

Energiebestimmung der Stoßwelle eines laserinduzierten Gasdurchbruchs

K. HOHLA, K. BÜCHL, R. WIENECKE und S. WITKOWSKI

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München

(Z. Naturforsch. **24 a**, 1244—1249 [1969]; eingegangen am 24. Mai 1969)

A gas breakdown 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 lens with a focal length of 16 mm was used for focusing the laser beam. The blastwave was observed using the shadow method. High-speed pictures and streak pictures of the blastwave were taken with an image converter camera. The shape of the blastwave was approximately spherical. The position of the shock-front was determined as a function of time by streak pictures and compared with Sakurai's theory for H_2 and N_2 for Mach numbers $M \geq 2$ and for Xe, Ar and He for $M \geq 4$. 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 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. A preliminary explanation for this behaviour is given.

Wird der Strahl eines Hochleistungslasers in einem Gas fokussiert, so entsteht unter gewissen Voraussetzungen ein elektrodenlose Gasentladung, ein sogen. Gasdurchbruch^{1, 2}. Das Gas im Fokusgebiet wird ionisiert und durch die Energie des Laserstrahls, die mehrere Joules beträgt, stark aufgeheizt. Da die Energiezufuhr in sehr kurzer Zeit erfolgt (~ 15 nsec), bildet sich ein starker Drucksprung zwischen dem entstandenen Plasma und dem umgebenden kalten Gas aus, der im weiteren zeitlichen Verlauf als Stoßwelle in dieses Gas hineinläuft^{3—7}. Man bezeichnet diese Typen von Stoßwellen, für die eine kurzezeitige Energieeinkopplung charakteristisch ist, als Blastwaves. SEDOV⁸, TAYLOR⁹ sowie SAKURAI¹⁰ haben in einem anderen Zusammenhang die Blastwaves theoretisch untersucht und einen Zusammenhang zwischen der zeitlichen Abnahme der Geschwindigkeit der Stoßfront, dem Druck des ungestörten Gases und der gesamten Energie der Blastwave angegeben.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die Energie der Blastwaves von laserinduzierten Gasdurchbrüchen zu bestimmen und den Gültigkeitsbereich der erwähnten Theorie experimentell abzugrenzen. Außer-

dem wird das Verhältnis von eingestrahlter Laserenergie zur Blastwave-Energie in Abhängigkeit vom Gasdruck und von der Gasart untersucht.

A. Theoretische Grundlagen

Führt man einem kleinen Volumen eines Gases momentan eine bestimmte Energie E zu, so bildet sich ein Drucksprung aus, der sich dann als sphärische Stoßwelle in das umgebende Gas ausbreitet. Das von der Stoßwelle erfasste Gas wird aufgeheizt und beschleunigt. Der Drucksprung in der Stoßfront und ihre Geschwindigkeit werden deshalb im Laufe der Zeit kleiner. Eine solche sphärische Stoßwelle, bei der die Gesamtenergie während des Ausbreitungsvorgangs konstant ist, nennt man Blastwave. Theoretisch wurden derartige Blastwaves zuerst von TAYLOR⁸ und SEDOV⁹ und später von SAKURAI¹⁰ behandelt. Alle drei Autoren gehen aus von den Erhaltungssätzen für Masse, Impuls und Entropie für den von der Stoßwelle erfassten Bereich und der Rankine-Hugoniot-Beziehung als Sprungbedingung an der Stoßfront. Die Viskosität und die Wärmeleitfähigkeit des Gases werden vernachlässigt, das

Sonderdruckanforderungen erbeten an Prof. Dr. R. Wienecke, Institut für Plasmaphysik, D-8046 Garching bei München.

- ¹ R. G. MEYERAND u. A. F. HAUGHT, Phys. Rev. Letters **11**, 401 [1963].
- ² YU. P. RAIZER, Soviet Phys.-JETP **21**, 1009 [1965].
- ³ T. P. EVTUSHENKO et al., Soviet Phys.-Techn. Phys. **11**, 818 [1966].
- ⁴ A. J. ALCOCK et al., Proc. VII. Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad 1965, p. 224.

⁵ E. PANARELLA u. P. SAVIC, Proc. VIII. Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Wien 1967, p. 474.

⁶ A. J. ALCOCK u. S. A. RAMSDEN, Appl. Phys. Letters **8**, 187 [1966].

⁷ J. W. DAIBER u. H. M. THOMPSON, Phys. Fluids **10**, 1162 [1967].

⁸ L. J. SEDOV, Similarity and Dimensional Methods in Mechanics, Academic Press Inc., New York 1959.

⁹ G. J. TAYLOR, Proc. Roy. Soc. London A **201**, 159 [1950].

¹⁰ A. SAKURAI, J. Phys. Soc. Japan **8**, 622 [1953]; **9**, 256 [1954].



Verhältnis der spezifischen Wärmes des Gases sei konstant.

Das so erhaltene Gleichungssystem ist analytisch nicht lösbar. Taylor und Sedov zeigten jedoch, daß das System Ähnlichkeitslösungen hat, mit u. a. folgender Eigenschaft: Der Zusammenhang zwischen dem normierten Radius R/R_0 der Blastwave und der normierten Zeit $c_0 t/R_0$ ist für alle sphärischen Blastwaves bei gleichem c_p/c_v gleich. Hierbei ist der Normierungsparameter $R_0 = (E/4\pi p_0)^{1/3}$, wo E die in der Blastwave steckende Energie, p_0 der Druck des ungestörten Gases und c_0 die Schallgeschwindigkeit im ungestörten Gas ist. Der $(R/R_0; c_0 t/R_0)$ -Zusammenhang ist von den genannten Autoren für große Stoß-Mach-Zahlen näherungsweise berechnet worden (Abb. 1). Dabei entspricht die Sakuraische Kurve einer Näherung von erster Ordnung in $1/M^2$, wo M die Mach-Zahl ist, während die Taylor-Sedovsche Lösung von nullter Ordnung ist. Für den Vergleich mit den Experimenten wird deshalb im folgenden stets die genauere Sakuraische Näherung benutzt.

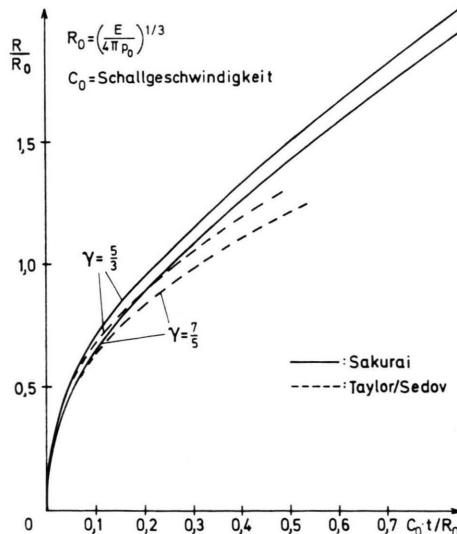


Abb. 1. Normierte (R, t) -Abhängigkeit für Gase mit $\gamma = \frac{5}{3}$ und $\gamma = \frac{7}{5}$ nach SAKURAI¹⁰ und TAYLOR⁹/SEDOV⁸.

B. Experimenteller Aufbau

Zur Erzeugung des Gasdurchbruchs wird ein zweistufiger, passiv geschalteter Rubinlaser verwendet, der bei einer Halbwertsbreite von ~ 15 nsec eine Leistung von 100 MW abgibt. Der Durchbruch wird in einer Druckkammer erzeugt. Das fokussierende System ist

ein auf sphärische Aberration korrigiertes Objektiv mit einer Brennweite von 16 mm. Die Energie des Laserstrahls wird mit einer Photodiode durch elektronische Integration gemessen. Dieses Energiemeßgerät ist an einem Kalorimeter geeicht worden, dessen absolute Genauigkeit etwa 30% beträgt. Zwei Photozellen (Typ F 4000) messen die Impulsform des Lasers vor und nach dem Durchbruch.

Die Blastwaves werden mit Hilfe der Schattenmethode¹¹ sichtbar gemacht (s. Abb. 2). Die Fenster in der Druckkammer sind schlierenfreie Interferometerscheiben. Als Lichtquelle dient eine Quecksilberhochststrucklampe HBO 100/2, deren Lichtstärke während der Aufnahme mittels einer zusätzlichen Kondensatorentladung kurzzeitig erhöht wird. Durch eine Linse wird ein paralleles Strahlenbündel erzeugt, das die Blastwave durchsetzt. Die Referenzebene, in der die Blastwave beobachtet werden soll, wird auf die Bildwandlerkamera abgebildet. Da die Bildwandlerkamera einen endlichen Schließfaktor besitzt, wird in den Strahlengang der Quecksilberlampe zusätzlich ein mechanischer Verschluß eingefügt. Die Zündung der Laserblitzlampen erfolgt bei Öffnung dieses Verschlusses mit Hilfe einer Triggerdiode, die in Abb. 2 nicht eingezeichnet ist. Über eine

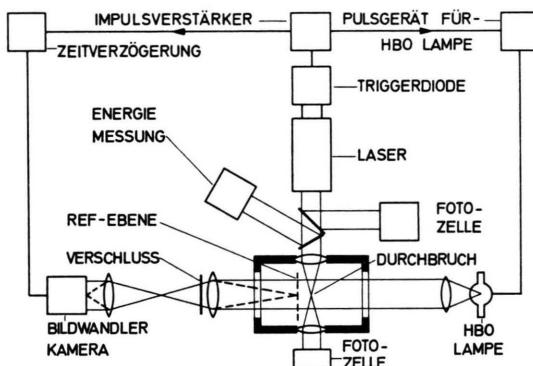


Abb. 2. Prinzipbild der Versuchsanordnung.

zweite Diode, die sich hinter dem 99%-Spiegel des Lasers befindet, wird die Bildwandlerkamera und das Pulsgerät für die Quecksilberlampe vom Laserstrahl selbst ausgelöst. Die Anstiegszeit des Pulsgerätes beträgt 500 nsec. Damit die Bildwandlerkamera erst zu dem Zeitpunkt öffnet, an dem die Quecksilberlampe ihre maximale Intensität erreicht, muß der Ansteuerungsimpuls ein Zeitverzögerungsgerät durchlaufen. Mit der verwendeten Bildwandlerkamera können sowohl Dreibild-Aufnahmen, d. h. drei Bilder mit variablen Zeitabständen und Belichtungszeiten, als auch Schmierbilder mit einer Schmiergeschwindigkeit bis zu 10^{-2} cm/nsec gemacht werden.

¹¹ R. W. LADENBURG et al., Physical Measurements in Gas Dynamics and Combustion, Vol. IX, Princeton University Press, Princeton, N.J. 1954.

C. Experimentelle Ergebnisse

Die Dreibild-Aufnahmen zeigen die Form der Blastwave und geben einen ersten Überblick über ihre zeitliche Entwicklung. In Abb. 3 * ist als Beispiel die Schattenaufnahme einer Blastwave abgebildet. Man erkennt zunächst, daß die Blastwave birnenförmig ist. Eine nahezu gleiche Form tritt bei allen untersuchten Gasen auf. Versuche mit Linsen verschiedener Brennweiten zur Fokussierung des Laserstrahl ergeben, daß diese Birnenform stark abhängig ist von der Brennweite der benutzten Linse, und zwar wird die Birnenform um so langgestreckter, je größer die Brennweite ist.

Bei den von uns benutzten Linsen war die Birnenform bei dem Objektiv mit 16 mm Brennweite am schwächsten ausgeprägt. Die weiteren Versuche wurden mit diesem Objektiv durchgeführt, da nur bei fast sphärischen Blastwaves ein Vergleich mit der oben skizzierten Blastwave-Theorie sinnvoll ist. Wie man aus Abb. 3 ersieht, kann man sich die Blastwave aus zwei Kugeln mit unterschiedlichem Durchmesser zusammengesetzt denken. 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 aufgeht. Die anfangs birnenförmige Stoßwelle nähert sich immer mehr einer sphärischen. Eine Abschätzung zeigt, daß die größere der beiden sphärischen Blastwaves den überwiegenden Teil der Energie, nämlich 90%, mit sich führt. Man kann deshalb, ohne einen großen Fehler zu machen, allein diesen Blastwave-Teil untersuchen.

Um die Weg-Zeit-Abhängigkeit zu ermitteln, wird die Änderung des Durchmessers der Blastwave senkrecht zum Laserstrahl mit Hilfe von Schmierbildaufnahmen aufgezeichnet. Zu diesem Zweck wird in das Bild der Referenzebene ein Schmierspalt gebracht, dessen Richtung mit dem Durchmesser der Blastwave übereinstimmt. Auf diese Weise wurden Stoßwellen in Wasserstoff, Stickstoff, Helium, Argon und Xenon in einem Druckbereich von 200 Torr bis 10 atm untersucht. Der erfaßte Zeitbereich erstreckte sich von 1 μ sec bis 6 μ sec nach dem Laserpuls. Die Energie des Laserpulses von etwa 1,5 J wurde bei allen Versuchen konstant gehalten. In Abb. 4 sind als Beispiel zwei Schmieraufnahmen von Blastwaves in Wasserstoff bei 6 atm und in Xenon bei 5 atm zu sehen.

Es zeigt sich, daß bei allen untersuchten Gasen die Geschwindigkeit der Stoßfronten mit steigendem Druck abnimmt, gleichzeitig nimmt die Intensität und die Dauer des Eigenleuchtens stark zu. Besonders gut ausgeprägt ist dieses Verhalten des Eigenleuchtens bei den Gasen N_2 , Ar und Xe zu beobachten, während in den Gasen H_2 und He das Eigenleuchten relativ schwach bleibt.

D. Auswertung und Ergebnisse

1. Die Experimente liefern für jedes untersuchte Gas eine Weg-Zeit-Kurvenschar für die Blastwave mit dem Druck als Parameter. Im Gültigkeitsbereich der Sakuraischen Näherung kann man aus einem R, t -Wertepaar den Transformationsparameter R_0 bestimmen und mit diesem das gesamte, zu der betreffenden Blastwave gehörige Kurvenstück transformieren, das dann auf der Sakuraischen Kurve liegt. Bei bekanntem Anfangsdruck p_0 kann damit aus $R_0 = (E/4\pi_0)^{1/3}$ auch die gesuchte Gesamtenergie E der Blastwave bestimmt werden. Das Auswerteverfahren sei an Hand von Abb. 5 für Blastwaves in Stickstoff verschiedenen Druckes erläutert. Wir beginnen mit den Blastwaves in 200 Torr N_2 , da hier die höchsten Mach-Zahlen erreicht werden, also die günstigsten Voraussetzungen für die An-

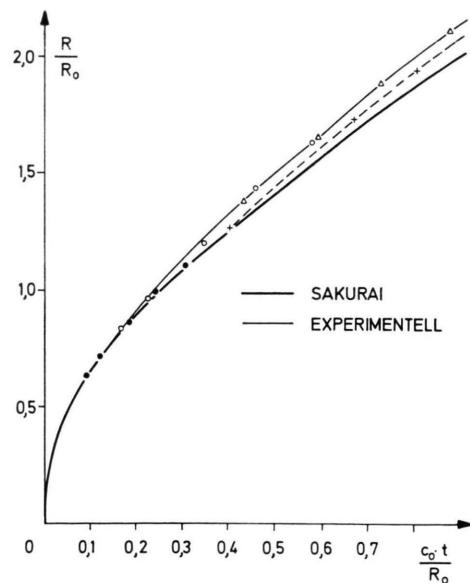


Abb. 5. Das Auswerteverfahren im Falle von N_2 . ● 200 Torr, ○ 4 atm, + 8 atm angeschlossen an die Sakuraische Kurve, △ 8 atm angeschlossen an die 4 atm-Kurve.

* Abb. 3 und 4 auf Tafel S. 1246 a.

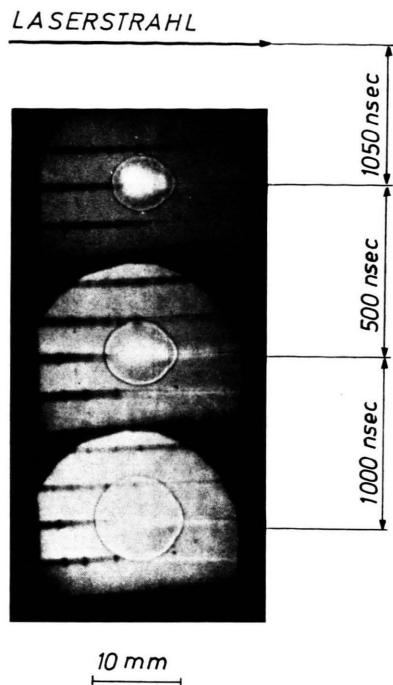


Abb. 3. Dreibild-Aufnahme einer Blastwave in Luft. Druck: 1 atm; Belichtungszeit pro Aufnahme: 50 nsec.

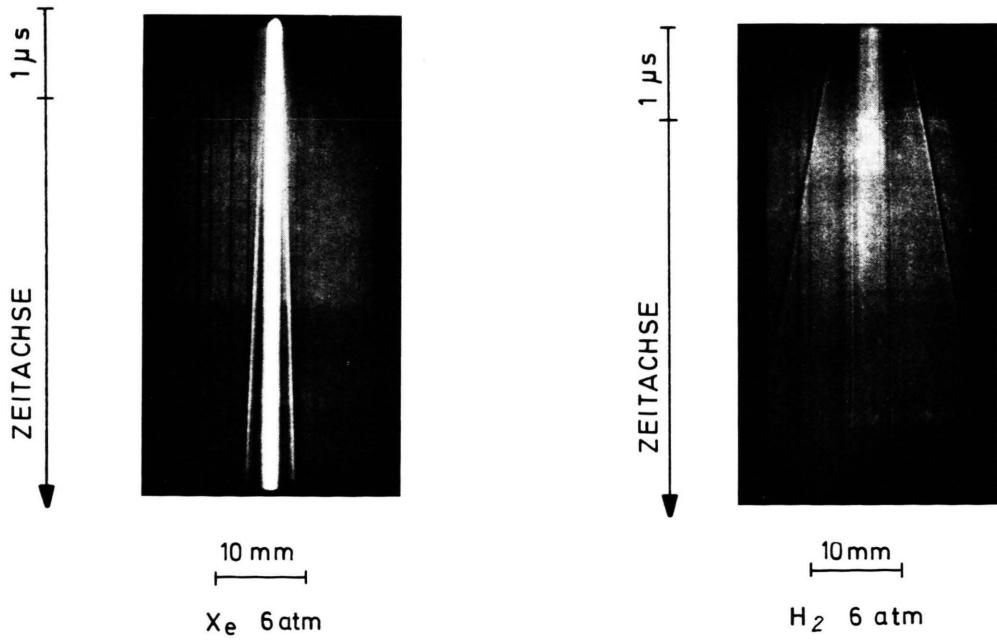


Abb. 4. Schmierbildaufnahmen. Schmiergeschwindigkeit: 1 cm/μsec; Zeitabstand zwischen Durchbruch und Beginn des Schmievorgangs: 1050 nsec.

wendbarkeit der Sakuraischen Näherung bestehen. Aus dem gleichen Grunde bestimmt man den Transformationsparameter R_0 aus einem zu einem möglichst frühen Zeitpunkt gehörigen (R, t) -Wertepaar. Das mit diesem R_0 transformierte Kurvenstück der 200 Torr-Blastwave liegt in seinem gesamten Verlauf recht gut auf der Sakuraischen Kurve.

In 4 atm Stickstoff erreicht man keine so hohen Anfangs-Mach-Zahlen wie im 200 Torr-Fall; das transformierte Kurvenstück fällt nur im Anfangsbereich mit der Sakuraischen Kurve zusammen und ist später steiler als diese. Im Falle der Blastwave in 8 atm Stickstoff gibt es kein R_0 , mit dem das zugehörige Kurvenstück so transformiert werden könnte, daß es in gewissen Bereichen auf der Sakuraischen Kurve verlief. Durch eine Transformation auf die Kurve, die durch den 4 atm-Fall gegeben wurde, erhält man jedoch gute Übereinstimmung in dem Bereich, wo sich die Kurvenstücke überlappen.

Wegen des Charakters der Sakuraischen Lösung als Näherung für große Mach-Zahlen dürfte diese für normierte Zeiten $c_0 t/R_0 > 0,3$ (entsprechend Mach-Zahlen $M < 2$) immer stärkere Abweichungen vom wahren Verlauf haben. Das beschriebene Verfahren entspricht also einer Fortsetzung der normierten $(R/R_0; c_0 t/R_0)$ -Kurve über den Gültigkeitsbereich der Sakuraischen Näherung hinaus.

Die aus Blastwaves in Wasserstoff auf entsprechende Weise ermittelten Daten liegen im Überlappungsbereich auf der N_2 -Kurve und erweitern diese für den Bereich kleiner Mach-Zahlen (Abb. 6).

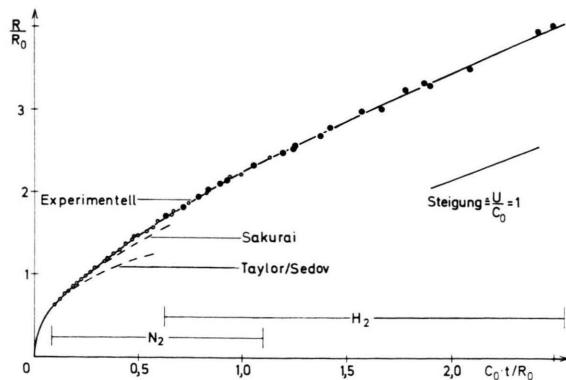


Abb. 6. Experimentell ermittelte normierte (R, t) -Abhängigkeit der Blastwaves in H_2 und N_2 im Vergleich zur Theorie. Die Steigung der Kurve gibt die Mach-Zahl der Stoßfront an.

Ganz entsprechende Ergebnisse erhält man von Blastwaves in den Edelgasen Xenon, Argon und Helium (Abb. 7). Der Gültigkeitsbereich der Sakurai-

schen Näherung ist hier jedoch auf Mach-Zahlen $M < 4$ beschränkt.

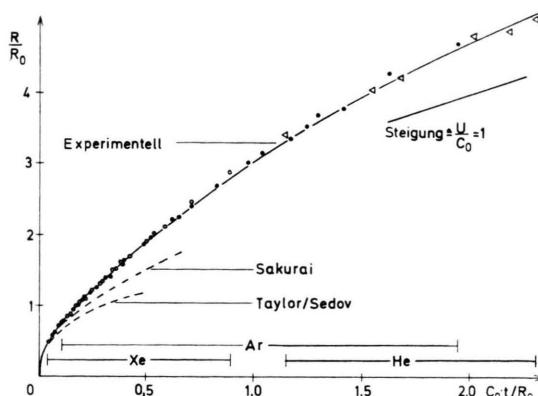


Abb. 7. Experimentell ermittelte normierte (R, t) -Abhängigkeit der Blastwaves in Xe , Ar und He im Vergleich zur Theorie. Die Steigung der Kurve gibt die Mach-Zahl der Stoßfront an.

2. Mit Hilfe der normierten $(R/R_0; c_0 t/R_0)$ -Kurve kann die Energie der untersuchten Blastwaves auch außerhalb des Gültigkeitsbereiches der Sakuraischen Näherung bestimmt werden. Bei der Auswertung der Messungen hatten wir ideal sphärische Symmetrie angenommen. In Wirklichkeit ist die Blastwave jedoch birnenförmig (Abb. 3). Wie erwähnt, kann man sich diese Blastwave aus zwei sphärischen Wellen zusammengesetzt denken. Die Energie der stärkeren Teilwelle wurde von uns gemessen. 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 Abb. 8 und 9 ist das Verhältnis von Blastwave-Energie zur Laserenergie als Funktion vom Druck aufgetragen. Zunächst sieht man, daß der in der Blastwave steckende Bruchteil der Laserenergie in fast allen Druckbereichen kleiner als 40% ist. Selbst wenn man berücksichtigt, daß im Rahmen unserer Meßgenauigkeit der Absolutwert der Laserenergie einen um 1/3 kleineren Wert haben könnte, die Kurven in Abb. 8 und 9 sich um den konstanten Faktor 1,33 nach oben verschieben, bleibt der Bruchteil der Blastwave-Energie klein.

Bei den gemessenen Kurven kann man zwei Typen unterscheiden: In Helium und Wasserstoff steigt

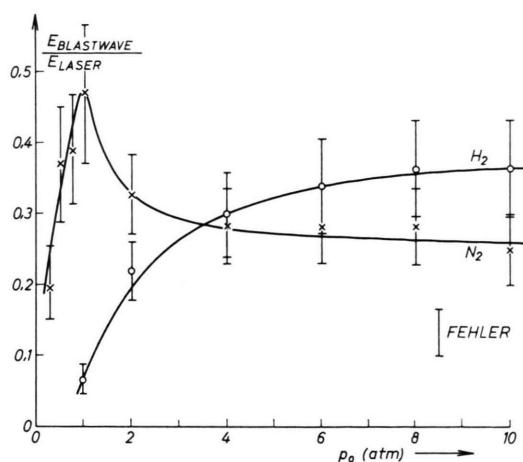


Abb. 8. Abhängigkeit der Blastwave-Energie eines Gasdurchbruchs in H₂ und N₂ vom Druck bei konstanter Laserleistung.

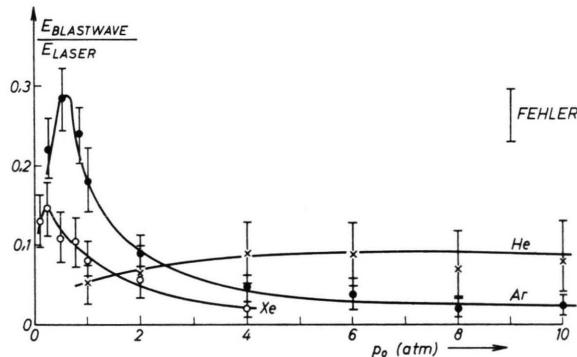


Abb. 9. Abhängigkeit der Blastwave-Energie eines Gasdurchbruchs in He, Ar und Xe vom Druck bei konstanter Laserleistung.

die Blastwave-Energie mit wachsendem Druck; in Xenon, Argon und Stickstoff nimmt der in der Blastwave steckende Anteil der Energie im Bereich kleiner Drucke zunächst sehr stark zu, erreicht schon unterhalb 1 atm ein ausgeprägtes Maximum und sinkt dann mit größer werdendem Druck.

Sucht man weitere Unterscheidungsmerkmale zwischen den beiden Typen, so fällt auf, daß die Eigenstrahlung des heißen Plasmas, in dem die Laserenergie absorbiert wurde, im Falle von Helium und Wasserstoff wesentlich schwächer als bei Xenon, Argon und Stickstoff ist (Abb. 4). Weiter bemerkt man, daß Helium und Wasserstoff sich gegenüber den anderen verwendeten Gasen durch einen hohen Wert der Schallgeschwindigkeit auszeichnen. Für die in der Blastwave steckende Energie dürfte deshalb die bis zur Ablösung der Stoßfront vom Entladungs-

plasma abgestrahlte Energie und der Zeitpunkt der Ablösung selbst von Bedeutung sein.

3. Fehlerabschätzung: Da kein einfacher analytischer Ausdruck für den Zusammenhang der Größen R , t und R_0 besteht, ist eine allgemeine Fehlerabschätzung nicht möglich. Die Fehler bei dieser Auswertemethode sollen daher an dem speziellen Beispiel von N₂ (Abb. 5) diskutiert werden. Der Fehler des Transformationsparameters R_0 wird im wesentlichen durch die Unsicherheiten in der Zeit- und Ortsmessung bestimmt und beträgt ca. 5%. Der Anfangspunkt eines Kurvenstücks auf der Sakuraischen Kurve schwankt entsprechend dem Fehler von R_0 , der sich hieraus ergebende Fehlerbereich für die normierte Kurve ist in Abb. 10 eingezeichnet. Beim Anschluß des 8 atm-Kurvenstücks weitet sich der Fehlerbereich auf etwa das doppelte auf. Die Sakuraische Kurve liegt deutlich außerhalb des so ermittelten Fehlerbereichs.

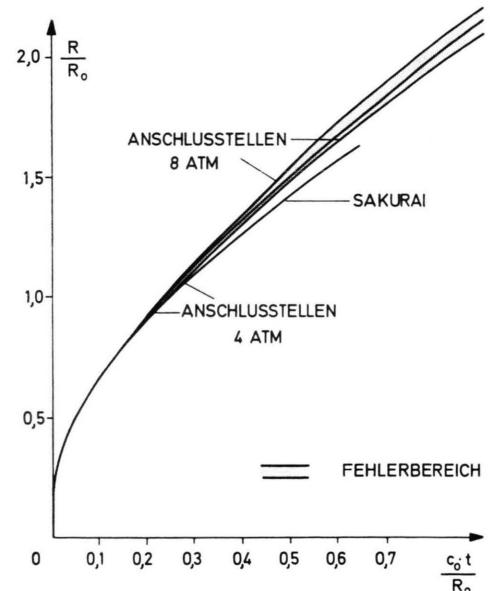


Abb. 10. Fehlerbereich der experimentellen Kurve.

Der Fehler in der Energiebestimmung ist gleich dem dreifachen Fehler des Transformationsparameters R_0 . Dieser Fehler ist in Abb. 8 und 9 eingetragen.

E. Zusammenfassung

Die Stoßwelle, die von einer elektrodenlosen Gasentladung ausgeht, wurde mit der Schattenmethode sichtbar gemacht und mit der Bildwanderkamera

aufgenommen. Die Blastwave ist im allgemeinen birnenförmig. Man kann sie (in unserem Fall) in erster Näherung in zwei sphärische Blastwaves zerlegen, von den 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.

Es zeigte sich, daß die Theorie den (R, t) -Verlauf bei den untersuchten zweiatomigen Gasen bei Mach-Zahlen $M \geq 2$ und bei den untersuchten Edelgasen bei Mach-Zahlen $M \geq 4$ richtig wiedergibt. Bei kleineren Mach-Zahlen liefert die Theorie eine zu kleine Geschwindigkeit der Stoßfront. Die aus

den Schmieraufnahmen gewonnenen Kurvenstücke können jedoch auch außerhalb des Gültigkeitsbereiches der Sakuraischen Näherung so normiert werden, daß sie zusammengesetzt einen glatten Kurvenzug ergeben. Man erhält dadurch aus den Meßwerten eine normierte $(R/R_0; c_0 t/R_0)$ -Abhängigkeit, die auch bei kleinen Mach-Zahlen gültig ist.

Damit konnte die Energie der Blastwaves zwischen 200 Torr und 10 atm ermittelt werden. Dabei zeigte sich, daß die in der Blastwave steckende Energie wesentlich verschieden ist von der gesamten im Gasdurchbruch absorbierten Energie.

Diese Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik und EURATOM über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

Experimentelle Untersuchung der Rayleigh-Taylor-Instabilität eines rotierenden Wasserstoff-Lichtbogens im axialen Magnetfeld *

H. F. DÖBELE

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München

(Z. Naturforsch. 24 a, 1249—1258 [1969]; eingegangen am 24. Mai 1969)

A hydrogen arc with a hollow anode in an axial magnetic field is subjected to Rayleigh-Taylor instabilities as a result of rotation due to the radial current components at the anode. These instabilities take the form of periodic fluctuations in the light intensity emitted from the boundary regions of the arc. The modes $m=4$ to $m=7$ which occur in succession with increasing magnetic field are identified by measuring the signal phases in end-on observation of the arc. The rotational velocity of the arc plasma is determined spectroscopically and comparison is made with the non-dissipative MHD theory, which yields growth rates $\sim \sqrt{m}-1$. The deviations from this theory that were observed in this experiment are ascribed to dissipative effects.

I. Einführung

Die Stabilität einer Plasmaoberfläche, die von einem Magnetfeld gegen die Gravitation im Gleichgewicht gehalten wird, wurde von KRUSKAL und SCHWARZSCHILD¹ untersucht. Das Gleichgewicht erwies sich als instabil in Analogie zu dem bekannten Fall einer Flüssigkeit, die über einer spezifisch leichteren geschichtet ist.

Eine besonders anschauliche Darstellung des Mechanismus dieser Instabilität im Teilchenbild ist von

ROSENBLUTH und LONGMIRE² gegeben worden: An der Plasmaoberfläche bewegen sich Elektronen und Ionen auf Grund der $\mathbf{g} \times \mathbf{B}$ -Drift in verschiedene Richtungen. Im ungestörten Zustand fallen die Oberflächen für die Elektronen- und die Ionenflüssigkeit zusammen. Wird diese Oberfläche wellenförmig gestört, so werden die Oberflächen für die verschiedenen Teilchensorten auseinandergezogen und es baut sich ein \mathbf{E} -Feld auf. Beide Teilchensorten bewegen sich nun auf Grund der $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift derart, daß die anfängliche Störung verstärkt wird. Die Instabilität

Sonderdruckanforderungen erbeten an Dipl.-Phys. H. F. Döbele, Institut für Plasmaphysik, D-8046 Garching bei München.

¹ M. KRUSKAL u. M. SCHWARZSCHILD, Proc. Roy. Soc. London A 223, 348 [1954].

² M. N. ROSENBLUTH u. C. L. LONGMIRE, Ann. Phys. New York 1, 120 [1957].

* Auszug aus der von der Fakultät für Maschinenwesen und Elektrotechnik der Technischen Hochschule München genehmigten Dissertation über die „Experimentelle Untersuchung der Rayleigh-Taylor-Instabilität eines rotierenden Wasserstoff-Lichtbogens im axialen Magnetfeld“ des Dipl.-Phys. Hans-Frieder Döbele.

