

VDI Forschungsheft

Dieter Nordmann und Franz Mayinger

Temperatur, Druck und Wärmetransport in der Umgebung kondensierender Blasen

Mit 66 Bildern und 3 Tabellen

Nr. 605/1981

VDI-Verlag GmbH • 4 Düsseldorf I

Verlag des Vereins Deutscher Ingenieure

Inhalt

1. Einleitung	5
2. Stand des Wissens	5
2.1 Literaturübersicht	5
2.1.1 Blasenbildung und Blasenablösen in unterkühlten Flüssigkeiten	5
2.1.2 Abnahme des Blasenvolumens durch Kondensation	7
2.1.3 Wärmetransport an der Phasengrenze	9
2.1.4 Druckschwingungen in der Umgebung von Blasen	10
2.2 Verfahren zur Erzeugung von Blasen in unterkühlten Flüssigkeiten	10
2.3 Schlußfolgerungen für die eigene Arbeit	11
3. Beschreibung der Versuchsanlage	11
4. Meßmethoden zur Untersuchung der thermohydraulischen Verhältnisse	13
4.1 Hochgeschwindigkeits-Kinematographie	13
4.2 Untersuchung des Einflusses der Flüssigkeitsträgheit	13
4.3 Holographische Interferometrie	14
4.3.1 Holographische Speicherung der Vergleichswelle	14
4.3.2 Momentan-Beobachtungsmethode	15
4.3.3 Anordnung der optischen Komponenten	15
4.3.4 Interferometrie mit und ohne Streifenvorgabe	15
5. Versuchsdurchführung	16
6. Versuchsauswertung	16
6.1 Bestimmung der Flüssigkeitsunterkühlung	16
6.2 Auswertung der Hochgeschwindigkeitsfilme	16
6.3 Auswertung der Druckaufzeichnungen	16
6.4 Auswertung der Interferenzbilder	16
6.4.1 Ideale holographische Interferometrie	16
6.4.2 Auswertung der Interferenzbilder von achsensymmetrischen Temperaturfeldern	17
6.4.3 Bestimmung des Temperaturgradienten an der Phasengrenze von Dampfblasen	18
6.4.4 Bestimmung der Streifenordnung	19
7. Darstellung und Diskussion der Versuchsergebnisse	20
7.1 Das Verhalten von Dampfblasen in unterkühltem Wasser	20
7.1.1 Überwiegende Steuerung der Volumenabnahme durch den Wärmetransport	21
7.1.2 Übergangsgebiet mit zunehmendem Einfluß der Trägheit	25
7.1.3 Überwiegende Steuerung der Volumenabnahme durch die Trägheit der Flüssigkeit	26
7.1.4 Vergleich der experimentell ermittelten Bereichsgrenzen mit Angaben von <i>Florschuetz</i> und <i>Chao</i>	29
7.2 Berechnungsgleichung für die Volumenabnahme einer Dampfblase in unterkühlter Flüssigkeit	30
7.3 Wärmetransport an der Phasengrenze	31
8. Zusammenfassung	35
9. Literatur	35

Summary

Temperature, pressure and heat transport near condensing bubbles

By *Dieter Nordmann* and *Franz Mayinger*, Hannover

Heat transfer phenomena were investigated near the phase interface of steam bubbles injected into subcooled water by using the holographic interferometry and the high speed cinematography. The experimental technique made it possible to measure the local heat transfer coefficient within a period of a few milliseconds. The results are presented in the easily usable form of exponential equations with the Reynolds-, Prandtl- and Jakob number as influencing parameters. Additionally measured pressure pulses in the liquid during the volumetric decrease of the bubbles, allowed to distinguish clearly between heat transport controlled and inertia controlled condensation. The limit for heat transfer controlled condensation is $Ja=100$. These criteria are also a help for predicting cavitation in pumps and in orifices.

1. Einleitung*)

Die thermo- und fluiddynamischen Vorgänge beim Wachstum und der Kondensation von Dampfblasen in Flüssigkeiten, deren Temperatur unterhalb der Sättigungstemperatur liegt, sind nicht nur für das bessere Verständnis von Nicht-Gleichgewichts-Erscheinungen in zweiphasigen Fluiden von wissenschaftlichem Interesse, sie sind auch von großer Bedeutung für die Auslegung verschiedener energie- und verfahrenstechnischer Apparate, wie z.B. Mischkondensatoren, Wärmeaustauscher hoher Leistungsdichte und Druckabbausysteme im Sicherheitsbehälter von Siedewasserreaktoren.

Über die verschiedenen Einflußgrößen liegen trotz zahlreicher theoretischer und experimenteller Untersuchungen nur unzureichende Kenntnisse vor, so daß sich der Ablauf des Blasenwachstums und die anschließende Volumenabnahme infolge Kondensation sowie der damit verbundene Wärme- und Stofftransport weitgehend einer Berechnung entziehen. In der Literatur werden je nach Unterkühlungsgrad die Trägheit der Flüssigkeit oder der Wärmetransport an der Phasengrenze als die den Kondensationsvorgang steuernden Einflußgrößen angesehen [1]. Der Wärmetransport wird vorwiegend mit Ansätzen der Wärmeleitung in der Grenzfläche beschrieben [2-4; 12]. Eine Berücksichtigung der Grenzflächenkonvektion, die durch den Marangoni-Effekt ausgelöst wird, gibt insbesondere für

die Wachstumsperiode bessere Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen [6].

Das Ziel der vorliegenden Untersuchung ist es, den Einfluß von Trägheit und Wärmetransport auf das Verhalten von Dampfblasen in unterkühltem Wasser zu ermitteln und gegenseitig abzugrenzen. Der Schwerpunkt der Arbeit liegt dabei auf dem Wärmetransport an der Phasengrenze, der mit einer trägheits- und störungsfrei arbeitenden optischen Methode, der holographischen Interferometrie, untersucht wird [7; 8]. Zusätzlich wird die Hochgeschwindigkeits-Kinematographie eingesetzt, die Informationen über die zeitliche Volumenzu- bzw. -abnahme der Blasen liefert. Über den Trägheitseinfluß der Flüssigkeit geben Signale empfindlicher Druckaufnehmer Aufschluß, die synchron zum Hochgeschwindigkeitsfilm mit einem Magnetbandgerät registriert werden.

Für ein klares, verwertbares Untersuchungsergebnis ist es notwendig, den zu untersuchenden Parameterbereich einzuzengen und klare Randbedingungen zu schaffen. Um den Einfluß des inhomogenen und schwer reproduzierbaren Temperaturfeldes an einer Heizwand auszuschalten, werden deshalb die Untersuchungen mit an einer Düse (Durchmesser 2,4 mm) gebildeten Einzelblasen durchgeführt.

2. Stand des Wissens

2.1 Literaturübersicht

2.1.1 Blasenbildung und Blasenablösen in unterkühlten Flüssigkeiten

Es existiert eine große Anzahl von Untersuchungen der physikalischen Vorgänge beim Wärmetransport durch Blasensieden unter freier Konvektion. Die ersten grundlegenden Arbeiten stammen aus den dreißiger Jahren; zu nennen sind hier vor allem die von *F. Bošnjaković* [2], *M. Jakob* und *W. Linke* [3], *W. Fritz* und *W. Ende* [9] sowie *V. Nukijama* [10]. In neuerer Zeit werden theoretische und experimentelle Untersuchungen u.a. von *H.K. Forster* und *N. Zuber* [4], *M.S. Plesset* und *S.A. Zwick* [5], *M.E. Ellion* [13], *S.G. Bankoff* und *R.D. Mikesell* [14], *C.-Y. Han* und *P. Griffith* [15], *L.W. Florschuetz* und *B.T. Chao* [1] sowie *H. Beer* [6] durchgeführt.

Bild 1 zeigt in vereinfachter Form die verschiedenen Wärmetransportvorgänge beim Wachstum und Aufstieg einer Dampfblase in unterkühlter Flüssigkeit. In der Literatur besteht Übereinstimmung, daß sich die Dampfblasen auf einer Heizfläche bevorzugt an Poren und Vertiefungen, den sogenannten Keimstellen, bilden. Der für das Wachstum der Blase benötigte Wärmestrom geht dabei keineswegs direkt von der Heizfläche an

die Dampfphase, vielmehr wird zunächst die unmittelbar an der Heizwand anliegende Flüssigkeitsschicht überhitzt (Q_1 in Bild 1). Aus dieser thermodynamisch instabilen Grenzschicht

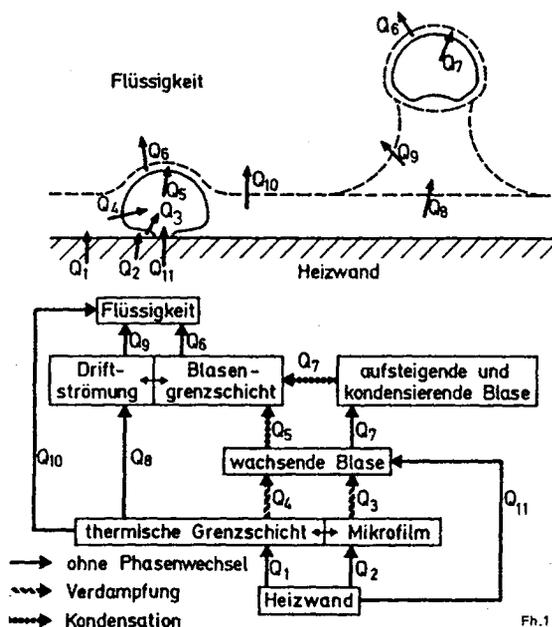


Bild 1. Wärmetransportvorgänge beim Wachsen und Kondensieren von an Heizflächen erzeugten Blasen.

*) Überarbeitete Fassung der von der Fakultät für Maschinenwesen der Universität Hannover genehmigten Dissertation des erstgenannten Verfassers. Dr.-Ing. D. Nordmann ist seit dem 1. 5. 1980 Mitarbeiter der Firma August Brötje, Werke für Heizungstechnik, Rastede/Oldbg. Prof. Dr.-Ing. F. Mayingier war bis 30. 3. 1981 Direktor des Instituts für Verfahrenstechnik der Universität Hannover und ist seit dem 1. 4. 1981 Inhaber des Lehrstuhls A für Thermodynamik der Techn. Universität München.

bezieht die Blase die für ihr Wachstum erforderliche Energie Q_4 . Die Überhitzung zur Aktivierung eines Siedekeims bestimmter Größen kann im Idealfall aus dem statischen Kräftegleichgewicht

$$p_D - p_F = 2\sigma/R_K \quad (1)$$

in Verbindung mit der Clausius-Clapeyronschen Gleichung

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\Delta h_v}{(v_D - v_F) T} \quad (2)$$

unter der Voraussetzung berechnet werden, daß sich der Dampf wie ein ideales Gas verhält und das spezifische Volumen der Flüssigkeit gegenüber dem des Dampfes vernachlässigt werden kann:

$$T_D - T_S = T_S \frac{2\sigma}{R_K \Delta h_v \rho_D} \quad (3)$$

Aus Gl. (3) erkennt man sofort, daß mit zunehmender Überhitzung der Flüssigkeit kleinere Keime aktiv werden. Die Arbeit von *B. Bucher* [16] enthält detaillierte Angaben zur Keimaktivierung und zum Siedebeginn. Die Überhitzung der Grenzschicht ist in erster Näherung proportional der Heizflächenbelastung \dot{q}_1 , mit deren Zunahme also auch kleinere Keimstellen aktiviert werden. Mit steigender Heizflächenbelastung entstehen also pro Flächeneinheit mehr Blasen; die Folge ist eine intensivere Durchmischung der Flüssigkeit und eine Verbesserung des Wärmeübergangs. Bereits *M. Jakob* und *W. Linke* [3] berücksichtigten diese Beobachtung zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten α an der Heizfläche, indem sie ihre Messungen durch die Potenzfunktion

$$\alpha = C \dot{q}_1^n \quad (4)$$

wiedergaben.

Das der Aktivierung des Siedekeims folgende Blasenwachstum ist ein dynamischer Vorgang, gekoppelt mit Wärmetransportvorgängen. Im ersten Augenblick übt die Trägheit der Flüssigkeit einen bestimmenden Einfluß aus. Durch den für das Wachstum notwendigen Verdampfungsvorgang tritt eine Temperaturniedrigung im Fluid nahe der Phasengrenze ein. Für ein weiteres Blasenwachstum muß erst die notwendige Wärme aus den benachbarten überhitzten Gebieten herangeschafft werden. Während dieser Periode steuert der Wärmetransport das weitere Blasenwachstum. Die in der überhitzten Grenzschicht vorhandenen Temperaturunterschiede haben zur Folge, daß über den Umfang der Blase an der Phasengrenze unterschiedliche Oberflächenspannungen herrschen. Die dadurch entstehende Grenzflächenkonvektion wird als Marangoni-Effekt bezeichnet. *H. Beer* [6] hat unter vereinfachten Annahmen bei einer Heizwandüberhitzung von 13 K die Geschwindigkeit dieser Zirkulationsströmung zu 9 m/s abgeschätzt. Nach *J. Piening* [23] sind die von *Beer* angenommenen Geschwindigkeiten um Größenordnungen zu hoch. Eher kann man davon ausgehen, daß die Verdrängungswirkung der wachsenden Blase Geschwindigkeitsfelder induziert, die den Transport der zur Verdampfung benötigten Wärme Q_4 beeinflusst.

Besonders bei niedrigen Drücken und hohen Heizflächenbelastungen existiert zwischen Dampfblase und Heizfläche zumindest zeitweise eine dünne Flüssigkeitsschicht, der sogenannte „Mikrofilm“, deren Bestehen experimentell u.a. von *F.D. Moore* und *R.B. Mesler* [17] sowie *H.H. Jawurek* [18] nachgewiesen wurde. Durch Verdampfung wird die Wärmemenge Q_3 an die Blase abgegeben, wobei sich die Heizwand durch den Entzug von Q_2 örtlich abkühlt. Durch die trockene Aufsitzfläche wird die vernachlässigbare Wärmemenge Q_{11} übertragen.

Erreicht der Kopf der Blase die unterkühlte Flüssigkeit, so wird dem Verdampfungsvorgang im Bereich des Blasenfußes ein Kondensationsvorgang am Blasenkopf überlagert. Dabei wird die Wärmemenge Q_5 (siehe Bild 1) von der Blase an die Blasengrenzschicht übertragen, in der die Temperatur um die Unterkühlung der Flüssigkeit abfällt. Durch den Kondensationsprozeß entstehen Geschwindigkeitsfelder; die Wärmemenge Q_6 wird folglich durch erzwungene Konvektion an die Kernflüssigkeit übertragen. Innerhalb der Dampfblase stellt sich ein vom Fuß zum Kopf gerichteter Dampfstrom ein. Die

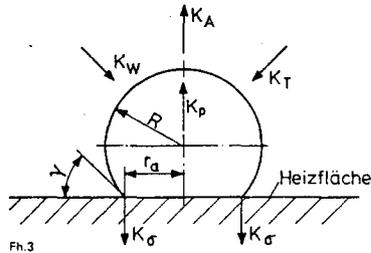


Bild 2. Kräfte bei statischem Blasenwachstum.

Blase kann weiterwachsen, wenn die Verdampfung innerhalb der überhitzten Grenzschicht größer ist als die Kondensation am Blasenkopf, also solange die Bedingung

$$Q_5 < Q_3 + Q_4 + Q_{11} \quad (5)$$

erfüllt wird. Reicht die zugeführte Wärmemenge nicht aus, wird die Blase ohne sich von der Heizfläche abzulösen schnell kondensieren. Ein stabiles Gleichgewicht zwischen Verdampfung und Kondensation kann sich nicht einstellen.

Die Blase löst sich von der Heizfläche, wenn die Auftriebskräfte die festhaltenden Kräfte übersteigen. Der einfachste Ansatz zur Beschreibung dieses Vorgangs gründet auf der Annahme eines langsamen, quasistatischen Blasenwachstums. Die Kräftebilanz enthält dann die Kraft K_σ aus der Oberflächenspannung als haftende und den Auftrieb der Blase als lösende Kraft K_A , wie in Bild 2 schematisch dargestellt.

Im Moment des Ablösens muß Gleichgewicht zwischen K_A und K_σ vorliegen:

$$V_{ab} g (\rho_F - \rho_D) = 2\pi r_a \sigma \sin \gamma \quad (6)$$

W. Fritz [19] hat bereits 1935 auf dieser Grundlage eine Gleichung für den Ablöseradius von Dampfblasen angegeben:

$$R_{ab} = 0,0104 \gamma \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_F - \rho_D)}} \quad (7)$$

Beim Wachstum von Blasen an Heizflächen, insbesondere beim Sieden in unterkühlten Flüssigkeiten, dürfen aufgrund

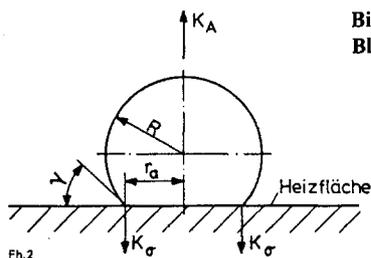


Bild 3. Kräfte bei dynamischem Blasenwachstum.

der großen Wachstumsgeschwindigkeit die dynamischen Kräfte, wie Trägheits-, Widerstands- und Druckkraft, nicht vernachlässigt werden [20-22]. Bild 3 zeigt schematisch die Wirkung der Kräfte bei dynamischem Blasenwachstum.

Im Augenblick des AblöSENS müssen alle an der Blase angreifenden Kräfte im Gleichgewicht sein:

$$K_A + K_p = K_w + K_\sigma + K_T \quad (8)$$

H. Beer [20] stellt für die einzelnen Kräfte folgende Beziehungen auf:

$$K_A = V_{ab} g (\rho_F - \rho_D) \quad (9)$$

$$K_T = V_{ab} \rho_F \frac{d^2 R}{dt^2} \quad (10)$$

$$K_p = \left(\frac{2\sigma}{R_{ab}} + \Delta p_D \right) \pi r_a^2 \quad (11)$$

$$K_w = c_w \frac{\rho_F}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \pi r_a^2 \quad (12)$$

$$K_\sigma = 2\pi r_a \sigma \sin \gamma \quad (13)$$

Mit diesen Gleichungen kann man unter Verwendung weiterer Annahmen, u.a. über den dynamischen Überdruck Δp_D , dem Widerstandsbeiwert c_w , iterativ das BlasenablöSEVolumen berechnen [20]. Dabei ergibt sich gegenüber dem statischen Ansatz ein größeres BlasenVolumen.

Mit dem Ablösen transportiert die Dampfblase die Wärmemenge Q_7 (Bild 1) in Form von latenter Verdampfungswärme von der Heizfläche in die kältere Kernflüssigkeit. In dem Nachlauf der Blase entsteht eine von der Heizfläche weggerichtete Strömung, die sogenannte Driftströmung, die überhitzte Flüssigkeitsballen in die heizflächenferne, unterkühlte Flüssigkeit

2.1.2 Abnahme des BlasenVolumens durch Kondensation

Die Volumenabnahme von Dampfblasen durch Kondensation und der damit gekoppelte Wärme- und Stoffaustausch ist von großer Bedeutung für die thermohydraulische Auslegung von zweiphasig durchströmten Apparaten. Aus der Literatur sind eine große Anzahl von theoretischen und experimentellen Untersuchungen zu diesem Problemkreis bekannt. Zusammenfassende Darstellungen enthalten die Arbeiten von L.S. Tong [25], J.G. Collier [26] sowie Y.-Y. Hsu und Graham [22]. Die Beschreibung der physikalischen Vorgänge und die Erfassung der Einflußgrößen geschieht anhand der bekannten Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie und den daraus resultierenden Bewegungsgleichungen.

Bei kleinen Unterkühlungsgraden setzt man im allgemeinen voraus, daß der Wärmetransport in der grenzflächennahen Flüssigkeit einen maßgebenden Einfluß ausübt. Mit steigender Temperaturdifferenz nimmt die Wärmestromdichte an der Phasengrenze und damit die auf den Blasenmittelpunkt gerichtete Wandgeschwindigkeit zu. Schließlich behindert die Trägheit der Flüssigkeit eine weitere Zunahme der Wandgeschwindigkeit. In erster Näherung kann man die Steuerung der Volumenabnahme je nach der Temperaturdifferenz ΔT zwischen Dampf und Flüssigkeit in drei Gebiete einteilen:

- kleines ΔT :
Steuerung durch Wärmetransport
- mittleres ΔT :
zunehmender Trägheitseinfluß bei schwindender Kontrolle durch den Wärmetransport
- großes ΔT :
alleiniger Trägheitseinfluß.

Die Volumenabnahme bei Kavitationsblasen, die im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter betrachtet werden, erfolgt unter alleiniger Steuerung durch die Trägheit der Flüssigkeit. Eine der ersten Arbeiten zur Beschreibung der Volumenabnahme von Blasen stammt von Lord Rayleigh [27]. Die von ihm angegebene Gleichung

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{p_D - p_F}{\rho_F} \quad (14)$$

berücksichtigt nur den Trägheitseinfluß und wird daher allgemein als „Trägheitslösung“ bezeichnet. Sie zeigt bei sehr hohen Unterkühlungen und bei Kavitationsvorgängen eine befriedigende Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen. M.S. Plesset und S.A. Zwick [12] erweiterten Gl. (14), indem sie den Wärmetransport an der Phasengrenze berücksichtigten. S.G. Bankoff und R.D. Miksesell [14] betrachteten ebenfalls die Trägheit der umgebenden Flüssigkeit als die dominierende Einflußgröße, berücksichtigten aber zusätzlich die Oberflächenspannung, während die treibende Druckdifferenz $p_D - p_F$ für die Kondensationsperiode als konstant angenommen wurde.

N. Zuber [11] erarbeitete eine vollständige Lebensbeschreibung für die wachsende und anschließend kondensierende Blase. Er erweiterte die von F. Bošnjaković [2] und M. Jakob [3] erstellten Beziehungen für das Blasenwachstum in gleichmäßig überhitzten Flüssigkeiten auf inhomogene Temperaturfelder, setzte also den Wärmetransport als dominierende Einflußgröße voraus. Durch Korrekturen berücksichtigte Zuber die Oberflächenspannung, die Flüssigkeitsträgheit, die Bewegung der überhitzten Flüssigkeit und die Abweichung von der idealen Kugelform.

L.W. Florschuetz und B.T. Chao [1] setzten ein einheitliches Temperaturfeld voraus, die translatorische Bewegung der Blase wurde vernachlässigt. Ihr Gleichungssystem erlaubt die Berechnung der Volumenabnahme nach den Gesetzen des Wärmetransports oder denen der Trägheit. Die Abgrenzung der Berei-

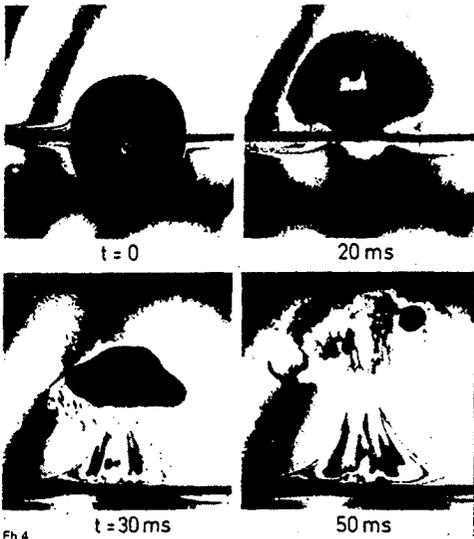


Bild 4. Wachstum und Kondensation einer am Heizdraht ($\varnothing 0,4$ mm) in Wasser erzeugten Blase.

$p = 0,3$ bar; $q = 25$ W/cm², $\Delta T = 2$ K, $Ja = 18$

befördert. Dieser Sekundäreffekt bewirkt den weiteren wesentlichen Wärmetransport Q_8 (Bild 1). Interferometrische Untersuchungen von an einem Platindraht ($\varnothing 0,4$ mm) in unterkühlter Flüssigkeit erzeugten Blasen ergaben, daß der Einflußbereich annähernd dem Durchmesser der aufschwimmenden Blase entspricht [24], siehe Bild 4.

Nachdem die aufsteigende Blase die Grenzschicht der Heizfläche verlassen hat, setzt am gesamten Umfang der Blase ein intensiver Kondensationsprozeß ein, bis die latente Wärme Q_7 vollständig verbraucht ist.

che geschieht durch die dimensionslose Kennzahl

$$B_{eff} = \psi^2 \left(\frac{\rho_F c \Delta T}{\bar{\rho}_D \Delta h_v} \right)^2 \frac{a_F}{R_0} \left(\frac{\rho_F}{\Delta p} \right)^{1/2} \quad (15)$$

$$\bar{\rho}_D = \frac{1}{\Delta T} \int_{T_F}^{T_S} \rho_D(T) dT \quad (16)$$

$$\Delta p = p_D - p_F \quad (17)$$

Als Bereichsgrenzen wurden von den Autoren folgende Werte für B_{eff} angegeben:

$B_{eff} < 0,05$: Steuerung durch Wärmetransport

$B_{eff} > 10,0$: Steuerung durch Trägheit der Flüssigkeit.

Wie bereits erläutert und in Bild 5 schematisch dargestellt, nimmt in dem Übergangsbereich $0,05 < B_{eff} < 10,0$ der Einfluß des Wärmetransports zugunsten der Trägheit ab. Gl. (15) erlaubt eine einfache Abschätzung der Wirkungsbereiche, wenn man sie mit dem Ablöseradius multipliziert und die nur aus Stoffgrößen bestehende rechte Seite in Abhängigkeit von der Flüssigkeitsunterkühlung und dem Systemdruck darstellt, wie dies im Bild 6 für Wasser geschehen ist. Dabei wurde vorausgesetzt, daß die Temperatur der Blasenwand während der Kondensation gleich der Sättigungstemperatur ist. Als Beispiel sind für den Maximalradius $R_0 = 1$ mm die angegebenen Grenzen für B_{eff} in Bild 6 eingezeichnet. Danach wird die Kondensation einer Blase mit dem Maximalradius $R_0 = 1$ mm bei einem Sy-

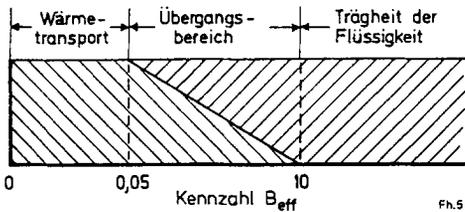


Bild 5. Grenzen der die Kondensation steuernden Mechanismen nach [1].

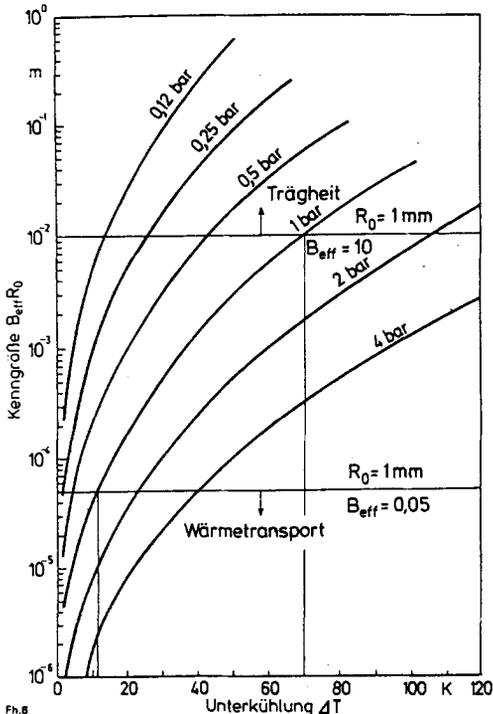


Bild 6. Produkt $B_{eff} R_0$ zur Bestimmung der Bereichsgrenzen nach [1].

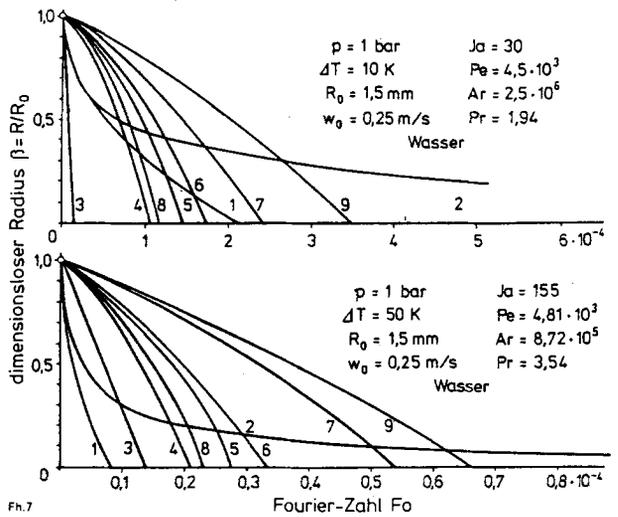


Bild 7. Vergleich der Gleichungen aus Tabelle 1 für $Ja = 30$ (obere Kurvenschar) und $Ja = 155$ (untere Kurvenschar).

stemdruck von $p = 1$ bar bis zu einer Unterkühlung von 11 K durch den Wärmetransport, bei Unterkühlungen über 70 K durch die Trägheit kontrolliert. In dem Übergangsbereich ($11 \text{ K} < T < 70 \text{ K}$) nimmt der Einfluß des Wärmetransports zugunsten der Trägheit ab. In einer weiterführenden Arbeit von *D.D. Wittke* und *B.T. Chao* [28] wurde zusätzlich die translatorische Blasenbewegung berücksichtigt. Dies sei, wie die Autoren ausführen, besonders bei kleinen Unterkühlungen von Bedeutung.

Eine numerische Untersuchung thermohydraulischer Vorgänge bei der Kondensation von Dampfblasen ist relativ aufwendig, da bei zweiphasigen Systemen mit beweglichen Begrenzungen gerechnet werden muß. Die für jede Phase getrennt aufzustellenden Differentialgleichungssysteme bestehen aus den Erhaltungssätzen für Masse, Impuls und Energie. An der Phasengrenze werden die zunächst unabhängigen Systeme durch Kopplungsgleichungen verbunden. Die Arbeiten von *N.W. Snyder* und *T.T. Robin* [29; 30], *T.G. Theofanous* u.a. [31], *T.B. Guy* und *T.T. Ledwidge* [32] sowie *T. Mitchell* und *F.G. Hammitt* [33] unterscheiden sich im wesentlichen durch die Kopplungsgleichungen an der Phasengrenze, der Lösung der instationären Wärmeleitgleichung auf der Flüssigkeitsseite und Annahmen über den Dampfzustand in der Blase während der Kondensationsperiode. Die Kondensationsrate, d.h. den Stofftransport durch die Grenzfläche, beschreiben die genannten Autoren mit der aus der kinetischen Gastheorie bekannten Gleichung

$$\dot{m} = \epsilon_v \sqrt{\frac{M}{2\pi R}} \left(\frac{p_{Fob}}{\sqrt{T_{Fob}}} - \frac{p_D}{\sqrt{T_D}} \right) \quad (18)$$

Durch Variation des Verdampfungskoeffizienten ϵ_v , erfolgt eine Anpassung an experimentelle Ergebnisse.

Eine andere Gruppe von Autoren, wie *A.A. Voloshko* u.a. [34, 35], *D. Moalem* und *S. Sideman* [36], *M. Akiyama* [37] sowie *M. Dimić* [38], betrachtete den Wärmetransport von der Blase an die Flüssigkeit als die dominierende Einflußgröße. *Moalem* und *Sideman* sowie *Akiyama* behandelten den Wärmetransport analog dem einer angeströmten Kugel. *Voloshko* ging von einer Beziehung für den Wärmetransport an der Oberfläche eines aufsteigenden, nicht mischbaren Tropfens aus. *Dimić* setzte in der Umgebung der kugelförmigen Blase Potentialströmung voraus. Er erhielt einen impliziten Ausdruck für $R = f(t)$ in Form einer Integralgleichung, aus der sich explizite Aus-

drücke ableiten lassen, wenn die Aufstiegsgeschwindigkeit in geeigneter Weise als Funktion des Ablöseradius eingeführt wird. *Dimić* verwendete dazu die von *H. Brauer* [39] angegebenen Widerstandsgesetze für Gasblasen. Die analytischen Lösungen der genannten Autoren sind vom Typ

$$\beta = R/R_0 = (1 - kFo)^m \quad (19)$$

Tabelle 1. Auswahl einiger Gleichungen aus der Literatur, die nur den Wärmetransport berücksichtigen.

Autor	Kurve Nr.	Gleichung	Bemerkungen
<i>Florschuetz</i> und <i>Chao</i> [1]	1	$\beta = \frac{R}{R_0} = 1 - \sqrt{\tau_H}$	$\tau_H = \frac{16}{\pi} Ja^2 Fo$
	2	$3\tau_H = \frac{2}{\beta} + \beta^2 - 3$	
<i>Voloshko</i> und <i>Vurgaft</i> [34]	3	$\beta = 1 - 6,776 \cdot 10^4 Fo$	experimentell 40 < Ja < 75 (Wasser)
<i>Voloshko</i> , <i>Vurgaft</i> und <i>Aksel'rod</i> [35]	4	$\beta = \left[1 - \frac{6k}{\sqrt{2\pi}} Ja Pe^{1/2} Fo \right]^{2/3}$	mit $k = 1,88$ aus Experiment (Wasser)
<i>Moalem</i> und <i>Sideman</i> [36]	5	$\beta = \left[1 - \frac{3}{\sqrt{\pi}} Ja Pe^{1/2} Fo \right]^{5/7}$	für $2 < R_0 < 4$ mm
	6	$\beta = \left[1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} Ja Pe^{1/2} Fo \right]^{4/5}$	für $R_0 < 1$ mm
<i>Akiyama</i> [37]	7	$\beta = [1 - 2,8 C Pr^{-0,27} Ja Pe^{0,6} Fo]^{5/7}$	mit $C = 0,37$
<i>Dimić</i> [38]	8	$\beta = \left[1 - 7 \left(\frac{2,7}{\pi} \right)^{1/2} K_o^{1/4} Ja Fo \right]^{4/7}$	für $4,02 K_o^{0,216}$ < $Re < 3,1 K_o^{0,25}$
	9	$\beta = \left[1 - 5 \frac{1}{\sqrt{\pi}} (3\xi)^{-1/4} Ar^{1/4} Pr^{1/2} Ja Fo \right]^{4/5}$	für $Re > 3,1 K_o^{0,25}$ mit $\xi = 2,61$ [39]

Kennzahlen:

$$Ja = \frac{\rho_F c \Delta T}{\rho_0 \Delta h_v} \quad Pe = \frac{2R_0 w_0}{a_F} \quad Re = \frac{2R_0 w_0}{v_F} \quad K_o = \frac{R_0 \sigma}{\rho_F a_F^2}$$

$$Fo = \frac{a_F t}{(2R_0)^2} \quad Ar = \frac{g(2R_0)^3}{v_F^2} \quad K_F = \frac{\rho_F \sigma^3}{g \eta^4} \quad \beta = \frac{R}{R_0}$$

Die Zeit t wird in dimensionsloser Form durch die Fourier-Zahl

$$Fo = a_F t / (2R_0)^2 \quad (20)$$

ausgedrückt. Der Faktor k ist proportional dem Kehrwert der Kondensationszeit t_K , der Exponent m bestimmt die Krümmung der Kurve $\beta = f(Fo)$. Tabelle 1 enthält die von den Autoren mitgeteilten Lösungen für die Abnahme des Blasenradius durch Kondensation. Zusätzlich werden die analytischen Lösungen von *L.W. Florschuetz* und *B.T. Chao* [1] angegeben. Bild 7 zeigt einen Vergleich der Gleichungen aus Tabelle 1 für eine Flüssigkeitsunterkühlung von 10 K und von 50 K.

2.1.3 Wärmetransport an der Phasengrenze

Wie bereits erläutert, beeinflusst der Wärmetransport von der Blase an die umgebende, unterkühlte Flüssigkeit die Geschwindigkeit der Volumenabnahme und die damit verbundenen Strömungsverhältnisse. Aufgrund des sehr dynamischen Vorgangs ist eine experimentelle Bestimmung schwierig. In Tabelle 2 sind einige aus der Literatur bekannte experimentelle Ergebnisse für den flüssigkeitsseitigen Wärmeübergangskoeffizienten des Systems Wasser/Wasserdampf mit den wichtigsten Versuchsbedingungen enthalten. *O. Levenspiel* [40] sowie *A.A. Voloshko* und *A.V. Vurgaft* [41] ermittelten den Wärmeübergangskoeffizienten aus der Steigung der Kondensationskurve $R/R_0 = f(t)$. *G.G. Brucker* und *E.M. Sparrow* [42] bestimmten die zeitliche Volumenänderung während der Kondensationsperiode und berechneten daraus den Wärmeübergangskoeffizienten. *S.G. Bankoff* und *J.P. Mason* [43], *N.W. Snyder* und *T.T. Robin* [29] sowie *P. Grassmann* und *E. Wyss* [44] erzeugten

Tabelle 2. Vergleich einiger aus der Literatur bekannter Untersuchungen des Wärmetransports an der Grenzfläche von Dampfblasen.

Autor	α W/m ² K	p bar	ΔT K	w m/s	f_{ab} Hz	R_0 mm	\dot{M} g/min	Versuchsbedingungen	steigende Tendenz von α bei
<i>Levenspiel</i> [40]	max. $0,57 \cdot 10^5$	1	0,5–11	0	–	max. 5	–	Sieden, Druckerhöhung	$\Delta T \downarrow$ $R_0 \uparrow$
<i>Bankoff</i> u. <i>Mason</i> [43]	$(0,73 - 18) \cdot 10^5$	1	18–73	0,27–2,15 axial	200–2500	–	0,4–1,5	Düse mit \varnothing 0,5 und 1,7 mm turbl. Flüssigkeitsstrahl	
<i>Grassmann</i> u. <i>Wyss</i> [44]	$(0,75 - 1,15) \cdot 10^5$	1	0–2,8	0	20	2,8–6,8	0,56 und 1,12	Düse mit \varnothing 1,2 mm Flüssigkeitshöhe $H = 10, 25, 40$ mm	$\Delta T \downarrow$ $H \downarrow$ $\dot{M} \uparrow$
<i>Snyder</i> u. <i>Robin</i> [29]	$(2 - 22) \cdot 10^5$	1	40–75	0,06–11,6 quer ange- strömt	–	–	–	Düse mit \varnothing 1,2 mm in einer beheizten Platte $Re = 900 - 2 \cdot 10^6$	$\Delta T \uparrow$ $w \uparrow$
<i>Voloshko</i> u. <i>Vurgaft</i> [41]	$(0,5 - 0,75) \cdot 10^5$	–	4–25	0	–	5–12	–	Düse mit \varnothing 3,0 mm	$dR/dt \uparrow$
<i>Brucker</i> u. <i>Sparrow</i> [42]	$(0,8 - 0,13) \cdot 10^5$	10– 62	15–100	0	–	3,0	–	Düse mit \varnothing 0,8 mm	

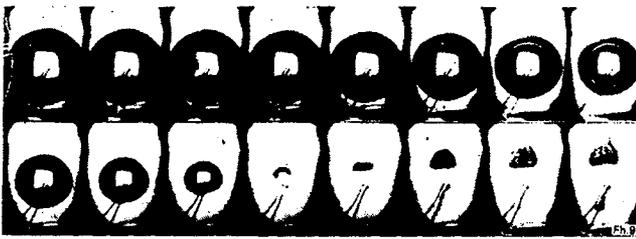


Bild 9. Blasen Kondensation bei Einstellung der Unterkühlung durch Druckerhöhung [55].

der Kondensationsperiode keine thermische Grenzschicht. Wie Bild 9 zeigt, erfolgt die Volumenabnahme anfangs durch Verdichtung. Unter Annahme einer adiabaten Zustandsänderung ist die Verdichtung ungefähr mit dem zweiten Bild der zweiten Reihe abgeschlossen. Nach diesem Verfahren wurden unter anderem die experimentellen Untersuchungen von *L.W. Florschuetz* und *B.T. Chao* [1], *D.D. Wittke* und *B.T. Chao* [28], *S.S. Board* und *A.D. Kimpton* [55] sowie *O. Levenspiel* [40] durchgeführt.

2.3 Schlussfolgerungen für die eigene Arbeit

Den aus der Literatur bekannten Ansätzen zur Beschreibung der Rückkondensation liegen als bestimmende Einflußgrößen entweder der Wärmetransport an der Phasengrenze oder die Trägheit der Flüssigkeit zugrunde. Durch experimentelle Untersuchungen soll geklärt werden, welche der beiden Ein-

flußgrößen – Massenträgheit oder Wärmetransport – bis zu welchen Bereichen und in welchem Maße überwiegt.

Zur Untersuchung des an der Blasenoberfläche anliegenden Temperaturfeldes und damit des Wärmetransports sind interferometrische Meßverfahren sehr gut geeignet, die eine trägheitsfreie Messung erlauben, ohne dabei das Untersuchungsgebiet durch Meßwertaufnehmer zu stören. Die holographische Interferometrie weist gegenüber herkömmlichen interferometrischen Meßverfahren, z.B. dem Mach-Zehnder-Verfahren, wesentliche versuchstechnische Vorteile auf. So sind Messungen bei vom Umgebungszustand abweichenden Drücken möglich, ohne daß eine Kompensationskammer notwendig ist. Des weiteren sind die Anforderungen an die Konstruktion der Versuchskammer geringer. Zur Erfassung der schnell ablaufenden Vorgänge und zur Bestimmung der zeitlichen Volumenänderung wird die Hochgeschwindigkeits-Kinematographie eingesetzt. Um den Trägheitseinfluß beurteilen zu können, müssen die Signale empfindlicher Druckaufnehmer, die in der Nähe der kondensierenden Blase anzuordnen sind, synchron zum Hochgeschwindigkeitsfilm registriert werden.

Für ein klares verwertbares Forschungsergebnis ist es notwendig, den zu untersuchenden Parameterbereich einzuengen. Um den Einfluß des inhomogenen Temperaturfeldes einer Heizwand auszuschalten, bietet sich an, die Untersuchungen mit an Düsen gebildeten Einzelblasen durchzuführen. Die Versuche sollen in Wasser bei Systemdrücken von 0,25 bis 4 bar und Unterkühlungen bis max. 100 K durchgeführt werden. Dieser Parameterbereich erfaßt die von *L.W. Florschuetz* und *B.T. Chao* [1] angegebenen Bereichsgrenzen (Bild 5 und 6) für den Einfluß des Wärmetransports und der Massenträgheit.

3. Beschreibung der Versuchsanlage

Für die experimentelle Untersuchung der thermohydraulischen Verhältnisse in der Umgebung einzelner Dampfblasen wurde die in Bild 10 gezeigte Versuchskammer eingesetzt. Durch das Innenrohr der koaxial ausgeführten Dampfversorgungsleitung strömt der zur Blasenbildung benötigte Dampf in die Düsenvorkammer. In dem Ringkanal strömt der Dampf für die Schutzheizung des Düsenkörpers. Dieser Kanal endet in dem Isolierraum, der die Düsenvorkammer bis zur Düsenmündung vollständig umgibt. Der Dampf zur Blasenbildung ist also auf dem Weg vom Dampferzeuger bis zur Düsenmündung ständig von einem zweiten isolierenden Dampfstrom umgeben. Ein evakuierter Sammelbehälter nimmt das durch die Schutzheizung anfallende Kondensat auf. Zur zusätzlichen Isolierung gegenüber der kälteren Wasserströmung ist der Mantel des Düsenkörpers doppelwandig ausgeführt, den Zwischenraum kann man bei Bedarf evakuieren. Um vor Versuchsbeginn das Eintreten von Wasser in die Düsenmündung zu vermeiden, läßt sich die Öffnung durch eine Nadel verschließen. Die Betätigung der Düsennadel geschieht mit einem Hubmagneten, dessen Weg und damit der freie Querschnitt der Düse mit einer Mikrometerschraube eingestellt werden kann. Die Dampf-feuchte wird in der Düsenvorkammer und in der Zuleitung (Bild 11) nach der Widerstandsmethode kontrolliert. Dazu ist eine Elektrode elektrisch isoliert gegenüber der Versuchskammer in die Düsenvorkammer eingebaut. Der Dampf galt als trocken, wenn während des Betriebs ein in Luft gemessener Widerstandswert erreicht wurde.

Bei interferometrischen Untersuchungen besteht die Gefahr, daß das Meßergebnis durch eine ungleichförmige Temperaturverteilung vor und hinter dem eigentlichen Meßobjekt verfälscht wird. Besonders bei Untersuchungen in Flüssigkeiten

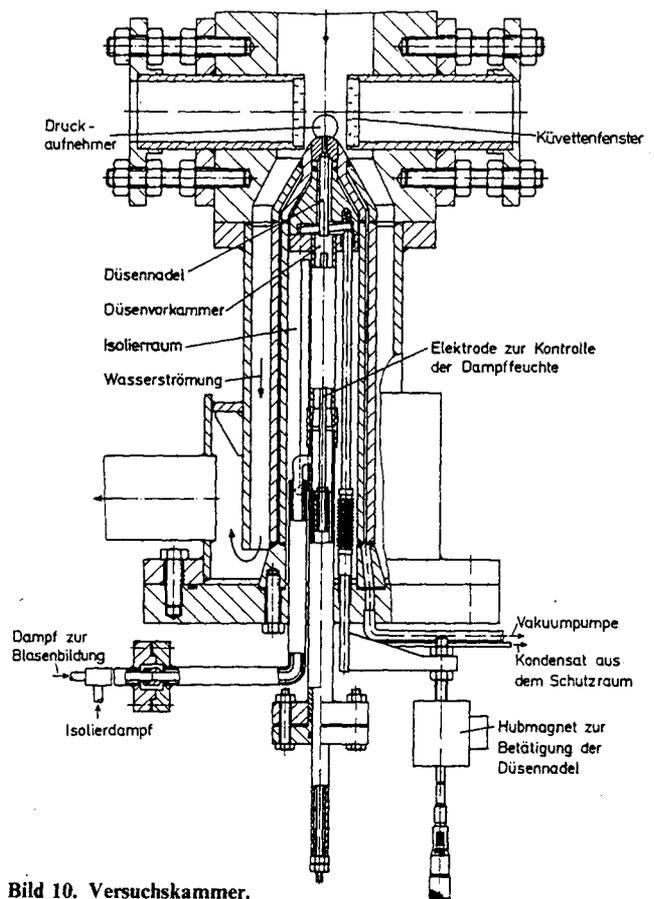
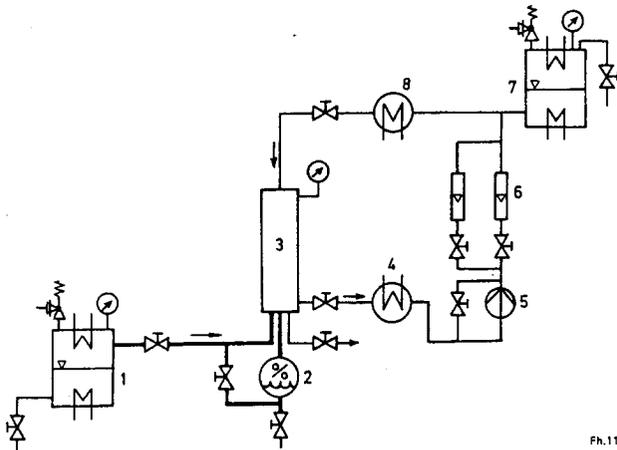


Bild 10. Versuchskammer.

muß der Weg des Lichtstrahls durch die Versuchskammer möglichst kurz sein. Ferner ist eine Konvektionsströmung der Luft an der Außenseite der Küvettenfenster zu verhindern. Die aus Kronglas BK 7 bestehenden geschliffenen Glasscheiben sind daher bündig in Rohre eingeklebt und diese, wie Bild 10 zeigt,



Ph.11

Bild 11. Schematische Darstellung des Flüssigkeitskreislaufs mit Dampferzeuger.

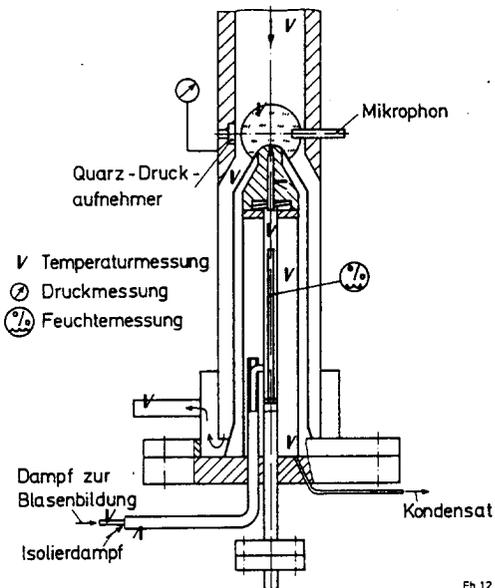
1 Dampferzeuger, 2 Kontrolle der Dampfuchte, 3 Versuchskammer, 4 Kühler, 5 Pumpe, 6 Schwabekörper, 7 Druckhalter, 8 Vorwärmer, — Dampf, — Flüssigkeit

in die Versuchskammer eingesetzt. Mit dieser Fensteranordnung ist es möglich, den Abstand der Glasscheiben zu variieren und sie zum Laserstrahl auszurichten. Die Untersuchungen konnten bis zu einem Fensterabstand von 14 mm ohne Auftreten von störenden Interferenzlinien, hervorgerufen durch eine ungleichmäßige Temperaturverteilung, durchgeführt werden. Die zur Ermittlung des Trägheitseinflusses notwendigen Druckaufnehmer sind in Höhe der Düsenmündung um 90° versetzt zu den Fenstern eingebaut.

Damit jede Blase bei ihrem Eintritt in die Flüssigkeit eine möglichst homogene Temperatur vorfindet, ist die Versuchskammer in einem Flüssigkeitskreislauf eingebaut, Bild 11, der an der Düsenmündung eine vertikal nach unten gerichtete Strömung erzeugt. Die Strömungsgeschwindigkeit wurde bei den Versuchen auf 2,5 cm/s einreguliert. Es war damit gewährleistet, daß die Strömung den Ablösevorgang der Blasen nicht behindert, da die Aufstiegsgeschwindigkeit mindestens den zehnfachen Wert erreicht. Der Flüssigkeitskreislauf besteht aus der Umwälzpumpe 5, zwei parallel geschalteten Schwabekörper-Durchflußmeßgeräten 6, dem Druckhalter 7, dem Vorwärmer 8, der Versuchskammer 3 und dem Kühler 4. Die Beheizung des Dampferzeugers 1, des Vorwärmers 8 und des Druckhalters 7 erfolgt elektrisch. Der Druck im Kreislauf und im Dampferzeuger wird durch Temperaturregler kontrolliert. Alle von der Versuchsflüssigkeit berührten Teile bestehen aus aus-

tenitischem Chrom/Nickel-Stahl (1.4541 bzw. 1.4301). Die Anlagenkomponenten sind für den Druckbereich 0,1 bis 10 bar (absolut) bei einer maximalen Betriebstemperatur von 200 °C ausgelegt. Um die bei interferometrischen Messungen störenden Schwingungen möglichst weitgehend zu unterdrücken, ist der Flüssigkeitskreislauf mit allen Hilfsaggregaten in ein schwingungsisoliertes Gerüst eingebaut. Zusätzlich steht die Meßkammer getrennt von den übrigen Komponenten der Versuchsanlage auf Schwingungsisolatoren. Die notwendigen Verbindungsleitungen sind flexibel ausgeführt.

Der Meßstellenplan für die Versuchskammer ist in Bild 12 dargestellt. Alle Temperaturmessungen wurden mit elektrisch isolierten Nickelchrom/Nickel-Mantelthermoelementen vorgenommen. Die Durchmesser der Thermolemente betragen 1,0 bzw. 0,5 mm. Als Vergleichsstelle diente ein auf 0 °C befindlicher Kältethermostat, dessen Temperatur mit einem geeichten Nullpunktthermometer mit einer Ablesegenauigkeit von 1/100 K kontrolliert wurde. Die für die Untersuchung besonders wichtigen Temperaturen im Bereich der Versuchskammer wurden mit einem Mehrkanalschreiber fortlaufend registriert. Über einen thermokraftfreien Schalter konnten diese Meßstellen auf einen Thermospannungskompensator umgeschaltet werden, zum Abgleich diente ein hochempfindliches Lichtmarkengalvanometer. Die Thermospannungen der übrigen nur zur Überwachung der Versuchsanlage vorhandenen Thermolemente wurden mit einem Kompensationsdrucker aufgezeichnet.



Ph.12

Bild 12. Meßstellen im Bereich der Versuchskammer.

Zur Druckmessung wurden mit einer Druckwaage geeichte Rohrfederanometer der Klasse 0,6 eingesetzt. Die Manometer wurden entsprechend dem aufgeprägten Systemdruck ausgetauscht, so daß die Ablesung stets im oberen Skalendrittel erfolgen konnte.

4. Meßmethoden zur Untersuchung der thermohydraulischen Verhältnisse

4.1 Hochgeschwindigkeits-Kinematographie

Die beim Blasenwachstum und der Volumenabnahme auftretenden Vorgänge, sind aufgrund der hohen Geschwindigkeit nur mit Hilfe der Hochgeschwindigkeits-Kinematographie zu beobachten. Die eingesetzte 16-mm-Drehprismenkamera kann zwischen 500 und 10000 Bilder pro Sekunde aufnehmen. Die Bildfrequenz ist stufenlos einstellbar. Da bei diesem Kameratyp der Film erst während der Aufnahmeperiode beschleunigt wird, ist die Filmgeschwindigkeit und damit der zeitliche Bildabstand nicht konstant. Die Kamera ist daher mit einer Zeitmarkierungseinrichtung ausgerüstet, die in einem Abstand von 1 ms Lichtpunkte auf den Filmrand einblendet. Der Abbildungsmaßstab wurde aus dem Abstand zweier in der Düsenebene angebrachten Nadelspitzen bestimmt, die gleichzeitig eine sichere Fokussierung des Kameraobjektivs erlaubten.

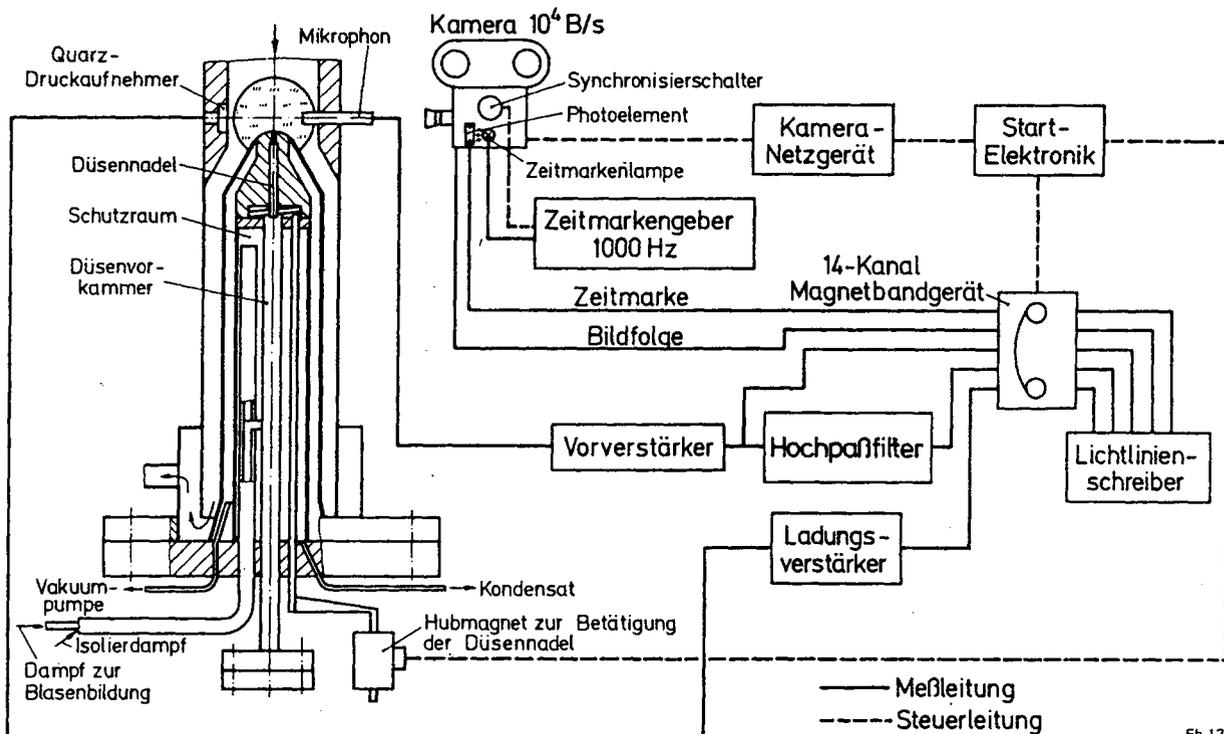
Die Art der Belichtung entscheidet über den Informationsinhalt des Films. Es kamen drei Belichtungseinrichtungen zum Einsatz: Hochfrequenzblitzlampe, 1000-W-Halogenlampe und das bei den holographischen Messungen notwendige Laserlicht. Mit der Hochfrequenzblitzeinrichtung können Belichtungszeiten von weniger als 10^{-6} s erreicht werden. Infolgedessen ist es möglich, die schnellsten Bewegungsvorgänge beim Ablösen und der Kondensation präzise zu erfassen, wie Oberflächenwellen, Einstülpfen des Blasenfußes in das Blaseninnere, Veränderungen an der Oberfläche. Durch die hochfrequente Hochspannung wurde leider die Aufzeichnung der von den Blasen ausgehenden Druckwellen gestört. Die Filme zur Bestimmung des Trägheitsflusses mußten daher mit einer Halogenlampe belichtet werden. Die Hochgeschwindigkeitsfilme, die im Rahmen der interferometrischen Untersuchungen entstanden sind, enthalten Informationen über den lokalen und zeitlichen Wärmetransport an der Phasengrenze und den Strömungsverhältnissen

in der Umgebung der Blasen. Da mit einem parallelen, aufgeweiteten Laserstrahl im direkten Gegenlicht belichtet werden mußte, fehlt jedoch die räumliche Information. Folglich sind Veränderungen im Innern und unmittelbar an der Blasenoberfläche nicht zu erkennen.

4.2 Untersuchung des Einflusses der Flüssigkeitsträgheit

Wie bereits erwähnt, sind zur Untersuchung des Trägheitseinflusses in Höhe der Düsenmündung zwei empfindliche Druckaufnehmer angeordnet, ein Quarz-Niederdruckaufnehmer und ein Kondensator-Mikrophon. Der Quarzaufnehmer hat bei einem Durchmesser von 25,4 mm und einer Eigenfrequenz von 13 kHz eine Ansprechschwelle von 0,1 mbar, während das Mikrophon über eine Ansprechschwelle von weniger als 0,01 mbar verfügt. Die Eigenfrequenz beträgt 70 kHz, der Durchmesser 6,4 mm. Für die Wahl dieser beiden Aufnehmer waren folgende Gründe maßgebend: Das Mikrophon ist klein, hat einen großen Frequenzbereich, eine sehr kleine Ansprechschwelle und ist bis 200 °C einsetzbar. Da es nicht gelang, das absolute Übertragungsmaß des Mikrophons in Wasser zu bestimmen, wurde zusätzlich der Quarzaufnehmer eingesetzt, der statisch geeicht werden konnte. Das absolute Übertragungsmaß des Mikrophons wurde durch Vergleich mit den niederfrequenten Amplituden des Quarzsignals bestimmt.

Die Aufzeichnung der Drucksignale erfolgte synchron zum Hochgeschwindigkeitsfilm auf einem Magnetbandgerät (Grenzfrequenz 40 kHz, FM-Technik). Bild 13 zeigt schematisch die eingesetzte Meßanordnung. Der Start der Hochgeschwindigkeitskamera und das Öffnen der Düse mittels des Hubmagneten wird vom Magnetbandgerät ausgelöst, nachdem dieses die Aufnahmegeschwindigkeit von 60 Zoll/s erreicht hat.



Fh.13

Bild 13. Meßanordnung zur Untersuchung des Trägheitseinflusses.

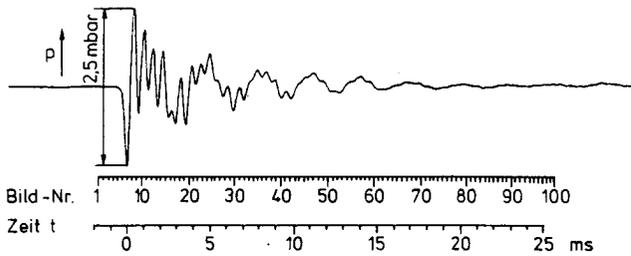


Bild 14. Druckverlauf mit Bildfolge einer Stickstoffblase in Wasser.
 $p = 1 \text{ bar}$, $T = 295 \text{ K}$, Folgefrequenz 6 Hz

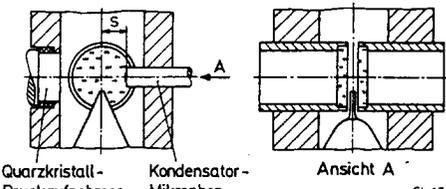
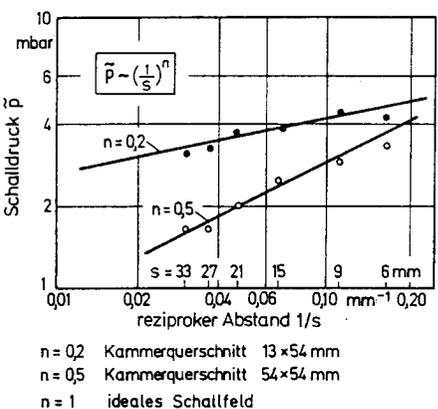


Bild 15. Abstandsgesetz bei verschiedenen Kammerquerschnitten.

Die exakte Zuordnung der Magnetbandaufzeichnung zum Film erfolgt mit der ersten 1000-Hz-Zeitmarke, die die Kamera nach etwa 5 m Filmdurchlauf einschaltet. Über ein Photoelement werden die Zeitmarken auf dem Magnetband registriert. Die Aufzeichnung einer Markierung für jedes Bild des Hochgeschwindigkeitsfilms ermöglicht eine genauere Analyse der Druckkurven. Um hochfrequente Anteile nachweisen zu können, wird das Signal des Mikrophons zusätzlich über ein Hochpaßfilter geführt. Zur Auswertung wird die Magnetbandaufzeichnung bei langsamer Wiedergabegeschwindigkeit mit einem Lichtlinienschreiber auf Registrierpapier übertragen.

Für einen Vergleich mit Messungen von *J. Kemnade* [57] wurden die von Stickstoffblasen ausgehenden Druckwellen aufgenommen. Die Anordnung der Fenster und der Düsenmündung entsprach dabei den Untersuchungen an Dampfblasen. Die erhaltenen Ergebnisse stimmen weitgehend mit den Untersuchungen von *Kemnade* überein. Die größte Amplitude fällt mit dem Ablösezeitpunkt zusammen, der erste Impuls ist negativ, Bild 14. Während die kurzwelligen Schwingungen Oberflächenwellen zuzuordnen sind, entstehen die langwelligen Schwingungen durch periodische Verformungen der Gasblasen.

Der Schalldruck nimmt in einem idealen Direktschallfeld linear mit dem Abstand s vom Schallentstehungsort ab [49]:

$$\bar{p} \sim 1/s \quad (21).$$

In einer Meßkammer sind die Voraussetzungen für ein ideales Schallfeld nicht mehr gegeben. Um das gültige Abstandsgesetz zu ermitteln, wurden die Signale von ablösenden Gasblasen bei unterschiedlichen Abständen Mikrophon-Düse gemessen. In Bild 15 sind die jeweiligen maximalen Druckschwankungen über dem Kehrwert des Abstandes s aufgetragen. Bei einem quadratischen Kammerquerschnitt nimmt der Schalldruck mit der zweiten Wurzel aus dem Abstand und bei einem Fensterabstand von 13 mm mit der fünften Wurzel ab.

4.3 Holographische Interferometrie

Schnell veränderliche Temperaturfelder, wie sie z.B. an Phasengrenzflächen auftreten können, lassen sich vorteilhaft durch interferometrische Meßverfahren untersuchen. Das Untersuchungsgebiet wird durch keine Meßwertaufnehmer gestört, die Messung selbst ist trägheitsfrei. Da mit einem Interferometer eine optische Wegdifferenz gemessen wird, ist eine Meß- und eine Vergleichswelle erforderlich. Bei den herkömmlichen Interferometern, wie Mach-Zehnder- oder Michelson-Interferometer, durchläuft die Vergleichswelle nicht das Untersuchungsgebiet. Findet in der Versuchskammer eine Druckänderung statt, so entstehen durch das Verbiegen der Küvettenfenster Interferenzlinien, die in keinem Zusammenhang mit dem zu untersuchenden Wärmetransportprozeß stehen. Diese „Störinlinien“ erschweren die Auswertung oder machen sie sogar unmöglich.

Bei einem holographischen Interferometer durchläuft auch die Vergleichswelle das Untersuchungsgebiet. Dies hat wesentliche versuchstechnische Vorteile, so können z.B. Messungen bei vom Umgebungszustand abweichenden Drücken und Temperaturen durchgeführt werden. Es ist nur erforderlich, die Vergleichswelle bei demselben Zustand aufzunehmen.

4.3.1 Holographische Speicherung der Vergleichswelle

Im Gegensatz zur herkömmlichen Photographie wird bei der Holographie nicht nur die Amplituden-, sondern auch die Phasenverteilung einer dreidimensionalen Lichtwelle auf einer zweidimensionalen Photoplatte gespeichert. Da die photographischen Schichten nur auf die Lichtenergie, d.h. auf die Amplituden der Lichtwellen reagieren, benutzt man zur Aufzeichnung der Phasenverteilung die Erscheinung der Interferenz zwischen kohärenten Wellen. Aus diesem Grund ist die Verwendung einer kohärenten Lichtquelle, z.B. Laser, erforderlich.

Wie in Bild 16 schematisch dargestellt, wird der zu speichernden Vergleichswelle eine zweite Welle, Bezugs- oder Referenzwelle genannt, überlagert. Das resultierende Interferenzmuster kann dann auf einer in das Interferenzfeld gebrachten Photoplatte aufgezeichnet werden. Nach der Entwicklung bezeichnet man eine derart belichtete Platte als Hologramm. Auf ihr ist die Amplituden- und die Phasenverteilung der Vergleichswelle

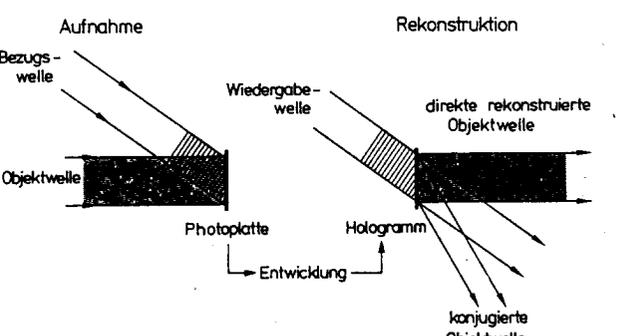


Bild 16. Holographische Speicherung der Vergleichswelle.

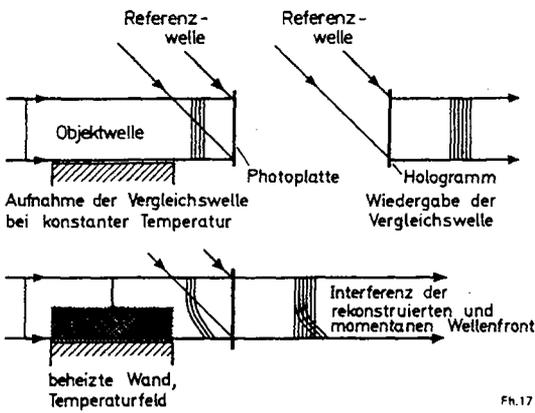


Bild 17. Momentan-Beobachtungsmethode.

gespeichert. Durchleuchtet man das Hologramm anschließend mit der Bezugswelle, so wird die ursprüngliche Objektwelle rekonstruiert. Auf eine ausführlichere Erläuterung der Theorie wird verzichtet, dazu wird auf die Literatur verwiesen [7; 8; 58; 59].

4.3.2 Momentan-Beobachtungsmethode

Von den möglichen holographischen Interferenz-Techniken eignet sich zur Untersuchung instationärer Vorgänge besonders die „Momentan-Beobachtung-Methode“, auch „Real-time-Methode“ genannt. Die Aufnahme der Vergleichswelle erfolgt bei gleichmäßig temperiertem Untersuchungsgebiet, der zu untersuchende Wärmetransportvorgang findet noch nicht statt. Ein eventuell gewünschter Über- oder Unterdruck ist jedoch bereits eingestellt. Durch eine Belichtung wird die ungestörte Wellenfront auf der Photoplatte holographisch gespeichert. Die Platte wird anschließend entwickelt und exakt an den Aufnahmeort zurückpositioniert. Durch Beleuchtung mit der Bezugswelle wird die Vergleichswelle rekonstruiert und überlagert sich mit der zunächst noch durch kein Temperaturfeld beeinflussten Objektwelle. Wenn sich die Platte genau in ihrer ursprünglich bei der Belichtung eingenommenen Lage befindet, dürfen keine Interferenzlinien sichtbar sein (sogenannte Nullfeldjustage). Löst man jetzt den zu untersuchenden Wärmetransportvorgang aus, so wird die Wellenfront der Objektwelle deformiert. Es entsteht ein Interferenzbild, das ein Maß für das momentane Temperaturfeld im Untersuchungsgebiet ist, siehe dazu Bild 17. Dieses instationäre Streifenfeld kann kontinuierlich beobachtet, photographiert oder auch mit einer Hochgeschwindigkeitskamera gefilmt werden.

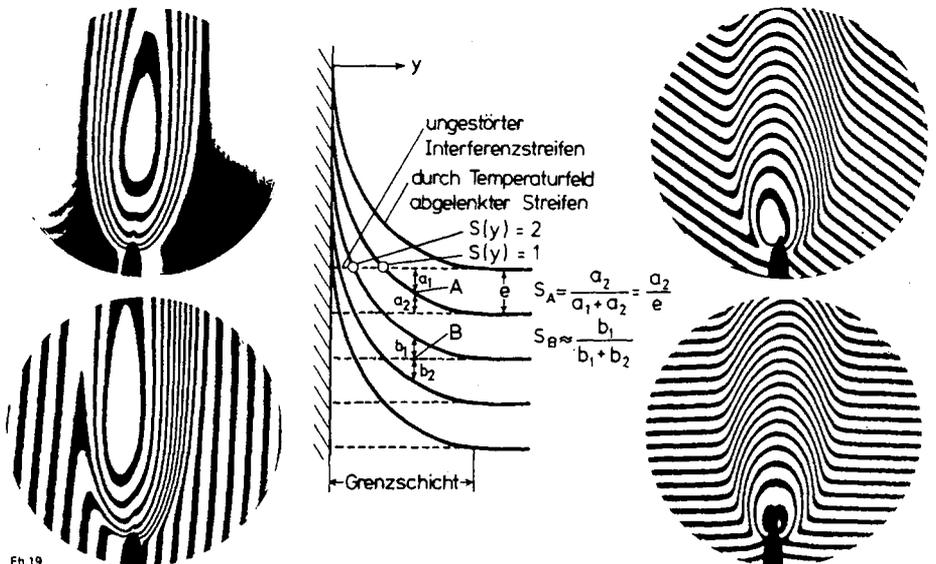


Bild 19. Interferenzaufnahmen einer kleinen Gasflamme ohne (links oben) und mit Streifenvorgabe. Mitte: Bestimmung der Streifenordnung an einer ebenen Wand.

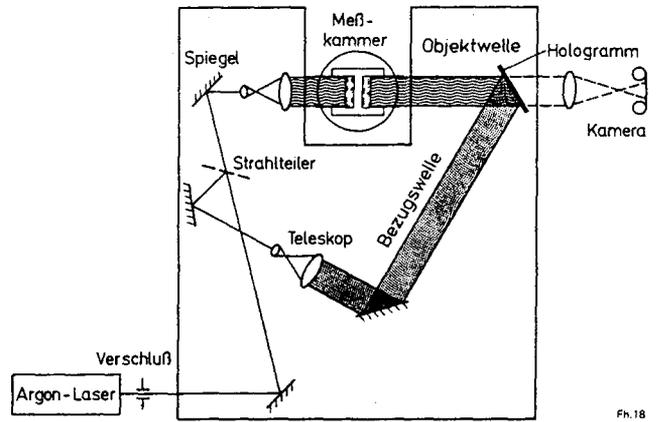


Bild 18. Strahlengang des holographischen Interferometers.

4.3.3 Anordnung der optischen Komponenten

Bild 18 zeigt die gewählte Anordnung der optischen Komponenten des holographischen Interferometers. Als kohärente Lichtquelle dient ein Argon-Dauerstrichlaser, dessen Strahl mit einem variablen Strahlteiler in Objekt- und Bezugswelle aufgeteilt wird. Die beiden Teilstrahlen werden in Teleskop-Objektiven zu parallelen Wellen aufgeweitet. Diese Aufweitungsoptik besteht aus einem Mikroskopobjektiv und einer Sammellinse, in deren gemeinsamem Brennpunkt sich eine Mikrolochblende befindet, um störende Sekundärwellen auszublenden. Die Objektwelle tritt durch die Meßkammer und interferiert in der Ebene des Hologramms mit der Bezugswelle.

4.3.4 Interferometrie mit und ohne Streifenvorgabe

Die Interferometrie bietet zwei Möglichkeiten, die durch einen Temperaturgradienten hervorgerufene Änderung des Brechzahlfeldes anzuzeigen: bei Vorgabe eines streifenfreien Feldes durch die entstehenden Interferenzlinien oder bei vorgegebenen Interferenzstreifen durch deren Auslenkung. Die Vorgabe eines parallelen Streifenfeldes ist in dem verwendeten optischen Aufbau am einfachsten durch Kippen des Spiegels in der Bezugswelle möglich. Bild 19 zeigt eine Gegenüberstellung von Interferenzaufnahmen ohne und mit Streifenvorgabe einer kleinen Gasflamme. Durch die Vorgabe eines Streifenfeldes läßt sich der Beginn der Grenzschicht wesentlich besser lokalisieren. Die Richtung der Streifen ist frei wählbar, so daß man

auch bei beliebig orientierten Temperaturfeldern an jedem Ort eine Auslenkung erhält. Für den Fall einer ebenen Wand ist in Bild 19 die Bestimmung der Streifenordnung S dargestellt, wobei die Steigung der Interferenzstreifen in erster Nähe-

rung dem Temperaturgradienten direkt proportional ist. Der Informationsinhalt der Interferenzaufnahmen läßt sich durch gleichzeitige Vorgabe von Streifenfeldern verschiedener Richtungen steigern; das Verfahren wird in [60] beschrieben.

5. Versuchsdurchführung

Das für die Untersuchungen benötigte Wasser wurde in einer Mischbett-Vollentsalzungsanlage aufbereitet. Die Entgasung des Wassers geschah thermisch bei einem Druck von 1,7 bar entsprechend einer Sättigungstemperatur von 115 °C. Bei diesem Zustand liegt das minimale Lösungsvermögen des Wassers für Inertgase vor. Das Wasser des Dampferzeugers wurde bis auf einen Restsauerstoffgehalt von < 30 ppb und das des Kreislaufes auf < 200 ppb entgast.

Die Untersuchungen wurden bei den Systemdrücken 0,25; 0,5; 1,0; 2,0 und 4,0 bar durchgeführt, die Unterkühlung wurde, soweit möglich, zwischen 5 und 100 K variiert. Die der Düsenmündung entgegengerichtete Wasserströmung betrug 2,5 cm/s. Der Massenstrom des Dampfes wurde so eingestellt, daß eine gleichmäßige Blasenbildung ohne gegenseitige Be-

einflussung erfolgte. Dies wurde vor Versuchsbeginn mit einem Stroboskop kontrolliert.

Die Hochgeschwindigkeitsfilme wurden im direkten Gegenlicht belichtet. Die Verstärker der empfindlichen Druckaufnehmer und des Magnetbandgerätes wurden vor jedem Versuch optimal austeuert. Zur Ermittlung des Absolutwertes der Druckschwankungen wurden nach jedem Filmdurchlauf Referenzspannungen auf die einzelnen Kanäle des Magnetbandgerätes aufgezeichnet. Der für die interferometrischen Untersuchungen notwendige Vergleichszustand wurde bei einem Volumenstrom von 1000 l/h, entsprechend $Re = 27000$, und bei dem zu untersuchenden Systemdruck auf der Photoplatte gespeichert. Die Interferenzbilder wurden abwechselnd mit einer Hochgeschwindigkeitskamera und mit einer motorgetriebenen Kleinbildkamera aufgenommen.

6. Versuchsauswertung

6.1 Bestimmung der Flüssigkeitsunterkühlung

Die Flüssigkeitsunterkühlung ist die Differenz zwischen der Sättigungstemperatur und der in Höhe der Düsenmündung gemessenen Flüssigkeitstemperatur. Die Sättigungstemperatur konnte mit Hilfe der VDI-Wasserdampf tabel [61] aus dem Systemdruck bestimmt werden, der in Höhe der Düsenmündung mit einem Rohrfederanometer gemessen und mit dem jeweiligen Barometerdruck korrigiert wurde.

6.2 Auswertung der Hochgeschwindigkeitsfilme

Zur Bestimmung der Wachstums- und Kondensationsverläufe wurden die gefilmten Blasen mit Hilfe eines Auswertegerätes vermessen. Dazu wurde das Bild auf eine Mattscheibe projiziert, die mit einer Digitalmeßeinheit ausgerüstet war. Zur Reduzierung der Daten und zur Beschleunigung der Auswertung bot es sich an, die Blasengröße mit zwei Koordinatenpaaren zu vermessen, indem um die Blase ein Rechteck gelegt wurde. Unter der Annahme, daß die Ausdehnung in die Tiefe gleich der Breite ist, kann aus den Meßwertpaaren der Volumeninhalt eines Ellipsoiden und daraus der Radius einer volumengleichen Kugel berechnet werden:

$$R = \sqrt[3]{b^2 h} \quad (22)$$

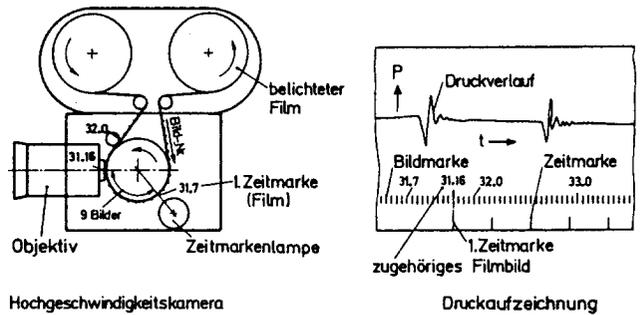
mit $2b$ als Breite der Blase und $2h$ als Höhe der Blase.

Die Zeit wurde über die auf dem Filmrand befindlichen Zeitmarken erfaßt. Die Berechnung der Kurven $R=f(t)$, die Erstellung der graphischen Darstellungen und der Vergleich mit Literaturangaben erfolgte mit Hilfe eines Großrechners.

6.3 Auswertung der Druckaufzeichnungen

Wie bereits erwähnt, wurden die von den empfindlichen Druckaufnehmern aufgezeichneten Signale bei langsamer Wiedergabegeschwindigkeit über einen Lichtliniensreiber auf Registrierpapier übertragen. Anhand der Referenzspannungen konnten die Ausschläge in Druckwerte umgerechnet werden. Zur exakten zeitlichen Zuordnung des Druckschriebes zum

Hochgeschwindigkeitsfilm wurde die erste Zeitmarke benutzt. Wie in Bild 20 dargestellt, ist bei der verwendeten Kamera die Zeitmarke um neun Bilder versetzt zum Objektiv angeordnet. Diese konstante Verschiebung war bei der Bestimmung



Hochgeschwindigkeitskamera
Fr. 20

Druckaufzeichnung

Bild 20. Zuordnung der Druckaufzeichnung zum Hochgeschwindigkeitsfilm.

des zur ersten Zeitmarke gehörenden Filmbildes zu berücksichtigen. Die Druckverläufe wurden hinsichtlich der Maximalereignisse beim Ablösen und zum Kondensationsende, der folgenden Ausschwingvorgänge sowie der Frequenzen ausgewertet. Zur Ergebnisdarstellung wurde aus mindestens zehn Einzelereignissen pro Versuch der arithmetische Mittelwert gebildet.

6.4 Auswertung der Interferenzbilder

6.4.1 Ideale holographische Interferometrie

In einem Interferenzbild wird eine Änderung des optischen Weges bzw. eine Phasenverschiebung sichtbar durch die Verformung vorgegebener Streifen oder bei Vorgabe eines streifenfreien Feldes durch die entstehenden Interferenzlinien. Die Phasenverschiebung kann als Vielfaches S der Wellenlänge λ_0 der verwendeten Lichtquelle angegeben werden:

$$S \lambda_0 = \int_0^l (n - n_{ref}) dz \quad (23)$$

Diese Gleichung ist sofort lösbar, wenn die Bedingungen der idealen Interferometrie erfüllt sind [8]:

- Die Brechzahl ändert sich nicht längs des optischen Weges, es liegt nur ein zweidimensionales Brechzahlfeld $n(x, y)$ vor.
- Der Lichtstrahl wird durch das durchstrahlte Brechzahlfeld der Länge l nicht abgelenkt.

Die Lösung von Gl. (23) lautet dann

$$S(x, y) \lambda_0 = l \Delta n(x, y) \quad (24)$$

mit der aus dem Interferenzbild das Temperaturfeld bestimmt werden kann, wenn die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex bekannt ist. Bei hinreichend kleinen Änderungen von n um Δn , bzw. T um ΔT ist es nicht notwendig, die Funktion $n=f(T)$ zu kennen. Da zwischen zwei Interferenzlinien nur kleine Temperaturdifferenzen auftreten, genügt es, die Abhängigkeit mit dem Differentialquotienten

$$dn = f'(T) dT \quad (25)$$

oder

$$\Delta n = \frac{dn}{dT} \Delta T \quad (26)$$

zu beschreiben. Damit berechnet sich die Temperaturdifferenz bei einer Änderung der Streifenordnung um 1 oder einer Phasenverschiebung um λ_0 mit Gl. (24) und (26) zu

$$\Delta T = \frac{\lambda_0}{l} \frac{1}{dn/dT} \quad (27)$$

Der allgemein interessierende Wärmeübergangskoeffizient läßt sich nach Bestimmung des Temperaturprofils $T(y)$ aus dem Temperaturgradienten $(dT/dy)_w$ bestimmen,

$$\alpha = - \frac{\lambda (dT/dy)_w}{T_w - T_F} \quad (28)$$

wobei vorausgesetzt werden muß, daß die unmittelbar an der Wand anliegende Grenzschicht laminar ist. Zur Berechnung der Temperaturverteilung mit Gl. (27) muß die Abhängigkeit des Brechzahlgradienten dn/dT von der Temperatur bekannt sein. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Auswertung wurde der Gradient für das untersuchte Medium Wasser aus der von *L.W. Tilton* und *J.K. Taylor* [62] angegebenen Gleichung

$$n(T) = 1,33711 - 9,3784 \cdot 10^{-6} T - 2,1726 \cdot 10^{-6} T^2 + 5,9387 \cdot 10^{-9} T^3 \quad (29)$$

berechnet.

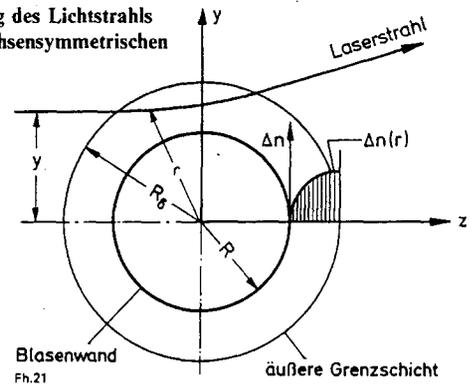
6.4.2 Auswertung der Interferenzbilder von achsensymmetrischen Temperaturfeldern

Die bei der Lösung der Integralgleichung (23) gemachten Annahmen sind bei der Auswertung interferometrischer Messungen in der Umgebung von Dampfblasen nicht mehr zu erfüllen. Die Brechzahl längs des Lichtwegs ist nicht konstant, wie vereinfacht in Bild 21 gezeigt. Die Brechzahl n ist eine Funktion des Radius r , die Integrationsgrenzen sind ebenfalls von r abhängig. Zur Berechnung der Phasenverschiebung geht Gl. (23) über in

$$S(y) \lambda_0 = \int_{-z_0}^{+z_0} [n(r) - n_{ref.}] dz \quad (30)$$

Um aus der Streifenverteilung $S(y)$ die Temperaturverteilung $T(r)$ in der Grenzschicht bestimmen zu können, ist Gl. (30)

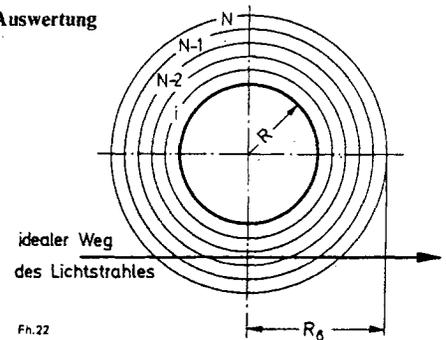
Bild 21. Ablenkung des Lichtstrahls innerhalb eines achsensymmetrischen Brechzahlfeldes.



unter Beachtung der Integrationsgrenzen nach $\Delta n(r) = n(r) - n_{ref.}$ aufzulösen. Bei räumlichen, beliebig orientierten Brechzahlfeldern gelingt dies nur, wenn Interferenzaufnahmen aus unterschiedlichen Blickrichtungen vorhanden sind. Für den Sonderfall achsensymmetrischer Brechzahlverteilungen sind Verfahren bekannt [63; 64], die eine quantitative Auswertung der zweidimensionalen Interferenzbilder ermöglichen.

Bei dem von *W. Hauf* und *U. Grigull* [63] beschriebenen Differenzenansatz wird die Grenzschicht der Blase in äquidistante konzentrische Zonen eingeteilt, in denen die Brechzahl

Bild 22. Prinzip der Auswertung nach [63].



als konstant angenommen wird, Bild 22. Gl. (30) läßt sich dann in Differenzen- und Summenform umschreiben, die eine Bestimmung der Brechzahlverteilung $\Delta n(r)$ gestattet:

$$S(y) \lambda_0 = S_i \lambda_0 = 2 \sum_{k=i}^{N-1} \Delta n_k [(r_{k+1}^2 - r_i^2)^{1/2} - (r_k^2 - r_i^2)^{1/2}] \quad (31)$$

Eine analytische Auflösung der Integralgleichung (30) nach der gesuchten Brechzahlverteilung $\Delta n(r)$ ist unter dem Namen Abel-Korrektur bekanntgeworden. Die Durchführung der Inversion wird in [64] beschrieben. Als Ergebnis erhält man

$$\Delta n(r) = - \frac{\lambda_0}{\pi} \int_r^{R_0} \frac{dS(y)/dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy \quad (32)$$

Gl. (32) verbindet die ausgemessene Streifenordnung S , bzw. deren Ableitung, die eine Funktion von y ist, mit der gesuchten Änderung der Brechzahl $\Delta n(r)$, die eine Funktion des radialen Abstands von der Blasenoberfläche ist. Für die Auswertung ist es zweckmäßig, die ausgemessene Streifenordnung $S(y)$ durch ein Ausgleichspolynom darzustellen.

Die vorgestellten Verfahren sind nicht geeignet, eine Lichtstrahlablenkung innerhalb der Grenzschicht von Dampfblasen zu berücksichtigen. Da in diesen Grenzschichten ein großer Temperaturgradient zu erwarten ist [43; 44], darf die

Strahlableitung nicht vernachlässigt werden. Wie im Abschnitt 6.4.3 gezeigt wird, kann bei Vorgabe eines Temperaturprofils $T(r)$ der Weg des Lichtstrahls, daraus die optische Weglänge und die Phasenverschiebung $S(y)$ innerhalb der Blasengrenzschicht berechnet werden. Außerdem ist dann der Austrittswinkel des Lichtstrahls bekannt, so daß die außerhalb der Grenzschicht auftretenden Orts- und Phasenfehler berücksichtigt werden können. Mit einem iterativ arbeitenden Rechenprogramm wird das Temperaturprofil $T(r)$ und die Grenzschichtdicke δ so lange variiert, bis Übereinstimmung zwischen der berechneten und der experimentell ermittelten Streifenverteilung $S(y)$ besteht.

6.4.3 Bestimmung des Temperaturgradienten an der Phasengrenze von Dampfblasen

Bild 23 zeigt den Strahlengang vom Eintritt in die Grenzschicht der Blase bis zur Filmebene. Die Ebene MM' ist die Interferenzebene, auf die das Kameraobjektiv O scharf eingestellt ist. Der bei P eintretende Meßstrahl würde ohne Strahl-

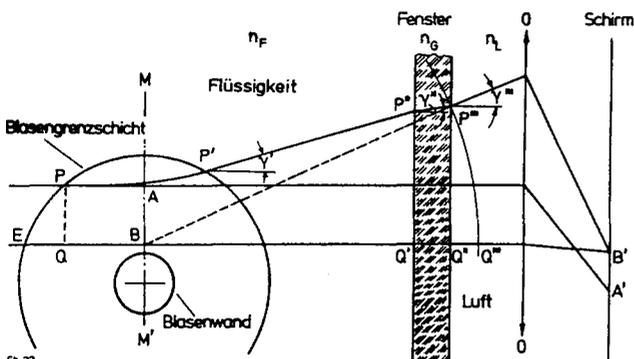


Bild 23. Strahlverlauf in der Versuchskammer unter Berücksichtigung der Ablenkung.

lenkung mit dem ebenfalls bei P eintretenden Vergleichsstrahl in der Ebene MM' interferieren (Punkt A). Auf dem Film wird der Punkt A in A' abgebildet. Die Strahlableitung bewirkt nun, daß der bei P eintretende Meßstrahl die Blasengrenzschicht bei P' verläßt und unter dem Winkel γ' durch den Wasserraum verläuft. Im Punkt P'' trifft der Strahl auf das Küvettenfenster, wird dort nach dem Brechungsgesetz abgelenkt und verläßt das Fenster in P''' unter dem Winkel γ''' . Verlängert man den in P''' austretenden Strahl rückwärts bis zur Ebene MM' , so erhält man den Punkt B , von dem der abgelenkte Strahl auszugehen scheint. Durch das Objektiv O wird der Punkt B auf dem Film in B' scharf abgebildet. Die Strecke $A'B'$ ist über den Abbildungsmaßstab mit der Strecke AB verknüpft und ist bei der Auswertung von Interferenz- aufnahmen als Ortsfehler zu berücksichtigen.

Der bei P eintretende Meßstrahl interferiert mit dem parallel zur optischen Achse durch B verlaufenden Vergleichsstrahl, der bei E in die Blasengrenzschicht eintritt. Ausgehend von der Eigenschaft idealer Linsen, wonach alle von B ausgehenden und in B' fokussierten Strahlen gleiche optische Weglängen haben, befinden sich die Punkte P''' und Q''' auf einem Kreisbogen mit dem Mittelpunkt B . Analog sind die optischen Wege von der Lichtquelle L bis P bzw. Q gleich lang, wenn Q senkrecht unter P liegt. Damit ergibt sich die optische Weglänge des Meßstrahls zwischen P und P''' zu

$$L_M = \int_P^{P'} n ds + \overline{P'P''} n_F + \overline{P''P'''} n_G \quad (33)$$

Der zugehörige Vergleichsstrahl $Q-Q'''$ legt den Weg

$$L_V = \overline{QQ'} n_F + \overline{Q'Q''} n_G + \overline{Q''Q'''} n_L \quad (34)$$

zurück. Die auf dem Interferenzbild sichtbare Phasenverschiebung wird aus der Differenz der optischen Weglängen berechnet:

$$S\lambda_0 = L_M - L_V \quad (35)$$

Zur Auswertung von Gl. (33) bedarf es der Kenntnis der Bahnkurve von P nach P' , also der Lösung der Wegintegrale $\int n ds$.

Nach dem Prinzip von *Fermat* kann man den krummlinigen Lichtstrahl in inhomogenen optischen Medium mit dem Brechungsindex $n=n(x, y, z)$ durch die Differentialgleichung

$$\frac{1}{r_k} = \frac{1}{n} \text{grad } n \sin \varepsilon \quad (36)$$

in kartesischen Koordinaten beschreiben [65]. Mit r_k wird der lokale Krümmungsradius des Strahls, mit ε der Winkel zwischen Bahnkurve und $\text{grad } n$ sowie mit n die lokale Brechzahl bezeichnet. Ist die Brechzahlverteilung durch Vorgabe eines Temperaturprofils und der Winkel ε bekannt, so kann an jedem Ort der Grenzschicht der Gradient und die Krümmung des Lichtstrahls bestimmt werden. Dazu wird wie bei *W. Hauf* und *U. Grigull* [63] die Grenzschicht der Blase in genügend kleine konzentrische Schalen eingeteilt. Von einem Anfangspunkt P_i ausgehend läßt sich der Schnittpunkt P_{i+1} des Lichtstrahls mit der nächsten Schale berechnen. Innerhalb einer Schale wird die Brechzahl als konstant angenommen. Der Wert des Wegintegrals ergibt sich durch Aufsummieren der in den einzelnen Schalen ermittelten optischen Weglängen $n_i \Delta s_i$.

In Bild 24 ist das Konstruktionsverfahren dargestellt. Der Lichtstrahl tritt bei P_1 rechtwinklig zum kartesischen Koordinatensystem in die Grenzschicht ein. Der Winkel ε_1 läßt sich aus den geometrischen Verhältnissen berechnen,

$$\varepsilon_1 = \pi - \arctan \left(\frac{y_1}{x_1} \right) - \varphi_1 \quad (37)$$

wobei $\varphi_1=0$ ist, da der Strahl waagrecht einfällt. Nach Berechnung der lokalen Brechzahl und ihres Gradienten wird der Krümmungsradius $r_{k(1)}$ mit Gl. (36) berechnet. Damit ist der Strahlweg in der ersten Schale festgelegt. Fällt man das Lot in P_1 auf den eintretenden Strahl, so läßt sich ein Kreisbogenstück mit der Länge Δs_1 konstruieren.

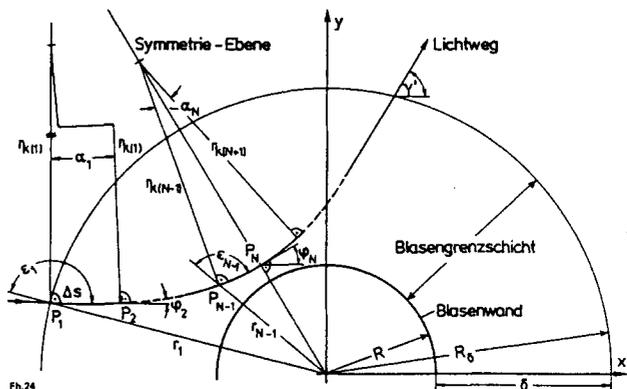


Bild 24. Konstruktion des Lichtwegs durch die Blasengrenzschicht (übertriebene Darstellung).

Der Punkt P_2 ist der Schnittpunkt mit der nächsten Schale. Der Strahlwinkel φ_2 zur Waagerechten ergibt sich aus dem Radius $r_{k(1)}$ und dem Bogenstück Δs_1 :

$$\varphi_2 = \frac{\Delta s_1}{r_{k(1)}} + \varphi_1 \quad (38)$$

Damit sind alle Werte zur Konstruktion des nächsten Schritts bekannt; sie wird so lange fortgesetzt, bis der Strahlweg senkrecht zum Brechzahlgradienten steht. An diesem Punkt P_N erreicht der Strahl seinen minimalen Abstand vom Nullpunkt. Daher liegt P_N auf der Symmetrieebene des Strahlweges; der weitere Verlauf wird durch Spiegelung erhalten. Die Gleichung zur Bestimmung des Wegintegrals erhält damit die Form

$$\int n ds = \frac{1}{\lambda_0} 2 \sum_{i=1}^{N-1} n_i \Delta s_i \quad (39)$$

Besonders vorteilhaft ist bei dem beschriebenen Verfahren der stetige und knickfreie Verlauf innerhalb der Blasenrenzschicht. Durch einen einmaligen Integrationsprozeß wird gleichzeitig der Wert des Wegintegrals, der Ortsfehler und der Austrittswinkel γ' berechnet. Es sind damit alle Größen zur Bestimmung der Streifenordnung $S(y)$ in der Filmebene mit Hilfe von Gl.(33) bis (35) bekannt.

Die Temperaturverteilung $T(r)$ und die Grenzschichtdicke werden so lange variiert, bis die berechnete Streifenverteilung $S(y)$ mit der experimentell ermittelten möglichst genau übereinstimmt. Am geeignetsten erwies sich die Verwendung einer Exponentialfunktion für das Temperaturprofil $T(r)$:

$$\vartheta = \exp(-m\eta^*) \quad (40)$$

mit

$$\vartheta = [T(r) - T_F] / \Delta T \quad (41)$$

$$\eta^* = (r - R) / \delta \quad (42)$$

$$R = R_\delta - \delta \quad (43)$$

Darin sind T_F die Temperatur der ungestörten Flüssigkeit, ΔT die Flüssigkeitsunterkühlung, R der Blasenwandradius und R_δ der äußere Grenzschichtradius. Dem Koeffizienten m mußten im allgemeinen Werte zwischen 2 bis 6 zugeordnet werden. Der Temperaturgradient an der Blasenwand ($r=R$, $\eta^*=0$) berechnet sich aus der ersten Ableitung von Gl.(40) zu

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_R = \frac{-m \Delta T}{\delta} \quad (44)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient α wird mit Gl (28) bestimmt.

Die Auswertung der Interferenzstreifen konnte während der Wachstumsperiode, dem Ablösevorgang und zum Teil kurz nach dem Ablösen der Dampfblasen vorgenommen werden. Während dieser Zeiträume ist die örtliche Blasenwandgeschwindigkeit klein genug, eine scharfe Abbildung der Interferenzstreifen zu gestatten. Während der Kondensationsperiode nimmt aufgrund des höheren Wärmeübergangskoeffizienten die Streifendichte zu. Gleichzeitig ist infolge des besseren Wärmeübergangs die örtliche Blasenwandgeschwindigkeit größer. Die an der Oberfläche anliegenden Streifen werden innerhalb der Belichtungszeit um ein Mehrfaches ihrer Dicke verschoben und können folglich nicht mehr aufgelöst werden. Aus den gleichen Gründen war ab Unterkühlungen von 25 K bereits

während der Wachstumsperiode eine Auswertung nicht durchführbar.

6.4.4 Bestimmung der Streifenordnung

Zur Berechnung des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten ist an dem jeweiligen Ort des Blasenkopfes die Streifenordnung $S(y)$ zu bestimmen. Dazu wird eine Gerade senkrecht zur Phasengrenze in die Interferenzaufnahme eingezeichnet. Fällt diese Auswertegerade mit einem vorgegebenen Interferenzstreifen zusammen, so markiert jeder Schnittpunkt mit den abgeknickten

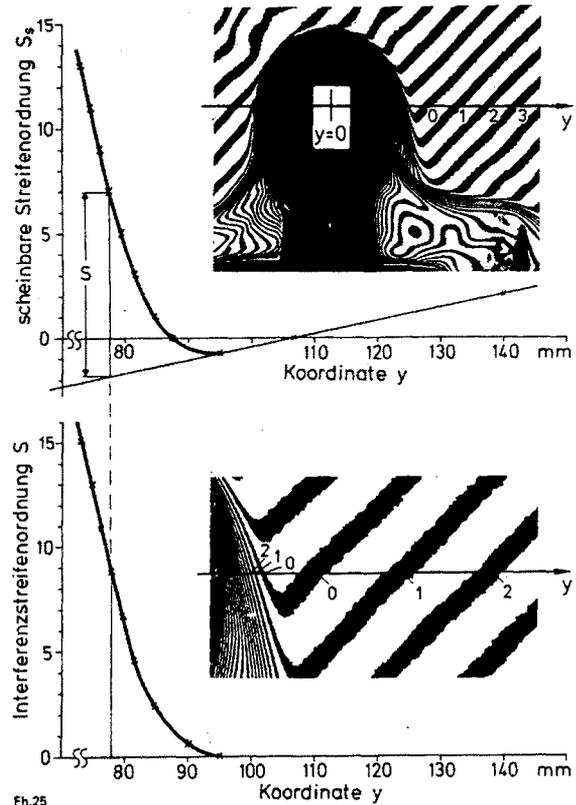


Bild 25. Bestimmung der Streifenordnung $S(y)$ schräg zum vorgegebenen Streifenfeld.

Linien eine ganzzahlige Phasenverschiebung S , analog dem in Bild 19 dargestellten Fall einer ebenen Wand. Liegt die Gerade dagegen schräg zur Streifenvorgabe, so ist die Streifenverschiebung entsprechend Bild 25 zu ermitteln.

Die Schnittpunkte der Geraden mit den Interferenzstreifen werden durchnummeriert, wobei derjenige Streifen der ungestörten Umgebung, der am nächsten der Grenzschicht ist, die Ordnung null erhält. Bewegt man sich nun entlang der Auswertegeraden in Richtung Blasenwand, so schneidet man die abgeknickten Streifen innerhalb der Grenzschicht, zunächst wieder den Streifen der Ordnung null, dann der Ordnung 1 usw. Allen weiteren Streifen werden sukzessive um eins erhöhte Werte zugeordnet. Diese Streifenordnung, über dem Mittelpunktabstand y aufgetragen, ergibt die scheinbare Streifenverteilung $S_s(y)$, wie in der oberen Kurve von Bild 25 dargestellt. Zusätzlich ist die Auswertegerade eingezeichnet. Die Differenz zwischen dieser Geraden und der Kurve $S_s(y)$ ergibt die im unteren Teil der Abbildung gezeigte wahre Streifenverteilung $S(y)$.

7. Darstellung und Diskussion der Versuchsergebnisse

7.1 Das Verhalten von Dampfblasen in unterkühltem Wasser

Die Oberfläche einer Dampfblase, die sich in einer unterkühlten Flüssigkeit befindetet, unterliegt einer ständigen Formänderung durch die Kondensation an der Phasengrenze. Die Dynamik der Bewegungen nimmt mit steigender Unterkühlung zu, wie deutlich in Bild 26 zu erkennen ist. Dort sind für den Systemdruck $p=1$ bar die für die jeweiligen Unterkühlungen kennzeichnenden Blasenformen dargestellt. Bis zu einer Unterkühlung von 40 K hat die Blase während der Wachstumspe-

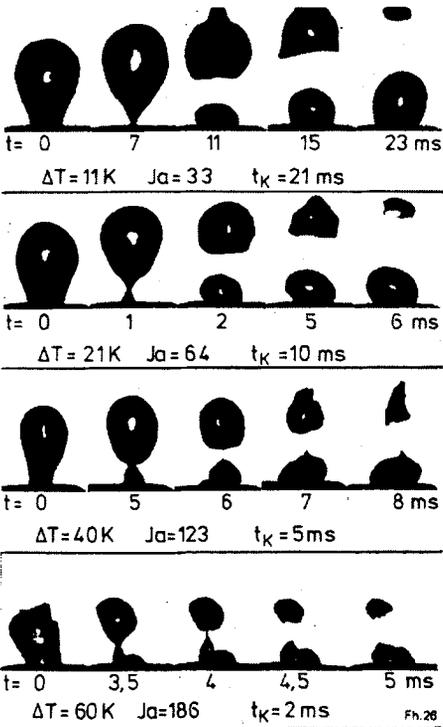
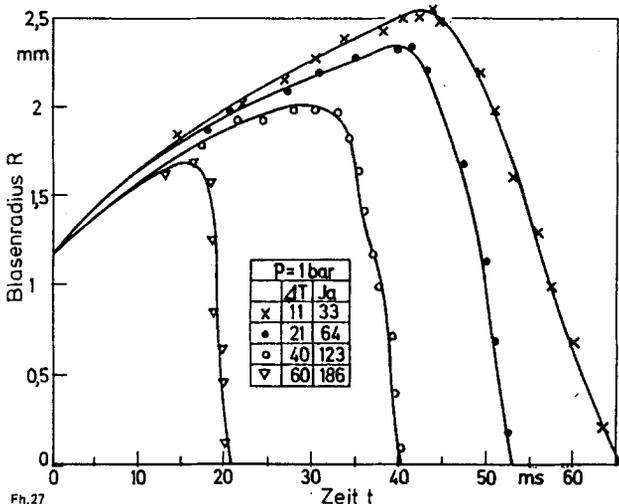


Bild 26. Einfluß der Unterkühlung auf die Blasenform.

$p=1$ bar



Ph.27

Bild 27. Blasenwachstum und -kondensation der in Bild 26 gezeigten Blasen.

riode und des Ablösevorgangs die weitgehend stabile Form einer Birne. Bei einer Temperaturdifferenz von 60 K ist die Phasengrenzfläche dagegen sehr ungleichförmig und unterliegt schnellen Änderungen. Die Wachstumsperiode wird durch den einströmenden Dampf beeinflusst, der den Blaseninhalt intensiv durchmischt.

Charakteristisch für an Düsen gebildete Dampfblasen ist, daß nach dem Ablösen an der Düsenmündung ein Dampfrest zurückbleibt, der im allgemeinen nicht durch Kondensation aufgezehrt wird, sondern Ausgangspunkt der nächsten Blase ist. Das Volumen dieses zurückbleibenden Stumpfes nimmt mit steigender Unterkühlung zu. Die Kondensation der aufsteigenden Blase geht mit ständigen Formänderungen einher, deren Geschwindigkeit mit der Unterkühlung ansteigt. Der zurückgelegte Weg bis zur vollständigen Kondensation wird kleiner. Bei der in der unteren Bildreihe gezeigten Unterkühlung von 60 K ändert der Schwerpunkt der Blase nur wenig seine Lage. Die Kondensation erfolgt spontan und beeinflusst die Bildung der Folgeblase.

In Bild 27 ist die Änderung der Radien der in Bild 26 gezeigten Blasen über der Zeit aufgetragen. Mit steigender Unterkühlung nehmen der maximale Radius und die Kondensationszeit ab. Gegenüber den an Heizflächen entstehenden Blasen ist die Wachstumsperiode der Düsenblasen länger. Der Grund dafür ist die fehlende überhitzte Grenzschicht der Heizwand, die die benötigte Verdampfungswärme für ein schnelles Wachstum liefern kann. Das Volumen von an Düsen entstehenden Blasen kann nur zunehmen, wenn der zugeführte Massenstrom größer ist als die Kondensationsrate an der Phasengrenze. Wie bereits erwähnt, wurde der Massenstrom in der Düse so eingestellt, daß sich stetig Einzelblasen bildeten.

Die experimentellen Untersuchungen ergaben, daß das Verhalten der Dampfblasen nicht nur von der Unterkühlung der Flüssigkeit, sondern auch von der Dampfdichte bestimmt wird. Beide Einflußgrößen sind in der nach *Max Jakob* [3] benannten dimensionslosen Kennzahl

$$Ja = \frac{\rho_F c \Delta T}{\rho_D \Delta h_v} \quad (45)$$

enthalten. Die Jakob-Zahl wird hier mit der Unterkühlung ΔT als charakteristischer Temperaturdifferenz gebildet. Die Stoffwerte für die flüssige Phase werden für die Flüssigkeitstemperatur, die der dampfförmigen für den Sättigungszustand eingesetzt. Gl. (45) setzt die fehlende Energie der Flüssigkeit zur Erreichung des Sättigungszustandes ins Verhältnis zur im Dampf bei gleichem Volumen gespeicherten Wärme. Die Jakob-Zahl wurde u.a. von den Autoren *A.A. Voloshko* u.a. [34; 37], *D. Moalem* und *S. Sideman* [36] sowie *G.G. Brucker* und *E.M. Sparrow* [42] als charakteristische Kennzahl verwendet.

In den folgenden Diagrammen sind der Ablöseradius R_0 , Bild 28, die Wachstumszeit t_w , Bild 29, die Kondensationszeit t_K , Bild 30, und die Ablösefrequenz f_{ab} der Blasen, Bild 31, über der Jakob-Zahl aufgetragen. Der Ablöseradius ist nur eine schwache Funktion der Jakob-Zahl, das Ablösevolumen wird durch den Düsendurchmesser bestimmt, der bei den Untersuchungen mit $d=2,4$ mm unverändert blieb. Die Wachstumszeit, aber noch stärker die Kondensationszeit nehmen mit steigender Jakob-Zahl ab, die Ablösefrequenz wird folglich größer.

Aus den Hochgeschwindigkeitsfilmen ließ sich entnehmen, daß mit steigender Jakob-Zahl eine Änderung im Ablauf der Kondensation eintritt. Bei kleinen Werten der Jakob-Zahl stei-

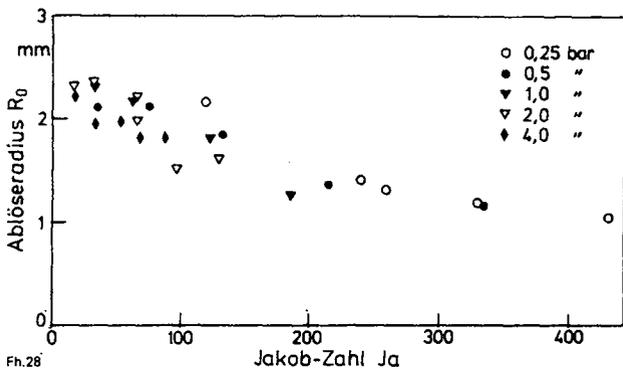


Bild 28. Ablöseradius R_0 von an einer Düse mit dem Durchmesser 2,4 mm gebildeten Dampfblasen in Abhängigkeit von der Jakob-Zahl.

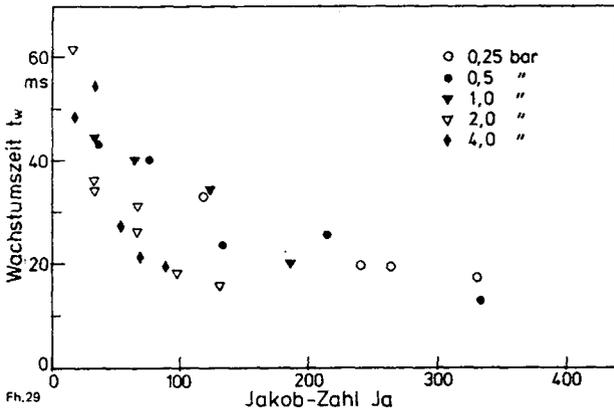


Bild 29. Wachstumszeit t_w in Abhängigkeit von der Jakob-Zahl.

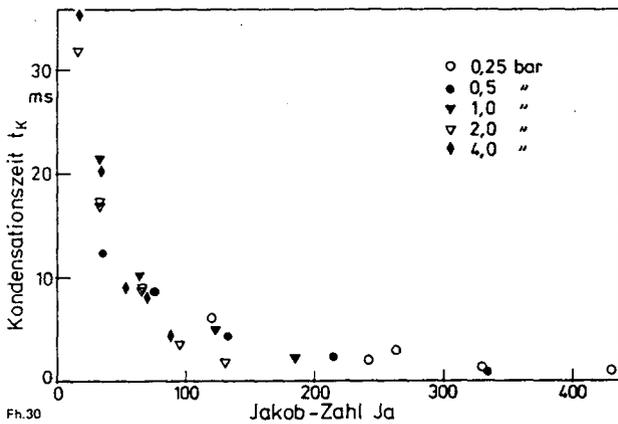


Bild 30. Kondensationszeit t_k in Abhängigkeit von der Jakob-Zahl.

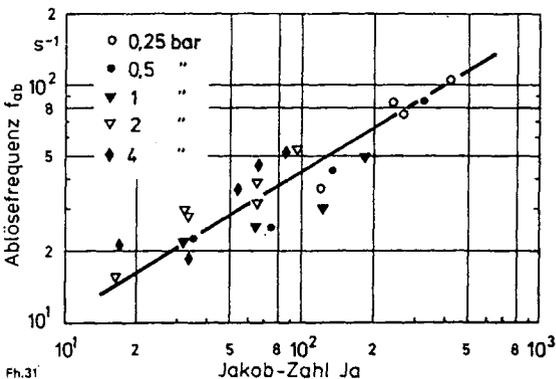


Bild 31. Ablösefrequenz f_{ab} in Abhängigkeit von der Jakob-Zahl.

gen die Blasen mit relativ langsam wechselnden Formen auf: nach dem Ablösen als Halbkugel, dann als Birne, wiederum als Halbkugel und zum Ende als waagrecht liegendes Ellipsoid. Mit steigender Jakob-Zahl nehmen die Grenzflächenbewegungen zu und damit die Geschwindigkeit der Volumenabnahme. Innerhalb der kürzer werdenden Kondensationszeit wechselt die Blasenform sofort von einer Halbkugel zu einem Ellipsoid. Der zurückgelegte Weg des Blasenschwerpunkts wird kürzer. Schließlich ändert sich die Blasenform schon während des Ablösevorgangs; die Blase kondensiert mit zerklüfteter Oberfläche direkt oberhalb des an der Düse zurückbleibenden Blasenfußes. Dieses sich mit steigender Jakob-Zahl ändernde Verhalten ist auf die zunehmende Wirkung der Trägheit der die Blase umgebenden Flüssigkeit zurückzuführen.

Da der Einfluß des Wärmetransports oder der Trägheit nicht direkt meßbar ist, wird in dieser Arbeit der Versuch unternom-

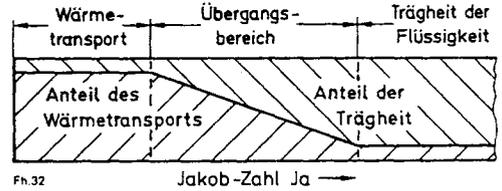


Bild 32. Bereiche der die Volumenabnahme bestimmenden Einflußgrößen.

men, die Wirkungsbereiche qualitativ nach der Analyse der mit verschiedenen Untersuchungsmethoden (Hochgeschwindigkeits-Kinematographie, holographische Interferometrie und dynamische Druckmessungen) gewonnenen Erkenntnisse einzuteilen. Selbstverständlich gehen auch quantitative Ergebnisse in die Beurteilung ein. Die Grenzen der Einflußsphären dürfen bei der Einteilung nicht als starr angesehen werden, sondern es empfiehlt sich, die Einteilung entsprechend Bild 32 vorzunehmen, und zwar

- überwiegende Steuerung durch den Wärmetransport,
- Übergangsbereich mit zunehmendem Einfluß der Trägheit,
- überwiegende Steuerung durch die Trägheit der Flüssigkeit.

7.1.1 Überwiegende Steuerung der Volumenabnahme durch den Wärmetransport

Wie bereits anhand von Bild 26 erläutert, ist im Bereich kleiner Jakob-Zahlen eine geringe Grenzflächenbewegung zu beobachten. Die Blasen behalten über einen großen Zeitraum des Aufstiegs die Form einer unten abgeflachten Kugel. Durch die Untersuchungen mit der holographischen Interferometrie konnte nachgewiesen werden, daß sich auf der Flüssigkeitsseite eine weitgehend stabile thermische Grenzschicht aufbaut. Bild 33 zeigt das Temperaturfeld an der Oberfläche der Blase vor und nach dem Ablösen bei einem Systemdruck von 4 bar und einer Unterkühlung von 11 K entsprechend $Ja=9,5$. Die durch den Stofftransport an der Phasengrenze verursachte Mikrokonvektion beschleunigt zusammen mit der Grenzflächenbewegung den in einer thermischen Grenzschicht stattfindenden Wärmeleitvorgang. Die während der Wachstumsperiode an der Seite und am Fuß der Blase entstehende dicke Grenzschicht wird nach dem Ablösen durch die einsetzende Aufwärtsbewegung abgedrängt. Die Existenz einer thermischen Grenzschicht über relativ lange Zeiten des Blasenlebens ist ein Indiz für den Einfluß des Wärmetransports auf die Volumenabnahme.



Bild 33. Temperaturfeld an einer Blase vor und nach dem Ablösen.

$p=4$ bar, Unterkühlung 14 K, $Ja=9,5$; Blasenablöseradius 2,2 mm

Die in der oberen Reihe von Bild 34 gezeigte Bildfolge gibt die thermohydraulischen Verhältnisse bei $Ja=18$ während verschiedener Entwicklungsstufen der Blase wieder. Die zum Zeitpunkt $t=0$ bereits vorhandene relativ dicke Grenzschicht wird infolge der einsetzenden Aufwärtsbewegung zum Blasenfuß transportiert. Mit dem Einschnüren des Blasenhalses entstehen erhebliche Turbulenzen, die den Ablösevorgang unterstützen. Typisch für kleine Jakob-Zahlen ist der langgestreckte Blasenhals. Spätestens zu diesem Zeitpunkt ($t=75$ ms) treten verstärkt Oberflächenwellen auf, erkennbar an dem sich schnell ändernden Reflexionspunkt in der Blase. Nach dem Ablösen ist im Bereich des Blasenfußes die Phasengrenze starken Veränderungen

gen unterworfen. Der Blasenfuß schwingt über die Gleichgewichtslage der Phasengrenze hinaus, durchdringt das Blaseninnere und verformt sogar den Blasenkopf, wie zum Zeitpunkt $t=87$ ms zu erkennen ist. Durch die Dynamik des Blasenfußes wird aus dem Bereich der Driftströmung Wasser in das Innere der aufsteigenden Blase transportiert, wodurch die Volumenabnahme vorübergehend verstärkt wird. Mit der Verformung des Blasenkopfes nehmen zwar die Grenzflächenbewegungen zu, die zeitliche Volumenabnahme bleibt im Mittel konstant, was auf den vorherrschenden Einfluß des Wärmetransports an der Phasengrenze hinweist. Die Existenz einer thermischen Grenzschicht konnte während dieser Periode des Blasenlebens nicht nachgewiesen werden, da infolge der hohen Liniendichte ($> 100 \text{ mm}^{-1}$) und der schnellen Wandbewegungen eine nicht erreichbare kurze Belichtungszeit erforderlich gewesen wäre.

Das beschriebene Verhalten der Dampfblasen konnte anhand der interferometrischen Untersuchungen bis $Ja \approx 30$ beobachtet werden. Die untere Bildreihe von Bild 34 zeigt die Vorgänge ebenfalls bei einem Systemdruck von $p=2$ bar, aber bei einer Unterkühlung von $\Delta T=40$ K entsprechend $Ja=66$. An der Blasenoberfläche treten bereits während der Wachstumsperiode Turbulenzen auf. Das Ablösen ($t=51,5$ ms) geschieht ohne Halsbildung und ist so dynamisch, daß bereits 3 ms später am Kopf der Blase erwärmtes Wasser austritt. Ohne weiteren Aufstieg kondensiert die Blase von allen Seiten, wobei erwärmtes Wasser weit in die umgebende kältere Flüssigkeit geschleudert wird. Der zunehmende Einfluß der Flüssigkeitsträgheit macht sich bemerkbar. Bevor die Wirkung der Trägheit näher diskutiert wird, sollen noch einige bei kleinen und mittleren Jakob-Zahlen beobachtete besondere Ereignisse vorgestellt werden.

Aus den mit der holographischen Interferometrie aufgenommenen Hochgeschwindigkeitsfilmen kann man Informationen über die Strömungsverhältnisse am Blasenfuß im Moment des Ablöses erhalten. Dazu wurde die zeitliche Änderung der Streifenverformung eines vorgegebenen waagerechten Streifenfelds ausgewertet, siehe Bild 35. Es wurde dabei der Wärmetransport durch Leitung vernachlässigt. Die dick durchgezogenen Linien geben die Lage der Interferenzstreifen, die dünnen Linien die Blasenwand wieder. Die Zeitdifferenz beträgt jeweils 1,5 ms. Die Verschiebung der Linien zeigt an, daß mit dem Einschnüren des Blasenhalses von der Seite und tangential von oben an der Grenzfläche entlang kaltes Wasser zum Blasenfuß strömt. Nach dem Ablösen wird die Strömung in Richtung

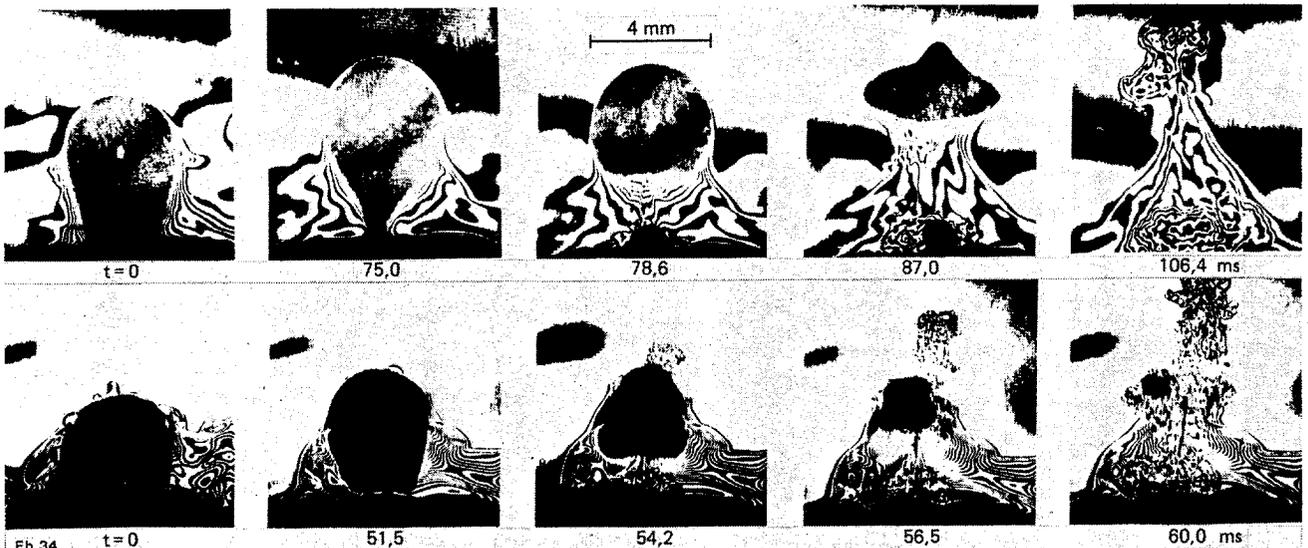


Bild 34. Vergleich der Entwicklungsstufen einer Dampfblase.

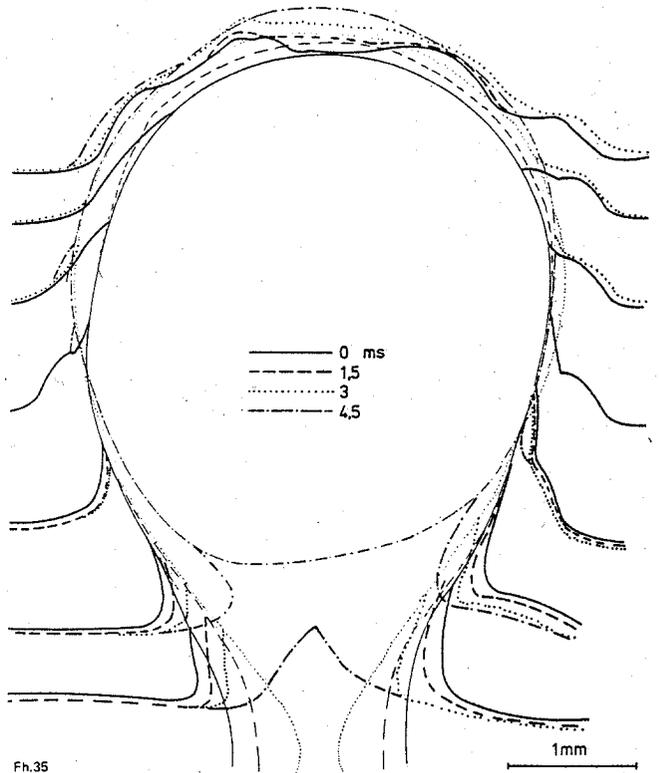
obere Bildreihe: $\Delta T=11$ K, $p=2$ bar, $Ja=18$
untere Bildreihe: $\Delta T=40$ K, $p=2$ bar, $Ja=66$

des Blasenkopfes umgelenkt und verstärkt die in das Blaseninnere gerichtete Bewegung des Fußes.

Die Driftströmung hinter der aufsteigenden Blase ist besonders gut ohne Vorgabe eines Streifenfeldes, also bei „unendlichem“ Streifenabstand zu erkennen. Die Photos von Bild 36 wurden bei einem Systemdruck von $p=2$ bar und einer Unterkühlung von 11 K ($Ja=18$) aufgenommen. Das linke Bild zeigt die Strömung 10,2 ms nach dem Ablösen, das rechte nach weiteren 7,9 ms. Die Form und die Ausdehnung der Driftströmung entsprechen den an Heizflächen gebildeten Blasen. Die Ausdehnung reicht nur unwesentlich über den Ablöseradius hinaus (siehe dazu auch Bild 34). Strömungswirbel an der Blasenunterseite, wie im rechten Photo zu erkennen, wurden immer dann beobachtet, wenn die Oberseite eine nahezu ebene Fläche bildete.

Die Dynamik des Ablösevorgangs soll durch einige Zahlenangaben belegt werden. Im linken Bild liegt die maximale Aufwölbung des Blasenkopfes vor, die durch das Eindringen des Fußes in das Blaseninnere herbeigeführt wurde. Unter der Annahme, daß die Aufwölbung mit dem Fuß der Blase identisch ist, hat dieser innerhalb von 10,2 ms einen Weg von 7,3 mm zurückgelegt, die mittlere Geschwindigkeit beträgt 72 cm/s. Zum Vergleich seien zwei weitere Werte genannt: Die sichtbare Unterseite der Blase erreicht eine mittlere Geschwindigkeit von 22,3 cm/s, während der Blasenkopf mit 9,7 cm/s aufsteigt. Die höhere Geschwindigkeit des Fußes erweckt den Anschein, als würde der Dampf überwiegend an der Unterseite der Blase kondensieren. In diesem Bereich steht der Dampf aber mit erwärmter Flüssigkeit in Kontakt, die vom Kopf durch die Umströmung zum Fuß transportiert wird. Die Kondensation des Dampfes muß infolgedessen vornehmlich an der Oberseite der Blase erfolgen. Die extrem dünne Grenzschicht konnte, wie bereits dargelegt, optisch nicht aufgelöst werden. Der Auftrieb der Blase verhindert eine Bewegung der Grenzfläche in Richtung des Schwerpunktes. Das durch Kondensation freiwerdende Volumen kann daher nur am Fuß der Blase durch die umgebende Flüssigkeit aufgefüllt werden.

Die mit der holographischen Interferometrie gemachten Hochgeschwindigkeitsfilme enthalten aufgrund des parallelen Lichtes geringe Informationen über die Ereignisse, die nach dem Ablösen in der Blase auftreten. Mit der Hochfrequenzblitzlampe war es dagegen möglich, diese sehr schnell ablaufenden Vorgänge scharf abzubilden. Die in Bild 37 gezeigte Blase hat kurz vor dem Ablösen den für diesen Bereich der Jakob-



Fh.35

Bild 35. Strömungsverhältnisse am Blasenfuß im Moment des AblöSENS.

$p=1$ bar, $\Delta T=10$ K, $Ja=30$

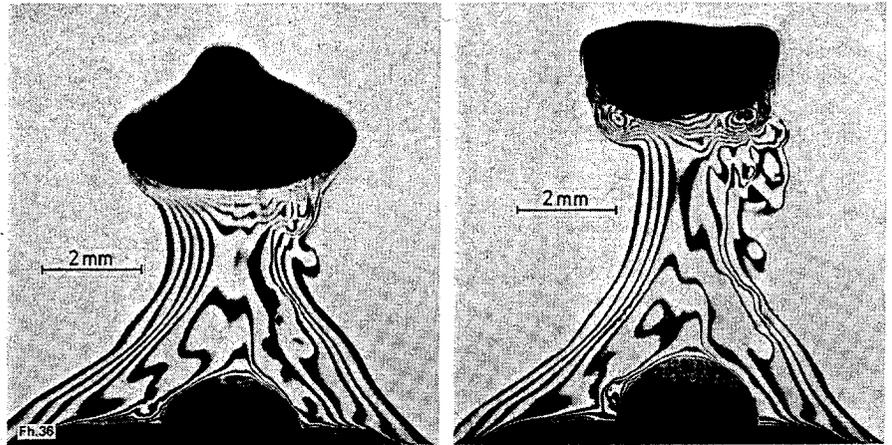


Bild 36. Strömungsverhältnisse hinter einer aufsteigenden Blase.

$p=2$ bar, $\Delta T=11$ K, $Ja=18$, $\Delta t=7,9$ ms

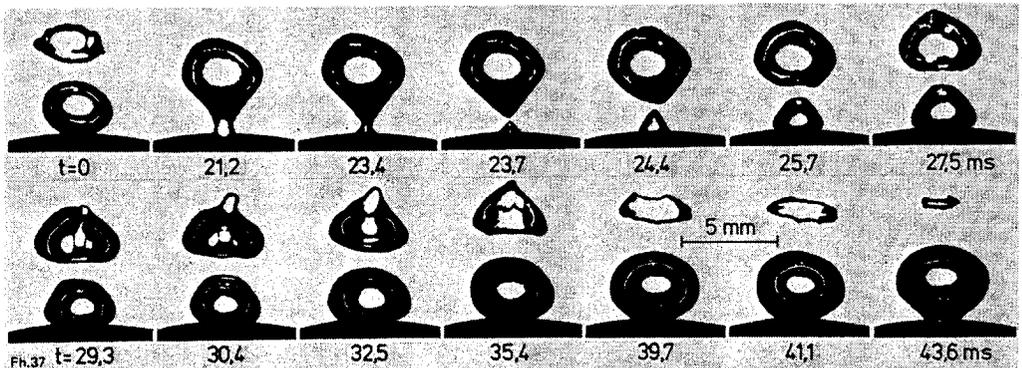


Bild 37. Wachstum und Kondensation einer Dampfblase, Umstülpen des Blasenfußes nach dem Ablösen.

$p=0,7$ bar, $\Delta T=8$ K, $Ja=33$

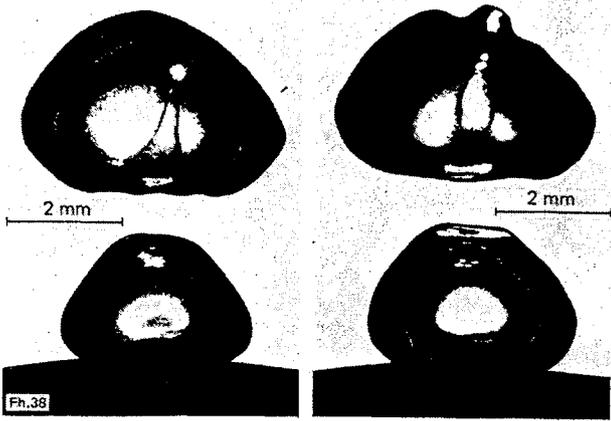


Bild 38. Umstülpen des Blasenfußes mit anschließender Tropfenbildung.

$p=0,7$ bar, $\Delta T=8$ K, $Ja=33$; Zeit zwischen den Aufnahmen 2 ms

Zahlen typischen langgestreckten Hals. Nach dem Ablösen ($t=23,7$ und $24,4$ ms) erkennt man eine Oberflächenwelle. Unterstützt durch das schnelle Wachstum des an der Düsenmündung stehengebliebenen Dampfrestes stülpt sich der Blasenfuß um und tritt in das Blaseninnere ein. Durch die Dynamik schnürt sich in diesem Beispiel sogar ein Tropfen ab, der gegen die obere Grenzfläche fliegt, wie anhand der vergrößerten Photos von Bild 38 deutlich zu erkennen ist. Durch diese Aufwölbung werden Oberflächenwellen ausgelöst, die eine schnelle Formänderung bewirken. Die dadurch initiierte Zunahme der Kondensationsrate verhindert einen weiteren Aufstieg. Im Gegensatz zu der in Bild 36 gezeigten Blase erfolgt die weitere Abnahme des Blasen Volumens von allen Seiten. Dies weist darauf hin, daß zum Ende der Kondensationsperiode Trägheitseffekte wirksam werden.

Das zuvor beschriebene Aufwölben der oberen Grenzfläche durch die Einwirkung des umgestülpten Blasenfußes kann so dynamisch sein, daß sich eine kleine Blase bildet. Wie Bild 39 zeigt, verläßt eine kleine, kugelförmige Tochterblase mit einem maximalen Druckmesser von 0,6 mm die Phasengrenze

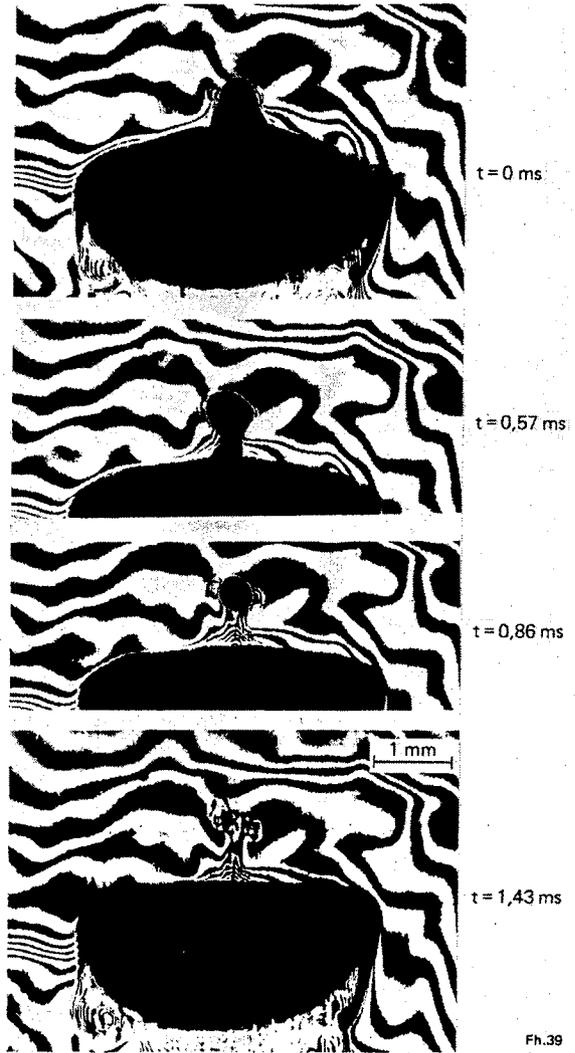


Bild 39. Ablösen und Kondensation einer Tochterblase an der Oberseite einer aufsteigenden Blase.

$p=2$ bar, $\Delta T=15$ K, $Ja=25$

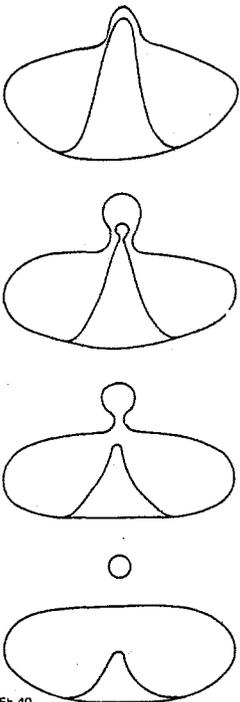


Bild 40. Schematische Darstellung der Bildung einer Tochterblase an der Oberseite einer Blase.

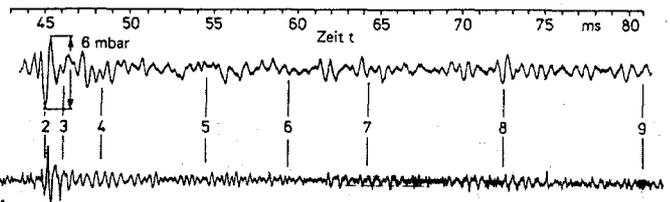
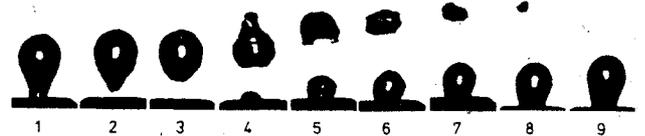
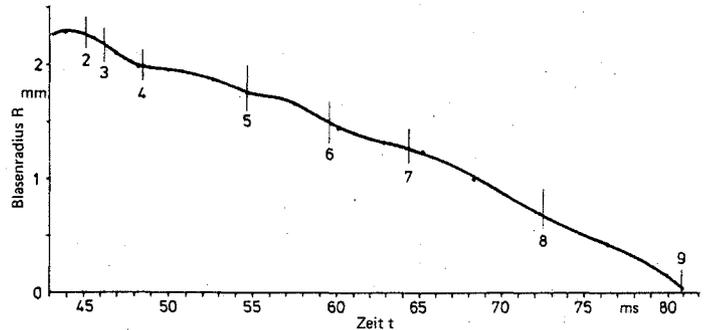


Bild 41. Vergleich des Druckverlaufs mit der Abnahme des Blasenradius.

$p=4$ bar, $\Delta T=21$ K, $Ja=17$

Fh.41

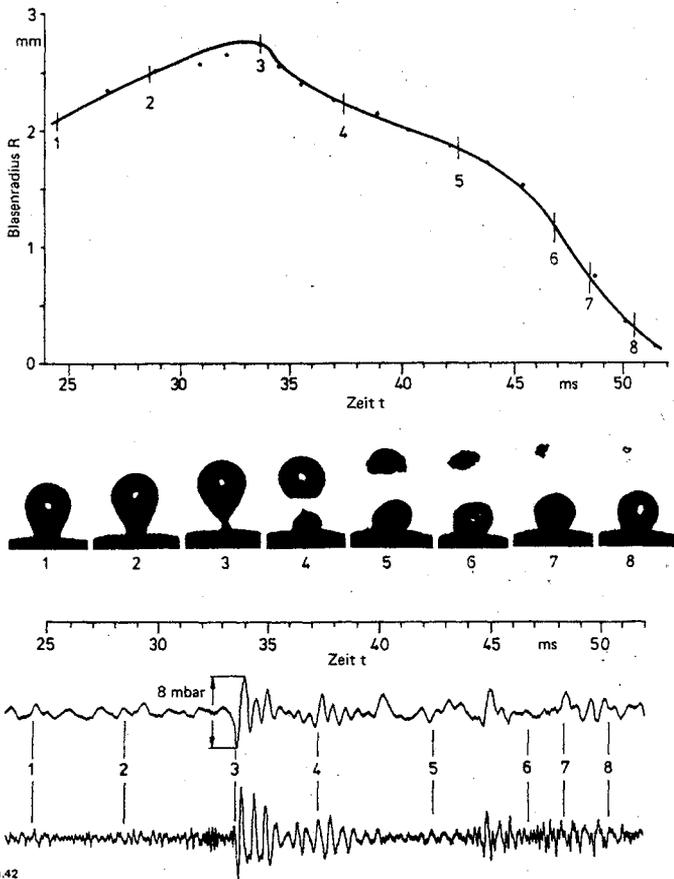


Bild 42. Zeitlicher Verlauf des Blasenradius und des zugehörigen Drucksignals.
 $p = 2 \text{ bar}$, $\Delta T = 20 \text{ K}$, $Ja = 33$

und kondensiert innerhalb von 1,4 ms. Zum Zeitpunkt $t = 0$ in Bild 39 sind seit dem Ablösen der Mutterblase 10,9 ms vergangen. Der Blasenfuß hat in dieser Zeit einen Weg von 6,9 mm zurückgelegt, die mittlere Geschwindigkeit beträgt 63 cm/s. Sie ist etwas geringer als bei dem in Bild 36 gezeigten Vorgang. Der Systemdruck ist in beiden Fällen gleich (2 bar), die Unterkühlung unterscheidet sich geringfügig ($\Delta T = 11 \text{ K}$ in Bild 36 und $\Delta T = 15 \text{ K}$ in Bild 39). Ein Vergleich der beiden Vorgänge ergibt, daß im Fall der Bildung einer Tochterblase eine steilere Aufwölbung und ein weiteres Überschwingen aus der Gleichgewichtslage der Phasengrenze auftritt. Die maximale Auslenkung liegt vor, wenn die kinetische Energie der in die Blase

eingedrungenen Wasserströmung aufgebraucht ist. Aufgrund der Schwerkraft fällt der Wasserkegel zurück, wie in Bild 40 schematisch dargestellt. Durch die Wirkung der Oberflächenspannung und mit Unterstützung der Trägheit der Flüssigkeit schnürt sich die kleine Blase ab.

Wertvolle Hinweise auf Trägheitseffekte konnten aus den Signalen der empfindlichen Druckaufnehmer abgeleitet werden, die in der Nähe der kondensierenden Blase angeordnet waren. Dazu wurden die anhand des Hochgeschwindigkeitsfilmes visuell wahrnehmbaren Vorgänge und die zeitliche Änderung des Blasenradius dem Druckschrieb gegenübergestellt. In Bild 41 ist der Vergleich für eine Blase dargestellt, die bei einem Systemdruck von 4 bar und einer Unterkühlung von 21 K ($Ja = 17$) gebildet wurde. Zum Nachweis hochfrequenter Signalanteile wurde zusätzlich die Spur des parallel über ein 3-kHz-Hochpaßfilter geführten Signals mit in den Vergleich aufgenommen (unterer Druckverlauf). Wie bei Gasblasen (Bild 14) wird das Durchtrennen des Blasenhalses durch ein markantes Signal angezeigt, dessen erster Impuls negativ ist. In dem gezeigten Beispiel beträgt die maximale Amplitude 6,5 mbar. Bei nahezu konstanter Kondensationsrate erfolgt die Volumenabnahme unter ständigen Formänderungen, die in der Umgebung der Blase mäßige Druckschwankungen auslösen. Lediglich gegen Ende der Kondensationsperiode (Zeitpunkt 8) tritt eine etwas größere Amplitude mit einem Spitzenwert von 2,5 mbar auf.

Die Dynamik der Druckschwankungen und die maximalen Amplituden nehmen mit steigender Jakob-Zahl zu, wie aus Bild 42 hervorgeht. An dem gezeigten Beispiel ist deutlich zu erkennen, daß eine Zunahme der Kondensationsrate mit dem Auftreten größerer Amplituden verbunden ist, so z.B. kurz nach dem Ablösen und zwischen den Zeitpunkten 5 und 6. Zum Ende der Rückkondensation nimmt der hochfrequente Signalanteil zu, die Trägheit der Flüssigkeit bestimmt jetzt die weitere Volumenabnahme.

7.1.2 Übergangsgebiet mit zunehmendem Einfluß der Trägheit

Bei der Diskussion der unteren Bildreihe von Bild 34 wurde bereits darauf hingewiesen, daß die Turbulenzen an der Phasengrenze mit steigender Jakob-Zahl zunehmen. Der Zeitanteil mit relativ ruhiger, halbkugelförmiger Blasenoberfläche an der gesamten Periode der Volumenabnahme wird kleiner. Eine Verformung der oberen Grenzfläche durch das Überschwingen des Blasenfußes ist nur noch selten festzustellen. Die Volumenabnahme erfolgt zunehmend von allen Seiten, ohne daß der

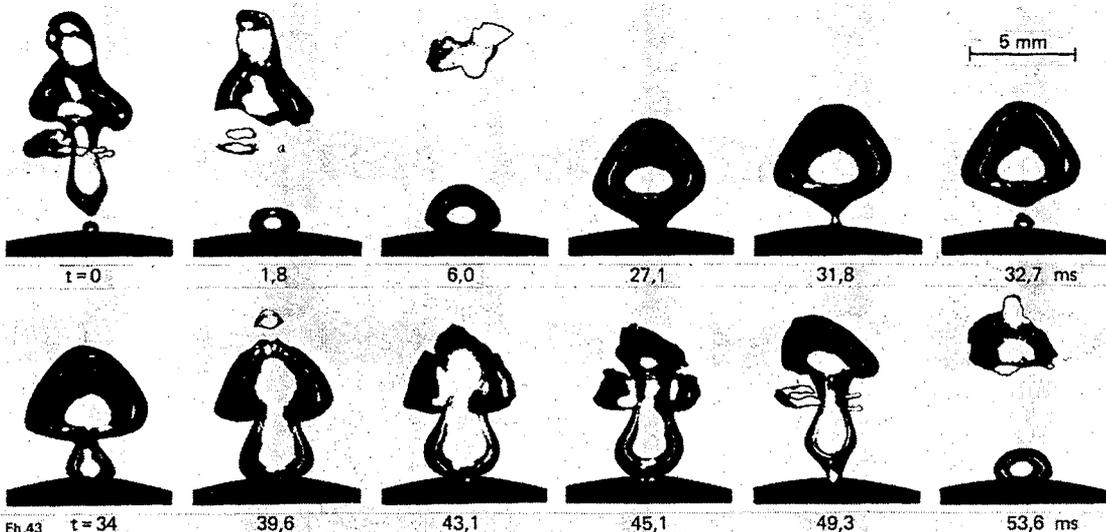


Bild 43. Bildung von Doppelblasen.

$p = 0,4 \text{ bar}$, $\Delta T = 8 \text{ K}$, $Ja = 56$

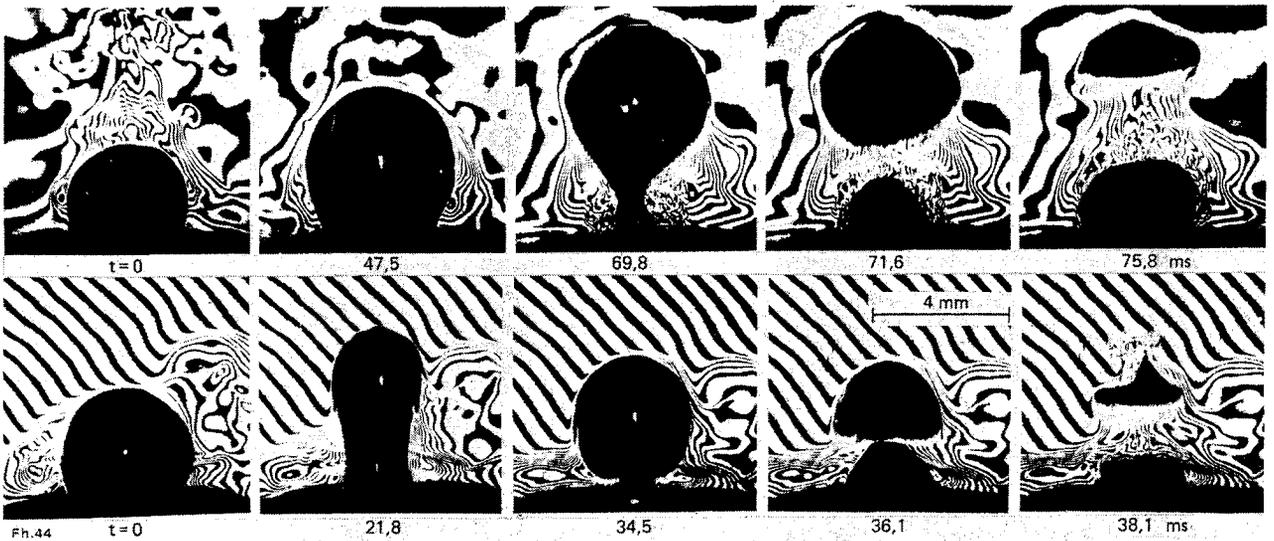


Bild 44. Vergleich der Entwicklungsstufen einer Dampfblase.

obere Bildreihe: $p=0,5$ bar, $\Delta T=12$ K, $Ja=70$
 untere Bildreihe: $p=0,25$, $\Delta T=27$ K, $Ja=290$

Schwerpunkt der Blase seine Lage wesentlich ändert. Eine stabile thermische Grenzschicht, wie in Bild 33, kann nach dem Ablösen nicht mehr nachgewiesen werden. Die untere Grenze des Übergangsbereichs mit zunehmendem Einfluß der Trägheit wird aufgrund der beobachteten und diskutierten Änderungen im Blasenverhalten zu $Ja=30$ bestimmt. Die obere Grenze zum Bereich der Trägheit konnte bei $Ja=100$ durch die dynamischen Druckmessungen nachgewiesen werden. Charakteristisch für diesen Bereich der Jakob-Zahlen ist die Bildung von Doppelblasen, Bild 43. Der Kopf der Folgeblase dringt in die aufsteigende Blase und formt diese zu einem torusförmigen Gebilde ($t=39,6$ bis $45,1$ ms). Die weitere Kondensation der Folgeblase verläuft sehr schnell mit allseitiger Volumenabnahme die typisch für den zunehmenden Einfluß der Trägheit ist.

Die Aufnahmen von Bild 44 sollen den Vergleich zwischen den thermohydraulischen Verhältnissen bei $Ja=70$ (obere Reihe) und $Ja=290$ (untere Reihe) erleichtern. Oberflächenwellen treten in beiden Fällen bereits während der Wachstumsperiode auf. Bei der höheren Jakob-Zahl wechselt die Blasenform schnell zwischen Kugel und langgestreckter Birne. Der Ablösevorgang wird von heftigen Turbulenzen am Blasen Hals begleitet, wobei der Hals zum Ablösezeitpunkt mit steigender Jakob-Zahl weniger gestreckt wird. Durch die implosionsartige Kondensation wird erwärmtes Wasser weit über die Blasenoberkante hinausgeschleudert.

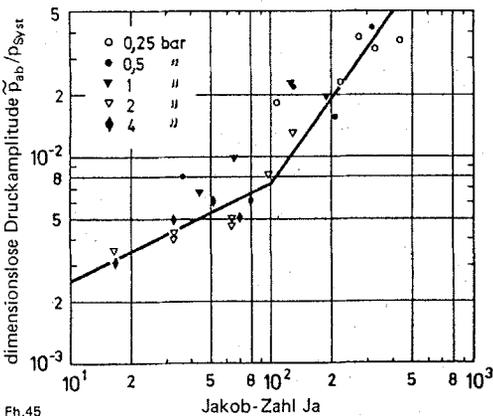


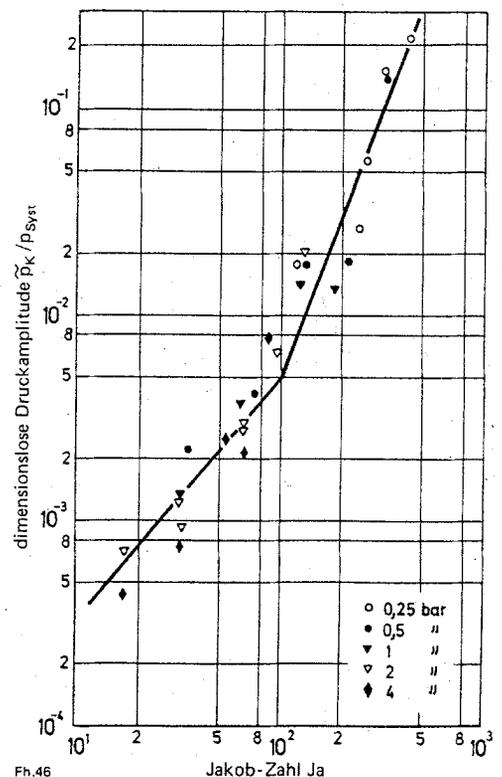
Bild 45. Maximale Druckschwankung im Ablösezeitpunkt als Funktion der Jakob-Zahl.

Fh.45

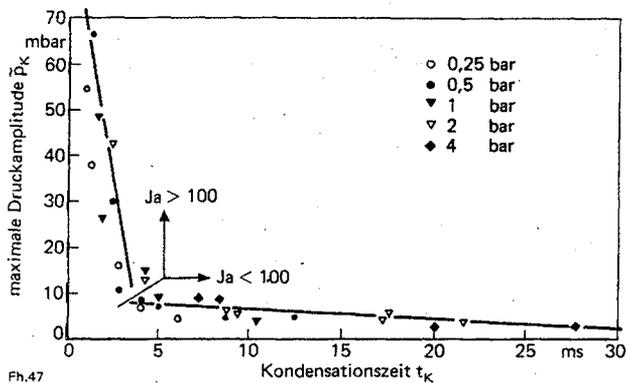
Bild 45. Maximale Druckschwankung im Ablösezeitpunkt als Funktion der Jakob-Zahl.

7.1.3 Überwiegende Steuerung der Volumenabnahme durch die Trägheit der Flüssigkeit

Da die Änderung eines Volumenstroms proportional dem Schalldruck ist, können Trägheitseffekte der Flüssigkeit bei der Kondensation von Dampfblasen durch Aufzeichnung der dabei auftretenden Druckschwankungen ermittelt werden. Die bereits in Bild 41 und 42 vorgestellten Druckverläufe zeigen deutlich eine Zunahme der Amplituden im Ablösezeitpunkt und zum Ende der Volumenabnahme mit steigender Jakob-Zahl. Die bei den Untersuchungen erhaltenen Druckaufzeichnungen wurden hinsichtlich der maximalen Amplituden quantitativ ausgewertet und, bezogen auf den Systemdruck, über der Jakob-Zahl im doppellogarithmischen Maßstab aufgetragen. Sowohl für den Ablösezeitpunkt, Bild 45, als auch für das Ende der Volumenabnahme, Bild 46, ergab sich oberhalb

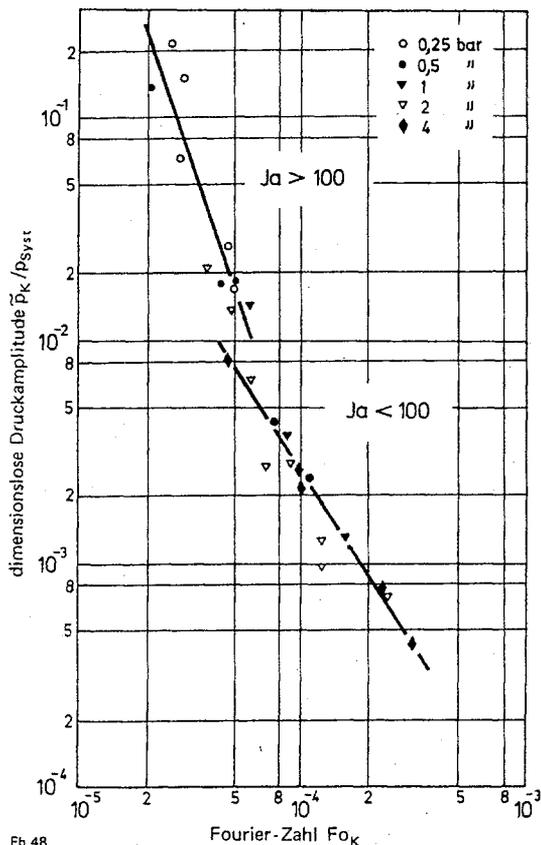


Fh.46



Fh.47

Bild 47. Maximale Druckamplitude \bar{p}_K zum Ende der Volumenabnahme in Abhängigkeit von der Kondensationszeit t_K .



Fh.48

Bild 48. Dimensionslose Druckamplitude $\bar{p}_K/p_{\text{Syst}}$ zum Ende der Volumenabnahme als Funktion der Fourier-Zahl Fo_K .

von $Ja=100$ für die Ausgleichsgeraden jeweils eine größere Steigung, ein Indiz für die überwiegende Steuerung der Vorgänge durch die Trägheit.

Die Darstellung der zum Kondensationsende gemessenen maximalen Druckamplituden \bar{p}_K in Abhängigkeit von der Kondensationszeit t_K beweist noch eindrucksvoller, daß die Volumenabnahme einer Dampfblase je nach Unterkühlung der Flüssigkeit und Dampfdichte von wenigstens zwei unterschiedlichen Mechanismen gesteuert wird. Wie Bild 47 zeigt, ist die Amplitude \bar{p}_K bei $Ja > 100$ stark abhängig von der Kondensationszeit t_K , während deren Einfluß bei kleineren Werten der Jakob-Zahl dagegen unbedeutend ist. Mit Bild 48 wird die dimensionsbehaftete Darstellung durch die dimensionslose Form $\bar{p}_K/p_{\text{Syst}} = f(Fo_K)$ ersetzt. Fo_K ist die mit der Kondensationszeit t_K gebildete Fourier-Zahl

$$Fo_K = \frac{a_F t_K}{(2R_0)^2} \quad (46)$$

Die Ergebnisse lassen sich in doppellogarithmischer Darstellung wiederum durch zwei Geraden ausgleichen. Die Gerade mit der größeren Steigung erfaßt die Ergebnisse für $Ja > 100$.

Nicht nur durch die quantitative Auswertung der Druckaufzeichnung konnte ab $Ja=100$ der überwiegende Einfluß der Trägheit nachgewiesen werden, sondern auch anhand der Hochgeschwindigkeits-Aufnahmen war es möglich, Veränderungen im Ablauf der Blasencondensation festzustellen. Bild 49 zeigt die Unterschiede in der Blasenform bei $Ja=33$ und $Ja=170$. Auffällig ist die zerklüftete Grenzfläche, die auf Trägheitseffekte hinweist. Die Oberfläche ändert ständig ihre Form und Aussehen, wie das besonders deutlich aus Bild 50 zu erkennen ist. Die Blase löst ohne Bildung eines langgestreckten Halses ab. Die Volumenabnahme erfolgt von allen Seiten, der Abstand der Blasenoberkante von der Düse wird während der Kondensationsperiode nicht größer. Durch die Trägheit der Flüssigkeit wächst die Folgeblase mit einem spitzen Kopf.

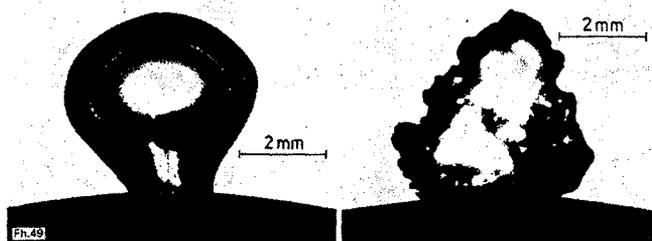
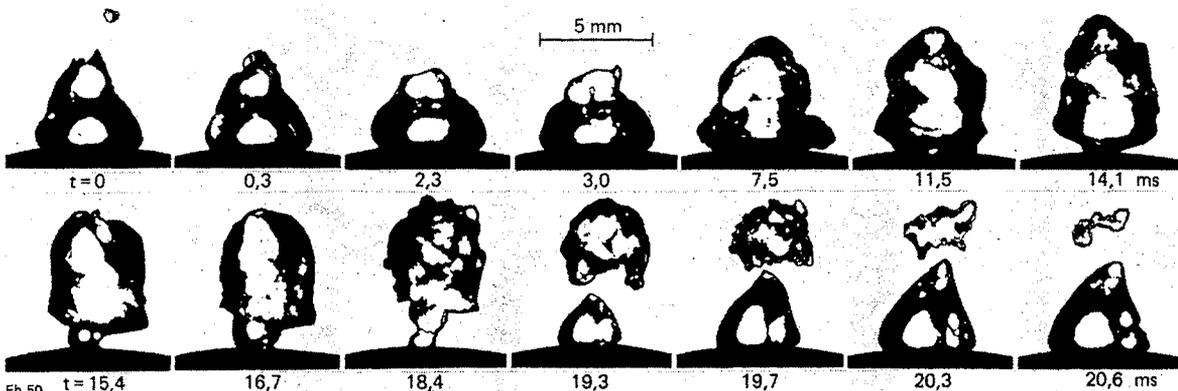


Bild 49. Vergleich der Grenzflächen wachsender Blasen bei $Ja=33$ (links) und $Ja=170$ (rechts). Belichtungszeit 10^{-5} s



Fh.50

Bild 50. Wachstum und Volumenabnahme einer Dampfblase, aufgenommen unter Verwendung einer Hochfrequenzblitzlampe.

$p=0,4$ bar, $\Delta T=24$ K, $Ja=170$

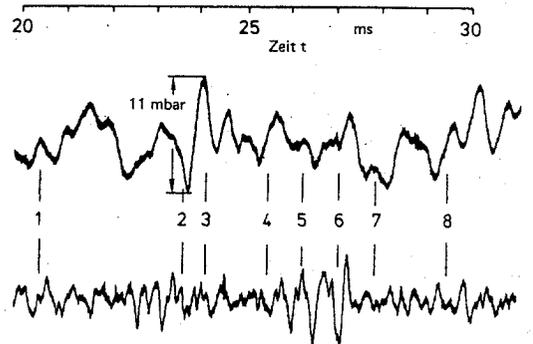
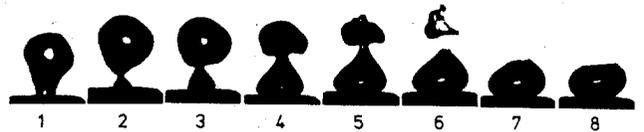
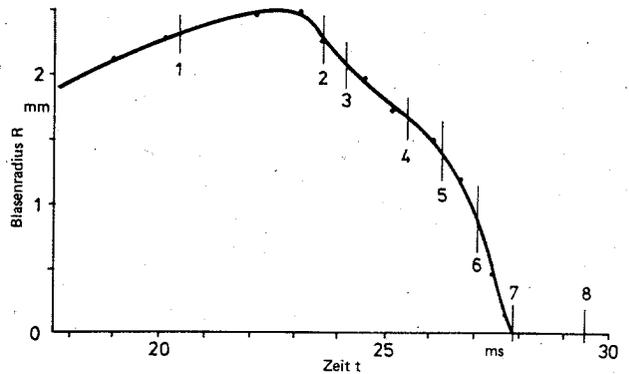
Eine thermische Grenzschicht mit stetigem Temperaturverlauf an der Blasenoberfläche ist bei großen Jakob-Zahlen selten zu beobachten. Während der Wachstumsperiode liegen im allgemeinen Verhältnisse vor, bei denen erwärmtes Wasser weit in die Umgebung der Blasen transportiert wird, Bild 51. Dieser konvektive Wärmetransport wird durch Geschwindigkeitsfelder aufrechterhalten, die infolge der sich schnell ändernden Grenzflächenstruktur entstehen. Relativ ruhige Grenzflächen wie in Bild 44 (untere Bildreihe) treten nur selten auf. Bei diesen Blasen ist das sehr instabile Gleichgewicht an der Grenzfläche nicht gestört. Zum Kondensationsende wird erwärmte Flüssigkeit eruptionsartig weit über den Blasenkopf hinausgeschleudert. Das linke Photo von Bild 52 zeigt die Blase 0,9 ms nach dem Ablösen, das rechte nach weiteren 3,6 ms. Der Abstand der Blasenoberseite von der Düse beträgt im linken Photo 4,8 mm, die der erwärmten Wasserfront 6,5 mm. Im rechten Photo ist die Front auf 9,0 mm emporgestiegen. Die mittlere Geschwindigkeit der Warmwasserfront beträgt danach 69 cm/s.

Die bei $Ja > 100$ registrierten Druckschwankungen bezeugen ebenfalls die starke Zunahme der Dynamik während des Blasenlebens, aber insbesondere bei der Kondensation.



Bild 51. Wachsende Blase mit intensivem Wärmetransport an der Grenzfläche ($Ja = 134$), aufgenommen mit der holographischen Interferometrie.
Blasenradius 1,7 mm

Wie in Bild 53 dargestellt, sind zum Zeitpunkt 1 starke Druckschwankungen gemessen worden, die von schnellen Oberflächenbewegungen herrühren. Das typische Ablösesignal (2) tritt trotzdem deutlich hervor. Ein bei kleinen Jakob-Zahlen zu beobachtender Ausschwingvorgang wird durch die Kondensa-



Ph.53

Bild 53. Gegenüberstellung des Blasenradius und der zugehörigen Druckaufzeichnung.
 $p = 0,5 \text{ bar}$, $\Delta T = 23 \text{ K}$, $Ja = 130$

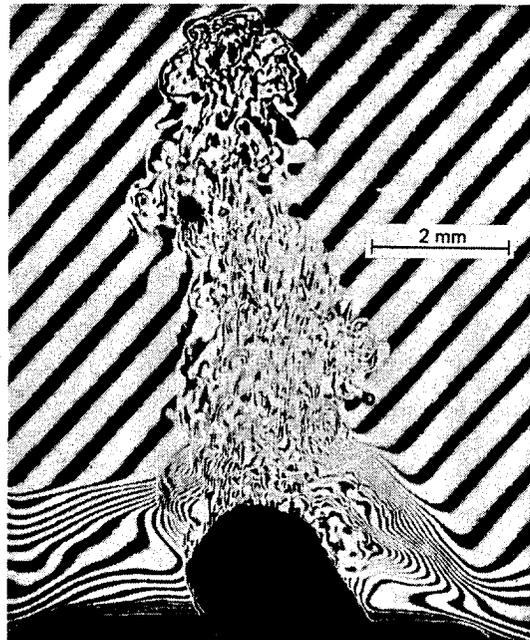
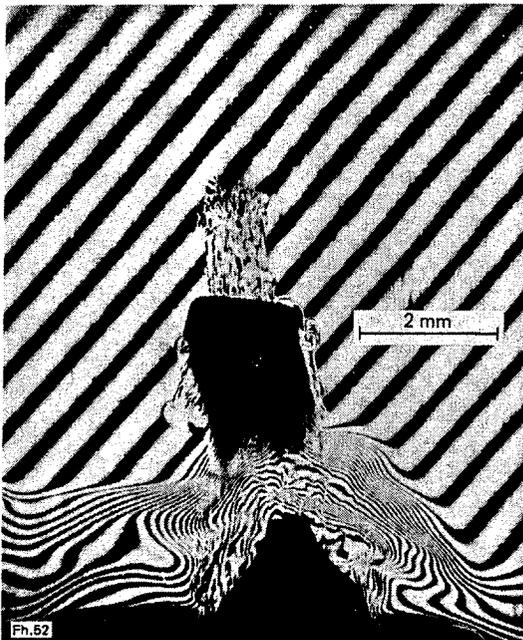


Bild 52. Aufstieg und Kondensation einer Blase mit anschließender Eruption erwärmter Flüssigkeit.

$p = 0,5 \text{ bar}$, $\Delta T = 21 \text{ K}$, $Ja = 122$, $\Delta t = 3,6 \text{ ms}$

tionssignale unterdrückt. Zum Schluß steigt der Druck kurzzeitig an, wodurch die obere Grenzfläche eingedrückt wird (Zeitpunkt 8). Das Volumen der in Bild 54 gezeigten Blase ($Ja=263$) nimmt bereits vor dem Ablösen ab. Die Blase hat dabei wieder eine längliche Form. Im Ablösezeitpunkt (3) wird nur noch

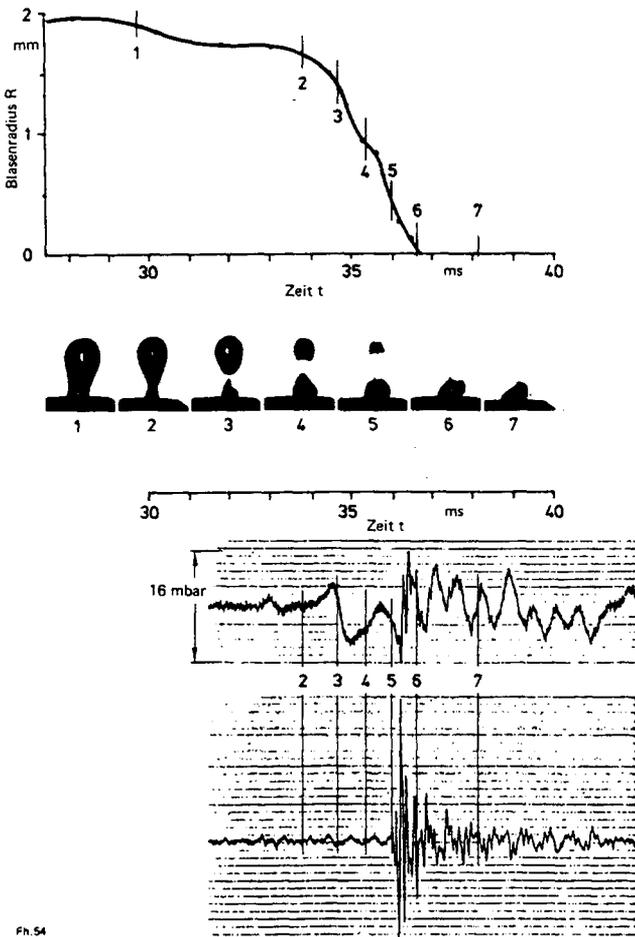


Bild 54. Vergleich des Druckverlaufs mit der Abnahme des Blasenradius. $p=0,25$ bar, $\Delta T=23$ K, $Ja=263$

ein negativer Druckstoß registriert, dem nach einem leichten Anstieg ein großer negativer Impuls folgt, der die starke Wirkung der Flüssigkeitsträgheit demonstriert. Die anschließende Ausschwingperiode reicht weit über das Kondensationsende hinaus. Beim Vergleich von Bild 53 und 54 ist der unterschiedliche Maßstab der Druckaufzeichnung zu beachten.

7.1.4 Vergleich der experimentell ermittelten Bereichsgrenzen mit Angaben von Florschuetz und Chao

Die aus den drei eingesetzten Untersuchungsmethoden (Hochgeschwindigkeits-Kinematographie, holographische Interferometrie und Registrierung der schnellen Druckschwankungen) erhaltenen Informationen erlauben die Einteilung der die Volumenabnahme einer Blase steuernden Einflußgrößen – Wärmetransport und Trägheit der Flüssigkeit – in folgende Bereiche:

$Ja < 30$: Überwiegende Steuerung durch den Wärmetransport. Es konnte die Existenz einer thermischen Grenzschicht nachgewiesen werden. Charakteristische Druckausschläge zum Kondensationsende wurden nur sporadisch festgestellt.

$30 < Ja < 100$: Übergangsbereich mit zunehmendem Einfluß durch die Trägheit der Flüssigkeit. Zum Ende der Kondensation wurden Druckimpulse mit steigenden Amplituden registriert. Die Blasenformen nach dem Ablösen werden zunehmend ungleichförmiger.

$Ja > 100$: Überwiegende Steuerung durch die Trägheit der Flüssigkeit. Die Druckausschläge sind in verstärktem Maße von der Jakob-Zahl abhängig. Die Grenzflächenbewegungen sind sehr dynamisch, die Oberfläche ist zerklüftet.

Zu den ermittelten Bereichsgrenzen gehören die in Tabelle 3 angegebenen Unterkühlungen.

Es wird geprüft, ob die Beschreibung der bei der Kondensation von Dampfblasen wirkenden Mechanismen mit Hilfe der Jakob-Zahl auch für Kavitationsvorgänge gültig ist. Kavitation kann bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten auftreten, wenn nach der Bernoulli-Gleichung der statische Druck örtlich unter den Dampfdruck der Flüssigkeit absinkt, so daß sich Dampfblasen bilden. Bei einer anschließenden Verzögerung steigt der Druck wieder an, und es kommt zur Kondensation der Blasen. Bei dem schlagartigen Zusammenprallen der Flüssigkeit treten starke Druckstöße auf, die durch die alleinige Wirkung der Trägheit verursacht werden.

Ein Zahlenbeispiel belegt, daß der für Trägheitseffekte angegebene Bereich $Ja > 100$ auch Kavitationsvorgänge richtig erfaßt. In entgastem Wasser von 21°C ist zur Bildung von Blasen eine Druckabsenkung auf $0,025$ bar erforderlich. Bei diesem Druck wird der Grenzwert $Ja=100$ bereits bei einer Flüssigkeitsunterkühlung von $\Delta T=1,1$ K überschritten. Folglich steuert die Trägheit bei dieser geringen Temperaturdifferenz bereits die Volumenabnahme der Kavitationsblase. Zur Erreichung dieser Temperaturdifferenz ist nur eine Druckerhöhung um $1,7 \cdot 10^{-3}$ bar nötig. Setzt man für diese grobe Abschätzung eine reibungsfreie, stationäre Strömung voraus, so kann man mit Hilfe der Bernoulli-Gleichung die dem Druckanstieg entsprechende Geschwindigkeitsabnahme berechnen. Bei einer Geschwindigkeit von 20 m/s am Ort der Blasenentstehung genügt eine Abnahme um $8,51 \cdot 10^{-3}$ m/s, um eine Unterkühlung von $1,1$ K zu erreichen. In Wirklichkeit treten bedeutend höhere Geschwindigkeitsänderungen und damit entsprechende

Druck p bar	Unterkühlung ΔT [K]	
	$Ja=30$	$Ja=100$
4,0	34,0	110,0
2,0	18,5	60,4
1,0	9,9	32,5
0,5	5,2	17,3
0,25	2,8	9,2

Tabelle 3. Bereichsgrenzen für Wasser.

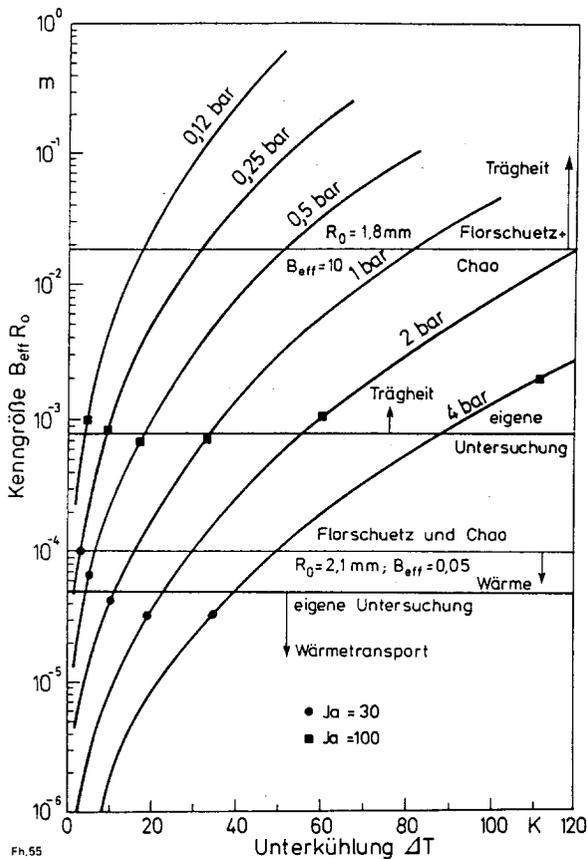
Unterkühlungen auf. Die Abgrenzung der Einflußbereiche – Wärmetransport oder Trägheit – mit Hilfe der Jakob-Zahl ist also bei Kavitationsvorgängen anwendbar.

Zum Vergleich mit den von L.W. Florschuetz und B.T. Chao [1] angegebenen Grenzen wird die Darstellung des Trägheitsparameters B_{eff} von Bild 6 verwendet, in dem die nur von Stoffwerten abhängige Größe $B_{eff} R_0$ als Funktion der Unterkühlung ΔT aufgetragen ist. Trägt man die in Tabelle 3 angegebenen Unterkühlungen zu den jeweiligen Drücken ein, Bild 55, so liegen die Bereichsgrenzen $Ja=30$ und $Ja=100$ im Mittel bei folgenden Werten für $B_{eff} R_0$:

$$Ja=30: B_{eff} R_0=5,3 \cdot 10^{-5} \text{ m}$$

$$Ja=100: B_{eff} R_0=8,0 \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

Mit dem mittleren Ablöseradius nach Bild 28 von $R_0=2,1$ mm bei $Ja=30$ erhält man $B_{eff}=0,025$ für die Grenze der Wärme-



Fh.55
Bild 55. Vergleich der ermittelten Bereichsgrenzen mit Angaben in [1].

transportkontrolle. Für die Bereichsgrenze der Trägheit erhält man mit $R_0 = 1,8 \text{ mm}$ den Wert $B_{\text{eff}} = 0,44$. *L.W. Florschuetz* und *B.T. Chao* [1] geben für die Kontrolle der Trägheit $B_{\text{eff}} > 10,0$ und für den Bereich des Wärmetransports $B_{\text{eff}} < 0,05$ an. Diese Grenzen sind mit den bereits genannten Radien ebenfalls in Bild 55 eingezeichnet. Nach den eigenen Untersuchungen gehören zu den Bereichsgrenzen – Wärmetransport- und Trägheitseinfluß – kleinere Unterkühlungen, die Grenzen liegen näher zusammen. Diese Abweichungen können an den unterschiedlichen Versuchsbedingungen liegen. *L.W. Florschuetz* und *B.T. Chao* [1] untersuchten die Kondensation von Blasen in einem schwerkraftfreien Raum, die Unterkühlung wurde durch Druckerhöhung in der Versuchskammer eingestellt.

7.2 Berechnungsgleichung für die Volumenabnahme einer Dampfblase in unterkühlter Flüssigkeit

Die folgende Ableitung einer Berechnungsgleichung für die Volumenabnahme einer in unterkühlter Flüssigkeit befindlichen Dampfblase geht von der Erkenntnis aus, daß bei kleinen und mittleren Unterkühlungen der Wärmetransport die Vorgänge steuert. Aus der Energiebilanz einer frei schwebenden Blase

$$\dot{Q} = \dot{M} \Delta h_v = -\alpha A \Delta T \quad (47)$$

erhält man eine Differentialgleichung für die Volumenabnahme der kondensierten Blase,

$$\frac{dR}{dT} = -\frac{\alpha \Delta T}{\rho_D \Delta h_v} \quad (48)$$

wobei die kondensierte Menge \dot{M} durch

$$\dot{M} = \rho_D \Delta V = \rho_D A \frac{dR}{dt} \quad (49)$$

gegeben ist.

Der Wärmeübergangskoeffizient α wird analog zum Wärmeübergang an einer angeströmten Kugel durch den bekannten Produktansatz

$$Nu = C Re^m Pr^n \quad (50)$$

beschrieben, siehe z.B. [66]. Für die Reynolds-Zahl ist die den Vorgang bestimmende Geschwindigkeit zu verwenden. Aufgrund der in Abschnitt 7.1 beschriebenen Beobachtung, daß die Blase während der Kondensation nur wenig aufsteigt und die Aufstiegs geschwindigkeit also einen unbedeutenden Einfluß hat, wird die Änderung des Blasenradius mit der Zeit (dR/dt) als die charakteristische Größe gewählt. Mit Gl. (50), der Reynolds-Zahl

$$Re = \frac{\lambda R dR/dt}{\nu_F} \quad (51)$$

und der Nußelt-Zahl

$$Nu = 2R\alpha/\lambda_F \quad (52)$$

erhält Gl. (48) die Form

$$R^{1-m} \left(\frac{dR}{dt} \right)^{1-m} = -\frac{C a_F}{2} \left(\frac{\lambda}{\nu_F} \right)^m Pr^n Ja \quad (53)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ergibt

$$\beta = \frac{R}{R_0} = (1 - Lt)^{0,5} \quad (54)$$

mit

$$L = \frac{2}{R} \left[\frac{1}{2} C a_F Pr^n Ja \left(\frac{2}{\nu_F} \right)^m \right]^{\frac{1}{1-m}} \quad (55)$$

wobei der Kehrwert von L die Kondensationszeit t_K ist. Durch Einführen der Fourier-Zahl, Gl. (20), in Gl. (54) erhält man den dimensionslosen Ansatz zur Berechnung der zeitlichen Änderung des Blasenradius

$$\beta = (1 - K Fo)^{0,5} \quad (56)$$

Der Kehrwert von K ist die mit der Kondensationszeit t_K gebildete Fourier-Zahl, siehe Gl. (46).

Durch Einsetzen von Gl. (46) in Gl. (55) erhält man eine Beziehung für Fo_K , die nur die Prandtl- und Jakob-Zahl sowie die Exponenten n , m und die Konstante C enthält:

$$Fo_K = \frac{1}{4} [C Pr^n Ja]^{\frac{1}{m-1}} \quad (57)$$

Aus den experimentell ermittelten Kondensationszeiten t_K wurde die Fourier-Zahl Fo_K berechnet und entsprechend Gl. (57) mit der Jakob- und Prandtl-Zahl korreliert. Berücksichtigung fanden dabei nur Meßwerte mit den Versuchsbedingungen $Ja < 100$. Wie eingehend diskutiert, konnte nur für diesen Bereich der Jakob-Zahlen ein Einfluß des Wärmetransports festgestellt werden. Die Meßpunkte lassen sich sehr gut durch die Ausgleichsfunktion

$$Fo_K = 3,4 \cdot 10^{-3} Pr^{-0,26} Ja^{-0,87} \quad (58)$$

wiedergeben. Zur Veranschaulichung ist in Bild 56 der Ausdruck $Fo_K/Pr^{-0,26}$ über der Jakob-Zahl aufgetragen. Die mit einem Strich gekennzeichneten Punkte geben die von *G.G. Brucker* und *E.M. Sparrow* [42], *M.E. Ellion* [13] sowie *K. Nishikawa* u.a. [67] ermittelten Kondensationszeiten

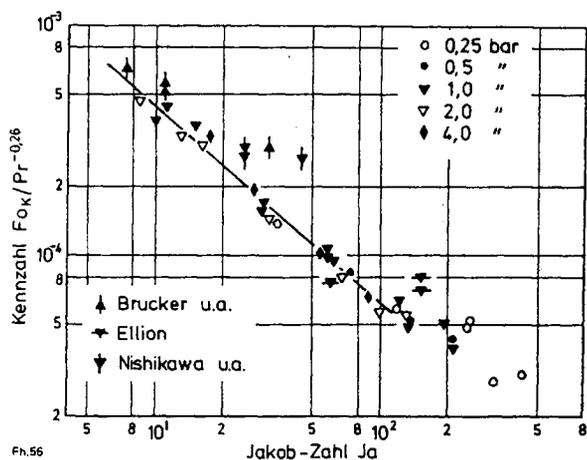


Bild 56. Vergleich der experimentell ermittelten Kondensationszeit t_k mit der Ausgleichsfunktion nach Gl. (58).

wieder. Zusätzlich sind einige bei $Ja > 100$ erhaltene Meßergebnisse eingetragen.

Gl. (56) zur Berechnung des Blasenradius als Funktion der Zeit erhält mit Gl. (58) folgende Form:

$$\beta = (1 - 2,95 \cdot 10^2 Pr^{0,26} Ja^{0,87} Fo)^{0,5} \quad (59)$$

Die Krümmung der mit dieser Gleichung berechneten Kurven stimmt nur bei Jakob-Zahlen nahe 100 mit dem experimentellen Verlauf der Meßpunkte überein. Die durch den Exponenten 0,5 in Gl. (59) bestimmte Krümmung ist bei kleineren Jakob-Zahlen zu groß. Bei $Ja = 8,5$ wurde eine annähernd lineare Abnahme des Blasenradius mit der Zeit erhalten. Es wurde daher untersucht, ob sich der Exponent nicht in Abhängigkeit von Druck und Unterkühlung darstellen läßt. Als geeignet erwies sich eine lineare Abnahme des Exponenten von $m=1,0$ bei $Ja=0$ bis $m=0,5$ bei $Ja=100$. Die entsprechende Bestimmungsgleichung lautet

$$m = 1 - 0,5 \cdot 10^{-2} Ja \quad (60)$$

Mit der so modifizierten Gleichung (59) konnten die experimentell erhaltenen Kurvenverläufe mit guter Übereinstimmung nachgerechnet werden, wie in Bild 57a bis d für die Jakob-Zahlen 16, 30, 61 und 99 gezeigt wird. Aufgetragen ist der dimensionslose Radius $\beta = R/R_0$ über der Fourierzahl Fo . Für $Ja=99$ erhält man eine etwas zu große Kondensationszeit. Dies liegt an dem bereits überwiegenden Einfluß der Trägheit, der in dem Ansatz zu Gl. (59) nicht berücksichtigt ist. In Bild 57a bis d sind zusätzlich einige nach Angaben der Literatur berechnete Kurven eingezeichnet. Die Nummern beziehen sich auf die in Tabelle 1 angegebenen Gleichungen. Die Kurve Nr. 5 nach [36] stimmt bei $Ja > 30$ gut mit den Meßwerten überein. Die Gleichungen von M. Akiyama [37] (Nr. 7) und von M. Dimić [38] (Nr. 8) geben die Volumenabnahme bei kleinen Jakob-Zahlen nur im ersten Abschnitt richtig wieder. Die mit den übrigen Beziehungen von Tabelle 1 berechneten Kurven weichen wie die von A.A. Voloshko [35] (Nr. 4) erheblich von den Meßpunkten ab und wurden daher nicht in den Vergleich aufgenommen.

7.3 Wärmetransport an der Phasengrenze

Während der Wachstumsperiode von an Düsen gebildeten Blasen findet an deren gesamter Grenzfläche bereits ein intensiver Wärmetransport an die umgebende unterkühlte Flüssigkeit statt. Der flüssigkeitsseitige Wärmeübergangskoeffizient konnte anhand der Interferenzaufnahmen bis auf wenige Aus-

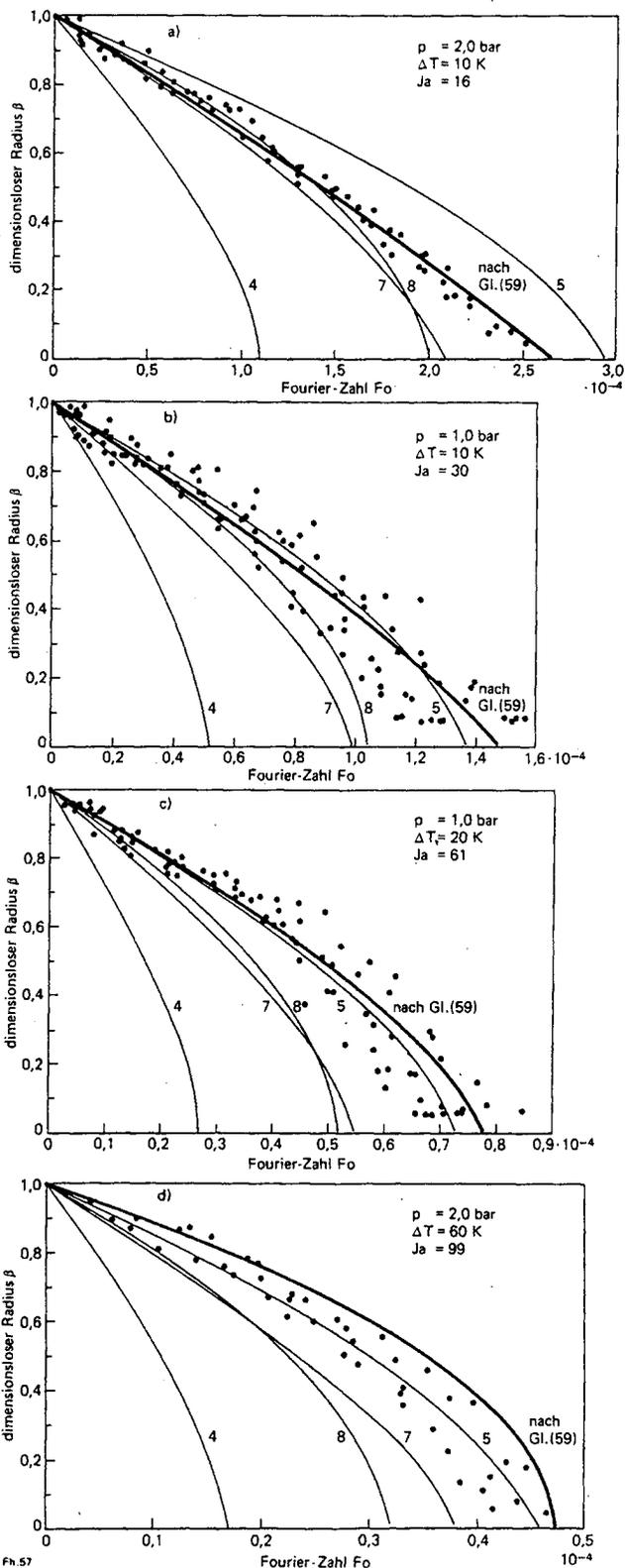


Bild 57

Bild 57. Vergleich von Gl. (59) und Angaben aus der Literatur mit der experimentell ermittelten Abnahme des Blasenradius.

4 nach A.A. Voloshko u.a. [35], 5 nach D. Moalem und S. Sideman [36], 7 nach M. Akiyama [37], 8 nach M. Dimić [38]

nahmen nur innerhalb dieser Zeitspanne bestimmt werden. Voraussetzung war das Vorhandensein einer relativ ruhigen Grenzfläche. Das vorgegebene Streifenfeld mußte außerhalb der Grenzschicht ungestört verlaufen. Diese Bedingungen lagen im allgemeinen bei Unterkühlungen von $\Delta T < 25$ K vor. Bei größeren Werten nahmen die Grenzflächenbewegungen so sehr

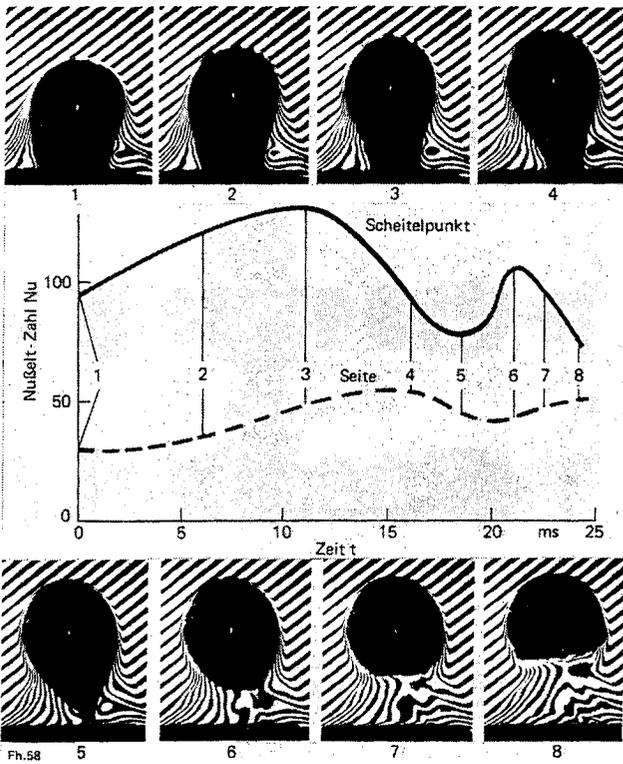


Bild 58. Verlauf der Nußelt-Zahl bei stetigem Blasenwachstum.
 $p = 1 \text{ bar}$, $\Delta T = 5 \text{ K}$, $Ja = 15$, Ablöseradius $2,1 \text{ mm}$

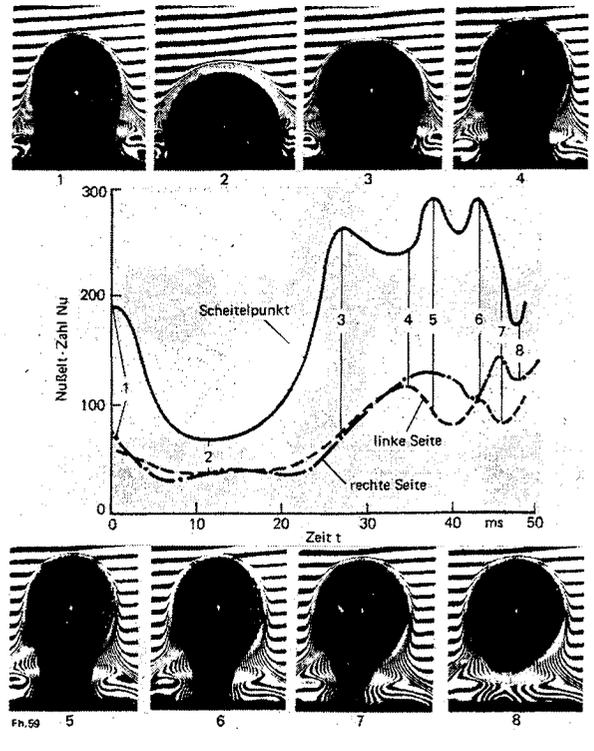


Bild 59. Verlauf der Nußelt-Zahl bei nicht stetigem Blasenwachstum.
 $p = 4,0 \text{ bar}$, $\Delta T = 14,0 \text{ K}$, $Ja = 9,4$, Ablöseradius $2,21 \text{ mm}$

zu, daß die Belichtungszeit nicht mehr ausreichte, das an der Phasengrenze anliegende Streifenfeld mit einer Liniendichte von mehr als 100 mm^{-1} aufzulösen. Nach dem Ablösen konnten nur einige Bilder bei den Drücken 1 bis 4 bar ausgewertet werden. Bei kleineren Drücken verhinderten die Grenzflächenbewegungen eine Auflösung der Interferenzstreifen.

Die folgenden Abbildungen zeigen die Abhängigkeit des Wärmetransports von den verschiedenen Entwicklungsstufen der Dampfblase. In Bild 58 und 59 sind die im Scheitelpunkt sowie die links und rechts am größten Durchmesser der Blase nach Gl. (52) ermittelten Nußelt-Zahlen als Funktion der Zeit aufgetragen. Da bei der in Bild 58 gezeigten Blase die Ergebnisse der linken und rechten Seite nur geringfügig voneinander abweichen, ist nur die Mittelwertkurve eingezeichnet.

Mit der einsetzenden Aufwärtsbewegung der an der Düse wachsenden Blase bildet sich eine vom Kopf zum Fuß gerichtete Strömung aus, die zu einer Verbesserung des Wärmeübergangs führt (Zeitpunkt 1 bis 3 in Bild 58). Im weiteren Verlauf kann durch die Einschnürung des Blasenhalses nicht mehr genügend Dampf einströmen, die Aufwärtsbewegung stagniert und damit auch vorübergehend die Umströmung. Als Folge nimmt die Grenzschichtdicke zu, die Nußelt-Zahl wird zuerst am Kopf, später auch an der Seite kleiner (Zeitpunkt 4 und 5). Nach dem Ablösen setzt die Umströmung wieder ein, da das vom Blasenfuß bis dahin eingenommene Volumen aufgefüllt werden muß. Der Wärmeübergang am Kopf steigt noch einmal an und nimmt dann stetig ab, während an der Seite die Nußelt-Zahl ansteigt. Wie bereits in Abschnitt 7.1.1 erläutert, wird die Volumenabnahme in diesem Zeitabschnitt durch die Strömungsvorgänge unterhalb der Blase und in den angrenzenden Bereichen bestimmt. Solange der umgestülpte Blasenfuß nicht die obere Grenzfläche verformt, wird der Kopf – unterstützt durch den Auftrieb – von einer stabilen thermischen Grenzschicht eingehüllt. Die Verhältnisse ändern sich, wenn das Gleichgewicht an der oberen Grenzfläche durch den Bla-

senfuß gestört wird. Aufgrund der dann auftretenden großen Änderungsgeschwindigkeiten lassen sich die Interferenzlinien nicht mehr auflösen.

Bei dem in Bild 59 gezeigten Beispiel reicht der Dampfstrom durch die Düse nicht aus, ein stetiges Blasenwachstum zu ermöglichen. Zeitweilig überwiegt die kondensierende Menge an der Phasengrenze, die Blase wird kleiner. Dieses Geschehen spiegelt sich auch in den ermittelten Nußelt-Zahlen wieder. Als Folge der Volumenabnahme wird die zuvor diskutierte Umströmung der Blase unterbrochen. Die durch den Kondensationsprozeß der Flüssigkeit zugeführte Wärme lagert sich in den grenzflächennahen Gebieten an, wodurch der Wärmetransport vorübergehend abnimmt (Zeitpunkt 2 in Bild 59). Die danach wieder einsetzende Volumenzunahme ist mit einer Aufwärtsbewegung der Blase verbunden. Die Umströmung setzt ein und spült die erwärmte Flüssigkeitsschicht weg; der Wärmeübergang steigt zunächst am Kopf und später auch an den Seiten (Zeitpunkt 3 und 4). Oberflächenwellen führen anschließend zu wechselnden Wärmeübergangsverhältnissen (Zeitpunkt 4 bis 6). Wie bei der in Bild 58 gezeigten Blase, nimmt kurz vor dem Ablösen (7) der Wärmetransport am Kopf ab und steigt danach wieder an.

Der maximale Wärmeübergangskoeffizient wurde für dieses Beispiel am Kopf zum Zeitpunkt 5 zu $\alpha = 49\,200 \text{ W/m}^2\text{K}$ ($Nu = 289$) ermittelt, der minimale Wärmeübergangskoeffizient zum Zeitpunkt 2 mit $\alpha = 11\,900 \text{ W/m}^2\text{K}$ ($Nu = 69$). Seitlich an der Blase wurde der maximale Wert kurz vor dem Ablösen (Zeitpunkt 7) zu $\alpha = 24\,400 \text{ W/m}^2\text{K}$ ($Nu = 142$) und der minimale zu $\alpha = 6\,500 \text{ W/m}^2\text{K}$ ($Nu = 38$) ebenfalls zum Zeitpunkt 2 gemessen. Mit dem in Bild 59 gezeigten Beispiel soll belegt werden, welche Veränderungen während der Wachstumsperiode möglich sind. Im allgemeinen wachsen die Blasen trotz bereits einsetzender Kondensation kontinuierlich bis zum Ablösen.

Bild 60 zeigt eine stetig gewachsene Blase kurz vor und nach dem Ablösen, die Zeitdifferenz zwischen beiden Photos beträgt

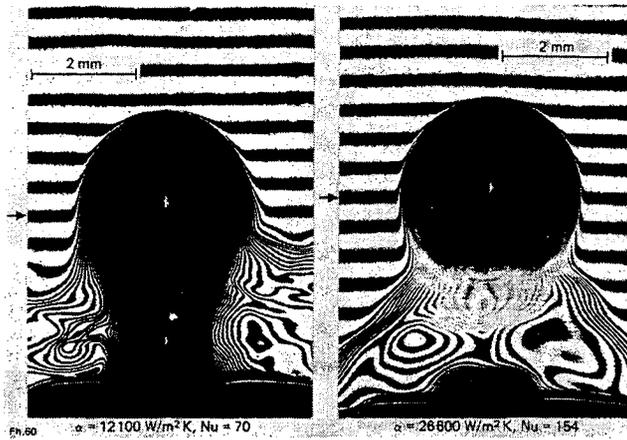


Bild 60. Wärmeübergang an der linken Seite kurz vor und nach dem Ablösen.

$p = 4 \text{ bar}$, $\Delta T = 11 \text{ K}$, $Ja = 7,4$, $\Delta t = 3,6 \text{ ms}$

3,6 ms. Die unterschiedliche Ausbildung der Temperaturfelder an der Blasenoberseite und am Hals sind deutlich sichtbar. Nach dem Ablösen entstehen in der Driftströmung starke Turbulenzen. Durch die Umströmung nimmt der Wärmeübergangskoeffizient von $12100 \text{ W/m}^2\text{K}$ auf $26600 \text{ W/m}^2\text{K}$ zu. Im Scheitelpunkt war in diesem Fall eine Auswertung nicht möglich, da die Linien nicht mehr aufgelöst werden konnten.

Bessere Bedingungen erhält man, wenn die Streifen nicht waagrecht, sondern schräg vorgegeben werden, wie Bild 61 zeigt. Man erhält so auch im Scheitelpunkt eine auswertbare Auslenkung. An dem Ort mit parallel zur Oberfläche verlaufenden Streifen ist eine Auswertung mit großen Unsicherheiten verbunden, da der Beginn der Grenzschicht nicht exakt festzustellen ist. Hier wurde der Wert aus den benachbarten und gegenüberliegenden Kurvenzug angezeigt werden soll. Die erhaltenen Nußelt-Zahlen erreichen im Scheitelpunkt der Blase ihren größten Wert: $Nu = 300$ entsprechend $\alpha = 51600 \text{ W/m}^2\text{K}$. Zu den Seiten hin wird der Wärmetransport stetig kleiner, an der rechten Seite wurde $Nu = 40$ ($\alpha = 6900 \text{ W/m}^2\text{K}$) ermittelt. Bild 62 und 63 zeigen die am Umfang ermittelten Nußelt-Zahlen für $p = 1 \text{ bar}$ und $p = 0,25 \text{ bar}$.

In Bild 64 ist die aus den Interferenzaufnahmen an der Blasenoberseite ermittelte örtliche Nußelt-Zahl in Abhängigkeit

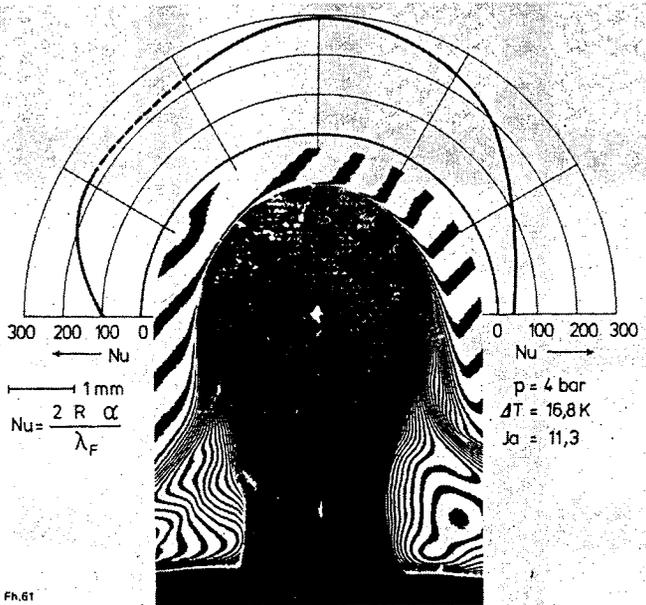


Bild 61. Am Umfang des Blasenkopfes ermittelte Nußelt-Zahl.

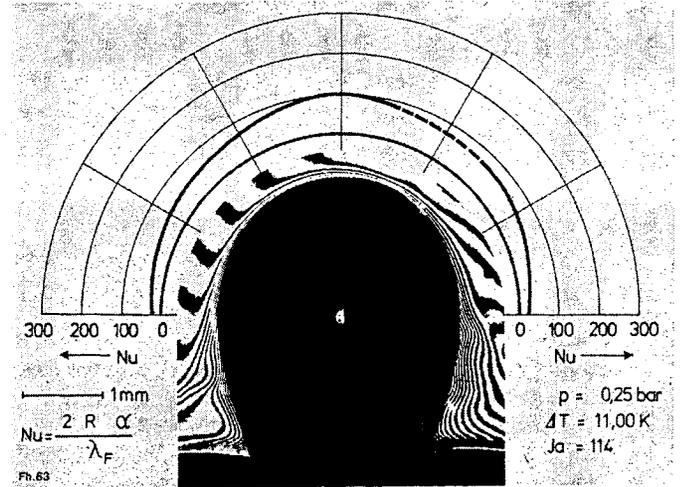


Bild 63. Am Umfang des Blasenkopfes ermittelte Nußelt-Zahl.

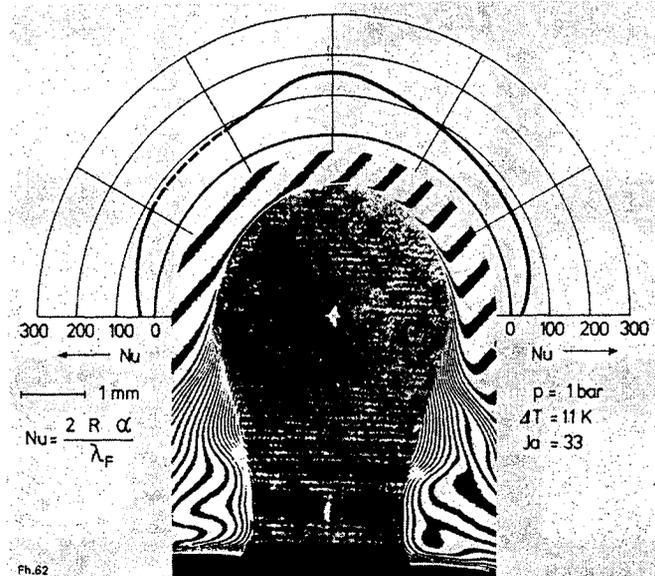


Bild 62. Am Umfang des Blasenkopfes ermittelte Nußelt-Zahl.

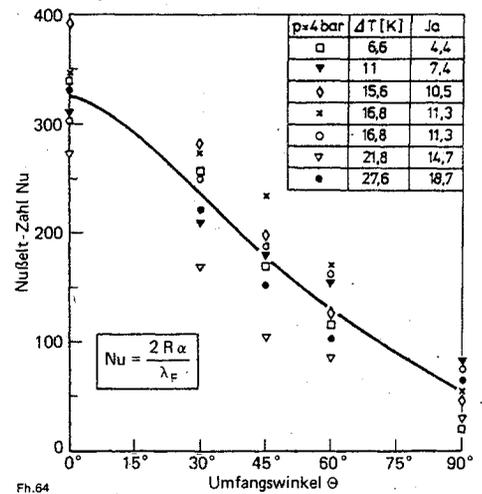


Bild 64. Örtliche Nußelt-Zahl in Abhängigkeit vom Umfangswinkel für eine an der Düse in unterkühltem Wasser wachsende Dampfblase.

vom Umfangswinkel θ für den Druck $p=4$ bar und Unterkühlungen von 6,6 bis 27,6 K aufgetragen. Die eingezeichnete Kurve ist das arithmetische Mittel der Auswertungen. Der tendenzielle Verlauf der Kurve stimmt mit den Untersuchungen des Stoffaustauschs an formveränderlichen Gasblasen von *H. Glaeser* und *H. Brauer* [68] überein. Die Streuung der Meßwerte ist groß, eine klare Abhängigkeit von der Unterkühlung liegt nicht vor. Die Mittelwertkurve gibt die Meßwerte im Scheitelpunkt mit $\pm 20\%$ wieder, bei $\theta=90^\circ$, also an der Seite, mit $\pm 55\%$. Die absolute Abweichung nimmt von 65 auf 32 ab.

Für die Abweichungen sind im wesentlichen folgende Gründe vorhanden: Eine Auswertung unter Berücksichtigung der Lichtstrahlableitung in der thermischen Grenzschicht

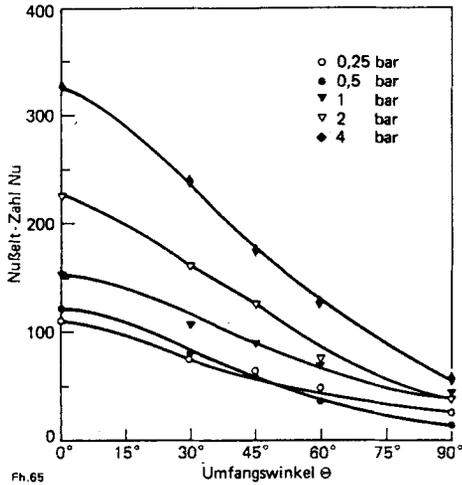


Bild 65. Mittlere örtliche Nußelt-Zahlen in Abhängigkeit vom Umfangswinkel bei verschiedenen Drücken.

konnte nur durch Vorgabe eines Temperaturprofils durchgeführt werden. Um den Rechenaufwand zu begrenzen, wurde eine e-Funktion gewählt. Die genaue Lage der Blasenwand kann aus den Interferenzaufnahmen nicht entnommen werden, wie anhand von Bild 25 zu erkennen ist. Bei Dampfblasen in unterkühlten Flüssigkeiten kann man davon ausgehen, daß der Wärmewiderstand auf der Flüssigkeitsseite liegt und damit die Wandtemperatur der Sättigungstemperatur entspricht. Mit dieser Annahme wurde der Ort der Blasenwand bestimmt. Die Wandtemperatur wird mit zunehmender Unterkühlung aber unterhalb des Sättigungszustandes liegen. Der ermittelte Temperaturgradient wäre dann zu groß. Eine weitere Fehlerquelle liegt in der Bestimmung des äußeren Grenzschichtendes, der auch bei einer schräg zum Streifenfeld liegenden Auswertegeraden nicht immer zweifelsfrei ermittelt werden konnte. Weitere Fehler entstanden beim Ausmessen der Interferenzstreifen, das anhand des 37-fach vergrößerten Positivs mit einer 10-fach vergrößern Maßlupe vorgenommen wurde. Gegenüber der Streifenbestimmung mit einem Meßmikroskop konnte auf dem Positiv die Lage der Auswertegeraden und der Rand der Grenzschicht fixiert werden.

Bild 65 zeigt die Ergebnisse der Auswertungen bei den untersuchten Drücken 0,25; 0,5; 1,0; 2,0 und 4,0 bar. Es sind die arithmetischen Mittelwerte der bei den untersuchten Unterkühlungen erhaltenen Ergebnisse in Abhängigkeit vom Umfangswinkel θ aufgetragen. Der mittlere Wärmeübergang am Umfang der Blasenwand nimmt mit dem Druck ab.

Zur Darstellung des flüssigkeitsseitigen Wärmetransportes am Umfang des Blasenkopfes wird von dem Potenzansatz Gl. (50) ausgegangen. In dieser Form wird die Flüssigkeitsunterkühlung und der Druck nur über die Stoffgrößen be-

rücksichtigt. Wie Bild 65 aber zeigt, liegt ein erheblicher Einfluß des Drucks vor. Gl. (50) wird daher mit der Jakob-Zahl zur Berücksichtigung der Unterkühlung und dem Dichteverhältnis ρ_D/ρ_F erweitert:

$$Nu = C Re^m Pr^n Ja^p (\rho_D/\rho_F)^q \quad (61)$$

Die Reynoldszahl berücksichtigt den Einfluß der Blasenströmung. Sie wird mit der Geschwindigkeit der vertikal entgegen der Düsenmündung gerichteten Flüssigkeitsströmung gebildet:

$$Re = 2Rw/v_F \quad (62)$$

Die Untersuchung des Wärmeübergangs wurde in den folgenden Grenzen der in Gl. (61) enthaltenen dimensionslosen Kennzahlen durchgeführt:

Reynolds-Zahl:	110 – 360
Prandtl-Zahl:	1,2 – 4,5
Jakob-Zahl:	4,4 – 290
Dichteverhältnis ρ_D/ρ_F :	$1,62 \cdot 10^{-4} - 2,32 \cdot 10^{-3}$

Aus den im Scheitelpunkt des Blasenkopfes ($\theta=0^\circ$) und an den Seiten ($\theta=\pm 90^\circ$) ermittelten Nußelt-Zahlen wurden mit Hilfe eines Ausgleichsprogramms die Konstanten und Exponenten bestimmt. Die erhaltenen Beziehungen lauten

für den Scheitelpunkt ($\theta=0^\circ$)

$$Nu_0 = 4000 Re^{0,25} Pr^{0,66} Ja^{0,17} (\rho_D/\rho_F)^{0,76} \quad (63)$$

für die Blasenwand ($\theta=\pm 90^\circ$)

$$Nu_{90} = 253 Re^{0,41} Pr^{0,66} Ja^{0,36} (\rho_D/\rho_F)^{0,82} \quad (64)$$

In Bild 66 ist der Ausdruck $Nu/Re^m Pr^n (\rho_D/\rho_F)^q$ über der Jakob-Zahl aufgetragen. Die Ausgleichsgeraden entsprechen Gl. (63) bzw. (64). Das Dichteverhältnis übt den größten Einfluß aus, während die Bedeutung der Flüssigkeitsunter-

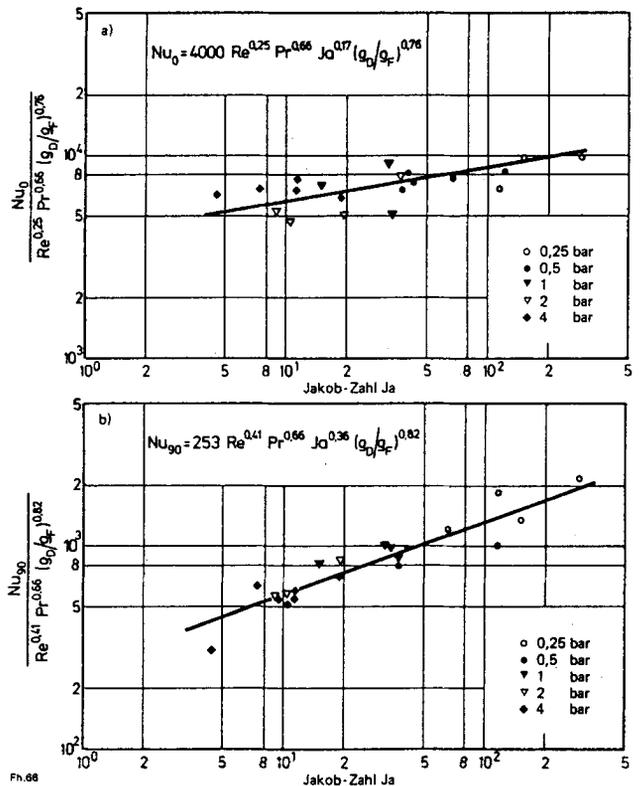


Bild 66. Dimensionslose Darstellung des Wärmeübergangs an der Grenzfläche einer wachsenden Blase.

a) im Scheitelpunkt ($\theta=0^\circ$), b) an der Seite ($\theta=90^\circ$)

kühlung vor allem im Scheitelpunkt der Blase gering ist. Gl. (63) und (64) lassen sich über die Gleichung

$$Nu_m = \sqrt{Nu_0 Nu_{90}} \quad (65)$$

in einfacher Weise zusammenfassen zu

$$Nu_m = 1000 Re^{0.33} Pr^{0.66} Ja^{0.27} (\rho_D/\rho_F)^{0.79} \quad (66)$$

Entsprechend den Versuchsbedingungen beschreibt diese Gleichung den mittleren flüssigkeitsseitigen Wärmeübergang an der Grenzfläche einer Dampfblase, die an einer Düse ($\varnothing 2,4$ mm) in unterkühltem Wasser wächst.

8. Zusammenfassung

Das Wachstum einer in unterkühlter Flüssigkeit sich bildenden Blase und deren daran anschließende Volumenabnahme durch Kondensation wird je nach Temperaturdifferenz zwischen Dampf und Flüssigkeit von dem Wärmetransport an der Phasengrenze oder durch die Trägheit der umgebenden Flüssigkeit gesteuert. Der Einfluß des Wärmetransports wird mit der holographischen Interferometrie untersucht, die Wirkung der Trägheit mit Hilfe empfindlicher Druckaufnehmer, deren Signale synchron zum Hochgeschwindigkeitsfilm mit einem Magnetbandgerät registriert werden. Um den Einfluß des inhomogenen Temperaturfeldes einer Heizwand auszuschalten, wird der Dampf durch eine Düse ($\varnothing 2,4$ mm) in die unterkühlte Flüssigkeit eingeleitet. Es werden Ergebnisse vorgestellt, die in Wasser bei Drücken von 0,25 bis 4 bar und Unterkühlungen von 5 bis 100 K erhalten wurden.

Die Wirkungsbereiche der Einflußgrößen — Wärmetransport und Trägheit — werden mit der Jakob-Zahl Ja beschrieben, die hier mit der Flüssigkeitsunterkühlung gebildet wird. Bis $Ja=30$ steuert der Wärmetransport das Wachstum und die anschließende Volumenabnahme, während ab $Ja=100$ die Flüssigkeitsträgheit dominiert. Die Bestimmung des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten aus den erhaltenden Interferenz-aufnahmen ist während der Wachstumsperiode und kurz nach dem Ablösen möglich. Die gewonnenen Ergebnisse lassen sich durch eine empirische Beziehung wiedergeben.

Für den Bereich kleiner und mittlerer Jakob-Zahlen ($Ja < 100$) wird eine Gleichung zur Beschreibung der Volumenabnahme einer in unterkühltem Wasser aufsteigenden Dampfblase angegeben.

9. Literatur

- [1] Florschuetz, L.W., u. B.T. Chao: On the mechanics of vapor bubble collapse. J. Heat Transfer Bd. 87 (1965) S. 209/20.
- [2] Bošnjaković, F.: Verdampfung und Flüssigkeitsüberhitzung. Techn. Mech. u. Thermodyn. Bd. 1 (1930) Nr. 10, S. 358.
- [3] Jakob, M., u. W. Linke: Der Wärmeübergang beim Verdampfen von Flüssigkeiten an senkrechten und waagerechten Flächen. Phys. Z. Bd. 36 (1935) S. 267/80.
- [4] Forster, H.K. u. N. Zuber: Growth of a vapor bubble in a superheated liquid. J. appl. Phys. Bd. 25 (1954) Nr. 4, S. 474/78.
- [5] Plesset, M.S. u. S.A. Zwick: The growth of vapor bubbles in superheated liquids. J. appl. Phys. Bd. 25 (1954) Nr. 4, S. 493/95.
- [6] Beer, H.: Beitrag zur Wärmeübertragung beim Sieden. Habil.-Schrift; Progress in heat and mass transfer, Bd. 2. Oxford u. New York: Pergamon Press 1969, S. 311/70.
- [7] Mayinger, F., u. W. Panknin: Holography in heat and mass transfer. 5th Int. Heat Transfer Conf. Tokio 1974, Bd. 6, S. 28/43.
- [8] Panknin, W.: Eine holographische Zweiwellenlängen-Interferometrie zur Messung überlagerter Temperatur- und Konzentrationsgrenzschichten. Diss. TU Hannover 1976.
- [9] Fritz, W. u. W. Ende: Über den Verdampfungsvorgang nach kinematographischen Aufnahmen an Dampfblasen. Phys. Z. Bd. 37 (1936) Nr. 11, S. 391/401.
- [10] Nukijama, V.: Maximum and minimum values of heat transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. J. Jap. Mech. Engrs. Bd. 37 (1934) S. 53/54 u. S. 367/74.
- [11] Zuber, N.: The dynamics of vapor bubbles in non-uniform temperature fields. Int. J. Heat Mass Transfer Bd. 2 (1961) Nr. 1/2, S. 83/98.
- [12] Plesset, M.S., u. S.A. Zwick: On the dynamics of small vapor bubbles in liquids. J. Math. and Phys. Bd. 33 (1954) S. 308/30.
- [13] Ellion, M.E.: Study of the mechanism of boiling heat transfer. Calif. Inst. Technology, Pasadena, 1. März 1954.
- [14] Bankoff, S.G., u. R.D. Mikesell: Bubble growth rates in highly subcooled nucleate boiling. Chem. Engng. Progr., Symp. Ser. Bd. 55 (1959) Nr. 29, S. 79/86.
- [15] Han Chi-Yen u. P. Griffith: The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling. Internat. J. Heat Mass Transfer Bd. 9 (1965) Nr. 6, S. 905/14.
- [16] Bucher, B.: Beitrag zum Siedebeginn beim unterkühlten Sieden mit Zwangskonvektion. Diss. Univ. Hannover 1979.
- [17] Moore, F.D., u. R.B. Mesler: The measurement of rapid surface temperature fluctuations during nucleate boiling of water. AIChE J. Bd. 7 (1961) S. 620/24.
- [18] Jawurek, H.H.: Simultaneous determination of microlayer geometry and bubble growth in nucleate boiling. Internat. J. Heat Mass. Transfer Bd. 12 (1969) S. 843/48.
- [19] Fritz, W.: Berechnung des Maximalvolumens von Dampfblasen. Phys. Z. Bd. 36 (1935) Nr. 11, S. 379/84.
- [20] Beer, H.: Das dynamische Blasenwachstum beim Sieden von Flüssigkeiten an Heizflächen. Forsch. Ing.-Wes. Bd. 37 (1971) Nr. 3. S. 85/90.
- [21] Cochran, T.H., J.C. Aydelott: Effects of subcooling and gravity level on boiling in the discrete bubble region. Lewis Res. Center, Cleveland/Ohio, NASA TN, D-3449.
- [22] Hsu, Y.-Y., u. R.W. Graham: Transport processes in boiling and two-phase systems including near-critical fluids. Washington: Hemisphere Publ. Corp. 1976.
- [23] Piening, J.: Der Wärmeübergang an eine an einer Heizwand wachsenden Dampfblase beim Sieden. Diss. Univ. Berlin 1971.
- [24] Mayinger, F., D. Nordmann u. W. Panknin: Holographische Untersuchungen zum unterkühlten Sieden. Chemie-Ing.-Techn. Bd. 46 (1974) Nr. 5, S. 209.
- [25] Tong, L.S.: Boiling heat transfer and two-phase flow. New York, London, Sydney: John Wiley and Sons 1965.

- [26] *Collier, J.G.*: Convective boiling and condensation. London: McGraw-Hill 1972.
- [27] *Lord Rayleigh*: On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *Phil. Mag.* Bd. 34 (1917) S. 94.
- [28] *Wittke, D.D.*, u. *B.T. Chao*: Collapse of vapor bubbles with translatory motion. *J. Heat Transfer* Bd. 89 (1967) S. 17/24.
- [29] *Snyder, N.W.*, u. *T.T. Robin*: Mass-transfer model in subcooled nucleate boiling. *Trans. ASME J. Heat Transfer* (Aug. 1969) S. 404/12.
- [30] *Robin, T.T.*, u. *N.W. Snyder*: Theoretical analysis of bubble dynamics for an artificially produced vapor bubble in a turbulent stream. *Int. J. Heat Mass Transfer* Bd. 13 (1969) S. 523/36.
- [31] *Theofanous, T.G.*, *Luigi Biasi, H.S. Isbin* u. *H.K. Fauske*: Non-equilibrium bubble collapse: A theoretical study. *Chem. Engng. Progr., Symp. Ser.* Bd. 66 (1970) Nr. 102, S. 37/47.
- [32] *Guy, T.B.*, u. *T.J. Ledwidge*: Numerical approach to non-spherical vapor bubble dynamics. *Int. J. Heat Mass Transfer* Bd. 16 (1973) S. 2393/2406.
- [33] *Mitchell, T.*, u. *F.G. Hammit*: On the effects of heat transfer upon collapsing bubbles. *Nuclear Sci. and Engng.* Bd. 53 (1974) S. 263/76.
- [34] *Voloshko, A.A.*, u. *A.V. Vurgaft*: Study of condensation of single vapor bubbles in a layer of subcooled liquid. *Heat Transfer, Sov. Res.* Bd. 3 (1971) Nr. 2, S. 160/64.
- [35] *Voloshko, A.A.*, *A.V. Vurgaft* u. *L.S. Aksel'rod*: Condensation of vapour bubble in a liquid. *Tekhnologii* Bd. 7 (1973) Nr. 2, S. 269/72.
- [36] *Moalem, D.*, u. *S. Sideman*: The effect of motion on bubble collapse. *Int. J. Heat Mass Transfer* Bd. 16 (1973) S. 2321/29.
- [37] *Akiyama, M.*: Bubble collapse in subcooled boiling. *Bull. J. Soc. Mech. Engrs. (JSME)* Bd. 16 (1973) Nr. 93, S. 570/75.
- [38] *Dimić, M.*: Collapse of one-component vapour bubble with translatory motion. *Int. J. Heat Mass Transfer* Bd. 20 (1977) S. 1325/32.
- [39] *Brauer, H.*: Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen. Frankfurt: Verlag Sauerländer 1971.
- [40] *Levenspiel, O.*: Collapse of steam bubbles in water. *Ind. Eng. Chem.* Bd. 51 (1959) Nr. 6, S. 787/90.
- [41] *Voloshko, A.A.*, u. *A.V. Vurgaft*: Die Kondensation von Wasserdampf beim Durchtritt durch eine Flüssigkeitsschicht. *Izvestij VUZ. Piscevaja tehnologija* Bd. 67 (1968) S. 131/34.
- [42] *Brucker, G.G.*, u. *E.M. Sparrow*: Direct contact condensation of steam bubbles in water at high pressure. *Int. J. Heat Mass Transfer* Bd. 20 (1977) S. 371/81.
- [43] *Bankoff, S.G.*, u. *J.P. Mason*: Heat transfer from the surface of a steam bubble in turbulent subcooled liquid stream. *AIChE-J.* Bd. 8 (1962) Nr. 1, S. 30/33.
- [44] *Grassmann, P.*, u. *E. Wyss*: Bestimmung von Wärme- und Stoffübergangszahlen zwischen Dampfblase und Flüssigkeit. *Chem.-Ing.-Techn.* Bd. 34 (1972) Nr. 11, S. 755/59.
- [45] *Beer, H.*: Interferometry and holography in nucleate boiling. In: *S.J.v. Stralen* u. *R. Cole*: Boiling phenomena, Bd. 1. Washington: Hemisphere Publ. Corp. 1979.
- [46] *Matekunas, F.A.*, u. *E.R.F. Winter*: An interferometric study of nucleate boiling. *Int. Symp. on Two-Phase System.* Haifa, Aug./Sept. 1971.
- [47] *Grewal, S.S.*, u. *M.M. El-Wakil*: Non-equilibrium superheat-subcooling of liquids under sudden depressurization. In: *F. Durst, G.V. Tisklauri* u. *N.H. Afgan*: Two-phase momentum, heat and mass transfer in chemical, process and energy engineering systems, Bd. 1. Washington: Hemisphere Publ. Corp. 1979.
- [48] *Schmidt, H.*: Blasenbildung und Wärmeübertragung beim Einbringen von Heißdampf in Wasser von Sättigungstemperatur. *Diss. Univ. Karlsruhe* 1975.
- [49] *Heckl, M.*, u. *H.A. Müller*: Taschenbuch der Technischen Akustik. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag 1975.
- [50] *Bier, K.*, *J. Kemnade, D. Gorenflo* u. *V. Lippig*: Blasenbildung und Phasengrenzfläche beim Dispergieren von Gasen in Flüssigkeiten an einzelnen Gaszulauföffnungen. *Wärme- und Stoffübertragung* Bd. 11 (1978) S. 195/205.
- [51] *Kichigin, A.M.*: Pressure variation in a liquid when gas is bubbled into it through a single hole (Modeling of boiling). *Heat Transfer, Sov. Res.* Bd. 9 (1977) Nr. 3, S. 20.
- [52] *Lykov, E.V.*: Thermoacoustic effects in surface boiling liquids. *Int. J. Heat Mass Transfer* Bd. 15 (1972) S. 1603/14.
- [53] *Nishihara, H.*, u. *Y. Bessho*: Acoustic emission in subcooled nucleate pool boiling. *J. Nuclear Sci. Techn.* Bd. 16 (1977) Nr. 6, S. 407/15.
- [54] *Nishihara, H.*, u. *Y. Bessho*: Boiling acoustic emission and bubble dynamics in nucleate boiling. *J. Nuclear Sci. Techn.* Bd. 13 (1976) Nr. 9, S. 520/22.
- [55] *Board, S.J.*, u. *A.D. Kimpton*: Spherical vapour bubble collapse. *Chem. Engng. Sci.* Bd. 29 (1974) S. 363/71.
- [56] *Brinkmeyer, E.*: Kohärent-optische Verfahren zur Untersuchung kurzer Stoßwellen bei akustisch erzeugter Kavitation. *Diss. Univ. Göttingen* 1976.
- [57] *Kemnade, J.*: Blasenbildung und Phasengrenzfläche beim Dispergieren von Gasen in Flüssigkeiten an einzelnen Gaszulauföffnungen. *Diss. TH Karlsruhe* 1977.
- [58] *Collier, R.J.*, *C.B. Burckhardt* u. *L.H. Lin*: Optical holography. New York: Academic Press 1971.
- [59] *Kiemle, H.*, u. *D. Röss*: Einführung in die Technik der Holographie. Frankfurt a.M.: Akad. Verlagsgesellschaft 1969.
- [60] *Mayinger, F.*, u. *D. Nordmann*: DFG-Jahresbericht Thermo- und fluiddynamische Vorgänge bei der Kondensation von Dampfblasen in unterkühlten Flüssigkeiten. *Az.: Ma* 501/14 (1977/78).
- [61] VDI-Wasserdampf tabel, Ausgabe B. Berlin: Springer-Verlag 1963.
- [62] *Tilton, L.W.*, u. *J.K. Taylor*: Refractive index and dispersion of distilled water for visible radiation temperature 0 to 60 C. N.B.S. Research Paper, RP 1085, N.B.S.J. of Res. Bd. 20 (1938) S. 419/77.
- [63] *Grigull, U.*, u. *W. Hauf*: Optical methods in heat transfer. *Advances in Heat Transfer* Bd. 6, S. 133/366. New York: Academic Press 1970.
- [64] *Eckert, E.R.G.*, u. *R.J. Goldstein*: Measurements in heat transfer. Washington: Hemisphere Publ. Corp. 1976.
- [65] *Grigull, U.*: Einige optische Eigenschaften thermischer Grenzschichten. *Int. J. Heat Mass Transfer* Bd. 6 (1963) S. 669/79.
- [66] *Gröber|Erk|Grigull*: Grundgesetze der Wärmeübertragung, 3. Aufl. Berlin, Heidelberg, Göttingen: Springer-Verlag 1963.
- [67] *K. Nishikawa, H. Kusuda, K. Yamasaki*: Growth and collapse of bubbles in nucleate boiling. *Bull. J. Soc. Mech. Engrs. (JSME)* Bd. 8 (1965) Nr. 30, S. 205/10.
- [68] *Glaeser, H.*, u. *H. Brauer*: Berechnung des Impuls- und Stofftransports durch die Grenzfläche einer formveränderlichen Blase. *VDI-Forschungsheft* Nr. 581. Düsseldorf: VDI-Verl. 1977.