

# **Hydrodynamische Vorgänge und Stabilität der Strömung bei unterkühltem Sieden**

**Dr.-Ing. F. Mayinger**

**Dipl.-Ing. D. Bärmann**

**Dipl.-Ing. D. Hein, Nürnberg**

## Hydrodynamische Vorgänge und Stabilität der Strömung bei unterkühltem Sieden

DR.-ING. F. MAYINGER, DIPL.-ING. D. BÄRMANN, DIPL.-ING. D. HEIN\*

Abt. Kernkraftanlagen der M.A.N., Nürnberg

*Hohe Wärmestromdichten führen zu Dampfblasenbildung an der Heizfläche, obwohl die Kühlflüssigkeit im Mittel noch nicht die Sättigungstemperatur erreicht hat. Die Beschleunigung und erhöhte turbulente Reibung durch die Blasenbildung bedingen eine Vervielfachung des Druckabfalles im Kanal. Bei Untersuchungen dieses Druckabfalles wurden periodische Druckschwankungen hoher Energie beobachtet, deren Frequenz und Amplitude mit wachsenden Werten von Heizflächenbelastung und Unterkühlungsgrad zunehmen. Unter gewissen Voraussetzungen, zu denen wesentlich der Verlauf von Förder- und Widerstandskennlinie beiträgt, verursachen diese Druckstörungen Instabilitäten und Pulsationen in der Strömung.*

Wärmeübergang beim Sieden erlaubt sehr hohe Wärmestromdichten bei nur mäßigem Temperaturunterschied zwischen Heizfläche und Kühlmittel, solange man nicht in den Bereich des Filmsiedens kommt. Für eine hinreichend gute Kühlung hochbelasteter Heizflächen muß neben dem Wärmeübergang noch eine weitere Bedingung erfüllt sein, nämlich stabile Strömungsverhältnisse genügend großer Geschwindigkeit in dem die Heizfläche umgebenden Strömungskanal, um einen sicheren Transport der vom Kühlmittel aufgenommenen Wärme zu einer Wärmesenke zu gewährleisten. Dies gilt insbesondere für Systeme aufgeprägter Wärmestromdichte, wie sie z. B. im Kern von Druck- und Siedewasserreaktoren oder in den Spulen von Hochleistungsmagneten gegeben sind. Beide Bedingungen, die des Wärmeübergangs und die der Strömungsstabilität, sind bei Siedevorgängen und Zweiphasenströmung eng miteinander verbunden.

Besonders gute Wärmeübergangsbedingungen bietet unterkühltes Sieden, ein Vorgang, bei dem Dampfblasen an der Heizfläche entstehen, obwohl die Kühlflüssigkeit im Mittel noch nicht die Sättigungstemperatur erreicht hat. Bei dieser Art des Wärmeaustausches ist jedoch

auch — wie die Erfahrung und eine große Zahl von Versuchen gezeigt haben — die Stabilität der Strömung im Kühlkanal am ehesten gefährdet. Für ein instabiles Verhalten der Strömung<sup>1)</sup> sind folgende drei Voraussetzungen maßgebend:

1. Die hydro- und thermodynamischen Parameter müssen mehr als einen Strömungszustand zulassen.
2. Es müssen Störkräfte vorhanden sein, die den bis dahin eingenommenen Beharrungszustand der Strömung, wenn auch nur geringfügig, verändern.
3. Es muß dem System von außen Energie zugeführt werden.

Alle diese Voraussetzungen sind in einer Zweiphasenströmung unter Wärmezufuhr, insbesondere aber bei unterkühltem Sieden, gegeben. Es ist leicht einzusehen, daß die Blasenbildung nicht nur wesentlichen Einfluß auf die im Kühlkanal vorhandenen Widerstandskräfte — hervorgerufen durch Beschleunigung und Reibung des Zweiphasengemisches — hat, sondern darüber hinaus das Wachsen und das Kondensieren der Dampfblasen Druckschwankungen großer Intensität erzeugen, die die Strömung erheblich stören. Deshalb scheint es angebracht, zur besseren Erläuterung des Stabilitätsproblems zunächst die Fragen des Verhaltens der Dampfblasen in der unterkühlten Flüssigkeit und des durch sie hervorgerufenen zusätzlichen Strömungswiderstandes zu untersuchen.

\*) Nach einem Vortrag des ersten Autors auf der internen Arbeitssitzung des Fachausschusses „Wärme- und Stoffübertragung“ der Verfahrenstechnischen Gesellschaft im VDI am 18. April 1967 in Freudenstadt (Schwarzwald); vgl. a. diese Ztschr. 39, 1046/51 [1967]

## Wachsen und Kondensieren der Dampfblasen

Der Dampfgehalt in zwangsdurchströmten Kanälen bei unterkühltem Sieden wurde verschiedentlich untersucht. In jüngster Zeit hat *Bowring*<sup>2)</sup> diese Frage zusammenfassend behandelt. Er baut auf den Arbeiten von *Griffith*<sup>3)</sup> auf und unterscheidet längs eines Kühlkanales zwei Zonen des unterkühlten Siedens. Die erste Zone ist dadurch gekennzeichnet, daß kleine Dampfblasen wie ein Schleier dicht an der Heizfläche anlagern und dort wieder kondensieren ohne abzuschwimmen. In der zweiten Zone lösen sich die jetzt wesentlich größeren Blasen von der Heizfläche und schwimmen mit der Strömung ab, wo sie wieder langsam kondensieren. Die Grenze zwischen beiden Zonen wird als Blasenablösepunkt bezeichnet. Der Dampfgehalt der Strömung steigt in der zweiten Zone längs des Kanales stark an, bis es schließlich, wenn die Flüssigkeit Sättigungstemperatur erreicht hat, zur sog. Nettodampferzeugung kommt.

*Bowring*<sup>2)</sup> berücksichtigte bei seinen Arbeiten die Tatsache, daß sich bei unterkühltem Sieden das thermodynamische Gleichgewicht zwischen Blase und Flüssigkeit nur mit großer Verzögerung einstellen kann, und er entwickelte als Ergebnis seiner Untersuchungen eine Reihe von Gleichungen, von denen eine den Weg einer Dampfblase in der unterkühlten Flüssigkeit bis zu ihrer vollkommenen Kondensation beschreibt und eine andere allgemein den Blasengehalt im Wasser längs des Kanales sowie als spezielle Lösung den tatsächlichen Dampfgehalt an der Stelle angibt, an der nach der thermodynamischen Gleichgewicht voraussetzenden einfachen Energiebilanz die Flüssigkeitstemperatur gerade gleich der Sättigungstemperatur ist. Als Beispiel sei hier angeführt, daß für eine Heizflächenbelastung von  $50 \text{ W/cm}^2$  diese Gleichung bei einem Druck von 70 at, einer Strömungsgeschwindigkeit von 1 m/s und einer Unterkühlung am Eintritt zum Kanal von rund 10 Grad einen Volumenanteil von 20 % Dampfblasen dort voraussagt, wo nach der Energiebilanz das Wasser gerade Sättigungstemperatur erreicht haben dürfte.

Die nach *Bowring*<sup>2)</sup> berechneten Werte stimmen gut mit Messungen überein, solange es sich um glatte Kanäle ohne die Strömung störende Einbauten, wie Abstandshalter und Gitterplatten, handelt und solange die Heizflächenbelastung genügend klein ist gegenüber der kritischen Wärmestromdichte beim Übergang zum Filmsieden. Bei experimentellen Arbeiten über das hydro- und thermodynamische Verhalten der Strömung in Siedewasserkänales hoher Heizflächenbelastung haben wir verschiedentlich intensive Druckschwankungen beobachtet. Um näheren Aufschluß über den Charakter und die Erscheinungsform dieser Druckschwankungen zu erhalten, wurden im Versuchsfeld für Kernenergieanlagen der M.A.N. eine Reihe von Untersuchungen in Zweiphasenströmungen niedrigen Druckes ausgeführt. Als erstes Ergebnis zeigten diese Messungen, daß die Frequenz dieser Druckschwankungen mit steigender Wärmestromdichte ungefähr linear zunimmt. So stieg sie z. B. bei Versuchen mit Wasser von Umgebungsdruck, das bei einer Unterkühlung von 80 Grad mit einer Geschwindigkeit von 3 m/s dem Heizkanal zuströmte, von 10 Hz bei einer Heizflächenbelastung von  $250 \text{ W/cm}^2$  auf rund 30 Hz bei  $450 \text{ W/cm}^2$ .

Die Amplituden dieser Druckschwankungen erreichten Spitzenwerte von  $\pm 0,5$  at. Es liegt nahe, daß diese Druckschwankungen vom Siedevorgang im Kanal herrühren. *Bowring*<sup>2)</sup> geht in seinem Modell von einer so großen Zahl von Dampfblasen aus, daß die durch Wachsen und Kondensieren der Blasen entstehenden Kräfte sich in jedem Augenblick nahezu aufheben und deshalb als Ursache dieser Druckschwankungen nicht in Frage kommen. Filmaufnahmen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera, die an einem ein Reaktorbrennelement imitierenden Stabbündel gemacht wurden, zeigten, daß in der großen Masse kleiner und mittlerer Dampfblasen plötzlich sehr große Blasen entstehen, die infolge ihrer großen Wachstums- und Kondensationsgeschwindigkeit sowohl Verdrängungskräfte auf die Flüssigkeit ausüben als auch den Strömungswiderstand beeinflussen. Diese großen Blasen bilden sich nicht durch Zusammenwachsen mehrerer kleiner Blasen, sondern rühren aus einer heftigen Verdampfung heißer Flüssigkeitsballen her, die offensichtlich stärker überhitzt waren als die übrige flüssige Grenzschicht an der Heizfläche. Sie entstehen meist im Strömungsschatten und im Staubegebiet von Abstandshaltern oder sonstigen aus Gründen der Festigkeit eingebrachten Konstruktionselementen, d. h. also in Heizflächenzonen niedrigerer Strömungsgeschwindigkeit. Solche ungleichen Strömungsverhältnisse lassen sich in der Praxis auch bei hydrodynamisch sorgfältigster Konstruktion nicht vermeiden, da bereits geringe Unterschiede im Dampfgehalt über den Querschnitt des Bündels örtliche Geschwindigkeitsabweichungen verursachen. Im vertikal angeordneten Bündel bewegen sich diese großen Blasen zunächst entlang des Heizstabes, an dem sie entstanden, nach oben und scheinen noch in engem Kontakt mit der überhitzten Grenzschicht dieses Stabes zu bleiben, da sie zunächst noch an Volumen stark zunehmen. Es wurde beobachtet, daß sie bei den speziellen Gegebenheiten dieser Messungen, die bei Umgebungsdruck ausgeführt wurden, rund die zweifache Geschwindigkeit des Wassers haben. Erst wenn diese Blasen ganz aus der überhitzten Grenzschicht abschwimmen, überwiegt der Kondensationsvorgang.

Ausgeprägter ist die Bildung dieser großen Blasen bei mit geringer Geschwindigkeit durchströmten horizontalen Stabbündeln, wie Abb. 1 für eine Wassergeschwindigkeit von 0,5 m/s und eine Unterkühlung gegenüber der Sättigungstemperatur von 45 Grad zeigt. Um die mit einer Hochgeschwindigkeitskamera gewonnenen Aufnahmen dieser Abb. optisch etwas deutlicher zu halten, war nur ein Stab beheizt. Beim horizontalen Bündel lag der Ursprung dieser großen Blasen immer auf der Unterseite der Stäbe. Beim Abschwimmen aus der Grenzschicht nehmen die Blasen hier wegen der geringen Geschwindigkeit und der horizontalen Orientierung des Bündels einen schräg nach oben gerichteten Verlauf.

Eine einfache Auswertung der Aufnahmen dieser Abb. ergibt, daß die größere der beiden dargestellten Blasen einen Durchmesser von 20 mm erreicht, und ihre Lebensdauer in der Größenordnung von 0,15 bis 0,2 s beträgt. Dies ist um so bemerkenswerter, als die sie umgebende Flüssigkeit erheblich unterkühlt ist. Bei der im vorliegenden Beispiel vorhandenen Wärmestromdichte von  $90 \text{ W/cm}^2$  hatten die Blasen eine maximale Wachstumsgeschwindigkeit ihres Durchmessers von rd.

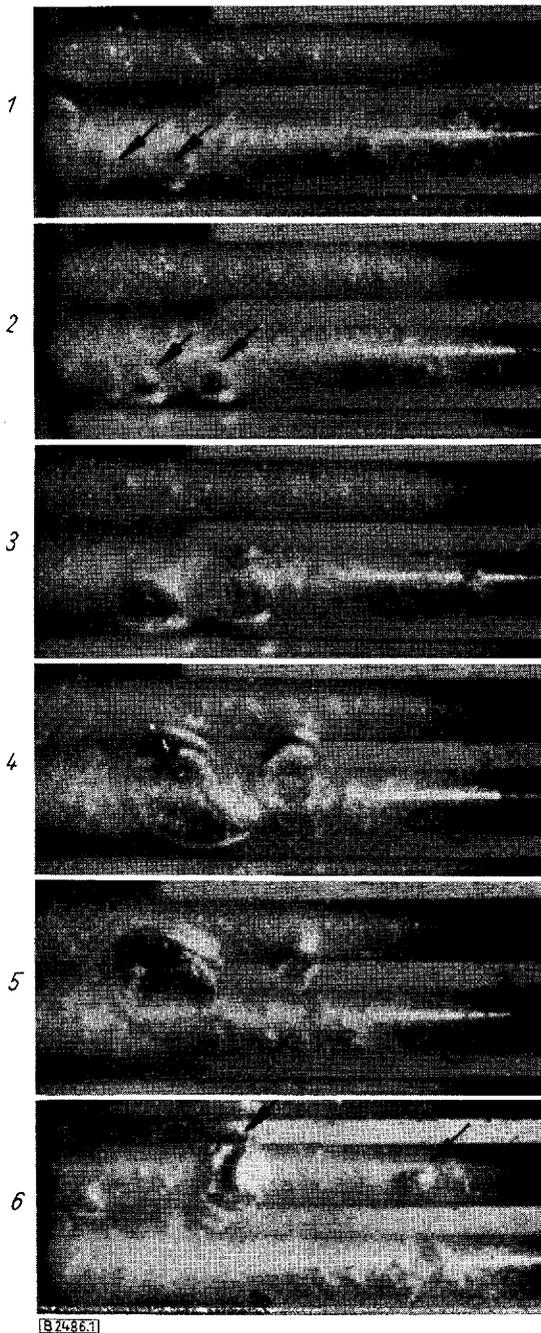


Abb. 1. Wachsen und Kondensieren von Dampfblasen bei unterkühltem Sieden.

Zeitabstand der einzelnen Aufnahmen  $\Delta t = 0,03$  s, Strömungsgeschwindigkeit  $w = 0,5$  m/s, örtliche Unterkühlung des Wassers  $\Delta \theta = 45$  grd, Druck  $p = 2$  at, Heizflächenbelastung  $q = 90$  W/cm<sup>2</sup>.

30 cm/s, was einer Volumenzunahme von rd. 500 cm<sup>3</sup>/s entspricht. Die danach auftretenden Kondensationsgeschwindigkeiten waren noch höher. Es wurde ein Abnehmen der Blase bis zu 40 cm/s gemessen, was eine Volumenverringerng von rd. 1000 cm<sup>3</sup>/s bedeutet. Es ist leicht einzusehen, daß die bei dieser Blasenbildung auftretenden Kräfte, sei es in Form von Verdrängungsarbeit oder Änderung des Strömungswiderstandes, die Strömung in erheblichem Maße beeinflussen und stören, dabei jedoch auch einen starken Mischeffekt verursachen. Die kleinen Blasen bestimmen dabei weitgehend die Durchmischung der Grenzschicht, die großen Blasen

verursachen einen intensiven Stoff- und Wärmeaustausch zwischen den einzelnen, durch die Heizstäbe gebildeten Unterkanälen. Da die großen Blasen in nicht zu kurzen Zeitabständen entstehen, so daß sich ihre Effekte gegenseitig überlagern bzw. aufheben, ist anzunehmen, daß sie die Ursache für die eingangs erläuterten Druckschwingungen sein können und damit auch für die Störungen der Stabilität der Strömung verantwortlich zu machen sind.

### Druckverlust bei unterkühltem Sieden

Bei unterkühltem Sieden ist im Kühlkanal ein merklicher Dampfgehalt vorhanden, der dem Fluid die charakteristischen Eigenschaften einer Zweiphasenströmung verleiht. Das Verhalten des Druckverlustes in einer Zweiphasenströmung und seine absoluten Werte unterscheiden sich wesentlich von dem einer einphasigen reinen Flüssigkeits- oder Gasströmung. Für die den Druckverlust beeinflussenden Kräfte – verursacht durch Reibung, Impulsaustausch und Beschleunigung – ist es wesentlich, wie die beiden Phasen, die ja erhebliche Unterschiede in der Dichte aufweisen, über den Strömungsquerschnitt und damit über das Strömungsprofil verteilt sind und welche Geschwindigkeitsunterschiede zwischen ihnen herrschen. Es sind eine große Zahl experimenteller und theoretischer Arbeiten bekannt, die sich mit dem Druckverlust in Zweiphasenströmungen befassen. Sie wurden jedoch meist bei adiabatischer Strömung ausgeführt und berücksichtigen nicht die durch die zusätzliche Dampferzeugung und durch die Beschleunigung des Dampfes sowie den damit verbundenen Impulsaustausch gegebenen Verhältnisse. Dagegen liegen nur wenige Untersuchungen<sup>4,5)</sup> über den Druckabfall infolge unterkühlten Siedens vor.

Betrachtet man einen beheizten Kanal konstanter Wärmestromdichte, dem Wasser eines gegebenen Unterkühlungsgrades zuströmt, so wird bei großen Mengenströmen die dem Wasser zugeführte Leistung nicht ausreichen, um Dampf zu erzeugen. Die Widerstandskennlinie folgt deshalb in diesem Bereich im wesentlichen dem bekannten parabolischen Verlauf der einphasigen flüssigen Strömung. Verringert man den Mengenstrom unter Beibehaltung der Wärmestromdichte, so tritt in zunehmendem Maße Dampferzeugung ein, und die dann entstehende Zweiphasenströmung führt, trotz kleiner werdendem Massendurchsatz, zum Ansteigen des Druckverlustes im Kanal. Bei sehr geringen Mengenströmen wird schließlich nahezu alles Wasser verdampft, und es herrscht vorwiegend Dampfströmung. Die Widerstandskennlinie nähert sich der Parabel für die Reibungsverluste eines gasförmigen Mediums.

In Abb. 2 und 3 sind von uns gemessene Werte des Druckverlustes einer Zweiphasenströmung mit Wärmezufuhr über dem Mengenstrom für Linien konstanter Wärmestromdichte aufgetragen. Die Versuche wurden wie die vorher erläuterten Blasenuntersuchungen bei niedrigem Druck vorgenommen. Der Kühlkanal war ein innendurchströmtes, 0,5 m langes Rohr von 7 mm Durchmesser. Die Eintrittsunterkühlung wurde in Abb. 2 mit 60 grd, in Abb. 3 mit 10 grd unter der Sättigungstemperatur konstant gehalten, so daß sich je nach Heizflächenbelastung, die von 0 bis 400 W/cm<sup>2</sup> variiert wurde, stark unterschiedliche Zustände am Austritt des

Kühlkanales ergaben. Der besseren Übersichtlichkeit halber wurde deshalb in den Diagrammen der Dampfgehalt am Kühlkanalaustritt als Parameter angegeben. Es sind zwei verschiedene Kurvenscharen für Linien konstanter Dampfgehaltes eingezeichnet. Für die punktierten Linien wurde der Dampfgehalt aus der einfachen Energiebilanz unter Annahme thermodynamischen Gleichgewichtes berechnet, während den strichpunktiierten Linien die Theorie von *Bowring*<sup>2)</sup> zugrunde liegt, worin der Anteil der durch unterkühltes Sieden entstandenen Dampfblasen berücksichtigt ist.

Die dick gestrichelte Linie gibt die nach *Bowring*<sup>2)</sup> berechnete Grenze an, bei der sich die in der unterkühlten Flüssigkeit gebildeten Blasen am Versuchskanalaustritt von der Heizfläche abzulösen und mit der Strömung abzuschwimmen beginnen, also den Blasenablösepunkt.

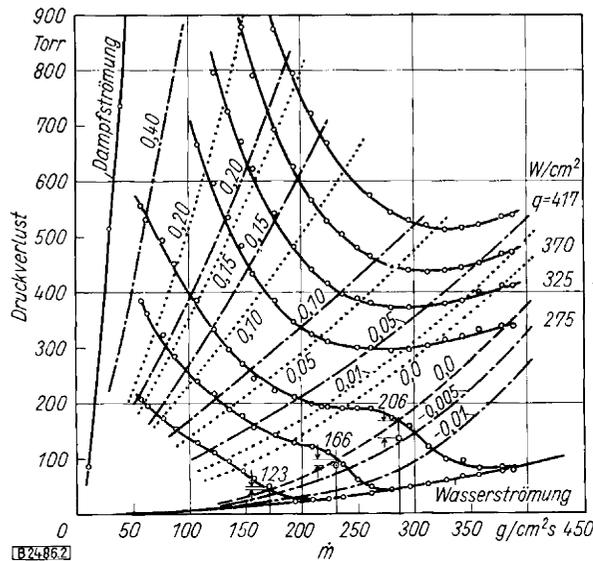


Abb. 2. Zweiphasen-Druckverlust in einem innendurchströmten Rohr unter Wärmezufuhr in Abhängigkeit vom spez. Mengenstrom  $\dot{m}$  und der Heizflächenbelastung  $q$ ;  $\Delta\vartheta = 60$  grad. (Rohrdurchmesser  $d = 7$  mm, Länge  $L = 0,5$  m, Druck  $p = 1$  at). Parameter: Heizflächenbelastung  $q$  (—); Dampfgehalt am Kühlkanalaustritt (· · · · ·; - · - · -); Blasenablösepunkt (— — —).

Ginge man von den durch die Energiebilanz gegebenen Linien aus, so ließe sich bei einem Vergleich der beiden Diagramme ein scheinbarer Einfluß der Heizflächenbelastung herauslesen, während in Wirklichkeit, wie die nach *Bowring*<sup>2)</sup> berechneten Dampfgehaltslinien beweisen, bei gegebenem Druck nur Mengenstrom und örtlicher Dampfgehalt den Widerstand im Strömungskanal bestimmen.

Die Abbildungen zeigen deutlich den Anstieg des Druckabfalles mit zunehmender Verdampfung. Die Linien konstanter Wärmestromdichte konnten nicht ganz bis zur Einmündung der links eingezeichneten Parabel für reine Dampfströmung gemessen werden, da vorher Filmsieden auftrat. Bei hohen Systemdrücken ist infolge des wesentlich geringeren Dichteunterschiedes zwischen Dampf und Wasser und der daraus resultierenden geringeren Beschleunigungskräfte diese reziproke Abhängigkeit des Druckverlustes vom Mengenstrom nicht mehr so stark ausgebildet wie bei Umgebungsdruck.

Betrachtet man in Abb. 2 den Verlauf des Druckverlustes für die Linien konstanter Wärmestromdichte in der

Nähe ihrer Einmündung in die Kurve für einphasige flüssige Strömung, so zeigt sich hier bis zum Bereich der Blasenablösung ein überraschend starker Anstieg des Strömungswiderstandes, also dort, wo infolge des unterkühlten Siedens eine dünne Blasenschicht den effektiven Strömungsquerschnitt verengt sowie die scheinbare Wandrauigkeit erhöht und dadurch — infolge Beschleunigung und zusätzlicher Reibung der Strömung — den Druckabfall im Kanal vergrößert. Es wurde versucht, diese Einflüsse überschlagsmäßig zu erfassen. Einige Ergebnisse dieser Berechnung sind in Abb. 2 eingetragen. Hierbei wurden die Dicke und Rauigkeit der Blasenschicht ebenfalls nach *Bowring*<sup>2)</sup> berechnet. Für den

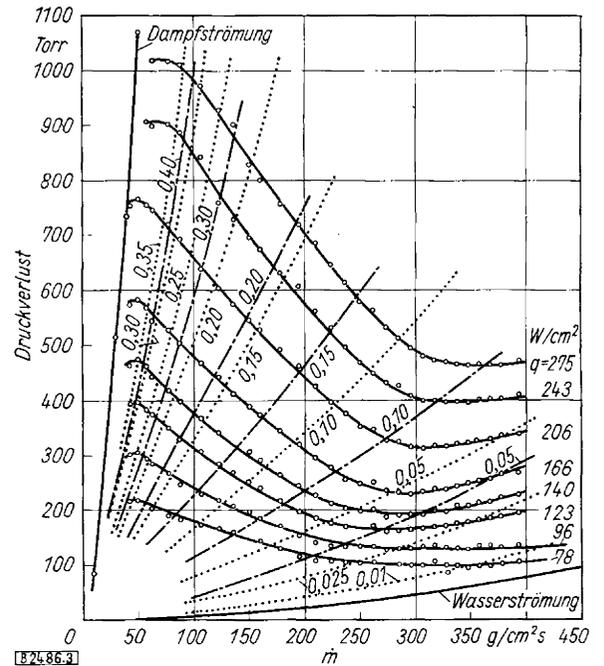


Abb. 3. Zweiphasen-Druckverlust in einem innendurchströmten Rohr unter Wärmezufuhr;  $\Delta\vartheta = 10$  grad. (sonstige Werte wie in Abb. 2).

Reibungswert der durch die Blasen erhöhten Rauigkeit der Heizfläche wurde der Ansatz von *Schlichting*<sup>6)</sup> verwendet. Es mag dahingestellt bleiben, ob diese einfache Modellvorstellung zulässig oder gar hinreichend ist, für Überschlagsrechnungen liefert sie, wie die Beispiele zeigen, brauchbare Werte.

Abb. 3 zeigt die Verhältnisse in einer Zweiphasenströmung, bei der nahezu gesättigtes Wasser dem Versuchskanal zuströmt. Von Interesse ist nun, welchen Einfluß allein das unterkühlte Sieden auf den Druckverlust im beheizten Kanal ausübt. In Abb. 4 ist für den Zustand, bei dem gemäß der Energiebilanz das Wasser am Austritt gerade Sättigung erreicht, ein auf die Einphasenströmung bezogener Zweiphasenmultiplikator  $\psi$ , der durch das unterkühlte Sieden verursacht wird, aufgetragen. Wie aus der Abb. hervorgeht, ist der durch das unterkühlte Sieden hervorgerufene Anteil des Druckabfalles bis zu viermal größer als die Reibung der einphasigen flüssigen Strömung. Es überrascht zunächst, daß bei konstanter Heizflächenbelastung zunehmender Mengenstrom kleinere Werte für diesen Faktor ergibt. Dies liegt jedoch einmal an der gewählten Definition dieses Faktors, zum anderen an den für die Auftragung benutzten Parametern. Die Beschleunigung, die das Zweiphasengemisch infolge der Verdampfung erfährt, ist bei

den gegebenen großen Dichteunterschieden zwischen Dampf und Wasser kaum von der Eintrittsgeschwindigkeit, sondern in erster Linie von der Menge des erzeugten Dampfes abhängig, die aber ihrerseits nach *Bowring*<sup>2)</sup> nur eine schwache Funktion der Wassergeschwindigkeit ist. Der Widerstand der flüssigen einphasigen Strömung, der als Nenner in die oben dargelegte Definitionsgleichung für den Druckverlustfaktor des unterkühlten Siedens eingeht, weist jedoch die bekannte quadratische Abhängigkeit von der Wassergeschwin-

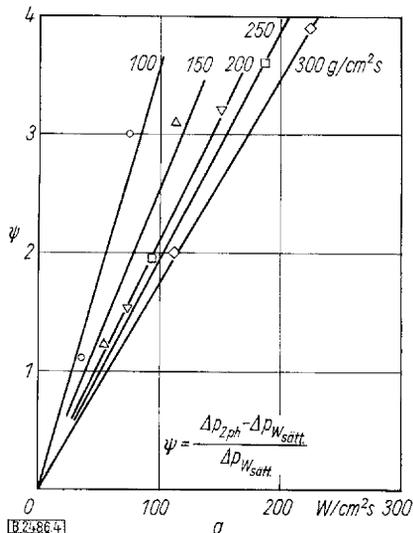


Abb. 4. Strömungswiderstand  $\psi$  infolge unterkühlten Siedens.  $p_{zph}$  = Druckabfall der Zweiphasenströmung,  $p_{wsätt}$  = Druckabfall der einphasigen Wasserströmung bei Sättigungstemperatur.

digkeit auf, und damit kommt die folgende, zunächst überraschende Aussage zustande: Bei konstantem Mengenstrom und Sättigungszustand am Versuchskanalaustritt erfordert naturgemäß steigende Heizflächenbelastung immer höhere Unterkühlungsgrade am Eintritt des Versuchskanals, und die hier aufgetragenen Kurvenscharen haben ihren praktischen Endpunkt bei 0 °C Eintrittstemperatur.

### Stabilität der Zweiphasenströmung

Der sich im Kühlkanal einstellende Strömungszustand ergibt sich als Gleichgewicht zwischen den Förder- und den Widerstandskräften. Hieraus hat *Ledinegg*<sup>7)</sup> ein einfaches Stabilitätskriterium abgeleitet. Greift man nach Abb. 5 eine der Widerstandskennlinien für einen

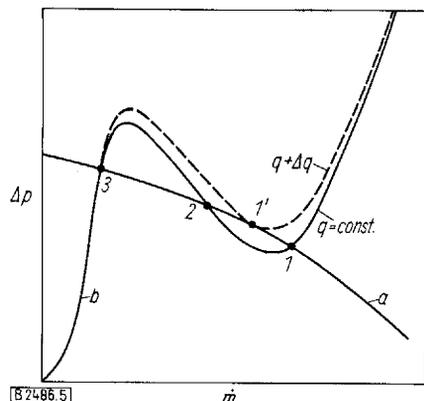


Abb. 5. Zusammenwirken von Förder- (a) und Widerstandskennlinie (b).

Kanal konstanter Wärmestromdichte heraus und setzt sie in Beziehung zur Förderkennlinie der durch die Umwälzpumpe erzeugten treibenden Kraft, so ergeben sich die Betriebspunkte dieses Systems als die Schnittpunkte zwischen Förder- und Widerstandskennlinie. Das auf der Bilanz dieser Kräfte aufbauende Stabilitätskriterium von *Ledinegg*<sup>7)</sup> zeigt, daß die Schnittpunkte nur dann stabile Betriebspunkte darstellen, wenn

$$\frac{\partial \Delta p_f}{\partial \dot{m}} - \frac{\partial \Delta p_w}{\partial \dot{m}} \leq 0$$

ist. Hierin bedeuten  $\Delta p_f$  den durch die treibende Kraft erzeugten Druckabfall und damit  $\partial \Delta p_f / \partial \dot{m}$  die Steigung der Förderkennlinie sowie  $\Delta p_w$  und  $\partial \Delta p_w / \partial \dot{m}$  die entsprechenden Größen für die Widerstandskennlinie. Wendet man diese Beziehung auf das in Abb. 5 gezeigte Beispiel an, so ist leicht ersichtlich, daß die Punkte 1 und 3 stabile Zustände, der Punkt 2 einen instabilen Zustand darstellen. Erhöht man die Heizflächenbelastung in einem System, das sich im Betriebszustand 1 befindet, so setzt früher Verdampfen ein. Der wieder ansteigende Ast der Widerstandskennlinie verschiebt sich nach oben, und dadurch ist die Möglichkeit gegeben, daß für den neuen Schnittpunkt das Stabilitätskriterium nicht mehr erfüllt ist. Dies führt zu einer starken Verringerung des Mengenstromes bis in den Bereich der reinen Dampfströmung. Es kann beim Überschreiten dieses Stabilitätskriteriums zunächst nur zu einer einmaligen und nichtperiodischen Änderung, d. h. zu einer aperiodischen Verringerung des Mengenstromes kommen. Sind in der Nähe des Kühlkanals mit kompressiblen Medien gefüllte Räume vorhanden, wie z. B. ein Druckhalter, der zum Teil Dampf enthält oder andere mit Dampf gefüllte Apparate und Rohrleitungen, so wird ein Teil des von der Pumpe geförderten Wassers kurzzeitig dorthin strömen und in diesen Räumen einen Druckstau hervorrufen, der sich kurze Zeit danach wieder entlädt, ein Vorgang, der schließlich zu periodischen Schwankungen in Druck und Mengenstrom führt.

Es erhebt sich die Frage, inwieweit das tatsächliche Verhalten von Zweiphasenströmungen mit dem obengenannten Stabilitätskriterium in Einklang steht. Zu diesem Zweck wurden Versuche zunächst bei niedrigen Drücken angestellt, bei denen mit Hilfe geeigneter konstruktiver Maßnahmen die Neigung der Förderkennlinie so verändert werden konnte, daß sich Aussagen über die praktische Anwendbarkeit dieses Stabilitätskriteriums ergaben. Es zeigte sich dabei, daß die Strömung großenteils wesentlich früher instabil wurde, als das Stabilitätskriterium nach *Ledinegg*<sup>7)</sup> voraussagte. Diese Diskrepanz ist auf verschiedene Ursachen zurückzuführen. Gekoppelt mit den hydrodynamischen Vorgängen sind thermodynamische, wie z. B. Energiespeicherung in Form von Verdampfungswärme in den Dampfblasen, Nachverdampfen, Rückkondensation und Wärmestau in der Wand des Versuchskanals, die von diesem Stabilitätskriterium nicht erfaßt werden. Weiterhin werden sehr kleine Störgrößen vorausgesetzt, und dies ist, wie unsere Messungen ergaben, eine der einschneidendsten Vereinfachungen, die seine Gültigkeit beschränken.

Das einleitend diskutierte Auftreten von großen Blasen in nicht zu kurzen Zeitabständen, ein Vorgang, den man vielleicht auch als intermittierende Kolbenblasenströmung bezeichnen kann, weist — wie bereits er-

wähnt — auf Störkräfte in der Strömung hin, die wesentlich höher sind, als in den aus der Literatur bekannten Stabilitätsbetrachtungen angenommen ist. Abb. 6 zeigt aperiodische Instabilität einer Strömung und gibt gleichzeitig einen Eindruck von der Größe und Frequenz der Druckstöße im Kühlkanal bei hohen Heizflächen-

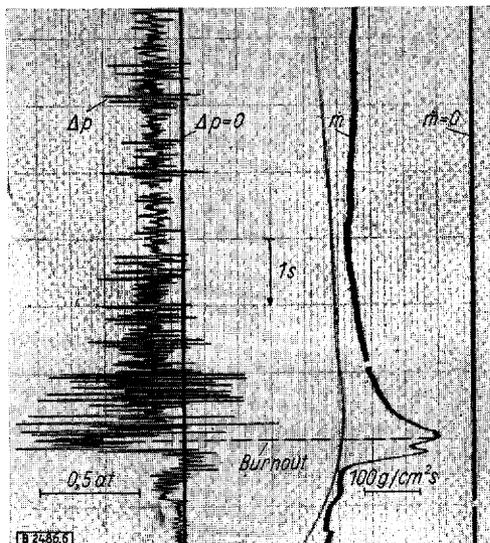


Abb. 6. Aperiodische Instabilität. Unterkühlung am Versuchskanaleintritt  $\Delta\vartheta_E = 30$  grad, Mengenstromdichte  $\dot{m} = 250$  g/cm<sup>2</sup>s, Heizflächenbelastung  $q = 190$  W/cm<sup>2</sup>, kompressibles Volumen  $V_k = 0$ .

belastungen. Über der von oben nach unten verlaufenden Zeit als Abszisse sind der Mengenstrom und der Druckunterschied zwischen Kühlkanaleintritt und -austritt aufgetragen. Mittelt man die stark oszillierende Linie für den Druckverlauf, so ergibt sich im quasi stationären Bereich, kurz bevor die Instabilität beginnt, eine mittlere Druckdifferenz von rund 0,5 at, die jedoch kurzzeitige Spitzen von über 1 at, also doppelt so hoch wie der Mittelwert, aufweist. Beim Einsetzen der Instabilität, d. h. beim plötzlichen Rückgang des Mengenstromes, steigen diese Druckschwankungen auf Werte von über 2 at und klingen erst nach Abschalten der Wärmezufuhr, was wegen unzulässigen Temperaturanstieges in der Heizfläche des Kanales notwendig wurde, rasch wieder ab. Bei dem hier dargestellten Versuch wurde streng darauf geachtet, daß stromaufwärts des Versuchskanals kein mit einem kompressiblen Medium gefüllter Raum vorhanden und damit die Möglichkeit zu kurzzeitiger Energiespeicherung in Form von Kompressionsarbeit nicht gegeben war.

Bringt man einen solchen Druckspeicher in nicht allzu weiter Entfernung stromaufwärts des Versuchskanals an, so geht die bis jetzt beobachtete aperiodische Instabilität in eine periodische über, wie Abb. 7 zeigt. Der Kompressionsraum hatte hier ein Volumen von 100 cm<sup>3</sup> und konnte damit während einer Schwingungsperiode einen merklichen Prozentsatz des dem beheizten Kanal von 7 mm Dmr. zufließenden gesamten Volumenstromes von 96 cm<sup>3</sup>/s aufnehmen. Die Druckstöße, die nun die Instabilität bereits bei einer Wärmestromdichte von 160 W/cm<sup>2</sup> gegenüber vorher in Abb. 6 bei einer solchen von 190 W/cm<sup>2</sup> einleiteten, hatten gleiche Intensität wie vorher. Ihre Maximalwerte sind von der Heizflächenbelastung und vom Dichteunterschied der beiden Phasen abhängig. Nach dem ersten Zurückgehen des Mengenstromes bildet sich hier eine pulsierende Strö-

mung, deren Extremwerte zwischen rund 15 % und 100 % des stabilen Durchsatzes schwanken. Nahezu in Phase zu diesen Pulsationen des Mengenstromes verlaufen die Schwankungen des Druckabfalles im Kanal, wobei dem Mengenstrommaximum immer ein Minimum im Druckabfall zugeordnet ist.

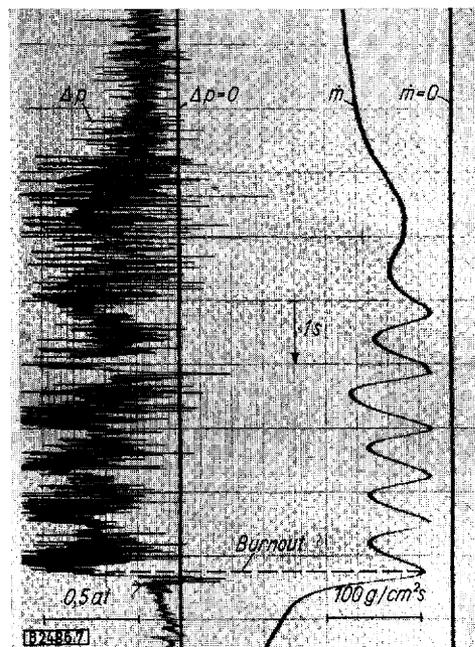


Abb. 7. Periodische Instabilität. Unterkühlung am Versuchskanaleintritt  $\Delta\vartheta_E = 30$  grad, Mengenstromdichte  $\dot{m} = 250$  g/cm<sup>2</sup>s, Heizflächenbelastung  $q = 160$  W/cm<sup>2</sup>, kompressibles Volumen  $V_k = 100$  cm<sup>3</sup>.

Vergrößert man das stromaufwärts des Versuchskanals angebrachte kompressible Volumen, so führt dies, wie Abb. 8 zeigt, zu einer Verringerung von Amplitude und Frequenz der Mengenstromschwankungen. Gleichzeitig bildet sich jedoch auch die Instabilität mit zuneh-

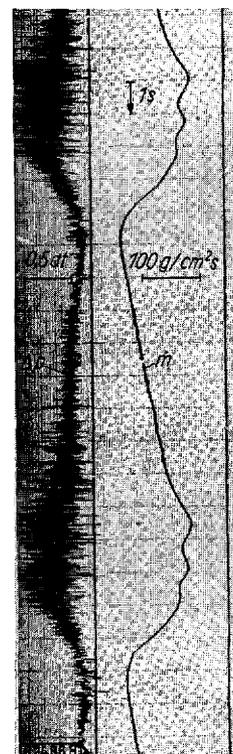


Abb. 8. Periodische Instabilität. Unterkühlung am Versuchskanaleintritt  $\Delta\vartheta_E = 70$  grad, Mengenstromdichte  $\dot{m} = 250$  g/cm<sup>2</sup>s, Heizflächenbelastung  $q = 140$  W/cm<sup>2</sup>, kompressibles Volumen  $V_k = 4000$  cm<sup>3</sup>.

memdem kompressiblem Volumen etwas früher, d. h. wenn man die hydro- und thermodynamischen Parameter konstant läßt, bei geringerer Heizflächenbelastung aus.

Die Messungen zeigten, daß die Pulsationen, d. h. die periodischen Schwankungen in Druck und Mengenstrom, früher beginnen, als es das auf den zeitlichen Mittelwerten der Kräftebilanz aufbauende Stabilitätskriterium von *Ledinegg* voraussagt. Bereits *Quant*<sup>8)</sup> wies darauf hin, daß wegen der thermo- und hydrodynamischen Koppelung des Prozesses für die Vorhersage dieser Instabilitäten das *Ledinegg*-Kriterium nicht mehr ausreicht. *Meyer* u. *Rose*<sup>9)</sup> entwickelten eine numerische Lösung für die Stabilitätsbetrachtungen, die auf den Arbeiten von *Quant*<sup>8)</sup> aufbaut und das Problem durch schrittweise Integration der Impulsgleichung behandelt. Auch dieses Modell geht jedoch nur von kleinen Störungen aus, die unter 1% des Wertes der stationären Strömung liegen. Die vorliegenden Messungen haben nun klar ergeben, daß die von der Blasenbildung herrührenden Störkräfte den Druckabfall im Kanal für Bruchteile von Sekunden um das Doppelte seines stationären Mittelwertes ansteigen lassen. Damit sind die in den Abb. 2, 3 und 4 dargestellten Widerstandskennlinien nur zeitlich gemittelte Werte, die in dieser Form für die Stabilitätsbetrachtungen nicht herangezogen werden dürfen. Es gilt vielmehr für diesen Strömungszustand hoher Störkräfte, kurz vor Einsetzen der Pulsationen, die gesamte im Amplitudenbereich der hochfrequenten Druckschwankungen liegende Kennlinienschar, und es ist denkbar, daß für die obere Einhüllende dieser Kennlinienschar das Stabilitätskriterium bereits nicht mehr gegeben ist, während der üblicherweise allein herangezogene Mittelwert noch stabiles Verhalten voraussagt. Dies könnte als eine der möglichen Erklärungen für den frühen Beginn der Instabilitäten herangezogen werden. Für eine zweite Begründung kann ein Analogon aus der Elektrotechnik abgeleitet werden. Hier spielt sich in einem Schwingkreis ein ähnlicher Anregungsvorgang ab. Bei einem aus induktivem und kapazitivem Teil bestehenden Röhrenoszillator bedingt das Emissionsrauschen eine zeitlich statistische Änderung des Stromes, der bei Zwangskonvektion mit Blasenbildung die oben erläuterten Druckschwankungen entsprechen. Die Folge dieses Emissionsrauschens im Röhrenoszillator kann ein Ladestromstoß des Kondensators und damit ein Anstoß des Schwingkreises sein, vorausgesetzt, daß der Gradient des Anstoßimpulses größer ist als der Gradient der Schwingung, die durch die Resonanzfrequenz bestimmt ist. Auch diese Forderung ist bei den hydrodynamischen Vorgängen der Zweiphasenströmung erfüllt.

Es ist leicht einzusehen, daß die beschriebenen Instabilitäten die Wärmeübergangsverhältnisse an der Heizfläche in hohem Maße beeinflussen, und es sei deshalb noch ganz kurz die Frage nach einem durch sie hervorgerufenen Burnout, d. h. einer Zerstörung der Heizfläche, erörtert. Die hier beschriebenen Arbeiten sowie frühere Messungen<sup>10)</sup> ergaben, daß eine aperiodische Instabilität, d. h. ein einmaliger und bleibender Rückgang des Mengenstromes, immer und bei allen Systemdrücken zum Burnout führt. Periodische Instabilitäten müssen im Bereich niedriger Drücke nicht immer einen Burnout zur Folge haben. Bei höheren Drücken rufen auch sie eine Zerstörung der Heizfläche hervor. Es

zeigte sich dabei, daß die Pulsationen bei Heizflächenbelastungen zum Burnout führen, die 20 bis 50% unter den Werten für Filmsieden bei hydrodynamisch stabiler Strömung liegen.

Als wirksamstes Mittel, Pulsationen zu vermeiden, erwies sich das Anbringen einer Drosselstelle und damit die Vergrößerung des Druckverlustes unmittelbar am Eintritt zur beheizten Länge des Kanals. Es ist leicht einzusehen, daß eine Überlagerung dieser Eintrittsdrosselung zum Druckabfall in der Zweiphasenströmung längs des Kanals die Widerstandskennlinie dem parabolischen Verlauf der Einphasenströmung annähert und damit die Strömungsverhältnisse stabilisiert. Diese Drosselung am Kühlkanaleintritt führt jedoch nicht in allen Fällen zum Erfolg, insbesondere dann nicht, wenn es sich um sehr lange Kühlkanäle handelt, die in sich selbst ein schwingungsfähiges System darstellen, da sie genügend viel kompressiblem, mit Dampf gefüllten Raum beinhalten.

Ein ernsthafter Versuch, das Problem der Instabilitäten in Zweiphasenströmungen auf theoretischem Wege analytisch zu erfassen, bedarf zunächst der Klärung mehrerer thermodynamischer Einzelheiten. Es reicht nicht aus, nur die rein hydrodynamischen Kräfte, also Druck und Impuls der Strömung, zu berücksichtigen. Eine wesentliche Rolle spielen thermodynamische Vorgänge, wie der Siedeverzug in der überhitzten Grenzschicht, die Rückkondensation und Nachverdampfung der Dampfblasen, die sich als thermodynamische Koppelung den Druckschwankungen überlagern, und die Änderung der erzeugten Dampfmenge infolge variierender Mengenstromes. Der gesamte Vorgang ist als Koppelung eines hydro- und thermodynamischen Schwingungsvorganges zu betrachten. Am vordringlichsten scheint es uns, zunächst näheren Einblick in den Verdampfungsvorgang zu gewinnen und insbesondere die Gründe zu untersuchen, die zu den hohen Überhitzungsgraden in der flüssigen Grenzschicht und damit zu der explosionsartigen Bildung großer Dampfblasen führen, die die Strömung stark beeinflussen. Dieses Problem des Siedeverzuges ist bei flüssigen Metallen weit stärker ausgeprägt und insbesondere bei natrium-gekühlten Reaktoren von großer sicherheitstechnischer Bedeutung.

Eingegangen am 6. Dezember 1967 [B 2486]

## Literatur

- 1) *L. S. Tong*: Boiling heat transfer and two-phase flow, John Wiley & Sons, Inc., New York 1965.
- 2) *R. W. Bowering*, Euratom Report No. 116 [1962].
- 3) *P. Griffith*, *J. A. Clark* u. *W. M. Rohsenow*, ASME-AIChE Joint Heat Transfer Conf. Chicago III, Paper No. 58-HT-19, 1958.
- 4) *T. Jr. Dormer* u. *A. E. Bergles*, Dept. of Mech. Engng., Mass. Inst. of Technology, Report No. 8767-31, 1964.
- 5) *G. P. Gaspari*, *C. Lambardi* u. *G. Peterlongo*, Cise Report R-83, Segrate (Mailand) 1964.
- 6) *H. Schlichting*: Grenzschicht-Theorie, G. Braun Verlag, Karlsruhe 1958, S. 488, Gl. (20, 35).
- 7) *M. Ledinegg*, Wärme 61, 891/98 [1938].
- 8) *E. R. Quant*, Nat. Heat Transfer Conf., Buffalo 1960, Preprint Nr. 27.
- 9) *J. E. Meyer* u. *R. P. Rose*, Trans. ASME, Ser. C 85, 1/9 [1963].
- 10) *F. Mayinger*, *O. Schad* u. *E. Weiß*, Brennstoff-Wärme-Kraft 18, 288/94 [1966] sowie Euratom-Bericht, EUR 3347e, Brüssel 1967.