expandiert adiabitisch ins Vakuum, da ihr nach der kurzen Aufheizungsphase keine Energie mehr zugeführt wird. Als Folge der Expansion geht die innere Energie im Laufe der Zeit vollständig in gerichtete kinetische Energie des Plasmas über. Aus der Zustandsgleichung $pV = (\gamma-1)U$ und dem Adiabatengesetz $pV^{\gamma} = \text{const. folgt für die Abnahme der inneren Energie mit dem Radius <math>U \sim R^{-3(\gamma-1)}$. Mit $\gamma = 5/3$ (vollionisiertes Plasma) ergibt sich $U \sim R^{-2}$.

Solange die innere Energie noch mit der kinetischen Energie des Plasmas vergleichbar ist, durchlaufen die einzelnen Volumenelemente unter der Wirkung des im Plasma herrschenden Drucks im allgemeinen gekrümmte Bahnen.

Wenn die innere Energie schliesslich gegenüber der kinetischen Energie des Plasmas vernachlässigt werden kann, wirken auf die einzelnen Volumenelemente keine Kräfte mehr, sie bewegen sich aufgrund ihrer Trägheit geradlinig mit konstanter Geschwindigkeit radial nach aussen. Wenn wir als Anfangsradius Ro den Durchmesser des Brennflecks (\approx 0.1 mm) einsetzen, so ergibt sich infolge der quadratischen Abnahme der inneren Energie mit dem Radius, dass für R = 1 mm bereits 99 % der inneren Energie in kinetische Energie des Plasmas übergegangen sind. Für einen Beobachter in vergleichsweise grosser Entfernung r vom Target beschreiben die Volumenelemente des Plasmas also geradlinige Bahnen, die vom Ort der Erzeugung des Plasmas aus-

gehen. Die Dichte des Plasmastroms nimmt für diesen Beobachter proportional zu $\frac{1}{r^2}$ ab.

Bei gleicher Temperatur der Ionen und Elektronen des Plasmas besitzen die Elektronen infolge ihrer geringen Masse eine höhere thermische Geschwindigkeit als die Ionen. Im Verlauf der Expansion geht die ungeordnete thermische Bewegung der beiden Teilchensorten in eine gerichtete Bewegung über. Sowohl die Ionen- als auch die Elektronentemperatur gehen dabei gegen null. Da zu erwarten ist, dass das Plasma als Ganzes elektrisch neutral expandiert, gleicht sich dabei die Geschwindigkeit der Elektronen derjenigen der Ionen an. Dies bedeutet, wegen des grossen Massenunterschiedes zwischen Ionen und Elektronen, dass die Energie des Plasmas in grosser Entfernung vom Target als kinetische Energie der Ionen vorliegt. Bestimmt man also durch eine Flugzeitmessung die Geschwindigkeit und damit die kinetische Energie der Ionen, so kann daraus durch Multiplikation mit der Anzahl der Ionen die vom Plasma absorbierte Energie bestimmt werden.

Zu den Messungen wurden zwei gleiche Sonden verwendet, deren Aufbau aus Abb. 21 hervorgeht. Die Sonden bestehen aus einem langen, in Längsrichtung verschiebbaren Metallrohr. Die

Achse des Rohres zeigt zum Target hin. Das Plasma tritt durch eine Öffnung von 2.5 mm Durchmesser, die mit einem Lochgitter überspannt ist, in die Sonde ein. Das Gitter besitzt runde Öffnungen von 0.12 mm Durchmesser, seine geometri-

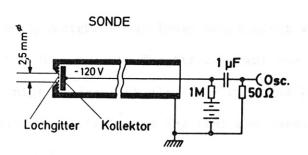


Abb. 21. Aufbau und Schaltung der Sonden

sche Durchlässigkeit beträgt 33 %. Rohr und Gitter liegen beide auf Erdpotential. In einem Abstand von 1/2 mm vom Gitter befindet sich ein Kollektor, der auf negativem Potential (- 120 V) liegt.

Man wird erwarten, dass sich das durch das Gitter einströmende, elektrisch neutrale Plasma in dem elektrischen Feld der Sonde in Ionen und Elektronen trennt. Während die Ionen durch das Feld zum Kollektor hin beschleunigt werden, werden die Elektronen von diesem ferngehalten. Die Ionen geben ihre Ladung am Kollektor ab. Der durch das Gitter in die Sonde eintretende Ionenstrom kann daher als Kollektorstrom zeitaufgelöst gemessen werden.

Um zu überprüfen, ob das Verhalten der Sonden den Erwartungen entspricht, wurde dieses vor Beginn der eigentlichen Messungen durch Änderung des Kollektorpotentials und des Abstandes Target - Sonde experimentell überprüft:

- 1. Bereits einige Volt negativer Spannung am Kollektor genügen, um Sättigung der Sondensignale zu erreichen; d.h. bei weiterer Erhöhung der negativen Spannung am Kollektor ändern sich die Signale nicht mehr. Wir schliessen
 daraus:
 - a. Ionen und Elektronen trennen sich vollständig.
- b. Die kinetische Energie der Elektronen beträgt höchstens einige eV.
- 2. Wird das Vorzeichen des Potentials am Kollektor umgekehrt (positiv), so kehrt auch das Signal sein Vorzeichen um. Es ist jedoch eine Spannung von mehreren hundert Volt nötig, um Sättigung der Signale zu erreichen, d.h. erst ab diesem Potentialwert erreichen keine Ionen mehr den Kollektor. Wie wir sehen werden, ergibt sich aus der Flugzeit der Ionen für deren kinetische Energie ein Wert von dieser Grössenordnung.
- 3. Die aus der Flugzeit berechnete Geschwindigkeit der Ionen hängt nicht vom Abstand Target Sonde ab (gemessen von 10 70 cm). Die Strecke, auf der die Ionen während der Expansion beschleunigt werden, ist also sehr kurz und kann bei der Berechnung der Geschwindigkeit aus Laufzeit und Weg (bei den Messungen 20 cm) vernachlässigt werden.
- 4. Der Ionenstrom nimmt mit zunehmender Entfernung Target Sonde proportional zu $\frac{1}{r^2}$ ab.

Diese Beobachtungen zeigen, dass die Sonden für die beabsichtigten Messungen tauglich sind. Sie zeigen ferner, dass zwischen Target und Sonde eine trägheitsbestimmte, dreidimensionale Expansion des Plasmas stattfindet. (Siehe auch /11/). Zur Untersuchung des Plasmas wurden zwei Sonden in 1 = 20 cm Entfernung vom Target angebracht (Abb. 22). Die beiden Sonden befinden sich vor und hinter

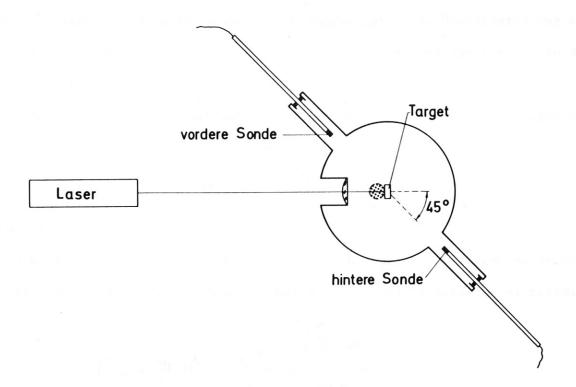


Abb. 22. Anordnung der beiden Sonden am Experiment.

dem Target jeweils unter einem Winkel von 45° zur Laserachse.

Abb. 23 zeigt typische Signale der beiden Sonden. Der Zeitpunkt des Laserimpulses (t = 0) wird durch ein Signal von Fotoelektronen markiert, die durch das Eigenleuchten

des im Augenblick seiner
Erzeugung heissen Plasmas
in der Sonde ausgelöst werden. Nach ungefähr 1 µs erreichen die schnellsten
Ionen die Sonde. Der Ionenstrom steigt steil an,
erreicht ein Maximum und
geht innerhalb einiger µs
wieder auf O zurück. Zu
diesem Zeitpunkt hat also das Plasma die Sonden

bereits passiert. Die

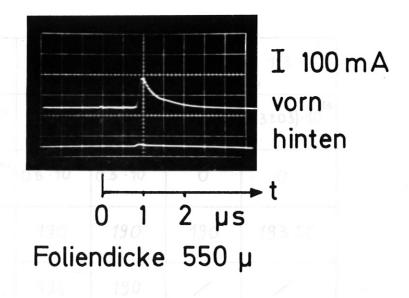


Abb. 23. Signale der beiden Sonden (gleiche Empfindlichkeit).

unterschiedliche Signalhöhe der beiden Sonden zeigt, in Übereinstimmung mit den interferometrischen Messungen, dass der grösste Teil des Plasmas in den vorderen Halbraum expandiert.

Die Zahl N_K der auf den Kollektor auftreffenden Ionen ergibt sich durch Integration des Stromes i über die Zeit:

$$N_{k} = \int_{0}^{\infty} i(t) dt$$

(e = Elementarladung)

Die mittlere kinetische Energie der auf den Kollektor auftreffenden Ionen ergibt sich durch Mittelung über die aus der Laufzeit berechnete Geschwindigkeit der Ionen:

Rest der sonen:
$$\overline{E}_{45^{\circ}} = \frac{m_{P}}{2} \overline{v^{2}} = \frac{m_{P} \ell^{2}}{2} \frac{\int_{o}^{\infty} \frac{\dot{l}(t)}{t^{2}} dt}{\int_{o}^{\infty} \dot{l}(t) dt}$$
(m_p = Protonenmasse)

Die Gesamtzahl N sowie die mittlere kinetische Energie der in den vorderen bzw. hinteren Halbraum expandierenden Ionen wurde aus den Signalen der beiden Sonden durch Integration über den Halbraum erhalten. Der Integration, die in Anhang C beschrieben wird, wurden die von Opower und Press 1966 /12/ unter ähnlichen Bedingungen an einem LiH-Target gemessenen Winkelverteilungen zugrundegelegt.

d [mm]	0.2	0.5	0.8	1.0	1.3
Nyorn	2.6 · 10 ¹⁶	3.1 · 10 ¹⁶	3.6 ·10 ¹⁶	4.0 · 10 ¹⁶	(4.3±0.3)·10 ¹⁶
N _{hinten}	0.35 • 10	0.6 · 10 ¹⁶	0.3 · 10 16	0	0
Evorn[eV]	120	190	190	190	193 ± 6
Eninten [eV]	120	190	190	/	/

Tab. 24. Gesamtzahl N und mittlere kinetische Energie der Ionen \overline{E} in Abhängigkeit von der Foliendicke d.

Die so ermittelten Werte sind in der Tab. 24 zusammengefasst. Die mit Fehlergrenzen versehenen Werte sind Mittelwerte aus einer grösseren Anzahl von
"Schüssen" (ca. 30 Schüsse). Angegeben ist der mittlere quadratische Fehler des Ergebnisses. Die ohne Fehler angegebenen Werte sollen den Gang der
jeweiligen Grösse in Abhängigkeit von der Foliendicke zeigen. Diesen Werten
liegt eine geringere Anzahl von "Schüssen" zugrunde.

II. Theoretischer Teil

1. Das Problem der Plasmaerzeugung durch Laserstrahlung in eindimensionaler, ebener Geometrie

Das Problem der Plasmaerzeugung durch intensive Laserstrahlung wurde von mehreren Autoren /2, 3, 4, 5/ in eindimensionaler, ebener Geometrie theoretisch untersucht.

Man geht dabei von folgenden
Anfangsbedingungen aus (Abb.
25): Zur Zeit t ≤ 0 erfüllt
fester Wasserstoff der Dichte g den Halbraum x ≤ 0.

Zum Zeitpunkt t = 0 wird der

Laser mit konstanter Intensität ф eingeschaltet. Das

Laserlicht fällt aus dem Vakuum senkrecht auf die Grenzfläche (x = 0) des festen

Wasserstoffs mit dem Vakuum.

Ein für die folgenden Betrachtungen beson-

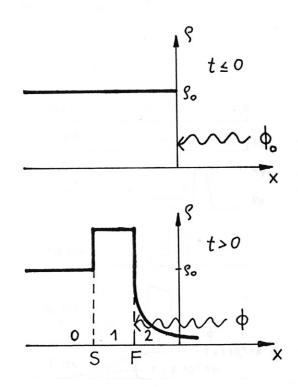


Abb. 25. Plasmaerzeugung im eindimensionalen, ebenen Modell.

ders wichtiges Ergebnis dieses eindimensionalen Modells ist, dass sich einige Zeit nach dem Einschalten des Lasers ein ganz bestimmtes Dichteprofil ausbildet. Der Reum lässt sich in drei Bereiche unterschiedlichen Materiezustandes einteilen, nämlich ein heisses Plasma (Bereich 2), eine Stosswelle (Bereich 1), den ungestörten Festkörper (Bereich O). Der Bereich des Plasmas ist vom Bereich der Stosswelle durch eine schmale Zone starker Dichteänderung getrennt. Dieses Gebiet, in dem ein beträchtlicher Teil des eingestrahlten Laserlichts absorbiert wird, bezeichnen wir im folgenden als Brennfront F. Eine Stossfront S

trennt den Bereich der Stosswelle vom ungestörten Festkörper.

Eine Behandlung des eindimensionalen Problems im Rahmen der Gasdynamik, die mit wenigen Annahmen auskommt, wurde von Mulser /4,5/durchgeführt. Dabei wird von der Erhaltungssätzen für Masse, Impuls und Energie ausgegangen. Diese werden unter Hinzunahme einer Zustandsgleichung (ideale Gasgleichung) und eines Absorptionsgesetzes (inverse Bremsstrahlung) sowie unter Berücksichtigung der Ionisation nach der Sahagleichung integriert. Die Integration des Gleichungssystems erfolgt numerisch auf einer Rechenmaschine.

Abb. 26 zeigt das Fortschreiten der STOSSWELLE in einer Folie aus festem Wasserstoff bei einer Laserintensität von ϕ_{o} = 10¹² W/cm². Die Geschwindigkeit der Stossfront S beträgt v_{s} = -2.7 · 10⁶ cm/s. Da es sich um einen starken Stoss im idealen Gas handelt, ergibt sich das Kompressionsverhältnis zu $\frac{g_{1}}{g_{o}}$ = 4 . Im Bereich der Stosswelle herrscht eine Temperatur von 8 · 10³ °K und ein Druck von 2.1 · 10⁵ at.

Die zeitliche Entwicklung der Profile von Dichte, Temperatur und Laserintensität im PLASMA ist

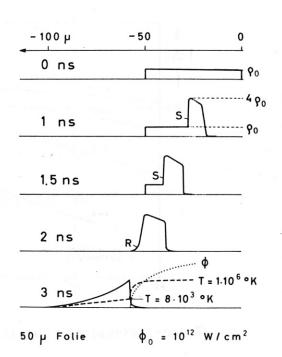


Abb. 26. Stosswelle in einer Folie aus festem Wasserstoff / 5 /.

in Abb. 27 dargestellt. Sie wurden für den Fall eines inkompressiblen Festkörpers, also ohne Stosswelle berechnet. Sie sind jedoch auch für den Fall
des kompressiblen Festkörpers mit sehr guter Näherung gültig, wenn die Ortskoordinate von der Stelle $g = g_0$ im Grenzgebiet zwischen Stosswelle und Plasma
aus gezählt wird. In den Abb. 27 entspricht der Punkt x = 0 daher stets dem
Ort der Brennfront F.

Die Kurven zeigen, dass die Dichte in der Brennfront stark abnimmt. Die Tem-

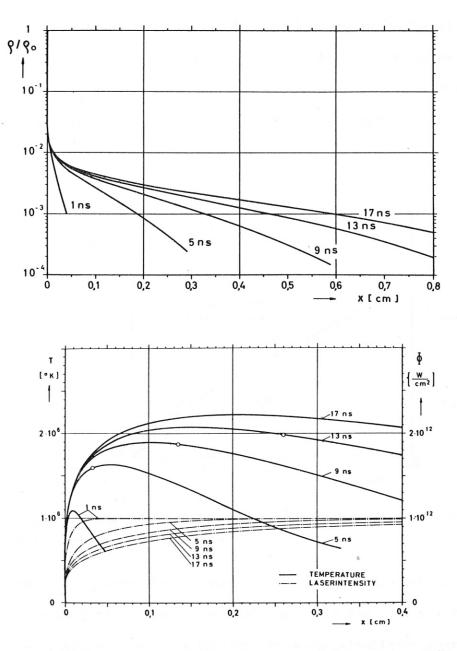


Abb. 27. Profile von Dichte, Temperatur und Laserintensität im Plasma / 4 /.

peratur steigt dort steil an und erreicht im Plasma werte von über 2 · 10⁶ °K. Das Plasma ist voll ionisiert. Die Kurven lassen sich auch so interpretieren, dass ein Volumenelement, das sich ursprünglich im Innern des Festkörpers befand, beim Durchgang durch die Brennfront plötzlich aufgeheizt wird, wobei seine Dichte stark absinkt. Das Plasma wird also in der Brennfront F erzeugt. Entsprechend ist die Absorption des Laserlichts in F besonders hoch. Im Laufe der Zeit nimmt allerdings die Absorption im vorgelagerten Plasma zu. Diese Zunahme der Absorption ist in einem eindimensionalen Modell besonders ausgeprägt, da in diesem die Volumenelemente stets im Strahlungsfeld des Lasers bleiben.

Die Masse des erzeugten Plasmas kann in Abhängigkeit von der Zeit aus Abb. 28 entnommen werden. Sie ist als Schichtdicke des verdampften Materials angegeben. Zur Umrechnung auf Masseneinheiten bzw. Anzahl der verdampften Atome wird die Dichte des festen Wasserstoffs benötigt. Sie beträgt 0.076 g cm⁻³ bzw. 4.56 · 10 ²² Atome/cm³.

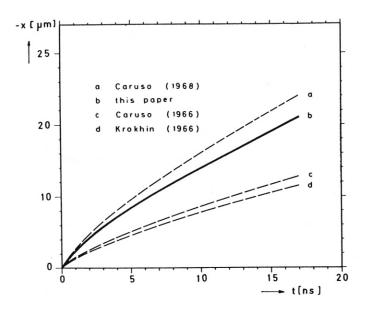


Abb. 28. Masse des verdampften Plasmas in Schichtdicken des Festkörpers (Dichte g) / 4 /.

Entsprechend dem abnehmenden Lichtangebot in F nimmt die Rate der Plasmaerzeugung (Steigung der Kurven in Abb. 28) im Laufe der Zeit ab. Von der eingestrahlten Energie gehen 90 % in thermische und kinetische Energie des Plasmas über, 10 % werden auf die Stosswelle übertragen. Da in den Bereich der
Stosswelle kein Laserlicht eindringt, handelt es sich bei der in der Stosswelle enthaltenen Energie um Kompressionsarbeit, die vom Plasma am Festkörper
geleistet wird.

2. Die Stempelwirkung des fokussierten Laserstrahls

Die Aussagen der eindimensionalen Theorie scheinen auf den ersten Blick in krassem Gegensatz zum Ergebnis des Experiments zu stehen. Ein Laserimpuls mit einer Intensität ϕ_{\bullet} = 10¹² W/cm² und einer Zeitdauer von 18 ns, wie er im Experiment verwendet wurde, sollte bei Gültigkeit des eindimensionalen

Modells eine Wasserstoffolie von 20 µ Dicke gerade noch durchdringen können. (Abb. 28). Beobachtet wurde jedoch (Absorptionsmessungen, Schmieraufnahmen, Interferogramme, Sonden), dass Folien bis zu einer Dicke von 1 mm vom Laserstrahl durchdrungen werden. Dieser Widerspruch kann jedoch auf der Basis des eindimensionalen Modells vollständig aufgeklärt werden. Von Caruso und Gratton 1968 / 3 / wurde für den Fall laserbestrahlter, kleiner Teilchen gezeigt, wie das eindimensionale Modell bei Abweichungen von dieser Geometrie anzuwenden ist. An diese Arbeit knüpfen wir bei den folgenden Betrachtungen, die sich auf Folien beziehen, an.

Ein eindimensionales Modell kann streng nur dann gültig sein, wenn die Tiefe der Zone, in der durch den Laser eine Veränderung des Materiezustandes hervorgerufen wird, während des Andauerns des Laserimpulses klein gegen den Durchmesser des Brennflecks bleibt. Die Tiefe dieser Zone ist vor allem durch die Tiefe des Plasmas gegeben. Wie aus Abb. 27 hervorgeht, ist der Ort des Temperaturmaximums bereits ungefähr 1 ns nach dem Einschalten des Lasers um eine dem Brennfleckdurchmesser entsprechende Strecke von der Brennfront F entfernt. Da im Experiment eine dreidimensionale Expansion des Plasmas stattfindet, werden die Volumenelemente des Plasmas wegen ihrer rasch abnehmenden Dichte auf dem Weg ins Vakuum weniger geheizt als im eindimensionalen Modell. Nach der Anfangsphase, in der der Vorgang eindimensional betrachtet werden kann, wird die Maximaltemperatur des Plasmas daher nur noch langsam zunehmen. Andererseits zeigt Abb. 27, dass die Maximaltemperatur nach 1 ns bereits über die Hälfte der nach 17 ns erreichten Maximaltemperatur beträgt. Ferner hat sich das charakteristische Dichteprofil einschliesslich der Stosswelle bereits voll ausgebildet. Ein eindimensionales Modell sollte also den Vorgang der Plasmaerzeugung im Prinzip richtig beschreiben, obwohl nur eine grössenordnungsmässige Übereinstimmung der Messwerte mit den berechneten Werten zu erwarten ist. Diese Übereinstimmung wurde auch tatsächlich gefunden, wie wir später durch einen Vergleich zwischen den berechneten Werten mit den Messwerten zeigen werden.

Das beobachtete, hohe Durchdringungsvermögen des Lasers kann durch eine Be-

trachtung der Stosswelle im Hinblick auf die im Experiment vorliegende Geometrie erklärt werden. Wir betrachten dazu Abb. 26. Die zwischen der Stossfront S und der Brennfront F enthaltene Masse ist der Fläche unter der g-Kurve zwischen S und F Proportional. Eine Analyse der Kurven zeigt, dass diese Fläche zu jedem Zeitpunkt praktisch derjenigen Fläche gleich ist, die unter der Kurve $g = g_0$ (ungestörte Festkörper zur Zeit t = 0) zwischen S und x = 0 liegt. Das heisst, die von der Stosswelle erfasste Materie sammelt sich zwischen S und F an, als ob die Brennfront F ein materieundurchlässiger Stempel wäre. Bezüglich der Stosswelle können wir die Wirkung der Laserstrahlung daher derjenigen eines materieundurchlässigen Stempels gleichsetzen, dessen Frontfläche in der Brennfront F lokalisiert ist. Die in Wirklichkeit vorhandene, geringe Durchlässigkeit dieses Stempels ermöglicht den Materiefluss durch die Brennfront, der zur Aufrechterhaltung der Plasmaproduktion in F dient. Die Kraft auf den Stempel ist gleich dem Druck des in F erzeugten Plasmas.

Wenn im eindimensionalen Modell die Wirkung des Laserstrahls auf den Festkörper als die eines seitlich unendlich ausgedehnten Stempels aufgefasst werden kann, dann ist es naheliegend, die Wirkung eines fokussierten Laserstrahls auf den Festkörper als die eines Stempels vom Durchmesser des Brennflecks zu beschreiben. Wir bezeichnen die so verstandene Wechselwirkung zwischen Laser und Festkörper im folgenden als STEMPELMODELL.

In diesem Modell lassen wir die räumliche und zeitliche Änderung der Intensität im Fokusgebiet ausser Betracht. Wir ersetzen den fokussierten Laserstrahl durch einen Parallelstrahl vom Durchmesser 2r_o des Brennflecks, dessen Intensität sowohl zeitlich als auch räumlich (über den Querschnitt) konstant sei. Die Intensität dieses Parallelstrahls sei gleich der Intensität des fokussierten Laserstrahls, also in unserem Fall gleich 10¹² W/cm².

Beim Einschalten des Lasers bildet sich an der Oberfläche des Festkörpers die Brennfront F mit dem Durchmesser 2r_o, die wir als die Frontfläche eines Stempels auffassen. Dieser Stempel erzeugt zunächst, wie im eindimensionalen Modell, eine ebene Stosswelle mit der Stossfront S. Die Stossfront S entfernt sich

allmählich von der Frontfläche des Stempels. Zwischen S und F entsteht ein Druck von der Grössenordnung 10⁵ atm. Mit zunehmender Entfernung zwischen S und F kann der Einfluss des endlichen Durchmessers des Stempels nicht

mehr vernachlässigt werden. Infolge des hohen Drucks strömt immer mehr Materie zwischen S und F seitlich aus. Nach einiger Zeit, wenn die Stossfront eine Strekke von der Grössenordnung des Stempeldurchmessers zurückgelegt hat, werden sich daher stationäre Verhältnisse ähnlich denen an der Spitze eines Geschosses ausbilden: Die Stossfront S legt

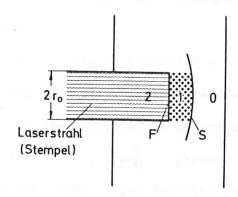


Abb. 29. Stempelmodell

sich dem Stempel als Kopfwelle an und beide bewegen sich mit derselben Geschwindigkeit in konstantem Abstand. Wie unterscheiden wieder, wie im eindimensionalen Modell, die drei Bereiche des ungestörten Festkörpers (O), der Stosswelle (1), des heissen Plasmas (2).

Um die Verhältnisse zwischen Stossfront und Brennfront näher zu erläutern, denken wir uns einen Beobachter, der sich mit der Stossfront bzw. Brennfront bewegt. Für diesen Beobachter strömt in den punktiert gezeichneten Zylinder in Abb. 30 durch die Stossfront Materie der Dichte 🔧 mit der Geschwindigkeit v_s ein. Seitlich strömt durch den Zylindermantel Materie der Dichte 9, mit der Geschwindigkeit v_m aus. Da im stationären Fall einströmende gleich ausströmende Masse sein muss (wir haben bereits begründet, dass die Brennfront F bezüglich der Stosswelle als materieundurchlässiger Stempel betrach-

tet werden darf), gilt:

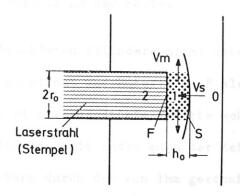


Abb. 30. Zur Berechnung des Abstandes ho Stossfront - Brennfront.

Nimmt man an, dass $v_m = v_s/2$ gilt, so erhält man:

$$h_o = r_o \frac{g_o}{g_a}$$

Mit $\frac{g_1}{g_0}$ = 4 (starker Stoss im idealen Gas) ergibt sich $h_0 = \frac{v_0}{4}$, also bei einem Brennfleckdurchmesser von 0.14 mm ein Abstand Stossfront - Brennfront von 35 μ .

Die Annahme $v_m = \frac{v_s}{2}$ erscheint zunächst willkürlich. Sie rechtfertigt sich dadurch, dass für eine Kugel vom Radius r_s , die sich mit Überschallgeschwindigkeit in einem Gas bewegt, der Abstand Stosswelle – Oberfläche im Grenzfall hoher Machzahl gerade durch den obigen Ausdruck $h_o = r_o \frac{3e}{34}$ gegeben ist (siehe z.B. /22 /). Eine gekrümmte Brennfront wird, wegen der über den Brennfleck nach aussen hin abnehmenden Intensitätsverteilung, im Experiment tatsächlich vorliegen.

Nach der Laufzeit $t_s = \frac{d}{v_s}$ erreicht die Stossfront die rückwärtige Oberfläche der Folie (Abb. 31). Ohne auf Einzelheiten einzugehen (siehe dazu /3 / und / 5 /), kann der weitere Vorgang wie folgt beschrieben werden: Die in dem punktiert gezeichneten Zylinder zwischen S und F enthaltene Materie wird durch den anhaltenden Rückstoss des weiterhin in F erzeugten Plasmas

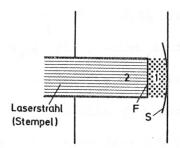


Abb. 31. Stempelmodell. Die Stossfront erreicht die rückwärtige Oberfläche der Folie.

nach hinten beschleunigt. Die Höhe h des betrachteten Zylinders nimmt dabei dauernd ab, weil weiterhin Materie seitlich ausströmt und Materie in F als Plasma verdampft wird. Schliesslich befindet sich keine dichte Materie mehr im Laserstrahl und die Brennfront F verschwindet. Damit endet auch der Zeitraum starker Absorption und der Laserstrahl kann durch den von ihm geschaffenen Kanal die Folie durchdringen.

Die Zeit tb, die zwischen der Ankunft der Stosswelle an der Rückseite der Folie und dem Verschwinden der Brennfront vergeht, kann abgeschätzt werden. Die Differentialgleichung für die Abnahme der Höhe h des betrachteten Zylinders infolge des seitlichen Ausströmens und der Verdampfung von Materie lautet (Abb. 32):

Mit \mathcal{G}_2 und \mathcal{V}_2 bezeichnen wir Dichte und Geschwindigkeit des in Ferzeugten Plasmas. Wir nehmen alle Grössen, mit Ausnahme von h,als zeitunabhängig an. Aus der Lösung der Differentialgleichung erhalten wir mit den Bedingungen h = h = T

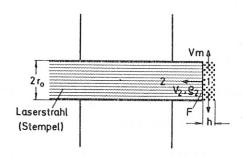


Abb. 32. Stempelmodell nach Durchstossen der Rückseite der Folie.

halten wir mit den Bedingungen $h = h_0 = \tau_0 \frac{g_0}{g_4}$, t = 0 und h = 0 für $t = t_b$ folgenden Ausdruck für t_b :

$$t_b = \frac{\gamma_0}{2 v_m} \ln \left(\frac{2 \varsigma_0 v_m}{\varsigma_2 v_2} + 1 \right)$$

Wir setzen wieder $v_m = \frac{v_s}{2}(v_s = 2.7 \cdot 10^6 \text{ cm/s})$. Das Produkt g_2v_2 lässt sich berechnen, wenn wir beachten, dass $\pi \tau_o^2 g_2 v_2 \tau = \mu$ gilt, wobei μ die vom Laser bei Vorliegen eindimensionaler Verhältnisse verdampfte Masse ist. Diese kann als Schichtdicke δ des verdampften Festkörpers (Dichte g_o) aus Abb. 28 entnommen werden ($\delta = 20 \cdot 10^{-4}$ cm für $\tau = 18$ ns.). Wegen $\mu = \pi \tau_o^2 g_o \delta$ wird aus der obigen Gleichung:

$$t_b = \frac{r_6}{v_s} \ln \left(\frac{v_s \tau}{d} + 1 \right)$$

Mit den angegebenen Zahlenwerten ergibt sich:

$$t_{b} = 3.2 \frac{r_{b}}{v_{s}}$$

Vergleicht man t_b mit der Laufzeit t_s der Stosswelle durch eine Folie der Dikke d ($t_s=\frac{d}{v_s}$), so zeigt sich, dass unter den Voraussetzungen der Abschätzung der Zeitraum starker Absorption, die Durchbrennzeit $t_b=t_s+t_b$, für dicke Folien ($d\gg 3.2\,V_o$) im wesentlichen durch die Laufzeit t_s der Stosswelle gegeben ist.

3. Diskussion der Messergebnisse

Im Sinne der vorangegangenen Erläuterungen werden wir im folgenden die im Experiment gemachten Beobachtungen, soweit sie das heisse Plasma betreffen, mit den Ergebnissen der in eindimensionaler Geometrie durchgeführten Rechnungen von Mulser /4, 5/ soweit sie die Wirkung des fokussierten Laserstrahls auf den Festkörper betreffen, mit dem im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Stempelmodell vergleichen.

Die ABSORPTIONSMESSUNGEN zeigten die Existenz eines Zeitraumes starker Absorption, gegeben durch die Durchbrennzeit t_D . Diese beginnt, in der Sprache des Stempelmodells, mit der Bildung der Brennfront F und endet mit deren Verschwinden. Die Durchbrennzeit t_D ist, nach der vorangegangenen Abschätzung (die durch die Schmieraufnahmen bestätigt wird), für dicke Folien durch die Laufzeit der Stosswelle zwischen den beiden Oberflächen der Folie gegeben. Aus Abb. 10 lässt sich daher aus Dicke und Durchbrennzeit dicker Folien die Geschwindigkeit der Stosswelle bestimmen. Man findet $v_S=3\cdot 10^6$ cm/s, in guter Übereinstimmung mit dem in /5/ berechneten Wert (2.7 · 10^6 cm/s).

Ein ähnliches Absorptionsverhalten wurde von Griffin und Schlüter 1968 /13/ an Folien aus Mylar gefunden und von Caruso und Gratton 1968 /14/ durch das Ausströmen dichter Materie aus dem Fokusgebiet erklärt. In unserem Experiment handelt es sich um vergleichsweise dicke Folien. Um den gemessenen, linearen Zusammenhang zwischen d und $t_{\rm D}$ im einzelnen zu erklären, müsste nicht nur die zeitliche Änderung des Laserimpulses, sondern, als Folge der Fokussierung, auch die Änderung der Intensität längs des Weges der Brennfront durch die Folie in Betracht gezogen werden. Wir beschränken uns hier auf die Aussage, dass aus den gemessenen Werten $v_{\rm g}$ als mittlere Geschwindigkeit der Stosswelle in dicken Folien bestimmt werden kann.

Die Leuchterscheinungen auf den SCHMIERBILDERN (Abb. 14) lassen sich besonders deutlich mit der Vorstellung des die Folie durchdringenden Stempels in Verbindung bringen. Mit dem Eindringen des Stempels bei Beginn des Laserimpulses

setzt die Plasmaproduktion auf der Vorderseite der Folie ein. Die Rückseite der Folie bleibt zunächst ungestört. Eine plötzlich einsetzende Materiebe-wegung auf der Rückseite der Folie zeigt die Ankunft der Stosswelle an. Die Zeitspanne t_D, die zwischen der Ankunft der Stosswelle und dem Durchsichtig-werden der Folie vergeht, dauert nur wenige Nanosekunden und ist klein gegen die Laufzeit des Stempels (während der die Rückseite der Folie ungestört bleibt). Damit bestätigt sich die im vorangehenden Abschnitt bezüglich t_b durchgeführte Abschätzung. Die Leuchterscheinung im Augenblick des Durchsichtigwerdens der Folie wird wohl am besten mit "Platzen der Folie" umschrieben.

Die Leuchterscheinungen, die bei schwacher Belichtung der Aufnahmen erhalten werden, können auf der Vorderseite der Folie als Eigenleuchten der in der Umgebung des eindringenden Stempels durch Stosswellen geheizten, dichten Materie und auf der Rückseite als Eigenleuchten der durch den Stempel ausgebeulten, dichten Materie gedeutet werden. In jüngster Zeit konnte /15/ das Fortschreiten einer leuchtenden Front im Innern eines Blocks aus festem Deuterium auf Schmierbildern sichtbar gemacht werden. Vermutlich handelt es sich dabei um die Brennfront bzw. Stossfront, die infolge ihres geringen Abstands nicht getrennt werden können. Die Autoren geben für die Geschwindigkeit dieser Front, die damit in Übereinstimmung mit unseren Messungen ist, die Grössenordnung 106 cm/s an.

Die SCHMIERBILDER, die DREIBILDAUFNAHMEN IM NANOSEKUNDENBEREICH, die INTER-FEROGRAMME und die SONDENSIGNALE zeigen, dass stets, auch bei dünnen, vom Laser "durchschossenen" Folien, der grösste Teil des Plasmas in den vorderen Halbraum expandiert (die dünnsten Folien hatten eine Dicke von 100 µ). Diese Asymmetrie der Plasmaausbreitung ist eine Folge der Stempelwirkung des fokussierten Laserstrahls. Die dichte Materie, die sich anfangs im Fokusgebiet (eigentlich "Fokuskanal") befand, wird zum grössten Teil vom Stempel an den Rand des vom Laser geschaffenen Kanals gedrängt. Mit der Materie geht aber auch der Rückstoss des ausströmenden Plasmas in die Umgebung des Fokusgebiets über. Daher ist eine asymmetrische Ausbreitung des

Plasmas ohne Verletzung des Impulssatzes möglich. Neben der beobachteten Asymmetrie ist ferner die Tatsache, dass die gemessene Anzahl der Ionen bzw. Elektronen im Plasma weit kleiner als die Anzahl der ursprünglich im Fokusgebiet vorhandenen Atome ist, ein Beweis für das seitliche Ausströmen von Materie zwischen S und F.

Dass trotzdem ein, wenn auch geringer, Plasmastrom in den hinteren Halbraum beobachtet wird, ist im Rahmen des Modells dadurch zu erklären, dass
in der letzten Phase der Plasmaerzeugung (kurz vor dem Verschwinden der
Brennfront F) das seitliche Ausströmen von Materie keine Rolle mehr spielt.
Die dünne "Haut" dichter Materie, die sich zu diesem Zeitpunkt noch über
den Laserstrahl spannt, wird vollständig "verbrannt" und strömt daher teilweise als Plasma in den hinteren Halbraum. Im übrigen tritt dieser Plasmastrom nur darn auf, wenn die Folie während des Laserimpulses durchsichtig
wird, d.h. wenn der Stempel die Folie völlig durchstösst. Dies zeigen sowohl die interferometrischen Messungen als auch die Sondenmessungen.

Die Expansion der gesamten Folie, wie sie auf den DREIBILDAUFNAHMEN IM MS-BEREICH zum Ausdruck kommt, lässt sich durch die vom Stempel
auf die dichte Materie übertragene Energie erklären. Nach den Rechnungen
von Mulser gehen ungefähr 10 % der eingestrahlten Energie als vom Plasma
am Festkörper geleistete Kompressionsarbeit auf die Stosswelle über. Mit
dem Ausströmen der komprimierten Materie zwischen Stossfront und Brennfront wird auch deren Energie auf die Umgebung des Fokusgebiets übertragen. Man kann annehmen, dass diese Energie sich in kurzer Zeit mit Hilfe
von Stosswellen über das ganze Scheibchen verteilt. Aus der Frontgeschwindigkeit der beobachteten "Pinsel" lässt sich abschätzen (siehe Anhang A),
dass mindestens 20 % der absorbierten Energie auf die dichte Materie des
Scheibchens übergehen. Eine Erklärung für diesen hohen Wert besteht darin,
dass anders als im eindimensionalen Fall, das Plasma nicht nur in der Brennfront F, sondern auch längs des vom Laser geschaffenen Kanals Kompressionsarbeit am Festkörper leistet.

Der Impuls des einseitig zum Laser hin ausströmenden Plasmas geht auf die Folie über. Die dadurch bewirkte, vom Laser weggerichtete Schwerpunktsgeschwindigkeit der Folie (1 · 10⁴ cm/s) ist jedoch klein im Vergleich zur Frontgeschwindigkeit der beobachteten "Pinsel". Sie kommt auf den Aufnahmen daher nur schwach zum Ausdruck (siehe Abb. 16).

Zum Vergleich sind für den hier verwendeten Laser die Ergebnisse der Rechnungen von Mulser den im Experiment gemessenen Werten gegenübergestellt. Aufgeführt sind die Anzahl der verdampften Atome N, die Anzahl der Ionen Ni bzw. Elektronen Ne im Plasma, die mittlere Energie \overline{E} pro verdampftes Atom, das Verhältnis der Gesamtenergie des Plasmas zur absorbierten Laserenergie $\frac{E_{Pl}}{E_L}$, das Verhältnis der auf die dichte Materie übertragenen Energie zur absorbierten Laserenergie $\frac{E_{d.M}}{E_L}$, die Geschwindigkeit v_s der Stossfront. Der experimentelle Wert der Gesamtenergie des Plasmas ergibt sich als Produkt aus Anzahl und mittlerer Energie der Ionen aus den Sondenmessungen. Die theoretischen Werte für \overline{E} , $\frac{E_{pl}}{E_L}$, $\frac{F_{d.M}}{E_L}$ ergeben sich aus der Menge des verdampften Plasmas (Abb. 28) und der eingestrahlten Energie unter Berücksichtigung der Tatsache, dass 90 % der Laserenergie auf das Plasma, 10 % auf die Stosswelle übergehen. Die Messwerte beziehen sich auf dicke Folien, die die Laserenergie vollständig absorbieren.

Die Mes	Theorie/4,5/	Experiment	
a 1 N a 1 1	1.5 · 10 ¹⁶	$N_e = 4.1 \cdot 10^{16}$	
	1.5 · 10	Ni = 4.3 · 10 16	
Eatom	1 KeV	200 eV	
E _L	% der O.g estrah	0.45	
Edw.	0.1	> 0.2	
V _S [cm/s]	2.7 · 10	3 · 10 6	

 $F = \pi r_0^2 = 1.6 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$

Daten des Lasers:

 $\phi_o = 10^{12} \text{ W/cm}^2$, $E_L = 2.9 \text{ Joule}$, T = 18 ns, $2r_0 = 0.14 \text{ mm}$,

Tab. 33. Vergleich von berechneten Werten /4, 5/ und gemessenen Werten.

Die Eigenschaften des PLASMAS ergeben sich aus den INTERFEROMETRISCHEN

MESSUNGEN und den SONDENMESSUNGEN. Die Anzahl der Ionen bzw. Elektronen,

also die Anzahl der als heisses Plasma verdampften Atome, ergibt sich aus

diesen unabhängigen Methoden übereinstimmend zu 4 · 10¹⁶ Atome. Die pro

verdampftes Atom (ohne Berücksichtigung der Dissoziations- und Ionisa
tionsarbeit) absorbierte Energie ergibt sich aus der Flugzeit der Ionen

zu 200 eV. Diese Werte sind höher bzw. niedriger als die in /4, 5/ berechneten Werte. Durch das infolge der dreidimensionalen Expansion höhere Licht
angebot in der Brennfront wird mehr Plasma erzeugt. Da sich damit die absorbierte Energie auf mehr Atome verteilt, ist die mittlere Energie pro

Atom niedriger.

Als Folge der Fokussierung ändert sich der Durchmesser des Brennflecks längs des Weges der Brennfront und ist im Mittel (insbesondere bei dicken Folien) grösser als an der Stelle engsten Strahlquerschnitts. Dazu kommt, dass der Brennfleck des Lasers durch die sphärische Aberration der unkorrigierten Linse in unbekannter Weise vergrössert wurde. Eine Vergrösserung des Brennflecks bei festgehaltener Energie E_L und Halbwertsbreite $\mathcal T$ des Laserimpulses bedingt aber ebenfalls eine höhere Plasmaproduktion 3:

$$\frac{du}{dt} \sim \pi r_o^2 \phi^{1/2} = \pi r_o^2 \left(\frac{E_L}{\pi r_o^2 t} \right)^{1/2} \sim r_o$$

Die Messungen gestatten es, eine Energiebilanz aufzustellen. 45 % der eingestrahlten Energie wurden als kinetische Energie des Plasmas in grosser Entfernung vom Target, mehr als 20 % der eingestrahlten Energie als Energie der der dichten Materie wiedergefunden. Das bedeutet, dass der Verbleib von mehr als 65 % der eingestrahlten Energie aufgeklärt werden konnte. Berücksichtigt man noch die Dissoziations- und Ionisationsenergie der Atome (zusammen 15.8 eV pro Atom), so erhöht sich dieser Wert um 8 %.

Wir können damit insbesondere ausschliessen, dass ein grosser Teil der eingestrahlten Energie als kinetische Energie neutraler, während der Expansion des Plasmas rekombinierender Atome der Beobachtung entgangen ist. Dem Auftreten starker Rekombination im Plasma widerspricht ferner die Beobachtung, dass die Anzahl der Elektronen bzw. Protonen im Plasma zu weit auseinander liegenden

Zeitpunkten (30 ns bzw.1 us nach dem Laserimpuls) übereinstimmt.

III. Schluss

Im Mittelpunkt des Interesses auf dem Gebiet der lasererzeugten Plasmen steht die Erzeugung eines isotrop expandierenden Plasmas durch Verdampfen eines kleinen Teilchens aus fester Materie. Als Basis für zahlreiche Experimente diente eine Arbeit von Dawson 1964 /16/, in der, nach einer Phase des Durchbruchs und der Reflexion, eine gleichmässige Aufheizung des Teilchens angenommen wurde. Das Konzept der gleichmässigen Aufheizung wurde vor allem von Haught und Mitarbeitern /17/ weiterentwickelt. Im Experiment fanden die genannten Autoren /17/ bei der Bestrahlung kleiner LiH-Teilchen (10 - 50 \mu) eine isotrope Expansion des Plasmas und eine gute Übereinstimmung mit ihren Berechnungen.

Andererseits zeigten die Experimente an Stäbchen und freifliegenden Teilchen aus festem Wasserstoff /18 - 21/ stets (mit Ausnahme von /20/) eine asymmetrische Ausbreitung des Plasmas zum Laser hin. In diesen Experimenten konnte, aus technischen Gründen, der Durchmesser der Teilchen nicht klein gegen den Fokusdurchmesser gemacht werden.

Ausser in der Näherung der gleichmässigen Aufheizung wurde das Problem der Plasmaerzeugung durch Laserstrahlung an festem Wasserstoff auch in eindimensionaller, ebener Geometrie untersucht/2, 3, 4, 5/. Man geht dabei /5/ von den Grundgleichungen der Gasdynamik und Optik aus und erhält eine vollständige Beschreibung der Vorgänge während der Lasereinstrahlung in Abhängigkeit von Ort und Zeit. Man unterscheidet zu jedem Zeitpunkt drei klar getrennte Bereiche: ein heisses Plasma, eine Stosswelle im Festkörper sowie den noch ungestörten Festkörper.

Die detaillierte Beschreibung der Vorgänge, die dieses eindimensionale Modell liefert, lässt sich mit dem Konzept der gleichmässigen Aufheizung für kleine Teilchen in Verbindung bringen. Betrachtet man /5/ die Verdampfung einer dünnen Folie in eindimensionaler Geometrie, so findet man zwar zunächst die erwähnten, klar getrennten Bereiche unterschiedlichen Materiezustandes, später

jedoch, wenn die dichte Phase verschwunden ist, ergibt sich eine symmetrische Verteilung des Plasmas im Raum. Dieses Beispiel zeigt deutlich den Wert und die Grenzen des Konzepts der gleichmässigen Aufheizung, das es gestattet, für genügend kleine Teilchen die Eigenschaften des erzeugten Plasmas in etwa richtig zu berechnen, aber seinem Wesen nach kein Bild der im Fokusgebiet ablaufenden Vorgänge ergibt. Wie die erwähnten Experimente an festem Wasserstoff zeigen, können diese jedoch nicht immer ausser Betracht bleiben. Leider liegen die Verhältnisse in diesen Experimenten so, dass eine quantitative Analyse der Vorgänge sowohl experimentell wie theoretisch nur schwer durchzuführen ist.

Um die Wechselwirkung von intensiver Laserstrahlung mit festem Wasserstoff aufzuklären, wurde daher das in der vorliegenden Arbeit beschriebene Experiment so aufgebaut, dass möglichst gute Voraussetzungen zur Beobachtung und Deutung der Vorgänge gegeben waren. Die Ergebnisse wurden mit dem eindimensionalen, ebenen Modell der Plasmaerzeugung verglichen. Es zeigte sich, dass es sich bei dem Vorgang der Plasmaerzeugung um einen ins Innere des Festkörpers fortschreitenden Vorgang handelt. Nach Berücksichtigung der durch die Fokussierung des Lasers bedingten Abweichungen von der Geometrie des Modells ergab sich, dass der Vorgang der Plasmaerzeugung an festem Wasserstoff im Rahmen der Gasdynamik, ausgehend von einer ebenen Behandlung des Problems, in Übereinstimmung mit der Wirklichkeit beschrieben werden kann.

Anhang A

Ein Teil der eingestrahlten Energie geht als Kompressionsarbeit, die das Plasma am Festkörper leistet, auf das Wasserstoffscheiben über. Um diese Energie aus der Frontgeschwindigkeit der beobachteten "Pinsel" (Abb. 16) abzuschätzen, nehmen wir an, dass der Vorgang der Aufheizung und Expansion des Scheibehens sich in zwei Stufen vollzieht. Zunächst verteile sich die der Folie zugeführte Energie durch die vom Fokusgebiet ausgehenden Stosswellen gleichmässig über das Scheibehen. Dieses denken wir uns während dieses Vorgangs zwischen starren Wänden eingeschlossen. Nach Abschluss dieser Phase liegt ein ruhendes Gas von konstanter Temperatur und Dichte vor. Die innere Energie U dieses Gases ist gleich der zugeführten Energie Ed.M. Nun denken wir uns die Wände weggenommen /23/. Eine Verdünnungswelle läuft vom Rand ins Innere des Gases und setzt dieses allmählich in Bewegung. Die vorderen Schichten der Gaswolke expandieren ins Vakuum mit der Frontgeschwindigkeit:

$$U_{max} = \frac{2}{\gamma-1} C_o$$

 $(c_0 = Schallgeschwindigkeit im ruhenden Gas)$

Mit $C_o^2 = \gamma \frac{p}{g}$, $\frac{p}{g} = \frac{\gamma-1}{M}U$, $U = E_{d.M.}$ und unter Berücksichtigung der Tatsache, dass die beobachtete Frontgeschwindigkeit v_p der "Pinsel" nur kleiner als v_{max} sein kann, ergibt sich:

$$E_{d.M.} = \frac{x-1}{2x} \frac{M}{2} v_{max}^2 \ge \frac{x-1}{2x} \frac{M}{2} v_p^2$$

(M = Masse des Scheibchens)

Die Auswertung der Aufnahmen ergab für das Verhältnis der auf diese Weise bestimmten Energie $E_{d.M.}$ des Scheibchens zur absorbierten Laserenergie mit

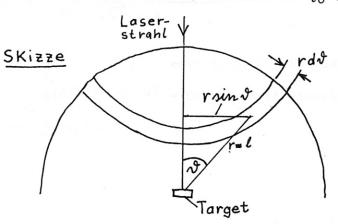
$$\frac{E_{d.M.}}{E_{L}} \geq_{20 \%}$$

Anhang B

a. Bestimmung der Gesamtzahl N der Ionen aus den Sondenmessungen durch Integration über den Halbraum.

Wir nehmen an, dass die Expansion des Plasmas rotationssymmetrisch zur Achse des Laserstrahls ($\mathcal{S}=0$) erfolgt. Sei $j(\mathcal{S})$ die Gesamtzahl der im Verlauf der Expansion pro Flächeneinheit durch die Oberfläche einer Kugel vom Radius l (l = Abstand Target - Sonde) strömenden Ionen, normiert auf j_0 ($\mathcal{S}=0$).

Die Gesamtzahl der Ionen im Halbraum ergibt sich durch Integration über die Oberfläche Oder Halbkugel (siehe Skizze).



$$N = j_0 \int_0^1 J(v) dF = j_0 2\pi \ell^2 \int_0^{\pi/2} J(v) \sin v dv$$

$$= j_{45^{\circ}} \left(\frac{j_0}{j_{45^{\circ}}}\right) 2\pi \ell^2 \int_0^{\pi/2} J(v) \sin v dv$$

j450 ergibt sich aus den Sondensignalen:

$$j_{45} = \frac{\int_{e}^{i(t)} dt}{e F_s T}$$

 $(F_S = Fläche der Bohrung in der Frontplatte der Sonde, T = Durchlässigkeit des Gitters)$

Zur Berechnung der Werte $\frac{j_0}{j_4s^o}$ = 1.78 und $\int_{0}^{\pi/2} (v) \sin v \, dv = 0.324$ wurden die in Abb. 7 der Arbeit von Opower und Press 1966 /12/ angegebenen Messwerte verwendet.

b. Bestimmung der mittleren kinetischen Energie E der Ionen durch Mittelung über den Halbraum.

Sei $\overline{\mathcal{E}}(\mathcal{S}) = \frac{\overline{\mathcal{E}}_{\mathcal{S}}}{\overline{\mathcal{E}}}$ der bezüglich der Richtung $\mathcal{S} = 0$ normierte Wert der mittleren Energie der Ionen in Abhängigkeit von J. Durch Mittelung über den Halbraum

ergibt sich der Mittelwert
$$\overline{E}$$
 der kinetischen Energie der Ionen.
$$\overline{E} = \overline{E_{45}} \cdot \frac{\overline{E_o}}{\overline{E_{45}}} \cdot \frac{\int_{0}^{\sqrt{2}} \overline{Z(v)} \, j(v) \sin \vartheta \, d\vartheta}{\int_{0}^{\sqrt{2}} j(v) \sin \vartheta \, d\vartheta}$$

$$\overline{E}_{450}$$
 ergibt sich durch Mittelung aus den Sondensignalen:
$$\overline{E}_{450} = \frac{m_p}{2} \overline{v^2} = \frac{m_p \ell^2}{2} \frac{\int_0^\infty \frac{i(t)}{t^2} dt}{\int_0^\infty i(t) dt}$$

(mp = Protonenmasse)

 $\frac{\overline{E_o}}{\overline{E_{45}}}$ = 1.95 und $\overline{e}(3)$ wurde aus Abb. 6 in /12/ entnommen. Durch numerische $\int_{\overline{e}}^{\pi/2} (3) j(3) \sin 3 d3 = 0.203. \text{ Durch Einsetzen in}$ Integration findet man die obige Gleichung für E ergibt sich:

$$\overline{E} = 1.225 \ \overline{E}_{450}$$

Literaturverzeichnis

- 1 Basov N G, Boiko V A, Voinov Yu P, Kokonov E Ya, Mandelshtam S L, Sklizkov G V, 1967, JETP Letters 5, 177
- 2 Afanasyev Yu V, Krokhin O N, Sklizkov G V, 1966, IEEE J. Quantum Electronics 2, 483
- 3 Caruso A, Gratton R, 1968, Int. Rep. LGI 68/2
- 4 Mulser P, Witkowski S, 1968, Laborbericht IPP 3/74
- 5 Mulser P, 1969, Dissertation TH München (IPP 3/95)
- 6 Scott R B, 1963, Cryogenic Engineering (Princeton: Van Nostrand)
- 7 Klipping G, 1961, Kältetechnik 13, 250
- 8 Sigel R, 1969, Laborbericht IPP 3/86
- 9 Brinkschulte H, 1964, Laborbericht IPP 3/24
- 10 Burch J M, Gates I W, Hall R G N, Tanner L H, 1966, Nature 212, 1347
- 11 Faugeras P E, Mattioli M, Papoular R, 1968, Rep. EUR-CEA-FC- 465
- 12 Opower H, Press W, 1966, Z. Naturforschg. 21A, 344
- 13 Griffin W G, Schlüter J, 1968, Phys. Letters 26A, 241
- 14 Caruso A, Gratton R, 1968, Phys. Letters 27A, 48
- 15 Colin C, Durand Y, Floux F, Guyot D, Langer P, 1968, J. Physique 29, C3 59
- 16 Dawson J M, 1964, Phys. Fluids 7, 981
- 17 Haught A F, Polk D H, Fader W J, 1967, UARL Rep. F 920365 6 (siehe auch Phys. Fluids 9, 2047 (1966), Phys. Fluids 11, 2200 (1968))
- 18 Ascoli-Bartoli U, Mazzucato E, De Michelis C, 1965, Proc. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research Culham 2, 941
- 19 Saunders P A H, Avivi P, Millar W, 1967, Phys. Letters 24A, 290
- 20 Francis G, Atkinson D W, Avivi P, Bradley J E, King C D, Millar W, Saunders P A H, Taylor A F, 1967, Phys. Letters 25A, 486
- 21 Ascoli-Bartoli U, Brunelli B, Caruso A, De Angelis A, Gatti G, Gratton R, Parlange F, Salzmann A, 1969, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Wien: International Atomic Energy Agency), Paper CN-24/F-6
- 22 Oertel H, 1966, Stossrohre (Wien/New York: Springer), 819
- 23 Zel'dovich Ya B, Raizer Yu P, 1966, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena 1 (New York/London: Academic Press), 102

24 Sigel R, Krause H, Witkowski S, J. Sci. Instr., 1969, 2, 187

Herrn Prof. R. Wienecke danke ich sehr für die Förderung und das Interesse, das er dieser Arbeit entgegengebracht hat. Herrn Dr. S. Witkowski sowie allen Mitgliedern der Lasergruppe danke ich für Diskussionen und Anregungen. Besonders wertvoll waren für mich die zahlreichen Diskussionen mit Herrn P. Mulser, dem ich dafür herzlich danke. Herrn H. Kolenda bin ich für seine Hilfe bei der Durchführung des Experiments, Herrn H. Krause für die fruchtbare Zusammenarbeit bei der Entwicklung des Kühlfingers und Herrn P. Sachsenmaier für die Mitarbeit bei den elektronischen Problemen des Experiments zu grossem Dank verpflichtet.