

Bestimmung der Energie der Stoßwelle,
die von dem Gasdurchbruch eines fokus-
sierten Lasers ausgeht.

Determination of the blastwave energy
of a laser-induced gasbreakdown.

K. Hohla

IPP 3/67

Januar 1968



I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K
G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

IPP 3/67 K. Hohla

Determination of the blast-wave energy of a laser-induced gasbreakdown.

Bestimmung der Energie der Stoßwelle, die von dem Gasdurchbruch eines fokussierten Lasers ausgeht.

Abstract

Determination of the blastwave energy of a laser-induced gasbreakdown.

K. Hohla

IPP 3/67

Januar 1968

The gasbreakdown was produced in the gases H_2 , N_2 , He, Ar and Xe with a 100 MW ruby laser in a pressure chamber, the gas pressure being varied from 200 torr to 10 atm. A lense with a focal length of 16 mm was used for focusing the laser beam. The blastwave was observed using the shadow method. An image converter camera was used to take high-speed pictures and streak pictures of the blastwave. The shape of the blastwave was almost spherical. The time-path dependence of the shock-front was determined by streak pictures and compared with Sakurai's theory for spherical blastwaves. The normalized time-path curve agrees well with the theoretical curve for H_2 and N_2 for the case that the Machnumber $M \geq 2$ as well as for Xe, Ar and He for the case $M \geq 3,5$. From the normalization parameter it is possible to determine the energy of the blastwave for various gases as a function of the pressure of the gases. In the gases He and H_2 a pronounced rise of the blastwave energy was found with rising pressure. However, in the gases N_2 , Xe and Ar there exists a maximum in the blastwave energy at a pressure of approximately 1 atm and a preliminary explanation is given.

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.

Abstract

The gasbreakdown was produced in the gases H₂, N₂, He, Ar and Xe with a 100 MW ruby laser in a pressure chamber, the gas pressure being varied from 200 torr to 10 atm. A lense with a focal length of 16 mm was used for focusing the laser beam. The blast-wave was observed using the shadow method. An image converter camera was used to take high-speed pictures and streak pictures of the blastwave. The shape of the blastwave was almost spherical. The time-path dependence of the shock-front was determined by streak pictures and compared with Sakurais theory for spherical blastwaves. The normalized time-path curve agrees well with the theoretical curve for H₂ and N₂ for the case that the Machnumber $M \geq 2$ as well as for Xe, Ar and He for the case $M \geq 3,5$. From the normalization parameter it is possible to determine the energy of the blastwave for various gases as a function of the pressure of the gases. In the gases He and H₂ a pronounced rise of the blast-wave energy was found with rising pressure. However, in the gases N₂, Xe and Ar there exists a maximum in the blastwave energy at a pressure of approximately 1 atm and a preliminary explanation is given.

4) Abstrakt 42
 vom 1. bis 31. 12. 1967 42
 a) Experiment 42
 b) Diskussion 42

Zusammenfassung 48

48

Inhaltsverzeichnis

	Seite
<u>A) Einleitung</u>	1
<u>B) Theorie</u>	3
1) Grundgleichungen	3
2) Taylorsche und Sedovsche Näherung, Ähnlichkeitsprinzip	5
3) Sakuraische Näherung	10
<u>C) Experiment</u>	14
1) Schattenmethode	14
2) Aufbau	15
3) Ergebnisse	22
a) Dreibildaufnahmen	22
b) Schmieraufnahmen	25
<u>D) Auswertung</u>	30
1) Auswertungsmethode	30
2) Ergebnisse	32
a) molekulare Gase: N_2 , H_2	32
b) Edelgase: He, Ar, Xe	35
3) Fehlerabschätzung	39
4) Abhängigkeit der Blastwave-Energie vom Druck	42
a) Ergebnisse	42
b) Diskussion	42
<u>E) Zusammenfassung</u>	48
<u>Literaturverzeichnis</u>	50

A) Einleitung

=====

Wird der Strahl eines Hochleistungslasers in einem Gas fokussiert, so ist die elektrische Feldstärke im Fokus so hoch, daß unter gewissen Bedingungen eine elektrodenlose Gasentladung entsteht.

Die Untersuchungen der letzten Zeit über dieses Phänomen kann man grob folgendermaßen unterteilen.

- a) Die Durchbruchbedingungen für verschiedene Gase unter Variation der Parameter Druck- und Laserenergie werden ermittelt [1] - [8] .
- b) Vorwiegend theoretische Arbeiten befassen sich mit der Anfangsphase des Durchbruchs, d.h. mit der Entstehung eines Plasmas so hoher Dichte, daß fast die gesamte Laserenergie in diesem Plasma absorbiert wird [9] - [18] .
- c) Der größte Teil der Arbeiten untersucht das Plasma während der Dauer des Laserstrahls und kurze Zeit danach. Hierher gehören z. B. Arbeiten über die Expansion des Plasmas, Temperaturmessungen sowie spektroskopische Untersuchungen [19] - [36] .

Von dem Plasma, das während des Laserimpulses (~ 20 nsec) entsteht, breitet sich in das umgehende Gas hinein eine annähernd sphärische Stoßwelle mit konstanter Energie aus, eine sog. Blastwave [33] , [36] - [39] .

Für den Zusammenhang zwischen der Energie und der Weg-Zeit-Abhängigkeit der Bewegung der Stoßfront einer Blastwave wurde von Taylor und Sedov [41] , [42] sowie von Sakurai [40] in einem anderen Zusammenhang eine angenäherte Darstellung gefunden. Mißt man daher die Position der Stoßfront zu einer Zeit, bei der die Weg-Zeit-Abhängigkeit der Stoßfront durch eine dieser Näherungen richtig beschrieben wird, so kann man die Energie der Blastwave bestimmen und daraus Rückschlüsse auf die Energie des Plasmas ziehen.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die Blastwave einer laserinduzierten elektrodenlosen Entladung in verschiedenen Gasen zu untersuchen und ihre Energie in Abhängigkeit vom Druck zu messen. Der Gasdurchbruch wird in He, Ar, Xe, H₂ und N₂ in einem Druckbereich von ~200 Torr - 10 atm mit einem Rubinlaser, der im Riesenimpulsbetrieb ~100 Megawatt liefert, erzeugt. Die fokussierende Linse hat eine Brennweite von 16 mm. Die Energie des Laserpulses wird bei den einzelnen Versuchen nicht geändert. Die Stoßfront der Blastwave wird mit Hilfe der Schattenmethode sichtbar gemacht und mit einer Bildwandlerkamera photographiert. Die zeitliche Änderung des Ortes der Stoßfront wird durch Schmieraufnahmen gemessen, die ebenfalls mit der Bildwandlerkamera gemacht werden. Aus den Aufnahmen gewinnt man eine Aussage über den Gültigkeitsbereich der Sakuraischen Näherung und die Energie der Blastwaves.

Ein derartiger gasdynamischer Vorgang, für den die Freisetzung einer großen Menge konzentrierter Energie in einem begrenzten Raum charakteristisch ist, nennt man eine "Blastwave".

Die durch die Laserentladung erzeugte "blast-wave" macht gegenüber einer gewöhnlichen Stoßwelle etwas besondere Eigenschaften geltend. Insbesondere ist die Stoßfront gegenüber der Gasdynamik nicht adiabatisch, d.h. die Erhaltung der Enthalpie ist nicht mehr gültig. Für die Theorie der Stoßwellen ist ferner, daß das Volumenintegral der Stoßenergie konstant und gleich der Energie über das gesamte Volumen der Stoßwelle ist, was die Theorie der Stoßwellen theorie basierten Beziehungen gelten und zwar im ersten Approximation.

Vernachlässigt man die Stoßverluste und nimmt ferner an, daß man mit einem konstanten Verhältnis der spezifischen Wärmen $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ rechnen kann, so erhält man für kugelsymmetrisches Verhalten folgendes den gesamten Vorgang beschreibendes Gleichungssystem.

Innerhalb der Blastwave:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = - \gamma \left(\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \right)$$

B) Theorie

=====

1) Grundgleichungen

Führt man einem kleinen Volumenelement eines gasförmigen Stoffes momentan eine bestimmte Energie E zu, so bildet sich durch die Aufheizung ein Druckunterschied in dem betrachteten Volumen gegen das umgebende Gas. Dieser Drucksprung breitet sich dann im weiteren zeitlichen Verlauf in Form einer nach außen mit Überschallgeschwindigkeit laufenden Stoßwelle aus. Die zugeführte Energie E verteilt sich dabei im Laufe der Zeit in Form von kinetischer und thermischer Energie auf das ursprünglich erhitzte und das von der Stoßwelle aufgesammelte Gas.

Einen derartigen gasdynamischen Vorgang, für den die Freisetzung oder Zufuhr eines bestimmten Energiebetrages in außerordentlich kurzer Zeit charakteristisch ist, nennt man eine "blast-wave".

Die theoretische Beschreibung einer "blast-wave" macht gegenüber derjenigen einer normalen Stoßwelle einige besondere Schwierigkeiten. Innerhalb der von der Stoßfront gegenüber der Umgebung abgegrenzten Welle müssen lokal die Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Entropie gelten. Für die Energie hat man dagegen zu fordern, daß das Volumenintegral der Summe aus kinetischer und thermischer Energie über das gesamte von der Welle erfaßte Volumen den Wert der zugeführten Energie E liefert. Für den Übergang vom ruhenden zum bewegten Gas in der Stoßfront müssen die aus der Stoßwellentheorie bekannten Rankine - Hugoniot - Beziehungen gelten und zwar zu jedem Zeitpunkt.

Vernachlässigt man Strahlungsverluste und nimmt ferner an, daß man mit einem konstanten Verhältnis der spezifischen Wärmen $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ rechnen kann, so erhält man für kugelsymmetrisches Verhalten folgendes den gesamten Vorgang beschreibendes Gleichungssystem.

Innerhalb der Blastwave:

Massenerhaltung (1) $\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} = -\rho \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r} \right)$

Impulserhaltung (2) $\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}$

Entropieerhaltung (3) $\frac{\partial}{\partial t} (\rho \cdot \rho^{-\gamma}) + u \frac{\partial}{\partial r} (\rho \cdot \rho^{-\gamma}) = 0$

Energieerhaltung (4) $E = 4\pi \int_0^R \left(\frac{1}{2} \rho \cdot u^2 + \frac{p}{\gamma-1} \right) r^2 dr - \frac{4\pi}{3} \frac{\rho_0}{\gamma-1} R^3$

Rankine - Hugoniot - Beziehungen.

An der Stelle $r = R$ (Ort der Stoßfront):

(5) $U_{r=R} = \frac{2}{\gamma+1} \cdot \frac{V^2 - c_0^2}{V}$

(6) $P_{r=R} = \rho_0 \cdot \left[\frac{2\gamma}{\gamma+1} \left(\frac{V}{c_0} \right)^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right]$

(7) $\rho_{r=R} = \rho_0 \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left[\frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{c_0}{V} \right)^2 + 1 \right]^{-1}$

Dabei ist die innere Energie pro Volumeneinheit durch $\frac{p}{\gamma-1}$ ausgedrückt.

V bedeutet die Geschwindigkeit der Stoßfront und c_0 ist die Schallgeschwindigkeit im ruhenden Gas:

$$c_0^2 = \gamma \cdot \frac{p_0}{\rho_0}$$

Die Größen mit dem Index 0 beziehen sich auf das ungestörte Gas vor der Stoßfront.

Dieses Gleichungssystem liefert nur im Rahmen der Gültigkeit des zu Grunde gelegten Modells physikalisch nachprüfbar Ergebnisse. Über die eigentliche Entstehung einer Blastwave wird keine Aussage gemacht. In diesem Modell existiert sie ja vom Zeitpunkt $t = 0$ an. Beobachtet man daher die Blastwave zu solchen Zeiten t , die groß gegen die Einkopplungszeit der Energie sind, und zu denen die Blastwave ein Gasvolumen erfaßt hat, demgegenüber das ursprünglich aufgeheizte Gasvolumen vernachlässigt werden kann, so werden obige Gleichungen die Blastwaves richtig beschreiben. Voraussetzung ist natürlich, daß das Gas als ideal und nichtviskos betrachtet werden kann und daß sich γ nicht ändert.

Eine Blastwave ist in diesem Fall eindeutig durch ihre Energie

2) Taylorsche und Sedovsche Näherung, Ähnlichkeitsprinzip

Das im vorangehenden Abschnitt angegebene Differentialgleichungssystem ist in dieser allgemeinen Form nicht analytisch zu lösen. Es vereinfacht sich aber wesentlich, wenn man annimmt, daß die Stoßmachzahl $M = \frac{V}{c_0} \gg 1$ ist. Es ergibt sich mit dieser Annahme zunächst aus Gl. 6, daß $p_0 \ll p$ ist. Dies bedeutet ferner, daß man in der Energiegleichung die "Ruheenergie" des Gases vernachlässigen kann gegen die Summe aus kinetischer und thermischer Energie in der Blastwave.

Ferner kann man Gl.(5) in der Form schreiben:

$$(5a) \quad \frac{u_{r=R}}{V} = \frac{2}{\gamma+1} \left(1 - \frac{c_0^2}{V^2}\right) \approx \frac{2}{\gamma+1}$$

In Gl. (6) kann man $\frac{\gamma-1}{\gamma+1}$ gegen $\frac{2\gamma}{\gamma+1} \cdot M^2$ vernachlässigen und diese Gleichung mit Benutzung der Schallgeschwindigkeit umschreiben:

$$(6a) \quad p_{r=R} = p_0 \frac{2\gamma}{\gamma+1} \frac{V^2}{c_0^2} = \frac{2}{\gamma+1} s_0 V^2 \quad \text{und}$$

Gleichung (7) formt sich um zu:

$$(7a) \quad s_{r=R} = s_0 \cdot \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$$

Damit erhält man, wenn man noch die substantielle Ableitung $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r}$ einführt und in Gleichung (3) $\frac{Ds}{Dt}$ durch die rechte Seite von Gleichung (2) ersetzt folgendes vereinfachte Gleichungssystem:

$$(1a) \quad \frac{Ds}{Dt} = -s \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r} \right)$$

$$(2a) \quad \frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{s} \frac{\partial p}{\partial r}$$

$$(3a) \quad \frac{Dp}{Dt} = -\gamma p \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r} \right)$$

$$(4a) \quad E = 4\pi \int_0^R \left(\frac{1}{2} s u^2 + \frac{p}{\gamma-1} \right) r^2 dr$$

$$(5a) \quad u_{r=R} = \frac{2}{\gamma+1} V$$

$$(6a) \quad p_{r=R} = \frac{2}{\gamma+1} s_0 V^2$$

$$(7a) \quad s_{r=R} = s_0 \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$$

Eine Blastwave wird in diesem Fall eindeutig durch ihre Energie

E und die Anfangsdichte des Gases ρ_0 bestimmt.

Sedov und Taylor [41, 42, 43] konnten nun zeigen, daß unter diesen Bedingungen zwei Blastwaves mit verschiedener Energie E in einem Gas mit unterschiedlicher Dichte ρ_0 zueinander ähnlich sind. Dies bedeutet, daß es eine Transformation der Parameter der einen Blastwave in die der anderen gibt, die nur von der unterschiedlichen Dichte und Energie abhängt. Dieses Ähnlichkeitsprinzip, das im folgenden kurz erläutert wird, führt zu einem Lösungsansatz, der es gestattet, das vereinfachte Gleichungssystem zu lösen.

Es sollen zwei Blastwaves verglichen werden, die die Energie E und E' in einem Gas der Dichte ρ_0 bzw. ρ'_0 besitzen. Man kann dann den Energie- und den Dichteunterschied durch die Größen a und b beschreiben:

$$(8a) \quad E = a E', \quad \rho_0 = b \rho'_0.$$

Entsprechend den Größen a und b wird jetzt eine Koordinatentransformation von r und t versucht, durch die das Gleichungssystem (1a - 7a) invariant gegenüber der Energie- und Dichteänderung werden soll. Und zwar wird diese Transformation durch die konstanten Größen α und β definiert.

$$(8b) \quad r = \alpha r', \quad t = \beta t'.$$

Das Gleichungssystem (1a - 7a) soll mit den gestrichenen Größen dieselbe Form annehmen wie mit den ungestrichenen Größen. Diese Bedingung liefert eine Gleichung, die die Größen a, b, α und β miteinander verbindet.

Zunächst ergeben sich aus Gl. (8a) und (8b) folgende Transformationen von Geschwindigkeit und Druck:

$$u = \frac{\alpha}{\beta} u', \quad p = \frac{b \cdot \alpha^2}{\beta^2} p'.$$

Durch Einsetzen dieser Transformation in die Gleichungen (1a - 7a) erkennt man, daß bis auf die Energiegleichung (4a) alle Gleichungen im "gestrichenen" und im "ungestrichenen" System dieselbe Form haben. Aus Gleichung (4a) erhält man:

$$E' = 4\pi \cdot \frac{b\alpha^5}{a\beta^2} \int_0^{R'} \left(\frac{\rho'}{2} u'^2 + \frac{\rho'}{r-1} \right) r'^2 dr'.$$

Falls also

$$(9) \quad \frac{b \cdot \alpha^5}{a \cdot \beta^2} = 1$$

ist, ist das Gleichungssystem (1a - 7a) invariant bzgl. der Transformation $(E, \rho, r, t) \rightarrow (E', \rho', r', t')$. Mit (9) ist auch die Bedingung für die Koordinatentransformation (8b) gefunden.

Die Gleichung (9) läßt sich mit den Gleichungen (8a) und (8b) umformen zu:

$$(10) \quad r' \left(\frac{\rho_0'}{E' \cdot t'} \right)^{1/5} = r \left(\frac{\rho_0}{E \cdot t^2} \right)^{1/5} = \xi$$

Falls daher zu einem beliebigen Zeitpunkt t und an irgendeinem Ort r die Gleichung (10) und damit die Bedingung (9) erfüllt ist, liefern die Differentialgleichungen im (E, ρ, r, t) -System die gleichen Lösungen wie im (E', ρ', r', t') -System. Die Lösungen gehen auseinander durch eine Maßstabs-Transformation hervor, d.h. sie sind zueinander ähnlich. (Ähnlichkeitsprinzip). Dieses Ähnlichkeitsverhalten liefert für die Lösung folgende Bedingung:

Ist $\rho = k(r, t, E, \rho_0)$ die Lösung für die Blastwave (E, ρ_0) , so erhält man die entsprechende Lösung für die Blastwave (E', ρ_0') durch:

$$b\rho' = k(\alpha r', \beta t', aE', b\rho_0');$$

für $\frac{b\alpha^5}{a\beta^2} = 1$ muß aber auch gelten:

$$\rho' = k(r', t', E', \rho_0')$$

Daraus folgt:

$$(11) \quad \frac{1}{b} \cdot k(\alpha r', \beta t', aE', b\rho_0') = k(r', t', E', \rho_0')$$

für $\frac{b\alpha^5}{a\beta^2} = 1$

Analoge Gleichungen müssen auch für die Geschwindigkeits- und Druckverteilung erfüllt sein:

Falls $u = \mathcal{L}(r, t, E, \rho_0)$ ist,
 gilt: $\frac{\beta}{\alpha} \mathcal{L}(\alpha r', \beta t', \alpha E', \beta \rho_0') = \mathcal{L}(r', t', E', \rho_0')$
 (12) und falls $p = m(r, t, E, \rho_0)$ ist,

gilt:
 (13) $\frac{\beta^2}{\alpha^2} m(\alpha r', \beta t', \alpha E', \beta \rho_0') = m(r', t', E', \rho_0')$
 stets für $\frac{\beta \alpha^5}{\alpha \beta^2} = 1$

Diese Bedingungen (11), (12) und (13) können durch folgenden Lösungsansatz erfüllt werden:

(14) $u = \frac{r}{t} W(\xi)$

(15) $\rho = \rho_0 P(\xi)$

(16) $R = \rho_0 \frac{r^2}{t^2} \Pi(\xi)$

Neben diesem Lösungsansatz liefert das Ähnlichkeitsverhalten auch die Weg - Zeit - Abhängigkeit der Stoßfront eine Blastwave. Da die Parameter zweier verschiedener Blastwaves zu beliebiger Zeit zueinander ähnlich sind, gilt das gleiche natürlich auch für die Parameter einer Blastwave zu beliebigen Zeiten. Befindet sich daher die Stoßfront zum Zeitpunkt t bei R , so ergibt sich ihre Position R' zur Zeit t' aus Gleichung (10). D.h. für die Stoßfront hat ξ einen konstanten Wert:

$$\xi_{\text{Stoßfront}} = \xi_0$$

Hieraus folgt für die (R, t) - Abhängigkeit:

(17) $R = \xi_0 \left(\frac{E}{\rho_0}\right)^{1/5} t^{2/5}$ eine Konstante, da ξ_0 und $\left(\frac{E}{\rho_0}\right)^{1/5}$ Funktionen von ξ und γ sind.

und für die (V, t) - Abhängigkeit:

(18) $V = \frac{2}{5} \xi_0 \left(\frac{E}{\rho_0}\right)^{1/5} t^{-3/5}$

Setzt man obigen Lösungsansatz (14), (15), (16) in das Gleichungssystem

chungssystem (1a) - (7a) ein, so ergibt sich ein System von gewöhnlichen Differentialgleichungen für $W(\xi)$, $P(\xi)$ und $\Pi(\xi)$, das Lösungen von folgender Form hat:

$$W = W(\xi/\xi_0)$$

$$P = P(\xi/\xi_0)$$

$$\Pi = \Pi(\xi/\xi_0)$$

Ersetzt man in (14), (15) und (16) die Zeit t durch die zeitabhängigen Stoßfrontgrößen R und V nach (17) und (18) und benützt $C_0 = (\gamma \cdot \frac{p_0}{\rho_0})^{1/2}$ so wird:

$$(19a) \quad u = V \cdot f^{(0)}\left(\frac{r}{R}\right) \quad \text{mit} \quad f^{(0)} = \frac{5}{2} \frac{r}{R} W\left(\frac{r}{R}\right)$$

$$(20a) \quad \rho = \rho_0 \cdot h^{(0)}\left(\frac{r}{R}\right) \quad \text{mit} \quad h^{(0)} = P\left(\frac{r}{R}\right)$$

$$(21a) \quad p = p_0 \left(\frac{V}{C_0}\right)^2 g^{(0)}\left(\frac{r}{R}\right) \quad \text{mit} \quad g^{(0)} = \left(\frac{r}{R}\right)^2 \Pi\left(\frac{r}{R}\right)$$

Aus der Energiegleichung (4a) erhält man nun mit (19a), (20a) und (21a) eine normierte Darstellung der (V, R) - und (R, t) -Abhängigkeit der Blastwave zu:

$$(22) \quad \left(\frac{C_0}{V}\right)^2 \left(\frac{R_0}{R}\right)^3 = K$$

$$(22a) \quad \frac{C_0 \cdot t}{R_0} = \frac{2}{5} \sqrt{K} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{5/2}$$

mit

$$(23) \quad R_0 = \left(\frac{E}{4\pi \rho_0}\right)^{1/3}$$

und

$$K = \int_0^R \left(\frac{\gamma}{2} h^{(0)} f^{(0)2} + \frac{g^{(0)}}{\gamma-1} \right) \left(\frac{r}{R}\right)^2 dr$$

Dieses Integral ist für ein festes γ eine Konstante, da $h^{(0)}$, $f^{(0)}$ und $g^{(0)}$ nur Funktionen von $\left(\frac{r}{R}\right)$ und γ sind.

Die (R, t) - Kurven von Blastwaves in Gasen mit gleichem $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ lassen sich also unabhängig von der Energie der Blastwaves und von der Dichte ρ_0 des Gases auf eine gemeinsame Kurve transformieren. Der Transformationsparameter wird im wesentlichen durch R_0 gegeben. Der Grund für diese Normierungsmöglichkeit ist der, daß bei allen Gasen mit gleichem γ die Aufteilung der Energie in thermische und kinetische Energie die gleiche ist.

3) Sakuraische Näherung [40]

Die Taylor/Sadovschen Lösungen gelten, wie schon erwähnt, nur für starke Stoßwellen, in denen $M \gg 1$ ist. In diesem Fall sind die normierten Verteilungen (siehe Gleichungen (19a), (20a) und (21a)) der Geschwindigkeit $f^{(0)}$, der Dichte $h^{(0)}$ und des Druckes $g^{(0)}$ unabhängig von der Geschwindigkeit der Stoßfront. Für kleinere Machzahlen, in denen $(\frac{C_0}{V})^2$ in den Rankine-Hugoniot-Beziehungen nicht mehr vernachlässigt werden darf, werden diese Lösungen ungültig.

Sakurai [40] geht nun davon aus, daß die Parameter der Blastwaves bei verschiedenen Machzahlen der Stoßfronten nicht mehr zueinander ähnlich sind. Dementsprechend macht er einen Lösungsansatz, in dem f , g und h Funktionen der Machzahl sind:

$$(19 \text{ b}) \quad u = V \cdot f\left(\frac{r}{R}, \left(\frac{C_0}{V}\right)^2\right),$$

$$(20 \text{ b}) \quad \rho = \rho_0 h\left(\frac{r}{R}, \left(\frac{C_0}{V}\right)^2\right),$$

$$(21 \text{ b}) \quad p = p_0 \left(\frac{V}{C_0}\right)^2 g\left(\frac{r}{R}, \left(\frac{C_0}{V}\right)^2\right).$$

Die vollständigen Rankine-Hugoniot-Beziehungen (5), (6), (7) lauten in Termen von f , g und h :

$$f\left(1, \left(\frac{C_0}{V}\right)^2\right) = \frac{2}{\gamma+1} \left[1 - \left(\frac{C_0}{V}\right)^2\right]^{-1},$$

$$g\left(1, \left(\frac{C_0}{V}\right)^2\right) = \frac{2}{\gamma+1} - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \left(\frac{C_0}{V}\right)^2,$$

$$h\left(1, \left(\frac{C_0}{V}\right)^2\right) = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left[1 + \frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{C_0}{V}\right)^2\right]^{-1}.$$

Das Sakuraische Lösungsverfahren besteht nun darin, daß die Größen f , g und h in Potenzen von $\frac{1}{M^2}$ entwickelt werden:

$$(24) \quad f = f^{(0)} + f^{(1)} \frac{1}{M^2} + f^{(2)} \left(\frac{1}{M^2}\right)^2 + \dots$$

$$(25) \quad g = g^{(0)} + g^{(1)} \frac{1}{M^2} + g^{(2)} \left(\frac{1}{M^2}\right)^2 + \dots$$

$$(26) \quad h = h^{(0)} + h^{(1)} \frac{1}{M^2} + h^{(2)} \left(\frac{1}{M^2}\right)^2 + \dots$$

$f^{(i)}$, $g^{(i)}$ und $h^{(i)}$ $i = 0, 1, 2 \dots$ sind hierbei Funktionen allein von $\frac{r}{R}$. Bricht man die Reihen nach den 1. Gliedern ab, so erhält man die Lösungen von Taylor und Sedov. D.h. also für hohe Machzahlen geht die Sakuraische in die Taylorsche und Sedovsche Näherung über.

Mit diesem Reihenansatz und den Ausgangsgleichungen (1) - (7) erhält man eine Folge von Differentialgleichungssystemen, die sukzessiv lösbar sind. Die (V, R) - Abhängigkeit der Stoßfront nimmt dann entsprechend der Gleichung (22) folgende Form an:

$$(27) \quad \left(\frac{C_0}{V}\right)^2 \left(\frac{R_0}{R}\right)^3 = K_0 \left[1 + \lambda_1 \left(\frac{C_0}{V}\right)^2 + \lambda_2 \left(\frac{C_0}{V}\right)^4 + \dots \right]$$

Mit
$$K_0 = \int_0^R \left(\frac{\gamma}{2} h^{(0)} f^{(0)2} + \frac{g^{(0)}}{\gamma-1} \right) \left(\frac{r}{R}\right)^2 dr$$

K_0 und λ_i ($i = 1, 2 \dots$) sind dabei Größen, die nicht von der Machzahl, sondern nur noch von γ abhängen.

Auch im Falle einer Geschwindigkeitsabhängigkeit der Größen f , g , h gibt es also eine normierte Darstellung der (V, R) - Abhängigkeit der Stoßfront. D.h. für alle Blastwaves in Gasen mit $\gamma = \text{constant}$ lassen sich die Geschwindigkeits-Ort-Diagramme der Stoßfronten auf eine normierte Kurve transformieren. Der Transformationsparameter ist die Größe:

$$\lambda_0 = \left(\frac{E}{4\pi\rho_0} \right)^{1/3}$$

Sakurai gelang es K_0 und λ_1 für $\gamma = 5/3$ und $\gamma = 7/5$ zu berechnen. Infolge des komplizierten mathematischen Zusammenhanges zwischen den Größen K_0 bzw. λ_1 und den normierten

Verteilungen $f^{(0)}$, $f^{(1)}$, $g^{(0)}$, $g^{(1)}$ und $h^{(0)}$, $h^{(1)}$ ist eine Berechnung von K_0 und λ_1 für ein festes γ nur numerisch möglich. In der folgenden Tabelle sind die Werte wie sie nacheinander von Sakurai, Sedov und Jones sowie von Korobeinikov und Churhkin berechnet wurden, zusammengestellt [40]:

$\gamma = \frac{7}{5}$ / $\gamma = \frac{5}{3}$	SAKURAI	SEDOV	JONES	KOROBEGINIK. CHURHKIN
K_0	0,404 0,596	0,412 0,593	0,408 0,594	
λ_1				-18785 -19182

Die Weg - Zeit - Abhängigkeit der Stoßfront ergibt sich durch Integration der Gleichung (27). In 1. Näherung d.h. unter Vernachlässigung der Glieder mit $\left(\frac{c_0}{v}\right)^{2n}$ $n=2,3,\dots$ erhält man:

$$(27 a) \quad \frac{c_0 \cdot t}{R_0} = K_0^{1/2} \cdot \int_0^{R/R_0} [z^{-3} - K_0 \lambda_1]^{-1/2} dz$$

mit $R_0 = \left(\frac{E}{4\pi\rho_0}\right)^{1/3}$

Diese normierten (R,t) - Kurven sind in Fig. 1 für $\gamma = 7/5$ und $\gamma = 5/3$ dargestellt. Die Steigung der Kurve:

$$(28) \quad M = \frac{\Delta \frac{R}{R_0}}{\Delta \frac{c_0 t}{R_0}} = \frac{\Delta R}{\Delta t} \cdot \frac{1}{c_0} = \frac{v}{c_0}$$

gibt direkt die Machzahl der Blastwaves an. Zum Vergleich ist in Fig. 1 die Näherung von Taylor und Sedov eingetragen. Für $\gamma = 7/5$ und für $\gamma = 5/3$ stimmen beide Näherungen bis zu $\frac{c_0 t}{R_0} = 0,04$ ($\hat{=} M = 6$) bzw. $\frac{c_0 t}{R_0} = 0,05$ ($\hat{=} M = 3,5$) gut überein. Bei kleineren Machzahlen läuft die Stoßfront nach Sakurai schneller als nach der Taylor/Sedovschen Näherung.

Zur Abschätzung des Gültigkeitsbereiches der Sakuraischen Theorie müßte man das Restglied der Reihe in Abhängigkeit von der Machzahl untersuchen. Da infolge des komplizierten Zusammenhanges zwischen den Größen λ_i ($i = 1,2 \dots$) und f , g und h λ_2 noch nicht berechnet wurde, ist eine solche Abschätzung nur schwer möglich.

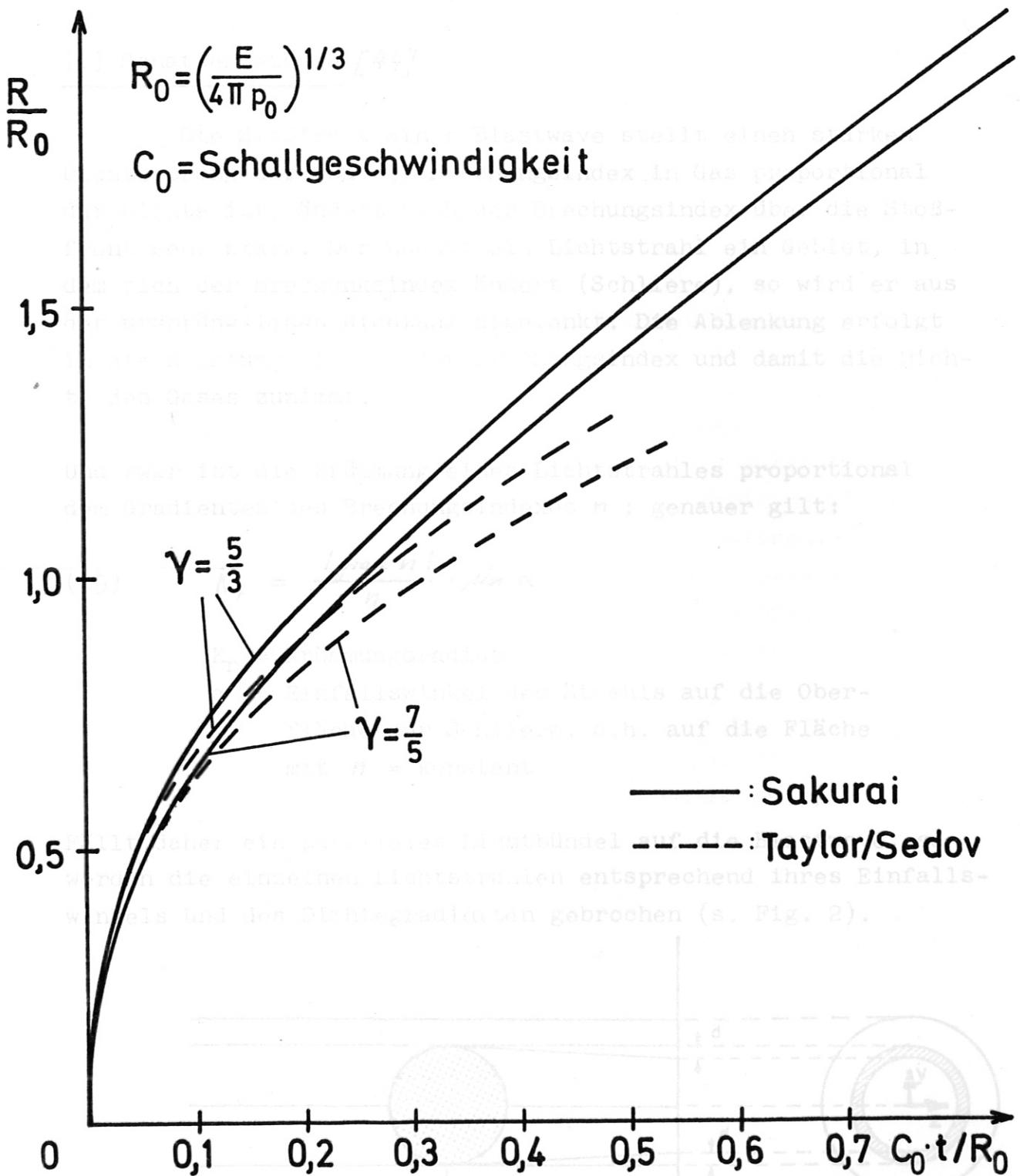


Fig. 1: Normierte (R,t) -Abhängigkeit für Gase mit $\gamma = \frac{5}{3}$ und $\gamma = \frac{7}{5}$ nach Sakurai und Taylor/Sedov.

C) Experiment

1.) Schattenmethode [44]

Die Stoßfront einer Blastwave stellt einen starken Dichtesprung dar. Da der Brechungsindex in Gas proportional der Dichte ist, ändert sich der Brechungsindex über die Stoßfront sehr stark. Durchsetzt ein Lichtstrahl ein Gebiet, in dem sich der Brechungsindex ändert (Schliere), so wird er aus der ursprünglichen Richtung abgelenkt. Die Ablenkung erfolgt in die Richtung, in der der Brechungsindex und damit die Dichte des Gases zunimmt.

Und zwar ist die Krümmung eines Lichtstrahles proportional dem Gradienten des Brechungsindex n ; genauer gilt:

$$(29) \quad K_r = \frac{|\text{grad } n|}{n} \cdot \sin \alpha$$

K_r = Krümmungsradius

α = Einfallswinkel des Strahls auf die Oberfläche der Schliere, d.h. auf die Fläche mit $n = \text{konstant}$

Fällt daher ein paralleles Lichtbündel auf die Blastwave, so werden die einzelnen Lichtstrahlen entsprechend ihres Einfallswinkels und des Dichtegradienten gebrochen (s. Fig. 2).

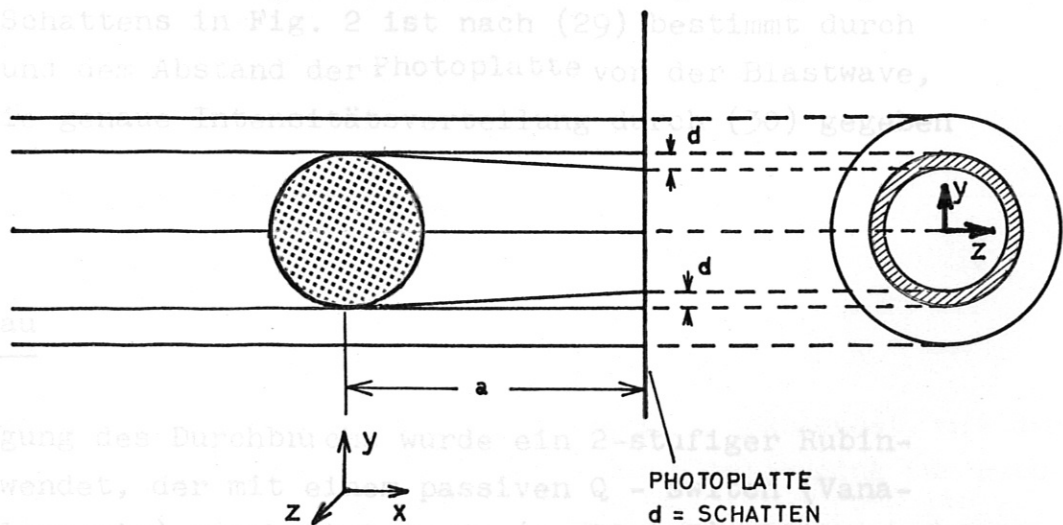


Fig. 2: Schema der Schattenmethode: Auf einer Fotoplatte im Abstand a von der kugelförmigen Schliere erhält man auf hellem Gesichtsfeld einen dunklen Kreis.

Auf einer Photoplatte im Abstand a von der Schliere würde man eine Intensität I messen, die sich zur Intensität ohne Schliere folgendermaßen verhält:

$$(30) \quad \frac{I - I^*}{I} = a \int_{\xi_1}^{\xi_2} \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} \ln n + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \ln n \right) dx$$

(siehe schematische Darstellung in Fig. 2).

n = Brechungsindex

a = Abstand Schliere - Photoplatte

$\xi_2 - \xi_1$ ist hierbei die von y und z abhängende Ausdehnung der Schliere in Strahlrichtung. Der Brechungsindex n ist eine Funktion von x, y, z : $n = n(x, y, z)$.

Infolge des schwer auswertbaren Zusammenhanges zwischen den Meßgröße I, I^* und dem Brechungsindex n (und damit der Dichte ρ) wird diese Methode (Schattenmethode) nur selten zur Bestimmung der Dichteverteilung innerhalb einer Schliere benutzt. Da der experimentelle Aufbau aber sehr einfach ist (keine abbildenden Linsen usw.), wird die Schattenmethode häufig in solchen Fällen benutzt, in denen es nur auf ein Sichtbarmachen von Dichtesprüngen ankommt, da die Intensitätsänderung prop. zur Ableitung des Dichtegradienten ist. In unserem Fall soll die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Blastwave gemessen werden. Die Dichteverteilung innerhalb der Blastwave ergibt sich dann aus der Blastwave - Theorie (s.oben); sie soll hier nicht experimentell ermittelt werden. Die Breite d des Schattens in Fig. 2 ist nach (29) bestimmt durch $\frac{|\text{grad } n|}{n}$ und dem Abstand der Photoplatte von der Blastwave, während die genaue Intensitätsverteilung durch (30) gegeben ist.

2.) Aufbau

Zur Erzeugung des Durchbruchs wurde ein 2-stufiger Rubin-Laser verwendet, der mit einem passiven Q - switch (Vanadiumphthalocyanin) geschaltet wurde (s. Fig. 3). Die Energie des Laserpulses betrug $\sim 1,5$ Joule bei einer Halbwertsbreite von ~ 15 nsec (entsprechend 100 MW). Der Resonator des Oszilla-

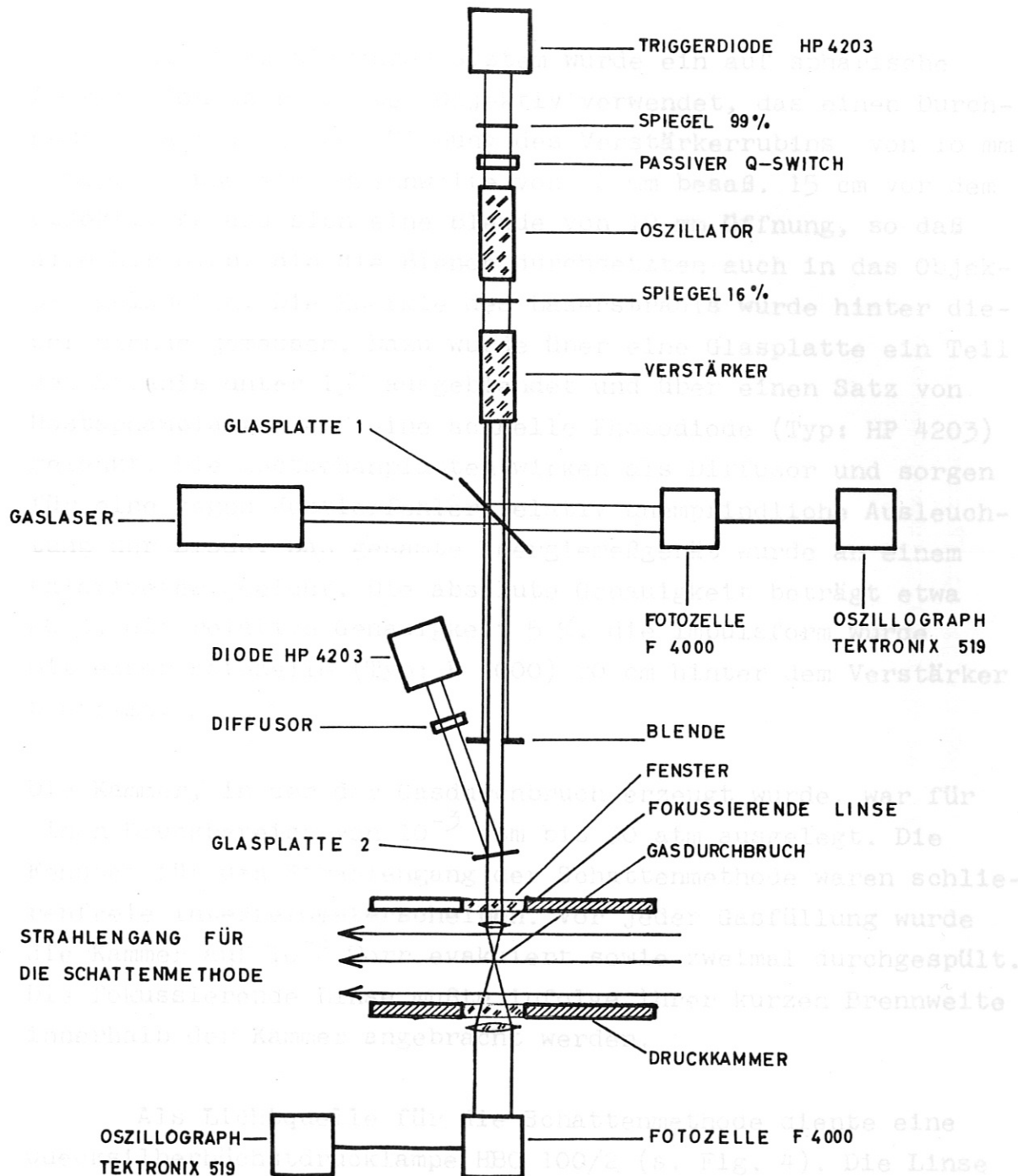


Fig. 3: Strahlengang des Laserstrahls:

Über die Glasplatte 1 wird der "Gaslaser" eingeleitet, mit dem die gesamte Anordnung justiert wird. Der Strahlengang zur Beobachtung der Blastwave (s. Fig. 2) verläuft senkrecht zum Laserstrahl und ist in der Druckkammer angedeutet.

tors bestand aus Planspiegeln mit 99 % bzw. 16 % Reflexionsvermögen. Die Rubine wurden mit linear angeordneten Blitzlampen gepumpt.

Als fokussierendes System wurde ein auf sphärische Aberration korrigiertes Objektiv verwendet, das einen Durchmesser hatte, der der Öffnung des Verstärkerrubins von 18 mm entsprach und eine Brennweite von 16 mm besaß. 15 cm vor dem Objektiv befand sich eine Blende von 12 mm Öffnung, so daß alle Strahlen, die die Blende durchsetzten auch in das Objektiv gelangten. Die Energie des Laserstrahls wurde hinter dieser Blende gemessen. Dazu wurde über eine Glasplatte ein Teil des Strahls unter 15° ausgeblendet und über einen Satz von Hostaphanplatten auf eine schnelle Photodiode (Typ: HP 4203) gelenkt. Die Hostaphanplatten wirken als Diffusor und sorgen für eine gegen Justierfehler relativ unempfindliche Ausleuchtung der Diode. Das gesamte Energiemeßgerät wurde an einem Kalorimeter geeicht. Die absolute Genauigkeit beträgt etwa 20 %, die relative Genauigkeit 5 %. die Impulsform wurde mit einer Fotozelle (Typ: F 4000) 20 cm hinter dem Verstärker bestimmt.

Die Kammer, in der der Gasdurchbruch erzeugt wurde, war für einen Druckbereich von 10^{-3} atm bis 30 atm ausgelegt. Die Fenster für den Strahlengang der Schattenmethode waren schlierenfreie Interferometerscheiben. Vor jeder Gasfüllung wurde die Kammer auf 10^{-2} Torr evakuiert sowie zweimal durchgespült. Die fokussierende Linse mußte infolge ihrer kurzen Brennweite innerhalb der Kammer angebracht werden.

Als Lichtquelle für die Schattenmethode diente eine Quecksilberhöchstdrucklampe HBO 100/2 (s. Fig. 4). Die Linse L_1 , ein Achromat mit $f = 14,3$ cm erzeugte ein paralleles Strahlenbündel, das die Blastwave durchsetzte. Die Ebene im Abstand a vom Durchbruch, in der die Blastwave beobachtet werden sollte (Referenzebene), wurde mit den Linsen L_2 ($f = 14,3$ cm), L_3 ($f = 7,7$ cm) und dem Objektiv ($f = 9,0$ cm) auf die Bildwandlerkamera abgebildet. Die Blende B im Bild der HBO-Lampe wirkte

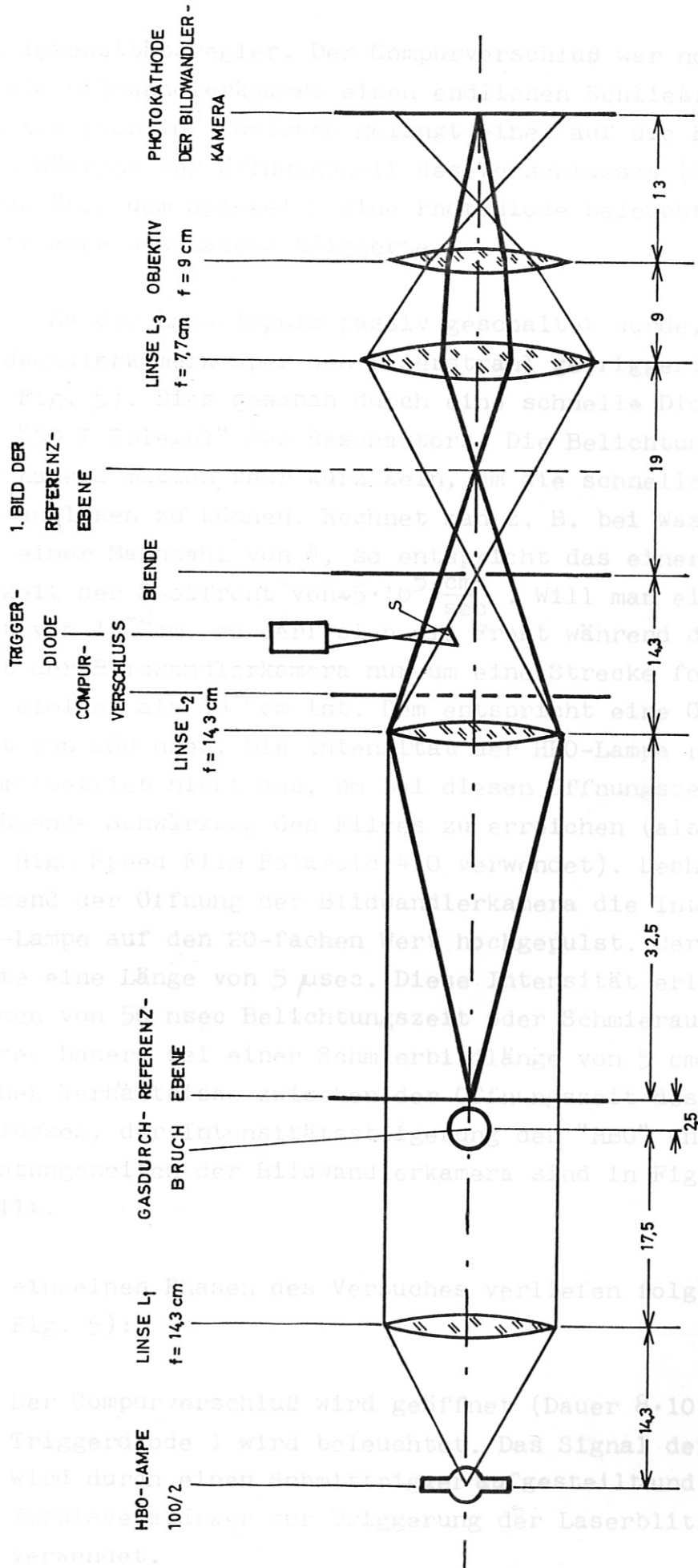


Fig. 4: Strahlengang der Schattenmethode:

Die Referenzebene wird auf die Photokathode der Bildwandlerkamera abgebildet. Beim Öffnen des Compurverschlusses wird über den Spiegel S die Triggerringe für den Laser beleuchtet.

als Intensitätsregler. Der Compurverschluss war notwendig, da die Bildwandlerkamera einen endlichen Schließfaktor besitzt (von 10^6 Photonen gelangt eines auf die Photokathode). Während der Öffnungszeit des Verschlusses ($8 \cdot 10^{-3}$ sec) wurde über dem Spiegel S eine Photodiode beleuchtet, die die Blitzlampe des Lasers triggerte.

Da der Laserimpuls passiv geschaltet wurde, mußte die Bildwandlerkamera über den Laserstrahl getriggert werden (s. Fig. 5). Dies geschah durch eine schnelle Diode hinter dem "99 % Spiegel" des Resonators. Die Belichtungszeiten der Kamera mußten sehr kurz sein, um die schnellen Vorgänge gut auflösen zu können. Rechnet man z. B. bei Wasserstoff mit einer Machzahl von 4, so entspricht das einer Geschwindigkeit der Stoßfront von $5 \cdot 10^5 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$. Will man eine Genauigkeit von 10^{-2} cm, so darf sich die Front während der Öffnungszeit der Bildwandlerkamera nur um eine Strecke fortbewegen, die kleiner als 10^{-2} cm ist. Dem entspricht eine Öffnungszeit von 200 nsec. Die Intensität der HBO-Lampe reicht im Normalbetrieb nicht aus, um bei diesen Öffnungszeiten eine genügende Schwärzung des Filmes zu erreichen (als Film wurde der High Speed Film Polaroid 410 verwendet). Deshalb wurde während der Öffnung der Bildwandlerkamera die Intensität der HBO-Lampe auf den 20-fachen Wert hochgepulst. Der Lichtpuls hatte eine Länge von 5 μ sec. Diese Intensität erlaubte Aufnahmen von 50 nsec Belichtungszeit oder Schmieraufnahmen von 5 μ sec Dauer, bei einer Schmierbildlänge von 5 cm. Die zeitlichen Verhältnisse zwischen der Öffnungszeit des Compurverschlusses, der Intensitätssteigerung der "HBO" und den Belichtungszeiten der Bildwandlerkamera sind in Fig. 6 dargestellt.

Die einzelnen Phasen des Versuches verliefen folgendermaßen (s. Fig. 5):

- 1.) Der Compurverschluss wird geöffnet (Dauer $8 \cdot 10^{-3}$ sec). Die Triggerdiode 1 wird beleuchtet. Das Signal der Diode wird durch einen Schmitttrigger aufgestellt und über einen Impulsverstärker zur Triggerung der Laserblitzlampen verwendet.

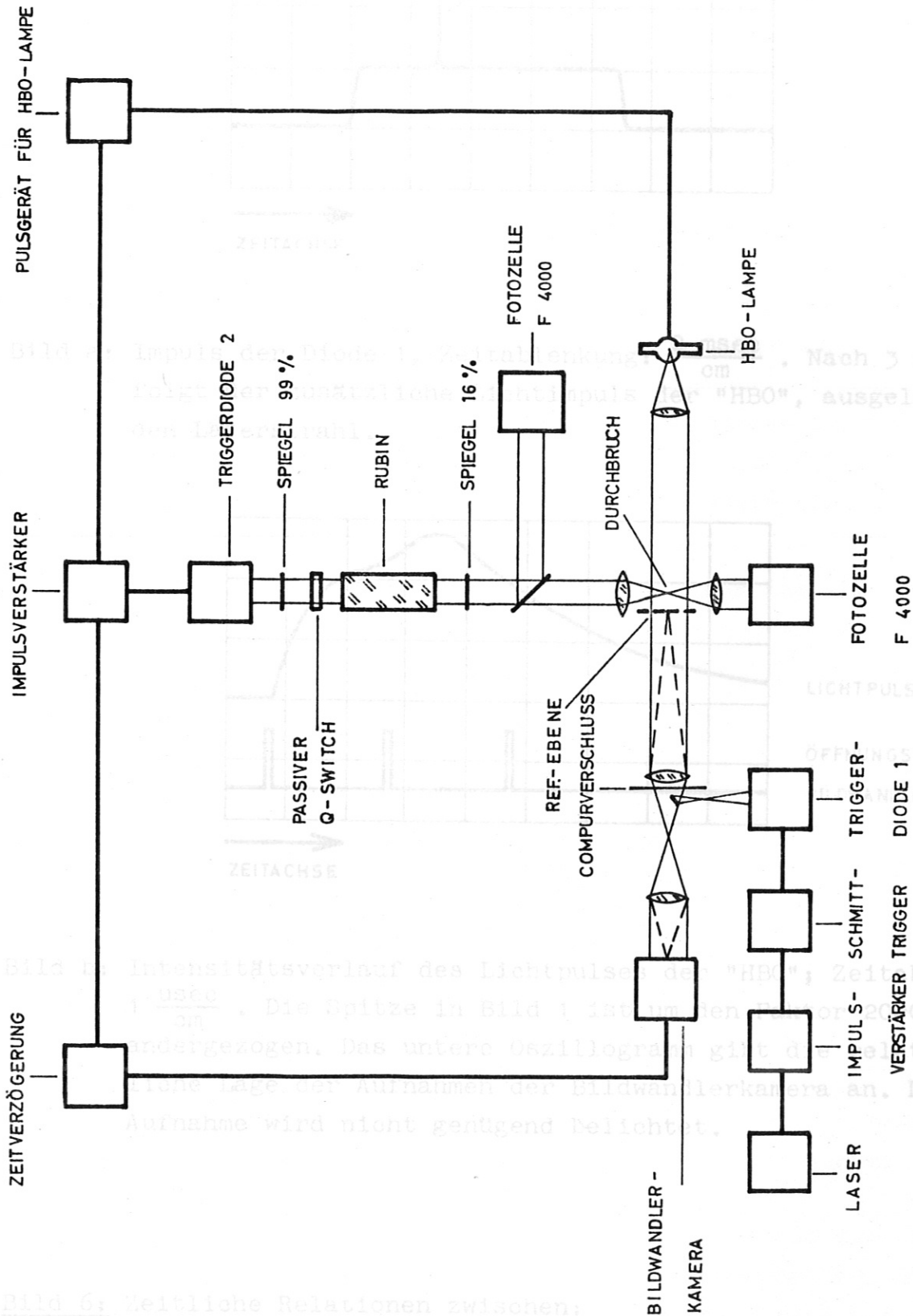


Fig. 5: Gesamtschaltung: Über den Compurverschluss wird der Laser getriggert (Triggerdiode 1). Der Laserstrahl triggert über die Triggerdiode 2 die Bildwandlerkamera und das Pulsgerät für die HBO-Lampe.

Bild 6: Zeitliche Relationen zwischen:

- a) Öffnung des Compurverschlusses und Lichtimpuls der HBO-Lampe.
- b) Lichtimpuls und Aufnahmen der Bildwandlerkamera.

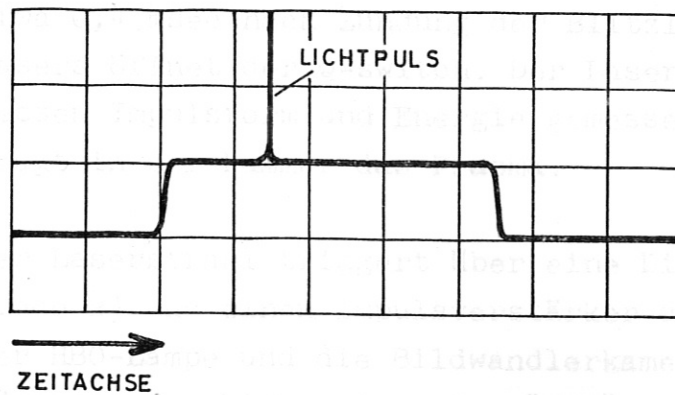


Bild a: Impuls der Diode 1, Zeitablenkung: $\frac{2 \text{ msec}}{\text{cm}}$. Nach 3 msec erfolgt der zusätzliche Lichtimpuls der "HBO", ausgelöst durch den Laserstrahl.

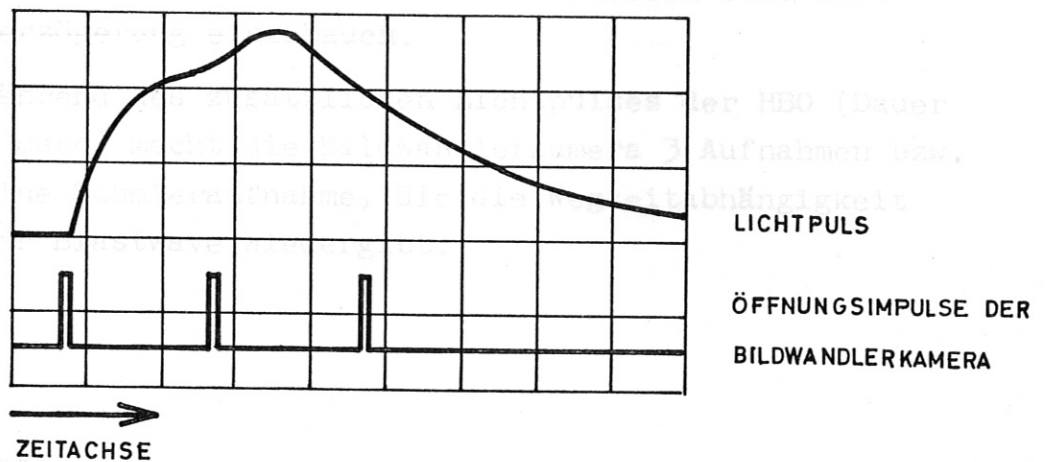


Bild b: Intensitätsverlauf des Lichtpulses der "HBO"; Zeitablenkung: $1 \frac{\text{usec}}{\text{cm}}$. Die Spitze in Bild 1 ist um den Faktor 2000 auseinandergezogen. Das untere Oszillogramm gibt die relative zeitliche Lage der Aufnahmen der Bildwandlerkamera an. Die erste Aufnahme wird nicht genügend belichtet.

Bild 6: Zeitliche Relationen zwischen:

- a) Öffnung des Compurverschlusses und Lichtimpuls der "HBO",
- b) Lichtimpuls und Aufnahmen der Bildwandlerkamera.

- 2.) Etwa 0,4 msec nach Zündung der Blitzlampen des Lasers öffnet der Q-switch. Der Laserstrahl, dessen Impulsform und Energie gemessen wird, erzeugt in der Kammer das Plasma.
- 3.) Der Laserstrahl triggert über eine Diode (Triggerdiode 2) und einen Impulsverstärker das Pulsgerät der HBO-Lampe und die Bildwandlerkamera. Die Verzögerung des Lichtpulses der "HBO" gegen den Laserstrahl beträgt 800 nsec. Diese wird verursacht durch Schaltzeiten im Impulsverstärker und im Pulsgerät. Da die Bildwandlerkamera schneller anspricht, die Intensität der "HBO" aber zu diesem Zeitpunkt noch nicht ausreicht, ist es zweckmäßig, zwischen Impulsverstärker und Bildwandlerkamera eine Zeitverzögerung einzubauen.

Während des zusätzlichen Lichtpulses der HBO (Dauer 5 μ sec) macht die Bildwandlerkamera 3 Aufnahmen bzw. eine Schmieraufnahme, die die Wegzeitabhängigkeit der Blastwave wiedergibt.

3. Ergebnisse

a) Dreibildaufnahmen (Fig. 7, 8)

Die Blastwave, die von dem Gasdurchbruch ausgeht, ist birnenförmig. Diese Form ist abhängig von der Brennweite der Fokussierungslinse, von der Gasart, dem Druck und der Leistung des Lasers. Bei den untersuchten Linsen war die Birnenform bei dem Objektiv mit 16 mm Brennweite am schwächsten ausgeprägt (s. Fig. 7).

In erster Näherung kann man die Blastwave aus zwei Kugeln mit unterschiedlichem Durchmesser zusammensetzen. Die Kugel mit dem größeren Durchmesser befindet sich auf der dem Laserstrahl zugewandten Seite. Sie wächst schneller als die Kugel mit dem kleineren Durchmesser, die mit der Zeit in der größeren Blastwave aufgeht. Die birnenförmige

Stoßwelle geht daher in eine sphärische Stoßwelle über. (Eine Abschätzung der Energien in den beiden sphärischen Stoßwellen erfolgt weiter unten). Fig. 8 zeigt die Blastwave des Plasmas, das mit dem 16 mm brennweitigen Objektiv erzeugt wurde. Die "Nahtstelle" der beiden Kugeln ist gut zu erkennen. Auf der dem Laser zugewandten Seite schließen sich an diese Nahtstelle vertikale Bänder an, die besonders gut in Luft zu sehen sind. Diese Bänder wurden auch von Evtushenko u. a. [36] beobachtet, die die Stoßwelle mittels der Schlierenmethode untersucht haben.

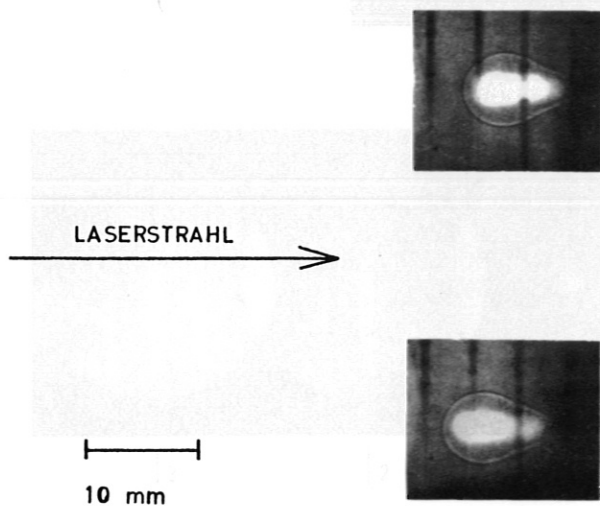


Bild a:

$f = 10$ cm, Luft, Belichtungszeit: 50 nsec, Zeitabstand: Laserpuls-Aufnahme 1050 nsec

Bild b:

$f = 6,5$ cm, Luft, Zeiten analog Bild a

Fig. 7: Abhängigkeit der Blastwave-Form von der fokussierenden Linse. Vergleiche hierzu Fig. 8 Bild a. (Die vertikalen Schatten in den Aufnahmen sind Gitterstäbe der Bildwandlerkamera).

Aus der Weg-Zeit-Abhängigkeit der Stoßwellen soll über die Blastwave-Theorie die Energie der Stoßwelle ermittelt werden. Da sich aus den Dreibildaufnahmen ergibt, daß die Blastwave aus zwei sphärischen Teilen zusammengesetzt ist, von denen der eine den überwiegenden Teil der Energie mit sich führt (s. unten), ist es sinnvoll nur die Weg-Zeit-Abhängigkeit dieser starken Teilwelle zu bestimmen. Dazu wird

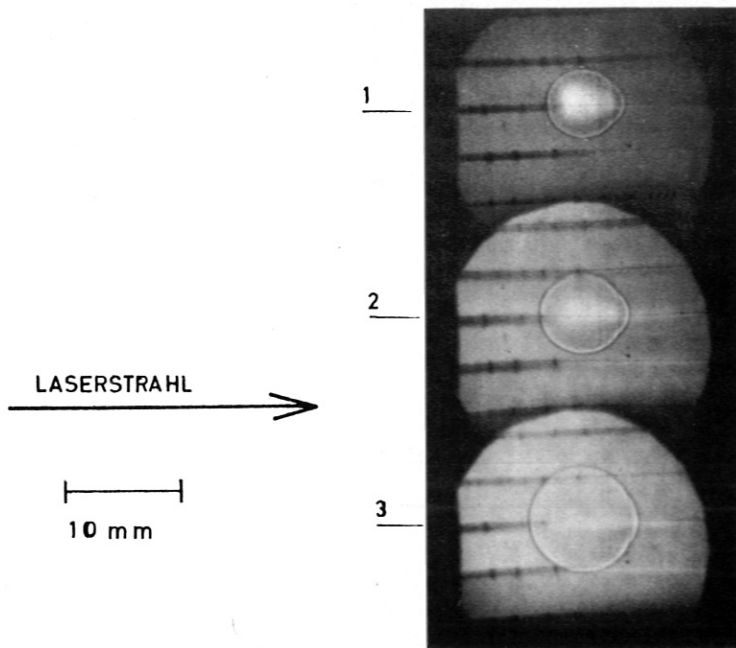


Bild a:

Luft, Druck: 760 Torr

Zeitabstand: 0-1:1050 nsec

1-2: 500 nsec

2-3:1000 nsec

(0 entspricht Augenblick
des Durchbruchs)

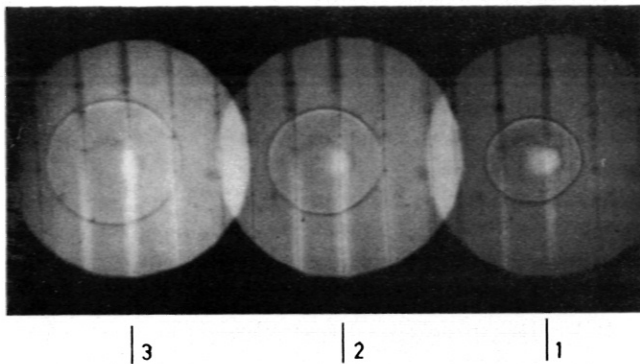


Bild b:

H₂, Druck: 6 atm

Zeitabstand: 0-1:1050 nsec

1-2: 500 nsec

2-3:1000 nsec

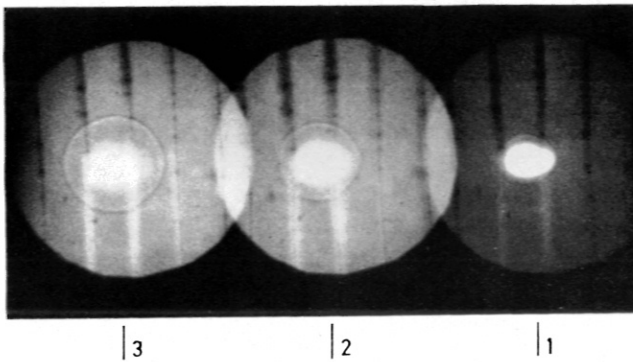


Bild c:

Xe, Druck: 200 Torr

Zeitabstand: 0-1:1050 nsec

1-2:1000 nsec

2-3:1000 nsec

Fig. 8: Blastwave-Formen in verschiedenen Gasen
bei unterschiedlichen Drucken. Zur Fokussie-
rung wurde ein Objektiv mit 16 mm Brenn-
weite benützt. Belichtungszeit pro Aufnahme
50 nsec.

der Durchmesser der Blastwave senkrecht zur Laserstrahlrichtung in Abhängigkeit von der Zeit gemessen.

b) Schmieraufnahmen (Fig. 9)

In das 1. Bild der Referenzebene (s. Fig. 4) wurde ein Schmierespalt (0,2 mm Breite) gebracht, dessen Richtung mit dem Durchmesser der großen Blastwave senkrecht zum Laserstrahl übereinstimmte. Das Bild des Spaltes wurde während 5 μsec mit einer Geschwindigkeit von $1 \frac{\mu\text{sec}}{\text{cm}}$ über den Leuchtschirm der Bildwandlerkamera bewegt.

Bei jedem Versuch wurde der zeitliche Abstand des Schmiervorganges vom Laserimpuls, der zeitliche Verlauf des Laserimpulses vor und nach dem Durchbruch sowie seine Energie gemessen.

Bei den Gasen H_2 , N_2 , He, Ar, Xe wurde bei annähernd konstanter Impulsform und Energie des Lasers der Druck zwischen 200 Torr und 10 atm variiert. Bei allen Experimenten wurden die Blastwaves in der Zeit zwischen 1 und 6 μsec nach dem Durchbruch untersucht.

Für die einzelnen Gase wurde folgendes beobachtet:

H_2 : Der kleinste Druck, bei dem noch eine auswertbare Aufnahme gemacht werden konnte, betrug ~ 400 Torr. Mit steigendem Druck wird die Stoßwelle langsamer. Das gilt für alle hier untersuchten Gase. Das Leuchten des Plasmas ist schwach und nimmt mit steigendem Druck nur wenig zu.

N_2 : Bereits bei 200 Torr erhält man eine gut sichtbare Stoßwelle. Das Plasmaleuchten nimmt im Vergleich zu H_2 mit steigendem Druck stärker zu und dauert länger (bei entsprechenden Drucken).

He: Die Stoßwelle ist selbst bei hohen Drucken nur schwach ausgesprägt, so daß Schmierbildaufnahmen erst ab 5 atm auswertbar waren. Bei niedrigen Drucken, zwischen 1 und 5 atm, wurden die Schmieraufnahmen ergänzt durch

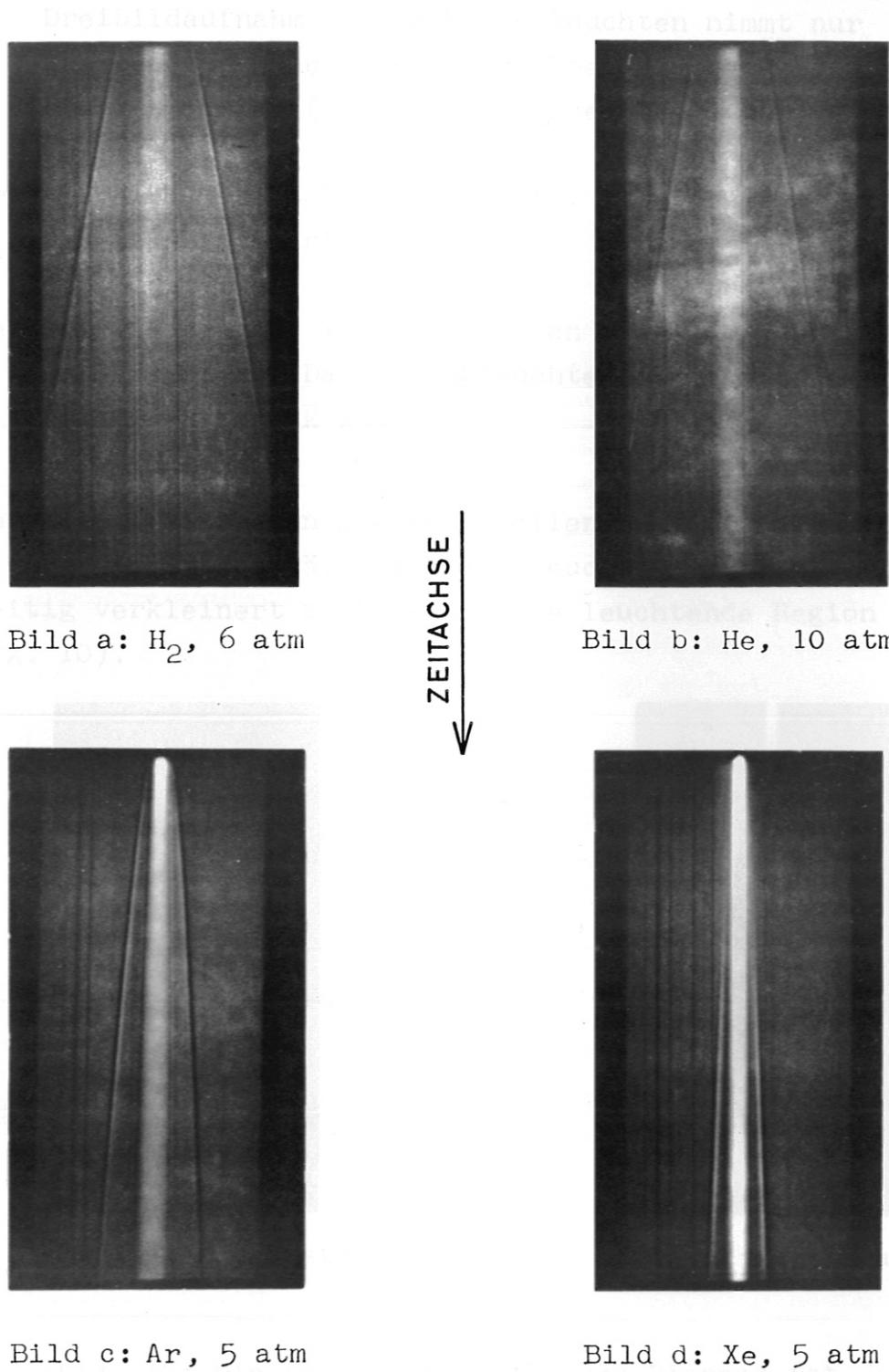


Fig. 9: Schmierbildaufnahmen: Schmiergeschwindigkeit: $1 \frac{\mu\text{sec}}{\text{cm}}$; Zeitabstand zwischen Durchbruch und Beginn der Schmieraufnahme: 1050 nsec

Dreibildaufnahmen. Das Plasmaleuchten nimmt nur schwach zu, dauert aber gegenüber H_2 bei gleichen Drucken länger (länger als $5 \mu\text{sec}$ bei 5 atm).

Ar: Ar verhält sich ähnlich wie N_2 . Allerdings nimmt das Plasmaleuchten stärker zu.

Xe: Bereits bei 100 Torr erhält man eine gut auswertbare Aufnahme. Das Plasmaleuchten nimmt mit dem Druck sehr stark zu.

Bei allen Gasen kann man feststellen, daß mit zunehmender Dichte die Intensität des Plasmaleuchtens zunimmt. Gleichzeitig verkleinert sich jedoch die leuchtende Region (s. Fig. 10).

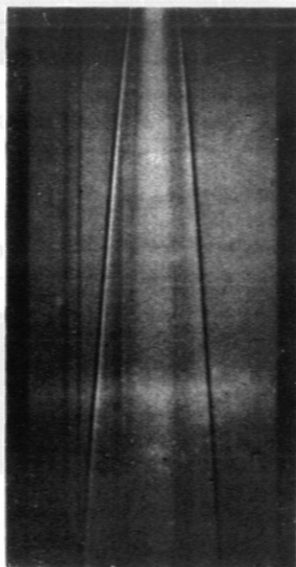


Bild a: N_2 , 2 atm

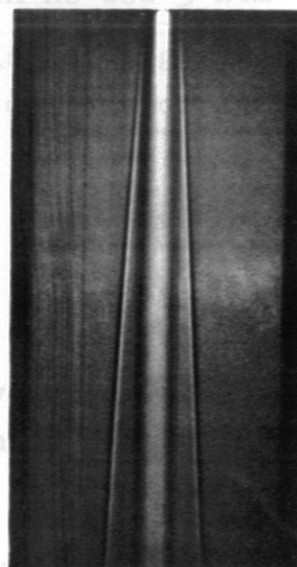
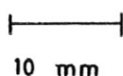
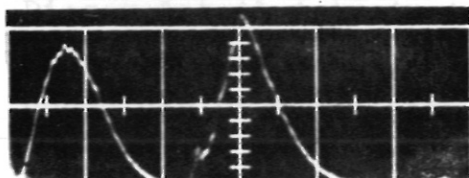
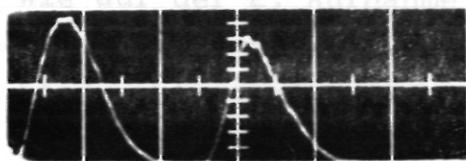
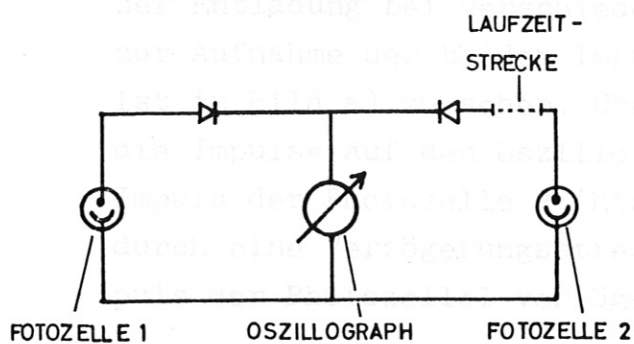


Bild b: N_2 , 12 atm

Fig. 10: Die Leuchtintensität des Plasmas ist stark vom Druck abhängig. Bei höheren Dichten nimmt die Intensität und die Dauer des Leuchtens zu. Gleichzeitig beobachtet man eine Abnahme der leuchtenden Region.



10 mm



DURCHBRUCH

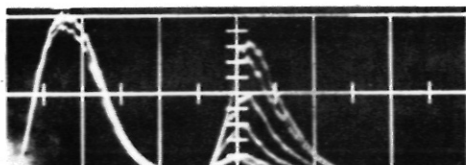
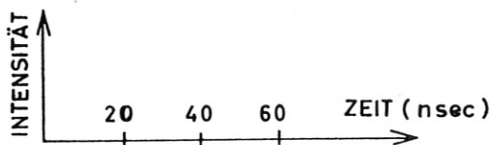


Bild a: Mischstufe zur Aufnahme der Laserpulse vor und nach dem Durchbruch in einem Oszillogramm.

Aufnahmen mit dieser Mischschaltung:

1. Puls: mit Fotozelle 1 gemessen
2. Puls: mit Fotozelle 2 gemessen (ohne Gasdurchbruch; die Kammer ist evakuiert)

1. Puls: vor dem Gasdurchbruch
2. Puls: nach dem Gasdurchbruch in He bei 9 atm

Der 2. Puls ist gegenüber dem ersten um den Faktor 25 verstärkt.

Bild b:

1. Puls: vor dem Durchbruch
2. Puls: nach dem Durchbruch

Die Impulsformen bei mehreren Versuchen wurden mit einer Aufnahme aufgenommen. Der Durchbruch erfolgte in He bei verschiedenen Drucken. Der 2. Puls zeigt die Impulsformen nacheinander: ohne Durchbruch, mit Durchbruch bei 1 atm, 1,5 atm, 2,5 atm, 3,5 atm und 4 atm, entsprechend vom größten bis zum kleinsten Puls gezählt.

Fig. 11: Impulsform des Laserstrahls vor und nach dem Durchbruch.

Fig. 11 zeigt die Impulsform des Lasers vor und hinter der Entladung bei verschiedenen Drucken. Die Anordnung zur Aufnahme der beiden Impulse in einem Oszillogramm ist in Bild a) zu sehen. Über eine Mischschaltung werden die Impulse auf den Oszillographen gegeben, wobei der Impuls der Photozelle 2 (hinter dem Gasdurchbruch) durch eine Verzögerungsstrecke um 50 nsec gegen den Impuls der Photozelle 1 verzögert wird. Wie auf der 2. Aufnahme des Bildes a) zu erkennen ist, nimmt im Augenblick des Durchbruchs die Intensität des hindurchtretenden Lichtes um etwa 20 % ab. Anschließend gelangt jedoch noch ein wesentlicher Anteil des Laserlichtes durch die Entladung hindurch auf die Photozelle 2. Dieser Anteil ist, wie in Bild b) zu sehen ist, sehr stark druckabhängig und schwankt zwischen $\sim 90\%$ und 5% entsprechend den Drucken 1 atm und 4 atm. Aus der theoretischen Kurve gewinnt man ein (R, R_0) -Diagramm mit der Zeit t als Parameter. Ist t und R gemessen worden, kann das dazugehörige R_0 direkt abgelesen werden. Mit bekanntem Druck p_0 erhält man auf R_0 die Energie der Blastwave.

Die Schlierenbildnahmen liefern für eine Blastwave beliebig viele (R, t) -Punkte. Bei Gültigkeit der Theorie sollte sich für jeden dieser (R, t) -Werte das gleiche R_0 ergeben. Erhält man verschiedene R_0 -Werte aus Wertepaaren ein und derselben Blastwave, so weist das darauf hin, daß die Theorie in dem betreffenden Bereich nicht anwendbar ist. Man kann aber auch umgekehrt mit einem einzigen R_0 , das aus einem beliebigen R, t -Wert bestimmt wurde, die gesamte gemessene R, t -Kurve transformieren.

Im Gültigkeitsbereich der Theorie liegt das so transformierte Kurvenstück genau auf der theoretischen $(R/R_0, C_0 L/R_0)$ -Kurve. Weicht jedoch das Kurvenstück von der theoretischen Kurve ab, so kann die Theorie für diese Blastwave nicht mehr angewendet werden. Eine Energiebestimmung ist in diesem Fall über die Sakuraische Theorie nicht mehr möglich.

D) Auswertung

=====

1. Auswertungsmethode:

Die Experimente liefern für jedes Gas eine Weg - Zeit - Kurvenschar für die Blastwaves mit dem Druck als Parameter (s. Fig. 12). Die Aufnahmen erfassen die (R, t) - Abhängigkeit in der Zeit zwischen 1 und 6 μsec nach dem Durchbruch. Falls die Sakuraische Näherung gültig ist, kann man bei Kenntnis des Blastwave-Radius R zu einer bestimmten Zeit t und bei bekanntem Druck p_0 direkt die Blastwave-Energie bestimmen. Zur Energiemessung würde daher eine Einzelbildaufnahme der Stoßwelle ausreichen. Der Transformationsparameter $R_0 = \left(\frac{E}{4\pi p_0} \right)^{1/3}$ müßte so gewählt werden, daß das durch R_0 transformierte (R, t) - Wertepaar auf der Sakuraischen Kurve liegt. Man verfährt dabei folgendermaßen: Aus der theoretischen Kurve gewinnt man ein (R, R_0) - Diagramm mit der Zeit t als Parameter. Da t und R gemessen wurden, kann das dazugehörige R_0 direkt abgelesen werden. Mit bekanntem Druck p_0 erhält man aus R_0 die Energie der Blastwave.

Die Schmierbildaufnahmen liefern für eine Blastwave beliebig viele (R, t) - Punkte. Bei Gültigkeit der Theorie sollte sich für jeden dieser (R, t) - Werte das gleiche R_0 ergeben. Erhält man verschiedene R_0 - Werte aus Wertepaaren ein und derselben Blastwave, so weist das darauf hin, daß die Theorie in dem betreffenden Bereich nicht anwendbar ist. Man kann aber auch umgekehrt mit einem einzigen R_0 , das aus einem beliebigen R, t - Wert bestimmt wurde, die gesamte gemessene R, t - Kurve transformieren.

Im Gültigkeitsbereich der Theorie liegt das so transformierte Kurvenstück genau auf der theoretischen $\left(\frac{R}{R_0}, \frac{c_0 t}{R_0} \right)$ Kurve. Weicht jedoch das Kurvenstück von der theoretischen Kurve ab, so kann die Theorie für diese Blastwave nicht mehr angewendet werden. Eine Energiebestimmung ist in diesem Fall über die Sakuraische Theorie nicht mehr möglich.

Abb. 12: Logarithmisches Diagramm der Blastwaves in Argon bei verschiedenen Drucken

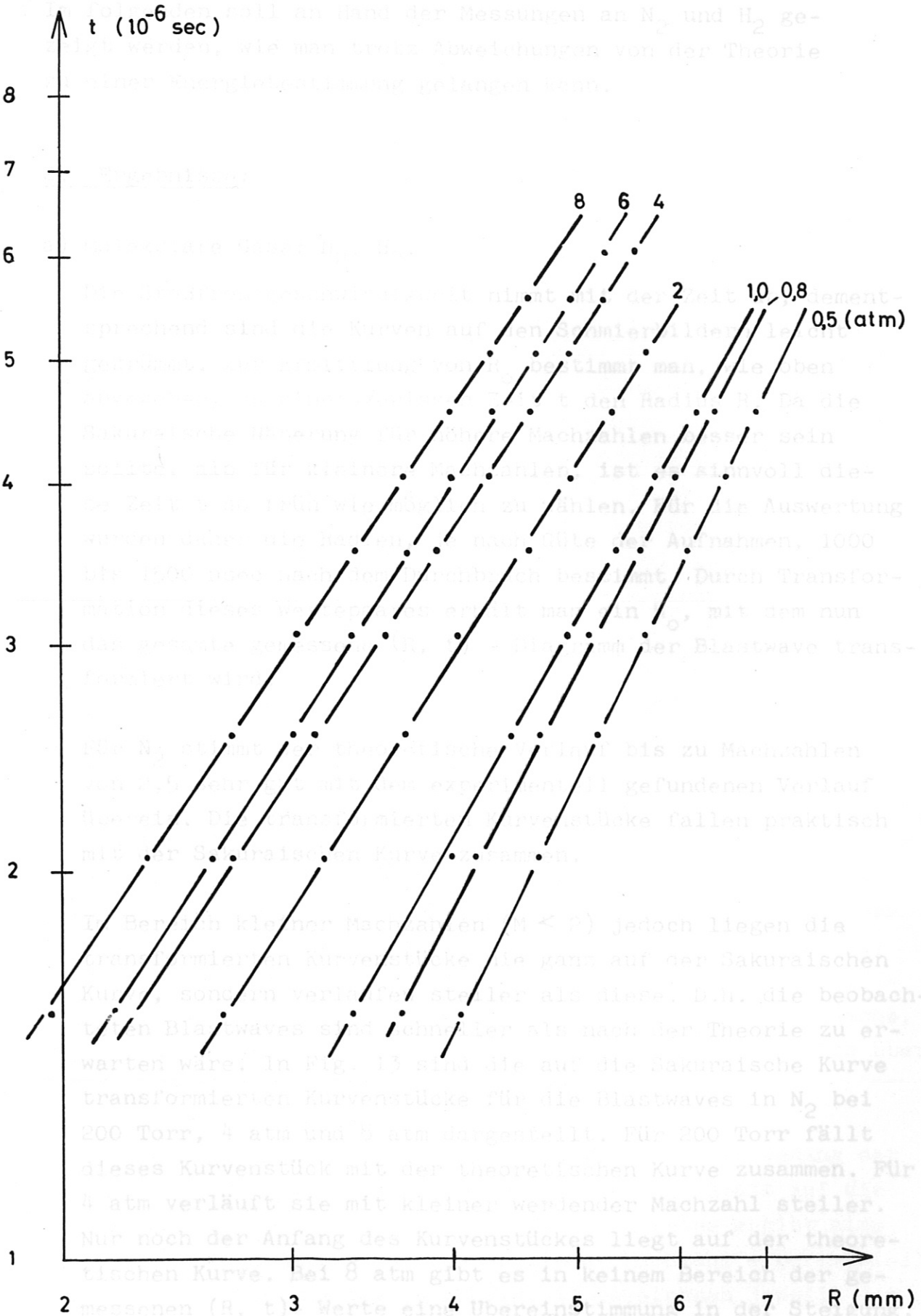


Fig. 12: Weg-Zeit-Diagramm der Blastwaves in Argon bei verschiedenen Drucken

Im folgenden soll an Hand der Messungen an N_2 und H_2 gezeigt werden, wie man trotz Abweichungen von der Theorie zu einer Energiebestimmung gelangen kann.

2. Ergebnisse:

a) molekulare Gase: N_2 , H_2 .

Die Stoßfrontgeschwindigkeit nimmt mit der Zeit ab, dementsprechend sind die Kurven auf den Schmierbildern leicht gekrümmt. Zur Ermittlung von R_0 bestimmt man, wie oben angegeben, zu einer gewissen Zeit t den Radius R . Da die Sakuraische Näherung für höhere Machzahlen besser sein sollte, als für kleinere Machzahlen, ist es sinnvoll diese Zeit t so früh wie möglich zu wählen. Für die Auswertung wurden daher die Radien, je nach Güte der Aufnahmen, 1000 bis 1500 nsec nach dem Durchbruch bestimmt. Durch Transformation dieses Wertepaares erhält man ein R_0 , mit dem nun das gesamte gemessene (R, t) - Diagramm der Blastwave transformiert wird.

Für N_2 stimmt der theoretische Verlauf bis zu Machzahlen von 2,5 sehr gut mit dem experimentell gefundenen Verlauf überein. Die transformierten Kurvenstücke fallen praktisch mit der Sakuraischen Kurve zusammen.

Im Bereich kleiner Machzahlen ($M < 2$) jedoch liegen die transformierten Kurvenstücke nie ganz auf der Sakuraischen Kurve, sondern verlaufen steiler als diese. D.h. die beobachteten Blastwaves sind schneller als nach der Theorie zu erwarten wäre. In Fig. 13 sind die auf die Sakuraische Kurve transformierten Kurvenstücke für die Blastwaves in N_2 bei 200 Torr, 4 atm und 8 atm dargestellt. Für 200 Torr fällt dieses Kurvenstück mit der theoretischen Kurve zusammen. Für 4 atm verläuft sie mit kleiner werdender Machzahl steiler. Nur noch der Anfang des Kurvenstückes liegt auf der theoretischen Kurve. Bei 8 atm gibt es in keinem Bereich der gemessenen (R, t) - Werte eine Übereinstimmung in der Steigung. Daß gerade der Anfangspunkt jedes Kurvenstückes auf der Sakuraischen Kurve liegt, hat seine Ursache darin, daß der Transformationsparameter R_0 aus dem zu der höchsten Machzahl ge-

hörigen (R, t) - Wertepaar gewonnen wurde.

Eine Energiebestimmung der Blastwaves in N_2 nach der Theorie von Sakurai ist daher nur bei Blastwaves mit Machzahlen $M \geq 2$ sinnvoll.

Für Blastwaves mit kleineren Geschwindigkeiten legt die charakteristische Abweichung von der Theorie folgende Möglichkeit der Auswertung nahe:

Die Sakuraische Theorie ist eine Näherung in Potenzen von $\frac{1}{M^2}$. Da obige theoretische Kurve nur eine 1. Näherung darstellt, können die Abweichungen für kleine Machzahlen durch diese Näherung erklärt werden. Das Ähnlichkeitsprinzip gilt jedoch unabhängig von der Näherung (s. Gl. (27)). Da für große Machzahlen die Sakuraische Kurve bestätigt werden konnte, liegt es nahe, auch im Bereich kleinerer Machzahlen eine Ähnlichkeits-
transformation mit dem Parameter R_0 zu versuchen.

Die Größe von R_0 wurde bisher bestimmt durch die Transformation eines $R-t$ - Wertepaares auf die normierte Sakuraische Kurve. Man kann jetzt versuchen, dieses $R-t$ - Wertepaar nicht auf die Sakuraische Kurve, sondern auf ein schon normiert dargestelltes, experimentell ermitteltes Kurvenstück zu transformieren. Dies ist natürlich nur dann möglich, wenn sich die einzelnen Kurvenstücke überlappen, d.h. wenn es Bereiche gibt, in denen zwei Blastwaves die gleichen Machzahlen besitzen. Ausgehend von den Kurvenstücken, die mit der Sakuraischen Kurve zusammenfallen, erhält man so eine sich selbst entwickelnde normierte (R, t) - Kurve. Gerechtfertigt wird dieses Verfahren durch die Tatsache, daß die einzelnen Kurvenstücke sich in einem großen Bereich überlappen und glatt aneinander anschließen.

In Fig. 13 ist dieses Verfahren dargestellt. Der Kurvenzug der Blastwave für 8 atm wird auf die experimentelle statt auf die theoretische Kurve transformiert. Auf diese Weise ergibt sich eine glatte Fortsetzung der bis zu dieser Machzahl experimentell gefundenen Kurve. Die Pfeile in Fig. 13 bezeichnen jeweils den Anfang des transformierten Kurvenstücks. Die aus dieser Trans-
formation resultierende Kurvenzug, während ein Anschluß an die 8 atm-
Kurve einen glatten Übergang liefert. Der Pfeil bezeichnet den
Anschlußpunkt auf den entsprechenden Kurven.

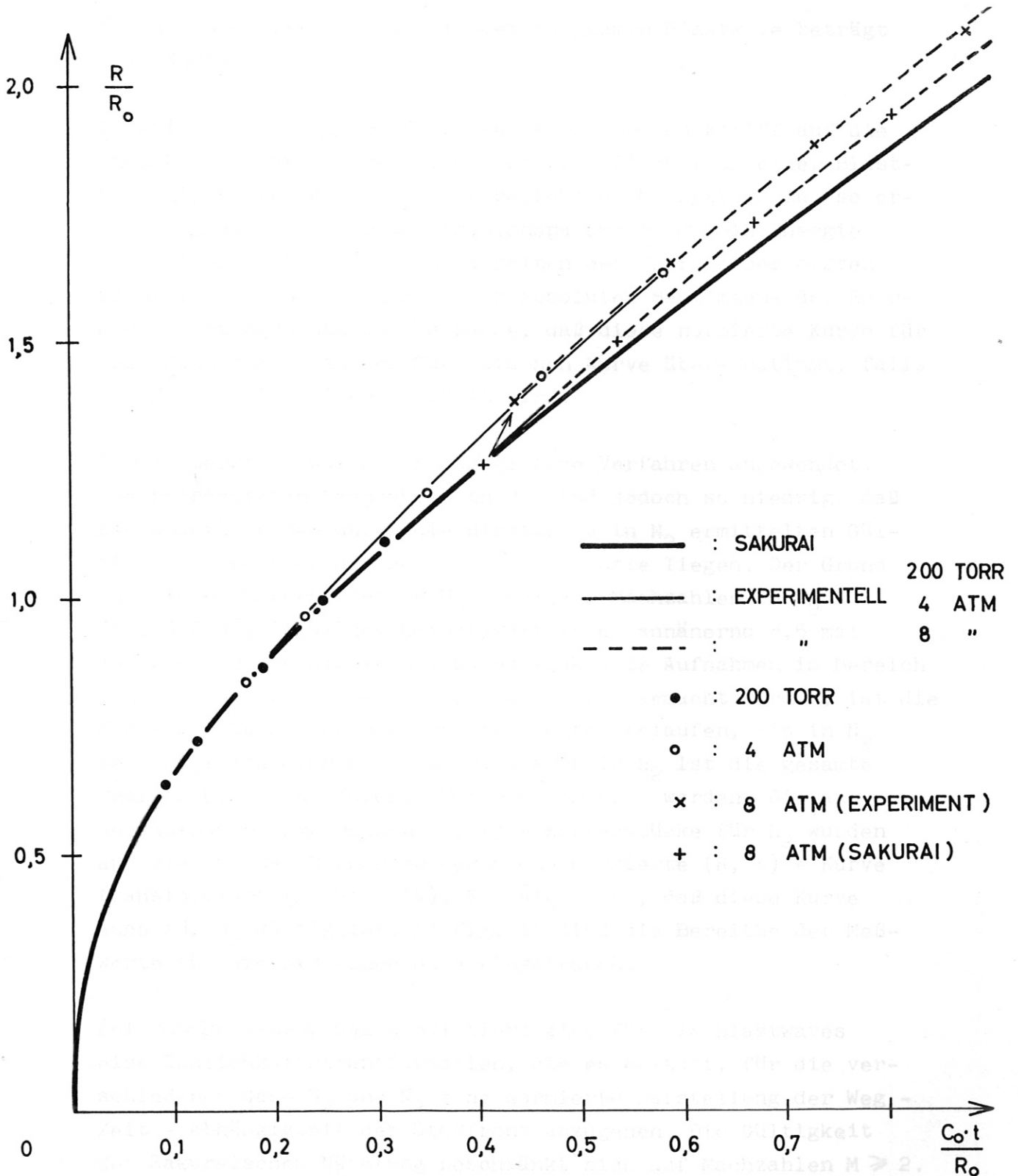


Fig. 13: Am Beispiel für die Kurvenstücke in N_2 bei 200 Torr 4 und 8 atm soll das Anstückelungsverfahren gezeigt werden. Die Kurve für 200 Torr stimmt gut mit der Sakuraischen Kurve überein, während das Kurvenstück für 4 atm deutlich steiler verläuft. Schließt man die Kurve für 8 atm an die Sakuraische Kurve an, so erhält man einen geknickten Kurvenzug, während ein Anschluß an die 4 atm-Kurve einen glatten Übergang liefert. Der Pfeil bezeichnet den Anschlußpunkt auf den entsprechenden Kurven.

formation ermittelte Energie der langsamen Blastwave beträgt 0,14 Joule.

Prinzipiell ist dieses Verfahren auch ohne Rückgriff auf die Sakuraische Kurve möglich. Ordnet man willkürlich einer Blastwave die Energieeinheit eines beliebigen Maßsystems zu, so erhält man durch den Transformationsparameter R_0 die Energie der weiteren Blastwaves in Einheiten der Energie der ersten Blastwave. Eine Möglichkeit zur absoluten Bestimmung der Energie ergibt sich aus der Tatsache, daß diese normierte Kurve für hohe Machzahlen mit der Sakuraischen Kurve übereinstimmt, falls das Maßsystem geeignet gewählt wird.

Für Wasserstoff wurde nun das gleiche Verfahren angewendet. Die beobachteten Machzahlen in H_2 sind jedoch so niedrig, daß sie außerhalb des durch die Blastwaves in N_2 ermittelten Gültigkeitsbereiches der Sakuraischen Theorie liegen. Der Grund für diese im Vergleich zu N_2 niedrigen Machzahlen in H_2 ist der, daß die Schallgeschwindigkeit in H_2 annähernd 3,5 mal so groß ist wie die in N_2 . Da nämlich alle Aufnahmen im Bereich von 1 - 6 μ sec nach erfolgtem Durchbruch gemacht wurden, ist die Blastwave in H_2 schon wesentlich weiter gelaufen, als in N_2 bei vergleichbaren Drucken. D.h. aber in H_2 ist die gesamte Energie über ein größeres Volumen verteilt worden. Die aus den Aufnahmen gewonnenen (R, t) - Kurvenstücke für H_2 wurden auf die aus den N_2 -Werten gewonnene normierte (R, t) - Kurve transformiert (s. Fig. 14). Es zeigt sich, daß diese Kurve auch für H_2 gültig ist. In Fig. 14 sind die Bereiche der Meßwerte für die einzelnen Gase eingetragen.

Bei zweiatomigen Gasen existiert also für die Blastwaves eine Ähnlichkeitstransformation, die es erlaubt, für die verschiedenen Gase H_2 und N_2 eine normierte Darstellung der Weg - Zeit - Abhängigkeit der Stoßfront anzugeben. Die Gültigkeit der Sakuraischen Näherung beschränkt sich auf Machzahlen $M \geq 2$.

2 b) Edelgase He, Ar, Xe ($\gamma = 5/3$)

Die Auswertung erfolgt ganz analog dem in D 1 und D 2a beschriebenen Verfahren. Für jede Stoßwelle wird zu einem Zeitpunkt t

Fig. 14: Experimentell ermittelte normierte (R, t) -Werte für Wasserstoff H_2 im Vergleich mit der Taylor/Sedovsche Näherung sowie die Sakuraische Kurve eingetragen.

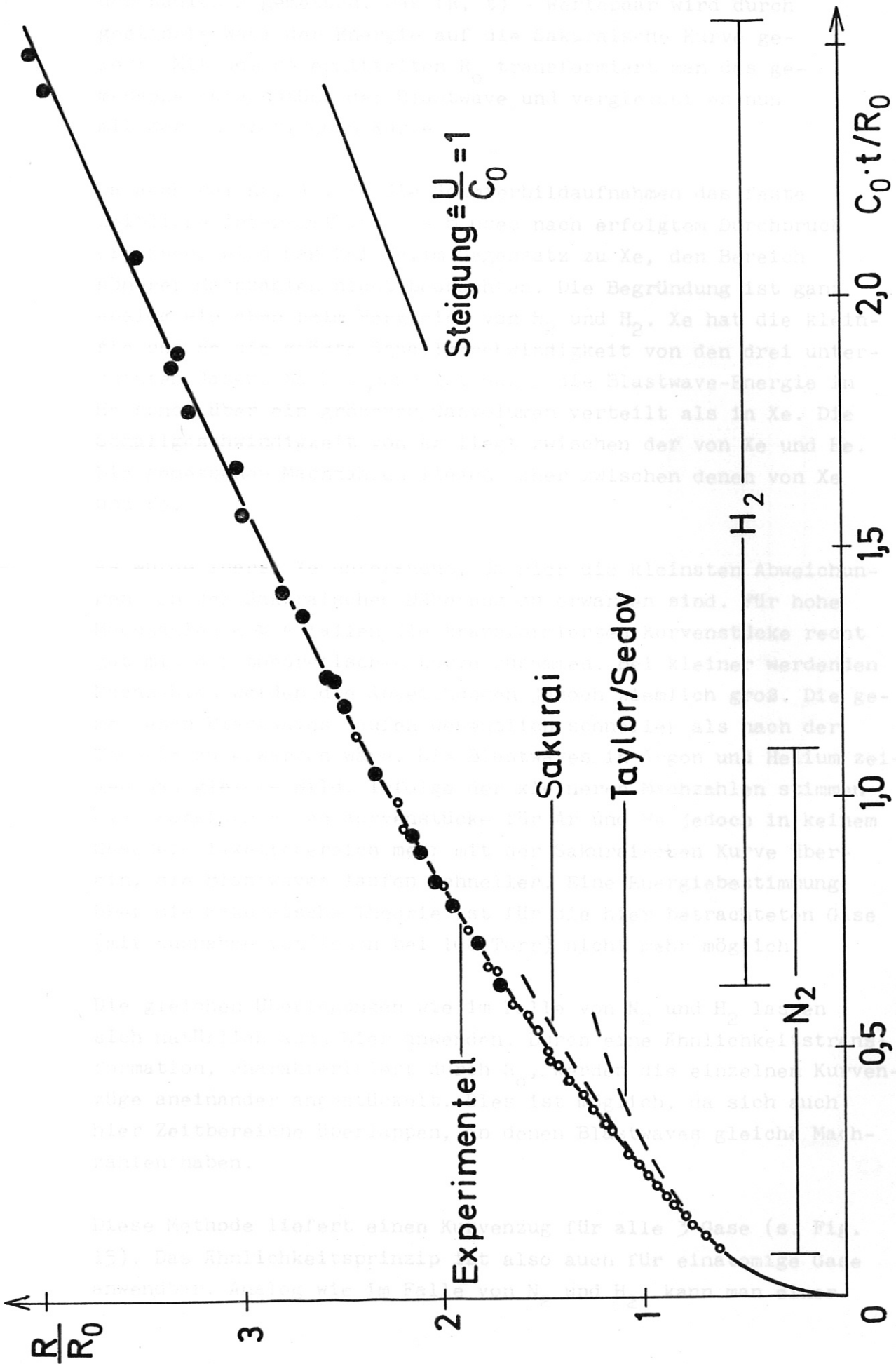


Fig. 14: Experimentell ermittelte normierte (R, t) -Abhängigkeit der Blastwaves in H_2 und N_2 . Zum Vergleich ist die Taylor/Sedovsche Näherung sowie die Sakuraische Näherung eingezeichnet.

der Radius R gemessen. Das (R, t) - Wertepaar wird durch geeignete Wahl der Energie auf die Sakuraische Kurve gelegt. Mit dem so ermittelten R_0 transformiert man das gemessene Kurvenstück der Blastwave und vergleicht es nun mit der theoretischen Kurve.

Da auch bei He, Ar, Xe die Schmierbildaufnahmen das feste zeitliche Intervall von 1 - 6 μsec nach erfolgtem Durchbruch erfassen, wird man bei He, im Gegensatz zu Xe, den Bereich höherer Machzahlen nicht beobachten. Die Begründung ist ganz analog wie oben beim Vergleich von N_2 und H_2 . Xe hat die kleinste und He die größte Schallgeschwindigkeit von den drei untersuchten Gasen. Nach 1 μsec ist daher die Blastwave-Energie in He schon über ein größeres Gasvolumen verteilt als in Xe. Die Schallgeschwindigkeit von Ar liegt zwischen der von Xe und He. Die gemessenen Machzahlen liegen daher zwischen denen von Xe und He.

Es wurde zuerst Xe untersucht, da hier die kleinsten Abweichungen von der Sakuraischen Näherung zu erwarten sind. Für hohe Machzahlen $M \approx 4$ fallen die transformierten Kurvenstücke recht gut mit der theoretischen Kurve zusammen. Bei kleiner werdenden Machzahlen werden die Abweichungen jedoch ziemlich groß. Die gemessenen Blastwaves laufen wesentlich schneller als nach der Theorie zu erwarten wäre. Die Blastwaves in Argon und Helium zeigen das gleiche Bild. Infolge der kleineren Machzahlen stimmen die transformierten Kurvenstücke für Ar und He jedoch in keinem Geschwindigkeitsbereich mehr mit der Sakuraischen Kurve überein, die Blastwaves laufen schneller. Eine Energiebestimmung über die Sakuraische Theorie ist für die hier betrachteten Gase (mit Ausnahme von Xenon bei 100 Torr) nicht mehr möglich.

Die gleichen Überlegungen wie im Falle von N_2 und H_2 lassen sich natürlich auch hier anwenden. Durch eine Ähnlichkeitstransformation, charakterisiert durch R_0 , werden die einzelnen Kurvenzüge aneinander angestückelt. Dies ist möglich, da sich auch hier Zeitbereiche überlappen, in denen Blastwaves gleiche Machzahlen haben.

Diese Methode liefert einen Kurvenzug für alle 3 Gase (s. Fig. 15). Das Ähnlichkeitsprinzip ist also auch für einatomige Gase anwendbar. Analog wie im Falle von N_2 und H_2 , kann man einer

Fig. 15: Experimentell ermittelte normierte (R, t) -Abhängigkeit der Blastwaves in Xe, Ar und He. Zum Vergleich ist die Taylor/Sedovsche Näherung sowie die Sakuraische Näherung eingezeichnet.

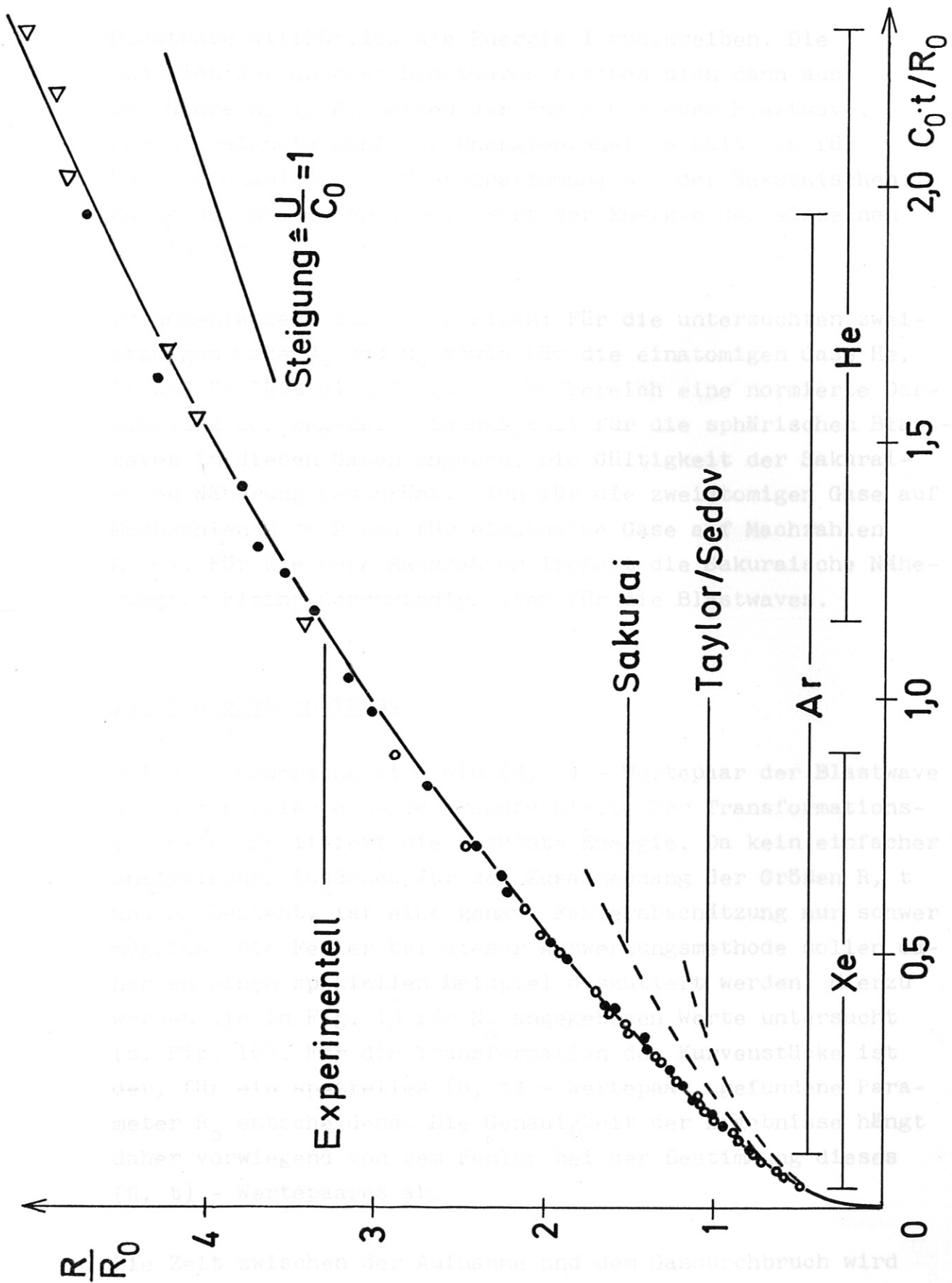


Fig. 15: Experimentell ermittelte normierte (r, t) -Abhängigkeit der Blastwaves in Xe, Ar und He. Zum Vergleich ist die Taylor/Sedovsche Näherung sowie die Sakuraische Näherung eingezeichnet.

Blastwave willkürlich die Energie 1 zuschreiben. Die Energien der anderen Blastwaves ergeben sich dann aus der Größe R_0 in Einheiten der Energie dieser Blastwave. Durch geeignete Wahl der Energieeinheit erhält man für hohe Machzahlen eine Ubereinstimmung mit der Sakuraischen Kurve und damit den Absolutwert der Energie der einzelnen Blastwaves.

Zusammenfassend läßt sich sagen: Für die untersuchten zweiatomigen Gase N_2 und H_2 sowie für die einatomigen Gase He, Ar und Xe läßt sich im ganzen Meßbereich eine normierte Darstellung der Weg-Zeit-Abhängigkeit für die sphärischen Blastwaves in diesen Gasen angeben. Die Gültigkeit der Sakuraischen Näherung beschränkt sich für die zweiatomigen Gase auf Machzahlen $M > 2$ und für einatomige Gase auf Machzahlen $M > 4$. Für kleinere Machzahlen liefert die Sakuraische Näherung zu kleine Geschwindigkeiten für die Blastwaves.

3) Fehlerabschätzung

Bei der Auswertung wird ein (R, t) - Wertepaar der Blastwave auf die normierte Kurve transformiert. Der Transformationsparameter R_0 liefert die gesuchte Energie. Da kein einfacher analytischer Ausdruck für den Zusammenhang der Größen R , t und R_0 besteht, ist eine genaue Fehlerabschätzung nur schwer möglich. Die Fehler bei dieser Auswertungsmethode sollen daher an einem speziellen Beispiel diskutiert werden. Hierzu werden die in Fig. 13 für N_2 angegebenen Werte untersucht (s. Fig. 16). Für die Transformation der Kurvenstücke ist der, für ein spezielles (R, t) - Wertepaar, gefundene Parameter R_0 entscheidend. Die Genauigkeit der Ergebnisse hängt daher vorwiegend von dem Fehler bei der Bestimmung dieses (R, t) - Wertepaares ab.

Die Zeit zwischen der Aufnahme und dem Gasdurchbruch wird aus Oszillogrammen gewonnen. Der Fehler der Zeitablenkung eines Oszillographen wird mit $\pm 2\%$ angegeben. Zusammen mit einem geschätzten Ablesefehler von 2% bedeutet das einen Fehler von $\pm 4\%$ bei der Zeitmessung.

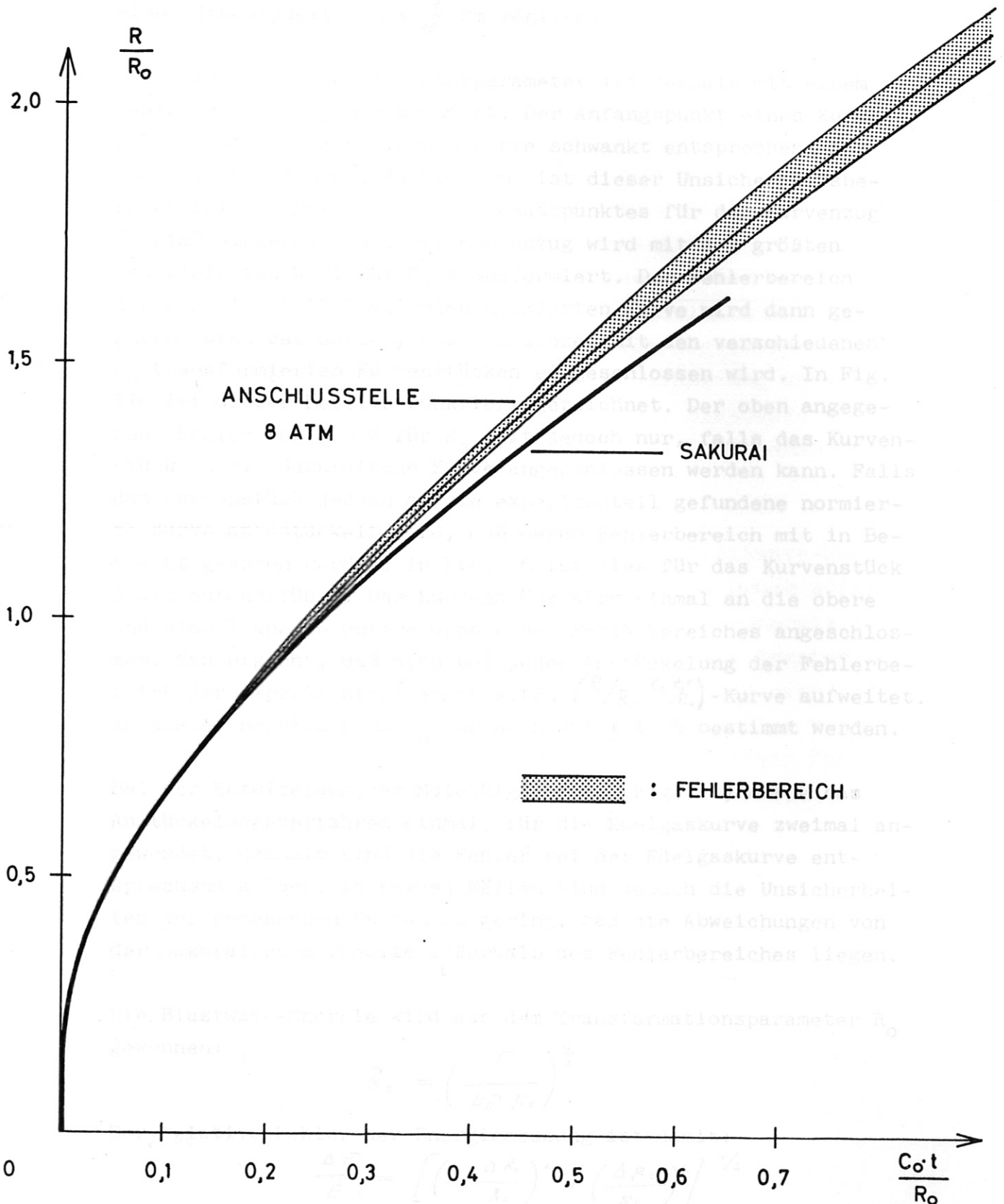


Fig. 16: Der Fehlerbereich der experimentellen Kurve ist wesentlich kleiner als die Abweichung von der Sakuraischen Näherung (s. hierzu Text).

Die Bestimmung des Blastwave-Radius hängt von der Schärfe der Aufnahmen ab. Im Durchschnitt ist eine Messung mit einer Genauigkeit von $\pm \frac{1}{10}$ mm möglich.

Der berechnete Transformatorparameter ist deshalb mit einem Fehler von etwa $\pm 5\%$ behaftet. Der Anfangspunkt eines Kurvenstücks auf der Sakuraischen Kurve schwankt entsprechend der Unsicherheit von R_0 . In Fig. 16 ist dieser Unsicherheitsbereich bei der Bestimmung des Ansatzpunktes für den Kurvenzug "4 atm" eingezeichnet. Der Kurvenzug wird mit dem größten und kleinsten Wert für R_0 transformiert. Der Fehlerbereich der experimentell bestimmten normierten Kurve wird dann gegeben durch das Gebiet, das von diesen mit den verschiedenen R_0 transformierten Kurvenstücken eingeschlossen wird. In Fig. 16 ist dieser Bereich punktiert gezeichnet. Der oben angegebene Fehler von $\pm 5\%$ für R_0 gilt jedoch nur, falls das Kurvenstück an die Sakuraische Kurve angeschlossen werden kann. Falls das Kurvenstück jedoch an die experimentell gefundene normierte Kurve angestückelt wird, muß deren Fehlerbereich mit in Betracht gezogen werden. In Fig. 16 ist dies für das Kurvenstück 8 atm durchgeführt. Das Kurvenstück wird einmal an die obere und einmal an die untere Grenze des Fehlerbereiches angeschlossen. Man erkennt, daß sich bei jeder Anstückelung der Fehlerbereich der experimentell ermittelten $(R/R_0, c_0 t/R_0)$ -Kurve aufweitet. In diesem Bereich kann R_0 nur noch auf $\pm 10\%$ bestimmt werden.

Bei der Entwicklung der Molekülgaskurve (Fig. 14) wurde das Anstückelungsverfahren einmal, für die Edalgaskurve zweimal angewendet, deshalb sind die Fehler bei der Edalgaskurve entsprechend größer. In beiden Fällen sind jedoch die Unsicherheiten der gemessenen Kurven so gering, daß die Abweichungen von der Sakuraischen Theorie außerhalb des Fehlerbereiches liegen.

Die Blastwave-Energie wird aus dem Transformationsparameter R_0 gewonnen:

$$R_0 = \left(\frac{E}{4\pi \rho_0} \right)^{\frac{1}{3}}$$

Der relative Fehler der Energiemessung ist damit:

$$\frac{\Delta E}{E} = \left[\left(3 \cdot \frac{\Delta R_0}{R_0} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \rho_0}{\rho_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

mit $\Delta \rho_0 / \rho_0 = 5\%$ wird:

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \begin{matrix} \pm 15\% \\ \pm 30\% \end{matrix}$$

$$\text{für } \begin{cases} \gamma = 5/3 & M \geq 2 \\ \gamma = 7/5 & M \geq 1,4 \end{cases} \quad \text{für } \begin{cases} \gamma = 5/3 & M \leq 2 \\ \gamma = 7/5 & M \leq 1,4 \end{cases}$$

4.) Abhängigkeit der Blastwave-Energie vom Druck

a) Ergebnisse

Bei der Auswertung der Messungen und speziell bei der Bestimmung der Energie hatten wir ideal sphärische Symmetrie angenommen. In Wirklichkeit ist die Blastwave jedoch birnenförmig (Fig. 8). Wie erwähnt, kann man sich diese Blastwave aus zwei sphärischen Wellen zusammengesetzt denken, von denen die Energie der stärkeren von uns gemessen wurde. Der Energieinhalt der schwächeren läßt sich aus den Dreibild-Aufnahmen zu etwa 10 % der Energie der starken Welle abschätzen. Dieser Wert ist im Rahmen der Genauigkeit der Abschätzung unabhängig von Druck und Gasart. Als Gesamtenergie der Blastwave wird deshalb im folgenden das 1,1-fache der von uns gemessenen Energie angenommen.

In Fig. 17 und 18 sind die Verhältnisse von Blastwave-Energie zur einfallenden Laserenergie als Funktion vom Druck aufgetragen. Da der absolute Wert der einfallenden Laserenergie auf etwa ± 30 % Genauigkeit gemessen wurde, sind die Angaben über den Prozentsatz der Energie des Laserstrahls, der sich in der Blastwave wiederfindet, mit diesem konstanten Fehler behaftet. D.h. die Kurven könnten sich als ganzes parallel zur Abszisse verschieben. Die Fehlergrenzen in Fig. 17 und 18 folgen aus der Ungenauigkeit der Energien der Blastwaves.

b) Diskussion

Zur Erzeugung eines Gasdurchbruchs mit Hilfe eines Laserstrahls ist eine bestimmte Leistungsdichte des Strahls im Fokus der Linse nötig. Sobald diese Leistung überschritten wird, kommt es zu der Erscheinung des Gasdurchbruchs. Die Leistungsdichte ist in erster Linie abhängig von der Art und der Dichte des Gases. Messungen zur Bestimmung dieser sog. Durchbruchleistungsdichte wurden von verschiedenen Autoren durchgeführt. [1] - [7]. Es zeigte sich, daß diese Durchbruchleistungsdichte bei allen Gasen in dem Druckbereich von 0 - 10 atm einen ähnlichen Verlauf besitzt (s. Fig. 19). Bei niedrigen Drucken (etwa bis 4 atm) fällt diese Leistungsdichte steil ab und sinkt bei höheren

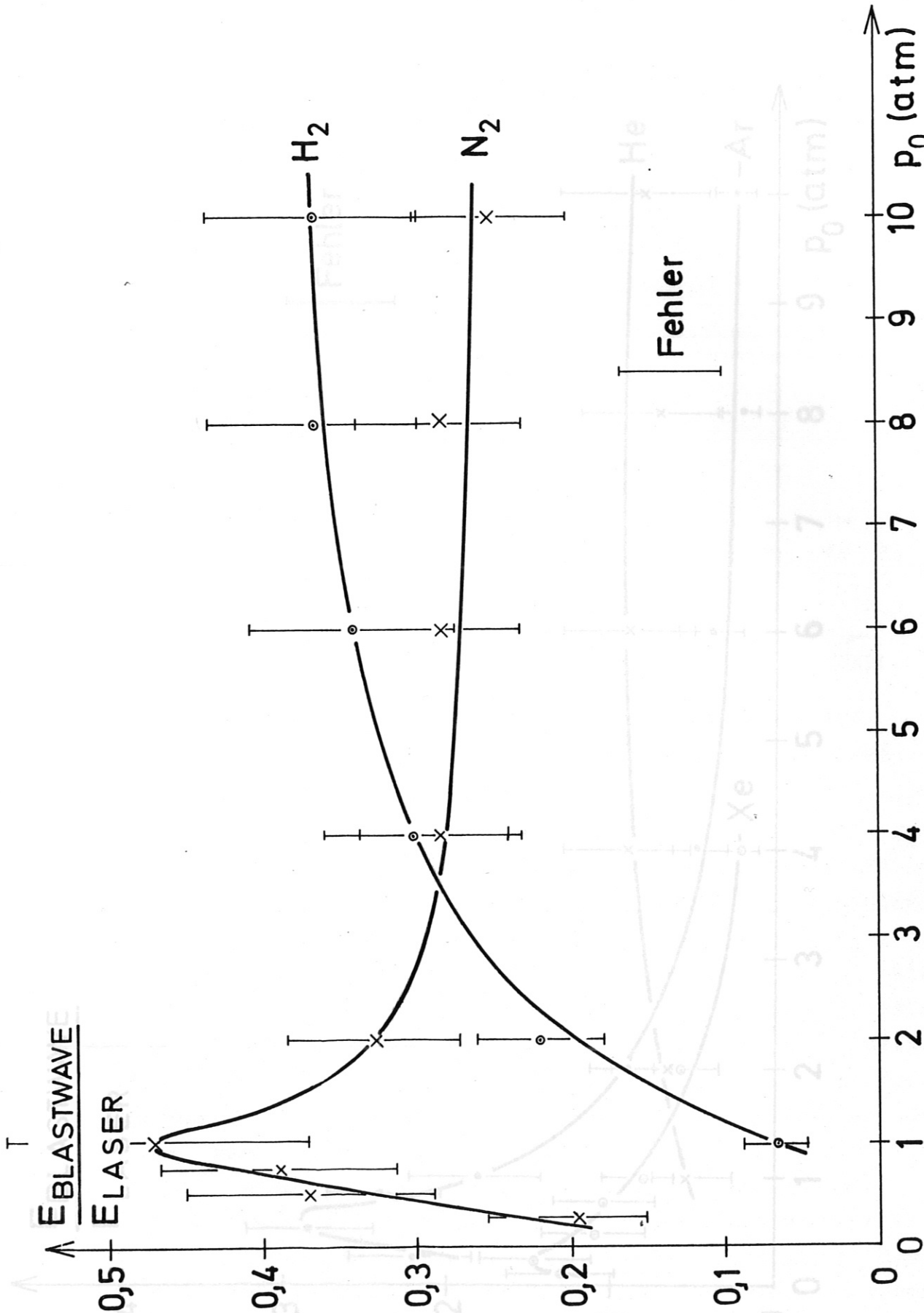


Fig. 17: Abhängigkeit der Blastwave-Energie eines Gasdurchbruchs in H₂ und N₂ vom Druck bei konstanter Laserenergie

Fig. 18: Abhängigkeit der Blastwave-Energie eines Gasdurchbruchs in He, Xe, Ar

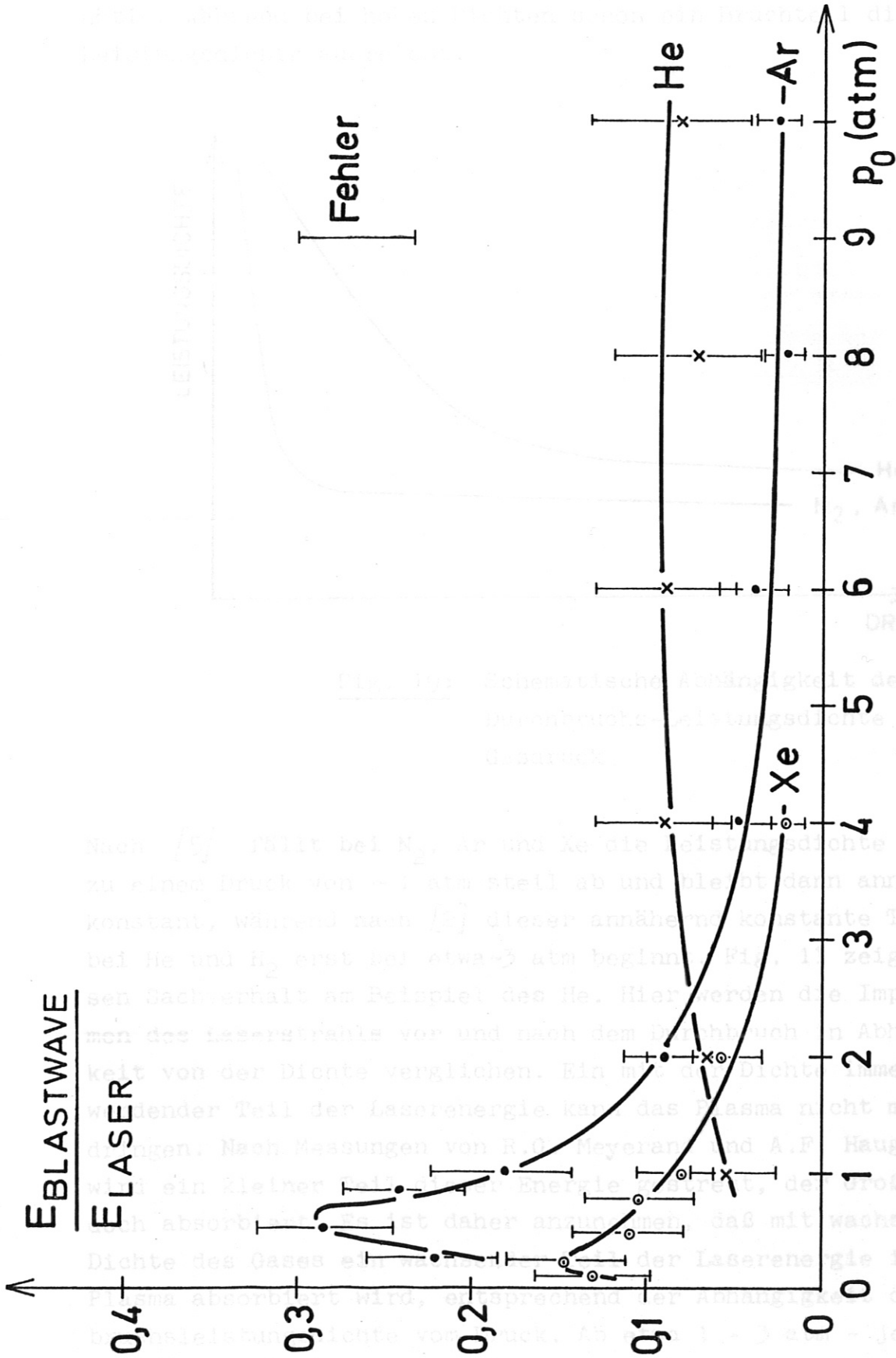


Fig. 18: Abhängigkeit der Blastwave-Energie eines Gasdurchbruchs in He, Ar und Xe vom Druck bei konstanter Laserenergie

Drucken nur noch wenig. Das bedeutet: bei kleinen Drucken ist eine hohe Leistungsdichte zur Erzeugung des Durchbruchs nötig, während bei hohen Dichten schon ein Bruchteil dieser Leistungsdichte ausreicht.

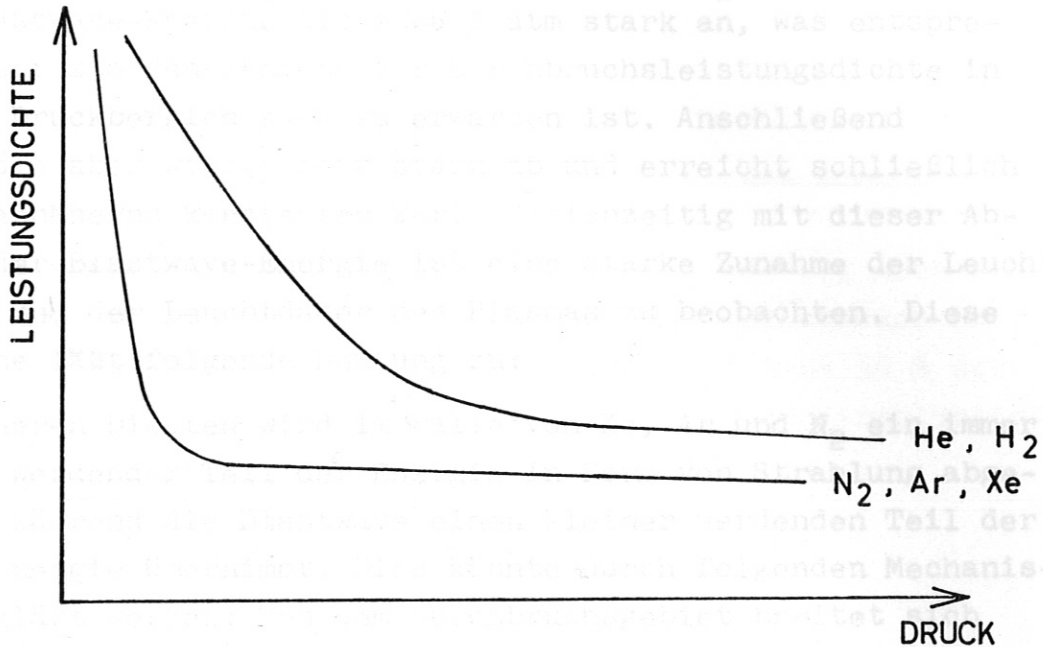


Fig. 19: Schematische Abhängigkeit der Durchbruchs-Leistungsdichte vom Gasdruck

Nach [5] fällt bei N₂, Ar und Xe die Leistungsdichte bis zu einem Druck von ~ 1 atm steil ab und bleibt dann annähernd konstant, während nach [2] dieser annähernd konstante Teil bei He und H₂ erst bei etwa ~ 3 atm beginnt. Fig. 11 zeigt diesen Sachverhalt am Beispiel des He. Hier werden die Impulsformen des Laserstrahls vor und nach dem Durchbruch in Abhängigkeit von der Dichte verglichen. Ein mit der Dichte immer größer werdender Teil der Laserenergie kann das Plasma nicht mehr durchdringen. Nach Messungen von R.G. Meyerand und A.F. Haught [19] wird ein kleiner Teil dieser Energie gestreut, der Großteil jedoch absorbiert. Es ist daher anzunehmen, daß mit wachsender Dichte des Gases ein wachsender Teil der Laserenergie in dem Plasma absorbiert wird, entsprechend der Abhängigkeit der Durchbruchsleistungsdichte vom Druck. Ab etwa 1 - 3 atm - je nach Gasart - sollte die vom Gasdurchbruch absorbierte Energie an-

nähernd konstant bleiben. Man würde zunächst erwarten, daß die Abhängigkeit der Blastwave-Energie vom Druck ganz entsprechend sei. In dem betrachteten Druckbereich findet man den vermuteten Verlauf jedoch nur bei He und H₂. Die Blastwave-Energie steigt bis etwa 4 atm an und bleibt dann annähernd konstant. Bei den Gasen Xe, Ar und N₂ jedoch steigt die Blastwave-Energie bis etwa 1 atm stark an, was entsprechend der starken Abnahme der Durchbruchleistungsdichte in diesem Druckbereich auch zu erwarten ist. Anschließend fällt sie aber wieder sehr stark ab und erreicht schließlich einen annähernd konstanten Wert. Gleichzeitig mit dieser Abnahme der Blastwave-Energie ist eine starke Zunahme der Leuchtstärke und der Leuchtdauer des Plasmas zu beobachten. Diese Tatsache läßt folgende Deutung zu:

Bei höheren Dichten wird im Falle von Xe, Ar und N₂ ein immer größer werdender Teil der Energie in Form von Strahlung abgegeben, während die Blastwave einen kleiner werdenden Teil der Plasmaenergie übernimmt. Dies könnte durch folgenden Mechanismus erklärt werden: Von dem Durchbruchgebiet breitet sich in das umgebende Gas hinein eine Stoßfront und eine Leuchtfrent aus. (Die Leuchtfrent entsteht dadurch, daß das ursprüngliche lasererzeugte Plasma das umgebende Gas durch Strahlung aufheizt). Eine analoge Erscheinung ist von nuklearen Explosionen her bekannt. Die Stoßfront löst sich zu einem gewissen Zeitpunkt von der Leuchtfrent. Dieser Zeitpunkt wird bestimmt durch die Geschwindigkeiten der beiden Fronten. Die Blastwave-Energie wird im wesentlichen gegeben durch die therm. Energie des leuchtenden Gebietes, des sog. Feuerballes, zum Zeitpunkt des Ablösens. (Dieser Zeitpunkt liegt bei starken Explosionen (20 000 TNT) in der Größenordnung von 10⁻¹ sec).

Diese therm. Energie wird um so kleiner sein, je später sich die Stoßfront löst, da ein größerer Teil der Energie in der Zwischenzeit abgestrahlt wurde. Mit steigender Dichte verschiebt sich dieser Zeitpunkt zu späteren Zeiten hin, da die Blastwaves in dichteren Gasen bei gleicher Energie langsamer sind. Eine Abnahme der Blastwave-Energie mit zunehmendem Druck könnte auf diese Weise erklärt werden. Bei H₂ und He tritt dieser Effekt in dem beobachteten Druckbereich deshalb nicht auf, weil die Schallgeschwindig-

keit und damit auch die Geschwindigkeit der Stoßfront in diesen Gasen um den Faktor 3 - 4 größer sind als bei Xe, Ar und N₂. Der Zeitpunkt des Ablösens liegt daher bei H₂ und He so früh, daß die Energieverluste durch Strahlung bis dahin stets klein sind. Diese Erklärung für die Abhängigkeit der Blastwave-Energie vom Druck in den verschiedenen Gasen soll nur eine Interpretationsmöglichkeit andeuten.

Andere Eigenschaften des Durchbruchs z. B. das diamagnetische Moment des Plasmas lassen sich ebenfalls durch das Feuerballmodell erklären [31, 32]. Zum Schluß sei noch ein Vergleich bezüglich der Energieaufteilung bei starken Explosionen gegeben. Nach [45] werden dabei etwa 50 % der Gesamtenergie in Blastwave-Energie und 35 % in Strahlungsenergie übergeführt.

unabhängig
des Gases, in
Näherung für
als $1/M^2$
daher zu
Für
Stoßfront
 $(\frac{1}{4\pi R_0})^{1/3}$
die Mes-
um Über

Vergleich der gemessenen Kurven mit der
einfachsten Theorie der Kugelkapsel, wobei einzelne Blast-
wave festgehalten werden, ist durch die experimentelle Theorie
gegeben. Die Theorie von (R. 1) -
Winkel bei geringem Druck (R. 1) $R \approx 2$ und bei
Druck bei höheren Drücken (R. 1) $R \approx 2$ und bei
hohen Drücken liefert die Theorie eine zu kleine Geschwindig-
keit der Stoßfront. Die gemessenen Kurven können jedoch durch
eine Normierung gewonnen werden, daß sie
einmalige Kurven zeigen, die mit
Man

E) Zusammenfassung

Die Stoßwelle, die von einer elektrodenlosen Gasentladung ausgeht, wurde mit der Schattenmethode sichtbar gemacht und mit der Bildwandlerkamera aufgenommen. Die Blastwave ist im allgemeinen birnenförmig. Man kann sie (in unserem Fall) in erster Näherung in 2 sphärische Blastwaves zerlegen, von denen die stärkere sich auf der Seite befindet, die dem Laserstrahl zugewendet ist. Die schwache Blastwave besitzt etwa 10 % der Energie der starken. Die Weg-Zeit-Abhängigkeit des Durchmessers der großen Blastwave wurde durch Schmieraufnahmen gemessen und mit der Blastwave-Theorie von Sakurai verglichen.

Die Sakuraische Theorie liefert eine normierte Darstellung für die Weg-Zeit-Abhängigkeit der Stoßfronten, unabhängig von der Energie der Blastwave und der Dichte des Gases, in dem die Stoßwelle läuft. Die Theorie ist eine Näherung für hohe Machzahlen M (Glieder von höherer Ordnung als $1/M^2$ werden vernachlässigt). Für kleine Machzahlen ist daher zu erwarten, daß die Sakuraische Theorie ungültig wird. Für die Transformation der Weg-Zeit-Abhängigkeit der Stoßfront auf die normierte Kurve ist der Parameter $R_0 = \left(E/4\pi\rho_0 \right)^{1/3}$ maßgebend. Bei Kenntnis der normierten Kurve genügt die Messung des Blastwave-Radius zu einer bestimmten Zeit um über R_0 die Energie zu bestimmen.

Durch Vergleich der gemessenen (R, t) - Abhängigkeit mit der normierten Sakuraischen Kurve konnte für jede einzelne Blastwave festgestellt werden, ob für sie die Sakuraische Theorie anwendbar ist. Es zeigte sich, daß die Theorie den (R, t) - Verlauf bei zweiatomigen Gasen bei Machzahlen $M \geq 2$ und bei Edelgasen bei Machzahlen $M \geq 3,5$ richtig wiedergibt. Bei kleineren Machzahlen liefert die Theorie eine zu kleine Geschwindigkeit der Stoßfront. Die aus den Schmieraufnahmen gewonnenen Kurvenstücke können jedoch durch R_0 so normiert werden, daß sie aneinandergestückt einen glatten Kurvenzug ergeben, der mit der Sakuraischen Kurve bei hohen Machzahlen übereinstimmt. Man

erhält somit aus den Meßwerten eine sich selbst entwickelnde normierte (R, t) -Abhängigkeit, die auch bei kleinen Machzahlen gültig ist.

Mit Hilfe dieser normierten (R, t) -Abhängigkeit konnte die Energie der Blastwaves in weiten Druckbereichen ermittelt werden. Dabei zeigte sich, daß die in der Blastwave steckende Energie wesentlich verschieden ist von der gesamten im Gasdurchbruch absorbierten Energie. Für den Verlauf der Abhängigkeit der Blastwave-Energie vom Druck (bei konstanter Laserenergie) wird eine qualitative Erklärung angegeben.

- (6) Gill, B.H. and F. Ziegler, *Phys. Rev. Lett.* 15, (1965) 845
- (7) Gill, B.H. and F. Ziegler, *Proc. VII Intern. Conf. Phen. Ion. Plasmas*, Madrid, Spain (1967) 262
- (8) Gill, B.H. and F. Ziegler, *Proc. VII Intern. Conf. Phen. Ion. Plasmas*, Madrid, Spain (1967) 260
- (9) Gill, B.H., *Phys. Fluids* (London) 8, (1965) 100
- (10) Gill, B.H. and F. Ziegler, *Soviet Phys. JETP*, 19, (1964) 124
- (11) Kopylov, I.V., *Soviet Phys. JETP*, 20 (1965) 1307
- (12) Gill, B.H. and F. Ziegler, *Phys. Rev. Lett.* 15, 3 (1965) 60
- (13) Phelps, A.V., *Lawrence Livermore Research Laboratories Report*, Livermore, Calif., 15235 (1965)
- (14) Tozer, B.A., *Phys. Fluids*, 8, (1965) 45 and Wright, J.K.
- (15) Brown P.F., *Proc. Phys. Soc.*, 86 (1965) 1323
- (16) Tozer, B.A., *Phys. Rev.* 137, 6 A (1965) A 1665
- (17) Reizer, Yu.P., *Soviet Phys. JETP*, 21, 5 (1965) 1039

- (1) Meyerand, Jr, and A.F. Haught Phys.Rev.Lett. 11, 9 (1963) 401
- (2) Minck, R.W. J. Appl. Phys. 35 (1964) 252
- (3) Tomlinson, R.G. Phys. Rev.Lett. 14, 13 (1965) 489
- (4) Tomlinson, R.G. J. Appl. Phys. 36 (1965) 868
- (5) Berquist T. and Kleman B. Arkiv För Fysik 31, 13 (1965) 177
- (6) Gill, D.H. and Dougal, A.A. Phys. Rev.Lett. 15, (1965) 845
- (7) Gill, D.H. and Dougal, A.A. Proc. VIII Intern.Conf. Phen.Ion. Gases Vienna (1967) 262
- (8) Mitsuk, V.E., Chernikov, V.A., Savoskin, V.I Proc. VIII Intern. Conf.Phen. Ion Gases Vienna (1967) 260
- (9) Wright, J.K. Proc. Phys. Soc. (London) 84, (1964) 41
- (10) Basov, N.G. and Krokhin, O.N. Soviet Phys. Jetp. 19, (1964) 123
- (11) Keldysh, L.V. Soviet Phys. Jetp. 20 (1965) 1307
- (12) Gold, A. and Bebb, H.B. Phys. Rev.Lett. 14, 3 (1965) 60
- (13) Phelps, A.V. Westinghouse Research Laboratories Pittsburgh, P.A., 15235 (1965)
- (14) Tozer, B.A., Smy, P.R. and Wright J.K. Proc. Phys. Soc. 86, (1965) 45
- (15) Brown P.F. Proc. Phys. Soc., 86 (1965) 1323
- (16) Tozer, B.A. Phys. Rev. 137, 6 A (1965) A 1665
- (17) Raizer, Yu.P. Soviet Phys. Jetp. 21, 5 (1965) 1009

- (18) Chalmerton V., Popular R. and Perrin, F. C.R. Acad. Sc. 264 (1967) 213
- (19) Meyerand, R.G. and Haught, A.F. Phys. Rev. Lett. 13, 1 (1964) 7
- (20) Ramsden, S.A. and Davies, W.E.R. Phys. Rev. Lett. 13, 7 (1964) 227
- (21) Ramsden, S.A. and Savic, P. Nature 203 (1964) 1217
- (22) Mandel'shtam et alii Soviet Phys. JETP., 20 (1965) 1344
- (23) Voronov, G.S. et alii JETP. Lett. 1(2), 66 (1965)
- (24) Minck, R.W. and Rado, W.G. J. Appl. Phys. 37, 1 (1966) 355
- (25) Nelson, P. et alii Phys. Lett. 13 (1964) 226
- (26) Litvak, M.M. and Edwards, D.F. J. Appl. Phys. 37, 12 (1966) 4462
- (27) Che Jen Chen Phys. Lett. 16, 19 (1966) 833
- (28) Young, M., Hercher, M., Chung Yin Wu J. Appl. Phys. 37, 13 (1966) 4938
- (29) Alcock, A.J., Pashinin, P.P. and Rasden, S.A. Phys. Rev. Lett. 17, 10 (1966) 528
- (30) Voronov, G.S., Delone, G.A. and Delone, N.B. ZhETF Pris'ma 3, 12 (1966) 480
- (31) Askar'yan, G.A. et alii ZhETF Pris'ma 5, 5 (1967) 150
- (32) Askar'yan, G.A. et alii Proc. VIII Intern. Conf. Phen. Ion. Gases Vienna (1967) 264
- (33) Daiber, J.W. and Thompson, H.M. Phys. Fluids 10, 6 (1967) 1162

- (34) Basov, A.N.G. et alii Sov.Phys.-Doklady 12, 3
(1967) 248
- (35) Korobkin, V.V. et alii Zh. eksp. teor. fiz. 53,
1 (7) (1967) 116
- (36) Evtushenko, T.P. et alii Sov. Phys.-Techn.Phys. 11,
6 (1966) 818
- (37) Alcock, A.J. et alii Proc. VII Intern. Conf. Phen.
Ion. Gases, Belgrad (1965) 224
- (38) Panarella, E. and Savic, Proc. VIII Intern.Conf. Phen.
P. Ion. Gases Vienna (1967) 474
- (39) Alcock, A.J. and Ramsden, Appl. Phys. Lett. 8 (1966)
S.A. 187
- (40) Sakurai, A. I J. Phys.Soc. of Japan 8
(1953) 622
II J. Phys.Soc. of Japan 9
(1954) 256
- (41) Sedov, L.J. Similarity and Dimensional Methods
in Mechanics (Academic Press Inc.,
New York 1959)
- (42) Taylor, G.J. Proc.Roy.Soc. A 201 (1950) 159
- (43) Zeldovich, Ja.B. and Theory of Detonation (Academic
Kompaneets, A.S. Press, N.Y. 1960)
- (44) Ladenburg et alii High Speed Aerodynamics and Jet
Propulsion Volume IX: Physical
Measurements in Gas Dynamics
and Combustion
- (45) Glasstone, S. The effects of nuclear weapons
Published by the United States
Atomic Energy Comission 1957.
(For sale by the Superintendent
of Documents, U.S. Government
Printing Office, Washington D.C.)