

Überlegungen zum Bau eines Membranstoß-  
wellenrohres für Plasmaexperimente  
und erste Messungen

(A Diaphragm Shock Tube for Plasma  
Experiments)

H. Nett

IPP 3/43

Oktober 1966

**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

Überlegungen zum Bau eines Membranstoß-  
wellenrohres für Plasmaexperimente  
und erste Messungen

(A Diaphragm Shock Tube for Plasma  
Experiments)

H. Nett

IPP 3/43

Oktober 1966

*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

Zusammenfassung

This report describes the planning, construction and testing of a diaphragm shock tube for plasma experiments. The flow processes occurring in such a tube (shock waves, contact discontinuities, rarefaction waves and also the reflection of shock and rarefaction waves) are first discussed separately and then treated together as the total flow. In this way we obtain a relationship between the initial conditions (the ratio of the initial pressures in the high-pressure and low-pressure sections and the type of gases used) and the velocity (Mach number) of the resulting shock wave. These estimates were made on the assumption that all the rare gases used as test gases and the hydrogen used as driving gas have constant specific heats. The calculations of the plasma parameters behind the shock front as a function of the Mach number show in what range a sufficiently conductive rare gas plasma can be obtained. Further calculations then establish criteria for the needed mechanical strength and evacuability of the diaphragm shock tube. Investigation of the influence of the boundary conditions, i.e. the finite lengths of the high-pressure and low-pressure sections, affords relations which give the necessary distance between the measuring point and the diaphragm and also determine adequate lengths for the high-pressure and low-pressure sections. These conditions guarantee a stipulated minimum measuring time and ensure that the plasma cylinder is sufficiently long. By calculating numerically the state variables in a shock heated argon plasma it was also possible to consider the ionization of the plasma.

After a brief description of the diaphragm tube built on the above principle, an account is given of the measurements made with photo-multipliers, a drum camera, and probes which respond to the temperature change in the shock front. These measurements give the shock front velocity and the measuring time as a function of the initial pressure ratio in the high-pressure and low-pressure sections and of the distance between the measuring point and the diaphragm. In the measuring range involved they also give the length of the plasma cylinder and the velocity of the contact front. The experimental results are compared with the calculated values. This shows that relaxation effects have a marked influence.

Inhalt

- a) Beschreibung der Versuchsanordnung, Konstruktion des Stoßrohrsystems
- b) Versuchsergebnisse für Stoßwellen mit Argon, Stickstoff, Kohlendioxid, Sauerstoff, Wasserstoff, Helium, Neon, Xenon, Krypton
- c) Machzahl der Stoßwellen, Stoßwellenlänge, Stoßwellenfrontgeschwindigkeit, Drucke, Dichte, Temperatur, Ionisationsgrad, spezifische Wärmen



# INHALTSVERZEICHNIS

## Zusammenfassung

I.	<u>Einleitung und Problemstellung</u>	1
II.	<u>Theoretische Grundlagen</u>	2
II.1	<u>Ebene stationäre Diskontinuitätsflächen und eindimensionale Verdünnungswellen in idealen Gasen mit konstanten spezifischen Wärmen</u>	2
	a) <u>Diskontinuitätsflächen</u>	2
	$\alpha$ ) Stoßwellen	3
	$\beta$ ) Kontaktdiskontinuitäten	7
	b) <u>Senkrechte Reflexion ebener Stoßwellen</u>	7
	c) <u>Eindimensionale, zentrierte Verdünnungswellen</u>	9
	d) <u>Senkrechte Reflexion ebener Verdünnungswellen</u>	13
II.2	<u>Theorie des Membranstoßrohres</u>	15
	a) <u>"Unendlich langes" Stoßrohr</u>	15
	b) <u>"Endlich langes" Stoßrohr</u>	25
II.3	<u>Arbeitsbereich des Stoßwellenrohres</u>	33
	a) <u>Wahl des Druckbereichs</u>	34
	b) <u>Dimensionierung des Membranstoßwellenrohres</u>	37
II.4	<u>Realgaseffekte</u>	38
	a) <u>Berechnung des Gleichgewichtszustandes in einem stoßwellenaufgeheizten Edelgas unter Berücksichtigung der Ionisation</u>	39
	b) <u>Verdünnungswelle in einem Gas mit temperaturabhängiger spezifischer Wärme</u>	48
	c) <u>Machzahl der entstehenden Stoßwelle als Funktion der Ausgangsdrucke unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmen</u>	48



III.	<u>Aufbau des Membranstoßwellenrohres</u>	51
III.1	<u>Festlegung des Rohrdurchmessers</u>	51
III.2	<u>Mechanischer Aufbau</u>	51
III.3	<u>Gasversorgung und Vakuumsystem</u>	54
IV.	<u>Meßgeräte und Messungen</u>	58
IV.1	<u>Meßapparaturen</u>	58
	a) <u>Photomultiplier</u>	58
	b) <u>Trommelkamera</u>	59
	c) <u>Wärmeleitungs sonden</u>	61
	d) <u>Triggerung</u>	62
	e) <u>Überblick über die Meßanordnungen</u>	63
IV.2	<u>Experimentelle Ergebnisse</u>	64
	a) <u>Untersuchung der Leuchterscheinungen</u>	64
	$\alpha$ ) Multipliiermessungen	64
	$\beta$ ) Trommelkameraaufnahmen	67
	b) <u>Messungen mit Wärmeleitungs sonden</u>	70
	c) <u>Geschwindigkeitsmessungen</u>	73
	$\alpha$ ) Messung der Stoßfrontgeschwindigkeit	73
	$\beta$ ) Messung der Kontaktfrontgeschwindigkeit	74
V.	<u>Zusammenfassung und Diskussion</u>	78
	<u>Literaturverzeichnis</u>	81
	<u>Anhang: A</u>	A 1



## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt Planung, Aufbau und Erprobung eines Membranstosswellenrohres für Plasmaexperimente. Dabei werden die in einem solchen Rohr auftretenden Strömungsvorgänge (Stosswellen, Kontaktdiskontinuitäten und Verdünnungswellen, sowie die Reflexion von Stoss- und Verdünnungswellen) zunächst einzeln diskutiert und dann zur Gesamtströmung zusammengefügt. Auf diese Weise ergibt sich ein Zusammenhang zwischen den Anfangsbedingungen (dem Verhältnis der Ausgangsdrücke in Hoch- und Niederdruckteil und der Art der verwendeten Gase) und der Geschwindigkeit bzw. der Machzahl der entstehenden Stoss- und Verdünnungswelle. Diese Abschätzungen wurden unter Annahme konstanter spezifischer Wärmen für alle Edeltgase als Testgase und Wasserstoff als Treibgas durchgeführt. Die Berechnung der Plasma-Parameter hinter der Stossfront als Funktion der Machzahl ermöglicht Aussagen über die notwendige Druckfestigkeit und Evakuierbarkeit eines Membranstossrohres, damit darin in einem weiten Parameterbereich genügend saubere Edelgasplasmen erzeugt werden können. Die Untersuchung des Einflusses der Randbedingungen, d.h. der endlichen Länge von Hoch- und Niederdruckteil führt zu Beziehungen, die den notwendigen Abstand des Messortes von der Membran und eine ausreichende Länge von Hoch- und Niederdruckteil angeben, damit eine geforderte minimale Messzeit und eine ausreichende Länge des Plasmapropfs gewährleistet sind. Durch numerische Berechnung der Zustandsgrößen in einem stosswellenaufgeheizten Argonplasma konnte auch dessen Ionisation berücksichtigt werden.

Nach einer kurzen Beschreibung der aufgrund der obigen Überlegungen gebauten Membranrohranlage werden die Messungen dargestellt, die mit Photomultipliern, einer Trommelkamera und Sonden durchgeführt wurden, die auf die Temperaturänderung in der Stossfront ansprechen. Diese Messungen ergeben die Stossfrontgeschwindigkeit und die Messzeit in Abhängigkeit vom Ausgangsdruckverhältnis in Hoch- und Niederdruckteil und vom Abstand des Messortes von der Membran. Ausserdem ergeben sie im "Messbereich" die Länge des Plasmapropfs und die Geschwindigkeit der Kontaktfront. Die Messergebnisse werden mit den theoretisch berechneten Werten verglichen. Sie lassen den erheblichen Einfluss von Relaxationseffekten erkennen.

Die Messungen zeigen, dass die theoretischen Berechnungen, die sich auf die Überlieferung der Energie beziehen, von Bedeutung sind.

Der grosse Vorteil eines in einem Membranstossrohr erzeugten Plasmas besteht neben seiner guten Homogenität darin, dass es frei von elektrischen Strömen und eingeschlossenen Magnetfeldern ist. Aus diesem Grund ist es für Plasmaexperimente mit Magnetfeldern besonders geeignet. Ausserdem können sowohl die Geschwindigkeit als auch der thermodynamische Zustand des stosswellenaufgeheizten Plasmas leicht berechnet werden. Allerdings ist die Grösse der erreichbaren Zustandsänderungen beschränkt durch die Temperatur und die Geschwindigkeit eines in einer solchen Anlage erzeugten Plasmas aus gasdynamischen Gründen beschränkt, für viele Experimente bei grossen Geschwindigkeiten aber ausreichend.

Aufgabe der vorliegenden Arbeit war es, ein Membranstosswellenrohr zur Erzeugung von Plasmen zu planen, zu bauen und zu erproben. In Rahmen der Planung sollten auch die in der Literatur verstreuten theoretischen Grundlagen zur Beschreibung der Wirkungsweise eines derartigen Stossrohres zusammengestellt werden. Ausserdem sollten in einem weiten Bereich die druck- und zustandsgrössen für das Plasma hinter einer Stoss- und Verdünnungswelle für die Edelgase berechnet werden.

## I. Einleitung und Problemstellung

In der Gasdynamik spielen Vorgänge, bei denen sich die Zustandsgrößen nicht stetig sondern über "Diskontinuitätsflächen" sprunghaft ändern, eine erhebliche Rolle. Man spricht von einer "Stosswelle", wenn sich dort alle die Strömung beschreibenden Größen unstetig verhalten, während über "Kontaktdiskontinuitäten" hinweg Druck und Strömungsgeschwindigkeit konstant bleiben.

In Physik und Chemie ist besonders die sehr schnelle Temperaturänderung in der Front einer Stosswelle von Bedeutung. Zum Beispiel können mit ihrer Hilfe die Anregung der Rotations- und Schwingungszustände von Molekülen untersucht, der zeitliche Verlauf chemischer Prozesse studiert und Aussagen über die Einstellung chemischen Gleichgewichts gemacht werden. Ist die Geschwindigkeit der Stosswelle hinreichend hoch, so wird das Gas dahinter dissoziiert bzw. ionisiert. Damit kann eine Anordnung zur Erzeugung genügend schneller Stosswellen als Plasmaquelle dienen.

Zur Erzeugung schneller Stosswellen können verschiedene Antriebsmechanismen benutzt werden. Durch elektrische Stossentladungen kann man in geeigneter Anordnung (z.B. T-Rohr,  $\theta$ -Pinch) zwar besonders schnelle Stosswellen erzeugen, diese sind aber aufgrund der nur kurz wirkenden Antriebskraft instationär und daher für viele Experimente wenig geeignet.

Stationäre und eindimensionale Stosswellen können in guter Näherung mit einer als "Membranstossrohr" bekannten Anordnung erzeugt werden. Diese besteht aus einem Rohr, das durch eine Membran in zwei Volumina unterteilt ist, in denen sehr unterschiedliche Drücke herrschen sollen. Lässt man die Membran platzen, so läuft eine Verdünnungswelle in den Bereich hohen Drucks hinein. Über diese Verdünnungswelle hinweg wird der Druck abgesenkt und das Gas beschleunigt. Es strömt aus dem Hochdruckteil aus, wirkt dabei wie ein Kolben und sammelt das Gas aus dem Niederdruckteil hinter einer Stosswelle auf. Die Trennfläche zwischen dem aus dem Hochdruck- und dem aus dem Niederdruckteil stammenden Gas stellt ebenfalls eine Unstetigkeitsfläche dar, und zwar eine Kontaktdiskontinuität. Der Antrieb der Strömung ist in dieser Anordnung für einige Zeit praktisch konstant, und dadurch bilden sich eine Stosswelle und eine Kontaktdiskontinuität aus, die beide stationär sind, und zwischen denen ein nahezu homogenes Gebiet aufgeheizten und komprimierten Gases liegt. Nach einer gewissen Zeit, die von der Länge des Membranstossrohres abhängt, werden Stoss- und Verdünnungswelle am Ende des Nieder- und Hochdruckteils reflektiert. Sie verändern dann die ursprüngliche Strömung und schliesslich auch das Gebiet zwischen Stossfront und Kontaktfront. Ausser den in einem Membranstossrohr herrschenden Anfangsbedingungen sind also auch die Randbedingungen, die sich aus der Dimensionierung der Anlage ergeben, von Bedeutung.

Der grosse Vorteil eines in einem Membranstossrohr erzeugten Plasmas besteht neben seiner guten Homogenität darin, dass es frei von elektrischen Strömen und eingeschlossenen Magnetfeldern ist. Aus diesem Grund ist es für Wechselwirkungsexperimente mit Magnetfeldern besonders geeignet. Ausserdem können sowohl die Geschwindigkeit als auch der thermodynamische Zustand des stoswellenaufgeheizten Plasmas leicht berechnet werden. Allerdings ist die Grösse der erreichbaren Zustandsänderungen und damit auch die Temperatur und die Geschwindigkeit eines in einer solchen Anlage herstellbaren Plasmas aus gasdynamischen Gründen beschränkt, für viele Experimente bei geeigneter Gaswahl aber ausreichend.

Aufgabe der vorliegenden Arbeit war es, ein Membran-Stosswellenrohr zur Erzeugung von Plasmen zu planen, zu bauen und zu erproben. Im Rahmen der Planung sollten auch die in der Literatur verstreuten theoretischen Grundlagen zur Beschreibung der Wirkungsweise eines derartigen Stossrohres zusammengestellt werden. Ausserdem sollten in einem weiten Bereich die Gleichgewichtszustandsgrößen für das Plasma hinter einer Stosswelle für die Edelgase berechnet werden.



## II. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die theoretischen Vorüberlegungen dargestellt werden, die notwendig sind, um eine Aussage über eine günstige Dimensionierung des aufzubauenden Membranstosswellenrohres und über die Eigenschaften des in dieser Anlage erzeugbaren Plasmas zu machen.

Für den Ablauf der Strömung sind sowohl Anfangsbedingungen als auch Randbedingungen massgebend. Die Anfangsbedingungen, d. h. die ursprüngliche Druckdiskontinuität vor Platzen der Membran, und die Art der verwendeten Gase bestimmen die "Stosswelle", die "Kontaktfläche" und die "Verdünnungswelle", also die charakteristischen Elemente der Strömung. Die Randbedingungen sind durch die Länge von Hoch- und Niederdruckteil und die Art ihres Abschlusses gegeben. Da Stoss- und Verdünnungswelle am Ende des Niederdruckteils und des Hochdruckteils reflektiert werden, stören sie von diesem Zeitpunkt ab den durch die Anfangsbedingungen bestimmten Vorgang. Während also die Anfangsbedingungen im wesentlichen für die Geschwindigkeit der primären Stosswelle und die Eigenschaften des erzeugten Plasmas dahinter bestimmend sind, wird die Zeitdauer der ungestörten Strömung an den verschiedenen Orten im Stosswellenrohr durch die Randbedingungen vorgegeben. Diese sind also für die Dimensionierung von Bedeutung.

Nach einer Beschreibung der in der Strömung eines Stosswellenrohres auftretenden Einzelphänomene wird durch ihre Verknüpfung die Abhängigkeit der Stossfrontgeschwindigkeit von den Anfangsbedingungen und der zeitliche Ablauf des Strömungsvorgangs aufgrund der Randbedingungen berechnet. Unter der Annahme, dass sich die verwendeten Gase ideal verhalten, keine thermodynamischen Relaxationseffekte aufweisen, konstante spezifische Wärmen besitzen, und dass die Rohrwandung keinen Einfluss auf die Strömung hat, lassen sich diese Betrachtungen analytisch durchführen. Diese Überlegungen führen trotz der Einschränkungen zum prinzipiellen Verständnis der Dynamik.

Dann wird aufgrund der vorherigen Betrachtungen der Arbeitsbereich für das Membranstosswellenrohr festgelegt.

Lässt man die Annahme konstanter spezifischer Wärmen fallen, so sind nur noch numerische Berechnungen möglich. Solche Rechnungen werden im vierten Abschnitt beschrieben und ihre Ergebnisse mit den analytisch berechneten verglichen.

### II.1 Ebene, stationäre Diskontinuitätsflächen und eindimensionale Verdünnungswellen in idealen Gasen mit konstanten spezifischen Wärmen

#### a) Diskontinuitätsflächen (Stosswellen und Kontaktdiskontinuitäten)

In der Natur treten in Wirklichkeit nicht sprunghafte Änderungen der Zustandsgrößen in einer Fläche auf, sondern starke Gradienten in einer schmalen Zone, deren Dicke unter normalen Bedingungen von der Größenordnung der freien Weglänge ist. Wegen dieser geringen Dicke der Übergangszone ist es im Rahmen der Kontinuumsmechanik trotzdem erlaubt, von einem "Sprung" zu sprechen. Auch ohne über das Übergangsgebiet selbst etwas auszusagen, ist es möglich, Beziehungen zwischen den Zustandsgrößen vor und hinter dem "Sprungbereich" anzugeben, die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie:

Massenerhaltung: 
$$\frac{dM}{dt} = \frac{d}{dt} \int \rho dV = 0 \quad (1)$$

Impulserhaltung:  $\frac{d\vec{I}}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{V(t)} \rho \vec{v} dV = \sum \vec{K}$  (2)

Energieerhaltung:  $\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{V(t)} \rho \left( e + \frac{1}{2} \vec{v}^2 \right) dV = \sum L$  (3)

Für den Fall einer ebenen, stationären Strömung lassen sich bei Vernachlässigung von Viskosität und Wärmeleitung die Erhaltungsgleichungen elementar integrieren (siehe z. B. [1], [2], [3]). Man erhält dann in einem Koordinatensystem, in dem die Diskontinuitätsfläche ruht, die folgenden Gleichungen für

Massenerhaltung:  $\rho_b \vec{v}_b = \rho_a \vec{v}_a$  (4)

Impulserhaltung:  $p_b + \rho_b \vec{v}_b^2 = p_a + \rho_a \vec{v}_a^2$  (5)

Energieerhaltung:  $\frac{1}{2} \vec{v}_b^2 + e_b + \frac{p_b}{\rho_b} = \frac{1}{2} \vec{v}_a^2 + e_a + \frac{p_a}{\rho_a}$  (6)

Mit der Definition der Enthalpie  $h \equiv \frac{p}{\rho}$  (7)

kann Gl.(6) ersetzt werden durch  $\frac{1}{2} \vec{v}_b^2 + h_b = \frac{1}{2} \vec{v}_a^2 + h_a$  (6')

Die Indizes a und b kennzeichnen dabei die Grössen vor und hinter der Diskontinuitätsfläche. In den Bereichen a und b sollen die Zustandsgrössen jeweils konstant sein.

Die Massenerhaltungsgleichung (4) bringt zum Ausdruck, dass sich in der schmalen Übergangszone zwischen den beiden Gebieten konstanten Zustandes keine Quellen oder Senken für die Masse befinden.

Die Impulserhaltungsgleichung (5) drückt aus, dass die Impulsänderung des Gases durch die Differenz der Drucke vor und hinter der Diskontinuitätsfläche kompensiert wird.

Die letzte Gleichung (6') besagt, dass für stationäre Diskontinuitätsflächen die Enthalpiezunahme des Gases beim Durchgang durch die Fläche durch den Verlust an Strömungsenergie gedeckt wird.

Je nachdem, ob der Massenfluss durch die Diskontinuitätsfläche ungleich oder gleich Null ist, unterscheidet man **Stosswellen** oder **Kontaktdiskontinuitäten**.

α) **Stosswellen**

Bei einer Stosswelle ist der Massenfluss  $\rho \vec{v}$  durch die Sprungfläche hindurch von Null verschieden und (aufgrund der Stationarität) konstant. Nach den Gln.(4) bis (6') ändern sich über die Stosswelle hinweg alle thermodynamischen Grössen.

Becker [3] hat einen einfachen Gedankenversuch beschrieben, der veranschaulicht, wie eine solche Stosswelle entsteht. Dazu geht er von der Betrachtung eines langen Rohres mit einem beweglichen Kolben aus, das mit einem ruhenden Gas homogen gefüllt ist. Bringt man nun den Kolben plötzlich auf eine kleine Geschwindigkeit, so entsteht vor dem Kolben eine Verdichtungswelle, die mit Schallgeschwindigkeit  $c_0 = \sqrt{\gamma \cdot R_{spez} \cdot T_0}$  vom Kolben weg in das Gas hineinfließt. Zwischen dem Kolben und der Front dieser Verdichtungswelle ist das Gas adiabatisch verdichtet. Es besitzt eine Temperatur  $T_1 > T_0$  und eine Strömungsgeschwindigkeit, die gleich der Kolbengeschwindigkeit ist. Wird der Kolben dann nochmals ruckartig beschleunigt, so



läuft eine zweite Kompressionswelle mit der Geschwindigkeit  $c_1 = \sqrt{\gamma \cdot R_{\text{spez}} \cdot T_1} > c_0$  in das nun schon aufgeheizte Gas hinein. Eine Anzahl solcher Beschleunigungsvorgänge ergibt eine Folge von einander nachlaufenden Verdichtungswellen, von denen jede eine etwas grössere Geschwindigkeit als die vorauslaufende hat.

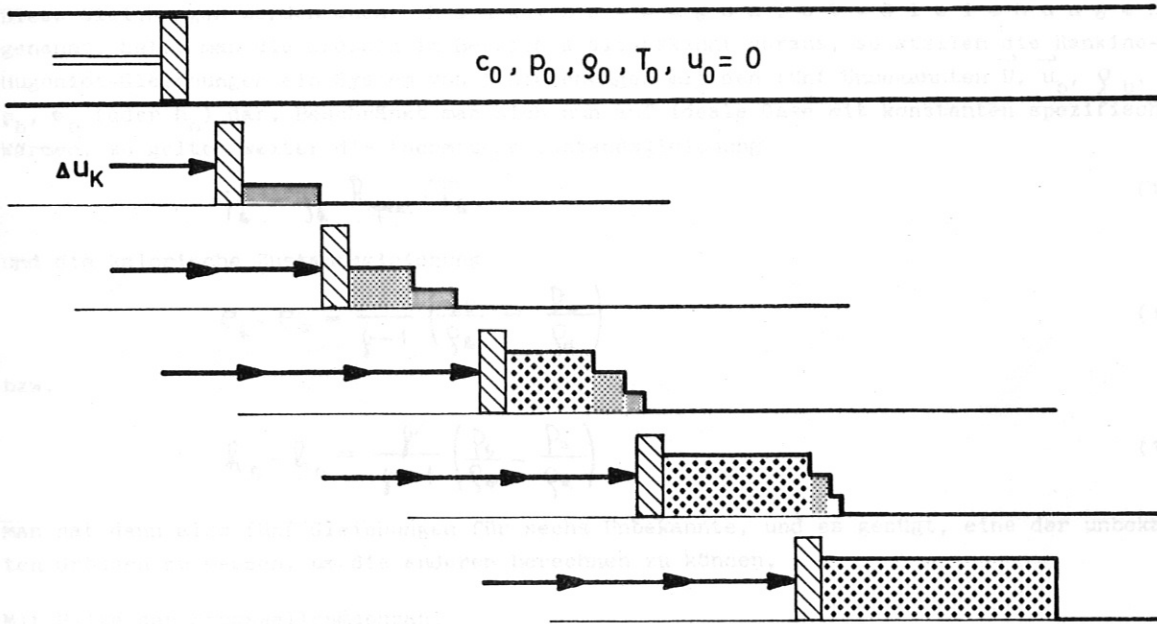


Abb. 1 Becker'sche Modellvorstellung zur Entstehung einer Stosswelle durch eine Kolbenbewegung.

Diese Wellen holen sich schliesslich alle ein und bewirken dort, wo sie sich überlagern, eine plötzliche Änderung der Zustandsgrössen; d. h. eine Stosswelle. Diese läuft mit einer Geschwindigkeit, die grösser als die Kolbengeschwindigkeit und auch grösser als die Schallgeschwindigkeit  $c_0 (= c_a)$  im ungestörten Gas ist. Vom Gas hinter der Stosswelle aus gesehen läuft sie jedoch mit Unterschallgeschwindigkeit. Bleibt die Kolbengeschwindigkeit nach einer Anzahl von Beschleunigungsvorgängen konstant, so stellt sich ein stationärer Zustand ein, d. h. die Geschwindigkeit der Stosswelle und die Zustandsgrössen vor und hinter der Stossfront bleiben konstant.

Die Gln.(4) bis (6') beschreiben eine solche ebene und stationäre Stosswelle in einem mit ihr mitbewegten System. Hat im Laborsystem die Stosswelle die Geschwindigkeit  $\vec{U}$ , so sind die Strömungsgeschwindigkeiten im Laborsystem

$$\vec{u}_e = \vec{v}_e + \vec{U} \quad (8)$$

$$\vec{u}_a = \vec{v}_a + \vec{U} \quad (9)$$

Damit nehmen die Erhaltungsgleichungen im Laborsystem die Form an

$$p_e(\vec{u}_e - \vec{U}) = p_a(\vec{u}_a - \vec{U}) \quad (10)$$

$$p_e + p_e(\vec{u}_e - \vec{U})^2 = p_a + p_a(\vec{u}_a - \vec{U})^2 \quad (11)$$

$$\frac{(\vec{u}_b - \vec{U})^2}{2} + e_b + \frac{p_b}{\rho_b} = \frac{(\vec{u}_a - \vec{U})^2}{2} + e_a + \frac{p_a}{\rho_a} \quad (12)$$

$$\frac{(\vec{u}_b - \vec{U})^2}{2} + h_b = \frac{(\vec{u}_a - \vec{U})^2}{2} + h_a \quad (12')$$

Diese Gleichungen werden auch Rankine-Hugoniot-Gleichungen genannt. Setzt man die Grössen im Bereich a als bekannt voraus, so stellen die Rankine-Hugoniot-Gleichungen ein System von 3 Gleichungen mit den fünf Unbekannten  $\vec{U}$ ,  $u_b$ ,  $\rho_b$ ,  $p_b$ ,  $e_b$  (oder  $h_b$ ) dar. Beschränkt man sich nun auf ideale Gase mit konstanten spezifischen Wärmen, so gelten weiter die thermische Zustandsgleichung

$$p_b = \rho_b \cdot R_{spez.} \cdot T_b \quad (13)$$

und die kalorische Zustandsgleichung

$$e_b - e_a = \frac{1}{\gamma - 1} \left( \frac{p_b}{\rho_b} - \frac{p_a}{\rho_a} \right) \quad (14)$$

bzw.

$$h_b - h_a = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left( \frac{p_b}{\rho_b} - \frac{p_a}{\rho_a} \right) \quad (14')$$

Man hat dann also fünf Gleichungen für sechs Unbekannte, und es genügt, eine der unbekannt Grössen zu messen, um die anderen berechnen zu können.

Mit Hilfe der Stosswellenmachzahl

$$M = \frac{U}{c_a} \quad (15)$$

lassen sich die Zustandsgrössen hinter der Stossfront, normiert auf die Grössen vor der Front, wie folgt darstellen:

$$\frac{p_b}{p_a} = \frac{2\gamma M^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (16)$$

$$\frac{\rho_b}{\rho_a} = \frac{(\gamma + 1) \cdot M^2}{(\gamma - 1) \cdot M^2 + 2} \quad (17)$$

$$\frac{T_b}{T_a} = \left[ \frac{2\gamma M^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \right] \left[ \frac{(\gamma - 1) M^2 + 2}{(\gamma + 1) M^2} \right] \quad (18)$$

$$\frac{u_b}{c_a} = \frac{2}{\gamma + 1} \left( M - \frac{1}{M} \right) \quad (19)$$

In der folgenden Abb. 2 sind diese Beziehungen für verschiedene Gase dargestellt. Die dabei verwendeten Werte von  $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$  wurden aus Kohlrausch [4] entnommen und sind in Tab. 1 zusammengestellt.

Gas	He	Ne	Ar	Xe	Kr	H <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	Luft	CO <sub>2</sub>
$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$	1,63	1,64	1,648	1,66	1,69	1,41	1,401	1,402	1,293

Tabelle 1



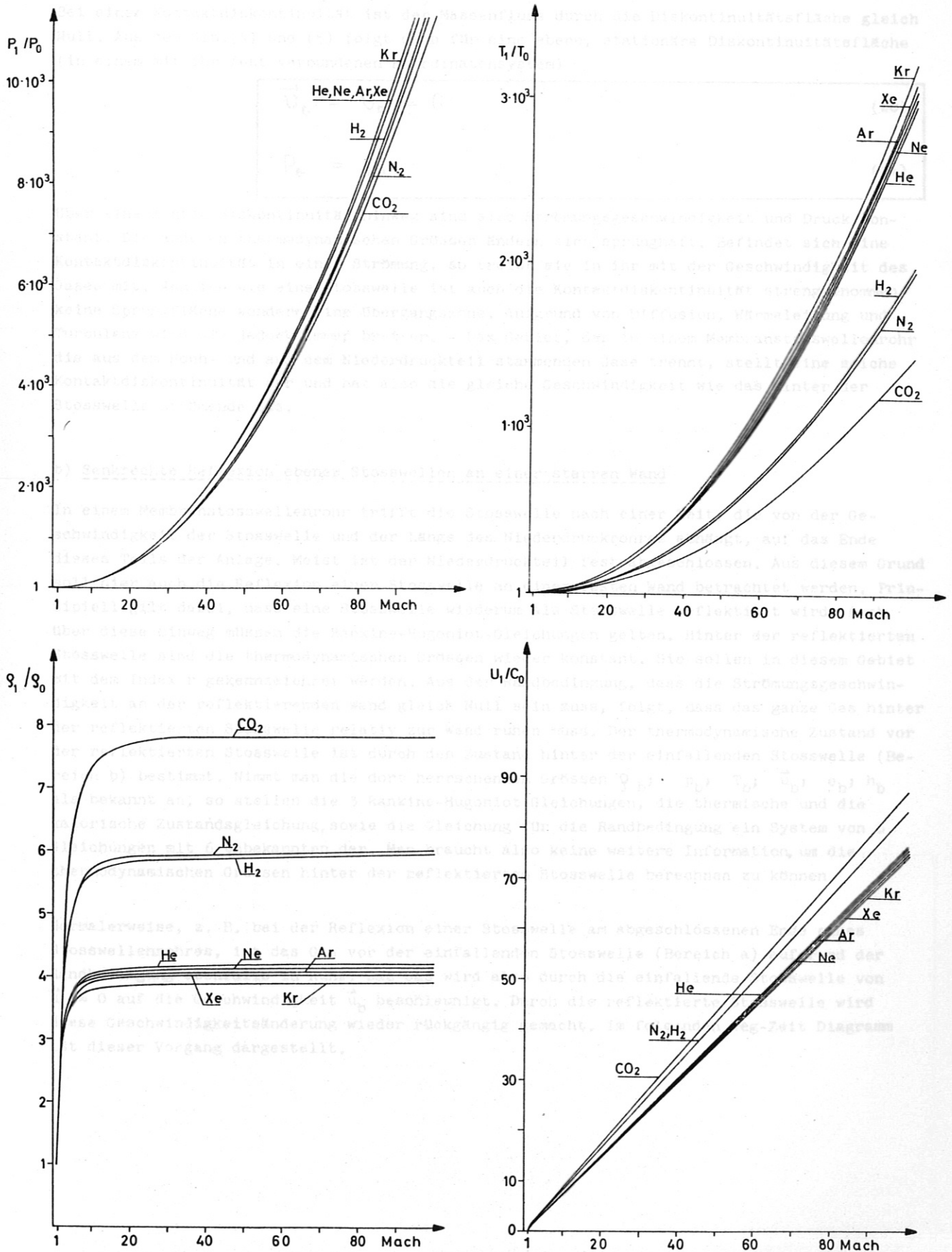


Abb. 2 Sprunggrößen in Abhängigkeit von der Machzahl für verschiedene Gase ( $\gamma_0 = \gamma_1$ )

β) K o n t a k t d i s k o n t i n u i t ä t e n

Bei einer Kontaktdiskontinuität ist der Massenfluss durch die Diskontinuitätsfläche gleich Null. Aus den Gln.(4) und (5) folgt dann für eine ebene, stationäre Diskontinuitätsfläche (in einem mit ihr fest verbundenen Koordinatensystem)

$$\vec{v}_b = \vec{v}_a = 0 \quad (20)$$

$$P_b = P_a \quad (21)$$

Über eine Kontaktdiskontinuität hinweg sind also Strömungsgeschwindigkeit und Druck konstant. Die anderen thermodynamischen Größen ändern sich sprunghaft. Befindet sich eine Kontaktdiskontinuität in einer Strömung, so treibt sie in ihr mit der Geschwindigkeit des Gases mit. Ähnlich wie eine Stosswelle ist auch die Kontaktdiskontinuität strenggenommen keine Sprungfläche sondern eine Übergangszone. Aufgrund von Diffusion, Wärmeleitung und Turbulenz wird sie jedoch immer breiter. - Das Gebiet, das in einem Membranstosswellenrohr die aus dem Hoch- und aus dem Niederdruckteil stammenden Gase trennt, stellt eine solche Kontaktdiskontinuität dar und hat also die gleiche Geschwindigkeit wie das hinter der Stosswelle strömende Gas.

b) Senkrechte Reflexion ebener Stosswellen an einer starren Wand

In einem Membranstosswellenrohr trifft die Stosswelle nach einer Zeit, die von der Geschwindigkeit der Stosswelle und der Länge des Niederdruckrohres abhängt, auf das Ende dieses Teils der Anlage. Meist ist der Niederdruckteil fest abgeschlossen. Aus diesem Grund soll hier auch die Reflexion einer Stosswelle an einer festen Wand betrachtet werden. Prinzipiell gilt dabei, dass eine Stosswelle wiederum als Stosswelle reflektiert wird. Auch über diese hinweg müssen die Rankine-Hugoniot-Gleichungen gelten. Hinter der reflektierten Stosswelle sind die thermodynamischen Größen wieder konstant. Sie sollen in diesem Gebiet mit dem Index r gekennzeichnet werden. Aus der Randbedingung, dass die Strömungsgeschwindigkeit an der reflektierenden Wand gleich Null sein muss, folgt, dass das ganze Gas hinter der reflektierten Stosswelle relativ zur Wand ruhen muss. Der thermodynamische Zustand vor der reflektierten Stosswelle ist durch den Zustand hinter der einfallenden Stosswelle (Bereich b) bestimmt. Nimmt man die dort herrschenden Größen  $\rho_b; p_b; T_b; \vec{u}_b; e_b; h_b$  als bekannt an, so stellen die 3 Rankine-Hugoniot-Gleichungen, die thermische und die kalorische Zustandsgleichung, sowie die Gleichung für die Randbedingung ein System von 6 Gleichungen mit 6 Unbekannten dar. Man braucht also keine weitere Information, um die thermodynamischen Größen hinter der reflektierten Stosswelle berechnen zu können.

Normalerweise, z. B. bei der Reflexion einer Stosswelle am abgeschlossenen Ende eines Stosswellenrohres, ist das Gas vor der einfallenden Stosswelle (Bereich a) aufgrund der Randbedingung ebenfalls in Ruhe. Das Gas wird also durch die einfallende Stosswelle von  $\vec{u}_a = 0$  auf die Geschwindigkeit  $\vec{u}_b$  beschleunigt. Durch die reflektierte Stosswelle wird diese Geschwindigkeitsänderung wieder rückgängig gemacht. Im folgenden Weg-Zeit Diagramm ist dieser Vorgang dargestellt.



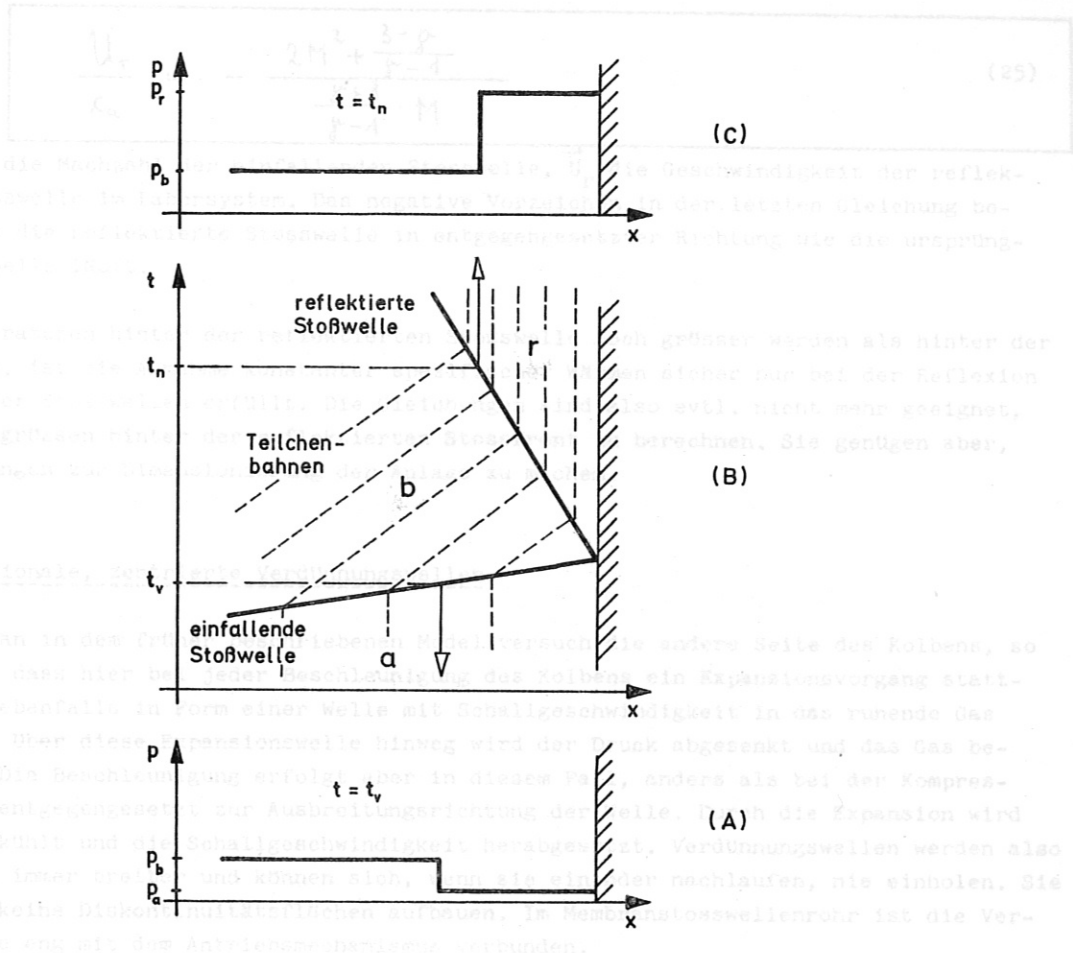


Abb. 3 Senkrechte Reflexion einer ebenen Stosswelle an einer Wand

- (A) Druckverteilung vor der Reflexion
- (B) x-t-Diagramm des Reflexionsvorgangs
- (C) Druckverteilung nach der Reflexion

Unter der Voraussetzung  $\vec{u}_a = 0$  lassen sich die Grössen im Bereich  $\textcircled{r}$ , normiert auf die Ausgangsgrössen, wie folgt darstellen:

$$\frac{p_r}{p_a} = \frac{\left[ \frac{3\gamma-1}{\gamma-1} M^2 - 2 \right] \cdot \left[ \frac{2\gamma}{\gamma-1} M^2 - 1 \right]}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left[ M^2 + \frac{2}{\gamma-1} \right]} \quad (22)$$

$$\frac{\rho_r}{\rho_a} = \frac{M^2 \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left[ \frac{2\gamma}{\gamma-1} M^2 - 1 \right]}{\left[ M^2 + \frac{2}{\gamma-1} \right] \cdot \left[ 2M^2 + \frac{3-\gamma}{\gamma-1} \right]} \quad (23)$$

$$\frac{T_r}{T_a} = \frac{\left[ \frac{3\gamma-1}{\gamma-1} M^2 - 2 \right] \cdot \left[ 2M^2 + \frac{3-\gamma}{\gamma-1} \right]}{\left( \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right)^2 \cdot M^2} \quad (24)$$

$$\frac{U_r}{c_a} = - \frac{2M^2 + \frac{3-\gamma}{\gamma-1}}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \cdot M} \quad (25)$$

M ist dabei die Machzahl der einfallenden Stosswelle,  $\vec{U}_r$  die Geschwindigkeit der reflektierten Stosswelle im Laborsystem. Das negative Vorzeichen in der letzten Gleichung bedeutet, dass die reflektierte Stosswelle in entgegengesetzter Richtung wie die ursprüngliche Stosswelle läuft.

Da die Temperaturen hinter der reflektierten Stosswelle noch grösser werden als hinter der einfallenden, ist die Annahme konstanter spezifischer Wärmen sicher nur bei der Reflexion sehr schwacher Stosswellen erfüllt. Die Gleichungen sind also evtl. nicht mehr geeignet, die Zustandsgrössen hinter der reflektierten Stossfront zu berechnen. Sie genügen aber, um Abschätzungen zur Dimensionierung der Anlage zu machen.

c) Eindimensionale, zentrierte Verdünnungswellen

Betrachtet man in dem früher beschriebenen Modellversuch die andere Seite des Kolbens, so bemerkt man, dass hier bei jeder Beschleunigung des Kolbens ein Expansionsvorgang stattfindet, der ebenfalls in Form einer Welle mit Schallgeschwindigkeit in das ruhende Gas hineinläuft. Über diese Expansionswelle hinweg wird der Druck abgesenkt und das Gas beschleunigt. Die Beschleunigung erfolgt aber in diesem Fall, anders als bei der Kompressionswelle, entgegengesetzt zur Ausbreitungsrichtung der Welle. Durch die Expansion wird das Gas abgekühlt und die Schallgeschwindigkeit herabgesetzt. Verdünnungswellen werden also mit der Zeit immer breiter und können sich, wenn sie einander nachlaufen, nie einholen. Sie können also keine Diskontinuitätsflächen aufbauen. Im Membranstosswellenrohr ist die Verdünnungswelle eng mit dem Antriebsmechanismus verbunden.

Die Zustandsgrössen im Bereich der Verdünnungswellen werden zweckmässig durch die differentielle Form der Erhaltungssätze, die

$$\text{Kontinuitätsgleichung (Massenerhaltung)} \quad \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dt} + \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (26a)$$

und die

$$\text{Euler'sche Gleichung (Impulssatz)} \quad \frac{du}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (26b)$$

sowie die Forderung nach Konstanz der Entropie längs Teilchenbahnen

$$\frac{ds}{dt} = 0 \quad (26c)$$

beschrieben.\*)

Im Fall idealer Gase lässt sich der Term mit der Ableitung der Dichte nach der Zeit eliminieren, und unter Benutzung der Beziehung  $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x}$  erhält man aus (26a) und (26b):

$$\frac{dp}{\rho c} = \frac{2}{\gamma-1} du$$

\* Die folgende Darstellung des Lösungsweges für dieses Differentialgleichungssystem schliesst sich eng an Zieryep [2] an.

$$\frac{1}{\rho c} \left( \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} \right) + c \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (26a')$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (26b')$$

Durch Subtraktion und Addition von (26a') und (26b') ergeben sich zwei neue Gleichungen, in denen die Ableitungen von u und p nur in den typischen Kombinationen  $\frac{\partial}{\partial t} + (u \pm c) \frac{\partial}{\partial x}$  auftreten. Mit Hilfe geeigneter Transformationsbeziehungen

$$\xi = \xi(x; t) \quad (27a)$$

$$\eta = \eta(x; t) \quad (27b)$$

kann man die aus (26a') und (26b') gewonnenen Gleichungen in eine Form überführen, in der nur noch Ableitungen nach je einer der Variablen  $\xi$  oder  $\eta$  auftreten:

$$\frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{1}{\rho c} \cdot \frac{\partial p}{\partial \eta} = 0 \quad (28a)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{\rho c} \cdot \frac{\partial p}{\partial \xi} = 0 \quad (28b)$$

Dazu müssen an die Transformationen die Bedingungen

$$\xi_t + (u - c) \xi_x = 0 \quad (29a)$$

$$\eta_t + (u + c) \eta_x = 0 \quad (29b)$$

gestellt werden. Die Kurven  $\xi = \xi(x; t) = \text{const}$  und  $\eta = \eta(x; t) = \text{const}$  nennt man **C h a r a k t e r i s t i k e n**. Sie stellen das neue Koordinatensystem für die Gln. (28a) und (28b) dar. Ihre Richtungen sind mit (29a) und (29b) gegeben

$$\text{für } \xi = \text{const durch} \quad - \frac{\xi_t}{\xi_x} = u - c = \left( \frac{dx}{dt} \right)_{\xi = \text{const}} \quad (30a)$$

$$\text{für } \eta = \text{const durch} \quad - \frac{\eta_t}{\eta_x} = u + c = \left( \frac{dx}{dt} \right)_{\eta = \text{const}} \quad (30b)$$

Sie sind allerdings, da sie die örtliche Strömungsgeschwindigkeit u und die entsprechende Schallgeschwindigkeit c enthalten, im allgemeinen nicht bekannt. Die Charakteristiken stellen zwei Scharen von Kurven dar, von denen je eine Kurve durch jeden Punkt der x-t-Ebene geht. Diese beiden Kurven begrenzen den Bereich, in den hinein sich eine, vom betrachteten Punkt ausgehende kleine Störung, ausbreitet. Für ideale Gase lässt sich (26c) auch in der Form

$$\frac{dp}{\rho \cdot c} = \frac{2}{\gamma - 1} dc \quad (26c')$$

darstellen.



Aus den Gln.(28a) und (28b) wird damit

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left( \mu + \frac{2}{\gamma-1} \cdot c \right) = 0 \quad (28a')$$

und

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left( \mu - \frac{2}{\gamma-1} \cdot c \right) = 0 \quad (28b')$$

Das bedeutet, dass längs der Charakteristiken  $\eta = \text{const}$  und  $\xi = \text{const}$  die Grösse

$$\mu \pm \frac{2c}{\gamma-1}$$

konstant ist. Man nennt diese Grösse "Riemann-Invariante".

Mit Hilfe der Charakteristikentheorie soll nun die Verdünnungswelle betrachtet werden, die hinter einem Kolben entsteht, der in einem Rohr ruckartig auf eine bestimmte Geschwindigkeit gebracht wird. Bei diesem speziellen Beispiel wird eine Verdünnungswelle erzeugt, die ein Analogon zu der in einem Membranstossrohr auftretenden darstellt. Der Verlauf der Charakteristikenscharen wird im x-t-Diagramm in Abb. 4 veranschaulicht.

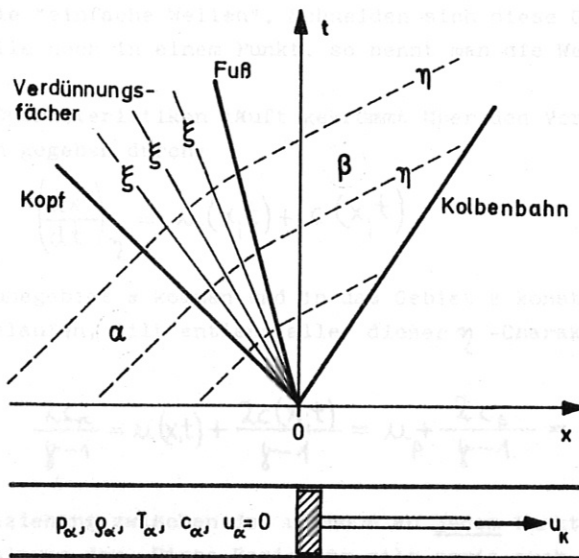


Abb. 4 Entstehung einer zentrierten Verdünnungswelle durch eine Kolbenbewegung

Bevor der Kolben in Bewegung gesetzt wird, soll das Gas ruhen und die Schallgeschwindigkeit  $c_\alpha$  haben. Vom Zeitpunkt  $t = 0$  an soll der Kolben dann mit einer konstanten Geschwindigkeit  $u_k$  aus dem Gas herausgezogen werden. Auf der linken Seite des Kolbens findet dann eine Expansion statt, die sich in den ruhenden Bereich  $\alpha$  hinein fortplankt. Der Übergang zwischen dem ungestörten Gebiet und der Expansionswelle - der sogenannte "Kopf der Verdünnungswelle" - bewegt sich im x-t-Diagramm auf einer  $\xi$ -Charakteristik. Da im ungestörten Bereich vor der Verdünnungswelle die Strömungsgeschwindigkeit  $u_\alpha = 0$  und die Schallgeschwindigkeit  $c_\alpha$  konstant ist, gilt für den Kopf (head) der Verdünnungswelle

$$\left( \frac{dx}{dt} \right)_H = u_\alpha - c_\alpha = -c_\alpha \quad (31)$$

Seine Bahnkurve ist also eine Gerade mit der Gleichung

$$\left(\frac{x}{t}\right)_H = -c_\alpha \quad (32a)$$

Das negative Vorzeichen in (31) und (32a) bedeutet, dass der Kopf und somit auch die Verdünnungswelle selbst in dem betrachteten Fall (d. h. bei einer Kolbenbewegung nach rechts) nach links laufen. Der Expansionsvorgang muss so weit gehen, dass am Ende der Verdünnungswelle, ihrem "Fuss", die Gasgeschwindigkeit gleich der vorgegebenen Kolbengeschwindigkeit wird. Zu dieser festen Strömungsgeschwindigkeit  $u_\beta = u_k$  gehört eine konstante Schallgeschwindigkeit  $c_\beta$ . Die Charakteristik, auf der sich der Fuss der Verdünnungswelle bewegt, ist also ebenfalls eine Gerade. Sie gehorcht der Gleichung

$$\left(\frac{x}{t}\right)_F = u_\beta - c_\beta = \text{const.} \quad (32b)$$

Auch alle anderen  $\xi$ -Charakteristiken, die zwischen diesen beiden, den Bereich der Verdünnungswelle begrenzenden Geraden liegen, sind Geraden:

$$\left(\frac{x}{t}\right)_\xi = u(x_i, t) - c(x_i, t) = \text{const.} \quad (32c)$$

Das Gebiet zwischen Fuss der Verdünnungswelle und dem Kolben ist ein Gebiet konstanten Zustandes und wird, wie im x-t-Diagramm (Abb. 4) ersichtlich, immer breiter. Wellen, die an ein Gebiet konstanten Zustandes angrenzen, haben immer eine Schar von geraden Charakteristiken. Man nennt sie "einfache Wellen". Schneiden sich diese Geraden, wie im vorliegenden Fall, ausserdem alle noch in einem Punkt, so nennt man die Welle "zentriert".

Die zweite Schar von Charakteristiken läuft gekrümmt über den Verdünnungsfächer hinweg. Ihre Richtungen werden gegeben durch:

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)_\eta = u(x_i, t) + c(x_i, t) \quad (33)$$

Da sie alle aus dem Ruhegebiet  $\alpha$  kommen und in das Gebiet  $\beta$  konstanten Zustandes zwischen Fuss und Kolben hineinlaufen, gilt entlang aller dieser  $\eta$ -Charakteristiken die Riemann-Invariante

$$\frac{2c_\alpha}{\gamma-1} = u(x_i, t) + \frac{2c(x_i, t)}{\gamma-1} = u_\beta + \frac{2c_\beta}{\gamma-1} = \text{const.} \quad (34)$$

Gl.(34) stellt eine Beziehung zwischen den  $u$  und  $c$  an jedem Punkt der Strömung, auch über die Verdünnungswelle hinweg dar. Diese Beziehung gilt somit auch für alle Punkte jeder geraden  $\xi$ -Charakteristik, für die zusätzlich noch

$$\left(\frac{x}{t}\right)_\xi = u(x_i, t) - c(x_i, t) \quad (32c) \hat{=} (35)$$

gilt. Längs einer  $\xi$ -Charakteristik müssen deshalb auch die Grössen  $u$  und  $c$  selbst konstant sein. Aus (34) erhält man:

$$\frac{c}{c_\alpha} = 1 - \frac{\gamma-1}{2} \cdot \frac{u(x_i, t)}{c_\alpha} \quad (36)$$

Hieraus ergeben sich mit den von der Thermodynamik her bekannten Beziehungen  $\left(\frac{c}{c_0}\right) = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{2}}$ ,  $\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\gamma$  und  $\frac{T}{T_0} = \left(\frac{c}{c_0}\right)^2$  auch Zusammenhänge zwischen Temperatur, Dichte und Druck an jedem Punkt einer Verdünnungswelle einerseits und der Strömungsgeschwindigkeit andererseits:

$$\frac{T}{T_0} = \left( 1 - \frac{\gamma-1}{2} \cdot \frac{u(x,t)}{c_\alpha} \right)^2 \quad (37)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left( 1 - \frac{\gamma-1}{2} \cdot \frac{u(x,t)}{c_\alpha} \right)^{\frac{2}{\gamma-1}} \quad (38)$$

$$\frac{P}{P_0} = \left( 1 - \frac{\gamma-1}{2} \cdot \frac{u(x,t)}{c_\alpha} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \quad (39)$$

d) Senkrechte Reflexion einer ebenen Verdünnungswelle an einer starren Wand

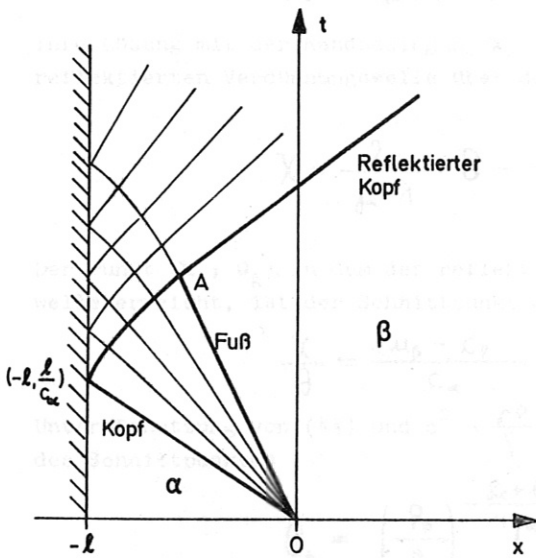


Abb. 5 Senkrechte Reflexion einer Verdünnungswelle an einer Wand.

Trifft die im Membranstosswellenrohr nach dem Platzen der Membran entstehende Verdünnungswelle auf eine starre Wand, den Abschluss der Hochdruckkammer, so wird sie auch als Verdünnungswelle reflektiert und läuft der ursprünglichen Stosswelle nach. Um die Ausdehnungen des ungestörten Bereichs hinter der Stosswelle im x-t-Diagramm zu erhalten, genügt es, die Bahnkurve des reflektierten Kopfes zu betrachten (s. Abb. 5).

Die Geschwindigkeit des reflektierten Kopfes relativ zum Gas ist die örtliche Schallgeschwindigkeit. Im Laborsystem addiert sie sich also zur Strömungsgeschwindigkeit des Gases. Die Steigung der Bahnkurve ist damit

$$\frac{dx}{dt} = u + c \quad (40)$$

Der Kopf der reflektierten Verdünnungswelle läuft in der x-t-Ebene also auf der  $\eta$ -Charakteristik, die durch den Punkt  $(-l; l/c_\alpha)$  im x-t-Diagramm geht, der dem Beginn der Reflexion an der Wand entspricht. Über den ursprünglichen Verdünnungsfächer hinweg ändern sich örtliche Strömungs- und Schallgeschwindigkeit. Die Bahnkurve des reflektierten Kopfes ist also gekrümmt. Hat die reflektierte Verdünnungswelle den Fuss der ursprünglichen erreicht, so kommt ihr Kopf in ein Gebiet konstanten Zustandes und läuft mit der Geschwindigkeit  $c_\beta$  relativ zum Gas weiter. In diesem Bereich ist die Bahnkurve also gerade. Zu ihrer Berechnung werden die Längen und Zeiten wie folgt normiert:

$$\chi = \frac{x}{l} \quad (41)$$

$$\theta = \frac{t}{l/c_\alpha} \quad (42)$$

In der neuen  $\chi$ - $\theta$ -Ebene findet die Reflexion des Kopfes immer im Punkt  $(-1; 1)$  statt. Die Steigung der Charakteristik, längs deren er sich ausbreitet, ist dann gegeben durch

$$\frac{d\chi}{d\theta} = \frac{u(\chi, \theta) + c(\chi, \theta)}{c_\alpha} \quad (43)$$



Entlang dieser Kurve muss die Riemann-Invarianz (vgl. Gl.(34)) gelten:

$$\frac{2c_\alpha/c_\alpha}{\gamma_\alpha - 1} = \frac{u(X; \theta)}{c_\alpha} - \frac{2c(X; \theta)/c_\alpha}{\gamma_\alpha - 1} = \text{const} \quad (44)$$

Über die einfallende Verdünnungswelle hinweg ändern sich aber die Größen  $u$  und  $c$ . In jedem Punkt muss jedoch nach (35) die Beziehung gelten:

$$\frac{\chi}{\theta} = \frac{u(X, \theta) - c(X, \theta)}{c_\alpha} \quad (45)$$

Eliminiert man nun mit Hilfe von (44) und (45) die Größen  $u$  und  $c$  aus (43), so erhält man die Differentialgleichung:

$$\frac{d\chi}{d\theta} + \frac{\gamma_\alpha - 3}{\gamma_\alpha + 1} \cdot \frac{\chi}{\theta} = \frac{4}{\gamma_\alpha + 1} \quad (46)$$

Ihre Lösung mit der Randbedingung  $\chi = -1$  für  $\theta = +1$  ergibt die Bahnkurve des Kopfes der reflektierten Verdünnungswelle über den ursprünglichen Verdünnungsfächer hinweg:

$$\chi = \frac{2}{\gamma_\alpha - 1} \cdot \theta - \frac{\gamma_\alpha + 1}{\gamma_\alpha - 1} \cdot \theta^{-\frac{\gamma_\alpha - 3}{\gamma_\alpha + 1}} \quad (47)$$

Der Punkt  $(\chi_A; \theta_A)$ , in dem der reflektierte Kopf den Fuss der ursprünglichen Verdünnungswelle erreicht, ist der Schnittpunkt der beiden Bahnkurven (47) und (48)

$$\frac{\chi}{\theta} = \frac{u_\beta - c_\beta}{c_\alpha} \quad (48)$$

Unter Benutzung von (44) und  $c^2 = \frac{4P}{\rho}$  sowie  $\frac{P_\alpha}{P_\beta} = \left(\frac{\rho_\alpha}{\rho_\beta}\right)^\gamma$  ergeben sich die Koordinaten des Schnittpunktes

$$\theta_A = \left(\frac{P_\beta}{P_\alpha}\right)^{-\frac{\gamma_\alpha + 1}{4\gamma_\alpha}} \quad (49)$$

$$\chi_A = \left[ \frac{2}{\gamma_\alpha - 1} - \frac{\gamma_\alpha + 1}{\gamma_\alpha - 1} \left(\frac{P_\beta}{P_\alpha}\right)^{\frac{\gamma_\alpha - 1}{2\gamma_\alpha}} \right] \left(\frac{P_\beta}{P_\alpha}\right)^{-\frac{\gamma_\alpha + 1}{4\gamma_\alpha}} \quad (50)$$

in einer Form, die für die Betrachtungen zur Optimierung nützlich ist.

Nachdem in diesem Abschnitt die Gleichungen zusammengestellt wurden, die Stossfronten, Kontaktflächen und Verdünnungswellen sowie die Reflexion von Stoss- und Verdünnungswellen beschreiben, kann der aufgrund der Anfangs- und Randbedingungen in einem Membranstossrohr entstehende Strömungsverlauf dargestellt werden. Vor allem kann nun die Stossfrontgeschwindigkeit als Funktion des Ausgangsdruckverhältnisses berechnet werden.

## II.2 Theorie des Membranstosswellenrohres

Das Membranstosswellenrohr besteht, wie bereits erwähnt, im wesentlichen aus einem zylindrischen Rohr, das durch eine Membran senkrecht zu Rohrachse in zwei Kammern geteilt wird. Die eine Kammer sei mit Gas genügend hohen Druckes ( $p_h$ ) gefüllt. Der Gasdruck in der anderen Kammer sei vergleichsweise klein ( $p_o$ ). In diesem Abschnitt soll nun die Strömung untersucht werden, die sich nach Platzen der Membran ausbildet. Um sie aus den im vorigen betrachteten einzelnen Strömungsvorgängen zusammensetzen zu können, werden hier an die Gase wieder die gleichen Anforderungen gestellt, d.h. sie sollen sich ideal verhalten, konstante spezifische Wärmen besitzen und keine Relaxationseffekte zeigen. Ausserdem wird angenommen, dass die Membran in unendlich kurzer Zeit und ohne Wechselwirkung mit den Gasen entfernt werden kann, und dass der auftretende Strömungsvorgang ohne Energie- und Impulsabgabe an die Wand erfolgt. Die Strömung soll also auch im Rohr eindimensional betrachtet werden können.

### a) "Unendlich langes" Stosswellenrohr

Zunächst soll der Einfluss der Rohrenden nicht berücksichtigt werden. Es wird also die Strömung untersucht, die sich aufgrund der Anfangsbedingungen, d.h. des Ausgangsdruckverhältnisses und der Materialeigenschaften der verwendeten Gase ausbildet. Damit wird auch die Strömung in einem endlich langen Stosswellenrohr beschrieben, solange sie die Enden von Hoch- und Niederdruckteil noch nicht erreicht hat.

Wird nun in einem Stossrohr zur Zeit  $t = 0$  die Membran am Ort  $x = 0$  entfernt, so läuft in den Hochdruckteil (in Abb. 6 nach links) eine Verdünnungswelle hinein und in den Niederdruckteil (nach rechts) eine Kompressionswelle, die sich zu einer Stosswelle aufsteilt. Der gesamt Verdünnungsfächer geht vom Ort  $x = 0$  aus. Es handelt sich also um eine "zentrierte Verdünnungswelle", wie sie in Abschnitt II.1 c) bereits beschrieben wurde. Zwischen Stosswelle und Verdünnungswelle liegt eine Kontaktfläche, die das aus dem Hochdruckteil stammende Gas von dem aus dem Niederdruckteil trennt. Stosswelle, Kontaktfront und Verdünnungswelle teilen das Stosswellenrohr in 5 Gebiete verschiedener thermodynamischer Zustände auf. Das Gebiet vor der Stosswelle (0) und das vor der Verdünnungswelle (4) sind von den Strömungsvorgängen noch nicht berührt. In ihnen herrschen noch die Anfangszustände vor dem Platzen der Membran. Gebiet (1) liegt zwischen Stossfront und Kontaktfront, Gebiet (2) zwischen Kontaktfront und dem Fuss der Verdünnungswelle. Gebiet (3) ist der Bereich der Verdünnungswelle selbst, der vom Bereich (4) durch den Kopf der Expansionswelle getrennt wird. Die thermodynamischen Grössen in den 5 Bereichen sollen durch entsprechende Indices gekennzeichnet werden.

Verdünnungswellen, Kontaktdiskontinuitäten und Stosswellen wurden bereits einzeln beschrieben. Mit den dabei gewonnenen Gleichungen sollen nun die Bereiche und Elemente der Strömung miteinander verknüpft werden. Erst damit kann dann der noch fehlende Zusammenhang zwischen der Stossmachzahl und den Anfangsbedingungen angegeben werden.

Die Grenze zwischen ruhendem Gebiet (4) und Verdünnungswelle, der Kopf, läuft nach Gl. (32a) mit der Schallgeschwindigkeit  $c_4$  (nach links) in den Hochdruckteil hinein. Der Fuss der Verdünnungswelle bewegt sich nach Gl. (32b) im Laborsystem mit der Differenz aus der im Bereich (2) herrschenden Strömungs- und Schallgeschwindigkeit. Ist  $u_2 < c_2$ , so läuft der Fuss wie auch der Kopf der Verdünnungswelle (nach links) in den Hochdruckteil hinein. Bei sehr starken Verdünnungswellen, d.h. wenn der Druck über die Verdünnungswelle sehr stark abgesenkt worden ist, kann die Strömungsgeschwindigkeit  $u_2 > c_2$  werden. Der Fuss der Verdünnungswelle hat dann zwar noch das Bestreben, mit der örtlichen Schallgeschwindigkeit  $c_2$  in den Hochdruckteil hineinzulaufen, er wird aber aufgrund der grösseren und entgegengesetzt gerichteten Strömungsgeschwindigkeit in den Niederdruckteil hineingespült. Dieser Fall ist in Abb. 6 gezeigt.

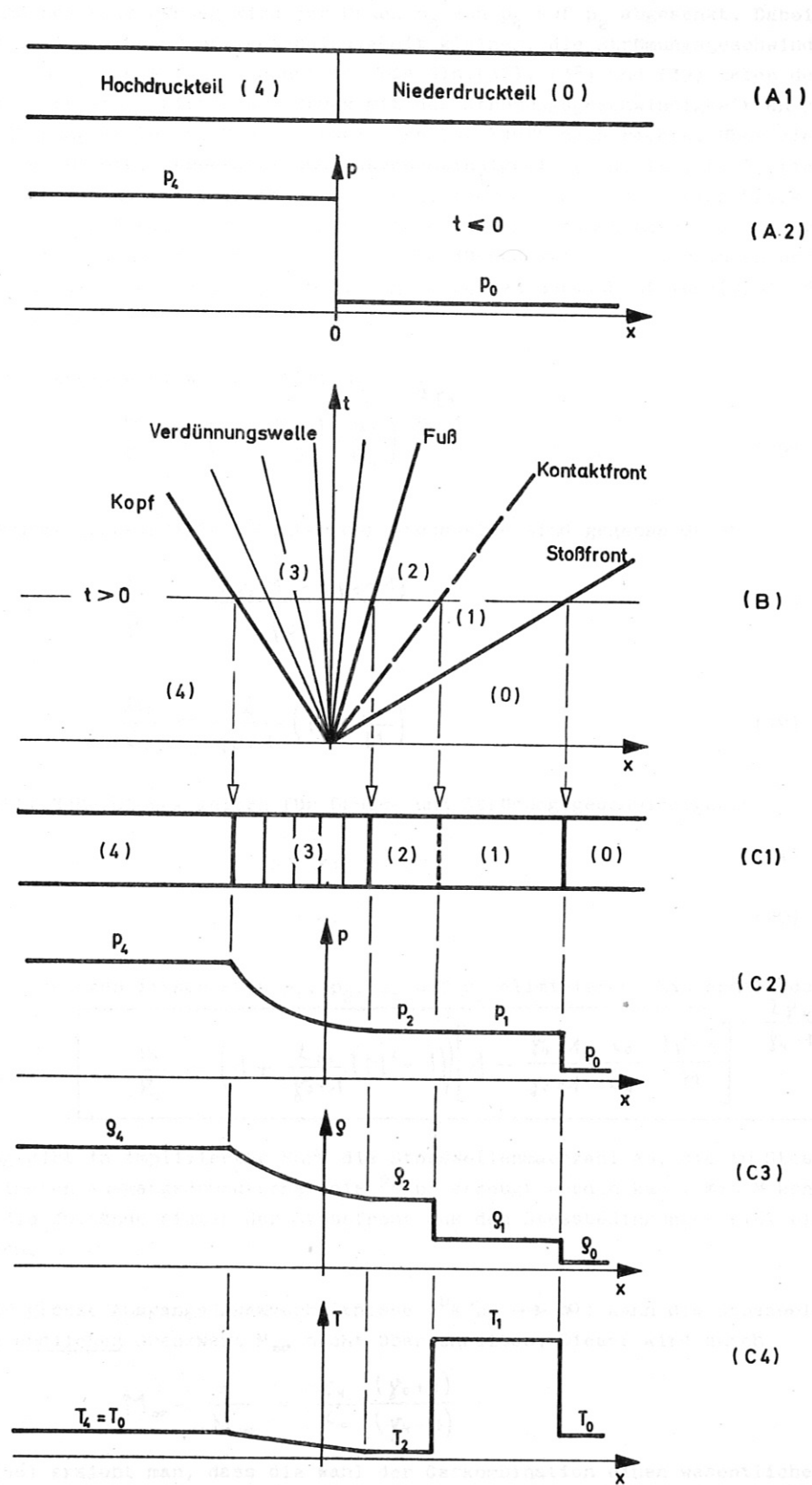


Abb. 6 Strömungsbereiche in einem ( $\infty$ -langen) Membranstosswellenrohr

- |  |                           |                      |                            |
|--|---------------------------|----------------------|----------------------------|
| (A1) Bereiche                                | } vor Platzen der Membran | (C1) Bereiche        | } nach Platzen der Membran |
| (A2) Druckverteilung                         |                           | (C2) Druckverteilung |                            |
| (B) x-t-Diagramm (Lebenslinien) der Strömung | (C3) Dichteverteilung     |                      |                            |
|  | (C4) Temperaturverteilung |                      |                            |



Über die Verdünnungswelle hinweg wird der Druck  $p_3$  von  $p_4$  auf  $p_2$  abgesenkt. Dabei werden auch Temperatur, Dichte und Schallgeschwindigkeit kleiner, die Strömungsgeschwindigkeit  $u_3$  aber steigt von  $u_4 = 0$  auf  $u_2 = \text{const.}$  an. Die Gln.(37), (38) und (39) geben den Zusammenhang von Temperatur, Dichte und Druck mit der Strömungsgeschwindigkeit an jeder Stelle der Verdünnungswelle an. Die Stosswelle selbst läuft nach rechts. Über sie hinweg steigen Druck, Dichte, Temperatur und Gasgeschwindigkeit (Gln.(16), (17), (18) und (19)) an. Auch die Kontaktfront läuft nach rechts, aber an ihr ändern sich Druck und Strömungsgeschwindigkeit nicht. Deshalb sind diese beiden Grössen besonders geeignet, die Stosswelle über die Kontaktfront hinweg mit der Verdünnungswelle zu verbinden und dadurch einen Zusammenhang zwischen den Anfangsbedingungen in den Bereichen(4)und(0)mit der gesuchten Stosswellenmachzahl  $M$  herzustellen.

Über die Verdünnungswelle hinweg gilt mit  $u_4 = 0$ :

$$\frac{p_2}{p_4} = \left(1 - \frac{\gamma_4 - 1}{2} \cdot \frac{u_2}{c_4}\right)^{\frac{2\gamma_4}{\gamma_4 - 1}} \quad (39) \hat{=} (50)$$

Druck und Strömungsgeschwindigkeit hinter der Stosswelle sind gegeben durch

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{2\gamma_0 M^2 - (\gamma_0 - 1)}{\gamma_0 + 1} \quad (16) \hat{=} (51)$$

$$\frac{u_1}{c_0} = \frac{2}{\gamma_0 + 1} \left(M - \frac{1}{M}\right) \quad (19) \hat{=} (52)$$

Über die Kontaktfläche hinweg gelten für Druck- und Strömungsgeschwindigkeit

$$p_2 = p_1 \quad (21) \hat{=} (53)$$

$$u_2 = u_1 \quad (20) \hat{=} (54)$$

Aus diesen 5 Gleichungen lassen sich  $p_1$ ,  $p_2$ ,  $u_1$  und  $u_2$  eliminieren. Man erhält dann:

$$\frac{p_4}{p_0} = \left(1 + \frac{2\gamma_0}{\gamma_0 + 1} (M^2 - 1)\right) \left[1 - \frac{\gamma_4 - 1}{\gamma_0 + 1} \cdot \frac{c_0}{c_4} \cdot \frac{M^2 - 1}{M}\right]^{\frac{2\gamma_4}{\gamma_4 - 1}} \quad (55)$$

Diese Gleichung gibt in implizierter Form die Stosswellenmachzahl an, die im Stossrohr mit einem bestimmten Ausgangsdruckverhältnis  $p_4/p_0$  erzeugt werden kann. Mit  $M$  können dann wiederum die Zustände hinter der Stossfront aus den Stossbedingungen (16) bis (19) errechnet werden.

Selbst für sehr grosse Ausgangsdruckverhältnisse ( $p_4/p_0 \rightarrow \infty$ ) kann die Stosswellenmachzahl einen endlichen Grenzwert  $M_\infty$  nicht überschreiten. Dieser wird durch

$$M_\infty - \frac{1}{M_\infty} = \frac{c_4}{c_0} \cdot \frac{(\gamma_0 + 1)}{(\gamma_4 - 1)} \quad (56)$$

gegeben. Aus (56) ersieht man, dass die Wahl der Gaskombination einen wesentlichen Einfluss auf die erreichbare Stosswellenmachzahl hat. Um in einem gegebenen Gas eine Stosswelle möglichst hoher Machzahl erreichen zu können, muss man für den Hochdruckteil ein Gas mit möglichst grosser Schallgeschwindigkeit wählen, also z. B. Wasserstoff. - Um alle Möglichkeiten offen zu halten, wurde auch für den Betrieb der geplanten Anlage (trotz seiner Gefährlichkeit) Wasserstoff als Treibgas gewählt.

In Tabelle 2 sind für verschiedene Gaskombinationen (immer mit Wasserstoff als Treibgas) die theoretisch zu erreichenden Grenzmachzahlen aufgeführt. Den Voraussetzungen entsprechend gelten diese für  $\gamma_0 = \gamma_1$  und  $\gamma_2 = \gamma_3 = \gamma_4$ , berücksichtigen also weder Ionisation in der Stosswelle noch Einfrieren von Freiheitsgraden in der Verdünnungswelle. Die bei den Rechnungen verwendeten Materialkonstanten sind ebenfalls zusammengestellt.

		$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$	$c \left( 298^{\circ}\text{K} \right)$ $\left[ \frac{\text{m}}{\text{sec}} \right]$	$M_{\infty}$
Treibgas	H <sub>2</sub>	1,41	1355	
Testgas	He	1,63	1020	8,54
	Ne	1,64	453	19,32
	Ar	1,648	220,7	27,32
	Kr	1,69	223	40,00
	Xe	1,66	158,5	55,86

Tabelle 2

Abb. 7 zeigt für diese Gaskombinationen die Abhängigkeit der Stosswellenmachzahl vom Ausgangsdruckverhältnis. Diese Kurvenschar erlaubt es, in Verbindung mit Kurven, wie sie in den Abbildungen 2a - d dargestellt sind, die Anfangsbedingungen festzulegen, von denen ausgehend dann bestimmte gewünschte Zustände hinter der Stossfront erreicht werden können.

Die berechneten Grenzmachzahlen zeigen aber, dass die erreichbaren Machzahlen auf einen wesentlich kleineren Bereich beschränkt sind als der in Abb. 2 dargestellte. In dem verkleinerten Gebiet wurden für die in Betracht kommenden Gaskombinationen die Sprunggrößen noch einmal (in grösserem Massstab) als Funktion der Machzahl aufgetragen (Abb. 8 - 12).

Die notwendigen Ausgangsbedingungen lassen sich aus den Kurven (Abb. 8 - 12) zwar nur annähernd ermitteln, doch werden die Abweichungen durch Realgaseffekte sicher grösser sein als die, die sich durch die Ungenauigkeit der graphischen Darstellung ergeben. Zur Gewinnung eines Überblicks, der z. B. für die Lösung der Konstruktionsprobleme nötig ist, ist das Verfahren jedoch völlig ausreichend. Auf den Einfluss der Realgaseffekte wird später noch eingegangen.

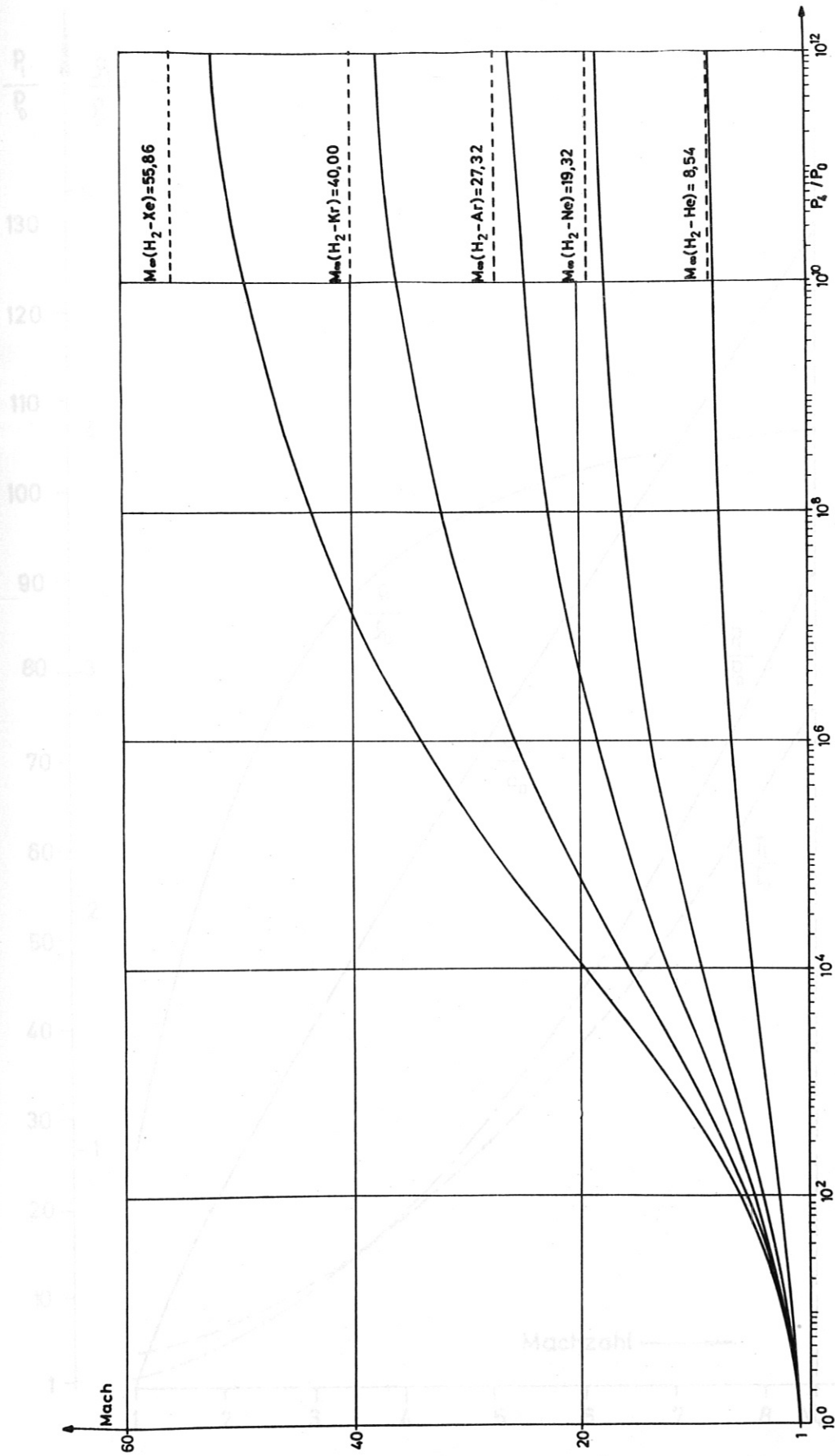


Abb. 7 Machzahlen von "idealen" Membranrohrstosswellen ( $\gamma_0 = \gamma_1; \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma_4$ ) in Abhängigkeit vom Anfangsdruckverhältnis für verschiedene Gaskombinationen.  
( $M_\infty =$  Grenzmachzahl für  $p_4/p_0 = \infty$ )



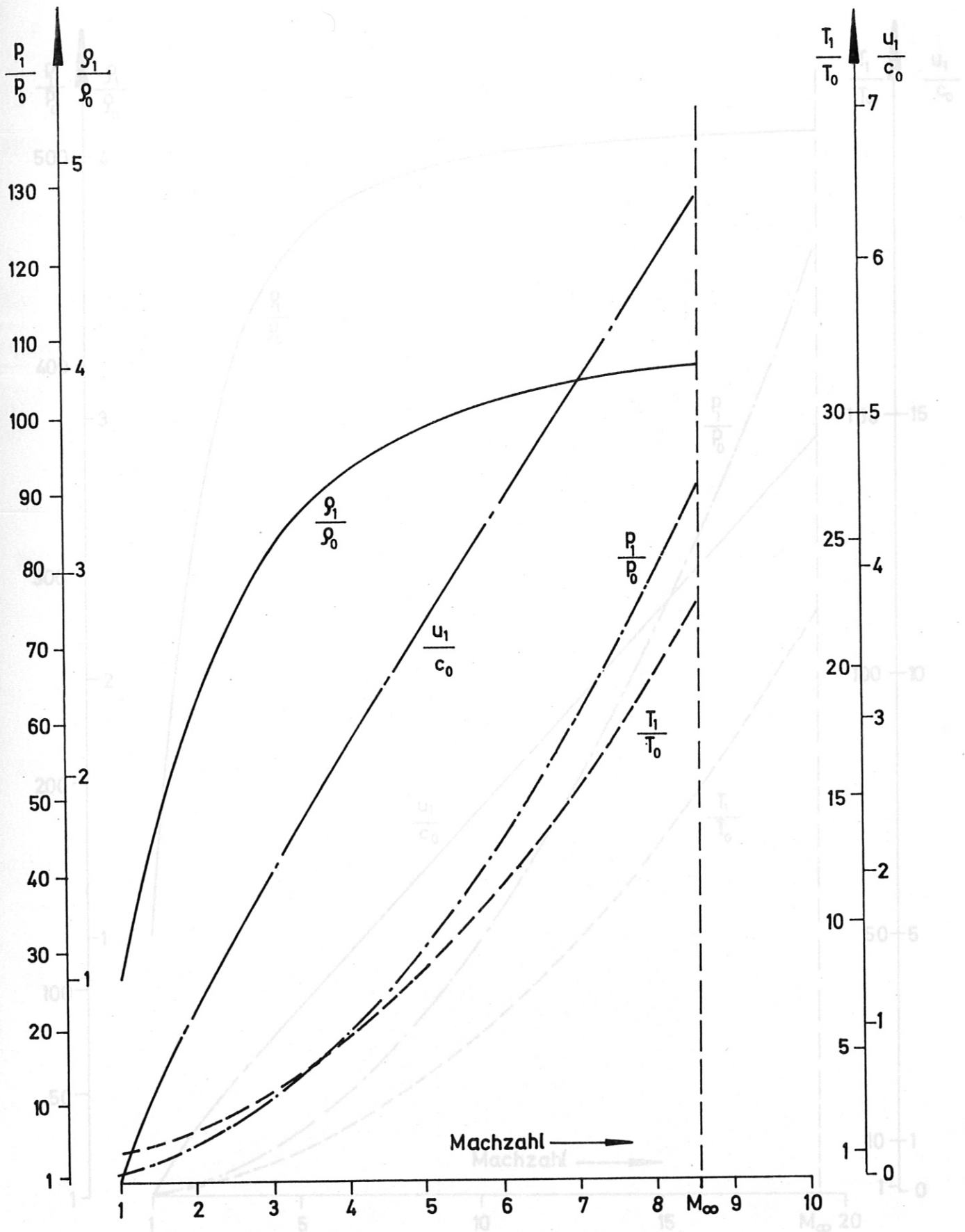


Abb. 8 Sprunggrößen für Helium für Machzahlen  $M \leq M_\infty$  ( $H_2$  - He)

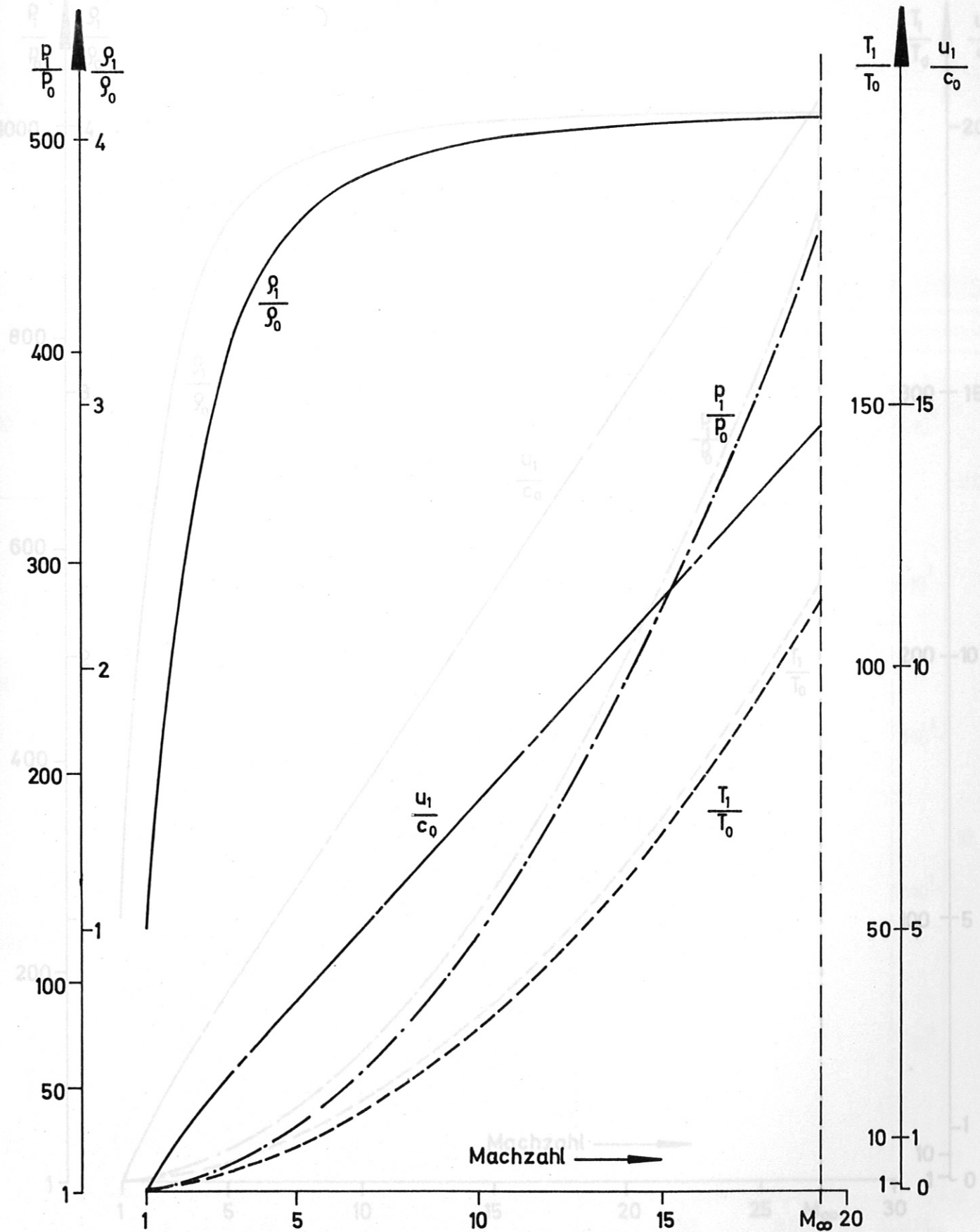


Abb. 9 Sprunggrößen für Neon für Machzahlen  $M \leq M_{\infty}$  (H<sub>2</sub> - Ne)

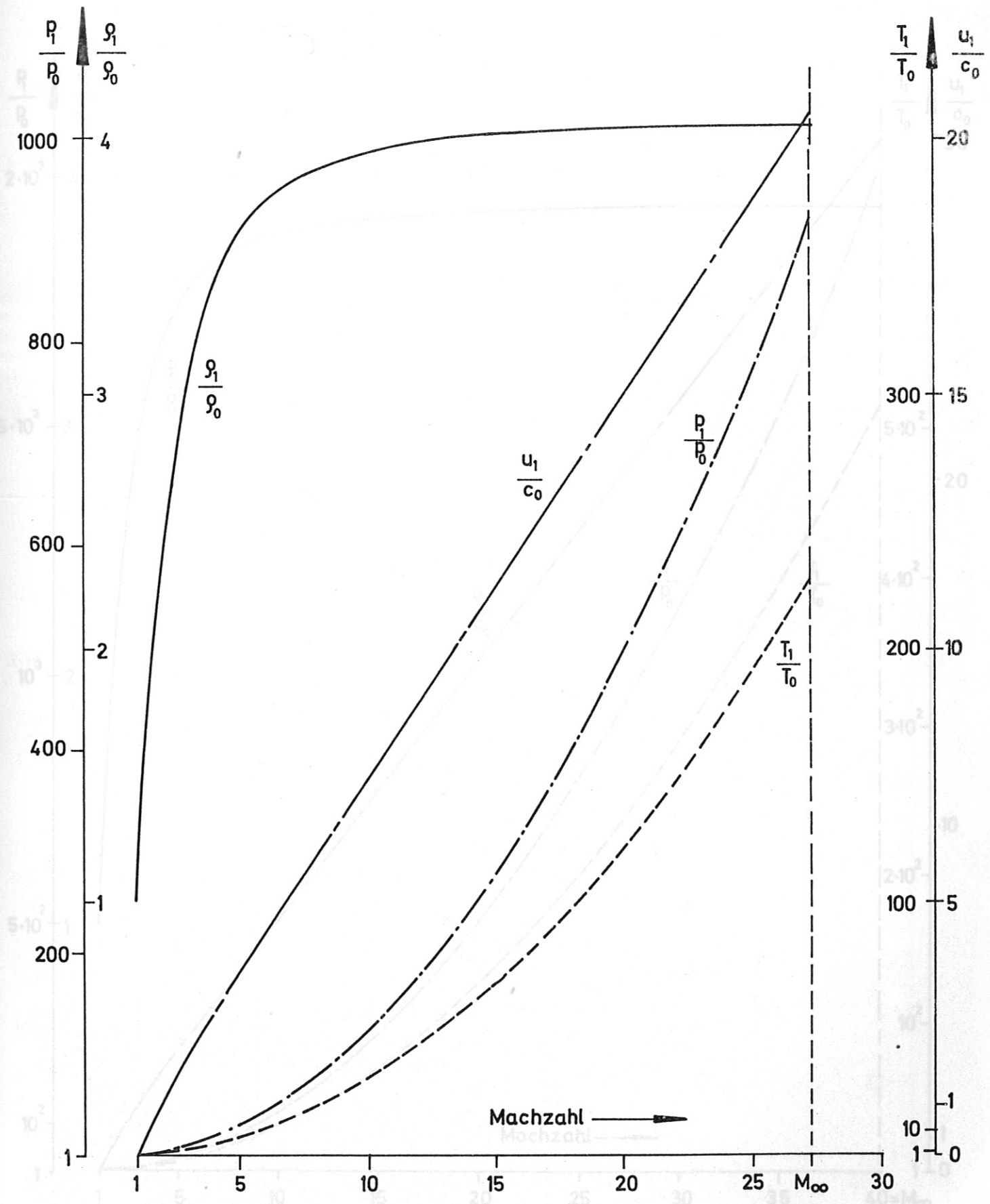


Abb. 10 Sprunggrößen für Argon für Machzahlen  $M \leq M_\infty$  ( $H_2$  - Ar)

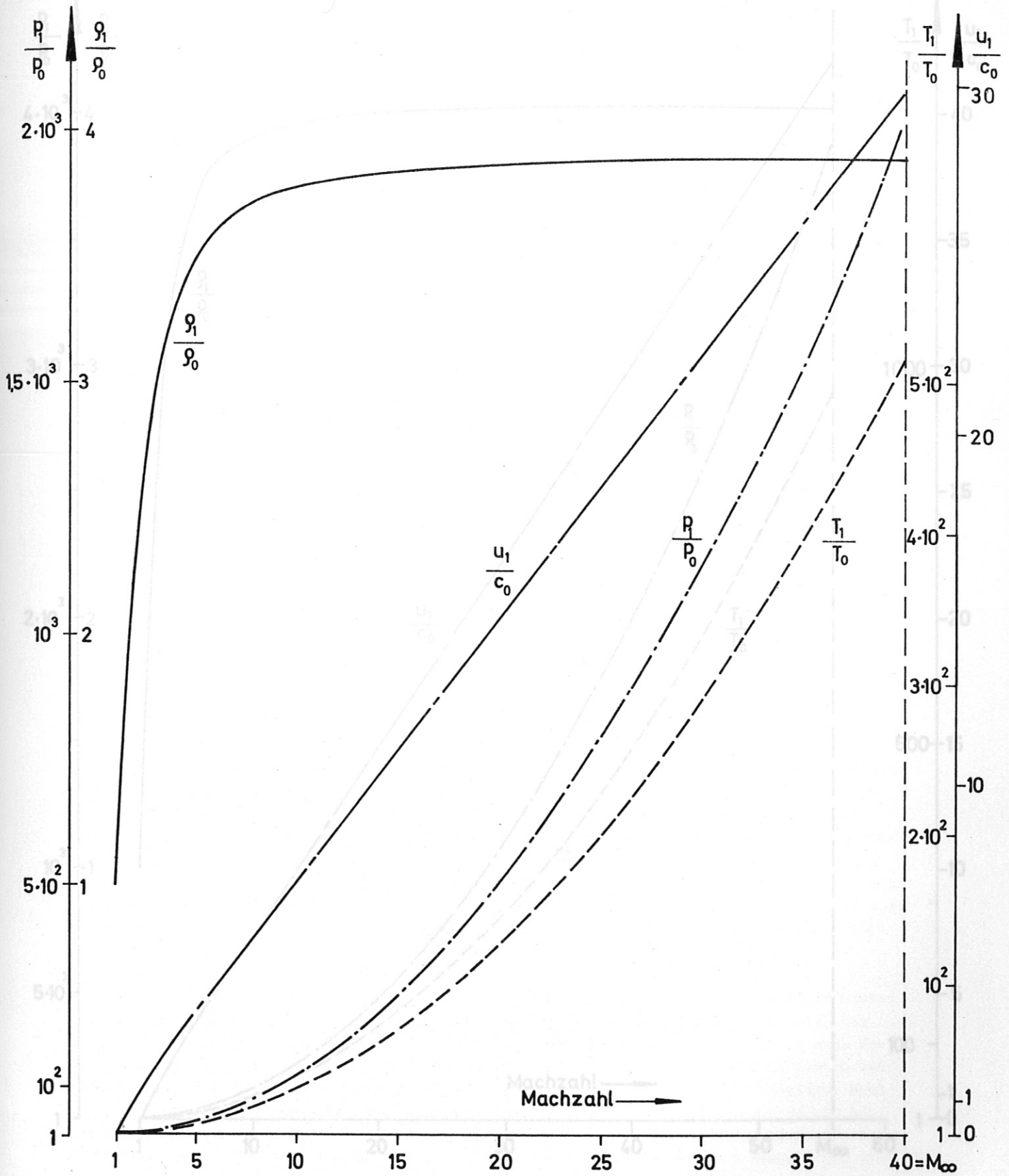


Abb. 11 Sprunggrößen für Krypton für Machzahlen  $M \leq M_\infty$  (H<sub>2</sub> - Kr)



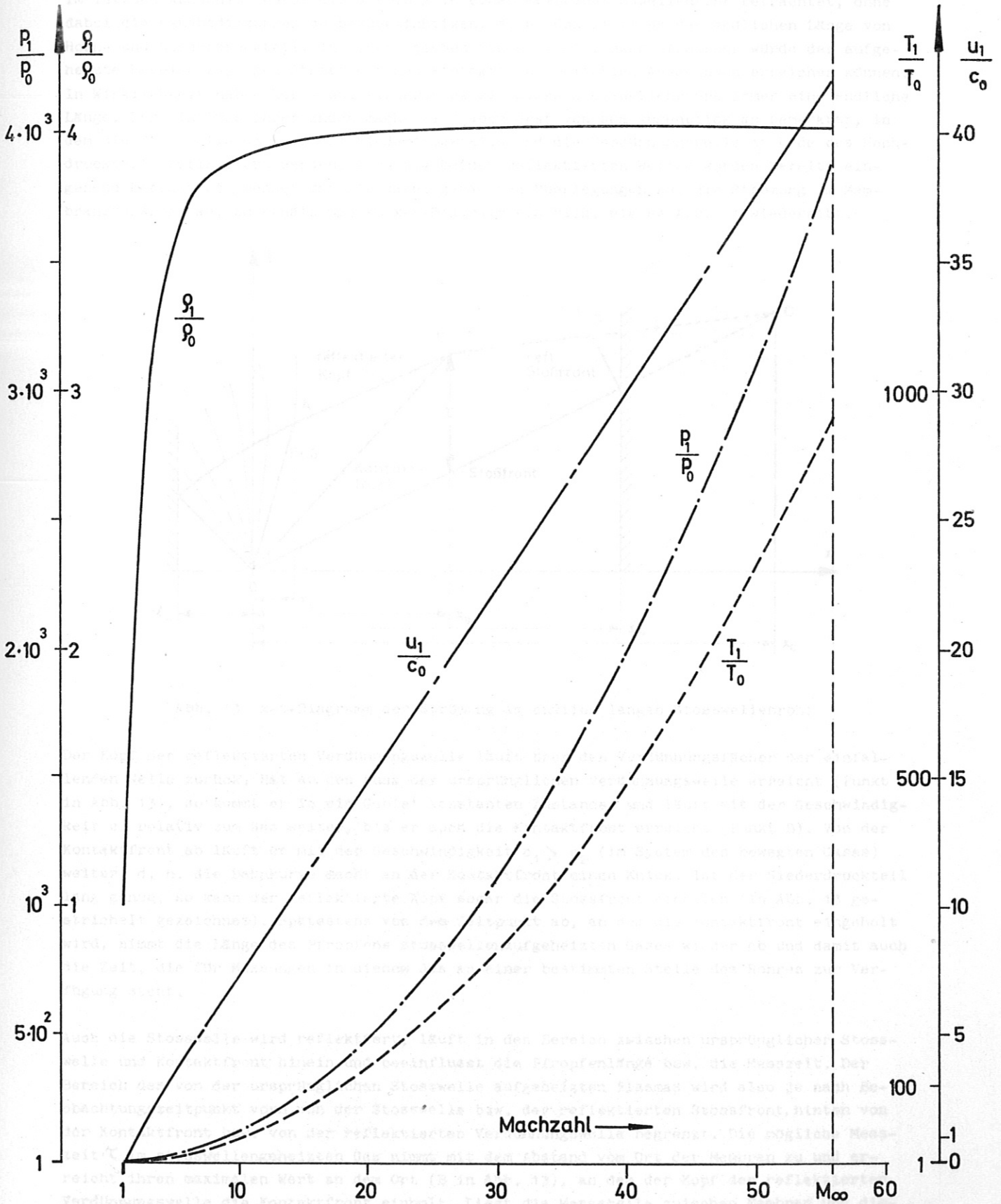


Abb. 12 Sprunggrößen für Xenon für Machzahlen  $M \leq M_\infty$  ( $H_2 - Xe$ )

b) "Endlich langes" Stosswellenrohr

Im letzten Abschnitt wurde die Strömung in einem Membranstosswellenrohr betrachtet, ohne dabei die Randbedingungen zu berücksichtigen, d. h. den Einfluss der endlichen Länge von Hoch- und Niederdruckteil. In einem solchen "unendlich" langen Stossrohr würde der aufgeheizte Bereich zwischen Stossfront und Kontaktfront beliebige Ausdehnung erreichen können. In Wirklichkeit haben Hoch- und Niederdruckteil eines Stosswellenrohrs immer eine endliche Länge. Der Einfluss ihrer Enden macht sich aber erst von dem Augenblick an bemerkbar, in dem die Stossfront am Ende des Niederdruckteils und die Verdünnungswelle am Ende des Hochdruckteils reflektiert werden. Auch die beiden reflektierten Wellen wurden bereits eingehend betrachtet. Wendet man die dabei gemachten Überlegungen auf die Strömung im Membranstosswellenrohr an, so erhält man im  $x$ - $t$ -Diagramm ein Bild, wie es Abb. 13 wiedergibt.

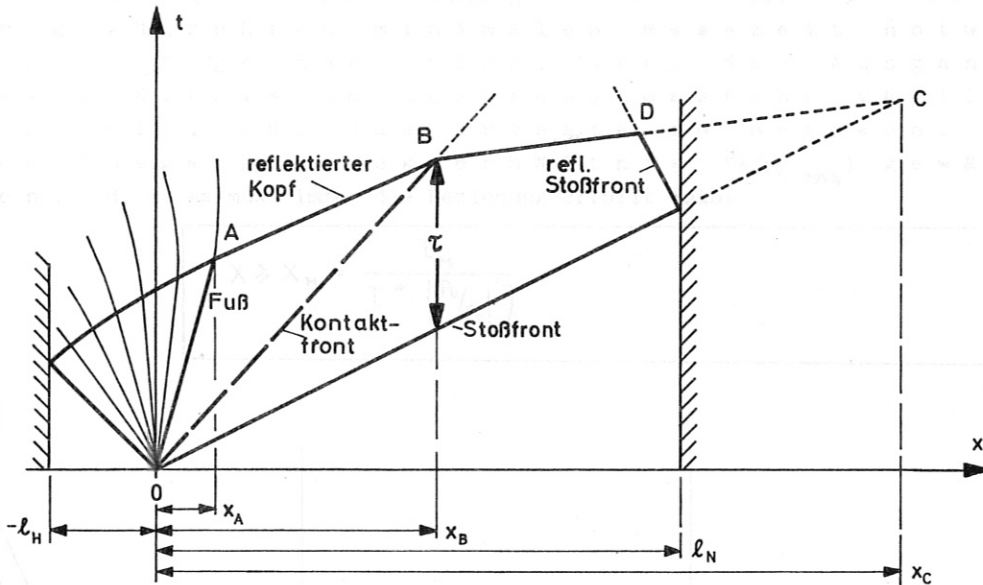


Abb. 13  $x$ - $t$ -Diagramm der Strömung im endlich langen Stosswellenrohr

Der Kopf der reflektierten Verdünnungswelle läuft über den Verdünnungsfächer der einfallenden Welle zurück. Hat er den Fuss der ursprünglichen Verdünnungswelle erreicht (Punkt A in Abb. 13), so kommt er in ein Gebiet konstanten Zustandes und läuft mit der Geschwindigkeit  $c_2$  relativ zum Gas weiter, bis er auch die Kontaktfront erreicht (Punkt B). Von der Kontaktfront ab läuft er mit der Geschwindigkeit  $c_1 > c_2$  (im System des bewegten Gases) weiter, d. h. die Bahnkurve macht an der Kontaktfront einen Knick. Ist der Niederdruckteil lang genug, so kann der reflektierte Kopf sogar die Stossfront einholen (in Abb. 13 gestrichelt gezeichnet). Spätestens von dem Zeitpunkt ab, an dem die Kontaktfront eingeholt wird, nimmt die Länge des Pfropfens stosswellenaufgeheizten Gases wieder ab und damit auch die Zeit, die für Messungen in diesem Gas an einer bestimmten Stelle des Rohres zur Verfügung steht.

Auch die Stossfront wird reflektiert, läuft in den Bereich zwischen ursprünglicher Stossfront und Kontaktfront hinein und beeinflusst die Pfropfenlänge bzw. die Messzeit. Der Bereich des von der ursprünglichen Stossfront aufgeheizten Plasmas wird also je nach Beobachtungszeitpunkt vorn von der Stossfront bzw. der reflektierten Stossfront, hinten von der Kontaktfront bzw. von der reflektierten Verdünnungswelle begrenzt. Die mögliche Messzeit  $\tau$  im stosswellengeheizten Gas nimmt mit dem Abstand vom Ort der Membran zu und erreicht ihren maximalen Wert an dem Ort (B in Abb. 13), an dem der Kopf der reflektierten Verdünnungswelle die Kontaktfront einholt. Liegt die Messstelle zwischen Membran und diesem Punkt, so ergibt sich die Messzeit als Zeitdifferenz zwischen Durchgang der Stossfront und der Kontaktfront an dieser Stelle  $x$  gemäss Gl. (57).

$$\tau = \frac{x}{u_1} - \frac{x}{u} \quad (57)$$

Mit den entsprechenden Ausdrücken für  $u_1(M)$  und  $U(M)$  erhält man

$$\tau = \frac{(\beta_0 + 1)M^2 + 2}{2c_0 M(M^2 - 1)} \cdot x = \tau^* \cdot x \quad (58)$$

Hieraus lässt sich, für eine gewünschte Messzeit  $\tau_M$  der notwendige Mindestabstand  $x_M$  vom Ort der Membran in Abhängigkeit der Stosswellenmachzahl ermitteln. Mit Hilfe von Gl.(55) lässt sich  $\tau$  auch als Funktion des Ausgangsdruckverhältnisses angeben. In Abb. 14 ist die für eine Lauflänge  $x = 1$  m normierte Messzeit  $\tau^*$  in Abhängigkeit vom Ausgangsdruckverhältnis für verschiedene Gase (aber wiederum immer Wasserstoff als Treibgas) dargestellt. Sie nimmt mit grösser werdendem Ausgangsdruckverhältnis ab. Die zu einer gewünschten minimalen Messzeit notwendige Lauflänge muss also, wenn das Ausgangsdruckverhältnis im Membranstossrohr variiert werden soll, für das grösste in Betracht gezogene Ausgangsdruckverhältnis ( $p_4/p_0 \text{ max}$ ) gewählt werden, d. h. es muss immer die Beziehung erfüllt sein:

$$x \geq x_M = \frac{\tau_M}{\tau^* \left( \frac{p_4}{p_0} \right)_{\text{max}}} \quad (59)$$

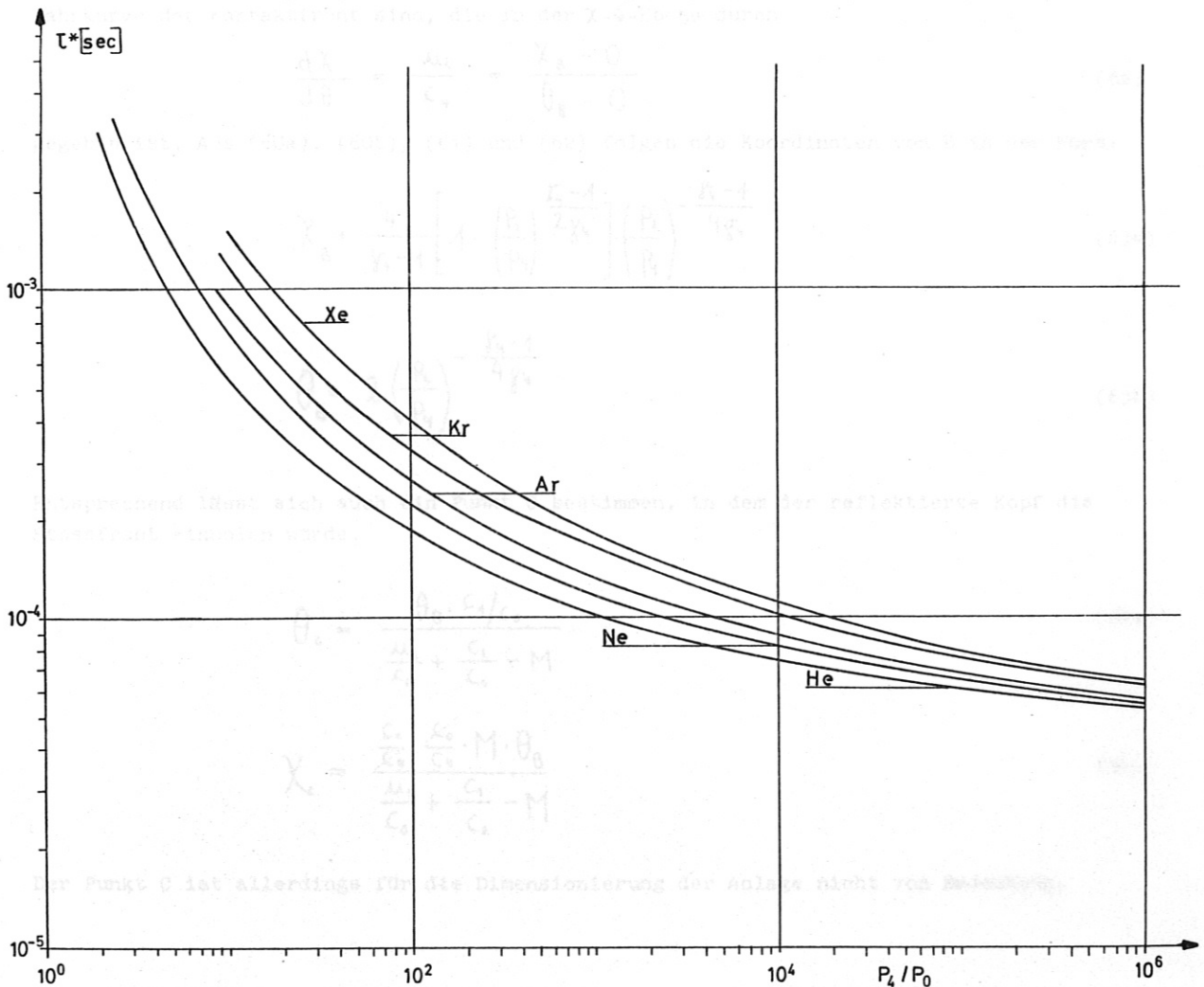


Abb. 14 Normierte Messzeit  $\tau^*$  = Messzeit im Abstand 1 m von der Membran als Funktion des Ausgangsdruckverhältnisses für Edelgase im Niederdruckteil (Wasserstoff im Hochdruckteil).

Hat man auf diese Art eine minimale aber ausreichende Lauflänge  $x_M$  ermittelt, so muss dazu die Länge des Hochdruckteils so gewählt werden, dass die reflektierte Verdünnungswelle in der Messzeit die Kontaktfront noch nicht erreicht.

In Abschnitt II.1 c) war die Reflexion einer Verdünnungswelle in einem mit der Länge des Hochdruckteils und der Schallgeschwindigkeit des Hochdruckgases normierten Ort-Zeit-System behandelt worden. Der Kopf der reflektierten Verdünnungswelle passiert dabei den Fuss der ursprünglichen im Punkt A (Abb. 5), dessen Koordinaten  $\chi_A$  und  $\theta_A$  durch die Gleichungen

$$\theta_A = \left( \frac{P_2}{P_4} \right)^{-\frac{\gamma_4+1}{4\gamma_4}} \quad (49) \hat{=} (60a)$$

$$\chi_A = \left[ \frac{2}{\gamma_4-1} - \frac{\gamma_4+1}{\gamma_4-1} \left( \frac{P_2}{P_4} \right)^{-\frac{\gamma_4-1}{2\gamma_4}} \right] \cdot \left( \frac{P_2}{P_4} \right)^{-\frac{\gamma_4+1}{4\gamma_4}} \quad (50) \hat{=} (60b)$$

gegeben sind. Der weitere Verlauf des Kopfes der reflektierten Welle wird durch die Gerade

$$\frac{d\chi}{d\theta} = \frac{\mu_2 + c_2}{c_4} = \frac{\chi_B - \chi_A}{\theta_B - \theta_A} \quad (43) \hat{=} (61)$$

beschrieben, wobei  $\chi_B$ ,  $\theta_B$  die Koordinaten des Schnittpunktes B dieser Geraden mit der Bahnkurve der Kontaktfront sind, die in der  $\chi$ - $\theta$ -Ebene durch

$$\frac{d\chi}{d\theta} = \frac{\mu_2}{c_4} = \frac{\chi_B - 0}{\theta_B - 0} \quad (62)$$

gegeben ist. Aus (60a), (60b), (61) und (62) folgen die Koordinaten von B in der Form:

$$\chi_B = \frac{4}{\gamma_4-1} \left[ 1 - \left( \frac{P_2}{P_4} \right)^{\frac{\gamma_4-1}{2\gamma_4}} \right] \cdot \left( \frac{P_2}{P_4} \right)^{-\frac{\gamma_4-1}{4\gamma_4}} \quad (63a)$$

$$\theta_B = 2 \left( \frac{P_2}{P_4} \right)^{-\frac{\gamma_4-1}{4\gamma_4}} \quad (63b)$$

Entsprechend lässt sich auch ein Punkt C bestimmen, in dem der reflektierte Kopf die Stossfront einholen würde.

$$\theta_C = \frac{\theta_B \cdot c_1 / c_0}{\frac{\mu_1}{c_0} + \frac{c_1}{c_0} - M} \quad (64a)$$

$$\chi_C = \frac{\frac{c_1}{c_0} \cdot \frac{c_0'}{c_4} \cdot M \cdot \theta_B}{\frac{\mu_1}{c_0} + \frac{c_1}{c_0} - M} \quad (64b)$$

Der Punkt C ist allerdings für die Dimensionierung der Anlage nicht von Bedeutung.

\*) In denen auch noch  $\mu/c_0$ ,  $u/c_0$  und  $M$  auftreten, wobei  $\mu/c_0$  und  $u/c_0$  Funktionen von  $M$  sind und die dieses selbst also auch Punkte sind in  $M$ .



Wegen  $\chi_B = \frac{x_0}{l_H}$  lässt sich für ein gewähltes (der Bedingung (59) genügendes)  $x_M$  die notwendige Mindestlänge des Hochdruckteils in Abhängigkeit von  $P_2/p_4$  ermitteln, denn  $\chi_B$  muss immer grösser als  $\chi_M$  sein, damit die geforderte Messzeit  $\tau_M$  nicht beeinträchtigt wird.  $P_2/p_4$  ist natürlich eine Funktion des Ausgangsdruckverhältnisses, aber  $\chi_B$  lässt sich (wie auch die anderen Koordinaten\*) der Punkte A, B, C) nicht explizit als Funktion von  $P_4/p_0$  angeben. Deshalb ist diese Abhängigkeit in den Abbildungen 15 - 19 für verschiedene Gaskombinationen graphisch dargestellt.  $\chi_B$  nimmt bei allen Gasen mit grösser werdendem Ausgangsdruckverhältnis zu.

Die zu dem geforderten Abstand  $x \geq x_M$  des Messortes von der Membran notwendige Länge des Hochdruckteils muss also, wenn verschiedene Ausgangsdruckverhältnisse in Betracht kommen, für das kleinste davon ( $P_4/p_0 \min$ ) gewählt werden, d. h. es muss gelten:

$$l_H \geq \frac{x_M}{\chi_B \left( \frac{P_4}{P_0} \right)_{\min}} \quad (65)$$

Während also für die Wahl des Messortes im Niederdruckteil das grösste in Betracht gezogene Ausgangsdruckverhältnis  $P_4/p_0$  massgebend ist (s. Gl.(59)), wird die Länge des Hochdruckteils, die diese Messzeit noch gewährleistet, vom kleinsten in Frage kommenden Ausgangsdruckverhältnis bestimmt. Die beiden Bedingungen (59) und (65) lassen sich zusammenfassen zu

$$l_H \geq \frac{\tau_M}{\tau^* \left( \frac{P_4}{P_0} \right)_{\max} \cdot \chi_B \left( \frac{P_4}{P_0} \right)_{\min}} \quad (66)$$

Nun muss noch vermieden werden, dass die Messzeit von der reflektierten Stosswelle beeinträchtigt wird. Die reflektierte Stosswelle darf die Messstelle erst erreichen, wenn die Messung abgeschlossen ist, d. h. wenn die Kontaktfront diese Stelle bereits passiert hat. Man erreicht dies, indem man das Stossrohr hinter der Messstelle noch fortsetzt. Dieses Stück muss die Stosswelle dann vor und nach der Reflexion noch durchlaufen. Die Zeit dazu muss grösser als die Messzeit  $\tau_M$  sein. Aus  $\tau_M$  und aus der Geschwindigkeit von einfallender und reflektierter Stosswelle (und somit aus dem Ausgangsdruckverhältnis) ergibt sich die notwendige Länge des Auslaufrohres. Die Zeit  $\tau^{**}$ , die eine Stosswelle vor und nach der Reflexion zum Durchlaufen einer Strecke von 1 m benötigt, ergibt sich aus (15) und (25) zu

$$\tau^{**} = \frac{1}{u} + \frac{1}{u_r} = \frac{M^2(3\gamma-1) + 3-\gamma}{c_0 M(2M^2(\gamma-1) + 3-\gamma)} \quad (67)$$

Da auch  $\tau^{**}$  nicht explizit als Funktion des Ausgangsdruckverhältnisses dargestellt werden kann, ist es (analog zu  $\tau^*$  in Abb. 14) in Abb. 20 in Abhängigkeit von  $P_4/p_0$  graphisch aufgetragen. Man sieht, dass  $\tau^{**}$  ebenfalls wie die  $\tau^*$  mit steigendem Ausgangsdruckverhältnis abnimmt. Man muss die Länge des Auslaufrohres also für das grösste in Betracht gezogene Druckverhältnis auslegen.

Abb. 15 Normierte Koordinaten  $\chi$  und  $\theta$  der Punkte A, B und C (siehe Abb. 13) für

\* ) in denen auch noch  $c_1/c_0$ ,  $u_1/c_0$  und M auftreten, wobei  $c_1/c_0$  und  $u_1/c_0$  Funktionen von M sind und wie dieses selbst also auch solche von  $P_4/p_0$ .

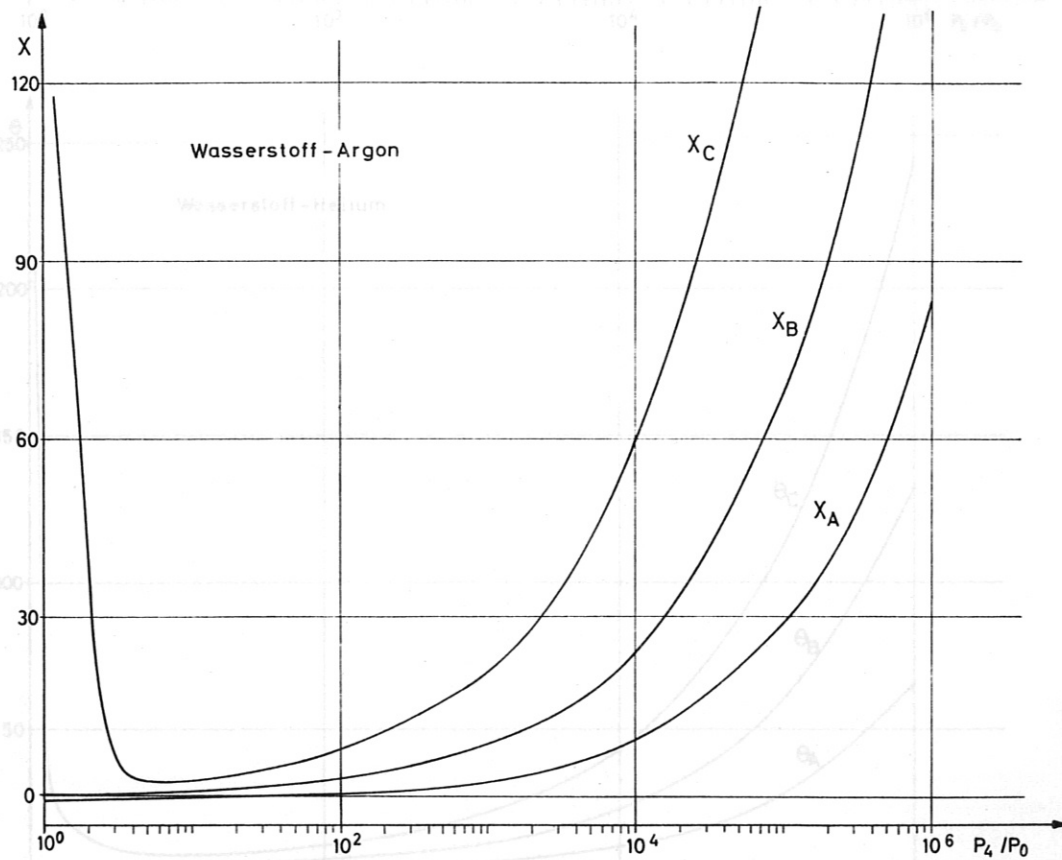
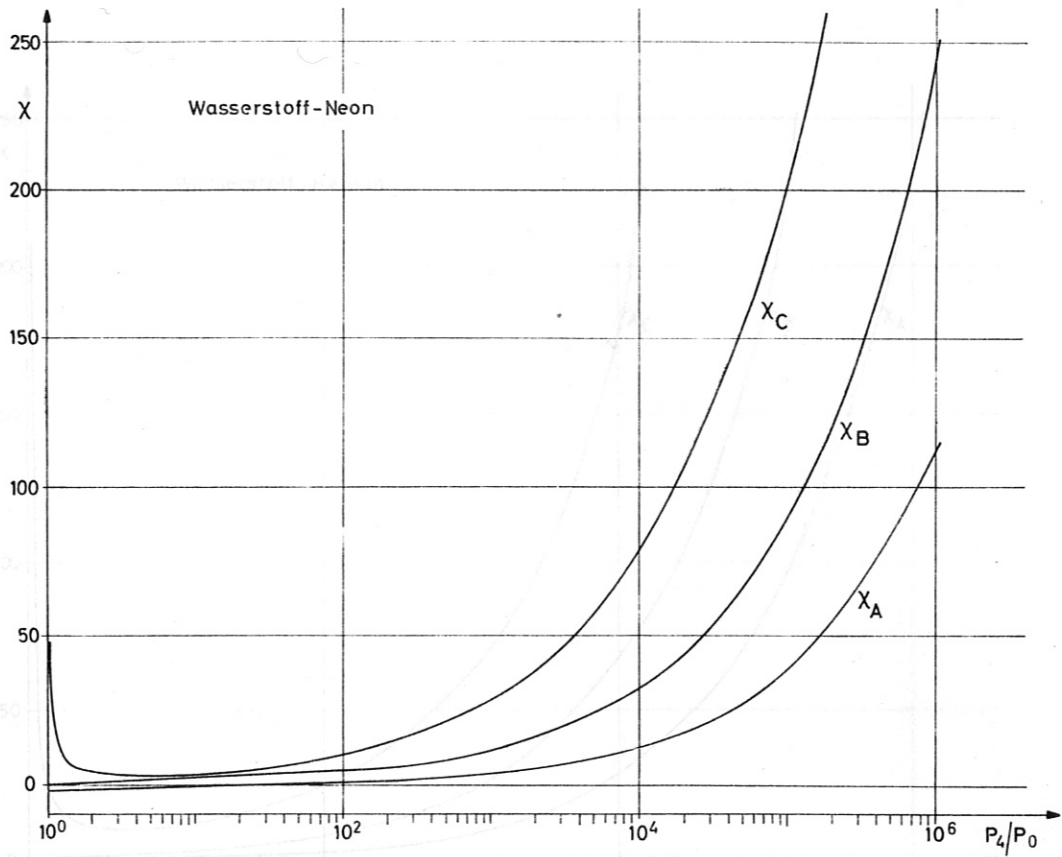


Abb. 15 Normierte Koordinaten  $\chi$  und  $\theta$  der Punkte A, B und C (siehe Abb. 13) für die Gaskombination Wasserstoff - Helium.

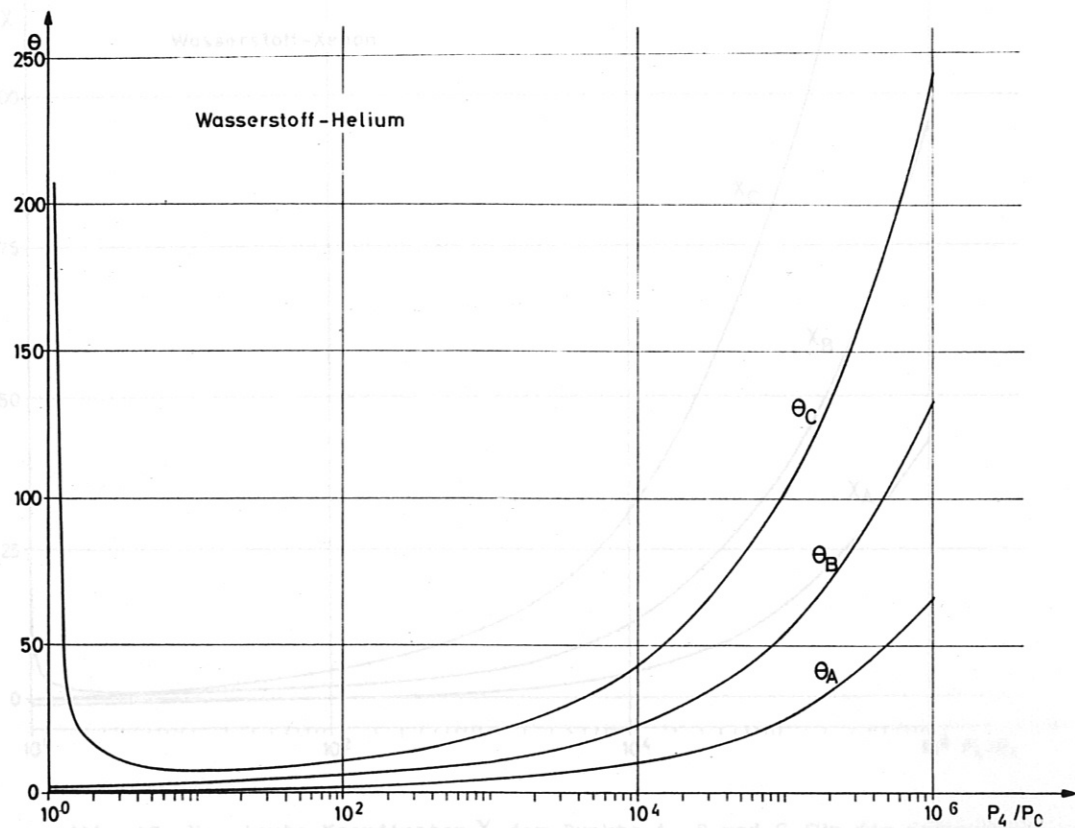
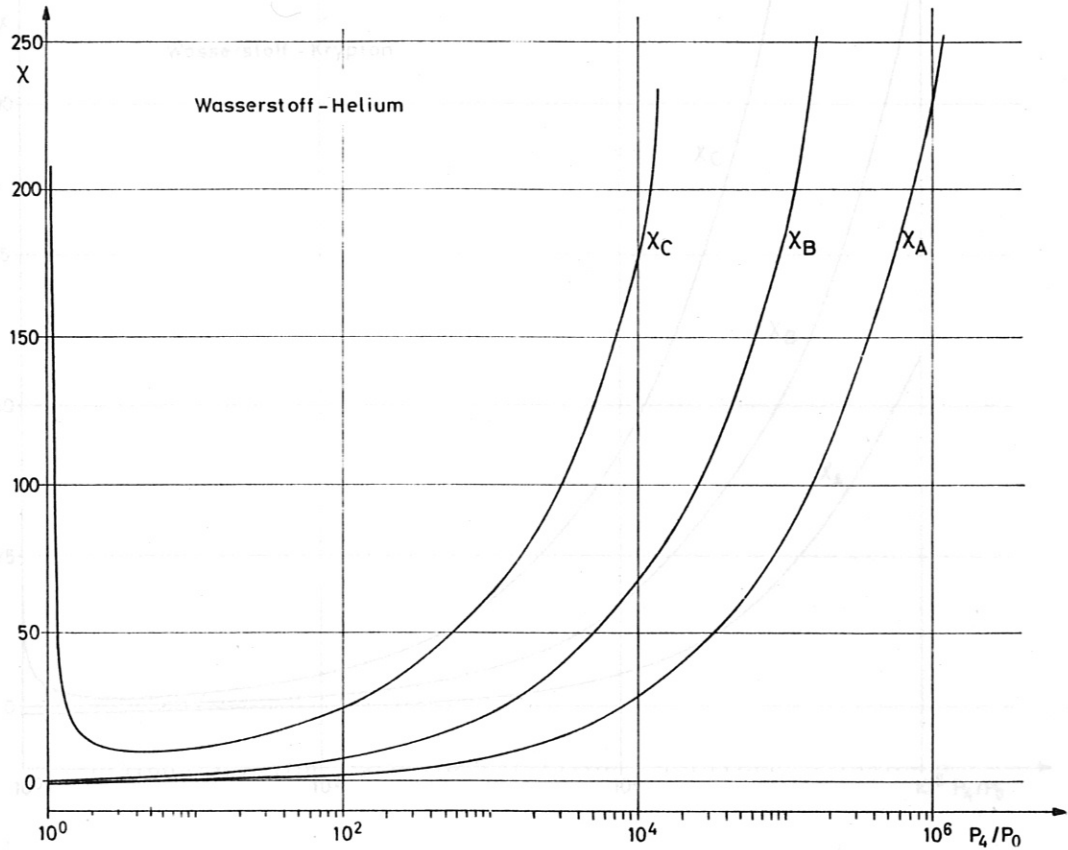


Abb. 16 Normierte Koordinaten  $\chi$  der Punkte A, B und C für die Gaskombinationen Wasserstoff - Neon und Wasserstoff - Argon.

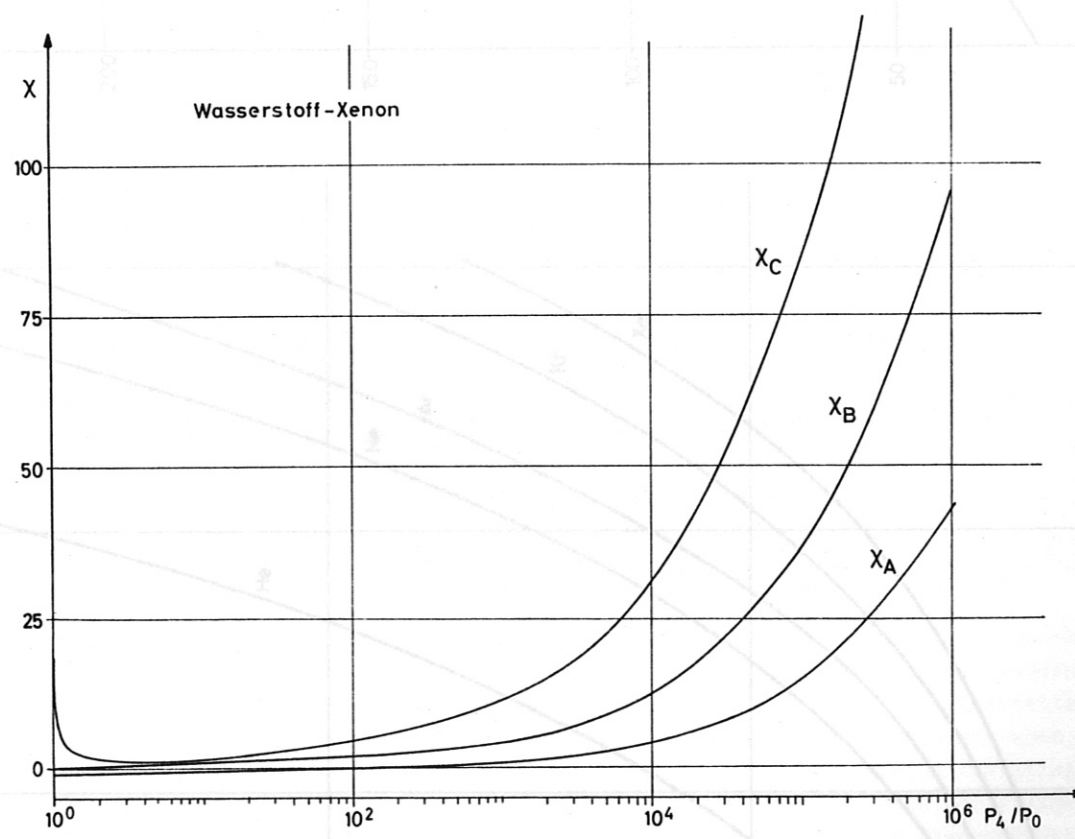
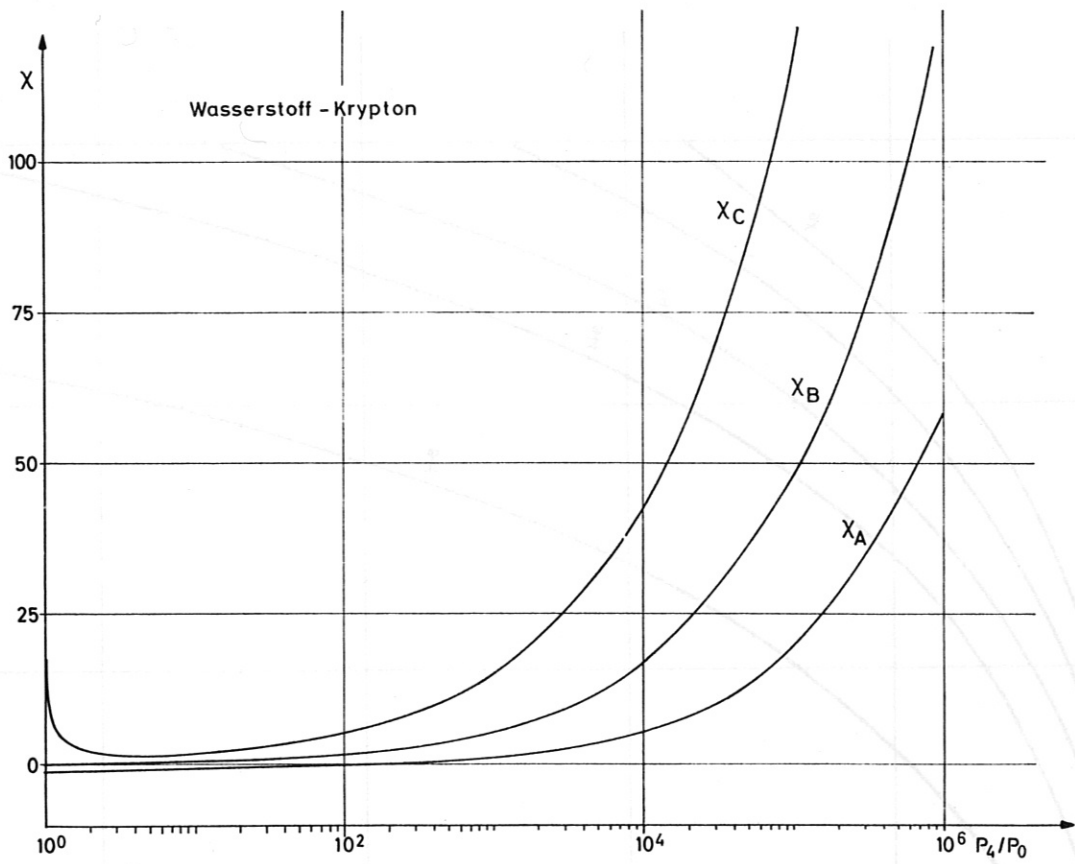


Abb. 17 Normierte Koordinaten  $X$  der Punkte A, B und C für die Gaskombinationen Wasserstoff - Krypton und Wasserstoff - Xenon.

Abb. 19 Normierte Koordinaten  $X$  des Punktes B für die Kombinationen Wasserstoff - Edelgas.

Abb. 18 Normierte Koordinaten  $X$  des Punktes B für die Kombinationen Wasserstoff - Edelgas.



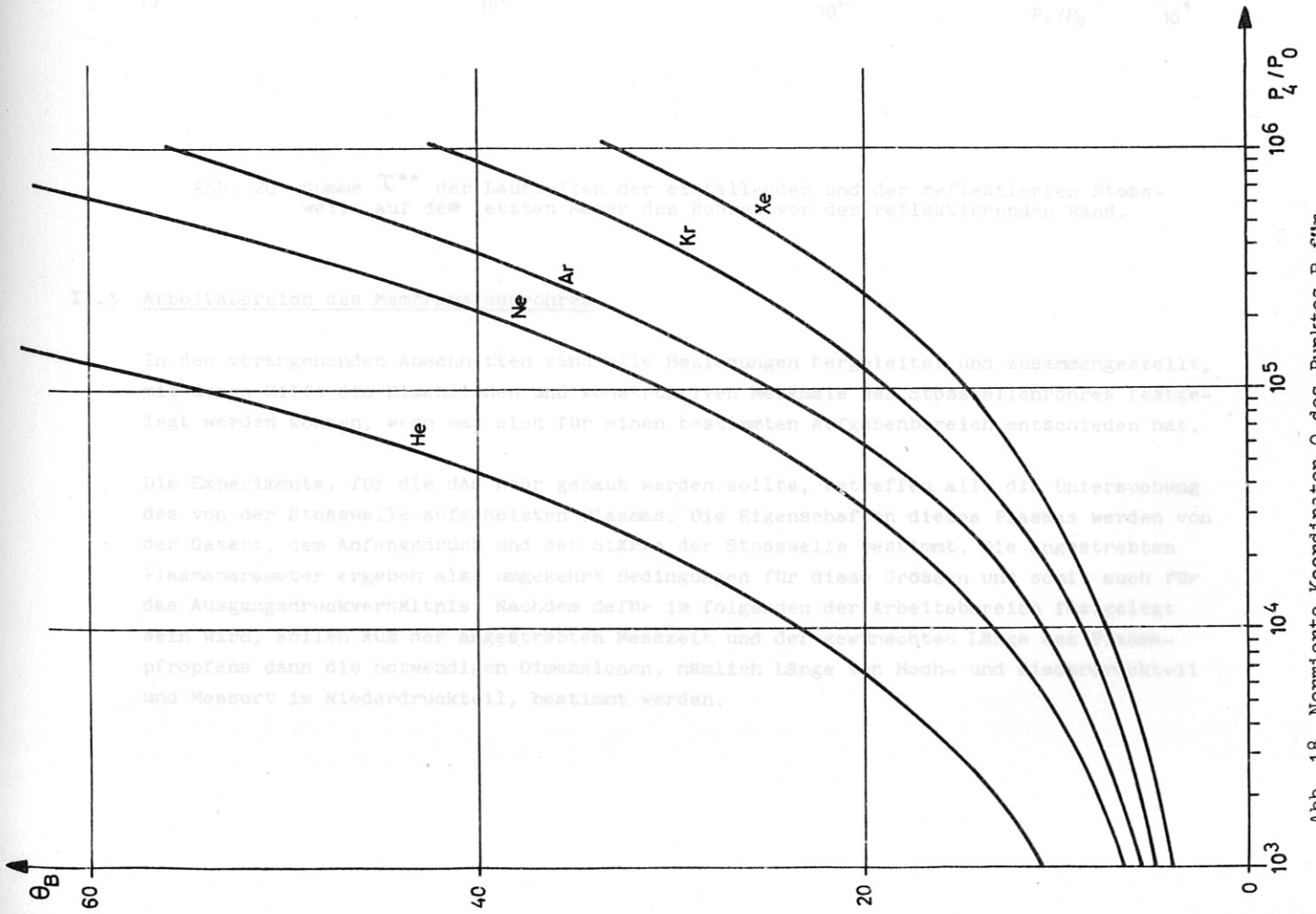


Abb. 18 Normierte Koordinaten  $\theta$  des Punktes B für die Kombinationen Wasserstoff - Edelgas.

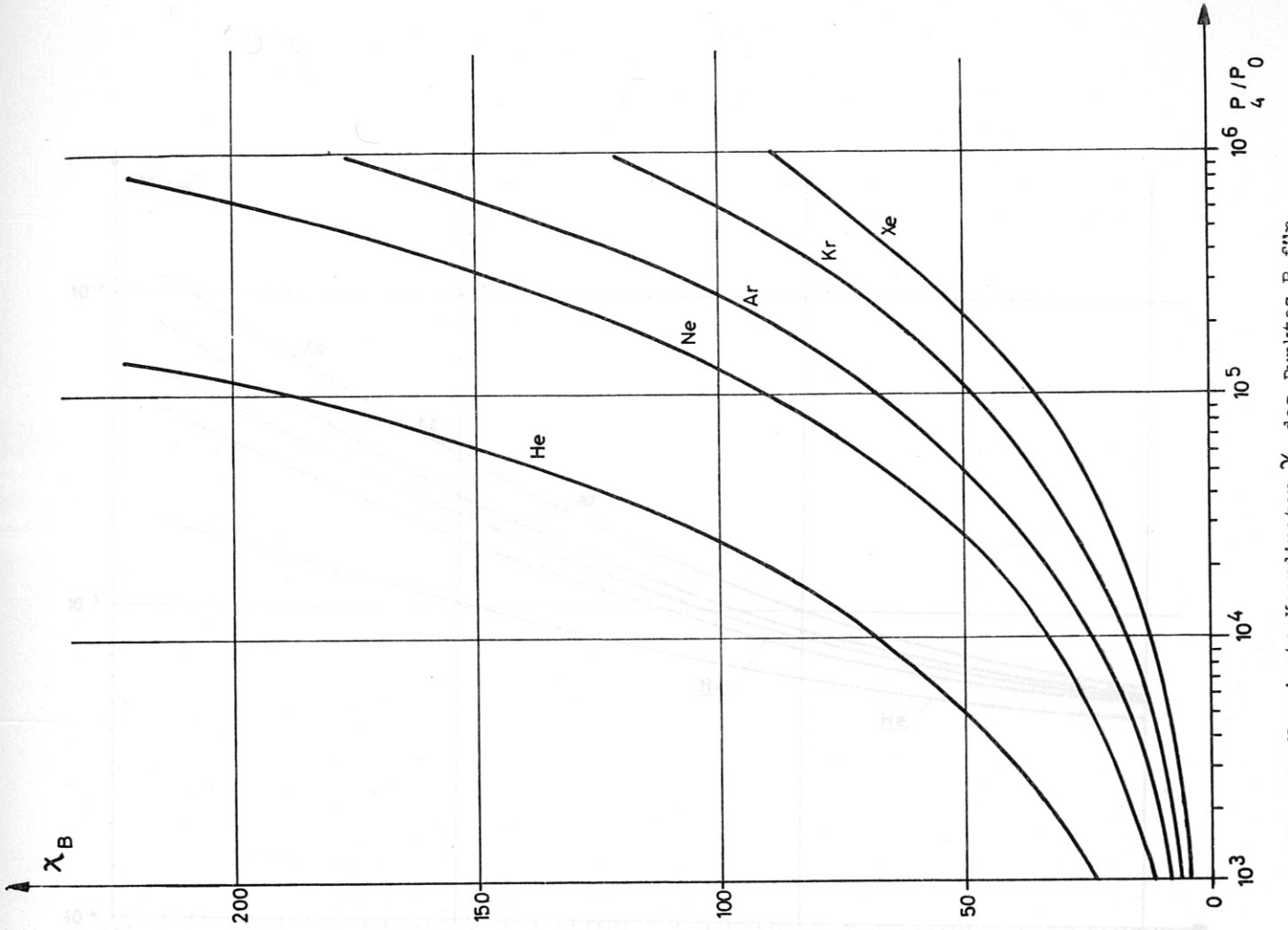


Abb. 19 Normierte Koordinaten  $\chi$  des Punktes B für die Kombinationen Wasserstoff - Edelgas.

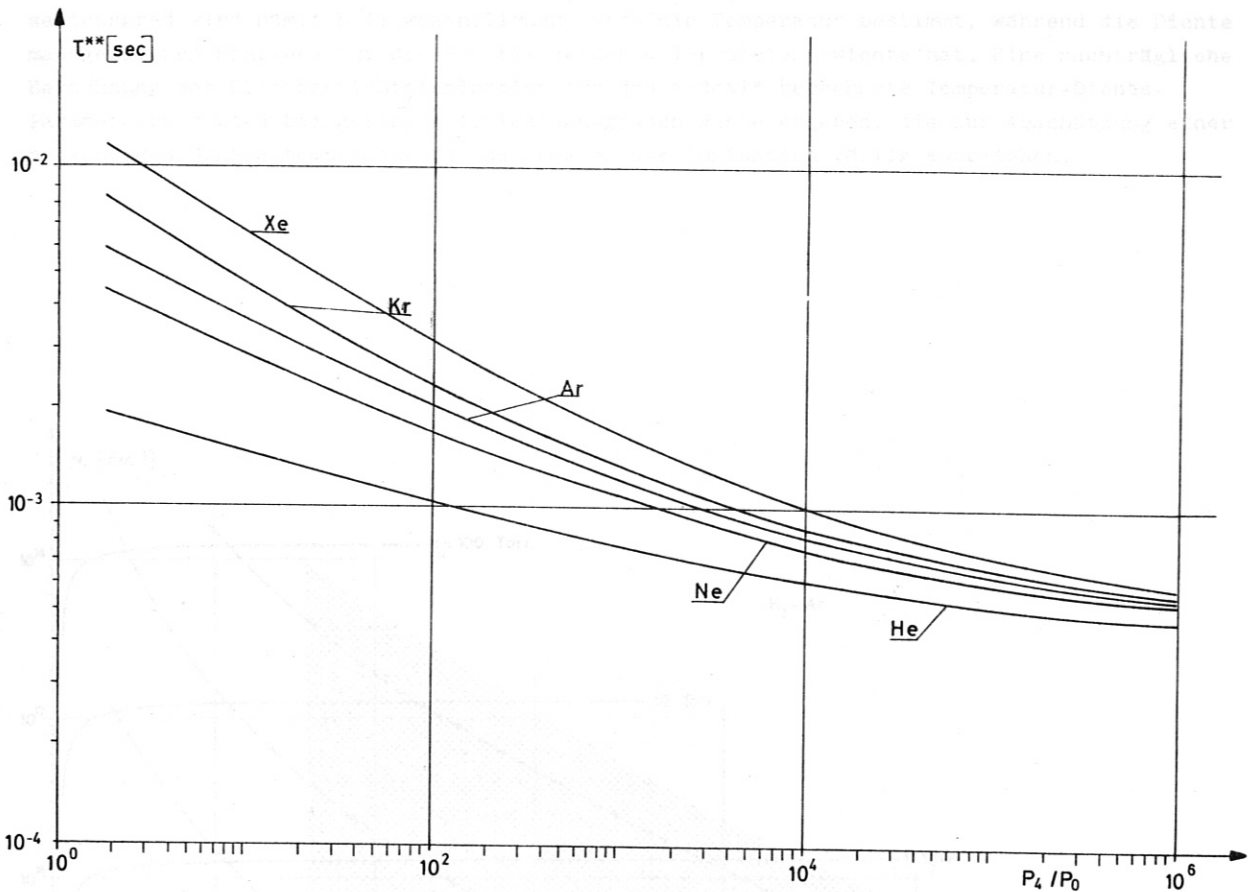


Abb. 20 Summe  $\tau^{**}$  der Laufzeiten der einfallenden und der reflektierten Stoss-  
welle auf dem letzten Meter des Rohres vor der reflektierenden Wand.

### II.3 Arbeitsbereich des Membranstossrohres

In den vorangehenden Abschnitten sind alle Beziehungen hergeleitet und zusammengestellt, mit deren Hilfe die Dimensionen und konstruktiven Merkmale des Stosswellenrohres festgelegt werden können, wenn man sich für einen bestimmten Aufgabenbereich entschieden hat.

Die Experimente, für die das Rohr gebaut werden sollte, betreffen alle die Untersuchung des von der Stosswelle aufgeheizten Plasmas. Die Eigenschaften dieses Plasmas werden von der Gasart, dem Anfangsdruck und der Stärke der Stosswelle bestimmt. Die angestrebten Plasmaparameter ergeben also umgekehrt Bedingungen für diese Größen und somit auch für das Ausgangsdruckverhältnis. Nachdem dafür im folgenden der Arbeitsbereich festgelegt sein wird, sollen aus der angestrebten Messzeit und der gewünschten Länge des Plasma-pfropfens dann die notwendigen Dimensionen, nämlich Länge von Hoch- und Niederdruckteil und Messort im Niederdruckteil, bestimmt werden.

a) Wahl des Druckbereiches

Das Plasma wird - im Rahmen der bisher benutzten Vorstellungen - am besten durch seine Temperatur  $T_1$  und seine Teilchendichte  $N_1$  beschrieben. Der an sich interessierende Ionisationsgrad wird nämlich im wesentlichen durch die Temperatur bestimmt, während die Dichte massgeblichen Einfluss auf die Einstellzeiten aller Gleichgewichte hat. Eine nachträgliche Berechnung der Gleichgewichtsionisation für das "ideal" berechnete Temperatur-Dichte-Parameterpaar wird bei geringen Ionisationsgraden Werte ergeben, die zur Abschätzung einer notwendigen Mindesttemperatur für den Beginn der Ionisation völlig ausreichen.

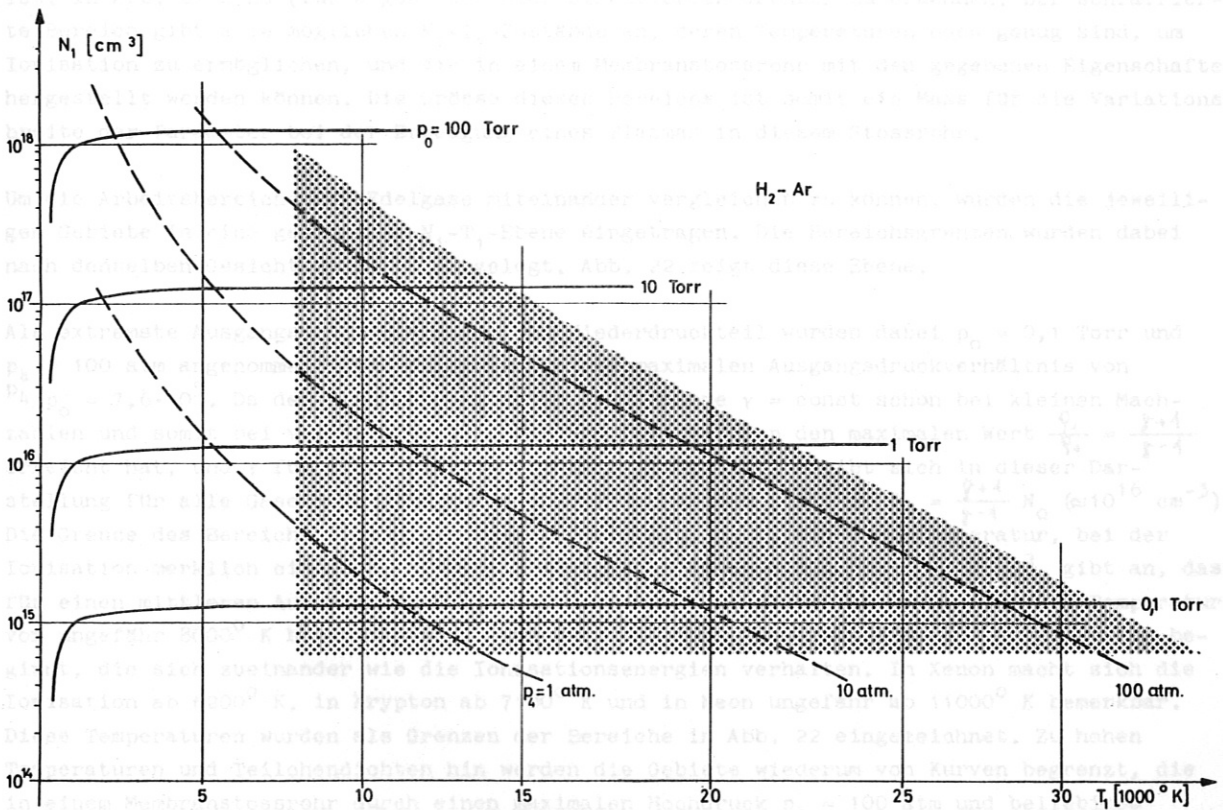


Abb. 21 Teilchendichte - Temperatur - Ebene für stosswellenaufgeheiztes Argon mit dem Niederdruck  $p_0$  in Torr und dem Hochdruck  $p_4$  in Atmosphären als Parameterkurven. Schraffiert ist der im Membranstossrohr technisch realisierbare Plasmapbereich.

In Abb. 21 ist für Argon die  $N_1$ - $T_1$ -Ebene dargestellt. Darin sind zwei Kurvenscharen mit den Ausgangsdrücken  $p_0$  (Argon) und  $p_4$  (Wasserstoff) als Parameter eingezeichnet. Ihre Schnittpunkte lassen die Anfangsbedingungen erkennen, die zur Erzeugung eines Plasmas mit vorgegebenen  $N_1$  und  $T_1$  notwendig sind. Schraffiert ist der Bereich, der für die Experimente interessant ist. Zu niedrigeren Temperaturen hin wird er durch die Forderung begrenzt, dass eine gewisse Mindestionisation (z. B. 1 %) gewährleistet sein soll. Zu niedrigeren Dichten hin wird der Bereich durch die Forderung nach genügend kleinen Einstellzeiten für Gleichgewichte

eingeschränkt. Aber auch technische Möglichkeiten sind für diese Grenze mitbestimmend: Die Evakuierbarkeit des Rohres nur bis zu einigen  $10^{-5}$  Torr hinab und die notwendige Reinheit von 99,9 % legen den Rand des Bereichs bei einigen  $10^{15}$  Teilchen pro  $\text{cm}^3$  fest, was einem Anfangsdruck von einigen  $10^{-2}$  Torr entspricht. Zu höheren Temperaturen und Dichten hin wäre das vom physikalischen Standpunkt aus interessierende Gebiet unbegrenzt. Hier sind es nur die technischen Schwierigkeiten, die noch erreichbare Temperaturen und Dichten bestimmen. Mit Wasserstoff von mehr als 150 atm im Hochdruckteil zu arbeiten erscheint sowohl vom Standpunkt der Sicherheit als auch des notwendigen technischen Aufwandes aus nicht vertretbar, wenn ein Rohrdurchmesser von 10 cm nicht unterschritten werden soll. Dieser Wert wurde der Planung zugrunde gelegt und wird später noch motiviert werden.

Einschränkungen für den Druck im Hoch- und Niederdruckteil ergeben, dass der grösste noch sinnvolle Wert des Ausgangsdruckverhältnisses

$$\left(\frac{p_4}{p_0}\right)_{\max} = 10^6 \quad (68)$$

ist. In Abb. 21 sind (für Argon) die hier diskutierten Grenzen zu erkennen. Der schraffierte Bereich gibt alle möglichen  $N_1$ - $T_1$ -Zustände an, deren Temperaturen hoch genug sind, um Ionisation zu ermöglichen, und die in einem Membranstossrohr mit den gegebenen Eigenschaften hergestellt werden können. Die Grösse dieses Bereichs ist somit ein Mass für die Variationsbreite der Parameter bei der Erzeugung eines Plasmas in diesem Stossrohr.

Um die Arbeitsbereiche der Edelgase miteinander vergleichen zu können, wurden die jeweiligen Gebiete in eine gemeinsame  $N_1$ - $T_1$ -Ebene eingetragen. Die Bereichsgrenzen wurden dabei nach denselben Gesichtspunkten festgelegt. Abb. 22 zeigt diese Ebene.

Als extremste Ausgangsdrücke im Hoch- und Niederdruckteil wurden dabei  $p_0 = 0,1$  Torr und  $p_4 = 100$  atm angenommen. Dies entspricht einem maximalen Ausgangsdruckverhältnis von  $p_4/p_0 = 7,6 \cdot 10^5$ . Da der Dichtesprung unter der Annahme  $\gamma = \text{const}$  schon bei kleinen Machzahlen und somit bei verhältnismässig kleinen Temperaturen den maximalen Wert  $\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$  erreicht hat, und  $\gamma$  für alle Edelgase ungefähr gleich ist, ergibt sich in dieser Darstellung für alle Gase eine gemeinsame untere Grenze der Bereiche  $N_1 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} N_0$  ( $\approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ). Die Grenze des Bereichs zu kleinen Temperaturen hin, d. h. die Grenztemperatur, bei der Ionisation merklich einsetzt, nimmt mit steigendem Atomgewicht ab. Turner [5] gibt an, dass für einen mittleren Ausgangsdruck  $p_0 = 10$  Torr die Ionisation in Argon ab einer Temperatur von ungefähr  $8000^\circ \text{K}$  bedeutsam wird, und dass sie für andere Edelgase bei Temperaturen beginnt, die sich zueinander wie die Ionisationsenergien verhalten. In Xenon macht sich die Ionisation ab  $6200^\circ \text{K}$ , in Krypton ab  $7100^\circ \text{K}$  und in Neon ungefähr ab  $11000^\circ \text{K}$  bemerkbar. Diese Temperaturen wurden als Grenzen der Bereiche in Abb. 22 eingezeichnet. Zu hohen Temperaturen und Teilchendichten hin werden die Gebiete wiederum von Kurven begrenzt, die in einem Membranstossrohr durch einen maximalen Hochdruck  $p_4 = 100$  atm und beliebiges  $p_0 \geq 0,1$  Torr erreicht werden können. Man sieht, dass die dazugehörigen maximalen Temperaturen und Teilchendichten mit steigendem Atomgewicht des Gases im Niederdruckteil zunehmen. In Abb. 22 sind auch wiederum Kurven eingezeichnet, die alle  $N_1$ - $T_1$ -Werte angeben, die, von einem bestimmten Niederdruck  $p_0$  ausgehend, erreichbar sind. Auf allen diesen Kurven steigt  $N_1$  bei kleinen Temperaturen (also bei geringen Machzahlen) mit  $T_1$  rasch an und ändert sich dann praktisch nicht mehr. Wie in Abb. 22 zu sehen ist, wird der konstante Wert von  $N_1$  erreicht, bevor die Ionisation einsetzt. Die Annahme konstanter spezifischer Wärmen ist dabei nahezu erfüllt. Zwar ändert sich mit Beginn der Ionisation  $\gamma$ , aber die Abweichungen gegenüber der Voraussetzung  $\gamma = \text{const}$  werden zumindest bei schwacher Ionisation, d. h. bei Temperaturen, die nur wenig über der eingezeichneten Ionisationsgrenztemperatur liegen, noch klein sein. In der Nähe dieser Grenztemperatur wird also der bisher angenommene Zusammenhang zwischen Anfangsbedingungen und erreichbaren Plasmaparametern noch gewahrt bleiben.

Für Plasmalexperimente in Membranstossrohr praktisch aus. Die Beschränkung  
im Hochdruckteil legt also eine untere Grenze des Ausgangsdruckverhältnisses fest, was



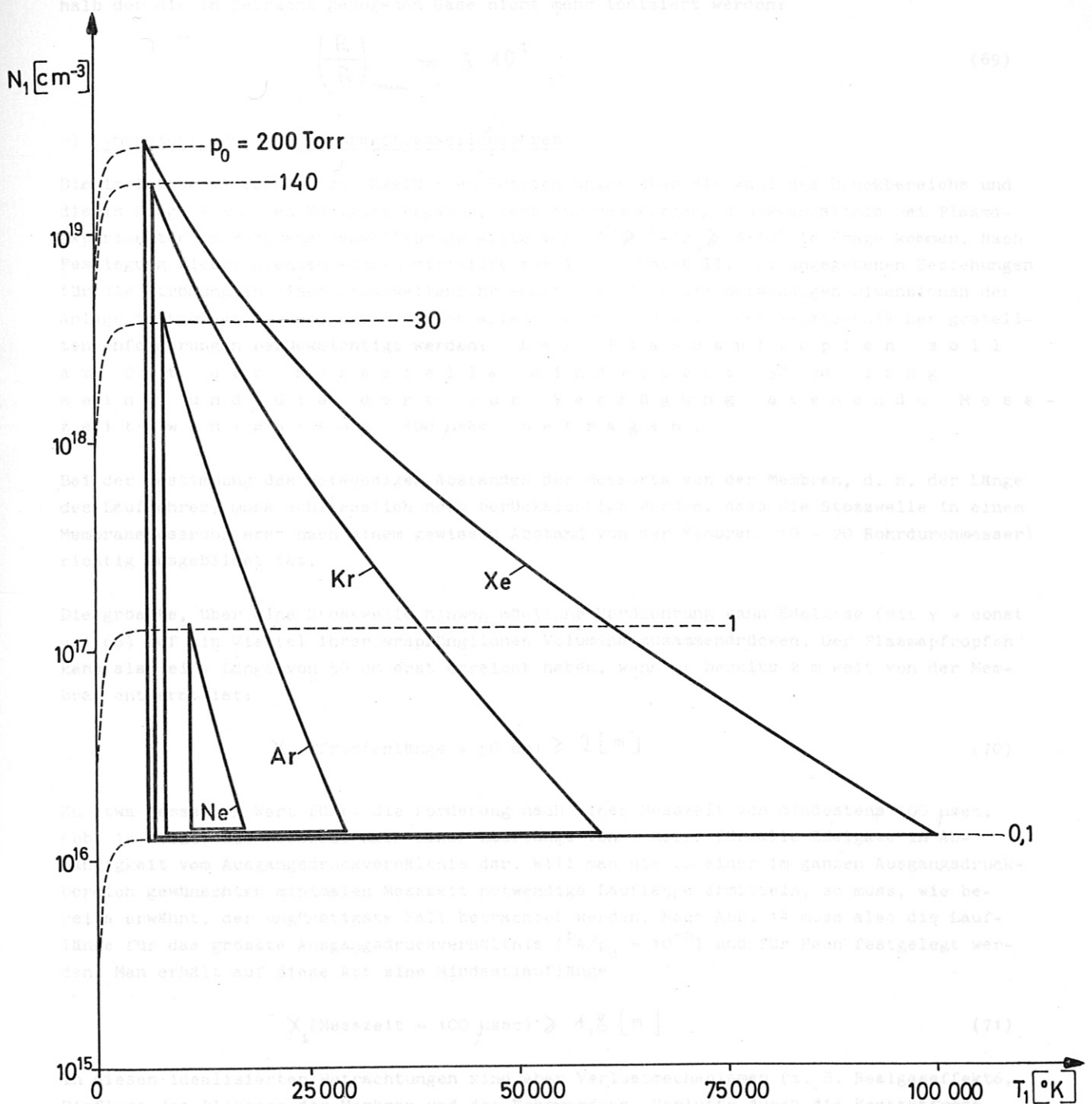


Abb. 22 Teilchendichte - Temperatur - Ebene für stosswellenaufgeheizte Edelgase. Umrandet sind die im Membranrohr für die einzelnen Gase technisch realisierbaren Plasma-bereiche.

Mit wachsender Temperatur nehmen die Abweichungen dann zu, und die Arbeitsbereiche werden immer stärker verzerrt. Man sieht aber, dass man mit dem maximalen Wert von  $p_0 = 100$  atm Wasserstoff in Xenon bei einem Anfangsdruck  $p_0 > 200$  Torr keine Ionisation mehr erwarten kann. In Krypton liegt diese Grenze bei  $p_0 = 120$  Torr, in Argon bei 40 Torr und in Neon schon bei weniger als 1 Torr. Bei Helium kann die Grenztemperatur praktisch überhaupt nicht mehr erreicht werden. Reines Helium und auch Neon scheiden deshalb als Arbeitsgase für Plasmaexperimente im Membranstossrohr praktisch aus. Die Beschränkung auf 100 atm im Hochdruckteil legt also eine untere Grenze des Ausgangsdruckverhältnisses fest, unter-

halb der die in Betracht gezogenen Gase nicht mehr ionisiert werden:

$$\left(\frac{P_4}{P_0}\right)_{\min} = 3 \cdot 10^2 \quad (69)$$

b) Dimensionierung des Membranstosswellenrohres

Die im letzten Abschnitt durchgeführten Betrachtungen über die Wahl des Druckbereichs und die in Frage kommenden Edelgase ergaben, dass für das Ausgangsdruckverhältnis bei Plasmaexperimenten im Membranstosswellenrohr Werte von  $10^6 \gg P_4/p_0 \gg 3 \cdot 10^2$  in Frage kommen. Nach Festlegung dieser Grenzen können mit Hilfe der in Abschnitt II,2 b) angegebenen Beziehungen für die Strömung in einem Stosswellenrohr endlicher Länge die notwendigen Dimensionen der Anlage festgelegt werden. Dabei müssen allerdings noch die von der Messtechnik her gestellten Anforderungen berücksichtigt werden: Der Plasmapfropfen soll am Ort der Messstelle mindestens 50 cm lang sein, und die dort zur Verfügung stehende Messzeit wenigstens 100  $\mu$ sec betragen.

Bei der Bestimmung des notwendigen Abstandes des Messorts von der Membran, d. h. der Länge des Laufrohres, muss schliesslich noch berücksichtigt werden, dass die Stosswelle in einem Membranstossrohr erst nach einem gewissen Abstand von der Membran (10 - 20 Rohrdurchmesser) richtig ausgebildet ist.

Die grösste, über eine Stosswelle hinweg mögliche Verdichtung kann Edelgase (mit  $\gamma = \text{const} = 1,66$ ) auf ein Viertel ihrer ursprünglichen Volumina zusammendrücken. Der Plasmapfropfen kann also eine Länge von 50 cm erst erreicht haben, wenn er bereits 2 m weit von der Membran entfernt ist:

$$X_s(\text{Pffropfenlänge} = 50 \text{ cm}) \geq 2 \text{ [m]} \quad (70)$$

Zu etwa demselben Wert führt die Forderung nach einer Messzeit von mindestens 100  $\mu$ sec. Abb. 14 stellt die Messzeit nach einer Lauflänge von 1 Meter für alle Edelgase in Abhängigkeit vom Ausgangsdruckverhältnis dar. Will man die zu einer im ganzen Ausgangsdruckbereich gewünschten minimalen Messzeit notwendige Lauflänge ermitteln, so muss, wie bereits erwähnt, der ungünstigste Fall betrachtet werden. Nach Abb. 14 muss also die Lauflänge für das grösste Ausgangsdruckverhältnis ( $P_4/p_0 = 10^{+6}$ ) und für Neon festgelegt werden. Man erhält auf diese Art eine Mindestlauflänge

$$X_s(\text{Messzeit} = 100 \mu\text{sec}) \geq 1,8 \text{ [m]} \quad (71)$$

In diesen idealisierten Betrachtungen sind aber Verlustmechanismen (z. B. Realgaseffekte, Einfluss des Platzens der Membran und der Rohrwandung, Verluste durch die Kontaktfront hindurch usw.), die die Messzeit und die Pffropfenlänge verkürzen werden, nicht berücksichtigt. Die Erfahrungstatsache, dass die Stossfront erst nach 10 - 20 Rohrdurchmessern richtig ausgebildet ist, zwingt dazu, die entsprechende Länge (20 x 10 cm = 2 m) zur berechneten minimalen Lauflänge hinzuzuzählen. - Die Realgaseffekte machen sich vor allem in einer Änderung von  $\gamma$  und damit von  $\rho_1/\rho_0$  bemerkbar. Wie Rechnungen im nächsten Abschnitt noch zeigen werden, muss mit Dichtesprüngen bis  $\rho_1/\rho_0 \approx 10$  gerechnet werden. Eine Länge des Plasmapfropfens von 50 cm wird also erst nach einer Lauflänge von 5 m (+ 2 m zur Ausbildung der Stossfront) erreicht werden. Um auch den anderen Verlusten noch Rechnung zu tragen, ist es notwendig, die Messkammer mindestens 8 m von der Membran entfernt anzuordnen:

$X_s \geq 8 \text{ [m]} \quad (72)$
-------------------------------------

Aus der so gewonnenen Lauflänge muss nun die Länge des Hochdruckteils bestimmt werden. Die dazu notwendigen Angaben bzw. Kurven sind ebenfalls in Abschnitt II.2 b) zusammengestellt. Die ungünstigsten Bedingungen treten, wie aus der Abb. 19 zu erkennen ist, beim niedrigsten Ausgangsdruckverhältnis ( $p_4/p_0 = 10^{+3}$ ) und bei der Verwendung von Xenon im Niederdruckteil auf. Für diesen Fall muss der Hochdruckteil, damit der reflektierte Kopf der Verdünnungswelle die Kontaktfront nicht innerhalb eines Abstandes von 8 m von der Membran einholt, eine Mindestlänge von 1,8 m haben.

$$l_H = 1,8 \text{ [ m ]} \quad (73)$$

Bei dieser Länge des Hochdruckteils wird die Kontaktfront dann bei Verwendung irgend eines anderen Edelgases erst in einem Abstand von mehr als 10 m von der Membran eingeholt.

Die Länge der Messkammer muss natürlich mindestens der geforderten Pfropfenlänge von 50 cm entsprechen. Da aber auch noch gleichzeitige Messungen vor der Stossfront und im Plasmapfropfen möglich sein sollen, und für die meisten Gase auch im Abstand  $X = 10$  m noch keine Störungen des Plasmas durch die Verdünnungswelle befürchtet werden müssen, sollte der ganze Bereich zwischen 8 und 10 m Entfernung von der Membran zur Verfügung stehen.

Die in Abschnitt II.2 b) gegebenen Beziehungen gestatten es schliesslich, die Länge des Auslaufrohres so zu bestimmen, dass eine Störung der Messung durch die reflektierte Stoss-welle verhindert wird. Um diese Bedingung zu erfüllen, muss die Stoss-welle zum Durchlaufen des Auslaufrohres vor und nach der Reflexion eine längere Zeit brauchen als für die Messung vorgegeben ist. Aus Abb. 20 ist zu ersehen, dass bei einer Lauflänge von 10 m selbst im un-günstigsten Fall ein 20 cm langes Auslaufrohr genügen würde, um Störungen während der Mes-sung zu verhindern. Diese Forderung ist leicht zu erfüllen.

#### II.4 Realgaseffekte

Bei der Beschreibung der Strömung im Membranstosswellenrohr wurde in den vorhergehenden Abschnitten immer die Annahme gemacht, dass sich die Gase ideal verhalten, d. h., dass keine Van-der-Waals-Kräfte auftreten, und dass die spezifischen Wärmen konstant bleiben. Damit liessen sich die notwendigen Berechnungen analytisch durchführen, und es konnte ein direkter Zusammenhang zwischen den Anfangsbedingungen im Stossrohr und der Machzahl der entstehenden Stoss-welle angegeben werden. Hieraus liessen sich dann die Zustandsgrössen im Gas hinter der Stossfront bestimmen.

Bei kleinen Machzahlen beschreiben die so gewonnenen Gleichungen die wirklichen Vorgänge ziemlich gut. Bei grösseren Zustandsänderungen, d. h. bei Stosswellen höherer Machzahl, ergeben sich aber beträchtliche Abweichungen. Diese sind auf Änderungen der spezifischen Wärmen zurückzuführen, die Funktionen der Temperatur werden. (Van-der-Waals-Effekte spielen in den betrachteten Bereichen keine Rolle; siehe z. B. Greene und Toennies [6] S. 32.) Bei ihrer Berechnung, bzw. bei der des Energieinhaltes des heissen Gases müssen im allge-meinen die

- Translations-, Rotations- und Schwingungsenergie,
- Elektronenanregungsenergie und
- Reaktionsenergie ( z. B. Dissoziations- und Ionisationsenergie) (77)

aller Komponenten des Gases berücksichtigt werden. Die Berechnung der Gasparameter über grössere Zustandsänderungen hinweg ist nicht mehr analytisch durchführbar.

Neben den Van-der-Waals-Effekten kann bei den in Frage kommenden Dichten und Temperaturen, wie ALLER [7] gezeigt hat, auch die elektrostatische Wechselwirkung zwischen Elektronen und

Im folgenden soll zunächst ein numerisches Verfahren zur Berechnung des Gleichgewichtszustandes eines stosswellenaufgeheizten Gases, allerdings nur unter Berücksichtigung von Ionisation, angegeben werden. Dann werden mit diesem Verfahren die Zustandsgrößen in Argonplasmen berechnet. Auch der Einfluss der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme  $c_v$  auf die Verdünnungswelle im Wasserstoff soll erörtert werden. Damit lässt sich dann abschliessend wiederum ein Zusammenhang zwischen den Ausgangsdrücken in Hoch- und Niederdruckteil und der Machzahl der entstehenden Stosswelle herstellen. Ein Vergleich mit den früheren "idealen" Betrachtungen lässt den Einfluss der Ionisationseffekte deutlich werden.

a) Berechnung des Gleichgewichtszustandes in einem stosswellenaufgeheizten Edelgas unter Berücksichtigung der Ionisation

Im stosswellengeheizten Gas macht sich der Einfluss der Ionisation besonders stark bemerkbar, da über die Stosswelle hinweg starke Änderungen der Zustandsgrößen (vor allem der Temperatur) stattfinden.

Bei den in Betracht gezogenen Edelgasen ändern sich die spezifischen Wärmen mit der Temperatur zunächst kaum. (Die bei Moleküllgasen auftretende Anregung von Rotations- und Schwingungszuständen entfällt, ebenso die Dissoziation). Erst mit beginnender Ionisation macht sich auch bei Edelgasen die Änderung der spezifischen Wärmen bemerkbar. Die entsprechende Temperaturgrenze ist in etwa schon in der Abb. 22 eingezeichnet. Da bei dem im folgenden erläuterten Verfahren nur die Ionisation berücksichtigt wird, gestattet es auch nur, die Zustandsgrößen hinter Stosswellen in Edelgasen zu berechnen. Die Rechnungen selbst sollen dann nur für Argon durchgeführt werden.

Die in Abschnitt II.1.a gegebenen Erhaltungsgleichungen gelten auch für reale Gase. Für  $u_0 = 0$  haben sie die Form

$$\rho_1 (u - u_1) = \rho_0 u \quad (10) \hat{=} (74)$$

$$p_1 + \rho_1 (u - u_1)^2 = p_0 + \rho_0 u^2 \quad (11) \hat{=} (75)$$

$$h_1 + \frac{1}{2} (u - u_1)^2 = h_0 + \frac{1}{2} u^2 \quad (12') \hat{=} (76)$$

Nimmt man an, dass die Größen im Bereich (0) bekannt und dort die Ionisation vernachlässigbar ist, so stellen diese 3 Gleichungen wieder ein System mit fünf Unbekannten dar. Wenn die Temperatur  $T_1$  im Bereich (1) so klein bleibt, so dass nur einfache Ionisation auftritt, besteht das Plasma nur aus Atomen, Elektronen und einfach geladenen Ionen. Der Ionisationsgrad  $\alpha_1$  ist dann gegeben durch

$$\alpha_1 = \frac{N_{e1}}{N_{a1} + N_{i1}}$$

$$N_{i1} = N_{e1} = \text{Teilchendichte der Ionen bzw. Elektronen (Quasineutralität)} \quad (77)$$

$$N_1 = N_{a1} + N_{i1} = \text{Teilchendichte der Atome vor Ionisation (= Dichte der schweren Teilchen)}$$

Neben den Van-der-Waals-Effekten kann bei den in Frage kommenden Dichten und Temperaturen, wie ALLER [7] gezeigt hat, auch die elektrostatische Wechselwirkung zwischen Elektronen und



Ionen vernachlässigt werden. Die drei Komponenten des Plasmas verhalten sich also getrennt wie ideale Gase, und die Gasgleichung nimmt die Form an:

$$\frac{p_1}{\rho_1} = (1 + \alpha_1) \frac{kT_1}{m_a} \quad (78)$$

wobei  $m_a$  die Masse des neutralen Atoms ist.

Die innere Energie des Gesamtgases setzt sich zusammen aus der Translationsenergie der drei Teilchensorten (Atome, Elektronen und Ionen) und der Ionisationsenergie, die man als potentielle Energie den Ionen zuschreibt. Die Anregungsenergie, die man grundsätzlich hinzunehmen muss, kann hier vernachlässigt werden (TURNER [5]).

Man findet für die innere Energie pro Gramm:

$$e = \frac{1}{\rho_1} \left[ \rho_{a1} \frac{3}{2} \frac{kT_1}{m_a} + \rho_{e1} \frac{3}{2} \frac{kT_1}{m_e} + \rho_{i1} \frac{3}{2} \frac{kT_1}{m_i} + \rho_{i1} \frac{E_i}{m_i} \right] \quad (79)$$

$$e = \frac{N_{i1} + N_{e1} + N_{a1}}{\rho_1} \cdot \frac{3}{2} kT_1 + \frac{N_{i1}}{\rho_1} \cdot E_i = (1 + \alpha_1) \frac{3}{2} \frac{kT_1}{m_a} + \alpha_1 \frac{E_i}{m_a} \quad (80)$$

$E_i$  ist dabei die Ionisationsenergie pro Teilchen. Für die spezifische Enthalpie ergibt sich unter den gleichen Voraussetzungen

$$h_1 = \frac{5}{2} (1 + \alpha_1) \frac{kT_1}{m_a} + \frac{\alpha_1 E_i}{m_a} \quad (81)$$

Für die Berechnung des Ionisationszustandes wird die als Saha-Gleichung bekannte Beziehung

$$\frac{N_{i1} \cdot N_{e1}}{N_{a1}} = \frac{z_i \cdot z_e}{z_a} \cdot \frac{(2\pi m_e k)^{3/2}}{h^3} \cdot T_1^{3/2} \cdot e^{-\frac{E_i}{kT_1}} \quad (82)$$

benutzt.

Mit der Definition des Ionisationsgrades kann diese Gleichung auch in der Form

$$\frac{\alpha_1^2}{(1 - \alpha_1^2)} \cdot p_1 = \frac{z_i \cdot z_e}{z_a} \cdot \frac{(2\pi m_e)^{3/2}}{h^3} \cdot (kT_1)^{5/2} \cdot e^{-\frac{E_i}{kT_1}} \quad (83)$$

geschrieben werden und ergibt, aufgelöst nach  $\alpha_1$ :

$$\alpha_1 = \left[ p_1 \cdot \frac{h^3}{(2\pi m_e)^{3/2}} \cdot \frac{1}{(kT_1)^{5/2}} \cdot \frac{z_a}{z_i \cdot z_e} \cdot e^{\frac{E_i}{kT_1}} + 1 \right]^{-1/2} \quad (84)$$

$z_a, z_e, z_i$  sind die Zustandssummen des Atoms, des Elektrons und des Ions. Die Zustandssumme des Elektrons ist  $z_e = 2$ .  $z_a$  und  $z_i$  sind im allgemeinen Funktionen der Temperatur. BOND [8] hat - wie bei TURNER [5] zitiert - die Zustandssummen von neutralem und einfach ionisiertem Argon berechnet und gefunden, dass man bis zu einer Temperatur von 15.000 °K die Zustandssumme des neutralen Argons mit einem Fehler von weniger als 1 % gleich 1 setzen darf. Im allgemeinen kann man sich nach UNSÖLD [9] bei der Berechnung von Zustandssummen häufig auf die Berücksichtigung des Grundzustandes bzw. des Grundmultipletts beschränken. Bei Edelgasen ist der Grundzustand in ein Duplett aufgespalten ( $^2p_{3/2}$  und  $^2p_{1/2}$ ). Der  $^2p_{1/2}$ -Zustand liegt dabei um eine kleine Energiedifferenz  $\epsilon$  über dem  $^2p_{3/2}$ -Zustand. Die Zustandssumme eines Edelgasions ist dann gegeben durch

$$z_i(T) = 4 + 2 \cdot e^{-\frac{\epsilon}{kT}} \quad (85)$$

BONDS Rechnungen haben gezeigt, dass die höheren Zustände (z.B. bei Argon bis zu Temperaturen von 20.000 °K) praktisch nicht zur Zustandssumme des Ions beitragen.

Setzt man die numerischen Werte für die Konstanten  $h, k$  und  $m_e$  in Gleichung (84) ein, so ergibt sich

$$\alpha_1 = \left[ \frac{P_1}{T_1^{5/2}} \cdot \frac{1,0 \cdot 10^3}{2 + e^{-\epsilon/kT_1}} \cdot e^{-\frac{E_i}{2T_1}} + 1 \right]^{-1/2} \quad (86),$$

$p_1$  ist hier in [Torr],  $T_1$  in [°K] angedrückt.

Die Gleichungen (74), (75), (76), (78), (81) und (86) stellen ein System von 6 Gleichungen mit den 7 Unbekannten  $U, p_1, \rho_1, T_1, u_1, \alpha_1$  dar. In Analogie zu den in Abschnitt II.1a durchgeführten Rechnungen wird in den Gleichungen (74), (75) und (76) anstelle der Stosswellengeschwindigkeit  $U$  wieder die Stosswellenmachzahl  $M$  eingeführt. Ausserdem werden darin mit Hilfe von (78) und (81) die Grössen  $u_1$  und  $h_1$  eliminiert. Man gewinnt so folgende Beziehungen:

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{1}{8} \left\{ 5M^2 + 3 + \sqrt{(M^2 - 1)^2 + \frac{32}{15} \alpha_1 \frac{E_i}{kT_0} \cdot M^2} \right\} \quad (87)$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{4 \frac{P_1}{P_0} + 1}{\frac{P_1}{P_0} + 4 - 2\alpha_1 \frac{E_i}{kT_0}} \quad (88)$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{1}{(1 + \alpha_1)} \cdot \frac{P_1/P_0}{\rho_1/\rho_0} \quad (89)$$

Damit ist das ursprüngliche Gleichungssystem auf 4 Gleichungen (87), (88), (89), (84) mit 5 Unbekannten reduziert. Da die Sahagleichung und also auch (84) transzendent sind, kann die Auflösung nach einer Variablen nur numerisch erfolgen. Als diese Variable wird wieder  $M$  gewählt.

Die Rechnungen selbst wurden nicht nach dem üblichen Verfahren durchgeführt, bei dem von einem gewählten  $M$  und einem geschätzten  $\alpha_1^{(0)}$  ausgegangen wird, dann  $p_1^{(0)}$ ,  $Q_1^{(0)}$  und  $T_1^{(0)}$  aus (87), (88), (89) berechnet werden, damit nach (84) ein besseres  $\alpha_1^{(1)}$ , und nun iteriert wird. Dieses Verfahren konvergiert nämlich ab einer gewissen Machzahl nicht mehr.

Bei der benutzten Methode wurde nach Festlegung von  $M$  die Nullstelle der Gleichung

$$(\alpha_1 - \bar{\alpha}_1) = \alpha_1 - f(\alpha_1) = 0 \quad (90)$$

gesucht, worin  $\bar{\alpha}_1$  der mit Hilfe von (87), (88), (89) und dann (84) aus  $\alpha_1$  berechnete Wert ist. Um diese Nullstelle zu erhalten, nimmt man für das gewählte  $M$  zunächst  $\alpha_1^{(0)} = 0$  an und berechnet dafür  $\bar{\alpha}_1^{(0)}$  und  $(\alpha_1^{(0)} - \bar{\alpha}_1^{(0)})$ . Dann erhöht man  $\alpha_1$  schrittweise um ein  $\Delta \alpha_1 = \text{const}$  und bestimmt immer die entsprechenden Differenzen  $(\alpha_1^{(n)} - \bar{\alpha}_1^{(n)})$ , bis diese Grösse das Vorzeichen ändert. Dadurch wird ein Intervall  $\alpha_1^{(n-1)}$  bis  $\alpha_1^{(n)}$  gefunden, in dem der gesuchte Wert von  $\alpha_1$  liegen muss. Durch Verkleinerung der Schrittweite kann dieser Wert mit Hilfe einer Intervallschachtelung beliebig genau berechnet werden. In Anhang A sind die Ergebnisse dieser auf einer IBM 7090 durchgeführten Rechnungen für Argon sowie das Programm der Rechnung angegeben.

Ausser  $\alpha_1$ ,  $p_1/p_0$ ,  $Q_1/Q_0$ ,  $T_1/T_0$  und  $u_1$  wurden auch die Dichte der Neutralteilchen  $N_{a1}$  und der Elektronen  $N_{e1}$  sowie die Leitfähigkeit  $\sigma_1$  berechnet und mit in den Tabellen ausgedruckt.

Die Grössen  $u_1$ ,  $N_{a1}$  und  $N_{e1}$  lassen sich mit Hilfe der Gleichungen

$$\frac{u_1}{c_0} = \sqrt{\frac{Q_1}{Q_0} \cdot \frac{p_1}{p_0} - 1} \cdot \frac{p_0}{Q_0 c_0^2} - \sqrt{\frac{1}{Q_1/Q_0} \cdot \frac{p_1}{p_0} - 1} \cdot \frac{p_0}{Q_0 c_0^2} \quad (91)$$

$$N_{e1} = \alpha_1 \frac{Q_1}{Q_0} \frac{\rho_0}{m_a} \quad (92)$$

$$N_{a1} = \frac{1 - \alpha_1}{\alpha_1} N_{e1} \quad (93)$$

die sich leicht aus (74), (75), (76), (78), (81) und (77) gewinnen lassen, einfach berechnen.

Die elektrische Leitfähigkeit erhält man aus der Beziehung:

$$\sigma_1 = \frac{e^2 \cdot N_{e1}}{\sqrt{\frac{8}{\pi}} m_e \xi T_1} \cdot \frac{1}{N_{a1} Q_{ea} + N_{e1} Q_{ei}} \quad (94)$$

$Q_{ea}$  ist der Wirkungsquerschnitt für den Stoss Elektron-Atom und wurde für Argon aus der Arbeit von FROST und PHELPS [10] entnommen:

$$Q_{ea} = 2,5 \cdot 10^{-16} \text{ [ cm}^2 \text{ ]}$$

Der Coulomb-Wirkungsquerschnitt  $Q_{ei}$  für Elektronen-Ionen-Stoss wurde in von MAECKER [11] angegebener Form benutzt:

$$Q_{ei} = \frac{e^4}{(kT_1)^2} \ln \left( \frac{kT_1}{e^2 N_{e1}^{1/3}} \right) \quad (95)$$

Die Abhängigkeit der Grössen  $p_1/p_0$ ,  $Q_1/Q_0$ ,  $T_1$ ,  $u_1$ ,  $\alpha_1$ ,  $\beta_1$ ,  $N_{a1}$ ,  $N_{e1}$  von der Machzahl ist für Argon schon hier in den Abb. 23 bis 30 mit  $p_0$  als Parameter dargestellt.



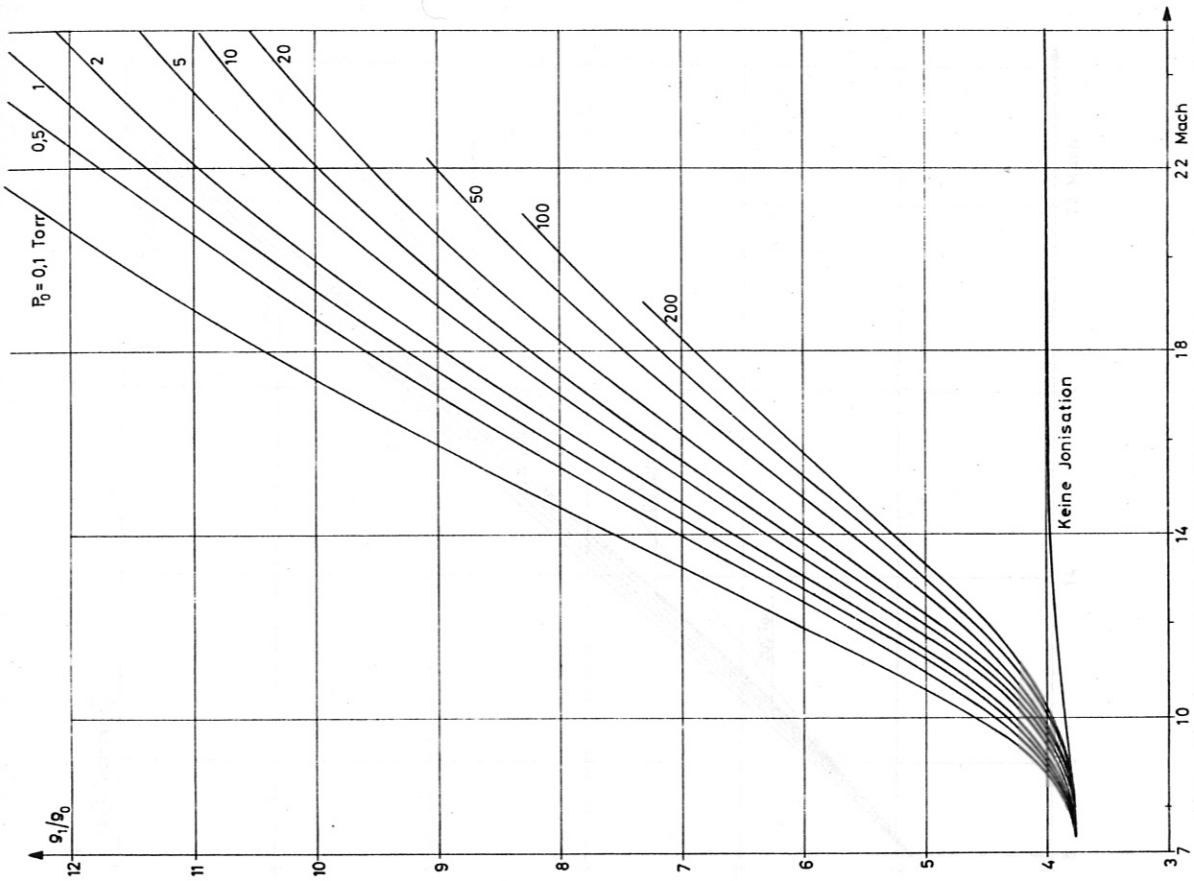


Abb. 24 Dichtesprung  $\rho_1/\rho_0$  in der Stossfront für Argon unter Berücksichtigung der Ionisation als Funktion der Machzahl.

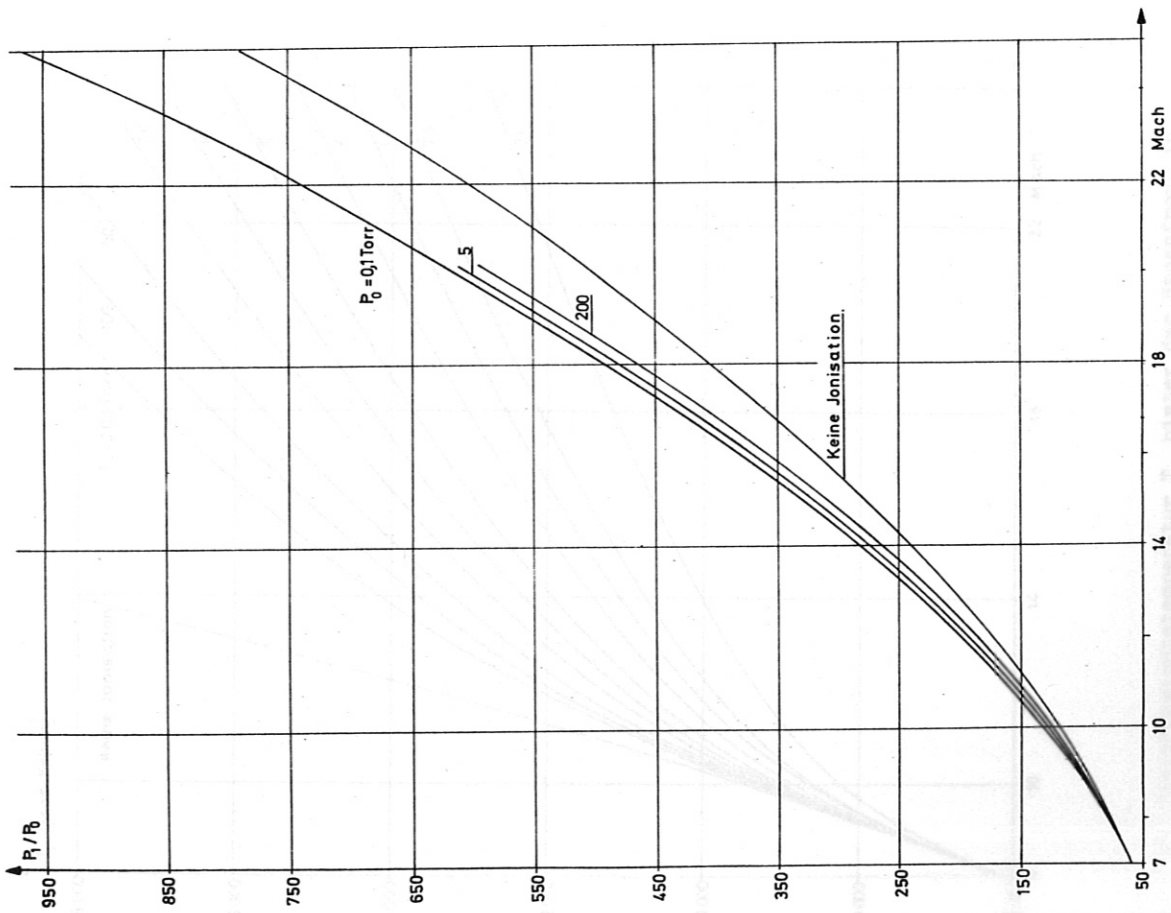


Abb. 23 Drucksprung  $P_1/P_0$  in der Stossfront für Argon unter Berücksichtigung der Ionisation als Funktion der Machzahl.

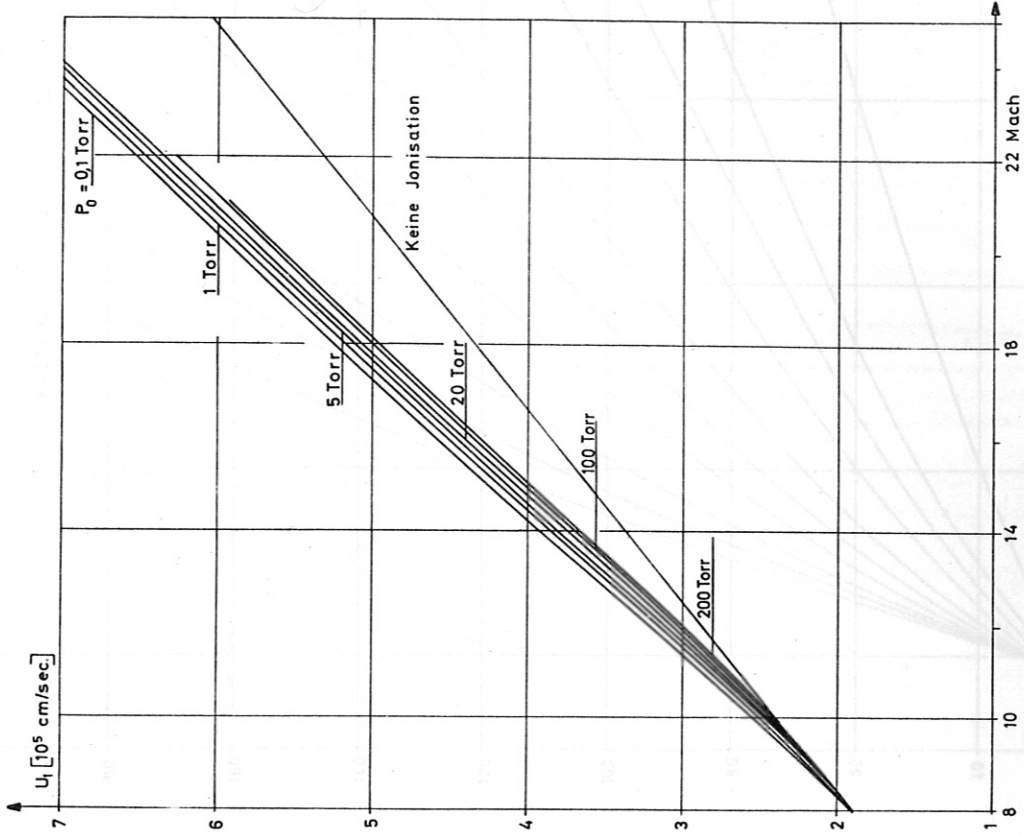


Abb. 26 Strömungsgeschwindigkeit  $u_1$  hinter der Stoßfront in Argon unter Berücksichtigung der Ionisation als Funktion der Machzahl.

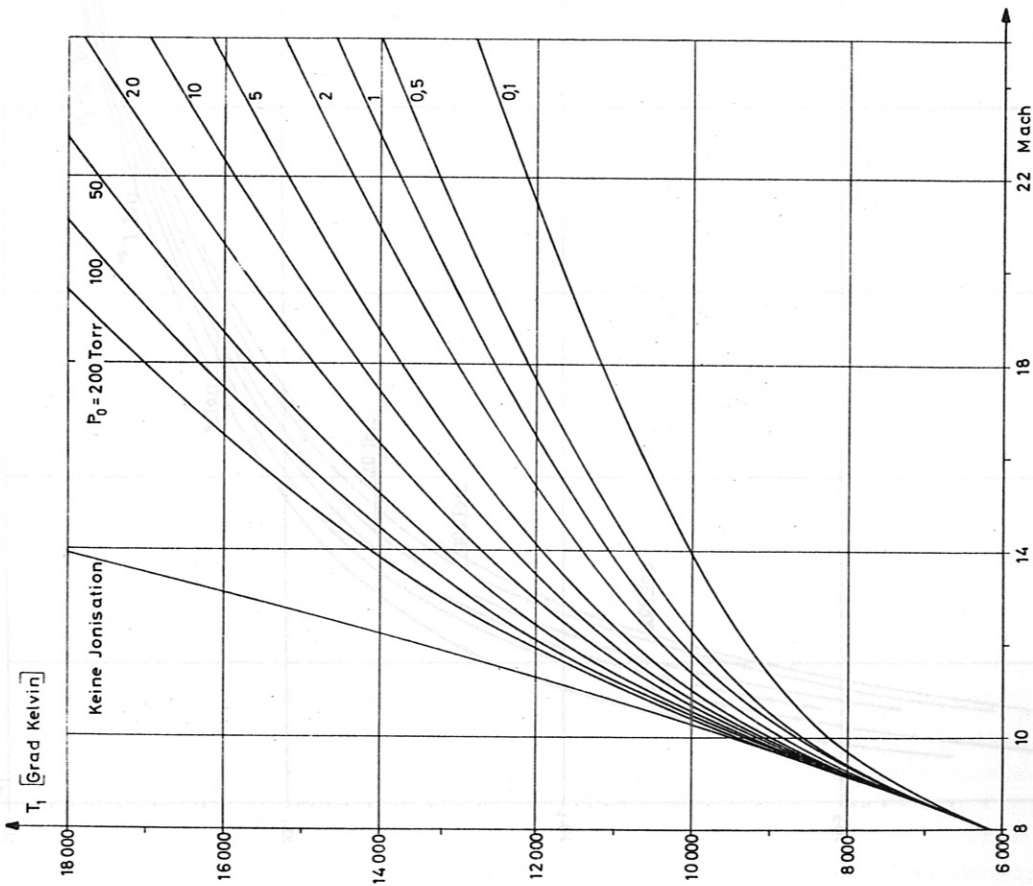


Abb. 27 Gleichgewichtstemperatur  $T_1$  hinter der Stoßfront in Argon unter Berücksichtigung der Ionisation als Funktion der Machzahl.

Abb. 26 Gleichgewichtstemperatur  $T_1$  hinter der Stoßfront in Argon in Abhängigkeit von der Machzahl.

Abb. 27 Gleichgewichtstemperatur  $T_1$  hinter der Stoßfront in Argon in Abhängigkeit von der Machzahl.

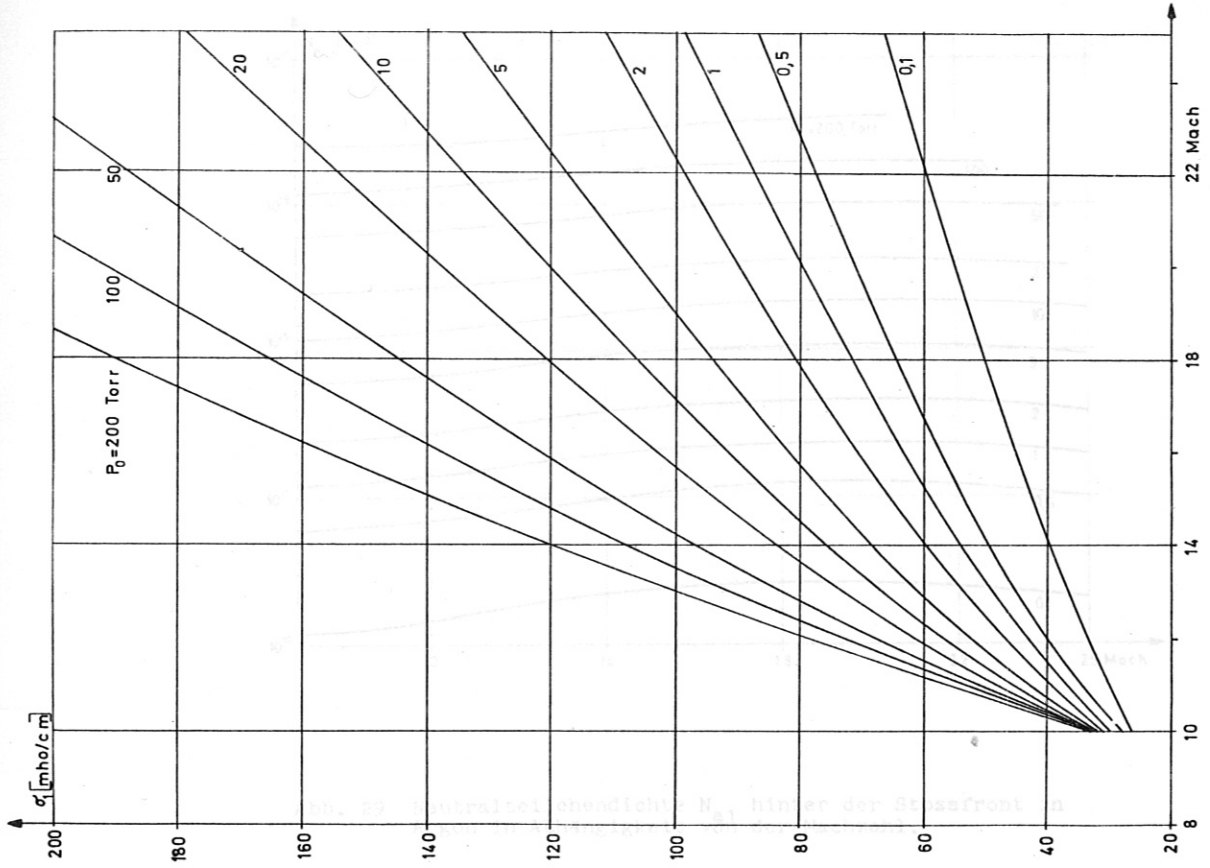


Abb. 28 Gleichgewichtsleitfähigkeit  $\alpha_1$  hinter der Stossfront in Argon in Abhängigkeit von der Machzahl.

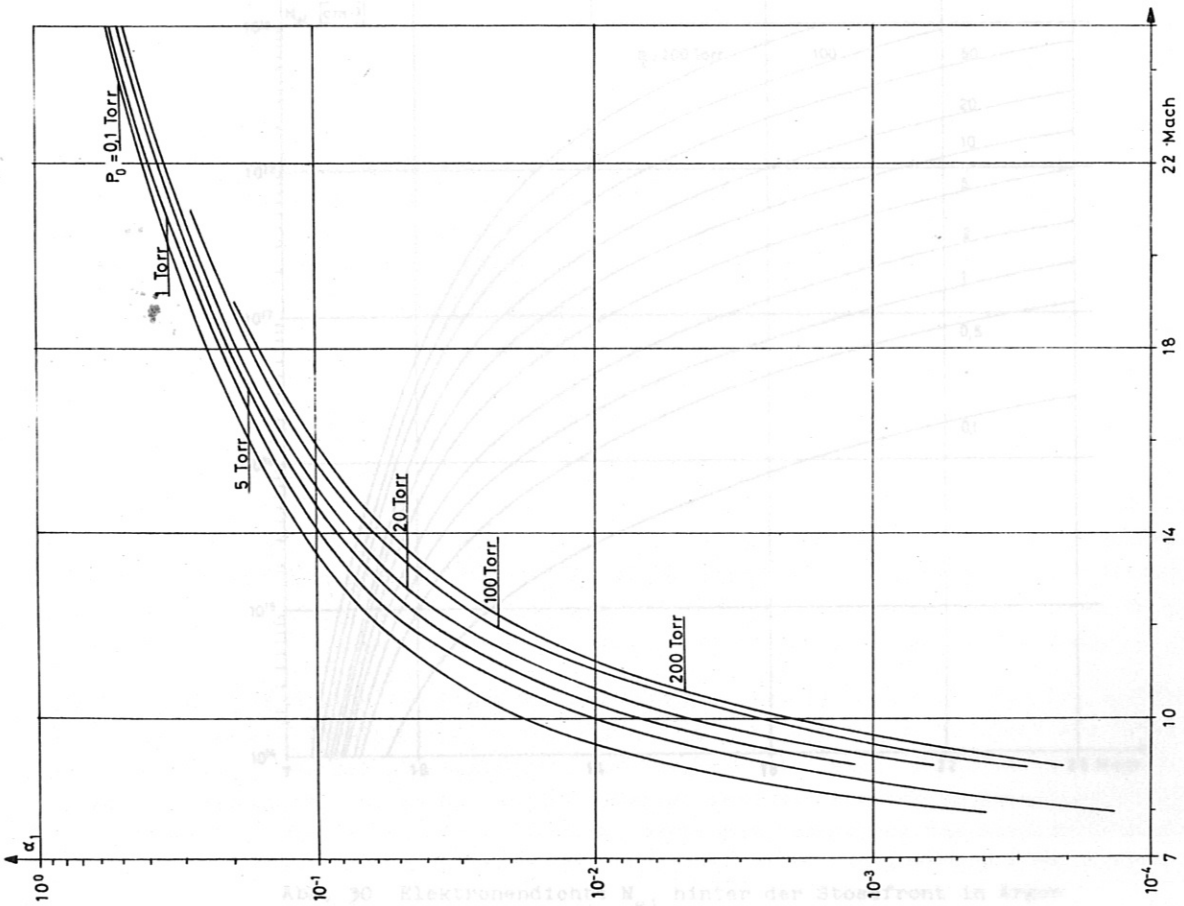


Abb. 27 Gleichgewichtsisonisationsgrad  $\alpha_1$  hinter der Stossfront in Argon in Abhängigkeit von der Machzahl.

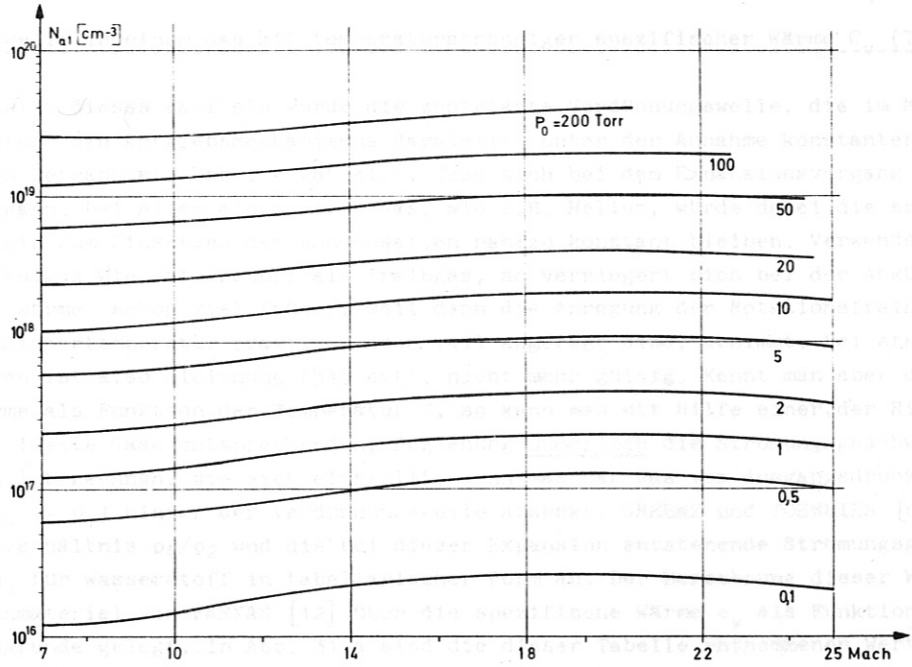


Abb. 29 Neutralteilchendichte  $N_{a1}$  hinter der Stossfront in Argon in Abhängigkeit von der Machzahl.

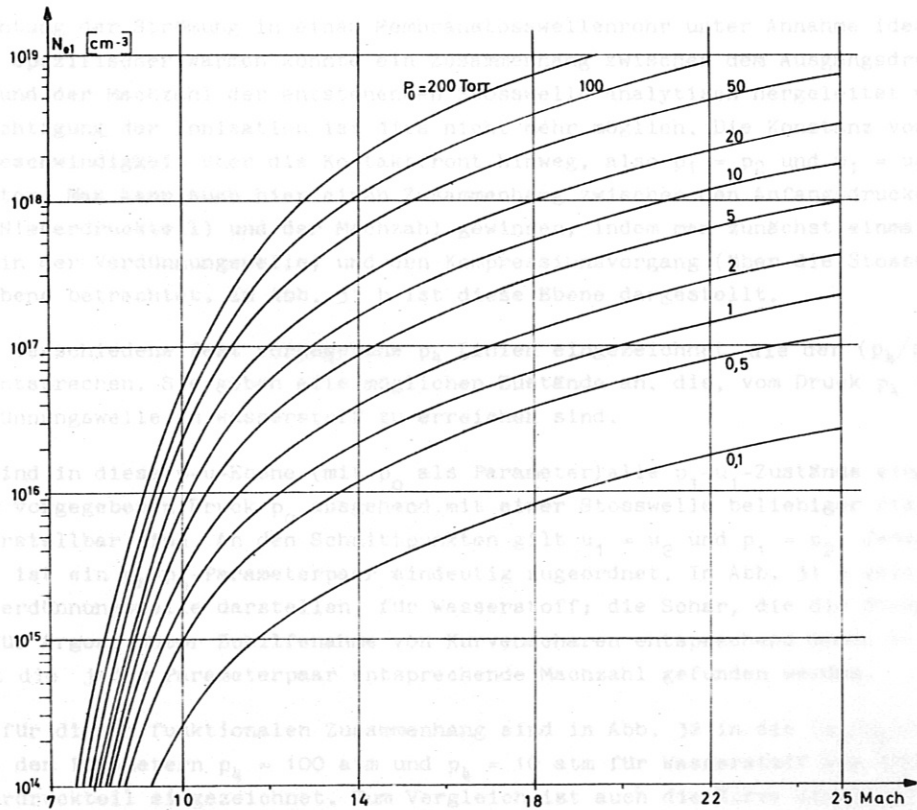


Abb. 30 Elektronendichte  $N_{e1}$  hinter der Stossfront in Argon in Abhängigkeit von der Machzahl.



b) Verdünnungswelle in einem Gas mit temperaturabhängiger spezifischer Wärme  $c_v(T)$

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wurde die zentrierte Verdünnungswelle, die im Membranstosswellenrohr den Antriebsmechanismus darstellt, unter der Annahme konstanter spezifischer Wärmen betrachtet. Dabei ergab sich, dass sich bei dem Expansionsvorgang das Gas stark abkühlen kann. Bei einem einatomigen Gas, wie z.B. Helium, würde dabei die spezifische Wärme bis zum Einsetzen der Kondensation nahezu konstant bleiben. Verwendet man jedoch ein Molekülgas wie Wasserstoff als Treibgas, so verringert sich bei der Abkühlung die spezifische Wärme schon viel früher, weil dann die Anregung der Rotationsfreiheitsgrade, die bei Zimmertemperatur praktisch noch voll angeregt sind, abnimmt. Bei starken Verdünnungswellen ist also Gleichung (34) evtl. nicht mehr gültig. Kennt man aber die spezifische Wärme als Funktion der Temperatur  $T$ , so kann man mit Hilfe einer, der Riemann-Invarianten für ideale Gase entsprechenden, Beziehung numerisch die Strömungsgeschwindigkeit  $u_2 (= u_1)$  berechnen, die sich einstellt, wenn man das Gas vom Ausgangsdruck  $p_4$  auf den Druck  $p_2 (= p_1)$  hinter der Verdünnungswelle absenkt. GREENE und TOENNIES [6] geben das Druckverhältnis  $p_4/p_2$  und die bei dieser Expansion entstehende Strömungsgeschwindigkeit  $u_2$  für Wasserstoff in tabellarischer Form an. Der Berechnung dieser Werte wurde das Zahlenmaterial von FARKAS [12] über die spezifische Wärme  $c_v$  als Funktion der Temperatur  $T$  zugrunde gelegt. In Abb. 31 a sind die dieser Tabelle entnommenen Werte graphisch dargestellt. Abb. 31 a ersetzt also bei Berücksichtigung  $c_v = c_v(T)$  die nur für Gase mit konstanten spezifischen Wärmen gültige Gleichung (39).

c) Machzahl der entstehenden Stosswelle als Funktion der Ausgangsdrucke unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmen

Bei der Betrachtung der Strömung in einem Membranstosswellenrohr unter Annahme idealer Gase und konstanter spezifischer Wärmen konnte ein Zusammenhang zwischen dem Ausgangsdruckverhältnis  $p_4/p_0$  und der Machzahl der entstehenden Stosswelle analytisch hergeleitet werden. Unter Berücksichtigung der Ionisation ist dies nicht mehr möglich. Die Konstanz von Druck und Strömungsgeschwindigkeit über die Kontaktfront hinweg, also  $p_1 = p_2$  und  $u_1 = u_2$ , muss aber immer noch gelten. Man kann auch hier einen Zusammenhang zwischen den Anfangsdrücken ( $p_4$  und  $p_0$  in Hoch- bzw. Niederdruckteil) und der Machzahl gewinnen, indem man zunächst einmal den Expansionsvorgang (in der Verdünnungswelle) und den Kompressionsvorgang (über die Stosswelle hinweg) in einer  $p$ - $u$ -Ebene betrachtet. In Abb. 31 b ist diese Ebene dargestellt.

Darin sind für verschiedene fest vorgegebene  $p_4$  Linien eingezeichnet, die der  $(p_4/p_2) - u_2$ -Kurve in Abb. 31 a entsprechen. Sie geben alle möglichen Zustände an, die, vom Druck  $p_4$  ausgehend, über eine Verdünnungswelle in Wasserstoff zu erreichen sind.

Andererseits sind in diese  $p$ - $u$ -Ebene (mit  $p_0$  als Parameter) alle  $p_1$ - $u_1$ -Zustände eingezeichnet, die, von einem vorgegebenen Druck  $p_0$  ausgehend, mit einer Stosswelle beliebiger Stärke im gewählten Gas herstellbar sind. An den Schnittpunkten gilt  $u_1 = u_2$  und  $p_1 = p_2$ . Jedem dieser  $u$ - $p$ -Wertepaare ist ein  $p_4$ - $p_0$ -Parameterpaar eindeutig zugeordnet. In Abb. 31 b gelten die Kurven, die die Verdünnungswelle darstellen, für Wasserstoff; die Schar, die die Stossverdichtung angibt, gilt für Argon. Unter Zuhilfenahme von Kurvenscharen entsprechend denen in Abb. 31 b und 26 kann damit die jedem Parameterpaar entsprechende Machzahl gefunden werden.

Als Beispiele für diesen funktionalen Zusammenhang sind in Abb. 32 in die  $(p_4/p_0)$ - $M$ -Ebene die Kurven mit den Parametern  $p_4 = 100$  atm und  $p_4 = 10$  atm für Wasserstoff als Treibgas und Argon im Niederdruckteil eingezeichnet. Zum Vergleich ist auch die Kurve eingetragen, die denselben Zusammenhang unter der Annahme idealer Gase mit konstanter spezifischer Wärme angibt. Es ist deutlich zu erkennen, dass bei grösseren Machzahlen die Abweichungen wesentlich werden. Sie steigen von 4 % der "idealen" Machzahl bei  $M = 10$  über 6,5 % bei  $M = 12$  und 11,6 % bei  $M = 14$  auf 14 % bei  $M = 16$  an.

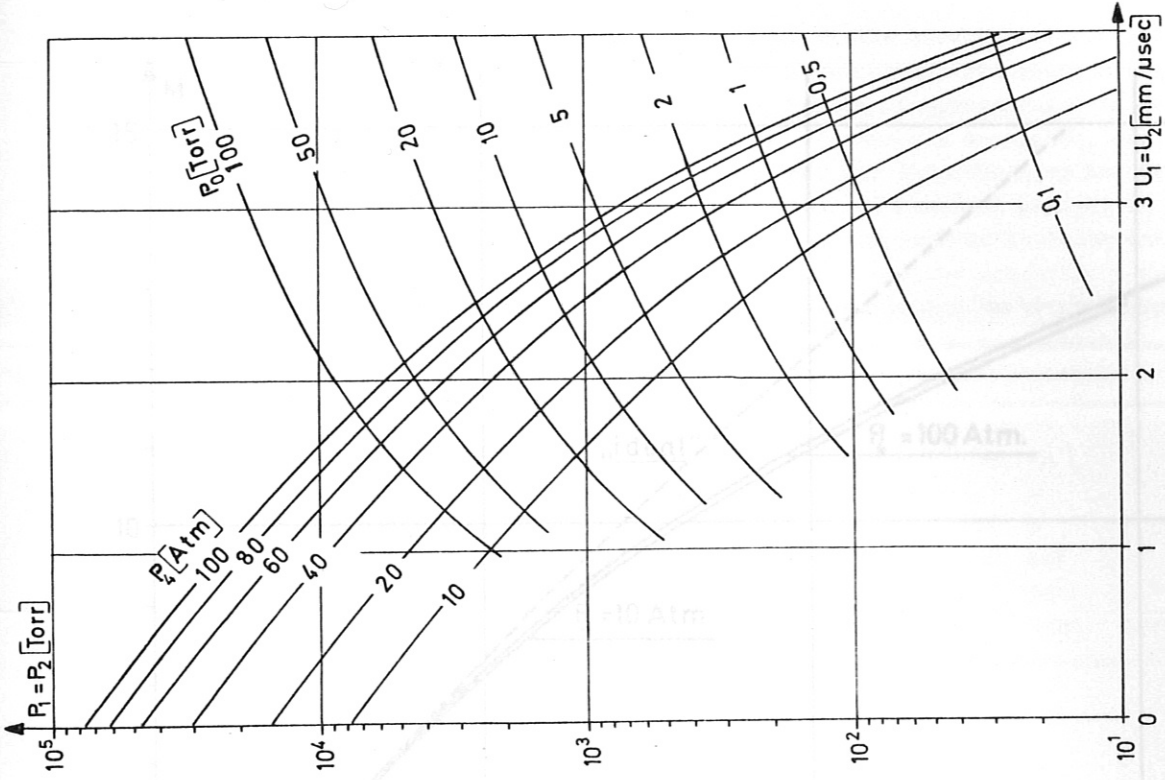


Abb. 31 b  $p_1 - u_1$ -Ebene (=  $p_2 - u_2$ -Ebene) der Strömung im Bereich der Kontaktfreie mit Parameterkurven für  $p_0$  und  $p_4$  zur Ermittlung von Druck und Strömungsgeschwindigkeit hinter der Stossfront als Funktion der Ausgangsdrücke.  
(Gaskombination: Wasserstoff - Argon).

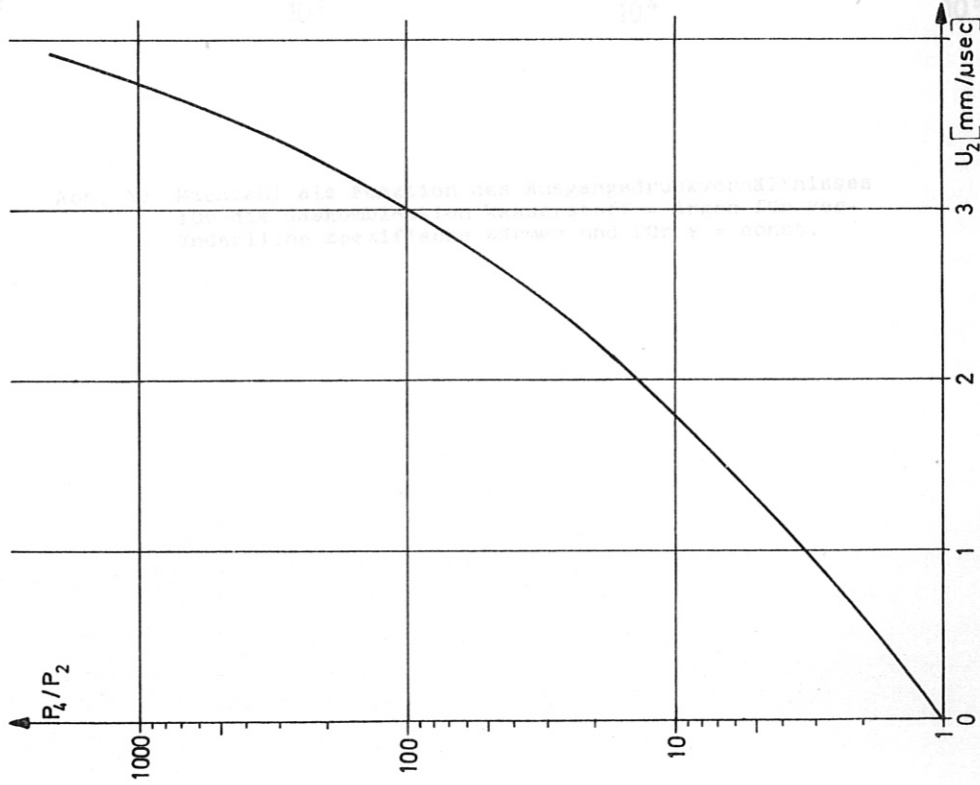


Abb. 31 a Verhältnis  $p_4/p_2$  der Drucke vor und hinter einer Verdünnungswelle in Wasserstoff als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit  $u_2$  hinter der Expansionszone nach GREENE und TOENNIES (l.c.).

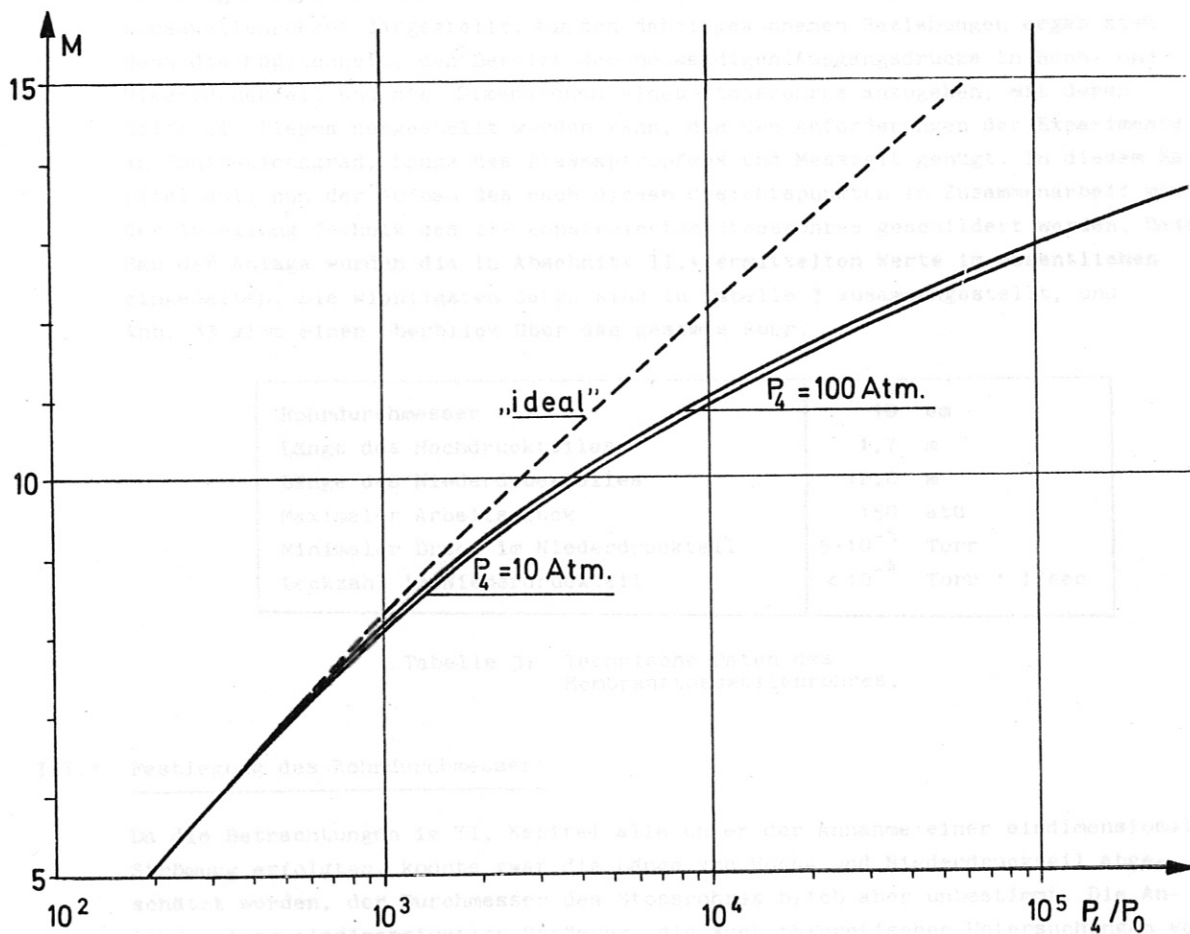


Abb. 32 Machzahl als Funktion des Ausgangsdruckverhältnisses für die Gaskombination Wasserstoff - Argon für veränderliche spezifische Wärmen und für  $\gamma = \text{const.}$

### III.1 Mechanischer Aufbau

In Abb. 33 ist auch der mechanische Aufbau des Stoßwellenröhren zu sehen. Es gliedert sich in Hochdruckteil (b), Membranzone (c), Niederdruckteil (d) in den die Meßstellen (e) angebracht sind, und ein Puffervolumen (f), das den größten Teil des Treibgases nach Ablauf des Experiment's aufnehmen soll. Der Hochdruckteil und Puffervolumen sind durch Teleskopstücke vom Niederdruckteil abgekoppelt, so dass die Übertragung von Kräften auf den Lauf des Hochdruckteil weitgehend vermindert wird.

### III. Aufbau des Membranstosswellenrohres

Im vorigen Kapitel wurde zunächst die prinzipielle Wirkungsweise eines Membranstosswellenrohres dargestellt. Aus den dabei gewonnenen Beziehungen ergab sich dann die Möglichkeit, den Bereich der notwendigen Ausgangsdrücke in Hoch- und Niederdruckteil und die Dimensionen eines Stossrohres anzugeben, mit deren Hilfe ein Plasma hergestellt werden kann, das den Anforderungen der Experimente an Ionisationsgrad, Länge des Plasmapropfens und Messzeit genügt. In diesem Kapitel soll nun der Aufbau des nach diesen Gesichtspunkten in Zusammenarbeit mit der Abteilung Technik des IPP konstruierten Stossrohres geschildert werden. Beim Bau der Anlage wurden die in Abschnitt II.4 ermittelten Werte im wesentlichen eingehalten. Die wichtigsten Daten sind in Tabelle 3 zusammengestellt, und Abb. 33 gibt einen Überblick über das gesamte Rohr.

Rohrdurchmesser	10 cm
Länge des Hochdruckteiles	1,7 m
Länge des Niederdruckteiles	12,0 m
Maximaler Arbeitsdruck	150 atü
Minimaler Druck im Niederdruckteil	$5 \cdot 10^{-5}$ Torr
Leckzahl im Niederdruckteil	$< 10^{-4}$ Torr · l/sec

Tabelle 3: Technische Daten des Membranstosswellenrohres.

#### III.1 Festlegung des Rohrdurchmessers

Da die Betrachtungen im II. Kapitel alle unter der Annahme einer eindimensionalen Strömung erfolgten, konnte zwar die Länge von Hoch- und Niederdruckteil abgeschätzt werden, der Durchmesser des Stossrohres blieb aber unbestimmt. Die Annahme einer eindimensionalen Strömung, die auch theoretischen Untersuchungen von REBHAN [1] zugrunde liegt, ist umso besser erfüllt, je grösser der Rohrdurchmesser ist, weil die Grenzschichten dann relativ kleiner sind. Mit steigendem Durchmesser erfordert aber ein hoher Innendruck immer grössere Rohrwandstärken. Ausserdem wächst auch die Menge des Füllgases quadratisch mit dem Rohrdurchmesser, und die Gefahr bei einem Leck nimmt erheblich zu. Es musste somit ein Kompromiss zwischen technischen Möglichkeiten und physikalischen Erfordernissen bezüglich des Rohrdurchmessers geschlossen werden. In unserem Fall wurden handelsübliche Hydraulikrohre mit 100 mm lichter Weite und 11 mm Wandstärke gewählt. Sie haben so glatte Innenflächen (besser als geschliffen), dass eine zusätzliche Bearbeitung entfällt, und die Störung der Strömung durch die Wand auf den kleinstmöglichen Wert herabgesetzt wird.

#### III.2 Mechanischer Aufbau

In Abb. 33 ist auch der mechanische Aufbau des Stosswellenrohres zu erkennen. Es gliedert sich in Hochdruckteil (b), Membranzone (c), Niederdruckteil (d), in den die Meßstellen (e) eingefügt sind, und ein Puffervolumen (f), das den grössten Teil des Treibgases nach Ablauf des Experiments aufnehmen soll. Hochdruckteil und Puffervolumen sind durch Teleskopstücke vom Niederdruckteil "entkoppelt", so dass die Übertragung von Kräften auf den Lauf und damit auf den Messteil weitgehend vermieden wird.



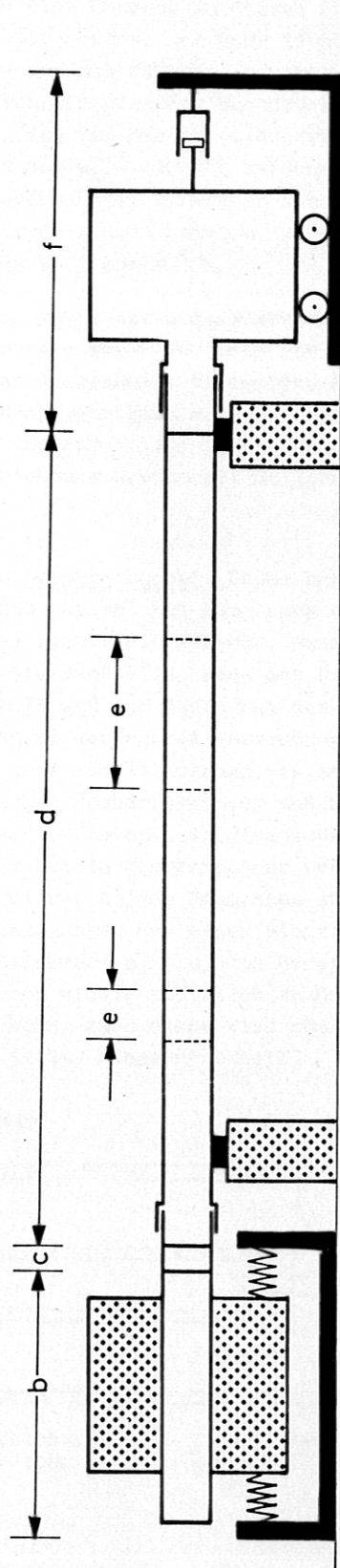
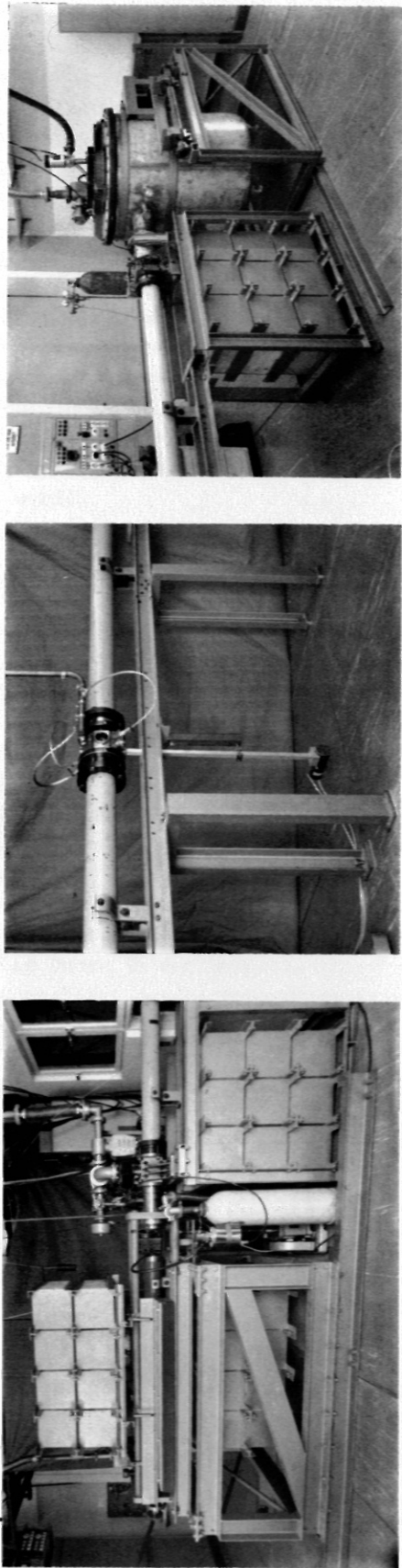


Abb. 33 Überblick über den Gesamtaufbau der Membranrohranlage. a) Fotos von Hochdruckteil, Laufrohr und Pufferkessel.

b) Prinzipskizze (die Buchstaben entsprechen den Abschnitten im Kapitel "Mechanischer Aufbau").

Die Hochdruckkammer (siehe Abb. 34) besteht im wesentlichen aus einem Stück der erwähnten Hydraulikrohre. Das dem Niederdruckteil zugekehrte Ende trägt eine Vorrichtung, in der sich die Membran befindet, die Hoch- und Niederdruckteil trennt. Am anderen Ende ist das Rohr mit einem Stahlpfropfen abgeschlossen. Durch eine Bohrung in diesem Abschlussstück kann die Hochdruckkammer evakuiert und gefüllt werden. Das Rohr liegt in einem Verspannrahmen, der die Kräfte auf den Stahlpfropfen und die Membran aufnimmt.

Nach dem Platzen der Membran wirkt auf den Abschlusspfropfen des Hochdruckrohres - und somit auf den ganzen Verspannrahmen - eine Kraft, die von der Impulsänderung des ausströmenden Gases herrührt (bei einem Anfangsdruck von  $p_4 = 100$  atü Wasserstoff ca. 8000 kp). Um zu verhindern, dass diese Kraft über den Niederdruckteil hinweg in den Messeinrichtungen Zugspannungen verursacht, die zu ihrer Zerstörung führen könnten, wurden Hoch- und Niederdruckteil mechanisch durch ein Teleskopstück entkoppelt.

Bei den Membranen handelt es sich um Metallplatten von 1 bis 2 mm Dicke, die Hoch- und Niederdruckteil trennen. An sie werden die Forderungen gestellt, dass sie in möglichst kurzer Zeit aufplatzen und gleichmässig den ganzen Querschnitt freigeben. Ausserdem sollen von der Strömung keine Stücke von den Membranen abgerissen werden, da diese sonst im Messteil erhebliche Schäden anrichten würden. In unserer Anlage werden Membranen aus Kupferblech verwendet, in die mit einer Prägevorrichtung Kreuze als Sollbruchstellen eingedrückt werden.

Gehalten werden die Membranen von den sogenannten "Membranzonen". Dabei handelt es sich um Flansche, zwischen die die Membranen eingespannt werden. Bei Benutzung einer "Einmembranzone" (eine Membran zwischen zwei Flanschen) platzt die Membran, wenn im Hochdruckteil der Berstdruck erreicht wird. Dies hat die Nachteile, dass der Druck  $p_4$  durch Wahl der Membrandicke nur auf  $\pm 3$  atm genau gewählt und der Zeitpunkt des Platzens nicht in engen Grenzen vorgegeben werden kann. Diese Mängel werden bei Verwendung einer "Doppelmembranzone" vermieden. Diese besteht aus drei Stahlflanschen, zwischen die zwei Membranen eingespannt werden können, so dass zwischen Hochdruckkammer und Niederdruckteil noch ein kleines Zwischenvolumen (von  $\approx 500$  cm<sup>3</sup>) entsteht. In diesem Raum lässt sich ein mittlerer Druck  $p_m$  einstellen, so dass auf die beiden Membranen nur Druckdifferenzen von  $p_4 - p_m$  bzw.  $p_m - p_0$  wirken. Die Berstdrucke dieser beiden Membranen müssen jeweils etwas höher gewählt werden als die obigen Differenzdrucke. Bei einer plötzlichen Absenkung von  $p_m$  platzt nun die 1. Membran, wenn die Differenz  $p_4 - p_m$  den Berstdruck erreicht. Der Druck in der Zwischenkammer wird dadurch wieder plötzlich erhöht und  $p_m - p_0$  übersteigt den Berstdruck der zweiten Membran. Auch diese wird zum Platzen gebracht, und das Gas aus dem Hochdruckteil strömt in den Niederdruckteil.

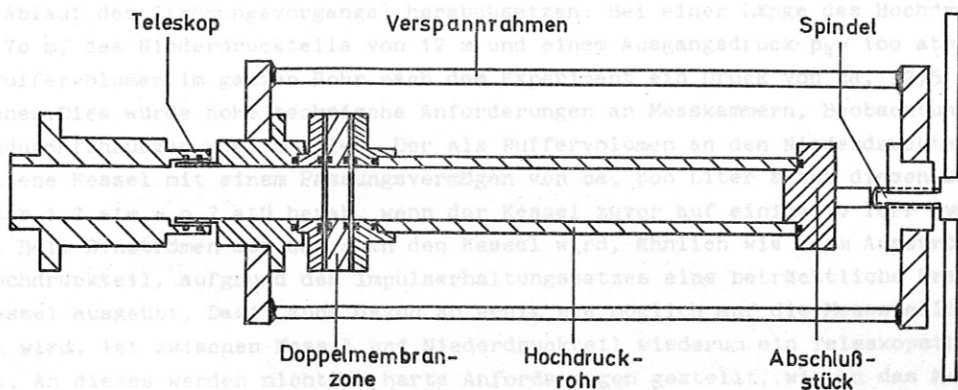


Abb. 34 Prinzipskizze des Hochdruckteiles mit Verspannrahmen, Spannvorrichtung, Hochdruckrohr, Membranzone und Teleskopstück (ohne Gummifederung und Gewichte).

Die Länge des Niederdruckteils von 12 m ergab sich als Summe der in Abschnitt II.4b hergeleiteten Länge des Laufrohres (8 m), des Messteiles (2 m) und des Auslaufrohres. Letzteres wurde 2 m lang gewählt. Der ganze Niederdruckteil ist sowohl vom Hochdruckteil als auch vom Pufferkessel mechanisch über Teleskopstücke entkoppelt. Er besteht im Wesentlichen aus den Hydraulikrohren von 100 mm Innendurchmesser. Die Dichtung zwischen den Rohren erfolgt mit stirnseitig angebrachten O-Ringen. Ein Flanschsystem verbindet Rohre, Triggerzwischenstücke und Messkammern, und garantiert, dass die Stösse an den Übergängen kleiner als 0,04 mm bleiben. Rohre und Messkammern sind nach Höhe und Seite justierbar gelagert und werden von einem langen, massiven Lagerrahmen getragen (s. Abb.33), der an beiden Enden an Betonklötzen von je ungefähr 400 kp Gewicht festgeschraubt ist. Die Massen dieser Klötze, des Rahmens und der Rohre selbst halten den ganzen Niederdruckteil trotz der Bewegung von Hochdruckteil und Pufferkessel in Ruhe. Um eine genügend hohe Reinheit des Gases, das von der Stosswelle aufgeheizt werden soll, zu gewährleisten, muss der ganze Niederdruckteil gut evakuierbar sein und eine genügend kleine Leckrate aufweisen. Diese Anforderungen werden zwar vom Niederdruckteil selbst, nicht aber von dem als Puffervolumen benutzten Kessel erfüllt. Aus diesem Grund wurde der Kessel vom eigentlichen Niederdruckteil durch eine weitere (dünne) Membran getrennt. Diese erlaubt es auch, den Niederdruckteil zur weiteren Erhöhung der Reinheit mit dem Arbeitsgas (Edelgas) ohne allzugrossen Gasverbrauch (durch das grosse Kesselvolumen) zu spülen. Die Membran besteht aus einer Metallfolie, die dünn genug ist, um während des Strömungsvorgangs zerstört zu werden.

Wieschon erwähnt, können in den Niederdruckteil "Zwischenstücke" und "Messkammern" eingefügt werden. Die Zwischenstücke (Abb.40) sind prismatische, mit dem Rohrdurchmesser durchbohrte Stahlklötze. Sie stellen also auswechselbare, kurze Rohrstücke dar, deren 8 plane Aussenflächen das Anbringen von Messelementen (Fenstern und Sonden verschiedener Art) erleichtern. Die Zwischenstücke wurden als Messkammern (mit Wärmeleitungs-sonden und Photomultipliern) im Experimentierbereich verwendet, dienten aber vor allem an verschiedenen Stellen des Rohres zur Geschwindigkeitsmessung und zur Anbringung von Triggerimpulsgebern. Abb. 41 zeigt ein Zwischenstück mit Wärmeleitungs-sonden zur örtlichen Geschwindigkeitsmessung und mit Fenstern. Für die verschiedenen Experimente wurden spezielle Messkammern entwickelt. Im Rahmen der hier beschriebenen Untersuchungen wurde eine "optische Messkammer" benutzt. Diese hat den gleichen Innendurchmesser wie die Rohre. Abb.42 zeigt diese Messkammer. In sie sind zwei  $500 \times 20 \text{ mm}^2$  grosse Fenster aus Plexiglas hochvakuumdicht eingepasst. Diese Plexiglasfenster sind innen zylindrisch konkav (mit dem Rohrradius von 50 mm) geschliffen und poliert. Sie gehen ohne Stoss in die Wand über.

Ein Puffervolumen dient, wie bereits erwähnt, dazu, den stationären Enddruck im Rohr (nach Ablauf des Strömungsvorgangs) herabzusetzen. Bei einer Länge des Hochdruckteils von 1,70 m, des Niederdruckteils von 12 m und einem Ausgangsdruck  $p_4 = 100 \text{ atm}$  würde ohne Puffervolumen im ganzen Rohr nach dem Experiment ein Druck von ca. 12,5 atm herrschen. Dies würde hohe technische Anforderungen an Messkammern, Beobachtungsfenster, Sondendurchführungen usw. stellen. Der als Puffervolumen an den Niederdruckteil angeschlossene Kessel mit einem Fassungsvermögen von ca. 800 Liter setzt diesen Druck auf ungefähr  $1,7 \text{ atm} = 0,7 \text{ atü}$  herab, wenn der Kessel zuvor auf einige 10 Torr evakuiert wurde. Beim Einströmen des Gases in den Kessel wird, ähnlich wie beim Ausströmen aus dem Hochdruckteil, aufgrund des Impulserhaltungssatzes eine beträchtliche Kraft auf den Kessel ausgeübt. Damit auch davon so wenig wie möglich auf die Messstellen übertragen wird, ist zwischen Kessel und Niederdruckteil wiederum ein Teleskopstück eingebaut. An dieses werden nicht so harte Anforderungen gestellt, wie an das hochdruckseitige. Es muss weder hochdruckfest noch, da es hinter der zweiten Membranzone liegt, hochvakuumdicht sein. Dies ermöglicht es, die am Kessel auftretenden Kräfte auf einem Weg abzufangen (30 mm), der wesentlich länger ist als der für den Hochdruckteil zugelassene. Zum Abbremsen des Kessels dienen zwei Luftstossdämpfer.



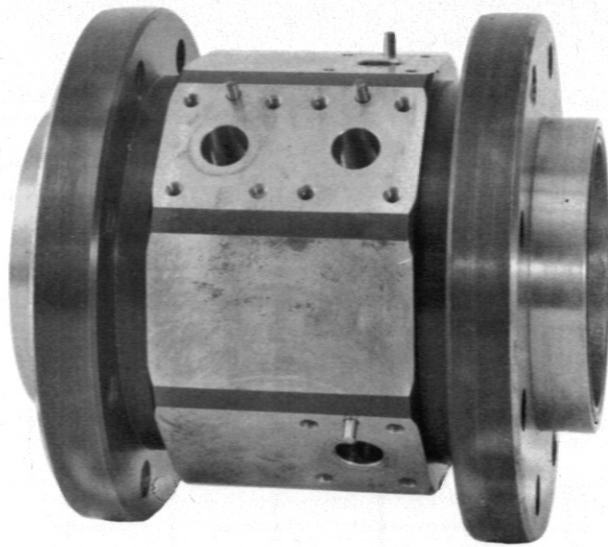


Abb. 40 "Zwischenstück" mit Bohrungen für Wärmeleitungssonden (und Justierstiften)

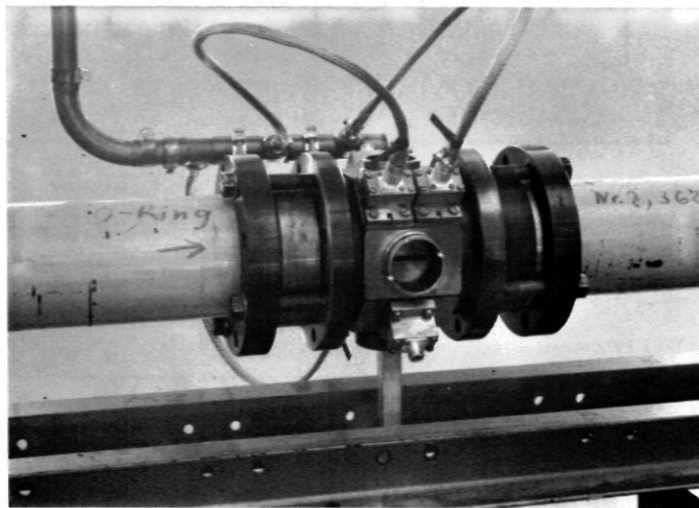


Abb. 41 "Zwischenstück" mit Wärmeleitungssonden und Fenster für optische Beobachtungen, eingebaut im Laufrohr.

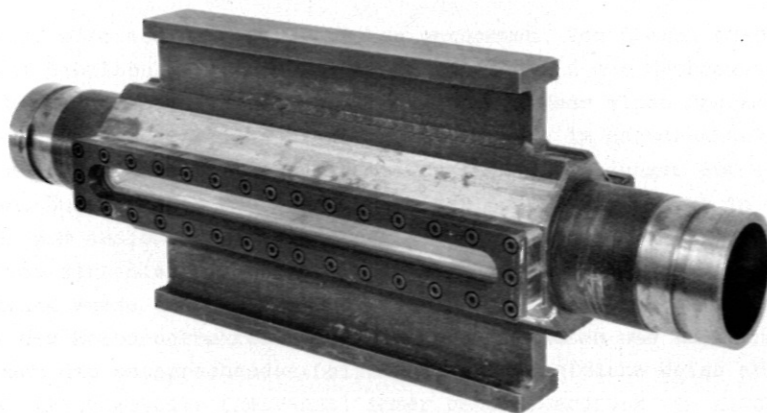


Abb. 42 "Optische Messkammer" mit 50 cm langen Plexiglasfenstern



### III.3 Gasversorgung und Vakuumsystem

Der prinzipielle Aufbau der Hochdruckanlage, die das Membranstosswellenrohr mit Treibgas (Wasserstoff) versorgt, ist in Abb.44 leicht zu überblicken.

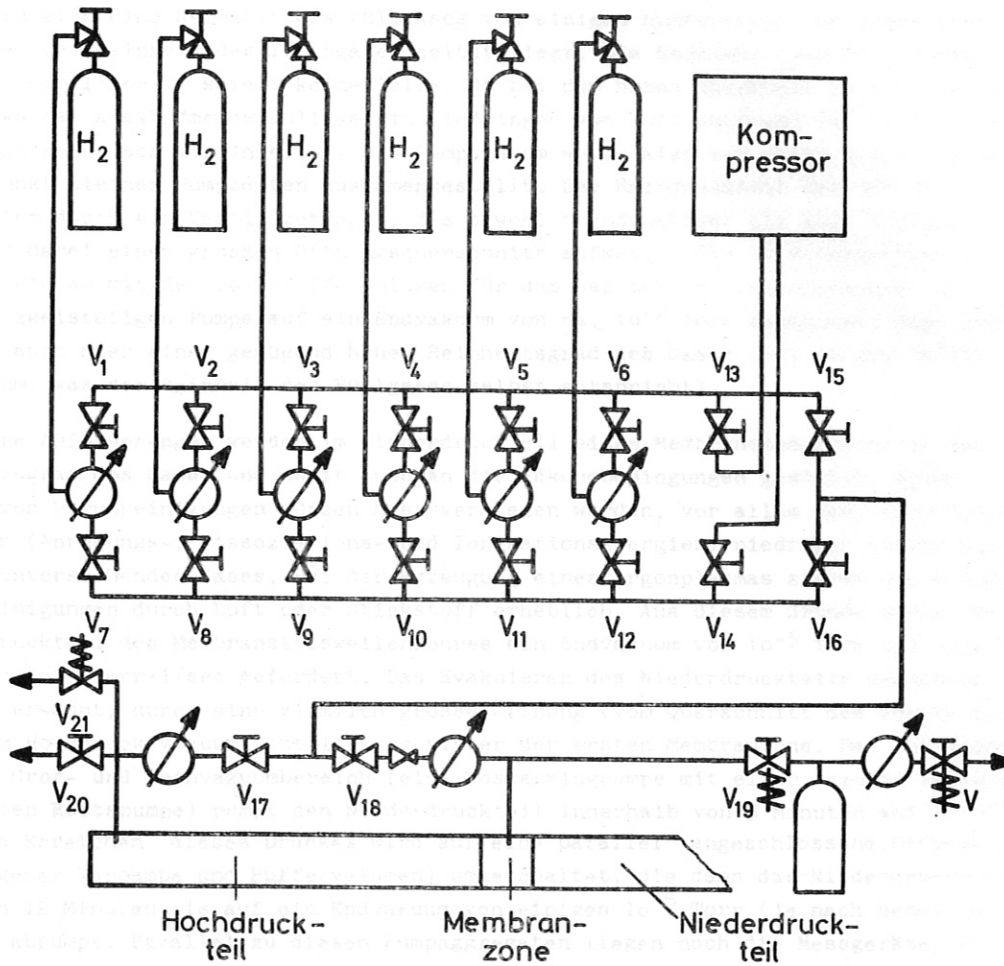


Abb. 44 Schaltbild der Hochdruckgasversorgung

Der Wasserstoff wird aus 6 Vorratsflaschen entnommen. Von diesen führen Hochdruckkupferrohre zu einem Schaltpult und dann zum Hauptschaltstand des Membranstosswellenrohres. Von dort aus kann dann das Gas in den Hochdruckteil und über einen Druckminderer in die Kammer zwischen den Membranen eingelassen werden. Die Drücke im Hochdruckteil und in der Doppelmembranzzone können mit Hilfe von 2 Manometern für Feinmessungen auf  $\pm 1$  atm genau eingelassen werden. Zum Ablassen des Druckes aus der Doppelmembranzzone in eine evakuierte Gasflasche, d.h. zum Auslösen des "Schusses", dient ein elektromagnetisches Vakuum-Hochdruckventil, das vom zentralen Schaltpult aus gesteuert werden kann. Vor Inbetriebnahme der Hochdruckeinrichtung wurde das gesamte Leitungssystem bis zu den Vorratsflaschen hin mit dem Vakuumsystem des Hochdruckrohres evakuiert. Nach Umbauten und beim Anschluss neuer Gasflaschen werden die entsprechenden Leitungen auf die gleiche Weise abgepumpt. Dann bleiben die einzelnen Leitungsteile (getrennt) immer unter Überdruck von Wasserstoff.

Das Vakuumsystem ist in Abb. 45 schematisch dargestellt. Der Hochdruckteil wird durch eine Bohrung im Abschlussstück des Rohres evakuiert. Zum schnellen Abpumpen dienen eine Wasserringpumpe (760 - 20 Torr) und eine Rootspumpe ( $40 - 10^{-4}$  Torr). Die Rohrdurchmesser sind so gewählt, dass schon nach einer Pumpzeit von ca. 2 Minuten mit  $2 \cdot 10^{-4}$  Torr praktisch das Endvakuum erreicht ist. Selbst bei nur 10 atm im Hochdruckteil wird also eine Reinheit des Füllgases von einigen hundertstel ppm ermöglicht, die weit über der Reinheit des Treibgases selbst liegt. Die Leckzahl (gemessen wurden  $3 \cdot 10^{-4}$  Torr·l/sec) spielt keine Rolle, da bei dem hohen Überdruck im Rohr bei kleinen Lecks das ausströmende Füllgas ein Eindringen von Luft aufgrund der Partialdruckdifferenz praktisch verhindert. - Das Pumpsystem wurde also vor allem unter dem Gesichtspunkt kleiner Pumpzeiten zusammengestellt. Der Hochdruckteil ist vom Vakuumsystem durch ein Ventil getrennt, das sowohl hochdruckfest als auch vakuumdicht ist, und dabei einen grossen Öffnungsquerschnitt aufweist. Die Zwischenmembranzone wird gemeinsam mit dem 20-l-Puffervolumen für das Gas aus der Zwischenkammer mit einer kleinen zweistufigen Pumpe auf ein Endvakuum von ca.  $10^{-2}$  Torr abgepumpt. Dies gewährleistet auch hier einen genügend hohen Reinheitsgrad des Gases (bei 10 atm Fülldruck ca. 1 ppm, was der Reinheit des Füllgases selbst entspricht).

Besondere Anforderungen werden im Niederdruckteil eines Membranstossrohres an den Reinheitsgrad des Gases und somit auch an die Vakuumbedingungen gestellt. Schon Spuren von Verunreinigungen müssen hier vermieden werden, vor allem wenn ihre Reaktionsenergien (Anregungs-, Dissoziations- und Ionisationsenergien) niedriger liegen als die des zu untersuchenden Gases. Bei der Erzeugung eines Argonplasmas stören schon geringe Verunreinigungen durch Luft oder Stickstoff erheblich. Aus diesem Grunde wurde für den Niederdruckteil des Membranstosswellenrohres ein Endvakuum von  $10^{-5}$  Torr und eine Leckzahl von  $10^{-5}$  Torr·l/sec gefordert. Das Evakuieren des Niederdruckteils geschieht, wie bereits erwähnt, durch eine ziemlich grosse Öffnung (vom Querschnitt des freien Durchgangs im Hochdruck-Vakuum-Ventil) kurz hinter der ersten Membranzone. Das Pumpsystem für den Grob- und Feinvakuumbereich (eine Wasserringpumpe mit einer dazu in Reihe geschalteten Rootspumpe) pumpt den Niederdruckteil innerhalb von 3 Minuten auf  $2 \cdot 10^{-4}$  Torr ab. Nach Erreichen dieses Druckes wird auf eine parallel angeschlossene Diffusionspumpe (mit eigener Vorpumpe und Puffervolumen) umgeschaltet, die dann das Niederdruckrohr in weiteren 12 Minuten bis auf ein Endvakuum von einigen  $10^{-5}$  Torr (je nach benutzter Messkammer) abpumpt. Parallel zu diesen Pumpaggregaten liegen noch die Messgeräte, mit denen der Druck im Niederdruckteil gemessen wird, und die Gasversorgung für den Niederdruckteil. Zur Druckmessung finden folgende Instrumente Verwendung:

- 1) Membranvakuummeter (600 - 1 Torr)  
mit Impulsgeber zum Einschalten der Rootspumpe bei 30 Torr
- 2) LKB-Manometer ( $10^2 - 10^{-1}$ ,  $10^{-1} - 10^{-3}$  Torr)  
mit Impulsgeber zum Abschalten der Wasserringpumpe und Rootspumpe  
und zum Zuschalten der Diffusionspumpe
- 3) Ionisationsmanometer ( $10^{-3} - 10^{-6}$  Torr)  
zur Kontrolle des Endvakuums
- 4) Mc-Leod-Kompensationsmanometer ( $10 - 10^{-3}$  Torr)  
(verkürzt und über Kühlfalle angeschlossen)  
für exakt dosierten Gaseinlass

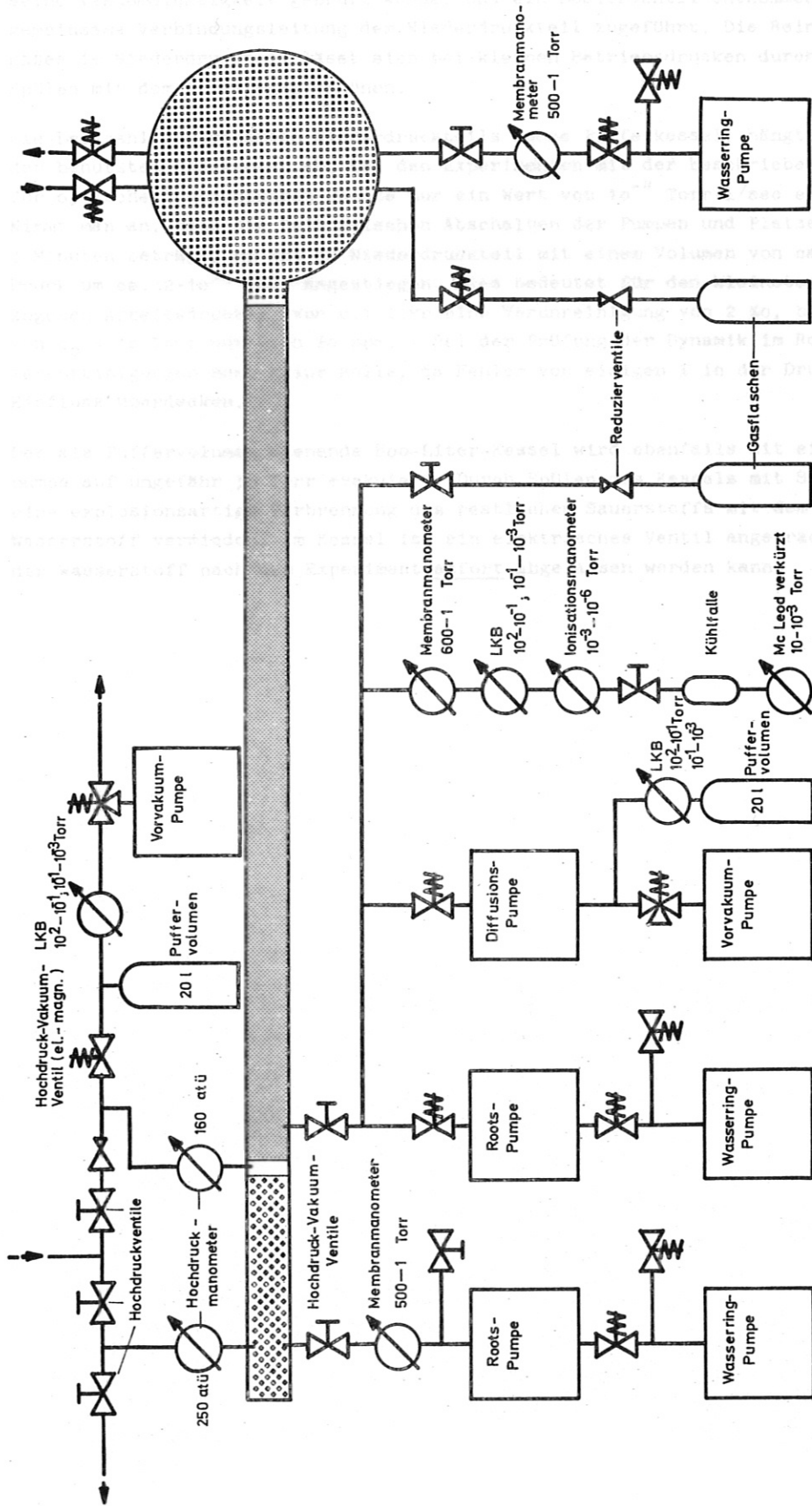


Abb. 45 Schaltbild des Vakuumsystems

Das Arbeitsgas wird aus einer Vorratsflasche über einen Druckminderer, der vorher auf seine Vakuumdichtigkeit geprüft wurde, und ein Dosierventil entnommen und durch die gemeinsame Verbindungsleitung dem Niederdruckteil zugeführt. Die Reinheit des Füllgases im Niederdruckteil lässt sich bei kleinen Betriebsdrücken durch mehrmaliges Spülen mit dem Arbeitsgas erhöhen.

Die Leckzahl des gesamten Niederdruckteils (ohne Pufferkessel) hängt wesentlich von der benutzten Messkammer ab. Bei den Experimenten mit der beschriebenen Messkammer für optische Beobachtungen konnte nur ein Wert von  $10^{-4}$  Torr.l/sec erreicht werden. Nimmt man an, dass die Zeit zwischen Abschalten der Pumpen und Platzen der Membran 3 Minuten beträgt, so ist im Niederdruckteil mit einem Volumen von ca. 100 Liter der Druck um ca.  $2 \cdot 10^{-4}$  Torr angestiegen. Dies bedeutet für den kleinsten in Betracht gezogenen Arbeitsdruck  $p_0$  von 0,1 Torr eine Verunreinigung von 2 ‰, bei einem Druck von  $p_0 = 10$  Torr nur noch 20 ppm. - Bei der Prüfung der Dynamik im Rohr spielen diese Verunreinigungen noch keine Rolle, da Fehler von einigen ‰ in der Druckmessung ihren Einfluss überdecken.

Der als Puffervolumen dienende 800-Liter-Kessel wird ebenfalls mit einer Wasserringpumpe auf ungefähr 30 Torr evakuiert. Durch Spülen des Kessels mit Stickstoff wird eine explosionsartige Verbrennung des restlichen Sauerstoffs mit dem einströmenden Wasserstoff vermieden. Am Kessel ist ein elektrisches Ventil angebracht, über das der Wasserstoff nach dem Experiment sofort abgelassen werden kann.

Der als Puffervolumen dienende 800-Liter-Kessel wird ebenfalls mit einer Wasserringpumpe auf ungefähr 30 Torr evakuiert. Durch Spülen des Kessels mit Stickstoff wird eine explosionsartige Verbrennung des restlichen Sauerstoffs mit dem einströmenden Wasserstoff vermieden. Am Kessel ist ein elektrisches Ventil angebracht, über das der Wasserstoff nach dem Experiment sofort abgelassen werden kann.

#### 4.4. Photomultiplier

Die Umwandlung der zeitlichen Verläufe der Leuchterscheinungen in einen stromwellenaufgezeichneten Fluss lässt sich mit Photomultipliern besonders einfach durchführen. Sie besitzen eine hohe Empfindlichkeit und eine ausgezeichnete Zeitauflösung, wenn sie in Verbindung mit einem geeigneten elektronischen System betrieben werden.

Bei den hier beschriebenen Experimenten wurden RCA-Multiplier vom Typ 1P22 verwendet. Um vorwiegend kleine Ströme messen zu können und damit grosse Signale zu bekommen, wurden die letzten Dynoden mit Kondensatoren abgeblendet (siehe Abb. 46).

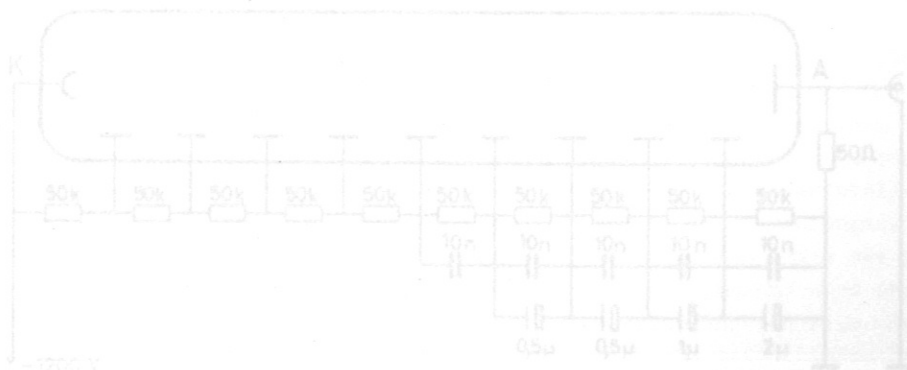


Abb. 46. Stromkreisdiagramm der Multipliertroden 1P22



#### IV. Messgeräte und Messungen

Bei allen Messungen mit dem in Kapitel III beschriebenen Membranstosswellenrohr kommt - unabhängig vom speziellen Messprogramm - der Kenntnis der Stossfrontgeschwindigkeit grosse Bedeutung zu. Dies gilt in besonderem Mass für die geplanten Untersuchungen über die Wechselwirkung von stosswellenaufgeheizten Plasmen mit Magnetfeldern, da (siehe z.B. REBHAN [13]) die Geschwindigkeitsänderung der Stosswelle die Stärke der Wechselwirkung erkennen lässt. Auch die im Messbereich zur Verfügung stehende Messzeit und die Länge des Plasmafropfens sind von praktischem Interesse. Aus diesem Grund wurden Messgeräte ausgewählt, erprobt und installiert, die es auf einfache Weise gestatten, diese Grössen und die Stossfrontgeschwindigkeit zu bestimmen. Mit diesen Anordnungen wurden in einem weiten Bereich des Ausgangsdruckverhältnisses und an verschiedenen Stellen des Stossrohres Messungen durchgeführt. Die Ergebnisse geben Aufschluss über das wirkliche Verhalten der Anlage. Verglichen mit den aus den Anfangsbedingungen berechneten Werten erlauben sie, die Gültigkeit der in Kapitel II dargestellten und zur Planung der Anlage herangezogenen theoretischen Betrachtungen und der dabei gemachten Annahmen zu überprüfen. Zuerst werden in diesem Kapitel die verwendeten Messapparaturen beschrieben und dann die Messungen und ihre Ergebnisse zusammengestellt.

#### IV.1 Messapparaturen

Apparaturen zur Messung der Stosswellengeschwindigkeit oder einer anderen interessierenden Grösse im stosswellenaufgeheizten Bereich müssen ausser einer hinreichenden Empfindlichkeit auch noch eine sehr gute Zeit- und Raumauflösung gewährleisten. Ausserdem dürfen sie die Plasmaströmung nicht stören. Dies ist z.B. beim Einbau von Sonden, Fenstern zur optischen Beobachtung usw. zu beachten. Da sich in der Stossfront alle Zustandsgrössen gleichzeitig ändern, kann prinzipiell jede davon zur Geschwindigkeitsmessung herangezogen werden. Starke Stosswellen, wie sie hier vor allem untersucht werden sollen, heizen das Gas so stark auf, dass es hell leuchtet. Damit war die Möglichkeit gegeben, optische Messmethoden (mit Hilfe von Photomultipliern bzw. Schlierenkameras) anzuwenden, die alle vorher genannten Anforderungen erfüllen. Für die Fälle, in denen das Plasma nicht leuchtet, wurden noch Sonden entwickelt, die auf Temperaturänderungen ansprechen.

##### a) Photomultiplier

Die Untersuchung des zeitlichen Verlaufs der Leuchterscheinungen in einem stosswellenaufgeheizten Plasma lässt sich mit Photomultipliern besonders einfach durchführen. Sie besitzen eine hohe Empfindlichkeit und eine ausgezeichnete Zeitauflösung, wenn sie in Verbindung mit einem geeigneten elektronischen System betrieben werden.

Bei den hier beschriebenen Experimenten wurden RCA-Multiplier vom Typ 1P22 verwendet. Um kurzzeitig hohe Ströme ziehen zu können und damit grosse Signale zu bekommen, wurden die letzten Dynoden mit Kondensatoren abgeblockt (siehe Abb.46).

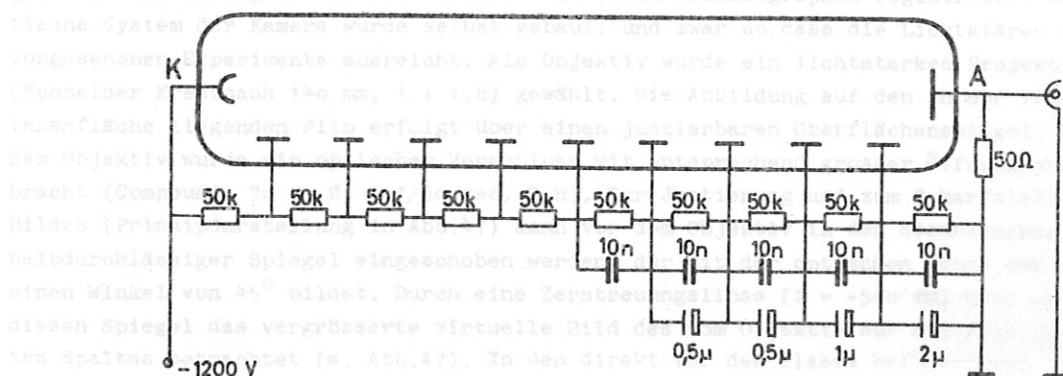


Abb.46 Stromversorgung der Multiplirröhren 1P22

Jeder Multiplier ist mit seinem Spannungsteiler in einem Abschirmbecher eingebaut. Die Spannungsversorgung erfolgt über ein abgeschirmtes Kabel aus einem regelbaren, spannungsstabilisierten Netzgerät. Die Signale wurden über ebenfalls abgeschirmte Coaxial-Kabel den Oszillographen zugeführt.

Um eine hinreichend gute Raumauflösung zu erhalten, wurde vor dem Multiplier ein Lichtschacht von 80 cm Länge mit 2 Spalten an seinen Enden angebracht. Bei sorgfältiger Justierung senkrecht zur Achse des Stosswellenrohres ergab sich eine

$$\text{Raumauflösung } \Delta x \approx 1,5 \text{ [mm]}$$

bzw. bei einer Stosswellengeschwindigkeit von z.B.  $3 \text{ mm}/\mu\text{sec}$  eine

$$\text{Zeitauflösung } \Delta t \approx 0,5 \text{ [\musec]},$$

Da die Anstiegszeit der Multiplier selbst wesentlich kleiner ist ( $< 10^{-8} \text{ sec}$ ), wird die Zeitauflösung der Messanordnung von der Raumauflösung begrenzt.

Das Multipliersignal gibt den zeitlichen Verlauf des an der Messstelle vom Plasma ausgehenden Lichtstromes an. Nur unter speziellen Annahmen (z.B. der, dass die Strömung, die sich an der Messstelle vorüberbewegt, stationär ist) können auch Aussagen über den räumlichen Verlauf der Lichtemission gemacht werden.

Mit Hilfe von zwei Multiplieranordnungen, die in einem definierten Abstand an zwei in Strömungsrichtung hintereinanderliegenden Punkten angebracht sind, konnten durch zeitliche Zuordnung der Multipliersignale auch Geschwindigkeiten gemessen werden.

#### b) Trommelkamera

Die zusätzliche Verwendung einer Trommelkamera erlaubte es, den zeitlichen Verlauf der Leuchterscheinungen an allen Punkten einer ganzen Strecke (der Länge der Messkammer) gleichzeitig zu beobachten. So konnten ausser der zeitlichen auch noch eine räumliche Auflösung der Vorgänge erreicht und die Geschwindigkeiten kontinuierlich verfolgt werden. Die quantitative Auswertung von Schmierphotos ist allerdings wesentlich schwieriger als die von Multiplieroszillogrammen.

Eine Trommelkamera besteht im Wesentlichen aus einer rotierenden Trommel, die einen Film trägt und einer Optik, die einen aus dem zu untersuchenden Bereich ausgeblendeten, schmalen Streifen (parallel zur Rotationsachse) auf den Film abbildet. Auf diese Art entsteht auf dem Film ein Weg-Zeit-Diagramm der längs des Spalts (des schmalen Streifens) ablaufenden Vorgänge.

Für die Messungen stand eine Trommelkamera Modell 364 der Firma Beckman & Whitley ohne jegliche optische Einrichtung zur Verfügung. Die Filmgeschwindigkeit ist bei diesem Modell kontinuierlich regelbar. Ihr Maximum liegt bei  $0,3 \text{ mm}/\mu\text{sec}$ . Zur Drehzahlmessung dient ein eingebauter induktiver Tastkopf, der bei jeder Umdrehung der Trommel 10 Impulse abgibt. Beim Experiment wurde die Drehzahl mit einem Impulszähler (Fa. Beckman) gemessen und im Augenblick des Schusses mit einem Oszillographen registriert. Das optische System der Kamera wurde selbst gebaut, und zwar so, dass die Lichtstärke für die vorgesehenen Experimente ausreicht. Als Objektiv wurde ein lichtstarkes Projektar (Schneider Kreuznach 140 mm, 1 : 1,8) gewählt. Die Abbildung auf den an der Trommelinnenfläche liegenden Film erfolgt über einen justierbaren Oberflächenspiegel. Vor dem Objektiv wurde ein optischer Verschluss mit entsprechend grosser Öffnung angebracht (Compound, 70 mm  $\varnothing$ , 1-1/50 sec, T,B). Zur Justierung und zum Scharfstellen des Bildes (Prinzipdarstellung in Abb.47) kann vor dem Objektiv in den Strahlengang ein halbdurchlässiger Spiegel eingeschoben werden, der mit der optischen Achse des Objektivs einen Winkel von  $45^\circ$  bildet. Durch eine Zerstreulinse ( $f = -500 \text{ mm}$ ) wird dann über diesen Spiegel das vergrösserte virtuelle Bild des vom Objektiv auf den Film abgebildeten Spaltes betrachtet (s. Abb.47). In den direkt vor dem Plasma befindlichen Spalt war

ein Längenmassstab aus schmalen Stegen im Abstand von 5 cm eingebaut, der mit abgebildet wurde. So konnte der Abbildungsmaßstab  $\beta$  leicht bestimmt werden.

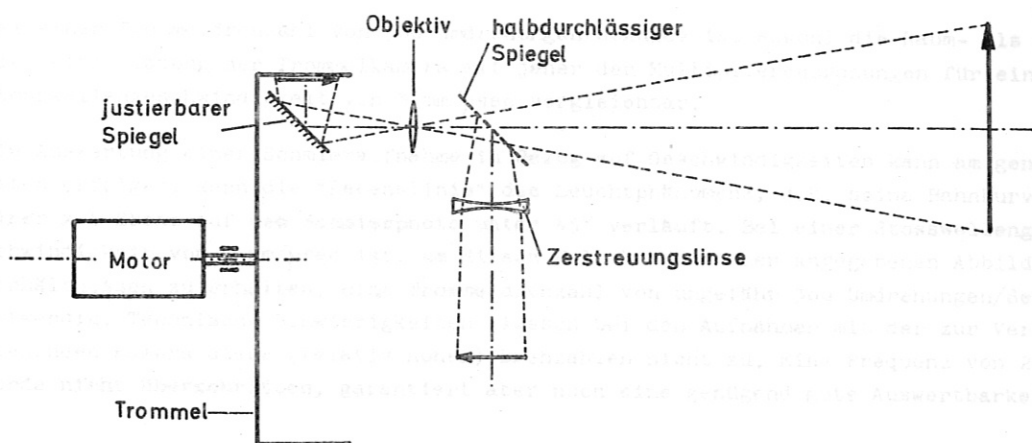


Abb. 47 Optisches System der Trommelkamera.

Die Messungen mit der Trommelkamera wurden mit der in Kapitel III beschriebenen optischen Messkammer durchgeführt. Bei den Aufnahmen des Plasmas in dieser Kammer ergaben sich die im Folgenden dargestellten charakteristischen Werte für die Abbildung und das Auflösungsvermögen. Die Mittellinie des zu untersuchenden Plasmas, also die Messkammerachse, war scharf auf den Film abgebildet und die Kamera so justiert, dass Trommelachse und Messkammerachse zueinander parallel lagen. Der Abbildungsmaßstab ergab sich aus der Bedingung, dass sowohl die Länge des Messkammerfensters (ca. 50 cm) als auch die Breite des Films (24 mm) ganz ausgenutzt werden sollten. Aus der sich hierbei ergebenden Gegenstandsweite ( $g = 236$  cm), dem Durchmesser der Plasmasäule ( $D = 10$  cm) und dem Durchmesser des Kameraobjektivs ( $d = 7,6$  cm) ergibt sich dann die Raumauflösung  $\Delta x$  der Anordnung für die Mitte der Messkammer:

$$\Delta x_{\text{Gegenstand}} = \frac{D \cdot d}{2 \cdot g} = 1,7 \text{ [mm]} \triangleq \Delta x_{\text{Film}} \approx 0,1 \text{ [mm]} \quad (96)$$

An den Enden der Messkammer (an denen der Sehstrahl die Kammer schräg durchsetzt) hat diese Definition allerdings keinen Sinn mehr.

Die Zeitauflösung  $\Delta t$  der Trommelkamera ergibt sich aus der Höhe  $\Delta y_{\text{Film}}$  des Spaltbildes auf dem Film und der Filmgeschwindigkeit  $v_{\text{Film}}$  (dabei ist  $\Delta y_{\text{Film}} =$  Messkammerfensterhöhe  $h \cdot$  Abbildungsmaßstab  $\beta$ )

$$\Delta t = \frac{h \cdot \beta}{v_{\text{Film}}} = \frac{\Delta y_{\text{Film}}}{v_{\text{Film}}} \quad (97)$$

Die Zeitauflösung kann also bei gegebenem Abbildungsmaßstab durch Erhöhung der Filmgeschwindigkeit und durch Verkleinerung der Fensterhöhe verbessert werden. Es ist jedoch im allgemeinen sinnlos, die Größe  $\Delta x_{\text{Film}}$  und  $\Delta y_{\text{Film}}$  wesentlich verschieden voneinander zu wählen. Aus diesem Grund wurde das Messkammerfenster bis auf einen Spalt von 2 mm abgeblendet. Mit dieser Spalthöhe ergeben sich bei Trommeldrehzahlen von



100 bzw. 300 Umdrehungen pro Sekunde die Zeitaufösungen

$$\begin{aligned}\Delta t (100 \text{ Hz}) &= 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ [sec]} \\ \Delta t (300 \text{ Hz}) &= 0,4 \cdot 10^{-6} \text{ [sec]}\end{aligned} \quad (98)$$

Bei einer Trommeldrehzahl von 300 Umdrehungen/Sekunde ist sowohl die Raum- als auch die Zeitaufösung der Trommelkamera mit jener der Multiplianordnungen für eine Stosswellengeschwindigkeit von 3 mm/ $\mu$ sec vergleichbar.

Die Auswertung einer Schmieraufnahme in Bezug auf Geschwindigkeiten kann am genau-esten erfolgen, wenn die "Lebenslinie" des Leuchtphänomens, d.h. seine Bahnkurve in einer x-t-Ebene auf dem Schmierphoto unter  $45^\circ$  verläuft. Bei einer Stosswellenge-  
schwindigkeit von 3 mm/ $\mu$ sec ist, um diesen Fall bei den oben angegebenen Abbildungs-  
verhältnissen zu erhalten, eine Trommeldrehzahl von ungefähr 300 Umdrehungen/Sekunde  
notwendig. Technische Schwierigkeiten liessen bei den Aufnahmen mit der zur Verfügung  
stehenden Kamera diese (relativ hohen) Drehzahlen nicht zu. Eine Frequenz von 200 Hz  
wurde nicht überschritten, garantiert aber noch eine genügend gute Auswertbarkeit.

### c) Wärmeleitungs sonden

Das empfindliche Element dieser Sonden ist ein schmaler und sehr dünner Metallstreifen, der an der Innenseite des Stossrohres in einer Ebene senkrecht zur Rohrachse auf einem isolierenden Träger angebracht ist. Dieser dünne Metallstreifen hat eine sehr kleine Wärmekapazität und nimmt deshalb in kurzer Zeit die Temperatur des vorbeiströmenden Gases an. Die Temperaturänderung ist mit einer Widerstandsänderung verbunden, die leicht und schnell elektrisch gemessen werden kann. Die Sonde stellt also ein "schnelles Widerstandsthermometer" dar.

Der Aufbau der für die geplanten Experimente entwickelten Sonden ist in Abb.48 skizziert. Der zylindrische Sondenträger aus Kunststoff (18 mm  $\phi$ , 45 mm Länge) ist an zwei Stellen in Längsrichtung durchbohrt. In diese Bohrungen sind 0,8 mm starke Kupferdrähte vakuumdicht eingeklebt. Der Sondenträger ist an seinem vorderen Ende mit einem Radius von 50 mm angefräst, der dem Radius des Stossrohres entspricht. Die dünne Metallschicht, deren Widerstandsänderung gemessen wird, wurde durch Aufdampfen von Silber auf die Stirnfläche des Sondenträgers hergestellt. Dabei wurde die ganze Fläche - mit Ausnahme des gewünschten Streifens zwischen den Drahtenden - mit Tesafilm abgedeckt. Der Streifen ist ungefähr 15 mm lang und 0,5 bis 1 mm breit. Um einen einwandfreien Kontakt zwischen den Stirnflächen der Kupferdrähte und der Schicht herzustellen, wurden diese Punkte noch mit Leitsilber bestrichen. Die Sonden sind in den Bohrungen der beschriebenen Zwischenstücke so angebracht, dass die angefrästen Stirnflächen ohne Stoss in die innere Rohrwandung übergehen. Die Justierung und die reproduzierbare Montage wird durch eine Unterteilung der Halterung und durch Passstifte erleichtert. Die Halterung trägt ausserdem noch einen zweipoligen Stecker, an den die beiden Drähte angelötet sind.

Der Sondenmesskreis ist in Abb.49 dargestellt. Die Sonde liegt mit einem Milliampere-  
meter, einem Widerstand (50  $\Omega$ ), einem Potentiometer (1k $\Omega$ ) und einer Trockenbatterie  
in Serie. Mit Hilfe des Potentiometers und des Milliampereometers kann im Messkreis ein  
Strom von ca. 50 mA eingestellt werden, der, wie die Erfahrung zeigte, von den Sonden  
im Dauerbetrieb noch gut ausgehalten wird. Die von den Widerstandsänderungen der Sonde  
im Messkreis hervorgerufenen Stromänderungen erzeugten an dem 50  $\Omega$ -Widerstand Spannungs-  
impulse, die über 50- $\Omega$ -Coax-Kabel Oszillographen zugeführt wurden. Die Impulshöhe dieser  
Signale lag z.B. bei einer Sonde von 50  $\Omega$ , einem Strom von 50 mA und einer Temperatur-  
änderung wie sie von einer Stosswelle mit der Machzahl  $M = 10$  hervorgerufen wird, in



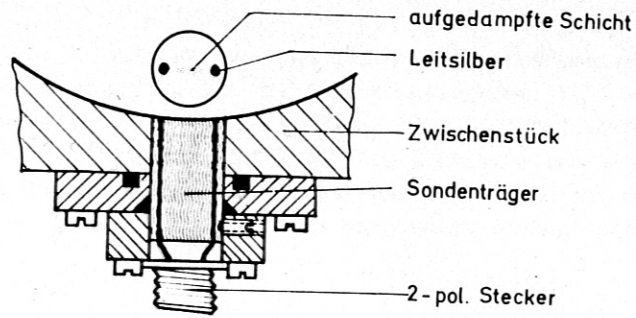


Abb. 48 Querschnitt durch Wärmeleitungssonde, Sondenhalterung und Zwischenstück

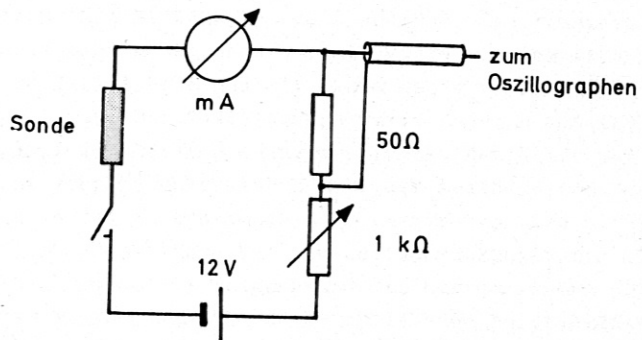
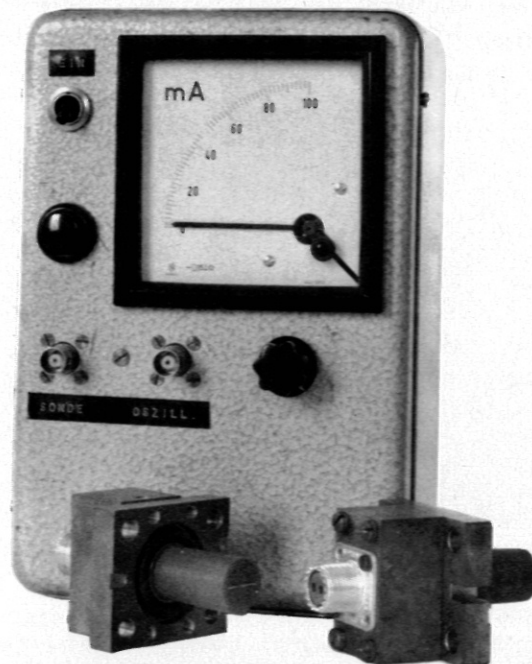


Abb. 49 Sondenmesskreis

Abb. 50 Stromversorgungsgerät und Wärmeleitungs sonden



der Grössenordnung von 20 - 30 mV. Die Induktivität des Messkreises wird im wesentlichen von der Eigeninduktivität des Milliampereometers (ca.  $10^{-6}$  H) bestimmt. Hieraus und aus dem Gesamtwiderstand des Kreises ergibt sich eine Zeitkonstante in der Grössenordnung von  $\tau = L/R = 10^{-9}$  sec. Die elektrischen Eigenschaften des Kreises gestatten also, sehr schnelle Temperaturänderungen festzustellen. Auch die Sonde selbst arbeitet nahezu trägheitslos, da die Wärmekapazität der dünnen Schicht praktisch vernachlässigbar ist.

d) Triggerung

Um das zeitliche Auflösungsvermögen der Multipliersysteme und Wärmeleitungssonden voll ausnutzen zu können, müssen auch die von ihnen abgegebenen Signale mit genügend hoher Zeitauflösung aufgezeichnet werden. Bei der gegebenen Auflösung der Messgeräte von  $\Delta t \approx 0,5 \mu\text{sec}$  genügt im allgemeinen eine maximale Schreibgeschwindigkeit des Registriergeräts von  $1 \mu\text{sec/cm}$ . Dieser Wert wird von Elektronenstrahl-Oszillographen gut gewährleistet. Die Gesamtmesszeit der bei den Experimenten verwendeten Tektronix-Oszillographen beträgt aber bei dieser Schreibgeschwindigkeit nur  $10 \mu\text{sec}$ . Um nicht mehr als 10 % dieser Registrierzeit zu verschenken, musste der Überlauf des Oszillographen auf  $1 \mu\text{sec}$  genau ausgelöst werden. Dies konnte, da die Streuungen der Öffnungszeiten der Membranen um ein Vielfaches höher sind, nicht von dem Impuls aus erfolgen, der das Ventil der Zwischenmembranzone öffnet und den Strömungsvorgang auslöst. Die Triggerung musste vielmehr von der Stosswelle selbst bewirkt werden. Deshalb wurde vor der Messstelle im Niederdruckteil ein Zwischenstück eingebaut und mit einem Geber versehen, der beim Durchgang der Stosswelle ein Signal gab. Der Oszillograph wurde dadurch ausgelöst, kurz bevor die Stosswelle die eigentliche Messanordnung erreichte. Mit Hilfe von Zeitverzögerungsgeräten (mit variabler Verzögerungszeit) konnte der Auslösezeitpunkt relativ zur Ankunftszeit der Stosswelle an der Triggersonde noch verschoben werden. Auf diese Weise wurde die Triggergenauigkeit im Wesentlichen von Laufzeitschwankungen der Stossfront begrenzt. Um diese klein zu halten, wurde die Triggersonde in kurzem Abstand von der Messstelle eingebaut. Als Triggerimpulsgeber fanden die beschriebenen Multiplieranordnungen und die Wärmeleitungssonden Verwendung. Die Signale der Wärmeleitungssonden mussten allerdings noch verstärkt werden, um als Triggerimpulse dienen zu können.

Neben der soeben beschriebenen "externen" Triggerung der Oszillographen wurde die Möglichkeit der "internen Triggerung" genutzt, der Überlauf des Elektronenstrahls also von dem zu messenden Signal selbst ausgelöst, sobald dessen Amplitude einen bestimmten einstellbaren Wert überstieg. Der Vorteil dieser Triggerungsart war, dass die zur Verfügung stehende Messzeit ganz ausgenutzt werden konnte. Auf die unterhalb des "Triggerlevels" liegenden Anfänge des zu messenden Signals musste in diesen Fällen verzichtet werden.

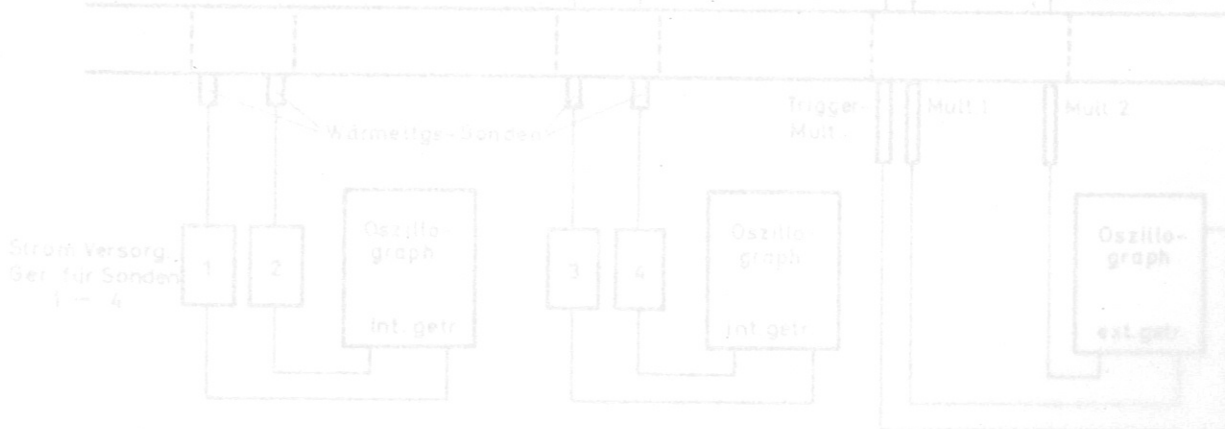


Abb. 57 Messanordnung 31

e) Überblick über die Messanordnungen

Bei den Experimenten wurden die Messanordnungen benutzt, die in den Abb. 51 und 52 dargestellt sind.

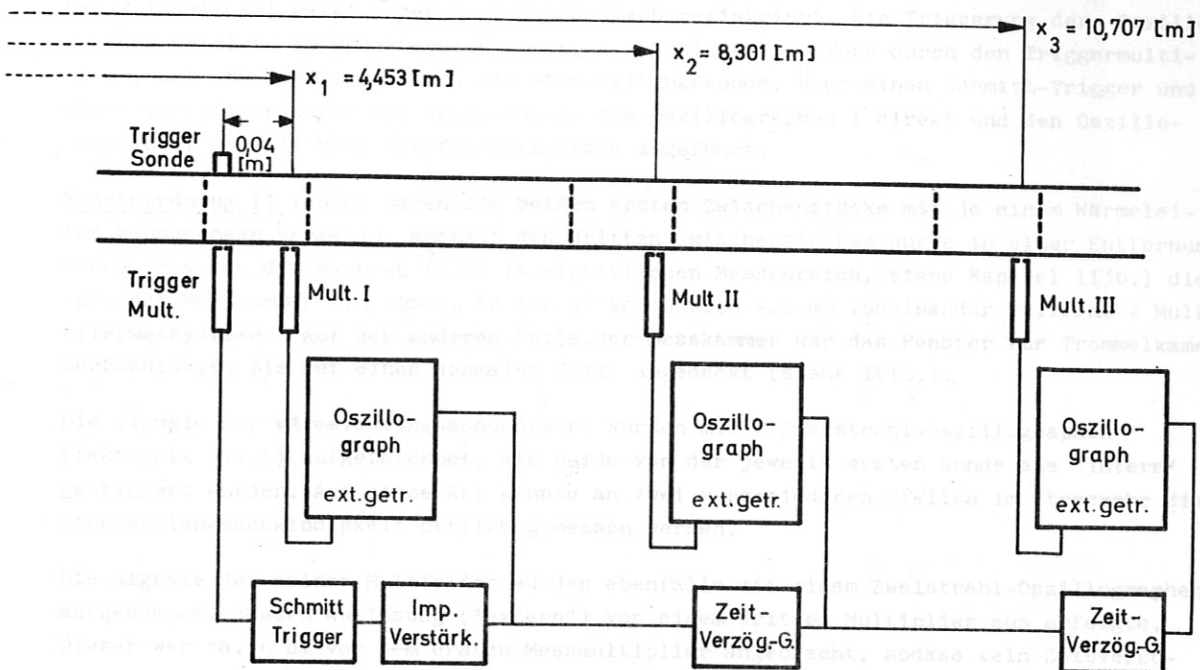


Abb. 51 Messanordnung I

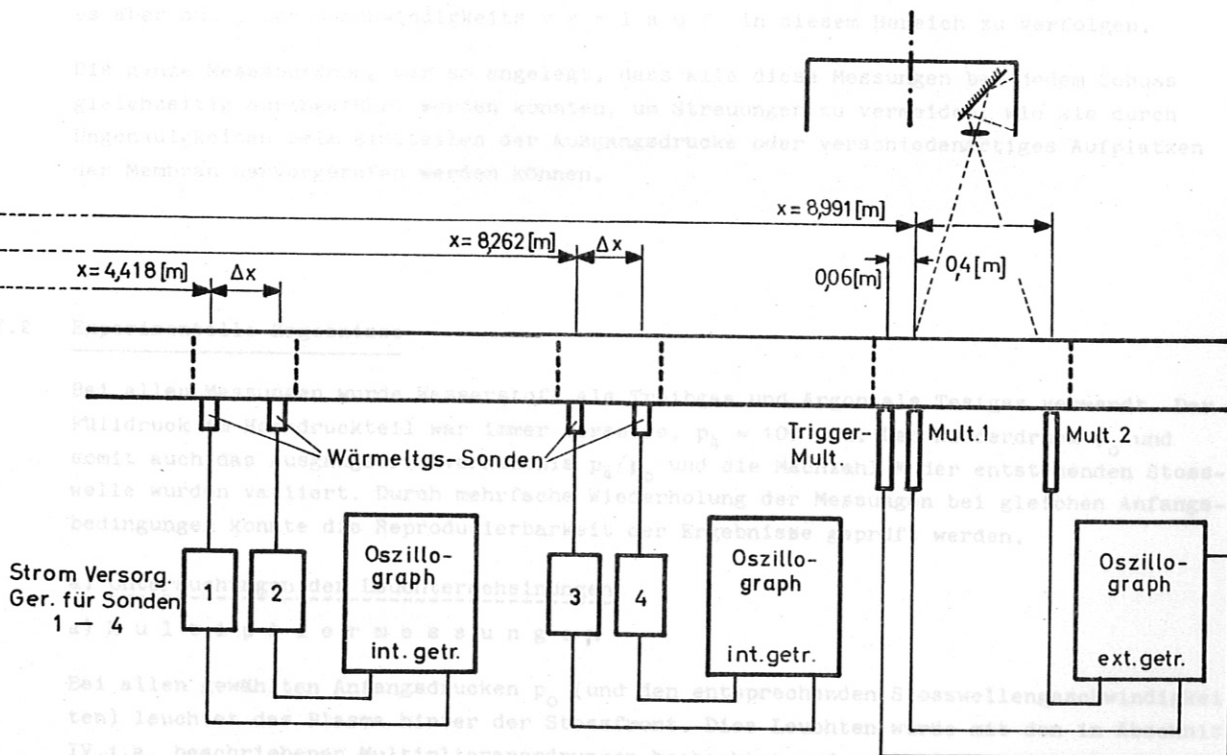


Abb. 52 Messanordnung II

Messanordnung I: An 3 Stellen im Abstand von 4,453 ; 8,301 und 10,707 m von der Membranzone waren im Niederdruckteil Zwischenstücke eingebaut, die mit Fenstern für Multiplierbeobachtungen versehen waren. Das erste Zwischenstück trug ausser dem Messmultiplier noch einen Triggermultiplier. Zusätzlich war noch eine Wärmeleitungs-sonde, ebenfalls für Triggerzwecke, eingebaut.

Die Multipliersignale wurden oszillographisch registriert. Die Triggerung der Oszillographen erfolgte im Druckbereich von  $p_0 = 0,1$  bis  $p_0 = 5$  Torr durch den Triggermultiplier, bei höherem Druck durch die Wärmeleitungs-sonde. Über einen Schmitt-Trigger und einen Verstärker wurde der Schaltimpuls dem Oszillographen I direkt und den Oszillographen II und III über Verzögerungsgeräte zugeführt.

Messanordnung II: Hier waren die beiden ersten Zwischenstücke mit je einem Wärmeleitungs-sondenpaar versehen. Anstatt des dritten Zwischenstückes wurde in einer Entfernung von 9,09 m von der Membran (d.h. im eigentlichen Messbereich, siehe Kapitel II3b.) die optische Messkammer eingebaut. An ihr befanden sich 400 mm voneinander entfernt 2 Multipliermesssysteme. Auf der anderen Seite der Messkammer war das Fenster für Trommelkamera-beobachtungen bis auf einen schmalen Spalt abgedeckt (siehe IV1b.).

Die Signale der Wärmeleitungs-sondenpaare wurden mit 2 Zweistrahl-Oszillographen (Tektronix 551 A) aufgezeichnet, die beide von der jeweils ersten Sonde aus "intern" getriggert wurden. Auf diese Art konnte an zwei verschiedenen Stellen im Stossrohr die Stosswellengeschwindigkeit örtlich gemessen werden.

Die Signale der beiden Multiplier wurden ebenfalls mit einem Zweistrahl-Oszillographen aufgenommen, dessen Auslösung ("extern") von einem dritten Multiplier aus erfolgte. Dieser war ca. 6 cm vor dem ersten Messmultiplier angebracht, sodass kein Zeitverzögerungsgerät nötig war. Mit Hilfe dieser Multiplieranordnung konnten Geschwindigkeitsmittelwerte im Bereich der Messkammer bestimmt werden.

Die gleichzeitige Verwendung der Trommelkamera in diesem Stossrohrabschnitt gestattete es aber auch, den Geschwindigkeitsverlauf in diesem Bereich zu verfolgen.

Die ganze Messanordnung war so angelegt, dass alle diese Messungen bei jedem Schuss gleichzeitig durchgeführt werden konnten, um Streuungen zu vermeiden, wie sie durch Ungenauigkeiten beim Einstellen der Ausgangsdrucke oder verschiedenartiges Aufplatzen der Membran hervorgerufen werden können.

## IV.2 Experimentelle Ergebnisse

Bei allen Messungen wurde Wasserstoff als Treibgas und Argon als Testgas verwandt. Der Fülldruck im Hochdruckteil war immer derselbe,  $p_4 = 100$  atü. Der Niederdruck  $p_0$  und somit auch das Ausgangsdruckverhältnis  $p_4/p_0$  und die Machzahl  $M$  der entstehenden Stoss-welle wurden variiert. Durch mehrfache Wiederholung der Messungen bei gleichen Anfangsbedingungen konnte die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse geprüft werden.

### a) Untersuchungen der Leuchterscheinungen

#### $\alpha$ ) Multipliermessungen

Bei allen gewählten Anfangsdrucken  $p_0$  (und den entsprechenden Stosswellengeschwindigkeiten) leuchtet das Plasma hinter der Stossfront. Dies Leuchten wurde mit den in Abschnitt IV.1.a. beschriebenen Multiplieranordnungen beobachtet und oszillographisch registriert. Die Abb. 53 a und b zeigen zwei typische Oszillogramme.





Alle Multipliersignale (s. auch Abb. 54 a und b) zeigen übereinstimmend zu Beginn eine scharfe Spitze und nach Rückgang der Signalspannung praktisch auf Null einen - je nach Ausgangsdruck verschieden schnellen und starken - Anstieg der (negativen) Spannung. Von einem maximalen Wert ab fällt - wiederum abhängig vom Anfangsdruck  $p_0$  - das Signal entweder s o f o r t r a s c h ab (Abb. 53 a), oder es klingt a n f a n g s l a n g s a m ab und geht e r s t d a n n s c h n e l l auf Null zurück (Abb. 53 b).

Die kleine scharfe Spitze kennzeichnet die eigentliche Stossfront. Dies ergibt sich durch Vergleich der Signale mit denen von Wärmeleitungs sonden (siehe IV. 2 b). Die leuchtende Schicht, die die scharfe Spitze verursacht, hat eine Dicke von einigen Millimetern <sup>+)</sup> . Auch auf den Schmieraufnahmen ist sie zu erkennen. TURNER [5] konnte zeigen, dass sich diese dünne Schicht über den ganzen Rohrdurchmesser erstreckt, und dass das Leuchten von Verunreinigungen herrührt (C<sub>2</sub>-Banden, violette CN-Banden, Na- und Ca-Linien). Das Leuchten direkt in der Stossfront charakterisiert also nicht das in der Front aufgeheizte Argonplasma, aber es macht die Stossfront sichtbar und damit eine einfache Geschwindigkeitsmessung möglich. Der ziemlich rasche Abfall am Ende des Signals kennzeichnet die Kontakt z o n e, zu der sich die Kontakt f r o n t aufweitert. Diese Beobachtungen stimmen mit denen anderer Experimentatoren und den Schmieraufnahmen völlig überein.

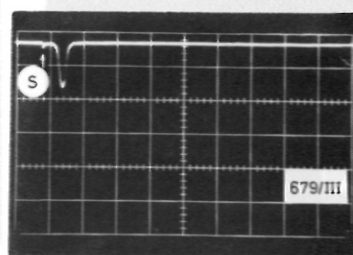
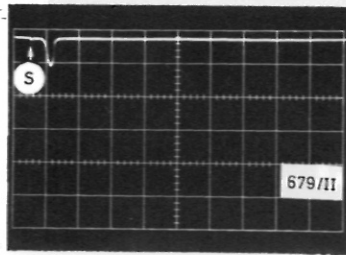
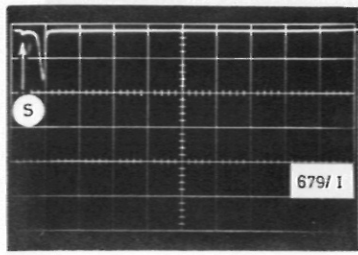
Die Multiplieraufnahmen zeigen deutlich, dass der Bereich zwischen Stossfront und Kontaktzone nicht homogen ist. Zieht man den von leuchtenden Verunreinigungen herrührenden Signalanteil (die scharfe Spitze) ab, so zeigt das Multipliersignal einen l a n g s a m e n A n s t i e g des P l a s m a l e u c h t e n s hinter der Stossfront an. Leitfähigkeitsmessungen von LIN, RESLER, KANTROWITZ [15] hinter der Stossfront in Argon zeigten, dass der Leitfähigkeitsverlauf praktisch dem der Intensität des Leuchtens folgt. Sowohl die Leitfähigkeit als auch das Leuchten werden im wesentlichen durch die Elektronendichte bestimmt. Ihr Anstieg kennzeichnet das - gerade bei Argon wohlbekannte - Relaxationsverhalten der Ionisation [5], [16]. Das Signalmaximum, mit dem die Relaxationszone abschliesst, kann das Erreichen des Gleichgewichtszustandes anzeigen, denn dort hat auch die Elektronendichte ein Maximum. Der sich anschließende "langsame Abfall" der Signalspannung (Abb. 53 b) wird allgemein auf Energieverluste des Plasmapropfens (Strahlungskühlung) zurückgeführt. - Wenn dagegen dieser "langsame Abfall" fehlt (Abb. 53 a), wenn sich also der Relaxationsbereich bis zur Kontaktzone hin erstreckt, braucht das Signalmaximum nicht mehr das Erreichen lokalen thermodynamischen Gleichgewichts zu kennzeichnen.

In den Abb. 54 a und b sind Multiplieroszillogramme zusammengestellt, die bei Messungen an 3 verschiedenen Orten (siehe Messanordnung Abb. 51) und bei verschiedenen Anfangsdrücken  $p_0$  aufgenommen wurden. Die Stossfront ist in allen diesen Aufnahmen gekennzeichnet. Ein Vergleich der Signale zeigt, dass die Länge des stosswellenaufgeheizten Bereichs mit wachsendem Ausgangsdruck  $p_0$  und mit zunehmendem Abstand der Messtelle vom Ort der Membran grösser wird. In Abb. 55 ist die Messzeit, d.h. die Zeitdifferenz zwischen Durchgang von Stossfront und Kontaktfront an den Messtellen (mit dem Ausgangsdruck als Parameter) über dem Abstand von der Membran aufgetragen. Diese Darstellung lässt erkennen, dass die Messzeit nicht, der idealen Theorie entsprechend, proportional dem Abstand von der Membran ist. Bei einem Druck von  $p_0 = 0,1$  Torr scheint die Messzeit schon nach der ersten Messtelle beinahe einen Grenzwert erreicht zu haben, bei 1 Torr beispielsweise erst nach der dritten, während sie bei  $p_0 = 50$  Torr auch zwischen der zweiten und der dritten Messtelle noch stark zunimmt, von einem Grenzwert also noch weit entfernt zu sein scheint. Weiterhin lassen die Oszillogramme eine Verbreiterung der Kontaktzone (in der sich heisses Argon und kalter Wasserstoff mischen) mit wachsendem Druck  $p_0$  erkennen. Hierauf wird später noch eingegangen. Auch die Länge der Relaxationszone wird mit ansteigendem Ausgangsdruck  $p_0$  grösser. Die Streuungen in der Relaxationszeit sind allerdings erheblich. Bei einem Druck von  $p_0 = 0,1$  Torr kann auf Grund

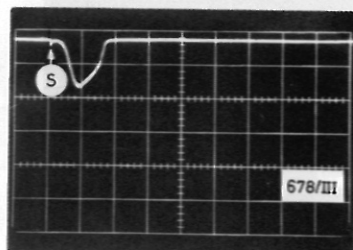
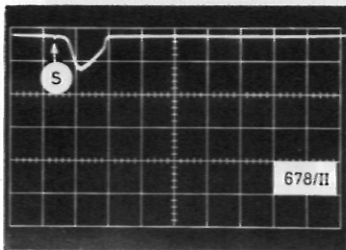
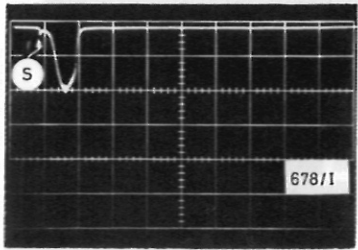
---

+) Inzwischen konnte von ZIMMERMANN [14] durch Untersuchungen mit einem Differentialinterferometer gezeigt werden, dass die leuchtende Schicht auch mit dem Dichtesprung zusammenfällt, also wirklich die Stossfront ist.

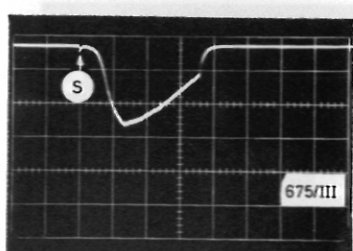
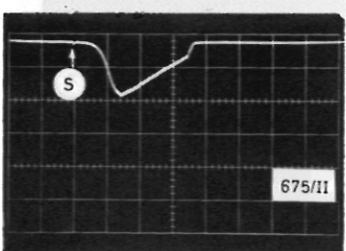
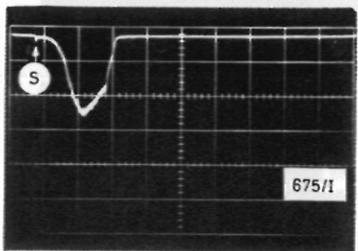
$p_0 =$



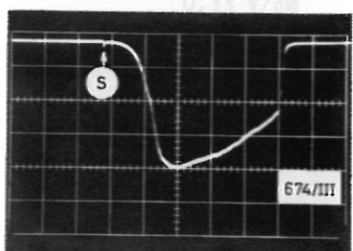
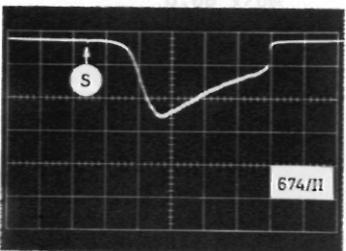
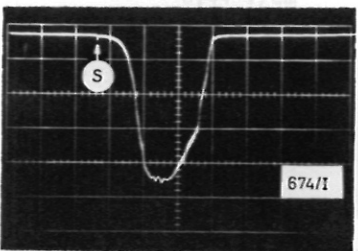
0,1 Torr



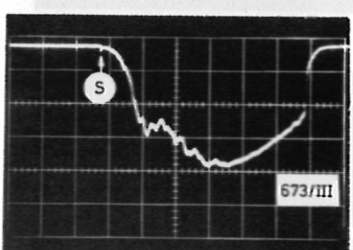
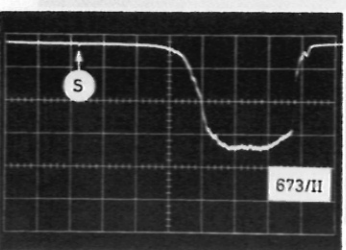
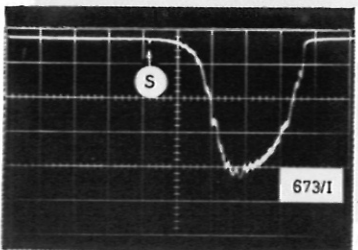
0,5 Torr



1 Torr



2 Torr



5 Torr

0,44 V/cm

0,66 V/cm

0,33 V/cm

x = 4,453

8,301

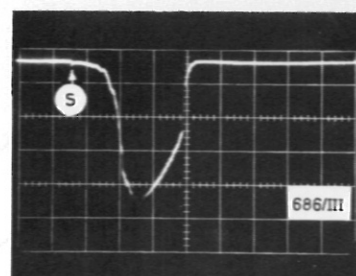
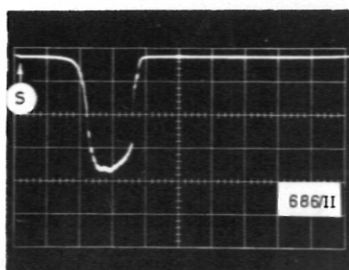
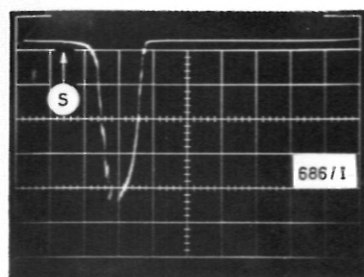
10,707

m

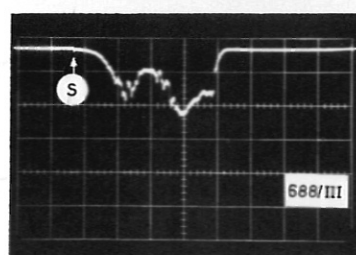
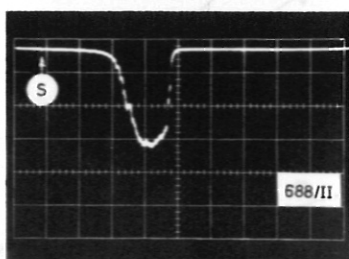
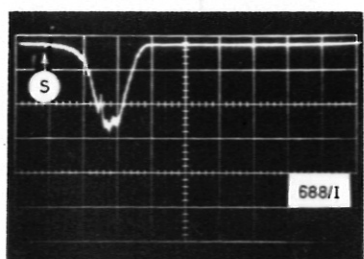
Abb. 54a Multiplieroszillogramme in den Abständen  $x = 4,453$  m;  $8,301$  m;  $10,707$  m.  
 $p_0 = 0,1; 0,5; 1; 2; 5$  Torr Argon. Zeitablenkung:  $50 \mu\text{sec/cm}$ .



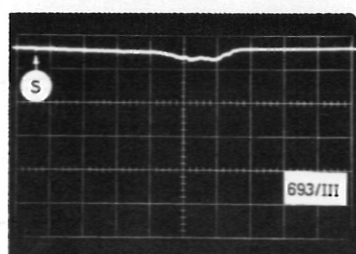
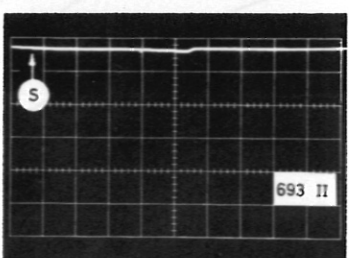
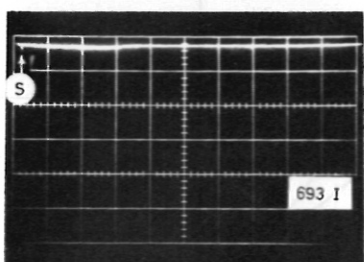
$p_0 =$



5 Torr



10 Torr

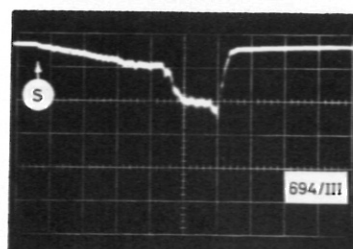
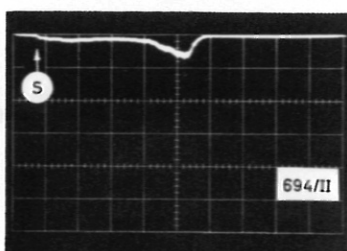
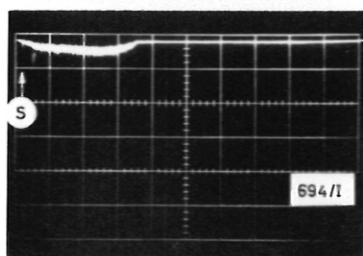


20 Torr

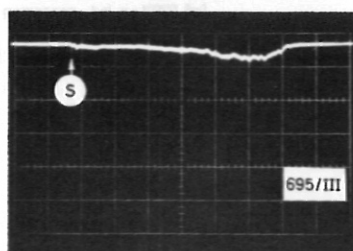
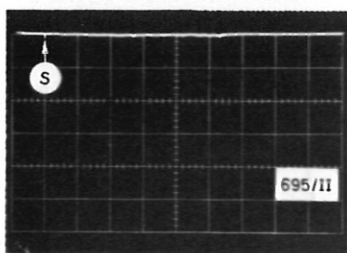
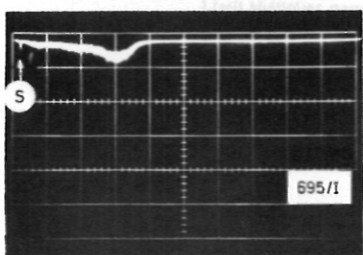
0,44 V/cm

0,66 V/cm

0,33 V/cm



20 Torr



50 Torr

0,088 V/cm

0,132 V/cm

0,066 V/cm

x = 4,453

8,301

10,707

m

Abb. 54b Multiplieroszillogramme in den Abständen  $x = 4,453$  m;  $8,301$  m;  $10,707$  m für die Ausgangsdrücke  $p_0 = 5$ ;  $10$ ;  $20$ ;  $20$ ;  $50$  Torr Argon. Zeitablenkung:  $100 \mu\text{sec/cm}$



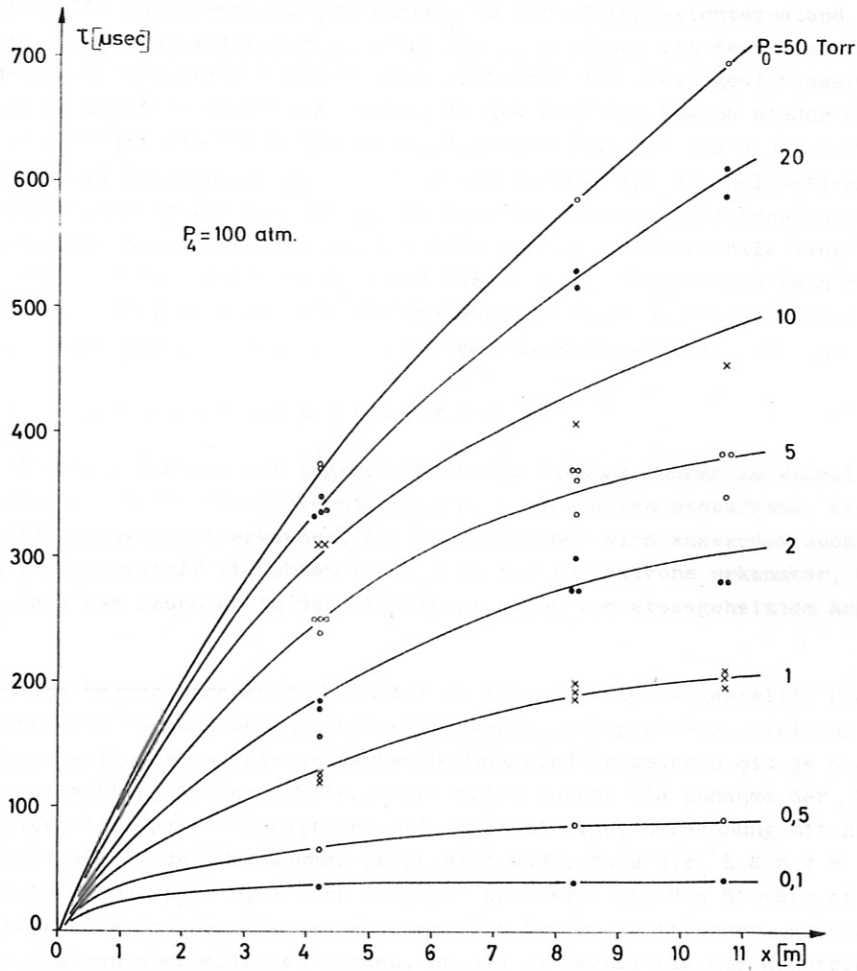


Abb.55 Messzeit  $\tau$  als Funktion des Abstandes von der Membran (mit  $p_0$  als Parameter)

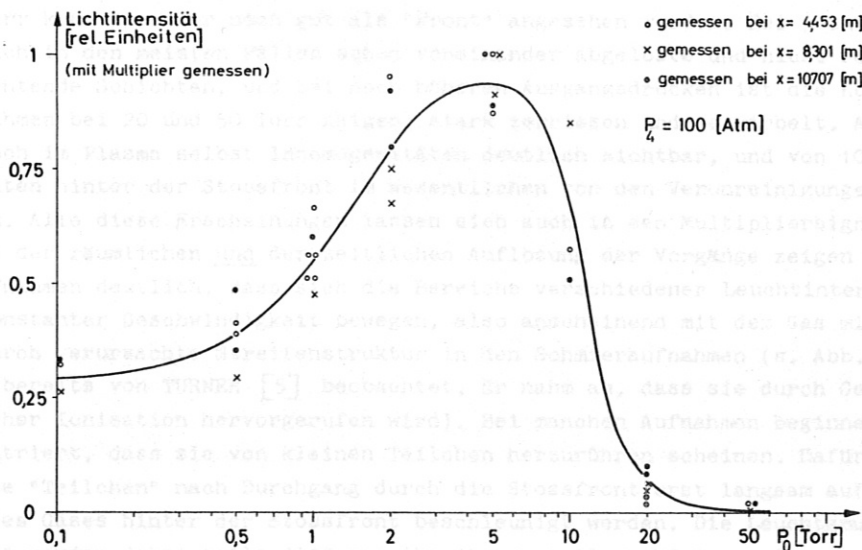


Abb. 56 Intensität der (mit Multipliern beobachteten) Gesamtstrahlung

der Oszillogramme nicht entschieden werden, ob der Gleichgewichtszustand überhaupt erreicht wird. Im Druckbereich von  $p_0 = 0,5$  bis  $p_0 = 2$  Torr ist der Relaxationsbereich voll ausgebildet, die Ionisation erreicht also praktisch den Gleichgewichtswert, und die Signale zeigen dahinter deutlich das Gebiet, in dem sich das Plasma wieder abkühlt. Bei  $p_0 = 5$  Torr erreicht die Länge der Relaxationszone fast die Länge des aufgesammelten Gaszylinders. Bei Drucken von  $p_0 = 10$  Torr und darüber ist der Relaxationsbereich schliesslich wieder länger als der Plasmappropfen, und der Gleichgewichtszustand kann wieder nicht mehr angenommen werden. Die Höhe der Multipliersignale lässt erkennen, dass die Intensität des Leuchtens von  $p_0 = 0,1$  bis  $p_0 = 0,5$  langsam und dann schnell ansteigt. Zwischen 2 und 5 Torr erreicht sie ihr Maximum und fällt dann sehr schnell ab. Bei  $p_0 = 20$  Torr hat das Leuchten nur noch ca. 5 % der maximalen Intensität (Abb. 56).

#### β. Trommelkameraaufnahmen

Die Trommelkameraaufnahmen vom Eigenleuchten des Plasmas führen im wesentlichen zu denselben Aussagen wie die Multipliersignale. Auch sie lassen Stossfront, Relaxationszone und die Kontaktfront erkennen. Auf Farbaufnahmen wird ausserdem auch der Übergang von Argon zu Wasserstoff (Leuchten von  $H_\alpha$ ) in der Kontaktzone erkennbar, und es wird deutlich, dass das Leuchten in der Stossfront nicht von stossgeheiztem Argon emittiert wird.

Eine Serie von Trommelkameraaufnahmen ist in Abb. 57 zusammengestellt. Die Schmierphotos wurden bei verschiedenen Ausgangsdrucken  $p_0$  und praktisch gleicher Filmgeschwindigkeit aufgenommen. Die schwarzen Striche sind Ortsmarken mit je 5 cm Abstand. Bei einer Betrachtung dieser Schmierbilder fällt sofort die Zunahme der Dauer des Plasmaleuchtens am festgehaltenen Ort auf. Bei einer Umrechnung mit Hilfe der Geschwindigkeit am Ort der Messkammer zeigt sich auch, dass die Länge des leuchtenden Plasmas zunimmt. Bei  $p_0 = 0,01$  Torr leuchtet praktisch nur die Stossfront selbst. Auch in allen anderen Aufnahmen ist sie als scharfer Strich zu erkennen. Allerdings mussten einzelne Aufnahmen überbelichtet werden, um die im Verhältnis zum Hauptplasma nur schwach leuchtende Stossfront sichtbar zu machen. Die Steigung der Bahnkurve der Stossfront im x-t-Diagramm nimmt mit wachsendem Ausgangsdruck  $p_0$  zu; d.h. die Geschwindigkeit der Stossfront selbst nimmt in diesem Sinne ab. Hinter der Stossfront kennzeichnet eine "Dunkelzone" das Relaxationsgebiet. Auch die Länge dieses Bereichs nimmt mit wachsendem Druck  $p_0$  zu. Die Kontaktfront ist in den Schmieraufnahmen ebenfalls gut zu sehen. Ihre Geschwindigkeit nimmt wie die der Stossfront ab, und mit grösser werdendem Anfangsdruck wird die Kontaktzone immer unschärfer. Bis zu Drucken von  $p_0 = 2$  Torr kann sie aber noch gut als "Front" angesehen werden. Bei 5 und 10 Torr zeigen sich in den meisten Fällen schon voneinander abgelöste und nicht reproduzierbare leuchtende Schichten, und bei noch höheren Ausgangsdrucken ist die Kontaktzone (wie die Aufnahmen bei 20 und 50 Torr zeigen) stark zerrissen und verwirbelt. Ab 5 Torr werden auch im Plasma selbst Inhomogenitäten deutlich sichtbar, und von 10 Torr an scheint das Leuchten hinter der Stossfront im wesentlichen von den Verunreinigungen bestimmt zu werden. Alle diese Erscheinungen lassen sich auch in den Multipliersignalen erkennen. Auf Grund der räumlichen und der zeitlichen Auflösung der Vorgänge zeigen die Trommelkameraaufnahmen deutlich, dass sich die Bereiche verschiedener Leuchtintensität mit nahezu konstanter Geschwindigkeit bewegen, also anscheinend mit dem Gas mittreiben. (Die dadurch verursachte Streifenstruktur in den Schmieraufnahmen (s. Abb. 57) wurde in Argon bereits von TURNER [5] beobachtet. Er nahm an, dass sie durch Gebiete unterschiedlicher Ionisation hervorgerufen wird). Bei manchen Aufnahmen beginnen die Streifen so konzentriert, dass sie von kleinen Teilchen herzuführen scheinen. Dafür spricht auch, dass diese "Teilchen" nach Durchgang durch die Stossfront erst langsam auf die Geschwindigkeit des Gases hinter der Stossfront beschleunigt werden. Die Leuchtspuren dieser "Teilchen" werden dabei teils diffuser (breiter), teils schärfer, sie passieren auf ihrem Weg also anscheinend die Mittelebene des Rohres, die scharf abgebildet wird.

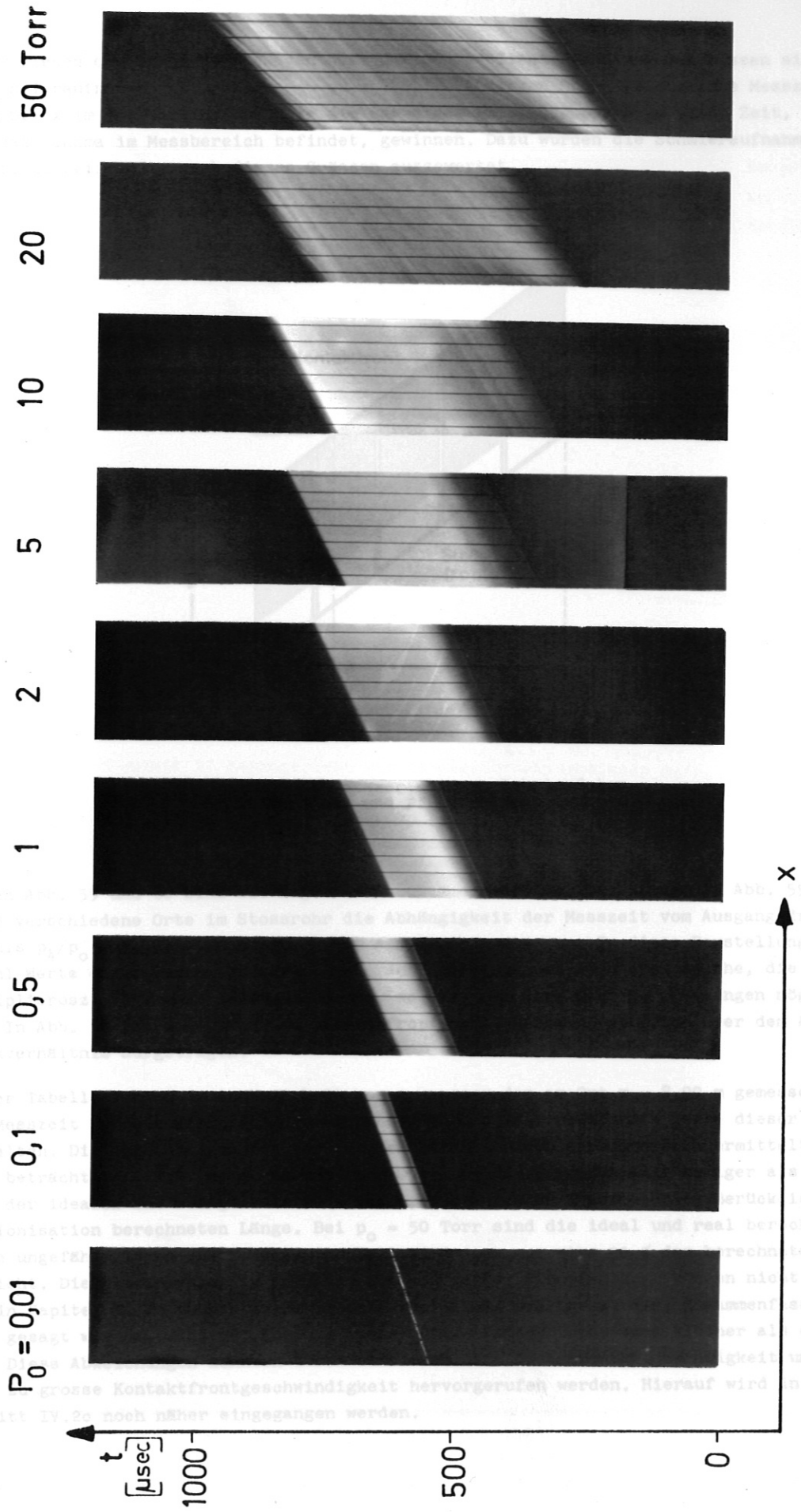


Abb. 57 Schmieraufnahmen von Stoßwellen in Argon bei verschiedenen Drücken  $p_0$  ( $p_0 = 100 \text{ Atm Wasserstoff}$ ) im Abstand  $8,991 \text{ m} < x < 9,391 \text{ m}$  von der Membran, Abstand der Ortsmarken:  $5 \text{ cm}$ . (Bei einigen Drücken wurde die Stoßfront nachretuschiert.)

Ausser diesen qualitativen Aussagen über das stosswellenaufgeheizte Gas lassen sich aus den Schmieraufnahmen natürlich auch quantitative Aussagen über die mögliche Messzeit an einem Ort  $x$  im Messbereich und über die Länge des Plasmapfropfens zu einer Zeit, in der sich das Plasma im Messbereich befindet, gewinnen. Dazu wurden die Schmieraufnahmen, wie in Abb. 58 skizziert, nach diesen Grössen ausgewertet.

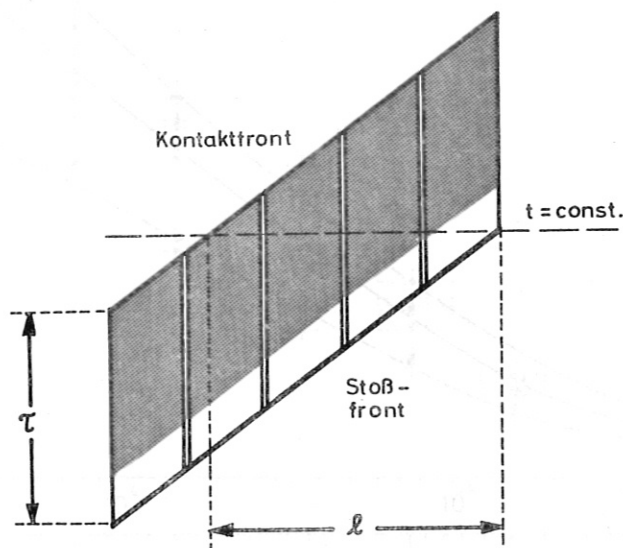


Abb. 58 Prinzip der Auswertung von Schmierfotos nach Messzeit und Pfropfenlänge.

In den Abb. 59 und 60 sind die Ergebnisse zusammengestellt. Die Kurven in Abb. 59 geben für 3 verschiedene Orte im Stossrohr die Abhängigkeit der Messzeit vom Ausgangsdruckverhältnis  $p_4/p_0$  und, da  $p_4 = \text{const.} = 100 \text{ atm}$ , auch von  $p_0$  an. In diese Darstellung wurden sowohl Werte eingetragen, die aus Schmieraufnahmen stammen, als auch solche, die aus Multiplioszillogrammen gewonnen wurden, so dass ein Vergleich der Messungen möglich ist. In Abb. 60 ist die Länge des Plasmapfropfens im Messkammerbereich über dem Ausgangsdruckverhältnis aufgetragen.

In der Tabelle 4 sind in Abhängigkeit von  $p_0$  ausser den am Ort  $x = 8,99 \text{ m}$  gemessenen Werten der Messzeit und der Pfropfenlänge auch noch theoretisch berechnete Werte dieser Grössen enthalten. Die Abweichungen der berechneten Daten von den experimentell ermittelten sind ganz beträchtlich. Z.B. erreicht bei  $p_0 = 0,1 \text{ Torr}$  die Pfropfenlänge weniger als 10 % der nach der idealen und weniger als 20 % der nach der realen Theorie unter Berücksichtigung der Ionisation berechneten Länge. Bei  $p_0 = 50 \text{ Torr}$  sind die ideal und real berechneten Werte ungefähr gleich gross. Experimentell wird aber nur etwa 50 % der berechneten Werte erreicht. Die Abweichungen in der Messzeit und in der Pfropfenlänge können nicht durch die in Kapitel II betrachteten Realgaseffekte allein erklärt werden. Zusammenfassend kann hier gesagt werden, dass der Abstand Stossfront - Kontaktfront viel kleiner als erwartet ist. Diese Abweichungen könnten durch eine zu kleine Stossfrontgeschwindigkeit und/oder eine zu grosse Kontaktfrontgeschwindigkeit hervorgerufen werden. Hierauf wird in Abschnitt IV.2c noch näher eingegangen werden.



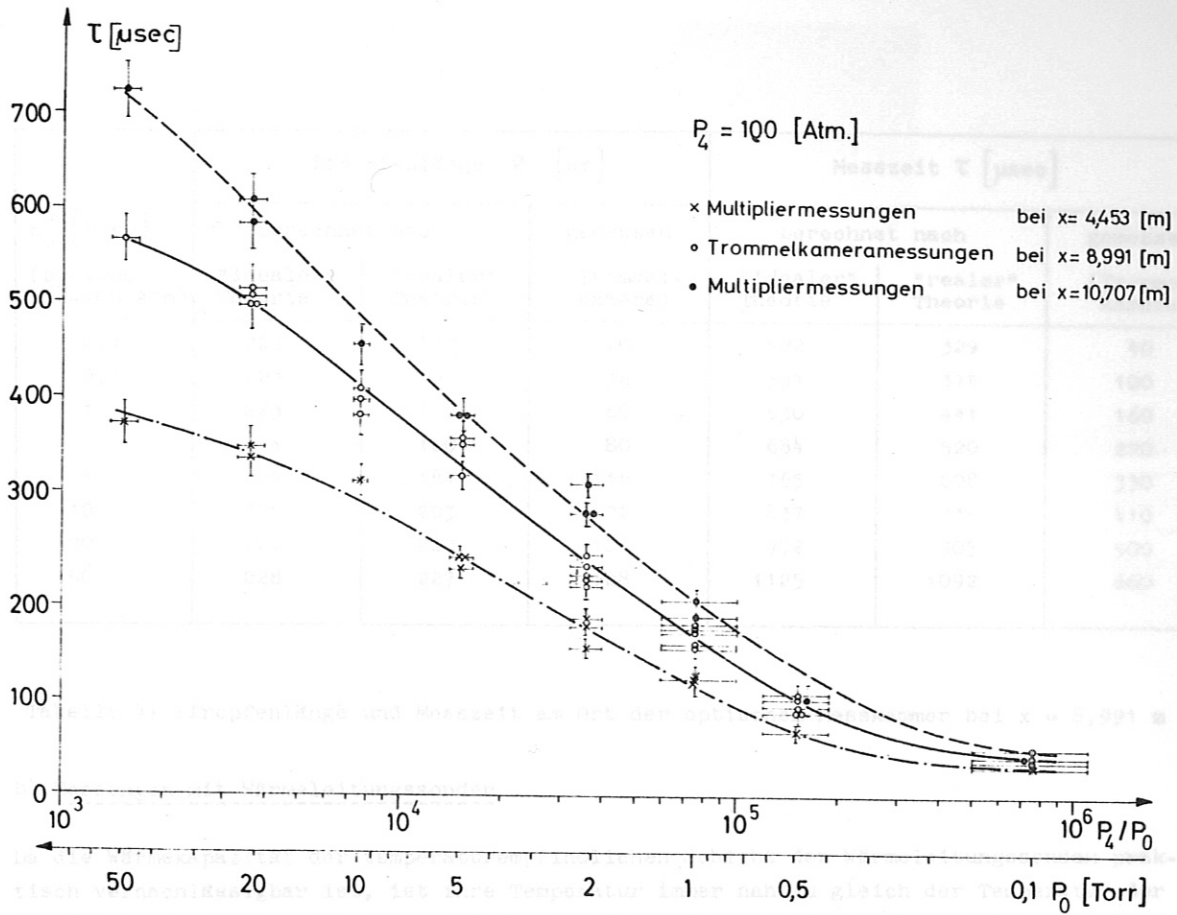


Abb.59 Messzeit in Abhängigkeit vom Ausgangsdruckverhältnis  $p_4/p_0$  bzw. dem Anfangsdruck  $p_0$ , gemessen an drei verschiedenen Orten im Stossrohr

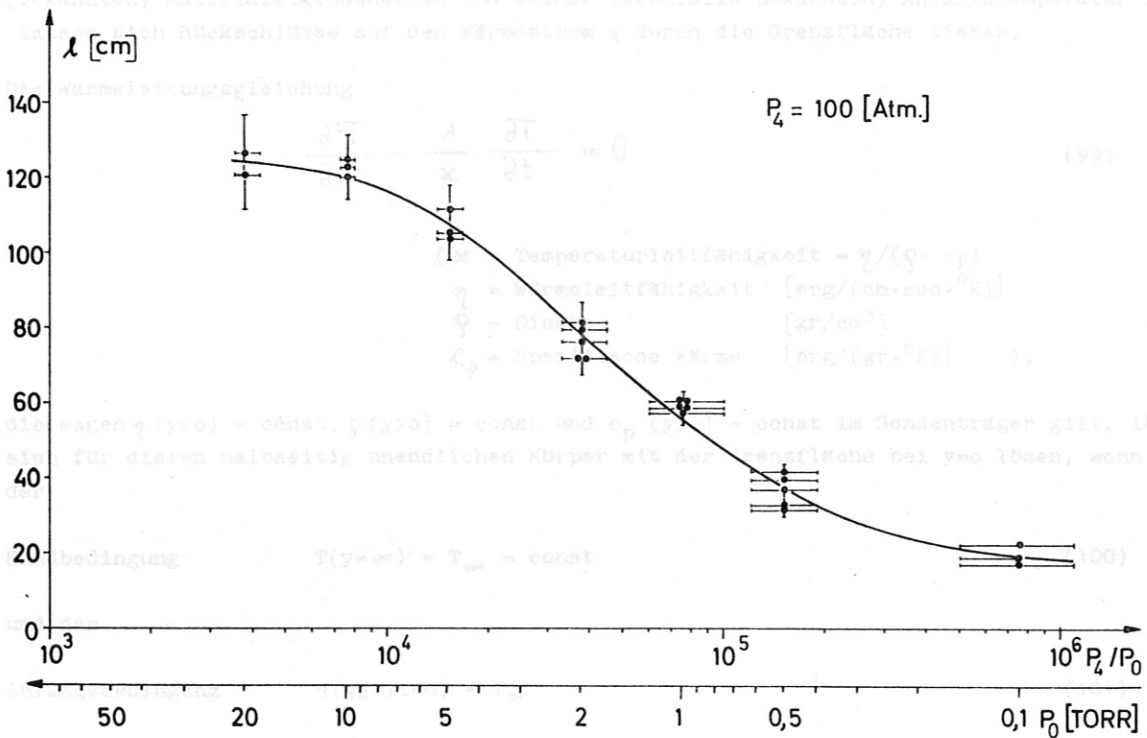


Abb.60 Länge des Plasmapropfens im Bereich der Messkammer ( $X = 8,991$  m)

$p_0$ [Torr] ( $p_h = \text{const}$ $= 100 \text{ Atm}$ )	Pfropfenlänge $l$ [cm]			Messzeit $\tau$ [ $\mu\text{sec}$ ]		
	berechnet nach		gemessen	berechnet nach		gemessen
	"idealer" Theorie	"realer" Theorie	(Trommelkamera)	"idealer" Theorie	"realer" Theorie	(Trommelkamera)
0,1	222	113	20	522	329	40
0,5	223	139	36	594	374	100
1	223	155	60	630	441	160
2	224	160	80	684	520	220
5	224	184	116	765	608	330
10	225	203	122	837	735	410
20	226	222	124	972	905	500
50	228	227	128	1125	1092	660

Tabelle 4: Pfropfenlänge und Messzeit am Ort der optischen Messkammer bei  $x = 8,991 \text{ m}$

b) Messungen mit Wärmeleitungs sonden

Da die Wärmekapazität der temperaturempfindlichen Schicht der Wärmeleitungs sonden praktisch vernachlässigbar ist, ist ihre Temperatur immer nahezu gleich der Temperatur der Oberfläche des Trägermaterials. Die Signale der Wärmeleitungs sonden sind also ein Mass für die Grenzflächentemperatur. Die Oberflächentemperatur des Sondenträgers hängt von der Wärmestromdichte an seiner Oberfläche und von seinen thermischen Materialeigenschaften ab, die für den Abfluss der zugeführten Energie massgebend sind. Der Sondenträger kann dabei senkrecht zur Wand als einseitig unendlich angesehen werden, da die Wärme in der kurzen Zeit, die der ganze Strömungsvorgang im Rohr andauert, nur ca. 1 mm tief eindringt. Aus der (gemessenen) Oberflächentemperatur  $T_G$  des Trägers, seinen (bekannten) Materialeigenschaften und seiner (ebenfalls bekannten) Anfangstemperatur  $T_\infty$  lassen sich Rückschlüsse auf den Wärmestrom  $q$  durch die Grenzfläche ziehen.

Die Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (99)$$

$$\begin{aligned} (\alpha &= \text{Temperaturleitfähigkeit} = \eta / (\rho \cdot c_p) \\ \eta &= \text{Wärmeleitfähigkeit} \quad [\text{erg}/(\text{cm} \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{K})] \\ \rho &= \text{Dichte} \quad [\text{gr}/\text{cm}^3] \\ c_p &= \text{Spezifische Wärme} \quad [\text{erg}/(\text{gr} \cdot ^\circ\text{K})] \quad ), \end{aligned}$$

die wegen  $\eta(y > 0) = \text{const}$ ,  $\rho(y > 0) = \text{const}$  und  $c_p(y > 0) = \text{const}$  im Sondenträger gilt, lässt sich für diesen halbseitig unendlichen Körper mit der Grenzfläche bei  $y=0$  lösen, wenn zu der

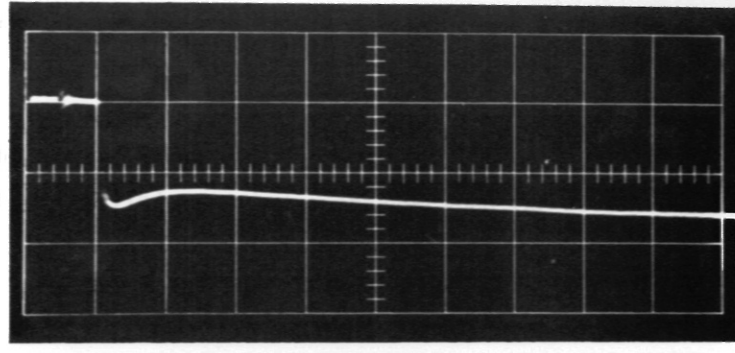
Randbedingung  $T(y=\infty) = T_\infty = \text{const} \quad (100)$

und der

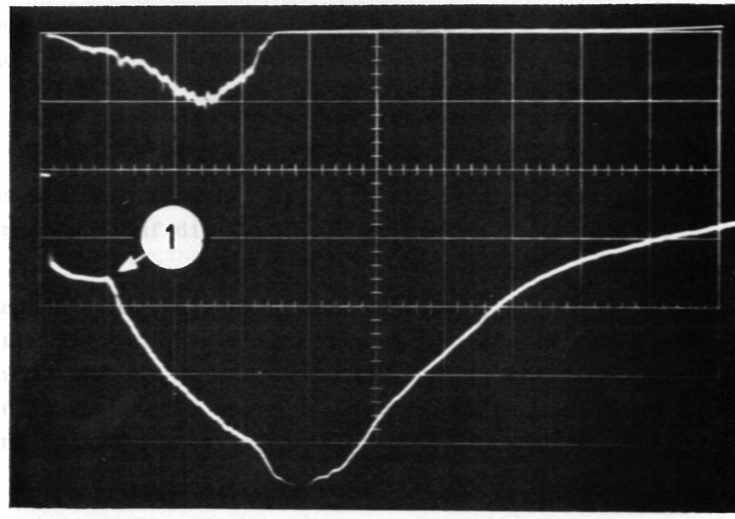
Anfangsbedingung  $T(y \geq 0; t=0) = T_\infty \quad (101)$

noch eine weitere Randbedingung vorgegeben wird.

a)



b)



c)

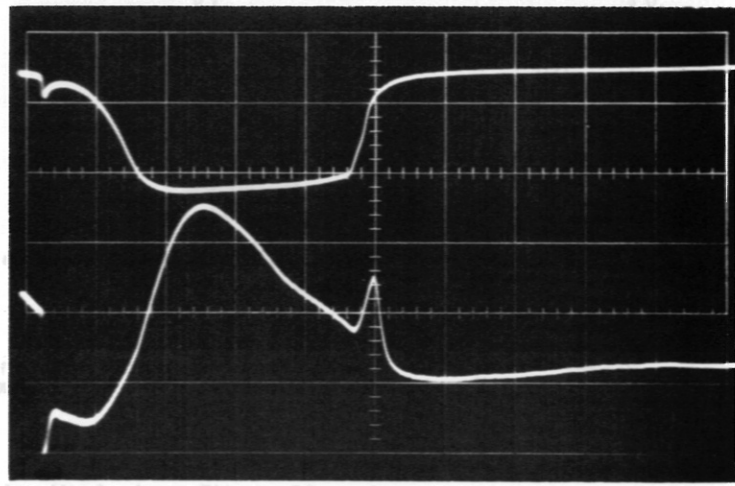


Abb. 61 Oszillogramme von Wärmeleitungssondensignalen

- a) 5 Torr Argon                      10 mV/cm                      5  $\mu$ sec/cm
- b) 20 Torr Argon  
 UB Multipliersignal              0,5 V/cm  
 LB Sondensignal                  20 mV/cm                      100  $\mu$ sec/cm
- c) 1 Torr Argon  
 UB Multipliersignal              5 V/cm  
 LB Sondensignal                  20 mV/cm                      20  $\mu$ sec/cm

Die Form des Sondersignals in Abb.61 a zeigt, dass dafür

$$T_G = T(y=0; t>0) = \text{const} \quad (102)$$

die fehlende Randbedingung ist.

CARSLAW und JAEGER [17] haben unter anderem auch für diesen Fall die Lösung angegeben:

$$\Delta T = T_G - T_\infty = \sqrt{\pi} \cdot \sqrt{\frac{1}{\rho \cdot c_p \cdot \eta}} \cdot q(y=0) \cdot \sqrt{t} \quad (103)$$

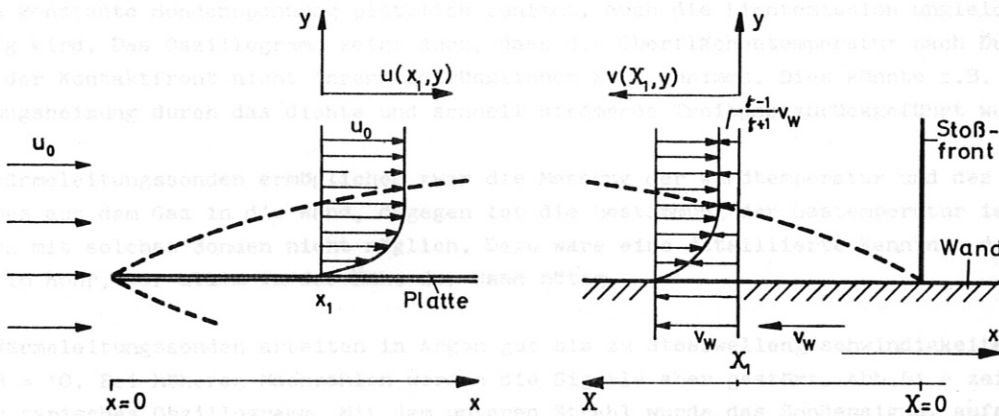
(q = Wärmestrom [erg/(cm<sup>2</sup> · sec)] )

Das bedeutet, dass das Produkt aus dem Wärmestrom q und der Wurzel aus der Zeit t konstant bleibt:

$$q(t) \cdot \sqrt{t} = \frac{\Delta T}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{\rho \cdot c_p \cdot \eta} = \text{const.} \quad (103')$$

Die Dünnstichtsonden erlauben also (in diesem Spezialfall, aber ebenso in anderen) auch den Wärmestrom auf die Wand zu bestimmen.

Unter bestimmten Voraussetzungen lässt sich auch der Wärmestrom aus dem Gas hinter der Stoßfront auf die Wand herleiten. Üblicherweise wird dabei die Grenzschicht, die sich hinter einer Stoßfront an der Rohrwand aufbaut, mit der stationären Grenzschicht verglichen, die an Platten in Überschallströmungen beobachtet wird. Die folgende Skizze lässt die Analogie deutlich erkennen.



Skizze: Zur Analogie zwischen Grenzschichten an einer umströmten Platte und solchen an der Wand eines Stoßwellenrohres.

Die für die Geschwindigkeitsverteilung  $u(x, y)$  an der umströmten Platte hergeleiteten Beziehungen werden also auf die Geschwindigkeitsdifferenzen  $(v(X, y) - v_w)$ , die in einem mit der Stoßfront fest verbundenen Koordinatensystem auftreten, übertragen.

BROMBERG [18] und MIRELS [19] geben für diese lamina re Grenzschicht unter bestimmten Voraussetzungen den Wärmestrom aus dem Gas durch die Grenzschicht auf die Wand an. Eine wesentliche Voraussetzung dabei ist, dass die Enthalpie  $h$  nur eine Funktion der Strömungsgeschwindigkeit  $v$  sein soll.



Der Wärmestrom ergibt sich dann in der Form

$$q = \text{const} \cdot f(v) \Big|_G \cdot \frac{1}{\sqrt{X}} \quad (104)$$

Für konstante Stossfrontgeschwindigkeit, also  $v_W = \text{const}$ , kann  $X$  in (104) einfach durch  $t$  ersetzt werden. Wieder ergibt sich ein Zusammenhang der Form

$$q \cdot \sqrt{t} = C \cdot f(v) \Big|_G = \text{const} \quad (104')$$

Bemerkenswert ist, dass das gemessene zeitliche Verhalten des Wärmestroms mit dem gemäss (104 bzw. 104') aus der Grenzschichttheorie berechneten sehr gut übereinstimmt. Es muss daraus geschlossen werden, dass die Grenzschicht hinter der Stossfront mit grosser Wahrscheinlichkeit solange laminar ist, solange die Signalspannung konstant bleibt.

Auch andere Experimentatoren [20], [21] haben den gleichen Signalverlauf beschrieben und aus ihm auf laminare Grenzschicht und auf Abnahme der Wärmestromdichte mit  $1/\sqrt{t}$  geschlossen. Durch Vergleich von Sonden- und Multipliersignalen wurde sichergestellt, dass der sprunghafte Anstieg der Sondentemperatur wirklich in der Stossfront erfolgt.

In einer turbulenten Grenzschicht ist ein wesentlich grösserer Wärmetransport zur Wand zu erwarten als in einer laminaren, das SONDENSIGNAL sollte also weiter ansteigen, wenn die Sonde in einen solchen Bereich kommt. Abb.61 b zeigt ein Oszillogramm, in dem bei Punkt (1) die SONDENSIGNAL plötzlich ansteigt und damit vermutlich den Umschlag von der laminaren zur turbulenten Grenzschicht anzeigt. Über der SONDENSIGNAL ist ein Multipliersignal aufgezeichnet, das das Leuchten des Plasmas am Ort der Sonde angibt. Auch dieses Signal lässt erkennen, dass von dem Zeitpunkt, an dem die bis dahin praktisch konstante SONDENSIGNAL plötzlich zunimmt, auch die Lichtemission ungleichmässig wird. Das Oszillogramm zeigt auch, dass die Oberflächentemperatur nach Durchgang der Kontaktfront nicht ihren ursprünglichen Wert annimmt. Dies könnte z.B. auf Abreibungsheizung durch das dichte und schnell strömende Treibgas zurückgeführt werden.

Die Wärmeleitungssonden ermöglichen zwar die Messung der Wandtemperatur und des Wärmestromes aus dem Gas in die Wand, dagegen ist die Bestimmung der Gastemperatur im Rohrinnern mit solchen Sonden nicht möglich. Dazu wäre eine detaillierte Kenntnis der Strömung im Rohr, vor allem in der Nähe der Wand nötig.

Die Wärmeleitungssonden arbeiten in Argon gut bis zu Stosswellengeschwindigkeiten von ca.  $M = 10$ . Bei höheren Machzahlen werden die Signale aber gestört. Abb.61 c zeigt ein dafür typisches Oszillogramm. Mit dem unteren Strahl wurde das SONDENSIGNAL aufgezeichnet, der obere gibt ein Multipliersignal wieder, das gleichzeitig am Ort der Sonde mit aufgenommen wurde. Das SONDENSIGNAL zeigt nicht mehr den erwarteten stufenförmigen Verlauf: Schon vor Eintreffen der Stossfront am Sondenort wächst die Signalspannung, wohl auf Grund eines Bolometereffektes, langsam an. Der darauffolgende Sprung charakterisiert wieder die Stossfront. Danach bleibt die SONDENSIGNAL aber nicht konstant, sondern geht zurück und kann sogar Werte jenseits der Nulllinie erreichen. Der Vergleich von Spannungs- und Lichtsignal zeigt, dass die Spannungsänderungen hinter dem Sprung den Verlauf der Lichtintensität, und damit den der Ionisation bzw. Leitfähigkeit widerspiegeln. Die Abweichung des Signals spricht also für ein Shunten des Metallstreifens, das der von der Temperaturerhöhung hervorgerufenen Widerstandsvergrösserung entgegenwirkt. Ist das Plasma genügend leitfähig, so kann sogar der Anfangswiderstand der Sonde unterschritten werden, was den Rückgang der SONDENSIGNAL unter die Nulllinie sofort verständlich macht.

Mit abnehmender Temperatur, also auch abnehmender Lichtemission des Plasmas wird dieser Störeffekt wieder kleiner. Auch die Zunahme der kalten Grenzschicht könnte hier eine Rolle spielen. In diesem Bereich ist die Spannung über der Dünnschichtsonde also nicht mehr proportional zur Wandtemperatur. Da die Stossfront aber auch hier von den Sonden noch deutlich angezeigt wird, sind sie zur Geschwindigkeitsmessung und für Triggerzwecke weiter brauchbar.

Wenn die Kontaktzone die Sonde passiert, tritt noch eine charakteristische Spitze auf, die nicht erklärt werden kann.

### c) Geschwindigkeitsmessungen

Mit der in Abschnitt IV.1.e beschriebenen Messanordnung II wurden - ebenfalls im ganzen Ausgangsdruckbereich von  $p_0 = 0,1$  bis  $p_0 = 50$  Torr - Messungen der Stoss- und Kontaktfrontgeschwindigkeiten durchgeführt.

#### α) Messung der Stossfrontgeschwindigkeit

Der Stossfrontgeschwindigkeit kommt besondere Bedeutung zu, da mit ihrer Hilfe die Zustandsgrößen des Plasmas leicht berechnet werden können. Sie wurde deshalb an verschiedenen Stellen im Stossrohr mit verschiedenen Methoden gemessen. Wie die Messanordnung II in Abschnitt IV.1.e zeigt, wurden dazu gleichzeitig zwei Wärmeleitungssondenpaare, Multiplier und die Trommelkamera verwendet. Die Messungen mit Hilfe der Wärmeleitungssonden ergaben, da sie über Wege von nur 5 cm durchgeführt wurden, praktisch die Momentangeschwindigkeit der Stossfront an den Messstellen. Im Bereich des Messkammer wurde mit der Trommelkamera ebenfalls die Momentangeschwindigkeit bestimmt, mit den Multipliern zusätzlich eine mittlere Geschwindigkeit über einen Weg von 40 cm. Die Änderung der Stosswellengeschwindigkeit über diese Strecke liegt, wie die Trommelkammermessungen zeigen, innerhalb der Messgenauigkeit von ca. 3 %. In den Abb.62 und 63 sind die Ergebnisse dieser Messungen zusammengestellt. Abb.62 zeigt die Stosswellenmachzahl als Funktion des Abstandes von der Membranzone (am Ort der drei Messstellen) mit dem Ausgangsdruck  $p_0$  als Parameter. Durch die Messpunkte sind nach einem Ausgleichsverfahren "vernünftige" Kurven gelegt. Zum Vergleich sind die im Kapitel II.2.a berechneten Geschwindigkeiten (die unabhängig vom Ort sind) mit eingezeichnet. Messungen anderer Experimentatoren (siehe z.B. [6], [22], [23]) ergaben, dass die mit konstanten  $c_p/c_v$ -Werten berechneten "idealen" Geschwindigkeiten an keiner Stelle des Rohres erreicht werden. Dies ist direkt hinter der Membran sowieso nicht zu erwarten, weil deren Platzen nicht plötzlich erfolgt und die Strömung einige Zeit braucht, um einen stationären Zustand zu erreichen. Die Stosswellengeschwindigkeit nimmt während dieser Zeit zu. Dann machen sich aber schon Dissipationsmechanismen bemerkbar, die der Strömung Energie entziehen und so das Erreichen der ideal berechneten Geschwindigkeit verhindern. Ein solcher Energieentzug findet natürlich auch weiterhin statt, sodass die Geschwindigkeit dann ständig abnimmt. In diesem Sinne wurden die Messkurven gestrichelt fortgesetzt. Sie fügen sich zwanglos in das erwartete Bild ein. Auch die in Kapitel II.4.c angegebenen Werte für die Geschwindigkeiten, die unter Berücksichtigung variabler spezifischer Wärmen berechnet wurden, sind in Abb.62 eingetragen. Die Messungen zeigen deutlich, dass diese Geschwindigkeitswerte überschritten werden. Da diese Rechnungen auf der Annahme thermischen Gleichgewichts basieren, während dies in der Relaxationszone - eventuell im ganzen Bereich zwischen Stossfront und Kontaktzone - nicht erreicht wird, entsprechen die gemessenen Geschwindigkeiten auch in dieser Beziehung den Erwartungen. Dass die gemessene Stosswellengeschwindigkeit von  $p_0 = 10$  Torr abwärts mit der nach II.4.c berechneten immer bei  $x \approx 5$  m übereinstimmt, ist eine spezielle Eigenschaft der untersuchten Anlage. Dasselbe gilt für die Geschwindigkeitsabnahme von 2 bis 4 % pro Meter,

die sich im ganzen untersuchten Druckbereich für  $x > 5$  m ergibt. (In [6] werden Richtwerte von 5 und mehr % pro Meter angegeben.)

Die Streuung der Messpunkte ist auf Ungenauigkeiten beim Einstellen der Drucke  $p_4$  und  $p_0$  und auf verschiedenartiges Aufplatzen der Membran zurückzuführen. Ihre Grösse entspricht den Erwartungen, lässt aber Verbesserungen, vor allem bei der Druckmessung, nützlich erscheinen.

Die an den drei Messtellen gemessenen Stossmachzahlen  $M$  sind in Abb.63 über dem Ausgangsdruckverhältnis  $p_4/p_0$  aufgetragen. Damit wieder ein Vergleich mit den in Kapitel II.2.a und II.4.c berechneten Machzahlen erleichtert wird, sind die schon in der Abb.32 enthaltenen Kurven  $M(p_4/p_0)$  mit eingezeichnet. Die eine gibt die Abschätzung für ideale Gase mit konstanten, spezifischen Wärmen wieder, die andere stellt die  $M$ -Werte dar, die sich unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmen sowohl im Wasserstoff als auch im Argon ergeben. Diese Werte sind, wie schon gesagt, ortsunabhängig (vergleiche auch Abb.62).

Die Abnahme der Stosswellengeschwindigkeit mit dem Abstand von der Membran, d.h. mit dem zurückgelegten Weg, ist bekanntlich auf ständigen Energie- und Impulsverlust der Strömung infolge Wechselwirkung mit der Wand zurückzuführen. Wärmeleitung und Viskosität, die bei den Rechnungen vernachlässigt wurden, machen sich hier bemerkbar.

#### β) M e s s u n g d e r K o n t a k t f r o n t g e s c h w i n d i g k e i t

Mit Hilfe der Trommelkamera konnte im Bereich der Messkammer ausser der Stossfrontgeschwindigkeit auch noch die Kontaktfrontgeschwindigkeit gemessen werden. Bei höheren Drucken ( $p_0 = 20$  und  $50$  Torr) war allerdings die Kontaktfront schon so zerrissen, dass eine Geschwindigkeitsbestimmung nicht mehr sinnvoll erschien. In Abb.64 ist die Kontaktfrontgeschwindigkeit, gemessen im Abstand  $x = 9.09$  m von der Membran, in Abhängigkeit vom Ausgangsdruckverhältnis dargestellt. Ausserdem sind wiederum die Kurven eingetragen, die die nach der "idealen" und der "realen" Theorie zu erwartenden Werte angeben. Es handelt sich also wieder um Geschwindigkeiten an einem bestimmten Ort einer speziellen Apparatur. Trotzdem stimmen die gemessenen Werte recht gut mit den theoretisch berechneten, für die ganze Rohrlänge gültigen, überein und fügen sich damit widerspruchsfrei in die Messungen anderer Experimentatoren ein [6]. Die Kontaktfront verhält sich damit deutlich anders als die Stossfront. In Abb.65 ist die Kontaktfrontgeschwindigkeit über der a m g l e i c h e n O r t g e m e s s e n e n Stossfrontgeschwindigkeit aufgetragen. Auch hier sind wiederum die Kurven eingetragen, die die Kontaktfrontgeschwindigkeit angeben, wie sie aufgrund der "idealen" und "realen" Theorie berechnet wurde. Nach der "realen" Theorie ergeben sich (aufgrund der höheren Strömungsgeschwindigkeit, bzw. Dichte hinter der Stossfront) bei gleicher Machzahl grössere Werte als nach der "idealen" Theorie. Die unter Annahme idealer Gase mit konstanten spezifischen Wärmen berechnete Kurve liegt hier also unterhalb der, die sich ergibt, wenn Realgaseffekte berücksichtigt werden. Auch die  $45^\circ$ -Gerade, die die Stossfrontgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Machzahl angibt, wurde mit eingezeichnet. Die Lage der Messpunkte lässt erkennen, dass bei kleinen Machzahlen die Kontaktfrontgeschwindigkeit von den b e i d e n Theorien richtig wiedergegeben wird. Mit steigender Machzahl weichen die Messpunkte aber zu höheren Werten hin ab, bis die Kontaktfrontgeschwindigkeit schliesslich gleich der Stosswellengeschwindigkeit wird. Dann kann die Länge des aufgesammelten Plasmappropfens nicht mehr linear mit dem Abstand von der Membran anwachsen. Sie bleibt konstant und erscheint, wie es Abb.55 und die Tabelle 4 zeigt, zu klein.

Die Erhöhung der Kontaktfrontgeschwindigkeit wird, von Diffusionseffekten abgesehen, dadurch hervorgerufen, dass Gas aus dem zwischen Stossfront und Kontaktfront aufgesammelten Pfropfen durch die Grenzschicht hindurch hinter die Kontaktfront entweicht.



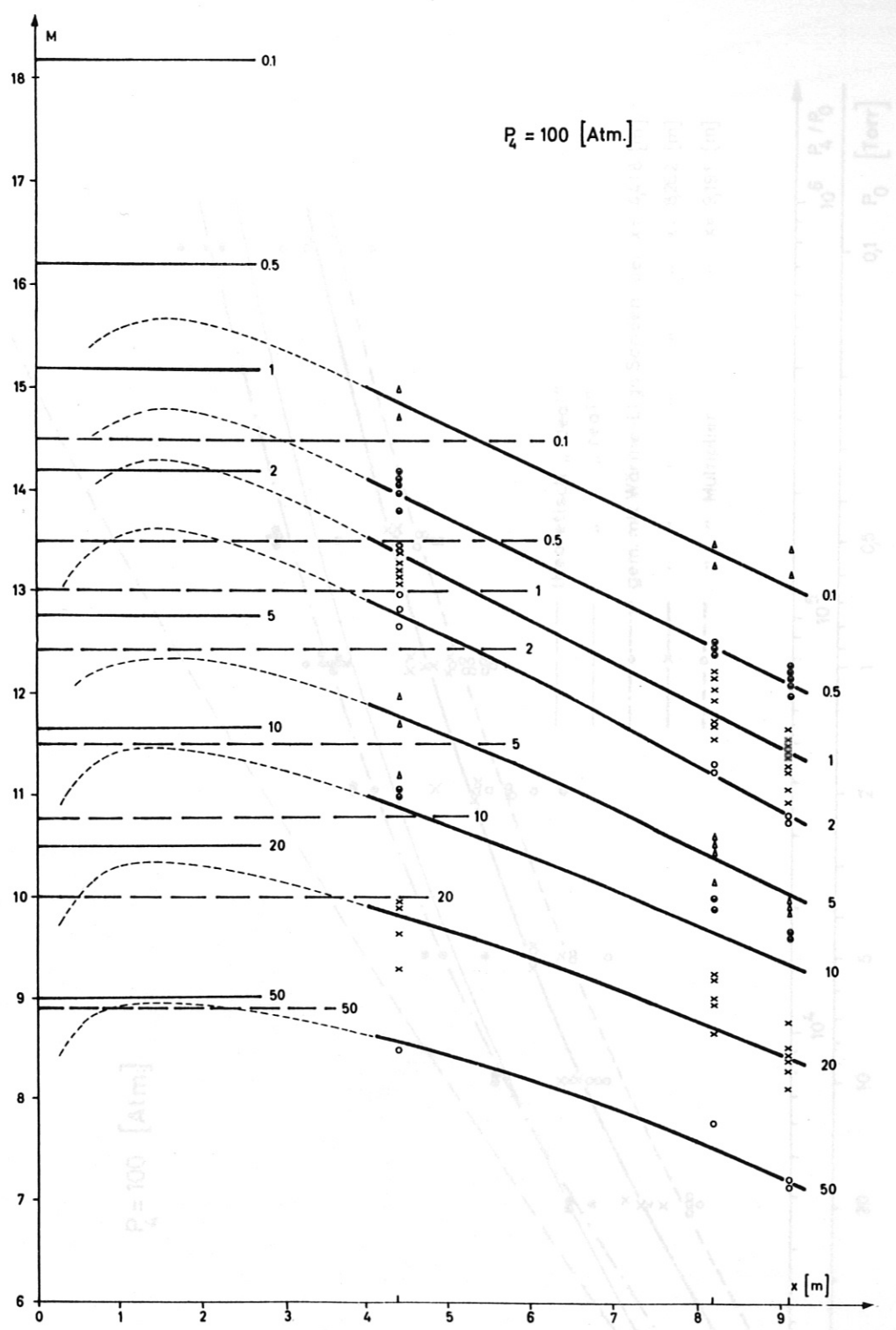


Abb. 62 Verlauf der Stoßfrontgeschwindigkeit als Funktion des Abstandes von der Membran

- |       |                                   |                           |
|-------|-----------------------------------|---------------------------|
| —     | gemessener                        | } Geschwindigkeitsverlauf |
| - - - | nach den Erfahrungen ergänzter    |                           |
| —     | mit "idealer" Theorie berechneter |                           |
| - - - | mit "realer" Theorie berechneter  |                           |



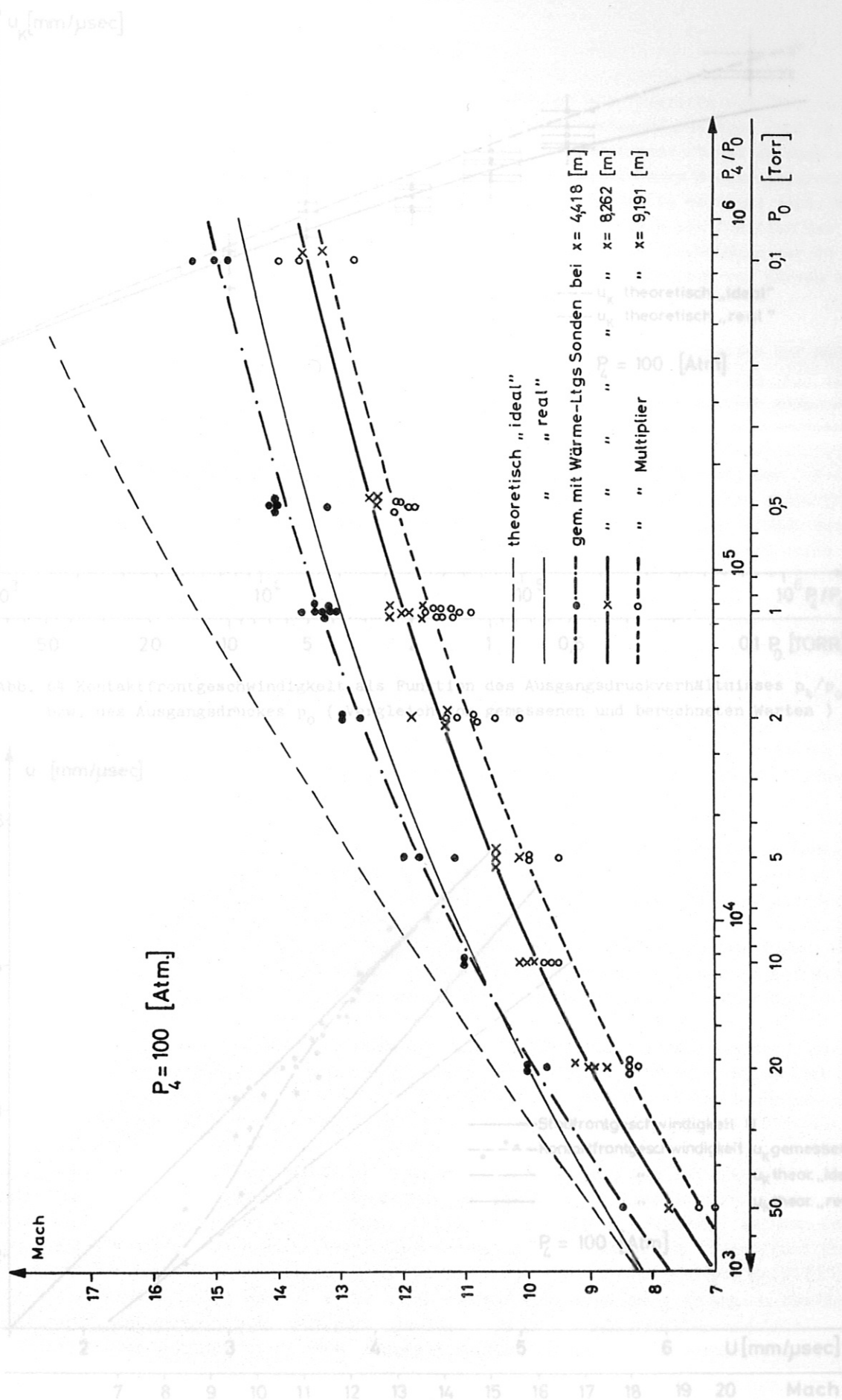


Abb. 63 Stoßfrontgeschwindigkeit als Funktion des Ausgangsverhältnisses  $p_4/p_0$  bzw. des Anfangsdruckes  $P_0$

Abb. 65 Gemessene Kontaktfrontgeschwindigkeit in Abhängigkeit von gemessener Stoßfrontgeschwindigkeit. Zum Vergleich sind auch berechnete Kontaktfrontgeschwindigkeiten und die Stoßfrontgeschwindigkeit selbst mit eingezeichnet.

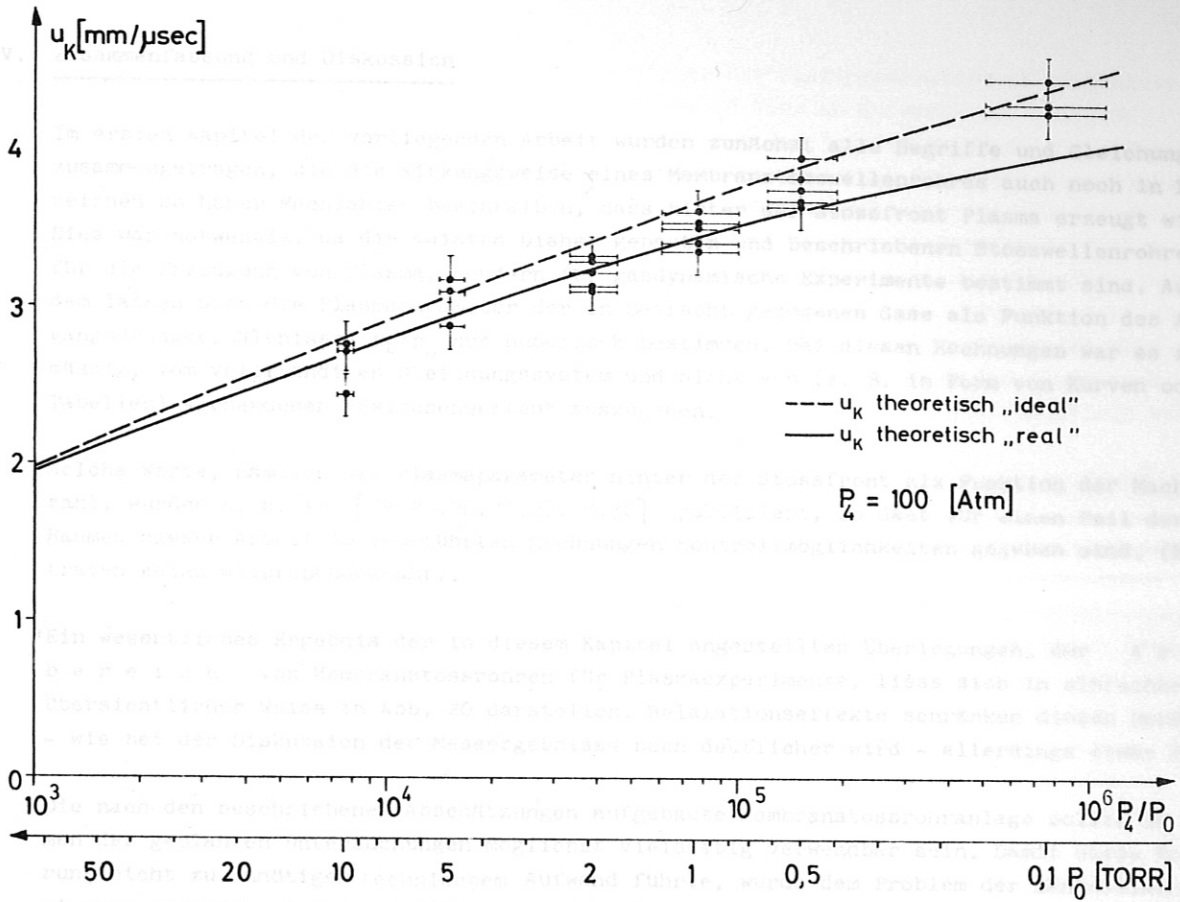


Abb. 64 Kontaktfrontgeschwindigkeit als Funktion des Ausgangsdruckverhältnisses  $p_4/p_0$  bzw. des Ausgangsdruckes  $p_0$  (Vergleich von gemessenen und berechneten Werten)

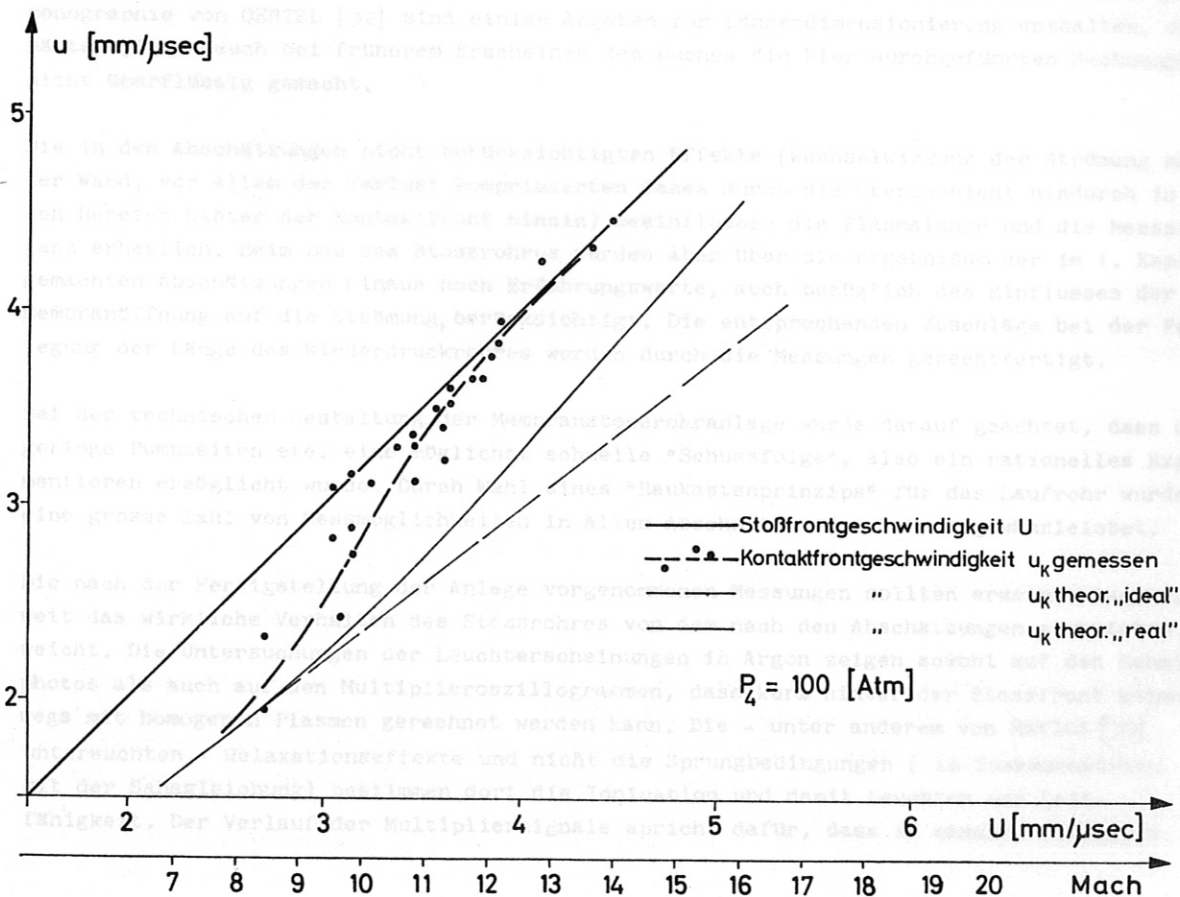


Abb. 65 Gemessene Kontaktfrontgeschwindigkeit in Abhängigkeit von gemessener Stoßfrontgeschwindigkeit. Zum Vergleich sind auch berechnete Kontaktfrontgeschwindigkeiten und die Stoßfrontgeschwindigkeit selbst mit eingezeichnet.

## V. Zusammenfassung und Diskussion

Im ersten Kapitel der vorliegenden Arbeit wurden zunächst alle Begriffe und Gleichungen zusammengetragen, die die Wirkungsweise eines Membranstosswellenrohres auch noch in Bereichen so hoher Machzahlen beschreiben, dass hinter der Stossfront Plasma erzeugt wird. Dies war notwendig, da die meisten bisher gebauten und beschriebenen Stosswellenrohre nicht für die Erzeugung von Plasma, sondern für gasdynamische Experimente bestimmt sind. Ausserdem lassen sich die Plasmaparameter der in Betracht gezogenen Gase als Funktion des Ausgangsdruckverhältnisses  $p_4/p_0$  nur numerisch bestimmen. Bei diesen Rechnungen war es zweckmässig, vom vollständigen Gleichungssystem und nicht von (z. B. in Form von Kurven oder Tabellen) vorhandenen "Zwischenwerten" auszugehen.

Solche Werte, nämlich die Plasmaparameter hinter der Stossfront als Funktion der Machzahl, wurden u. a. in [24, 25, 26, 27, 28, 29, 30] publiziert, so dass für einen Teil der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen Kontrollmöglichkeiten gegeben sind. (Es traten keine Widersprüche auf).

Ein wesentliches Ergebnis der in diesem Kapitel angestellten Überlegungen, der **A r b e i t s - b e r e i c h** von Membranstossrohren für Plasmaexperimente, liess sich in einfacher und übersichtlicher Weise in Abb. 20 darstellen. Relaxationseffekte schränken diesen Bereich - wie bei der Diskussion der Messergebnisse noch deutlicher wird - allerdings etwas ein.

Die nach den beschriebenen Abschätzungen aufgebaute Membranstossrohranlage sollte im Rahmen der geplanten Untersuchungen möglichst vielseitig verwendbar sein. Damit diese Forderung nicht zu unnötigem technischem Aufwand führte, wurde dem Problem der Längendimensionierung besondere Aufmerksamkeit geschenkt. Auch hierbei konnte nicht auf Arbeiten anderer Experimentatoren zurückgegriffen werden. Eine entsprechende Arbeit von LOBB [31] beschränkt sich auf ein Helium-getriebenes Stossrohr. Auch in der Ende 1966 erschienenen Stossrohrmonographie von OERTEL [32] sind einige Angaben zur Längendimensionierung enthalten, diese hätten jedoch auch bei früherem Erscheinen des Buches die hier durchgeführten Rechnungen nicht überflüssig gemacht.

Die in den Abschätzungen nicht berücksichtigten Effekte (Wechselwirkung der Strömung mit der Wand, vor allem der Verlust komprimierten Gases durch die Grenzschicht hindurch in den Bereich hinter der Kontaktfront hinein) beeinflussen die Plasmlänge und die Messzeit ganz erheblich. Beim Bau des Stossrohres wurden aber über die Ergebnisse der im 1. Kapitel gemachten Abschätzungen hinaus noch Erfahrungswerte, auch bezüglich des Einflusses der Membranöffnung auf die Strömung, berücksichtigt. Die entsprechenden Zuschläge bei der Festlegung der Länge des Niederdruckrohres wurden durch die Messungen gerechtfertigt.

Bei der technischen Gestaltung der Membranstossrohranlage wurde darauf geachtet, dass durch geringe Pumpzeiten etc. eine möglichst schnelle "Schussfolge", also ein rationelles Experimentieren ermöglicht wurde. Durch Wahl eines "Baukastenprinzips" für das Laufrohr wurde eine grosse Zahl von Messmöglichkeiten in allen Abschnitten des Rohres gewährleistet.

Die nach der Fertigstellung der Anlage vorgenommenen Messungen sollten erkennen lassen, wie weit das wirkliche Verhalten des Stossrohres von dem nach den Abschätzungen erwarteten abweicht. Die Untersuchungen der Leuchterscheinungen in Argon zeigen sowohl auf den Schmierphotos als auch auf den Multipleroszillogrammen, dass kurz hinter der Stossfront keineswegs mit homogenen Plasmen gerechnet werden kann. Die - unter anderem von MAKIOS [33] untersuchten - Relaxationseffekte und nicht die Sprungbedingungen (im Zusammenwirken mit der Sahagleichung) bestimmen dort die Ionisation und damit Leuchten und Leitfähigkeit. Der Verlauf der Multipliersignale spricht dafür, dass in manchen Fällen im

ganzen Bereich zwischen Stossfront und Kontaktfront die Gleichgewichtsionisation nicht erreicht wird. Dies ist unterhalb 0,5 Torr und von 10 Torr an aufwärts der Fall. Bei niedrigen Drucken wird dies trotz des raschen Anstiegs der Ionisation durch die geringe Länge des Plasmapfropfens verursacht, bei den hohen Drucken nimmt die Ionisation hinter der Stossfront so langsam zu, dass sie trotz erheblicher Pfropfenlänge den Gleichgewichtswert nicht mehr erreicht. Der in Kapitel II. 3. dargestellte Arbeitsbereich wird also an den Grenzen eingeengt, die durch den Anfangsdruck im Niederdruckteil gegeben sind. Im Druckbereich von 0,5 bis 5 Torr stellt sich anscheinend das (Ionisations-) Gleichgewicht über eine für Messungen ausreichend lange Zeit ein. Als "effektive Pfropfenlänge" ist aber nicht mehr der Abstand Stossfront - Kontaktfront sinnvoll, sondern die durch den "langsamen Abfall" im Multipliersignal charakterisierte Länge. Für die Messzeit gilt natürlich entsprechendes.

Für die am Rohr geplanten Experimente erscheint die Wahl von Argon als Arbeitsgas nicht zwingend notwendig. Deshalb sollte der Übergang zu Gasen mit geringeren Relaxationszeiten, z. B. zu den schweren Edelgasen, in Betracht gezogen werden. Bei manchen Experimenten könnte auch der Zusatz anderer Gase nützlich sein, die die Relaxationszeit herabsetzen. - Da Precursoreffekte von der Art, wie sie in Stossrohren mit elektrischen Stossentladungen als Antrieb auftreten, die Relaxationszeit im Membranrohr nicht beeinflussen, kann ein Vergleich von Relaxationsmessungen an beiden Stossrohrtypen den Einfluss von Precursorelektronen auf die Relaxationszeit erkennen lassen. - In jedem Fall sollte beim Experimentieren mit dem stosswellengeheizten Plasma die Relaxationszone messend erfasst werden, um sie im Zweifelsfall mit in Rechnung stellen zu können.

Die Wärmeleitungs sonden erwiesen sich in erster Linie als ausgezeichnete Triggergeber. Darüberhinaus zeigte sich aber auch, dass sich aus den SONDENSIGNALEN qualitativ und sogar quantitativ die Wandtemperatur und der Wärmestrom in die Wand hinein bestimmen lassen. (Eine Messung der Gastemperatur im Innern der Strömung lässt sich mit den Sonden aber nicht durchführen). Die Signale lassen auch (auf Grund des verschiedenen Wärmeübergangs) laminare und turbulente Bereiche der Grenzschicht erkennen und gestatten sogar grobe qualitative Aussagen über deren elektrische Leitfähigkeit. Beim Vorübergang der Kontaktfront geben die Wärmeleitungs sonden - trotz der an dieser Stelle grössten Dicke der Grenzschicht, die die Sonden gegen die Kontaktzone abschirmt - charakteristische Signale, die auch diese Front zu registrieren gestatten. Die Zeitauflösung der Sonden wird nur von der Laufzeit eines Strömungselementes quer über die Sonde bestimmt.

Während der Verlauf der Leuchterscheinungen die Struktur der Plasmawolke zwischen Stossfront und Kontaktfront erkennen lässt, geben die Messungen der Geschwindigkeiten vor allem einen Einblick in die Strömung im Rohr. Der relativ geringe Abfall der Stossfrontgeschwindigkeit mit wachsendem Abstand von der Membran (2 bis 4 % pro Meter) weist auf glatte Innenflächen der gewählten Rohre hin und darauf, dass die Grenzschichten relativ dünn bleiben. Dass die Geschwindigkeiten an der ersten Messstelle bei  $x = 4,4$  m zwar unter der "ideal" (mit  $\gamma = \text{const}$ ) berechneten Stossfrontgeschwindigkeiten liegen, aber bei den meisten Drucken (unter  $p_0 = 20$  Torr) über den "real" (unter Berücksichtigung der Ionisation) berechneten Werten, lässt wieder den erheblichen Einfluss der Relaxation erkennen, die bewirkt, dass  $\gamma$  dicht hinter der Stossfront noch nicht die Gleichgewichtswerte annimmt, sondern zuerst konstant bleibt.

Die Streuungen der Geschwindigkeitsmesswerte bei den verschiedenen Schüssen sind neben der Nichtproduzierbarkeit des Platzens der Membran auf Ungenauigkeiten bei der Messung des Niederdrucks  $p_0$  zurückzuführen. Die Reproduzierbarkeit der Einstellung des Drucks kann mit geringem Aufwand erheblich verbessert werden.



Im Gegensatz zur Stossfrontgeschwindigkeit  $U$  werden im Messkammerbereich für die Geschwindigkeit  $u_K$  der Kontaktfront in Abhängigkeit vom Ausgangsdruckverhältnis Werte gemessen, die sehr gut mit den theoretisch berechneten übereinstimmen. Wenn man dagegen  $u_K$  zu der am gleichen Ort gemessenen Stossfrontgeschwindigkeit in Beziehung setzt, so sieht man, dass sich  $u_K$  mit wachsender Stossfrontgeschwindigkeit, also mit kleiner werdendem  $p_0$ , der Stossfrontgeschwindigkeit immer mehr annähert. Da bei kleinem  $p_0$  Stossfront und Kontaktfront dieselbe Geschwindigkeit annehmen, wächst dann der Plasmapfropfen nicht mehr, und eine Verlängerung des Rohres kann keine Verbesserung mehr bringen. Für  $p_0 = 1$  Torr ist der gewählte Abstand Membran - Messkammer (9 m) praktisch optimal.

- [1] G. B. BROOKS, *Journal of Applied Physics*, Vol. 34, No. 12, Dec. 1963, p. 3300.
- [2] F. W. CLAASCH, *Praktische Physik*, Vol. 3, G. B. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart 1956.
- [3] F. W. CLAASCH, *Physik*, Vol. 1, G. B. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart 1956.
- [4] E. V. LUTSENKO, V. I. PODKOLZIN, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de l'URSS*, No. 13, 1959, p. 1000.
- [5] L. H. ALLER, *The Atmospheres of the Sun and Stars*, Ronald Press, 1953.
- [6] J. W. LONG, *Report LA-1793*, Los Alamos Scientific Laboratory, 1954.
- [7] A. UNSOLD, *Physik der Sternatmosphären*, Springer Verlag Berlin, 1955.
- [8] U. S. FROST, A. V. MIELKE, *Momentum Transfer Cross Sections for Slow Electrons in He, Ar, Kr, Xe from Transport Coefficients*, *Phys. Rev.* **136**, 1964, p. 1004.
- [9] W. FINKELNBURG, F. M. MACKER, *Handbuch der Physik*, Bd. XIII, Springer Verlag Berlin, 1956.
- [10] A. PAFAS, *Orthohydrogen, Parahydrogen and Heavy Hydrogen*, Cambridge, 1935.
- [11] E. REBIAN, *Laborbericht aus dem Institut für Plasmaphysik*, IFF 3/28, (1965).
- [12] W. ZIMMERMANN, *Laborbericht aus dem Institut für Plasmaphysik* (in Vorbereitung).

Literaturverzeichnis

- [1] R.COURANT, K.O.FRIEDRICHS  
Supersonic Flow and Shock Waves, Interscience Publishers, INC., New York 1948
- [2] J.ZIEREP  
Vorlesungen über theoretische Gasdynamik, Verlag G.Braun, Karlsruhe 1963
- [3] R.BECKER  
Z. f. Physik, 8, S. 321-362, (1922)
- [4] F.KOHLRAUSCH  
Praktische Physik, Bd. 2, B.G.Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart 1956
- [5] E.B.TURNER  
Diss. Univ. Michigan 1956
- [6] E.F.GREENE, J.P.TOENNIES  
Chemische Reaktionen in Stosswellen, Dr.D.Steinkopf Verlag, Darmstadt 1959
- [7] L.H.ALLER  
The Atmospheres of the Sun and Stars, Ronald Press, 1953
- [8] J.W.BOND jr.  
The Structure of a Shock Front in Argon, Los Alamos Scientific Laboratory, Report LA-1693, 1954
- [9] A.UNSÖLD  
Physik der Sternatmosphären, Springer Verlag Berlin, 1955
- [10] L.S. FROST, A.V. PHELPS  
Momentum-Transfer Cross Sections for Slow Electrons in He, Ar, Kr, Xe from Transport Coefficients, Phys.Rev. 136, 1538, (1964)
- [11] W.FINKELNBURG, H.MAECKER  
Handbuch der Physik, Bd.XXII, Springer Verlag Berlin, 1956
- [12] A.FARKAS  
Orthohydrogen, Parahydrogen and Heavy Hydrogen, Cambridge, 1935
- [13] E.REBHAN  
Laborbericht aus dem Institut für Plasmaphysik, IPP 3/28, (1965)
- [14] W.ZIMMERMANN  
Laborbericht aus dem Institut für Plasmaphysik ( in Vorbereitung )

- [15] S.C.LIN, E.L.RESLER, A.KANTROWITZ  
Electrical Conductivity of Highly Ionized Argon Produced by Shock Waves  
Jour. Applied Physics, 26, 95, (1955)
- [16] H.PETSCHEK, S.BYRON  
Annals of Physics, 1, S. 270-315, (1957)
- [17] H.S.CARSLAW, J.C.JAEGER  
Conduction of Heat in Solids, Clarendon Press, Oxford, England, 1947
- [18] R.BROMBERG  
Jet Propulsion, 26, 737, (1956)
- [19] H.MIRELS  
The Wall Boundary Layer Behind a Moving Shock Wave,  
Grenzschichtforschung, IUTAM Symposium Freiburg/Br.  
herausgegeben von H.Görtler, Springer Verlag Berlin, 1958
- [20] R.A.HARTUNIAN, A.L. RUSSO, P.V.MARRONE  
Boundary-Layer-Transition and Heat-Transfer in Shock Tubes  
Journal of Aero/Space-Sciences, 27, (1960), Nr.8
- [21] J.RABINOWICZ, M.E.JESSEY, C.A.BARTSCH  
Resistance Thermometer for Transient High-Temperature Studies  
Jour. Applied Physics, 27, 97, (1956)
- [22] I.I.GLASS, W.A.MARTIN  
Jour. Applied Physics, 26, 113, (1955)
- [23] J.N.BRADLEY  
Shock Waves in Chemistry and Physics, Methuen&Co LTD, London, (1962)
- [24] G.D.CORMACK  
Equilibrium Conditions Behind a Strong Shock Moving Through Argon  
Laborbericht aus dem Institut für Plasmaphysik, IPP 3/11, (1963)
- [25] W.OHLENDORF  
Sprunggrößen und thermodynamische Zustandsgrößen in einem stosswellen-  
aufgeheizten Wasserstoffplasma mit Berücksichtigung von Dissoziation und  
Ionisation, Laborbericht aus dem Institut für Plasmaphysik, IPP 3/8; (1963)
- [26] A.PALMEN, J. UHLENBUSCH  
The Equilibrium State behind Incident Shock Waves in Ar, Ne, Kr and behind  
Reflected Shock Waves in Hydrogen  
Report des 1. Physikalischen Instituts der TH Aachen, HMP 108
- [27] E.B.TURNER  
Equilibrium Hydrodynamic Variables Behind a Normal Shock Wave in Hydrogen  
GM-TR-O 165-00460 - (Report)
- [28] J.ARTMANN  
Zeitschrift für Naturforschung, 20a, 857, (1965)  
Zeitschrift für Physik, 172, 118, (1963)  
Zeitschrift für Physik, 174, 376, (1963)

- [29] H.CARLS, L.REHDER  
Plasmazusammensetzung hinter einer stationären Stosswelle in Argon, Krypton,  
Xenon im Gleichgewicht,  
Private Mitteilung aus dem Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel  
(Diplomarbeit CARLS)
- [30] NRL-Report  
Strong Shocks in Helium  
Project No 550 000 (1958)
- [31] R.K.LOBB  
On The Length of a Shock Tube  
Institute of Aerophysics, University of Toronto, UTIA Report No 4, (1950)
- [32] H.OERTEL  
Stossrohre  
Springer-Verlag, Wien, (1966)
- [33] W.MAKIOS  
Mikrowelleninterferometrie an elektrisch erzeugten Stosswellen,  
Laborbericht aus dem Institut für Plasmaphysik, IPP 3/35, (1966)



Anhang : A

```

BERECHNUNG DES GLEICHGEWICHTZUSTANDES EINES
C STOSSWELLENAUFGEHIZTEN EDELGASES (ARGON) UNTER BERUECKSICHTIGUNG
C DER IONISATION
C AUSDRUCK DER UEBERSCHRIFT

C FINLFSEN DER PARAMETER
10 READ INPUT TAPE 12,101,PN
C AUSDRUCK VON PN:
WRITE OUTPUT TAPE 3,102,PN

AM=5.
DELTAM=0.5
TO = 296.
FAK2=2060.
FAK=182000.
RHOO=2.1772E-6*PN
NO = 3.2915E16*PN
WRITE OUTPUT TAPE 3,500,RHOO,NO
WRITE OUTPUT TAPE 3,501

DO 1 M=1,41
L=0
A1=A**AM
DELTA=0.01
ALFA=0.
A2=A1-1.

7 P1P0=1./B.*(3.+5.*A1+5.*SQRTF(A2**2+32./15.*ALFA*A1*FAK/TO))
S1S0=(4.*P1P0+1.)/(P1P0+4.-2.*ALFA*FAK/TO)
T1=TO/(1.+ALFA)*P1P0/S1S0
EXPO=FAK/T1
IF(EXPO=83.)11,12,12
12 EXPO=83.
11 FALFA=1./SQRTF((1.+1.02E3*PN*P1P0*EXPF(-EXPO))/(2.+EXPF(-FAK/
T1)))/T1**2.5)
FALFA1=FALFA-ALFA

IF(ALFA=1.E-9) 6,6,3
3 IF(FALFA1*FALFA2) 4,5,6

4 L=L+1
IF(L=10) 9,5,5

9 ALFA=ALFA-DELTA
DELTA=DELTA/2.
ALFA=ALFA+DELTA
GO TO 7

6 FALFA2=FALFA1
ALFA=ALFA+DELTA
GO TO 7

5 U1=SQRTF(6.244E8*S1S0*(P1P0-1.)/(S1S0-1.))-SQRTF(6.244E8*(P1P0-
1.)/S1S0/(S1S0-1.))
AN1F=3.2915E16*ALFA*S1S0*PN
AN1A=(1.-ALFA)*AN1E/ALFA
SIGMA=4.167E-4*AN1F/(SQRTF(T1)*(1.5F-10*AN1A+2.78*AN1E/T1)**2
*LOGF(600.*T1/AN1E**2(1./3.)))

WRITE OUTPUT TAPE 3,103,AM,ALFA,P1P0,S1S0,T1,U1,AN1E,AN1A,SIGMA

AM=AM+DELTAM
1 CONTINUE
GO TO 10

C FORMATE
C =====
101 FORMAT(6E12.4)
102 FORMAT(1H1,50X,26HSTOSSWELLENPLASMA IN ARGON/,
1 51X,26H*****//,
2 32X,4HP0 =F6.2,5H TORR,17X,20HTO = 296 GRAD-KELVIN/)
103 FORMAT(10E13.4)
500 FORMAT(30X,6HRHOO =E12.4,6H G/CCM,10X,4HNO =E12.4,13H TEILCHEN/CCM
1//)
501 FORMAT(3X,1HM,17X,4HALFA,7X,5HP1/P0,5X,9HRHOO1/RHOO,9X,2HT1,10X,2HU
11,10X,3HNI1,9X,3HNI1A,9X,5HSIGMA//)

END(1,0,0,0,0,0,1,0,0,1,0,0,0,0,0)

```

STOSSWELLENPLASMA IN ARGON  
 \*\*\*\*\*

PO = 0.10 TORR  
 RHOO = 0.2177E-06 G/CCM  
 TO = 296 GRAD-KELVIN  
 NO = 0.5222E-29 TEILCHEN/CCM

M	ALFA	PL/PO	RH01/RH00	TI	U1	N1E	N1A	SIGMA
0.500E 01	0.1953E-04	0.310E 02	0.3574E 01	0.2568E 04	0.1162E 06	0.2291E 12	0.1173E 17	0.8214E 00
0.550E 01	0.1953E-04	0.3757E 02	0.3641E 01	0.3054E 04	0.1287E 06	0.2334E 12	0.1195E 17	0.8041E 00
0.600E 01	0.1953E-04	0.4476E 02	0.3694E 01	0.3586E 04	0.1412E 06	0.2368E 12	0.1212E 17	0.7779E 00
0.650E 01	0.1953E-04	0.5257E 02	0.3736E 01	0.4165E 04	0.1536E 06	0.2395E 12	0.1226E 17	0.7473E 00
0.700E 01	0.1953E-04	0.6101E 02	0.3771E 01	0.4789E 04	0.1659E 06	0.2417E 12	0.1237E 17	0.7148E 00
0.750E 01	0.5859E-04	0.7009E 02	0.3801E 01	0.5457E 04	0.1783E 06	0.2309E 12	0.1247E 17	0.6820E 01
0.800E 01	0.3906E-03	0.7991E 02	0.3843E 01	0.6152E 04	0.1909E 06	0.4926E 13	0.1261E 17	0.6820E 01
0.850E 01	0.1738E-02	0.9078E 02	0.3930E 01	0.6825E 04	0.2044E 06	0.2242E 14	0.1288E 17	0.1316E 02
0.900E 01	0.5117E-02	0.1031E 03	0.4101E 01	0.7402E 04	0.2195E 06	0.6886E 14	0.1339E 17	0.1815E 02
0.950E 01	0.1070E-01	0.1168E 03	0.4350E 01	0.7867E 04	0.2360E 06	0.1528E 15	0.1412E 17	0.2184E 02
0.1000E 02	0.1809E-01	0.1318E 03	0.4651E 01	0.8241E 04	0.2532E 06	0.2760E 15	0.1499E 17	0.2476E 02
0.1050E 02	0.2684E-01	0.1479E 03	0.4984E 01	0.8553E 04	0.2708E 06	0.4389E 15	0.1592E 17	0.2722E 02
0.1100E 02	0.3664E-01	0.1649E 03	0.5335E 01	0.8824E 04	0.2883E 06	0.6414E 15	0.1686E 17	0.2939E 02
0.1150E 02	0.4736E-01	0.1827E 03	0.5697E 01	0.9085E 04	0.3059E 06	0.8854E 15	0.1781E 17	0.3136E 02
0.1200E 02	0.5891E-01	0.2014E 03	0.6066E 01	0.9283E 04	0.3233E 06	0.1173E 16	0.1873E 17	0.3317E 02
0.1250E 02	0.7117E-01	0.2210E 03	0.6438E 01	0.9484E 04	0.3406E 06	0.1504E 16	0.1962E 17	0.3488E 02
0.1300E 02	0.8414E-01	0.2413E 03	0.6812E 01	0.9672E 04	0.3578E 06	0.1881E 16	0.2047E 17	0.3651E 02
0.1350E 02	0.9777E-01	0.2625E 03	0.7186E 01	0.9849E 04	0.3749E 06	0.2306E 16	0.2128E 17	0.3806E 02
0.1400E 02	0.1120E-00	0.2844E 03	0.7558E 01	0.1002E 05	0.3919E 06	0.2778E 16	0.2202E 17	0.3957E 02
0.1450E 02	0.1269E-00	0.3072E 03	0.7928E 01	0.1018E 05	0.4088E 06	0.3302E 16	0.2271E 17	0.4102E 02
0.1500E 02	0.1424E-00	0.3308E 03	0.8295E 01	0.1033E 05	0.4256E 06	0.3877E 16	0.2334E 17	0.4243E 02
0.1550E 02	0.1586E-00	0.3552E 03	0.8659E 01	0.1048E 05	0.4423E 06	0.4505E 16	0.2391E 17	0.4381E 02
0.1600E 02	0.1753E-00	0.3804E 03	0.9018E 01	0.1062E 05	0.4589E 06	0.5187E 16	0.2441E 17	0.4515E 02
0.1650E 02	0.1926E-00	0.4063E 03	0.9372E 01	0.1076E 05	0.4755E 06	0.5922E 16	0.2483E 17	0.4647E 02
0.1700E 02	0.2104E-00	0.4331E 03	0.9720E 01	0.1090E 05	0.4920E 06	0.6712E 16	0.2518E 17	0.4776E 02
0.1750E 02	0.2289E-00	0.4607E 03	0.1006E 02	0.1103E 05	0.5084E 06	0.7557E 16	0.2566E 17	0.4904E 02
0.1800E 02	0.2479E-00	0.4891E 03	0.1040E 02	0.1116E 05	0.5248E 06	0.8459E 16	0.2546E 17	0.5029E 02
0.1850E 02	0.2675E-00	0.5182E 03	0.1073E 02	0.1128E 05	0.5412E 06	0.9415E 16	0.2579E 17	0.5152E 02
0.1900E 02	0.2876E-00	0.5482E 03	0.1105E 02	0.1140E 05	0.5575E 06	0.1043E 17	0.2583E 17	0.5274E 02
0.1950E 02	0.3083F-00	0.5790E 03	0.1137E 02	0.1153E 05	0.5737E 06	0.1150E 17	0.2580E 17	0.5394E 02
0.2000E 02	0.3296E-00	0.6106E 03	0.1167E 02	0.1164F 05	0.5899E 06	0.1263E 17	0.2568E 17	0.5513E 02
0.2050E 02	0.3514E-00	0.6429E 03	0.1197E 02	0.1176E 05	0.6061E 06	0.1381E 17	0.2549E 17	0.5630E 02
0.2100E 02	0.3737E-00	0.6761E 03	0.1227E 02	0.1187E 05	0.6222E 06	0.1505E 17	0.2521E 17	0.5746E 02
0.2150E 02	0.3966E-00	0.7100E 03	0.1255E 02	0.1199E 05	0.6383E 06	0.1634E 17	0.2486E 17	0.5861E 02
0.2200E 02	0.4201E-00	0.7448E 03	0.1283E 02	0.1210E 05	0.6544E 06	0.1769E 17	0.2442E 17	0.5975E 02
0.2250E 02	0.4441E-00	0.7804E 03	0.1310E 02	0.1221E 05	0.6704E 06	0.1909E 17	0.2391E 17	0.6088F 02
0.2300E 02	0.4686E-00	0.8167E 03	0.1337E 02	0.1231E 05	0.6865E 06	0.2055E 17	0.2331E 17	0.6199E 02
0.2350E 02	0.4937E-00	0.8539E 03	0.1362E 02	0.1242E 05	0.7024E 06	0.2207E 17	0.2263E 17	0.6310E 02
0.2400E 02	0.5193E-00	0.8919E 03	0.1387E 02	0.1253E 05	0.7184E 06	0.2364E 17	0.2188E 17	0.6420E 02
0.2450E 02	0.5454E 00	0.9305E 03	0.1411E 02	0.1263E 05	0.7343E 06	0.2525E 17	0.2105E 17	0.6529E 02
0.2500E 02	0.5721E 00	0.9700E 03	0.1434E 02	0.1273E 05	0.7503E 06	0.2693E 17	0.2014E 17	0.6638E 02

STOSSWELLENPLASMA IN ARGON  
\*\*\*\*\*

PO = 0.50 TORR  
RH00 = 0.1089E-05 G/CCM  
TO = 296 GRAD-KELVIN  
NO = 0.5024E 12 TFI LCHFN/CCM

M	ALFA	PI/PO	RHO1/RHO0	TI	UI	NIE	NIA	SIGMA
0.5000E 01	0.1953E-04	0.3101E 02	0.3574E 01	0.2568E 04	0.1162E 06	0.1145E 13	0.5864E 17	0.8404E 00
0.5500E 01	0.1953E-04	0.3757E 02	0.3641E 01	0.3054E 04	0.1287E 06	0.1167E 13	0.5974E 17	0.8180E 00
0.6000E 01	0.1953E-04	0.4476E 02	0.3694E 01	0.3586E 04	0.1412E 06	0.1184E 13	0.6061E 17	0.7981E 00
0.6500E 01	0.1953E-04	0.5257E 02	0.3736E 01	0.4165E 04	0.1536E 06	0.1197E 13	0.6130E 17	0.7548E 00
0.7000E 01	0.1953E-04	0.6101E 02	0.3771E 01	0.4789E 04	0.1659E 06	0.1208E 13	0.6187E 17	0.7204E 00
0.7500E 01	0.3906E-04	0.7008E 02	0.3800E 01	0.5459E 04	0.1783E 06	0.2435E 13	0.6235E 17	0.1296E 01
0.8000E 01	0.1758E-03	0.7982E 02	0.3831E 01	0.6167E 04	0.1907E 06	0.1105E 14	0.6284E 17	0.4325E 01
0.8500E 01	0.8789E-03	0.9043E 02	0.3886E 01	0.6882E 04	0.2036E 06	0.5603E 14	0.6370E 17	0.1128E 02
0.9000E 01	0.2988E-02	0.1022E 03	0.3997E 01	0.7548E 04	0.2177E 06	0.1960E 15	0.6539E 17	0.1826E 02
0.9500E 01	0.7129E-02	0.1154E 03	0.4181E 01	0.8115E 04	0.2332E 06	0.4891E 15	0.6812E 17	0.2372E 02
0.1000E 02	0.1326E-01	0.1300E 03	0.4427E 01	0.8580E 04	0.2497E 06	0.9632E 15	0.7167E 17	0.2803E 02
0.1050E 02	0.2100E-01	0.1458E 03	0.4712E 01	0.8967E 04	0.2668E 06	0.1623E 16	0.7569E 17	0.3161E 02
0.1100E 02	0.2996E-01	0.1625E 03	0.5021E 01	0.9301E 04	0.2842E 06	0.2468E 16	0.7991E 17	0.3473E 02
0.1150E 02	0.3996E-01	0.1802E 03	0.5345E 01	0.9595E 04	0.3016E 06	0.3504E 16	0.8419E 17	0.3753E 02
0.1200E 02	0.5034E-01	0.1987E 03	0.5677E 01	0.9861E 04	0.3189E 06	0.4735E 16	0.8841E 17	0.4010E 02
0.1250E 02	0.6252E-01	0.2181E 03	0.6014E 01	0.1033E 05	0.3334E 06	0.7811E 16	0.9251E 17	0.4251E 02
0.1300E 02	0.7492E-01	0.2383E 03	0.6594E 01	0.1054E 05	0.3704E 06	0.9666E 16	0.9644E 17	0.4480E 02
0.1350E 02	0.8801E-01	0.2594E 03	0.6694E 01	0.1074E 05	0.3874E 06	0.1174E 17	0.1037E 18	0.4909E 02
0.1400E 02	0.1018E-00	0.2812E 03	0.7033E 01	0.1092E 05	0.4043E 06	0.1404E 17	0.1069E 18	0.5113E 02
0.1450E 02	0.1161E-00	0.3039E 03	0.7370E 01	0.1112E 05	0.4211E 06	0.1658E 17	0.1098E 18	0.5311E 02
0.1500E 02	0.1311E-00	0.3273E 03	0.7705E 01	0.1129E 05	0.4378E 06	0.1935E 17	0.1125E 18	0.5504E 02
0.1550E 02	0.1467E-00	0.3516E 03	0.8036E 01	0.1147E 05	0.4544E 06	0.2235E 17	0.1148E 18	0.5694E 02
0.1600E 02	0.1629E-00	0.3766E 03	0.8361E 01	0.1163E 05	0.4710E 06	0.2560E 17	0.1169E 18	0.5879E 02
0.1650E 02	0.1797E-00	0.4025E 03	0.8683E 01	0.1179E 05	0.4875E 06	0.2909E 17	0.1186E 18	0.6062E 02
0.1700E 02	0.1970E-00	0.4291E 03	0.9000E 01	0.1195E 05	0.5039E 06	0.3283E 17	0.1199E 18	0.6241E 02
0.1750E 02	0.2149E-00	0.4566E 03	0.9310E 01	0.1210E 05	0.5203E 06	0.3682E 17	0.1209E 18	0.6418E 02
0.1800E 02	0.2334E-00	0.4848E 03	0.9615E 01	0.1225E 05	0.5366E 06	0.4106E 17	0.1216E 18	0.6593E 02
0.1850E 02	0.2524E-00	0.5139E 03	0.9914E 01	0.1225E 05	0.5529E 06	0.4555E 17	0.1219E 18	0.6765E 02
0.1900E 02	0.2720E-00	0.5437E 03	0.1021E 02	0.1240E 05	0.5691E 06	0.5029E 17	0.1218E 18	0.6935E 02
0.1950E 02	0.2921E-00	0.5743E 03	0.1049E 02	0.1254E 05	0.5853E 06	0.5528E 17	0.1214E 18	0.7103E 02
0.2000E 02	0.3128E-00	0.6058E 03	0.1077E 02	0.1268E 05	0.6014E 06	0.6051E 17	0.1206E 18	0.7271E 02
0.2050E 02	0.3340E-00	0.6380E 03	0.1104E 02	0.1282E 05	0.6175E 06	0.6600E 17	0.1195E 18	0.7435E 02
0.2100E 02	0.3559E-00	0.6710E 03	0.1131E 02	0.1296E 05	0.6336E 06	0.7173E 17	0.1180E 18	0.7599E 02
0.2150E 02	0.3781E-00	0.7043E 03	0.1156E 02	0.1309E 05	0.6496E 06	0.7770E 17	0.1161E 18	0.7762E 02
0.2200E 02	0.4009E-00	0.7394E 03	0.1181E 02	0.1322E 05	0.6646E 06	0.8392E 17	0.1139E 18	0.7922E 02
0.2250E 02	0.4242E-00	0.7748E 03	0.1206E 02	0.1336E 05	0.6656E 06	0.9038E 17	0.1113E 18	0.8082E 02
0.2300E 02	0.4481E-00	0.8109E 03	0.1229E 02	0.1348E 05	0.6916E 06	0.9706E 17	0.1084E 18	0.8241E 02
0.2350E 02	0.4724E-00	0.8479E 03	0.1252E 02	0.1361E 05	0.6976E 06	0.1040E 18	0.1051E 18	0.8398E 02
0.2400E 02	0.4973E-00	0.8857E 03	0.1274E 02	0.1374E 05	0.7135E 06	0.1112E 18	0.1015E 18	0.8554E 02
0.2450E 02	0.5228E 00	0.9242E 03	0.1296E 02	0.1386E 05	0.7294E 06	0.1185E 18	0.9750E 17	0.8709E 02
0.2500E 02	0.5487E 00	0.9636E 03	0.1317E 02	0.1399E 05	0.7452E 06	0.1185E 18	0.9750E 17	0.8709E 02



STOSSWELLENPLASMA IN ARGON  
\*\*\*\*\*

PO = 1.00 TORR TO = 296 GRAD-KELVIN  
RH00 = 0.2177E-05 G/CC4 NO = 0.6034E 12 TEILCHEN/CCM

N	ALFA	PI/PO	RH01/RH00	T1	UI	NIE	NLA	SIGMA
0.500E 01	0.1953E-04	0.3101E 02	0.3574E 01	0.2568E 04	0.1162E 06	0.2291E 13	0.1173E 18	0.8489E 00
0.550E 01	0.1953E-04	0.3757E 02	0.3641E 01	0.3054E 04	0.1287E 06	0.2334E 13	0.1195E 18	0.8242E 00
0.600E 01	0.1953E-04	0.4476E 02	0.3694E 01	0.3586E 04	0.1412E 06	0.2368E 13	0.1212E 18	0.7926E 00
0.650E 01	0.1953E-04	0.5257E 02	0.3736E 01	0.4165E 04	0.1536E 06	0.2395E 13	0.1226E 18	0.7580E 00
0.700E 01	0.1953E-04	0.6101E 02	0.3771E 01	0.4799E 04	0.1659E 06	0.2417E 13	0.1237E 18	0.7228E 00
0.750E 01	0.1953E-04	0.7007E 02	0.3799E 01	0.5466E 04	0.1783E 06	0.2435E 13	0.1247E 18	0.6884E 00
0.800E 01	0.1367E-03	0.7981E 02	0.3829E 01	0.6169E 04	0.1907E 06	0.1718E 14	0.1256E 18	0.3634E 01
0.850E 01	0.6445E-03	0.9033E 02	0.3874E 01	0.6898E 04	0.2034E 06	0.8193E 14	0.1270E 18	0.1006E 02
0.900E 01	0.2305E-02	0.1019E 03	0.3964E 01	0.7594E 04	0.2171E 06	0.2998E 15	0.1298E 18	0.1782E 02
0.950E 01	0.5820E-02	0.1149E 03	0.4122E 01	0.8205E 04	0.2321E 06	0.7873E 15	0.1345E 18	0.2424E 02
0.100E 02	0.1133E-01	0.1293E 03	0.4341E 01	0.8716E 04	0.2483E 06	0.1614E 16	0.1408E 18	0.2935E 02
0.105E 02	0.1854E-01	0.1448E 03	0.4604E 01	0.9142E 04	0.2652E 06	0.2800E 16	0.1483E 18	0.3359E 02
0.110E 02	0.2707E-01	0.1615E 03	0.4894E 01	0.9508E 04	0.2823E 06	0.4347E 16	0.1562E 18	0.3726E 02
0.115E 02	0.3670E-01	0.1790E 03	0.5200E 01	0.9830E 04	0.2996E 06	0.6263E 16	0.1644E 18	0.4055E 02
0.120E 02	0.4725E-01	0.1975E 03	0.5516E 01	0.1012E 05	0.3169E 06	0.8552E 16	0.1725E 18	0.4337E 02
0.125E 02	0.5861E-01	0.2168E 03	0.5838E 01	0.1038E 05	0.3342E 06	0.1123E 17	0.1803E 18	0.4639E 02
0.130E 02	0.7072E-01	0.2370E 03	0.6162E 01	0.1066E 05	0.3513E 06	0.1430E 17	0.1879E 18	0.4906E 02
0.135E 02	0.8355E-01	0.2579E 03	0.6488E 01	0.1086E 05	0.3684E 06	0.1779E 17	0.1951E 18	0.5161E 02
0.140E 02	0.9703E-01	0.2797E 03	0.6812E 01	0.1108E 05	0.3853E 06	0.2169E 17	0.2018E 18	0.5407E 02
0.145E 02	0.1112E-00	0.3023E 03	0.7135E 01	0.1129E 05	0.4022E 06	0.2602E 17	0.2081E 18	0.5645E 02
0.150E 02	0.1259E-00	0.3257E 03	0.7455E 01	0.1149E 05	0.4190E 06	0.3080E 17	0.2138E 18	0.5876E 02
0.155E 02	0.1412E-00	0.3499E 03	0.7772E 01	0.1168E 05	0.4357E 06	0.3603E 17	0.2190E 18	0.6102E 02
0.160E 02	0.1572E-00	0.3749E 03	0.8085E 01	0.1186E 05	0.4523E 06	0.4170E 17	0.2236E 18	0.6323E 02
0.165E 02	0.1737E-00	0.4007E 03	0.8393E 01	0.1204E 05	0.4689E 06	0.4783E 17	0.2276E 18	0.6540E 02
0.170E 02	0.1908E-00	0.4273E 03	0.8695E 01	0.1221E 05	0.4853E 06	0.5444E 17	0.2309E 18	0.6753E 02
0.175E 02	0.2084E-00	0.4547E 03	0.8993E 01	0.1238E 05	0.5018E 06	0.6151E 17	0.2336E 18	0.6963E 02
0.180E 02	0.2266E-00	0.4828E 03	0.9284E 01	0.1255E 05	0.5181E 06	0.6905E 17	0.2356E 18	0.7170E 02
0.185E 02	0.2454E-00	0.5118E 03	0.9570E 01	0.1271E 05	0.5344E 06	0.7707E 17	0.2370E 18	0.7374E 02
0.190E 02	0.2647E-00	0.5416E 03	0.9849E 01	0.1287E 05	0.5507E 06	0.8555E 17	0.2376E 18	0.7577E 02
0.195E 02	0.2846E-00	0.5721E 03	0.1012E 02	0.1303E 05	0.5669E 06	0.9451E 17	0.2376E 18	0.7777E 02
0.200E 02	0.3049E-00	0.6035E 03	0.1039E 02	0.1318E 05	0.5831E 06	0.1039E 18	0.2369E 18	0.7974E 02
0.205E 02	0.3259E-00	0.6356E 03	0.1065E 02	0.1333E 05	0.5992E 06	0.1138E 18	0.2355E 18	0.8170E 02
0.210E 02	0.3473E-00	0.6686E 03	0.1090E 02	0.1348E 05	0.6153E 06	0.1242E 18	0.2334E 18	0.8363E 02
0.215E 02	0.3693E-00	0.7023E 03	0.1114E 02	0.1362E 05	0.6313E 06	0.1351E 18	0.2307E 18	0.8556E 02
0.220E 02	0.3918E-00	0.7368E 03	0.1138E 02	0.1377E 05	0.6474E 06	0.1464E 18	0.2272E 18	0.8747E 02
0.225E 02	0.4148E-00	0.7721E 03	0.1162E 02	0.1391E 05	0.6633E 06	0.1581E 19	0.2230E 18	0.8936E 02
0.230E 02	0.4384E-00	0.8082E 03	0.1184E 02	0.1405E 05	0.6793E 06	0.1703E 18	0.2182E 18	0.9124E 02
0.235E 02	0.4624E-00	0.8451E 03	0.1206E 02	0.1419E 05	0.6952E 06	0.1829E 18	0.2127E 18	0.9311E 02
0.240E 02	0.4870E-00	0.8827E 03	0.1227E 02	0.1432E 05	0.7111E 06	0.1960E 18	0.2065E 18	0.9496E 02
0.245E 02	0.5121E-00	0.9212E 03	0.1247E 02	0.1446E 05	0.7270E 06	0.2096E 18	0.1997E 18	0.9680E 02
0.250E 02	0.5376E 00	0.9605E 03	0.1267E 02	0.1459E 05	0.7428E 06	0.2235E 18	0.1922E 18	0.9863E 02



STOSSWELLENPLASMA IN ARGON  
\*\*\*\*\*

PO = 2.00 TORR  
RHOO = 0.4354E-05 G/CCM  
TO = 296 GRAD-KELVIN  
NO = 0.6034E 12 TEILCHEN/CCM

M	ALFA	PI/PO	RHO1/RHOO	TI	UI	NIE	NIA	SIGMA
0.500E 01	0.1953E-04	0.3101E 02	0.3574E 01	0.2568E 04	0.1162E 06	0.4581E 13	0.2346E 18	0.8575E 00
0.550E 01	0.1953E-04	0.3757E 02	0.3641E 01	0.3054E 04	0.1287E 06	0.4668E 13	0.2390E 18	0.8304E 00
0.600E 01	0.1953E-04	0.4476E 02	0.3694E 01	0.3586E 04	0.1412E 06	0.4735E 13	0.2424E 18	0.7972E 00
0.650E 01	0.1953E-04	0.5257E 02	0.3736E 01	0.4165E 04	0.1536E 06	0.4789E 13	0.2452E 18	0.7614E 00
0.700E 01	0.1953E-04	0.6101E 02	0.3771E 01	0.4789E 04	0.1659E 06	0.4833E 13	0.2475E 18	0.7253E 00
0.750E 01	0.1953E-04	0.7007E 02	0.3799E 01	0.5460E 04	0.1783E 06	0.4869E 13	0.2493E 18	0.6902E 00
0.800E 01	0.9766E-04	0.7979E 02	0.3826E 01	0.6172E 04	0.1906E 06	0.2452E 14	0.2511E 18	0.2807E 01
0.850E 01	0.4687E-03	0.9026E 02	0.3864E 01	0.6910E 04	0.2032E 06	0.1189E 15	0.2535E 18	0.8672E 01
0.900E 01	0.1738E-02	0.1017E 03	0.3938E 01	0.7633E 04	0.2166E 06	0.4492E 15	0.2580E 18	0.1695E 02
0.950E 01	0.4648E-02	0.1145E 03	0.4070E 01	0.8286E 04	0.2312E 06	0.1242E 16	0.2659E 18	0.2443E 02
0.100E 02	0.9512E-02	0.1286E 03	0.4263E 01	0.8843E 04	0.2469E 06	0.2661E 16	0.2771E 18	0.3052E 02
0.105E 02	0.1613E-01	0.1439E 03	0.4502E 01	0.9313E 04	0.2635E 06	0.4767E 16	0.2907E 18	0.3556E 02
0.110E 02	0.2418E-01	0.1604E 03	0.4772E 01	0.9715E 04	0.2805E 06	0.7572E 16	0.3056E 18	0.3991E 02
0.115E 02	0.3340E-01	0.1779E 03	0.5060E 01	0.1007E 05	0.2977E 06	0.1109E 17	0.3210E 18	0.4380E 02
0.120E 02	0.4357E-01	0.1962E 03	0.5359E 01	0.1038E 05	0.3149E 06	0.1533E 17	0.3364E 18	0.4735E 02
0.125E 02	0.5461E-01	0.2154E 03	0.5665E 01	0.1067E 05	0.3321E 06	0.2030E 17	0.3515E 18	0.5067E 02
0.130E 02	0.6641E-01	0.2355E 03	0.5974E 01	0.1094E 05	0.3492E 06	0.2604E 17	0.3661E 18	0.5381E 02
0.135E 02	0.7895E-01	0.2564E 03	0.6286E 01	0.1119E 05	0.3662E 06	0.3257E 17	0.3800E 18	0.5680E 02
0.140E 02	0.9213E-01	0.2781E 03	0.6595E 01	0.1143E 05	0.3832E 06	0.3988E 17	0.3930E 18	0.5969E 02
0.145E 02	0.1060E-00	0.3007E 03	0.6904E 01	0.1166E 05	0.4000E 06	0.4802E 17	0.4051E 18	0.6248E 02
0.150E 02	0.1204E-00	0.3240E 03	0.7210E 01	0.1187E 05	0.4168E 06	0.5700E 17	0.4162E 18	0.6519E 02
0.155E 02	0.1355E-00	0.3481E 03	0.7513E 01	0.1208E 05	0.4335E 06	0.6681E 17	0.4262E 18	0.6785E 02
0.160E 02	0.1512E-00	0.3730E 03	0.7812E 01	0.1228E 05	0.4501E 06	0.7750E 17	0.4352E 18	0.7044E 02
0.165E 02	0.1674E-00	0.3988E 03	0.8106E 01	0.1247E 05	0.4666E 06	0.8907E 17	0.4430E 18	0.7299E 02
0.170E 02	0.1842E-00	0.4253E 03	0.8395E 01	0.1266E 05	0.4831E 06	0.1015E 18	0.4495E 18	0.7550E 02
0.175E 02	0.2016E-00	0.4526E 03	0.8680E 01	0.1285E 05	0.4995E 06	0.1148E 18	0.4548E 18	0.7797E 02
0.180E 02	0.2195E-00	0.4807E 03	0.8958E 01	0.1303E 05	0.5158E 06	0.1290E 16	0.4588E 18	0.8041E 02
0.185E 02	0.2380E-00	0.5096E 03	0.9230E 01	0.1320E 05	0.5321E 06	0.1442E 18	0.4616E 18	0.8282E 02
0.190E 02	0.2570E-00	0.5393E 03	0.9497E 01	0.1337E 05	0.5484E 06	0.1602E 18	0.4631E 18	0.8519E 02
0.195E 02	0.2765E-00	0.5698E 03	0.9756E 01	0.1354E 05	0.5646E 06	0.1771E 18	0.4632E 18	0.8756E 02
0.200E 02	0.2966E-00	0.6011E 03	0.1001E 02	0.1371E 05	0.5807E 06	0.1949E 18	0.4621E 18	0.8988E 02
0.205E 02	0.3172E-00	0.6331E 03	0.1026E 02	0.1387E 05	0.5968E 06	0.2136E 18	0.4596E 18	0.9220E 02
0.210E 02	0.3384E-00	0.6660E 03	0.1050E 02	0.1403E 05	0.6129E 06	0.2331E 18	0.4558E 18	0.9449E 02
0.215E 02	0.3600E-00	0.6996E 03	0.1073E 02	0.1419E 05	0.6289E 06	0.2535E 18	0.4507E 18	0.9677E 02
0.220E 02	0.3822E-00	0.7340E 03	0.1096E 02	0.1435E 05	0.6449E 06	0.2748E 18	0.4443E 18	0.9902E 02
0.225E 02	0.4049E-00	0.7693E 03	0.1118E 02	0.1450E 05	0.6609E 06	0.2970E 18	0.4366E 18	0.1013E 03
0.230E 02	0.4281E-00	0.8053E 03	0.1139E 02	0.1465E 05	0.6768E 06	0.3200E 18	0.4276E 18	0.1035E 03
0.235E 02	0.4518E-00	0.8421E 03	0.1160E 02	0.1480E 05	0.6927E 06	0.3439E 18	0.4173E 18	0.1057E 03
0.240E 02	0.4760E-00	0.8796E 03	0.1180E 02	0.1495E 05	0.7086E 06	0.3685E 18	0.4057E 18	0.1079E 03
0.245E 02	0.5007E 00	0.9180E 03	0.1199E 02	0.1510E 05	0.7244E 06	0.3940E 18	0.3930E 18	0.1101E 03
0.250E 02	0.5259E 00	0.9571E 03	0.1218E 02	0.1525E 05	0.7403E 06	0.4203E 18	0.3790E 18	0.1123E 03

STOSSWELLENPLASMA IN ARGON  
\*\*\*\*\*

PO = 5.00 TORR  
RH00 = 0.1089E-04 G/CCM  
TO = 296 GRAD-KELVIN  
NO = 0.1386F 32 TEILCHEN/CCM

M	ALFA	PI/PO	RHDI/RH00	TI	UI	NIE	NIA	SIGMA
0.5000E 01	0.1953E-04	0.3101E 02	0.3574E 01	0.2568E 04	0.1162E 06	0.1145E 14	0.5864E 18	0.8692E 00
0.5500E 01	0.1953E-04	0.3757E 02	0.3641E 01	0.3054E 04	0.1287E 06	0.1167E 14	0.5974E 18	0.8388E 00
0.6000E 01	0.1953E-04	0.4476E 02	0.3694E 01	0.3586E 04	0.1412E 06	0.1184E 14	0.6061E 18	0.8032E 00
0.6500E 01	0.1953E-04	0.5257E 02	0.3736E 01	0.4165E 04	0.1536E 06	0.1197E 14	0.6130E 18	0.7658E 00
0.7000E 01	0.1953E-04	0.6101E 02	0.3771E 01	0.4789E 04	0.1659E 06	0.1208E 14	0.6187E 18	0.7285E 00
0.7500E 01	0.1953E-04	0.7007E 02	0.3799E 01	0.5460E 04	0.1783E 06	0.1217E 14	0.6233E 18	0.6926E 00
0.8000E 01	0.5859E-04	0.7977E 02	0.3824E 01	0.6174E 04	0.1906E 06	0.3677E 14	0.6274E 18	0.1826E 01
0.8500E 01	0.3125E-03	0.9019E 02	0.3856E 01	0.6920E 04	0.2031E 06	0.1977E 15	0.6326E 18	0.6885E 01
0.9000E 01	0.1172E-02	0.1015E 03	0.3911E 01	0.7671E 04	0.2161E 06	0.7520E 15	0.6410E 18	0.1519E 02
0.9500E 01	0.3359E-02	0.1139E 03	0.4013E 01	0.8375E 04	0.2301E 06	0.2212E 16	0.6563E 18	0.2406E 02
0.1000E 02	0.7344E-02	0.1277E 03	0.4172E 01	0.8995E 04	0.2453E 06	0.9027E 16	0.6795E 18	0.3165E 02
0.1050E 02	0.1312E-01	0.1428E 03	0.4379E 01	0.9526E 04	0.2614E 06	0.5403E 16	0.7091E 18	0.3802E 02
0.1100E 02	0.2045E-01	0.1590E 03	0.4621E 01	0.9983E 04	0.2781E 06	0.1550E 17	0.7426E 18	0.4350E 02
0.1150E 02	0.2902E-01	0.1763E 03	0.4884E 01	0.1038E 05	0.2950E 06	0.2326E 17	0.7780E 18	0.4838E 02
0.1200E 02	0.3865E-01	0.1945E 03	0.5160E 01	0.1074E 05	0.3121E 06	0.3272E 17	0.8139E 18	0.5284E 02
0.1250E 02	0.4918E-01	0.2136E 03	0.5444E 01	0.1107E 05	0.3292E 06	0.4393E 17	0.8493E 18	0.5699E 02
0.1300E 02	0.6053E-01	0.2335E 03	0.5733E 01	0.1137E 05	0.3462E 06	0.5694E 17	0.8838E 18	0.6090E 02
0.1400E 02	0.8539E-01	0.2759E 03	0.6315E 01	0.1192E 05	0.3801E 06	0.8848E 17	0.9477E 18	0.6823E 02
0.1450E 02	0.5883E-01	0.2984E 03	0.6605E 01	0.1217E 05	0.3969E 06	0.1071E 18	0.9767E 18	0.7171E 02
0.1500E 02	0.1129E-00	0.3216E 03	0.6893E 01	0.1241E 05	0.4137E 06	0.1277E 18	0.1003E 19	0.7510E 02
0.1550E 02	0.1276E-00	0.3456E 03	0.7177E 01	0.1264E 05	0.4304E 06	0.1502E 18	0.1027E 19	0.7841E 02
0.1600E 02	0.1428E-00	0.3705E 03	0.7458E 01	0.1287E 05	0.4469E 06	0.1747E 18	0.1049E 19	0.8166E 02
0.1650E 02	0.1587E-00	0.3961E 03	0.7734E 01	0.1308E 05	0.4635E 06	0.2013E 18	0.1068E 19	0.8485E 02
0.1700E 02	0.1751E-00	0.4225E 03	0.8006E 01	0.1329E 05	0.4799E 06	0.2299E 18	0.1084E 19	0.8798E 02
0.1750E 02	0.1920E-00	0.4497E 03	0.8273E 01	0.1350E 05	0.4963E 06	0.2606E 18	0.1097E 19	0.9107E 02
0.1800E 02	0.2095E-00	0.4777E 03	0.8533E 01	0.1370E 05	0.5126E 06	0.2934E 18	0.1107E 19	0.9413E 02
0.1850E 02	0.2276E-00	0.5065E 03	0.8788E 01	0.1390E 05	0.5289E 06	0.3282E 18	0.1114E 19	0.9715E 02
0.1900E 02	0.2462E-00	0.5361E 03	0.9038E 01	0.1409E 05	0.5451E 06	0.3651E 18	0.1118E 19	0.1001E 03
0.1950E 02	0.2653E-00	0.5665E 03	0.9282E 01	0.1428E 05	0.5613E 06	0.4040E 18	0.1119E 19	0.1031E 03
0.2000E 02	0.2849E-00	0.5976E 03	0.9518E 01	0.1446E 05	0.5774E 06	0.4450E 18	0.1117E 19	0.1060E 03
0.2050E 02	0.3051E-00	0.6296E 03	0.9749E 01	0.1465E 05	0.5935E 06	0.4880E 18	0.1112E 19	0.1089E 03
0.2100E 02	0.3258E-00	0.6623E 03	0.9974E 01	0.1483E 05	0.6095E 06	0.5331E 18	0.1103E 19	0.1118E 03
0.2150E 02	0.3469E-00	0.6958E 03	0.1019E 02	0.1500E 05	0.6255E 06	0.5801E 18	0.1092E 19	0.1147E 03
0.2200E 02	0.3686E-00	0.7301E 03	0.1040E 02	0.1518E 05	0.6415E 06	0.6293E 18	0.1078E 19	0.1175E 03
0.2250E 02	0.3908E-00	0.7652E 03	0.1061E 02	0.1535E 05	0.6574E 06	0.6803E 18	0.1060E 19	0.1204E 03
0.2300E 02	0.4135E-00	0.8011E 03	0.1081E 02	0.1552E 05	0.6733E 06	0.7332E 18	0.1040E 19	0.1232E 03
0.2350E 02	0.4367E-00	0.8377E 03	0.1100E 02	0.1569E 05	0.6892E 06	0.7881E 18	0.1017E 19	0.1260E 03
0.2400E 02	0.4604E-00	0.8752E 03	0.1119E 02	0.1586E 05	0.7050E 06	0.8449E 18	0.9974E 18	0.1288E 03
0.2450E 02	0.4845E-00	0.9134E 03	0.1137E 02	0.1602E 05	0.7208E 06	0.9035E 18	0.9612E 18	0.1315E 03
0.2500E 02	0.5092E 00	0.9524E 03	0.1154E 02	0.1619E 05	0.7366E 06	0.9640E 18	0.9292E 18	0.1343E 03

STOSSWELLENPLASMA IN ARGON  
\*\*\*\*\*

PO = 10.00 TORR  
RH00 = 0.2177E-04 G/CCM  
TO = 296 GRAD-KELVIN  
NO = 0.1386E 32 TEILCHEN/CCM

M	ALFA	PI/PO	RH01/RH00	TI	UI	NIE	NIA	SIGMA
0.500E 01	0.1953E-04	0.3101E 02	0.3574E 01	0.2568E 04	0.1162E 06	0.2291E 14	0.1173E 19	0.8782E 00
0.550E 01	0.1953E-04	0.3757E 02	0.3641E 01	0.3054E 04	0.1287E 06	0.2334E 14	0.1195E 19	0.8453E 00
0.600E 01	0.1953E-04	0.4476E 02	0.3694E 01	0.3586E 04	0.1412E 06	0.2368E 14	0.1212E 19	0.8079E 00
0.650E 01	0.1953E-04	0.5257E 02	0.3736E 01	0.4165E 04	0.1536E 06	0.2395E 14	0.1226E 19	0.7692E 00
0.700E 01	0.1953E-04	0.6101E 02	0.3771E 01	0.4789E 04	0.1659E 06	0.2417E 14	0.1237E 19	0.7310E 00
0.750E 01	0.1953E-04	0.7007E 02	0.3799E 01	0.5460E 04	0.1783E 06	0.2435E 14	0.1247E 19	0.6944E 00
0.800E 01	0.5859E-04	0.7977E 02	0.3824E 01	0.6174E 04	0.1906E 06	0.7353E 14	0.1255E 19	0.1837E 01
0.850E 01	0.2344E-03	0.9016E 02	0.3852E 01	0.6926E 04	0.2030E 06	0.2963E 15	0.1264E 19	0.5694E 01
0.900E 01	0.8594E-03	0.1014E 03	0.3897E 01	0.7692E 04	0.2158E 06	0.1099E 16	0.1278E 19	0.1346E 01
0.950E 01	0.2578E-02	0.1136E 03	0.3980E 01	0.8429E 04	0.2295E 06	0.3367E 16	0.1303E 19	0.2319E 02
0.100E 02	0.5918E-02	0.1272E 03	0.4114E 01	0.9095E 04	0.2442E 06	0.7989E 16	0.1342E 19	0.3205E 02
0.1050E 02	0.1102E-01	0.1420E 03	0.4296E 01	0.9676E 04	0.2599E 06	0.1553E 17	0.1394E 19	0.3962E 02
0.110E 02	0.1771E-01	0.1580E 03	0.4514E 01	0.1018E 05	0.2762E 06	0.2624E 17	0.1455E 19	0.4619E 02
0.1150E 02	0.2576E-01	0.1751E 03	0.4758E 01	0.1062E 05	0.2930E 06	0.4022E 17	0.1521E 19	0.5202E 02
0.120E 02	0.3490E-01	0.1932E 03	0.5016E 01	0.1101E 05	0.3099E 06	0.5745E 17	0.1589E 19	0.5734E 02
0.1250E 02	0.4502E-01	0.2121E 03	0.5284E 01	0.1137E 05	0.3269E 06	0.7806E 17	0.1656E 19	0.6228E 02
0.1300E 02	0.5596E-01	0.2320E 03	0.5557E 01	0.1170E 05	0.3439E 06	0.1020E 18	0.1721E 19	0.6694E 02
0.1350E 02	0.6768E-01	0.2527E 03	0.5833E 01	0.1201E 05	0.3608E 06	0.1295E 18	0.1784E 19	0.7139E 02
0.1400E 02	0.8010E-01	0.2742E 03	0.6109E 01	0.1230E 05	0.3777E 06	0.1606E 18	0.1844E 19	0.7567E 02
0.1450E 02	0.9318E-01	0.2965E 03	0.6384E 01	0.1258E 05	0.3945E 06	0.1952E 18	0.1900E 19	0.7982E 02
0.1500E 02	0.1069E-00	0.3197E 03	0.6657E 01	0.1284E 05	0.4112E 06	0.2335E 18	0.1951E 19	0.8385E 02
0.1550E 02	0.1212E-00	0.3436E 03	0.6928E 01	0.1309E 05	0.4278E 06	0.2756E 18	0.1998E 19	0.8780E 02
0.1600E 02	0.1362E-00	0.3684E 03	0.7196E 01	0.1334E 05	0.4444E 06	0.3215E 18	0.2040E 19	0.9166E 02
0.1650E 02	0.1517E-00	0.3939E 03	0.7458E 01	0.1358E 05	0.4609E 06	0.3712E 18	0.2076E 19	0.9547E 02
0.1700E 02	0.1677E-00	0.4202E 03	0.7716E 01	0.1381E 05	0.4773E 06	0.4247E 18	0.2107E 19	0.9921E 02
0.1750E 02	0.1844E-00	0.4474E 03	0.7970E 01	0.1403E 05	0.4937E 06	0.4821E 18	0.2133E 19	0.1029E 03
0.1800E 02	0.2015E-00	0.4753E 03	0.8218E 01	0.1425E 05	0.5100E 06	0.5434E 18	0.2153E 19	0.1066E 03
0.1850E 02	0.2192E-00	0.5040E 03	0.8461E 01	0.1446E 05	0.5263E 06	0.6087E 18	0.2168E 19	0.1102E 03
0.1900E 02	0.2375E-00	0.5335E 03	0.8698E 01	0.1467E 05	0.5425E 06	0.6778E 18	0.2176E 19	0.1137E 03
0.1950E 02	0.2562E-00	0.5638E 03	0.8929E 01	0.1488E 05	0.5586E 06	0.7507E 18	0.2179E 19	0.1173E 03
0.2000E 02	0.2755E-00	0.5948E 03	0.9154E 01	0.1508E 05	0.5747E 06	0.8276E 18	0.2176E 19	0.1208E 03
0.2050E 02	0.2953E-00	0.6267E 03	0.9373E 01	0.1528E 05	0.5908E 06	0.9082E 18	0.2167E 19	0.1243E 03
0.2100E 02	0.3156E-00	0.6593E 03	0.9586E 01	0.1548E 05	0.6068E 06	0.9927E 18	0.2153E 19	0.1277E 03
0.2150E 02	0.3364E-00	0.6927E 03	0.9792E 01	0.1567E 05	0.6227E 06	0.1081E 19	0.2132E 19	0.1312E 03
0.2200E 02	0.3577E-00	0.7269E 03	0.9992E 01	0.1586E 05	0.6387E 06	0.1173E 19	0.2106E 19	0.1346E 03
0.2250E 02	0.3795E-00	0.7619E 03	0.1019E 02	0.1605E 05	0.6546E 06	0.1268E 19	0.2074E 19	0.1380E 03
0.2300E 02	0.4017E-00	0.7977E 03	0.1037E 02	0.1624E 05	0.6704E 06	0.1368E 19	0.2037E 19	0.1414E 03
0.2350E 02	0.4245E-00	0.8342E 03	0.1056E 02	0.1642E 05	0.6863E 06	0.147CE 19	0.1993E 19	0.1448E 03
0.2400E 02	0.4477E-00	0.8715E 03	0.1073E 02	0.1661E 05	0.7021E 06	0.1577E 19	0.1945E 19	0.1481E 03
0.2450E 02	0.4714E-00	0.9096E 03	0.1090E 02	0.1679E 05	0.7178E 06	0.1686E 19	0.1891E 19	0.1514E 03
0.2500E 02	0.4956E-00	0.9485E 03	0.1106E 02	0.1697E 05	0.7336E 06	0.1800E 19	0.1831E 19	0.1548E 03



STOSSWELLENPLASMA IN ARGON  
\*\*\*\*\*

PO = 20.00 TORR  
RH00 = 0.4354E-04 G/CCM  
TO = 296 GRAD-KELVIN  
NO = 0.1386E 32 TEILCHEN/CCM

M	ALFA	PL/PO	RH01/RH00	TI	UI	NIF	NIA	SIGMA
0.500E 01	0.1953E-04	0.310E 02	0.3574E 01	0.2568E 04	0.1162E 06	0.4581E 14	0.2346E 19	0.8874E 00
0.550E 01	0.1953E-04	0.375E 02	0.3641E 01	0.3054E 04	0.1287E 06	0.4668E 14	0.2390E 19	0.8519E 00
0.600E 01	0.1953E-04	0.447E 02	0.3694E 01	0.3586E 04	0.1412E 06	0.4735E 14	0.2424E 19	0.8126E 00
0.650E 01	0.1953E-04	0.525E 02	0.3736E 01	0.4165E 04	0.1536E 06	0.4789E 14	0.2452E 19	0.7726E 00
0.700E 01	0.1953E-04	0.610E 02	0.3771E 01	0.4789E 04	0.1659E 06	0.4833E 14	0.2475E 19	0.7335E 00
0.750E 01	0.1953E-04	0.700E 02	0.3799E 01	0.5460E 04	0.1783E 06	0.4869E 14	0.2493E 19	0.6963E 00
0.800E 01	0.3906E-04	0.797E 02	0.3823E 01	0.6176E 04	0.1906E 06	0.4880E 14	0.2509E 19	0.1275E 01
0.850E 01	0.1562E-03	0.901E 02	0.3848E 01	0.6931E 04	0.2030E 06	0.3947E 15	0.2525E 19	0.4194E 01
0.900E 01	0.6250E-03	0.101E 03	0.3886E 01	0.7708E 04	0.2156E 06	0.1594E 16	0.2549E 19	0.1152E 02
0.950E 01	0.1934E-02	0.113E 03	0.3952E 01	0.8473E 04	0.2289E 06	0.5015E 16	0.2589E 19	0.2169E 02
0.100E 02	0.4668E-02	0.126E 03	0.4064E 01	0.9182E 04	0.2432E 06	0.1245E 17	0.2655E 19	0.3187E 02
0.105E 02	0.5082E-02	0.141E 03	0.4221E 01	0.9813E 04	0.2585E 06	0.2516E 17	0.2745E 19	0.4085E 02
0.110E 02	0.1512E-01	0.157E 03	0.4417E 01	0.1037E 05	0.2745E 06	0.4382E 17	0.2855E 19	0.4870E 02
0.115E 02	0.2256E-01	0.173E 03	0.4639E 01	0.1085E 05	0.2910E 06	0.6868E 17	0.2976E 19	0.5571E 02
0.120E 02	0.3119E-01	0.191E 03	0.4879E 01	0.1128E 05	0.3078E 06	0.9988E 17	0.3102E 19	0.6209E 02
0.125E 02	0.4080E-01	0.210E 03	0.5129E 01	0.1168E 05	0.3246E 06	0.1373E 18	0.3229E 19	0.6801E 02
0.130E 02	0.5131E-01	0.230E 03	0.5386E 01	0.1204E 05	0.3415E 06	0.1814E 18	0.3353E 19	0.7360E 02
0.135E 02	0.6262E-01	0.251E 03	0.5647E 01	0.1238E 05	0.3584E 06	0.2320E 18	0.3474E 19	0.7893E 02
0.140E 02	0.7463E-01	0.272E 03	0.5907E 01	0.1270E 05	0.3752E 06	0.2893E 18	0.3588E 19	0.8406E 02
0.145E 02	0.8734E-01	0.294E 03	0.6169E 01	0.1300E 05	0.3919E 06	0.3536E 18	0.3695E 19	0.8902E 02
0.150E 02	0.1007E-00	0.317E 03	0.6428E 01	0.1329E 05	0.4086E 06	0.4248E 18	0.3794E 19	0.9386E 02
0.155E 02	0.1147E-00	0.341E 03	0.6685E 01	0.1357E 05	0.4252E 06	0.5031E 18	0.3884E 19	0.9859E 02
0.160E 02	0.1292E-00	0.366E 03	0.6938E 01	0.1384E 05	0.4418E 06	0.5884E 18	0.3965E 19	0.1032E 03
0.165E 02	0.1444E-00	0.391E 03	0.7188E 01	0.1409E 05	0.4582E 06	0.6811E 18	0.4036E 19	0.1078E 03
0.170E 02	0.1601E-00	0.417E 03	0.7433E 01	0.1434E 05	0.4746E 06	0.7809E 18	0.4097E 19	0.1123E 03
0.175E 02	0.1763E-00	0.444E 03	0.7673E 01	0.1459E 05	0.4910E 06	0.8879E 18	0.4148E 19	0.1167E 03
0.180E 02	0.1931E-00	0.472E 03	0.7908E 01	0.1483E 05	0.5072E 06	0.1002E 19	0.4188E 19	0.1211E 03
0.185E 02	0.2104E-00	0.501E 03	0.8138E 01	0.1506E 05	0.5235E 06	0.1124E 19	0.4217E 19	0.1255E 03
0.190E 02	0.2283E-00	0.530E 03	0.8363E 01	0.1529E 05	0.5396E 06	0.1253E 19	0.4235E 19	0.1298E 03
0.195E 02	0.2467E-00	0.560E 03	0.8582E 01	0.1552E 05	0.5558E 06	0.1389E 19	0.4243E 19	0.1341E 03
0.200E 02	0.2655E-00	0.591E 03	0.8794E 01	0.1574E 05	0.5718E 06	0.1533E 19	0.4239E 19	0.1383E 03
0.205E 02	0.2849E-00	0.623E 03	0.9002E 01	0.1596E 05	0.5879E 06	0.1683E 19	0.4225E 19	0.1425E 03
0.210E 02	0.3048E-00	0.656E 03	0.9203E 01	0.1617E 05	0.6038E 06	0.1841E 19	0.4199E 19	0.1467E 03
0.215E 02	0.3252E-00	0.689E 03	0.9398E 01	0.1639E 05	0.6198E 06	0.2006E 19	0.4162E 19	0.1509E 03
0.220E 02	0.3461E-00	0.723E 03	0.9587E 01	0.1660E 05	0.6357E 06	0.2177E 19	0.4115E 19	0.1550E 03
0.225E 02	0.3674E-00	0.758E 03	0.9770E 01	0.1680E 05	0.6515E 06	0.2356E 19	0.4056E 19	0.1592E 03
0.230E 02	0.3892E-00	0.794E 03	0.9947E 01	0.1701E 05	0.6674E 06	0.2541E 19	0.3987E 19	0.1633E 03
0.235E 02	0.4115E-00	0.830E 03	0.1012E 02	0.1721E 05	0.6832E 06	0.2733E 19	0.3908E 19	0.1673E 03
0.240E 02	0.4343E-00	0.867E 03	0.1028E 02	0.1741E 05	0.6989E 06	0.2931E 19	0.3818E 19	0.1714E 03
0.245E 02	0.4575E-00	0.905E 03	0.1044E 02	0.1761E 05	0.7147E 06	0.3136E 19	0.3718E 19	0.1755E 03
0.250E 02	0.4812E-00	0.944E 03	0.1060E 02	0.1781E 05	0.7304E 06	0.3347E 19	0.3608E 19	0.1795E 03



STOSSWELLENPLASMA IN ARGON  
\*\*\*\*\*

P0 = 50.00 TORR  
RH00 = 0.1089E-03 G/CCM  
TO = 296 GRAD-KELVIN  
NO = 0.2329E 11 TEILCHEN/CCM

N	ALFA	PL/PO	RHO1/RH00	T1	U1	NIE	NIA	SIGMA
0.500E 01	0.1953E-04	0.3101E 02	0.3574E 01	0.2508E 04	0.1162E 06	0.1145E 15	0.5864E 19	0.8999E 00
0.550E 01	0.1953E-04	0.3757E 02	0.3641E 01	0.3054E 04	0.1287E 06	0.1167E 15	0.5974E 19	0.8607E 00
0.600E 01	0.1953E-04	0.4476E 02	0.3694E 01	0.3586E 04	0.1412E 06	0.1184E 15	0.6061E 19	0.8189E 00
0.650E 01	0.1953E-04	0.5257E 02	0.3736E 01	0.4165E 04	0.1536E 06	0.1197E 15	0.6130E 19	0.7771E 00
0.700E 01	0.1953E-04	0.6101E 02	0.3771E 01	0.4789E 04	0.1659E 06	0.1208E 15	0.6187E 19	0.7368E 00
0.750E 01	0.1953E-04	0.7007E 02	0.3799E 01	0.5460E 04	0.1783E 06	0.1217E 15	0.6233E 19	0.6987E 00
0.800E 01	0.1953E-04	0.7976E 02	0.3822E 01	0.6177E 04	0.1906E 06	0.1225E 15	0.6271E 19	0.6632E 00
0.850E 01	0.1172E-03	0.9011E 02	0.3847E 01	0.6934E 04	0.2029E 06	0.7396E 15	0.6310E 19	0.3333E 01
0.900E 01	0.4102E-03	0.1012E 03	0.3876E 01	0.7723E 04	0.2154E 06	0.2608E 16	0.6357E 19	0.8956E 01
0.950E 01	0.1309E-02	0.1131E 03	0.3926E 01	0.8516E 04	0.2284E 06	0.8429E 16	0.6433E 19	0.1897E 02
0.100E 02	0.3320E-02	0.1261E 03	0.4011E 01	0.9277E 04	0.2422E 06	0.2185E 17	0.6558E 19	0.3054E 02
0.105E 02	0.6816E-02	0.1403E 03	0.4136E 01	0.9974E 04	0.2568E 06	0.4626E 17	0.6740E 19	0.4152E 02
0.110E 02	0.1193E-01	0.1558E 03	0.4301E 01	0.1059E 05	0.2724E 06	0.8422E 17	0.6973E 19	0.5147E 02
0.115E 02	0.1852E-01	0.1724E 03	0.4495E 01	0.1114E 05	0.2885E 06	0.1366E 18	0.7239E 19	0.6041E 02
0.120E 02	0.2635E-01	0.1900E 03	0.4709E 01	0.1164E 05	0.3049E 06	0.2036E 18	0.7523E 19	0.6858E 02
0.125E 02	0.3525E-01	0.2087E 03	0.4936E 01	0.1209E 05	0.3215E 06	0.2855E 18	0.7813E 19	0.7618E 02
0.130E 02	0.4510E-01	0.2282E 03	0.5170E 01	0.1250E 05	0.3383E 06	0.3826E 18	0.8101E 19	0.8334E 02
0.135E 02	0.5578E-01	0.2486E 03	0.5410E 01	0.1288E 05	0.3550E 06	0.4951E 18	0.8381E 19	0.9017E 02
0.140E 02	0.6723E-01	0.2699E 03	0.5651E 01	0.1324E 05	0.3717E 06	0.6233E 18	0.8649E 19	0.9674E 02
0.145E 02	0.7937E-01	0.2920E 03	0.5893E 01	0.1359E 05	0.3884E 06	0.7675E 18	0.8901E 19	0.1031E 03
0.150E 02	0.9217E-01	0.3149E 03	0.6133E 01	0.1391E 05	0.4050E 06	0.9275E 18	0.9135E 19	0.1093E 03
0.155E 02	0.9217E-01	0.3386E 03	0.6372E 01	0.1423E 05	0.4215E 06	0.1104E 19	0.9350E 19	0.1154E 03
0.160E 02	0.1196E-00	0.3631E 03	0.6607E 01	0.1453E 05	0.4380E 06	0.1297E 19	0.9543E 19	0.1214E 03
0.165E 02	0.1342E-00	0.3884E 03	0.6839E 01	0.1482E 05	0.4544E 06	0.1506E 19	0.9714E 19	0.1273E 03
0.170E 02	0.1494E-00	0.4145E 03	0.7067E 01	0.1511E 05	0.4708E 06	0.1732E 19	0.9862E 19	0.1331E 03
0.175E 02	0.1651E-00	0.4414E 03	0.7290E 01	0.1538E 05	0.4871E 06	0.1975E 19	0.9986E 19	0.1388E 03
0.180E 02	0.1814E-00	0.4691E 03	0.7509E 01	0.1565E 05	0.5033E 06	0.2235E 19	0.1009E 20	0.1445E 03
0.185E 02	0.1982E-00	0.4975E 03	0.7722E 01	0.1592E 05	0.5195E 06	0.2511E 19	0.1016E 20	0.1501E 03
0.190E 02	0.2155E-00	0.5268E 03	0.7931E 01	0.1618E 05	0.5356E 06	0.2804E 19	0.1021E 20	0.1557E 03
0.195E 02	0.2333E-00	0.5568E 03	0.8133E 01	0.1643E 05	0.5517E 06	0.3113E 19	0.1023E 20	0.1613E 03
0.200E 02	0.2516E-00	0.5876E 03	0.8330E 01	0.1668E 05	0.5677E 06	0.3438E 19	0.1023E 20	0.1668E 03
0.205E 02	0.2704E-00	0.6192E 03	0.8523E 01	0.1693E 05	0.5837E 06	0.3781E 19	0.1020E 20	0.1723E 03
0.210E 02	0.2896E-00	0.6516E 03	0.8708E 01	0.1717E 05	0.5997E 06	0.4139E 19	0.1015E 20	0.1777E 03
0.215E 02	0.3094E-00	0.6847E 03	0.8899E 01	0.1741E 05	0.6155E 06	0.4513E 19	0.1007E 20	0.1832E 03
0.220E 02	0.3296E-00	0.7187E 03	0.9063E 01	0.1765E 05	0.6314E 06	0.4902E 19	0.9969E 19	0.1886E 03
0.225E 02	0.3504E-00	0.7534E 03	0.9233E 01	0.1789E 05	0.6472E 06	0.5308E 19	0.9841E 19	0.1939E 03
0.230E 02	0.3715E-00	0.7898E 03	0.9396E 01	0.1812E 05	0.6630E 06	0.5728E 19	0.9688E 19	0.1993E 03
0.235E 02	0.3932E-00	0.8251E 03	0.9553E 01	0.1835E 05	0.6787E 06	0.6163E 19	0.9512E 19	0.2046E 03
0.240E 02	0.4153E-00	0.8621E 03	0.9705E 01	0.1858E 05	0.6945E 06	0.6613E 19	0.9311E 19	0.2100E 03
0.245E 02	0.4378E-00	0.8999E 03	0.9851E 01	0.1880E 05	0.7101E 06	0.7077E 19	0.9087E 19	0.2153E 03
0.250E 02	0.4608E-00	0.93384E 03	0.9993E 01	0.1903E 05	0.7258E 06	0.7555E 19	0.8840E 19	0.2206E 03

STOSSWELLENPLASMA IN ARGON  
\*\*\*\*\*

PO = 100.00 TORR  
RHOO = 0.2177E-03 G/CCM  
TO = 296 GRAD-KELVIN  
NO = 0.2329E 11 TEILCHEN/CCM

N	ALFA	PL/PO	RHO1/RHO0	T1	U1	N1E	N1A	SIGMA
C.5000E 01	0.1533E-04	0.3101E 02	0.3574E 01	0.2568E 04	0.1162E 06	0.2291E 15	0.1173E 20	0.9096E 00
0.5500E 01	0.1953E-04	0.3757E 02	0.3641E 01	0.3054E 04	0.1287E 06	0.2334E 15	0.1195E 20	0.8676E 00
0.6000E 01	0.1953E-04	0.4427E 02	0.3694E 01	0.3586E 04	0.1412E 06	0.2368E 15	0.1212E 20	0.8238E 00
0.6500E 01	0.1953E-04	0.5257E 02	0.3736E 01	0.4165E 04	0.1536E 06	0.2395E 15	0.1226E 20	0.7806E 00
C.7000E 01	0.1953E-04	0.6101E 02	0.3771E 01	0.4789E 04	0.1659E 06	0.2417E 15	0.1237E 20	0.7393E 00
0.7500E 01	0.1953E-04	0.7007E 02	0.3799E 01	0.5460E 04	0.1783E 06	0.2435E 15	0.1247E 20	0.7006E 00
C.8000E 01	0.1953E-04	0.7976E 02	0.3822E 01	0.6177E 04	0.1906E 06	0.2450E 15	0.1254E 20	0.6646E 00
0.8500E 01	0.7812E-04	0.9009E 02	0.3845E 01	0.6936E 04	0.2029E 06	0.9856E 15	0.1261E 20	0.2343E 01
C.9000E 01	0.2930E-03	0.1011E 03	0.3871E 01	0.7731E 04	0.2153E 06	0.3721E 16	0.1270E 20	0.7074E 01
0.9500E 01	0.9570E-03	0.1130E 03	0.3911E 01	0.8541E 04	0.2281E 06	0.1228E 17	0.1282E 20	0.1641E 02
0.1000E 02	0.2520E-02	0.1258E 03	0.3979E 01	0.9333E 04	0.2415E 06	0.3290E 17	0.1303E 20	0.2862E 02
0.1050E 02	0.5371E-02	0.1397E 03	0.4083E 01	0.1008E 05	0.2558E 06	0.7197E 17	0.1333E 20	0.4108E 02
0.1100E 02	0.9766E-02	0.1549E 03	0.4225E 01	0.1075E 05	0.2709E 06	0.1354E 18	0.1373E 20	0.5282E 02
0.1150E 02	0.1562E-01	0.1713E 03	0.4396E 01	0.1135E 05	0.2866E 06	0.2254E 18	0.1420E 20	0.6355E 02
0.1200E 02	0.2279E-01	0.1887E 03	0.4590E 01	0.1190E 05	0.3028E 06	0.3433E 18	0.1472E 20	0.7343E 02
0.1250E 02	0.3109E-01	0.2071E 03	0.4798E 01	0.1239E 05	0.3192E 06	0.4895E 18	0.1525E 20	0.8264E 02
0.1300E 02	0.4039E-01	0.2265E 03	0.5016E 01	0.1285E 05	0.3358E 06	0.6648E 18	0.1579E 20	0.9133E 02
0.1350E 02	0.5055E-01	0.2468E 03	0.5239E 01	0.1327E 05	0.3524E 06	0.8689E 18	0.1632E 20	0.9964E 02
C.1400E 02	0.6148E-01	0.2679E 03	0.5464E 01	0.1367E 05	0.3690E 06	0.1103E 19	0.1683E 20	0.1076E 03
0.1450E 02	0.7316E-01	0.2898E 03	0.5692E 01	0.1405E 05	0.3856E 06	0.1366E 19	0.1731E 20	0.1154E 03
C.1500E 02	0.8549E-01	0.3126E 03	0.5917E 01	0.1441E 05	0.4021E 06	0.1660E 19	0.1776E 20	0.1230E 03
0.1550E 02	0.9848E-01	0.3362E 03	0.6142E 01	0.1475E 05	0.4186E 06	0.1985E 19	0.1817E 20	0.1304E 03
0.1600E 02	0.1121E-00	0.3606E 03	0.6364E 01	0.1508E 05	0.4350E 06	0.2340E 19	0.1854E 20	0.1377E 03
C.1650E 02	0.1262E-00	0.3858E 03	0.6582E 01	0.1541E 05	0.4514E 06	0.2726E 19	0.1887E 20	0.1449E 03
0.1700E 02	0.1409E-00	0.4118E 03	0.6797E 01	0.1572E 05	0.4677E 06	0.3144E 19	0.1916E 20	0.1520E 03
C.1750E 02	0.1562E-00	0.4386E 03	0.7008E 01	0.1602E 05	0.4840E 06	0.3592E 19	0.1940E 20	0.1590E 03
0.1800E 02	0.1720E-00	0.4661E 03	0.7214E 01	0.1632E 05	0.5002E 06	0.4072E 19	0.1960E 20	0.1660E 03
0.1850E 02	0.1883E-00	0.4945E 03	0.7415E 01	0.1661E 05	0.5163E 06	0.4583E 19	0.1975E 20	0.1729E 03
C.1900E 02	0.2052E-00	0.5236E 03	0.7611E 01	0.1690E 05	0.5324E 06	0.5125E 19	0.1985E 20	0.1798E 03
0.1950E 02	0.2225E-00	0.5535E 03	0.7803E 01	0.1718E 05	0.5484E 06	0.5698E 19	0.1991E 20	0.1866E 03
C.2000E 02	0.2403E-00	0.5842E 03	0.7988E 01	0.1745E 05	0.5644E 06	0.6300E 19	0.1991E 20	0.1934E 03
0.2050E 02	0.2587E-00	0.6157E 03	0.8169E 01	0.1772E 05	0.5804E 06	0.6933E 19	0.1987E 20	0.2001E 03
C.2100E 02	0.2774E-00	0.6479E 03	0.8344E 01	0.1799E 05	0.5963E 06	0.7596E 19	0.1978E 20	0.2069E 03
0.2150E 02	0.2967E-00	0.6809E 03	0.8513E 01	0.1826E 05	0.6121E 06	0.8288E 19	0.1965E 20	0.2136E 03
0.2200E 02	0.3164E-00	0.7147E 03	0.8677E 01	0.1852E 05	0.6279E 06	0.9010E 19	0.1946E 20	0.2203E 03
0.2250E 02	0.3366E-00	0.7493E 03	0.8835E 01	0.1878E 05	0.6437E 06	0.9759E 19	0.1923E 20	0.2269E 03
0.2300E 02	0.3572E-00	0.7846E 03	0.8988E 01	0.1904E 05	0.6594E 06	0.1054E 20	0.1896E 20	0.2335E 03
0.2350E 02	0.3783E-00	0.8207E 03	0.9136E 01	0.1929E 05	0.6751E 06	0.1134E 20	0.1864E 20	0.2402E 03
0.2400E 02	0.3999E-00	0.8575E 03	0.9278E 01	0.1954E 05	0.6908E 06	0.1217E 20	0.1827E 20	0.2468E 03
0.2450E 02	0.4218E-00	0.8952E 03	0.9415E 01	0.1979E 05	0.7064E 06	0.1303E 20	0.1786E 20	0.2533E 03
0.2500E 02	0.4442E-00	0.9336E 03	0.9547E 01	0.2004E 05	0.7220E 06	0.1392E 20	0.1741E 20	0.2599E 03

STOSSKELLENPLASMA IN ARGON  
\*\*\*\*\*

PO = 200.00 TORR  
RH00 = 0.4354E-03 G/CCM  
T0 = 296 GRAD-KELVIN  
NO = 0.2329E 11 TEILCHEN/CCM

\*\*\*\*\*

M	ALFA	PL/PO	RH01/RH00	T1	UI	NIE	NIA	SIGMA
0.500E 01	0.1953E-04	0.3101E 02	0.3574E 01	0.2568E 04	0.1162E 06	0.4581E 15	0.2346E 20	0.9195E 00
0.550E 01	0.1953E-04	0.3757E 02	0.3641E 01	0.3054E 04	0.1287E 06	0.4668E 15	0.2390E 20	0.8745E 00
0.600E 01	0.1953E-04	0.4476E 02	0.3694E 01	0.3586E 04	0.1412E 06	0.4735E 15	0.2424E 20	0.8287E 00
0.650E 01	0.1953E-04	0.5257E 02	0.3736E 01	0.4165E 04	0.1536E 06	0.4789E 15	0.2452E 20	0.7841E 00
0.700E 01	0.1953E-04	0.6101E 02	0.3771E 01	0.4789E 04	0.1659E 06	0.4833E 15	0.2475E 20	0.7419E 00
0.750E 01	0.1953E-04	0.7007E 02	0.3799E 01	0.5460E 04	0.1783E 06	0.4869E 15	0.2493E 20	0.7025E 00
0.800E 01	0.1953E-04	0.7976E 02	0.3822E 01	0.6177E 04	0.1906E 06	0.4899E 15	0.2508E 20	0.6660E 00
0.850E 01	0.5859E-04	0.9009E 02	0.3844E 01	0.6937E 04	0.2029E 06	0.4978E 16	0.2522E 20	0.1808E 01
0.900E 01	0.2148E-03	0.1011E 03	0.3867E 01	0.7736E 04	0.2153E 06	0.5453E 16	0.2537E 20	0.5573E 01
0.950E 01	0.7031E-03	0.1129E 03	0.3900E 01	0.8558E 04	0.2279E 06	0.1800E 17	0.2558E 20	0.1381E 02
0.100E 02	0.1875E-02	0.1255E 03	0.3955E 01	0.9378E 04	0.2410E 06	0.4866E 17	0.2591E 20	0.2587E 02
0.105E 02	0.4160E-02	0.1393E 03	0.4040E 01	0.1016E 05	0.2549E 06	0.1103E 18	0.2640E 20	0.3961E 02
0.110E 02	0.7832E-02	0.1542E 03	0.4158E 01	0.1089E 05	0.2695E 06	0.2137E 18	0.2708E 20	0.5320E 02
0.115E 02	0.1297E-01	0.1703E 03	0.4308E 01	0.1155E 05	0.2849E 06	0.3667E 18	0.2791E 20	0.6601E 02
0.120E 02	0.1941E-01	0.1874E 03	0.4480E 01	0.1215E 05	0.3007E 06	0.5709E 19	0.2883E 20	0.7792E 02
0.125E 02	0.2705E-01	0.2056E 03	0.4669E 01	0.1269E 05	0.3169E 06	0.8290E 18	0.2982E 20	0.8911E 02
0.130E 02	0.3572E-01	0.2248E 03	0.4869E 01	0.1320E 05	0.3332E 06	0.1142E 19	0.3082E 20	0.9972E 02
0.135E 02	0.4529E-01	0.2449E 03	0.5075E 01	0.1366E 05	0.3497E 06	0.1509E 19	0.3180E 20	0.1099E 03
0.140E 02	0.5570E-01	0.2659E 03	0.5286E 01	0.1410E 05	0.3662E 06	0.1933E 19	0.3276E 20	0.1197E 03
0.145E 02	0.6684E-01	0.2877E 03	0.5498E 01	0.1452E 05	0.3827E 06	0.2412E 19	0.3367E 20	0.1292E 03
0.150E 02	0.7867E-01	0.3103E 03	0.5710E 01	0.1491E 05	0.3991F 06	0.2948E 19	0.3452E 20	0.1385E 03
0.155E 02	0.9113E-01	0.3338E 03	0.5920E 01	0.1530E 05	0.4156F 06	0.3541E 19	0.3531E 20	0.1476E 03
0.160E 02	0.1042E-00	0.3580E 03	0.6128E 01	0.1566E 05	0.4319E 06	0.4193E 19	0.3603E 20	0.1566E 03
0.165E 02	0.1179E-00	0.3831E 03	0.6334E 01	0.1602E 05	0.4482E 06	0.4901E 19	0.3667E 20	0.1654E 03
0.170E 02	0.1321E-00	0.4090E 03	0.6535E 01	0.1636E 05	0.4645E 06	0.5668E 19	0.3722E 20	0.1742E 03
0.175E 02	0.1469E-00	0.4356E 03	0.6733E 01	0.1670E 05	0.4807E 06	0.6493E 19	0.3770E 20	0.1829E 03
0.180E 02	0.1622E-00	0.4630E 03	0.6927E 01	0.1702E 05	0.4968E 06	0.7376E 19	0.3809E 20	0.1915E 03
0.185E 02	0.1781E-00	0.4913E 03	0.7116E 01	0.1735E 05	0.5129E 06	0.8316E 19	0.3839E 20	0.2001E 03
0.190E 02	0.1944E-00	0.5202E 03	0.7300E 01	0.1766E 05	0.5290E 06	0.9314E 19	0.3860E 20	0.2086E 03
0.195E 02	0.2112E-00	0.5500E 03	0.7479E 01	0.1797E 05	0.5450E 06	0.1037E 20	0.3875E 20	0.2171E 03
0.200E 02	0.2285E-00	0.5806E 03	0.7654E 01	0.1828E 05	0.5609E 06	0.1148E 20	0.3875E 20	0.2255E 03
0.205E 02	0.2463E-00	0.6119E 03	0.7823E 01	0.1858E 05	0.5768E 06	0.1265E 20	0.3870E 20	0.2339E 03
0.210E 02	0.2646E-00	0.6440E 03	0.7987E 01	0.1887E 05	0.5926E 06	0.1387E 20	0.3855E 20	0.2423E 03
0.215E 02	0.2933E-00	0.6768E 03	0.8146E 01	0.1917E 05	0.6084E 06	0.1514E 20	0.3832E 20	0.2507E 03
0.220E 02	0.3024E-00	0.7105E 03	0.8299E 01	0.1946E 05	0.6242E 06	0.1647E 20	0.3799E 20	0.2590E 03
0.225E 02	0.3221E-00	0.7449E 03	0.8447E 01	0.1974E 05	0.6399E 06	0.1785E 20	0.3759E 20	0.2673E 03
0.230E 02	0.3421E-00	0.7800E 03	0.8590E 01	0.2003E 05	0.6556E 06	0.1929E 20	0.3709E 20	0.2756E 03
0.235E 02	0.3626E-00	0.8160E 03	0.8728E 01	0.2031E 05	0.6712E 06	0.2077E 20	0.3651E 20	0.2839E 03
0.240E 02	0.3835E-00	0.8527E 03	0.8861E 01	0.2059E 05	0.6869E 06	0.2230E 20	0.3535E 20	0.2921E 03
0.245E 02	0.4049E-00	0.8901E 03	0.8989E 01	0.2086E 05	0.7024E 06	0.2388E 20	0.3511E 20	0.3004E 03
0.250E 02	0.4266E-00	0.9283E 03	0.9111E 01	0.2114E 05	0.7180E 06	0.2551F 20	0.3428E 20	0.3086E 03



Für die Themenstellung und die Förderung der Arbeit möchte ich Herrn Prof. Dr. R. Wienecke herzlich danken.

Herrn Prof. Dr. E. Fünfer danke ich dafür, dass er mir die Möglichkeit gab, diese Arbeit als Diplomarbeit durchzuführen.

Für wertvolle Diskussionen und Ratschläge danke ich besonders Herrn Dr. H. Muntenbruch.

Ferner bin ich den Herren Käsbauer, Krögler, Schmid, Sebastian und Zickert zu Dank verpflichtet, die beim Bau und Betrieb der Membranrohranlage mitwirkten, Frau L. Elsholz für ihre Hilfe bei der Anfertigung und Zusammenstellung des Bildmaterials und Frl. A. Breitkopf für ihre Sorgfalt bei der Niederschrift dieser Arbeit.