

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

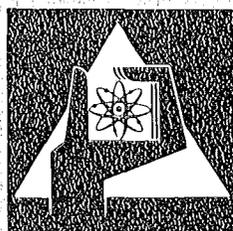
September 1975

KFK 2208

Institut für Reaktorbauelemente

**Blasenbildung und Wärmeübertragung beim
Einbringen von Heißdampf in Wasser von Sättigungstemperatur**

H. Schmidt



**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 2208

Institut für Reaktorbauelemente

BLASENBILDUNG UND WÄRMEÜBERTRAGUNG BEIM
EINBRINGEN VON HEISSDAMPF IN WASSER VON
SÄTTIGUNGSTEMPERATUR.

H. Schmidt

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG MBG., KARLSRUHE

Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für
Maschinenbau der Universität Karlsruhe.

Zusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind experimentelle Untersuchungen zur Blasenbildung und Blasenablösung mit gleichzeitiger Wärmeübertragung bei der Flüssigkeitsbegasung durch Einzeldüsen bei hohen Systemdrücken und Systemtemperaturen.

Die Experimente werden im Einstoffsystem Dampf-Wasser durchgeführt. Überhitzter Wasserdampf strömt aus einem Dampfraum von 5 cm^3 Inhalt durch Düsen mit 1,5; 2 und 3 mm \varnothing in vollentsalztes Wasser, das sich im Siedepunkt befindet. Der Heißdampfmassenstrom durch die Düse wird in einen Bereich von 2 - 20 g/min variiert, der maximale Systemdruck beträgt 212 at. Die Dampfüberhitzung, bezogen auf die jeweilige Siedetemperatur, erfolgt in drei Stufen: 100, 150 und 200 K.

Die Auswertung der Experimente, aufbauend auf die Ergebnisse der Dimensionsanalyse, führt zu folgenden Aussagen:

- 1.) Es werden Gesetzmäßigkeiten zwischen Blasengröße sowie der Bildungsfrequenz und den physikalischen Parametern des Systems für den experimentell betrachteten Bereich angegeben.
- 2.) Die Ursache für den Umschlag von der stationären Begasung (Einzelblasenbildung) in die instationäre Begasung (Blasenvereinigung während des Ablösevorganges von der Düse) wird als ein Eigenschwingungsproblem erkannt und formelmäßig erfaßt.
- 3.) Während der Blasenbildung wird eine Abnahme der Überhitzungstemperatur von 40 bis 60 % gemessen. Die mittleren Wärmeübergangszahlen liegen dabei zwischen 0,05 und 0,75 ($\text{W}/\text{cm}^2\text{K}$). Die Wärmeübertragung wird durch eine Beziehung Stantonzahl als Funktion der Reynoldszahl angegeben.

BUBBLE FORMATION AND HEAT TRANSFER DURING DISPERSION OF
SUPERHEATED VAPOUR IN SATURATED WATER.

SUMMARY:

Subject of this paper is the experimental investigation of bubble formation and detachment with simultaneous heat transfer from single submerged orifices at high system pressures and temperatures.

The experiments are made in the system water vapour - water. Out of a 5 cm³ ante-chamber the superheated vapour is injected through nozzles with diameters of 1,5; 2 and 3 mm into demineralized saturated water. The vapour flow rate is varied in the range of 2 to 20 g/min, the system pressure up to 212 at. The examined vapour temperatures related to the corresponding boiling temperatures are 100, 150, 200 K.

The experimental observations are interpreted by means of dimensional analysis. The following results are obtained:

- 1.) Relations are pointed out between the bubble shape as well as the formation frequency and the physical parameters of the system.
- 2.) The relevant effect on transition from stationary bubble formation (single bubble formation) to instationary bubble formation (coagulation of the bubbles during detachment) is found to be an eigenoszillation of the bubble.
- 3.) During bubble formation a decrease of 40 % to 60 % of the temperature of superheating is observed. The values of the average heat transfer coefficient are in the range of 0,05 to 0,75 W/cm²K. The heat transfer is given as a function Stanton number vs. Reynolds number.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung

Formelzeichen und Indizes

Liste der Abbildungen und Tabellen

	Seite
1. EINLEITUNG	1
2. LITERATURÜBERBLICK	3
2.1 Blasenbildung	
2.2 Energietransport	
3. VERSUCHSAUFBAU	13
3.1 Druckbehälter	
3.2 Meßeinrichtungen	
3.2.1 Bestimmung der Blasengröße	
3.2.2 Messung der Blasentemperatur	
3.3 Versuchsdurchführung	
4. VERSUCHSERGEBNISSE	20
4.1 Blasengröße und Blasenfrequenz	
4.2 Temperaturmessung	
5. DISKUSSION DER ERGEBNISSE	34
5.1 Blasengröße und Bildungsfrequenz	
5.1.1 Oberfläche ablösender Blasen	
5.1.2 Blasenbildungsfrequenz	
5.2 Umschlag stationäre-instationäre Blasenbildung	
5.2.1 Blaseneigenschwingung	
5.2.2 Frequenz im Umschlag stationärer-instationärer Blasenbildung	
5.3 Energietransport	
5.3.1 Wärmeübertragung während der Blasenbildung	
5.3.2 Dimensionslose Darmstellung der Wärmeübergangskoeffizienten	
5.4 Gültigkeitsbereiche	

6. ZUSAMMENFASSUNG	Seite 59
7. LITERATURVERZEICHNIS	63
8. ANHANG	67
8.1 Zeitdehneraufnahmen	
8.2 Thermoelement	
8.3 Statistisches Prüfverfahren	
8.4 Mittelung der Blasentemperatur während der Bildung	
8.5 Fehlerabschätzung	

Formelzeichen:

a	=	Temperaturleitzahl
b	=	Laplace-Konstante
c, c_p	=	spez. Wärme
d	=	Düsendurchmesser
f	=	Frequenz
g	=	Schwerebeschleunigung
h	=	Wasserhöhe, Düsenhöhe
m	=	Masse
\dot{m}	=	Massenstrom
n	=	Brechungsindex, Eigenschwingungszahl, Zahl der Messungen
p	=	Druck
q	=	Wärmestrom
r	=	Radius
t	=	Zeit
u	=	Geschwindigkeit
x,y,z	=	Koordinaten
B	=	Ordinatenabschnitt
E	=	elektr. Potential
F	=	Kraft
L	=	latente Wärme, Länge
M	=	Steigung
O	=	Oberfläche
Q	=	Wärmemenge
R	=	Blasenradius
T	=	Temperatur
V	=	Volumen
Re	=	Reynolds-Zahl
We	=	Weber-Zahl
Fr	=	Froude-Zahl
Eu	=	Euler-Zahl
Ec	=	Eckert-Zahl

Str = Strouhal-Zahl
Nu = Nusselt-Zahl
Pe = Péclet-Zahl
St = Stanton-Zahl

α = Wärmetauschkoeffizient
 γ = Geometriefaktor
 ε = Strahlungszahl
 η = Zähigkeit
 λ = Wärmeleitfähigkeit
 Δ = Differenz
 ν = Kin. Zähigkeit
 ζ = Faktor
 ρ = Dichte
 σ = Grenzflächenspannungskoeffizient
 τ = Zeitkonstante (Ansprechzeit)
 ω = Kreisfrequenz

Indizes:

0 = Ursprung, Bezugspunkt, Düsenaustritt
ab = Ablösung
1, 2 = allg. Indizes
"/" = Sättigungszustand Wasser- / Dampfphase
 ∞ = ebene Grenzfläche, ungestört
B = Blase
F = Flüssigkeit
a = Aussen
i = Innen
V = Vorkammer

Liste der Tabellen

	Seite
Tabelle I: Blasenfrequenzen im Grenzbereich der Einzelblasenbildung	46
Tabelle II: Wärmeübergangszahlen im Grenzbereich der Einzelblasenbildung	52
Tabelle III: Ergebnisse für Systemdrücke nahe Atmosphärendruck und bei 160 at	57

Liste der Abbildungen

Abb. 1	Blasenform (statisch)	4
Abb. 2	Begasungsform (schematisch)	7
Abb. 3	Versuchsaufbau (schematisch)	13
Abb. 4	Versuchsanlage (Foto)	14
Abb. 5	Druckbehälter (schematisch)	15
Abb. 6	Thermoelement	18
Abb. 7	Temperaturmessung der ablösenden Blase	19
Abb. 8	Begasungsform (systemdruckabhängig; Foto)	21
Abb. 9	Blasenablösevolumina, 3 mm \emptyset Düse	22
Abb. 10	Begasung (stationär, instationär, turbulent; Foto)	25
Abb. 11	Blasenablösevolumina, 1,5 und 2 mm \emptyset Düse	26
Abb. 12	Oberflächen der ablösenden Blasen, 3 mm \emptyset Düse	27
Abb. 13	Oberflächen der ablösenden Blasen, 1,5 und 2 mm \emptyset Düse	27
Abb. 14	Blasenbildungsfrequenzen	29
Abb. 15	Oberflächen während der Blasenbildung	29
Abb. 16	Temperaturmeßkurven	31
Abb. 17	Blasentemperaturen	30
Abb. 18	dimensionslose Dampfüberhitzung	32

		Seite
Abb. 19	Blasentemperaturen während des Aufstiegs	33
Abb. 20	dimensionslose Ablöseoberflächen $\frac{0}{d}2 = f(\pi_i)$	37
Abb. 21	dimensionslose Blasenbildungsfrequenzen $f = f(\pi_i)$	38
Abb. 22	dimensionslose Bildungsfrequenzen $f = f(\text{Str}, \text{Re})$	39
Abb. 23	Blasenoberfläche und Bildungsfrequenz in Abhängigkeit vom Massenstrom (schematisch)	40
Abb. 24	Doppelblasenbildung (Foto)	42
Abb. 25	Eigenschwingungsformen eines Kugelkörpers	41
Abb. 26	Vergleich: Bildungsfrequenz - Eigenschwingungs- frequenz	44
Abb. 27	Blasenform für Eigenschwingung $n = 3$ (schematisch)	45
Abb. 28	Temperatur und Druck an der Phasengrenze einer Blase (schematisch)	48
Abb. 29	Temperaturverlauf in der Blase (schematisch)	49
Abb. 30	Wärmeübergangszahl $\alpha = f(\text{Re})$	51
Abb. 31	dimensionslose Wärmeübergangszahl $\text{Nu} = f(\text{Re})$	54
Abb. 32	dimensionsloser Übertragungskoeffizient $\text{St} = f(\text{Re})$	55

1. Einleitung

Eine einfache Methode, um Transportvorgänge zwischen zwei Fluiden zu erzeugen, besteht in der Herstellung direkten Kontaktes, indem das eine Fluid durch das andere geleitet wird. Im allgemeinen stehen beim Energietransport zwischen einem heißen Gas und einer kälteren Flüssigkeit dabei zwei Wege offen: man kann die flüssige Phase in einen Strom heißen Gases einsprühen oder die gasförmige Phase in die Flüssigkeit eindispergieren. Das Ziel beider Methoden besteht in der Erzeugung möglichst großer Übertragungsflächen. Bei Mischverdampfern, die gekennzeichnet sind durch das Einführen von überhitztem Dampf in zu verdampfendes Wasser, erfolgt die Dampfverteilung über sog. Siebböden, wobei durch eine Vielzahl zylindrischer Bohrungen der Dampf in das Wasser eingebracht wird. Zur Optimierung der Leistungsdichte ist die minimale Wärmetauschstrecke von Interesse, d.h. die Wegstrecke, die die hochsteigende Heißdampfblase bis zu ihrer Enthitzung zurücklegt. Die natürliche Aufteilung des einströmenden Gases in diskrete Gasblasen verursacht große Grenzflächen im Verhältnis zum eingebrachten Volumenstrom, an denen die Übertragungsvorgänge ablaufen. Der Energietransport zwischen dem Gas in einer Blase und der Flüssigkeit kann man sich in zwei verschiedene Stadien zerlegt vorstellen:

1. In den Transport während der Periode der Bildung der Blase an der Düse,
2. in den Transport während des Blasenauftieges durch die Flüssigkeit.

Aus Veröffentlichungen geht qualitativ hervor, daß der Energietransport während der Blasenbildung wegen seiner Größe signifikant für den Gesamttransport werden kann. Detaillierte Kenntnisse fehlen, weil die bisherigen Meßmethoden unzureichend waren; auch wurde der Einfluß des Systemdruckes bisher nicht untersucht. Der Grad der Enthitzung und eine Beeinflußbarkeit durch Düsengröße und Dampfdurchsatz scheint von der parallelen oder entgegengesetzten Richtung der Stoffübertragung, verglichen zu der

aus dem Dampf in das Wasser gerichteten Wärmeübertragung abzu-
hängen. Des weiteren sind die Übertragungsvorgänge von der Be-
teiligung eines Einstoff- oder Mehrstoffsystems offensichtlich
beeinflußt.

Aus diesem Grunde soll in der vorliegenden Arbeit die Wärme-
übertragung von Heißdampfblasen an Wasser während der Blasen-
bildung an Einzeldüsen in Abhängigkeit vom Systemdruck unter-
sucht werden. Das Wasser befindet sich dabei auf Siedetempera-
tur. Die Experimente werden in dem wenig untersuchten, für die
Praxis aber wichtigen Bereich der dynamischen Blasenbildung bis
hin zu der Bildung von Blasenketten durchgeführt. Dabei werden
folgende Einflußgrößen variiert: Düsendurchmesser, Heißdampf-
strom durch die Düse, Systemdruck, Heißdampf-temperatur sowie
die Wasserhöhe. Es ist auf möglichst genaues Erfassen der Meß-
größen zu achten, die für die Angabe der Wärmeübertragung wich-
tig sind. Diese bestehen in der Bestimmung des Massenstromes
durch die Düse, der Größe der Grenzflächen sowie der Temperatur-
differenzen zwischen Dampf und Wasser in unterschiedlichen Höhen.

Neben den allgemeinen versuchstechnischen Schwierigkeiten, die
durch die Forderung nach hohen Systemdrücken bestehen, verur-
sachte die Lösung der Temperaturmessung erhebliche Anstrengungen.
Das Meßinstrument darf die Phasengrenze und die Kinetik des
Systems möglichst nicht stören, um eine Beeinflussung der Be-
wegungsabläufe und somit der Strömungszustände und der gekop-
pelten Wärmeübertragung zu vermeiden.- Zur Bestimmung der Grenz-
flächen werden Zeitdehneraufnahmen mit genügend hoher Bildfolge
benötigt, um die schnell ablaufenden, geometrischen Vorgänge
auflösen zu können.

2. Literaturüberblick

2.1 Blasenbildung

Auf vielen Gebieten der Verfahrenstechnik findet der Prozess des Einbringens von Gasen in Flüssigkeiten für chemische Reaktionen oder für Wärme- und/oder Stofftausch Anwendung (vgl. z.B. D.W. van Krevelen [1], P.Grassmann [2]). Der größte Teil der zahlreichen Veröffentlichungen behandelt die Blasenbildung und den Blasenauftstieg, weniger häufig wird über den Energie- oder Massentransport zwischen Gas und Flüssigkeit berichtet.

Beim Ausströmen eines Gases durch eine Düse beobachtet man unter bestimmten Bedingungen die Bildung einzelner Gasblasen an der Düse. In jedem praktischen Anwendungsfall ist es von primärem Interesse, die Grösse der Blasen, die an der Düse gebildet werden, zu kennen.- Auf die Literatur, die sich mit den Strömungszuständen der stetigen Blasenbewegung während des Aufstieges durch die Flüssigkeit befaßt, soll nicht eingegangen werden. Dieser Teil ist für eine Gesamtbetrachtung von beträchtlichem Interesse, er ist jedoch weniger relevant für die Behandlung des instationären Prozesses der Blasenbildung.

Bei dem Anwachsen einer Blase an der Düse ändert sich der Druck im Blaseninnern. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Phasengrenze verschiedene Krümmungen durchläuft und daß die mit der Formänderung verbundene Aufwärtsbewegung zur Änderung des hydrostatischen Druckes der wirkenden Flüssigkeitssäule führt. Beschränkt man die Betrachtung auf diese beiden Druckbedingungen, so erhält man die theoretisch erfaßbare Form der statischen Blasenbildung. Dabei werden Flüssigkeitsbewegungen infolge des Wachsens und Ablösens der Blase sowie die Strömung des durch die Düse in die Blase eintretenden Gases vernachlässigt. Die Gestalt solcher Grenzflächen behandelt die Kapillaritätstheorie, wie beispielsweise von T.Lohnstein [3]

gezeigt wird. Aus Gleichgewichtsbedingungen für die Druckkräfte an einem Flächenelement der Phasengrenze leitet W.Siemes [4] die Grundgleichungen der statischen Blasenbildung ab. Durch H.Beer und F.Durst [5] erfahren diese Überlegungen eine Ergänzung durch die Berücksichtigung der Gasdichte. Der Blaseninnendruck P_B wird über die ganze Blase als konstant angenommen. Von außen wirken der Druck an der Flüssigkeitsoberfläche (Systemdruck) p_0 , der hydrostatische Druck p_h und der Kapillardruck p_g auf die rotations-symmetrisch betrachtete Blase, (Abb.1).

Betrachtet man ein beliebiges Flächenelement, so ist der Kapillardruck abhängig vom Grenzflächen-spannungsbeiwert und der mittleren Krümmung des Flächenelementes. Diese Krümmung ist durch die beiden Hauptkrümmungsradien R_1 und R_2 gegeben (siehe dazu z.B. die Lehrbücher von Budò [6] oder G.Bakker [7]). Speziell für den Blasenscheitel wird ein kugelförmiges Flächenelement mit dem Krümmungsradius R_0 angenommen. Nach Gleichsetzen der gewonnenen Ausdrücke für die beiden Flächenelemente werden die Hauptkrümmungsradien durch Beziehungen aus der Differentialgeometrie ersetzt. Man erhält die sog. Kapillaritätsgleichung der Rotationsfläche, die bisher nicht geschlossen gelöst werden konnte.

Von W.Siemes [4] werden Lösungen der Gleichung in Form einer ein-

parametrischen Kurvenschar angegeben, wobei der Scheitelradius R_0 als Parameter eingeführt ist. Eine Aussage, in welcher Reihenfolge die verschiedenen Werte durchlaufen werden, macht diese Betrachtung nicht; bei hierzu angestellten Überlegungen wird die freie Düsenfläche als maßgebend angesehen. Bis zu einem, mit der Laplace-

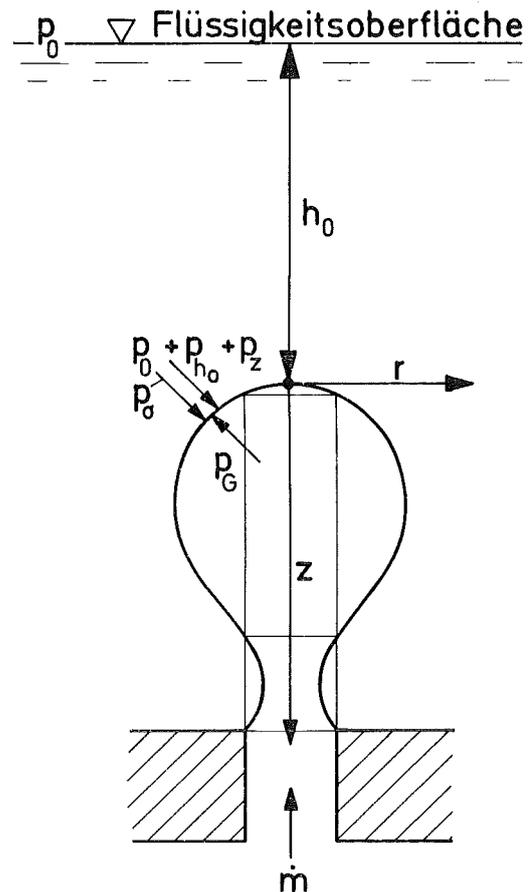


Abb. 1: Blasenform (statisch)

Konstanten $b = \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho g}}$ dimensionslos gemachten Düsenradius $\bar{r} \leq 0,648$ erfolgt die Blasenbildung in ihrer charakteristischen Form, die dadurch gekennzeichnet ist, daß der Düsenquerschnitt dreimal in der Lösungsfläche auftritt (vgl. Abb.1). Bei großen Düsen mit $\bar{r} \geq 0,648$ wird die Bildung der Blase aus einer über die Düse gespannten flachen Phasengrenze in Form einer sog. Kuppenbildung angegeben. Beiden Bildungsarten lassen sich Maximalvolumina zuzuordnen, die als Abreißvolumen der statischen Blasenbildung definiert werden.

Nach H.Beer und F.Durst[5] liefert das Gleichungssystem darüber hinaus als Lösungen Blasenketten. Diese stellen jedoch einen dynamischen Vorgang dar, der mit der Definition der statischen Blasenbildung nicht vereinbar ist, nach der nur quasi-statische Gleichgewichtszustände durchlaufen werden. A.A.Poutane und A.I.Johnson [8] geben durch Zeitdehneraufnahmen erhaltene Blasenprofile durch empirische Gleichung der Form $r^n \Theta = 1$ wieder, wobei r und Θ die Polarkoordinaten darstellen. Für Θ von 0 bis π wird der Radius r berechnet. Der Exponent n wird dabei so gewählt, daß die gewünschte Kontur erhalten wird, er wird als Funktion eines aus charakteristischen Blasenabmessungen gewonnenen Formfaktors angegeben.

Bei den Begasungszuständen, wie sie im technischen Anwendungsbereich vorliegen, ist das quasi-statische Modell unzureichend, da hier die Dynamik von wesentlichem Einfluß wird. Die Bewegung der Gas-Flüssigkeits-Grenzschicht wird durch die kinetische Energie des einströmenden Gasstrahls, durch die Trägheit der zu verdrängenden Flüssigkeit, durch Reibungswiderstände an der Phasengrenze und durch Wärme- und Stoffübertragung selbst beeinflusst, so daß der Mechanismus der Blasenbildung wesentlich bestimmt wird von dem Gasstrom durch die Düse, den physikalischen Eigenschaften von Gas und Flüssigkeit sowie von Größe und Form der Düse.

Der Auftrieb der Blase führt zu periodischen Ablösevorgängen. Der Gasstrom durch die Düse ist dadurch zwischenzeitlich unterbrochen.

Der pulsierende Charakter der Strömung ist demnach an den Mechanismus der Blasenbildung gekoppelt. Dieser wiederum ist durch das Gaszuführungssystem beeinflusst, wie R.R.Hughes et al. [9] zeigen. Man unterscheidet zwischen zwei Typen der Gaszuführung. Im ersten Fall spricht man von der Blasenbildung bei konstantem Massenstrom. Dies ist z.B. bei der Blasenbildung an der Spitze einer dünnen, langen Kapillare der Fall, bei der der Druckverlust der Gasströmung in der Kapillare die Dynamik der Strömung bestimmt, so daß der Gasstrom am Austritt der Kapillare unabhängig von den Bildungs- und Ablösevorgängen der Blase wird. Der andere, hier interessierende Fall der Gaszuführung wird in der Literatur als Blasenbildung bei konstantem Druck bezeichnet. Dies tritt ein, wenn sich Blasen an einer Düse bilden, die aus einer großen Vorkammer bei konstantem Druck mit Gas gespeist wird. Der Gasstrom in eine Blase hängt bei einem solchen System von dem sich während der Bildung ändernden Blaseninnendruck ab, so daß sich der Volumenstrom durch die Düse während einer Bildungsperiode zeitlich ändert [5]. Dadurch ist eine solche Anordnung nicht frei von Koppelungseffekten zwischen Blasenbildung, Gasstrom und Vorkammer. Dabei spielt offensichtlich das Vorkammer-volumen und das Verhältnis Düsendurchmesser zu Düsenlänge eine Rolle. R.R.Hughes et al. [9] und L.Davidson und E.H.Amick [10] geben dafür Kenngrößen und deren Einflußbereiche an. Hier bestehen noch große Unsicherheiten.

Im folgenden wird der Einfluß der einzelnen Parameter auf Blasengröße und Bildungsfrequenz diskutiert:

Massenstrom:

Der Massenstrom durch die Düse beeinflusst im allgemeinen stark Blasengröße und Bildungsfrequenz. Die Literatur unterscheidet zwischen drei Bereichen der dynamischen Blasenbildung (vgl. z.B. P.Grassmann [11], H.Brauer [12]). Im Bereich der sog. stationären Blasenbildung werden Einzelblasen mit bestimmten, dem jeweiligen Volumenstrom durch die Düse zuzuordnenden Blasenvolumina und Bildungsfrequenzen beobachtet. Eine Steigerung des Massenstromes führt in einen Bereich, in dem die Blasen in unmittelbarer Düsennähe oder schon während der Ablösung gruppenweise verschmelzen. Dieser Bereich wird

mit instationärer Blasenbildung bezeichnet, weil Ablösungsvolumina und Bildungsfrequenzen Schwankungen unterworfen sind. Bei weiterer Steigerung des Massenstromes wird das Gebiet des Strahlgases erreicht, bei dem das Gas in Form eines Strahles aus der Düse austritt. Die Blasenbildung vollzieht sich nicht mehr am Düsenrand, sondern an der Kuppe des in die Flüssigkeit hineinstoßenden Gasstrahles. Dies führt zur Entstehung von Blasenschwärmen. Mit dem Erreichen des Gasstrahles spricht man von der sog. turbulenten Begasung, (Abb. 2).

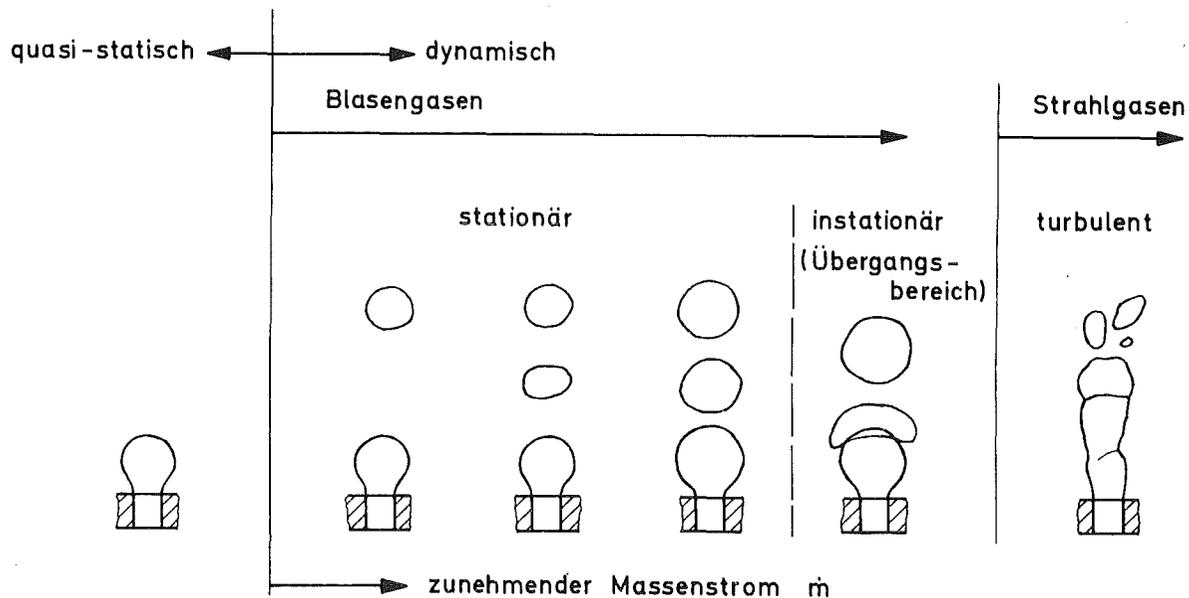


Abb. 2: Begasungsformen (schematisch)

Innerhalb des stationären Blasenbildungsbereiches sind zwei Zonen zu unterscheiden. Für kleine Gasdurchsätze in das Gebiet annähernd konstanter Blasengröße, die nach D.W. v.Krevelen und P.J.Hoftijzer [13] aus der Gleichgewichtsbedingung Haftkraft an der Düse zu Auftriebskraft gegeben ist. Mit steigendem Volumenstrom wächst die Blasenfrequenz. Für größere Volumenströme wird bei etwa konstanter Bildungsfrequenz der wachsende Gasstrom durch größere Blasen aufgenommen. Nach W.Siemes [4] sind für Düsen mit einem Radius $< 0,5$ mm diese Gebiete scharf getrennt. Für größere Düsen wird hier ein stetiges Wachsen der Blasengröße mit dem Gasdurchsatz festgestellt. W.Siemes [4] und D.W. v.Krevelen, P.J.Hoftijzer [13] gehen auf die sog. instationäre Blasenbildung ein. In qualitativen Beschreibungen wird die Blasenvereinigung an der Düse damit begründet, daß Frequenz

und Blasengröße mit steigendem Gasstrom zwar wachsen, nicht aber die Aufstiegsgeschwindigkeit der Blasen, so daß schließlich die Blasen derart dicht aufeinanderfolgen, daß es zur Blasenvereinigung in Düsenhöhe kommt. G.Kling [14] weist auf Sprungstellen hin, bei denen plötzliche Frequenzerhöhungen bei gleichzeitiger Blasenverkleinerung beobachtet wurden. Als Ursache wird der Einfluß der Gasreibung am Blasenmund in Abhängigkeit vom Systemdruck vermutet.

Im Bereich der turbulenten Begasung scheinen nach I.Leibson et al. [15] die Blasengrößen des entstehenden Blasenspektrums und die Frequenz weitgehend unabhängig von der Geometrie der Düse zu werden.

Entsprechende Veröffentlichungen berichten übereinstimmend, daß die Grenzen zwischen stationärer, instationärer und turbulenter Blasenbildung fließend sind und über den Massenstrom durch die Düse hinaus von weiteren Einflußgrößen, insbesondere von der Düsenhöhe und den Stoffeigenschaften, vornehmlich der flüssigen Phase, abhängen.

Düsenhöhe:

In der Literatur wird der wichtige Einfluß der Größe, Form und Lage der Düse auf die Blasenbildung herausgestellt. Die meisten Veröffentlichungen behandeln die in einer horizontalen Platte angeordnete, zylindrische Düse mit scharfen Kanten. Der Bereich der stationären Blasenbildung mit regelmäßigen Blasen bestimmter Frequenz wurde bis zu einem Düsenradius von 6 mm beobachtet [4, 11, 10, 13]. Im Bereich der stationären Blasenbildung mit annähernd konstantem Volumen wächst das Blasenvolumen proportional zum Düsendurchmesser [10, 13]. Im folgenden Bereich der stationären Blasenbildung, wo eine verstärkte Volumenzunahme der Blasen bei Steigerung des Durchsatzes durch die Düse beobachtet wird, sowie verstärkt im Bereich der instationären Blasenbildung bestehen noch große Unsicherheiten. L.Davidson, E.H.Amick [10] und D.W.v.Krevelen, P.J.Hoftijzer [13] geben für das Blasenablösevolumen Abhängigkeiten an, in die der Düsendurchmesser mit Exponenten zwischen $1/2$ und $1/3$ eingeht. Bisher gelang es noch nicht, eindeutige Gesetzmäßigkeiten zu finden.

Stoffgrößen:

Die physikalischen Eigenschaften der Flüssigkeit, die die Blasenbildung beeinflussen, sind die Dichte, die Grenzflächenspannung und die Zähigkeit. Alle angeführten Literaturstellen bis auf die Arbeit von G.Kling [14] berichten über Experimente, die bei Atmosphärendruck durchgeführt wurden. Als flüssige Phase wird überwiegend Wasser, weniger häufig Öl oder Alkohol verwendet.

Unter der Annahme, daß die Dichte der Flüssigkeit sehr viel größer als die Dichte des Gases ist, dürfte das Ablösevolumen bei sehr langsamer Blasenbildung nur von der Flüssigkeitsdichte und der Grenzflächenspannung abhängen, was auch von D.W.v.Krevelen, P.J.Hoftijzer [13] und den dort angeführten Arbeiten bestätigt wird.- Die Auftriebskraft, die auf eine Blase wirkt, nimmt mit der Flüssigkeitsdichte zu. Die Trägheit der Flüssigkeit, die der Dichte proportional ist, bewirkt dagegen im dynamischen Bereich der Blasenbildung ein Verweilen an der Düse, so daß größere Ablösevolumina gebildet werden. Von J.F.Davidson, B.O.G.Schuler [16] wurde dieser Effekt der entgegengesetzten Wirkung auch bei sehr viskosen Flüssigkeiten beobachtet. Allerdings überwiegt der Einfluß der Zähigkeitskräfte, so daß der Effekt des Gasimpulses auf die Blasengröße klein bleibt.

Da nahezu ausschließlich Untersuchungen bei Atmosphärendruck vorliegen, bei denen sehr große Dichteunterschiede zwischen gasförmiger und glüssiger Phase bestehen, wurde dem Einfluß der physikalischen Eigenschaften des Gases geringe Aufmerksamkeit geschenkt. Bei der Verwendung von Stickstoff, Wasserstoff und Luft wurde bei Atmosphärendruck und unter sonst gleichen Bedingungen kein Unterschied in der Blasenbildung festgestellt, wenn man die übliche Streubreite der Messungen beachtet. J.F.Davidson, B.O.G.Schuler [16] haben eine Volumenzunahme von 1,8 % bei der Begasung mit Luft gegenüber der Begasung mit CO_2 gemessen. Dieser Effekt wird dem unterschiedlichen Impuls des einströmenden Gases durch den Einfluß der Gasdichte zugeschrieben.

G.Kling [14] führte die Begasung von Wasser mit Helium, Argon und Stickstoff bis zu einem Systemdruck von 80 at durch. Dabei wurden Ver-

formungen der Blasenkontur während des Wachstums und wesentliche Verringerungen der Blasengrößen bei hohen Drücken beobachtet.

Wasserraum:

Eine große Flüssigkeitssäule führt zur Erhöhung des Vordruckes im Gaszuführungssystem. Die in der Praxis vorkommenden Wasserhöhen liegen jedoch im Bereich mehrerer Zentimeter und haben demnach selbst bei Atmosphärendruck geringen Einfluß auf die physikalischen Eigenschaften des Gases. Die Höhe der Flüssigkeitssäule beeinflusst somit im Gebiet üblicher technischer Anwendung nicht maßgeblich Größe und Frequenz der Blasen.- J.F.Davidson, B.O.G.Schuler [16] berichten, daß ab einer Flüssigkeitshöhe von 2 bis 3 mal dem Blasendurchmesser keine Beeinflussung festzustellen ist.

Über den Effekt der Flüssigkeitsbewegung auf die Blasenbildung wird ebenfalls berichtet. Durch Wachstum und Aufstieg der Blasen wird in die Flüssigkeit Bewegung eingebracht. Ein unendlich ausgedehnter Wasserbehälter würde diesen Effekt minimalisieren. In der Praxis trifft man jedoch immer endliche Gefäße an. D.W.v.Krevelen, P.J.Hoftijzer [13] beobachteten bei Änderung des Durchmessers der Flüssigkeitssäule von 25 mm auf 75 mm keine Rückwirkung auf die Blasenbildung. Über einen Effekt der durch den Blasenanstieg verursachten Flüssigkeitsbewegung auf das Blasenwachstum an in die Flüssigkeit hineinragenden Kapillaren berichten J.F.Davidson, B.O.G.Schuler [16]. Die induzierte Flüssigkeitsbewegung reicht über die Ebene des Gasaustrittes hinaus weiter nach unten, so daß die an der Kapillare anwachsende Blase im Flüssigkeitsbad von unten her in vertikaler Richtung angeströmt wird. Dies führt zu einer zusätzlich nach oben gerichteten Kraftwirkung auf die Blase, dadurch erfolgt der Abriß frühzeitiger, was eine Verringerung des Blasen Volumens um 10 % verursacht. Der überwiegende Teil der Veröffentlichungen geht auf die Bewegungen der Flüssigkeit nicht ein, weil es schwierig ist, diese zu messen. Dadurch bleibt der Effekt, der durch Wachstum und Aufstieg induzierten Flüssigkeitsbewegung auf Blasenbildung und Ablösung bisher unberücksichtigt.

2.2 Energietransport während der Blasenbildung

Der Energie- oder Massentransport zwischen Blasen und Flüssigkeit wird überwiegend während der Periode des Aufstieges und nicht während der Blasenbildung betrachtet. Obwohl eine große Ähnlichkeit im Übertragungsgeschehen besteht, lassen sich die Werte, die beim Blasenauftieg gewonnen werden, nur sehr begrenzt auf die instationären Prozesse während der Blasenbildung anwenden. Dies gilt besonders, wenn der Übertragungswiderstand auf der Gasseite liegt. Nach P.Grassmann [11] ist die Geschwindigkeit, mit der das Gas durch die Düse in die Flüssigkeit eintritt, meist viel höher als die Aufstiegs geschwindigkeit der Blase. Während der Bildung wird der Blaseninhalt durch den Gasstrahl sehr gut durchmischt, so daß meist über die Hälfte der zu übertragenden Stoff- oder Wärmemengen während der Blasenbildung übertragen wird.

P.Grassmann [2, 11] gibt für den Blasenauftieg eine Abhängigkeit der Nusseltzahl von Reynoldszahl und Prandtlzahl an. P.Grassmann und E.Wyss [19] berichten über integrale Wärmeübergangszahlen, die sie im System Wasser-Wasserdampf gemessen haben. Unter der Annahme kugelförmiger Blasen wird eine Wärmeübergangszahl berechnet, die über den gesamten Bereich der Blasenbildung und des anschließenden Blasenauftieges gemittelt ist. Die ermittelten α -Werte waren praktisch unabhängig von der Dampftemperatur, dagegen in hohem Maße abhängig von der Wassertemperatur und dem Durchsatz durch die Düse. Für unterkühltes Wasser lagen die α -Werte im Bereich von 7,5 bis 16 W/cm² K. Es wird darauf hingewiesen, daß die Übertragung während des Aufstieges nicht konstant ist, sondern nach der Ablösung von der Düse zunächst höhere Übergangskoeffizienten als beim nachfolgenden stationären Aufstieg gemessen werden. Begründet wird dieser Vorgang durch sich zeitlich stark ändernde, bizarre Formen der Phasengrenze infolge des Ablösevorganges, so daß hohe Turbulenzen an der Tauschgrenze geschaffen werden. Nach L'Ecuyer [20] wurde für den Übergang von Wasserdampf in trockene Stickstoffblasen während der Blasenbildung ein Sättigungszustand von 40 bis 65 % gemessen, wobei die Steigerung der Stoffübertragung durch Erhöhung des Flüssigkeits-

dampfdruckes erzielt wurde. Unter der Annahme der Analogie zwischen Wärme- und Stofftausch wurden diese Ergebnisse von M.R.L'Ecuyer [20] in Wärmeübergangskoeffizienten umgerechnet. Die Ergebnisse lagen in dem Bereich von $\alpha = 0,015$ bis $0,03 \text{ W/cm}^2 \text{ K}$. M.R.L'Ecuyer [20] führte Versuche mit Stickstoff und Wasser bzw. Äthylalkohol durch. Der Stickstoff wurde in die um 155 K heißere Flüssigkeit durch Düsen mit einem Durchmesser von ungefähr $1,6$ und $0,8 \text{ mm}$ eingebracht. Bei einem Massenstrom von $2,25 \times 10^{-3}$ bis $12,7 \times 10^{-3} \text{ g/s}$ wurde ein Abbau des Temperaturunterschiedes während der Blasenbildung von 55 bis 90% beobachtet. Der Wärmeübergangskoeffizient liegt dabei zwischen $0,01$ und $0,02 \text{ W/cm}^2 \text{ K}$. Die bisherigen Arbeiten behandeln den Wärme- bzw. Stofftransport von der flüssigen in die dampfförmige Phase. P.Grassmann und E.Wyss [19] berichten auch über Versuche, die sie in Wasser mit überhitzt eintretendem Wasserdampf durchgeführt haben. Die Überhitzungswärme des Dampfes wird der Phasengrenze zugeführt, woraus eine sog. dampfseitige Wärmeübergangszahl bestimmt wurde. Es werden integrale Wärmeübergangskoeffizienten im Bereich von $0,012$ bis $0,08 \text{ W/cm}^2 \text{ K}$ angegeben, wobei eine starke Abhängigkeit der Übergangskoeffizienten von Dampfeintrittstemperatur und der Temperatur der Flüssigkeit beobachtet wird. Zur Erklärung der beobachteten Zunahme der α -Werte mit wachsender Flüssigkeitsunterkühlung wird das Modell einer dampfseitigen laminaren Grenzschicht von bestimmter Dicke herangezogen. Die Dampfmoleküle, die auf die Phasengrenze treffen, kondensieren wegen der eigenen, geringen thermischen Energie und der Wasserunterkühlung. Dies bewirkt ein "Absaugen" der Dampfgrenzschicht, die auf diese Art mit zunehmender Unterkühlung immer kleiner wird.- Für den umgekehrten Fall, bei dem Wasser in die Blase verdampft, wird angenommen, daß die in die Dampfphase eintretenden Moleküle zu einer Vergrößerung der Grenzschicht und somit zu einer Verringerung der Wärmeübertragung führen.- Mit einer ähnlichen Erklärung wird auch die beobachtete Abnahme der Wärmeübertragung bei der Anwesenheit von Luft im einströmenden Dampf erklärt. Für Luft und Wasserdampf + Luft werden bedeutend kleinere α -Werte bestimmt. Es wird vermutet, daß der dem Wärmestrom entgegengesetzt gerichtete Dampfstrom dazu führt, daß die Überhitzungswärme des Gaskerns nur sehr zögernd der Phasengrenze zufließt.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß mit einem signifikanten Betrag des Energie- oder Massentransportes während der Blasenbildung zu rechnen ist. Die Folgerungen, die sich aus dem Literaturüberblick ergeben, sind in der Problemstellung in Abschnitt 1 zusammengefaßt.

3. Versuchsaufbau

Die in der Einleitung gestellten Forderungen führen zu dem Versuchsaufbau, wie ihn Abb. 3 zeigt.

Von einer beheizten Vorkammer strömt Dampf durch eine zylindrische Düse in den mit variabler Wasserhöhe gefüllten Behälter. Das Wasser befindet sich dabei in seinem Sättigungszustand. Der Systemdruck wird mit einem geeichten Feinmeßmanometer mit konstanter Wasservorlage am Versuchsbehälter gemessen.

Eine stufenlos einstellbare Kolben-Dosierpumpe fördert Wasser gegen den Druck im Versuchsbehälter. Sechs hintereinandergeschaltete Windkessel und ein direkt widerstandsbeheiztes Kapillarrohr mit hohem Strömungswiderstand, in dem das Wasser verdampft und der Dampf auf die gewünschte Temperatur überhitzt wird, erzeugen einen pulsationsfreien Massenstrom in die Vorkammer. Die Bestimmung dieses Massenstromes erfolgt im drucklosen, kalten Zustand in der Wasserphase mittels Stoppuhr und geeichten Glaszylindern.

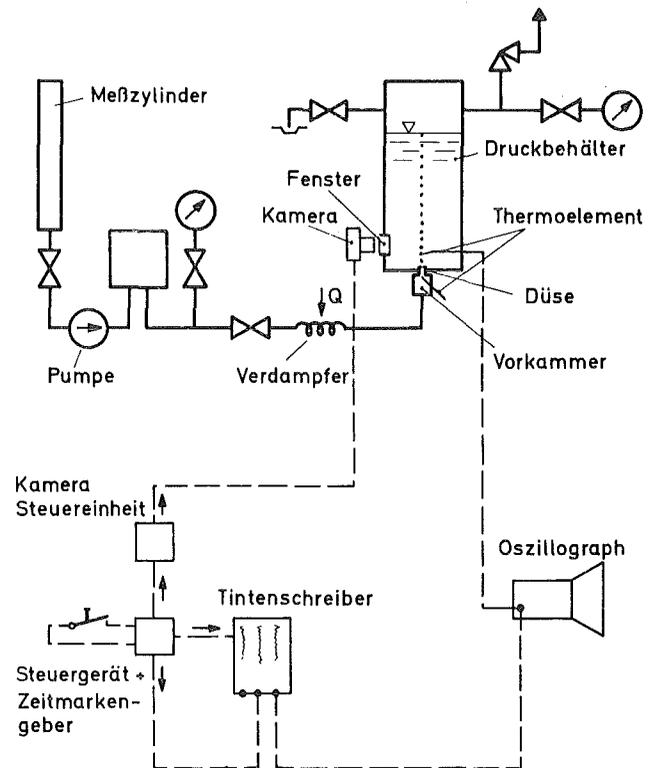


Abb. 3: Versuchsaufbau (schematisch)

Durch seitliche Fenster im Behälter wird der Blasenbildungs- und Ablösevorgang mit einer Zeitdehnerkamera aufgenommen. Mit einem speziell entwickelten Thermoelement kann in den interessierenden Höhen über der Düse die Temperaturdifferenz zwischen Dampf-

und Wasserphase gemessen werden. Das Thermoelement ist im Anhang (8.2) näher beschrieben; siehe auch Seite 18.

Die Temperatursignale werden durch einen Schwingschreiber mit einer Grenzfrequenz von 1 000 Hz und einer Eingangsempfindlichkeit von ± 20 mV auf einer Papierbahn aufgezeichnet.

Kamera und Schwingschreiber werden von einem eigenentwickelten Steuergerät zeitversetzt gestartet und mit synchronen Zeitmarken versehen.

Die Anlage ist für einen Druck von 230 at und eine Temperatur von 673 K ausgelegt. Sie erlaubt es demnach, die Wärme- und Stoffübertragung zwischen Dampfblasen und Wasser bis hin zum kritischen Druck zu untersuchen. Abb. 4 zeigt eine Fotografie der Anlage. Der Druckbehälter ist von einem Schutzmantel umgeben, der als Berstsicherung für die Beobachtungsfenster dient. Er trägt in Höhe dieser Druckfenster Scheiben aus beschußfestem Verbundglas.

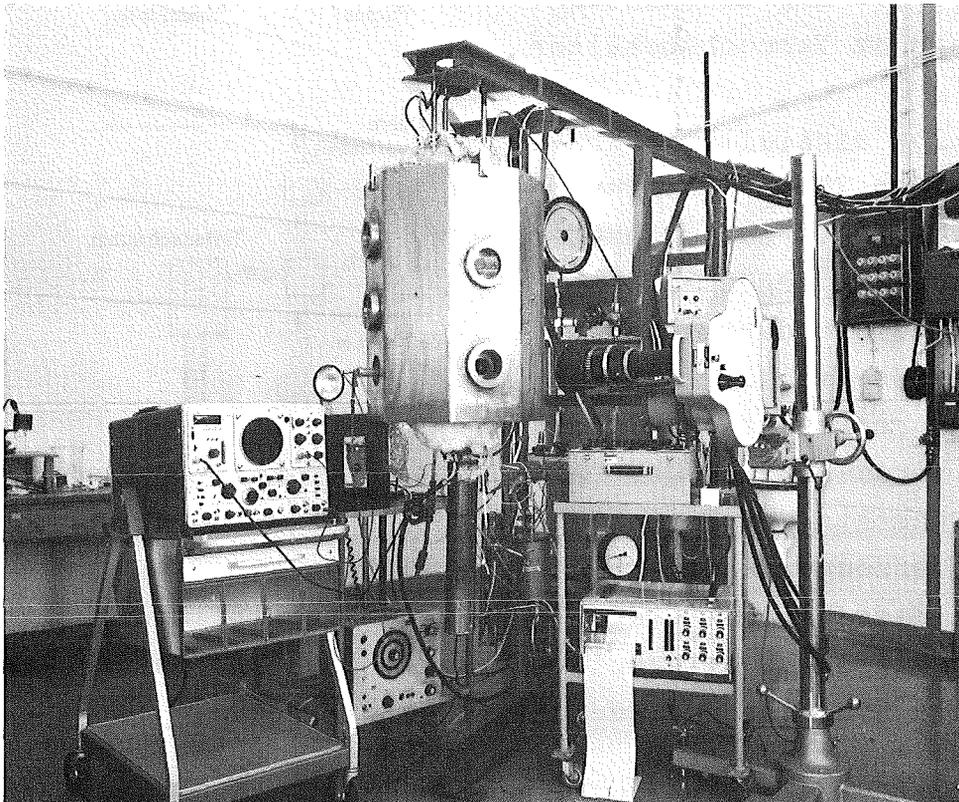
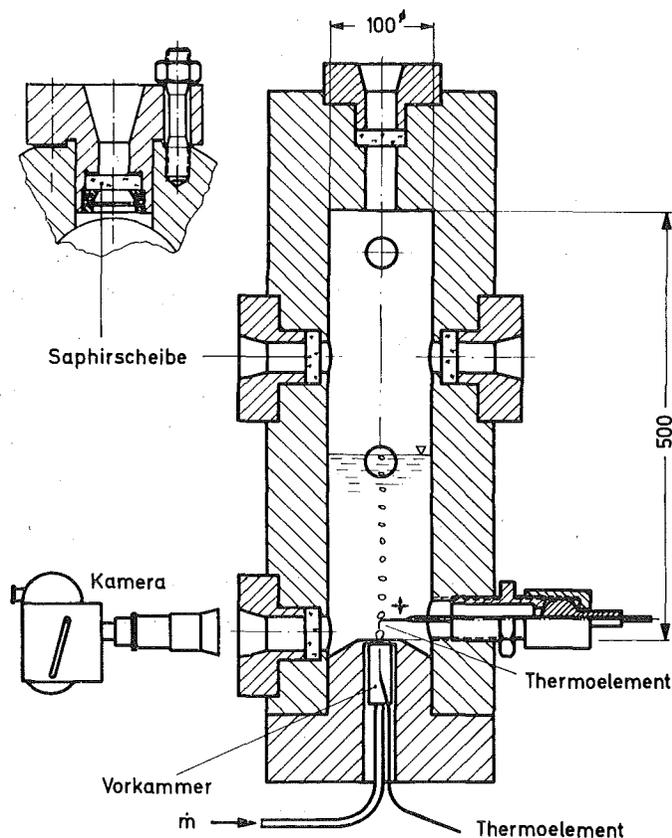


Abb. 4: Versuchsanlage

3.1 Druckbehälter

Der Druckbehälter (Abb. 5) ist aus einem 18/8 Chrom-Nickelstahl-Vollzylinder gefertigt. Seine Außenmaße sind: Länge 600 mm, Durchmesser 220 mm. Die untere Stirnseite des Behälters ist mit einem Spezialflansch verschlossen, in dessen zentraler Bohrung Düsenkörper und Vorkammer mittels eines Systems von Tellerfedern eingepreßt sind.

Die Innenbohrung hat einen Durchmesser von 100 mm; die Experimentierraumhöhe beträgt rund 500 mm, so daß ein Experimentierraum von ungefähr 4 Litern zur Verfügung steht. Über den Behälter verteilt sitzen in bestimmten Abständen 8 Schauglasflansche, jeweils paarweise gegenüberliegend angeordnet. Der zylindrische Teil des Flansches ragt fast bis zur Innenbohrung in den Druckbehälter hinein und nimmt dort die Saphirscheiben auf. Durch das weite Verlagern in das Behälterinnere wird ein Abschrecken der Saphiraußenseite durch Zugluft vermieden. Der Behälter wird von außen durch eine elektrische Widerstandsheizung beheizt. In abgeschlossenem Zustand durchläuft das Wasser dabei den Sättigungszustand zu hohen Drücken hin. Durch entsprechende Regelung der Heizjacke kann jeder gewünschte Sättigungszustand im Behälter eingestellt werden. Die Temperatur- und Druckaufgabe erfolgt demnach gleichzeitig.



Versuchsbehälter

$$p_{\max} = 230 \text{ [at]}$$

$$T_{\max} = 673 \text{ [K]}$$

Abb. 5: Druckbehälter (schematisch)

Quarzgläser (SiO_2) sind nicht resistent gegen vollentsalztes Wasser bzw. Wasserdampf bei hohen Temperaturen und Drücken. Sie werden in kurzer Zeit durch Oberflächenangriff undurchsichtig. Synthetischer Saphir ist dagegen für den genannten Einsatz sowohl chemisch als auch mechanisch geeignet. Saphir ist die α -Modifikation des Al_2O_3 mit rhomboedrischem Kristallgitter. Der Kristall ist negativ einachsiger, d.h. das Licht läuft in einer Richtung (Richtung der Kristallographischen Hauptachse) gleich schnell fort, in allen anderen Richtungen langsamer.

Kristall-optische Einflüsse spielen bei den hier durchgeführten Zeitdehneraufnahmen keine Rolle; es ist lediglich auf Planparallelität der Scheibenflächen zu achten.

Die Saphirscheiben sind zylindrisch ausgeführt und nach Abb. 5 eingesetzt. Die Dichtung erfolgt unter Innendruck. Leichtes Vorspannen mittels Tellerfedern ermöglicht zum einen Dichtigkeit bei Atmosphärendruck, zum anderen zentrischen Sitz. Die Ausführung der Einspannvorrichtung in Form von Druckring, Tellerfedern und Ringmutter gewährleistet ein gleichmäßiges Aufbringen der Vorspannkraft. Als Dichtungsmaterial finden 0,5 mm dicke Asbestringe (Klingerit) Verwendung. Dieses Material kann auf Grund seiner Weichheit und Nachgiebigkeit, im Gegensatz zu beispielsweise Silber, Unebenheiten der Dichtfläche und Durchbiegung der Saphirscheibe unter Druck besser ausgleichen.

3.2 Meßeinrichtungen

3.2.1 Bestimmung der Phasengrenzflächen und der Blasenvolumina

Zeitdehneraufnahmen ermöglichen die Bestimmung von Größe und Form der Grenzflächen, der Bildungsfrequenzen und die Kennzeichnung von Begasungszuständen. Die Belichtung der Filme erfolgte im direkten Gegenlicht; die Bildfolge beträgt 2 000 Bilder pro Sekunde. Der Abbildungsmaßstab wird durch Mitfotografieren einer definierten geometrischen Länge zu jedem Film neu bestimmt; er liegt nahe eins. Bei einer Filmlänge von 30 m stehen pro Film etwa 4 000 Einzelbilder einer Auswertung zur Verfügung.

Durch synchron auf den Film aufgebrachte Zeitmarken kann die Blasenbildungsfrequenz durch einfaches Zählen sofort gewonnen werden. Die erzeugten Volumina und Grenzflächen werden aus den Filmaufnahmen berechnet. Grundlage der Rechnung ist die Annahme von rotationssymmetrischen Blasen. Die Kontur der Blase wird dabei durch Kreisbogen genähert.

Die Filmaufnahmen werden durch ein Mikroskop betrachtet. Im Okular desselben befindet sich ein Fadenkreuz, der Objektisch besteht aus einem Kreuzschlitten. Durch das feststehende Fadenkreuz und den in x-y-Koordinaten beweglichen Kreuzschlitten wird die Phasengrenze der Blase punktweise zerlegt. Der Koordinatenursprung wird dabei in den Scheitelpunkt gelegt. Durch schrittweises Vorgehen auf der gedachten Symmetrieachse, gekennzeichnet als y-Wert, erhält man zwei x-Werte als Schnittpunkt der x-Ebene mit der Phasengrenze. Die Wegänderungen werden durch induktive Geber aufgenommen, die über einen Analog-Digital-Umsetzer eine direkte Computerauswertung ermöglichen. An Stellen starker Verformung der Phasengrenze wird die Schrittweite verkleinert. Die Blase wird pro Auswertung in etwa 20 Schnitte zerlegt.

Eine qualitative Beurteilung der Filmaufnahmen ist im Anhang 7.1 gegeben.

3.2.2 Messung der Blasentemperatur

Die Versuche sind so geführt, daß Heißdampf in gesättigtes Wasser eingebracht wird. Zur Bestimmung des Zustandes des Wassers genügt die Angabe des Systemdruckes. Die Forderung, die Temperaturdifferenz zwischen der Dampf- und Wasserphase zu messen, ohne die Phasengrenze und die Kinetik des Systems zu stören, führte zur Eigenentwicklung eines nadelförmigen Thermoelements, (Abb. 6). An der Spitze befindet sich die etwa 35 μm große Meßstelle. Die Ansprechzeit τ beträgt bei Betropfen mit Wasser 0,5 ms.

Die Meßsonde durchsticht wie eine Nadel die Phasengrenze der Dampfblase während des Anwachsens an der Düse bzw. des Hochsteigens im Wasser. Verläßt die Blase die Sonde, so ist diese für eine bestimmte Zeit von Wasser umgeben, ehe die nachfolgende Blase die Meßstelle trifft. Auf diese Weise ist es möglich, die Temperaturdifferenz zwischen Dampfblasen und Wasser zu bestimmen. Der Phasenwechsel läuft dabei entsprechend der Blasenbildungsfrequenz mit 20 - 75 Hz ab. Die durchschnittliche Verweilzeit der Dampfblase an der Meßstelle beträgt im Mittel 20 ms. Im Anhang 7.2 wird die Bauform des Thermoelementes beschrieben und eine Abschätzung der Ansprechzeiten gegeben.

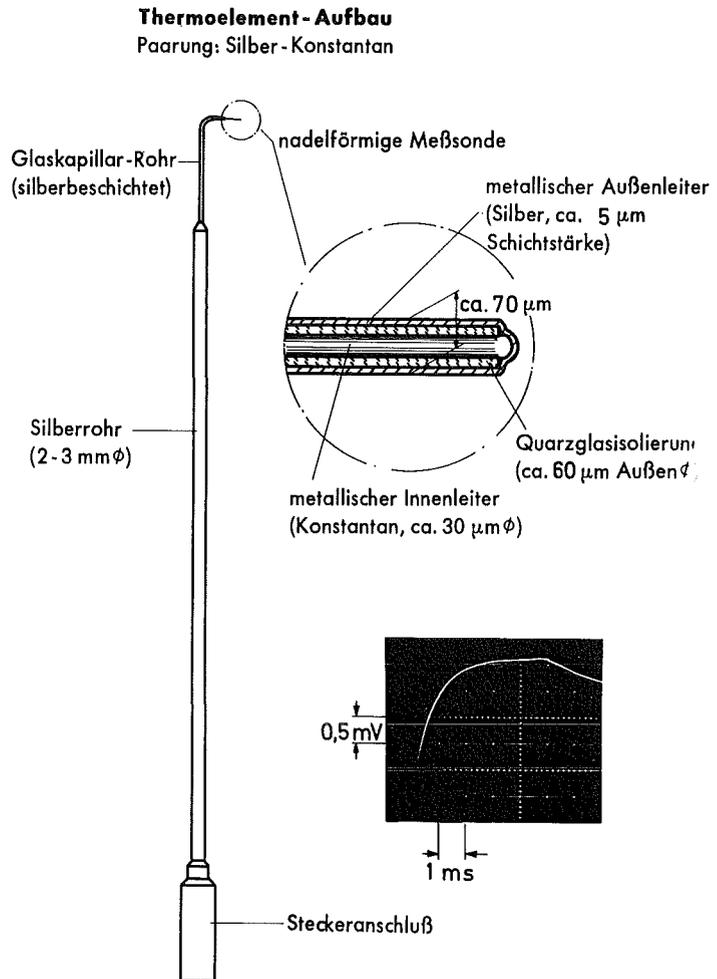


Abb. 6: Thermoelement

3.3 Versuchsdurchführung

Der Düsendurchmesser zylindrischer Einzeldüsen wird in drei Schritten, $d=1,5$ mm, $d=2$ mm und $d=3$ mm geändert; dem entspricht ein Querschnittsverhältnis von ungefähr 1 : 2 : 4. Die Düsenhöhe beträgt dabei konstant 4 mm. Der Druck wird von nahe Atmosphärendruck bis nahe zum kritischen Druck variiert. Der Großteil der Versuche erfolgt bei 40, 80, 120 und 160 at. Dabei werden jeweils drei Dampfüberhitzungen (100, 150 und 200 K) untersucht. Der Heissdampf-Durchsatz wird so variiert, daß ein lückenloses Gebiet, beginnend mit der stationären Einzelblasenbildung im dynamischen Be-

reich, über das Gebiet der instationären Begasung, bis hin zu Blasenketten überstrichen wird.

Weiterhin wird der Einfluß der Wasserhöhe auf die Blasenbildung untersucht.

In etwa 2 mm Abstand vom Düsen Eintritt wird die Dampftemperatur in der Vorkammer mit einem Mantelthermoelement von 0,25 mm Außendurchmesser gemessen. Bezogen auf diese Meßstelle werden die drei betrachteten Dampfüberhitzungen von 100, 150 und 200 K eingestellt. Mit dem nadelförmigen Thermoelement wird die Temperatur des in die Blase eintretenden Frischdampfes T_0 und die Temperatur der ablösenden Blasen T_{Ab} gemessen, sowie bei der Mehrzahl der Versuche die Blasentemperaturen in etwa 5 und 10 mm, bei einigen Versuchen auch in etwa 40 mm Abstand von der Düsenplatte. Abb. 7 zeigt die Anordnung des Thermoelementes, bei der die Temperatur T_{Ab} der ablösenden Blase bestimmt wird. Dabei ist das Thermoelement seitlich verschoben, damit die mittlere Temperatur der Blase gemessen wird, und nicht die Temperatur des einströmenden Frischdampfes.

Die Meßwerterfassung erfolgt synchron mit der Filmbelichtung. Die Lage und Höhe des Meßortes, bezogen auf die Düsenplatte, wird den Filmen entnommen. Pro Versuchspunkt werden je nach Blasenfolge die Überhitzungstemperaturen von 80 - 200 Einzelblasen gemessen und aus diesen eine mittlere Überhitzungstemperatur bestimmt.

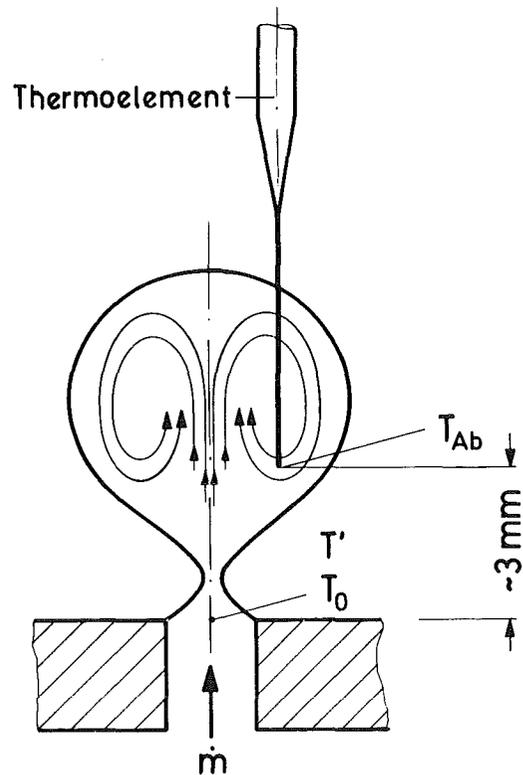


Abb. 7: Temperaturmessung der ablösenden Blase

4. Versuchsergebnisse

4.1 Blasengröße und Blasenfrequenz

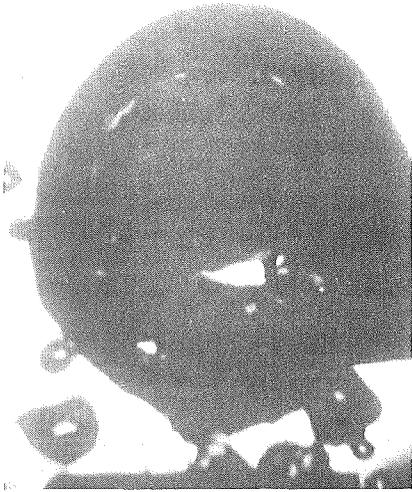
Zunächst soll über die Ergebnisse berichtet werden, die aus der Auswertung der Zeitdehneraufnahmen gewonnen werden.

Durch Änderung der Versuchsparameter Systemdruck und Heißdampf-temperatur werden die physikalischen Stoffeigenschaften, durch Änderung des Massenstromes die kinetischen Energien variiert. Dies beeinflusst im Zusammenwirken mit dem Düsendurchmesser die geometrische Form der Blasen bei ihrer Entstehung, den zeitlichen Ablauf des Blasenwachses und den Ablösevorgang. Das Betrachten der Zeitdehneraufnahmen ermöglicht eine qualitative Aussage über den Begabungszustand, d.h. es kennzeichnet Bereiche, in denen Einzelblasen, Zwillingsblasen oder Blasenketten gebildet werden. In Abb. 8 (siehe nächste Seite) wird der Systemdruck von 12 auf 212 at geändert. Die Düsengeometrie, der Massenstrom und die Überhitzungstemperatur bleiben dabei konstant ($d = 3 \text{ mm}$, $\dot{m} = 5 \text{ g/min}$, $T_v - T' = 150 \text{ K}$). Bei einem Druck von 12 at entstehen großvolumige Blasen. Bei Steigerung des Systemdruckes auf 80 at bzw. 150 at werden die Blasen volumina kleiner. Bei 180 at sind die Konturen der Blasen nicht mehr rotationssymmetrisch. Eine weitere Steigerung des Druckes auf 212 at führt zur Auflösung der Phasenkonturen, es ist ein diffuser Dampfstrahl zu beobachten.

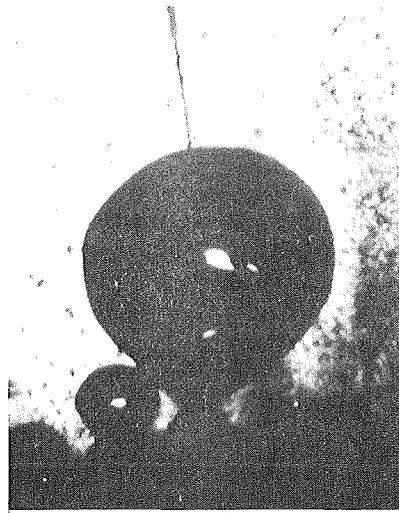
Die Ablösung der Blasen erfolgt nicht am Düsenrand. Es bildet sich ein sog. Blasenhal, der sich mit der einsetzenden Aufwärtsbewegung der Blase immer weiter einengt und schließlich beim Durchreißen die Blase von der Düse trennt. Es bleibt ein Stumpf, der Ausgangspunkt der folgenden Blase ist.

Die in Blasennähe aufsteigenden kleinen Blasen sind durch Siedekerne an der Düsenplatte entstanden. Diese ist heißer als das gesättigte Wasser, da sie die Begrenzung der Heißdampf führenden Vor-kammer zum Wasserraum hin darstellt.

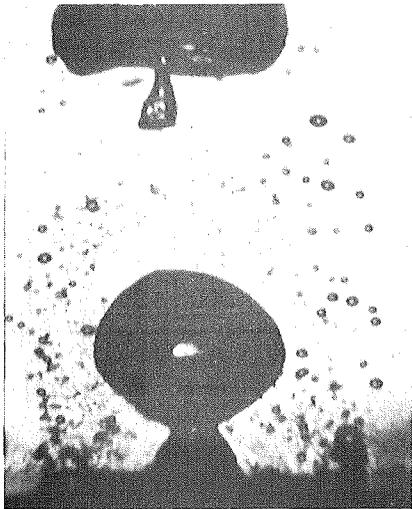
In Abb. 9 sind die Volumina der Blasen zum Zeitpunkt der Ablösung über dem Massenstrom für eine Düse von $3 \text{ mm } \emptyset$ aufgetragen. Als Parameter sind die Systemdrücke 40, 80 und 120 at, sowie die zu den je-



p = 12 [at]



p = 80 [at]



p = 150 [at]



p = 180 [at]
DAMPFSCHLAUCH



p = 212 [at]
BEGINNENDE AUFLÖSUNG DER
PHASENGRENZE

BEGASUNGSZUSTÄNDE AN
EINER 3mm ϕ DÜSE IN
ABHÄNGIGKEIT VOM SYSTEMDRUCK
HEISSDAMPF - GESÄTTIGTES WASSER

MA SSESTROM = KONST. = 5 g/min
DAMPFÜBERHITZUNG = KONST. = 150 K
VERGRÖSSERUNG = 5 x

Abb. 8: Begasungsformen (systemdruckabhängig)

weiligen Drücken gehörigen Frischdampfüberhitzungen von 100, 150 und 200 K eingetragen.

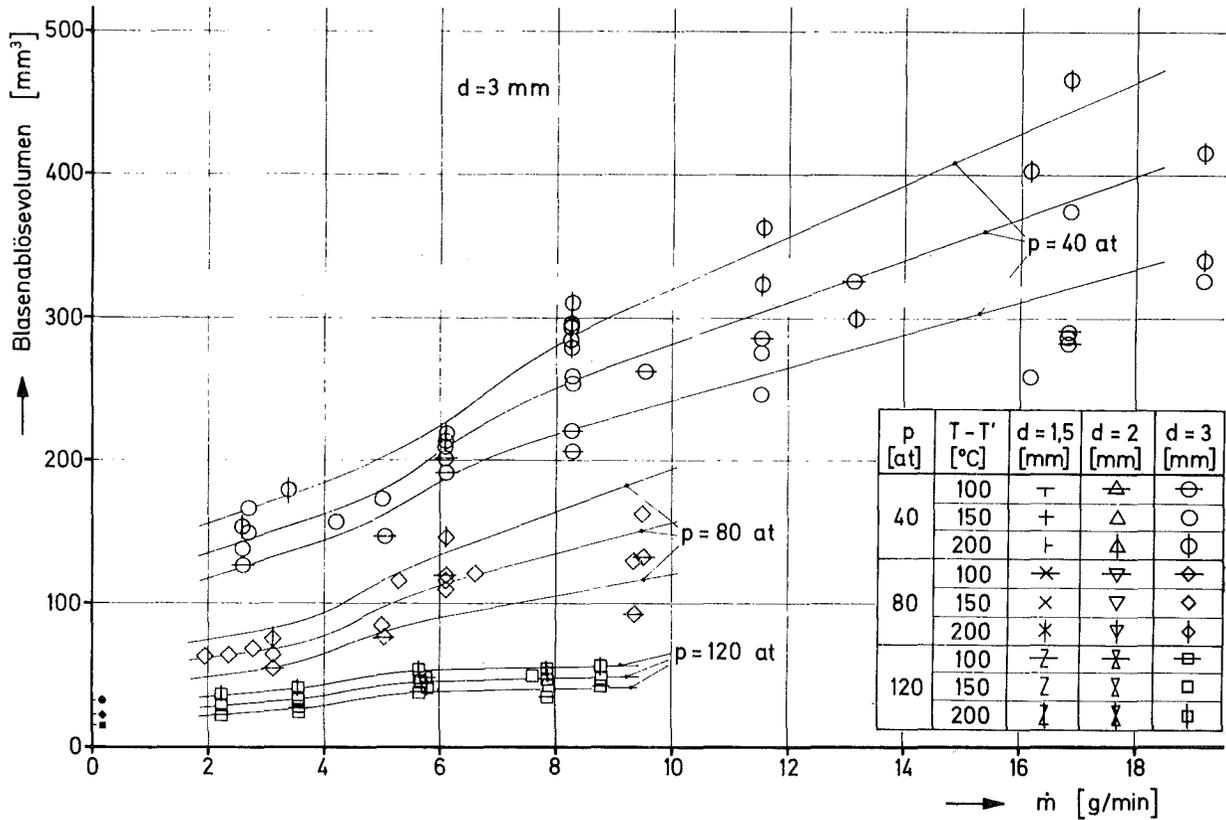


Abb. 9: Blasenablösevolumina, 3 mm Ø Düse

Das wesentliche Ergebnis dieses Diagrammes ist die Abnahme der Blasengröße mit dem Systemdruck. Zur Erklärung wird zunächst von einer einfachen Kräftebilanz einer stationären Blase ausgegangen. Dabei bildet man das Kräftegleichgewicht aus der Haftkraft der Phasengrenze an dem Düsenrand $\sigma \pi d$ und der Auftriebskraft der Blase $V \cdot (\rho' - \rho) g$.

Bezieht man die Dichte der Blase auf den Sättigungszustand und löst nach dem Blasenvolumen auf, so wird:

$$V = \frac{\sigma \pi d}{g(\rho' - \rho)} = \pi d b^2 \quad (1)$$

Der Ausdruck $\frac{\sigma}{(\rho' - \rho) \cdot g} = b^2$ hat die Dimension eines Längenquadrates. Er stellt das Quadrat der sog. Laplace'schen Konstanten dar. Diese findet man in der Literatur in tabellarischer Form. Die Stoffwerte

für Wasser und Dampf sind der VDI-Wasserdampf-
tafel [21] entnommen. Für die Düse mit 3 mm \emptyset errechnet man für $p = 40$ at ein Blasen-
volumen $V = 32 \text{ mm}^3$, für $p = 80$ at wird $V = 22 \text{ mm}^3$ und für $p = 120$ at
erhält man $V = 15 \text{ mm}^3$. Diese Werte sind bei $\dot{m} = 0$ auf der Ordinate
aufgetragen. Mit steigendem Systemdruck wird der Dichteunterschied
 $\rho' - \rho''$ kleiner; dies bedeutet eine Abnahme der Auftriebswirkung.
Gleichzeitig verursacht die Abnahme des Grenzflächenspannungsbei-
wertes mit steigendem Druck eine Verringerung der Haftkraft. Diese
nimmt stärker ab als der Auftrieb. Deshalb werden mit wachsendem
Systemdruck die statischen Gleichgewichtsvolumina kleiner.

Die erhebliche Abweichung der für den statischen Fall berechneten
Blasengröße von den experimentell bestimmten Blasengrößen erfordert
eine Ergänzung der statischen durch eine dynamische Betrachtungswei-
se. Die Auftriebskraft und die Trägheitskraft des durch die Düse ein-
strömenden Dampfes sind die dynamischen Kräfte, die von der Düse weg
nach oben gerichtet sind. Diesen Kräften entgegen wirkt die Haft-
kraft und die Massenkraft des zu verdrängenden Wassers. Des weite-
ren wirken Zähigkeitskräfte in Abhängigkeit von Größe und Richtung
der Bewegung von Wasser und Dampf an der Phasengrenze. Nimmt man
den Massenstrom \dot{m} durch die Düse zeitunabhängig, also stationär an, so
erhält man mit $\frac{\dot{m}^2}{d^2 \rho_0}$ einen Ausdruck für die Trägheitskraft des durch
die Düse strömenden Dampfes. Diese dynamische Kraft wirkt als Be-
schleunigungskraft auf das umgebende Wasser, das seinerseits auf
Grund der wesentlich größeren Masse den Dampf abbremst (verzögert).
Hohe Massenströme durch die Düse, d.h. große Kraftwirkung des ein-
strömenden Dampfes, führen zur Bildung großvolumiger Blasen bei
schnellem Wachstum, weil der durch Beschleunigung hervorgerufene
Druckanstieg im Wasser der Auftriebskraft entgegenwirkt. Das Ein-
stellen des statischen Gleichgewichtszustandes wird verhindert, so
daß die Auftriebs- und Haftkräfte in geringem Maße wirksam werden.
Für einen gegebenen Massenstrom \dot{m} ist bei hohem Systemdruck ($p=120$ at)
bei großer Dampfdichte die Trägheitskraft des durch die Düse strö-
menden Dampfes relativ gering. Der Unterschied zwischen der sta-
tischen und der dynamischen Blasengröße ist nicht sehr groß. Dage-
gen verursacht bei konstant gehaltenem \dot{m} die abnehmende Dampfdichte

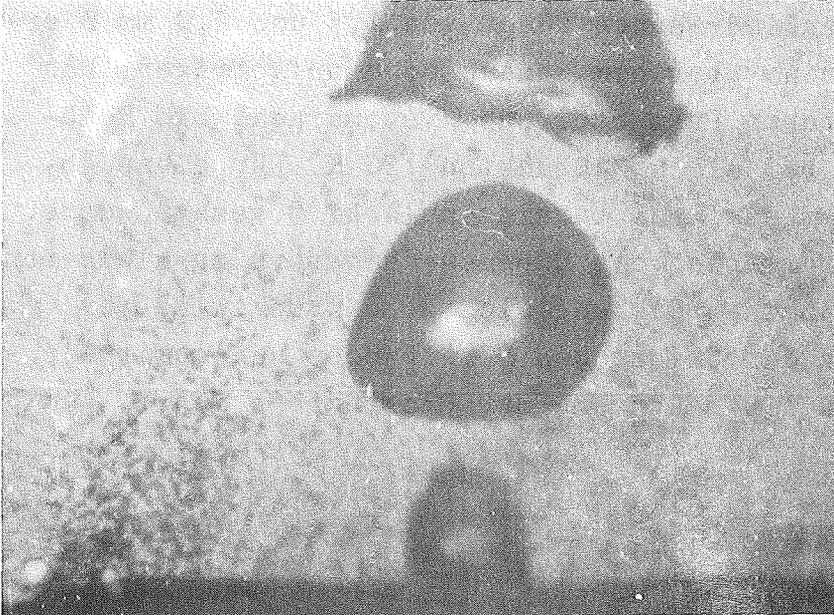
bei niederen Systemdrücken hohe Trägheitskräfte des durch die Düse strömenden Dampfes, was die Ausbildung erheblich größerer Blasen verursacht.

Wird die Überhitzungstemperatur bei konstantem Massenstrom \dot{m} erhöht, so führt dies durch Abnahme der Dichte zu einer Steigerung der Trägheitskraft des einströmenden Dampfes und dadurch zu der Ausbildung größerer Blasen.

Man sieht sofort, daß in dem Ausdruck $\frac{\dot{m}^2}{d^3 \cdot \rho_0}$ eine Steigerung des Massenstromes \dot{m} ebenfalls die Trägheitskraft des Dampfes erhöht und die Bildung größerer Blasen volumina verursacht.

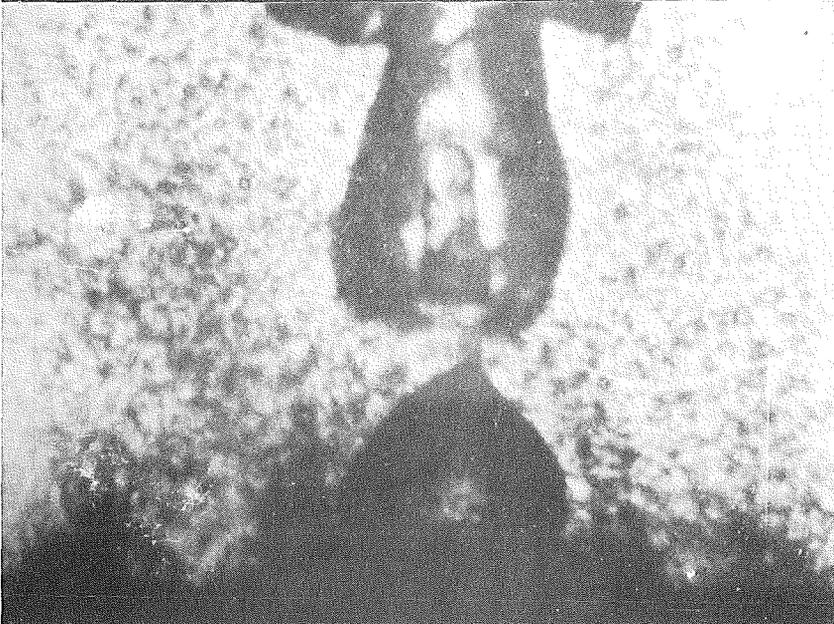
Die Kurven in Abb. 9 enden bei hohen Massenströmen im Bereich der Blasenketten mit einer sehr großen Streubreite der Einzelauswertungen. In diesem Bereich ist die Blasenbildung nach der eingangs vorgenommenen Klassifizierung turbulent (vergl. hierzu Abb. 10, Bild 3). Die Blasenbildung verlagert sich von der Düse weg in den Wasserraum, dabei entstehen sehr unregelmäßig geformte Blasen stark unterschiedlicher Größe. Durch dichte Blasenfolge wird das Erfassen der Blaugrenze schwierig; die Blasen sind dann nur noch bedingt rotationssymmetrisch. In Abb. 9 beobachtet man am linken Abbildungsrand im Bereich geringer Massenströme ein langsames Ansteigen der Blasengröße. Wir befinden uns hier im Bereich der stationären Blasenbildung, bei dem die stetige Bildung einzelner Blasen mit nahezu gleicher Größe und Bildungsfrequenz beobachtet wird (Abb. 10, Bild 1). Dieser Bereich ist aus der Literatur bekannt. Weniger bekannt ist der anschließende Bereich, der in Abb. 9 zwischen 4 und 6 g/min liegt. Die Kurvenzüge geben hier mehr eine Tendenz der aus den Zeitdehneraufnahmen gewonnenen Beobachtungen wieder. Es sind, in Übereinstimmung mit G.Kling [14], der über Sprungstellen berichtet, starke Unregelmäßigkeiten in der Blasenfolge und Blasengröße festzustellen. Hier beeinflusst die abgelöste Blase den Bildungsmechanismus der nachfolgenden Blase, so daß es zur Bildung einer großen und einer nachfolgenden kleinen Blase kommt (Abb. 10, Bild 2). Diese paarweise Zuordnung kann sich mit steigendem Massenstrom in eine dreier oder vierer Zuordnung umwandeln. Dieser Bereich ist als Übergangsbereich zwischen der stationären und der instationären Begasung anzusehen; er wird in Abschnitt 6.2 eingehend behandelt.

Dynamische Blasenbildung



Einzelblase

stationäre
Begasung



Zwillingsblase

instationäre
Begasung



Strahlgasen

turbulente
Begasung

Dampfzustand:

$$p = 120 \text{ [at]}$$

$$T = 746 \text{ [K]}$$

$$d = 2 \text{ [mm]}$$

Abb. 10: Begasung (stationär, instationär, turbulent)

In Abb. 11 sind die, an zylindrischen Düsen von 1,5 und 2,0 mm \varnothing erzeugten Blasenablösevolumina über dem Massenstrom aufgetragen. Das Diagramm enthält als weiteren Parameter den Systemdruck. Die Heißdampfüberhitzung beträgt bei allen Meßpunkten 150 K. Für diese Abbildung gilt darüberhinaus das, was bereits zu Abb. 9 gesagt wurde. Man sieht, daß eine Verkleinerung des Düsendurchmessers zu kleineren Blasen führt. In der statischen Gleichgewichtsbedingung wird für kleinere Düsendurchmesser der Umfang des Düsenrandes und somit die Haftkraft kleiner, was zu einer Abnahme der Blasengröße führt.

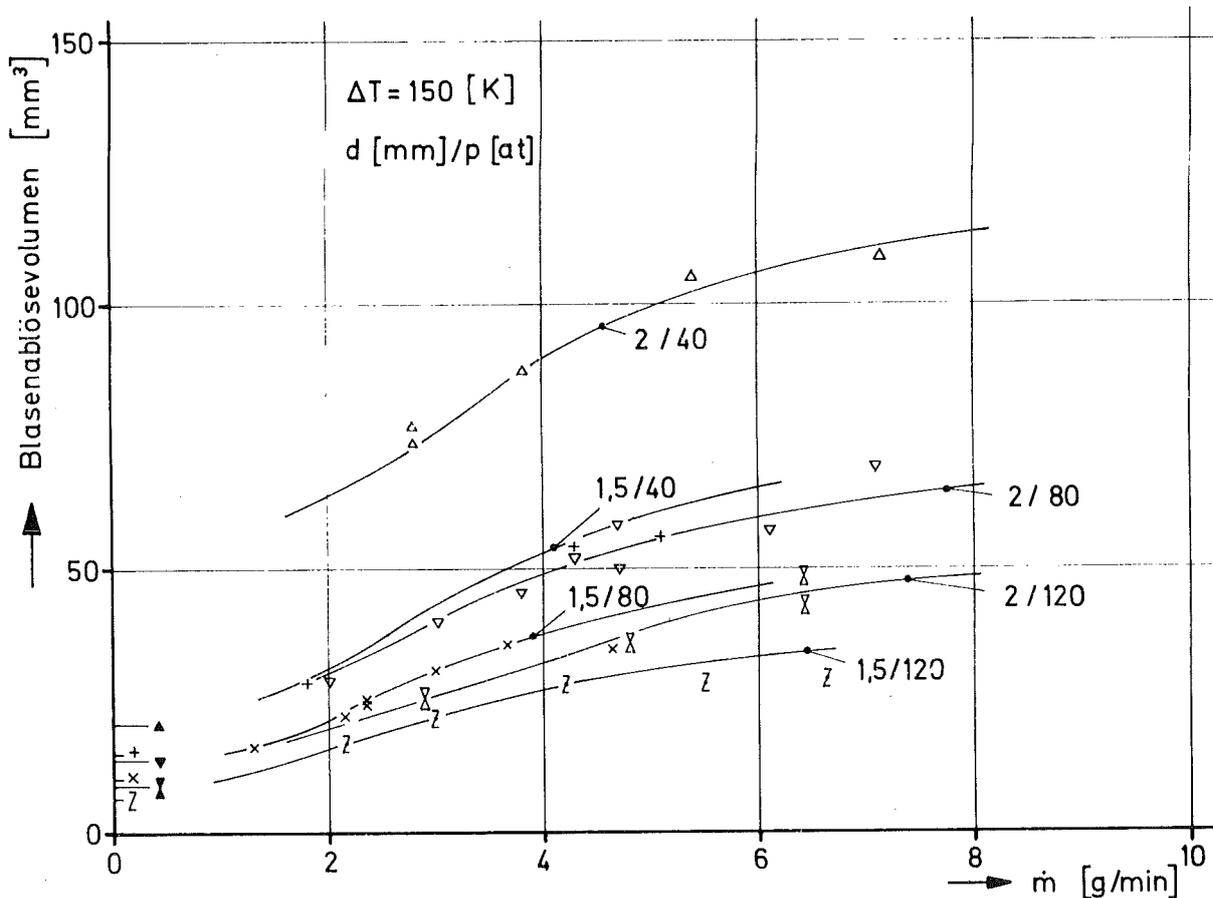


Abb. 11: Blasenablösevolumina, 1,5 und 2 mm \varnothing Düse

In Abb. 12 und 13 sind die Blasenoberflächen zum Zeitpunkt der Blasenablösung über dem Massenstrom aufgetragen. Es ist eine Zunahme der Blasenoberfläche mit wachsendem Massenstrom im experimentell betrachteten Bereich um den Faktor 2 festzustellen. Die bestehende Tendenz wird an Hand der Kurve für $p = 80$ at beschrieben. Bei kleinen Massenströmen durch die Düse ($\dot{m} = 2 \div 3$ g/min) werden nahezu konstante Blasenoberflächen gemessen. Man befindet

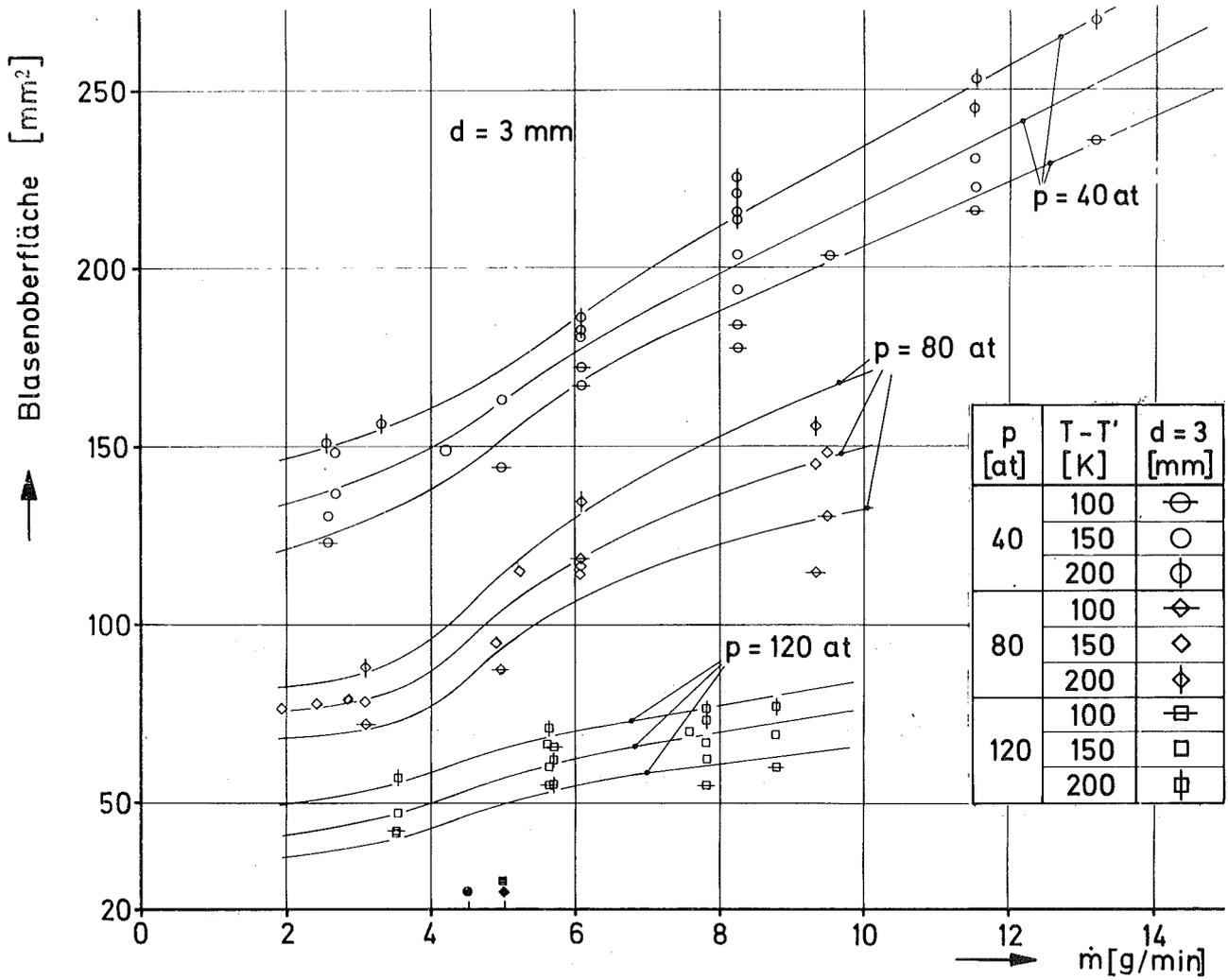


Abb. 12: Oberflächen der ablösenden Blasen, 3 mm Ø Düse

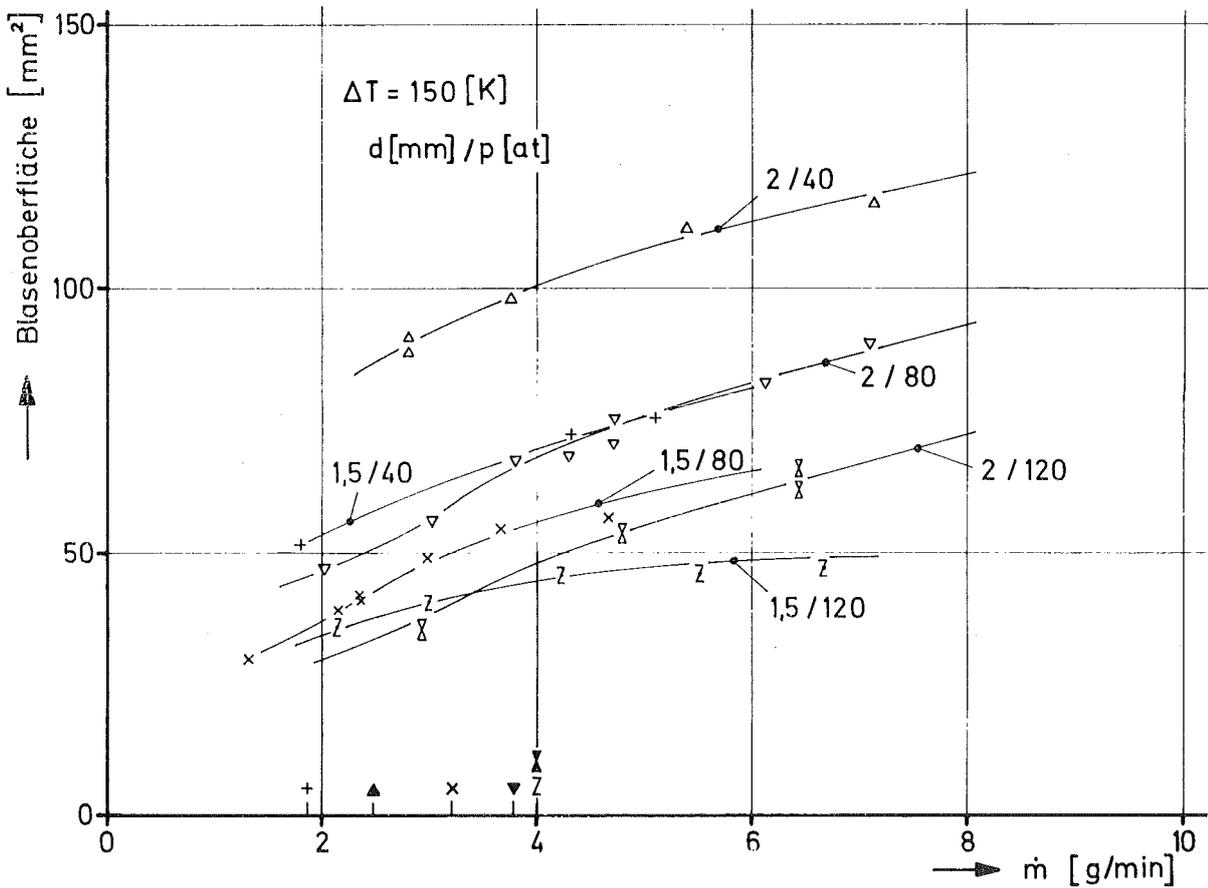


Abb. 13: Oberflächen der ablösenden Blasen, 1,5 und 2 mm Ø Düse

sich hier im Bereich der Begasung mit annähernd konstantem Blasen-
volumen. Im anschließenden Endbereich der stationären Blasenbildung
und im Übergangsbereich zur instationären Begasung zwischen
 $m = 4$ und 6 g/min ist bei der $3 \text{ mm } \varnothing$ Düse die Tendenz einer verstärk-
ten Zunahme der Blasenoberfläche zu sehen. Bis zum Erreichen der
Blasenketten wachsen die erzeugten Grenzflächen stetig an. Die auf
der Abszisse fett eingetragenen Symbole kennzeichnen die ungefähren
Werte der Massenströme, bei denen das Gebiet der stationären Blasen-
bildung verlassen wird.

Bei Verkleinerung des Düsenquerschnittes werden Blasen mit kleinerer
Oberfläche erzeugt. Darüberhinaus werden die Grenzen der Einzelblasen-
bildung und der Blasenketten bei geringeren Massendurchsätzen er-
reicht, weil die Abnahme der Blasengröße durch eine Zunahme der Bla-
senfolge ausgeglichen wird (Abb. 14, siehe nächste Seite). Dies führt
dazu, daß durch dichte Blasenfolge der Zustand der gegenseitigen Be-
einflussung oder Berührung früher erreicht wird. Für die Düse mit
dem kleinsten Querschnitt wird die stärkste Zunahme der Blasenbil-
dungsfrequenz bei steigendem Durchsatz gemessen. Es wird die Bildung
von max. 75 - 80 Blasen pro sec. beobachtet. Geringer Systemdruck er-
möglicht höhere Bildungsfrequenzen. Der Verlauf der Kurvenzüge für
die Düsen von 2 und 3 mm \varnothing deutet an, daß mit dem Annähern an den
Zustand der turbulenten Begasung eine bestimmte max. Bildungsfrequenz
erreicht wird; die Kurven flachen bei hohen Massendurchsätzen ab.
Die Tendenz einer über einen bestimmten kleinen Bereich annähernd
konstanten Frequenz kann ebenfalls vor dem Umschlag von der stati-
onären in die instationäre Blasenbildung beobachtet werden. Bei der
2 mm Düse liegt dieser Bereich bei einem Massenstrom um 3 g/min , bei
der 3 mm Düse um 4 g/min . In dieser Zone wird wachsender Massenstrom
in die Blase durch vermehrtes Blasenwachstum, d.h. durch größere Bla-
sen aufgenommen. Mit einer verstärkten Zunahme der mittleren Blasen-
frequenz wird der Zustand der instationären Begasung erreicht.

Abb. 15 zeigt für verschiedene Massenströme durch die Düse das Wach-
sen der Blasenoberfläche in Abhängigkeit von der Zeit. Die Werte
werden aus den Zeitdehneraufnahmen berechnet. Die Zeitschritte be-

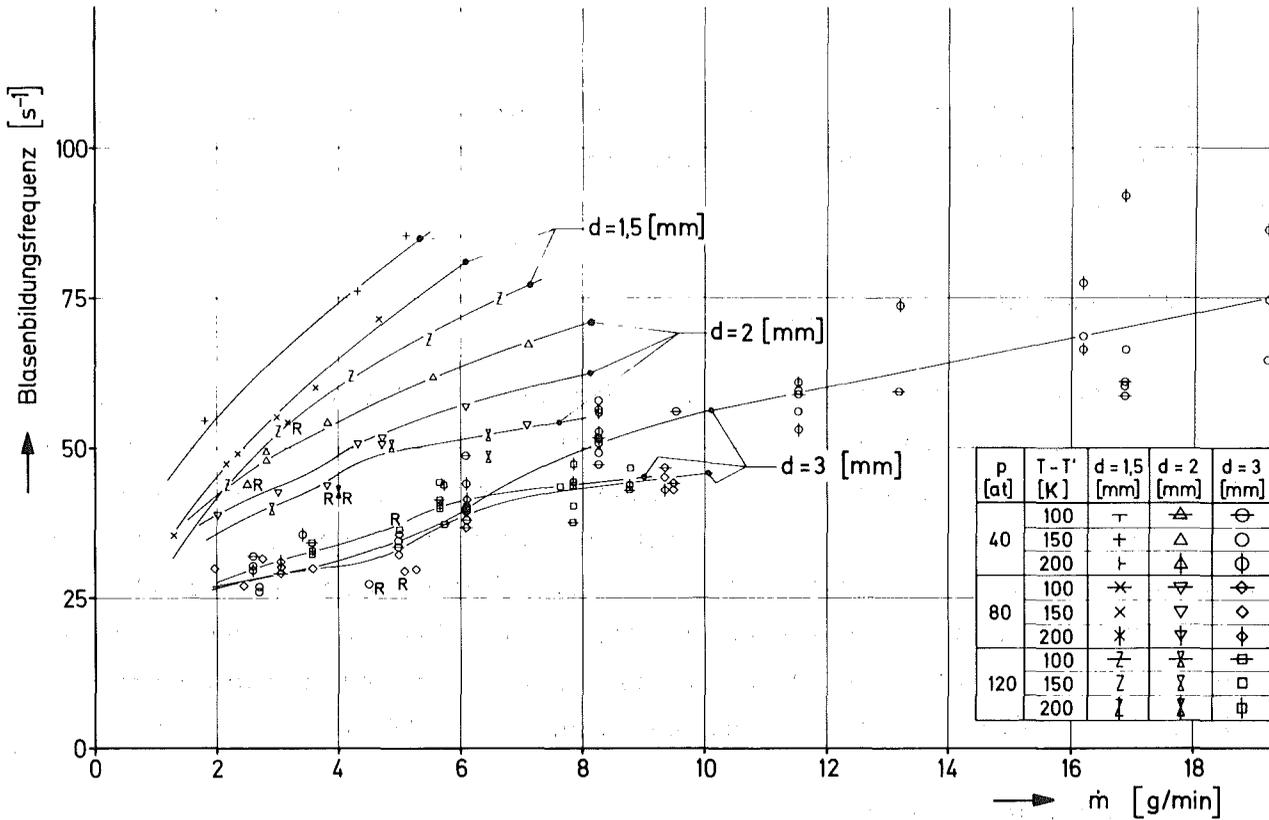


Abb. 14: Blasenbildungsfrequenzen

tragen dabei 3 - 4 ms. Zur Zeit $t = 0$ beginnt die Blase mit einer bereits vorhandenen über die Düsenmündung gespannten Restoberfläche der vorhergehenden Blase zu wachsen. Gegen Ende der Blasenbildung wird der Vorgang der Blasenablösung eingeleitet. Unter der Wirkung der Auftriebskräfte streckt sich der Blasen Hals, was ein verstärktes Oberflächenwachstum verursacht. Die Differenz dieser Grenzfläche zu der durch ein fettes Symbol gekennzeichneten Oberfläche der abgelösten Blase ist ungefähr die Ausgangsfläche der nachfolgenden Blase.

Die integralen Mittelwerte der

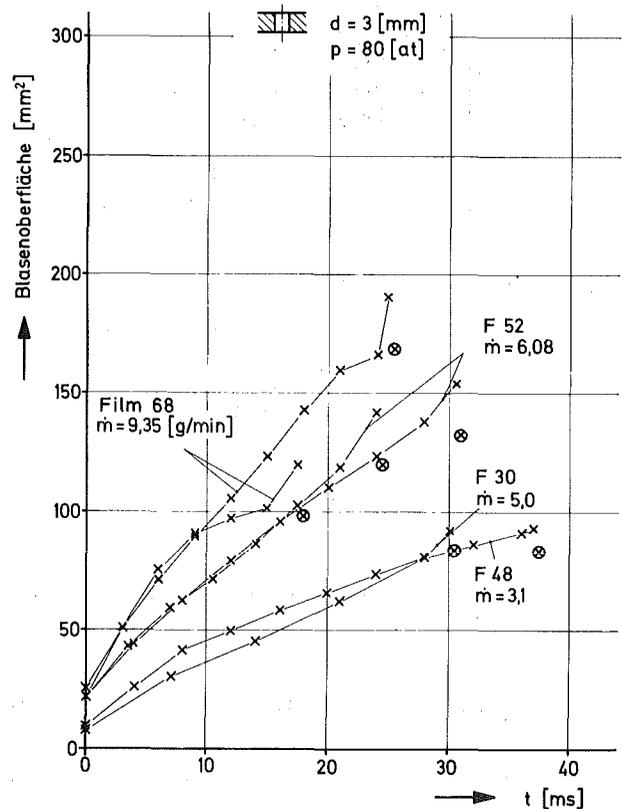


Abb. 15: Oberflächen während der Blasenbildung

zeitabhängigen Oberflächen während der Blasenbildung ergeben die für die Bestimmung des Wärmeüberganges erforderlichen mittleren Grenzflächen.

4.2 Ergebnisse der Temperaturmessung

Die Blasentemperatur wird durch das Messen der Temperaturdifferenz zwischen Dampf und Wasser bestimmt (siehe Abschnitt 3.2.2). Abb. 16 (siehe nächste Seite) zeigt drei typische Temperaturmeßschriebe. Aus solchen aufeinanderfolgenden Einzelmessungen wird eine mittlere Überhitzungstemperatur bestimmt. In Abb. 17 sind die gemittelten Temperaturen über dem Massenstrom durch eine Düse von 3 mm \varnothing aufgetragen. Parameter ist der Systemdruck; die Überhitzungstemperatur des Dampfes in der Vorkammer beträgt konstant 150 K.

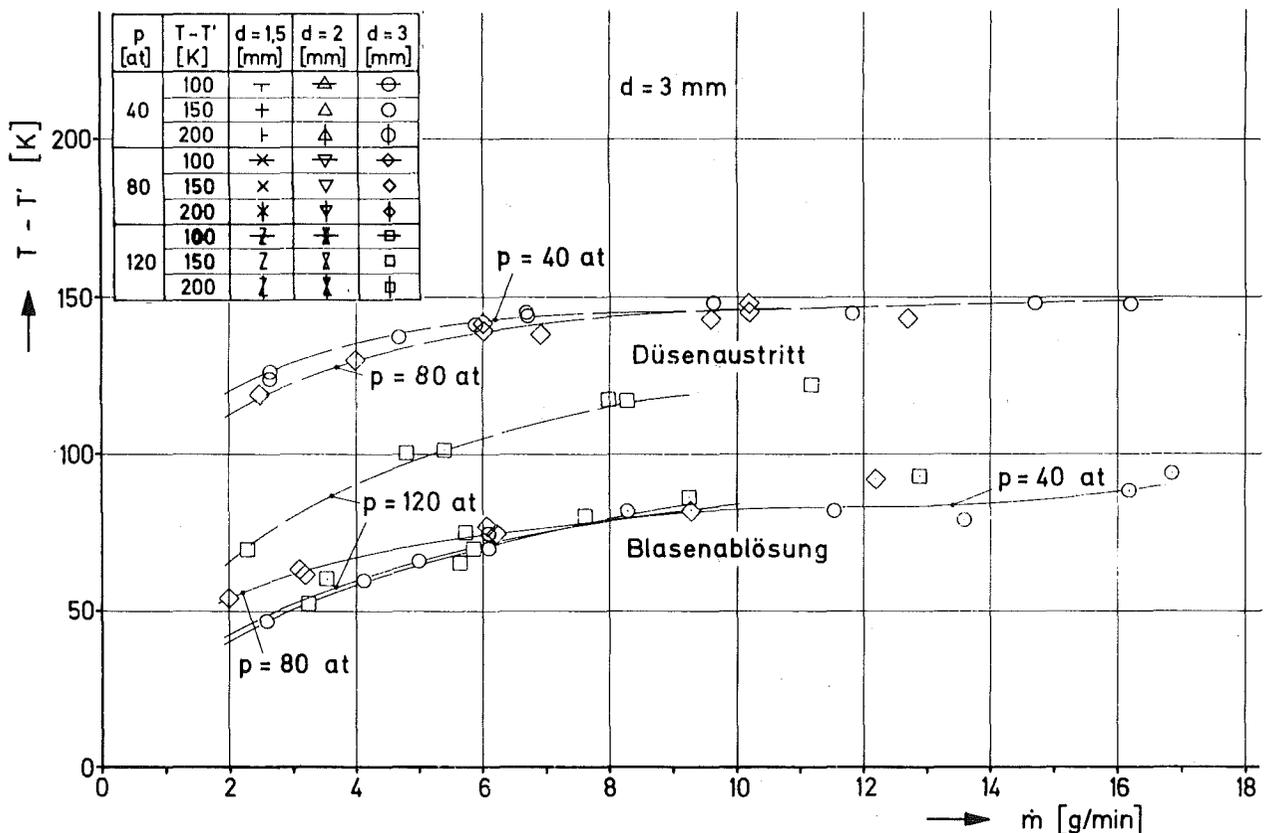


Abb. 17: Blasentemperaturen

Die unterbrochenen Kurvenzüge zeigen die Überhitzung des in die Blase einströmenden Dampfes; die Temperaturmeßstelle befindet sich

260

31

$p = 80 \text{ [at]} ; d = 3 \text{ [mm]} ; \dot{m} = 9,5 \text{ [g/min]}$

Wassertemperatur T'

Blase erreicht Thermoelement

Blase verläßt Thermoelement

$p = 120 \text{ [at]} ; d = 2 \text{ [mm]} ; \dot{m} = 4,82 \text{ [g/min]}$

$p = 80 \text{ [at]} ; d = 1,5 \text{ [mm]} ; \dot{m} = 3,65 \text{ [g/min]}$

Abb. 16: Temperaturmessung der Blasen

in der Querschnittsebene des Düsenaustrittes.- Die tiefer liegenden Kurvenzüge zeigen die Überhitzungstemperaturen der Blasen zum Zeitpunkt der Ablösung. Man sieht eine erhebliche Abkühlung des Frischdampfes beim Durchströmen der Düse bei geringen Massendurchsätzen. Bei einem Systemdruck von 120 at dringt während der Endphase des Blasenwachstums Wasser in den zylindrischen Teil der Düse vor. Dieser an der Düsenwand haftende Wasserfilm verdampft während der Dampfeinströmung in die nachfolgende Blase und führt dadurch zu der gemessenen beträchtlichen Enthitzung innerhalb der Düse. Mit wachsendem Massenstrom steigt die Temperatur der ablösenden Blasen, wie die durchgezogenen Kurven zeigen.

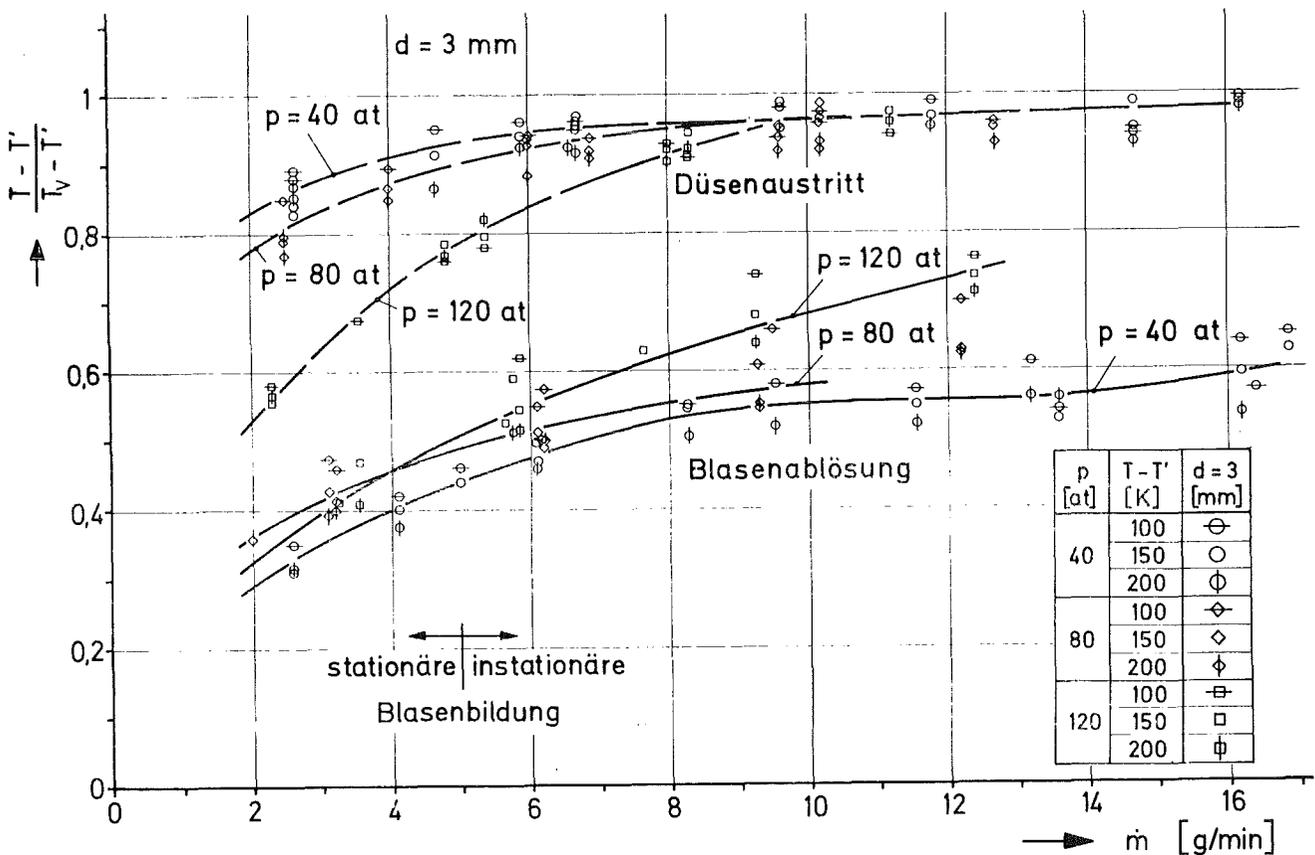


Abb. 18: dimensionslose Dampfüberhitzung

In Abb. 18 sind die mit der Dampfüberhitzung in der Vorkammer normierten Überhitzungstemperaturen über dem Massenstrom durch die 3 mm Ø Düse aufgetragen. Parameter ist der Systemdruck. Die unterbrochenen Kurven zeigen die normierten Dampfüberhitzungen am Düsenaustritt; die durchgezogenen Kurven die der ablösenden Blasen. Man sieht, daß unabhängig von der Überhitzung $T_0 - T'$ des in die

Düse eintretenden Dampfes, ein annähernd gleicher Enthitzungsgrad beim Durchströmen der Düsen und während der Blasenbildung erreicht wird. Während im Bereich der stationären Begasung deutlich über 60 % der Gesamtwärme zum Zeitpunkt der Blasenablösung getauscht ist, wird beim Erreichen der turbulenten Begasung weniger als 40 % der eingebrachten Energie während der Blasenbildung umgesetzt. Der hohe Prozentsatz der abgeführten Wärme bei geringen Massenströmen kommt durch die starke Abkühlung des Dampfes beim "langsamen" Durchströmen der Düsen zustande.

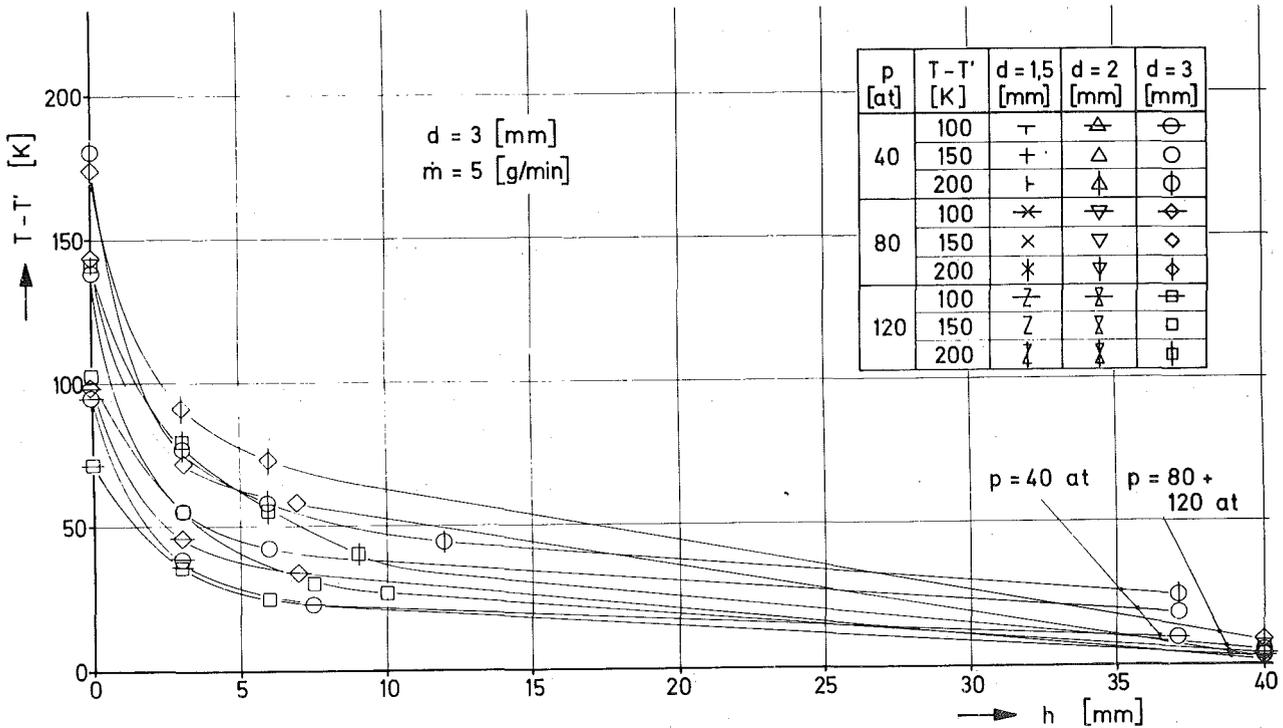


Abb. 19: Blasentemperaturen während des Aufstiegs

In Abb. 19 sind Überhitzungstemperaturen von Blasen über der Wegstrecke, die sie während ihres Aufsteigens durch das Wasser zurückgelegt haben, aufgetragen. Dieses Diagramm veranschaulicht deutlich die große Bedeutung der Wärmeübertragung während der Blasenbildung. Beim Abszissenwert $h = 3$ mm wird die Temperatur der ablösenden Blase gemessen. Befindet sich die Meßstelle etwa 5 mm oberhalb der Düsenplatte, so ist bereits der größte Teil der ursprünglichen Temperatur-

differenz abgebaut. Der durch die Düse in die Blase einströmende Dampf verursacht eine starke innere Turbulenz der Blase. Diese Turbulenz ist nach etwa 10 mm Blasenauftiegsstrecke nahezu abgebaut. Sie wird bis dahin durch die starke Bewegung der Blase infolge des Ablösevorganges erhalten. Mit dem Erreichen eines geordneten, stationären Blasenauftieges ist eine merkliche Verlangsamung des Temperaturabbaues zu beobachten.

5. Diskussion der Ergebnisse

5.1 Blasengröße und Blasenbildungsfrequenz

5.1.1 Oberfläche ablösender Blasen

Aus den Versuchen ist zu ersehen, daß Größe und Bildungsfrequenz der Blasen hauptsächlich beeinflusst werden durch den Systemdruck, den Massenstrom durch die Düse und durch den Düsendurchmesser. Für eine mathematische Lösung des Problems ist die Erfassung der dynamischen Kräfte erforderlich. Es erweist sich als schwierig, quantitativ die Dynamik des in die Blase einströmenden Dampfes zu erfassen. Ebenso schwierig ist die Angabe der instationären Wasserdynamik um die Blase. Beide Vorgänge, Dampf- und Wasserdynamik, sind aneinander gekoppelt und beeinflussen das Blasenwachstum und die Blasenablösung. Bisher können keine quantitativen Aussagen gemacht werden, da Messungen hierzu fehlen. Aus Tendenzen der Meßergebnisse und aus Betrachtungen der Zeitdehnerfilme ist es möglich, die qualitative Wirkung einzelner Kräfte auf die Blasenbildung abzulesen. Hier bietet sich die Anwendung der Ähnlichkeitsgesetze an. Diese führen zu einer Reduktion der Anzahl der in das Strömungsproblem eingehenden Parameter. Es entstehen Abhängigkeiten von ganzen Parametergruppen, den sog. Kennzahlen, wie J.Zierep [22] zeigt. Die Kenntnis der Oberfläche ist eine der Voraussetzungen für die Berechnung der Wärmeübertragung. Bei der Anwendung der Ähnlichkeitsgesetze wird angestrebt, eine Abhängigkeit zwischen den verschiedenen, beeinflussenden physikalischen Größen zu finden. Dazu sind zunächst die dimensionsbehafteten Größen, die bei dem Problem eingehen, zusammenzustellen. Als charakteristische geometrische Einflußgröße wird der

Düsendurchmesser d gewählt. Die Geschwindigkeit u ist durch den Massenstrom \dot{m} , den Düsendurchmesser d und die Dampfdichte ρ_0 gegeben. Die Temperaturdifferenz zwischen Dampf und Wasser ($T_0 - T'$) wird als charakteristische Temperatur eingeführt. Der Auftrieb wird durch die Schwerebeschleunigung g und den Dichteunterschied ($\rho' - \rho_0$) ausgedrückt. Mit dem Systemdruck p , der gleichzeitig die Wassertemperatur T' festlegt, dem Grenzflächenspannungsbeiwert σ , der Dampfzähigkeit η_0 und der spezifischen Wärme c_p des Dampfes erhält man 11 dimensionsbehaftete Größen, die sog. Q-Größen:

$$d, \dot{m}, g, T_0 - T', p, \rho_0, \eta_0, \sigma, c_p, \rho' - \rho_0, O$$

Die Festlegung der Basis erfolgt mit den vier mechanischen und thermodynamischen Basisgrößen des physikalischen Systems:

Masse m , Länge L , Zeit t und Temperatur T .

Die Dimensionsanalyse wird in Abschnitt 5.3.2 gemeinsam mit der Dimensionsanalyse für den Wärmeübergang durchgeführt. Man erhält die folgenden Kenngrößen, die mit äußeren Einflußgrößen gebildet sind:

$$\frac{\dot{m}}{\rho_0 d} = Re \quad ; \quad \frac{\dot{m}^2}{\sigma \rho_0 d^3} = We \quad ; \quad \frac{\dot{m}^2}{g \rho_0^2 d^3} = Fr \quad ; \quad \frac{p \rho_0 d^4}{\dot{m}^2} = Eu$$

$$\frac{\dot{m}}{d^4 c_p \rho_0^2 (T_0 - T')} = Ec \quad ; \quad \frac{\rho' - \rho_0}{\rho_0} \quad ; \quad \frac{O}{d^2}$$

Die ersten 4 Kenngrößen (Re , We , Fr , Eu) stellen Kräfteverhältnisse dar; die nächste Kenngröße (Ec) ist ein Energieverhältnis. Als weitere Kennzahlen treten auf: ein Dichteverhältnis zwischen Dampf und Wasser, sowie ein Geometrieverhältnis.

Die inneren Parameter sind von diesen Kennzahlen abhängig. Die Blasenoberfläche O , als abhängige Größe, tritt in der Kennzahl O/d^2 auf. Diese Kennzahl ist durch eine Funktion der übrigen, aus unabhängigen Einflußgrößen gebildeten, Kennzahlen auszudrücken.

$$O/d^2 = f (Re, We, Fr, Eu, Ec, \frac{\rho' - \rho_0}{\rho_0})$$

Die Dimensionsanalyse liefert nicht den funktionalen Zusammenhang zwischen den Kenngrößen. Zur Darstellung der Abhängigkeit der Kennzahl $0/d^2$ von den äußeren Kennzahlen wird die Auftragung im doppellogarithmischen Maßstab gewählt. Dabei zeigt sich, daß das Dichteverhältnis mit dem Exponent Null eingeht.

Die Ergebnisse lassen sich durch eine Gerade darstellen, wenn man den Ausdruck $\frac{Re^2 We^2 (0/d^2)^3}{Fr}$ über $\frac{\sqrt{Eu Ec}}{Re}$ aufträgt (Abb. 20, siehe nächste Seite).

Als Ergebnis der Auftragung erhält man folgende Beziehung:

$$0 = 1,913 \cdot 10^{-3} \cdot d^2 \left\{ \frac{Fr}{Re^2 \cdot We^2} \cdot \left[\frac{Re}{\sqrt{Eu \cdot Ec}} \right]^{5,35} \right\}^{1/3} \quad (2)$$

Diese Gleichung erfaßt die Versuchsergebnisse im dynamischen Blasenbildungsbereich mit den folgenden Parametern:

Systemdruck $p = 40, 80, 120$ at
Düsendurchmesser $d = 1,5; 2; 3$ mm
Dampfüberhitzung $T = 100, 150, 200$ K

Die Abweichungen der berechneten von den experimentellen Werten liegen unter 20 %. Bei dem Systemdruck von $p = 120$ at liegen für die 1,5 und 3 mm \emptyset Düse die Abweichungen bei 30 %. Offensichtlich sind die maßgebenden Einflußgrößen erfaßt. Es sind vornehmlich die Trägheits-, Kapillar- und Auftriebskräfte, die auf das Blasenabblöselvolumen von entscheidendem Einfluß sind. Das Produkt $(Eu \cdot Ec)$ ist unabhängig von Massenstrom und Düsendurchmesser und ändert sich nur gering im experimentell betrachteten Bereich. Im Zusammenwirken mit den anderen Kennzahlen erfolgt in diesem Produkt hauptsächlich die Anpassung unterschiedlicher Dampfüberhitzung.

5.1.2 Blasenbildungsfrequenz

Die Frequenz, mit der Blasen an Düsen gebildet werden, kennzeichnet eine pulsierende Strömung durch die Düse. Aus Abb. 14 ist zu entnehmen, daß ähnlich wie bei der Blasengröße, der Massenstrom durch die Düse, d.h. die kinetische Energie des in die Blase strömenden Dampfstrahles von Bedeutung ist. Die Koppelung an die Systemdrücke erfolgt dabei über die Dampfdichte. Steigender Systemdruck bewirkt durch zunehmende Dampfdichte bei gleichem Massenstrom eine Verringe-

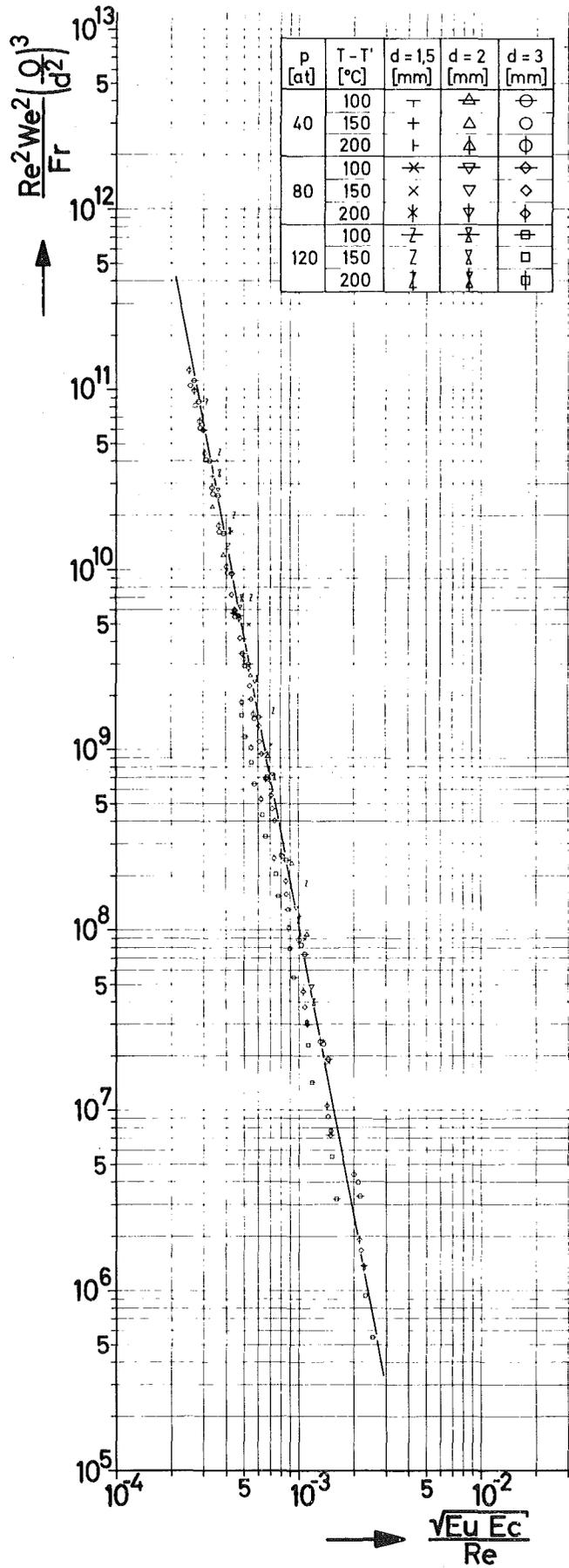


Abb. 20: dimensionslose Ablöseoberflächen

rung der Strömungsgeschwindigkeit und dadurch eine Abnahme an kinetischer Energie, was zu einer Abnahme der Bildungsfrequenz führt. Ein kleinerer Düsendurchmesser, d.h. eine Verringerung des freien Düsen-Querschnittes, verursacht eine Steigerung der Einströmgeschwindigkeit, und somit bezogen auf gleichen Massenstrom, eine erhebliche Zunahme der Bildungsfrequenz. Es sind demnach zunächst Massenstrom und Düsendurchmesser, die als dimensionsbehaftete Größen wirksam werden. Unter der Annahme kugelförmiger Blasen ist das Blasenvolumen V proportional $O^{3/2}$, wenn O die Blasenoberfläche ist. Des weiteren kann angenommen werden, daß das Volumen der Blase, trotz zunehmender Masse durch Verdampfen in die Blase, wegen der Temperaturabnahme und somit einer Abnahme des spezifischen Volumens, nahezu konstant bleibt. Das Volumen der von der Düse ablösenden Blase kann dann durch den Massenstrom \dot{m} durch die Düse, die Dampfdichte ρ_0 und die Blasenbildungsfrequenz f ausgedrückt werden: Mit $V \sim O^{3/2}$ erhält man die Beziehung zwischen Frequenz f und Blasenoberfläche O :

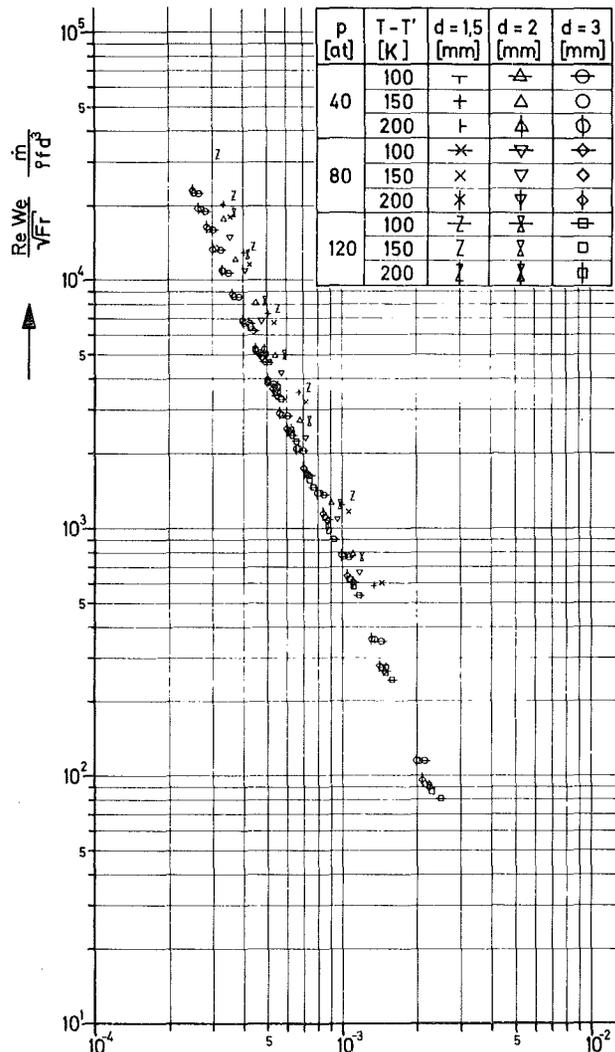
$$f \sim \frac{\dot{m}}{O^{3/2} \rho_0}$$

Die Oberfläche der ablösenden Blase ist in Abschnitt 5.1.1 als Funktion der Kenngrößen angegeben.

In Abb. 21 ist die Blasenoberfläche O durch die Beziehung für die Frequenz f ersetzt. Die Meßergebnisse streuen stärker als in Abb. 20; es ist ein schwacher Einfluß des Düsendurchmessers erkennbar. Dies ist durch unterschiedliche Abweichungen von der Kugelform verursacht. Kleinere Düsendurchmesser führen zur Bildung kleinerer Blasen, die zum Zeitpunkt der Ablösung verstärkt von der Kugelform abweichen.

Ein Auftragen der Form $\sqrt{\frac{d}{g}} \cdot f$ über Re ergibt in doppellogarithmischem Maßstab die gering-

Abb. 21: Blasenbildungsfrequenz unter der Annahme kugelförmiger Blasen



$\frac{\sqrt{Eu} Ec}{Re}$

sten Abweichungen der Ergebnisse von einer Geraden (Abb.22). Die Blasenbildungsfrequenz kann durch die Beziehung

$$f = 3,08 \cdot 10^{-2} \sqrt{\frac{g}{d}} \cdot Re^{0,426} \quad (3)$$

dargestellt werden. Dabei ist $\sqrt{\frac{g}{d}} f$ als eine, instationäre Strömungsvorgänge kennzeichnende Strouhal-Zahl zu interpretieren. Die Auswertung der Zeitdehnerfilme läßt keine Abhängigkeit der Bildungsfrequenz von der Überhitzungstemperatur erkennen. Die Reynoldszahl ist deshalb mit der Satttdampfzähigkeit gebildet. Die Abweichung der gemessenen Frequenzen von den aus Beziehung (3) erhaltenen Frequenzen beträgt weniger als 10 %.

Etwas größere Abweichungen im Bereich des Umschlagpunktes von der stationären in die instationäre Blasenbildung werden im Abschnitt 5.2.1 genauer angegeben.

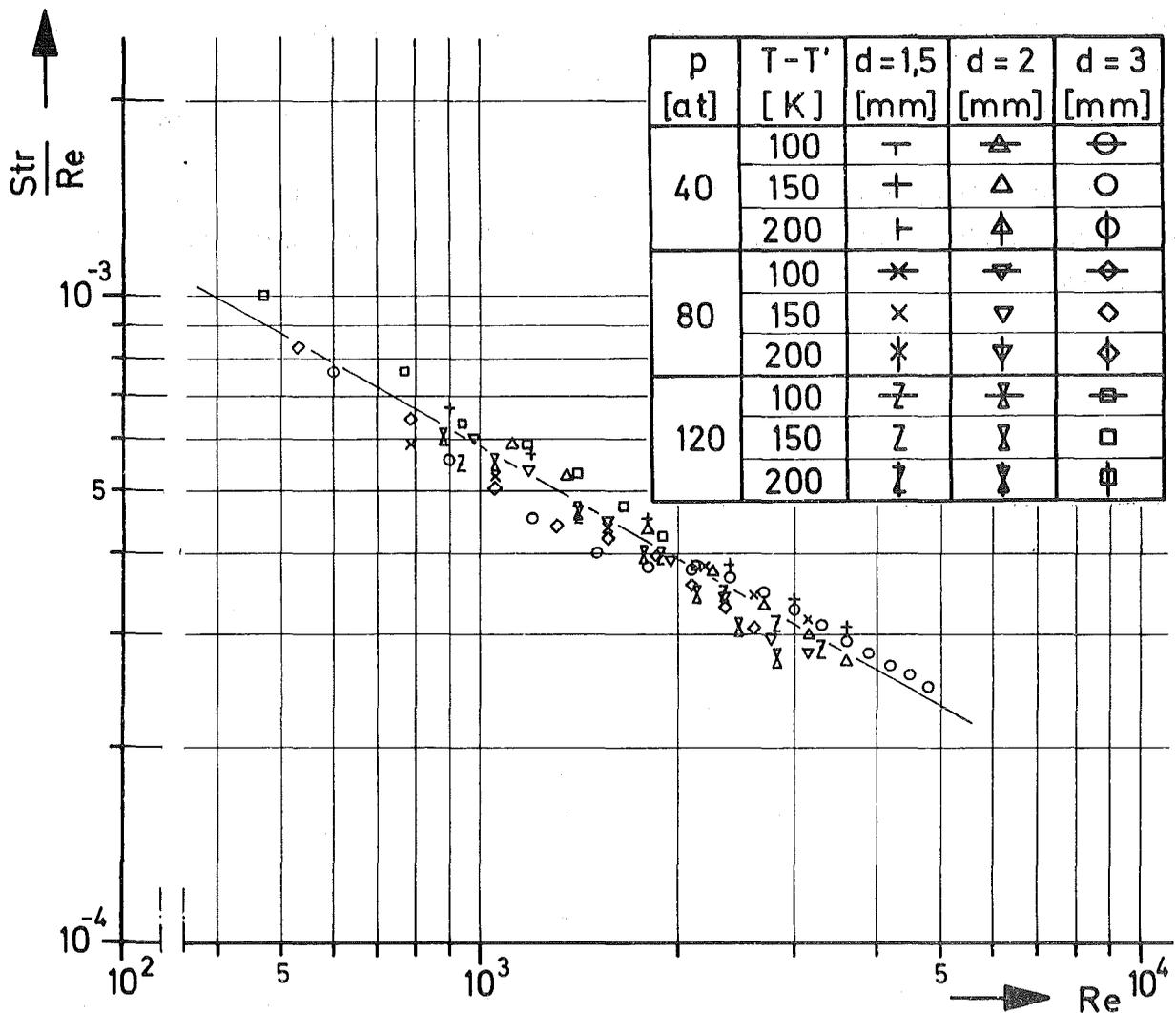


Abb. 22: dimensionslose Bildungsfrequenzen

5.2 Umschlag stationäre-instationäre Blasenbildung

5.2.1 Blaseneigenschwingung

Mit stationärer Blasenbildung ist derjenige Bereich der dynamischen Blasenbildung bezeichnet, in dem annähernd konstante Blasengrößen bei annähernd konstanter Bildungsfrequenz beobachtet werden. Bei der instationären Begasung werden bei einem anderen konstanten Betriebszustand ungleichmäßige Blasengrößen mit unterschiedlichen Bildungsfrequenzen gemessen. Bei konstantem Systemdruck und konstantem Düsendurchmesser werden diese Begasungszustände mit steigendem Massenstrom durch die Düse in der in Abschnitt 2.1 beschriebenen Reihenfolge durchlaufen. Im Bereich der instationären Blasenbildung wird eine Blasenvereinigung in unmittelbarer Düsennähe beobachtet. Da solcherart entstandene große Blasen die Flüssigkeit mit entsprechend geringen spezifischen Grenzflächen durchsteigen, ist dieser Umschlagspunkt in der Begasung für die Praxis von Bedeutung.

In der nachfolgenden Prinzipskizze ist der Verlauf der Oberfläche O und der Bildungsfrequenz f in Abhängigkeit vom Massenstrom \dot{m} wiedergegeben:

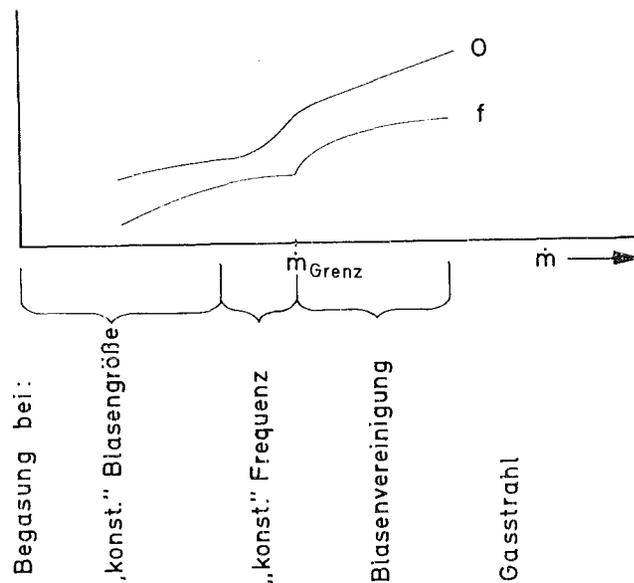


Abb. 23: Blasenoberfläche und Bildungsfrequenz in Abhängigkeit vom Massenstrom (schematisch)

Im Grenzgebiet der stationären Begasung beobachtet man mit Steigerung von \dot{m} eine Zunahme der Blasengröße bei annähernd konstanter Bildungsfrequenz. Mit dem Erreichen einer bestimmten Blasengröße beeinflußt die eben abgelöste Blase die Bildung der nachfolgenden an der Düse. Diese erreicht nicht die typische Blasenform, sondern wächst in langgestreckter Form schnell in die Höhe und dringt mit kleinerem Volumen nach kurzer Bildungszeit in die vom Ablösevorgang an der Unterseite konkav eingestülpte vorhergehende große Blase ein und verschmilzt mit dieser (Abb. 24, siehe nächste Seite). Nach einer kurzen Phase, in der die Vorkammer durch konstanten Massenstrom wieder aufgeladen wird, bildet sich bei langer Bildungszeit eine großvolumige Blase, die nach erfolgter Ablösung die Bildung der nachfolgenden Blase in der beschriebenen Weise beeinflußt. Die Ursache des periodischen Wechsels des Blasenvolumens und der Bildungsfrequenz kann mit der Lamb'schen Eigenschwingungsformel viskoser Kugeln erklärt werden. H. Lamb [23] gab im Jahre 1881 in einer Arbeit über Schwingungen viskoser Kugeln unter anderem die Lösung für Schwingungen eines Wassertropfens unter dem Einfluß der Oberflächenspannung an. Er vernachlässigte dabei die Gasdichte. Unter Einbeziehung der Gasdichte wird von H. Lamb [24] für den allgemeinen Fall der Schwingung eines kugelförmigen Körpers unter der Wirkung von Oberflächenspannungskräften die folgende Gleichung angegeben:

$$\omega^2 = n(n+1)(n-1)(n+2) \frac{\sigma}{[(n+1)\rho_1 + n\rho_2]r^3} \quad (4)$$

mit

ω = Kreisfrequenz

n = Eigenschwingungszahl

σ = Grenzflächenspannungskoeffizient

r = Kugelradius

ρ_1 = Dichte innerhalb der Kugel

ρ_2 = Dichte außerhalb der Kugel

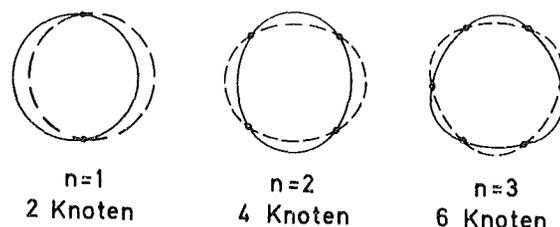


Abb. 25: Eigenschwingungsformen eines Kugelkörpers

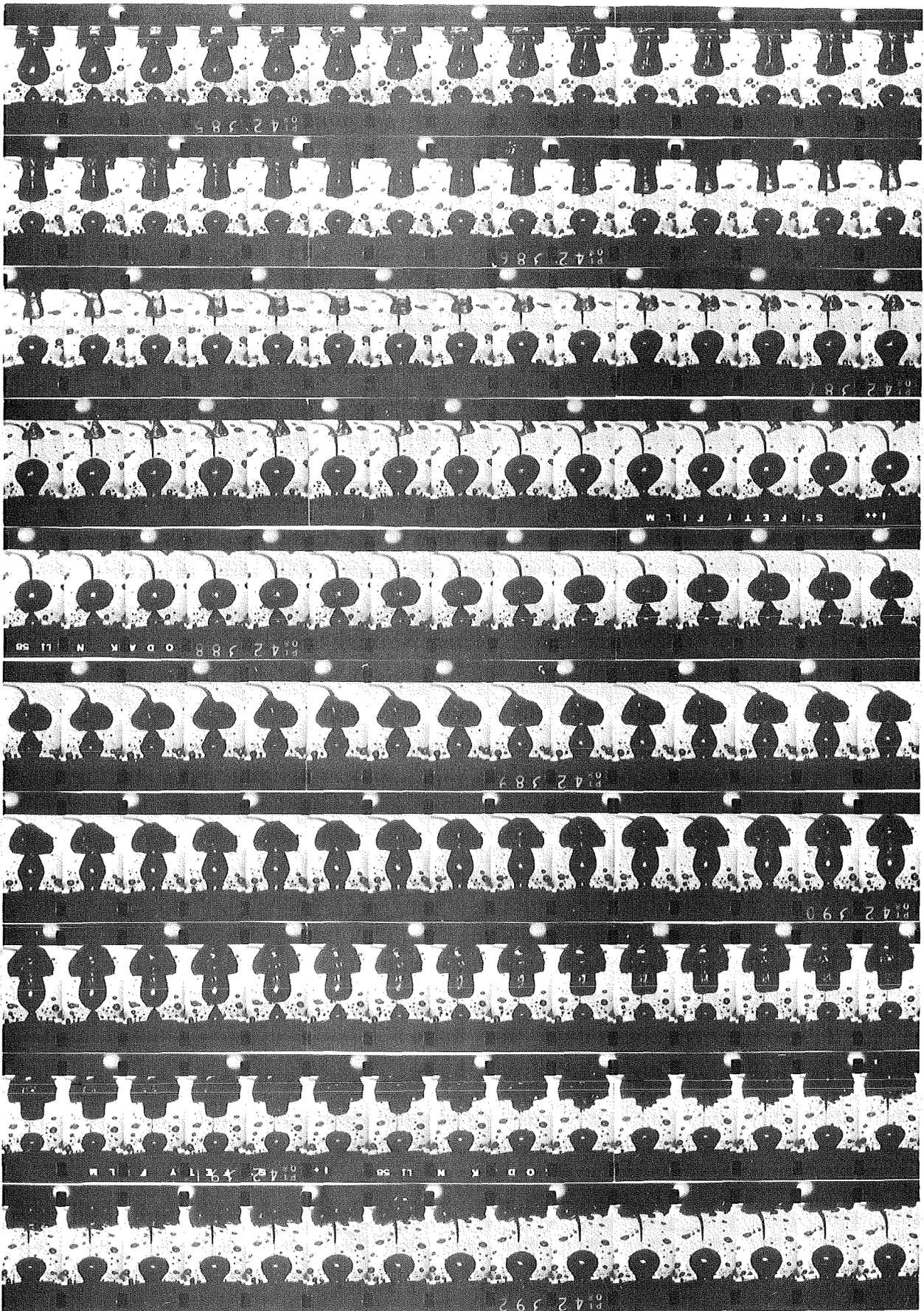


Abb. 24: Doppelblasenbildung

Bei kleinen Blasen ($d < 1$ mm), die während des Aufsteigens an einen Gegenstand, beispielsweise an einen Draht stoßen, werden Schwingungen der Form $n = 2$ beobachtet.

Die von der Düse abgelöste Blase wird durch den Ablösevorgang in der Eigenschwingung $n = 3$ angeregt. Die Frequenz der Eigenschwingung ist neben den physikalischen Größen, wie Grenzflächenspannungskoeffizient und Dichte der Medien, noch vom Blasenvolumen abhängig. Fällt nun für ein gebildetes Blasenvolumen die zugehörige Eigenfrequenz 3. Ordnung mit der Blasenbildungsfrequenz zusammen, so wird die Blase in ihrer Eigenfrequenz angeregt. Dies verursacht ein weites Überschwingen über die Gleichgewichtslage der Phasengrenze; in sehr kurzer Zeit durchdringt eine konkav gekrümmte Grenzfläche relativ großen Querschnittes nahezu vollständig das Blaseninnere in senkrecht nach oben gerichteter Bewegungsrichtung. Diese Kinetik verursacht in Nähe der Düsenplatte eine starke, nach oben gerichtete Wasserströmung, durch deren Sog die nachfolgende Blase aus der Vorkammer herausgesaugt und zur Verschmelzung getrieben wird (Zwillingsblase).

Eine quantitative Aussage wird durch folgendes Vorgehen gewonnen: Den Zeitdehnerfilmen sind zwei Einzelbeobachtungen zu entnehmen, die Bildungsfrequenz und das Ablösevolumen. Mit den Ablösevolumina werden unter der Annahme kugelförmiger Dampfblasen mit den sich aus den Betriebsdaten ergebenden physikalischen Größen für drei Ordnungszahlen ($n = 2, 3, 4$) die Eigenschwingungsfrequenzen nach der Lamb'schen Gleichung berechnet. Man erhält pro Einzelbeobachtung zwei Bildungsfrequenzen: eine aus den Zeitdehneraufnahmen bestimmte und eine aus den Ablösevolumina nach Gleichung (4) berechnete. Diese beiden Werte sind, wie die Beobachtungswerte (Bildungsfrequenz und Ablösevolumen), paarweise einander zuzuordnen. Für die Wertepaare wird ein Mittelwertvergleich im Sinne eines statistischen Prüfverfahrens nach R. Zurmühl [25] durchgeführt (siehe Anhang 7.3). Pro Messung werden auf diese Weise fünfzehn Einzelbeobachtungen ausgewertet, und unter der Voraussetzung, daß die Differenz zwischen gemessener und errechneter Frequenz normalverteilt ist, wird ein Mittelwert für die Frequenzabweichung gebildet.- Dieser Mittelwert ist für einige Versuchsparameter über dem Massenstrom durch die Düse

aufgetragen (Abb.26). Parameter in den Diagrammen sind die

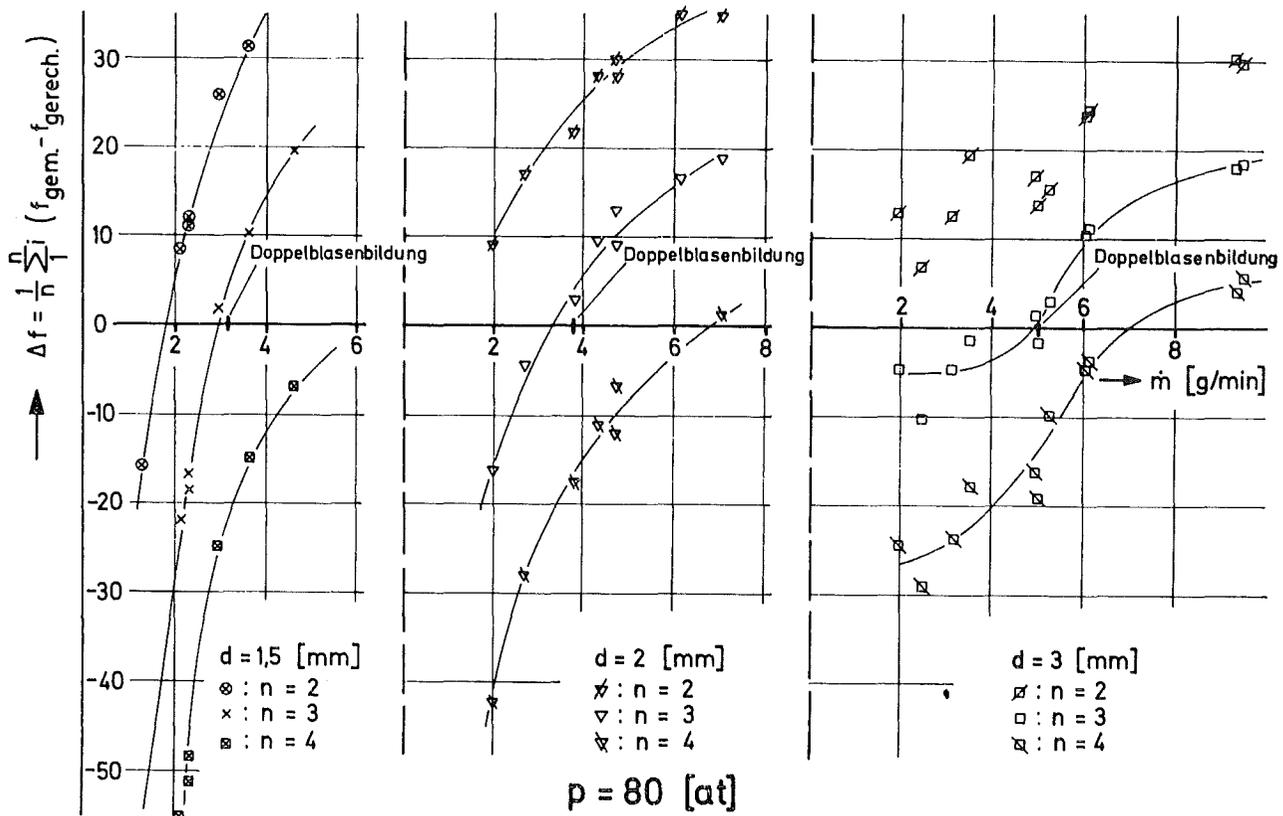


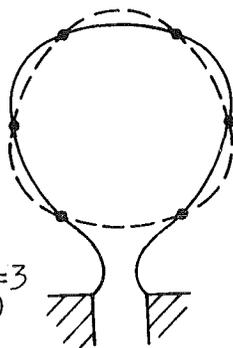
Abb. 26: Vergleich: Bildungsfrequenz - Eigenschwingungsfrequenz

Schwingungsharmonischen $n = 2, 3, 4$. Mit steigendem Massenstrom durch die Düse wächst die Größe der gebildeten Blase, die Eigenfrequenzen nehmen ab, die Blasenbildungsfrequenzen dagegen mit dem Massenstrom zu. Die bei kleinem Durchsatz durch die Düse negativen bzw. kleinen Differenzen ($f_{\text{Bildung}} - f_{\text{Eigen}}$) wachsen mit einer Durchsatzsteigerung zu positiven bzw. großen Werten an. Werden die Differenzen der Frequenzen zu Null, so stimmen Blasenbildungsfrequenz und Blaseneigenfrequenz überein. Es ist nun aus den Zeitdehnerfilmen, bei Massenströmen die nahe dem Nulldurchgang der Harmonischen $n = 2$ und $n = 4$ liegen, keine Beeinflussung der Blasenbildung festzustellen. Bei der in der 3. Harmonischen schwingenden Blase fällt dagegen der Nulldurchgang mit dem Einsetzen der Zwillingsblasenbildung zusammen, d.h. das Zusammenfallen der 3. Blaseneigenschwingung mit der Blasenbildungsfrequenz verursacht den Umschlag von der stationären zur instationären Blasenbildung, was sich in der Bildung von Doppel-

blasen äußert.

Die Erklärung für die Wirkung der 3. Harmonischen ist in der typischen Form der ablösenden Blase zu suchen. Die Aufwärtsbewegung der Blase führt bei zu Null werdendem Frischdampfzustrom durch die Düse zu einer geringen Abplattung des Blasenscheitels, der eingeschnürte Blasen Hals längt die Blase nach unten aus. Auf diese Weise wird eine Blasenform geschaffen, die der charakteristischen Schwingungsform für $n = 3$ nahekommt, so daß entsprechend der natürlichen Auslenkung eine Anregung für dieses schwingungsfähige System mit $n = 3$ erfolgt.

Abb. 27: Blasenform für Eigenschwingung $n=3$ (schematisch)



Die Anwendung der primär nur für den statischen Fall geltenden Lamb'schen Formel wird offenbar dadurch ermöglicht, daß an der stark eingeschnürten Blase bei praktisch fehlendem Gaszustrom durch die Düse die Änderungen der Phasengrenze unter dem Einfluß sich ändernden hydrostatischen Druckes durch beginnende Aufwärtsbewegung derart langsam verläuft, daß eine quasistatische Betrachtungsweise zulässig wird.

5.2.2 Frequenz im Umschlagpunkt stationärer - instationärer Blasenbildung

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, daß unmittelbar vor dem Übergang von der stationären in die instationäre Begasung Bildungsfrequenz und Blaseneigenschwingung in der 3. Harmonischen übereinstimmen. Dabei wird die abgelöste Blase kugelförmig angenommen. Deshalb wird im Folgenden für den Umschlagpunkt die Eigenfrequenz 3. Ordnung berechnet und mit den gemessenen Bildungsfrequenzen verglichen. Dabei werden für die Rechnung die experimentell

bestimmten Blasenoberflächen und die aus den Betriebsdaten ermittelten physikalischen Größen verwendet. Hierzu wird Gleichung (4) mit der Beziehung $\omega = 2\pi f$ umgeformt und die physikalischen Größen durch Kennzahlen der Ähnlichkeitsmechanik ersetzt. Man erhält die dimensionslose Frequenz f^* :

$$f^* = \frac{60}{\sqrt{\pi(1+\frac{3}{4}\frac{\rho'}{\rho})} \gamma^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{Fr}{We} \quad (5)$$

$$\text{mit } \frac{Fr}{We} = \frac{\sigma}{\rho g d^2} ; \gamma = \frac{O}{d^2} ; f^* = \frac{d}{g} f^2$$

Der statische Charakter dieser Gleichung ist in Übereinstimmung mit der Ausgangsgleichung erhalten, d.h. sie enthält keine Geschwindigkeiten. Der Einfluß unterschiedlicher Dampfüberhitzungen und Systemdrücke wird durch Oberflächen, Dichten und Grenzflächenspannungen ausgedrückt, unterschiedliche Düsen gehen mit dem Durchmesser ein.

In nachfolgender Tabelle sind die charakteristischen Werte zur Kennzeichnung des Umschlagpunktes in der Blasenbildung zusammengestellt.
Tabelle I: Blasenfrequenzen im Grenzbereich der Einzelblasenbildung

d [mm]	p [at]	ṁ [g/min]	O [mm ²]	T _{ab} - T' [K]	f _{Messung} [s ⁻¹]	f _{Rechnung} [s ⁻¹]
1,5	40	1,85	52	60	55	59
	80	3,2	50,5	72	56	53
	120	4,0	45,5	58	60	51
2	40	2,5	85,5	44,3	46	43
	80	3,8	66	56	44	42
	120	4,0	48	53	45	42
3	40	4,5	155,6	63	30	27
	80	5	104	71	32	30
	120	5	56	64	37	36

Die mit Gleichung (5) berechneten Frequenzen stimmen mit den gemessenen Frequenzen gut überein. Die geringfügige Abweichung zu durch-

weg kleineren Werten ist durch die Abweichung von der Kugelform zu erklären. Die deformierte Blasenoberfläche bewirkt, daß ein zu großes Kugelvolumen in die Beziehung eingesetzt wird und dadurch etwas kleinere Frequenzen berechnet werden. Das gleiche gilt für Abb. 26, in der die berechneten Nulldurchgänge bei etwas geringeren Massendurchsätzen liegen, als beim beobachteten Umschlag von der Einzelblasen- in die Zwillingsblasenbildung. Die durch die Ablösung verursachte Blasendeformation führt zur Berechnung geringfügig kleinerer Eigenfrequenzen. Durch das Auftragen der Differenz zwischen gemessenen und berechneten Frequenzen ist der Nulldurchgang zu etwas geringeren Massenströmen verschoben. Die berechneten Frequenzen sind in dem Diagramm (Abb. 14 mit einem R versehen) eingetragen und kennzeichnen die zu dem jeweiligen Massenstrom gehörigen kleinsten Bildungsfrequenzen bei größtem Blasenvolumen.

5.3 Energietransport

5.3.1 Wärmeübertragung während der Blasenbildung

Auf die Messung der Wassertemperatur kann verzichtet werden, wenn der Druck bekannt ist, und man annimmt, daß sich das Wasser im Sättigungszustand befindet. In nachfolgender Betrachtung soll zunächst geklärt werden, welchen Einfluß die Anwesenheit von Dampfblasen auf den Gleichgewichtszustand des Wassers hat. Dazu wird von einer Gleichgewichtsbetrachtung einer Dampfblase in Wasser ausgegangen, wie sie Gröber, Erk, Grigull [31] durchführen.

Die Blase befindet sich mit dem umgebenden Wasser im Gleichgewicht, wenn der Dampfdruck an der Phasengrenze p_D gleich dem Innendruck der Blase p_B ist.

$$p_D = p_B \quad (6)$$

Durch die Wirkung der Oberflächenspannung ist der Druck in der Blase p_B um $\frac{2\sigma}{R}$ größer als der Druck des umgebenden Wassers.

$$\Delta p_1 = p_B - p' = \frac{2\sigma}{R} \quad (7)$$

Der Dampfdruck der gekrümmten Oberfläche p_D ist nach Lord Kelvin um $\frac{2\sigma}{R} \frac{\rho''}{\rho' - \rho''}$ kleiner als der Sättigungsdruck der ebenen Oberfläche p_{∞}'' .

$$\Delta p_2 = p_{\infty}'' - p_D = \frac{2\sigma}{R} \frac{\rho''}{\rho' - \rho''} \quad (8)$$

Die Summe dieser beiden Partialdrücke $\Delta p_1 + \Delta p_2$ ergibt die erforderliche Dampfdruckerhöhung Δp , die aufgebracht werden muß, damit die Blase bestehen kann.

$$\Delta p = \Delta p_1 + \Delta p_2 = \frac{2\sigma}{R} \frac{\rho'}{\rho' - \rho''} \quad (9)$$

Diese Dampfdruckerhöhung wird durch eine Überhitzung der Flüssigkeit um den Betrag

$$\Delta T = \Delta p \left(\frac{dT}{dp} \right)_s \quad (10)$$

aufgebracht, dabei ist $\frac{dT}{dp}$ die Steigung der Dampfdruckkurve (Abb. 28).

Einen typischen Wert für die Wasserüberhitzung in den vorliegenden Untersuchungen erhält man für $p = 120$ at und einen kleinsten Blasendurchmesser $d = 2$ mm mit $\Delta T = 2 \cdot 10^{-4}$ K.

Für Systemdrücke $p < 120$ at nimmt der Wert ΔT ab, weil die Blasengröße und somit der Blasenradius stärker zunimmt als der Grenzflächenspannungsbeiwert. Für $p > 120$ at nimmt ΔT zunächst geringfügig zu, dann stetig ab, um im kritischen Punkt zu verschwinden.

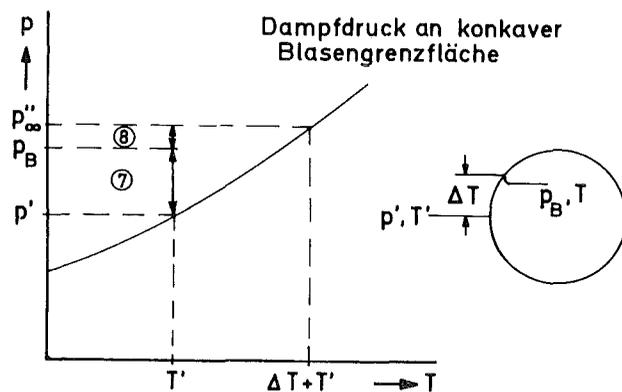


Abb. 28: Temperatur und Druck an der Phasengrenze einer Blase (schematisch)

Im vorliegenden Fall liegen die zum Phasengleichgewicht erforderlichen Wasserüberhitzungen in der Größenordnung von $10^{-5} \div 10^{-4}$ K. Bei der Begasung durch Düsen entstehen großvolumige Blasen, bei denen der Einfluß von Grenzflächenspannungen und Grenzflächenkrümmungen von untergeordneter Bedeutung ist, so daß der oben angenommene Sättigungszustand des Wassers zutrifft.

Die Experimente sind so geführt, daß überhitzter Dampf in Wasser eindispersiert, das sich im Sättigungszustand befindet. Dabei bilden sich überhitzte Blasen an einer Düse, wobei das Wachstum durch den Heißdampfstrom durch die Düse gegeben ist. Diese Phase besteht bis zur Ablösung. Auf Grund des bestehenden Temperaturgefälles zwischen dem überhitzten Dampf und dem gesättigten Wasser, fließt dem Wasser Wärme zu. Da das Wasser sich auf Sättigungstemperatur befindet, verdampft es an der Phasengrenze in die Blase. Der Übertragungswiderstand liegt in der Dampfphase, so daß hier von einem dampfseitigen Transport gesprochen werden kann.

Der Berechnung der Wärmeübergangszahlen während der Blasenbildung an Düsen liegen folgende Annahmen zu Grunde:

1. Im Innern der Blase herrscht die räumlich gleiche, zeitlich veränderliche Temperatur $T(t)$.
2. Das bestehende Temperaturgefälle zwischen Dampf und Wasser wird innerhalb einer dampfseitigen Grenzschicht abgebaut. Der Widerstand liegt demnach auf der Dampfseite.

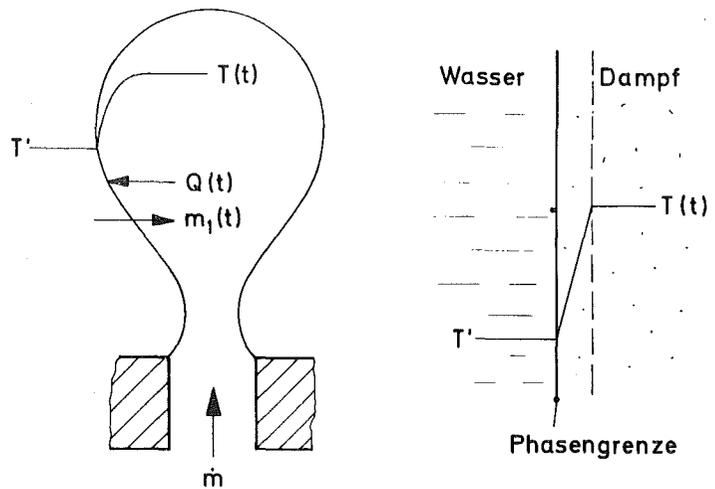


Abb. 29: Temperaturverlauf in der Blase (schematisch)

3. Das Wasser befindet sich auf Sättigungstemperatur; die geringe erforderliche Überhitzung der Phasengrenze ($T = 10^{-5} \div 10^{-4}$ K) kann vernachlässigt werden (siehe Abschnitt 5.3).

Mit diesen Annahmen wird eine über die Periode der Blasenbildung gemittelte Wärmeübergangszahl berechnet. Diesen mittleren Wärmeübergangskoeffizienten erhält man nach Gleichsetzen des der Phasengrenze zufließenden Wärmestromes q_1 mit der Abnahme der Dampfenthalpie des in die Blase eingebrachten Frischdampfstromes q_2 . Der

Wärmestrom, der der Phasengrenze zufließt, wird mit einer über die Bildungszeit gemittelten Blasenoberfläche \bar{O} und einer logarithmisch gemittelten Temperaturdifferenz zwischen der Überhitzung des einströmenden Frischdampfes und der ablösenden Blase gebildet (siehe Abschnitt 7.4):

$$q_1 = \alpha \cdot \bar{O} \cdot \frac{(T_o - T') - (T_{Ab} - T')}{\ln \frac{T_o - T'}{T_{Ab} - T'}} \quad (11)$$

Die Abnahme der Enthalpie des in die Blase eingebrachten Frischdampfstromes ist

$$q_2 = \dot{m} \cdot c_p (T_o - T_{Ab}) \quad (12)$$

Durch Gleichsetzen erhält man die mittlere Wärmeübergangszahl während der Blasenbildung an Düsen:

$$\alpha = \frac{\dot{m} \cdot c_p}{\bar{O}} \cdot \ln \frac{T_o - T'}{T_{Ab} - T'} \quad (13)$$

In dieser Gleichung sind auf der rechten Seite alle Größen bekannt:

- \dot{m} = Dampfdurchsatz durch die Düse
- \bar{O} = mittlere Oberfläche der sich bildenden Blase
- T_o = Dampftemperatur am Düsenaustritt
- T_{Ab} = Temperatur der ablösenden Blase
- c_p = mittlere spezifische Wärme zwischen T_o und T_{Ab}

Die in Gleichung (13) angegebene Wärmeübergangszahl ist gebildet mit dem Logarithmus des Quotienten des am Beginn und Ende der Blasenbildung zwischen Dampf und Wasser anstehenden Temperaturgefälles. Sie ist als Proportionalitätsfaktor für den Wärmestrom aus der Blase an die Phasengrenze anzusehen. Dieser Wärmestrom verursacht die Verdampfung von Wasser in die Blase und das Anheben des Dampfes auf das der Blase entsprechende Temperaturniveau.

Der solcherart definierte Übertragungskoeffizient ist in Abb. 30 über der Reynoldszahl aufgetragen (siehe nächste Seite). Die Stoffwerte der Re-Zahl sind auf den Systemdruck und die Dampftemperatur am Düsenaustritt bezogen. Als charakteristische Länge ist der Düsendurchmesser eingeführt. Parameter sind der Düsendurchmesser und der System-

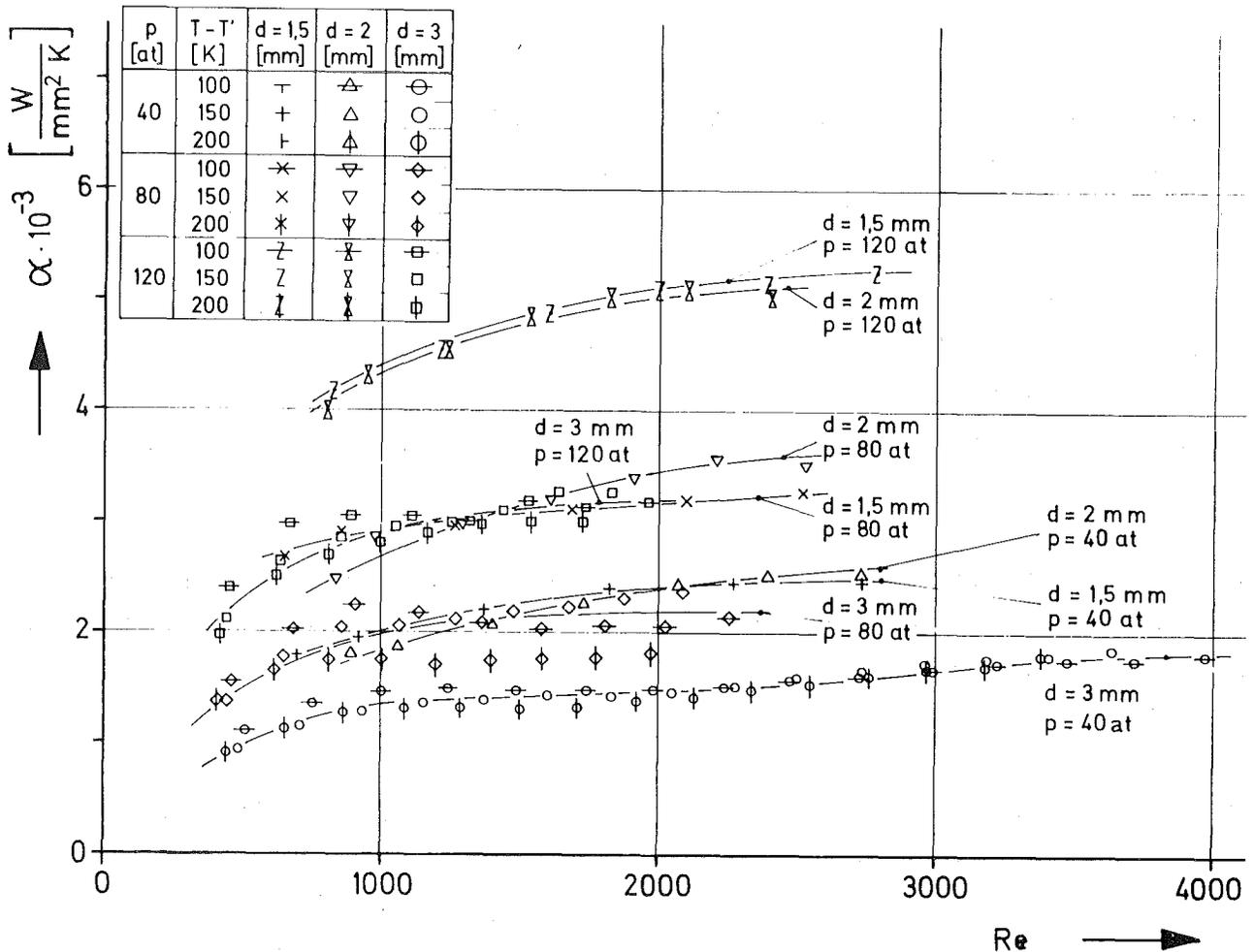


Abb. 30: Wärmeübergangszahl

druck.- Eine Steigerung des Systemdruckes von 40 at über 80 at auf 120 at führt zu einer Zunahme der Wärmeübergangszahlen, die wie folgt erklärt werden kann:

Mit steigendem Systemdruck nimmt die Verdampfungswärme ab. Dem Wasser muß zum Übergang in Dampfform weniger Energie zugeführt werden. Bei gegebenem Wärmewiderstand und Zeitintervall kann somit mehr Wasser verdampft werden. Gleichzeitig nimmt die kinematische Zähigkeit ν ab. Dadurch vermindert sich die Stärke der Grenzschicht, die die Barriere für den Wärmetausch darstellt. Da die Wärmeleitfähigkeit λ mit dem Druck zunimmt, führt das zu einer Steigerung der Wärmeübergangszahlen; das verdampfte Wasser wird schneller auf die mittlere Blasentemperatur angehoben.

Eine Veränderung der Überhitzungstemperatur des Frischdampfes bei konstantem Systemdruck hat dagegen keinen ausgeprägten Einfluß auf die Wärmeübertragung. Mit steigender Dampftemperatur wächst

sowohl die Wärmeleitfähigkeit als auch die Zähigkeit. Zunehmende Zähigkeit aber führt zu einer wachsenden Grenzschichtdicke, so daß der Einfluß der verbesserten Wärmeleitfähigkeit aufgehoben wird. Die Wärmeübergangszahlen steigen mit dem Massenstrom durch die Düse an. Bei $Re \approx 1300$ wird bei den betrachteten Systemdrücken der Übergang von der stationären in die instationäre Begasung beobachtet. Im instationären Gebiet wächst der Übertragungskoeffizient nur noch sehr langsam, woraus zu schließen ist, daß die Turbulenz innerhalb der Blasen nicht wesentlich gesteigert werden kann.

Es ist ferner die Tendenz festzustellen, daß kleinere Düsen, bei denen bei kurzen Bildungszeiten kleine Blasen volumina erzeugt werden, durch höhere Wärmeübergangszahlen gekennzeichnet sind (vergl. dazu Tabelle II).

Tabelle II: Wärmeübergangszahlen im Grenzbereich der Einzelblasenbildung

d	p	\dot{m}	Re_G	α
[mm]	[at]	[g/min]	-	[W/cm ² K]
1,5	40	1,85	900	0,2
	80	3,2	1300	0,3
	120	4,0	1600	0,6
2	40	2,5	900	0,18
	80	3,8	1200	0,3
	120	4,0	1600	0,58
3	40	4,5	1050	0,13
	80	5	1050	0,2
	120	5	1050	0,29

5.3.2 Dimensionslose Darstellung der Wärmeübergangszahlen

Durch Ähnlichkeitsmechanische Betrachtungen wird eine Verallgemeinerung der Versuchsergebnisse mit Hilfe geeigneter Übertragungsregeln angestrebt. Die von dem Betriebszustand bestimmten, sog. unabhängigen Größen wurden bereits in Abschnitt 5.1.1 aufgezählt. Die Wärmeübertragung ist auf Grenzflächen und Temperaturunterschiede bezogen. Somit kommt zu der vom System beeinflussten Blasenoberfläche O

die Überhitzungstemperatur der ablösenden Blasen ($T_{Ab} - T'$) als weitere sog. abhängige Q-Größe hinzu. Man erhält die folgende Dimensionsmatrix:

	$T_0 - T'$	d	\dot{m}	g	p	ρ_0	η_0	σ	c_p	$\rho' - \rho_0$	λ	0	$T_{Ab} - T'$
L	0	1	0	1	-1	-3	-1	0	2	-3	1	2	0
m	0	0	1	0	1	1	1	1	0	1	1	0	0
t	0	0	-1	-2	-2	0	-1	-2	-2	0	-3	0	0
T	1	0	0	0	0	0	0	0	-1	0	-1	0	1

unabhängige Größen \longleftrightarrow abhängige

Die Matrix hat den Rang $r = 4$ und $n = 13$ Q-Größen. Daraus folgen $n - r = 9$ dimensionslose π -Größen:

$$\begin{aligned} \pi_1 &= \frac{\dot{m}}{d \cdot \eta_0} = Re & \pi_6 &= \frac{\rho' - \rho_0}{\rho_0} \\ \pi_2 &= \frac{\dot{m}^2}{d^3 \sigma \rho_0} = We & \pi_7 &= \frac{\dot{m} c_p}{\lambda \cdot d} = Pe \\ \pi_3 &= \frac{\dot{m}^2}{g d^5 \rho_0} = Fr & \pi_8 &= \frac{T_0 - T'}{T_{Ab} - T'} \\ \pi_4 &= \frac{\rho \rho_0 d^4}{\dot{m}^2} = Eu & \pi_9 &= \frac{0}{d^2} \\ \pi_5 &= \frac{\dot{m}^2}{d^4 c_p \rho_0^2 (T_0 - T')} = Ec \end{aligned}$$

Die π_1, π_2 bis π_7 Größen sind aus unabhängigen Q-Größen gebildete Kennzahlen. Die π_8 und π_9 Größen enthalten abhängige Q-Größen. Diese beiden Kennzahlen sind als Funktion der übrigen Kennzahlen auszudrücken.

Die Oberfläche liegt bereits als Funktion der äußeren Parameter in der Form $\pi_9 = f(\pi_1, \pi_2, \pi_3, \pi_4, \pi_5, \pi_6)$ vor (vergl. Gleichung (2)). Das Temperaturverhältnis ist mit der abhängigen Einflußgröße ($T_{Ab} - T'$) gebildet und somit als Funktion der äußeren Kennzahlen auszudrücken:

$\pi_8 = f(\pi_1, \pi_2 \text{ bis } \pi_7)$. Die π_7 -Größe wird durch das Einbeziehen einer für den Wärmeübergang wichtigen Einflußgröße, nämlich die Wärmeleitfähigkeit λ , gewonnen. Diese Kenngröße wird als Péclet-Zahl bezeichnet. Sie ist als Verhältnis zwischen dem massengebundenen Enthalpiestrom in die Blase und dem Wärmestrom durch Leitung in der Blase aufzufassen. Zur Darstellung der Wärmeübergangszahlen in di-

mensionsloser Form ist eine Kombination der beiden inneren Kennzahlen erforderlich, die wiederum von den mit äußeren Parametern gebildeten Kennzahlen abhängen: $\pi_8, \pi_9 = f(\pi_1, \pi_2 \text{ bis } \pi_7)$. Zur Erlangung einer Nusselt-Zahl wird folgende Kombination verwendet:

$$Nu = \sqrt{\frac{\pi_3}{\pi_2 \cdot \pi_6}} \cdot \frac{\pi_7}{0,7 \cdot \pi_9} \cdot \ln \pi_8 = \frac{b m c_p}{\lambda \cdot 0,7 \cdot 0} \cdot \ln \frac{T_b - T'}{T_b - T'}$$

$$Nu = \frac{\alpha \cdot b}{\lambda} \quad (14)$$

Die Nusselt-Zahl ist das Verhältnis der Wärmestromdichten, die durch Wärmeübergang und Wärmeleitung auftreten. Als geometrische Länge dient hier die Laplace-Konstante. Diese Größe verknüpft die Grenzflächenspannung mit dem Auftrieb und steht mit der Dimension einer Länge für eine charakteristische Abmessung der Blase. Sie besitzt die gleiche druckabhängige Tendenz wie die Blasengröße: hoher Systemdruck führt zur Bildung kleiner Blasen und ebenfalls zu einem kleinen Wert der Laplace-Konstanten. In Abb. 31 ist die dimensionslose Wärmeübergangszahl über der Re-Zahl aufgetragen. Innerhalb einer recht großen Streubreite lassen sich die Parameter Systemdruck und Heißdampfüberhitzung auf den Düsendurchmesser bezogen mit jeweils einem Kurvenzug abbilden. Der Einfluß der Düsengeometrie tritt deutlich hervor.

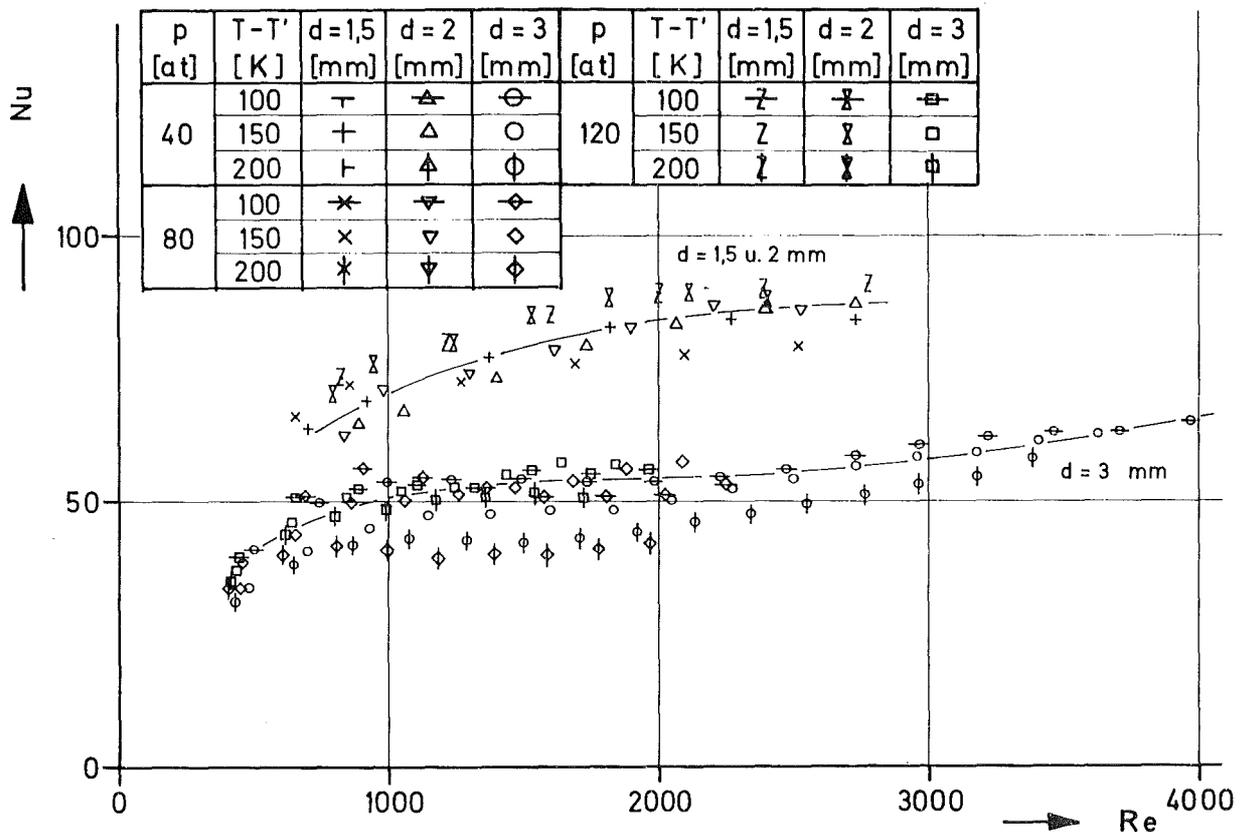


Abb. 31: dimensionslose Wärmeübergangszahl

Durch eine weiterführende Kombination der Kenngrößen erhält man eine einheitlichere Darstellung der Meßergebnisse. Dividiert man die Nu-Zahl durch die Pe-Zahl, so ergibt sich die Stanton-Zahl.

$$\frac{\alpha b d}{\dot{m} c_p} = St \quad (15)$$

In Abb. 32 sind für die 1,5; 2; 3 mm Ø Düsen die Stanton-Zahlen über der Re-Zahl aufgetragen. Die Abnahme der St-Zahl mit steigender Re-Zahl besagt, daß der mit einer Steigerung des Massendurchsatzes verbundene größere, eingebrachte Enthalpiestrom nicht durch erhöhte Wärmeübertragung ausgeglichen werden kann. Die verbleibende Überhitzung in der Blase steigt mit dem Durchsatz durch die Düse. Während die Daten der 1,5 mm Ø Düse nur geringfügig über denen der 2 mm Ø Düse liegen, wird der Abstand

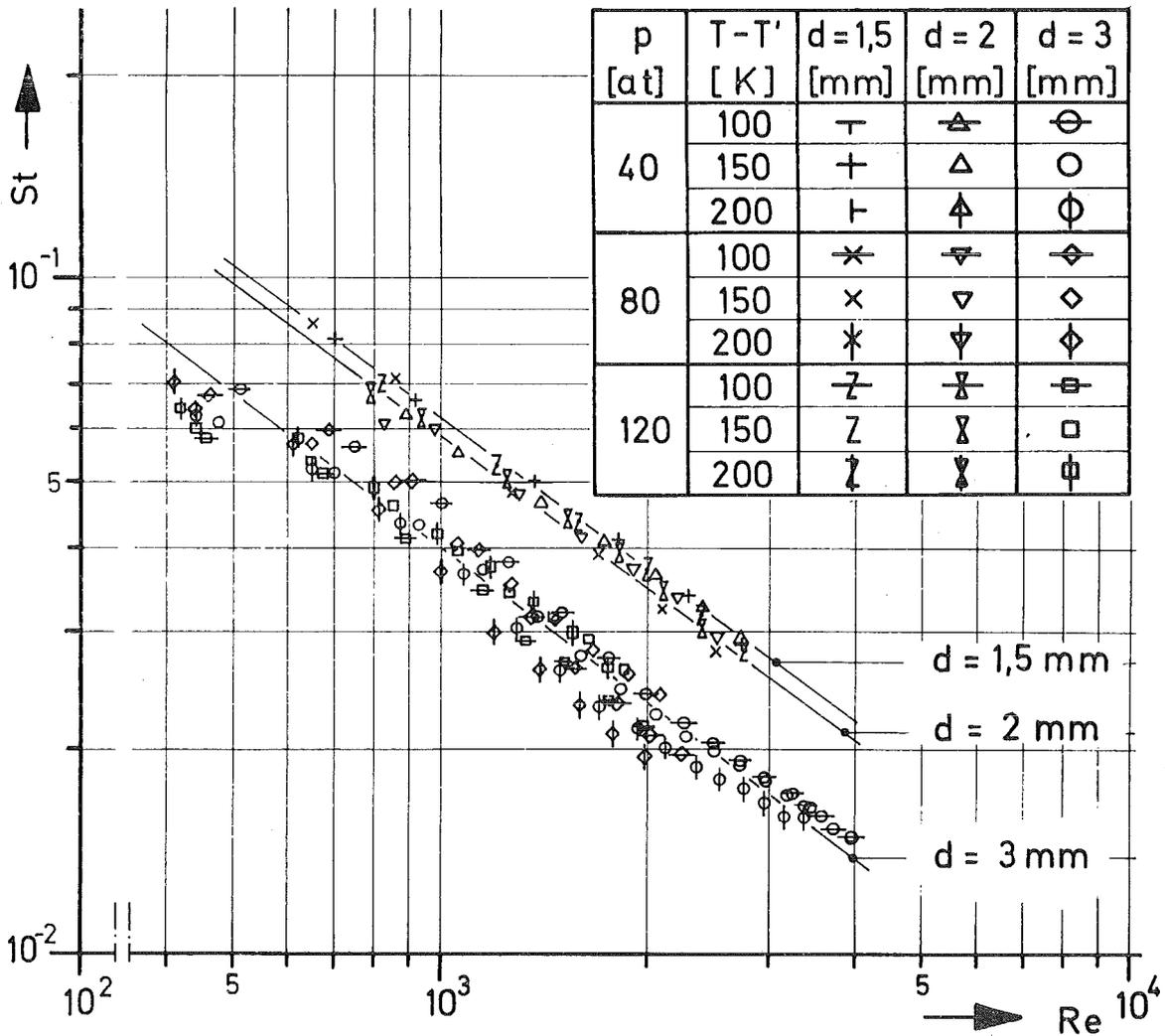


Abb. 32: dimensionsloser Übertragungskoeffizient

zur 3 mm Ø Düse recht erheblich; die Stanton-Zahlen liegen um rund 30 % tiefer. Bei kleinen Düsen wird bei gleichem Düsenmassendurchsatz eine höhere Bildungsfrequenz als bei großen Düsen beobachtet (Abb. 14). Das Blasenwachstum vollzieht sich schneller, wodurch eine Verbesserung der Wärmeübertragung erzielt wird.

Die Interpolationsformel für die Wärmeübergangszahlen aus den experimentellen Daten in Abb. 32 hat die allgemeine Form:

$$\alpha = B \cdot \frac{\dot{m} c_p}{b \cdot d} \cdot \text{Re}^M \quad (16)$$

Dabei erhält man für die Steigung $M = -0,766$. Die Ordinatenabschnitte B ergeben sich für:

d (mm)	zu B
1,5	12
2	11
3	8

Mit diesen Werten können die in den betrachteten Druck- und Temperaturbereichen gemessenen Wärmeübergangszahlen mit einer Abweichung innerhalb 15 %, bei einigen Messungen innerhalb 20 %, reproduziert werden.

5.4 Gültigkeitsbereiche

Im folgenden sollen für die gewonnenen Ergebnisse unter Einbeziehung von weiteren Versuchspunkten, die bisher nicht berücksichtigt wurden, Gültigkeitsbereiche abgeschätzt werden.

Für die Oberfläche O der an Düsen ablösenden Blasen und für die Wärmeübergangszahlen während der Blasenbildung konnten durch Anwendung der Ähnlichkeitsgesetze bei der Variation von Massenstrom, Systemdruck, Düsendurchmesser und Dampfüberhitzung die folgenden Ausdrücke gewonnen werden:

$$O = 1,913 \cdot 10^{-3} \cdot d^2 \left\{ \frac{\text{Fr}}{\text{Re}^2 \text{We}^2} \left[\frac{\text{Re}}{\sqrt{\text{Eu} \cdot \text{Ec}}} \right]^{5,35} \right\}^{1/3}$$

$$\alpha = B \cdot \frac{\dot{m} c_p}{b d} \cdot \text{Re}^{-0,766}$$

Für die Angabe der Bildungsfrequenz f wurde folgende Beziehung erhalten:

$$f = 3,08 \cdot 10^{-2} \cdot \sqrt{\frac{g}{d}} \cdot \text{Re}^{0,426}$$

Die Versuchsparameter, mit denen diese Ergebnisse erzielt wurden, sind:

Düsendurchmesser $d = 1,5; 2; 3$ (mm), zylindrisch

Massenstrom $\dot{m} = 2$ bis max. 20 (g/min)

Systemdruck $p = 40; 80; 120$ (at)

Überhitzungs-
temperatur $T_V - T' = 100; 150; 200$ (K)

Nachfolgend sind mit der 3 mm \emptyset Düse durchgeführte, in anderen Systemdruckbereichen liegende Versuche zusammengestellt. Die Meßergebnisse dieser Versuche werden mit den Werten verglichen, die durch Einsetzen der entsprechenden Meßwerte in die durch die Parameterstudie gewonnenen Formeln erhalten werden.

Tabelle III:

P [at]	\dot{m} [g/min]	gemessene Werte			gerechnete Werte			Abweichung in %		
		O [mm ²]	f [s ⁻¹]	$\frac{\alpha}{W}$ [cm ² K]	O _R [mm ²]	f _R [s ⁻¹]	$\frac{\alpha}{W^R}$ [cm ² K]	ΔO	Δf	$\Delta \alpha$
4,4	3	363	41,7	-----	254,3	32,27	-----	29,9	21,4	-----
4,4	3	334	41,3	-----	254,3	32,27	-----	23,9	23,6	-----
7,8	0,8	124	30,2	-----	102,7	18,25	-----	17,2	38,4	-----
12,6	4,93	311,5	48,8	-----	251,3	37,56	-----	19,3	24,5	-----
14,2	1,58	197,5	36,8	-----	141,6	23,41	-----	28,4	5,0	-----
15,1	1,10	166	15,4	0,0526	112,2	20,11	0,0659	32,4	17,5	-25,3
149	4,98	72,1	39,2	0,364	51	30,92	0,409	29,3	25,1	-11
160,2	1,765	33,8	36,1	0,748	28,4	39,95	0,442	15,8	1,1	41
159,5	1,765	36,6	36,1	0,403	28,7	39,97	0,366	21,6	1,1	9,1
161	5,27	60,7	46,8	0,548	46,0	31,22	0,461	24,2	24,9	15,8

Bezüglich der Blasenoberfläche besteht recht gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Werten. Der durch Dimensionsanalyse gewonnene Ausdruck scheint somit, zumindest für die 3 mm \emptyset Düse, zur Angabe der Blasenoberfläche für einen Druckbereich von nahe Atmosphärendruck bis hin zu sehr hohen Systemdrücken ($p = 160$ at) anwendbar. Man kann davon ausgehen, daß bezüglich der Blasenbildung keine wichtigen Einflußgrößen vernachlässigt wurden. Als die wesentlichen, den Ablauf bestimmenden Kräfte sind zu nennen:

1. die Trägheitskraft des einströmenden Frischdampfes
2. die Kapillarkraft
3. die Auftriebskraft

In bisherigen Veröffentlichungen wurde, bei dem Versuch, Gesetzmäßigkeiten für die Blasenoberfläche anzugeben, von der fluiden Phase ausgegangen. Unter dem Eindruck, daß bei Atmosphärendruck die Gasdichten zu vernachlässigen sind, wurde der Gasphase geringe Beachtung geschenkt. Bei den hier durchgeführten Experimenten im Einstoffsystem Wasser-Dampf sind die Stoffeigenschaften der Gasphase unter der Wirkung hoher Systemdrücke von erheblicher Bedeutung.- Dies kommt auch im Ergebnis, das für die Blasenbildungsfrequenz gewonnen wurde, zum Ausdruck. Auch hier erhält man gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Bildungsfrequenzen im gesamten experimentell betrachteten Druckbereich.

Die zur Angabe der Wärmeübergangszahlen gewonnenen Ergebnisse zeigen, daß eine Extrapolation auf höhere Systemdrücke zulässig ist. Auch für Systemdrücke $p < 40$ at scheint der angegebene Ausdruck für den Übertragungskoeffizienten anwendbar zu sein.

Der größte Teil der Versuche wurde bei einer Wasserhöhe von 180 mm durchgeführt. Darüber hinaus wurde die Höhe der Wassersäule zwischen maximal 250 mm bis minimal 15 mm variiert. Dies bewirkt an der Düse eine Druckdifferenz, die jedoch bei den hohen Systemdrücken nicht von Bedeutung ist, so daß ein Einfluß der Wasserhöhe auf die Blasenbildungs- und Wärmeübergangsvorgänge nicht festgestellt werden konnte.

6. Zusammenfassung

Es wird die Bildung von Heißdampfblasen an zylindrischen Einzeldüsen und die gleichzeitige Wärmeübertragung bei hohen Systemdrücken und Systemtemperaturen untersucht. Durch Auswertung von Zeitdehneraufnahmen erfolgt die Angabe von Blasenvolumina, Grenzflächen und Bildungsfrequenzen. Die Temperaturunterschiede zwischen Dampf und Wasser werden mit einem Thermoelement gemessen. Die optische Beobachtung erfolgt dabei durch Druckfenster aus synthetischem Saphir. Zur Temperaturmessung wurde ein nadelförmiges Thermoelement entwickelt. Dies durchdringt die Phasengrenze der Blasen, ohne die Kinetik des Systems zu stören.

Bei Variation von Massenstrom durch die Düse, Düsendurchmesser, Systemdruck und Dampfüberhitzung werden folgende Ergebnisse gewonnen:

Blasenvolumen und Grenzflächen

In Übereinstimmung mit bekannten experimentellen Ergebnissen bei Atmosphärendruck ist auch bei hohen Systemdrücken der Massenstrom durch die Düse und die Größe des Düsenquerschnittes von maßgebender Bedeutung. Bisher wurde angenommen, daß der Übergang von der stationären zur turbulenten Begasung in einem engen Massenstrombereich erfolgt. Die hier durchgeführten Versuche zeigen jedoch, daß sich die instationäre Blasenbildung über einen zumindest gleichgroßen Massenstrombereich erstreckt wie die stationäre Blasenbildung. Beide Bereiche erfahren eine Einengung mit kleiner werdendem Düsendurchmesser und eine Erweiterung mit steigendem Systemdruck. Diese Tendenz wird bis zu Systemdrücken um 120 at beobachtet; bei Systemdrücken um 160 at liegt dagegen der Bereich der Blasenbildung an den Düsen bei etwas geringeren Massendurchsätzen. Hier wird bereits in verstärktem Maße die Angleichung der physikalischen Eigenschaften zwischen Wasser- und Gasphase (ρ, η) und die Abnahme des Grenzflächenspannungskoeffizienten (σ) wirksam.- Bei einem Systemdruck von 180 at sind die Konturen der Blasen sehr stark vom Strömungsfeld beeinflusst. Eindeutige Ablösevorgänge werden nicht mehr beobachtet, statt dessen eine regellose Aneinanderreihung langgestreckter, in Form und Größe stark unterschiedlicher Blasen. Eine Steigerung des Druckes auf 212 at führt

zu einer Auflösung der Blasenkonturen, die Phasengrenzen sind nicht mehr scharf gezeichnet; man beobachtet einen diffusen Dampfstrahl. Im kritischen Punkt bei 225,56 at wird der Dichteunterschied zwischen Dampf und Wasser sowie der Grenzflächenspannungsbeiwert zu Null. Bei 180 at beträgt der Grenzflächenspannungsbeiwert noch 2,89 dyn/cm. Offensichtlich wird bei den hier angestrebten hohen Massendurchsätzen durch relativ große Düsen bei etwa $\sigma = 3$ dyn/cm die charakteristische Blasenbildung verlassen.

G.Kling [14] bestimmte für Stickstoff bzw. Argon in Wasser bei Raumtemperatur mit einer Düse von 1,64 mm \varnothing bei Systemdrücken von 50 und 80 at Blasenvolumina von ungefähr 25 mm³ für den stationären Bildungsbereich. Die hier durchgeführten Messungen ergeben für die 1,5 mm \varnothing Düse im stationären Bereich Blasenvolumina von rund 30 mm³ bei einem Systemdruck von 40 at und rund 20 mm³ bei 80 at.

Blasenbildungsfrequenz

G.Kling [14] beobachtete bei Steigerung des Volumenstromes durch die Düse eine sprunghafte Steigerung der Bildungsfrequenz. Diese Frequenzsprünge werden auch bei den hier durchgeführten Experimenten beobachtet.

Es gelingt, über die Angabe der Gesetzmäßigkeit der Blasenbildungsfrequenz in Abhängigkeit von den Parametern des Systems hinaus, erstmals auch die Schwingungsformen der ablösenden Blase als eine den Blasenbildungsmechanismus beeinflussende Größe einzubeziehen. Dabei wird von der Lamb'schen Eigenschwingungsformel für viskose Kugeln ausgegangen. Die Phasengrenzfläche einer Blase wird unter der Wirkung von Grenzflächenspannungen zu einem schwingungsfähigen Gebilde. Der Ablösevorgang deformiert die Blase in eine ihrer dritten Eigenschwingungen entsprechende Form. Gewinnt die Blase eine Größe, bei der die zugehörige Eigenfrequenz der dritten Harmonischen mit der Bildungsfrequenz der Blase übereinstimmt, so wird die Blase zur Eigenschwingung angeregt. Dies verursacht eine derart heftige Ablösung, daß die Ausbildung der nachfolgenden Blase an der Düse verhindert wird, und beide Blasen koagulieren.

Wärmeübertragung

Die in dieser Arbeit erstmals gewonnenen Ergebnisse für die Wärmeübergangszahl zwischen Heißdampf und gesättigtem Wasser während der Blasenbildung an Düsen bei hohen Systemdrücken liegen zwischen $\alpha = 0,05 \div 0,75 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2\text{K}}$. Die Wärmeübergangszahlen sind als Proportio-

nalitätsfaktoren für den Wärmestrom anzusehen, der die Verdampfung von Wasser an der Blasengrenze und die Anhebung des verdampften Wassers auf die mittlere Blasentemperatur bewirkt. Eine zweckmäßige dimensionslose Kennzahl ist die Stanton-Zahl, die das Verhältnis der übertragenen Wärmemenge zum konvektiv eingebrachten Enthalpiestrom darstellt. Die Wärmeübergangszahlen wachsen mit steigendem Systemdruck, mit kleiner werdendem Düsendurchmesser und in geringem Maße mit dem Heißdampfmassenstrom. Somit können folgende Zuordnungen getroffen werden: Hohe Übertragungskoeffizienten bei kleinen Düsen und großen Systemdrücken, niedrige Übertragungskoeffizienten bei großen Düsen und kleinen Systemdrücken.

P.Grassmann, E.Wyss [19] geben integrale, d.h. über Blasenbildung und Aufstieg gemittelte Wärmeübergangszahlen für Wasser und Wasserdampf bei Atmosphärendruck an. Bei max. 80 K überhitztem Dampf und gesättigtem Wasser werden α -Zahlen zwischen 0,02 und $0,05 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2\text{K}}$ ge-

messen. Der Düsendurchmesser beträgt dabei 1,2 mm.-

In dieser Arbeit wurde der kleinste Zahlenwert für den Übergangskoeffizienten ($\alpha = 0,05 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2\text{K}}$) an einer großen Düse ($d = 3 \text{ mm}$)

bei geringem Systemdruck ($p = 15 \text{ at}$) bestimmt. Wägt man die Einflüsse, die durch unterschiedliche Düsendurchmesser, Systemdrücke und Meßmethoden bestehen, gegen einander ab, so scheint ein stetiger Anschluß zwischen den beiden Messungen möglich zu sein.

Für geringfügig überhitztes bzw. unterkühltes Wasser und Sattedampf bestimmten P.Grassmann, E.Wyss [19] Übergangskoeffizienten zwischen $\alpha = 7,5$ bzw. $11,5 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2\text{K}}$. Bei hohen Systemdrücken wurden in dieser

Arbeit dampfseitige Wärmeübergangszahlen von $0,75 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2\text{K}}$ gemessen.

Der Vergleich zeigt, daß trotz erheblicher Steigerung der Wärmeübertragung mit wachsendem Systemdruck bei dampfseitigem Wärmewiderstand, die Wärmeübertragung bei wasserseitigem Wärmewiderstand um etwa eine Größenordnung besser ist.

7. Literaturverzeichnis

- [1] van Krevelen, D.W.
Kinetik und Transporterscheinungen bei Reaktionen in
flüssig-gasförmigen Systemen
Zeitschrift für Elektrochemie (1953)
Bd. 57, Nr. 7, S. 502 - 512
- [2] Grassmann, P.
Wärme- und Stoffaustausch zwischen zwei fluiden Phasen
Chemie-Ing.Techn. (1959)
31. Jahrgang, Nr. 3, S. 148 - 153
- [3] Lohnstein, T.
Ann. Physik (1906)
Bd. 20, 21, 22
- [4] Siemes, W.
Gasblasen in Flüssigkeiten
Chemie-Ing.Techn. (1954)
26. Jahrgang, Nr. 8/9, S. 479 - 496
- [5] Durst, F., Beer, H.
Blasenbildung an Düsen bei Gasdispersionen in
Flüssigkeiten
Chemie-Ing.Techn. (1969)
41. Jahrgang, Nr. 18, S. 1000 - 1006
- [6] Budó, A.
Theoretische Mechanik
VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin
(1956)
- [7] Bakker, G.
Kapillarität und Oberflächenspannung
Akadem. Verlagsgesellschaft Leipzig (1928)

- [8] Poutanen, A.A., Johnson, A.I.
Studies of Bubble Formation and Rise
Can.Journ.Chem.Eng. (1960)
S. 93 - 101
- [9] Hughes, R.R., Handlos, A.E., Evans, H.D., Maycock, R.L.
The Formation of Bubbles at Simple Orifices
Chem.Eng.Progress (1955)
Vol. 51, Nr. 12, S. 557 - 563
- [10] Davidson, L., Amick, Jr., E.H.
Formation of Gas Bubbles at Horizontal Orifices
A.I.Ch.E. Journal (1956)
Vol. 2, Nr. 3, S 337 - 342
- [11] Grassmann, P.
Physikalische Grundlagen der Verfahrenstechnik
2. Auflage; Verlag Sauerländer, Aarau und Frankfurt a.M.
- [12] Brauer, H.
Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen
Verlag Sauerländer, Aarau und Frankfurt a.M.
- [13] van Krevelen, D.W., Hoftijzer, P.J.
Studies of Gas-Bubble Formation
Calculation of Interfacial Area in Bubble Contactors
Chemical Engineering Progress (1950)
Vol. 46, Nr. 1, S. 29 - 35
- [14] Kling, G.
Über die Dynamik der Blasenbildung beim Begasen
von Flüssigkeiten unter Druck
Int.J.Heat Mass Transfer (1962)
Vol. 5, S. 211 - 223
- [15] Leibson, I., Holcomb, E.G., Cacosso, A.G., Jacmic, J.J.
Rate of Flow and Mechanics of Bubble Formation
from Single Submerged Orifices
A.I.Ch.E. Journal (1956)
Vol. 3, Nr. 3, S. 296 - 306

- [16] Davidson, J.F., Schüler, B.O.G.
Bubble Formation at an Orifice In a
Viscous Liquid
Trans.Instn Chem. Engrs. (1960)
Vo. 38, S. 144 - 153
- [18] Grossmann, U.
Untersuchungen über den Stoff- und Wärmeaustausch
zwischen Flüssigkeit und Dampfblasen bei
Alkohol/Wasser-Gemischen
Chem.Ing.Technik (1956)
Nr. 2, S. 107
- [19] Grassmann, P., Wyss, E.
Bestimmung von Wärme- und Stoffübergangszahlen
zwischen Dampfblase und Flüssigkeit
Chem.Ing.Technik (1962)
34. Jahrgang, Nr. 11, S. 755 - 759
- [20] L'Ecuyer, M.R.
An Investigation of the Energy Transfer from
a Liquid to a Gas Bubbling Through the Liquid
Purdue University, Ann Arbor, Michigan, August 1964
- [21] VDI - Wasserdampf Tafeln
Springer - Verlag (1964)
- [22] Zierep, J.
Ähnlichkeitsgesetze und Modellregeln der
Strömungslehre
Verlag G.Braun, Karlsruhe (1972)
- [23] Lamb, H.
On the Oscillations of a Viscous Spheroid
Vol. 13, S. 51 - 66 (1881)
- [24] Lamb, H.
Hydrodynamics
Cambridge University Press

- [25] Zurmühl, R.
Praktische Mathematik
Springer-Verlag (1965)
- [26] 2nd Symposium on the Deposition of Thin Films by
Sputtering
Univ. of Rochester, New York, CVC, (June 1967)
- [27] Machu, W.
Moderne Galvano-Technik
Verlag Chemie - Weinheim
- [28] Landolt/Börnstein
Band II/6. Teil
- [29] Espe, W.
Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik
Band I und II, VEB
Verlag der Wissenschaften, Berlin (1960)
- [30] Schlichting, W.
Grenzschicht-Theorie
Verlag G. Braun, Karlsruhe
- [31] Gröber, Erk, Grigull
Wärmeübertragung
Springer-Verlag (1963)
- [32] Schmidt, E.
Thermodynamik
Springer-Verlag (1960)
- [33] Schmidt, H.
Schnelle, koaxiale Mini-Thermoelemente
Archiv für technisches Messen (1973)
Nr. 3, S. 53 - 56

8. Anhang

8.1 Zeitdehneraufnahmen

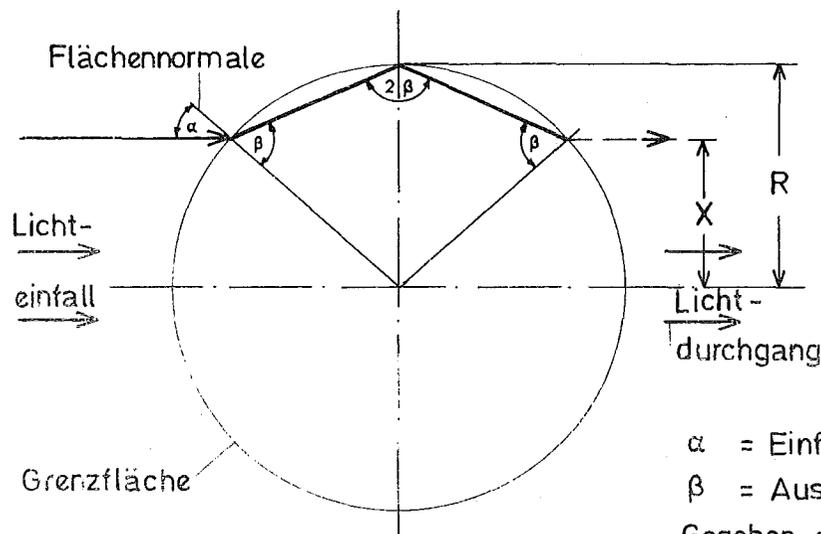
Die fotografischen Aufnahmen wurden mit einer Hycam Zeitdehnerkamera gemacht. Bei dieser Kamera erfolgt Steuerung und Antrieb des fotografischen Systems über die Perforation des Films.

Die Filme wurden ausnahmslos mit 2000 Bildern pro Sekunde aufgenommen. Es wurde mit solchen Auszugsverlängerungen gearbeitet, die eine Abbildung nahe 1 : 1 ermöglichen.

Es wurden insgesamt 195 Filme ausgewertet. Die rund 30 m langen schwarz-weiß Negativfilme (Laufzeit bei 2000 Bildern/s knapp 3 sec) haben eine Empfindlichkeit von 24 Din. Sie werden mit direktem Jod-Quarz-Gegenlicht belichtet.

Bei den Aufnahmen wird die folgende charakteristische Eigenheit beobachtet. Das Zentrum der Blasen wird durch eine flächenhafte Hellstelle abgebildet, ebenso zeichnet eine linienförmige Hellstelle in geringem Abstand von der Phasengrenze die Kontur der Blase nach. Es ist nun zu klären, ob ein optisches Phänomen oder Dichteunterschiede in der Blase diesen Effekt verursachen.

Im folgenden Modell wird die Blase schematisch als Kugel angenommen.



α = Einfallswinkel

β = Ausfallwinkel

Gegeben durch Film: X, R

Gesucht: Brechungsindex n

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}, \alpha = 2\beta - 90$$

$$n \sin \beta = \sin (2\beta - 90)$$

$$= -\cos 2\beta = \sin^2 \beta - \cos^2 \beta$$

$$\sin^2 \beta - \frac{n}{2} \sin \beta - \frac{1}{2} = 0$$

$$\sin \beta = \frac{n}{4} - \sqrt{\frac{n^2 + 8}{16}}$$

$$X/R = \sin \alpha = n \sin \beta$$

Durch Einsetzen erhält man

$$n = \pm X \cdot \sqrt{\frac{2}{R(X-R)}}$$

Beispiel: Luftblase in Wasser

$$n = 1,333 \text{ (Luft-Wasser, Raumtemperatur)}$$

$$n^{-1} = 0,75 \text{ (Wasser-Luft)}$$

$$\text{Filmausmessung liefert: } R = 1,315 \text{ mm}$$

$$X = 0,94 \text{ mm}$$

Werte in Gleichung eingesetzt:

$$n = 0,95 \sqrt{\frac{2}{1,315 (0,94 + 1,315)}}$$

$$n = 0,772$$

Die Übereinstimmung ist gut, somit ist die linienförmige Hellstelle kein Dichteeffekt, sondern ein optischer Effekt. Die Annahme: Gleiche Temperatur in der gesamten Blase wird durch die Zeitdehneraufnahmen nicht widerlegt.

8.2 Thermoelement

Die Forderung, schnelle Temperaturänderungen zwischen Dampfblasen und Wasser zu messen, führte zur Eigenentwicklung eines speziellen Thermoelementes ⁺), [33].

Maßgebend für Aufbau und Bauform des Thermoelementes ist das Meßproblem. Neben einer erforderlichen kurzen Ansprechzeit der Meßstelle ist die Sonde so zu gestalten, daß schnell und ohne Deformation die Phasengrenze zwischen Dampf und Wasser durchdrungen und ein ungehindertes Verlassen der Blasen am Meßfühler gewährleistet wird. Die Lösung ist ein rechtwinklig nach unten abgebogener, nadelförmiger Meßfühler, auf dessen Spitze eine nahezu punktförmige Meßstelle sitzt (Abb. 6).

Hauptbestandteil des Thermoelementes ist ein von der Herstellung her quarzglasummantelter Metalldraht. Dieses System, dünne Metallseele mit feiner Quarzglasummantelung ist im Durchmesser mit einem Kopfhair vergleichbar. Ein solcherart elektrisch isolierter Mikrodraht wird in ein Glaskapillarrohr eingeschoben und derart eingeschmolzen, daß nach spitzwinkligem Zulaufen der quarzummantelte Metalldraht ungefähr 5 mm frei herausragt.

Das Glaskapillarrohr, in dessen Innerem zentrisch die Metallseele geführt ist, ist seinerseits in ein Metallrohr eingebracht. Dieses ist mechanisch belastbar, was eine Durchführung aus Druck- oder Vakuumgefäßen gestattet.

Metallseele und Metallröhrchen stellen das Thermopaar dar. Durch Ionenplasmazerstäubung [26] wird das Material des Röhrchens auf das Glas aufgetragen, und somit die elektrische Leitung vom Metallrohr zur Metallseele hergestellt, wobei die Verbindungsstelle auf der Nadelspitze zur nahezu punktförmigen Meßstelle wird. Durch anschließendes galvanisches Niederschlagen kann die aufgesputtete Schicht verstärkt und somit widerstandsfähiger gemacht werden. Nach W.Machu [27] wird zur Erzielung besonders glatter Flächen ein Verfahren mit periodischer Stromumkehr angewendet.

⁺) BRD-Patent P 2047539.2-52

US-Patent Nr. 3 819 420

Die Meßstelle ist im direkten Kontakt mit dem wärmeabgebenden Medium, dadurch wird die zeitraubende Zuleitung der Wärme durch eine Isolationsschicht an die Meßstelle vermieden.

Für den Aufbau gilt die Forderung: spezifische Wärme C , Dichte ρ und Volumen der Meßstelle möglichst gering, Außenleiter mit möglichst dünner Schichtstärke und hoher Temperaturleitzahl a , Innenleiter mit möglichst geringem Durchmesser und schlechter Temperaturleitzahl. Darüber hinaus ist bei der Werkstoffwahl auf möglichst hohe Thermokraft E zu achten.

Das führt zu folgender Werkstoffpaarung:

[28]; [29] Werkstoff	Innenleiter Konstantan	Isolation Quarz	Außenleiter Silber
$E_{\text{gegen Platin}}^{(mV)}$	- 3,4	-	0,7
$\lambda \left(\frac{\text{cal}}{\text{cm s grd}} \right)$	0,1	0,004	1,096
$c \left(\frac{\text{cal}}{\text{g grd}} \right)$	0,098	0,23	0,057
$\rho \left(\text{g/cm}^3 \right)$	8,9	2,1	10,5
$a \left(\text{cm}^2/\text{s} \right)$	0,1148	0,01	1,83

Die durch Kathoden-Zerstäubung übertragene Stärke der Silberschicht beträgt $\sim 1 \mu\text{m}$. Diese Schicht wird durch Galvanisierung mit periodischer Stromumkehr auf $5 \mu\text{m}$ verstärkt. Sie besitzt eine spiegelnde Oberfläche, d.h. auftreffende Strahlen werden unter gleichem Winkel gegen die Flächennormale reflektiert. Es gelten demnach die Emissionsverhältnisse für poliertes Silber mit $\epsilon = 0,02$. Für eine Temperaturdifferenz von 100 K zwischen dem Thermoelement und dem als schwarzer Körper angenommenen, die Blase umgebenden Wasser errechnet man einen Strahlungsverlust von 10^{-7} W. Aus diesem Grunde ist der Wärmeverlust an der Meßstelle durch Strahlung zu vernachlässigen. - Somit ist die Temperatur der Meßstelle gegeben durch den konvektiven Wärmetransport an die Meßstelle und durch Wärmezufuhr- oder -abfuhr-

tung an der Thermoelementspitze. Nachfolgend wird unter der Annahme senkrechter Anströmung der Thermoelementspitze der Wärmeübergang an der Stirnseite und an der zylindrischen Seite berechnet.

Die Stirnseite besitzt aus fertigungstechnischen Gründen die Form einer Kugelkalotte. Die potentialtheoretische Geschwindigkeitsverteilung für die Kugel ist nach W.Schlichting [30] gegeben durch:

$$U(x) = \frac{3}{2} U_{\infty} \cdot \sin \frac{x}{R} \quad (1)$$

Für kleine x-Werte, d.h. in Staupunktnähe kann man schreiben:

$$U(x) = \frac{3}{2} U_{\infty} \cdot \frac{x}{R} \quad (2)$$

In Staupunktnähe hängt die Geschwindigkeit der Potentialströmung linear von der Länge x des umströmten Körpers ab: $U(x) = W \cdot x$.

Durch Einsetzen des Wertes U(x) für die Kugel erhält man:

$$W = \frac{3}{2} \cdot \frac{U_{\infty}}{R} \quad (3)$$

Nach Gröber, Erk, Grigull [31] ist der Wärmeübergangskoeffizient in Staupunktnähe gegeben durch

$$\alpha = A \cdot \lambda \sqrt{\frac{W}{\nu}} \quad (4)$$

Die Konstante A ist eine Funktion der Prandtlzahl und liegt für $Pr \approx 1,1$ bei dem Zahlenwert 0,6.

Damit erhält man folgenden Ausdruck für die Wärmeübergangszahl an der Thermoelementstirnseite:

$$\alpha = 0,6 \cdot \lambda \sqrt{\frac{3}{2} \frac{U_{\infty}}{R \cdot \nu}} \quad (5)$$

Für $p = 40 \text{ at}$ und $U_{\infty} = 0,3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ errechnet man bei einer Dampfüberhitzung von $100 \text{ }^{\circ}\text{C}$ einen Tauschkoeffizienten $\alpha = 0,3 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \text{ K}}$ für die Thermoelementstirnseite.

Für den Wärmeübergang an der zylindrischen Seite des Thermoelementes erhält man nach W.Schlichting [30] die Bezeichnung für längsangeströmte dünne Drähte, bei denen die Grenzschichtdicke groß im Verhältnis zum Radius ist.

$$Nu_{\text{zyl.}} = Nu_{\text{platte}} (1 + 0,575 \xi) \quad (6)$$

$$\text{mit: } \xi = \frac{4x}{r\sqrt{Re}}$$

nach Gröber, Erk, Grigull [31]

$$Nu_{\text{platte}} = \frac{\alpha_m \cdot x}{\lambda} = 0,59\sqrt{Re_x}$$

Mit den an der Stirnseite in Rechnung gesetzten Größen erhält man mit $x = 2,5 \text{ mm}$ und $Re_x = 500$ einen mittleren Tauschkoeffizienten $\alpha = 0,2 \text{ (W/cm}^2 \text{ K)}$ für den längsangeströmten, zylindrischen Teil des Thermoelementes, der sich in der Blase befindet.

Bei senkrechter Anströmung der Thermoelementspitze ist demnach der Wärmeübergang an der Stirnseite des Thermoelementes etwas besser als an der zylindrischen Seite.

Da zum Zeitpunkt der Messung das Thermoelement tief in die Blase eingetaucht ist und wegen der sehr dünnen Schichtstärke ($5 \mu\text{m}$) eine geringe wärmeleitende Querschnittsfläche besteht, werden die äußeren Leitungsverluste vernachlässigt. Ebenso wird, angenommen, daß der schlecht leitende Innenleiter durch den baldigen Übergang der Sonde in einen recht dicken Glaskörper nach einer kurzen Strecke adiabatisch abgeschlossen ist, so daß der Wärmeverlust durch Leitung in der Abschätzung unberücksichtigt bleibt und nur der konvektive Wärmeübergang an der Meßstelle betrachtet wird.

Der Meßstelle wird von dem Dampf eine Wärmemenge

$$\alpha \cdot F (T_{\text{Blase}} - T) \quad (7)$$

zugeführt. Diese Wärme steigert die Temperatur des Meßstellenkörpers. Darum ergibt sich die Wärmebilanz

$$\rho c V \frac{dT}{dt} = \alpha \cdot F (T_{\text{Blase}} - T) \quad (8)$$

Mit $B = \frac{\alpha \cdot F}{\rho c \cdot V}$ erhält man die lineare, inhomogene Differentialgleichung:

$$\frac{dT}{dt} = B (T_{\text{Blase}} - T) \quad (9)$$

Beim Eindringen in die Blase zur Zeit $t = 0$ ändert sich die Temperatur in der Umgebung des Thermoelementes sprunghaft von der Wassertemperatur T' auf die Dampftemperatur T_{Blase} . Die Temperatur des Meßkörpers ist für $t = 0$ gleich der Wassertemperatur T' , nach unendlich langer Zeit gleich der Blasentemperatur T_{Blase} . Die Lösung der Gleichung bei diesen Randbedingungen lautet:

$$T - T' = (T_{\text{Blase}} - T') e^{-B \cdot t} \quad (10)$$

Ein Maß für die Schnelligkeit der Temperaturanzeige des Thermoelementes gewinnt man, wenn man die Zeit angibt, in der die Hälfte der zur Zeit $t = 0$ anstehenden Temperaturdifferenz $T_{\text{Blase}} - T'$ angezeigt wird:

$$\frac{T_{\text{Blase}} - T'}{2} = (T_{\text{Blase}} - T')^{-B \cdot t_{1/2}} \quad (11)$$

$$B \cdot t_{1/2} = \ln 2 \quad (12)$$

Man erhält für Halbwertszeit:

$$t_{1/2} = 0,693 \cdot \frac{\rho c V}{\alpha \cdot F} \quad (13)$$

Für eine halbkugelförmige Meßstelle vom Radius $R = 20 \mu\text{m}$ erhält man mit $V_{\Delta} \approx 2,1 R^3$ und $O_{\Delta} \approx 6,3 R^2$ und den Stoffwerten für Konstanten die in nachfolgender Tabelle angegebenen Halbwertszeiten:

p [at]	u_{∞} [m/s]	α [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2 \text{K}}$]	$t_{1/2}$ (ms)	$t_{1/2}$ Praxis [ms]
40	0,3	0,3	5,6	5 ÷ 7
80	0,2	0,4	4,2	4 ÷ 6
120	0,16	0,45	3,75	3 ÷ 5

Die Meßzeit muß $3,3 \cdot t_{1/2}$ betragen, wenn die Temperatur des Thermoelementes noch um $\frac{1}{10}$ der ursprünglichen Temperaturdifferenz abweicht. Dies entspricht dann Meßzeiten von rund 10 bis 20 ms.

In der Praxis beträgt die Blasenverweilzeit 15 ÷ 25 ms.

8.3 statistisches Prüfverfahren

Für die aus den Zeitdehneraufnahmen bestimmten Blasen volumina werden nach dem Stichprobenverfahren für $n = 15$ aufeinanderfolgende Blasen mit der Lamb'schen Formel die zugehörigen Eigenfrequenzen berechnet. Diese Rechnung wird fehlerfrei angenommen, so daß die berechneten Frequenzen den gemessenen Volumina direkt entsprechen. Man kann somit von zwei Beobachtungswerten der Frequenzen ausgehen. Für diese beiden Werte f_{gemessen} und $f_{\text{gerechnet}}$ wird der Unterschied d gebildet:

$$d_i = f_{\text{gemessen}_i} - f_{\text{gerechnet}_i}$$

Für die ermittelten Unterschiede d_i erfolgt die Mittelwertbildung \bar{d} und Streuung s^2 wie folgt:

$$\bar{d} = \frac{1}{n} \sum d_i \quad (\text{Stichprobenmittel})$$

$$S^2 = \frac{1}{n-1} \sum (d_i - \bar{d})^2 \quad (\text{Stichprobenstreuung})$$

Unter der Voraussetzung, daß d normal verteilt ist, erhält man für den mittleren Fehler der paarweisen Einzelbeobachtung, die sog. Standardabweichung:

$$s = \sqrt{s^2}$$

und für den mittleren Fehler des paarweisen Mittelwertes:

$$E = \frac{s}{\sqrt{n}}$$

Erfolgt nun die Blasenbildung regelmäßig, d.h. werden Blasen mit nahezu konstanter Größe und Frequenz bezogen auf einen bestimmten Massendurchsatz gebildet, so ist der Unterschied zwischen berechneter und gemessener Frequenz nahezu konstant, und somit der scheinbare Fehler $(d_i - \bar{d})$ und die Streuung s^2 gering. Daraus folgt, daß Standardabweichung S und der Fehler des Mittelwertes klein werden. Diese Tendenz wird bei relativ geringen Massendurchsätzen im stationären Blasenbildungsbereich beobachtet.

Im instationären Bereich erfolgt die Blasenbildung in Größe und Frequenz unregelmäßig, d.h. die paarweisen Unterschiede in den Frequenzen schwanken unregelmäßig. Dies führt zu einer größeren Streuung s^2

und somit zu größeren Standardabweichungen und Fehlern des Mittelwertes.

In nachfolgender Tabelle sind einige Ergebnisse zusammengestellt:

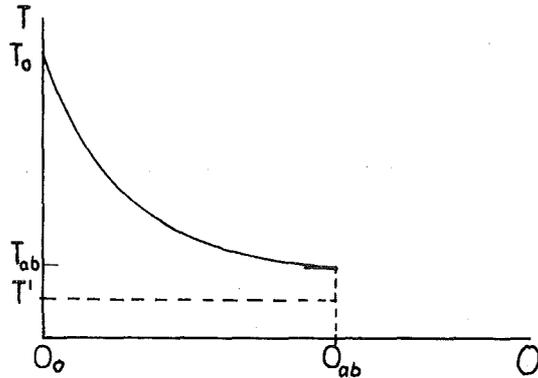
	\dot{m} (g/min)	d (S ⁻¹)	Standard- abweichung S	mittlerer Fehler E
p = 80 at				
d = 3 mm :	2,43	-10,4	1,23	0,319
	3,1	- 4,73	5,3	1,37
	4,955	1,16	2,45	0,633
$\dot{m}_{\text{Grenze}} =$	5,015	2,18	1,37	0,353
	5,25	3,37	1,53	0,395
	6,08	10,1	4,97	1,28
	9,35	17,5	4,02	1,04
	9,5	17,9	3,61	0,932
p = 80 at				
d = 2 mm :	2	-16	2,15	0,56
	2,5	- 4,26	4,54	1,17
$\dot{m}_{\text{Grenze}} =$	3,8	3,08	2,37	0,61
	4,3	9,57	4,39	1,13
	4,7	9,12	5,37	1,39
	4,7	12,9	3,26	0,842
	6,1	16,7	4,7	1,21
	7,07	18,9	4,01	1,03
p = 40 at				
d = 3 mm :	2,6	-2,7	1,16	0,299
	2,71	-3,73	3,82	0,985
	2,71	-2,96	1,12	0,307
$\dot{m}_{\text{Grenze}} = 4,8$	4,98	3,33	2,2	0,574
	6,1	13,4	6,04	1,54
	8,27	23,3	6,75	1,74

Die Tabellenwerte zeigen, daß in der Nähe des Überganges von der stationären zur instationären Blasenbildung, wo die Differenzen zwischen gemessenen und berechneten Frequenzen klein werden, ebenfalls die Standardabweichung und der mittlere Fehler klein ist.- Bis zu diesem Punkt werden Blasen mit relativ konstantem Volumen

und konstanter Frequenz gebildet. Bei Steigerung des Massenstromes erfolgt die Blasenbildung in Volumen und Frequenz unregelmäßig, der mittlere Fehler der Einzelbeobachtung S und der Fehler des Mittelwertes E steigen.

8.4 Mittelung der Blasentemperatur während der Bildung

Die Überhitzung des Dampfes ist die Ursache für die Wärmeübertragung zwischen Blase und umgebendem Wasser. Dadurch wird der Temperaturunterschied zwischen der Dampftemperatur T und der konstanten Wassertemperatur T' während der Blasenbildung stetig kleiner. Dies führt zu folgendem schematischen Temperaturverlauf (Abb. 19):



Nach E.Schmidt [32] wird im folgenden eine Betrachtung gegeben, wie sie bei Wärmetauschern üblich ist. Bei dieser Darstellung wird von zeitlich unveränderlichen Oberflächen und Massenströmen ausgegangen. Man erhält mit der Wärmeübergangszahl α den Wärmestrom an ein Oberflächenelement:

$$dq = \alpha (T - T') dO \quad (1)$$

Die Temperaturänderung der Blase während der Bildung ist gegeben durch:

$$dq = -\dot{m} c_p dT \quad (2)$$

Durch Gleichsetzen und Auflösen nach den Temperaturen erhält man mit der Integrationskonstanten $(T_0 - T')$ als anfängliche Temperaturdifferenz:

$$(T - T') = (T_0 - T') e^{-\frac{\alpha O}{\dot{m} c_p}} \quad (3)$$

Für die Temperaturdifferenz bei Blasenablösung ergibt sich:

$$(T_{Ab} - T') = (T_0 - T') e^{-\frac{\alpha O_{ab}}{\dot{m} c_p}} \quad (3a)$$

Nach Einsetzung von Gleichung (3) in (1) und nach Integration über dO von O_0 bis O_{Ab} erhält man:

$$q = \dot{m} c_p (T_0 - T') (1 - e^{-\frac{\alpha O_{ab}}{\dot{m} c_p}}) = \dot{m} c_p [(T_0 - T') - (T_{Ab} - T')] \quad (4)$$

Nach Umformung von (3a) in $\frac{\alpha O_{ab}}{\dot{m} c_p} = \ln \frac{T_0 - T'}{T_{Ab} - T'}$,

Auflösung nach $(\dot{m} \cdot c_p)$ und nach Einsetzen dieses Ausdruckes in Gleichung (4) wird der Wärmestrom q :

$$q = \alpha O_{ab} \frac{(T_0 - T') - (T_{Ab} - T')}{\ln \frac{T_0 - T'}{T_{Ab} - T'}} \quad (5)$$

Der Ausdruck $\frac{(T_0 - T') - (T_{Ab} - T')}{\ln \frac{T_0 - T'}{T_{Ab} - T'}}$ wird als logarithmisch gemittelte

Temperaturdifferenz bezeichnet. Diese Temperaturdifferenz ist kleiner als der arithmetische Mittelwert $\frac{1}{2} [(T_0 - T') + (T_{Ab} - T')]$.

Im vorliegenden Falle jedoch sind Oberfläche und Massenstrom zeitabhängig. Bei der Berechnung der Wärmeübergangszahlen wird von Oberflächen ausgegangen, die über die Bildungszeit gemittelt sind. Wie Abb. 15 zeigt, kann eine lineare Abhängigkeit der gebildeten Oberflächen von der Zeit angenommen werden.

Da es nicht gelang, den pulsierenden Massenstrom in Abhängigkeit von der Zeit zu ermitteln, muß auch hier von dem zeitlichen Mittelwert \dot{m} ausgegangen werden.

Die Berechnung der Wärmeübergangszahlen erfolgt somit in der bei solchen Betrachtungen üblichen Form mit zeitlichen Mittelwerten der Massenströme und der Tauschflächen und logarithmischen Mittelwerten der Temperaturdifferenzen.

8.5 Fehlerabschätzung

Für die aus Meßergebnissen bestimmten Wärmetauschkoeffizienten wird im folgenden eine Fehlerabschätzung durchgeführt. In Gleichung (13) ist die Beziehung für α gegeben. Zur Abschätzung des Fehlers einer Funktion, deren Variablen genähert sind, kann bei hinreichend kleinen Fehlern, das Differential dieser Funktion verwendet werden (siehe R. Zurmühl [25]).

Die Beziehung für den Tauschkoeffizienten enthält die Meßgrößen: Massenstrom \dot{m} , mittlere Oberfläche während der Blasenbildung \bar{O} , Temperaturdifferenz zwischen Dampf und Wasser am Düsenaustritt $(T_o - T')$ und bei der ablösenden Blase $(T_{Ab} - T')$. Die spezifische Wärme von Heißdampf wird als Funktion des Systemdruckes p und der, zwischen Eintritt und Ablösung gemittelten Blasentemperatur $\frac{(T_o - T') + (T_{Ab} - T')}{2} + T'$ durch ein Polynom berechnet.

Die Fehler der mit Stoppuhr und ausgeliterten Glaszylindern durchgeführten Mengenmessung und der mittels geeichtem Feinmeßmanometer vorgenommenen Systemdruckbestimmung liegen unter 1 % und werden in dieser Betrachtung vernachlässigt.

Zur Festsetzung der Fehlergrenze der Temperaturmessung und der Oberflächenbestimmung wird von der Streubreite der Meßwerte in den betreffenden Diagrammen ausgegangen. Diese Streuung beinhaltet statistische Meß- und Auswertefehler und die vom Zweiphasensystem aufgeprägten statistischen Schwankungen.

Faßt man die Größen \bar{O} , $(T_o - T')$ und $(T_{Ab} - T')$ als stochastische Variable mit bestimmter aber beliebiger Fehlerverteilung $\Delta\bar{O}$,

$\Delta(T_o - T')$ und $\Delta(T_{Ab} - T')$ auf, so findet das quadratische Fehlerfortpflanzungsgesetz Anwendung. Der Gesamtfehler des Wärmetauschkoeffizienten wird dann:

$$\Delta\alpha = \sqrt{\Delta c_p^2 \left(\frac{\partial\alpha}{\partial c_p}\right)^2 + \Delta\bar{O}^2 \left(\frac{\partial\alpha}{\partial\bar{O}}\right)^2 + \Delta(T_o - T')^2 \left(\frac{\partial\alpha}{\partial(T_o - T')}\right)^2 + \Delta(T_{Ab} - T')^2 \left(\frac{\partial\alpha}{\partial(T_{Ab} - T')}\right)^2}$$

Die absoluten Fehler werden aus den prozentualen-relativen Fehlern berechnet:

$$\frac{\Delta\bar{O}}{\bar{O}} = \pm 5\% ; \frac{\Delta(T_o - T')}{(T_o - T')} = \pm 3\% ; \frac{\Delta(T_{Ab} - T')}{(T_{Ab} - T')} = \pm 5\% ; \frac{\Delta\left(\frac{(T_o - T') + (T_{Ab} - T')}{2}\right)}{\left(\frac{(T_o - T') + (T_{Ab} - T')}{2}\right)} = \pm 8\%$$

Mit diesen Werten liegt der relative Fehler des Wärmetauschkoeffizienten zwischen 8 % und 15 %.