

Untersuchung der Kondensation von Quecksilberdampf
Investigation on Condensation of Mercury Vapour

M. KOLLERA und U. GRIGULL, München

Untersuchung der Kondensation von Quecksilberdampf Investigation on Condensation of Mercury Vapour

M. KOLLERA und U. GRIGULL, München

Zusammenfassung. In dieser Arbeit werden Versuche über die Kondensation von Quecksilberdampf an einem senkrechten gekühlten Zylinder aus Flußstahl im Temperaturbereich von 70 °C bis 185 °C beschrieben. Der Quecksilberdampf kondensierte nur in Tropfenform, auch nach tagelangem Betrieb. Die Relation zwischen Wärmestromdichte und Temperaturdifferenz zwischen gesättigtem Dampf und Kühlfläche ließ sich durch gasdynamische Betrachtungen erklären derart, daß die maximale Massenstromdichte an der Kühlfläche durch die Schallgeschwindigkeit des kondensierenden Dampfes begrenzt war. Ein zusätzlicher Oberflächenwiderstand brauchte nicht angenommen zu werden. Der Durchmesser der an der Kühlfläche abrollenden Tropfen betrug rund 1 mm bei glatter Oberfläche, war aber wesentlich kleiner bei rauher Oberfläche.

Abstract. In this paper, experiments are described for condensation of mercury vapour on a cooled vertical, mild steel cylinder in a temperature range of 70 °C to 185 °C. Dropwise condensation only was observed, even in test runs continued for days. Relations of heat flux to temperature difference between saturated vapour and cooling-surface can be explained by considerations of gas-dynamics; thus the maximum heat flux to the cooling-surface was limited by the velocity of sound attained by the condensing vapour. Any additional surface resistance was not necessary to assume. The diameter of droplets, rolling down the cooling-surface was about 1 mm on a smooth surface, on a rough surface it was considerably smaller.

Bezeichnungen

c_p	spezifische Wärmekapazität	x	Entfernung von der Oberkante an der senkrechten Kühlfläche
C	Konstante	y	senkrechter Abstand von der Kühlfläche
D_{D-I}	Diffusionskoeffizient der Stoffpaarung D-I	γ	Öffnungswinkel von Poren
F	Fläche, Querschnittsfläche	γ_i	Molenbruch der Komponente i
F_K	Kühlfläche	δ	Filmdicke
g	Erdbeschleunigung	δ	Kanallänge, Dicke des Inertgaspolsters
h, h_d	spezifische Enthalpie des Dampfes	η_{fl}	dynamische Zähigkeit des flüssigen Quecksilbers
h_r	Verdampfungsenthalpie	ϑ	Randwinkel
\dot{m}	Massenstrom	ϑ^*	beobachtbarer Randwinkel auf einer rauhen Oberfläche
p	Druck	\varkappa	Isentropenexponent
p_D	Partialdruck des Dampfes	λ	Wärmeleitfähigkeit
p_I	Partialdruck des Inertgases	ρ	Dichte
p_{ges}	Gesamtdruck	$\sigma, \sigma_{fl d}$	Oberflächenspannung der Flüssigkeit
p^*	Druck bei Schallgeschwindigkeit	$\sigma_{f d}$	Oberflächenspannung des Festkörpers
q	Wärmestromdichte	$\sigma_{f l}$	Grenzflächenspannung zwischen Festkörper und Flüssigkeit
\bar{q}	mittlere Wärmestromdichte	σ_{Sp}	Spreitungsdruck
Q'_{ab}	abgeführte Wärme pro Masseneinheit	$\omega = w_2/w^*$	Prandtl-Zahl
Q'_{zu}	zugeführte Wärme pro Masseneinheit		
r	Rückgewinnfaktor		
r	Rauhigkeitsfaktor		
r_a, r_b	Hauptkrümmungsradien		
\bar{R}	spezifische Gaskonstante		
s	spezifische Entropie		
s_{St}	Stärke des Stahlmantels des Kondensationsrohres		
t	Celsius-Temperatur		
T	Kelvin-Temperatur	1	Zustand des gesättigten Dampfes im Kessel
T_e	Eigentemperatur	2	Zustand des Dampfes oder Dampf-Gas-Gemisches unmittelbar vor der Phasengrenze
T_M	Temperatur des Meßfühlers im Dampfraum	3	Zustand der Kondensatoberfläche
T_s, t_s	Sättigungstemperatur	δ	Zustand am Kanaleintritt, Zustand vor dem Inertgaspolster
t_{St}	Temperatur an der Innenseite des Stahlmantels des Kondensationsrohres in der mittleren Höhe der Kühlfläche	d, D	Dampf
Δt_K	Temperaturerhöhung des Kühlmediums	fl	Flüssigkeit
T^*	statische Temperatur eines Mediums mit Schallgeschwindigkeit	Hg	Quecksilber
w	Geschwindigkeit	I	Inertgas
w^*	örtliche Schallgeschwindigkeit bei T^* und p^*	L	Luft
x	Dampfgehalt	y	Zustand an der Stelle y senkrecht vor der Kühlfläche

Indices

1. Einführung

Die ersten Kondensationsversuche mit Quecksilber wurden im Jahre 1956 von MISRA und BONILLA [1] veröffentlicht. Weitere Arbeiten auf diesem Gebiet folgten von GEL'MAN [2], von SUKHATME und ROHSENOW [3], von IVANOVSKIL, SUBBOTIN und MILOVANOV [4] und von IVANOVSKIL, MILOVANOV und SUBBOTIN [5]. Infolge der hohen Temperaturdifferenzen zwischen dem Dampf und der Kühlfläche, die sich bei den Kondensationsversuchen mit Quecksilber ergeben und die nicht allein durch die Wärmeleitung im Kondensat erklärt werden konnten, wurde von diesen Autoren ein zusätzlicher Widerstand gesucht, der an der Phasengrenzfläche beim Übergang der Teilchen von der dampfförmigen Phase in die flüssige angenommen wurde. Die Deutung dieses Phasenübergangswiderstandes, die auf Arbeiten von HERTZ [6] und KNUDSEN [7] zurückgeht, erscheint jedoch gerade bei Quecksilber nicht vollkommen befriedigend. Deshalb wird in dieser Arbeit versucht, die eigenen Meßergebnisse, die teilweise gut mit denen von SUKHATME und ROHSENOW [3] im selben Sättigungsbereich des Dampfes übereinstimmen, durch gasdynamische Strömungsvorgänge zu erklären. Diese Strömungsvorgänge legen schließlich die Schallgeschwindigkeit des Dampfes als Begrenzung des Massenstroms vor der Kondensationsfläche fest. HERTZ [6] hat als erster eine solche Begrenzung bei der Verdampfung beobachtet und KNUDSEN [7] hat sie maximale Verdampfungsgeschwindigkeit des Quecksilbers genannt.

2. Versuchsgefäß

Das Versuchsgefäß, von dem ein Schnitt in Bild 1 zu sehen ist, wurde aus dem Chromnickelstahl

X10CrNiTi 189 mit der Werkstoff-Nr. 4541 hergestellt. Sein innerer Durchmesser beträgt 494 mm und seine lichte Höhe 180 mm. Auf der Unterseite des Bodens sind spiralförmig Nuten zur Aufnahme der ummantelten Widerstandsdrähte (a) der Heizung eingedreht. Um eine gute Wärmeleitung von den Heizleitern in den Gefäßboden zu erzielen, wurden die Nuten mit Wärmeleitcement (b) aufgefüllt. Das Kondensationsrohr (c) war mit dem Versuchsgefäß durch eine Flanschverbindung (d) am Deckel lösbar verbunden. Zwei Fenster (e) um 30° in der Gefäßwand gegeneinander versetzt, dienten zur Beleuchtung der Kühlfläche und zur Beobachtung. Ein Tropfenfänger (f) unterhalb des Deckels verhinderte ein Abregnen der dort kondensierenden Quecksilbertropfen. Die Kammer war außen mit einer 30 mm starken Schicht (g) aus Steinwolle wärmeisoliert. Großer Wert wurde auf eine hohe Dichtigkeit der Apparatur gelegt, da Spuren von Inertgas den Kondensationsvorgang erheblich beeinflussen. Bei lösbar verbundenen entsprachen den gestellten Anforderungen Flanschverbindungen mit Dichtung ohne weiche Zwischenlage entweder durch Aufpressen eines Kegels auf eine scharfe Kante oder durch Zusammenpressen von Planflächen auf einen Schneidring. GRIGULL und TRATZ [8] haben diese Flanschverbindungen beschrieben. Die Schaugläser der Versuchskammer wurden mit Flachdichtungen aus Viton, einem Synthesekautschuk der Fa. Du Pont, abgedichtet, der in der Hochvakuumtechnik bis 200 °C eingesetzt wird. Der Druck, der vor dem Einfüllen des Quecksilbers in dem Versuchsgefäß erzielt wurde, betrug 10^{-5} mbar. Dem flüssigen Quecksilber (k) im Boden des Versuchsgefäßes, das vor dem Einfüllen durch zweimaliges Überdestillieren gut gereinigt war, wurde von der

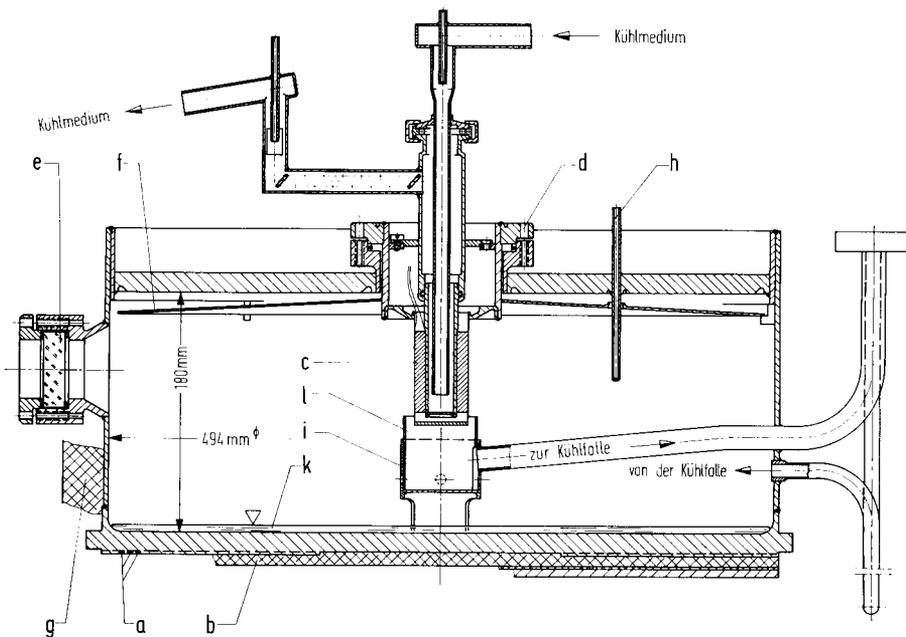


Bild 1. Versuchsgefäß.

elektrischen Heizung (*a*) auf der Unterseite des Gefäßbodens Wärme zugeführt. Die Heizleistung wurde gemessen. Der von der siedenden Flüssigkeitsoberfläche aufsteigende Quecksilberdampf, dessen Temperatur mit einem Thermolement aus Chromel-Alumel im Fühler (*b*) bestimmt wurde, strömte zum vertikal ausgerichteten Kondensationsrohr (*c*) und kondensierte auf seiner Oberfläche aus Stahl in Tropfenform. Das Kondensat fiel über den Auffangbecher (*i*) in die siedende Flüssigkeit (*k*) zurück. Damit war der Kreislauf des Quecksilbers im Versuchsgefäß geschlossen. Während der Versuche wurde laufend Inertgas aus der Kammer abgezogen und zwar bei der ersten Meßreihe über den Auffangbecher (*i*) und bei der zweiten Meßreihe unmittelbar am unteren Ende der Kühlfläche über ein Rohrstück (*l*), das auf den Becher (*i*) aufgesteckt war. Zum Evakuieren der Kammer und zum Absaugen des Inertgases diente eine Rotationspumpe, vor der sich eine mit Eis gekühlte Kühlfalle befand. Diese Kühlfalle wirkte zusammen mit dem Versuchsgefäß wie eine Quecksilberdiffusionspumpe. Infolge der hohen Druckdifferenz zwischen dem Versuchsgefäß und der Kühlfalle herrschte in der Verbindungsleitung Schallgeschwindigkeit. Deshalb war bei gegebenen Kesselzustand in dem Versuchsgefäß und gegebenen Rohrquerschnitt eine Erhöhung des abgesaugten Massenstroms über den gegebenen Grenzwert nicht möglich. Das in der Kühlfalle kondensierte Quecksilber floß über einen Siphon in die Kammer zurück. Das Kondensationsrohr (*c*), das in Bild 2 dargestellt ist,

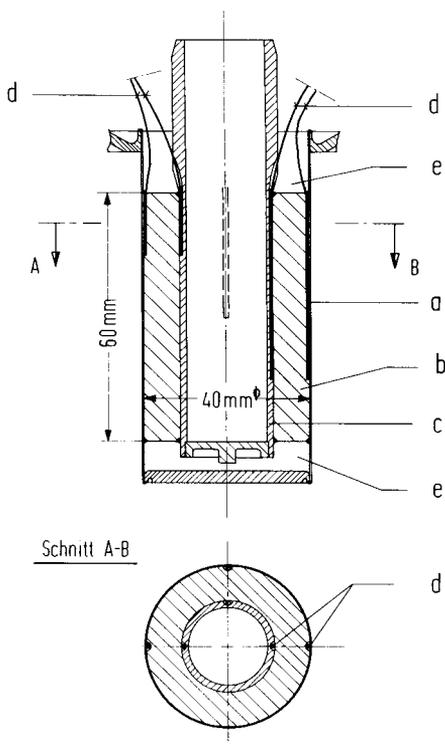


Bild 2. Kondensationsrohr.

hatte einen äußeren Durchmesser von 40 mm und eine gekühlte Länge von 60 mm. Im wesentlichen bestand das Kondensationsrohr aus drei Einzelteilen, die hart miteinander verlötet waren, nämlich aus einem 0,2 mm starken Außenmantel (*a*) aus dem unlegierten Kohlenstoffstahl St 37, aus einem 9 mm starken Zwischenstück (*b*) aus Elektrolytkupfer und einem Innenrohr (*c*) aus Elektrolytkupfer. Das Zwischenstück wirkte ausgleichend auf die Temperaturunterschiede längs der Kühlfläche, die sich durch die Erwärmung des Kühlmediums ergaben. Zur Ermittlung der Temperatur der Kühlfläche und des Temperaturverlaufs im Innern des Kondensationsrohres wurden sechs Mantelthermoelemente (*d*) miteingelötet. Sie hatten einen Durchmesser von 0,5 mm und ihr Schutzmantel bestand aus rostfreiem Stahl. Die Anordnung dieser Thermolemente ist aus Bild 2 ersichtlich. Ein Luftspalt (*e*) im Kondensationsrohr an seinem oberen und unteren Ende diente zur Isolierung und verhinderte weitgehend störenden Wärmeübergang außerhalb der vorgesehenen Kühlfläche. Als Wärmeflußmesser zur Bestimmung der Wärmestromdichte aus dem Temperaturgradienten und der Wärmeleitzahl des Kupfers war das Kondensationsrohr nur bedingt geeignet, da der Temperaturgradient im Kondensationsrohr infolge der Erwärmung des Kühlmediums nicht radial verlief und deshalb nicht genügend genau bekannt war. Bewährte Lösungen für Wärmeflußmesser beschreiben LEFEVRE und ROSE [9] und BAKULIN, IVANOVSKIL, SUROKIN und SUBBOTIN [10]. Das Kondensationsrohr wurde mit Luft oder mit Wasser gekühlt. Die Kühlung mit Luft ergab niedrige Temperaturdifferenzen zwischen dem Dampf und der Kondensationsfläche, die Kühlung mit Wasser dagegen hohe. Der dazwischen liegende Bereich war bei höheren Dampftemperaturen nicht erreichbar. Wie sich bei den Versuchen herausstellte, wäre es günstiger gewesen, die Kondensationswärme an ein Kühlmedium in einem geschlossenen Kreislauf abzuführen, dessen Siedetemperatur über einen weiten Bereich durch Änderung des Systemdrucks regelbar ist. Dadurch wären sämtliche gewünschten Temperaturdifferenzen zwischen Dampf und Kühlfläche bei der Kondensation einstellbar gewesen. Der geschlossene Kreislauf seinerseits läßt sich einfach mit Wasser kühlen.

Die mittlere Rauhtiefe der gedrehten Kondensationsfläche betrug ungefähr $3 \mu\text{m}$ und der Rillenabstand war etwa $60 \mu\text{m}$. Nach Abschluß der ersten Meßreihe wurde das Kondensationsrohr ausgebaut, seine Kühlfläche nach einem in der Metallurgie üblichen Verfahren geschliffen und poliert und anschließend wieder in das Versuchsgefäß eingesetzt.

Zu Beginn der Versuche wurde die Anlage mit einer Rotationspumpe evakuiert und gleichzeitig das Versuchsgefäß aufgeheizt. Bei konstanter Kühlung wurde die Heizleistung solange nachgeregelt, bis sich diejenige Dampftemperatur eingestellt hatte, die den jeweils gewünschten Parameter darstellte. Nach Ablese der Meßgrößen wurde der Kühlmengenstrom

verändert und die Prozedur wiederholte sich. Bei Beendigung der Versuche wurde die Anlage mit Argon als Schutzgas gefüllt.

3. Auswertung der Messungen

Die mittlere Wärmestromdichte \bar{q} am Kondensationsrohr berechnet sich über den Massenstrom \dot{m}_K und über die Temperaturerhöhung Δt_K des Kühlmediums nach folgender Gleichung:

$$\bar{q} = \dot{m}_K c_{pK} \Delta t_K / F_K \quad (1)$$

Eine Abschätzung ergibt einen maximalen Fehler von 7% für die mittlere Wärmestromdichte \bar{q} . Der in ihr enthaltene Anteil der Strahlung zwischen der Behälterwand und der Kühlfläche beträgt max. 1,2%.

Die mittlere Wandtemperatur \bar{t}_w der Kühlfläche wurde bestimmt nach der Gleichung

$$\bar{t}_w = (\bar{q} s_{St} / \lambda_{St37}) + \bar{t}_{St} \quad (2)$$

wobei \bar{t}_{St} die an der Innenseite des Stahlmantels in der mittleren Höhe der Kühlfläche gemessene Temperatur ist. Durch die Erwärmung des Kühlmediums war die Temperatur am oberen Ende der Kühlfläche höher und am unteren Ende niedriger als in der Mitte. Die Abweichung von der Temperatur in der Mitte der Kühlfläche nahm mit der Wärmestromdichte zu und erreichte 6% der Celsiusstemperatur \bar{t}_w bei $q = 75 \text{ W/cm}^2$.

Der Zustand im einphasigen Dampfstrom ist festgelegt durch zwei Zustandsgrößen und durch seine Geschwindigkeit. Befindet sich gesättigter Dampf in einem Kessel im ruhendem Zustand, so genügt nach der Gibbs'schen Phasenregel eine intensive Zustandsgröße zur Beschreibung seines Zustandes. Am bequemsten der Messung zugänglich ist hiervon die Temperatur. Aus dem Kesselzustand läßt sich bei reversibel adiabater Strömung der Dampfzustand vor der Kühlfläche einfach berechnen unter der Voraussetzung, daß der mit zunehmender Expansion übersättigte Dampf sich wie ein ideales Gas mit konstantem Isentropenexponenten κ verhält. Diese Voraussetzung ist erfahrungsgemäß bei Quecksilberdampf erfüllt. Die Oberfläche des Quecksilbers im Boden des Versuchsgefäßes, von der aus die Verdampfung erfolgt, verhält sich zur Kühlfläche des Kondensationsrohres wie 25 : 1. Deshalb ist die Wärmestromdichte bei der Verdampfung und damit die Geschwindigkeit des abströmenden Dampfes entsprechend klein gegenüber der Wärmestromdichte bei der Kondensation und der Dampfgeschwindigkeit vor dem Kondensationsrohr. Es darf angenommen werden, daß an der Oberfläche des Quecksilbers im Boden des Versuchsgefäßes gesättigter Dampf entsteht. Da die Dampfströmung zum Kondensationsrohr beschleunigt ist und dabei kein Wärmeaustausch stattfindet, kann die Expansion des Dampfes als reversibel adiabatisch betrachtet werden.

Die Temperatur des Dampfes wurde an einer Stelle im Versuchsgefäß gemessen, an der die Dampfgeschwindigkeit etwa 10% der Geschwindigkeit unmittel-

bar vor der Kondensatoberfläche erreichte. Der Meßfühler im Dampfraum nimmt dort eine Temperatur T_M an, die sich zur Temperatur T_1 des ruhenden Dampfes im Kessel bei reversibel adiabater Strömung nach Tabelle 2 wie $T_M/T_1 = 0,999$ verhält. Damit beträgt die Abweichung der gemessenen Temperatur T_M von der Temperatur T_1 des ruhenden Dampfes $T_1 - T_M = 0,001 \cdot T_1$, das sind rund 0,5 K bei einer Kesseltemperatur von $T_1 < 500 \text{ K}$.

Aus einer Fehlerbetrachtung ergibt sich für die Temperaturdifferenz $T_1 - T_w$ zwischen ruhendem Dampf und der Kühlfläche ein Fehler von maximal 8%.

Der Sättigungsdruck p_1 des Quecksilberdampfes wurde aus der Sättigungstemperatur T_1 über die Gleichung der Dampfdruckkurve berechnet. Dem Fehler der Temperaturmessung entsprechend erhält man für den Sättigungsdruck aus der Neigung der Dampfdruckkurve eine Unsicherheit von etwa 3%.

4. Versuchsergebnisse

Quecksilber kondensierte auf der Kühlfläche aus dem unlegierten Kohlenstoffstahl St 37 in Tropfenform. Ein Übergang in Filmkondensation konnte selbst nach Wochen bei Temperaturen bis zu 185 °C nicht festgestellt werden. Es wurde beobachtet, daß auf einer polierten Oberfläche aus Stahl die Tropfen vor dem Abrollen Durchmesser von etwa 1 mm erreichten, dagegen die Tropfen auf einer rauhen Stahloberfläche schon bei wesentlich kleineren Durchmessern ablaufen. Deutlich ist auf Bild 3, das eine Aufnahme des Kon-



Bild 3. Tropfenkondensation auf einer Oberfläche aus Stahl (Maßstab 3 : 1).

densationsrohres zeigt, der Einfluß der Rauigkeit auf die Tropfengröße zu erkennen. Auf dem Fleck am rechten oberen Bildrand, der poliert war, befinden sich Tropfen mit einem Durchmesser bis zu 1 mm, während auf der übrigen rauhen Oberfläche die Trop-

fen nur bis 0,1 mm Durchmesser anwachsen, bevor sie abrieseln. Ganz links sind im Bild 3 als helle Striche die Bahnen abspringender Tropfen zu sehen. Dieses Phänomen der abspringenden Tropfen wurde beobachtet von KOLLERA und GRIGULL [11]. Nach Abschluß der ersten Meßreihe wurde das Kondensationsrohr poliert. Bei erneuten Versuchen erreichten die Tropfen nun überall auf der polierten Oberfläche Durchmesser von etwa 1 mm, bevor sie abrollten.

Der Wärmeübergang bei Tropfenkondensation von Quecksilber wurde für verschiedene Sättigungstemperaturen T_1 gemessen. Bei den Versuchen der ersten Meßreihe, deren Ergebnisse Bild 4 zeigt, wurde das Inertgas 25 mm unterhalb der Kühlfläche abgesaugt. Die Kondensation erfolgte auf einer gedrehten Oberfläche mit einer mittleren Rauhtiefe von $3 \mu\text{m}$ und einem Rillenabstand von $60 \mu\text{m}$. Die Streuung der Meßwerte wird verursacht durch geringe Änderungen der Inertgaskonzentration.

Bei der zweiten Meßreihe, deren Ergebnisse Bild 5 wiedergibt, wurde das Inertgas unmittelbar am unteren Ende der Kühlfläche abgezogen. Beachtlich ist die dadurch erreichte Steigerung der Wärmestromdichte bei höheren Sättigungstemperaturen. Die Kühlfläche war bei dieser Meßreihe poliert. Ein Einfluß der Oberflächenrauigkeit auf den Wärmeübergang konnte da-

läßt sich in drei hintereinandergeschaltete Teilvorgänge zerlegen (vgl. auch [14]), deren Anteile am Gesamtwidestand sehr verschieden sein können:

1. Die Nachlieferung des Dampfes zur Phasengrenzfläche.

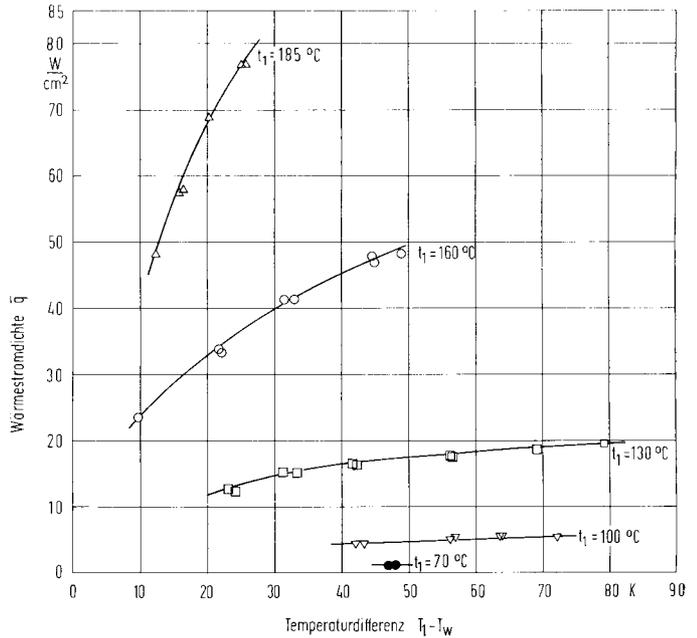


Bild 5. Wärmeübergang bei der zweiten Meßreihe. Absaugung dicht unterhalb der Kühlfläche.

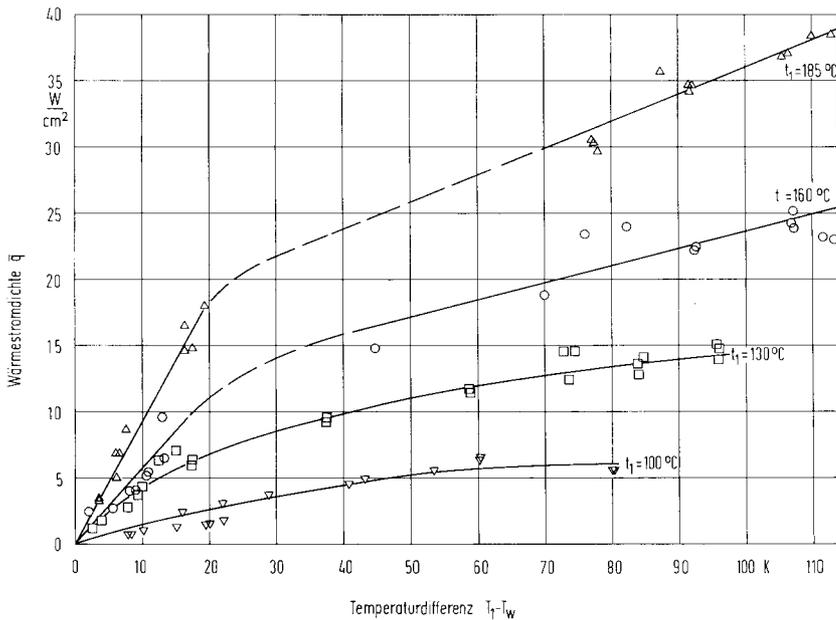


Bild 4. Wärmeübergang bei der ersten Meßreihe. Absaugung 25 mm unterhalb der Kühlfläche.

bei wegen des starken Einflusses der Inertgase auf die Wärmestromdichte nicht beobachtet werden.

5. Deutung der Meßergebnisse

Der gesamte Wärmeübergang von der dampfförmigen Phase in die flüssige Phase an einer gekühlten Wand

2. Der Übergang der Teilchen von der dampfförmigen in die flüssige Phase bei der eigentlichen Kondensation.

3. Der Wärmetransport durch das Kondensat an die Kühlfläche.

Je nach den Eigenschaften des Dampfes und des

Kondensates, der Reinheit der Kondensatoberfläche, der Anordnung und der Form der Kühlfläche und der Beschaffenheit ihrer Oberfläche kann bei einer bestimmten Wärmestromdichte einer dieser Teilwiderstände überwiegen, unter Umständen in derart starkem Maße, daß die restlichen Widerstände kaum mehr erscheinen. Beispielsweise bleibt bei der Kondensation von Wasserdampf in praktischen Fällen die Zuströmgeschwindigkeit zur Phasengrenze wegen seiner hohen Verdampfungsenthalpie und relativ hohen Dichte gering. Hier zeigt sich im wesentlichen nur der Wärmeleitwiderstand durch das Kondensat, dessen Wärmeleitfähigkeit verhältnismäßig klein ist. Die Wasserhauttheorie von NUSSELT [12], die nur den Wärmeleitwiderstand durch den Kondensatfilm berücksichtigt, wurde durch Messungen sehr gut bestätigt. Bei der Tropfenkondensation ist der Widerstand durch das Kondensat kleiner als bei der Filmkondensation und damit der Wärmeübergang entsprechend höher, wie durch eine Arbeit von SCHMIDT, SCHURIG und SELLSCHOPP [13] gezeigt wurde. Im Vergleich zu Wasser sind bei Quecksilber die Verhältnisse gerade umgekehrt mit geringen Dampfdichten durch niedrige Sättigungsdrücke in dem betrachteten Temperaturbereich, kleiner Verdampfungsenthalpie und hoher Wärmeleitfähigkeit des Kondensates. Aus diesem Grunde treten bei der Kondensation von Quecksilberdampf in praktischen Fällen besonders bei Sättigungstemperaturen unter 200 °C sehr hohe Dampfgeschwindigkeiten auf, mit denen ein Widerstand erscheint, der erheblich größer ist als der Wärmeleitwiderstand durch das Kondensat. Die hohen Temperaturdifferenzen wie sie die Versuchsergebnisse auf Bild 4 und Bild 5 zeigen, können zum größten Teil auf diesen Widerstand zurückgeführt werden. Der Unterschied im Wärmeübergang bei Film- und Tropfenkondensation von Quecksilber ist im Vergleich zur Kondensation von Wasserdampf gering.

Die zur Deutung der Meßergebnisse benötigten Stoffwerte wurden nach einer kritischen Auswahl dem Gmelin-Handbuch für Quecksilber [15] entnommen.

5.1 Nachlieferung des Dampfes

5.1.1 Reversibel adiabate Nachlieferung

Bei Vernachlässigung des Wärmeleitwiderstandes im Kondensat ist die Wärmestromdichte q bei der Kondensation über die Massen- und Energiegleichung durch folgende Beziehung gegeben:

$$q = \frac{\dot{m}}{F} (h_{r1} + c_{p1} [T_1 - T_3]) \quad (3)$$

Hierbei ist T_1 die Temperatur der Flüssigkeit im Kessel, die sich dort beim Sättigungsdruck p_1 mit dem ruhenden Dampf im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, und T_3 die Temperatur der Kondensatoberfläche. Unter Beachtung, daß die Massendichte durch

$$\frac{\dot{m}}{F} = \rho_2 w_2 \quad (4)$$

gegeben ist, wobei ρ_2 die Dampfdichte und w_2 die Dampfgeschwindigkeit vor der Phasengrenze darstellen, geht Gl. (3) in Gl. (3a) über:

$$q = \rho_2 w_2 [h_{r1} + c_{p1} (T_1 - T_3)] \quad (3a)$$

Der zur Kondensationsfläche strömende Dampf expandiert im günstigsten Falle reversibel adiabatisch vom Kesselzustand 1 auf den Zustand 2 vor der Phasengrenzfläche. Die zur Erzeugung der Geschwindigkeit w_2 notwendige Temperaturdifferenz beträgt bei adiabater Entspannung eines idealen Gases:

$$T_1 - T_2 = \frac{w_2^2}{2c_{pd}} \quad (5)$$

Mit zunehmender Expansion wächst die Übersättigung des Dampfes. Da sich erfahrungsgemäß übersättigter Quecksilberdampf bei niedrigen Drücken wie ein ideales Gas verhält, berechnet sich der zur Dampftemperatur T_2 vor der Phasengrenze gehörige Druck p_2 bei isentroper Entspannung nach der Gleichung

$$p_2 = p_1 \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\kappa/\kappa-1} \quad (6)$$

und die Dichte ρ_2 vor der Phasengrenze nach der Gasgleichung

$$\rho_2 = \frac{p_2}{R T_2} \quad (7)$$

Setzt man Gl. (6) und (7) in Gl. (3a) ein, so erhält man für die Wärmestromdichte q bei Sättigung im Kessel:

$$q = \sqrt{2c_{pd}(T_1 - T_2)} \frac{p_1}{R T_2} \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\kappa/\kappa-1} \times (h_{r1} + c_{p1} [T_1 - T_3]) \quad (3b)$$

Wie im folgenden angenommen wird, ist die statische Temperatur T_2 des anströmenden Dampfes vor der Phasengrenze gleich der Temperatur der Kondensatoberfläche T_3 . Mit $T_2 = T_3$ und unter Verwendung von $c_{pd} = (\kappa/\kappa - 1) R$ geht Gl. (3b) in Gl. (3c) über:

$$q = \frac{p_1}{T_1^{\kappa/\kappa-1}} h_{r1} \sqrt{\frac{2\kappa}{(\kappa-1)R}} T_3^{1/\kappa-1} \times \sqrt{T_1 - T_3} \left(1 + \frac{c_{p1}}{h_{r1}} [T_1 - T_3] \right) \quad (3c)$$

An der Kondensatoberfläche tritt durch die Impulsänderung der ankommenden Teilchen beim Übergang von der dampfförmigen Phase in die flüssige Phase eine Druckerhöhung vom statischen Druck p_2 im Dampfstrom auf den Druck p_3 im Kondensat auf. Den Druck p_3 nach dem „Verdichtungsstoß“ bei der eigentlichen Kondensation liefert die Impulsleichung:

$$p_3 = p_2 + \rho_2 w_2^2 \quad (8)$$

Mit den Gln. (5), (6) und (7) ergibt sich dann für den Druck p_3 im Kondensat:

$$p_3 = p_1 \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\kappa/\kappa-1} \left(1 + \frac{2\kappa}{\kappa-1} \left[\frac{T_1}{T_2} - 1 \right] \right) \quad (8a)$$

Aus der Gl. (8a) ist ersichtlich, daß bei inkompressibler adiabater Dampfströmung, wenn also $T_2/T_1 \approx 1$ ge-

setzt werden kann, der Druck p_3 des Kondensats nahezu gleich dem Kesseldruck p_1 ist. Mit abnehmendem Temperaturverhältnis T_2/T_1 , d. h. mit zunehmender Expansion des Dampfes wird der Druck p_3 im Kondensat größer als der Kesseldruck p_1 und erreicht bei Schallgeschwindigkeit mit $T_2^*/T_1 = 0,75$ bei einem einatomigen Gas den Wert $p_3 = 1,29 p_1$.

Der Dampf verschwindet mit der statischen Temperatur T_2 und der Geschwindigkeit w_2 ohne Aufstau vor der Phasengrenzfläche in der flüssigen Phase, da w_2 durch q vorgeschrieben ist. Die Arbeitsaufnahme des Kondensates als nahezu inkompressibles Medium bei der Druckerhöhung auf p_3 an seiner Oberfläche ist verschwindend gering. Folglich darf angenommen werden, daß die Temperatur T_3 der Kondensatoberfläche gleich der statischen Temperatur T_2 des ankommenden Dampfes ist. Das p, T -Diagramm des Bildes 6 zeigt schematisch die Dampfdruckkurve, den Druckverlauf des expandierenden Dampfes und den Drucksprung an der Kondensatoberfläche. Der Verlauf von Druck, Temperatur und Dampfgeschwindigkeit bei einem radial von außen angeströmten Kondensationsrohr ist im Bild 7 skizziert.

Betrachten wir den Vorgang der Kondensation in dem T, s -Diagramm des Bildes 8. Die Linie 1-2 bezeichnet die reversibel adiabate Expansion des Dampfes vom Kesselzustand ($w_1 = 0$) mit der Sättigungstemperatur T_1 und dem zugehörigen Sättigungsdruck p_1 auf den übersättigten Zustand vor der Phasengrenze mit der Temperatur T_2 , dem Druck p_2 und der Geschwindigkeit w_2 . Bei der eigentlichen Kondensation an der Phasengrenzfläche erfolgt der Umschlag des mit der Geschwindigkeit w_2 anströmenden Dampfes vom Zustand 2 in unterkühltes Kondensat vom Zustand 3 mit dem Druck $p_3 > p_2$, der Temperatur $T_3 = T_2$ und der Geschwindigkeit $w_3 \approx 0$. Nach dem Impulssatz der Gl. (8) erhöht sich die Unterkühlung des Kondensates mit zunehmender Expansion des Dampfes, da damit der Druck p_3 über den Sättigungsdruck p_1 im Kessel anwächst, dagegen die Temperatur $T_3 = T_2$ entsprechend Gl. (5) unter die Sättigungstemperatur T_1 absinkt. Der Umschlag vom Zustand 2 in den Zustand 3 ist nicht darstellbar, da hierbei keine Gleichgewichtszustände durchlaufen werden wie bei der Expansion von 1 nach 2. Obwohl Punkt 2 und Punkt 4 im T, s -Diagramm zusammenfallen, bezeichnen sie doch verschiedene Zustände. Während Punkt 2 den Zustand des übersättigten Dampfes vor der Phasengrenze angibt, besteht im Punkt 4 thermodynamisches Gleichgewicht zwischen dem Dampf und der Flüssigkeit bei der Temperatur $T_2 = T_3$ und dem zugehörigen Sättigungsdruck p_4 . Dieser durch Punkt 4 gekennzeichnete Zustand wird bei der Kondensation nicht durchlaufen.

Die reversible Arbeit (vgl. etwa [16]), beträgt bei einem vergleichbaren Ersatzprozeß zwischen Zustand 1 und Zustand 3

$$a_{rev} = h_1 - h_3 - T_3(s_1 - s_3) \tag{9}$$

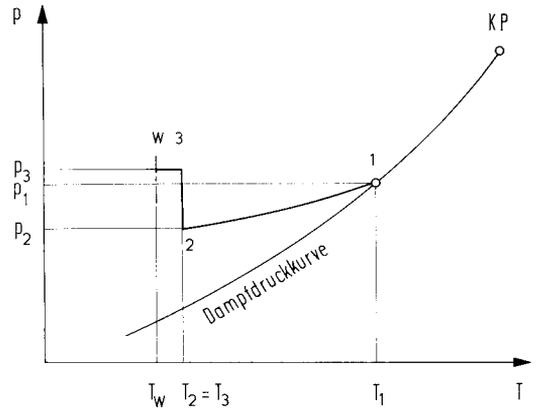


Bild 6. Verlauf der Kondensation im p, T -Diagramm. Im Kessel befindet sich Satttdampf.

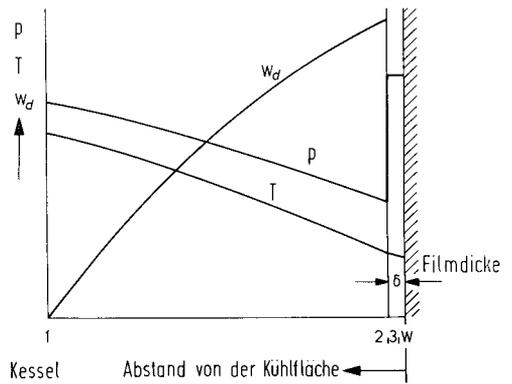


Bild 7. Verlauf von Druck, Temperatur und Dampfgeschwindigkeit bei einem radial von außen angeströmten Kondensationsrohr.

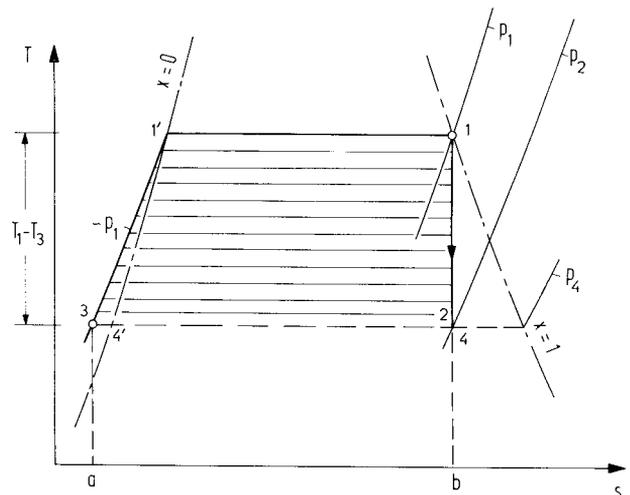


Bild 8. Zur Ableitung des Arbeitsverlustes infolge der Nachlieferung des Dampfes.

Im T, s -Diagramm des Bildes 8 entspricht der Fläche 31'14 die reversible Arbeit a_{rev} , die offensichtlich nahezu gleich der Arbeit $a_{14} = h_1 - h_4$ eines vergleichbaren Clausius-Rankine-Prozesses ist. Da aber keine Arbeit gewonnen wird, ist die reversible Arbeit a_{rev} gleich dem Arbeitsverlust infolge der Nachlieferung des Dampfes und die längs der Isobaren zugeführte Wärme, die der Fläche a31'1b entspricht, gleich der bei der Kondensation abgeführten Wärme. Unter Vernachlässigung des Wärmeleitwiderstandes im Kondensat gilt demnach

$$Q'_{ab} = Q'_{zu} = h_1 - h_3 = c_{pfl}(T_1 - T_3) + h_{r1} \quad (10)$$

Mit steigenden Sättigungsdrücken und damit zunehmenden Dampfdichten werden die Irreversibilitäten in Verbindung mit der Nachlieferung des Dampfes für in praktischen Fällen vorkommenden Wärmestromdichten immer mehr reduziert und spielen bei Sättigungstemperaturen über 200 °C nur noch eine geringe Rolle, wie aus Bild 9 zu erkennen ist.

Bei einer bestimmten Wärmestromdichte q ist das Verhältnis der Zuströmgeschwindigkeiten w_A/w_B zweier Dämpfe A und B an ihre Phasengrenze gegeben durch

$$\frac{w_A}{w_B} = \frac{(\rho h_r)_B}{(\rho h_r)_A} \quad (11)$$

wenn $c_{pfl}\Delta T$ gegenüber der Verdampfungsenthalpie h_r vernachlässigt wird. Anschaulich zeigt sich der Unterschied zwischen der Kondensation von Quecksilber und Wasser in Tabelle 1, in der das Verhältnis der Nachlieferungsgeschwindigkeiten beider Medien bei Sättigungszustand vor der Phasengrenze mit der Temperatur T_2 nach Gl. (11) berechnet ist.

Tabelle 1

t_2 (°C)	50	100	100	300
$\frac{w_{\text{Quecksilber}}}{w_{\text{Wasser}}}$	4930	1866	434	159

Mit steigender Temperaturdifferenz $T_1 - T_2 = T_1 - T_3$ nimmt nach Gl. (5) die Geschwindigkeit w_2 vor der Phasengrenze und nach Gl. (3c) auch die Wärmestromdichte q zu, bis schließlich beim Temperaturverhältnis

$$\frac{T_2^*}{T_1} = \frac{2}{\kappa + 1} \quad (12)$$

Schallgeschwindigkeit w_2^* im engsten Strömungsquerschnitt auftritt, der sich bei einem radial von außen angeströmten Rohr an der Phasengrenzfläche befindet. Mit der Schallgeschwindigkeit vor der Kühlfläche

$$w_2^* = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa + 1} R T_1} \quad (13)$$

ist zugleich der größtmögliche Massenstrom (choked flow) erreicht. Eine weitere Erhöhung der Temperaturdifferenz $\Delta T > (T_1 - T_2^*)$ bedeutet, daß die Wärme-

stromdichte nur noch entsprechend $c_{pfl}\Delta T$ anwächst. Ist durch eine Lavaldüse die Möglichkeit gegeben, Überschallgeschwindigkeit zu erzielen, so liegt demnach bei Vernachlässigung von $c_{pfl}(T_1 - T_3)$ gegenüber h_{r1} das Maximum der Wärmestromdichte q bei dem Temperaturverhältnis nach Gl. (12). Bei Berücksichtigung von $c_{pfl}(T_1 - T_3)$ ergibt sich das Maximum für die Wärmestromdichte bei einem Geschwindigkeitsverhältnis w_2/w_2^* , das geringfügig über 1 liegt. Der Druck p_3 der Kondensatoberfläche beträgt bei Schallgeschwindigkeit w_2^* nach Gln. (7), (8), (12) und (13):

$$p_3 = p_1(\kappa + 1) \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\kappa/(\kappa - 1)} \quad (14)$$

Mit fortschreitender adiabater Expansion vom Sättigungszustand aus erhöht sich die Übersättigung des Dampfes, bis bei der kritischen Übersättigung innerhalb der Wilson-Zone spontane Kondensation im Dampfraum auftritt. Eine Abschätzung [17] zeigt, daß die Übersättigung des Dampfes bei Expansion auf Schallgeschwindigkeit weit unterhalb der kritischen liegt.

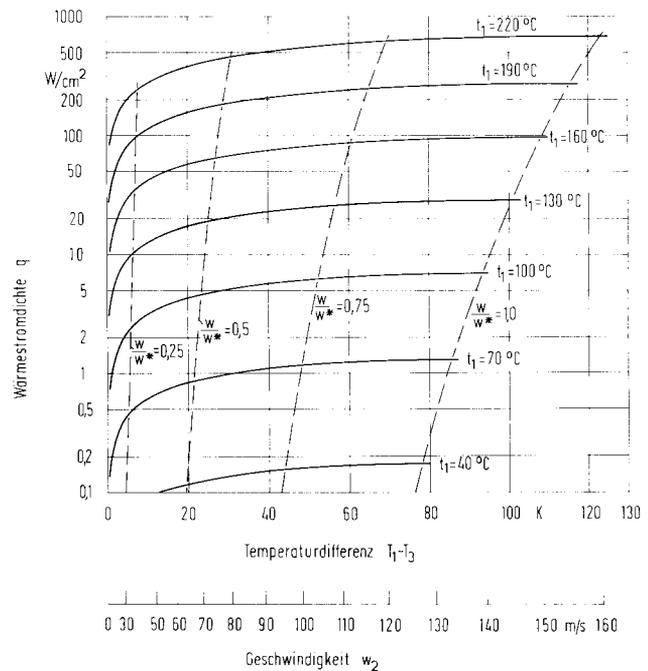


Bild 9. Wärmestromdichte bei der Kondensation von Quecksilberdampf in Abwesenheit von Inertgasen.

Der Verlauf der Wärmestromdichte q über der Temperaturdifferenz $T_1 - T_3 = T_1 - T_2$ bzw. über der Geschwindigkeit w_2 wurde nach Gl. (3c) berechnet und im Bild 9 aufgetragen. Parameter ist der Zustand des gesättigten Dampfes im Kessel, der festgelegt ist durch die Sättigungstemperatur T_1 . Aus Bild 9 geht hervor, daß die Wärmestromdichte q mit steigender Temperatur T_1 zunimmt und daß bei einem gegebenen

Kesselzustand der formal definierte Wärmeübergangskoeffizient $\alpha = q/(T_1 - T_w)$ mit wachsender Temperaturdifferenz $T_1 - T_w$ verringert wird. Bei einer Kesseltemperatur von $t_1 = 100^\circ\text{C}$ beträgt beispielsweise $\alpha = 3833\text{ W/m}^2\text{K}$ für $w/w^* = 0,25$ und $\alpha = 732\text{ W/m}^2\text{K}$ für $w/w^* = 1$. Vergleichsweise ist bei Wasserdampf von 100°C , der in Tropfenform kondensiert, der Wärmeübergangskoeffizient $\alpha = 25\,000$ bis $35\,000\text{ W/m}^2\text{K}$ für eine Temperaturdifferenz von $T_1 - T_w < 10\text{ K}$.

Wie aus den vorhergehenden Überlegungen folgt, können die Verluste durch die Nachlieferung des Dampfes nur aus der Kenntnis des Zustandes des Dampfstromes vor der Phasengrenze erfaßt werden, der gegeben ist durch die statische Temperatur T_2 , den statischen Druck p_2 und die Geschwindigkeit w_2 . Dieser Zustand läßt sich bei reversibel adiabater Zustandsänderung aus dem zugehörigen Kesselzustand berechnen, wenn eine der Größen wie $T_2 = T_3$, p_2 , w_2 oder q bekannt ist. Ein Thermoelement im Dampfstrom vor der Phasengrenzfläche zeigt nicht die statische Temperatur T_2 des Dampfes an, sondern die Eigentemperatur T_{e2} , die es im Dampfstrom annimmt. Mit Hilfe des Rückgewinnfaktors, der definiert ist durch

$$r = \frac{T_{e2} - T_2}{T_1 - T_2} \quad (15)$$

läßt sich das Verhältnis der Eigentemperatur zur Kesseltemperatur berechnen. Nach Messungen von ECKERT und WEISE [18] liegen die Gesamtwerte des Rückgewinnfaktors r in Luft bei Zylindern mit einem Durchmesser von 0,2 mm bis 3 mm zwischen 0,6 bis 0,8 für Machzahlen von 0,3 bis 1,0. Für laminare Grenzschicht und konstante Stoffwerte hat POHLHAUSEN [19] das Problem der Eigentemperatur behandelt, die ein plattenförmiges Thermometer in einem Gasstrom annimmt. Als Ergebnis zeigte sich $r = f(Pr)$, wobei für einen Bereich $Pr = 0,6$ bis 2 mit guter Näherung $r = Pr^{1/2}$ gilt. Für Quecksilberdampf ist demnach bei einem plattenförmigen Thermometer und laminarer Grenzschicht der Rückgewinnfaktor $r = 0,816$. Mit $\omega = w_2/w_2^*$ läßt sich unter Verwendung der Gln (5), (13) und (15) das Verhältnis der Eigentemperatur zur Kesseltemperatur auf die folgende Form bringen:

$$\frac{T_e}{T_1} = \omega^2 \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1} (r - 1) + 1 \quad (16)$$

Nach Gl. (16) ist das Verhältnis T_e/T_1 berechnet und in der Tabelle 2 zusammengestellt.

Tabelle 2. Verhältnis der Eigentemperatur T_e zur Kesseltemperatur T_1

$\omega = w/w^*$	0,1	0,25	0,50	0,75	1,00
T_e/T_1 für $r = 0,6$	0,999	0,994	0,975	0,944	0,900
T_e/T_1 für $r = 0,8$	0,999	0,997	0,987	0,972	0,950

Eine Kombination des Staothermometers nach FRANZ [20] mit einer Drucksonde vor der Phasengrenze würde nahezu den zugehörigen Kesselzustand und den statischen Druck p_2 zur Berechnung des Zustandes 2 liefern. Damit könnten die Verluste an der Phasengrenze beim Fehlen von Inertgasen erfaßt werden.

Die vorhergehenden Betrachtungen sind für alle praktischen Fälle von Bedeutung, bei denen Dämpfe mit niedrigen Dichten und damit verbundenen hohen Nachlieferungsgeschwindigkeiten kondensieren, wie für die Kondensation von Natrium, Kalium, Blei und vielen anderen anorganischen und organischen Stoffen.

5.1.2 Nachlieferung des Dampfes bei Anwesenheit von Inertgasen

Im Dampfstrom werden die Teilchen nichtkondensierender Gase, der sogenannten Inertgase, zur Kühlfläche geschleppt, wo sie vor der Phasengrenzfläche ein Gaspolster aufbauen. Der anströmende Dampf diffundiert durch dieses Inertgaspolster und bewirkt dadurch einen starken Anstieg des Inertgasteildruckes. Diesen Vorgang macht man sich bei Diffusionspumpen in der Vakuumtechnik zunutze. Quecksilberdampf ist hier ein häufig verwendetes Treibmittel. Die Kompressionsverhältnisse, die man mit Treibmittelpumpen erzielen kann, sind erstaunlich hoch. Sie erreichen den Faktor 10^7 bei einem Vorvakuum nach der Diffusionspumpe von 10^{-2} mbar. Beim Wärmeübergang durch Kondensation ist dieser Vorgang jedoch unerwünscht, denn die Nachlieferung des Dampfes wird durch den Diffusionswiderstand im Gaspolster vor der Kühlfläche erheblich vermindert.

Um den Einfluß des Inertgases auf den Kondensationsvorgang in seiner Größenordnung abschätzen zu können, betrachten wir einen fiktiven Kanal senkrecht zur Kühlfläche mit dem konstanten Querschnitt F und der Länge δ . Am Dampfeintritt in den Kanal soll eine von der Dampfgeschwindigkeit w_δ unabhängige Inertgaskonzentration $\gamma_{I(\delta)}$ vorhanden sein, die annähernd gleich der konstanten Konzentration an Gas im Kessel ist. Das andere Ende des Kanals soll sich unmittelbar vor der Kondensatoberfläche befinden, wie Bild 10 zeigt. Da laufend Inertgas aus der Versuchskammer abgezogen wird, hat sich im Beharrungszustand ein zeitlich konstanter Partialdruckverlauf im Kanal eingestellt. Unter Verwendung dieses Modells kann man ohne Berücksichtigung der Thermodiffusion und der Wärmeleitung nach STEFAN [21] für ideale Gase ansetzen:

$$\frac{dp_I}{p_I} = - \frac{\dot{m}_D R_D T_y}{F p_{ges} D_{DI}} dy \quad (17)$$

In Gl. (17) ist der Massenstrom \dot{m}_D , die Querschnittsfläche F und der Gesamtdruck p_{ges} über der Kanallänge konstant. Der Diffusionskoeffizient D_{DI} der Stoffpaarung Dampf-Inertgas hängt von der Temperatur T_y an der Stelle y und vom Gesamtdruck p_{ges} ab. Nach

CHAPMAN und COWLING [22] läßt sich der Diffusionskoeffizient einer Stoffpaarung D-I in erster Näherung bei niedrigen Drücken in folgender Form anschreiben:

$$[D_{DI}] = a_{DI} \frac{T_y^{3/2}}{p_{ges}} \quad (18)$$

Gl. (18) berücksichtigt nicht das Konzentrationsverhältnis, jedoch ergibt eine Abschätzung, daß sein

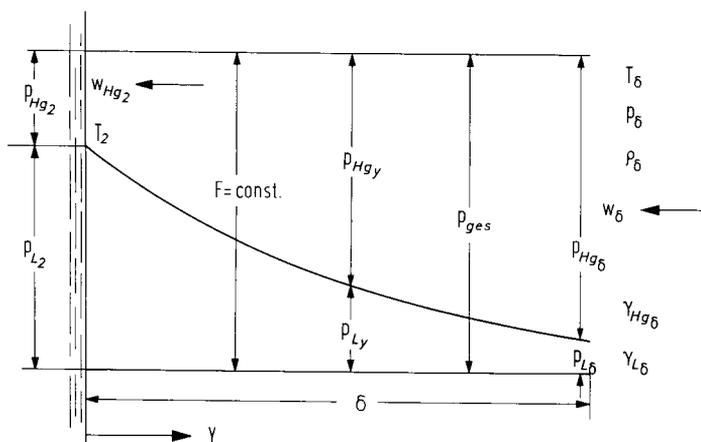


Bild 10. Zur Abschätzung des Partialdruckverlaufs vor der Kondensatoberfläche.

Einfluß gering bleibt. Ein Vergleich mit gemessenen Diffusionskoeffizienten zeigt eine bemerkenswert gute Übereinstimmung mit den theoretisch errechneten Werten bei Gasen mit idealem Verhalten. Für die Stoffpaarung Quecksilberdampf – Luft beträgt die Konstante in Gl. (18) $a_{Hg-L} = 3,54 \cdot 10^{-4} \text{ N}/(\text{K}^{3/2} \text{ s})$. In Bild 11 ist der Verlauf des Diffusionskoeffizienten der Stoffpaarung Quecksilberdampf-Luft ersichtlich, der nach Gl. (18) in Abhängigkeit von der Temperatur und dem Druck von gesättigtem Quecksilberdampf ohne Berücksichtigung der Konzentration der Luft berechnet wurde. Entsprechend dem starken Anwachsen des Sättigungsdruckes nimmt die Diffusionszahl mit steigender Temperatur ab. Wenn wir annehmen, daß die Temperatur T_y im Kanal konstant sei, und unter dieser Vereinfachung Gl. (17) integrieren, erhalten wir mit Gl. (18) und der Konstanten

$$C = \frac{\dot{m}_{Hg} R_{Hg}}{F a_{Hg-L}} \quad (19)$$

für eine erste Abschätzung des Partialdruckverlaufs

$$\frac{p - p_{Hg(2)}}{p - p_{Hg(y)}} = \frac{p_{L(2)}}{p_{L(y)}} = \exp\left(\frac{C}{T^{1/2}} y\right) \quad (20)$$

KROGER und ROISENOW [23] erhalten dasselbe Ergebnis für den Partialdruckverlauf bei der Untersuchung des gaskinetischen Vorgangs der Diffusion.

Die Dampfgeschwindigkeit w_y an der Stelle y liefert die Kontinuitätsgleichung

$$w_y = \frac{\dot{m}_{Hg} R_{Hg} T_y}{F p_{Hg(y)}} \quad (21)$$

wobei \dot{m}_{Hg}/F die Massenstromdichte des Quecksilberdampfes und $p_{Hg(y)}/(R_{Hg} T_y) = \rho_{Hg(y)}$ seine Partial-

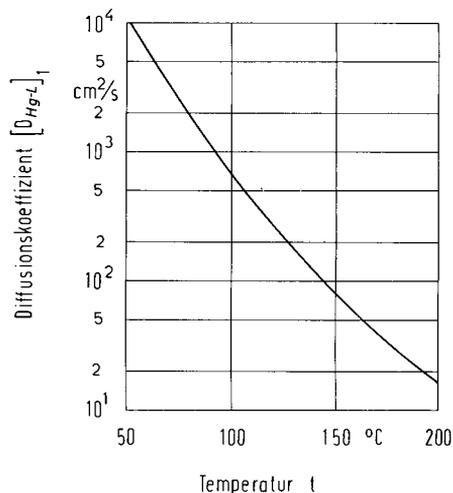


Bild 11. Diffusionskoeffizient D_{Hg-L} als Funktion des Druckes der Temperatur von gesättigtem Quecksilberdampf ohne Berücksichtigung der Konzentration der Luft.

dichte an der Stelle y darstellen. Mit abnehmender Partialdichte ρ_{Hg} infolge der Diffusion nimmt nach Gl. (21) die Dampfgeschwindigkeit w_y entsprechend zu. Als höchstmögliche Dampfgeschwindigkeit stellt sich vor der Kondensatoberfläche Schallgeschwindigkeit ein. Da Temperaturänderungen bei adiabater und arbeitsdichter Strömung idealer Gase nur durch Geschwindigkeitsänderungen

$$\Delta w_a^2 = 2 c_{pd} \Delta T \quad (5)$$

erfolgen, ist bei einer bestimmten Dampfgeschwindigkeit vor der Phasengrenzfläche das zugehörige Verhältnis der Dampftemperatur an der Kondensatoberfläche zur Kesseltemperatur sowohl bei reversibel adiabater als auch bei einer durch Diffusion verlustbehafteter adiabater Strömung gleich. Das Verhältnis des Druckes $p_{Hg(2)}$ vor der Phasengrenze zum Kesseldruck p_1 ist infolge der Diffusion kleiner als bei reversibel adiabater Entspannung und damit nach der Kontinuitätsgleichung (21) auch die nachgelieferte Dampfmenge \dot{m}_{Hg} und die Wärmestromdichte q bei einer gegebenen Temperaturdifferenz $T_1 - T_2$. Im T, s -Diagramm des Bildes 12 kennzeichnet die Linie $1-\bar{2}$ die reversibel adiabate Entspannung des Dampfstroms \dot{m} vom Kesselzustand 1 auf den Zustand $\bar{2}$ vor der Phasengrenzfläche, während die Linie $1-2$ den Verlauf der durch Diffusion verlustbehafteten Expansion desselben Mas-

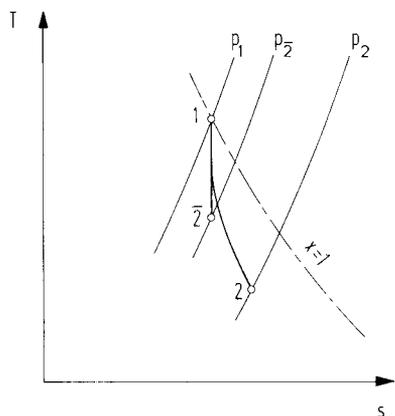


Bild 12. Verlauf der Expansion des Dampfes bei reversibel adiabater und bei durch Diffusion verlustbehafteter Strömung. Die Grenzkurve $x = 1$ für Sättigungsdampf ist strichpunktiert eingezeichnet.

senstroms \dot{m} nun auf den Zustand 2 vor der Kondensatoberfläche schematisch wiedergibt.

Auf Grund der vorhergehenden Überlegung kann der Faktor $1/T_y^{1/2}$ im Exponenten von Gl. (20) durch die Ungleichung

$$\frac{1}{T_\delta^{1/2}} < \frac{1}{T_y^{1/2}} < \frac{1}{\left(\frac{2}{\kappa + 1} T_\delta\right)^{1/2}} \quad (22)$$

eingeschränkt werden. T_δ ist dabei die Temperatur des Dampfes am Kanaleintritt. Für sehr kleine Geschwindigkeitsänderungen infolge der Diffusion beträgt $T_y \approx T_\delta$, bei sehr großen Geschwindigkeitsänderungen nähert sich T_y dem Wert $2T_\delta/(\kappa + 1)$ bei Schallgeschwindigkeit vor der Kondensatoberfläche. Für die Stoffpaarung Quecksilberdampf–Luft erhält man demnach mit $\kappa_{Hg} = 1,666$ folgende Einschränkung für den Partialdruckverlauf im Kanal:

$$\exp\left(\frac{C}{T_\delta^{1/2}} y\right) < \frac{p - p_{Hg(2)}}{p - p_{Hg(y)}} = \frac{p_{L(2)}}{p_{L(y)}} < \exp\left(1,555 \frac{C}{T_\delta^{1/2}} y\right). \quad (23)$$

Die Temperatur T_2 vor der Phasengrenzfläche, die gleich der Temperatur T_3 der Kondensatoberfläche ist, läßt sich aus der Vorstellung abschätzen, daß der Quecksilberdampf beim Durchströmen des Inertgaspolsters auf den Druck $p_{Hg(2)}$ adiabot gedrosselt wird. Dabei kann der dem Dampf zur Verfügung stehende Strömungsquerschnitt im zylindrischen Kanal trotz ansteigender Inertgaskonzentration als konstant nach dem Gesetz von Dalton angesehen werden, solange es sich bei den diffundierenden Stoffen um ideale Gase handelt. Der Dampf wird im Inertgaspolster entsprechend seiner abnehmenden Partialdichte von w_δ auf $w_{Hg(2)}$ beschleunigt. Gleichzeitig mit der Geschwindigkeitszunahme verringert sich nach dem ersten Hauptsatz seine Temperatur T_2 vor der Phasengrenzfläche, die gleich ist der Temperatur T_3 der Kondensatoberfläche:

$$T_2 = T_\delta + \frac{w_\delta^2 - w_{Hg(2)}^2}{2 c_{pd}} = T_3. \quad (24)$$

Der Druck im Kondensat berechnet sich nach dem Impulssatz zu

$$p_3 = p_{I(2)} + p_{D(2)} + Q_{D(2)} w_{D(2)}^2. \quad (25)$$

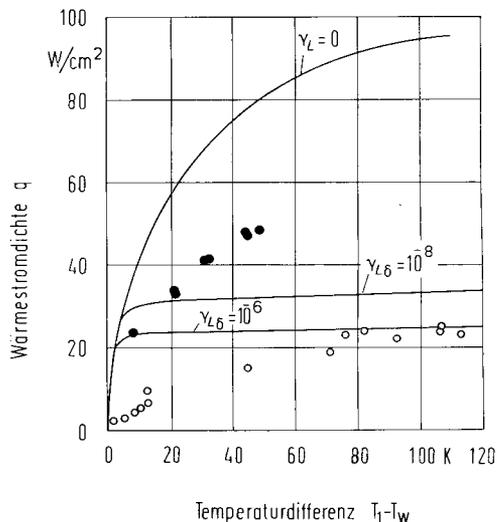


Bild 13. Theoretischer Verlauf der Wärmestromdichte q als Funktion der Temperaturdifferenz $T_1 - T_w$ bei einer Kesseltemperatur von $t_1 = 160^\circ\text{C}$ und einer Kanallänge von $\delta = 3$ mm. Zum Vergleich sind die Versuchspunkte der ersten Meßreihe (O) und der zweiten Meßreihe (●) bei dieser Kesseltemperatur mit angegeben.

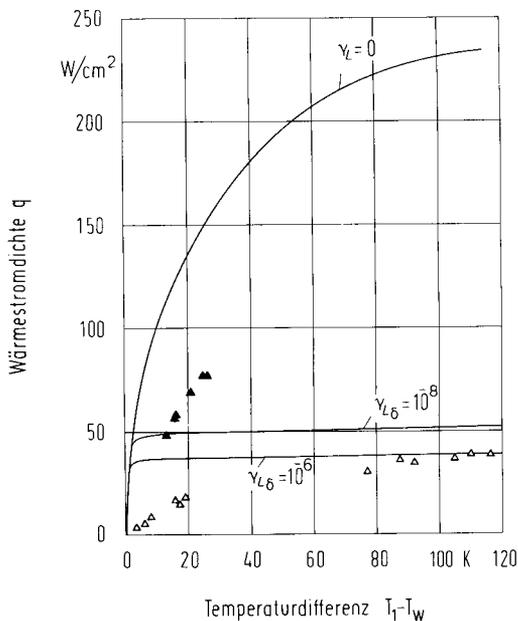


Bild 14. Theoretischer Verlauf der Wärmestromdichte q als Funktion der Temperaturdifferenz $T_1 - T_w$ bei einer Kesseltemperatur von $t_1 = 185^\circ\text{C}$ und einer Kanallänge von $\delta = 2$ mm. Zum Vergleich sind die Versuchspunkte der ersten Meßreihe (Δ) und der zweiten Meßreihe (\blacktriangle) bei dieser Kesseltemperatur mit angegeben.

Unter der Vereinfachung konstanter Dicke des Inertgaspolsters, dargestellt durch konstante Kanallänge δ , wurde für den fiktiven Kanal im Bild 10 die Wärmestromdichte q in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz $T_1 - T_w$ nach Gln. (3), (23) und (24) berechnet. Der Wärmeleitwiderstand im Kondensat blieb dabei wegen seines kleinen Einflusses auf den Wärmeübergang unberücksichtigt. Parameter war die Inertgaskonzentration $\gamma_{L(\delta)}$. Zur Abschätzung des Quecksilberdampfdruckes $p_{Hg(2)}$ vor der Kondensatoberfläche wurde als Exponent in Gl. (23) der Ausdruck $C\delta/T_1^{1/2}$ gewählt. Den Dampfzustand am Kanaleintritt bestimmte man durch reversibel adiabate Expansion von gesättigtem Dampf mit der Temperatur T_1 im Kessel. Bild 13 und Bild 14 zeigen die Ergebnisse dieser Berechnung zusammen mit den entsprechenden Versuchspunkten der ersten und zweiten Meßreihe.

Ein Vergleich des errechneten Verlaufs der Wärmestromdichte in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz mit den Versuchswerten macht deutlich, daß die Annahme konstanter Kanallänge δ bzw. konstanter Dicke der Diffusionsgrenzschicht nicht gerechtfertigt ist, da sich schon bei kleinen Wärmestromdichten ein erheblicher Einfluß des Inertgases durch beträchtliche Temperaturdifferenzen bemerkbar macht. Es scheint demnach die Dicke des Inertgaspolsters mit abnehmender Wärme- bzw. Massenstromdichte zuzunehmen.

Bei der zweiten Meßreihe wurde das Inertgas dicht unterhalb der Kühlfläche abgesaugt. Es konnte dadurch effektiver vor der Kondensatoberfläche entfernt werden, was eine deutliche Verbesserung des Wärmeübergangs bei höheren Sättigungstemperaturen im Kessel gegenüber der ersten Meßreihe bewirkte. Diese Steigerung läßt den außerordentlich starken Einfluß der Diffusion des Dampfes durch das Inertgaspolster auf den Wärmeübergang erkennen. Mit abnehmender Sättigungstemperatur wächst die Diffusionskonstante stark an, wie aus Bild 11 hervorgeht, so daß bei den gegebenen Abmessungen des Versuchsgefäßes, in dem eine Inertgaskonzentration von schätzungsweise 0,1 bis 10 ppm vorhanden war, und bei einer Sättigungstemperatur von $t_1 = 100$ °C die Diffusion auf den Kondensationsvorgang nur noch einen geringen Einfluß ausübte. Aus diesem Grunde unterscheiden sich die Versuchsergebnisse der ersten und zweiten Meßreihe bei dieser Sättigungstemperatur im Kessel nur wenig.

5.2 Widerstand an der Phasengrenzfläche

Beim Übergang der Teilchen von der gasförmigen in die flüssige Phase bei der eigentlichen Kondensation wird an der Phasengrenze ein Widerstand als wirksam angenommen, dessen Deutung auf Arbeiten von HERTZ [6] und KNUDSEN [7] zurückgeht. Die Berechnung des Phasenübergangswiderstandes gründet sich auf die Modellvorstellung, daß sich der Dampf vor der Phasengrenze im ruhenden Zustand befindet und sowohl der Dampf als auch die Flüssigkeit an der Kondensatoberfläche gesättigt sind. Treibendes Ge-

fälle ist der Druckunterschied zwischen dem Sättigungsdruck des Dampfes und dem der Kondensatoberfläche. Aus den zugehörigen Sättigungstemperaturen läßt sich der Temperatursprung an der Phasengrenze ermitteln. Wesentlich gekennzeichnet wird dieser Widerstand durch den Kondensationskoeffizienten σ , der definiert ist als das Verhältnis der kondensierenden Teilchen zur Gesamtzahl der auf die Kondensatoberfläche auftreffenden Teilchen. SCHRAGE [24] gibt einen umfassenden Überblick über die Veröffentlichungen auf dem Gebiet des Phasenübergangswiderstandes bei der Kondensation und Verdampfung und erweitert in seiner Arbeit das Modell zur Erfassung des Übergangswiderstandes, indem er die Geschwindigkeit des Dampfes zur Phasengrenzfläche mit berücksichtigt. Die Ableitungen des Phasenübergangswiderstandes erscheinen jedoch bei dem einatomigen Quecksilber nicht vollkommen befriedigend. Aus diesem Grunde wurde im vorhergehenden Abschnitt versucht, die eigenen Meßergebnisse durch die Irreversibilitäten in Verbindung mit der Nachlieferung des Dampfes zu erklären. Diese Irreversibilitäten treten bei reversibler adiabater Dampfströmung an der Phasengrenze auf. Ein zusätzlicher Widerstand beim Phasenübergang braucht an einer reinen Kondensatoberfläche von Quecksilber nicht angenommen zu werden. Eine Kondensatoberfläche hoher Reinheit ergibt sich aber bei der Kondensation an einer senkrechten Kühlfläche durch ständige Erneuerung der Flüssigkeit. Dagegen kann das Kondensat über einer horizontalen Kühlfläche mit einer Schicht irgendwelcher Verunreinigungen wie z. B. Quecksilberoxid bedeckt sein, die den Wärmeübergang beträchtlich herabzusetzen vermag.

5.3 Wärmeleitung im Kondensat

Das Kondensat kann in Form von Tropfen auf der Kühlfläche erscheinen oder die Kühlfläche als Film überziehen. Filmkondensation stellt sich ein, wenn das Kondensat auf der Kühlfläche spreitet. Spreitung oder vollkommene Benetzung tritt auf unter der Bedingung

$$\sigma_{sp} = \sigma_{fd} - (\sigma_{fld} + \sigma_{fr}) > 0. \quad (26)$$

Bei unvollständiger Benetzung (Randwinkel $\vartheta < 90$ grad) oder wenn keine Benetzung vorliegt (Randwinkel $\vartheta > 90$ grad), erfolgt die Kondensation in Tropfenform. Quecksilber kondensiert auf Stählen und vielen anderen Metallen in Tropfenform, obwohl nach Gl. (26) bei einem Vergleich der Oberflächenspannung des Festkörpers σ_{fd} mit der von Quecksilber σ_{fld} Spreitung und damit Filmkondensation zu erwarten ist. Dieses Verhalten wird durch eine dünne Oxydschicht verursacht, mit der sich diese Metalloberflächen an Luft überziehen. Versuche von BRIDGMAN [25] ergaben, daß diese dünne Oxidschicht als Promotor für die Tropfenkondensation wirkt. Ist diese Oxydschicht sehr dicht und widerstandsfähig gegenüber Quecksilber, bleibt die Tropfenkondensation erhalten. Andernfalls geht die Tropfenkondensation nach längerem Betrieb

in Filmkondensation über, wie es sich bei Versuchen von MISRA und BONILLA [1] und SUKHATME und ROHSENOW [3] zeigte, die Quecksilber auf einem Nickelrohr kondensierten. Bei eigenen Versuchen kondensierte Quecksilber auf dem unlegierten Kohlenstoffstahl St 37. Ein Übergang in Filmkondensation konnte auch nach Wochen nicht festgestellt werden.

5.3.1 Filmkondensation

GRIGULL und TRATZ [26] haben nachgewiesen, daß sich Quecksilber hinsichtlich der konvektiven Wärmeübertragung wie eine normale Flüssigkeit verhält. Daher kann die Wärmeleitung durch das Kondensat an der senkrechten Kühlfläche bei Filmkondensation nach der Wasserhauttheorie von NUSSELT [12] berechnet werden, wenn die Temperaturdifferenz $T_3 - T_w$ zwischen der Kondensatoberfläche und der Wand bekannt ist und der Dampf senkrecht auf die Kondensatoberfläche zuströmt, so daß Schubkräfte vom Dampf auf das Kondensat nicht übertragen werden. Messungen der Filmstärke des Kondensates, die von SUKHATME und ROHSENOW [3] durchgeführt wurden, zeigen eine gute Übereinstimmung mit der nach der Theorie von NUSSELT [12] berechneten Filmstärke δ . Die Gleichung von NUSSELT lautet dafür:

$$\delta(x) = \left[\frac{4\lambda_{fl}(T_3 - T_w)\eta_{fl}x}{\rho_{fl}^2 g(h_{fl} + c_{pfl}(T_1 - T_w))} \right]^{1/4}. \quad (27)$$

5.3.2 Tropfenkondensation

EUCKEN [27] stellte sich eine adsorbierte übersättigte Schicht zwischen den Tropfen vor, aus der durch Oberflächendiffusion den Tropfen ständig neues Kondensat zufließt. Diese Auffassung wird von anderen Autoren [28, 29, 30, 31] nicht geteilt. Versuche von UMUR und GRIFFITH [30] mit polarisiertem Licht haben erwiesen, daß bei der Kondensation von Wasserdampf auf einer goldplattierten Oberfläche höchstens eine monomolekulare Schicht zwischen den Tropfen auf der Kühlfläche adsorbiert ist. Durch Messung des elektrischen Widerstandes zwischen den Quecksilbertropfen bei der Kondensation auf einer Kühlfläche auf Glas kommen IVANOVSKII, SUBBOTIN und MILOVANOV [4] zu einem ähnlichen Ergebnis. Sie stellten fest, daß ein Film zwischen den Tropfen nicht stärker als 10 Å sein kann. KOLLERA und GRIGULL [11] haben bei Kondensationsversuchen mit Quecksilber beobachtet, daß sich spontan zahlreiche, auf einer Kühlfläche aus Stahl aufsitzende Tröpfchen zu einem größeren Tropfen vereinigen, der von der Kühlfläche abspringt. Die Antwort auf die Frage, ob durch die abspringenden Tropfen der Wärmeübergang erhöht wird, hängt davon ab, ob infolge der abspringenden Tropfen mehr freie Stellen als durch ablaufende geschaffen werden. Die Anzahl der vom oberen Teil einer senkrechten Kühlfläche ab einer bestimmten Größe abrollenden Tropfen wird durch die abspringenden

Tröpfchen verringert. Die abrollenden Tropfen sammeln auf ihrem Weg Tröpfchen ein und schaffen dadurch Bahnen, die bei in vertikaler Richtung langen Kühlflächen größer sind als die Flächen, die durch abspringende Tropfen frei werden. Möglicherweise verringert sich infolgedessen der Wärmeübergang an langen vertikalen Kühlflächen durch die abspringenden Tropfen.

Quecksilber kondensiert auf Glas, auf Stahl und vielen anderen Metallen, deren Oberfläche mit einer dünnen Oxidschicht überzogen ist, in Tropfenform, wobei auf einer glatten Oberfläche der Randwinkel ϑ durch das Gleichgewicht am Tropfenrand

$$\sigma_{fl,d} \cos \vartheta = \sigma_{fl,d} - \sigma_{fl,l} \quad (28)$$

gegeben ist. Der Randwinkel von Quecksilber auf Stahl liegt zwischen 146 grd und 154 grd [32, 33] und der Randwinkel von Quecksilber auf Glas erreicht 140 grd [34].

Bei rauhen Oberflächen ist es wichtig zu unterscheiden, ob der wahre Randwinkel, der sich nach Gl. (28) auf einer glatten Oberfläche einstellt, kleiner oder größer als 90 grd ist, d. h. ob unvollständige Benetzung oder keine Benetzung auftritt. WENZEL [35] hat den Einfluß der Oberflächenrauigkeit auf den Randwinkel bei imprägnierten Geweben untersucht und gibt zwischen den beobachtbaren Randwinkel ϑ^* auf einer rauhen Oberfläche und dem Randwinkel ϑ auf einer glatten Oberfläche die Beziehung

$$\cos \vartheta^* = r \cos \vartheta \quad (29)$$

an, die über eine Gleichgewichtsbetrachtung am Tropfenrand abgeleitet wurde. Der Rauigkeitsfaktor r bedeutet dabei das Verhältnis der rauhen Oberfläche zur entsprechenden glatten Oberfläche an der Stelle des Tropfenrandes, an der der Randwinkel ϑ^* beobachtet wird. Gl. (29) ist nur gültig bei kleinem Abstand der Rauigkeitserhebungen im Vergleich zum Tropfen-

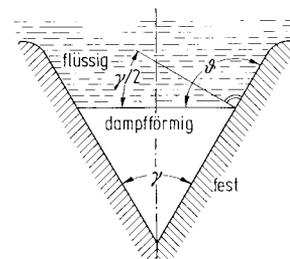


Bild 15. Ebener Miniskus in einer Pore. Sonderfall für $\gamma/2 = \vartheta - \pi/2$.

radius. Sie besagt, daß die Oberflächenrauigkeit den beobachtbaren Randwinkel ϑ^* erhöht, wenn der wahre Randwinkel ϑ größer als 90 grd ist, ihn jedoch bei Benetzung ($\vartheta < 90^\circ$) verringert. Als Sonderfall für eine nichtbenetzende Flüssigkeit ist auf Bild 15 ein

ebener Miniskus in einer Pore dargestellt, der sich unter der Bedingung $\gamma/2 = \vartheta - \pi/2$ ergibt. Für Quecksilber gegen Stahl beträgt der Öffnungswinkel für diesen Fall ungefähr 120 grad. Ist der Öffnungswinkel größer, so wird die Pore mit Flüssigkeit aufgefüllt, ist er kleiner, stellt sich in der Pore eine konvex gekrümmte Flüssigkeitsoberfläche ein. Nach Lord KELVIN [36] ist der Dampfdruck an einer konvex gekrümmten Oberfläche um

$$\Delta p = \sigma \frac{\rho'}{\rho' - \rho''} \left(\frac{1}{r_a} + \frac{1}{r_b} \right) \quad (30)$$

höher als an einer ebenen Oberfläche. Aus diesem Grund dringt für $\gamma/2 < (\vartheta - \pi/2)$ die Flüssigkeit nur mit zunehmender Unterkühlung tiefer in die Pore ein, wie es Bild 16 zeigt. Die nichtbenetzende Flüssigkeit überbrückt unter diesen Verhältnissen Vertiefungen in der Oberfläche, die beim Fehlen von Inertgasen mit dem Dampf der Flüssigkeit gefüllt sind. Der Grenzfalle $\vartheta^* \rightarrow 180^\circ$ entspräche einem Aufsitzen der Tropfen auf den Spitzen der Rauigkeiten.

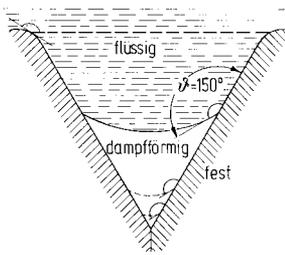


Bild 16. Eindringtiefe bei zunehmender Unterkühlung.

Der Einfluß der Rauigkeit einer senkrechten Kühlfläche auf die Tropfengröße bei Nichtbenetzung zeigt sich deutlich im Bild 3. Auf dem polierten Fleck rechts oben in diesem Bild erreichen die Tropfen Durchmesser bis zu 1 mm bevor sie abrollen, während die Tropfen auf der übrigen rauhen Oberfläche nur bis zu Durchmesser von etwa 0,1 mm anwachsen und dann abrieseln. Dieses Verhalten der Tröpfchen auf einer rauhen Oberfläche kann erklärt werden durch eine Verringerung der Berührfläche zwischen der Flüssigkeit und dem Festkörper entsprechend der Zunahme des Randwinkels mit der Rauigkeit. Damit ist eine Verminderung der Ablösearbeit zwischen den Tropfen und der Kühlfläche verbunden, weshalb die Tropfen an einer senkrechten Kühlfläche bei kleinerem Durchmesser von einer rauhen Oberfläche abrollen als von einer glatten.

Der Einfluß der Oberflächenrauigkeit auf den Wärmeübergang bei Nichtbenetzung konnte von dem Einfluß der Inertgase nicht getrennt werden. Jedoch ist anzunehmen, daß mit wachsender Rauigkeit und damit abnehmender Berührfläche zwischen den Tropfen und der Kühlfläche der Wärmeübergang vermindert wird.

Literatur

- MISRA, B., u. C. F. BONILLA: Heat Transfer in the Condensation of Metal Vapors. Mercury and Sodium up to Atmospheric Pressure. Chem. Eng. Symp. Series No. 18, Bd. 52 (1956), S. 7/21.
- GEL'MAN, L. I.: Experimental Investigation of Heat Transfer in the Condensation of Mercury Vapour. Veröffentl. in dem Symposium: Problems of Heat Transfer and Hydraulics of Two-Phase Media, Oxford 1969, S. 184/207.
- SUKHATME, S. P., u. W. M. ROHSENOW: Heat Transfer during Film Condensation of a Liquid Metal Vapor. Depart. of Mech. Eng., Mass. Inst. of Techn., Report No. 9167-27.
- IVANOVSKII, M. N., V. I. SUBBOTIN u. V. YU. MILOVANOV: Teploenergetica 14 (1967) S. 81/86.
- IVANOVSKII, M. N., V. YU. MILOVANOV u. V. I. SUBBOTIN: Mechanism for the Drop Condensation of Metal Vapor. High Temperature 5, New York 1967, S. 560/652.
- HERTZ, H.: Über die Verdunstung der Flüssigkeiten, insbesondere des Quecksilbers, im luftleeren Raum. Ann. Phys. Chem. N. F., Bd. 17, S. 177/193, Leipzig 1882.
- KNUDSEN, M.: Die maximale Verdampfungsgeschwindigkeit des Quecksilbers. Ann. Phys. 47, S. 697/708, Leipzig 1915.
- GRIGULL, U., u. H. TRATZ: Hydrodynamisches Verhalten von Quecksilber bei laminarer und turbulenter Rohrströmung. Chemie-Ing.-Techn. 37 (1965) S. 1102/1106.
- LE FEVRE, E. I., u. J. W. ROSE: An Experimental Study of Heat Transfer by Dropwise Condensation. Int. J. Heat and Mass Transfer 8 (1965) S. 1117/1133.
- BAKULIN, N. V., M. N. IVANOVSKII, V. P. SOROKIN u. V. I. SUBBOTIN: Intensity of Heat Transfer in the Film Condensation of Pure Sodium Vapor. High Temperature 5, S. 829/832, New York 1967.
- KOLLERA, M., u. U. GRIGULL: Über das Abspringen von Tropfen bei der Kondensation von Quecksilber. Wärme- und Stoffübertragung, Bd. 2 (1969) S. 31/35.
- NUSSELT, W.: Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes. Z. VDI, Bd. 60 (1916) S. 541/546 und S. 569/575.
- SCHMIDT, E., W. SCHURIG u. W. SELLSCHOPP: Versuche über die Kondensation von Wasserdampf in Film- und Tropfenform. Techn. Mech. Thermodyn. 1 (1930) S. 53/63.
- GRIGULL, U., H. GRÖBER u. S. ERK: Die Grundgesetze der Wärmeübertragung, 3. Aufl., S. 284, Berlin 1963.
- GMEILINS Handbuch der anorganischen Chemie, 8. Auflage, Quecksilber, Lieferung 1, System-Nr. 34, Weinheim 1960.
- GRIGULL, U.: Technische Thermodynamik. S. 88ff., Berlin 1966.
- KOLLERA, M.: Untersuchung der Kondensation von Quecksilberdampf, Dissertation, T. H. München, 1970.
- ECKERT, E., u. W. WEISE: Die Temperatur unbeheizter Körper in einem Gasstrom hoher Geschwindigkeit. Forsch. Ing.-Wes. 12 (1941) S. 40/50.
- POHLHAUSEN, E.: Der Wärmeaustausch zwischen festen Körpern und Flüssigkeiten mit kleiner Reibung und kleiner Wärmeleitung. Z. angew. Math. Mech. 1 (1921) S. 115/121.
- FRANZ, A.: Meßtechnische Fragen bei Laderuntersuchungen. Jb. dtsh. L. F. (1938), Teil II, S. 215/218.
- STEFAN, J.: Versuche über die Verdampfung. Sitzungsber. Akad. Wiss. Wien 2, 68 (1873) S. 385/423.
- CHAPMAN, S., u. T. G. COWLING: The Mathematical Theory of Non Uniform Gases. 2. Aufl. S. 245, Cambridge 1953.
- KROGER, D. G., u. W. M. ROHSENOW: Condensation Heat Transfer in the Presence of a Non-Condensable Gas. Int. J. Heat and Mass Transfer 11 (1968) S. 15/26.
- SCHRAGE, R. W.: A theoretical Study of Interphase Mass Transfer, New York 1953.
- BRIDGMAN, P. W.: Am. Acad. Bd. 46 (1910/1911), S. 324/341.
- GRIGULL, U., u. H. TRATZ: Wärmeübergang an Quecksilber bei laminarer und turbulenter Rohrströmung. Wärme- und Stoffübertragung 1 (1968) S. 61/71.

27. EUCKEN, A.: Energie- und Stoffaustausch an Grenzflächen. Naturwiss. 25 (1937) S. 209/218.
28. FATICA, N., u. D. L. KATZ: Dropwise Condensation. Chem. Engng. Progr. 45 (1949) S. 661/674.
29. MCCORMICK, I. L., u. E. BAER: On the Mechanism of Dropwise Condensation. J. Colloid Sci. 18 (1963) S. 208.
30. UMUR, A., u. P. GRIFFITH: Mechanism of Dropwise Condensation. Trans. ASME, Ser. C 87 (1965) S. 275/282.
31. WENZEL, H.: Neue Wärmeübergangsmessungen bei Tropfenkondensation im Vergleich mit der Theorie. Brennstoff-Wärme-Kraft 18 (1966) S. 440/445.
32. LOMANN, R., u. N. P. ZWIKKER: Physica, Bd. 1 (1933/34) S. 1181/1201.
33. OWEN, F. A., u. A. F. DUFTON: Proc. Phys. Soc. 38 (1925/26) S. 204/206.
34. WOLF, K. L.: Physik und Chemie der Grenzflächen. Bd. 1, S. 220, Berlin 1957.
35. WENZEL, R. N.: Resistance of Solid Surfaces to Wetting by Water. Ind. Engng. Chem. 28 (1936) S. 988/994.
36. THOMSON, W.: On the Equilibrium of Vapor at a Curved Surface of Liquid. Phil. Mag. J. Sci. 42 (1871) S. 448/452.

Dr.-Ing. M. KOLLERA
Institut A für Thermodynamik
Technische Universität München
jetzt:
Fachhochschule München
Fachbereich Maschinenbau I

Prof. Dr.-Ing. U. GRIGULL
Institut A für Thermodynamik
Technische Universität München

Eingegangen am 20. April 1970