

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

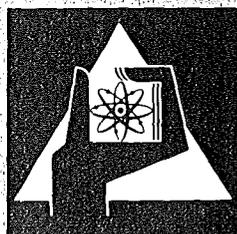
Mai 1973

KFK 1796

Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Nukleare Sicherheit

**Untersuchungen zur Ausbreitung von Stoßwellen
in relaxierenden Zweikomponenten-Blasengemischen**

H. Sameith



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M.B.H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 1796

Institut für Reaktorentwicklung

Projekt Nukleare Sicherheit

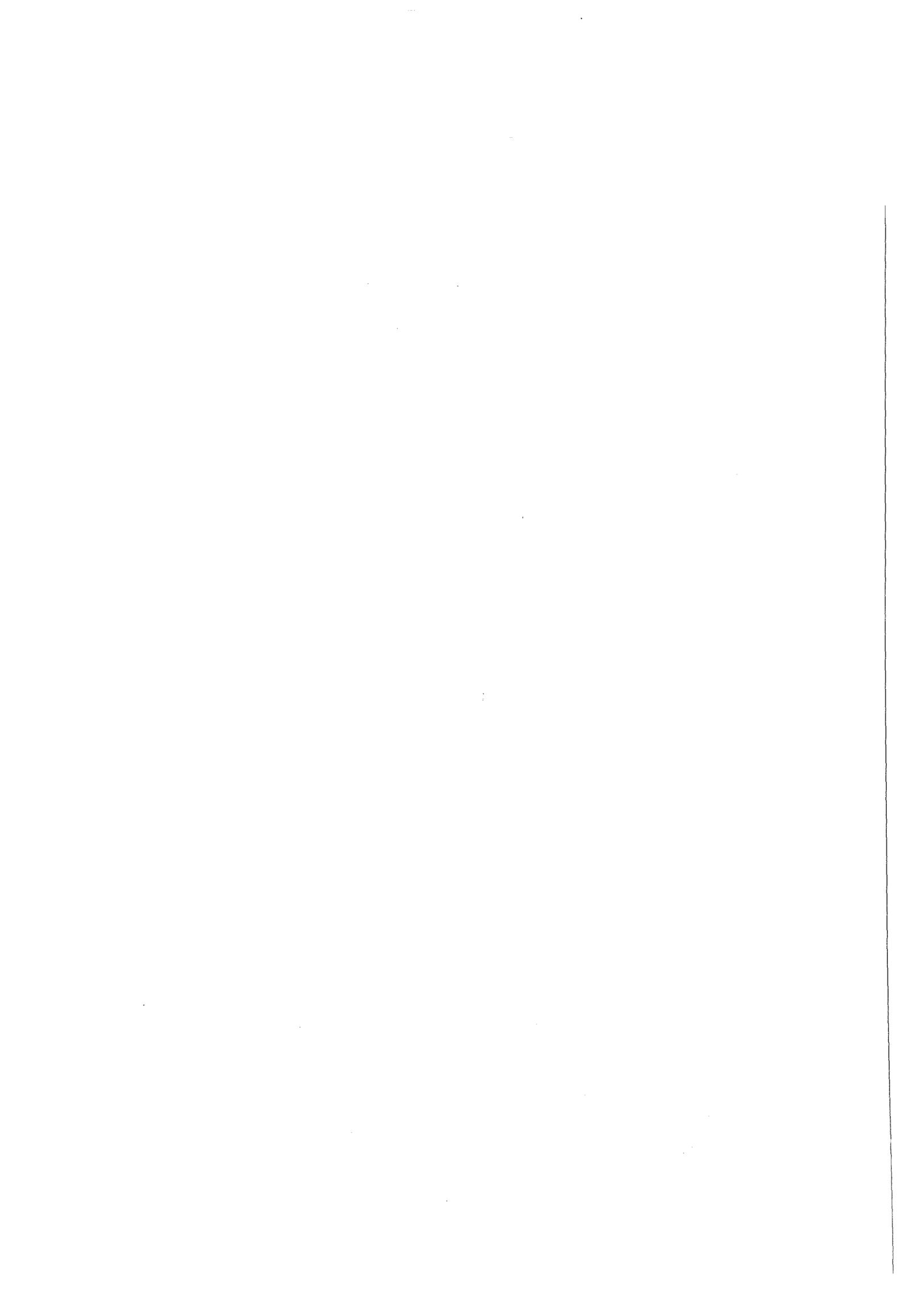
Untersuchungen zur Ausbreitung von Stoßwellen
in relaxierenden Zweikomponenten-Blasengemischen^{*)}

von

H. Sameith

Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe

^{*)} Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau
der Universität Karlsruhe (T.H.).



Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde das Ausbreitungsverhalten von Stoßwellen in Zweikomponenten-Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen bei einem Druck von etwa 1 atm und Temperaturen von ca. 25°C bzw. ca. 99°C untersucht.

Im theoretischen Teil der Arbeit wird aus den stationären, integralen Erhaltungsgleichungen, die für das homogene Zweikomponentengemisch im ständigen thermodynamischen Gleichgewicht formuliert werden, die Stoßwellengeschwindigkeit als explizite Funktion des Stoßdruckverhältnisses näherungsweise abgeleitet. Hieraus kann die Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit berechnet werden für den Grenzfall, daß das Stoßdruckverhältnis gegen 1 geht. Aufgrund einfacher Näherungsbetrachtungen wird die relative Bedeutung der verschiedenen thermodynamischen Relaxationsvorgänge abgeschätzt. Es zeigt sich, daß die Phasenumwandlung Wasserdampf \rightarrow Wasser für die Stoßtiefe bestimmend sein kann. Der Einfluß der Relaxationen auf die Dispersionstendenz von Stoßwellen wird erläutert. Es werden die gefrorenen Schallgeschwindigkeiten für die beiden Grenzfälle berechnet, daß entweder der Stoff- und der Wärmeübergang zwischen den Phasen oder aber nur der Stoffübergang vollständig eingefroren ist. Aus dem Vergleich der gefrorenen Schallgeschwindigkeiten mit der Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit wird deutlich, daß die Dispersionstendenz der Stoßwellen bei ca. 99°C merklich stärker sein muß als bei der niedrigeren Temperatur von etwa 25°C.

Die experimentellen Untersuchungen, die im Mittelpunkt dieser Arbeit stehen, wurden mittels einer beheizbaren Stoßrohranlage aus Glas mit der Nennweite 100 mm durchgeführt. Versuchsparameter waren außer der Temperatur der Berstdruck und der Homogenitätsgrad des Blasengemisches, der durch den Gasvolumengehalt und die Blasenanzahl pro Volumeneinheit gekennzeichnet wird. Durch den Einsatz von Aluminium-Membranen verschiedener Dicke war es möglich, fünf verschiedene Berstdrücke zwischen 1,04 at und 1,80 at einzustellen. Zur Variation des Homogenitätsgrades wurden zwei Filterplatten mit unterschiedlichen Porendurchmessern sowie eine Lochplatte als Gasverteilungsstücke zur Herstellung der Blasengemische verwendet. Damit konnte im Bereich der Gasvolumengehalte zwischen 0,1 % und 10 % die Anzahl der Blasen pro Volumeneinheit in den weiten Grenzen von etwa 10^4 Blasen/m³ und 10^8 Blasen/m³ geändert werden. Als Meßgröße zur Erfassung der Kompressionswelle diente der Druck. Die schnellen Druckänderungen wurden mit Piezoquarz-Druckaufnehmern an fünf verschiedenen Stellen im Laufbereich der Druckwelle detektiert und über Ladungsverstärker mittels eines Lichtstrahloszillographen registriert.

Die experimentellen Resultate werden diskutiert und mit den theoretischen Aussagen verglichen. Im wesentlichen ergibt sich:

- Innerhalb des Laufbereiches der Druckstörung bilden sich Stoßwellen aus, die im Einklang mit den theoretischen Betrachtungen bei ca. 99°C relativ große Stoßtiefen besitzen können infolge der bei der höheren Temperatur zusätzlich merklich wirksamen Relaxation der Phasenumwandlung. Dagegen weisen die Stoßwellen bei ca. 25°C i.a. sehr viel steilere Druckfronten auf; hier können praktisch nur Verzögerungen beim Ausgleich der Kompressionswärme von Bedeutung sein.

Die Stoßtiefe nimmt erwartungsgemäß mit wachsendem Homogenitätsgrad ab, da die Relaxationsvorgänge schneller ablaufen können, wenn die Blasenanzahl pro Volumeneinheit bei konstant gehaltenem Gasvolumengehalt erhöht wird. Außerdem wird die Tiefe der Stoßwellen in Übereinstimmung mit den Untersuchungen an relaxierenden Gasen mit wachsendem Berstdruck kleiner.

- Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der untersuchten Stoßwellen sind bei Raumtemperatur größer als bei ca. 99°C ; sie nehmen mit wachsendem Berstdruck zu. Eine Erhöhung des Gasvolumengehaltes hat eine Verkleinerung der Stoßwellengeschwindigkeit zur Folge.

Der Vergleich mit den theoretisch zu erwartenden Geschwindigkeiten ergibt bei ca. 99°C besonders deutlich, daß die Wellenausbreitung offenbar nur im Falle der fein verteilten Blasengemische durch das homogene Gleichgewichtsmodell mit guter Näherung beschrieben werden kann. In den gröberen Blasengemischen, die mit der Lochplatte erzeugt wurden, wurden wesentlich größere Ausbreitungsgeschwindigkeiten festgestellt.

Durch Extrapolation der gemessenen, jedoch nicht genau einstellbaren Stoßdruckverhältnisse auf das feste Referenzdruckverhältnis 1 wurde die Schallgeschwindigkeit bestimmt. Es zeigt sich explizit, daß die Schallgeschwindigkeit bei beiden Temperaturen zunimmt, wenn das Gemisch inhomogener wird.

Aufgrund der vorliegenden Meßergebnisse kann als Schlußfolgerung gesagt werden, daß eine Erweiterung der bestehenden homogenen Gleichgewichtsmodelle zur Berechnung der Wellenausbreitung in Zweiphasengemischen notwendig zu sein scheint. Bereits im Falle der Blasenströmung, die im Vergleich zu anderen Strömungsbildern der homogenen Modellvorstellung sehr nahe kommen kann, müssen offenbar die Strukturinhomogenität der realen Gemische sowie die dadurch bedingten thermodynamischen Relaxationen - insbesondere wenn Phasenumwandlungen stattfinden können - in das Rechenmodell mit einbezogen werden.

Investigations of the Propagation of Shock Waves in Relaxing Two-Component Bubble Mixtures

Summary

In the present work research was performed on the propagation behaviour of shock waves in two-component air/steam-water bubble mixtures at a pressure of approx. 1 atm and temperatures of about 25°C and 99°C, respectively.

In the theoretical part of the work the stationary integral conservation laws are formulated for the two-component system existing as a homogeneous mixture in permanent thermodynamic equilibrium. Hence the shock wave velocity can approximately be derived as an explicit function of the shock pressure ratio. From this function the equilibrium speed of sound can be calculated with the pressure ratio approaching unity. The relative importance of the various thermodynamic relaxation processes is estimated. It is shown that the phase change steam → liquid water should be determinative for the depth of the shock front. The influence of the relaxation phenomena on the dispersion of shock waves is explained. The frozen velocities of sound are computed for the two limiting cases that either the mass transfer together with the heat transfer or only the mass transfer between the phases are completely suppressed. The comparison of the frozen velocities with the equilibrium speed of sound makes visible that the dispersion tendency of the shock waves must be much greater at about 99°C than at the lower temperature of about 25°C.

In the experimental investigations, which make up the central point of this work, a heated shock tube of glass with a nominal diameter of about 100 mm was used. Besides the temperature, the burst pressure and the homogeneity of the bubble mixture characterized by the void fraction together with the number of bubbles per unit volume were subjected to variations. By using aluminium diaphragms of different thicknesses it was possible to impress five burst pressures between 1.04 at. and 1.80 at. Two filter plates of different pore sizes and a hole plate were used as gas dispersing inserts in order to produce bubble mixtures of various homogeneities. In this way the number of bubbles per unit volume was altered within the wide range of some 10^4 bubbles and 10^8 bubbles per m^3 with the void fraction ranging from 0.1 % to 10 %. The shock wave was traced by detection of the rapid pressure changes at five points along the wave passage using piezo-quartz pressure gauges the charges of which were amplified and recorded on a light beam oscillograph.

The experimental results are discussed and compared with the theoretical statements. The main conclusions are:

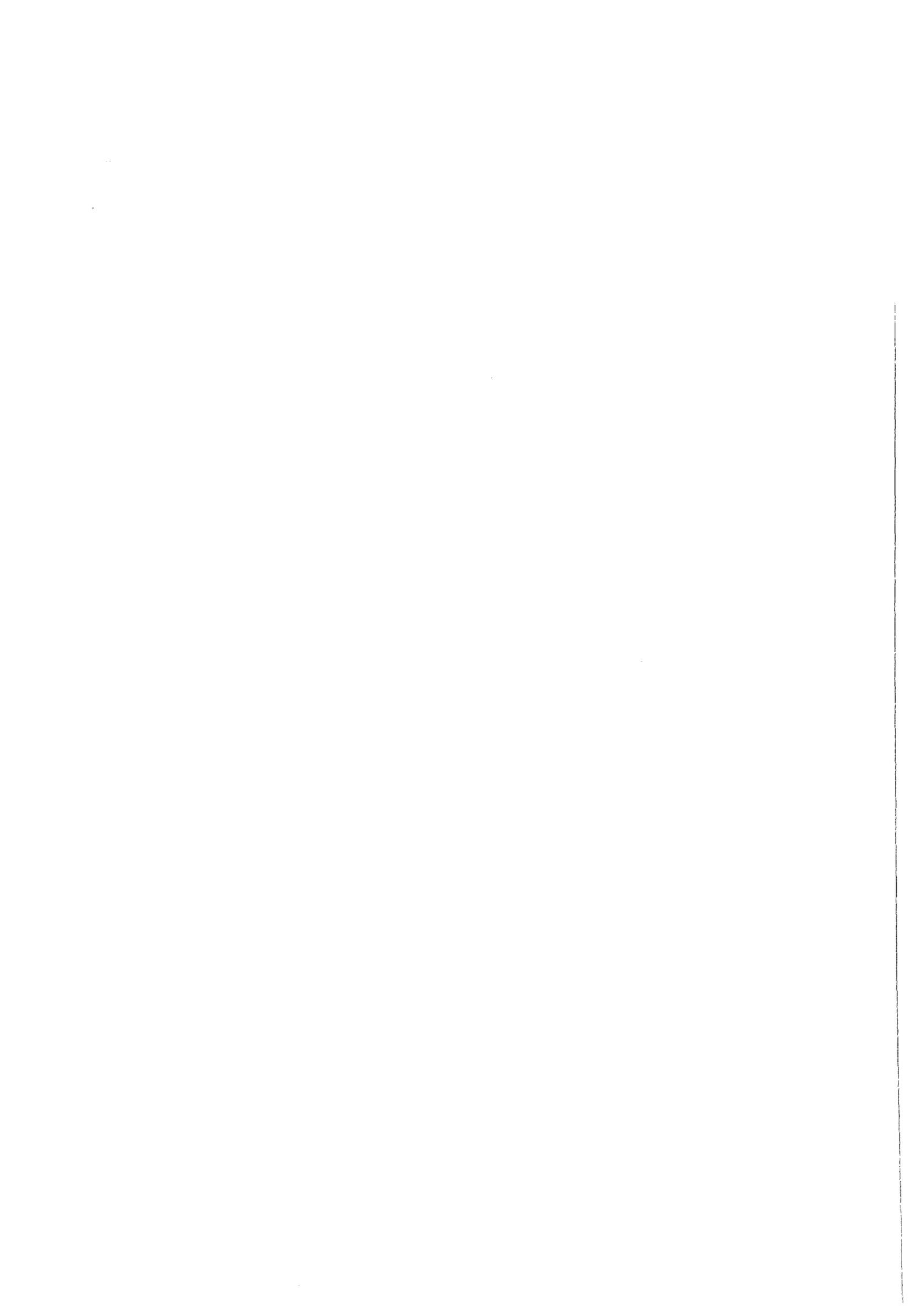
- In agreement with the theoretical considerations the pressure disturbances impressed result in shock waves with comparatively large front depths at about 99°C due to the delay in the phase change, which, in addition has a strong effect at the higher temperature. Contrary to this result the pressure gradients are in general much steeper at about 25°C when only the delayed transport of the compression heat can be of practical importance. According to expectations the thickness of the shock front decreases with increasing homogeneity of the mixture, since the relaxation processes are accelerated if the number of bubbles per unit volume is raised with the void fraction remaining constant. Moreover, the front thickness becomes smaller with increasing burst pressure, which is in agreement with the investigations of relaxing gases.
- The shock wave velocities obtained at room temperature exceed those recorded at about 99°C . The shock wave moves at a higher velocity if the burst pressure is increased. An increase in the void fraction causes a decrease in the shock wave speed.

The comparison with the theoretical velocities at about 99°C makes quite clear that the wave propagation can be described by the homogeneous equilibrium model in a good approximation only in case that the bubbles in the mixture are small and uniformly dispersed. Considerably higher propagation velocities were found in the less homogeneous bubble mixtures produced with the hole plate.

The speed of sound was determined by extrapolation of the measured, but not exactly adjustable shock pressure ratios to the fixed reference ratio of 1. Thus, the sound speed turns out to increase at both temperatures if the mixture becomes less homogeneous.

On the basis of the experimental results found in this work it can be concluded that, obviously, the existing homogeneous equilibrium models for computing the wave propagation in two-phase mixtures must be refined. Evidently, the actually inhomogeneous structure of the real mixtures with the resulting thermodynamic relaxation processes must be included in the computation model, especially if phase changes take place. This seems to be necessary already for the bubble flow pattern which, compared to other flow patterns, can approach very closely the homogeneous model.

<u>Inhalt</u>	<u>Seite</u>
1. Einführung und Problemstellung	1
2. Theorie	4
2.1 Wellenausbreitung im thermodynamischen Gleichgewicht	4
2.1.1 Beschreibung des thermodynamischen Gleichgewichtszustandes	4
2.1.2 Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit	8
2.1.3 Ideale Stoßwelle	12
2.2 Wellenausbreitung im thermodynamischen Ungleichgewicht	18
2.2.1 Relaxationsvorgänge	18
2.2.2 Gefrorene Schallgeschwindigkeiten und Dispersion der Stoßwelle	27
3. Experimente	35
3.1 Aufbau und Funktion der Stoßrohranlage	35
3.2 Versuchsparameter	38
3.3 Erfassung der Stoßwelle und Versuchsablauf	43
3.4 Versuchsergebnisse und Vergleich mit den theoretischen Ergebnissen	45
3.4.1 Qualitatives Ausbreitungsverhalten der Kompressionswelle	45
3.4.2 Stoßwellengeschwindigkeit	48
3.4.3 Schallgeschwindigkeit	56
3.4.4 Stoßtiefe	58
4. Schlußfolgerungen und Fortführung der Untersuchungen	68
5. Anhang	71
5.1 Verzeichnis der wichtigsten Symbole und Definitionen	71
5.2 Bilder	75
5.3 Literaturverzeichnis	125



1. Einführung und Problemstellung

Im Zusammenhang mit den Betrachtungen zur Sicherheit von Leichtwasserreaktoren hat die Frage nach dem Ablauf der Wellenausbreitung in Dampf/Flüssigkeit-Systemen in den letzten Jahren eine ständig wachsende Bedeutung erlangt [1 bis 8]. An der Universität Karlsruhe wurde ein erster Beitrag zur instationären Zweiphasen-Dynamik in einer theoretischen Arbeit von Fischer geleistet [9]. Mit den grundlegenden Annahmen,

[1.1] das Dampf/Flüssigkeit-System liege in Form eines "thermohydro-mechanisch homogenen" Gemisches vor, d.h. sein Zustand werde eindeutig gekennzeichnet durch die Variablen Geschwindigkeit w , Druck p , Temperatur T und Dampfmassegehalt x_D bzw. Dampf-volumengehalt α_D ,

[1.2] die Gemischteilchen mögen sich dauernd in thermodynamischen Gleichgewichtszuständen befinden,

war es möglich, das in der Gasdynamik bewährte Charakteristikenverfahren auf die eindimensionale instationäre Strömung homogener Wasserdampf/Wasser-Gemische mit Wärmezufuhr anzuwenden und verschiedene für die Reaktortechnik interessante Rand- und Anfangswertaufgaben numerisch zu lösen.

Im Hinblick auf die Frage nach der Brauchbarkeit des Modells von Fischer in der Praxis stellt sich die Aufgabe, den Gültigkeitsbereich der zugrunde liegenden Annahmen durch gezielte Experimente genauer abzugrenzen, um auf der Basis der experimentellen Ergebnisse ggf. eine Erweiterung der Modelltheorie durchführen zu können. So hat sich z.B. aufgrund der Simulationsversuche zum "größten anzunehmenden Unfall (GAU)" wassergekühlter Reaktoren [10] die Vermutung verstärkt, daß bei den schnellen Druckabsenkungen außer dem Siederverzug auch bei der Phasenumwandlung Wasser \rightarrow Wasserdampf an den bereits vorliegenden Phasengrenzflächen Verzögerungen auftreten und damit thermodynamische Ungleichgewichtszustände durchlaufen werden können [11, 12].

In einer Zusammenstellung von Gouse [13] sind über 5000 Berichte aus dem Gebiet der Zweiphasenströmung verzeichnet, die bereits bis 1965 erschienen sind. Diese Vielzahl von Veröffentlichungen weist schon auf die Komplexität der Strömungsmechanik von Zweiphasensystemen hin. Mehr oder weniger

systematische Zusammenfassungen der wichtigsten Ergebnisse, die bis heute vorliegen bzw. noch gültig sind, finden sich in [14 bis 20]. Nach einer kritischen Durchsicht dieser Kompendien kommt man zu dem Schluß, daß zwar sehr viele spezielle Probleme der Zweiphasenströmung ausführlich bearbeitet worden sind - insbesondere auf der experimentellen Seite -, daß aber eine allgemeine Zweiphasendynamik, die mit dem Stand der Mechanik einphasiger inkompressibler oder gar kompressibler Medien vergleichbar wäre, bisher fehlt. Es ist z.B. bis heute noch nicht gelungen, geeignete dimensionslose Kennzahlen aufzustellen, die es allgemein vorauszusagen gestatten, unter welchen Bedingungen die einzelnen möglichen Strömungsformen - wie Blasenströmung, Pfropfenströmung, Ringströmung oder Nebelströmung - vorliegen, wie dies vergleichsweise in der Strömungsmechanik einphasiger Medien mit Hilfe der Re-Zahl als Kriterium für das Vorliegen laminarer oder turbulenter Strömung möglich ist. Die meisten Autoren beschränken sich deshalb bei der theoretischen Behandlung der jeweiligen Problemstellung darauf, eine bestimmte Struktur der Phasenverteilung von vornherein als gegeben anzunehmen und die bekannten Methoden der Thermohydraulik einphasiger Medien sinngemäß auf das Zweiphasensystem anzuwenden. Als einfachstes und sehr bekanntes Beispiel, bei dem dieses Vorgehen systematisch durchgeführt wurde, sei die Ableitung von Beziehungen zur Berechnung des Druckverlustes von stationären Gas/Flüssigkeit-Strömungen in Rohren genannt.

Eine entsprechend systematische Behandlung der Wellenausbreitung in Zweiphasengemischen, die sowohl theoretische als auch experimentelle Untersuchungen umfaßt, existiert bisher nur in beschränktem Maße. So wurde die Wellenausbreitung in Suspensionen von festen oder flüssigen Partikeln in Gasen sehr intensiv untersucht. Der Erfolg dieser Untersuchungen schlägt sich in den Lehrbüchern [15, 16] dadurch nieder, daß ihnen ein verhältnismäßig breiter Raum gewidmet wird. Die Arbeiten [23 bis 27] lassen ebenfalls erkennen, daß es auf diesem Gebiete zu einem gewissen Abschluß gekommen ist, soweit Phasenumwandlungen wie Kondensation und Verdampfung außer Betracht gelassen werden. Die Wellenausbreitung wird dann im wesentlichen beeinflusst durch Relaxationen der Geschwindigkeits- und Temperatureinstellung zwischen den Partikeln und dem Gas. Daß jedoch die Relaxation der Phasenumwandlung für den Fall der Tropfensuspension nicht in Allgemeinheit vernachlässigt werden darf, geht bereits aus der Arbeit [28]

hervor, in der der Trägheitseinfluß der Tropfen mit dem Einfluß der Kondensation und Verdampfung auf das Ausbreitungsverhalten von Schallwellen diskutiert wird. Dies dürfte in noch viel stärkerem Maße für den umgekehrten Fall gelten, daß in einer Flüssigkeit Gasblasen suspendiert sind, die im Vergleich zur Flüssigkeit praktisch trägheitslos sind.

Obwohl über das Wellenverhalten in Blasengemischen ebenfalls in einer Reihe von Veröffentlichungen berichtet wird, ist festzustellen, daß sich die Arbeiten, die bis heute durchgeführt wurden, i.a. eng an die Untersuchungen zur Wellenausbreitung in Suspensionen fester Partikel in Gasen anlehnen. Die Relaxationsvorgänge, die mit dem Impulsaustausch und dem Wärmeübergang ohne Phasenumwandlung zwischen den Blasen und der Flüssigkeit verbunden sind, standen im Vordergrund des Interesses und wurden meist in akustischer Näherung am Verhalten von Schallwellen studiert [29 bis 39]. Diese Modelle lassen sich deshalb nicht ohne weiteres auf Blasengemische anwenden, in denen Phasenumwandlungen eine maßgebliche Rolle spielen können, wie dies bei 1-Komponenten-Systemen offensichtlich ist.

In der vorliegenden Arbeit wird im wesentlichen auf experimentellem Wege versucht, zu einem besseren Verständnis der Wellenausbreitung in kondensierbaren Zweiphasensystemen beizutragen. Dazu wird speziell untersucht, inwieweit sich die Relaxation der Phasenumwandlung auf die Ausbreitung von Stoßwellen in Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen auswirkt. Im einzelnen soll bei einem Druck von etwa 1 atm und den beiden Temperaturen von ca. 25°C sowie ca. 99°C festgestellt werden, wie die charakteristischen Größen

- Ausbreitungsgeschwindigkeit und
- Tiefe

der Stoßwellen abhängen von den weiteren Versuchsparametern

- Berstdruck bzw. Druckstärke der Welle,
- Homogenitätsgrad des Gemisches, der durch den Gasvolumengehalt zusammen mit der Anzahl der Blasen pro Volumeneinheit gekennzeichnet wird.

2. Theorie

2.1 Wellenausbreitung im thermodynamischen Gleichgewicht

2.1.1 Beschreibung des thermodynamischen Gleichgewichtszustandes

Während zur Beschreibung des Zustandes eines im Sinne der klassischen Thermodynamik einheitlichen Stoffes von gegebener Masse zwei unabhängige Eigenschaften ausreichen ("Zwei-Eigenschaften-Regel" [45]), werden zur Beschreibung des Zustandes eines Zweiphasengemisches drei unabhängige Eigenschaften benötigt, wenn es sich wie folgt zusammensetzt ("Phasengesetz" [48, 49]):

[2.1] Die Gasphase besteht aus zwei Komponenten, wobei die eine Komponente ein Fremdgas und die andere Komponente die zur Flüssigkeit gehörende Dampfphase ist.

[2.2] Das Fremdgas ist nicht kondensierbar und in der Flüssigkeit unlöslich, d.h. die flüssige Phase liegt stets in 1-Komponenten-Form vor.

Das hier zu untersuchende Luft/Wasserdampf-Wasser-System erfüllt die Voraussetzungen [2.1] und [2.2] in sehr guter Näherung, wenn man extreme Bedingungen von der Betrachtung ausschließt. Im Hinblick auf die weiteren Überlegungen erweist es sich als zweckmäßig, den Fremdgasmassengehalt (Luftmassengehalt) x_L , das Gasmassenverhältnis (Verhältnis Dampfmassengehalt zu Luftmassengehalt) } und den Druck p als beschreibende Zustandsgrößen zu wählen.

Will man ein thermodynamisches System vollständig beschreiben, so genügt es, wenn man eine kanonische Zustandsgleichung kennt. Sämtliche Zustandsgrößen lassen sich dann berechnen als Funktionen der unabhängigen Eigenschaften, die in der kanonischen Zustandsgleichung enthalten sind. Im allgemeinen ist jedoch eine solche Beziehung in geschlossener Form nicht bekannt. Für analytische Rechnungen ist es dann einfacher, von einer thermischen und einer kalorischen Zustandsgleichung auszugehen, die zusammen das System ebenfalls vollständig beschreiben. Hierbei ist allerdings zu beachten, daß bei Vorgabe der thermischen Zustandsgleichung die möglichen Formen der kalorischen Zustandsgleichung durch den II. Hauptsatz der Thermodynamik beschränkt sind [43, 46, 47].

Um die thermische Zustandsgleichung des Zweiphasengemisches aufzustellen, machen wir für das spezifische Volumen den üblichen Ansatz [46, 47]:

$$v = x \cdot v_g + (1-x) \cdot v_f \quad (2.1)$$

Des weiteren wollen wir annehmen:

[2.3] Die Komponenten der Gasphase verhalten sich wie ideale Gase:

$$p_D \cdot V = m_D R_D T \quad (2.2)$$

$$p_L \cdot V = m_L R_L T \quad (2.3)$$

Wenn man das Gesetz von Dalton beachtet:

$$p = p_D + p_L, \quad (2.4)$$

so erhält man durch Addition der beiden Gl.(2.2) und (2.3):

$$p \cdot V = (m_D R_D + m_L R_L) T \quad (2.5)$$

Dividiert man beide Seiten der Gl.(2.5) durch die Gesamtmasse m , so erhält man nach einigen Umformungen für das spezifische Volumen der Gasphase:

$$v_g(\xi, p, T) = \frac{R_L + \xi R_D}{1 + \xi} \cdot \frac{T}{p} \quad (2.6)$$

Mit der Voraussetzung,

[2.4] im ungehemmten thermodynamischen Gleichgewicht besteht zwischen der Temperatur T und dem Partialdruck p_D des zur flüssigen Phase gehörenden Dampfes ein eindeutiger Zusammenhang in Form der Dampfdruckbeziehung:

$$T = \tilde{T}(p_D), \quad (2.7)$$

läßt sich leicht zeigen, daß die Variablen ξ , T und p in Gl.(2.6) nicht unabhängig voneinander sind. Durch Division der Beziehungen (2.5) und (2.2) bekommt man zunächst:

$$p_D(\xi, p) = \frac{\xi R_D}{R_L + \xi R_D} p \quad (2.8)$$

Setzt man (2.8) in die Dampfdruckbeziehung (2.7) ein, die als gegeben vorausgesetzt wird:

$$T = \tilde{T}(p_D(\gamma, p)), \quad (2.9)$$

so wird aus (2.6):

$$v_g \left\{ \gamma, \tilde{T}(p_D(\gamma, p)), p \right\} = \frac{R_L + \gamma R_D}{1 + \gamma} \cdot \frac{\tilde{T}(p_D(\gamma, p))}{p} \quad (2.10)$$

Wenn wir noch voraussetzen,

[2.5] das spezifische Volumen der Flüssigkeit ist ebenfalls explizit gegeben als Funktion vom Druck und von der Temperatur:

$$v_f = v_f(p, T), \quad (2.11)$$

dann ergibt sich aus (2.1) die thermische Zustandsgleichung für das 2-Komponenten-Zweiphasengemisch im thermodynamischen Gleichgewicht mit

$$x = x_L(1 + \gamma) \quad (2.12)$$

allgemein zu

$$v = v \left\{ x_L, \gamma, \tilde{T}(p_D(\gamma, p)), p \right\} \quad (2.13)$$

bzw.

$$\rho = \rho \left\{ x_L, \gamma, \tilde{T}(p_D(\gamma, p)), p \right\} \quad (2.14)$$

Das spezifische Volumen bzw. die Dichte des Zweiphasensystems ist also unter den getroffenen Voraussetzungen im ungehemmten thermodynamischen Gleichgewicht explizit und eindeutig bestimmt durch die drei unabhängigen Zustandsgrößen x_L , γ und p . Hierbei ist x_L der Gasmassenanteil der Komponente, die nicht kondensierbar und in der Flüssigkeit unlöslich ist, d.h. für ein einmal vorgegebenes System ist x_L eine konstante Größe.

Analog zu Gl. (2.1) wird für die kalorische Zustandsgleichung des Zweiphasengemisches angesetzt [46, 47]:

$$h = x \cdot h_g + (1-x) \cdot h_f \quad (2.15)$$

Wegen der Annahme [2.3] setzt sich die Gesamtenthalpie der Gasphase additiv aus den Enthalpien der beiden Komponenten zusammen:

$$H_g = m_D \cdot h_D + m_L \cdot h_L \quad (2.16)$$

Dividiert man Gl.(2.16) durch m , so erhält man für die spezifische Enthalpie des Gasgemisches:

$$h_g = \frac{h_L + \gamma h_D}{1 + \gamma} \quad (2.17)$$

Da wir die thermischen Zustandsgleichungen der Gaskomponenten und der flüssigen Phase bereits festgelegt haben, kann die Form der kalorischen Zustandsgleichungen nicht mehr beliebig gewählt werden. Unter Anwendung des II. Hauptsatzes läßt sich die Enthalpie bei Vorgabe der thermischen Zustandsgleichung $v = v(T,p)$ in eindeutiger Weise als Funktion der einfachen Zustandsgrößen Druck und Temperatur darstellen [46, 47]:

$$h(T, p) = \int_{T_0}^T c_{p_0} dT - T^2 \int_{p_0}^p \left[\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{v}{T} \right) \right] dp + h(T_0, p_0) \quad (2.18)$$

mit

$$c_{p_0} \equiv \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_{p_0} \quad (2.19)$$

Für ein Gas, das der idealen Zustandsgleichung gehorcht, folgt hieraus sofort das bekannte Resultat, daß die Enthalpie nur von der Temperatur abhängt:

$$h(T) = \int_{T_0}^T c_p dT + h(T_0) \quad (2.20)$$

Mit der Annahme,

[2.6] die spezifischen Wärmen c_{pD} und c_{pL} der Gaskomponenten seien im betrachteten Temperaturbereich konstant:

$$c_{pD} \stackrel{!}{=} \text{const.} \quad (2.21)$$

$$c_{pL} \stackrel{!}{=} \text{const.} \quad (2.22)$$

folgt aus Gl.(2.20):

$$h_D = c_{pD} (T - T_0) + h_D(T_0) \quad (2.23)$$

$$h_L = c_{pL} (T - T_0) + h_L(T_0) \quad (2.24)$$

Hiermit ergibt sich aus (2.17) unter Berücksichtigung von (2.7) und (2.8):

$$h_g \{ \xi, \tilde{T}(p_D(\xi, p)), p \} = \frac{[c_{pL}(\tilde{T}(p_D) - T_0) + h_L(T_0)] + \xi [c_{pD}(\tilde{T}(p_D) - T_0) + h_D(T_0)]}{1 + \xi} \quad (2.25)$$

Für die flüssige Phase soll nun ebenfalls angenommen werden,

$$[2.7] \quad T^2 \int_{p_0}^p \left[\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{v_f}{T} \right) \right] dp \stackrel{!}{=} 0, \quad (2.26)$$

d.h. die Enthalpie der flüssigen Phase sei unabhängig vom Druck, und weiterhin,

[2.8] die spezifische Wärme der Flüssigkeit c_{pf} sei im betrachteten Temperaturbereich konstant:

$$c_{pf} \stackrel{!}{=} \text{const.} \quad (2.27)$$

Damit folgt entsprechend zu (2.23) und (2.24):

$$h_f = c_{pf}(T - T_0) + h_f(T_0) \quad (2.28)$$

bzw. mit (2.9):

$$h_f = c_{pf} [\tilde{T}(p_D(\xi, p)) - T_0] + h_f(T_0) \quad (2.29)$$

Einsetzen von Gl. (2.25) und (2.29) in Gl. (2.15) liefert die kalorische Zustandsgleichung als explizite Funktion der spezifischen Enthalpie von den unabhängigen Eigenschaften x_L, ξ, p in der allgemeinen Darstellung:

$$h = h \{ x_L, \xi, \tilde{T}(p_D(\xi, p)) \} \quad (2.30)$$

2.1.2 Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit

Mit der thermischen und der kalorischen Zustandsgleichung (2.14) bzw. (2.30) lassen sich die thermodynamischen Zustände des Zweiphasengemisches im Gleichgewicht vollständig beschreiben. Insbesondere läßt sich die Zustandsgröße

$$a^2 \equiv \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \quad (2.31)$$

ausrechnen, die in der Dynamik kompressibler Medien eine Sonderstellung einnimmt. a gibt bekanntlich die Geschwindigkeit an, mit der sich infinitesimal kleine Störungen (Schallwellen) in idealen Flüssigkeiten ausbreiten (vgl. Abschnitt 2.1.3).

Wegen $s \stackrel{!}{=} \text{konst.}$ folgt aus dem II. Hauptsatz:

$$dh - \frac{1}{\rho} dp \stackrel{!}{=} 0 \quad (2.32)$$

Da x_L in einem einmal vorgegebenen System einen konstanten Wert hat (Annahme [2.2]), ergeben sich aus den Gln. (2.14) und (2.30) die vollständigen Differentiale $d\varphi$ und dh zu:

$$d\varphi = \left[\rho_{\gamma} + \rho_{\tau} \frac{d\tilde{T}}{dp_0} \rho_{\partial\gamma} \right] d\gamma + \left[\rho_p + \rho_{\tau} \frac{d\tilde{T}}{dp_0} \rho_{\partial p} \right] dp \quad (2.33)$$

$$dh = \left[h_{\gamma} + h_{\tau} \frac{d\tilde{T}}{dp_0} \rho_{\partial\gamma} \right] d\gamma + \left[h_p + h_{\tau} \frac{d\tilde{T}}{dp_0} \rho_{\partial p} \right] dp \quad (2.34)$$

Mit (2.33) läßt sich $d\gamma$ in (2.34) eliminieren und aus (2.32) ergibt sich nach einigen Umformungen:

$$a^2 = - \frac{\frac{h_{\gamma} + h_{\tau} \frac{d\tilde{T}}{dp_0} \rho_{\partial\gamma}}{\rho_{\gamma} + \rho_{\tau} \frac{d\tilde{T}}{dp_0} \rho_{\partial\gamma}}}{h_{\tau} \frac{d\tilde{T}}{dp_0} \rho_{\partial p} - \frac{h_{\gamma} + h_{\tau} \frac{d\tilde{T}}{dp_0} \rho_{\partial\gamma}}{\rho_{\gamma} + \rho_{\tau} \frac{d\tilde{T}}{dp_0} \rho_{\partial\gamma}} \left[\rho_p + \rho_{\tau} \frac{d\tilde{T}}{dp_0} \rho_{\partial p} \right] - \frac{1}{\rho}} \quad (2.35)$$

oder allgemein

$$a = a(x_L, \gamma, p) \quad (2.36)$$

Gl. (2.35) kann ausgewertet werden, wenn noch die thermische Zustandsgleichung für die flüssige Phase als Funktion vom Druck und von der Temperatur gegeben ist. Wenn man extreme Zustandsbedingungen und sehr kleine Gasgehalte von der Betrachtung ausschließt, kann man jedoch annehmen, daß die Temperatur- und Druckabhängigkeit des spezifischen

Volumens der flüssigen Phase im betrachteten Temperatur-, Druck- und Gasgehaltsbereich vernachlässigt werden kann:

$$V_f \stackrel{!}{=} \text{const.} \quad (2.37)$$

Gl. (2.37) steht praktisch nicht im Widerspruch zur kalorischen Zustandsgleichung (2.28).

Bild 1 zeigt den theoretischen Verlauf der Schallgeschwindigkeit für das ideale Luft/Wasserdampf-Wasser-System bei Bedingungen, wie sie bei den Experimenten vorlagen. Der Zusammenhang zwischen dem Gasmassengehalt x und dem Gasvolumengehalt α läßt sich durch einfache Umformungen aus Gl.(2.1) gewinnen. Da allgemein $\frac{1}{\rho} = v$ gilt, wird aus Gl.(2.1):

$$\frac{1}{\rho} = \frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_f} \quad (2.38)$$

Mit der Beziehung

$$\rho = \alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_f \quad (2.39)$$

folgt:

$$x = \frac{\alpha \rho_g}{\rho_f - \alpha (\rho_f - \rho_g)} \quad (2.40)$$

Wegen

$$\rho_g \ll \rho_f \quad (2.41)$$

gilt näherungsweise:

$$\rho \approx \rho_f (1-\alpha) \quad (2.42)$$

$$x \approx \frac{\alpha}{1-\alpha} \frac{\rho_g}{\rho_f} \quad (2.43)$$

Die wichtigsten Ergebnisse, die sich unter den vorgegebenen Bedingungen aus Bild 1 ablesen lassen, und deren Interpretation sind:

1. Die Schallgeschwindigkeit nimmt mit wachsendem Gasvolumengehalt Werte an, die immer weiter unterhalb der Schallgeschwindigkeit für die reine Flüssigkeit liegen (Wasser: $a(T = 25^\circ\text{C}) = 1498 \text{ m/s}$, $a(T = 40^\circ\text{C}) = 1530 \text{ m/s}$ [53]).

Dieses Verhalten ist einzusehen, wenn man die Gl.(2.31) etwas umformt:

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{\rho \left| \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial v}{\partial p} \right|_s}} \quad (2.44)$$

und den Grenzbereich $\alpha \geq 0$ betrachtet. Nach Gl.(2.42) wird für Dampf-
volumengehalte, die in der Nähe von $\alpha = 0$ liegen, die Dichte des Ge-
mischtes praktisch allein durch die große Dichte der Flüssigkeit fest-
gelegt. Dagegen wird die Kompressibilität bereits für kleine α -Werte
durch die große Kompressibilität der Gasphase bestimmt. Erst bei sehr
kleinen Gasgehalten kommt auch die relativ kleine Kompressibilität
der flüssigen Phase mit ins Spiel. Wegen der Annahme von (2.37) wurde
dieser Einfluß jedoch in diesem Zusammenhang quantitativ nicht be-
rücksichtigt. In der Arbeit [64] wird jedoch gezeigt, wie dieser
Grenzübergang unter Zuhilfenahme einer geeigneten thermischen Zustands-
gleichung für die flüssige Phase durchgeführt werden kann.

Die Schallgeschwindigkeit verläuft bei der niedrigeren Temperatur von
 $T = 25^\circ\text{C}$ oberhalb der Schallgeschwindigkeit für $T = 99^\circ\text{C}$.

Dieser Unterschied erklärt sich aus den unterschiedlichen Mol- bzw.
Massenverhältnissen zwischen der kondensierbaren Gaskomponente Wasser-
dampf und der nichtkondensierbaren Komponente Luft. Mit Hilfe der
Zustandsgleichungen (2.2), (2.3) und dem Gesetz von Dalton (2.4) er-
hält man für das Molverhältnis Dampf/Luft:

$$\frac{n_D}{n_L} = \frac{p_D}{p - p_D} \quad (2.45)$$

bzw.

$$\gamma = \frac{R_L}{R_D} \cdot \frac{n_D}{n_L} \quad (2.46)$$

Wenn man beachtet, daß im Gleichgewicht der Zusammenhang (2.7) be-
steht, dann läßt sich das Molverhältnis in Abhängigkeit vom Druck und
von der Temperatur leicht angeben: Bild 2. Danach ist z.B. bei
 $p = 1 \text{ atm}$ und $T = 99^\circ\text{C}$ das Molverhältnis $\frac{n_D}{n_L} \approx 30$, während es bei
 $T = 25^\circ\text{C}$ den sehr kleinen Wert $\frac{n_D}{n_L} \approx 0,03$ hat. Bei der höheren
Temperatur $T = 99^\circ\text{C}$ werden also im Gegensatz zum Fall $T = 25^\circ\text{C}$ die
Gemischteilchen beim Durchgang von Druckstörungen nicht nur beschleu-
nigt und praktisch allein auf Grund der Gaskompressibilität verformt,

sondern gleichzeitig können in merklichem Maße Phasenumwandlungen erfolgen. Dieselbe Druckänderung bewirkt also bei der höheren Temperatur eine größere Dichteänderung als bei der niedrigeren Temperatur, womit nach Gl.(2.31) eine entsprechende Erniedrigung der Schallgeschwindigkeit verbunden ist.

3. Bei dem größeren Druck $p = 1,4$ atm hat die Schallgeschwindigkeit höhere Werte als bei dem kleineren Druck $p = 1,0$ atm.

Dies ist damit zu erklären, daß die Kompressibilität der Gasphase und damit auch die des Zweiphasengemisches mit wachsendem Druck abnimmt, während die Gemischdichte nach Gl.(2.42) praktisch unabhängig vom Druck ist, so daß mit Gl.(2.44) bei dem höheren Druck auch die größere Schallgeschwindigkeit vorliegt. Die größeren Unterschiede zwischen den Kurven für $p = 1,0$ atm und $p = 1,4$ atm, die im Vergleich zu $T = 25^{\circ}\text{C}$ bei $T = 99^{\circ}\text{C}$ auftreten, sind darauf zurückzuführen, daß mit der Druckzunahme eine relativ starke Abnahme des Molverhältnisses Wasserdampf/Luft verbunden ist, so daß die hier infolge des kondensierbaren Wasserdampfanteils erhöhte Nachgiebigkeit der Gasphase insgesamt wieder herabgesetzt wird.

2.1.3 Ideale Stoßwelle

Zur Beschreibung der Zweiphasenströmung setzen wir voraus,

[2.9] der momentane thermodynamische Zustand des Zweiphasen-Systems wird zu jedem Zeitpunkt und an jedem Ort durch die Angabe von drei unabhängigen Zustandsgrößen eindeutig beschrieben und

[2.10] die Bewegung des Systems ist durch eine einzige Geschwindigkeitskomponente w darstellbar.

Dies bedeutet allgemein, daß wir das Zweiphasen-Gemisch als ein "homogenes" Strömungsmedium betrachten. Gehen wir also davon aus, daß

[2.11] das Zweiphasen-System in Form eines Blasengemisches vorliegt und

[2.12] die Strömung eindimensional in einem Kreisrohr erfolgt,

dann wird mit den Annahmen [2.9] und [2.10] vorausgesetzt, daß Blasen-
durchmesser und Blasenabstand sehr klein sind gegenüber dem Rohrdurchmesser
und keine Relativbewegung zwischen den Blasen und der umgebenden Flüssig-
keit besteht. Die Voraussetzung [2.9] beinhaltet weiterhin, daß die
betrachteten Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemische stets thermodynamische
Gleichgewichte durchlaufen.

Wir wollen weiterhin annehmen:

- [2.13] Reibungskräfte sind nicht wirksam,
- [2.14] Wärmeleitungsvorgänge bleiben außer Betracht,
- [2.15] Gravitationskräfte sind nicht wirksam,
- [2.16] es erfolgt keine Energiezufuhr von außen.

Das so definierte "homogene Zweiphasen-Blasengemisch im ständigen thermo-
dynamischen Gleichgewicht, ohne Reibung und Wärmeleitung" erfüllt die Be-
dingungen einer idealen Flüssigkeit. Wie in der Mechanik kompressibler
Medien allgemein gezeigt wird, gibt dann die Größe a aus Gl.(2.31) die Ausbrei-
tungsgeschwindigkeit von Schallwellen beliebiger Form an [40 bis 44,
54 bis 59]. Die Gestalt einer derartigen "infinitesimal schwachen" Welle,
die man sich zusammengesetzt denken kann aus einer Reihe aufeinanderfolgen-
der, infinitesimal kleiner Druckpulse Δp , ändert sich während der Aus-
breitung nicht. Denn jeder einzelne Druckpuls ändert den ungestörten Zu-
stand vor der Welle im Grenzfall $\Delta p \rightarrow 0$ nicht, so daß sich alle Punkte
der Welle mit derselben charakteristischen Gleichgewichtsschallgeschwindig-
keit des ungestörten Zustandes fortpflanzen.

Diese Formbeständigkeit kann für reale Wellen mit endlichen Amplituden nicht
mehr zutreffen. Approximiert man z.B. das Profil einer zum Zeitpunkt t_1
vorgegebenen schwachen, aber endlichen Kompressionswelle wieder durch eine
Folge sehr kleiner, aber endlicher Drucksprünge $\Delta p \gtrsim 0$ (Bild 3), so
würde sich der erste Druckpuls an der Wellenfront näherungsweise mit der
Schallgeschwindigkeit $\dot{z}_1^* = a_1^*$ ausbreiten, wenn man annimmt, daß sich das
Zweiphasengemisch vor der Welle im Ruhezustand "1" befindet. Wesentlich
ist nun, daß durch die nicht mehr infinitesimal kleine Druckstörung eine
endliche Verdichtung und Beschleunigung des Blasengemisches verursacht

wird. Der zweite Druckpuls pflanzt sich daher mit einer etwas höheren Geschwindigkeit \dot{z}_2^* fort, die sich aus der in dem verdichteten Gemisch höheren Schallgeschwindigkeit $\alpha_2^* > \alpha_1^*$ (vgl. Bild 1) und der nun vorliegenden kleinen Strömungsgeschwindigkeit $w_2^* > w_1^* = 0$ des Zweiphasengemisches zusammensetzt. Jeder folgende Druckpuls Δp_{n+1} breitet sich also mit einer größeren Geschwindigkeit aus als der vorausgehende Drucksprung Δp_n : $\dot{z}_{n+1}^* = \alpha_{n+1}^* + w_{n+1}^* > \dot{z}_n^* = \alpha_n^* + w_n^*$. Daraus könnte man zunächst folgern, daß das Wellenprofil zu einem späteren Zeitpunkt t_4 z.B. die im Bild 3 dargestellte Form annehmen müßte. Das würde aber bedeuten, daß an jeder Stelle z^* zwischen z_1^* und z_e^* drei verschiedene Zustände gleichzeitig existieren könnten, was physikalisch nicht möglich ist. Vor dem "Selbstüberholen" der Welle findet vielmehr eine immer weitergehende "Verschmelzung" der einzelnen Druckpulse statt, was für die gesamte Welle gleichbedeutend damit ist, daß sie immer steiler wird. Die Aufsteilung erfolgt solange, bis sich sämtliche kleinen Drucksprünge zu einem einzigen großen "Verdichtungsstoß" vereinigt haben und sich mit einer gemeinsamen Geschwindigkeit $\dot{z}_S^* > \alpha_1^*$ ausbreiten. In der Front einer derartigen "idealen Stoßwelle" gehen dann die Zustandsgrößen sprunghaft von ihren Ruhewerten "1" vor der Stoßfront in die Werte "2" hinter der Stoßfront über $\sqrt{40}$ bis $42,55$ bis 59 .

Unter der Voraussetzung, daß sich die "ideale Stoßwelle" mit konstanter Geschwindigkeit und ohne Änderung ihrer Form ausbreitet, läßt sich ihr Verhalten bekanntlich leichter behandeln, wenn man die unstetige Stoßfront mit einem kleinen Kontrollvolumen umschließt, das mit der Stoßwellengeschwindigkeit \dot{z}_S^* mitläuft (Bild 4).

Für den mitbewegten Beobachter liegen dann vor und hinter dem Kontrollvolumen stationäre Zustände "1" und "2" vor. Es lassen sich die stationären, integralen Erhaltungsgleichungen anwenden, die unter Berücksichtigung der eingangs getroffenen Annahmen zur Zweiphasenströmung lauten:

$$\text{Masse:} \quad \rho_2 (\dot{z}_S^* - w_2^*) = \rho_1 \dot{z}_S^* \quad (2.47)$$

$$\text{Impuls:} \quad p_2 + \rho_2 (\dot{z}_S^* - w_2^*)^2 = p_1 + \rho_1 \dot{z}_S^{*2} \quad (2.48)$$

$$\text{Energie:} \quad h_2 + \frac{1}{2} (\dot{z}_S^* - w_2^*)^2 = h_1 + \frac{1}{2} \dot{z}_S^{*2} \quad (2.49)$$

Mit Gl.(2.42) und Gl.(2.37) läßt sich aus der Massenerhaltungsgleichung (2.47) ableiten:

$$w_2^* = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{1 - \alpha_2} \cdot \dot{z}_S \quad (2.50)$$

Setzt man diesen Ausdruck in die Erhaltungsgleichung für den Impuls ein, so erhält man:

$$\dot{z}_S = \frac{p_2 - p_1}{\rho_f (\alpha_1 - \alpha_2)} \quad (2.51)$$

Hierbei wurde wegen $[(\alpha_1 - \alpha_2)/(1 - \alpha_2)]^2 \ll 1$ der Ausdruck

$$[2.17] \quad 1 + \left(\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{1 - \alpha_2} \right)^2 \approx 1 \quad (2.52)$$

gesetzt. Weiterhin ist

$$\alpha = n_B \cdot V_B \quad (2.53)$$

Mit

$$n_B = \rho \cdot n_B^* \quad (2.54)$$

und den Gln.(2.42) und (2.5) folgt aus Gl.(2.53):

$$\alpha = n_B^* \rho_f (1 - \alpha) [m_D R_D + m_L R_L] \cdot \frac{T}{p} \quad (2.55)$$

Wegen der Voraussetzung [2.2] und mit der Annahme,

[2.18] die einmal vorgegebene Anzahl von Blasen in der Masseneinheit des Gemisches bleibt erhalten, d.h.

$$n_{B1}^* \stackrel{!}{=} n_{B2}^* \quad , \quad (2.56)$$

ergibt sich aus (2.55) der Zusammenhang:

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{1 - \alpha_2}{1 - \alpha_1} \cdot \frac{1 + \gamma_2 \frac{R_D}{R_L}}{1 + \gamma_1 \frac{R_D}{R_L}} \cdot \frac{T_2}{T_1} \cdot \frac{p_1}{p_2} \quad (2.57)$$

Wenn man davon ausgeht, daß die Temperaturänderungen des Zweiphasengemisches, die durch die hier untersuchten, relativ schwachen Kompressionen sowie durch

die mit den Druckerhöhungen verbundenen Kondensationen bewirkt werden können, in dem hier betrachteten Bereich kleiner Gasgehalte recht klein sind, kann in erster Näherung angenommen werden,

$$[2.19] \quad T_2 \approx T_1 \quad (2.58)$$

Dann läßt sich Gl.(2.57) auf die Form bringen

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{1 + \gamma_2 \frac{R_D}{R_L}}{(1 - \alpha_1) \left(1 + \gamma_1 \frac{R_D}{R_L}\right) \frac{p_2}{p_1} + \alpha_1 \left(1 + \gamma_2 \frac{R_D}{R_L}\right)} \quad (2.59)$$

Das Dampfmassenverhältnis $\frac{\gamma_2}{\gamma_1} = \frac{x_{D2}}{x_{D1}}$ läßt sich aufgrund der Beziehung (2.8) und mit [2.19] wegen der näherungsweise Gültigkeit

$$\tilde{p}_D(T_1) \approx \tilde{p}_D(T_2) \quad (2.60)$$

darstellen als Funktion des Druckverhältnisses $\frac{p_2}{p_1}$:

$$\frac{\gamma_2}{\gamma_1} = \frac{x_{D2}}{x_{D1}} = \frac{1}{\frac{p_2}{p_1} + \gamma_1 \cdot \frac{R_D}{R_L} \left(\frac{p_2}{p_1} - 1\right)} \quad (2.61)$$

Durch Einsetzen von Gl.(2.61) in (2.59) erhält man:

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{1}{\frac{p_2}{p_1} + \left[(1 - \alpha_1) \gamma_1 \frac{R_D}{R_L} - \alpha_1\right] \left[\frac{p_2}{p_1} - 1\right]} \quad (2.62)$$

Damit ergibt sich aus (2.51) die Ausbreitungsgeschwindigkeit der stationären Stoßwelle zu

$$\dot{z}_S = \alpha_1 \sqrt{1 + (1 - \alpha_1) \left(1 + \gamma_1 \frac{R_D}{R_L}\right) \left(\frac{p_2}{p_1} - 1\right)}, \quad (2.63)$$

wobei

$$\alpha_1 \equiv \sqrt{\frac{p_1}{\rho_f \alpha_1 (1 - \alpha_1) \left(1 + \gamma_1 \frac{R_D}{R_L}\right)}} \quad (2.64)$$

die Geschwindigkeit für das Druckverhältnis $\frac{p_2}{p_1} \rightarrow 1$ und damit die Schallgeschwindigkeit ist.

Es ist zu beachten, daß die Gln.(2.63) und (2.64) Näherungsbeziehungen sind, die auf der einschränkenden Annahme [2.19] bzw. (2.60) und unter Vernachlässigung der Energiegleichung (2.49) gewonnen wurden. Wie ein Vergleich mit der Beziehung (2.35) in Verbindung mit der Definitionsgleichung (2.31) zeigt, die auf die Form

$$\sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_{s_1}} = \sqrt{\frac{p_1}{\rho_f \alpha_1 (1 - \alpha_1) \left(1 + \gamma_1 \frac{R_D}{R_L}\right)}} \cdot \sqrt{1 + x_{L1} \gamma_1 \frac{v_{D1}^2}{c_{p f_1} R_D T_1^2} \left(1 + \gamma_1 \frac{R_D}{R_L}\right)} \quad (2.65)$$

gebracht werden kann, stimmt die Näherungsbeziehung (2.64) mit dem Ausdruck (2.65) praktisch überein, solange

$$[2.20] \quad x_{L1} \gamma_1 \frac{v_{D1}^2}{c_{p f_1} R_D T_1^2} \left(1 + \gamma_1 \frac{R_D}{R_L}\right) \ll 1 \quad (2.66)$$

angenommen werden kann. Dies trifft jedoch unter den gegebenen thermodynamischen Versuchsbedingungen i.a. mit guter Genauigkeit im gesamten α -Bereich $0,1 \% \leq \alpha \leq 10 \%$ zu. Nur im Grenzfall $p = 1,0 \text{ atm}$ und $T = 99^\circ\text{C}$, wenn der Wasserdampfanteil sehr groß wird (Bild 2), können die Abweichungen zwischen den Werten aus Gl.(2.65) und Gl.(2.64) im Bereich der höheren Gasvolumengehalte $6 \% < \alpha < 10 \%$ bis auf etwa 15% ansteigen. Hier macht sich offenbar die Vernachlässigung der Gl.(2.49), welche die Energieumwandlung zwischen der mechanischen Energie und der kalorischen Energie beinhaltet, etwas stärker bemerkbar. Immerhin ist damit an dem konkreten Beispiel der in dieser Arbeit untersuchten Zweiphasengemische wenigstens näherungsweise gezeigt, daß die thermodynamische Zustandsgröße $\sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s}$ tatsächlich die Ausbreitungsgeschwindigkeit angibt, mit der sich Schallstörungen in homogenen Zweiphasengemischen im ständigen thermodynamischen Gleichgewicht ausbreiten.

Aus der vereinfachten Gebrauchsformel (2.64) lassen sich die Abhängigkeiten der Schallgeschwindigkeit von p , α und ξ nun direkt ablesen, die bereits im vorigen Abschnitt anhand der mit der allgemeinen Beziehung (2.35) berechneten Kurven im Bild 1 diskutiert wurden. Dem Ausdruck (2.63) für die Stoßwellengeschwindigkeit kann man entnehmen, daß in vollständiger Analogie zum Verhalten von Gasen die Stoßwellengeschwindigkeit auch in den betrachteten Zweiphasengemischen mit wachsendem Stoßdruckverhältnis $\frac{P_2}{P_1}$ zunimmt. Die Zunahme ist um so stärker, je kleiner der Gasvolumengehalt α und je größer das Gasmassenverhältnis ξ bzw. das Molverhältnis der Gaskomponenten $\frac{M_D}{M_L}$ und damit bei vorgegebenem Druck die Temperatur ist (Bild 2). D.h. bei höheren Temperaturen sind zwar die Stoßwellengeschwindigkeiten bei schwachen Druckverhältnissen kleiner als bei niedrigeren Temperaturen - bedingt durch die kleinere Schallgeschwindigkeit -, aber \dot{z}_S nimmt mit wachsendem $\frac{P_2}{P_1}$ stärker zu infolge des größeren Faktors $(1 + \xi \frac{R_D}{R_L})$. Diese Ergebnisse sind z.B. in den Bildern 27 und 30 zu erkennen, in denen zu den experimentell ermittelten Stoßwellengeschwindigkeiten die entsprechenden theoretischen Kurven nach Gl.(2.63) eingetragen sind. Es soll noch festgehalten werden, daß die Gln.(2.63) bzw. (2.64) die beiden Grenzfälle $\alpha_1 \rightarrow 0$ und $\alpha_1 \rightarrow 1$ nicht enthalten. Um den Übergang $\alpha_1 \rightarrow 0$ zu erfassen, müßten die Temperatur- und insbesondere die Druckabhängigkeit der Flüssigkeitsdichte in der thermischen Zustandsgleichung (2.42) mitberücksichtigt werden, worauf bereits im Abschnitt 2.1.2 hingewiesen wurde. Der andere Grenzübergang $\alpha_1 \rightarrow 1$ kann miteerfaßt werden, wenn man unter Verzicht auf die Vernachlässigung (2.41), die für den Zweiphasenbereich getroffen werden darf, die ausführliche Formulierung (2.39) der thermischen Zustandsgleichung beibehält, mit der für $\alpha_1 \rightarrow 1$ sinnvollerweise $\varphi \rightarrow \varphi_g$ geht.

2.2 Wellenausbreitung im thermodynamischen Ungleichgewicht

2.2.1 Relaxationsvorgänge

Bisher wurde vorausgesetzt, daß sich das Zweiphasengemisch ständig im thermodynamischen Gleichgewicht befinden möge. Wird das Blasengemischteilchen einer zeitlich veränderlichen Kompression unterworfen, die nicht unendlich langsam erfolgt, so wird es jedoch i.a. thermodynamische Ungleichgewichtszustände durchlaufen. Dies liegt daran, daß die gasförmige und die flüssige Phase in Wirklichkeit nicht "homogen verschmiert" sind, sondern endlich große Räume ausfüllen. Dadurch können die mit den Druckänderungen verbundenen Transportvorgänge von Masse, Impuls und Energie in und zwischen den Phasen nicht unendlich schnell ablaufen, wie es für eine sofortige Gleichgewichtseinstellung erforderlich wäre.

In diesem Abschnitt sollen die charakteristischen Zeiten für die einzelnen Ausgleichsvorgänge abgeschätzt werden, die von Bedeutung sein können. Dazu wollen wir uns das Gemischteilchen als eine Flüssigkeitsscheibe der Höhe ΔH vorstellen, in welcher kugelige Bläschen von gleichem Durchmesser δ in einer Schicht nebeneinander eingebettet sind (Bild 5).

Es stellt sich zunächst die Frage, ob dem Gemischteilchen ein einheitlicher Druck zugeordnet werden kann. Dazu sollen die Laufzeiten abgeschätzt werden, die schwache Druckstörungen benötigen, um die charakteristischen Strecken δ bzw. ΔH zu durchlaufen:

$$\tau_{pg} = \frac{\delta}{c_g} \quad (2.68)$$

$$\tau_{pf} = \frac{\Delta H}{c_f} \quad (2.69)$$

Mit den Schallgeschwindigkeiten $c_g \approx 3 \cdot 10^3 \frac{m}{s} \div 4 \cdot 10^2 \frac{m}{s}$ für die gasförmige und $c_f \approx 1,5 \cdot 10^3 \frac{m}{s}$ für die flüssige Phase erhält man näherungsweise:

$$\tau_{pg} \approx 3 \cdot 10^{-2} \frac{s}{m} \cdot \delta \quad (2.70)$$

$$\tau_{pf} \approx 7 \cdot 10^{-4} \frac{s}{m} \cdot \Delta H \quad (2.71)$$

Damit ergeben sich z.B. für bereits sehr grobe Blasengemische mit δ , $\Delta H = 5 \text{ mm}$ charakteristische Druckausgleichszeiten von $\tau_{pg} \approx 15 \mu s$ und $\tau_{pf} \approx 3,5 \mu s$. Diese Werte liegen weit unterhalb der durch die angewandte Meß- und Auswertetechnik erfaßbaren Druckanstiegszeit von $\Delta t_l \approx 200 \mu s$. D.h. bei den in sinnvoller Weise auswertbaren Versuchen mit $\Delta t_l > 200 \mu s$ kann man davon ausgehen, daß der Druckausgleich in und zwischen den Phasen so rasch erfolgt, daß dem Blasengemisch ein örtlich einheitlicher Druck zugeordnet werden kann. Hierbei ist allerdings noch nicht berücksichtigt, daß Druckdifferenzen zwischen den Blasen und der umgebenden Flüssigkeit auftreten können durch die Wirkung der Grenzflächenspannung [48, 49]:

$$p_g - p_f = \frac{2\sigma}{R} \quad (2.72)$$

Dieser Einfluß kann an Bedeutung gewinnen, wenn die Blasenabmessungen infolge der Kompression und insbesondere der Kondensation auf sehr kleine Werte absinken, wie es im Falle der Blasengemische bei ca. $99^\circ C$ gegeben sein kann. Mit $\sigma \approx 6 \cdot 10^{-2} \text{ N/m}$ erhält man bei dem bereits sehr kleinen Blasendurchmesser von $\delta = 0,1 \text{ mm}$ den Blasenüberdruck $p_g - p_f \approx 10^{-2} \text{ at}$, der gegenüber dem herrschenden Umgebungsdruck von etwa 1 at noch vernachlässigbar klein ist. Jedoch kann er für $R \rightarrow 0$, d.h. im Falle eines praktisch reinen 1-Komponenten-Systems für den Übergang vom 2-Phasen- in das 1-Phasen-Gebiet,

nicht länger vernachlässigt werden. Wir wollen jedoch auf diesen Übergang, der ohnehin besonderer Überlegungen bedarf, in dieser Arbeit nicht näher eingehen.

Im weiteren sollen daher die Ausgleichsvorgänge untersucht werden, die in dem Gemischteilchen ablaufen, wenn es einer plötzlichen und allseitig gleich wirkenden Druckerhöhung unterworfen wird. Die sprungförmige Kompression bewirkt im Idealfall zunächst eine isentrope Erhitzung der Gasphase. Die Kompressionswärme wird dann isobar durch Wärmeleitung von den Gasblasen an die kühlere Flüssigkeitsumgebung abgeführt, wenn man von Wärmetransportvorgängen durch Konvektion und Strahlung absieht. Bei Raumtemperatur ist der Übergang der Kompressionswärme von den Blasen in die Flüssigkeit praktisch der einzige thermodynamische Relaxationsvorgang, der ins Gewicht fallen könnte, da der Anteil der kondensierbaren Dampfkomponente vernachlässigbar klein ist (Bild 2). Die Wärmeströmung von der Blase in die Flüssigkeit erfolgt so lange, bis wieder Temperaturgleichgewicht in und zwischen den beiden Phasen bei dem neuen aufgeprägten Druck herrscht. Bei höheren Temperaturen muß dagegen berücksichtigt werden, daß es vor Erreichen des Temperatúrausgleichs zur teilweisen Kondensation des nun merklich vorhandenen Wasserdampfes in den Blasen kommen kann, sobald seine zum vorherrschenden Partialdruck zugehörige Sättigungstemperatur an der Phasengrenze vorliegt. Der Kondensationsvorgang wird im wesentlichen durch drei Teilvorgänge bestimmt:

1. Die kondensierenden Dampfmolekeln müssen durch molekularen Transport an die Phasengrenzfläche gelangen.
2. An der Phasengrenzfläche muß es zur eigentlichen Phasenumwandlung gasförmig → flüssig kommen.
3. Die bei der Kondensation frei werdende Verdampfungswärme muß in die Flüssigkeit transportiert werden.

Weitere Transportphänomene sekundärer Art wie z.B. Thermodiffusion, Diffusionsthermoeffekt, die in der Blase auftreten können, sollen im folgenden unberücksichtigt bleiben, da sie erfahrungsgemäß nur unter extremen Bedingungen relevant sind [71, 72].

Die Zeitkonstante für den Ausgleich der Kompressionswärme ohne Phasenumwandlung ($m_D + m_L \stackrel{!}{=} \text{const}$) läßt sich aufgrund der Wärmebilanz

$$c_{p_g} \left(\rho_g \cdot \frac{\pi}{6} \delta^3 \right) \frac{dT_g}{dt} = \lambda_f \left| \frac{\partial T_f}{\partial r} \right|_{r \rightarrow \frac{\delta}{2} + 0} \cdot \pi \delta^2 \quad (2.73)$$

abschätzen, wenn der Gasphase eine einheitliche Temperatur zugeordnet werden kann und der Widerstand für den Wärmeübergang auf der Flüssigkeitsseite allein liegt. Die Berechtigung dieser Annahme kann überprüft werden, indem man die Geschwindigkeiten abschätzt, mit der z.B. eine vorgegebene Temperaturstörung ΔT_0 von der Phasengrenzfläche in die beiden Phasen vordringt. In erster Näherung genügt es, wenn man die Lösung des Problems für die einseitig unendlich ausgedehnte Platte heranzieht [14, 60, 65, 66]:

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_0} = \text{erf} \left(\frac{1}{2\sqrt{Fo}} \right) \quad (2.74)$$

mit

$$Fo \equiv \frac{a t}{x^2} \quad (2.75)$$

Ein Maß für die Schnelligkeit, mit der die von außen aufgeprägte Temperaturänderung ΔT_0 ins Innere der Platte vordringt, ist z.B. die Zeit $\tau \equiv t_{0,5}$, nach der an einer charakteristischen Stelle x_{ch} die Temperaturänderung

$$\Delta T \stackrel{!}{=} \frac{1}{2} \Delta T_0 \quad (2.76)$$

beträgt. Wie man den Tabellen in [65, 66] entnehmen kann, trifft diese Bedingung zu für

$$\frac{x_{ch}}{2\sqrt{a\tau}} \stackrel{!}{=} 0,477 \quad (2.77)$$

Mit $a_f \approx 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ und $a_g \approx 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ [65] ergibt sich

$$\tau_{T_f} \approx 6 \cdot 10^5 \cdot \varepsilon^2 \quad (2.78)$$

mit

$$\varepsilon \equiv D_B - \delta \quad (2.79)$$

und

$$\tau_{T_g} \approx 6 \cdot 10^3 \cdot \delta^2 \quad (2.80)$$

bzw.

$$\frac{\tau_{Tg}}{\tau_{Tf}} \approx 10^{-2} \left(\frac{\delta}{\varepsilon} \right)^2, \quad (2.81)$$

wenn man z.B. $x_{fch} = \frac{\varepsilon}{4}$ und $x_{gch} = \frac{\delta}{4}$ setzt.

Aufgrund dieser Näherungsbetrachtung gleicht sich eine vorgegebene Temperaturstörung in der Gasblase mindestens 10mal schneller aus als in der Flüssigkeitsumgebung, solange $\delta \lesssim 3\varepsilon$ ist. Erst für $\delta \rightarrow 10\varepsilon$ geht $\tau_{Tg} \rightarrow \tau_{Tf}$, so daß der Wärmewiderstand in der Blase nicht länger vernachlässigt werden kann. Geht man davon aus, daß in den untersuchten Blasengemischen die Bedingung $\delta \lesssim 3\varepsilon$ erfüllt ist, so darf Gl.(2.73) zur Ermittlung der Zeitkonstanten für den Wärmeausgleich zwischen den Blasen und der Flüssigkeit herangezogen werden. Wegen

$$\left| \frac{\partial T_f}{\partial r} \right|_{r \rightarrow \frac{\delta}{2} + 0} \geq \frac{T_g - T_{fa}}{\frac{\varepsilon}{2}}, \quad (2.82)$$

wobei $T_{fa} = T_f$ ($r = \frac{\delta}{2} + \frac{\varepsilon}{2}$) sein soll, folgt aus Gl.(2.73):

$$\frac{dT_g}{dt} = \frac{T_g - T_{fa}}{\tau_T} \quad (2.83)$$

mit

$$\tau_T \leq \frac{c_{Pg} \rho_g}{12 \lambda_f} \cdot \delta \cdot \varepsilon \quad (2.84)$$

Setzt man die entsprechenden Stoffdaten ein, so erhält man größenordnungsmäßig:

$$\tau_T \leq 10^2 \frac{s}{m^2} \cdot \delta \cdot \varepsilon \quad (2.85)$$

Damit ergeben sich für die feiner verteilten Blasengemische mit $\delta \approx \varepsilon \lesssim 1 \text{ mm}$ sehr kleine Zeitkonstanten von $\tau_T \lesssim 0,1 \text{ ms}$,

während man erst für die im Vergleich dazu bereits sehr groben Blasengemische mit $\delta \approx \epsilon \approx 5$ mm Zeitkonstanten erhält, die mit $\tau_T \approx 2,5$ ms um etwa eine Größenordnung höhere Werte annehmen können.

Mit wachsender Temperatur fallen die Kondensationsvorgänge in zunehmendem Maße ins Gewicht. Hierbei wird die Geschwindigkeit des gesamten Phasenumwandlungsvorganges bestimmt durch den langsamsten der bereits früher genannten Teilvorgänge Diffusion, Phasenumwandlung an der Phasengrenze und Wärmeleitung in der Flüssigkeit. Da die Transportvorgänge Diffusion und Wärmeleitung derselben Gesetzmäßigkeit unterliegen, so läßt sich aufgrund der vorangegangenen Betrachtungen nun leicht die relative Bedeutung der konkurrierenden Mechanismen Stofftransport zur Phasengrenzfläche und Abfuhr der Kondensationswärme in die Flüssigkeit abschätzen. Bei Gasen sind die beiden Transportphänomene nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ aufs engste verknüpft insofern, als die charakteristischen Transportkenngrößen Temperaturleitzahl a_g und Diffusionskoeffizient D i.a. von derselben Größenordnung sind. In unserem speziellen Fall ist $Le \equiv \frac{a_g}{D} \approx 0,9 \approx 1$ [65], d.h. die charakteristische Zeit für den Ausgleich einer Konzentrationsstörung in der Blase, die sich aus Gl.(2.77) ergibt, wenn man sinngemäß a durch D ersetzt, stimmt sogar zahlenmäßig praktisch überein mit der entsprechenden Zeit für den Temperaturengleich nach Gl.(2.80). Demzufolge wird auch das Verhältnis der charakteristischen Zeiten für den Konzentrationsausgleich in der Blase einerseits und den Temperaturengleich in der Flüssigkeitsumgebung andererseits praktisch durch denselben Ausdruck auf der rechten Seite von Gl.(2.81) angegeben, der zunächst als Vergleichsgröße zur Abschätzung der Schnelligkeit des Temperaturengleichs in den beiden Phasen abgeleitet wurde. Die in diesem Zusammenhang bereits früher gezogenen Folgerungen lassen sich damit sinngemäß übertragen: Bei Blasengemischen mit $\delta \lesssim 3\epsilon$ gleichen sich Konzentrationsstörungen in der Blase mindestens 10mal schneller aus als die mit der Kondensation an der Phasengrenze ebenfalls verbundenen Temperaturänderungen in der Flüssigkeit. Der Wärmewiderstand, den die Flüssigkeitsumgebung der Abfuhr der Kondensationswärme entgegensetzt, ist also in den betrachteten Fällen $\delta \lesssim 3\epsilon$ offenbar wesentlich größer als der Diffusionswiderstand im Innern der Blasen, der dem Stofftransport der kondensierenden Dampfmolekeln an die Phasengrenzfläche entgegenwirkt. In

einer genaueren Betrachtung müßte allerdings noch berücksichtigt werden, daß sich die nichtkondensierbare Luftkomponente im Verlaufe der Kondensation an der schrumpfenden Blasenoberfläche aufstaut, da sie unter den gegebenen Versuchsbedingungen in der Flüssigkeit praktisch unlöslich ist. Dies führt zur Ausbildung einer konvektiven Gegenströmung des Gasgemisches (Stefan-Strom [60, 65, 66]), welche den Diffusionsstrom der kondensierbaren Gaskomponente zur Phasengrenzfläche in zunehmendem Maße behindern kann.

In den technischen Anwendungen, wie z.B. bei der Berechnung der Filmkondensation nach der Wasserhauttheorie von Nusselt [46, 60, 65, 66, 69], wird i.a. weitergehend angenommen, daß auch der Widerstand bei der Phasenumwandlung an der Phasengrenze vernachlässigbar klein ist und die Kondensationsgeschwindigkeit allein durch den Wärmetransportwiderstand des Flüssigkeitsfilms bestimmt wird. Diese Annahme stützt sich auf zahlreiche experimentelle Untersuchungen zur stationären Filmkondensation, die mit den theoretischen Ergebnissen recht gut in Einklang gebracht werden können. Abweichungen zwischen Theorie und Experiment werden darauf zurückgeführt, daß die übrigen Annahmen der Modelltheorie - wie z.B. die Voraussetzung, daß der Film laminar strömt - in diesen Fällen nicht erfüllt war. Offenbar in Anlehnung an die Behandlung der Filmkondensation enthalten die isobaren Modelle zum Wachstum bzw. zur Schrumpfung einer kugeligen Dampfblase mit unendlich ausgedehnter Flüssigkeitsumgebung ebenfalls die Annahme, daß die Phasenumwandlung im wesentlichen bestimmt wird durch den Wärmetransportwiderstand der umgebenden Flüssigkeit [14, 75 bis 79, 93]. Danach ergibt sich die Änderungsgeschwindigkeit des Blasenradius $R \equiv \frac{d}{2}$ einfach aus der Forderung:

$$\rho_D \cdot r_D \cdot \frac{dR}{dt} \stackrel{!}{=} \lambda_f \left| \frac{\partial T_f}{\partial r} \right|_{r \rightarrow R+0} \quad (2.86)$$

Nimmt man weiterhin an, daß die Strömung der Flüssigkeit vernachlässigt werden kann und die Wärmeleitung für kleine Zeiten im wesentlichen in einer dünnen Temperaturgrenzschicht erfolgt, die näherungsweise als eindimensionale Flüssigkeitsscheibe angesehen werden darf, dann kann der Temperaturgradient am Blasenrand ersetzt werden durch den Ausdruck [14, 60, 77 bis 79]:

$$\left| \frac{\partial T_f}{\partial r} \right|_{r \rightarrow R+0} = \frac{|T_g - T_{fa}|}{\sqrt{\pi \cdot \alpha_f \cdot t}} \quad , \quad \begin{array}{l} T_g \stackrel{!}{=} \text{const.} \\ T_f \stackrel{!}{=} \text{const.} \end{array} \quad (2.87)$$

Mit $T_g = \tilde{T}(p_D)$ und ρ_D aus den Gln.(2.2) und (2.8) folgt damit aus Gl.(2.86):

$$\frac{dR}{dt} = \frac{|\tilde{T}(p_D) - T_{fa}|}{\tau_{r_D}} \quad (2.88)$$

mit

$$\tau_{r_D} \equiv \frac{\gamma}{R_L + \gamma R_D} \cdot \frac{p}{\tilde{T}(p_D)} \cdot \frac{r_D}{\lambda_f} \cdot \sqrt{\pi a_f t} \quad (2.89)$$

Die Beziehung (2.88) kann dazu dienen, die in der ersten Zeit t nach der Druckstörung Δp zu erwartenden Blasenschrumpfgeschwindigkeiten theoretisch abzuschätzen. Ist t nicht zu groß, so kann man näherungsweise

$\tilde{T}(p_D) \approx \tilde{T}(p_{D1} + \Delta p_{D1})$ und $\gamma \approx \gamma_1$ setzen, wobei $p_{D1} + \Delta p_{D1}$ der Partialdruck des Dampfes unmittelbar nach der Druckaufgabe Δp bei $\gamma = \gamma_1$ nach Gl (2.8) ist und γ_1 das Gasmassenverhältnis im Anfangszustand vor der Druckstörung bedeutet. Geht man z.B. von den Versuchsbedingungen

$T \approx 99^\circ\text{C}$ und $p \approx 1,2 \text{ atm}$ aus und erhöht den Druck sprunghaft um den Betrag $0,2 \text{ atm} \leq \Delta p \leq 0,8 \text{ atm}$, so erhält man z.B. nach der kleinen Zeitspanne $t = 0,1 \text{ ms}$ der Größenordnung nach die kleine Radiusänderungsgeschwindigkeit $\frac{dR}{dt} \approx 0,1 \frac{\text{mm}}{\text{ms}}$ und nach $t = 1 \text{ ms}$ näherungsweise $\frac{dR}{dt} \approx 0,01 \frac{\text{mm}}{\text{ms}}$.

Wenn man die Beziehung (2.5) auf den Blasen Zustand "1" vor der Druckaufgabe Δp und auf den neuen Gleichgewichtszustand "2" der Blase nach der Druckerhöhung von p_1 auf $p_2 = p_1 + \Delta p$ anwendet, so erhält man mit $m_{L1} = m_{L2}$ und $T_1 \approx T_2$ für die Änderung des Blasenradius:

$$\Delta R \equiv R_2 - R_1 = R_1 \left[\sqrt[3]{\frac{\gamma_2 R_D + R_L}{\gamma_1 R_D + R_L} \frac{p_1}{p_2}} - 1 \right], \quad (2.90)$$

wobei sich γ_2 mit $p_{D1} \approx p_{D2}$ wieder aus Gl.(2.61) ergibt. Hiermit erhält man unter den genannten Versuchsbedingungen für $0,2 \text{ atm} \leq \Delta p \leq 0,8 \text{ atm}$ Radiusabnahmen von insgesamt $0,2 R_1 \leq |\Delta R| \leq 0,4 R_1$. Aufgrund der Schätzwerte für $\frac{dR}{dt}$ nach den kleinen Zeiten $t = 0,1 \text{ ms}$ bzw. $t = 1 \text{ ms}$, nach denen voraussetzungsgemäß noch keine merkliche Phasenumwandlung stattgefunden haben möge, sind dann z.B. für eine Blase mit dem realistischen Ausgangsradius $R_1 = 1 \text{ mm}$ Abnahmezeiten zu erwarten, die weit im ms-Bereich liegen können.

Die z.T. größeren Abweichungen zwischen den theoretisch zu erwartenden Radiusänderungsgeschwindigkeiten und den bisher vorliegenden experimentellen Werten [82, 83, 92, 102] könnten darauf hindeuten, daß der Wärmewiderstand in der Flüssigkeit nicht immer die allein maßgebliche Rolle spielt. So wird z.B. in [86, 89] dargelegt, daß auch der Phasenumwandlungswiderstand an der Grenzfläche Gas/Flüssigkeit von merklichem Einfluß sein kann. Zum Nachweis wird das gaskinetische Modell der Phasenumwandlung herangezogen [68, 70, 73, 85, 95 bis 98, 103, 104]. Danach kommt die makroskopisch zu beobachtende Phasenumwandlung dadurch zustande, daß eine Differenz zwischen den nach der kinetischen Vorstellung an der Phasengrenze ständig "verdampfenden" und "kondensierenden" Molekeln auftritt. Die "treibende Kraft" für die Phasenumwandlung besteht in einem Druck- bzw. Temperaturunterschied zwischen dem Sättigungswert des Dampfes an der Flüssigkeitsoberfläche und dem der Flüssigkeit in der Phasengrenzfläche. Nach [92] ergibt sich für die Radiusänderungsgeschwindigkeit einer kugeligen Blase, wenn man das gaskinetische Phasenumwandlungsmodell zugrunde legt:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{2f}{2-f} \frac{r_D}{r_D \sqrt{2\pi R_D T_D}} [T_D - T_{Gr}] \quad (2.91)$$

Die praktische Anwendung dieser Beziehung erfordert die Kenntnis des Kondensationskoeffizienten f und des Temperatur-"Sprungs" $[T_D - T_{Gr}]$ an der Phasengrenze.

Die Werte des Kondensationskoeffizienten, die bis heute für Wasser experimentell ermittelt wurden, bewegen sich größenordnungsmäßig in den weiten Grenzen $10^{-4} < f < 1$ [60, 65, 67 bis 70, 85, 92], wobei die kleineren Werte auf ältere Arbeiten zurückgehen. Die in [85] geäußerte Vermutung, die sich offenbar auf die Messungen an Flüssigmetallen wie z.B. Quecksilber stützt, daß sich der Kondensationskoeffizient auch im Falle von Wasser zu 1 ergeben müsse, wenn nur genügend genaue Meßmethoden zur Verfügung stünden, dürfte allerdings solange fraglich bleiben, wie es nicht möglich ist, f als Funktion seiner Einflußgrößen theoretisch zu erfassen [70, 73]. Aufgrund neuerer Untersuchungen kann jedoch mit einiger Berechtigung angenommen werden, daß der Kondensationskoeffizient in das Intervall $0,1 < f < 1$ fällt [60, 68, 85].

Aus den in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Experimenten stehen direkte Meßwerte für den Temperatursprung $[T_D - T_{Gr}]$ an der Oberfläche einer kondensierenden Blase nicht zur Verfügung. Bereits die Temperaturmessung in der Umgebung ebener und praktisch ruhender Flüssigkeitsoberflächen während der Phasenumwandlung hat sich als sehr schwierig erwiesen. In der Arbeit [70] wurde für $[T_D - T_{Gr}]$ ein Wert von nur wenigen $10^{-2} \text{ }^\circ\text{K}$ ($\approx 0,03 \text{ }^\circ\text{K}$) ermittelt, der größenordnungsmäßig offenbar auch heute noch für richtig gehalten wird,

damit die Phasenumwandlung an der Phasengrenzfläche stattfinden kann [65, 69, 77]. Bei den üblichen Kondensationsvorgängen in der Technik ist jedoch diese Temperaturdifferenz wesentlich kleiner als der Temperaturabfall in der Flüssigkeitsgrenzschicht ($T_D - T_{fGr} \ll T_{fGr} - T_{fa}$), so daß der Gesamtwiderstand für den gekoppelten Stoff- und Wärmeübergang praktisch allein in dem endlichen Wärmeleitwiderstand auf der Flüssigkeitsseite zu sehen ist und mit guter Näherung $T_{fGr} \approx T_D$ bzw. $[T_{fGr} - T_{fa}] \approx [T_D - T_{fa}]$ gesetzt werden darf. Diese Annahme liegt auch dem isobaren Modell zur Schrumpfung einer kugeligen Dampfblase zugrunde.

Zum Vergleich soll jedoch nun der andere Grenzfall betrachtet werden, daß $T_{fGr} \approx T_{fa}$ gesetzt werden kann und der in seiner Größe unbekannte Temperatursprung an der Phasengrenze $[T_D - T_{fGr}]$ praktisch gleich der gesamten Temperaturdifferenz $[T_D - T_{fa}]$ ist. Mit Gl.(2.91) und $0,1 < f < 1$ liegt dann die anfängliche Schrumpfgeschwindigkeit der Blase für die Referenzbedingungen

$T \approx 99^\circ\text{C}$, $p \approx 1,2 \text{ atm}$ und $0,2 \text{ atm} \leq \Delta p \leq 0,8 \text{ atm}$ im Wertebereich $1 \frac{\text{mm}}{\text{ms}} \lesssim \frac{dR}{dt} \lesssim 100 \frac{\text{mm}}{\text{ms}}$. Für den Grenzfall $[T_D - T_{fGr}] \gg [T_{fGr} - T_{fa}]$ ergeben sich also auf der Grundlage des gaskinetischen Modells zur Phasenumwandlung Blasenänderungsgeschwindigkeiten, die weit oberhalb der Werte liegen können, die für den nach den bisherigen Erfahrungen realistischeren Grenzfall

$[T_D - T_{fGr}] \ll [T_{fGr} - T_{fa}]$ mit Hilfe des isobaren Modells erhalten wurden. Würde der erste Fall den realen Verhältnissen nahe kommen, so wären für die Schrumpfung der Referenzblase von $R_1 = 1 \text{ mm}$ auf den neuen Gleichgewichtsradius nur sehr kleine Zeiten im μs -Bereich erforderlich.

2.2.2 Gefrorene Schallgeschwindigkeiten und Dispersion der Stoßwelle

Im Abschnitt 2.1.3 wurde die Stoßwelle als eine Unstetigkeit angesehen, in der sich die Zustandsgrößen sprunghaft ändern. Diese Betrachtungsweise entspricht nicht den wirklichen Verhältnissen. Aus der Dynamik kompressibler Medien ist bekannt, daß das Auftreten eines Verdichtungsstoßes notwendigerweise mit einer Entropiezunahme verbunden ist. Physikalisch ist die Entropiezunahme auf irreversible Vorgänge in der Stoßwelle zurückzuführen, die mit entsprechenden Energiedissipationen verbunden sind und die bereits während der Aufsteilung der Kompressionswelle in wachsendem Maße an Bedeutung gewinnen. So kann bei steilen Gradienten der Strömungsgeschwindigkeit z.B. der Einfluß der inneren Reibung merklich an Einfluß gewinnen. Dadurch werden Widerstandskräfte hervorgerufen, die den einzelnen Druckpulsen der

aufsteilenden Welle (Bild 3) immer stärker entgegenwirken, bis sich schließlich ein Gleichgewicht zwischen den Wirkungen der Druck- und Reibungskräfte einstellt, so daß eine weitere Aufsteilung der Kompressionswelle nicht mehr stattfinden kann. Die bisher durch einen Druckpuls verursachte Kompression und Beschleunigung eines Strömungsteilchens wird nun kompensiert durch die entgegengerichtete Reibungskraft derart, daß der folgende Druckpuls in diesem Grenzfall mit derselben Geschwindigkeit läuft wie der vorangehende. Man spricht hier ebenfalls von einer "Stoß"-Welle, obwohl die Zustandsgrößen jetzt stetig vom Zustand "1" vor in den Zustand "2" hinter der Welle übergehen. Von Gasen weiß man allerdings, daß die Stoß-"Tiefe" - auch wenn man noch die zusätzlich wirksame Wärmeleitung in der Welle mitberücksichtigt - i.a. nur in der Größenordnung einiger freier Weglängen der Gas-molekeln liegt. Andererseits ist jedoch gerade dann, wenn sich die Zustandsgrößen innerhalb eines derartig kleinen Bereiches und damit innerhalb einer entsprechend kleinen Zeit ändern, die Möglichkeit in besonderem Maße gegeben, daß die Gasteilchen thermodynamische Ungleichgewichte durchlaufen. Die damit verbundenen irreversiblen Relaxationsvorgänge wie z.B. Schwingungs-, Dissoziations- und Ionisationsrelaxationen können dann unter gewissen Bedingungen den Verlauf der Zustandsgrößen in der Stoßfront erheblich beeinflussen und eine starke "Dispersion" der Stoßwelle verursachen [43, 55 bis 59]. Aufgrund der Abschätzungen im vorhergehenden Abschnitt kann man vermuten, daß im Falle der hier betrachteten Zweiphasengemische bei schnelleren Zustandsänderungen der Ausgleich der Kompressionswärme und bei höheren Temperaturen insbesondere auch die dann in merklichem Maße möglichen Kondensationen je nach der Gemischzusammensetzung in mehr oder weniger stark ausgeprägter Form als thermodynamische Relaxationen in Erscheinung treten sollten. Einen Eindruck von dem Einfluß der verschiedenen Relaxationsphänomene auf die Wellenausbreitung allgemein und damit auch auf die Dispersion von Stoßwellen im besonderen erhält man, wenn man die "gefrorenen Schallgeschwindigkeiten" zu den betreffenden Relaxationsvorgängen mit der Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit vergleicht. Unter der gefrorenen Schallgeschwindigkeit soll hierbei die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Schallstörung verstanden werden unter der Voraussetzung, daß der bzw. die jeweils betrachteten Ausgleichsvorgänge überhaupt nicht ablaufen.

Ist der Wärme- und Stoffübergang zwischen den Blasen und der umgebenden Flüssigkeit vollständig "eingefroren", so kann die differentielle

Zustandsänderung $\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s$ und damit die gefrorene Schallgeschwindigkeit auf ganz analogem Wege aus dem II. Hauptsatz berechnet werden, wie im Abschnitt 2.1.2 die Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit ermittelt wurde. Wenn man bei der Anwendung der Zustandsgleichungen (2.1) und (2.15) beachtet, daß jetzt in den beiden Phasen unterschiedliche Temperaturen $T_g \neq T_f$ auftreten können und $\gamma = \text{const.}$ bleibt, dann erhält man:

$$b_2^2 \equiv \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_{s, T_g \neq T_f, \gamma = \text{const}} = \frac{\frac{h_{T_f}}{\rho_{T_f}}}{\left[-\frac{h_{T_f}}{\rho_{T_f}} \rho_p - \frac{1}{\rho}\right] + \left[h_{T_g} - \frac{h_{T_f}}{\rho_{T_f}} \rho_{T_g}\right] \cdot \left(\frac{\partial T_g}{\partial p}\right)_s} \quad (2.92)$$

Aus diesem Ausdruck läßt sich noch leicht die Schallgeschwindigkeit für den Grenzfall gewinnen, daß zwar der Ausgleich der Kompressionswärme instantan erfolgt, jedoch die Phasenumwandlung weiterhin gehemmt ist bzw. keine Rolle spielt. Mit $T_g = T_f = T$ folgt:

$$b_1^2 \equiv \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_{s, T_g = T_f, \gamma = \text{const}} = \frac{\frac{h_T}{\rho_T}}{-\frac{h_T}{\rho_T} \rho_p - \frac{1}{\rho}} \quad (2.93)$$

In den Bildern 6 und 7 sind die gefrorenen Schallgeschwindigkeiten b_2 und b_1 der Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit a bei den Temperaturen $T = 25^\circ\text{C}$ sowie $T = 99^\circ\text{C}$ und einem Druck $p = 1$ atm gegenübergestellt. Aus dem Verlauf der Schallgeschwindigkeiten bei $T = 99^\circ\text{C}$ ist besonders deutlich zu erkennen, daß $a < b_1 < b_2$ gilt. Ist die Phasenumwandlung eingefroren, so bewirkt dieselbe Druckänderung jetzt eine kleinere Dichteänderung als im Gleichgewicht, womit nach Gl.(2.44) eine entsprechende Erhöhung der Schallgeschwindigkeit verbunden ist: $b_1 > a$. Wird auch der Wärmeausgleich zwischen den Blasen und der umgebenden Flüssigkeit gehemmt, so wird die Kompressibilität der Gasphase - die praktisch allein die Kompressibilität des Gemisches bestimmt - weiter erniedrigt, so daß sich eine weitere Zunahme der Schallgeschwindigkeit ergibt: $b_2 > b_1$. Da bei der niedrigeren Temperatur $T = 25^\circ\text{C}$ das Gasmassenverhältnis γ sehr klein ist, spielt hier die Phasenumwandlung nur eine geringe Rolle, so daß im Rahmen der Zeichengenauigkeit kein Unterschied zwischen a und b_1 besteht. Die Abweichung der gefrorenen Schallgeschwindigkeit b_2 von der Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit a ist hier also nahezu allein auf die Hemmung des Ausgleichs

der Kompressionswärme zurückzuführen. Ganz im Gegensatz dazu wird die Differenz zwischen b_2 und a bei 99°C überwiegend bestimmt durch das Einfrieren der Phasenumwandlung, die jetzt nicht mehr vernachlässigbar klein ist und eine starke Absenkung der Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit zur Folge hat. Der Unterschied zwischen b_1 und a ist hier wesentlich größer als derjenige zwischen b_1 und b_2 , wobei letzterer praktisch übereinstimmt mit der Differenz bei 25°C , da die Schallgeschwindigkeiten b_1 und b_2 mit wachsender Temperatur im betrachteten Bereich nur unwesentlich zunehmen. Die damit bei 99°C insgesamt wesentlich größeren Abweichungen zwischen der Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit a und der gefrorenen Schallgeschwindigkeit b_2 als bei 25°C ($a(25^\circ\text{C}) \approx b_1(25^\circ\text{C})$) deuten darauf hin, daß bei der höheren Temperatur durch den zusätzlichen Einfluß von Verzögerungen bei der Phasenumwandlung, die nun eine merkbare Rolle spielen können, auch stärkere Relaxationseffekte zu erwarten sind als bei der niedrigeren Temperatur, bei der praktisch nur der Ausgleich der Kompressionswärme einen Einfluß haben kann. Da bei 25°C $a \approx b_1$ ist und die Lage der gefrorenen Schallgeschwindigkeiten b_1 und b_2 durch eine Erhöhung der Temperatur auf 99°C praktisch nicht verändert wird, kann das bei 25°C nahezu nichtkondensierbare Zweiphasengemisch als ein bezüglich der Phasenumwandlung eingefrorenes Gemisch von 99°C aufgefaßt werden. Aus dem unterschiedlichen Dispersionsverhalten vorgegebener Druckwellen in definierten Gemischen bei 25°C einerseits und 99°C andererseits sollten damit auf experimentellem Wege direkt Rückschlüsse auf die Bedeutung der Phasenumwandlungsrelaxation gezogen werden können.

Die Wirkung der Relaxationsvorgänge auf die Dispersion einer Stoßwelle läßt sich wie folgt verdeutlichen [43, 54, 106]. Allgemein wird sich eine infinitesimal kleine Druckstörung, die einem relaxierenden Medium unendlich langsam aufgeprägt wird, mit der Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit ausbreiten, während eine unendlich schnell aufgeprägte Störung mit der stets größeren gefrorenen Schallgeschwindigkeit läuft. Nimmt man z.B. harmonische Schallwellen, so liegt der erste Grenzfall vor, wenn die Kreisfrequenz $\omega \rightarrow 0$ geht, während die Schallwelle für $\omega \rightarrow \infty$ mit der gefrorenen Schallgeschwindigkeit läuft. Eine reale Schallwelle mit einer endlichen Frequenz $0 < \omega < \infty$ wird sich in Wirklichkeit mit einer Geschwindigkeit ausbreiten, die zwischen diesen beiden theoretischen Grenzgeschwindigkeiten liegt. Die Größe der Abweichung von den beiden

Grenzgeschwindigkeiten hängt von dem Produkt $\omega\tau$ ab, wobei τ eine charakteristische Zeit für den betrachteten Ausgleichsvorgang bedeutet. Die "Relaxationszeit" τ bestimmt den praktisch interessanten Frequenzbereich, innerhalb dessen sich die Relaxation deutlich bemerkbar macht. Dies ist für alle Frequenzen der Fall, die von derselben Größenordnung sind wie $\frac{1}{\tau}$. In diesem Bereich nimmt die Schallgeschwindigkeit mit wachsender Frequenz merklich zu. Außerdem werden die Schallwellen infolge der Energiedissipation, die mit dem Relaxationsvorgang verbunden ist, gedämpft. Ist $\omega\tau \ll 1$, so läuft der Ausgleichsvorgang wesentlich schneller ab als die aufgeprägte Störung und die Ausbreitung erfolgt praktisch ungedämpft mit der Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit. Im entgegengesetzten Fall $\omega\tau \gg 1$ erfolgt der Relaxationsvorgang wesentlich langsamer als die vorgegebene Zustandsstörung. Die Störung pflanzt sich dann wiederum praktisch ungedämpft, aber diesmal mit nahezu der gefrorenen Schallgeschwindigkeit aus. Das durch die Relaxation bedingte Dispersionsphänomen, dem eine harmonische Schallwelle unterworfen ist, hat die wichtige Konsequenz, daß eine beliebig geformte, sehr schwache Störung ihre Gestalt nicht mehr beibehält wie im Falle ständigen thermodynamischen Gleichgewichts. Denn nach Fourier kann man sich bekanntlich jede Welle zusammengesetzt denken aus einer unendlichen Summe harmonischer Teilwellen mit unterschiedlichen Amplituden und Frequenzen. Da sich jede Teilwelle mit einer anderen Geschwindigkeit ausbreitet, wird sich z.B. eine vorgegebene Druckrampe kleiner Amplitude im Laufe der Zeit immer mehr verbreitern.

Im Falle der hier zu betrachtenden Zweiphasen-Blasengemische deutet damit die starke Vergrößerung zwischen a und b_2 bei $T = 99^\circ\text{C}$ gegenüber $T = 25^\circ\text{C}$ darauf hin, daß die Dispersionstendenz bei der höheren Temperatur infolge der zusätzlich wirksamen Phasenumwandlungsrelaxation stärker ist als bei der niedrigeren Temperatur. Im ersten Fall sind - in einer vereinfachten Vorstellung - für einen größeren Frequenzbereich und damit für eine größere Anzahl von Teilwellen, aus denen sich eine vorgegebene Druckwelle zusammensetzen läßt, merklich verschiedene Ausbreitungsgeschwindigkeiten möglich.

Bei Wellen mit nicht mehr sehr kleinen Amplituden wirkt nun der Dispersions-tendenz die durch die Nichtlinearität verursachte und bereits im Abschnitt 2.1.3 diskutierte Aufsteilungstendenz entgegen. Das Zusammenspiel beider

Effekte bestimmt das weitere Verhalten einer z.B. vorgegebenen, endlichen Kompressionswelle in dem relaxierenden Zweiphasengemisch. Die zur Verdeutlichung der Aufsteilungstendenz benutzte Hilfsvorstellung, daß die vorgegebene Kompressionswelle zu jedem Zeitpunkt als diskrete Folge kleiner Druckpulse aufgefaßt werden kann (Bild 3), reicht allein nicht mehr aus, um den Einfluß der Relaxationen auf das weitere Verhalten der Welle mitzuerfassen. Dazu muß jetzt zusätzlich die Schnelligkeit berücksichtigt werden, mit der die kleinen Druckänderungen einem Gemischteilchen aufgeprägt werden, bzw. die Zeit, während der ein bestimmter Druckpuls auf ein Gemischteilchen wirkt. Die Wirkzeit der einzelnen Druckpulse ist umso größer, je größer ihr gegenseitiger Abstand ist. Wenn man davon ausgeht, daß die Kompressionswelle anfangs sehr flach verläuft und damit die Abstände der kleinen Drucksprünge sehr groß sind, dann haben die Gemischteilchen genügend Zeit, um den zu der jeweiligen Druckänderung gehörigen Gleichgewichtszustand nahezu vollständig zu erreichen. In diesem Fall ist praktisch nur die Aufsteilungstendenz wirksam. Mit zunehmender Aufsteilung werden jedoch die Abstände der einzelnen Drucksprünge und damit auch die für die Gemischteilchen zur Verfügung stehenden Ausgleichzeiten, um das thermodynamische Gleichgewicht zu erreichen, immer kleiner. Das bedeutet, daß die hier in Frage kommenden Relaxationsvorgänge wie Phasenumwandlung und Ausgleich der Kompressionswärme immer mehr hinter den Druckstörungen hinterherhinken. Dies hat zur Folge, daß der Gasvolumengehalt und damit die Kompressibilität des Gemisches nicht mehr so stark abnimmt und jeder auf einen Drucksprung folgende Druckpuls insgesamt mit einer kleineren Geschwindigkeit weiterläuft als im entsprechenden Gleichgewichtsfall. Auf diese Weise kann die durch die Nichtlinearität bedingte Aufsteilungstendenz, die im ständigen thermodynamischen Gleichgewicht zum un stetigen Verdichtungsstoß führt, durch die mit wachsenden Druckgradienten zunehmende Wirkung der Relaxationen immer mehr "gebremst" werden. Ähnlich wie durch die Wirkung der Reibung kann der Grenzfall erreicht werden, daß der Relaxations-"Widerstand", welcher dem Übergang der Gemischteilchen in den Gleichgewichtszustand in wachsendem Maße entgegenwirkt, so groß wird, daß eine weitere Aufsteilung der Welle nicht mehr möglich ist. In der Gasdynamik wird allgemein gezeigt, daß die Existenz einer derartigen "voll-dispergierten" Stoßwelle, in der die Zustandsgrößen stetig von ihren Gleichgewichtswerten "1" vor der Welle in neue Gleichgewichtszustände "2" hinter der Welle übergehen, allerdings nur möglich ist, wenn die auf-

geprägte, nichtlineare Kompression nicht zu stark ist, so daß die resultierende Fortpflanzungsgeschwindigkeit der ausgebildeten Welle unterhalb der gefrorenen Schallgeschwindigkeit für den vor der Welle herrschenden Strömungszustand bleibt. Umgibt man den gesamten Bereich der volldispersierten Stoßwelle mit einem entsprechend großen Kontrollvolumen, so lassen sich unter der Voraussetzung, daß sich die Welle mit konstanter Geschwindigkeit ausbreitet, die Zustandsgrößen "2" sowie die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle auf demselben Wege berechnen wie im Falle der idealen Gleichgewichtsstoßwelle (Abschnitt 2.1.3).

Mit wachsender Kompression nimmt die Geschwindigkeit der Welle zu, während die "Stoßtiefe", d.h. die Ausdehnung des Bereiches, in dem die Zustandsgrößen vom Ausgangszustand "1" in den neuen Gleichgewichtszustand "2" übergehen, kleiner wird. Wird die aufgeprägte Druckstörung so stark, daß die Geschwindigkeit der resultierenden Welle mindestens die Größe der gefrorenen Schallgeschwindigkeit des vor ihr liegenden Strömungszustandes annehmen kann, dann bildet sich eine "teilweise dispersierte" Stoßwelle aus, deren Front wieder einen Verdichtungsstoß aufweist. Diese Unstetigkeit ist dadurch gekennzeichnet, daß die in Frage kommenden Relaxationsvorgänge eingefroren bleiben. Erst nach dem "gefrorenen Stoß" relaxieren die Strömungsteilchen in einer anschließenden Relaxationszone in den neuen Gleichgewichtszustand "2" [43, 54, 58].

Von Interesse ist hier die Frage nach den maximalen Stoßdruckverhältnissen, welche die obere Grenze für das gerade noch mögliche Auftreten volldispersierter Stoßwellen in den betrachteten Zweiphasengemischen darstellen. Wenn man den Vorgang der Phasenumwandlung als den dominierenden Relaxationsprozeß ansieht, wie es bei höheren Temperaturen zu vermuten ist, dann ergibt sich unter Zuhilfenahme von Gl. (2.63) aus der Forderung $\dot{z}_S \stackrel{!}{=} b_1$:

$$\left(\frac{P_2}{P_1}\right)_{\max 1} = 1 + \frac{\left(\frac{b_1}{a}\right)^2 - 1}{(1 - \alpha_1) \left(1 + \gamma_1 \frac{R_D}{R_L}\right)} \quad (2.94)$$

Ist alleine der Ausgleich der Kompressionswärme zwischen den Phasen der maßgeblichere Relaxationsvorgang, wie es für niedrige Temperaturen der

Fall ist, dann ergibt sich das gesuchte Druckverhältnis aus der Forderung $\dot{z}_{S_{T_g=T_f, \gamma=const}} \stackrel{!}{=} b_2$. Hierbei steht $\dot{z}_{S_{T_g=T_f, \gamma=const}}$ für den Ausdruck, den man für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle erhält, wenn die Phasenumwandlung eingefroren ist bzw. keine Rolle spielt und der Wärmeausgleich zwischen den Blasen und der umgebenden Flüssigkeit in der Welle entweder unendlich schnell (senkrechte Stoßwelle) oder aber vollständig und stetig (volldispersierte Stoßwelle) erfolgen kann. Man bekommt auf dem gleichen Wege, der schon für die Berechnung von \dot{z}_S eingeschlagen wurde, mit $\gamma \stackrel{!}{=} const$:

$$\dot{z}_{S_{T_g=T_f, \gamma=const}} = b_1 \sqrt{1 + (1 - \alpha_1) \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right)} \quad , \quad (2.95)$$

wobei

$$b_1 \equiv \sqrt{\frac{p_1}{\rho_f \alpha_1 (1 - \alpha_1)}} \quad (2.96)$$

ist. Wie es nicht weiter überrascht, ist $\dot{z}_{S_{T_g=T_f, \gamma=const}} = \dot{z}_S (\gamma \rightarrow 0)$ und $b_1 = a (\gamma \rightarrow 0)$. Aus Gl.(2.95) ergibt sich das größtmögliche Druckverhältnis einer volldispersierten Stoßwelle für den Fall, daß nur der Ausgleich der Kompressionswärme als Relaxationsvorgang in Frage kommt:

$$\left(\frac{p_2}{p_1} \right)_{\max 2} = 1 + \frac{\left(\frac{b_2}{b_1} \right)^2 - 1}{1 - \alpha_1} \quad (2.97)$$

$\left(\frac{p_2}{p_1} \right)_{\max 1}$ und $\left(\frac{p_2}{p_1} \right)_{\max 2}$ sind im Bild 8 als Funktion des Gasgehaltes für die Versuchsbedingungen $p = 1,2 \text{ atm}$ und $T = 99^\circ\text{C}$ bzw. $T = 25^\circ\text{C}$ aufgetragen. Danach sind für $T = 99^\circ\text{C}$ bei verzögerter Phasenumwandlung und instantanem Ausgleich der Kompressionswärme volldispersierte Wellen im Stoßdruckbereich $1 < \frac{p_2}{p_1} \lesssim 1,8$ theoretisch zu erwarten. Im anderen Grenzfall - verzögerter Ausgleich der Kompressionswärme bei vernachlässigbarer Phasenumwandlung ($T = 25^\circ\text{C}$) - ist der Druckbereich für das Auftreten volldispersierter Wellen mit $1 < \frac{p_2}{p_1} \lesssim 1,4$ um etwa die Hälfte kleiner als im vorhergehenden Fall:

$$\left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)_{\max 2} - 1 \right] \approx \frac{1}{2} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)_{\max 1} - 1 \right] \quad (2.98)$$

3. Experimente

3.1 Aufbau und Funktion der Stoßrohranlage

Experimentell wurde das Ausbreitungsverhalten schwacher Kompressionswellen in Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen bei 1 atm und ca. 99°C sowie bei Raumtemperatur untersucht. Als Versuchsanordnung kam das bereits seit längerem in der Gasdynamik bewährte Membran-Stoßrohr zur Anwendung [55 bis 59].

Im Bild 9 ist der Aufbau der Stoßrohranlage schematisch dargestellt. Bild 10 zeigt eine fotografische Aufnahme der Versuchsanlage. Die beiden Hauptabschnitte des Stoßrohres, das Treibrohr und der Lauf, bestanden aus Borosilikatglas und waren jeweils aus einzelnen Rohrschüssen unterschiedlicher Länge zusammengesetzt, die über Flanschverbindungen aus Gußeisen miteinander verbunden waren (Bauteile der Firma "Quickfit"). Zwischen den Rohrabschnitten waren Ringe aus rostfreiem Stahl eingespannt, die zur Aufnahme der Meßwertgeber dienten. Zur Abdichtung wurden Teflonringe verwendet. Die Lufteinlaßflanschen am oberen und unteren Ende waren ebenfalls aus rostfreiem Stahl gefertigt. Zwischen dem unteren Laufrohrende und dem Lufteinlaßflansch befand sich eine poröse Platte, die zur Erzeugung der Blasengemische diente. Die dazu erforderliche Luft wurde, um Druckschwankungen auszuschalten, einer Preßluftflasche entnommen und über einen üblichen Druckminderer und ein Dosierventil (Firma L'AIR LIQUIDE) der Gaskammer unterhalb der Platte zugeleitet. Die Kompressionswellen wurden erzeugt, indem zwischen Lauf und Treibrohr eingespannte Aluminium-Folien (Firma "Aluminium-Walzwerk Singen") mit Druckluft zunächst bis nahe dem kleinsten, in Vorversuchen ermittelten Eigenberstdruck vorgespannt und dann mittels einer Anstichlanze zum Bersten gebracht wurden. Dieses Verfahren wurde gewählt, um einheitliche Berstdrücke zu gewährleisten. Die Druckluft wurde dem vorhandenen Preßluftsystem entnommen. Der Berstdruck wurde mit einem Feinmeßmanometer (Firma "Dreyer, Rosenkranz + Droop") gemessen, das mit dem oberen Lufteinlaßflansch verbunden war. Vor dem Versuch wurde die Anstichlanze, deren unteres Ende mit einem Schneidenkreuz aus Rasierklingen versehen war, von einem im Lufteinlaßflansch montierten Gleichstrommagneten festgehalten.

Treibrohr und Lauf waren mittels einer Schnellspannvorrichtung miteinander verbunden (Klappverschluß aus Gußeisen, Firma "Quickfit"), so daß die geplatzten Membranen nach dem Versuch rasch ausgewechselt werden konnten. Das Anheben des Treibrohres erfolgte hierbei auf bequeme Weise über einen Seilzug mit Fußbedienung.

Die mit der Ausbreitung der Kompressionswelle verbundenen schnellen Druckänderungen während des Berstversuchs wurden mit Hilfe von Piezoquarz-Druckmeßköpfen (Typ 601 A der Firma "Kistler") detektiert, die in den Stahlringen zwischen den Rohrschüssen eingeschraubt waren, und über Ladungsverstärker (Typ TA-3/C der Firma "Vibrometer") auf einen Lichtstrahloszillographen (Lumiscript 200-25 der Firma "Hartmann & Braun") gegeben, wo sie auf fotosensibilisiertem Papier (Linagraph Direct Print Paper, Firma "Kodak") registriert wurden. Um den Papierverbrauch in Grenzen zu halten, war eine elektronische Zeitschaltung (Eigenbau) vorgesehen, die dafür sorgte, daß bereits kurz nach dem Einschalten der Papiertransporttrommel der Stromkreis des Haltemagneten für die Anstichlanze unterbrochen wurde. Während der Fallzeit der Lanze erreichte die Papier-Vorschubgeschwindigkeit ihren konstanten Sollwert von 2 m/s. Die weitere Laufzeit nach dem Bersten der Membran konnte jeweils so vorgegeben werden, daß die zu untersuchenden Wellenvorgänge im Lauf voll erfaßt wurden. Nach dieser Zeit wurde der Papiervorschub im Lichtstrahloszillographen automatisch abgeschaltet und der Stromkreis des Haltemagneten wieder geschlossen.

Die einzelnen Rohrabschnitte des Laufrohres waren mit Heizbändern umwickelt (Heizband nach Maß, Firma "Electrothermal"), die dazu benutzt wurden, die Wärmeverluste während der Versuche bei etwa 99°C auszugleichen und damit die Gemischtemperatur auf dem gewünschten Wert aufrechtzuerhalten. Zur Unterstützung ihrer Funktion waren die Heizbandagen ihrerseits noch umwickelt mit Isoliermaterial aus Asbest und Aluminiumfolien, wobei letztere die Verluste durch Strahlung herabsetzten. Die Aufheizung des Wassers erfolgte vor den eigentlichen Versuchen in einem beheizbaren Hochbehälter. Nach der Aufheizphase wurde das Heißwasser in den mittels der Heizbandagen vorgewärmten Lauf von unten steigend eingefüllt, wobei die spiralförmige Innenheizung im unteren Teil des Laufes (Miniatur-Mantel-Heizleiter der Firma "Philips") die Wärmeverluste zusätzlich ausglich, die während des Einfüllvorganges auftraten.

Die Gemischtemperatur wurde mit NiCr/Ni-Thermoelementen gemessen, die in den Zwischenringen aus Stahl eingelötet waren. Die Thermospannungen wurden mit einer Eisvergleichsstelle gebildet und direkt mit einem Drucker registriert (Arucomp 4100 der Firma "Hartmann & Braun"). Für die Regelung der Temperatur erwies es sich als günstiger, nicht die Gemischtemperatur selbst als Istgröße heranzuziehen, sondern die ihr zugeordnete und durch Vergleichsmessungen ermittelte äußere Wandtemperatur in der Mitte des jeweiligen Rohrschusses, die ebenfalls mit einem Thermoelement gemessen wurde. Dadurch konnte ein stärkeres Überschwingen der Gemischtemperatur, bedingt durch die Wärmekapazität der Rohrwand, vermieden werden. Die elektrische Leistung der einzelnen Heizkreise wurde über kontinuierliche Regler (Typ Contric M1, Firma "Hartmann & Braun") und Thyristor-Steller (Typ RMYC-15, "Hartmann & Braun") geregelt.

Um die Verteilung der Blasen fotografisch zu erfassen, wurden bei der Umwicklung des Laufes mit den Heizbandagen in drei verschiedenen Höhen kurze Rohrabschnitte freigelassen. In Höhe dieser Fenster waren jeweils zwei 100 W-Lampen befestigt, die auf einen hinter dem Fenster angebrachten Reflektorschirm aus weißem Zeichenkarton gerichtet waren. Auf diese Weise konnte mit Gegenlicht von möglichst gleichmäßiger Intensität und ohne störende Reflexionen an der Rohrwand von vorne fotografiert werden (Kamera: Contarex der Firma "Zeiss Ikon Voigtländer").

Das gesamte Stoßrohr war mittels eines Festpunktlagers und eines Radiallagers in einem Gerüst aus Stahlrohren aufgehängt. Das Stahlrohrgerüst war seinerseits über Schraubenverbindungen an einer Arbeitsbühne befestigt, die den Zugang zum Stoßrohr in drei Ebenen ermöglichte. Auf der Arbeitsbühne befand sich auch in abgeschirmter Lage die Meßwarte, in der alle elektrischen Meß-, Regel- und Steuergeräte aufgestellt waren. Obwohl bereits die Heizbänder zusammen mit den Asbestisolierungen als ausreichender Splitterschutz angesehen werden können - aus diesem Grunde wurde auch das besonders kritische Treibrohr mit mehreren Lagen Asbestband umwickelt - war das Stahlrohrgerüst vorne und an den Seiten außerdem noch mit Plexiglasscheiben verkleidet, die gleichzeitig als Schutzvorrichtung gegen das mögliche Auftreten von Spritzwasser gedacht waren.

3.2 Versuchsparameter

Um den Einfluß der Phasenumwandlung auf das Ausbreitungsverhalten der auf-geprägten Druckwellen möglichst deutlich erfassen zu können, wurden die Blasengemische bei den weit auseinanderliegenden Temperaturen $T \approx 25^{\circ}\text{C}$ (Raumtemperatur) und $T \approx 99^{\circ}\text{C}$ untersucht. Bei Raumtemperatur sollte die Phasenumwandlung praktisch keine Rolle spielen, während sie im Gegensatz dazu nahe dem Siedepunkt des Wassers von dominierender Bedeutung sein sollte, so daß die Versuchsergebnisse entsprechende Unterschiede aufweisen müßten.

Weiterhin wurde Wert darauf gelegt, stabile Zweiphasen-Blasengemische zu erzeugen, deren Homogenitätsgrad in weiten Bereichen variierte. Dazu kamen drei poröse Platten zum Einsatz, deren Porenabmessungen stark voneinander abwichen:

- Filterplatte aus Sinterbronze mit Porendurchmessern $d_p \leq 3 \mu\text{m}$ (Hersteller: "Sintermetallwerk Krebsöge"),
- Filterplatte aus Glas mit Porendurchmessern von $90 \mu\text{m} \leq d_p \leq 150 \mu\text{m}$ (Hersteller: "Jenaer Glaswerk Schott und Gen."),
- Lochplatte aus Messing mit 4 Bohrungen vom Durchmesser 1 mm.

Bild 11 zeigt z.B. die Blasenverteilungen, die man etwa in Laufrohrmitte bei einem Gasgehalt von $\alpha = 1 \text{ ‰}$ mit den einzelnen porösen Platten bei $T \approx 99^{\circ}\text{C}$ bekommt. Man kann deutlich erkennen, daß der Homogenitätsunterschied der Blasengemische, die man mittels der beiden Filterplatten erhält, im wesentlichen nur darin besteht, daß die Filterplatte mit den größeren Porendurchmessern entsprechend größere Blasen liefert. In beiden Fällen sind die Blasen von recht einheitlicher Größe, es treten nur relativ kleine Schwankungen um einen mittleren Durchmesser auf. Dagegen sind die Blasen im Falle der Lochplatte unter denselben Bedingungen nicht nur im Mittel sehr viel größer, sondern auch im Hinblick auf die Einzelgrößen sehr unterschiedlich. Variiert man den Gasgehalt zwischen den Grenzen $\alpha = 0,1 \text{ ‰}$ und $\alpha = 10 \text{ ‰}$, so bewegen sich die mittleren Blasendurchmesser, die man mit den drei Gasverteilungsansätzen erhält, bei beiden Temperaturen in den weiten Grenzen von ungefähr 0,5 mm und 6,0 mm (Bild 13). Kennzeichnet man den Homogenitätsgrad durch die Anzahl der Blasen pro Volumeneinheit n_B und den

Gasvolumengehalt α , wobei sich n_B aufgrund der Beziehung

$$n_B = \frac{6}{\pi} \cdot \frac{\alpha}{\delta^3} \quad (3.1)$$

berechnen läßt, so lassen sich mit den einzelnen Gasverteilungsinsätzen etwas oberhalb der Laufrohrmitte ($H \approx 2,90$ m) Homogenitätsgrade einstellen, wie sie in den Bildern 14 und 15 aufgetragen sind. Die z.T. größeren Streuungen der Meßpunkte sind offenbar auf die relativ großen Fehler zurückzuführen, die im Einzelfall bei der Bestimmung der Blasenzahl pro Volumeneinheit möglich waren. Die Ermittlung des Blasendurchmessers δ mittels der Fotos war mit einem möglichen Fehler von maximal etwa 25 % verbunden. Nimmt man weiterhin an, daß der Gasvolumengehalt α mit einer Genauigkeit von 10 % eingestellt werden kann, dann ergibt sich für die Blasenzahl pro Volumeneinheit n_B aus Gl.(3.1) nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz ein möglicher Fehler von 85 %. Trotz dieser relativ großen Ungenauigkeit, die im Einzelfall auftreten kann, ist anhand des Bildes deutlich zu erkennen, daß bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ praktisch im gesamten Bereich $0,1 \% \leq \alpha \leq 10 \%$ die Gemische umso homogener sind, je kleiner die Porendurchmesser der eingesetzten Gasverteilungsinsätze sind. Dies trifft bei der niedrigeren Temperatur $T \approx 25^\circ\text{C}$ für die beiden größeren Gasverteilungsinsätze ebenfalls zu, während sich beim Einsatz der Filterplatte mit $d_p \leq 3 \mu\text{m}$ bereits ab $\alpha = 0,8 \%$ wieder kleinere n_B -Werte ergeben, die sogar unterhalb derjenigen für die gröbere Filterplatte mit $90 \mu\text{m} \leq d_p \leq 150 \mu\text{m}$ liegen. Auch im Falle der höheren Temperatur $T \approx 99^\circ\text{C}$ ist festzustellen, daß von $\alpha = 2 \%$ an die Anzahl der Blasen pro Volumeneinheit mit wachsendem Gasvolumengehalt wieder abnimmt. Die Erklärung für diese Erscheinung liegt darin, daß die Blasenbildung an den Poren der Gasverteilungsplatte unterschiedlichen Mechanismen unterliegen kann [60]. Ist die Zufuhr der Luft, die zur Erzeugung der Blasen benötigt wird, und damit auch der Gasvolumengehalt im Gemisch klein, dann wird der Durchmesser der Blasen für ein vorgegebenes Gas-Flüssigkeit-System allein vom Porendurchmesser der eingesetzten Gasverteilungsplatte bestimmt

$$\delta \sim \sqrt[3]{d_p}, \quad (3.2)$$

während δ im Falle sehr großer Gasdurchsätze \dot{V} eine Funktion von \dot{V} selbst wird:

$$\delta \sim \dot{V}^{0,4} \quad (3.3)$$

Der kritische Gasdrucksatz \dot{V}_{krit} , von dem an der Blasendurchmesser durch den Gasdurchsatz $\dot{V} > \dot{V}_{krit}$ bestimmt wird, ist wiederum abhängig vom Porendurchmesser des Gasverteilers:

$$\dot{V}_{krit} \sim d_p^{\frac{5}{6}} \quad \text{für turbulente Umströmung der Blasen} \quad (3.4)$$

bzw.

$$\dot{V}_{krit} \sim d_p^{\frac{4}{3}} \quad \text{für laminare Umströmung der Blasen} \quad (3.5)$$

Aus dem Bild 13 kann man entnehmen, daß sich der experimentell bestimmte, mittlere Blasendurchmesser bei Verwendung der beiden größeren Gasverteiler einsätze im betrachteten α -Bereich $0,1 \% \leq \alpha \leq 10 \%$ weit weniger stark ändert als im Falle der Filterplatte mit $d_p \leq 3 \mu\text{m}$. Offenbar wird beim Einsatz sowohl der Filterplatte mit $90 \mu\text{m} \leq d_p \leq 150 \mu\text{m}$ als auch der Lochplatte mit $d_p = 1 \text{mm}$ die Blasengröße im wesentlichen noch allein durch die Porenabmessung bestimmt, so daß in diesen Fällen im Einklang mit (3.2) und (3.1) auch eine annähernd proportionale Zunahme der Blasenanzahl pro Volumeneinheit mit wachsendem Gasvolumengehalt zu beobachten ist (Bilder 14 und 15). Dagegen scheint beim Einsatz der Filterplatte mit den kleinsten Porenabmessungen $d_p \leq 3 \mu\text{m}$ bereits im betrachteten α -Bereich der nach (3.4) bzw. (3.5) ebenfalls kleinere, kritische Luftdurchsatz erreicht zu werden. Bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ kann man bereits von $\alpha = 0,8 \%$ an eine stärkere Zunahme der Blasengröße feststellen, während dies bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ erst von $\alpha = 4 \%$ an der Fall ist. Dieser Unterschied dürfte darin begründet sein, daß bei der höheren Temperatur zur Einstellung bestimmter kleinerer Gasvolumengehalte geringere Luftmengen erforderlich sind. Die Blasenbildung beruht jetzt maßgeblich darauf, daß Wasserdampf in die an den Poren sich bildenden kleinen Luftbläschen hineinverdampft. Erst bei höheren Gasvolumengehalten kann daher der kritische Gasdurchsatz erreicht werden. Die vergleichsweise starke Zunahme des Blasendurchmessers für $\alpha > 0,8 \%$ bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ bzw. $\alpha > 4 \%$ bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ bewirkt, daß die Anzahl der Blasen pro Volumeneinheit nach Gl (3.1) wieder stark abnimmt, obwohl der Gasvolumengehalt zunimmt (\mathcal{f} geht mit der dritten Potenz ein!), so daß die Zweiphasengemische, die mittels der Filterplatte mit $d_p \leq 3 \mu\text{m}$ erzeugt wurden, insgesamt wieder inhomogener werden und sogar durch größere Blasendurchmesser und damit kleinere n_s -Werte gekennzeichnet

sind als die Gemische bei denselben Gasvolumengehalten, die mit der gröberen Filterplatte $90 \mu\text{m} \leq d_p \leq 150 \mu\text{m}$ erhalten wurden (vgl. auch Bild 12).

Aus dem Bild 16, in dem die Blasenverteilungen in den drei verschiedenen Höhen des Laufes gezeigt sind, wie sie z.B. beim Einsatz der Filterplatte mit $90 \mu\text{m} \leq d_p \leq 150 \mu\text{m}$ beobachtet wurden, ist weiterhin zu entnehmen, daß es möglich ist, mit Hilfe poröser Platten Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemische herzustellen, die auch bei Temperaturen nahe der Siedetemperatur des Wassers über die gesamte Gemischhöhe stabil sind. Diese Feststellung ist von besonderer Bedeutung. Bereits in der Arbeit [3] wird auf die Schwierigkeiten hingewiesen, reine Wasserdampf/Wasser-Blasengemische herzustellen und in der gesamten Teststrecke in stabiler Form mit definiertem Homogenitätsgrad aufrechtzuerhalten. Die Blasen wurden hier durch direktes Sieden an einem Heizer im unteren Laufrohrteil erzeugt. Auf diese Weise kann jedoch die Forderung nach stabilen 1-Komponenten-Blasengemischen a priori nicht ohne weiteres erfüllt werden. Will man nämlich ein 1-Komponenten-Blasengemisch, das sich vor dem Stoßwellenversuch im thermodynamischen Gleichgewicht befinden soll, über die gesamte Gemischhöhe aufrechterhalten, so müßte die Gemischtemperatur von ihrem Sättigungswert an der Gemischoberfläche entsprechend der Zunahme des hydrostatischen Druckes nach unten hin gesteigert werden. Das würde aber bedeuten, daß man ein thermisch-instabiles System bekäme, bei dem die Dichte mit wachsender Höhe zunimmt. Deshalb wurde in der vorliegenden Arbeit darauf verzichtet, reine Wasserdampf/Wasser-Blasengemische zu untersuchen, wie dies außer in der bereits zitierten Arbeit [3], auch in den neueren Untersuchungen [62] getan wurde. Im Gegensatz zu [3] war hier der Lauf in ein aufwendigeres, geschlossenes Kreislaufsystem aus Stahlrohren eingebaut, in dem ein höherer Druck als 1 atm aufrechterhalten werden konnte, so daß der hydrostatische Druck nicht so stark ins Gewicht fiel. Außerdem wurde das Blasengemisch hier durch direktes Mischen von Dampf und Wasser in einer besonders konstruierten Mischvorrichtung hergestellt. Trotzdem kann auch dieser Arbeit entnommen werden, daß es schwierig war, einheitlich verteilte und stabile Wasserdampf/Wasser-Blasengemische zu bekommen. Wie man jedoch dem theoretischen Teil entnehmen kann, scheint es im Hinblick auf Untersuchungen zur Relaxation der Phasenumwandlung nicht unbedingt erforderlich zu sein, reine 1-Komponenten-Systeme zu verwenden. Wenn man davon ausgehen kann, daß die Steiggeschwindigkeiten

der Blasen genügend klein sind und damit die Blasen vor dem eigentlichen Stoßwellenversuch mit der umgebenden Flüssigkeit im thermodynamischen Gleichgewicht stehen, so ist das Molverhältnis Wasserdampf/Luft bei ca. 99°C und 1 atm genügend groß ($\frac{m_D}{m_L} \approx 30$), um mit hoher Wahrscheinlichkeit experimentell gut auswertbare Phänomene erwarten zu lassen - falls die Relaxation der Phasenumwandlung wirklich eine entscheidende Rolle spielt.

Um zu überprüfen, ob der Wasserdampfgehalt in den Blasen vor den Stoßwellenversuchen den zur vorliegenden Temperatur gehörenden Sättigungswert besitzt, wurde der Dampfgehalt des aus dem Lauf oben austretenden Luft/Wasserdampf-Gasgemisches bestimmt. Dazu wurden Gasgehalte eingestellt, bei denen einerseits die einzelnen Blasen nahezu ihre maximale Steiggeschwindigkeit erreicht hatten, andererseits aber angenommen werden konnte, daß noch keine Flüssigkeitstropfen aus der Gemischoberfläche mitgerissen wurden. Dies war der Fall für Gasgehalte im Bereich $1\% \leq \alpha \leq 4\%$. Das austretende Gasgemisch wurde während einer definierten Zeitspanne in eine Gasmeßglocke geleitet und dort durch Auskondensieren des Wasserdampfes in Luft und Wasser zerlegt, wobei durch zusätzliche Beheizung und Isolation der Zuleitung dafür gesorgt war, daß keine vorzeitigen Kondensationen auftraten. Aus dem Luftvolumen, das an der Gasmeßglocke direkt abgelesen werden kann und der Kondensatmenge, die durch Auswiegen bestimmt wurde, kann das Massenverhältnis Wasserdampf/Luft } bestimmt und mit dem theoretischen Wert verglichen werden, der bei Kenntnis der vorliegenden Temperatur und des Gesamtdruckes gegeben ist [45 bis 47]. Im Rahmen der Genauigkeit dieses Meßverfahrens, bei dem ein maximaler Fehler von etwa 40% in Kauf genommen werden mußte, konnte keine Abweichung des Gemischzustandes vom thermodynamischen Gleichgewicht festgestellt werden.

Ein weiterer Parameter, dem besondere Aufmerksamkeit gewidmet wurde, ist der Berstdruck und damit die Stärke der sich ausbildenden Welle. Die wenigen bisher durchgeführten Untersuchungen zur Wellenausbreitung in Zweiphasengemischen lieferten widersprüchliche Aussagen darüber, ob und wie die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle von der Druckstärke abhängt. In [1] konnte eine Abhängigkeit der Stoßwellengeschwindigkeit von den untersuchten Stoßstärken nicht festgestellt werden. Auch den Daten in den Veröffentlichungen [62, 63] kann ein derartiger Zusammenhang nicht entnommen werden, während in der Arbeit [61] Meßwerte dargestellt sind,

die erkennen lassen, daß die Geschwindigkeit der Stoßwelle mit wachsendem Druckverhältnis zunimmt. Zur Klärung dieses Problems und insbesondere auch im Hinblick auf eine vollständigere und sichere Erfassung der Relaxationsphänomene im gesamten untersuchten Homogenitätsbereich wurden deshalb in der vorliegenden Untersuchung fünf verschiedene Berstdrücke gewählt, indem Aluminium-Membranen mit unterschiedlichen Dicken einzeln oder zu zweit kombiniert als Berstmembranen verwendet wurden (Bild 18). Es wurden Folien aus Aluminium verwendet, weil diese im Vergleich zu anderen, in ausgedehnten Berstversuchen getesteten Membranwerkstoffen wie Polyäthylen, Cellophan, Ultraphan, Hostaphan, Transparent-Zeichenpapier, Gummi und beschichteten Geweben das optimale Berstverhalten zeigten. Als Kriterien für die Beurteilung des Berstverhaltens wurden hierbei zugrunde gelegt:

- Große Berstgeschwindigkeit
- Großer Öffnungsquerschnitt
- Geringe Neigung zum Splintern

Die Membranen wurden vor den Stoßwellenversuchen sorgfältig von Hand mit einem Rasiermesser aus den zur Verfügung stehenden Aluminium-Folien ausgeschnitten, wobei ein Stahlring als Schablone diente. Bild 19 zeigt das Aussehen der Membranen nach dem Berstvorgang bei den verschiedenen, gewählten Berstdrücken.

3.3 Erfassung der Stoßwelle und Versuchsablauf

Als Meßgröße zur Erfassung der Wellenvorgänge in den zu untersuchenden Blasengemischen wurde der Druck gewählt, der mit den bereits im Abschnitt 3.1 erwähnten schnellen Druckaufnehmern detektiert wurde. Aus Stoßrohruntersuchungen an Gasen ist bekannt, daß sich die Stoßwelle nicht sofort am Ort der platzenden Membran ausbildet. Vielmehr ist eine bestimmte Anlaufstrecke erforderlich, während der sich aus der zunächst entstehenden, stark instationären Kompressionswelle aufgrund des Aufsteilungsmechanismus, der durch die Nichtlinearität bedingt ist (Abschnitt 2.1.3), die stationäre Stoßwelle aufbaut. Ferner weiß man, daß die ausgebildete Stoßwelle strenggenommen nur über eine bestimmte Laufrohrlänge als annähernd stationär und stabil angesehen werden kann. Danach geht sie wieder über in eine instationäre Kompressionswelle. Es muß deshalb dafür Sorge getragen werden, daß der Lauf genügend lang ist. Außerdem muß eine

ausreichende Zahl von Druckmeßstellen zur Verfügung stehen, die in sinnvollen Abständen am Laufrohr angebracht sind und eine möglichst umfassende Aussage über das weitere Verhalten der Kompressionswelle nach dem Bersten der Membran liefern. Diesen notwendigen Forderungen ist offenbar bisher nur wenig Aufmerksamkeit geschenkt worden. In allen, dem Verfasser bekannten Arbeiten neueren Datums zur Ausbreitung von Kompressionswellen in Blasengemischen waren zur Detektion der Welle nur zwei Druckmeßstellen vorgesehen [3, 61 bis 63]. Den Veröffentlichungen [3, 62] kann man entnehmen, daß die Druckverläufe mit einem Kathodenstrahloszillographen registriert wurden, wobei ein dritter Druckmeßkopf, der am oberen Laufrohrende eingebaut war, zur Triggerung des Oszillographen diente. Im Gegensatz zu Gasen sind aber die mit der Ausbreitung schwächerer Kompressionswellen in Zweiphasen-Blasengemischen verbundenen Vorgänge wesentlich langsamer, so daß der Einsatz eines Kathodenstrahloszillographen, der in der Zahl der Kanäle praktisch begrenzt ist, nicht zwingend erscheint. Um eine umfassendere Interpretation der Versuche zu gewährleisten, wurde daher in dieser Arbeit anstelle eines Kathodenstrahloszillographen ein Lichtstrahloszillograph verwendet. Damit war es möglich, den Druckverlauf im Laufrohr an fünf Stellen und im Treibrohr an zwei Stellen zu verfolgen.

Der Versuchsablauf ist für die Experimente bei $T \approx 99^{\circ}\text{C}$ in Form eines Fließschemas im Bild 20 dargestellt. Nach dem Einbau einer der porösen Platten zwischen das untere Laufrohrende und den Luft-Einlaßflansch wurde destilliertes Wasser in einem Hochbehälter aufgeheizt und gleichzeitig die Laufrohrwand mittels der Heizbandagen vorgewärmt. Sobald eine Wassertemperatur nahe unterhalb der Siedetemperatur erreicht war, wurde die Innenheizung im unteren Laufrohrende zusätzlich eingeschaltet und das Wasser bis zum Gasauslaß am oberen Laufende eingefüllt. Im Anschluß daran wurde der kleinste Gasgehalt eingestellt ($\alpha = 0,001$), indem wieder eine bestimmte, geringe Menge Wasser abgelassen und die Wassersäule um einen entsprechenden Betrag auf die Höhe H_w abgesenkt wurde. Der Wasserstand konnte mittels einer Meßleiste abgelesen werden, die in Höhe des Luftauslasses an dem Stahlrohrgerüst befestigt war. Hierauf wurde die Zufuhr der Luft zur Erzeugung der Blasengemische mit einem Dosierventil so eingestellt, daß die Oberfläche des stationär ausgebildeten Blasengemisches mit einer vorgegebenen festen Marke $H_m > H_w$ kurz unterhalb des Gasauslasses

fluchtete. Dieses Verfahren zur Einstellung eines bestimmten mittleren Gasvolumengehaltes α ist evident:

$$\alpha = \frac{H_m - H_w}{H_m} \quad (3.6)$$

Nachdem die Gemischtemperatur auf $T = (99 \pm 0,2)^\circ\text{C}$ eingeregelt war, wurden die Blasenverteilungen im unteren Teil, in der Mitte des Laufes und unterhalb des Gasauslasses fotografiert. Um eine weitgehend naturgetreue und unverzerrte Abbildung der Blasen zu bekommen, wurde die Kameraeinstellung so gewählt, daß nur die Blasen, die sich kurz hinter dem der Kamera am nächsten zugewandten und parallelen Rohrsegment befanden, in den Tiefenschärfebereich der Kamera fielen und scharf abgebildet wurden. Nach diesen Vorbereitungen konnten die eigentlichen Stoßwellenuntersuchungen mit den fünf gewählten Berstdrücken durchgeführt werden. Hierauf wurde ein neuer, kleinerer Gasgehalt eingestellt und die Berstversuche wiederholt. Insgesamt wurde der Gasgehalt in den Grenzen $0,001 \leq \alpha \leq 0,100$ variiert, wobei die folgenden Einzelwerte gewählt wurden: $\alpha = 0,001; 0,002; 0,004; 0,006; 0,008; 0,010; 0,020; 0,040; 0,060; 0,080; 0,100$. Nachdem alle Gemische mit diesen Gasgehalten untersucht worden waren, wurden nach demselben Ablaufschema die Blasengemische untersucht, die man mit den beiden übrigen porösen Platten erhält.

Die Versuche bei Raumtemperatur wurden auf die gleiche Weise abgewickelt, wobei sinngemäß die Punkte (2), (3) und (11) des Versuchsablaufs für 99°C entfielen.

3.4 Versuchsergebnisse und Vergleich mit den theoretischen Ergebnissen

3.4.1 Qualitatives Ausbreitungsverhalten der Kompressionswellen

Das typische Ausbreitungsverhalten der Kompressionswellen, die in den verschiedenen Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen untersucht wurden, soll an Hand der Bilder 21 und 22 verdeutlicht werden. Als Beispiel sind die Druckverläufe dargestellt, die unter den "mittleren Versuchsbedingungen" $\alpha = 1 \text{ ‰}$ und $n_B \approx 2 \cdot 10^7$ Blasen/ m^3 bzw. $n_B \approx 5 \cdot 10^6$ Blasen/ m^3 bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ bzw. $T \approx 99^\circ\text{C}$ (Filterplatte aus Glas mit $90 \mu\text{m} \leq d_p \leq 150 \mu\text{m}$)

an den fünf Meßstellen des Laufrohres registriert wurden, wenn die Berstdrücke $p_T = 1,20 \text{ at}$ und $p_T = 1,60 \text{ at}$ aufgeprägt wurden. Zum Vergleich zeigt Bild 23 die entsprechenden Druckkurven für dieselben Druckstörungen in dem reinen Medium Luft. Der besseren Übersichtlichkeit wegen wurden die Druckkurven entsprechend der Reihenfolge der Druckmeßköpfe vom ersten Druckmeßkopf unterhalb der Membran bis zum fünften Druckmeßkopf am Laufrohrende übereinander aufgezeichnet. Um dabei sämtliche Druckkurven auf dem Registrierstreifen unterzubringen, wurden die Druckänderungen an der untersten Meßstelle mit einer geringeren Empfindlichkeit detektiert.

Aus der Form und dem Abstand der einzelnen Druckkurven lassen sich aus den Abbildungen die folgenden Ergebnisse ablesen, die qualitativ im Einklang stehen mit den theoretischen Erwartungen:

- Die zeitlichen Abstände zwischen den Fußpunkten der einzelnen Druckkurven sind im Falle der Zweiphasengemische wesentlich größer als im Falle des reinen Mediums Luft, d.h. die Ausbreitungsgeschwindigkeit derselben aufgeprägten Kompression ist in den untersuchten Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen beträchtlich kleiner als in der Gaskomponente Luft allein. Außerdem zeigt ein Vergleich der Druckschriebe für die Zweiphasengemische untereinander, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeiten in den Gemischen mit der höheren Temperatur $T \approx 99^\circ\text{C}$ kleiner sind als in den Gemischen mit der niedrigeren Temperatur $T \approx 25^\circ\text{C}$.
- In den Zweiphasengemischen mit $T \approx 25^\circ\text{C}$ kommt es zur Ausbildung von Stoßfronten, die relativ steil sein können und i.a. bereits im oberen Teil des Laufrohres vorliegen. Im Gegensatz dazu scheint die Aufsteilung der Druckwellen in dem Laufmedium Luft offenbar erst im unteren Teil des Laufes zum Abschluß zu kommen. Die in den Zweiphasengemischen schnellere Aufsteilung der Kompressionswellen, die man sich nach Bild 3 aus einzelnen, kleinen Druckpulsen zusammengesetzt denken kann, dürfte darauf zurückzuführen sein, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit der kleinen Drucksprünge, die - wenn man in diesem Zusammenhang einmal von Relaxationserscheinungen absieht - näherungsweise gleich der Schallgeschwindigkeit nach Gl.(2.64) ist, direkt proportional zu \sqrt{p} und außerdem noch umgekehrt proportional zu $\sqrt{\alpha}$ wächst. Dagegen nimmt bekanntlich bei Gasen unter der Voraussetzung perfekten Gasverhaltens die Schallgeschwindigkeit nur proportional zu $\sqrt{\frac{p}{\rho}}$ zu.

- Im Vergleich zu den Fronten der Druckwellen, die in den Gemischen bei $T \approx 25^{\circ}\text{C}$ beobachtet wurden, weisen die Druckwellen in den Zweiphasengemischen bei der höheren Temperatur $T \approx 99^{\circ}\text{C}$ weit weniger steile Druckflanken auf. Insbesondere im Falle der schwächeren Kompressionen kann an allen Meßstellen im Laufbereich der resultierenden Druckwelle deutlich festgestellt werden, daß vom Fuß der Welle an der Übergang des Druckes von dem anfänglichen Wert in den neuen Endwert innerhalb eines merklich großen Zeitraumes erfolgen kann und die Druckwelle praktisch überall in stark dispergierter Form vorliegt. Allerdings nimmt die Steilheit der Druckanstiege offenbar mit wachsendem Berstdruck zu. Jedoch können erst bei den größten Berstdrücken auch in den heißen Gemischen mit $T \approx 99^{\circ}\text{C}$ steilere Druckfronten auftreten, so wie dies in den Gemischen mit $T \approx 25^{\circ}\text{C}$ bereits bei vergleichsweise schwachen Kompressionen der Fall ist.

- Obwohl sich das Wellenprofil für den vollständigen Übergang $p_1 \rightarrow p_2$ ändern kann, wenn man das Verhalten der Druckwelle im gesamten Testbereich verfolgt, so ist jedoch festzustellen, daß die Druckanstiege in den Wellenfronten zumindest bereichsweise stabil erhalten bleiben (vgl. S. 51). Das Ende der Wellenprofile kann dagegen durch die nachfolgende Störwelle verformt werden, die aus dem Treibrohr in den Lauf gelangt. Sie setzt sich offenbar zusammen aus der Expansionswelle, die gleichzeitig mit der Bildung der Druckwelle beim Bersten der Membran entsteht, und dem an der Blasengemischoberfläche reflektierten Teil der aufgeprägten Kompression, der sich wegen des kleinen Abstandes zwischen der Membran und der Gemischoberfläche relativ rasch an die Expansion anschließen kann. Das so entstehende V-förmige Wellengebilde läuft zunächst nach oben in das Treibrohr und kann dann nach der Reflexion am oberen Treibrohrende in das Zweiphasengemisch eindringen, wobei die Störwelle zum Teil wieder an der Gemischoberfläche reflektiert werden kann. Die dadurch bedingte Störung der Profilenden der Stoßwellen scheint hierbei in den Gemischen mit der höheren Temperatur $T \approx 99^{\circ}\text{C}$ in stärkerem Maße möglich zu sein als in den Gemischen bei Raumtemperatur. Bei $T \approx 99^{\circ}\text{C}$ kann offenbar die Ausbreitungsgeschwindigkeit der stärker dispergierten Stoßwelle in den Zweiphasengemischen merklich kleiner werden als die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Störwelle

in dem Treibmedium Luft, so daß die Störwelle wegen der vergleichsweise kleinen Länge des Treibrohres relativ schnell in das bereits verdichtete Zweiphasengemisch eindringen und die Verdichtungswelle einholen kann. Zur besseren Verdeutlichung zeigt Bild 24 noch einmal die Druckverläufe für den Fall, daß die Druckstörung $p_T = 1,60 \text{ at}$ in das Blasengemisch mit $\alpha = 1 \text{ ‰}$ und $T \approx 99^\circ\text{C}$ läuft, wobei jetzt zusätzlich noch die Druckkurven der Störwelle eingetragen sind, so wie sie an den zwei Druckmeßstellen im Treibrohr detektiert wurden. Außerdem enthält die Abbildung zum Vergleich die entsprechenden Druckverläufe für den Fall, daß sich Luft in dem Laufrohr befand.

3.4.2 Stoßwellengeschwindigkeit

Allgemein ist eine stabile Stoßwelle in einer idealen Flüssigkeit dadurch gekennzeichnet, daß sie sich ohne Änderung ihrer Form mit konstanter Geschwindigkeit ausbreitet. Ein solches Verhalten ist im Falle der untersuchten Blasengemische - selbst wenn man von den dissipativen Effekten absieht - schon allein aufgrund der Versuchsanordnung von vorneherein nicht in Strenge zu erwarten. Einmal kann das weitere Verhalten der Stoßwelle durch die nachlaufende Störwelle beeinflusst werden, worauf bereits im vorhergehenden Abschnitt hingewiesen wurde. Zum anderen kann, wie die folgende Abschätzung zeigt, insbesondere der Gasvolumengehalt infolge des hydrostatischen Druckgefälles vom unteren Laufrohrende $z = 0$ nach oben hin mehr oder weniger stark zunehmen, womit entsprechende Änderungen der Gemischeigenschaften verbunden sind.

Wendet man die Gln.(2.5) und (2.53) an, so erhält man für das Verhältnis des Gasvolumengehaltes $\alpha(z)$ in der Höhe z zum Gasvolumengehalt α_0 am unteren Laufrohrende $z = 0$:

$$\frac{\alpha(z)}{\alpha_0} = \frac{\gamma(z) \cdot R_D + R_L}{\gamma_0 \cdot R_D + R_L} \cdot \frac{p_0}{p(z)} \quad (3.7)$$

Hierbei wurde angenommen, daß längs der Gemischsäule eine einheitliche Temperatur herrscht:

$$[3.1] \quad T(z) \stackrel{!}{=} T_0 \quad (3.8)$$

und die Anzahl der Blasen pro Volumeneinheit näherungsweise konstant bleibt:

$$\text{[3.2]} \quad n_B(z) \stackrel{!}{\approx} n_{B_0} \quad (3.9)$$

Mit (2.7) und (2.8) ergibt sich aus (3.7) die relative Änderung des Gasvolumengehaltes:

$$\frac{\alpha(z) - \alpha_0}{\alpha_0} = - \frac{1 - \frac{p_0}{p(z)}}{1 - \frac{\tilde{p}_D(T_0)}{p(z)}} \quad (3.10)$$

Mit

$$p_0 = p_a + \rho g \cdot H_m \quad (3.11)$$

$$p(z) = p_a + \rho g (H_m - z) \quad (3.12)$$

folgt

$$\frac{\alpha(z) - \alpha_0}{\alpha_0} = - \frac{1 - \frac{p_a + \rho g H_m}{p_a + \rho g (H_m - z)}}{1 - \frac{\tilde{p}_D(T_0)}{p_a + \rho g (H_m - z)}} \quad (3.13)$$

Für $z = H_m$ ergibt sich die Änderung über die gesamte Gemischssäule:

$$\frac{\alpha_m - \alpha_0}{\alpha_0} = \frac{\frac{\rho g H_m}{p_a}}{1 - \frac{\tilde{p}_D(T_0)}{p_a}} \quad (3.14)$$

Wenn man $H_m = 5$ m und $p_a = 1$ atm einsetzt, so erhält man aus Gl.(3.14) bei 25°C eine relative Gasgehaltsänderung von etwa 0,5, während sie bei 99°C den relativ großen Wert von ungefähr 14 annimmt. Wegen Annahme [3.2] ist die Änderung des Gasvolumengehaltes über Gl.(2.53) näherungsweise direkt mit der Änderung des Blasendurchmessers in der einfachen Form verbunden:

$$\frac{\alpha_m}{\alpha_0} \approx \frac{d_m^3}{d_0^3} \quad (3.15)$$

Daher lässt sich der Unterschied zwischen der Zunahme des Gasvolumen-
 gehaltenes mit der Höhe bei der niedrigeren Temperatur $T \approx 25^\circ\text{C}$ einerseits
 und bei der höheren Temperatur $T \approx 99^\circ\text{C}$ andererseits auch direkt aus
 den Bildern 16 und 17 qualitativ ablesen, wenn man die Blasendurchmesser
 in den drei verschiedenen Höhen betrachtet. Im Einklang mit der theore-
 tischen Abschätzung ist im ersten Fall nur eine sehr geringe Zunahme des
 mittleren Blasendurchmessers mit der Höhe festzustellen, während im
 zweiten Fall eine deutliche Zunahme des Blasendurchmessers zu beobachten
 ist. Die quantitative Überprüfung stößt insofern auf Schwierigkeiten,
 als die experimentelle Bestimmung des Verhältnisses $\frac{\alpha_m}{\alpha_0}$ allein auf-
 grund der möglichen Ungenauigkeit von etwa 25 %, die mit der Bestimmung
 des mittleren Blasendurchmessers verbunden ist, mit einem Fehler von etwa
 150 % behaftet sein kann. Immerhin konnte der vorausgeschätzte Unter-
 schied zwischen $\frac{\alpha_m}{\alpha_0}$ bei 25°C und $\frac{\alpha_m}{\alpha_0}$ bei 99°C in einigen
 Vergleichsmessungen größenordnungsmäßig richtig bestätigt werden.

Von besonderem Interesse ist die Höhe \bar{z} , in welcher der Wert α des
 eingestellten (mittleren) Gasvolumengehaltes wirklich vorliegen sollte.
 Durch Umformung bekommt man aus Gl.(3.13):

$$\alpha(z) = \alpha_0 \left[1 + \frac{\rho g z}{[p_a - \tilde{p}_D(T_0)] + \rho g [H_m - z]} \right] \quad (3.16)$$

Hiermit ergibt sich aus

$$\alpha = \frac{1}{H_m} \int_{z=0}^{z=H_m} \alpha(z) dz \quad (3.17)$$

der Ausdruck

$$\alpha = \alpha_0 \left[1 + \frac{p_a - \tilde{p}_D(T_0)}{\rho g H_m} \right] \cdot \ln \left(1 + \frac{\rho g H_m}{p_a - \tilde{p}_D(T_0)} \right) \quad (3.18)$$

Unter nochmaliger Verwendung von Gl.(3.16) erhält man aus der Forderung

$$\alpha \stackrel{!}{=} \alpha(\bar{z}) \quad (3.19)$$

die gesuchte Höhe:

$$\bar{z} = H_m \left[\left(1 + \frac{p_a - \tilde{p}_D(T_0)}{\rho g H_m} \right) - \frac{1}{\ln \left(1 + \frac{\rho g H_m}{p_a - \tilde{p}_D(T_0)} \right)} \right] \quad (3.20)$$

Bei 25°C liegt hiernach der eingestellte Gasvolumengehalt α in der Höhe $\bar{z} = 0,53 \cdot H_m \approx 2,50$ m vor, während er im Falle der Gemische mit $T \approx 99^\circ\text{C}$ bei $\bar{z} = 0,7 \cdot H_m \approx 3,30$ m auftritt. Diese Höhen liegen beide im Bereich zwischen dem zweiten und vierten Druckmeßkopf unterhalb der Membranein-
spannung. Da außerdem festgestellt werden konnte, daß die Druckanstiege der Wellenfronten längs dieses Laufrohrabschnittes im Rahmen der Meß- und Auswertegenauigkeit i.a. keine merklichen Änderungen zeigten und damit in diesem Bereich auch praktisch stabile Druckfronten vor-
lagen, wurden hier die Ausbreitungsgeschwindigkeit sowie die Tiefe (s. Abschnitt 3.4.4) der Stoßwellen ermittelt und direkt den eingestellten Gasvolumengehalten zugeordnet.

Die Stoßwellengeschwindigkeit $\dot{z}_S = w_1$ ergibt sich dann in einfacher Weise aus dem Abstand zwischen der zweiten und vierten Druckmeßstelle ΔH und der zugehörigen Laufzeit der Welle Δt , die den Druckschrieben entnommen werden kann:

$$\dot{z}_S = w_1 = \frac{\Delta H}{\Delta t} \quad (3.21)$$

Zur einheitlichen Ausmessung der Laufzeit Δt wurden durch die in Frage kommenden Druckkurven die Wendetangenten gelegt und mit den Druck-Nulllinien zum Schnitt gebracht (Bild 25). Der Abstand dieser Schnittpunkte, der den gesuchten Zeitabstand Δt darstellt, wurde dann mit Hilfe eines x, y - Koordinatenmeßgerätes ausgemessen (Bradley-Kurvenanalysator 175 B der Firma "Magnetic AB GmbH").

In den Bildern 30 bis 32 sind die auf diese Weise ermittelten Stoßwellengeschwindigkeiten für die Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemische aufgetragen, die mittels der drei porösen Platten bei ca. 99°C erhalten wurden. Zum Vergleich enthalten die Bilder 27 bis 29 die entsprechenden Versuchsergebnisse, die für die Gemische bei Raumtemperatur ermittelt wurden. Als Abszisse wurde das mittlere Stoß-Druckverhältnis $\frac{p_2}{p_1}$ der Welle gewählt, das aus den Druckkurven entnommen wurde, die an der dritten Druckmeßstelle

unterhalb der Membran registriert wurden. Als Parameter wurden der Gasvolumengehalt α und der Berstdruck p_T eingetragen. Außerdem enthalten die Diagramme die theoretischen Kurven, wie sie sich aus der im Abschnitt 2.1.3 abgeleiteten Gl.(2.63) ergeben. Man erkennt, daß die experimentellen Ergebnisse zumindest qualitativ gut im Einklang mit den theoretischen Erwartungen stehen:

- Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der untersuchten Stoßwellen nimmt mit zunehmendem Gasgehalt ab.
- Mit einer Zunahme der Temperatur ist eine Abnahme der Stoßwellengeschwindigkeit verbunden.
- Die Stoßwellengeschwindigkeit wächst mit zunehmendem Druckverhältnis der Welle.

Wenn man in diesem Zusammenhang einmal davon absieht, daß bislang nicht mit Sicherheit Stoßwellen mit wenigstens annähernd stabilen Stoßfronten, sondern offenbar stark instabile Kompressionswellen mit merklich veränderlichen Druckgradienten bereits in den Wellenfronten untersucht wurden, dann steht das erste Ergebnis im Einklang mit den bisher vorliegenden Messungen. Das zweite Resultat kann nicht mit anderen experimentellen Ergebnissen verglichen werden, da systematische Untersuchungen zum Temperatureinfluß auf die Stoßwellengeschwindigkeit in Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen bisher noch nicht durchgeführt wurden. Dagegen ist es jedoch sehr bemerkenswert festzustellen, daß es bis heute anscheinend nur eine Untersuchung gibt, in der ebenfalls eine Zunahme der Wellengeschwindigkeit mit wachsendem Druckverhältnis gemessen wurde [61]. Im Gegensatz dazu lassen die Untersuchungen [1, 3, 4, 62, 63] nicht erkennen, daß ein Zusammenhang zwischen der Wellengeschwindigkeit \dot{z}_s und der Stoßstärke $\frac{p_2}{p_1}$ festgestellt wurde. In den Arbeiten [4, 62] werden die gemessenen Werte vielmehr direkt als Referenzwerte für die Größe "Schallgeschwindigkeit" herangezogen. Dies ist jedoch nur für sehr kleine Stoßstärken $\frac{p_2}{p_1} \rightarrow 1$ näherungsweise statthaft.

Aus den Diagrammen 27 bis 32 lassen sich des weiteren die Resultate ablesen:

- Bei festgehaltenem Berstdruck p_T nimmt das Druckverhältnis der Stoßwelle $\frac{p_2}{p_1}$ bzw. die Stoßstärke $p_2 - p_1$ mit wachsendem Gasvolumengehalt ab.

- In den Blasengemischen mit $T \approx 99^\circ\text{C}$, die insbesondere mittels der beiden Filterplatten hergestellt wurden, treten bei den größeren Berstdrücken im Bereich kleinerer Gasvolumengehalte Stoßstärken auf, die oberhalb der eingestellten Berstdruckstärken liegen:

$$p_2 - p_1 > p_T - p_L \quad (3.22)$$

Die zuletzt genannte Erscheinung kann vermutlich darauf zurückgeführt werden, daß die Volumina der im Falle der Filterplatten bereits zu Versuchsbeginn sehr kleinen Blasen, die bei ca. 99°C zum überwiegenden Teil aus der kondensierbaren Gaskomponente Wasserdampf bestehen, durch die Kondensation auf so geringe Werte absinken, daß die Blasen beim Durchgang der Druckwelle in wachsendem Maße wie starre Körper wirken und damit wasserschlagähnliche Effekte hervorrufen.

Der zuerst genannte Effekt ist anscheinend nicht, wie man zunächst mit Blick auf die Ergebnisse der Gasdynamik annehmen könnte, einfach durch die Änderung der Lauf-"Gas"-Eigenschaften zu erklären, die mit einer Zunahme des Gasvolumengehaltes verbunden ist. Setzt man nämlich näherungsweise voraus, daß die Gemischoberfläche bis an die Membran heranreicht und die Membran ein ideales Berstverhalten zeigt, d.h. daß sie beim Bersten sofort und vollständig verschwindet, dann läuft nach der idealen Stoßrohrtheorie sofort vom Ort der Membran an eine Stoßwelle "S" in das Zweiphasengemisch und eine zentrierte Expansionswelle "E" in das Treibgas [55 bis 59]. Die Gemischoberfläche stellt in diesem Fall gleichzeitig die Mediengrenze dar, für welche die Bedingungen gelten, daß die Drücke und Geschwindigkeiten auf beiden Seiten gleich groß sind:

$$p_S \stackrel{!}{=} p_E \quad (3.23)$$

$$w_S^* \stackrel{!}{=} w_E^* \quad (3.24)$$

Die Strömungsgeschwindigkeit hinter dem Stoß ist durch Gl.(2.50) gegeben. Setzt man Gl.(2.62) ein, so folgt:

$$w_S^* = \frac{\left[\frac{p_2}{p_1} - 1 \right] \left[1 + \gamma_1 \frac{R_D}{R_L} \right]}{1 + \left[\frac{p_2}{p_1} - 1 \right] \left[1 + \gamma_1 \frac{R_D}{R_L} \right]} \cdot \alpha_1 \dot{z}_S \quad (3.25)$$

Für die Strömungsgeschwindigkeit auf der Seite der zentrierten Expansionswelle gilt unter der Annahme, daß sich das Treibgas perfekt verhält

[55 bis 59]:

$$w_E^* = a_T \cdot f_T \left[1 - \left(\frac{p_E}{p_T} \right)^{\frac{1}{2+f_T}} \right] \quad (3.26)$$

Wegen (3.23), (3.24) und $p_S = p_2$ folgt durch Kombination der Gln. (3.25) und (3.26):

$$\left(\frac{p_T}{p_1} \right)^{\frac{1}{2+f_T}} = \frac{a_T f_T \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{2+f_T}}}{a_T f_T - \frac{\left[\frac{p_2}{p_1} - 1 \right] \left[1 + \gamma_1 \frac{R_D}{R_L} \right]}{1 + \left[\frac{p_2}{p_1} - 1 \right] \left[1 + \gamma_1 \frac{R_D}{R_L} \right]} \alpha_1 \dot{z}_S \quad (3.27)$$

Mit $a_T \approx 345$ m/s, $f_T \approx 5$, $1 + \gamma_1 \frac{R_D}{R_L} \approx 1$ bzw. 30 bei ca. 1 atm und 25°C bzw. 99°C läßt sich leicht abschätzen, daß im gesamten untersuchten α -Bereich mit den entsprechenden \dot{z}_S -Werten für beide Temperaturen gelten sollte^{*)}:

$$\frac{p_2}{p_1} \approx \frac{p_T}{p_1} \quad (3.28)$$

bzw.

$$p_2 - p_1 \approx p_T - p_1 \quad (3.29)$$

Bei der benutzten Versuchsanordnung besteht zwischen der Gemischoberfläche und dem Ort der Membran in Wirklichkeit bereits vor dem Stoßwellenversuch ein bestimmter, endlicher Abstand, der durch den erforderlichen Auslaß für die Gasphase bedingt ist, die ständig durch die Wassersäule strömt. In den Gemischen mit der niedrigeren Temperatur $T \approx 25^\circ\text{C}$, in denen Drucküberhöhungen durch Kondensationseffekte praktisch nicht auftreten können, wurden an den beiden ersten Druckmeßstellen relativ dicht unterhalb der Gemischoberfläche ($p_1 \approx p_L$!) tatsächlich Druckstärken

$p_2 - p_1 \approx p_T - p_L$ gemessen, solange die Gasvolumenanteile klein waren. Im Falle größerer Gasvolumenanteile wurde jedoch $p_2 - p_1 < p_T - p_L$ beobachtet. Hier können offenbar die Vorgänge in dem Raum zwischen der

^{*)} Dieses Resultat steht im Einklang mit den Ergebnissen, die in [108] für den Spezialfall $\alpha = 0$ erhalten wurden.

Membranstelle und der Gemischoberfläche nicht länger vernachlässigt werden. Genau genommen, entwickelt sich nämlich mit dem Bersten der Membran zunächst eine Kompressionswelle, die erst nach Durchlaufen dieser Gasstrecke in das Blasengemisch eindringt. Die mit dem "Eintauchvorgang" an der Gemischoberfläche verbundenen Brechungs- und Reflexionsvorgänge sind aber letzten Endes maßgeblich für die Druckstärke der Welle, die sich in dem Zweiphasengemisch einstellt. Da die Gemischoberfläche mit wachsendem Gasvolumengehalt durch die aufsteigenden Blasen zunehmender Größe immer stärker "aufgerissen" und infolge der zunehmenden Kompressibilität des Gemisches immer nachgiebiger wird, dürfte sich auch der Ablauf dieser Vorgänge entsprechend ändern. Im Rahmen dieser Arbeit soll jedoch nicht näher auf die Brechungs- und Reflexionsmechanismen eingegangen werden, die an der Gemischoberfläche ablaufen und die im einzelnen sehr komplizierter Natur sein dürften, da hier allein das Verhalten der in den Zweiphasengemischen bereits vorliegenden Stoßwellen untersucht werden soll.

Vergleicht man die experimentell ermittelten Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Stoßwellen quantitativ mit den theoretischen Kurvenverläufen, so erhält man das wichtige Ergebnis:

- Mit Ausnahme der groben Blasengemische, die mittels der Lochplatte aus Messing bei einer Temperatur von etwa 99°C hergestellt wurden, wird die Lage der gemessenen Geschwindigkeiten für die Mehrzahl aller Meßpunkte bis auf eine Abweichung von weniger als 20 % von den theoretischen Kurven wiedergegeben.

Diese Abweichungen sind zunächst nicht weiter erstaunlich, wenn man die möglichen Meßfehler beachtet. So ergab eine nach den üblichen Methoden durchgeführte Fehlerabschätzung [74], daß die Einstellung des Gasgehaltes mit einem möglichen Fehler von etwa 10 % behaftet sein kann. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle kann auf etwa 5 % genau ermittelt werden, während das Stoßdruckverhältnis mit einer möglichen Unsicherheit von ungefähr 7 % bestimmt werden kann.

Die genannten Fehlerquellen scheinen jedoch im Falle der Blasengemische, die mit der Messingplatte erzeugt wurden, nicht die Ursache für die Abweichungen zu sein, welche die in diesen Gemischen ermittelten Geschwindigkeiten gegenüber den theoretisch zu erwartenden Werten aufweisen. Hier

ist augenscheinlich das Gesamtfeld der Meßpunkte nach oben verschoben, wobei die einzelnen Meßwerte für einen herausgegriffenen Gasgehalt einem etwas flacheren Verlauf folgen als die entsprechenden theoretischen Punkte. Eine erste Erklärung für dieses Verhalten könnte möglicherweise darin gesehen werden, daß mit Hilfe der Lochplatte im gesamten untersuchten α -Bereich relativ große Blasen mit entsprechend großen Steiggeschwindigkeiten erzeugt werden, die einen Dampfgehalt aufweisen, der nicht mehr in der Nähe des Sättigungswertes liegt. Nimmt man z.B. an, daß das Massenverhältnis Wasserdampf/Luft gegenüber dem Sättigungswert einen um den Faktor 10 kleineren Wert hat, so erhält man mit Gl. (2.63) die im Bild 33 dargestellten theoretischen Kurven. Wie man sieht, besteht jetzt eine wesentlich bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Andererseits konnten jedoch derartig starke Abweichungen vom Sättigungsfeuchtewert nicht festgestellt werden. Es soll deshalb noch ein anderer Effekt in Erwägung gezogen werden, der - wie sich noch zeigen wird - vermutlich die maßgeblichere Rolle spielt.

Man hat nämlich zu beachten, daß bei der Ableitung von Gl. (2.63) das Vorliegen eines strukturhomogenen Gemisches angenommen wurde, d.h. es wurde vorausgesetzt, daß Blasendurchmesser und Blasenabstand vernachlässigbar klein gegenüber dem Rohrdurchmesser sind (vgl. Abschnitt 2.1.3). Diese Voraussetzung trifft jedoch insbesondere für den Fall, daß die Blaugemische mit der Lochplatte aus Messing erzeugt werden, in Wirklichkeit nicht zu. Im folgenden soll deshalb etwas genauer geprüft werden, ob und wie sich der Homogenitätsgrad auf die Ausbreitungsgeschwindigkeiten auswirkt. Da die Druckverhältnisse der Wellen im Einzelfall stärker schwanken können, sollen die gemessenen Stoßwellengeschwindigkeiten nicht direkt verglichen werden. Vielmehr soll als Vergleichsgeschwindigkeit die Schallgeschwindigkeit herangezogen werden, die sich durch Extrapolation auf das feste Druckverhältnis $\frac{p_2}{p_1} = 1$ aus den gemessenen Geschwindigkeiten für alle Gemischzusammensetzungen gewinnen läßt.

3.4.3 Schallgeschwindigkeit

In den Bildern 34 und 35 sind die Schallgeschwindigkeiten aufgetragen, die sich durch Extrapolation der fünf verschiedenen, experimentell ermittelten Stoßwellengeschwindigkeiten in den jeweils vorliegenden Blaugemischen auf das Druckverhältnis $\frac{p_2}{p_1} = 1$ ergeben. Außerdem enthalten die

Diagramme die theoretischen Schallgeschwindigkeiten nach Gl.(2.64) für einen Systemdruck von 1,2 atm. Dieser Druck liegt näherungsweise in dem Laufrohrabschnitt vor, in dem die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Stoßwellen bestimmt wurden.

Abgesehen von dem evidenten Resultat, daß die Schallgeschwindigkeiten ebenso wie die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Stoßwellen mit zunehmendem Gasvolumengehalt abnehmen, läßt sich aus dem Diagramm 34 in Verbindung mit Bild 14 das weitergehende Ergebnis deutlich ablesen: Eine Schallstörung pflanzt sich in dem Zweiphasen-Blasengemisch bei 99°C um so schneller fort, je kleiner bei festgehaltenem Gasgehalt die Anzahl der Blasen pro Volumeneinheit im Gemisch ist, d.h. je inhomogener das Gemisch ist.

Im Gegensatz dazu läßt sich dieses Ergebnis für die Blasengemische bei Raumtemperatur aus dem Diagramm 35 nicht ohne weiteres ablesen. Zwar liegen auch hier für den Fall, daß die Lochplatte aus Messing als Gasverteiler eingesetzt war, alle Werte - mit Ausnahme des Meßpunktes bei $\alpha = 0,001$ - oberhalb der Geschwindigkeiten, die sich für die mit den feiner-porösen Filterplatten erzeugten Blasengemische ergeben. Jedoch liegen andererseits für $\alpha \geq 0,4 \%$ alle Meßpunkte, die im Falle der größeren Filterplatte aus Glas erhalten wurden, unterhalb derjenigen für die Filterplatte aus Sintermetall mit dem größeren Porositätsgrad. Der Grund für diese scheinbare Inkonsistenz liegt in den unterschiedlichen Bildungsmechanismen der Blasen, die an den Poren der Filterplatten vorliegen können und auf die bereits im Abschnitt 3.2 näher eingegangen wurde (vgl. Bild 15). Die Experimente scheinen also darauf hinzudeuten, daß es im Grunde nicht ohne weiteres berechtigt ist, die Schallgeschwindigkeit (und damit auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit endlicher Druckstörungen) in Blasengemischen als Funktion des Gasgehaltes allein anzusehen, wie dies z.B. auch noch in der neueren zusammenfassenden Arbeit [62] getan wird. Vielmehr muß strenggenommen zusätzlich zum Gasgehalt noch mindestens eine weitere Größe als charakteristische Systemgröße hinzukommen, um die Ausbreitung von Schallstörungen in Blasengemischen beschreiben zu können. Dies kann z.B. der mittlere Blasendurchmesser bzw. die mittlere Anzahl der Blasen pro Volumeneinheit sein.

Deshalb wurden in den nächsten Bildern 36 und 37 die extrapolierten Schallgeschwindigkeiten aufgetragen als Funktion der Blasenzahl pro Volumeneinheit n_B und des Gasvolumengehaltes α , der als Parameter gewählt wurde. Der jeweilige n_B -Wert wurde über Gl.(3.1) erhalten. Hierbei wurde der Blasendurchmesser mit Hilfe der Fotos ermittelt, die in Höhe des Laufbereichs der praktisch stabilen Stoßwellen am mittleren Laufrohr-Fenster aufgenommen worden waren, indem mehrere repräsentative Blasen ausgemessen und ein mittlerer Durchmesser \bar{d} bestimmt wurde. Obwohl die einzelnen n_B -Werte mit relativ großen Fehlern behaftet sein können (vgl. Abschnitt 3.2) und obwohl nur drei poröse Platten zum Einsatz kamen und damit pro eingestelltem Gasgehalt nur drei n_B -Werte zur Verfügung stehen, so ist insgesamt gesehen die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit vom Homogenitätsgrad (n_B, α) qualitativ zu erkennen:

- Bei festgehaltenem Gasvolumengehalt nimmt die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Schallstörung ab, wenn die Blasenzahl pro Volumeneinheit zunimmt, d.h. wenn das Zweiphasengemisch homogener wird.

Diese Abhängigkeit ist im Diagramm 37 jetzt ebenfalls für die Blasengemische bei Raumtemperatur festzustellen. (Der entgegengesetzte Verlauf der Meßpunkte für den kleinsten Gasgehalt $\alpha = 0,001$ dürfte auf ein zufällig einseitiges, besonders ungünstiges Zusammentreffen der Meßgenauigkeiten zurückzuführen sein.) Diese Beobachtung legt die folgende, theoretisch plausible Vermutung nahe: Erst eine nochmalige Extrapolation der Schallgeschwindigkeiten, die aus den Stoßwellengeschwindigkeiten durch Extrapolation auf das Druckverhältnis $\frac{P_2}{P_1} = 1$ gewonnen werden können und denen präzise Untersuchungen an vielen Blasengemischen mit den verschiedensten Homogenitätsgraden zugrunde liegen müßten, führt für $n_B \rightarrow \infty$ asymptotisch gegen die theoretische Schallgeschwindigkeit nach Gl.(2.64). Dies ist im Bild 36 für den kleinsten und größten Gasgehalt angedeutet.

3.4.4 Stoßtiefe

Als Maß für den Dispersionsgrad einer dispergierten Stoßwelle wird i.a. die "Stoßtiefe" verwendet, die wie folgt definiert werden kann [55, 58, 106]:

$$L = \frac{P_2 - P_1}{\left| \frac{dp}{dz} \right|_{\max}} \quad (3.30)$$

Unter der Voraussetzung, daß sich die Stoßwelle annähernd stationär verhält, gilt

$$dz = \dot{z}_S \cdot dt \quad (3.31)$$

und damit

$$l = \dot{z}_S \cdot \Delta t_L \quad , \quad (3.32)$$

mit

$$\Delta t_L \equiv \frac{p_2 - p_1}{\left| \frac{dp}{dt} \right|_{\max}} \quad (3.33)$$

Demnach ergibt sich die Stoßtiefe als Produkt aus der Stoßwellengeschwindigkeit \dot{z}_S und der Druckerstiegszeit Δt_L , die wie \dot{z}_S ebenfalls den Druckschrieben entnommen werden kann.

Die Definition (3.30) für die Stoßtiefe und damit ihre Bestimmung nach Gl.(3.32) ist allerdings nur sinnvoll für den Fall, daß die Stoßwelle in volldispersierter Form vorliegt. Nach den theoretischen Überlegungen im Abschnitt 2.2.2 zum Einfluß der Relaxationen auf die Stoßwellenform sollten jedoch in den Gemischen mit der niedrigeren Temperatur $T \approx 25^\circ\text{C}$ bei den größten, hier untersuchten Berstdrücken bzw. Stoßdruckverhältnissen $\frac{p_2}{p_1} \approx 1,6 ; 1,8 > \left(\frac{p_2}{p_1} \right)_{\max 2} \approx 1,4$ auch teilweise dispersierte Wellen möglich sein, bei denen in der Front der Stoßwelle ein senkrechter Verdichtungsstoß auftritt. Die Relaxation und die damit verbundene Dispersion der Stoßwelle sollte sich hier erst in einer auf den unstetigen Sprung folgenden Relaxationszone bemerkbar machen, deren charakteristische Ausdehnung auf eine andere Weise beschrieben werden muß. Überprüft man sämtliche Druckschriebe, die in den vorliegenden Untersuchungen erhalten wurden, so stellt man jedoch fest, daß alle hier untersuchten Stoßwellen offenbar in praktisch volldispersierter Form vorliegen bzw. bereits in ihrer Front eine endliche Verbreiterung aufweisen. In den Profilen der stärkeren Druckwellen können zwar relativ steile Anstiege auftreten, sie bleiben jedoch endlich groß. Insbesondere nehmen aber die Wellen auch in diesen Fällen nach einer kurzen Anlaufstrecke i.a. einen praktisch S-förmigen Verlauf an. Allerdings kann man z.B. den Druckverläufen für die Druckwelle

mit $\frac{p_2}{p_1} \approx 1,60 > \left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{\max 2}$ in den Blasengemischen mit $T \approx 25^\circ\text{C}$ (Bild 22) entnehmen, daß der Auslauf des Druckes im Wellenprofil in einer vergleichsweise größeren Zeit zu erfolgen scheint als der Druckanlauf (die Profile haben die Form eines asymmetrischen S). Im Einklang mit der Theorie könnte damit der gesamte Verlauf näherungsweise als teilweise dispergiert angesehen und mit dem Einfluß der Relaxation beim Ausgleich der Kompressionswärme in Verbindung gebracht werden. Jedoch kann diese Interpretation offenbar nicht aufrechterhalten werden, da die beschriebene Erscheinung z.B. bei den Druckwellen mit $\frac{p_2}{p_1} \approx 1,20 < \left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{\max 2}$ qualitativ in der gleichen Weise auftritt (Bild 21).

Die Feststellung, daß auch in den noch feiner verteilten Blasengemischen bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ selbst bei den größten, aufgeprägten Berstdrücken Stoßwellen registriert wurden, deren Fronten volldispergiert sind bzw. eine endliche Tiefe besitzen, deutet darauf hin, daß noch weitere Effekte zu den im theoretischen Teil diskutierten Relaxationsphänomenen hinzukommen und zu einer zusätzlichen "Verschmierung" der Stoßfront beitragen können. Einerseits kann es sich hier um reine Störeffekte handeln, die durch die Versuchsanordnung und die angewandte Meßtechnik bedingt sind, wie z.B. die Wechselwirkung der Stoßwelle mit der Rohrwand bzw. mit der Strömungsgrenzschicht an der Rohrwand [57 bis 59], oder die Trägheit der Druckregistrierung (s. unten). Zum anderen dürften in dem thermohydraulisch komplexen Blasensystem selbst noch weitere Vorgänge ablaufen - wie z.B. die Einstellung des neuen Geschwindigkeitsgleichgewichtes zwischen den Blasen und der umgebenden Flüssigkeit oder die Einstellung der neuen Blasenform, die mit Schwingungen verbunden sein kann -, die möglicherweise ebenfalls verzögert erfolgen und damit zu einer zusätzlichen Verbreiterung der Stoßfront beitragen können.

Aufgrund dieser Überlegungen und der Feststellung, daß teilweise dispergierte Stoßwellen nicht sicher zu erkennen waren, wurden die Tiefen sämtlicher Stoßwellen mittels Gl. (3.32) bestimmt. Zur Ermittlung der Druckanstiegszeit wurde durch die Punkte maximaler Steigung in den Druckfronten die Tangente gelegt und mit der Druck-"Nulllinie" $p = p_1$ und dem neuen Druckniveau $p = p_2$ zum Schnitt gebracht, so wie es im Bild 26 angedeutet ist. Dem Abstand der beiden Schnittpunkte entspricht die

Zeit Δt_1 , während der die Stoßwelle die am Meßort registrierte Druckänderung verursacht hat. Die auf diese Weise ermittelten Druckanstiegszeiten sind in den Bildern 38 bis 43 eingetragen. Wenn man annimmt, daß die den Zeitintervallen Δt_1 zugehörigen Strecken zwischen dem "Fuß" und dem "Kopf" der Welle auf 0,5 mm genau ausgemessen werden können, dann muß für Druckanstiegszeiten $\Delta t_1 < 0,5$ ms mit relativen Fehlern von über 50 % gerechnet werden. Diese Fehlerabschätzung setzt bereits voraus, daß die Lage der Tangente maximalen Anstiegs genau festgelegt werden kann, was in Wirklichkeit jedoch nur annähernd zutrifft, so daß im Einzelfall ein noch größerer Fehler möglich ist. Außerdem muß noch berücksichtigt werden, daß die Druckänderungen durch das Meßsystem - insbesondere infolge der mechanischen Trägheit der Spiegelgalvanometer im Lichtstrahloszillographen - mit einer endlichen Zeitkonstanten von $\tau \approx 0,1 \div 0,2$ ms aufgezeichnet werden. Dadurch können für in Wirklichkeit schneller als z.B. in τ ablaufende Druckanstiege zu große Anstiegszeiten Δt_1 vorgetäuscht werden.

Die Kenntnis der Druckanstiegszeiten reicht allein noch nicht aus, um quantitative Aussagen über den Einfluß der Relaxationsvorgänge auf den Dispersionsgrad der Stoßwellen direkt treffen zu können. Trotzdem liefert ein Vergleich der gemessenen Daten bereits das bemerkenswerte Ergebnis:

- Die Druckanstiegszeiten, die in den Gemischen bei der höheren Temperatur $T \approx 99^\circ\text{C}$ gemessen wurden, können wesentlich größer sein als die entsprechenden Werte, die in den Gemischen bei der niedrigeren Temperatur $T \approx 25^\circ\text{C}$ ermittelt wurden.

Im einzelnen bewegen sich die Meßwerte bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ in der Mehrzahl der Fälle im Bereich zwischen 1 ms und 100 ms, während sie bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ i.a. in den Bereich zwischen einigen 0,1 ms und höchstens etwa 10 ms fallen. Diese starke Vergrößerung der Druckanstiegszeiten in den Gemischen bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ gegenüber den Zeiten, die in den Gemischen mit $T \approx 25^\circ\text{C}$ registriert wurden, läßt im Einklang mit den theoretischen Erwartungen bereits vermuten, daß bei der höheren Temperatur auch stärkere Dispersionen der Stoßwellen auftreten sollten als bei Raumtemperatur. Bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ kann außer den Vorgängen, die auch in den Gemischen mit $T \approx 25^\circ\text{C}$ als Relaxationen in Erscheinung treten können wie etwa der

Ausgleich der Kompressionswärme zwischen den Blasen und der Flüssigkeit, insbesondere die Phasenumwandlung in merklichem Maße als zusätzlicher Relaxationsvorgang zur Wirkung kommen. Den theoretischen Abschätzungen im Abschnitt 2.2.1 kann man aber entnehmen, daß die Kondensationen in den Blasen unter sonst gleichen Versuchsbedingungen wesentlich langsamer ablaufen als der Ausgleich der Kompressionswärme, der bei der niedrigeren Temperatur $T \approx 25^{\circ}\text{C}$ als der allein dominierende thermodynamische Relaxationsvorgang anzusehen ist.

Für den direkten quantitativen Vergleich der Stoßwellendispersion müssen die Geschwindigkeiten, mit denen die Wellengebilde an den Meßorten vorbeilaufen und die sich bei den beiden gewählten Temperaturen immerhin um einen Faktor von etwa 2,3 unterscheiden können, mitberücksichtigt und die Stoßtiefen nach Gl (3.32) gebildet werden. Die auf diese Weise aus den gemessenen Stoßwellengeschwindigkeiten und den zugehörigen Druckanstiegszeiten berechneten Stoßtiefen sind in den Bildern 44 bis 49 aufgetragen. Trotz der relativ großen Unsicherheit, die im Einzelfall mit der Bestimmung der Stoßtiefe verbunden sein kann - insbesondere wenn kleine Druckanstiegszeiten eingehen -, lassen sich aus den Bildern die folgenden Ergebnisse ablesen, wenn man die Gesamtheit aller Meßwerte zugrunde legt:

- Die Tiefen der untersuchten Stoßwellen nehmen Werte an, die größenordnungsmäßig bis zu 1 m betragen können.

Damit können die Stoßtiefen unter den vorgegebenen Versuchsbedingungen beträchtliche Größen im Vergleich zum Rohrdurchmesser haben, so daß die Stoßwellen nicht länger als Unstetigkeiten angesehen werden dürfen, wie dies im Gegensatz zu den hier untersuchten Zweiphasengemischen z.B. bei idealen Gasen i.a. erlaubt ist.

- Die Stoßtiefen nehmen mit wachsendem Berstdruck bzw. mit zunehmendem Druckverhältnis der Welle ab.

Dieses Resultat steht im Einklang mit der allgemeinen Theorie zum Verhalten von Druckwellen in homogenen, kompressiblen Medien, in denen Relaxationsvorgänge ablaufen können [43, 54, 106].

- Die Stoßtiefen nehmen i.a. mit wachsendem Gasvolumengehalt zunächst ab, um dann im Bereich größerer Gasgehalte wieder zuzunehmen.

Diese Erscheinung dürfte wie folgt zu erklären sein. Wie im Abschnitt 3.2 gezeigt wurde, wird der Blasendurchmesser im Bereich kleiner Gasvolumenanteile im wesentlichen allein durch den Porendurchmesser der eingesetzten Gasverteilplatte bestimmt und ändert sich hier nicht wesentlich. Nimmt man näherungsweise an, daß der Blasendurchmesser zunächst konstant bleibt, so

bedeutet dies nach Gl.(3.1) aber nichts anderes, als daß die Blasenanzahl pro Volumeneinheit proportional mit zunehmendem Gasvolumengehalt wächst. Dies hat zur Folge, daß die Relaxationsvorgänge zwischen den Phasen, wie z.B. der Ausgleich der Kompressionswärme oder die Phasenumwandlung, sich bei vorgegebener, fester Druckstörung ebenfalls auf eine größere Zahl von Blasen bzw. Phasengrenzflächen in einem herausgegriffenen Blasengemischteilchen vorgegebener Größe verteilen und damit schneller ablaufen können. Der Übergang der Zustandsgrößen vom alten Gleichgewichtszustand "1" in das neue Gleichgewicht "2" kann daher innerhalb eines kleineren Bereiches in der Druckwelle erfolgen. Hierbei ist allerdings noch zu berücksichtigen, daß das Stoßdruckverhältnis $\frac{P_2}{P_1}$ in Wirklichkeit mit wachsendem Gasvolumengehalt kleiner werden kann, wenn man einen bestimmten Berstdruck vorgibt (Bilder 27 bis 32). Bezieht man sich umgekehrt auf einen bestimmten Wert des eigentlich relevanten Stoßdruckverhältnisses $\frac{P_2}{P_1}$, das sich bei einem kleinen Gasvolumengehalt und einem bestimmten Berstdruck einstellen möge, so stellt sich derselbe Wert bei einem höheren Gasgehalt nur dann ein, wenn man einen entsprechend größeren Berstdruck aufprägt. Das bedeutet, daß die Stoßtiefe bei einer vorgegebenen Druckstörung $\frac{P_2}{P_1}$ mit zunehmendem Gasgehalt in Wirklichkeit noch etwas stärker abnehmen kann, als es in den Bildern 44 bis 49 zum Ausdruck kommt, in denen der experimentell leichter einstellbare Berstdruck als Parameter beibehalten wurde.

Im Bereich größerer Gasvolumengehalte nimmt die Stoßtiefe in der Mehrzahl der Versuchsreihen mit wachsendem Gasvolumengehalt wieder zu. Dies hängt offenbar damit zusammen, daß die Blasengröße hier nicht mehr allein vom Porendurchmesser der Filterplatte abhängt. Vielmehr bewirkt jetzt der steigende Luftdurchsatz eine immer stärkere Vergrößerung der Blasenabmessungen (Abschnitt 3.2). Die Anzahl der Blasen pro Volumeneinheit nimmt damit nach Gl.(3.1) immer weniger stark zu und kann schließlich sogar wieder sinken (Bilder 14 und 15). Wächst jedoch der Durchmesser der Blasen, die in einem Gemischteilchen bestimmter Größe enthalten sind, wobei die Anzahl der Blasen obendrein noch abnehmen kann, so ist dies nach den theoretischen Betrachtungen aber gleichbedeutend damit, daß die Relaxationsvorgänge zwischen den Blasen und der umgebenden Flüssigkeit in dem somit inhomogeneren Gemischteilchen wieder stärker zur Wirkung kommen und eine entsprechende Vergrößerung der Stoßtiefe verursachen können. Wenn man wieder berücksichtigt, daß man zum Vergleich der Stoßtiefen eigentlich von fest

vorgegebenen Druckstörungen mit definierten Druckverhältnissen $\frac{P_2}{P_1}$ auszugehen hat, so sind allerdings in Wirklichkeit etwas geringere Zunahmen der Stoßtiefen im Bereich größerer Gasvolumengehalte zu erwarten, als sie für konstante Berstdrücke beobachtet und in den Bildern 44 bis 49 aufgetragen wurden.

Zur besseren Verdeutlichung der beiden Effekte

- Abnahme der Stoßtiefe mit zunehmender Blasenanzahl pro Volumeneinheit, ohne wesentliche Änderung des mittleren Blasendurchmessers
- Zunahme der Stoßtiefe mit wachsender Inhomogenität der Gemischteile

wurden in den Bildern 50 und 51 die Stoßtiefen als Funktion der Blasenanzahl pro Volumeneinheit aufgetragen, die beim Einsatz der drei verschiedenen Gasverteilplatten in den Gemischen bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ und $T \approx 99^\circ\text{C}$ ermittelt wurden. Hierbei wurde der Berstdruck als Parameter gewählt. Der Gasvolumengehalt α variiert im Bereich kleiner Werte derart, daß für alle drei Gasverteilplatten praktisch nur eine Zunahme von n_B , aber keine merkliche Änderung von \bar{d} zu beobachten ist, wenn der Gasvolumengehalt gesteigert wird. Damit kann die Bedeutung des Homogenitätsgrades für die Größe der Stoßtiefe erfaßt werden, der nur solange durch Gasverteilplatten unterschiedlicher Porenabmessungen in definierbarer Weise variiert werden kann, wie die Gasvolumengehalte bzw. Gasdurchsätze klein bleiben. In den Bildern 52 und 53 wurden noch die Stoßdruckverhältnisse aufgetragen, die bei den gewählten Berstdrücken in den Gemischen gemessen wurden. Abgesehen von den Ergebnissen, die bereits im Abschnitt 3.4.2 diskutiert wurden, ist hier noch festzustellen, daß die Stoßdruckverhältnisse bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ mit wachsendem Homogenitätsgrad offenbar etwas zunehmen, während eine derartige Zunahme bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ im Rahmen der Meßwerte-Streuungen nicht mehr sicher zu erkennen ist. Diese Beobachtung scheint plausibel zu sein, wenn man berücksichtigt, daß in feiner-dispersen Blasengemischen die bereits anfänglich sehr viel kleineren Blasen auch auf sehr viel kleinere Abmessungen zusammenschrumpfen können, während die aufgeprägte Druckstörung durch das Gemisch läuft. Das bedeutet, daß sie eher wie starre Körper wirken und wasserschlagähnliche Effekte hervorrufen können mit entsprechend größeren Drucküberhöhungen als die Blasen in den gröberen Gemischen.

Betrachtet man die Bilder 50 und 51, so ist wieder deutlich zu erkennen, daß die Stoßtiefe l mit wachsendem Berstdruck bzw. Stoßdruckverhältnis abnimmt. In Verbindung mit den Bildern 52 und 53 ist jetzt weiterhin klar ersichtlich:

- Die Stoßtiefe l wird mit wachsender Anzahl der Blasen pro Volumeneinheit kleiner, wenn man eine bestimmte Filterplatte als Gasverteiler verwendet, obwohl gleichzeitig auch das Stoßdruckverhältnis abnimmt.

Wenn man die Gesamtheit der Meßpunkte im Bild 50 zugrunde legt, dann läßt sich zum Einfluß des Homogenitätsgrades auf die Tiefe der Stoßwellen in den heißen Blasengemischen das wichtige Ergebnis ablesen:

- Die Stoßtiefe nimmt in den untersuchten Zweiphasen-Blasengemischen bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ mit wachsendem Homogenitätsgrad ab.

Dieses Resultat kann als Bestätigung für die Interpretation angesehen werden, die für die Erscheinung gegeben wurde, daß die Stoßtiefe im Bereich großer Gasvolumenanteile mit wachsendem α wieder ansteigen kann, wie es z.B. in den Bildern 47 und 48 ersichtlich ist. Bei den Gemischen mit $T \approx 99^\circ\text{C}$ muß allerdings einschränkend berücksichtigt werden, daß das Stoßdruckverhältnis mit wachsendem Homogenitätsgrad i.a. zunimmt. Jedoch kann man sich leicht davon überzeugen, daß die Zunahme von $\frac{P_2}{P_1}$ im Vergleich zur Abnahme der Stoßtiefe l sehr viel kleiner ist und in einzelnen Fällen im Rahmen der Meßgenauigkeit sogar vernachlässigt werden kann (z.B. $p_T = 1,38$ at für die Filterplatten $90 \mu\text{m} \leq d_p \leq 150 \mu\text{m}$ und $d_p \leq 3 \mu\text{m}$). Somit scheint die Feststellung berechtigt zu sein, daß die Stoßtiefe verkleinert wird, wenn der Homogenitätsgrad unter sonst gleichen Bedingungen erhöht wird.

Diese Erscheinung läßt sich in der Tendenz auch im Falle der Blasengemische mit der niedrigeren Temperatur $T \approx 25^\circ\text{C}$ feststellen (Bild 51), wenn man z.B. die Stoßtiefen vergleicht, die in den homogensten (Einsatz der Filterplatte mit $d_p \leq 3 \mu\text{m}$) und den inhomogensten (Einsatz der Lochplatte mit $d_p = 1$ mm) Gemischen bei den größeren Berstdrücken $p_T \geq 1,38$ at ermittelt wurden. (Die Stoßtiefen für die Wellen mit dem kleinsten Berstdruckverhältnis $\frac{P_T}{P_L} = 1,04$ waren allgemein nur sehr ungenau zu bestimmen,

da sich - auch bei Einstellung der größten Empfindlichkeiten an den Druckmeßverstärkern - nur geringe Ausschläge von wenigen mm auf den Druckschrieben erreichen ließen. Die Meßpunkte für $\frac{p_T}{p_L} = 1,20$ im Falle der Blasenmische, die mittels der Filterplatte mit $d_p \leq 3 \mu\text{m}$ erzeugt wurden, liegen offenbar systematisch zu hoch. (Wie eine nachträgliche Überprüfung der Druckschriebe und der geborstenen Membranen ergab, waren in diesem Falle die Membranen nur unvollständig aufgerissen.) Insgesamt gesehen, ist jedoch der Einfluß des Homogenitätsgrades auf die Tiefe der Stoßwellen in den Gemischen bei Raumtemperatur weniger deutlich zu erkennen als in den Gemischen bei $T \approx 99^\circ\text{C}$. Dies dürfte wohl daran liegen, daß - bedingt durch den unterschiedlichen Blasenbildungsmechanismus - die Anzahl der Blasen pro Volumeneinheit mit den zur Verfügung stehenden Gasverteilterplatten bei Raumtemperatur nicht in einem so weiten Bereich variiert werden konnte wie bei der höheren Temperatur $T \approx 99^\circ\text{C}$. Berücksichtigt man weiterhin, daß die Stoßtiefen, die für die Gemische bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ ermittelt wurden, außerdem mit größeren Fehlern behaftet sein können - es sind im Mittel höhere Geschwindigkeiten (d.h. kleinere Abstände zwischen den Fußpunkten der Wellenfronten auf den Druckschrieben) und gleichzeitig kleinere Druckanstiegszeiten auszumessen -, dann ist es in Verbindung mit der geringeren Variation der n_B -Werte leicht möglich, daß die Abhängigkeit der Stoßtiefe vom Homogenitätsgrad nicht mehr so deutlich in Erscheinung tritt.

Von besonderem Interesse ist nun die Frage nach dem Einfluß der Temperatur auf die Stoßtiefe. Wenn man wieder beachtet, daß die Stoßtiefen für die Wellen mit dem schwächsten Stoßdruckverhältnis $\frac{p_2}{p_1} < \frac{p_T}{p_L} = 1,04$ nur sehr ungenau zu ermitteln waren und die Meßreihe für $\frac{p_T}{p_L} = 1,20$ im Falle der Blasenmische, die mittels der Filterplatte mit $d_p \leq 3 \mu\text{m}$ bei 25°C erzeugt wurden, offenbar Fehlmessungen enthält, so ergibt der Vergleich der Stoßtiefen, die in den Bildern 50 und 51 aufgetragen sind:

- Die Stoßtiefen, die in den heißen Gemischen mit $T \approx 99^\circ\text{C}$ gemessen wurden, können merklich größer sein als die Stoßtiefen, die in den Blasenmischen mit der niedrigeren Temperatur $T \approx 25^\circ\text{C}$ ermittelt wurden.

Zur besseren Verdeutlichung wurden im Bild 54 die Stoßtiefen aufgetragen, die sich in den Blasenmischen einstellten, wenn entweder die Filterplatte

mit $90 \mu\text{m} \leq d_p \leq 150 \mu\text{m}$ oder die Lochplatte mit 4 Bohrungen vom Durchmesser $d_p = 1 \text{ mm}$ eingesetzt waren und die Berstdruckverhältnisse die Werte $\frac{P_T}{P_L} = 1,20$ und $\frac{P_T}{P_L} = 1,60$ hatten. Die l -Werte für die beiden Temperaturen können wohl mit guter Näherung verglichen werden, insbesondere im Falle der Lochplatte, da die n_B -Bereiche für $T \approx 25^\circ\text{C}$ und $T \approx 99^\circ\text{C}$, gemessen am Einfluß der Blasenanzahl pro Volumeneinheit auf die Größe der Stoßtiefe, nicht zu stark voneinander abweichen und man somit davon ausgehen kann, daß bei beiden Temperaturen annähernd dieselben Homogenitätsverhältnisse in den Gemischen vorliegen. Man erkennt, daß die Stoßtiefen bei 99°C um Faktoren von etwa 2 bis 6 größer sein können als die l -Werte, die in den Blasengemischen mit $T \approx 25^\circ\text{C}$ erhalten wurden. Diese Feststellung bestätigt also die Vermutung, die bereits bei der Diskussion der gemessenen Druckanstiegszeiten geäußert wurde:

- Die Relaxation der Phasenumwandlung Wasserdampf \rightarrow Wasser verursacht eine merkliche Verbreiterung der Stoßwellentiefe.

Diese Aussage dürfte umso mehr gelten, wenn man noch zwei Einflüsse beachtet, die bei dem Vergleich im Bild 54 unberücksichtigt geblieben sind. Zum einen ist das eigentlich zugrunde zu legende Stoßdruckverhältnis $\frac{P_2}{P_1}$ im untersuchten Bereich bei 25°C kleiner als bei 99°C . D.h. die Stoßtiefen der eigentlich vergleichbaren Wellen mit $\frac{P_2}{P_1}(25^\circ\text{C}) = \frac{P_2}{P_1}(99^\circ\text{C})$ sollten sich noch stärker unterscheiden als es aus dem Bild 54 hervorgeht. Zum anderen können die Druckanstiegszeiten, die in den Gemischen bei 25°C gemessen wurden, sehr klein sein, wie z.B. im Falle $\frac{P_T}{P_L} = 1,60$. Infolge der Trägheit des Meßsystems können somit zu große Δt_L -Werte vorgetäuscht werden, die als Folge davon zu große Werte für l ergeben. Dementsprechend können die Stoßtiefen $l(25^\circ\text{C})$ und $l(99^\circ\text{C})$ in Wirklichkeit auch aus diesem Grunde noch weiter auseinanderliegen.

4. Schlußfolgerungen und Hinweise zur Fortführung der Untersuchungen

Hauptziel dieser Arbeit war es, experimentell zu überprüfen, inwieweit die Annahmen [1.1] und [1.2], die dem homogenen Gleichgewichtsmodell zur Berechnung der Wellenausbreitung in Zweiphasen-Gemischen z.B. in [9] zugrunde liegen, den wirklichen Verhältnissen gerecht werden. Zur Klärung dieser Frage wurden Stoßwellenuntersuchungen an stabilen Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen unterschiedlicher Homogenitätsgrade bei den beiden Temperaturen $T \approx 25^{\circ}\text{C}$ und $T \approx 99^{\circ}\text{C}$ durchgeführt. Aus den Experimenten ergab sich insbesondere, daß die Fronten der Stoßwellen in den Gemischen mit $T \approx 99^{\circ}\text{C}$ eine merkliche Verbreiterung aufwiesen. Diese Erscheinung ist offenbar darauf zurückzuführen, daß die Phasenumwandlung Wasserdampf \rightarrow Wasser den schnellen aufgeprägten Druckänderungen nicht instantan zu folgen vermag und damit entgegen Annahme [1.2] in Wirklichkeit thermodynamische Ungleichgewichte durchlaufen werden. Der Grund für dieses Verhalten kann darin gesehen werden, daß die beiden Phasen Luft/Wasserdampf und Wasser im Gegensatz zu Annahme [1.1] in Wirklichkeit nicht homogen verschmiert sind. Vielmehr ist die Gasphase in Form von Blasen endlicher Ausdehnung, die endlich weit voneinander entfernt sind, in der Flüssigkeit verteilt. Aufgrund dieser Strukturinhomogenität können die Transportvorgänge, welche die Geschwindigkeit der Phasenumwandlung bestimmen, wie z.B. die Wärmeleitung in der Flüssigkeitsumgebung der Blasen, in den realen Blasengemischen nicht unendlich schnell ablaufen, sondern nach den theoretischen Abschätzungen eine merkliche Relaxation der Phasenumwandlung verursachen. Obwohl die Blasenströmung im Vergleich zu anderen Strömungsbildern, wie z.B. Pfropfen- oder Ringströmung, von ihrer Struktur her der Idealvorstellung einer homogenen Zweiphasenströmung noch am nächsten kommen kann, so scheint aufgrund der vorliegenden Meßergebnisse bereits hier die Anwendung des homogenen Gleichgewichtsmodells zur Vorausberechnung der Wellenausbreitung nur in mehr oder weniger brauchbarer Näherung möglich zu sein. Die Güte der Näherung hängt offenbar davon ab, in welcher Größe und Verteilungsdichte die Blasen in der Flüssigkeit vorliegen.

Eine erste Erweiterung des Modells in [9] zur besseren Beschreibung der Wellenausbreitung in den realen Blasengemischen könnte darin bestehen, daß man die Annahme, die Phasen seien in dem Gemisch homogen verschmiert,

durch die realistischere Vorstellung ersetzt, daß das Gemisch aus einzelnen Zellen zusammengesetzt ist, die jeweils aus einer einzelnen Blase und ihrer zugehörigen Flüssigkeitsschale bestehen. Die einzelne Zelle bzw. der Verband der in einem Rohrquerschnitt parallel nebeneinander liegenden Zellen bilden jetzt das "homogene" Gemischteilchen. Für die Behandlung der nicht-linearen und instationären Wellenvorgänge, die für die praktische Anwendung von eigentlicher Bedeutung sind und die in der Reaktortechnik z.B. in Form starker Expansionswellen beim größten anzunehmenden Unfall (GAU) auftreten können, kann man dann weiterhin auf die drei differentiellen Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie für die Strömung eines Kontinuums zurückgreifen, so wie sie in [9] angewendet wurden. Zusätzlich sind jedoch die Erhaltungsgleichungen für die beiden Phasen in der Einzelzelle zu formulieren, und zwar unter Einbeziehung sämtlicher Vorgänge, welche zur Relaxation der makroskopisch beobachtbaren Volumen- bzw. Dichteänderung des Gemischteilchens bei einer Druckänderung beitragen können. Das gekoppelte System der "äußeren Differentialgleichungen" für das Gemisch und der "inneren Differentialgleichungen" für die Elementarzelle ist unter den jeweils vorgegebenen Rand- und Anfangsbedingungen zu lösen.

Zur experimentellen Untersuchung der Wellenausbreitung in Zweiphasengemischen wurde in der vorliegenden Arbeit das 2-Komponenten-System Luft/Wasserdampf-Wasser anstelle des technisch wichtigeren 1-Komponenten-Systems Wasserdampf-Wasser verwendet. Dies hatte den Vorteil, daß bei dem gewöhnlichen Umgebungsdruck von 1 atm auch noch nahe unterhalb der Siedetemperatur des Wassers Blasengemische erzeugt werden konnten, die in der gesamten Teststrecke in stabiler Form mit definierbaren Homogenitätsgraden vorlagen. Dieser Vorteil muß allerdings mit dem Nachteil erkaufte werden, daß die Blasen - selbst bei einer nominellen Temperatur von 99°C , die experimentell gerade noch mit dem erforderlichen Sicherheitsabstand zur Siedetemperatur des Wassers eingestellt werden konnte, ohne daß diese infolge von Meß- und Regelungenauigkeiten erreicht wurde - immer noch eine relativ große Menge an Luft enthalten können, welche die Relaxation der Phasenumwandlung unter Umständen maßgeblich verstärken kann. Außerdem kann sich die Blasengröße und damit auch die Homogenität des Gemisches bei dem kleinen äußeren Druck von 1 atm aufgrund des hydrostatischen Druckgefälles längs des Laufrohres merklich ändern.

Die genannten Nachteile lassen sich vermeiden, wenn man den Einfluß des hydrostatischen Druckgefälles z.B. dadurch praktisch eliminiert, daß man

das zu untersuchende Zweiphasengemisch von vorneherein einem wesentlich höheren Umgebungsdruck aussetzt und die Wellenuntersuchungen mittels eines aufwendigeren Hochdruckstoßrohres aus Stahl durchführt, so wie es z.B. in [107] entworfen wurde. Hiermit lassen sich 1-Komponenten-Wasserdampf-Wasser-Blasengemische untersuchen, die praktisch längs der gesamten Teststrecke in stabiler Form und ohne merkliche Änderung ihrer Homogenität vorliegen sollten, wenn man nur den von außen aufgeprägten Druck genügend hoch wählt. Im Hinblick auf die Sicherheitsbetrachtungen der Leichtwasserreaktoren liegt es nahe, Drücke von etwa 70 at oder 140 at zu wählen und damit die thermodynamischen Verhältnisse im Siede- bzw. Druckwasserreaktor zu simulieren. Mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera sollte außerdem das Verhalten von einzelnen Blasen während des Wellendurchganges untersucht werden. Aus den zeitlichen Änderungen der Blasengrößen könnten in Verbindung mit den zugehörigen Druckänderungen direkt quantitative Aussagen zur Relaxation der Phasenumwandlung in 1-Komponenten-Gemischen gewonnen werden. Vertauscht man die bisherigen Funktionen von Treibrohr und Lauf, so kann mit einer derartigen Hochdruckstoßrohranlage auch das Verhalten starker Expansionswellen untersucht werden, wie sie beim GAU auftreten können. Hierbei könnte auf experimentellem Wege eine Frage beantwortet werden, die speziell beim GAU von Druckwasserreaktoren von wichtiger praktischer Bedeutung ist: Wie lange dauert es, bis die ersten als Blasen identifizierbaren Gebilde entstehen, in welche die Flüssigkeit weiter hineinverdampfen kann, wenn eine Expansionswelle in eine Flüssigkeit mit einem bestimmten, vorgegebenen Unterkühlungsgrad läuft (Relaxation der Blasenkeimbildung)?

Theoretisch kann der Übergang vom Zweiphasen- in das Einphasengebiet und umgekehrt in einem ersten Schritt dadurch erfaßt werden, daß man die Kompressibilität der flüssigen Phase, die für sehr kleine Gasgehalte $\alpha \rightarrow 0$ nicht länger vernachlässigt werden darf, in das Rechenmodell mit einbezieht. Dies ist in relativ einfacher Weise möglich, wenn man für die flüssige Phase eine geeignete thermische Zustandsgleichung einführt [vgl. 64]. Geht der Gasvolumengehalt des Blasengemisches gegen Null, so werden die Blasendurchmesser sehr klein. Von einer gewissen Größe an muß der Einfluß der Oberflächenspannung auf den Druck in der Blase und die innere Energie des Zweiphasengemisches berücksichtigt werden. Außerdem kann nicht länger vorausgesetzt werden, daß sich die gasförmige Phase wie ein ideales Gas verhält. Diesem Umstand ist mit geeigneten Ansätzen für das spezifische Volumen und die innere Energie der Dampfphase, wie es z.B. die Koch'schen Zustandsgleichungen sein könnten [46], Rechnung zu tragen.

5. Anhang

5.1 Verzeichnis der wichtigsten Symbole und Definitionen

<u>Symbol</u>	<u>Internationale Einheit</u>	<u>Bedeutung</u>
a	$m^2 s^{-1}$	Temperaturleitzahl
a	ms^{-1}	Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit
b_1	ms^{-1}	Schallgeschwindigkeit für den Fall, daß die Phasenumwandlung vollständig eingefroren ist
b_2	ms^{-1}	Schallgeschwindigkeit für den Fall, daß der Wärme- und Stoffübergang zwischen den Phasen vollständig eingefroren ist
c	ms^{-1}	Schallgeschwindigkeit allgemein
c_p	$J kg^{-1} °K^{-1}$	Spezifische Wärme bei konstantem Druck
d_p	m	Porendurchmesser
D	$m^2 s^{-1}$	Diffusionskoeffizient
D	m	Innendurchmesser des Stoßrohres
D_B	m	Blasenabstand
f	1	Kondensationskoeffizient
f_T	1	Anzahl der Freiheitsgrade des Treibgases
Fo	1	Fourier-Zahl
g	ms^{-2}	Erdbeschleunigung
h	$J kg^{-1}$	Spezifische Enthalpie
H	J	Enthalpie
H	m	Höhe
H_m	m	Gemischhöhe
H_w	m	Wasserhöhe

<u>Symbol</u>	<u>Internationale Einheit</u>	<u>Bedeutung</u>
l	m	Stoßfronttiefe
Le	l	Lewis-Zahl
m	kg	Masse des Zweiphasengemisches
n_B^*	kg^{-1}	Anzahl der Blasen pro Masseneinheit
n_B	m^{-3}	Anzahl der Blasen pro Volumeneinheit
\mathcal{N}	kmol	Molzahl
p	Nm^{-2}	Druck
p_a	Nm^{-2}	Druck über der Gemischoberfläche
r	J kg^{-1}	Verdampfungsenthalpie
r	m	Radius
R	$\text{J kg}^{-1} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$	Spezielle Gaskonstante
R	m	Blasenradius
s	$\text{J kg}^{-1} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$	Spezifische Entropie
t	s	Zeit
Δt_1	s	Druckanstiegszeit
T	$^\circ\text{K}$	Temperatur
v	$\text{m}^3 \text{ kg}^{-1}$	Spezifisches Volumen
V	m^3	Volumen
\dot{V}	$\text{m}^3 \text{ s}^{-1}$	Gasdurchsatz
V_B	m^3	Blasenvolumen
w	ms^{-1}	Geschwindigkeit
x	l	Gasmassengehalt
x	m	Längenkoordinate

<u>Symbol</u>	<u>Internationale Einheit</u>	<u>Bedeutung</u>
z	m	Längenkoordinate
\dot{z}_S	ms^{-1}	Stoßwellengeschwindigkeit
α	1	Gasvolumengehalt
δ	m	Blasendurchmesser
ε	m	Kürzester Abstand zwischen zwei Blasenoberflächen
λ	$\text{W m}^{-1} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit
ξ	1	Massenverhältnis der Gaskomponenten Dampf/Luft
ρ	kg m^{-3}	Dichte
σ	kg s^{-2}	Grenzflächenspannung
τ	s	Charakteristische Zeit
ω	s^{-1}	Kreisfrequenz

Indizes

<u>Symbol</u>	<u>Bedeutung</u>
D	Kondensierbare Gaskomponente (Wasserdampf)
E	Expansionswelle
exp	Experimentell ermittelter Wert
f	Flüssige Phase (Wasser)
g	Gasförmige Phase (Luft/Wasserdampf)
Gr	Phasengrenze
L	Nichtkondensierbare und in der flüssigen Phase unlösliche Gaskomponente (Luft)
L	Laufrohr
o	Bezugszustand
p	Partielle Ableitung nach p
S	Stoßwelle
T	Partielle Ableitung nach T
T	Treibrohr
theor	Theoretisch ermittelter Wert
{	Partielle Ableitung nach {
1	Zustand vor der Druckwelle bzw. vor dem Drucksprung
2	Zustand hinter der Druckwelle bzw. nach dem Drucksprung
~ über dem Symbol	Vollständiges thermodynamisches Gleichgewicht
* hochgestellt	Laborsystem

5.2 Bilder

Luft/Wasserdampf-Wasser-System

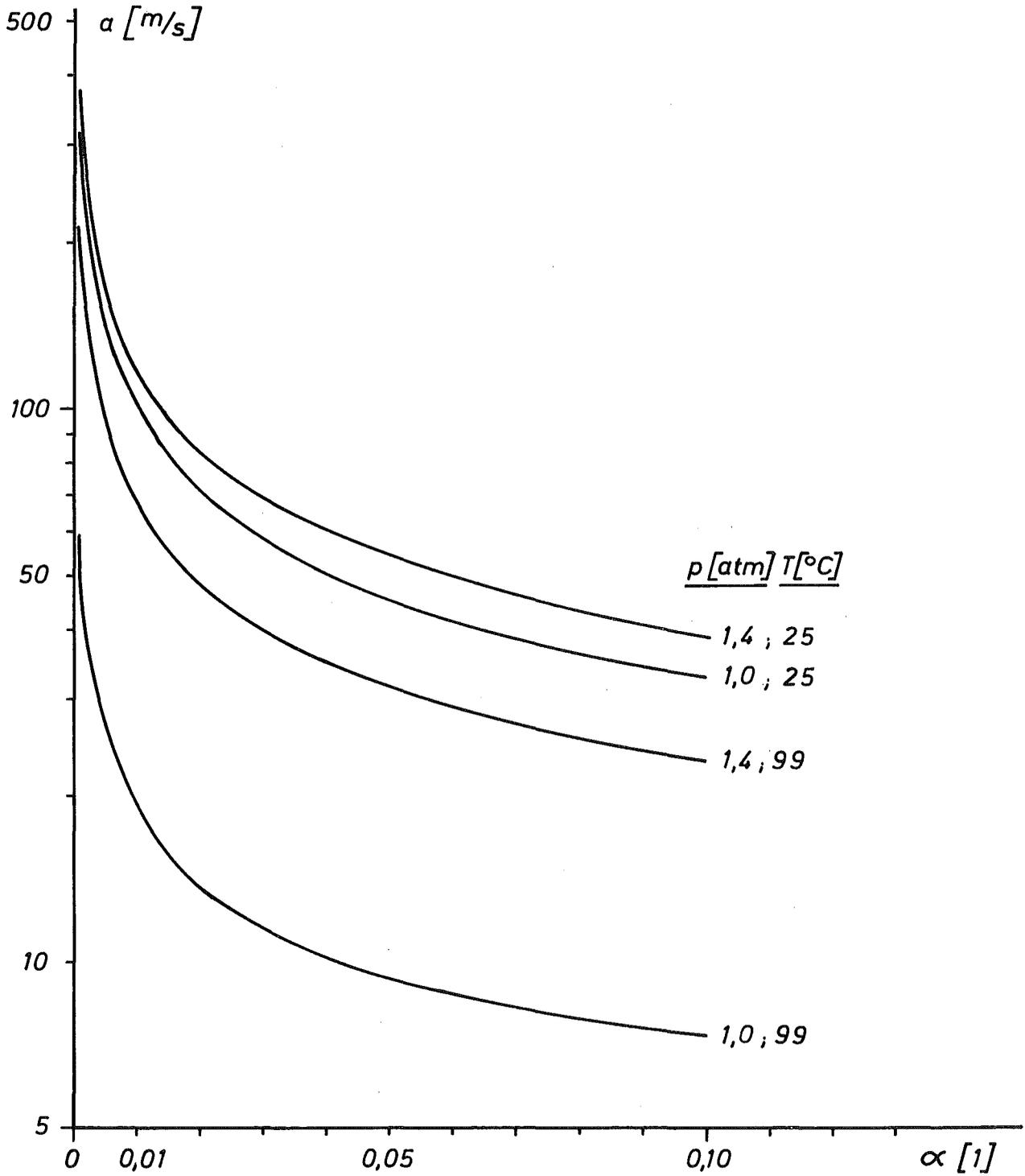


Bild 1

Theoretischer Verlauf der Schallgeschwindigkeit für das ideale Luft/Wasserdampf-Wasser-System

p [atm] \ / \ T [°C]	1,0	1,2	1,4	1,6
25	0,032	0,027	0,023	0,020
60	0,245	0,203	0,164	0,140
90	2,240	1,365	0,978	0,761
99	29,200	4,190	2,230	1,530

Bild 2

Molverhältnis Wasserdampf/Luft $\frac{w_D}{w_L}$ für verschiedene Drücke und Temperaturen

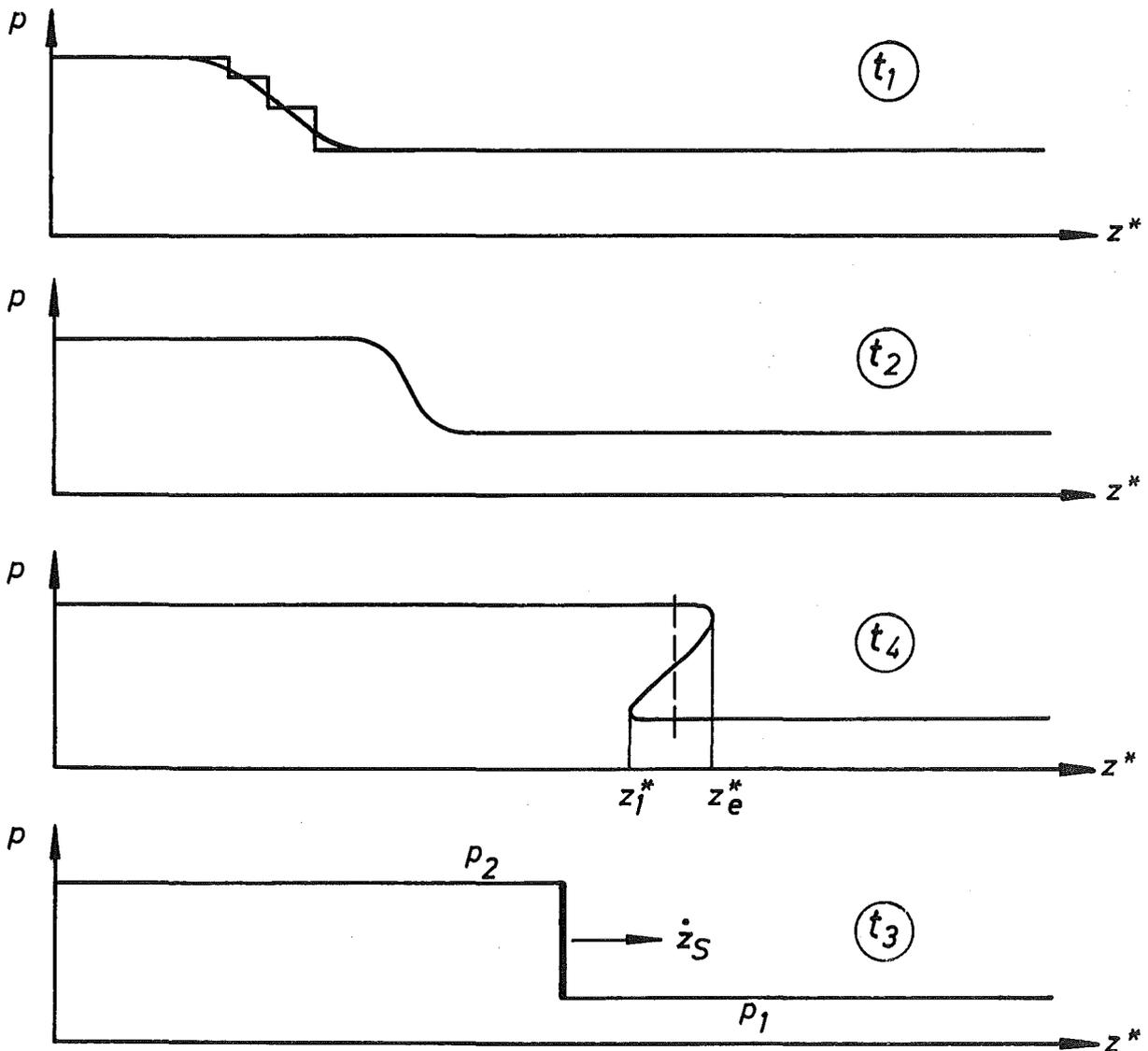


Bild 3

Aufbau der Stoßwelle in dem „idealen Zwephasengemisch“

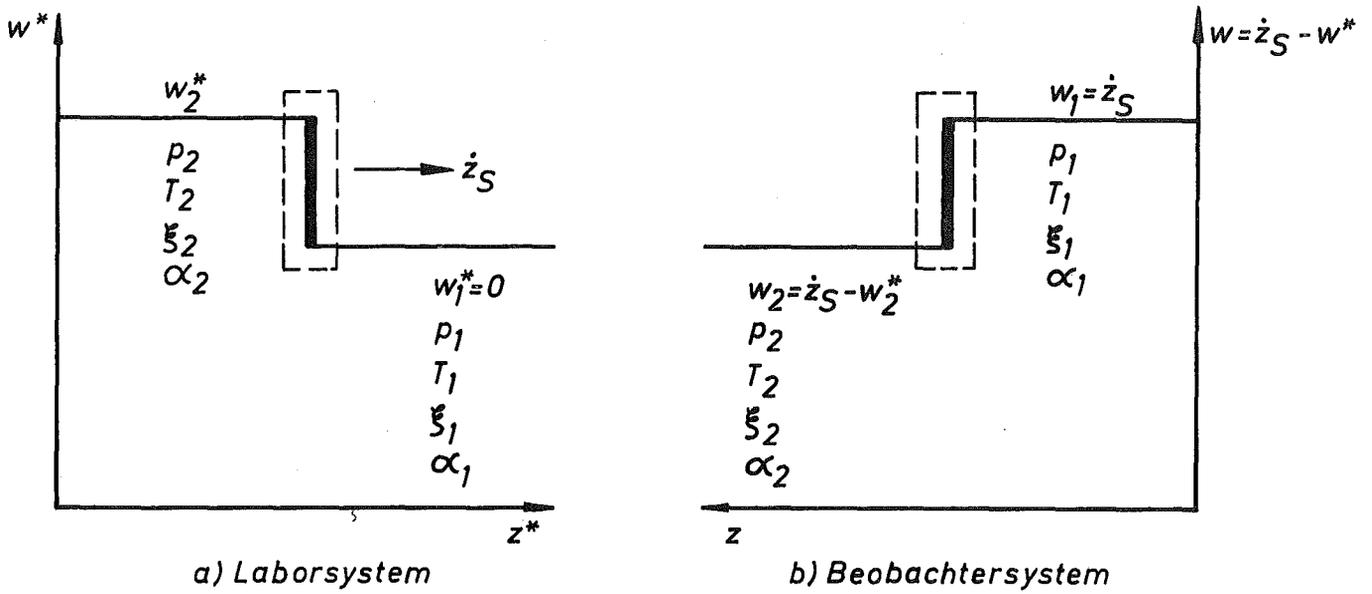


Bild 4

Stationäre Stoßwelle im Labor- und Beobachtersystem

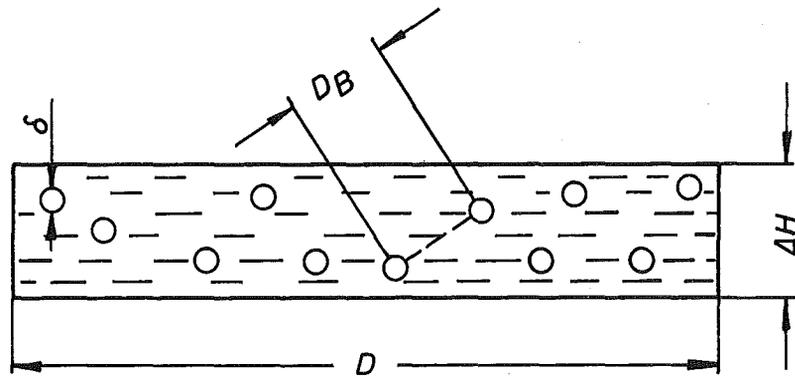


Bild 5

Modell des Blasengemischteilchens

Luft/Wasserdampf-Wasser-System
 $T=25^{\circ}\text{C}, p=1\text{atm}$

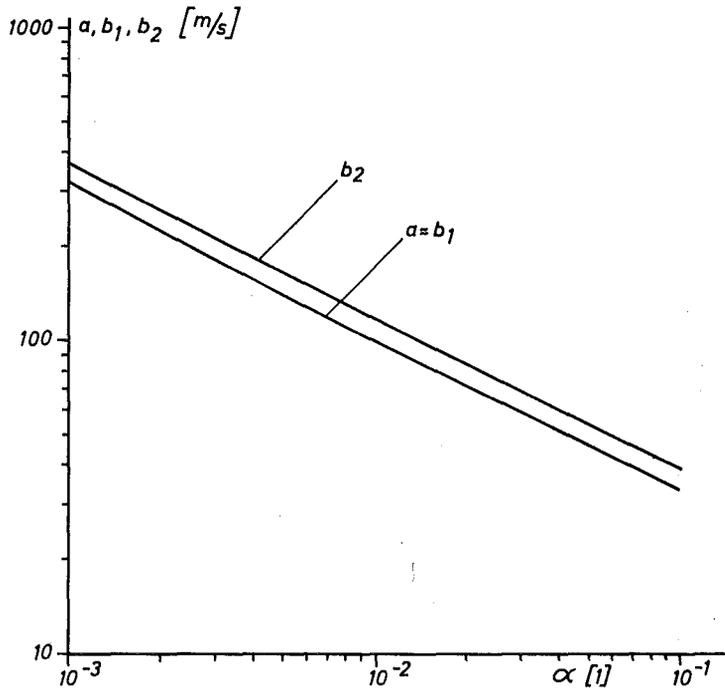


Bild 6

Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit a und gefrorene Schallgeschwindigkeiten b_1 und b_2 bei 25°C und 1 atm

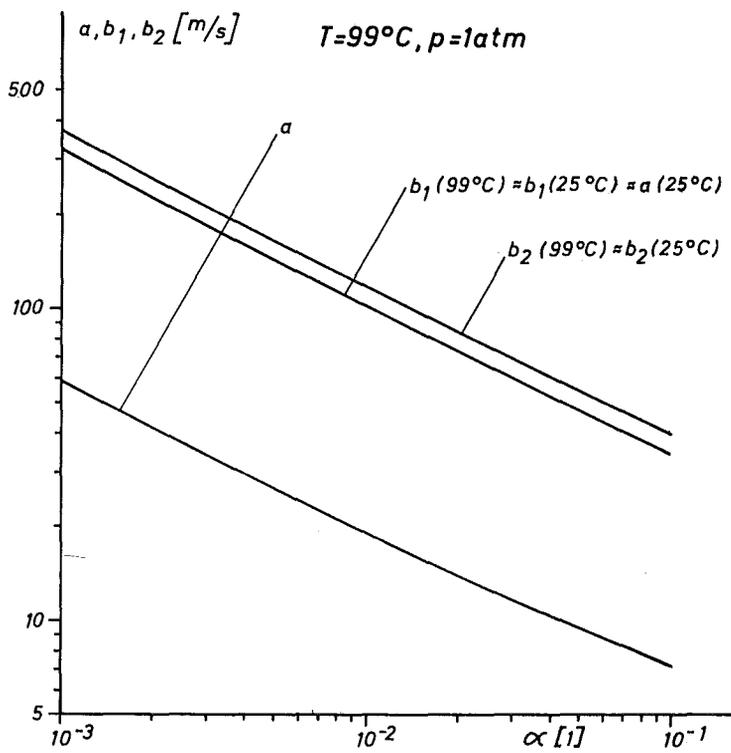


Bild 7

Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit a und gefrorene Schallgeschwindigkeiten b_1 und b_2 bei 99°C und 1 atm

Luft/ Wasserdampf -Wasser -System

$p=1,2 \text{ atm}$

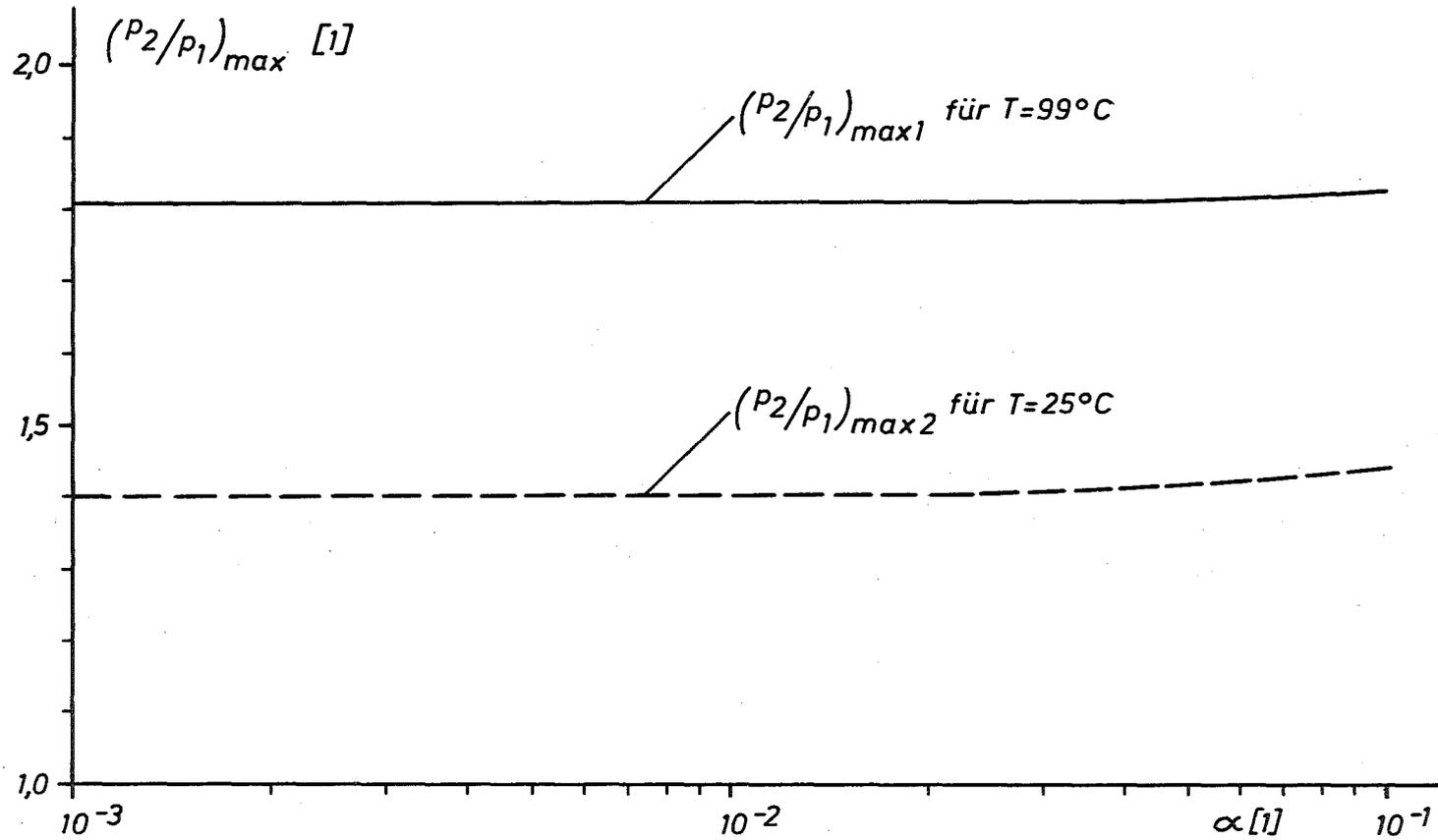


Bild 8

Vergleich der maximalen Druckverhältnisse für die volle Dispersion der Stoßwelle bei 25°C und bei 99°C

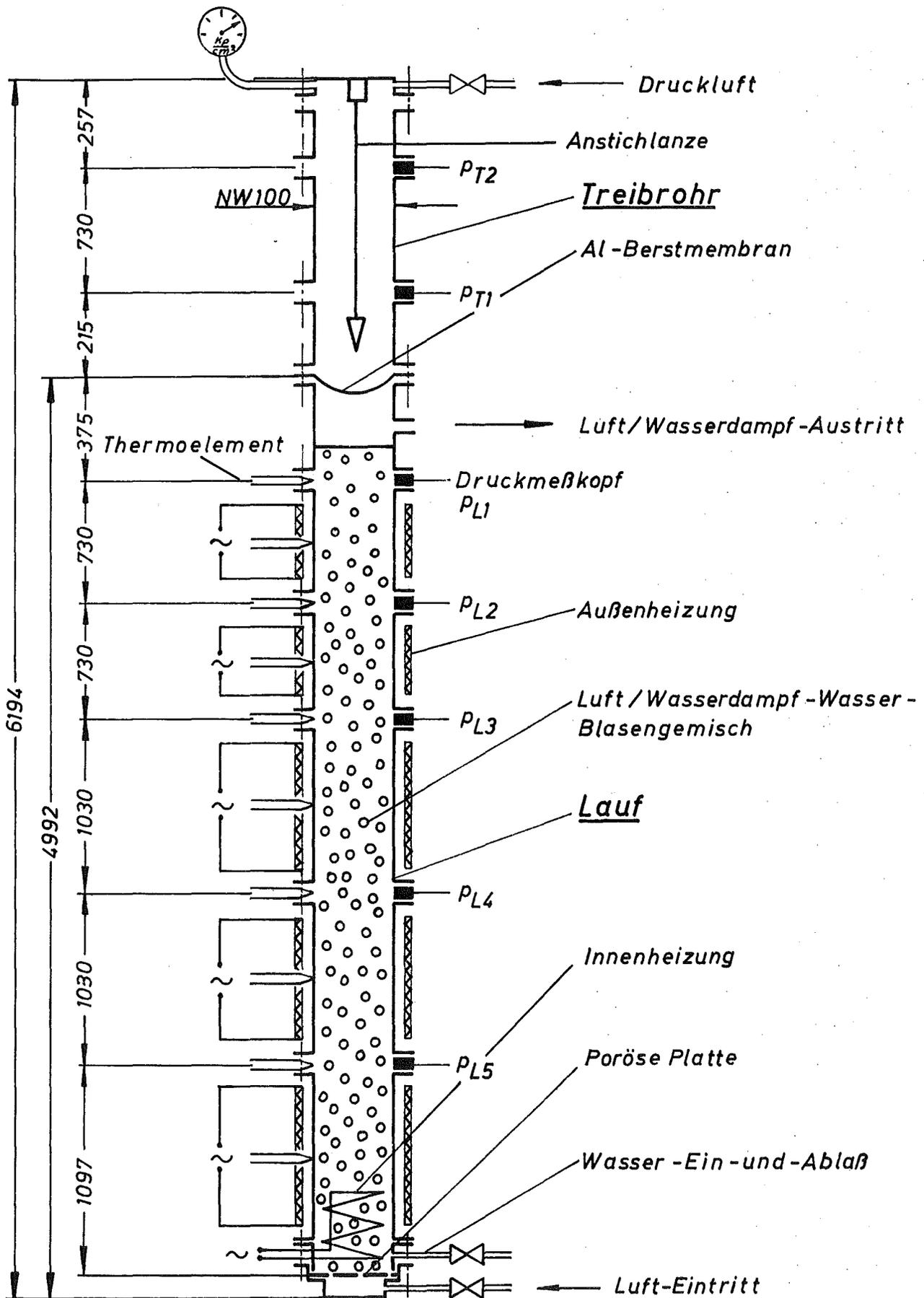
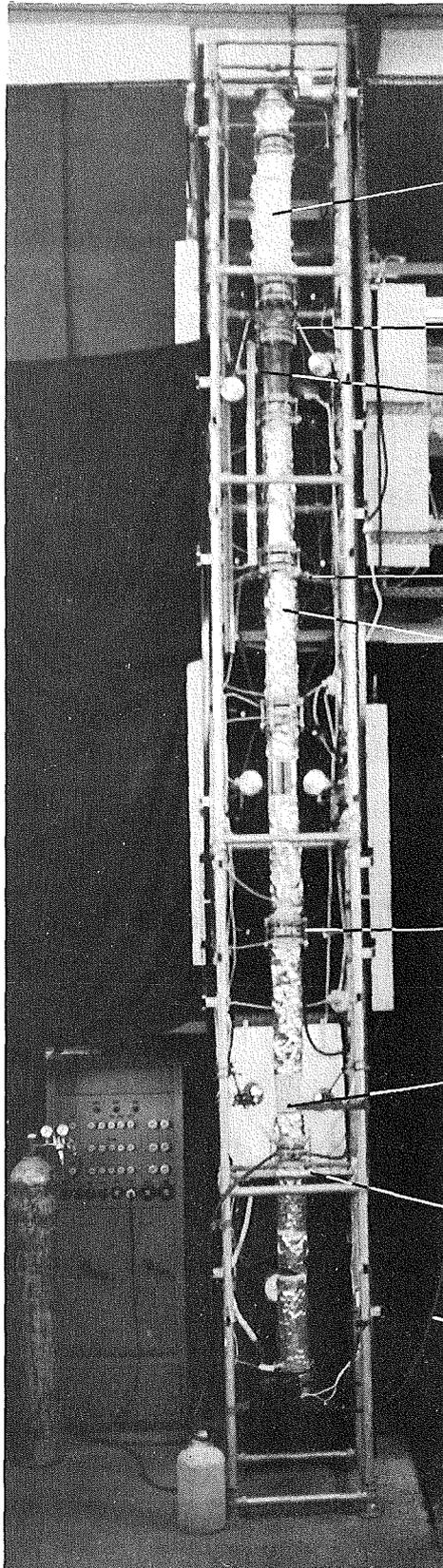


Bild 9

Schematischer Aufbau des Stoßrohres



Treibrohr
mit
Asbestbandagen

Membran-Einspannung

Luft/Wasserdampf-Austritt

Radiallager

Lauf
mit
Heizung und Isolierung

Flanschverbindung mit
Meßring

Fenster mit Lampen und
Reflektorschirm

Festpunktlager

Luft-Zuführung

Bild 10

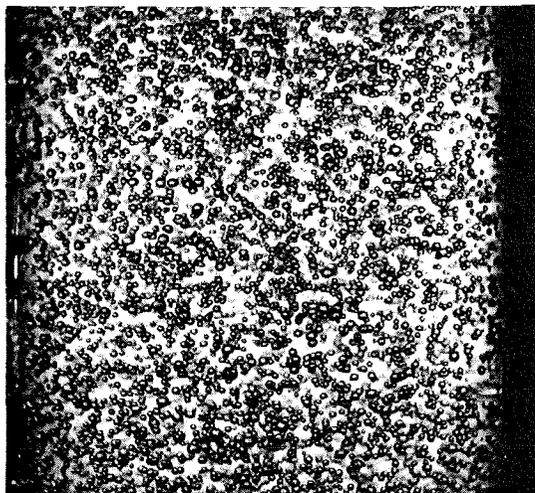
Foto des Stoßrohres



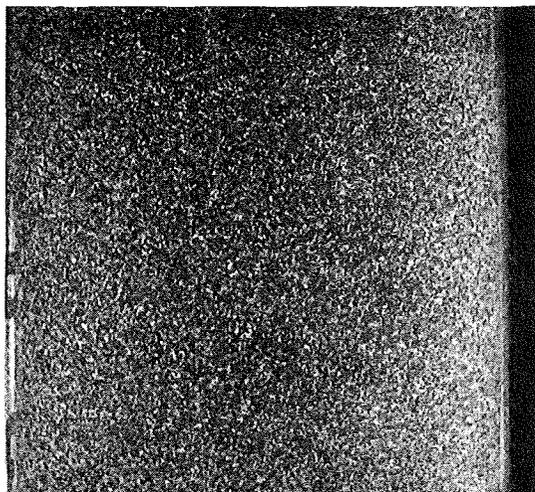
$T \approx 99^{\circ}\text{C}$

$\alpha = 1\%$

Messingplatte
mit
4 Bohrungen von $d_p = 1\text{mm}$



Filterplatte aus Glas
mit
 $90\mu\text{m} \leq d_p \leq 150\mu\text{m}$



Filterplatte aus Sintermetall
mit
 $d_p \leq 3\mu\text{m}$

Bild 11

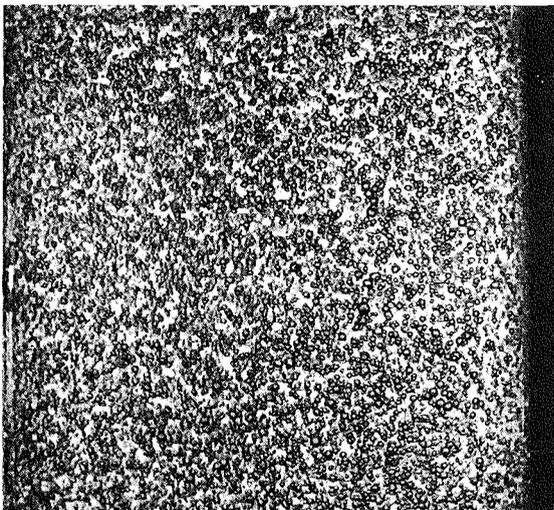
Blasenverteilung bei $T \approx 99^{\circ}\text{C}$ und $\alpha = 1\%$ in Laufrohrmitte beim Einsatz verschiedener poröser Platten



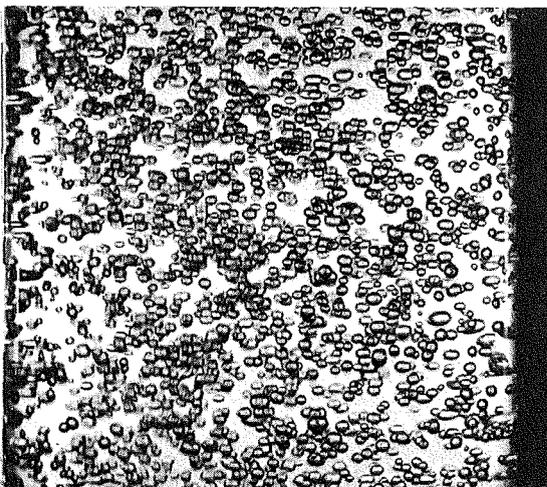
$T \approx 25^{\circ}\text{C}$

$\alpha = 1\%$

Messingplatte
mit
4 Bohrungen von $d_p = 1\text{mm}$



Filterplatte aus Glas
mit
 $90\mu\text{m} \leq d_p \leq 150\mu\text{m}$



Filterplatte aus Sintermetall
mit
 $d_p \leq 3\mu\text{m}$

Bild 12

Blasenverteilung bei $T \approx 25^{\circ}\text{C}$ und $\alpha = 1\%$ in Laufrohrmitte
beim Einsatz verschiedener poröser Platten

α [1]	Filterplatte mit $d_p \leq 3 \mu\text{m}$		Filterplatte mit $90 \mu\text{m} \leq d_p \leq 150 \mu\text{m}$		Lochplatte mit $d_p = 1 \text{ mm}$	
	25°C	99°C	25°C	99°C	25°C	99°C
0,001	0,4	0,4	1,0	1,2	4,5	6,5
0,002	0,6	0,6	1,0	1,4	5,2	5,8
0,004	0,7	0,6	1,0	1,3	5,8	5,8
0,006	0,7	0,4	1,0	1,4	5,2	5,8
0,008	1,1	0,4	1,0	1,6	6,5	6,5
0,010	1,7	0,4	1,0	1,6	6,5	6,5
0,020	2,2	0,6	1,3	1,6	5,8	6,5
0,040	3,5	0,8	1,3	1,7	5,2	5,2
0,060	5,6	1,4	1,3	1,7	5,2	4,5
0,080	5,6	1,5	1,3	1,7	4,5	5,2
0,100	5,6	3,5	1,6	3,3	4,5	6,5

Bild 13

Experimentell bestimmte, mittlere Blasendurchmesser \bar{d} [mm]

Luft/Wasserdampf - Wasser - Blasengemisch

$T \approx 99^\circ\text{C}$, $p \approx 1,2\text{atm}$

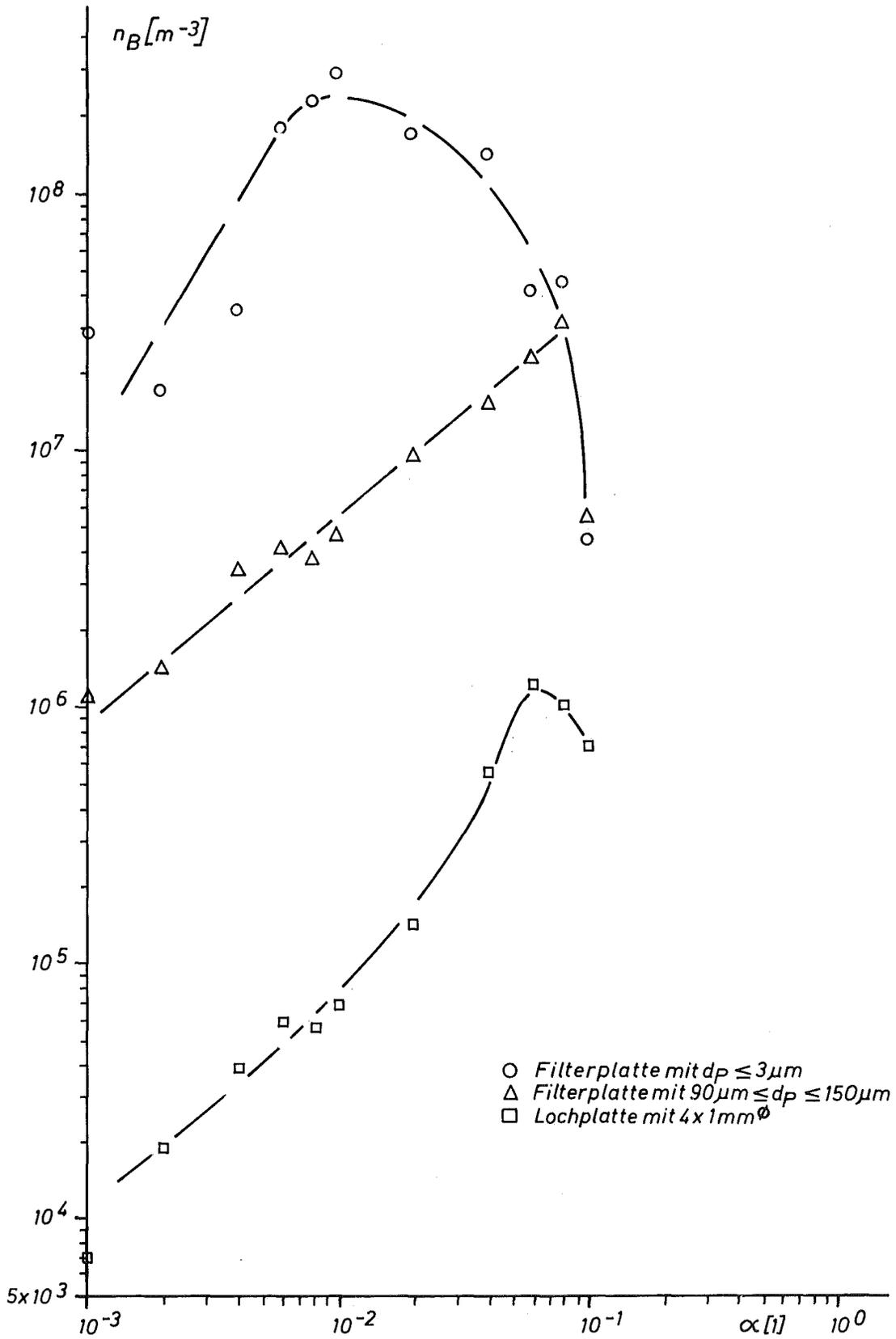


Bild 14

Abhängigkeit der Blasenzahl pro Volumeneinheit vom Gasvolumengehalt beim Einsatz verschiedener poröser Platten bei $T \approx 99^\circ\text{C}$

Luft / Wasserdampf - Wasser - Blasengemisch

$T \approx 25^\circ\text{C}, p \approx 1,2\text{ atm}$

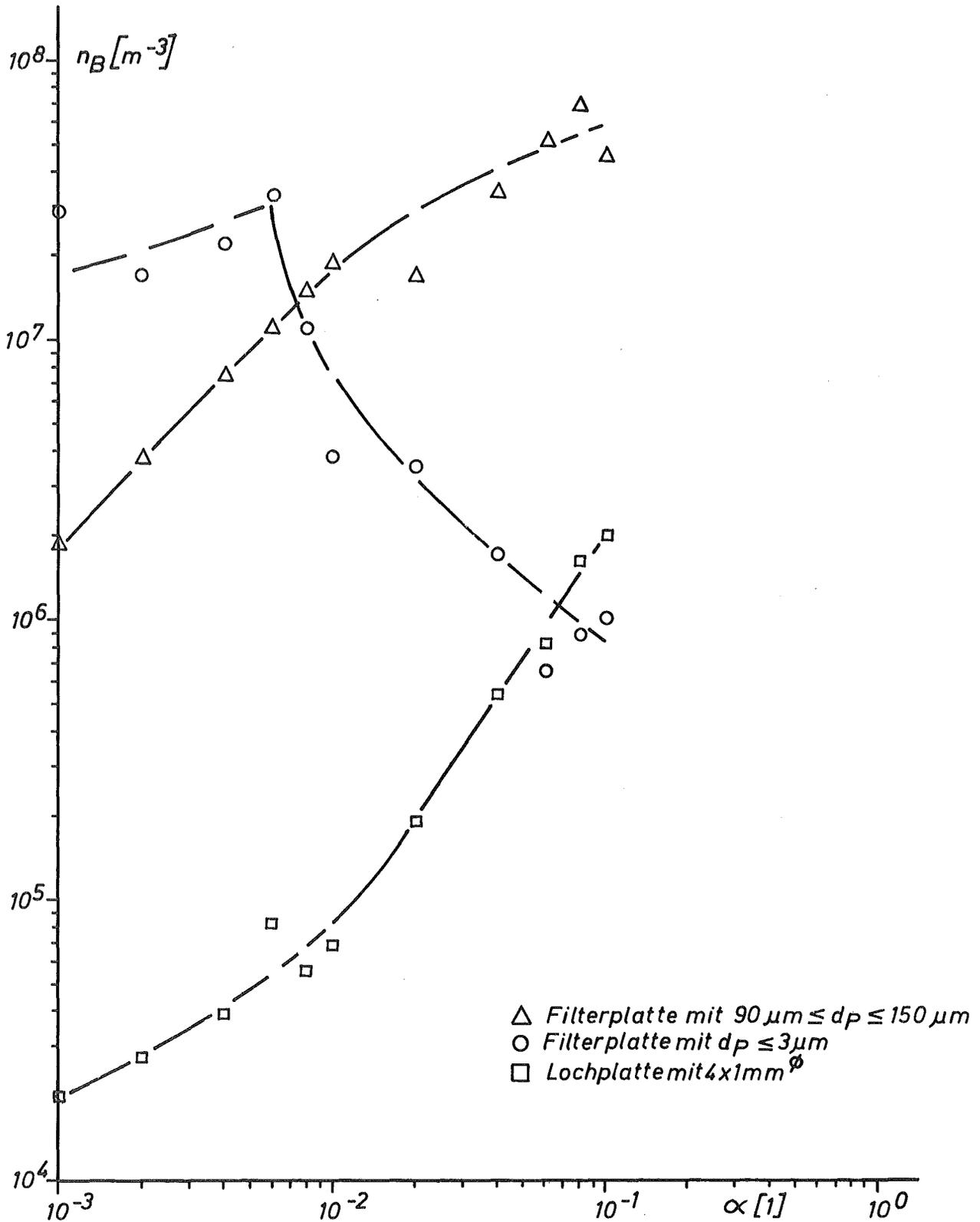
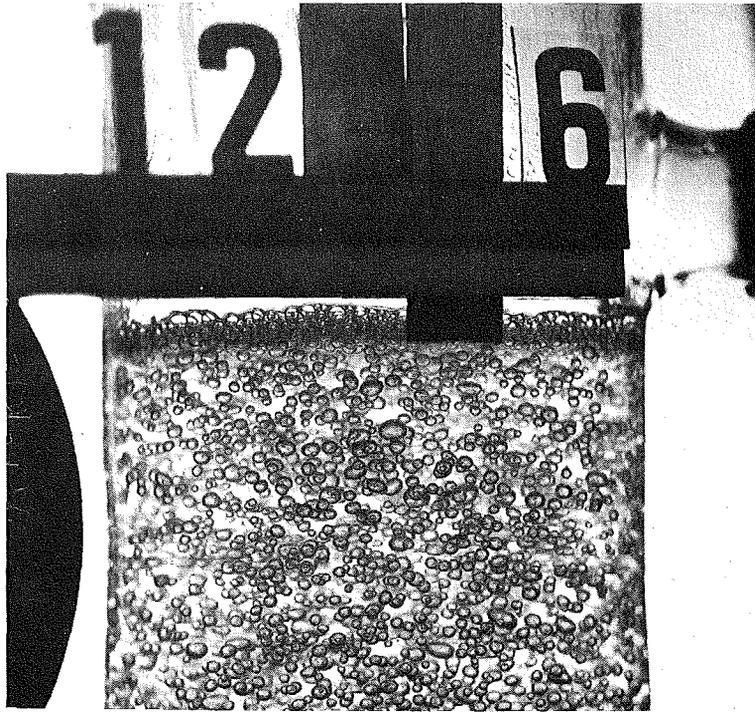


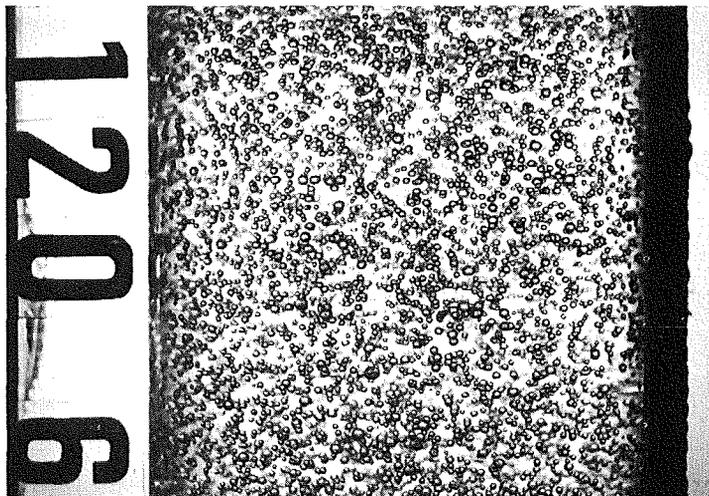
Bild 15

Abhängigkeit der Blasenanzahl pro Volumeneinheit vom Gasvolumen-
gehalt beim Einsatz verschiedener poröser Platten bei $T \approx 25^\circ\text{C}$

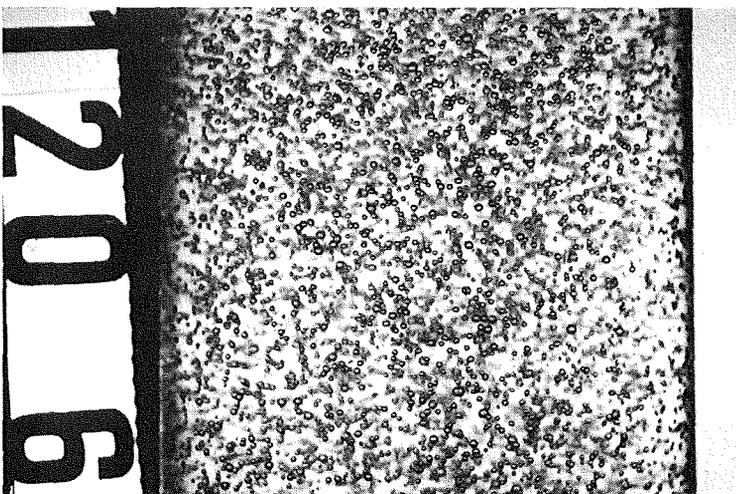


Filterplatte aus Glas
mit
 $90\mu\text{m} \leq d_p \leq 150\mu\text{m}$
 $T \approx 99^\circ\text{C}$
 $\alpha = 1\%$

$H = 4,70\text{m}$



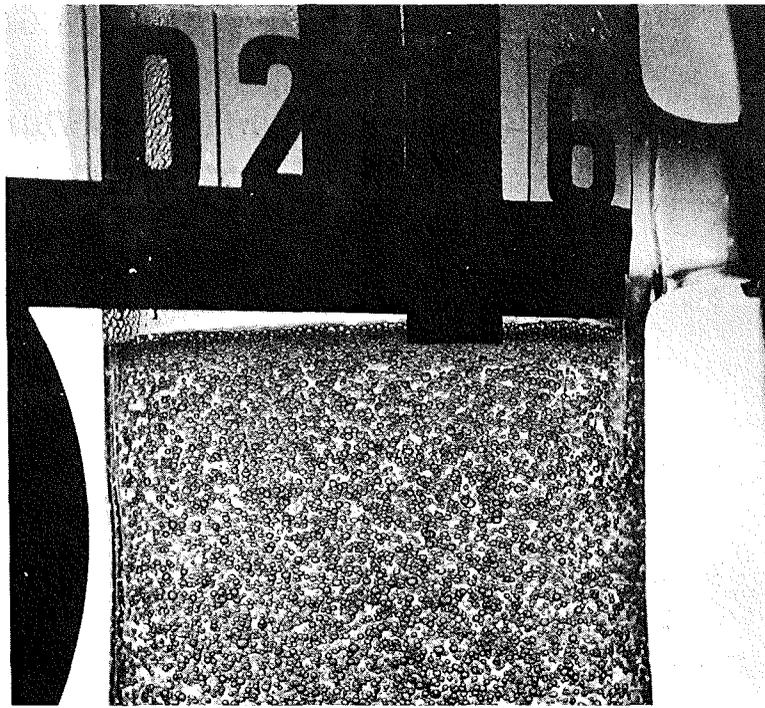
$H = 2,90\text{m}$



$H = 1,50\text{m}$

Bild 16

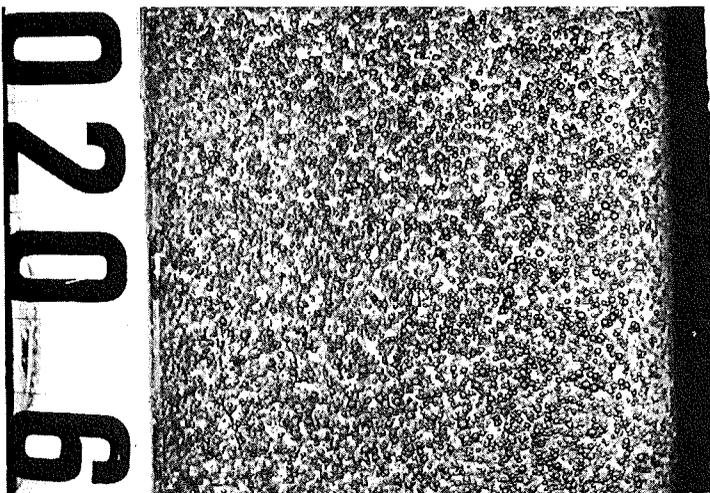
Blasenverteilung bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ und $\alpha = 1\%$ in Abhängigkeit von der Laufrohrhöhe H beim Einsatz der Filterplatte aus Glas mit $90\mu\text{m} \leq d_p \leq 150\mu\text{m}$



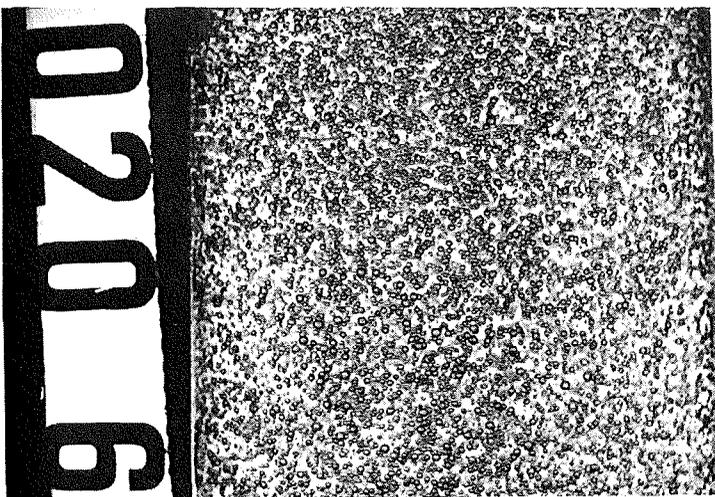
Filterplatte aus Glas
mit
 $90\mu\text{m} \leq d_p \leq 150\mu\text{m}$

$T \approx 25^\circ\text{C}$
 $\alpha = 1\%$

$H = 4,70\text{m}$



$H = 2,90\text{m}$



$H = 1,50\text{m}$

Bild 17

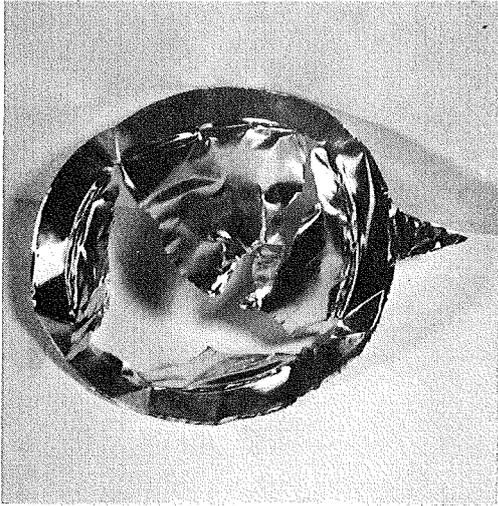
Blasenverteilung bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ und $\alpha = 1\%$ in Abhängigkeit von der Laufrohrhöhe H beim Einsatz der Filterplatte aus Glas mit $90\mu\text{m} \leq d_p \leq 150\mu\text{m}$

<i>Dicke der Berstmembranen [μm]</i>	<i>Berstdruck [at]</i>
7	1,04
20	1,20
30	1,38
20 + 30 *	1,60
50	1,80

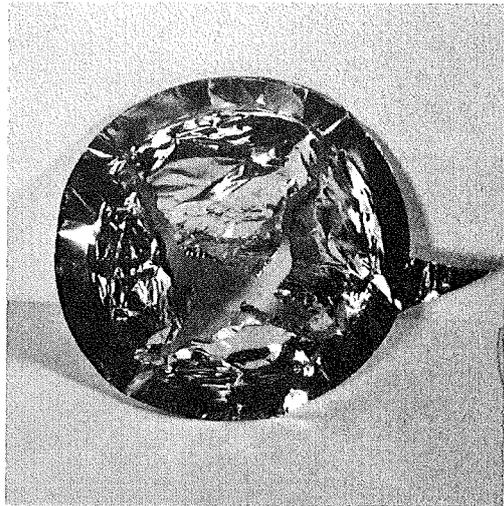
* Der Berstdruck $p_T=1,60\text{at}$ wurde dadurch erzielt, daß die beiden Membranen mit den Dicken $20\mu\text{m}$ und $30\mu\text{m}$ übereinandergelegt wurden

Bild 18

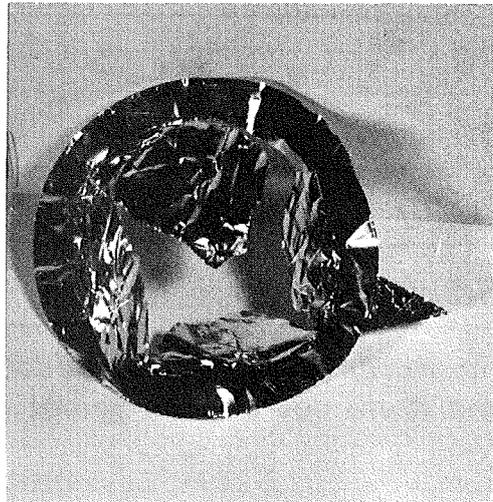
Abhängigkeit des Berstdruckes von der Dicke der eingespannten Membran



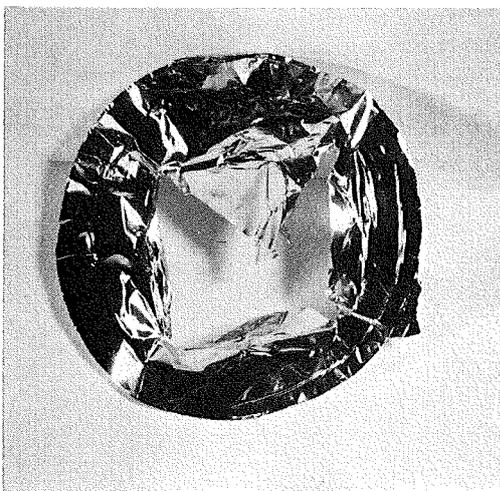
$p_T = 1,80 \text{ at}$



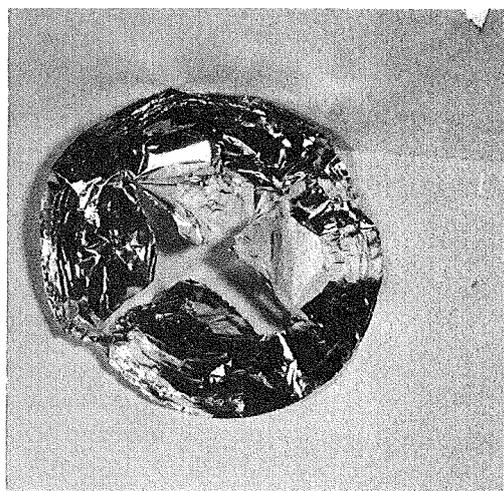
$p_T = 1,60 \text{ at}$



$p_T = 1,38 \text{ at}$



$p_T = 1,20 \text{ at}$



$p_T = 1,04 \text{ at}$

Bild 19

Berstverhalten der Aluminium-Membranen bei den verschiedenen Berstdrücken

Versuchsablauf

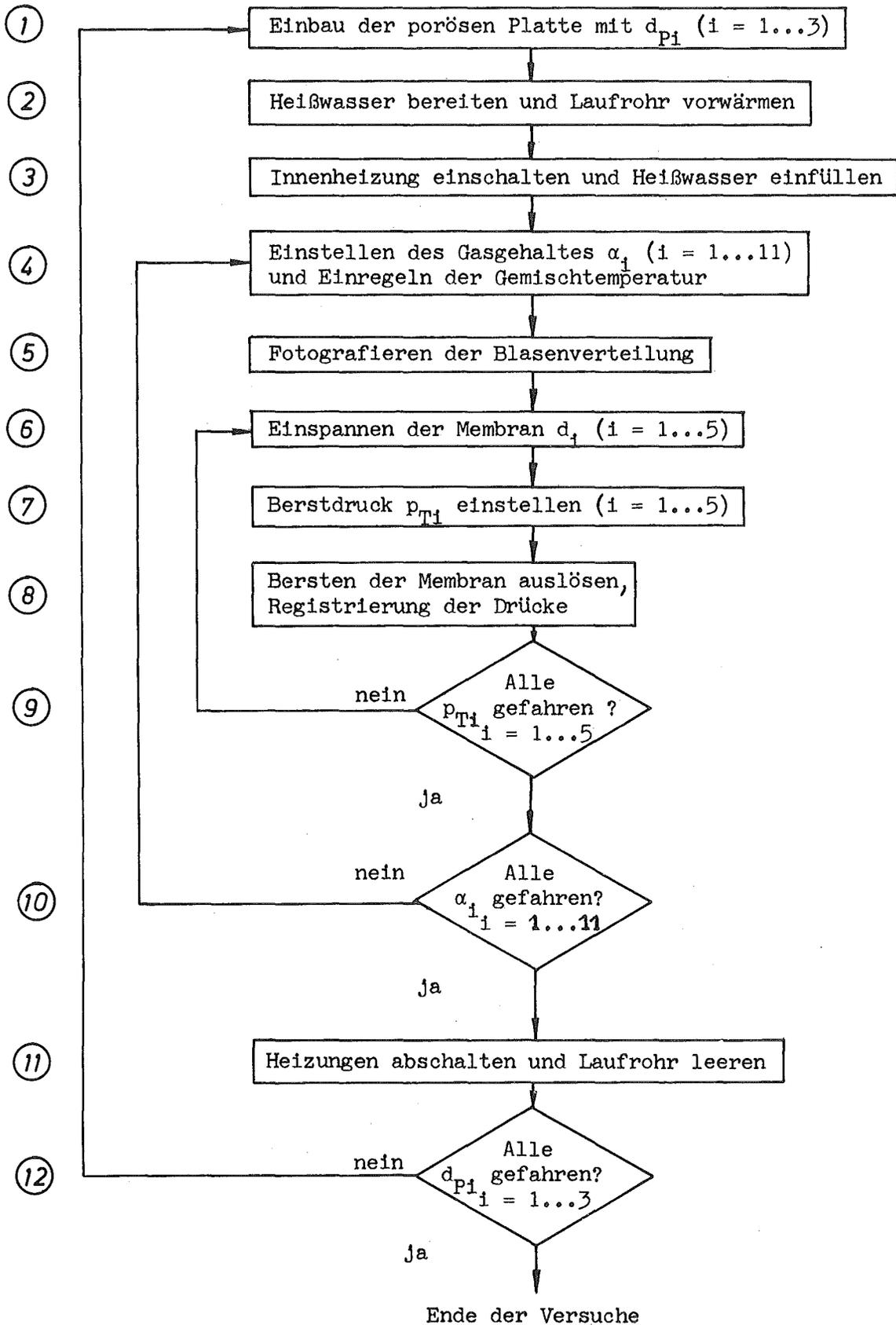


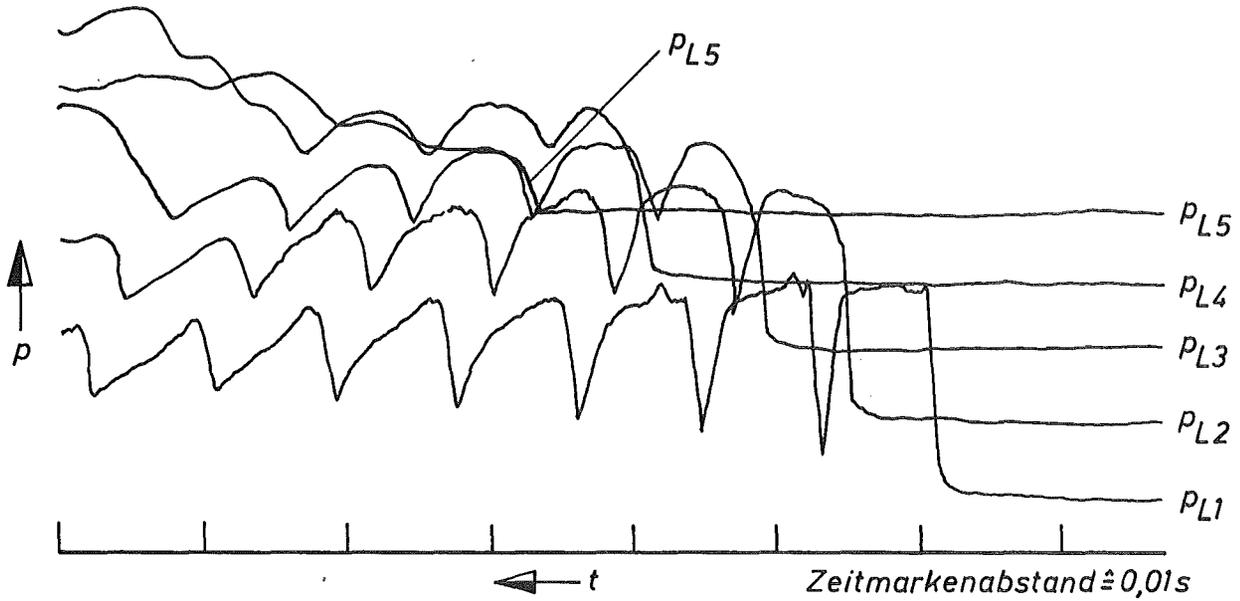
Bild 20

Fließschema des Versuchsablaufs bei $T \approx 99^{\circ}\text{C}$

Luft / Wasserdampf - Wasser - Blasengemisch, $\alpha = 1\%$

$$p_T = 1,20 \text{ at}$$

$T \approx 25^\circ\text{C}$



$T \approx 99^\circ\text{C}$

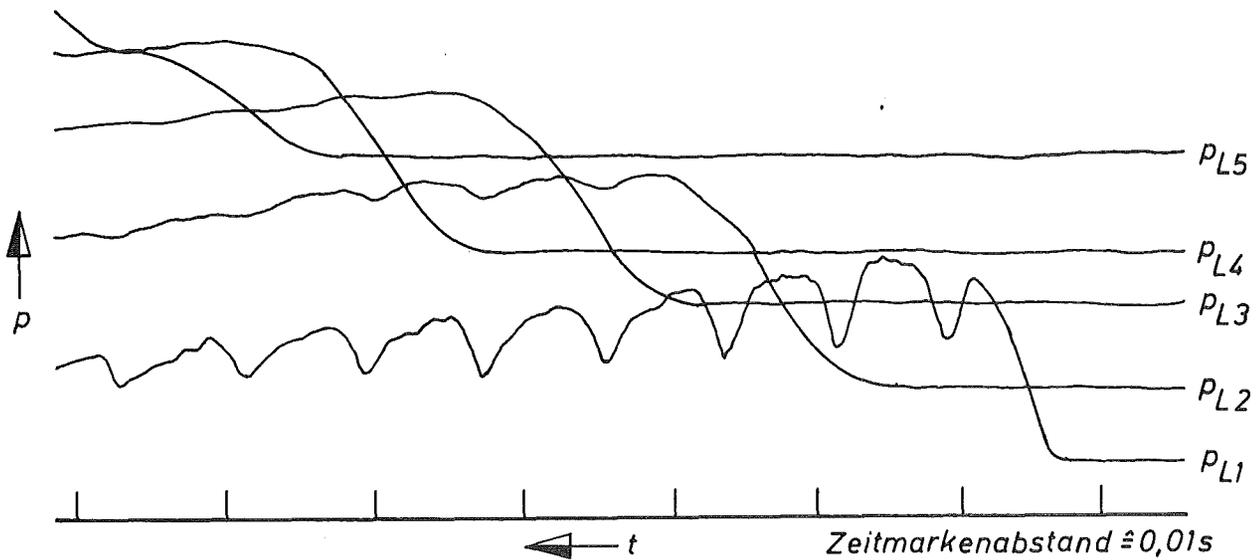


Bild 21

Ausbreitungsverhalten einer Kompressionswelle mit $\frac{p_T}{p_L} = 1,20$ in Luft/
Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen mit $\alpha = 1\%$ bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ und $T \approx 99^\circ\text{C}$

Luft / Wasserdampf - Wasser - Blasengemisch, $\alpha = 1\%$

$p_T = 1,60 \text{at}$

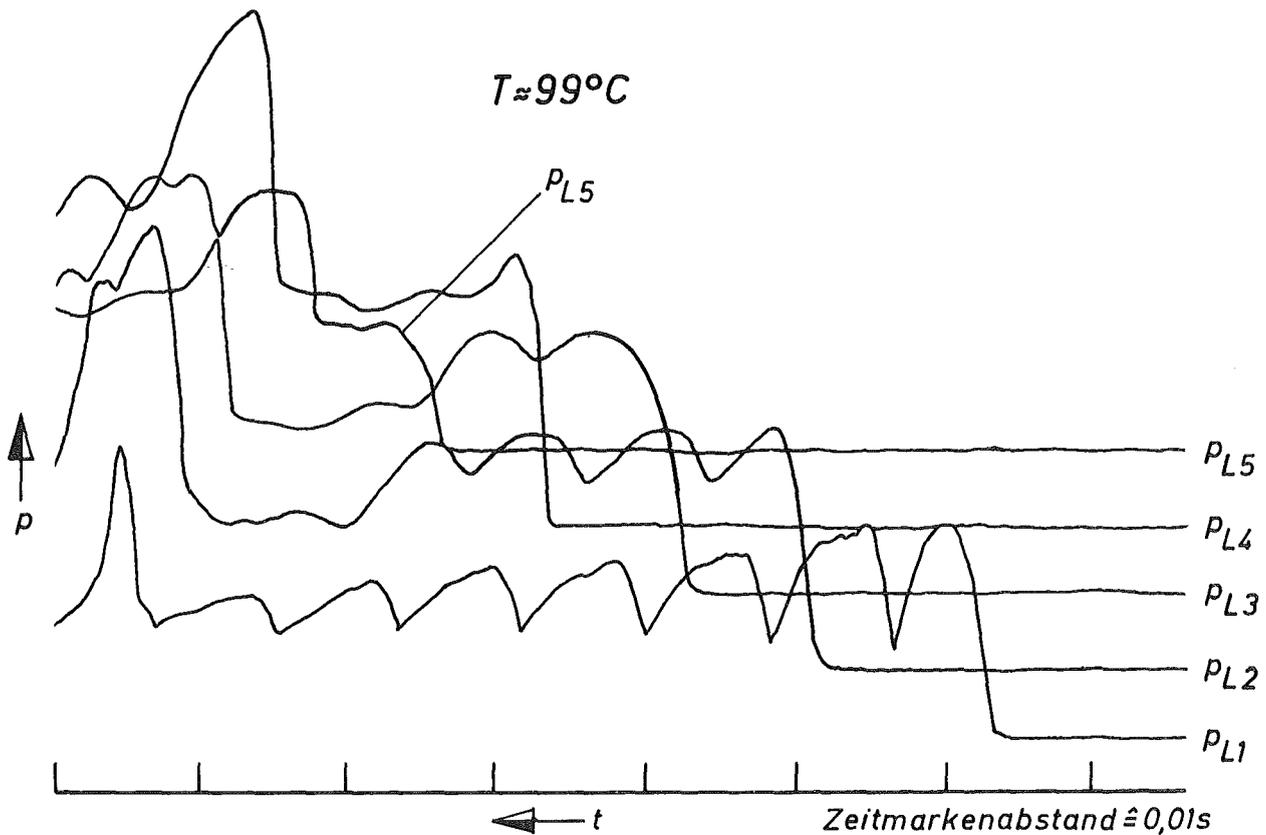
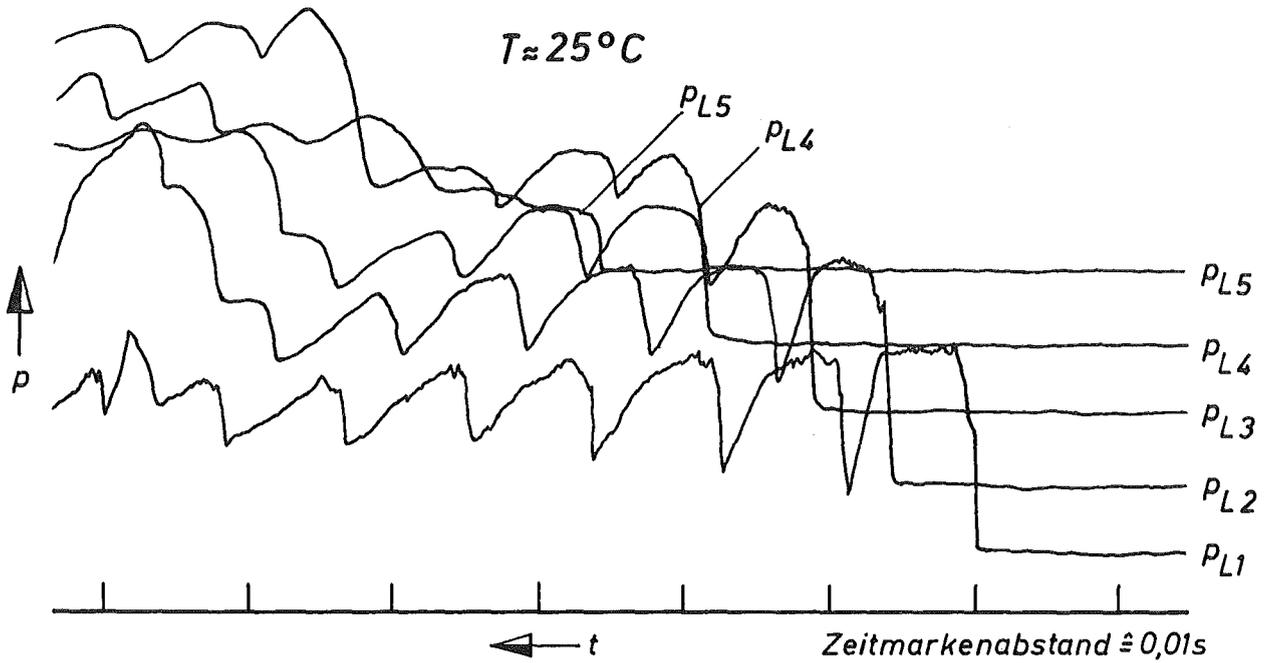
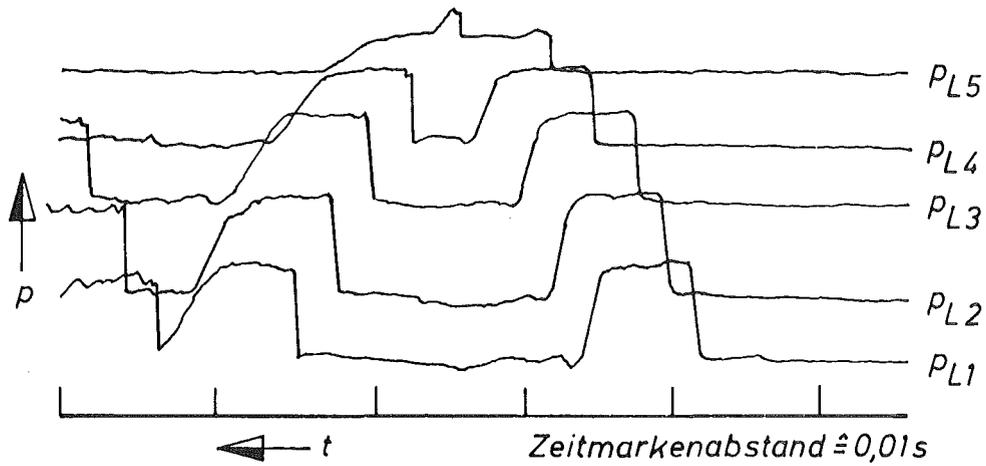


Bild 22

Ausbreitungsverhalten einer Kompressionswelle mit $\frac{p_T}{p_L} = 1,60$ in Luft/
Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen mit $\alpha = 1\%$ bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ und $T \approx 99^\circ\text{C}$

Druckverläufe in Luft

$p_T = 1,20 \text{ at}$



$p_T = 1,60 \text{ at}$

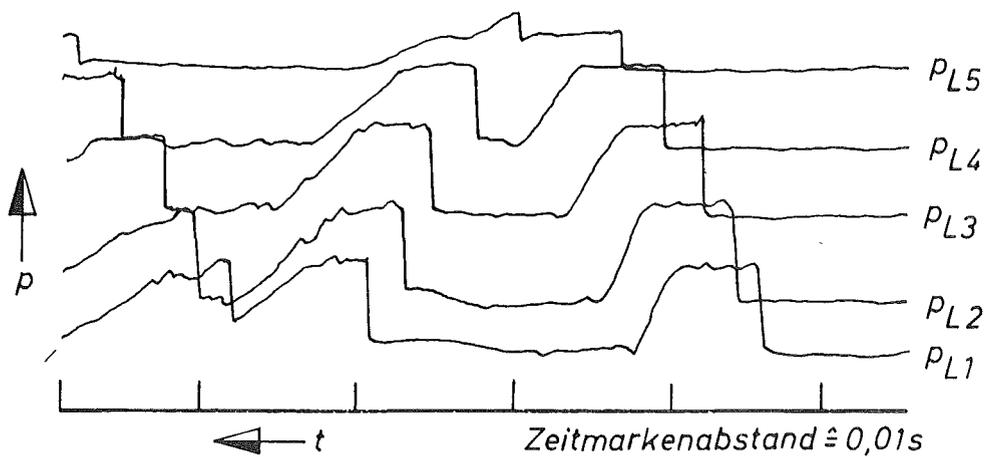
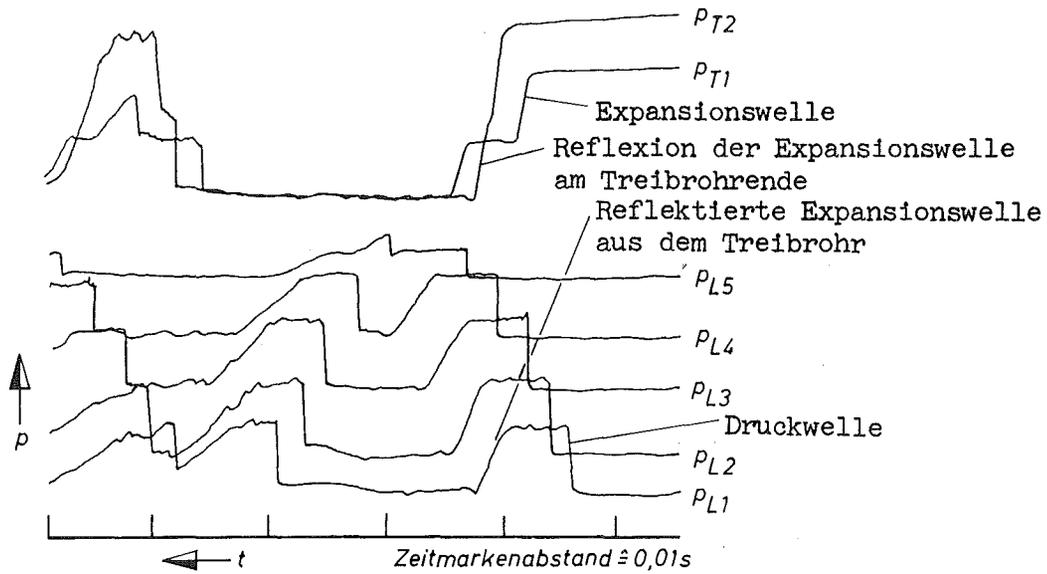


Bild 23

Ausbreitungsverhalten von Kompressionswellen mit $\frac{p_T}{p_L} = 1,20$ und $\frac{p_T}{p_L} = 1,60$ in Luft bei $T \approx 25^\circ\text{C}$

Druckverläufe in Luft

$p_T = 1,60 \text{at}$



Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemisch, $\alpha = 1\%$

$T \approx 99^\circ \text{C}$, $p_T = 1,60 \text{at}$

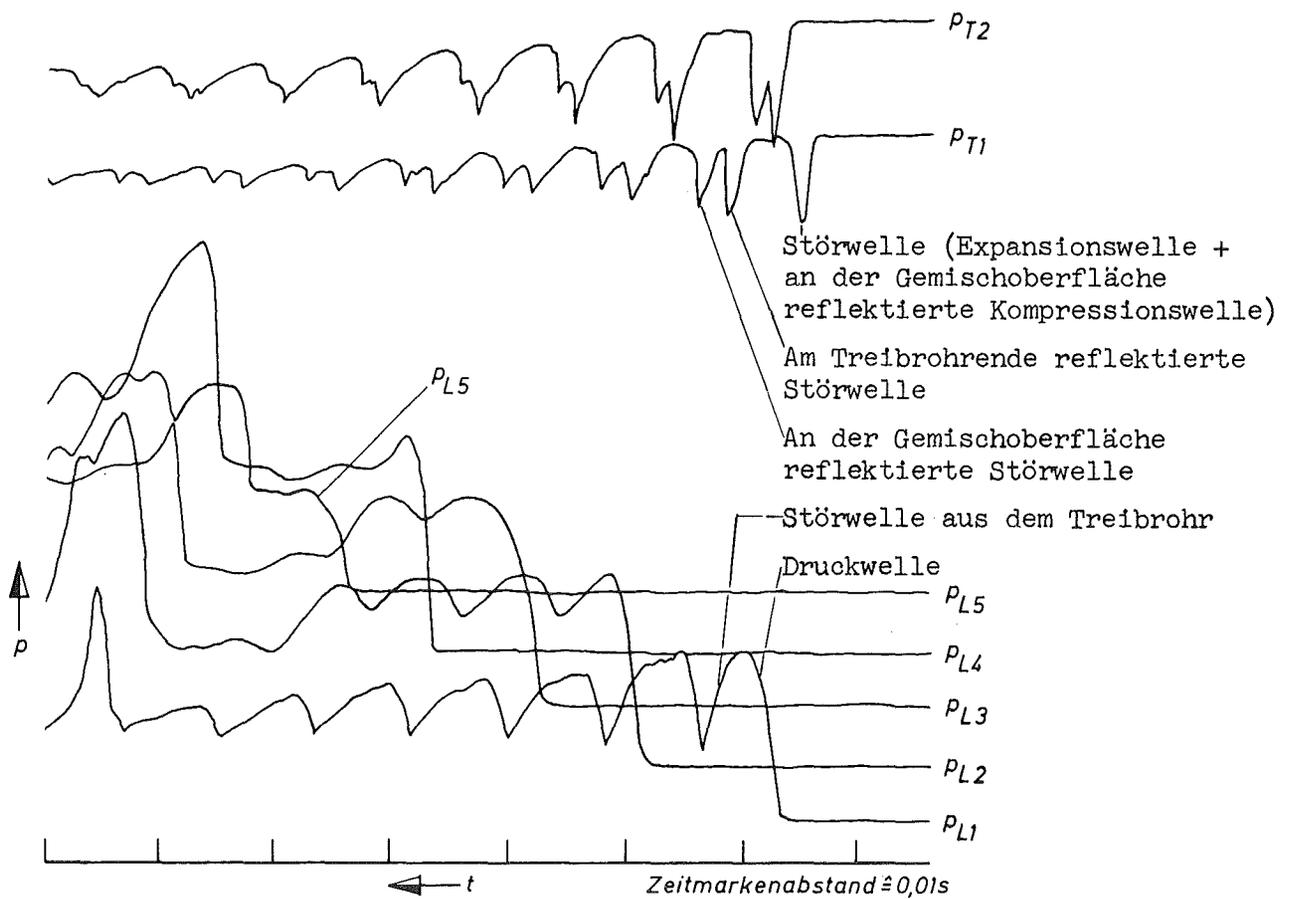


Bild 24

Einfluß der Störwelle aus dem Treibrohr auf das Stoßwellenprofil

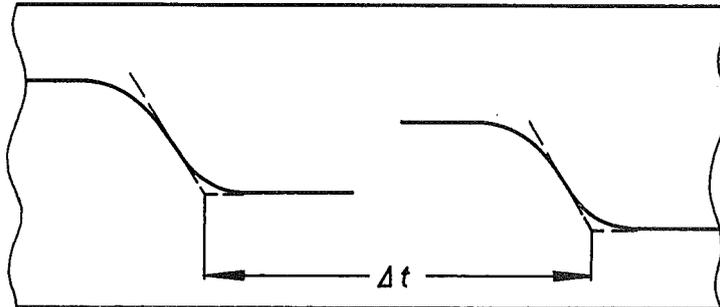


Bild 25

Ausmessung der Laufzeiten Δt

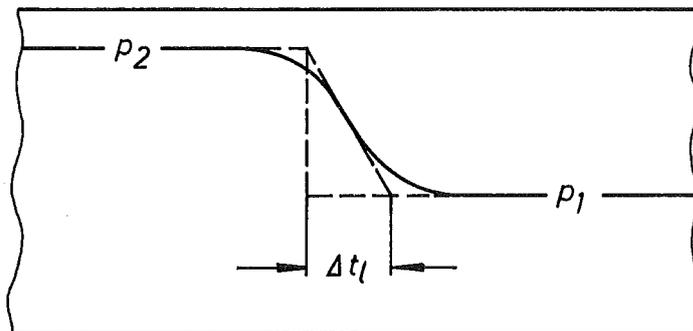


Bild 26

Bestimmung der Druckanstiegszeit Δt_l

Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemisch

$T \approx 25^\circ\text{C}, p \approx 1,2\text{atm}$

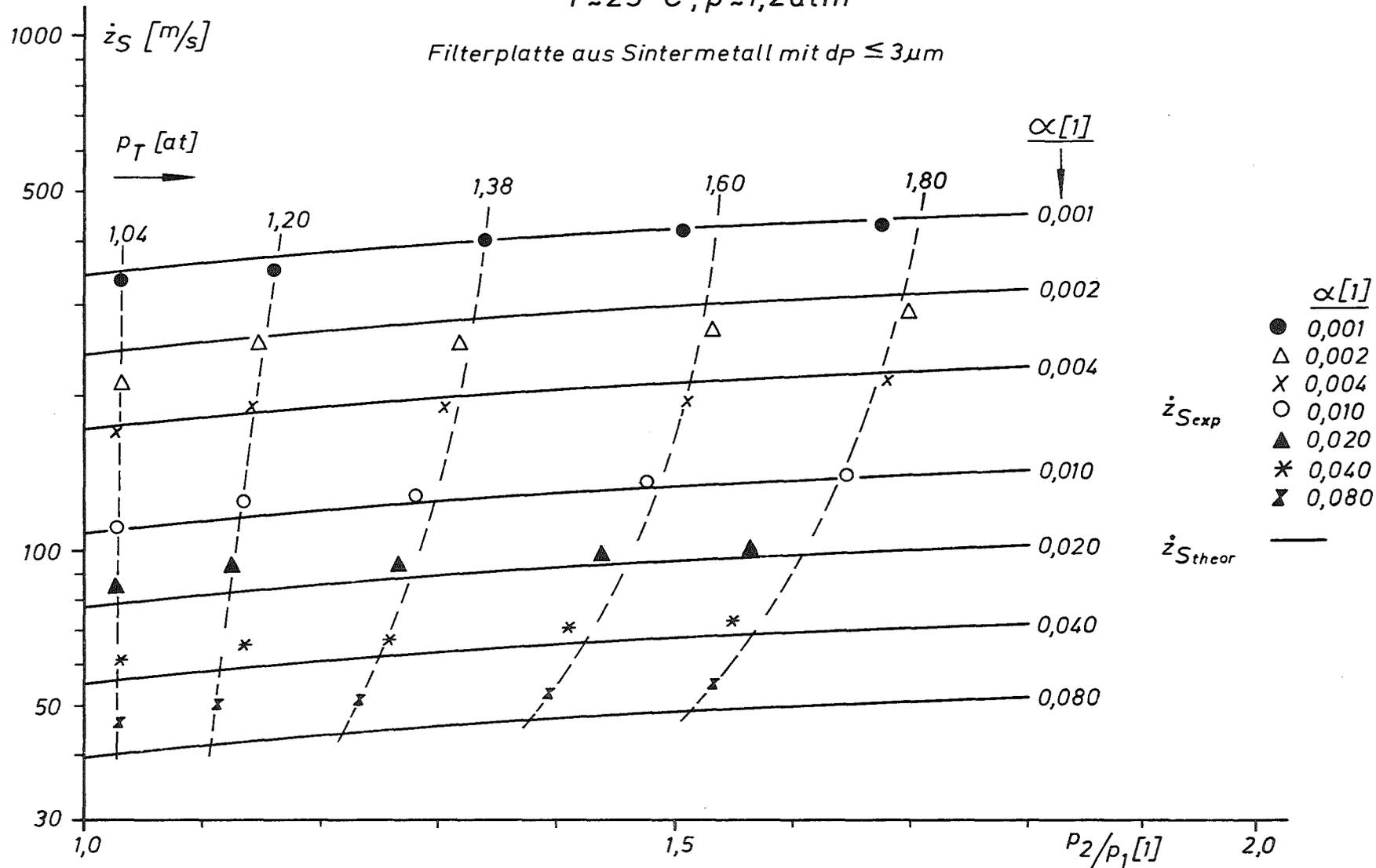


Bild 27

Geschwindigkeit der Stoßwellen in Abhängigkeit von der Stoßstärke und dem Gasgehalt in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen, die mit Hilfe der Filterplatte aus Sintermetall mit $d_p \leq 3\mu\text{m}$ bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ hergestellt wurden

Luft/ Wasserdampf-Wasser-Blasengemisch

$T = 25^\circ\text{C}, p = 1,2\text{ atm}$

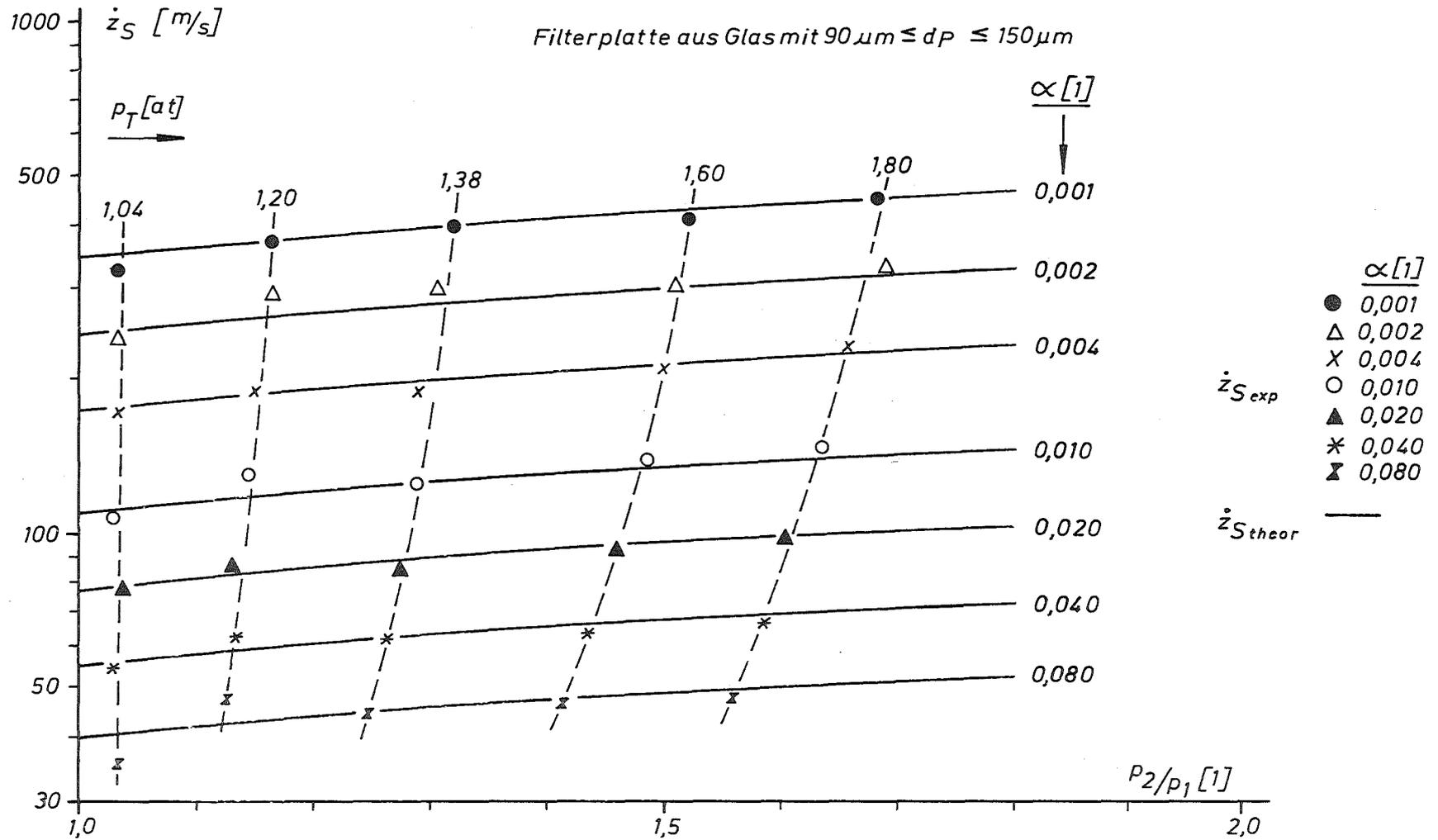


Bild 28

Geschwindigkeit der Stoßwellen in Abhängigkeit von der Stoßstärke und dem Gasgehalt in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen, die mit Hilfe der Filterplatte aus Glas mit $90\ \mu\text{m} \leq d_p \leq 150\ \mu\text{m}$ bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ hergestellt wurden

Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemisch

$T \approx 25^\circ\text{C}, p = 1,2\text{atm}$

Lochplatte aus Messing mit 4 Bohrungen $d_p = 1,0\text{mm}$

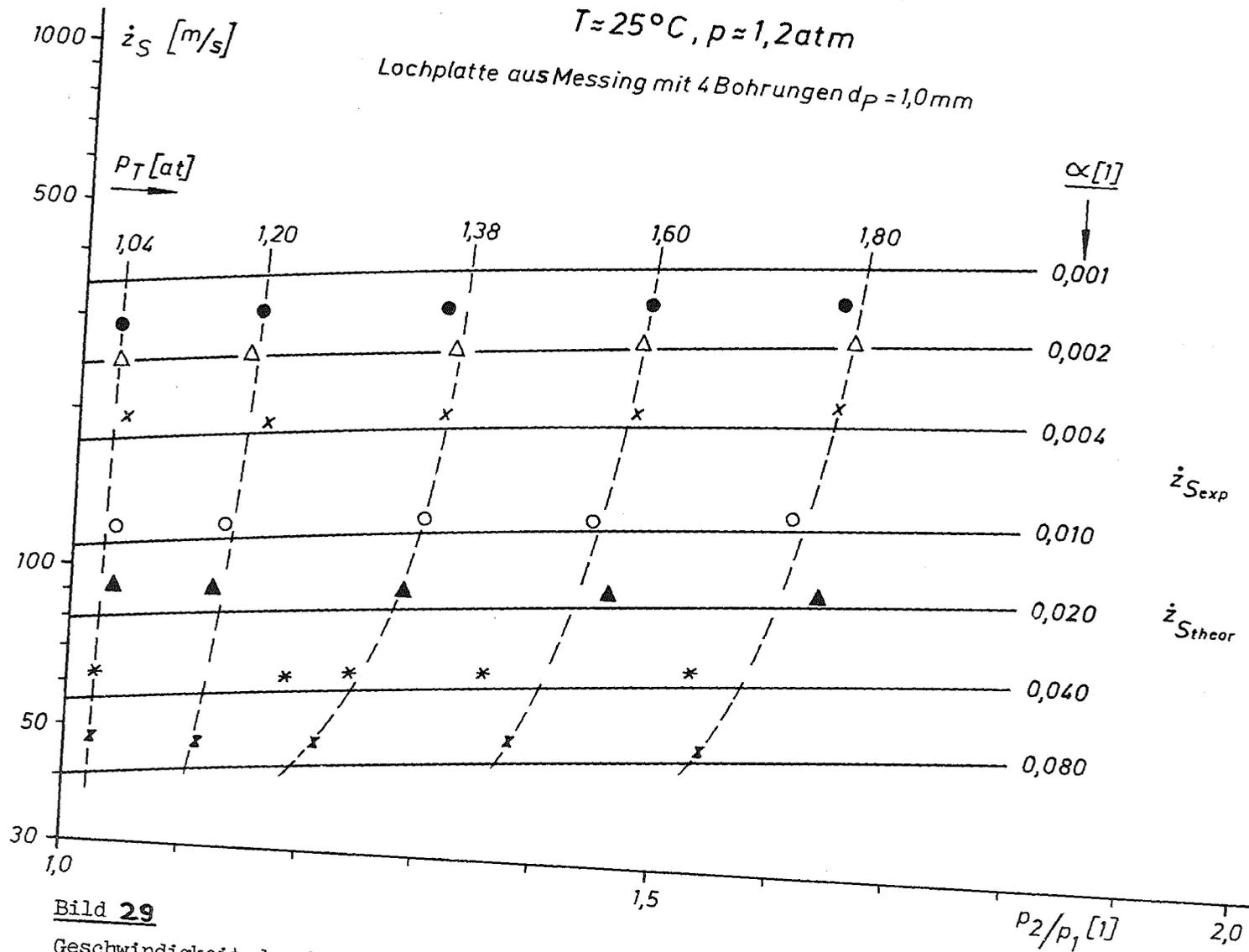


Bild 29

Geschwindigkeit der Stoßwellen in Abhängigkeit von der Stoßstärke und dem Gasgehalt in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen, die mit Hilfe der Lochplatte mit 4 Bohrungen vom Durchmesser $d_p = 1\text{mm}$ bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ hergestellt wurden

Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemisch

$T \approx 99^\circ\text{C}, p \approx 1,2\text{atm}$

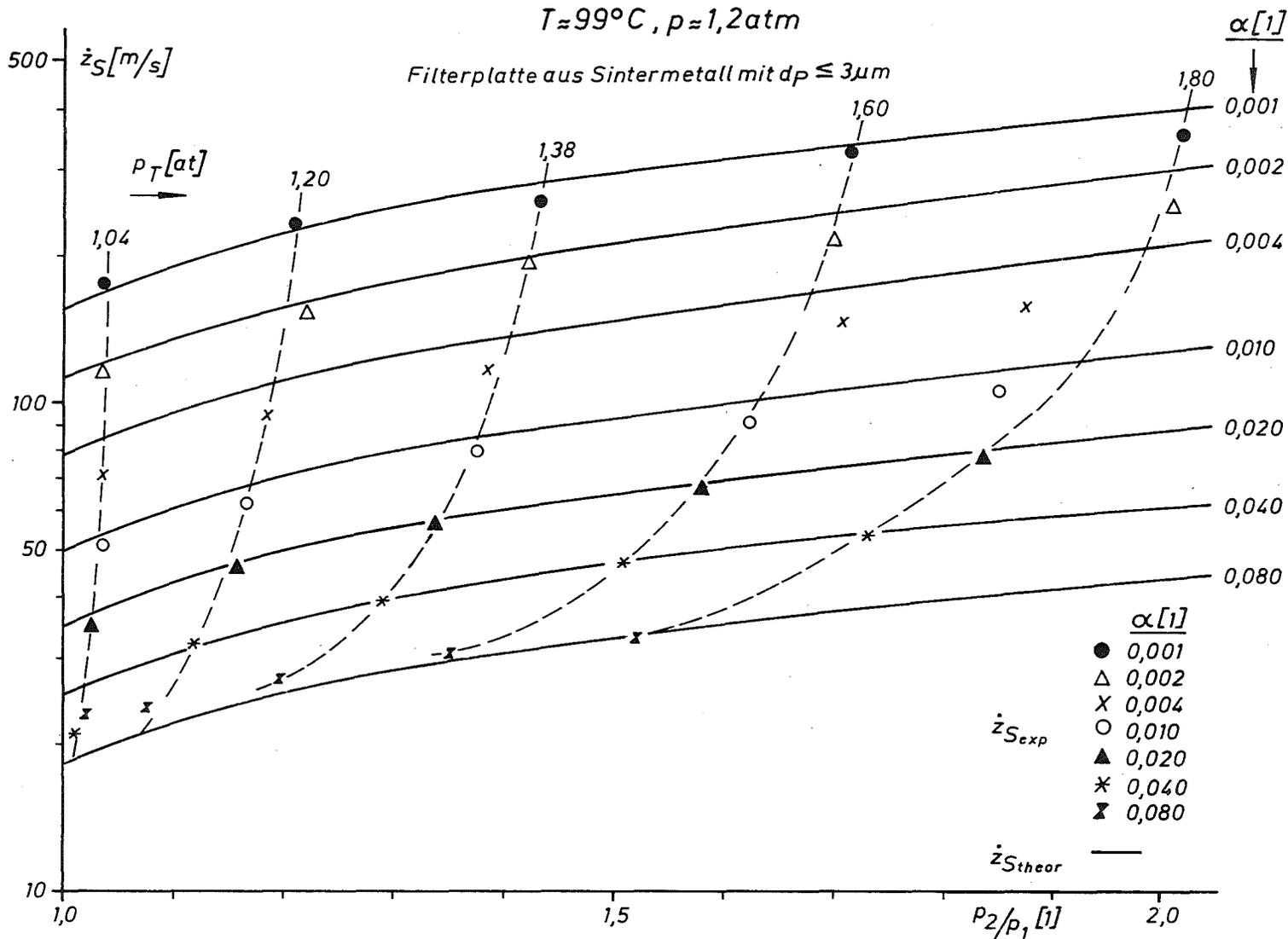


Bild 30

Geschwindigkeit der Stoßwellen in Abhängigkeit von der Stoßstärke und dem Gasgehalt in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen, die mit Hilfe der Filterplatte aus Sintermetall mit $d_p \leq 3\mu\text{m}$ bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ hergestellt wurden

Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemisch

$T \approx 99^\circ\text{C}, p \approx 1,2 \text{ atm}$

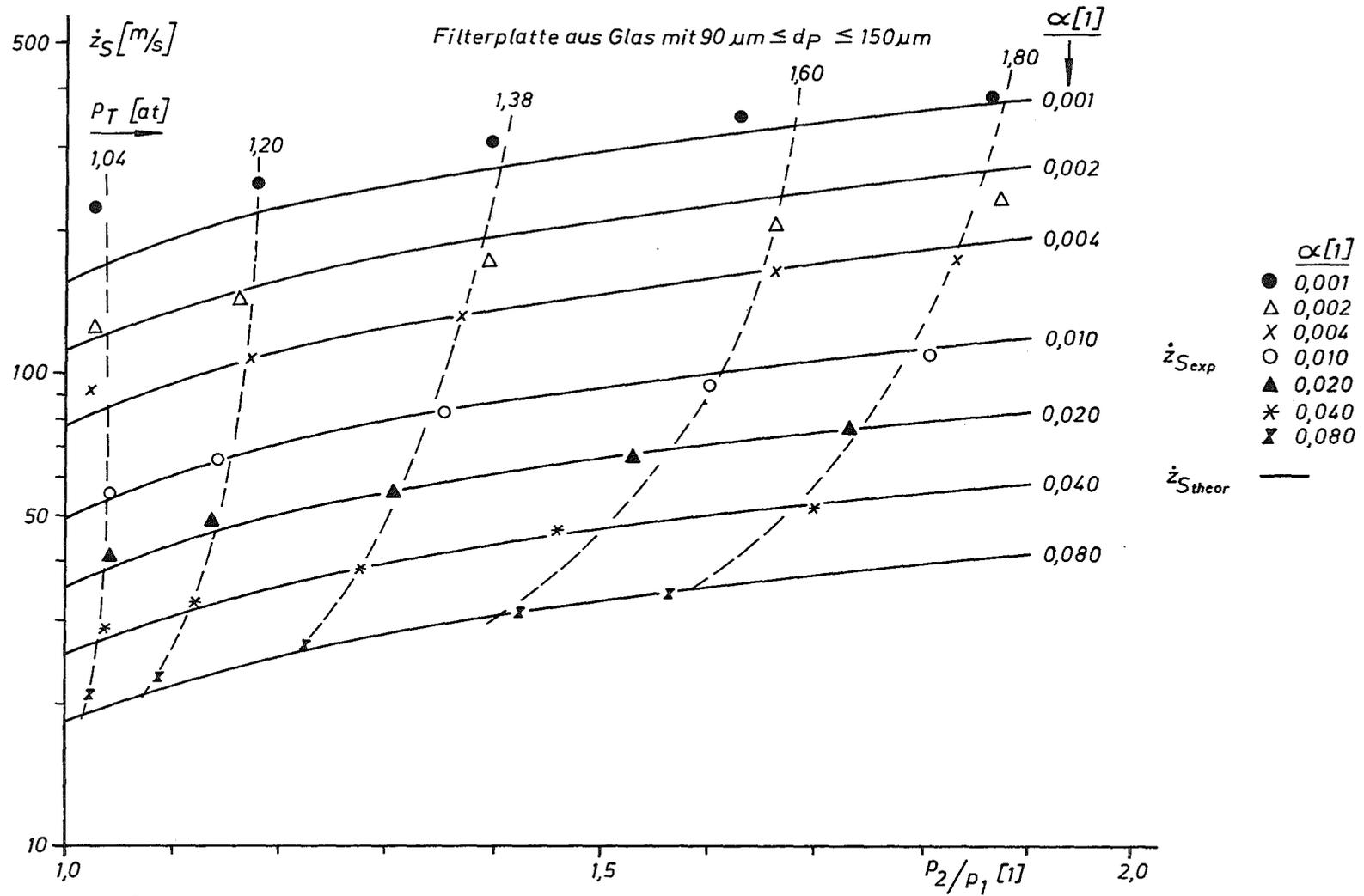


Bild 31

Geschwindigkeit der Stoßwellen in Abhängigkeit von der Stoßstärke und dem Gasgehalt in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen, die mit Hilfe der Filterplatte aus Glas mit $90 \mu\text{m} \leq d_p \leq 150 \mu\text{m}$ bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ hergestellt wurden

Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemisch

$T \approx 99^\circ\text{C}$, $p = 1,2 \text{ atm}$

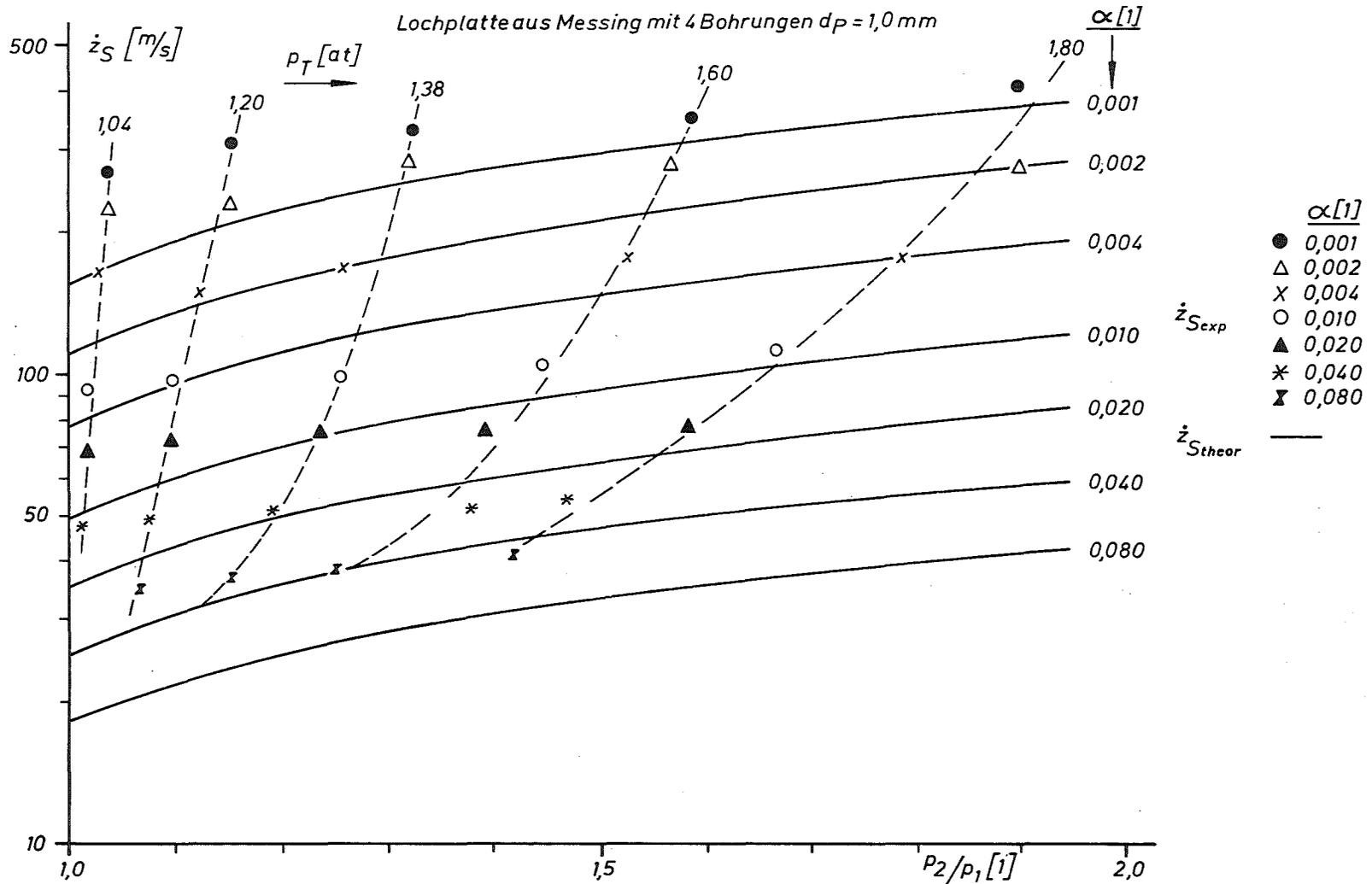


Bild 32

Geschwindigkeit der Stoßwellen in Abhängigkeit von der Stoßstärke und dem Gasgehalt in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen, die mit Hilfe der Lochplatte mit 4 Bohrungen vom Durchmesser $d_p = 1 \text{ mm}$ bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ hergestellt wurden

Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemisch

$T \approx 99^\circ\text{C}$, $p = 1,2 \text{ atm}$

Lochplatte aus Messing mit 4 Bohrungen $d_p = 1,0 \text{ mm}$

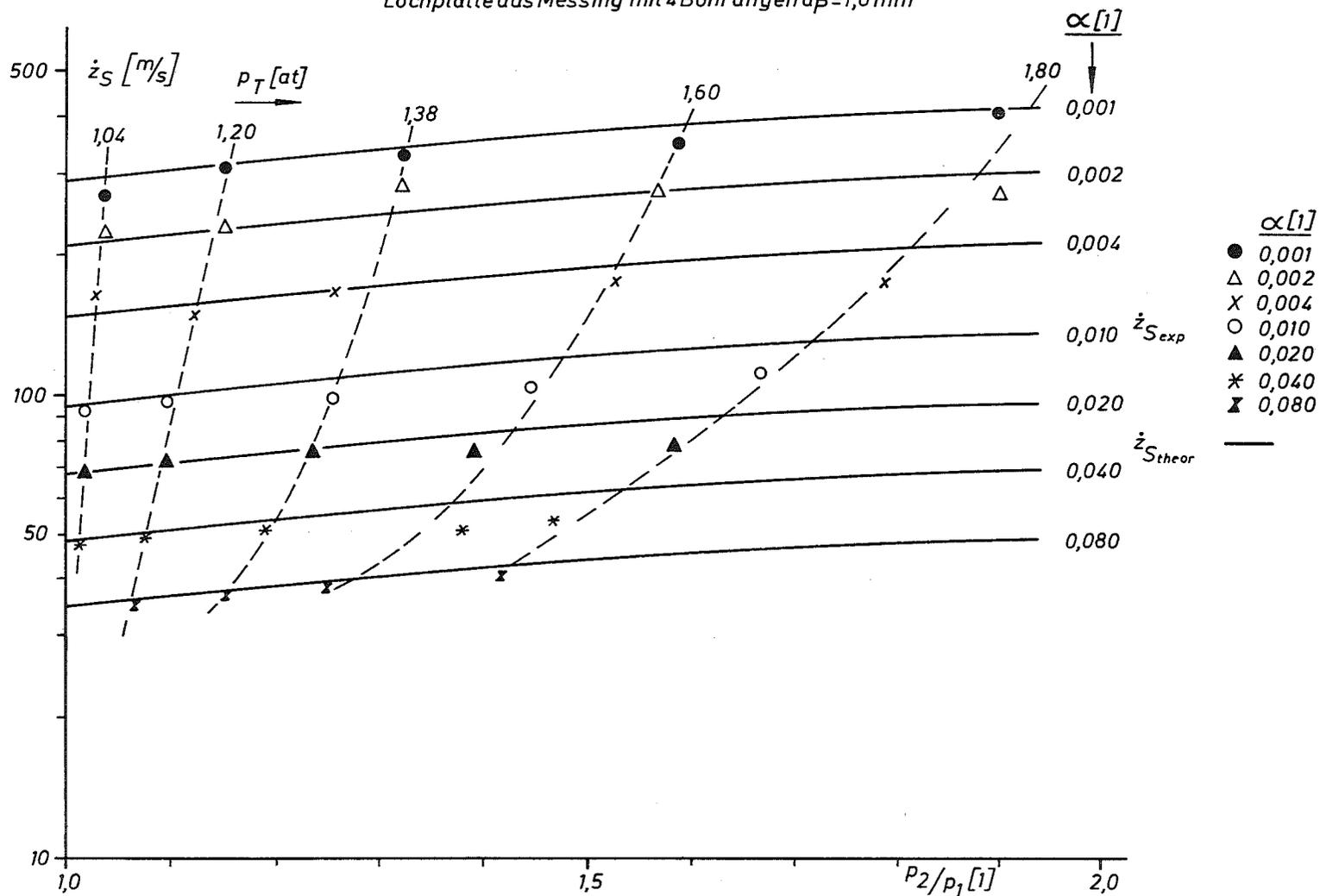


Bild 33

Vergleich der gemessenen Stoßwellengeschwindigkeiten mit den theoretischen Kurven für die ungesättigten Gemische mit $\beta = 0,1 \cdot \beta_{\text{Sättigung}}$

Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemisch

$T \approx 99^\circ\text{C}$, $p \approx 1,2\text{ atm}$

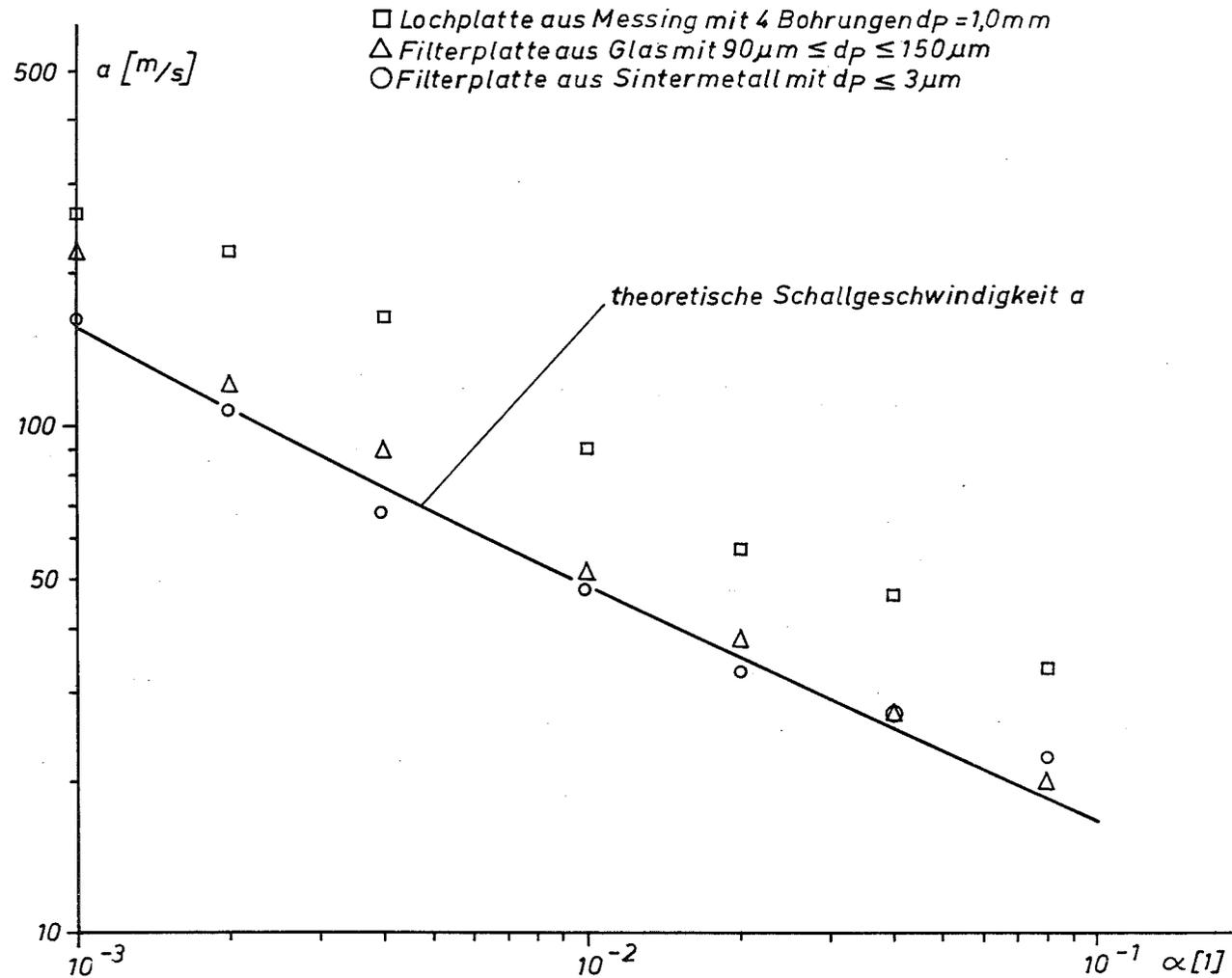


Bild 34

Vergleich der experimentellen Schallgeschwindigkeiten in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen verschiedener Blasenverteilungen bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ mit der theoretischen Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit

Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemisch

$T \approx 25^\circ\text{C}, p \approx 1,2 \text{ atm}$

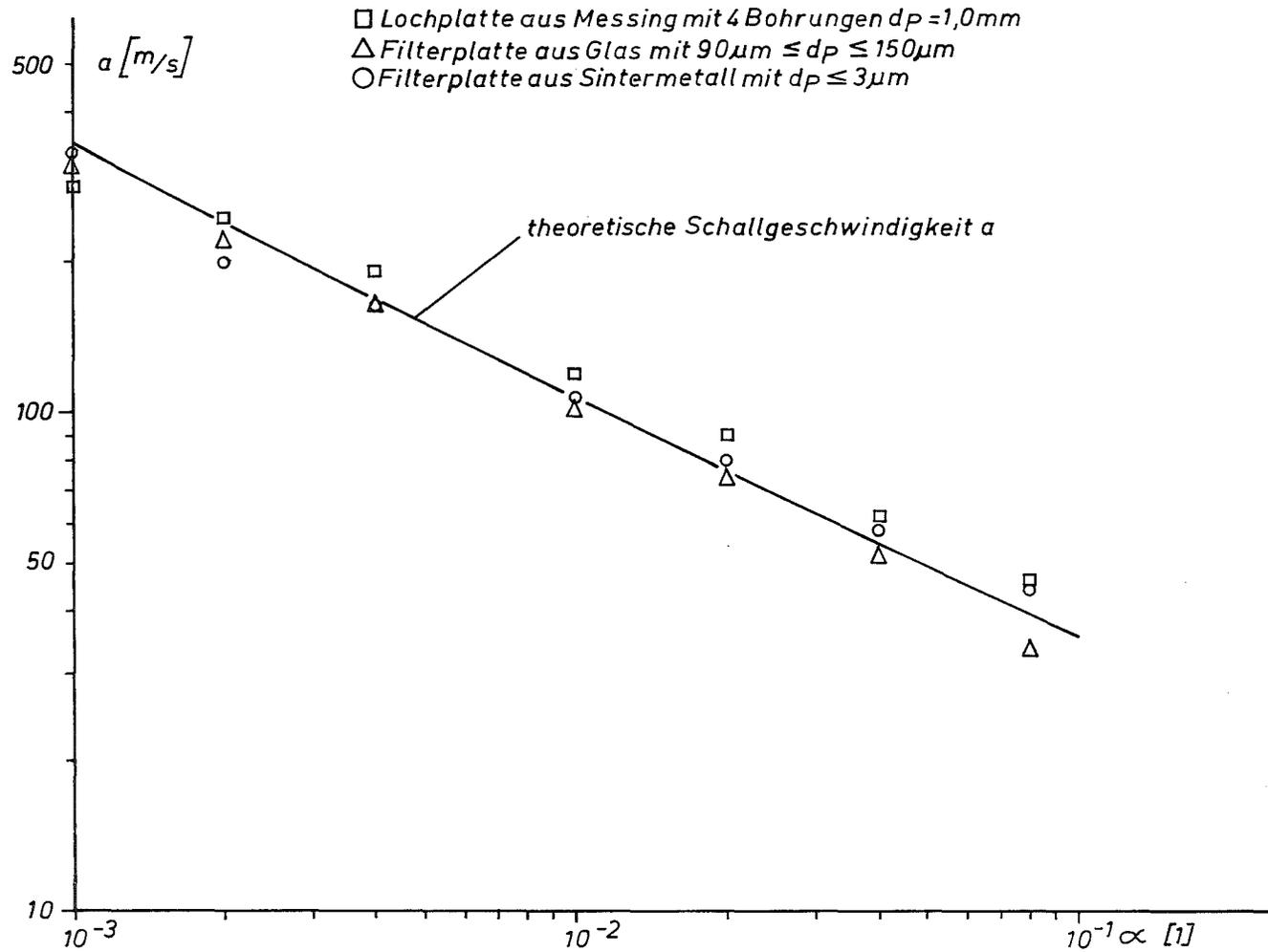


Bild 35

Vergleich der experimentellen Schallgeschwindigkeiten in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen verschiedener Blasenverteilungen bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ mit der theoretischen Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit

Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemisch

$T \approx 99^\circ\text{C}, p = 1,2 \text{ atm}$

- Lochplatte aus Messing mit 4 Bohrungen $d_p = 1,0 \text{ mm}$
- △ Filterplatte aus Glas mit $90 \mu\text{m} \leq d_p \leq 150 \mu\text{m}$
- Filterplatte aus Sintermetall mit $d_p \leq 3 \mu\text{m}$

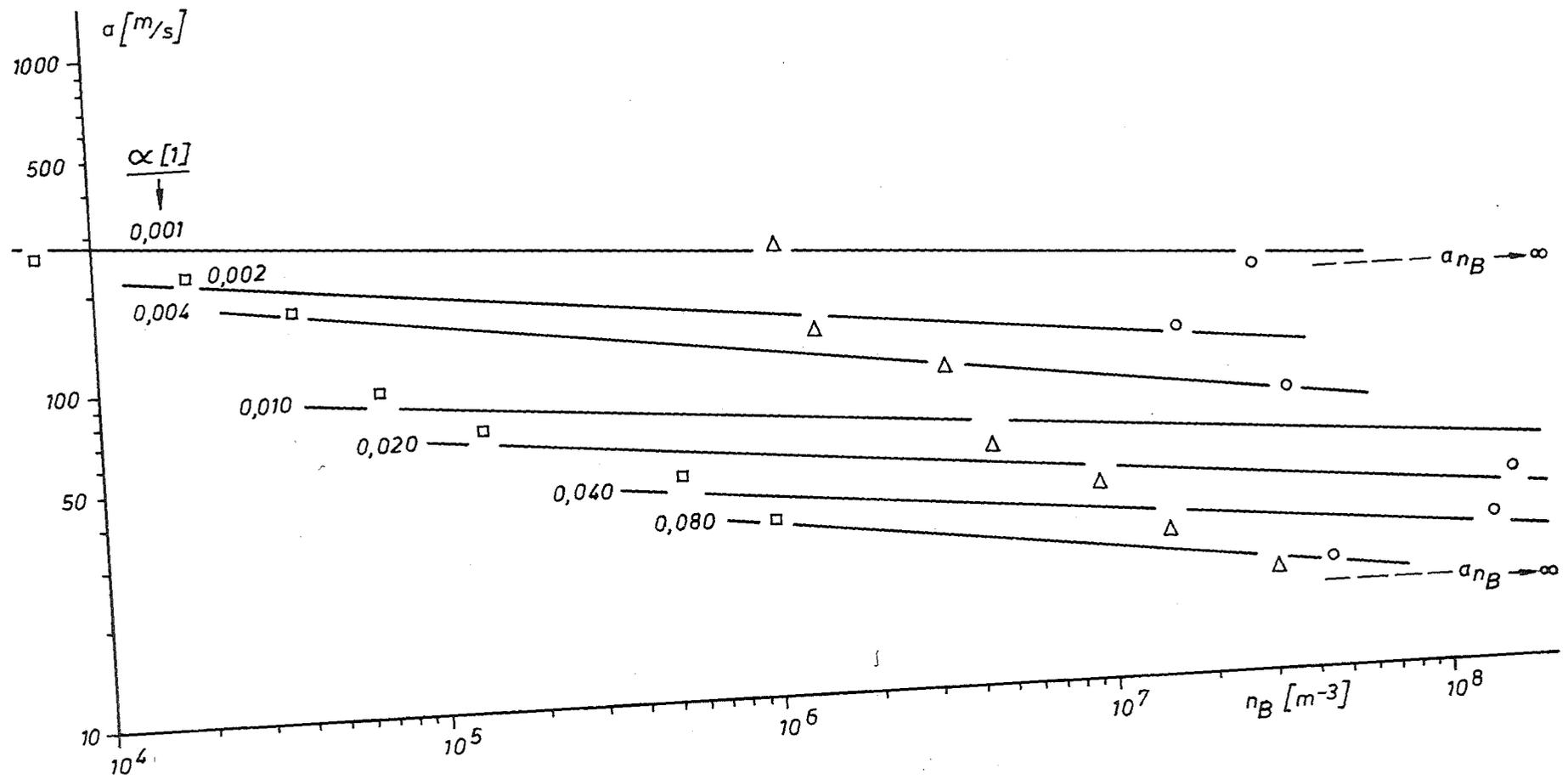


Bild 36
Schallgeschwindigkeit in Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ als Funktion vom Homogenitätsgrad

Luft/ Wasserdampf-Wasser-Blasengemisch

$T=25^{\circ}\text{C}, p=1,2\text{atm}$

- Lochplatte aus Messing mit 4 Bohrungen $d_p=1,0\text{mm}$
- △ Filterplatte aus Glas mit $90\mu\text{m} \leq d_p \leq 150\mu\text{m}$
- Filterplatte aus Sintermetall mit $d_p \leq 3\mu\text{m}$

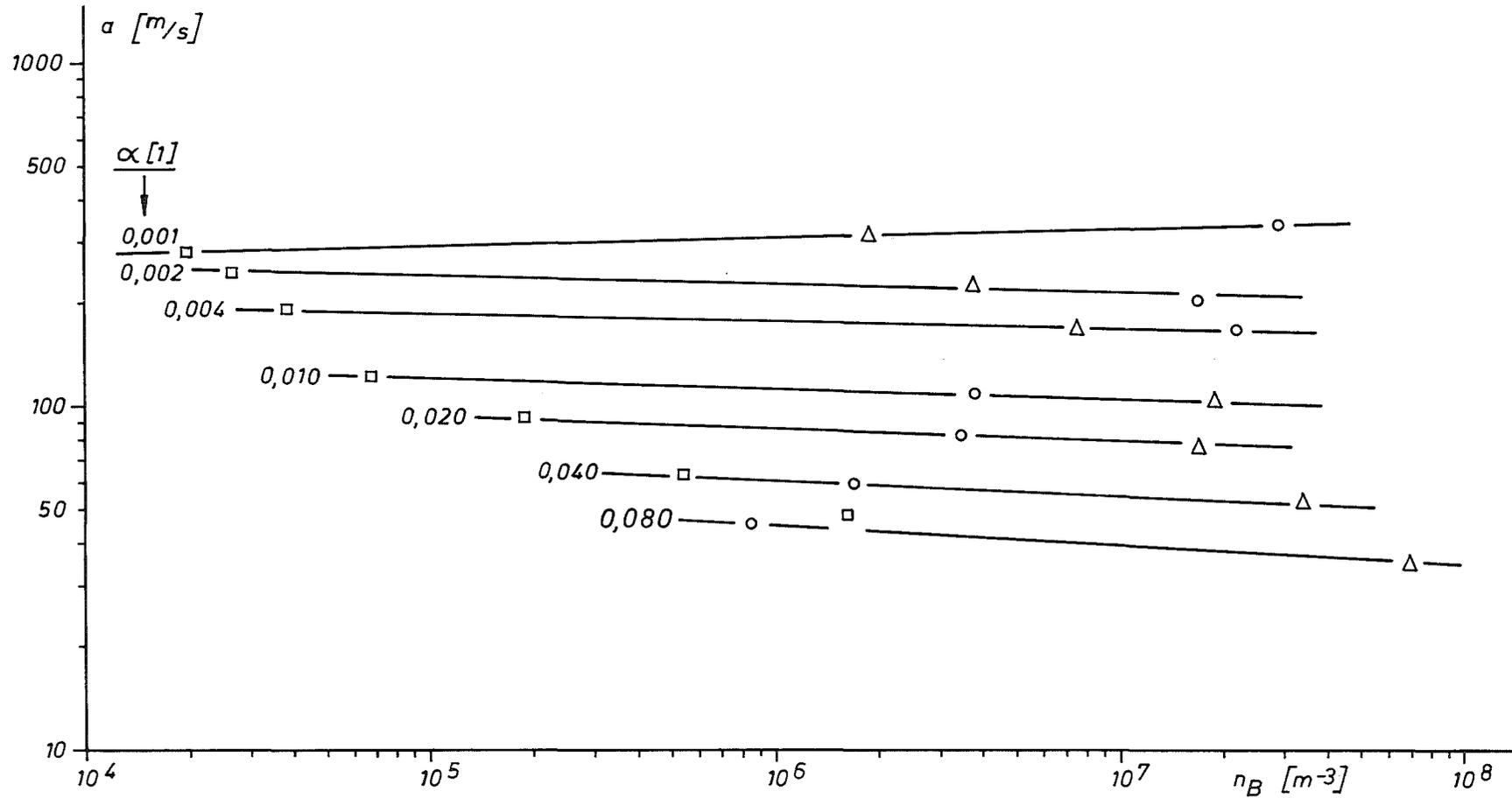


Bild 37

Schallgeschwindigkeit in Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen bei $T \approx 25^{\circ}\text{C}$ als Funktion vom Homogenitätsgrad

$\frac{p_T}{p_L}$ [1]	1,04	1,20	1,38	1,60	1,80
α [1]					
0,001	8,2	1,5	0,4	0,3	0,2
0,002	5,3	2,4	0,5	0,3	0,2
0,004	6,1	2,8	0,4	0,2	0,2
0,006	6,4	3,3	0,5	0,3	0,2
0,008	7,5	2,1	0,5	0,3	0,2
0,010	8,8	2,2	0,8	0,5	0,2
0,020	8,8	2,6	0,6	0,4	0,3
0,040	7,5	1,6	1,0	0,5	0,5
0,060	7,6	1,4	1,5	0,8	0,9
0,080	8,6	1,8	1,2	0,9	0,9
0,100	7,6	2,2	2,0	1,5	1,3

Bild 38

Druckanstiegszeiten Δt_1 [ms] der Stoßwellen in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ und $p \approx 1,2 \text{ atm}$, die beim Einsatz der Filterplatte aus Sintermetall mit $d_p \leq 3 \mu\text{m}$ gemessen wurden

$\frac{p_T}{p_L} \text{ [1]}$	1,04	1,20	1,38	1,60	1,80
0,001	9,1	0,8	0,6	0,45	0,3
0,002	8,2	1,2	0,4	0,3	0,3
0,004	7,7	0,9	0,7	0,6	0,3
0,006	9,9	1,2	0,6	0,5	0,3
0,008	12,7	1,1	0,5	0,4	0,3
0,010	9,6	1,1	0,5	0,5	0,4
0,020	7,5	6,7	1,1	0,6	0,4
0,040	9,6	3,5	1,4	0,8	0,8
0,060	12,7	3,5	2,7	1,6	0,8
0,080	13,0	6,9	3,2	2,5	1,6
0,100	9,8	6,4	3,8	2,6	2,1

Bild 39

Druckanstiegszeiten Δt_1 [ms] der Stoßwellen in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ und $p \approx 1,2 \text{ atm}$, die beim Einsatz der Filterplatte aus Glas mit $90 \mu\text{m} \leq d_p \leq 150 \mu\text{m}$ gemessen wurden

$\frac{p_T}{p_L}$ [1]	1,04	1,20	1,38	1,60	1,80
α [1]					
0,001	4,5	0,9	0,8	0,5	0,5
0,002	6,5	2,2	0,8	0,6	0,5
0,004	3,6	1,7	1,3	0,8	0,6
0,006	3,8	1,7	0,8	0,7	0,5
0,008	4,0	1,7	1,0	0,8	0,6
0,010	7,6	1,5	1,2	0,9	0,6
0,020	3,2	1,6	1,3	1,2	0,8
0,040	4,2	2,2	1,2	1,2	0,8
0,060	7,2	2,3	1,7	1,8	1,4
0,080	6,4	3,1	2,9	1,7	2,2
0,100	7,0	9,8	2,1	2,0	6,4

Bild 40

Druckanstiegszeiten Δt_1 [ms] der Stoßwellen in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ und $p \approx 1,2 \text{ atm}$, die beim Einsatz der Lochplatte aus Messing mit 4 Bohrungen vom Durchmesser $d_p = 1,0 \text{ mm}$ gemessen wurden

$\frac{p_T}{p_L}$ [1]	1,04	1,20	1,38	1,60	1,80
α [1]					
0,001	10,1	1,6	0,8	0,5	0,3
0,002	10,0	2,6	1,0	0,6	0,3
0,004	11,1	1,7	1,0	0,5	0,4
0,006	13,9	2,1	1,0	0,6	0,3
0,008	10,9	1,8	1,0	0,3	0,3
0,010	10,5	1,8	1,0	0,5	0,4
0,020	14,0	2,4	1,0	0,5	0,5
0,040	20,8	8,6	3,1	1,1	1,0
0,060	27,9	24,1	8,4	3,7	2,5
0,080	41,8	31,3	13,8	7,4	5,2
0,100	-	32,0	22,3	13,9	8,1

Bild 41

Druckanstiegszeiten Δt_1 [ms] der Stoßwellen in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ und $p \approx 1,2 \text{ atm}$, die beim Einsatz der Filterplatte aus Sintermetall mit $d_p \leq 3 \mu\text{m}$ gemessen wurden

$\frac{p_T}{p_L}$ [1]	1,04	1,20	1,38	1,60	1,80
α [1]					
0,001	13,9	3,1	1,7	1,1	0,7
0,002	14,8	6,4	2,6	1,2	0,9
0,004	16,2	6,4	3,1	1,6	1,0
0,006	20,0	7,7	3,0	1,2	1,0
0,008	29,5	8,8	3,4	1,5	0,9
0,010	16,5	8,9	2,7	1,5	1,0
0,020	21,8	10,7	4,0	1,7	1,1
0,040	28,9	12,8	4,9	2,4	1,5
0,060	40,9	16,3	6,2	2,8	2,2
0,080	80,5	21,3	7,5	3,8	2,5
0,100	45,8	31,8	20,2	10,0	5,8

Bild 42

Druckanstiegszeiten Δt_1 [ms] der Stoßwellen in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ und $p \approx 1,2 \text{ atm}$, die beim Einsatz der Filterplatte aus Glas mit $90 \mu\text{m} \leq d_p \leq 150 \mu\text{m}$ gemessen wurden

α [1]	$\frac{p_T}{p_L}$ [1]	1,04	1,20	1,38	1,60	1,80
0,001		9,4	3,9	2,2	2,7	1,2
0,002		8,4	3,7	1,5	2,4	1,9
0,004		7,8	5,9	3,3	3,1	2,7
0,006		11,0	5,3	4,0	3,7	2,7
0,008		9,4	7,0	6,2	5,2	3,3
0,010		11,9	8,7	8,2	6,0	4,6
0,020		13,3	11,9	12,5	5,3	6,3
0,040		17,0	17,8	14,0	13,5	7,1
0,066		-	15,8	22,7	16,7	10,8
0,080		-	22,7	21,2	17,4	10,8
0,100		-	18,1	27,9	30,2	16,4

- 113 -

Bild 43

Druckanstiegszeiten Δt_1 [ms] der Stoßwellen in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ und $p \approx 1,2 \text{ atm}$, die beim Einsatz der Lochplatte aus Messing mit 4 Bohrungen vom Durchmesser $d_p = 1,0 \text{ mm}$ gemessen wurden

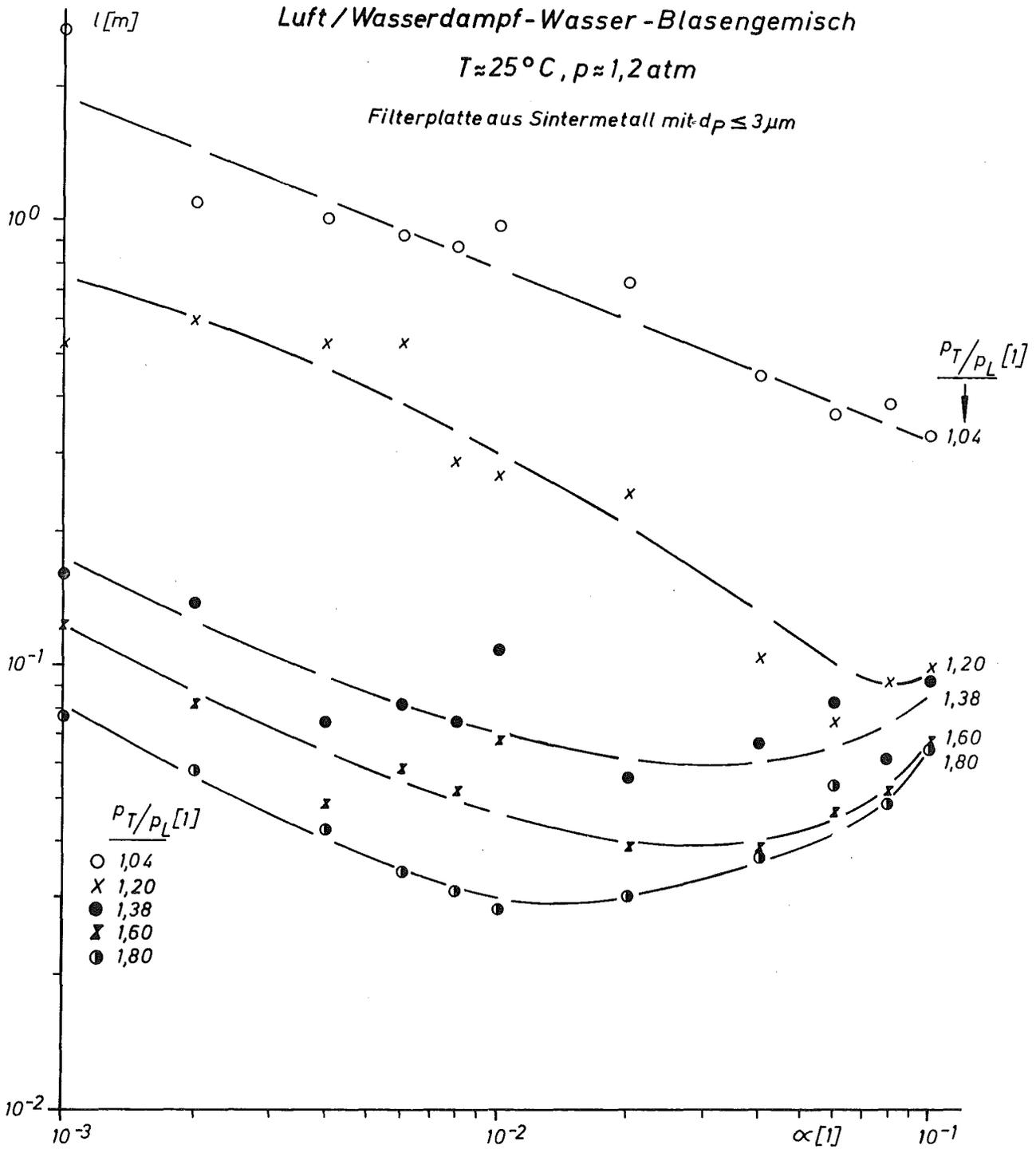


Bild 44

Stoßtiefen in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen, die mit Hilfe der Filterplatte aus Sintermetall mit $d_p \leq 3 \mu\text{m}$ bei $T \approx 25^\circ \text{C}$ hergestellt wurden

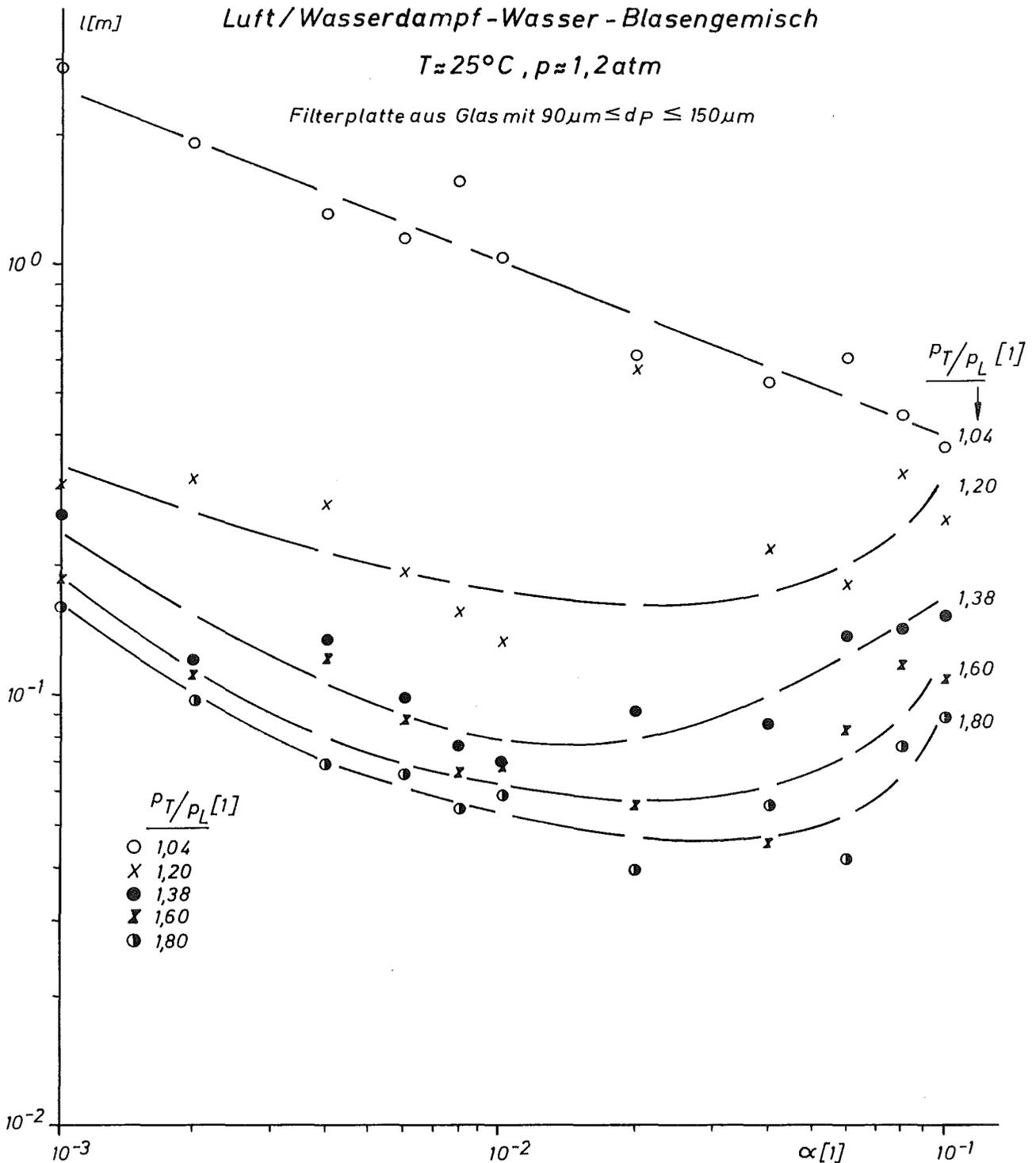


Bild 45

Stoßtiefen in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen, die mit Hilfe der Filterplatte aus Glas mit $90\mu\text{m} \leq d_p \leq 150\mu\text{m}$ bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ hergestellt wurden

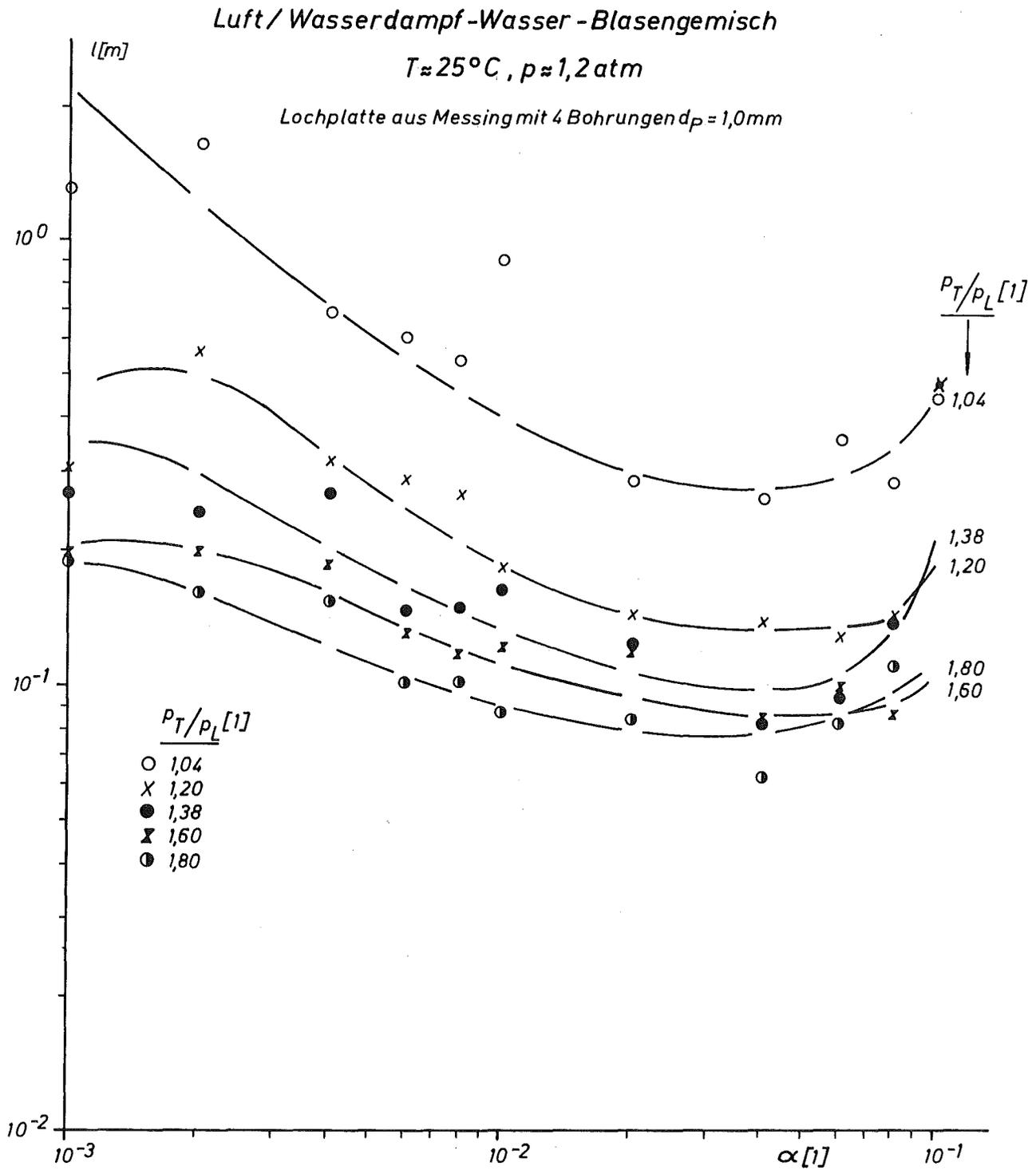


Bild 46

Stoßiefen in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen, die mit Hilfe der Lochplatte mit 4 Bohrungen vom Durchmesser $d_p = 1,0 \text{ mm}$ bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ hergestellt wurden

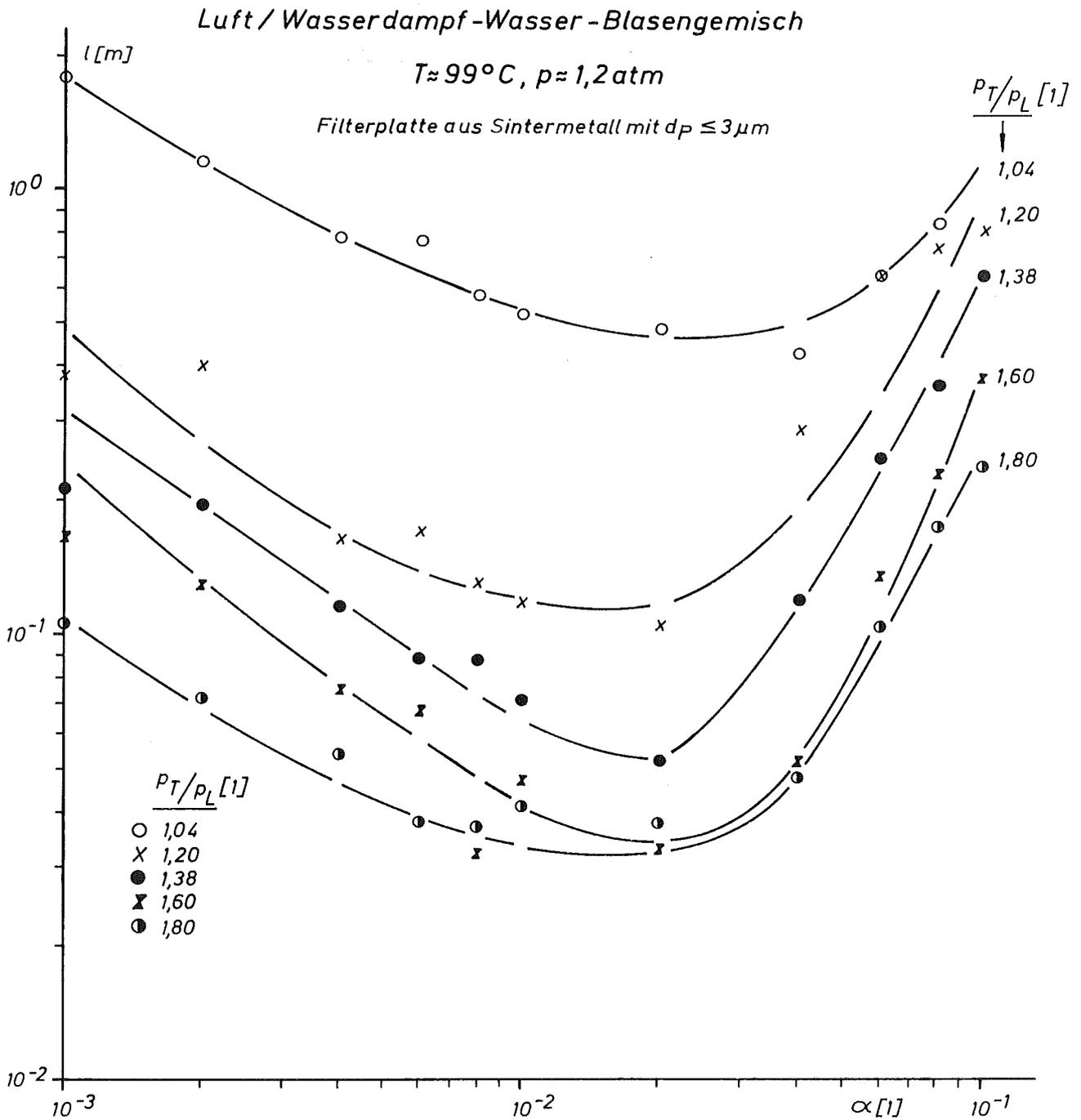


Bild 47

Stoßtiefen in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen, die mit Hilfe der Filterplatte aus Sintermetall mit $d_p \leq 3\mu\text{m}$ bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ hergestellt wurden

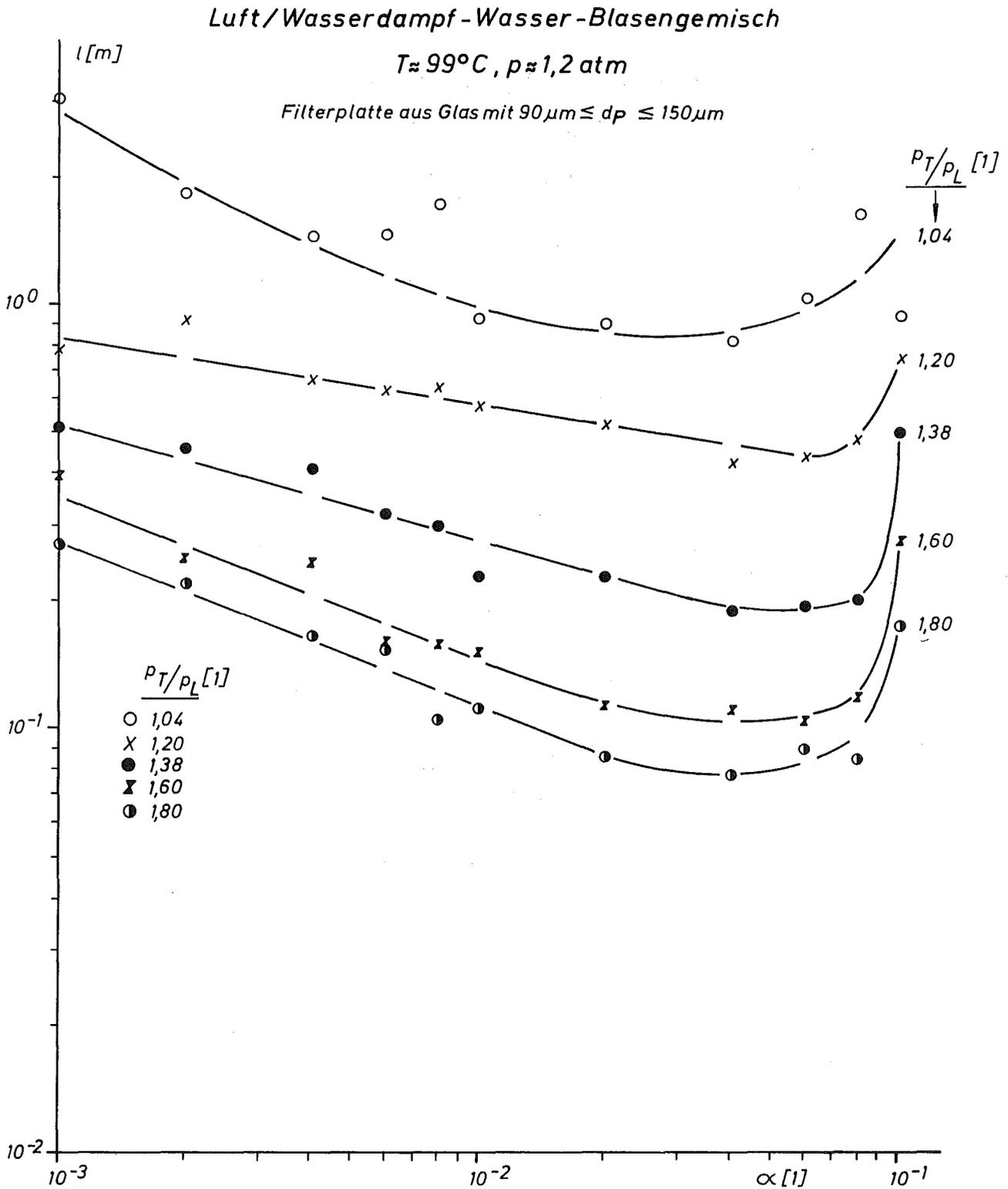


Bild 48

Stoßtiefen in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen, die mit Hilfe der Filterplatte aus Glas mit $90 \mu\text{m} \leq d_p \leq 150 \mu\text{m}$ bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ hergestellt wurden

Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemisch

$T \approx 99^\circ\text{C}$, $p \approx 1,2\text{atm}$

Lochplatte aus Messing mit 4 Bohrungen $d_p = 1,0\text{mm}$

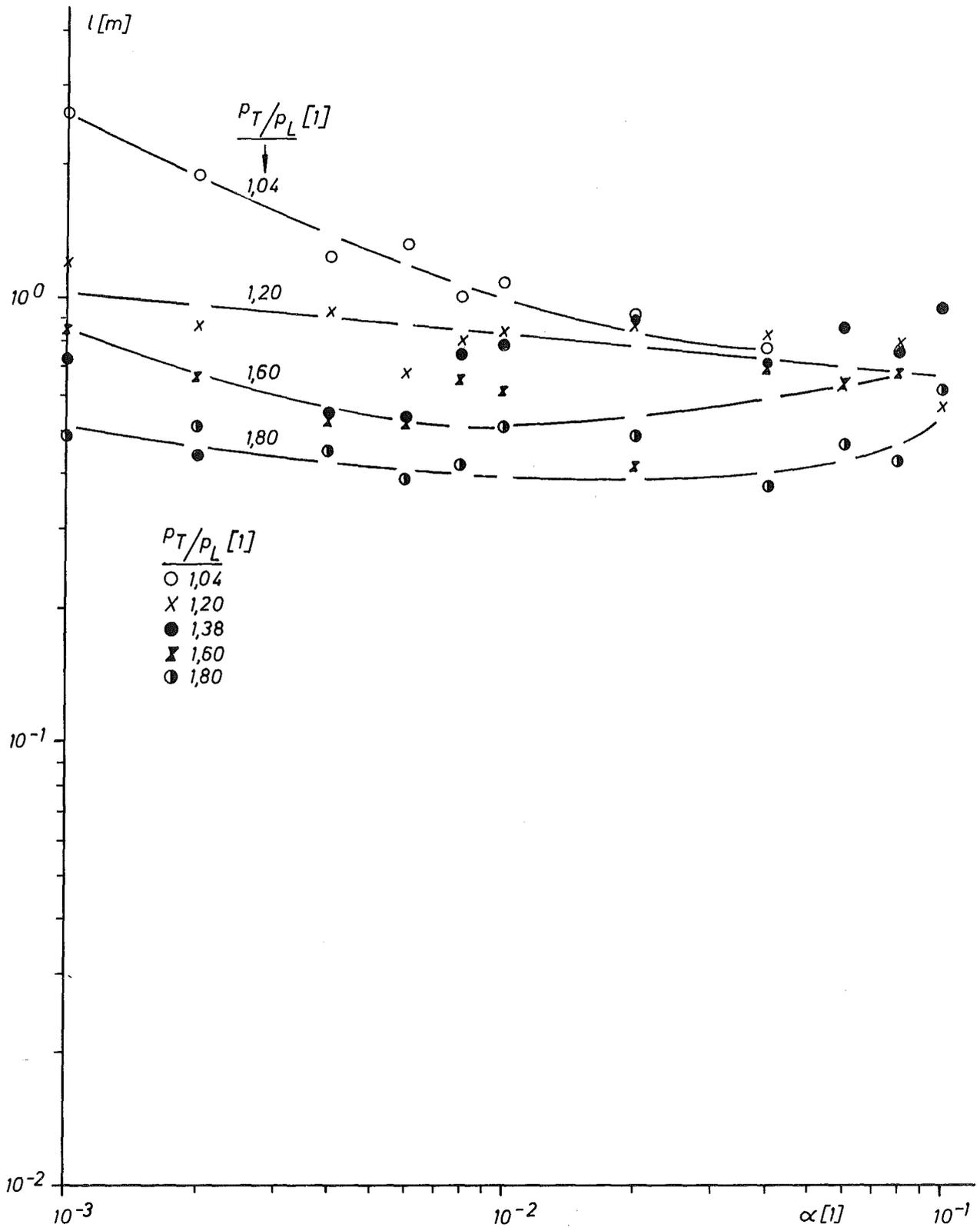


Bild 49

Stoßtiefen in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen, die mit Hilfe der Lochplatte mit 4 Bohrungen vom Durchmesser $d_p = 1,0\text{mm}$ bei $T \approx 99^\circ\text{C}$ hergestellt wurden

Luft / Wasserdampf - Wasser - Blasengemisch

$T \approx 99^\circ\text{C}, p \approx 1,2\text{ atm}$

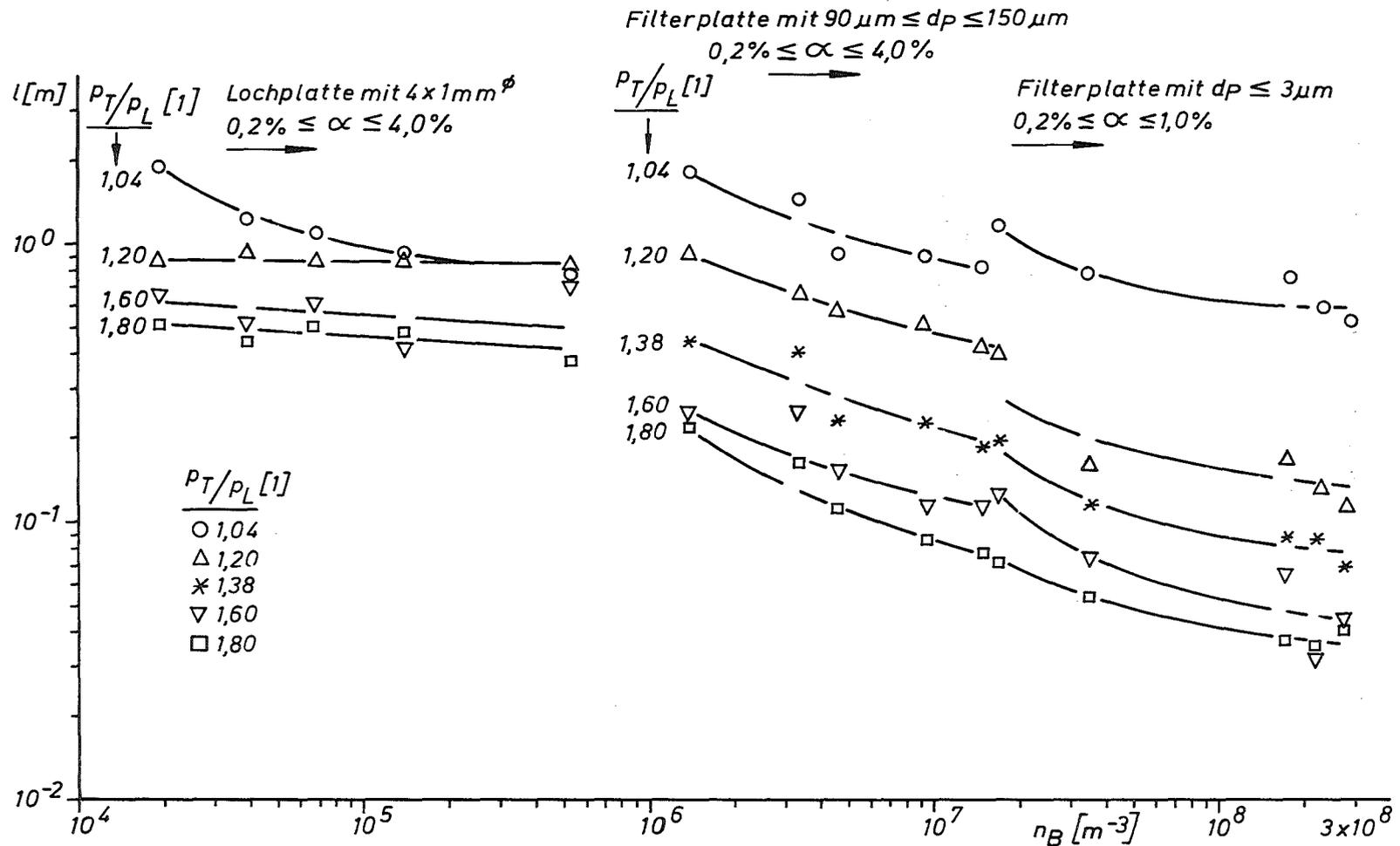


Bild 50

Abhängigkeit der Stoßtiefe vom Homogenitätsgrad in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen bei $T \approx 99^\circ\text{C}$

Luft / Wasserdampf - Wasser - Blasengemisch

$T=25^{\circ}\text{C}, p=1,2\text{atm}$

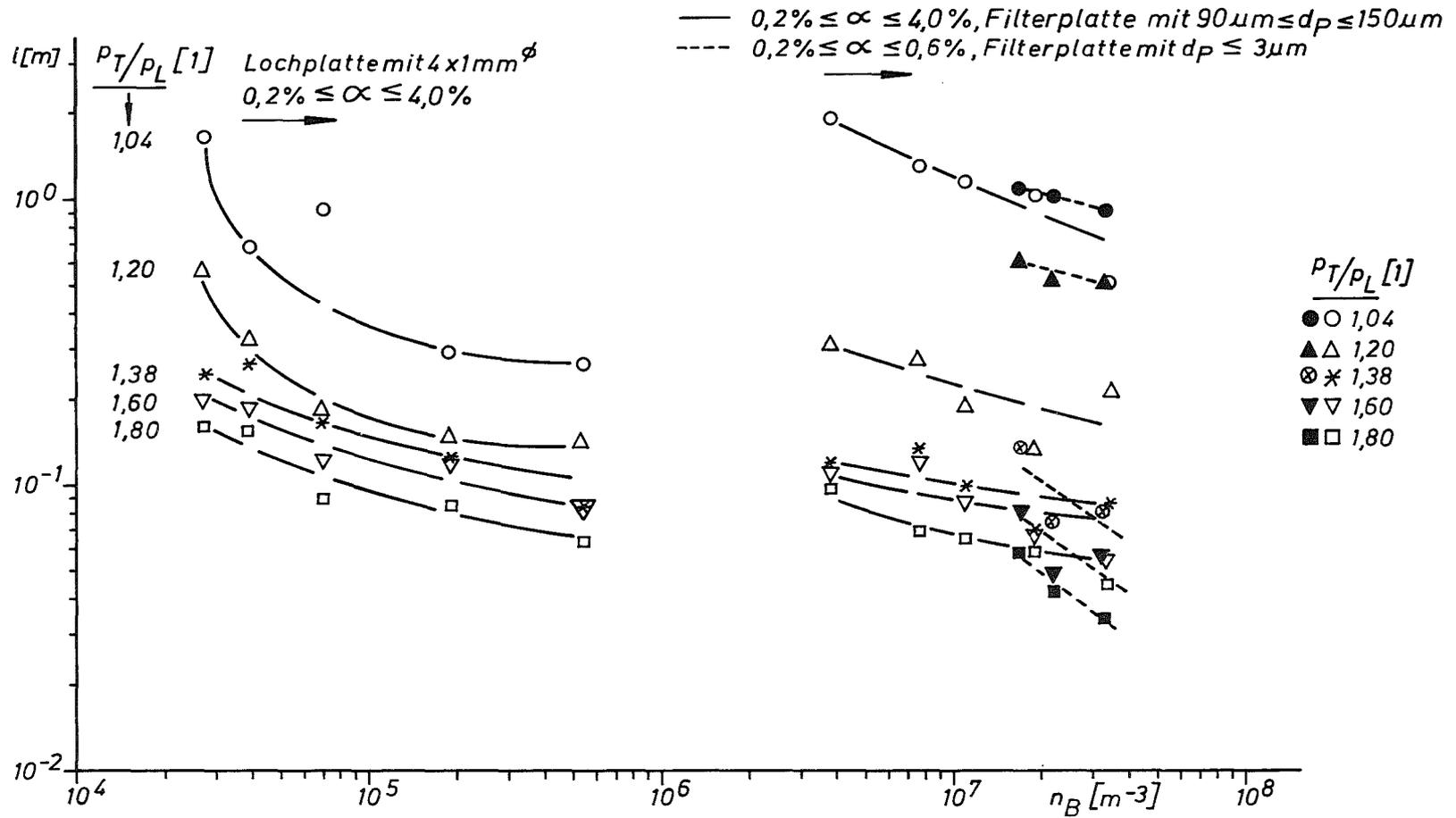


Bild 51

Abhängigkeit der Stoßtiefe vom Homogenitätsgrad in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen bei $T \approx 25^{\circ}\text{C}$

Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemisch

$T \approx 25^\circ\text{C}$, $p \approx 1,2 \text{ atm}$

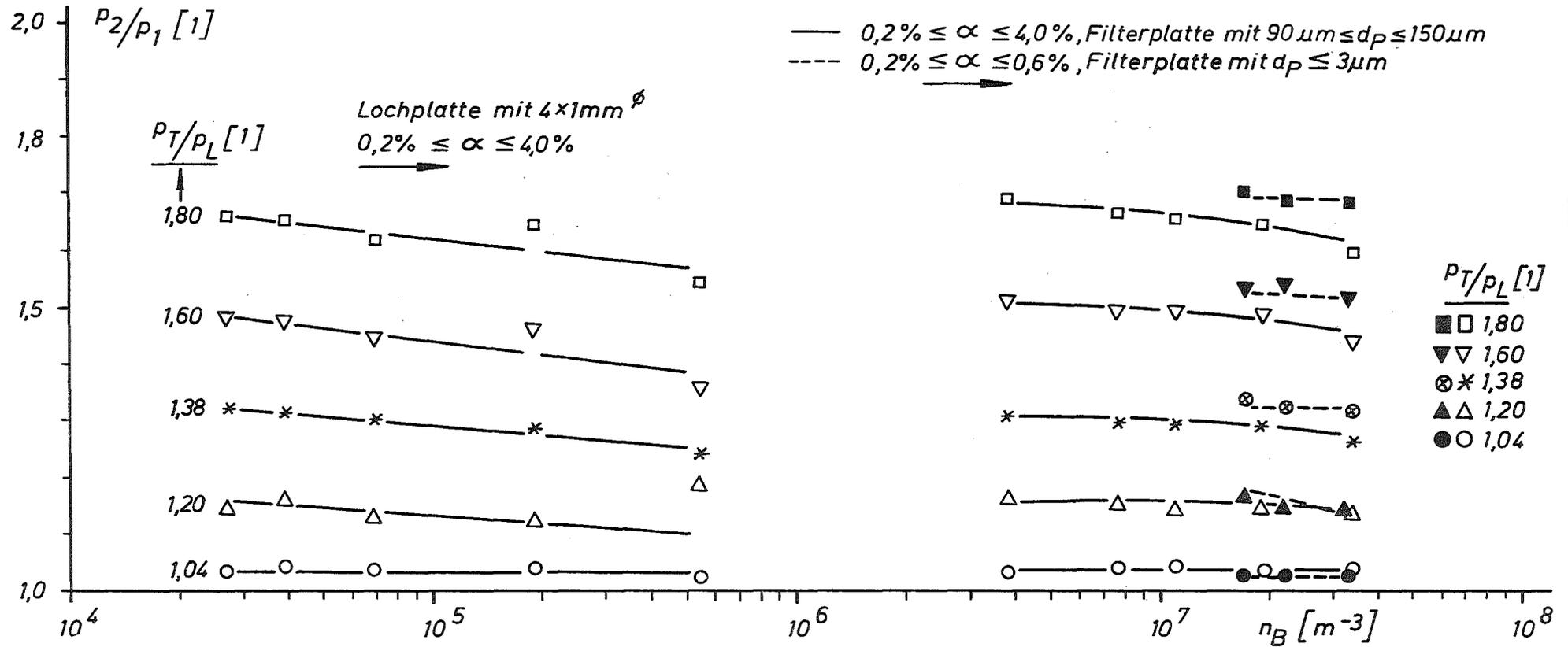


Bild 52

Abhängigkeit der Stoßstärke vom Homogenitätsgrad in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen bei $T \approx 25^\circ\text{C}$

Luft / Wasserdampf - Wasser - Blasengemisch

$T \approx 99^\circ \text{C}, p \approx 1,2 \text{ atm}$

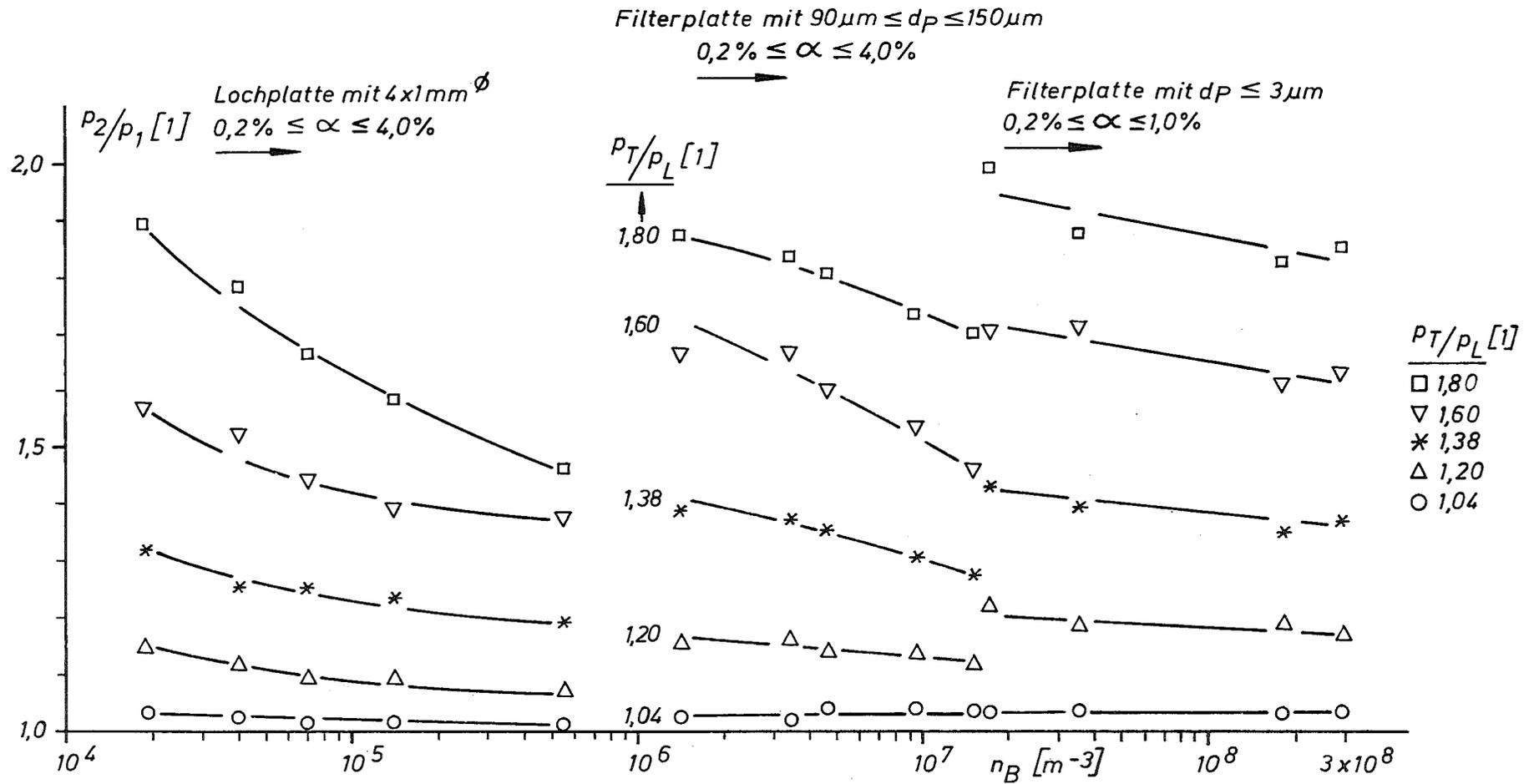


Bild 53

Abhängigkeit der Stoßstärke vom Homogenitätsgrad in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen bei $T \approx 99^\circ \text{C}$

Luft / Wasserdampf - Wasser - Blasengemisch

bei $T \approx 25^\circ$ und $T \approx 99^\circ\text{C}$, $p \approx 1,2 \text{ atm}$

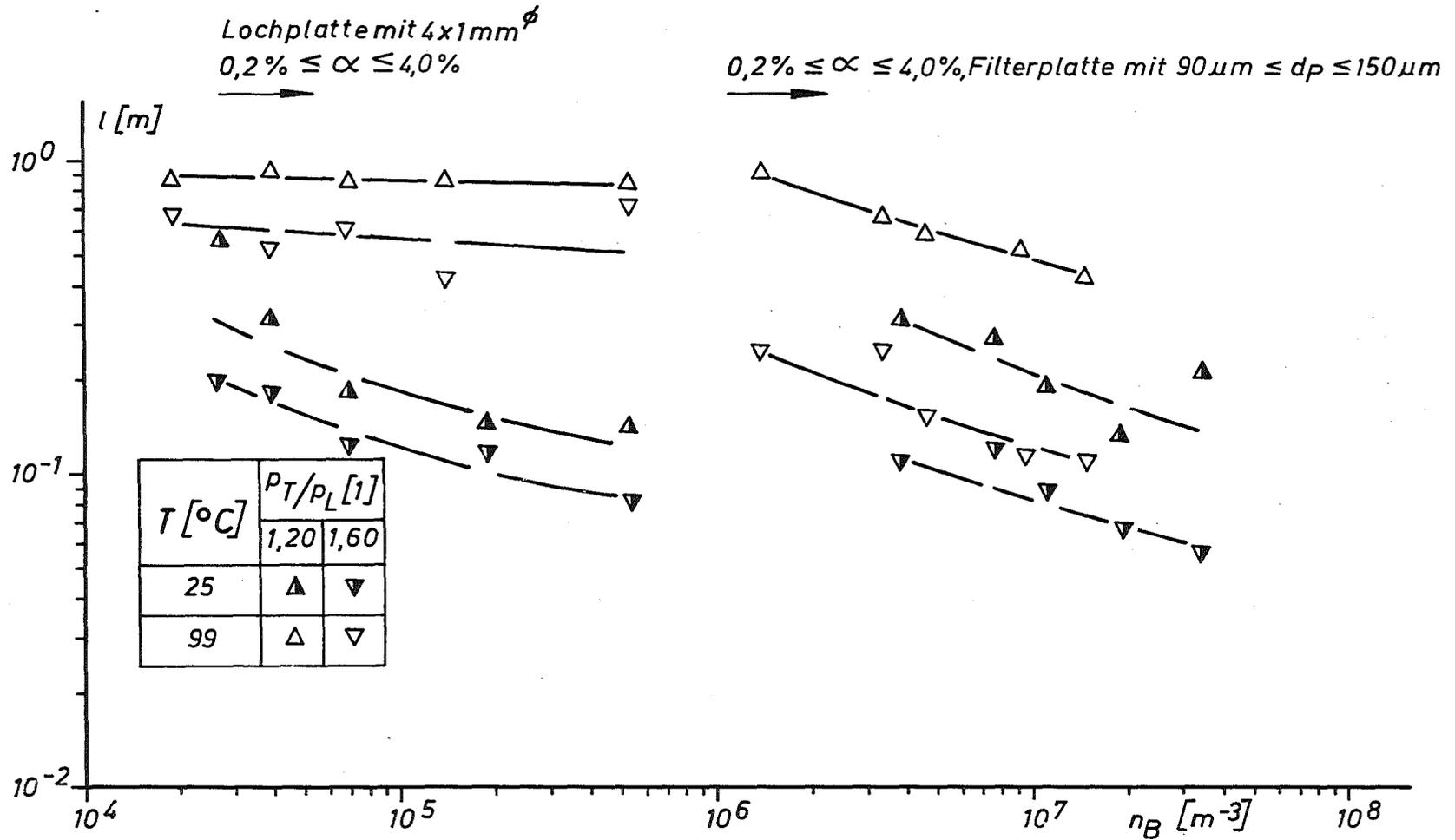


Bild 54

Vergleich der Stoßtiefen in den Luft/Wasserdampf-Wasser-Blasengemischen
 bei $T \approx 25^\circ\text{C}$ und $T \approx 99^\circ\text{C}$

5.3 Literaturverzeichnis

- [1] Campbell, I.M.; Pitcher, A.S.
Shock Waves in a Liquid Containing Gas Bubbles
Proc. Roy. Soc. 243, Ser. A, Febr. 1958
- [2] Brown, E.A.
Experiments on the Explosive Decompression of Water
ARF-4132-9, Dec. 1959
- [3] Karplus, H.B.
Propagation of Pressure Waves in a Mixture of Water
and Steam
ARF 4132-12, Jan. 1961
- [4] Semenov, N.I.; Kosterin, S.I.
Results of Studying the Speed of Sound in Moving
Gas-Liquid Systems
Teploenergetika, 11, 6, 1964
- [5] Gouse, S.W.Jr.; Evans, R.G.; Deane, C.W.; Crowley, J.C.
Two-Phase Gas-Liquid Flow Dynamics
Part II. Acoustic Velocity in Two-Phase Flow
Report DSR 74629-1, MIT, Nov. 1967
- [6] Moody, F.J.
A Pressure Model for Two-Phase Critical Flow and Sonic
Velocity
J. Heat Transfer, Aug. 1969
- [7] Grolmes, P.A.; Fauske, H.K.
Propagation Characteristics of Compression and Rarefaction
Pressure Pulses in One-Component Vapor-Liquid Mixtures
Nuclear Engineering and Design 11,1, Febr. 1970
- [8] Edwards, A.R.; O'Brien, T.P.
Studies of Phenomena Connected with the Depressurization
of Water Reactors
J. Brit. Nucl. Eng. Soc. 9, 1970

- [9] Fischer, M.
Zur Dynamik der Wellenausbreitung in der Zweiphasen-
strömung unter Berücksichtigung von Verdichtungsstößen
Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), Juli 1967
- [10] Smidt, D.
Reaktortechnik, Band 2: Anwendungen
G. Braun, Karlsruhe, 1971
- [11] Morrison, D.L.; Wilson, T.R.
Current Research on Coolant Blowdown in the U.S.A.
Contribution to the Third Meeting of the Committee
on Reactor Safety Technology, Paris, Nov. 15-17, 1967
- [12] Leistner, G.; Rüdiger, B.; Zimmermann, M.
Vorgänge bei der Druckentlastung wassergekühlter
Reaktoren, Teil II: Versuche mit Glasbehältern bei
hohen Drücken und Stahlbehälterversuche
Atomwirtschaft, Mai 1970
- [13] Gouse, S.W. Jr.
An Index to the Two-Phase Gas-Liquid Flow Literature
Massachusetts Institute of Technology, Cambridge,
Massachusetts, 1966
- [14] Tong, L.S.
Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow
John Wiley and Sons, Inc., New York - London - Sydney, 1965
- [15] Soo, S.L.
Fluid Dynamics of Multiphase Systems
Blaisdell Publishing Company, Waltham, Mass. / Toronto /
London, 1967
- [16] Wallis, G.B.
One-Dimensional Two-Phase Flow
Mc Graw-Hill, Inc., New York, 1969

- [17] Hewitt, G.F.; Hall-Taylor, N.S.
Annular Two-Phase Flow
Pergamon Press, Oxford - New York - Toronto - Sydney -
Braunschweig, 1970
- [18] Lehrstuhl für Reaktortechnik
Lehrstuhl für Physikalische Grundlagen der Reaktortechnik
Seminar über Zweiphasenströmung, Nov. 1965 bis Febr. 1966,
Externer Bericht 8/66-8, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1966
- [19] EURATOM
Symposium on Two Phase Flow Dynamics, 4.-9.IX.1967,
EUR 4288e, Brussels, June 1969
- [20] Rhodes, E.; Scott, D.S.
Cocurrent Gas-Liquid Flow
Plenum Press, New York, 1969
- [21] Sameith, H.
Kritische Analyse der wichtigsten Zweiphasen-
Druckverlustbeziehungen, die auf der Annahme eines
physikalischen Modells beruhen
Diplomarbeit am Lehrstuhl für Reaktortechnik (Prof. Dr. D. Smidt)
Universität Karlsruhe (TH), April 1966
- [22] Smidt, D.
Reaktortechnik, Band 1: Grundlagen
G. Braun, Karlsruhe, 1971
- [23] Marble, F.E.
Dynamics of a Gas Containing Small Solid Particles
5th AGARDograph Colloquium, Pergamon Press, N.Y., 1963
- [24] Rudinger, G.
Some Properties of Shock Relaxation in Gas Flows Carrying
Small Particles
The Physics of Fluids 7, 5, May 1964

- [25] Rudinger, G.; Chang, A.
Analysis of Nonsteady Two-Phase Flow
The Physics of Fluids 7, 11, Nov. 1964
- [26] Temkin, S.
Attenuation and Dispersion of Sound by Particulate
Relaxation Processes
Div. of Eng., Brown U., AD 6030326, Feb. 1966
- [27] Schmitt, B.
Strömungen von Gasen mit festen Teilchen
Dissertation, Darmstadt, 1968
- [28] Oswatitsch, K.
Die Dispersion und Absorption des Schalles in Wolken
Phys. Zeitschr. XLII, No 21/22, 1941
- [29] Spitzer, L. Jr.
Acoustic Properties of Gas Bubbles in a Liquid
PB 31026, OSRD No 1705, Section No 6.1- sr 20-918
July 15, 1943
- [30] Foldy, L. L.
Propagation of Sound Through a Liquid Containing Air
Bubbles, General Theory
OSRD Report 3601, Section No 6.1-sr-1130-1378
April 25, 1944, New York
- [31] Carstensen, E. L.; Foldy, L. L.
Propagation of Sound Through a Liquid Containing Bubbles
J. Acoust. Soc. Am., Vol. 19, 1947
- [32] Davids, N.; Thurston, E. G.
The Acoustical Impedance of a Bubbly Mixture and Its
Size Distribution Function
J. Acoust. Soc. Am., 22, Jan. 1950
- [33] Laird, D. T.; Kendig, P. M.
The Attenuation of Sound in Water Containing Air Bubbles
J. Acous. Soc. Am., Vol. 24, 1952

- [34] Meyer, E.; Shudrzyk, E.
Über die akustischen Eigenschaften von Gasblasenschleiern
in Wasser
Akustische Beihefte, Heft 3, 1953
- [35] Silbermann, E.
Sound Velocity and Attenuation in Bubbly Mixtures
Measured in Standing Wave Tubes
J. Acoust. Soc. Am. 29, 8, Aug. 1957
- [36] Hsieh, D.; Plesset, M.S.
On the Propagation of Sound in a Liquid Containing
Gas Bubbles
Phys. of Fluids, 4, 8, 1961
- [37] Trammel, G.T.
Sound Waves in Water Containing Vapor Bubbles
J. of Applied Physics 33, 5, May 1962
- [38] Baum, M.R.; Horn, G.
The Speed of Sound in Non-Equilibrium Gas-Liquid Flow:
Predicting the Onset of Choked Flow in the Vents of a
Sodium-Water Heat Exchanger
Nucl. Eng. Design 16, 1971
- [39] Wijngaarden, L. van
On the Structure of Shock Waves in Liquid-Bubble Mixtures
Appl. Sci. Res. 22, July 1970
- [40] Oswatitsch, K.
Gasdynamik
Springer-Verlag, Wien, 1952
- [41] Zierep, J.
Vorlesungen über theoretische Gasdynamik
Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1963

- [⁻42₋] Liepmann, H.W.; Roshko, A.
Elements of Gasdynamics
John Wiley and Sons, Inc., New York/London/Sydney, 1965
- [⁻43₋] Becker, E.
Gasdynamik
B.G. Teubner, Stuttgart 1969
- [⁻44₋] Flügge, S.
Handbuch der Physik, Bd. VIII/1: Strömungsmechanik I
Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg, 1959
- [⁻45₋] Spalding, D.B.; Traustel, S.; Cole, E.H.
Grundlagen der technischen Thermodynamik
Friedr. Vieweg und Sohn, Braunschweig, 1965
- [⁻46₋] Schmidt, E.
Thermodynamik
Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg, 1960
- [⁻47₋] Baehr, H.D.
Thermodynamik
Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 1966
- [⁻48₋] Brdička, R.
Grundlagen der Physikalischen Chemie
VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1969
- [⁻49₋] Moelwyn - Hughes, E.A.
Physikalische Chemie
Georg Thieme Verlag, Stuttgart, 1970
- [⁻50₋] Heinrich, G.
Über Strömungen von Schäumen
ZAMM 22, 2, April 1942
- [⁻51₋] Gouse, W.S. Jr.; Evans, R.G.
Acoustic Velocity in Two-Phase Flow
Symp. on Two Phase Flow Dynamics, Eindhoven, Sept. 1967

- [52] Mc William, D.; Duggins, R.K.
Speed of Sound in Bubbly Liquids
Proc. Instn. Mech. Engrs., Vol. 184 Pt 3C, 1969-70
- [53] Ebert, H.
Physikalisches Taschenbuch
Friedr. Vieweg und Sohn, Braunschweig, 1967
- [54] Landau, L.D.; Lifschitz, E.M.
Lehrbuch der theoretischen Physik, Bd. 6: Hydrodynamik
Akademie-Verlag, Berlin, 1966
- [55] Wright, J.K.
Shock Tubes
Methuen and Co, London, 1961
- [56] Ferri, A.
Fundamental Data Obtained from Shock Tube Experiments
Pergamon Press, New York/Oxford/London/Paris, 1961
- [57] Bradley, I.N.
Shock Waves in Chemistry and Physics
Methuen and Co., London, 1962
- [58] Greene, E.F.; Toennies, J.P.
Chemical Reactions in Shock Waves
Edward Arnold (Publishers) Ltd., London, 1964
- [59] Oertel, H.
Stoßrohre
Springer-Verlag, Wien/New York, 1966
- [60] Grassmann, P.
Physikalische Grundlagen der Verfahrenstechnik
Verlag H.R.Sauerländer und Co., Aarau u. Frankfurt/Main, 1970
- [61] Barclay, F.J.; Ledwidge, T.J.; Cornfield, G.C.
Some Experiments on Sonic Velocity in Two-Phase One-Component
Mixtures and Some Thoughts on the Nature of Two-Phase Critical Flow
Proc. Instn. Mech. Engrs., Vol. 184 Pt 3C, 1969-70

- [⁻62] Henry, R.E.; Grolmes M.A.; Fauske, H.K.
Pressure-Pulse Propagation in Two-Phase One-and
Two-Component Mixtures, ANL-7792, March 1971
- [⁻63] Hamilton, L.J.; Nyer, R.; Schrock, V.E.
Propagation of Shock Waves Through Two-Phase, Two-
Component Media
Trans. Am. Nucl. Soc, 10, Nov. 1967
- [⁻64] Sameith, H.
Die obere und untere Grenze der Schallgeschwindigkeit
in Wasserdampf/Wasser-Gemischen unter Berücksichtigung
der Kompressibilität des Wassers
KFK 717, Januar 1969
- [⁻65] Gröber/Erk/Grigull
Die Grundgesetze der Wärmeübertragung
Springer Verlag, Berlin/Göttigen/Heidelberg, 1963
- [⁻66] Eckert, E.R.G.
Einführung in den Wärme- und Stoffaustausch
Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 1966
- [⁻67] Krischer, S.; Grigull, U.
Mikroskopische Untersuchung der Tropfenkondensation
Wärme- und Stoffübertragung, Bd. 4, 1971
- [⁻68] Paul, B.
Compilation of Evaporation Coefficients
ARS-Journal II, 32, September 1962
- [⁻69] Gregorig, R.
Wärmeaustauscher
Verlag H.R.Sauerländer & Co., Aarau und Frankfurt am Main, 1959
- [⁻70] Prüger, W.
Die Verdampfungsgeschwindigkeit von Flüssigkeiten
Z. Phys. 115, 1940

- [71] Groot, de S.R.; Mazur, P.
Grundlagen der Thermodynamik irreversibler Prozesse
Bibliographisches Institut AG, Mannheim, 1969
- [72] Haase, R.
Thermodynamik der irreversiblen Prozesse
Dr. Dietrich Steinkopff Verlag, Darmstadt, 1963
- [73] Volmer, M.
Kinetik der Phasenbildung
Verlag von Theodor Steinkopff, Dresden und Leipzig, 1939
- [74] Kohlrausch, F.
Praktische Physik, Band 1
B.G. Teubner, Stuttgart, 1968
- [75] Scriven, L.E.
On the Dynamics of Phase Growth
Chemical Engineering Science, Vol. 10, No. 1/2, 1959
- [76] Forster, H.K.; Zuber, N.
Growth of a Vapor Bubble in a Superheated Liquid
Journal of Applied Physics, Vol. 25, No. 4, April 1954
- [77] Stralen, van S.J.D.
The Growth Rate of Vapor Bubbles in Superheated Pure
Liquids and Binary Mixtures, Part I: Theory
Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 11, 1968
- [78] Bošnjaković, F.
Verdampfung und Flüssigkeitsüberhitzung
Tech. Mech. Thermo-Dynam. Berl. 1, 1930
- [79] Plesset, M.S.; Zwick, S.A.
The Growth of Vapour Bubbles in Superheated Liquids
J. Appl. Phys. 25, 1954

- [⁻80] Skinner, L.A.; Bankoff, S.G.
Dynamics of Vapour Bubbles in Spherically Symmetric
Temperature Fields of General Variation
Physics of Fluids 7, 1964
- [⁻81] Bankoff, S.G.
Diffusion-Controlled Bubble Growth
Adv. Chem. Engng. 6, 1966
- [⁻82] Florschuetz, L.W.; Al-Jubouri, A.S.
Generalized Quantitative Criteria for Predicting the
Rate-Controlling Mechanism for Vapor Bubble Growth in
Superheated Liquids
Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 14, 1971
- [⁻83] Mikic, B.B.; Rohsenow, W.M.; Griffith, P.
On Bubble Growth Rates
Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 13, 1970
- [⁻84] Robin, Th.T.Jr.; Snyder, N.W.
Bubble Dynamics in Subcooled Nucleate Boiling Based on
the Mass Transfer Mechanism
Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 13, 1970
- [⁻85] Mills, A.F.; Seban, R.A.
The Condensation Coefficient of Water
Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 10, 1967
- [⁻86] Theofanous, T.; Biasi, L.; Isbin, H.S.; Fauske, H.
A Theoretical Study on Bubble Growth in Constant and
Time-Dependant Pressure Fields
Chemical Engineering Science, Vol. 24, 1969
- [⁻87] Stralen, van S.J.D.
The Mechanism of Nucleate Boiling in Pure Liquids and
in Binary Mixtures - Part I
Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 9, 1966

- [88] Chi-Yeh Han; Griffith, P.
The Mechanism of Heat Transfer in Nucleate Pool Boiling -
Part I: Bubble Initiation, Growth, and Departure
Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 8, 1965
- [89] Mecredy, R.C.; Hamilton, L.J.
The Effects of Nonequilibrium Heat, Mass and Momentum
Transfer on Two-Phase Sound Speed
Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 15, 1972
- [90] Cho, S.M.; Seban, R.A.
On Some Aspects of Steam Bubble Collapse
Journal of Heat Transfer, November 1969
- [91] Din-Yu Hsieh
Some Analytical Aspects of Bubble Dynamics
Journal of Basic Engineering, Dec. 1965
- [92] Yeong-Cheng Lien
Bubble Growth Rates at Reduced Pressure
MIT, Febr. 1969
- [93] Rayleigh, Lord
Pressure Due to Collapse of Bubbles
Phil. Mag. 34, 1917
- [94] Kollera, M.; Grigull, U.
Untersuchung der Kondensation von Quecksilberdampf
Wärme- und Stoffübertragung, Bd. 4, 1971
- [95] Wilcox, St.J.; Rohsenow, W.M.
Film Condensation of Potassium Using Copper Condensing
Block for Precise Wall-Temperature Measurement
Journal of Heat Transfer, Aug. 1970
- [96] Schrage, R.W.
A Theoretical Study of Interphase Mass Transfer
Columbia University Press, New York, 1953

- [97] Hertz, M.
Über die Verdunstung der Flüssigkeiten, insbesondere
des Quecksilbers, im luftleeren Raum
Ann. Phys. Chem. N.F., Bd. 17, Leipzig 1882
- [98] Knudsen, M.
Die maximale Verdampfungsgeschwindigkeit des Quecksilbers
Ann. Phys. 47, Leipzig 1915
- [99] Koh, J.C.Y.; Price, J.F.; Colony, R.
On a Heat and Mass Transfer Problem with Two Moving Boundaries
Progress in Heat and Mass Transfer, Vol. 2, Pergamon Press 1969
- [100] Bankoff, S.G.
Heat Conduction or Diffusion with Change of Phase
Adv. in Chem. Eng. 5, 1964
- [101] Hooper, F.C.; Eidlitz, A.; Faucher, G.
Bubble Growth and Pressure Relationships in the
Flashing of Superheated Water
University of Toronto, Department of Mechanical
Engineering, UTME-TP 6904 - July 1969
- [102] Hewitt, H.C.; Parker, J.D.
Bubble Growth and Collapse in Liquid Nitrogen
Journal of Heat Transfer, Feb. 1968
- [103] Wilhelm, D.J.
Condensation of Metal Vapors: Mercury and the Kinetic
Theory of Condensation
ANL-6948, Oct. 1964
- [104] Zwick, S.A.
Note on Evaporation
J. Appl. Physics 31, Oct. 1960
- [105] Franke, H.
Lexikon der Physik
Franckh'sche Verlagshandlung, W.Keller + Co.,
Stuttgart, 1969

- [106] Vincenti, W.G.; Kruger, Ch.H.
Introduction to Physical Gas Dynamics
John Wiley and Sons, Inc.,
New York, London, Sydney, 1965
- [107] Bräuning, G.
Konstruktion einer Membran-Stoßrohranlage zur Untersuchung der Wellenausbreitung in Wasser-Wasserdampf-Blasengemischen
Diplomarbeit am Institut für Reaktortechnik (Prof. Dr. D. Smidt),
Universität Karlsruhe (TH), Januar 1972
- [108] Glass, I.I.; Heuckroth, L.E.
Hydrodynamic Shock Tube
The Physics of Fluids 6, 4, April 1963

