

# WÄRMETRANSPORT DURCH NATÜRLICHE KONVEKTION IN STOFFEN BEI KRITISCHEM ZUSTAND

E. SCHMIDT

Technische Hochschule München, Germany

(Received 9 January 1960)

**Zusammenfassung**—Durch Versuche mit Ammoniak und mit Kohlensäure in senkrechten, unten beheizten und oben gekühlten Rohren wird gezeigt, dass bei Annäherung des Rohrinhaltes an seinen kritischen Zustand (132,4°C und 115,2 at. für NH<sub>3</sub> und 31°C und 75,2 at. für CO<sub>2</sub>) ausserordentlich hohe Wärmetransportleistungen durch natürliche Konvektion, d.h. allein durch die Wirkung von Auftriebskräften erzielt werden. Im mittleren Stück eines solchen mit der Flüssigkeit im kritischen Zustand gefüllten Rohres führt die Flüssigkeit die Wärme ebenso gut fort, wie wenn man an ihre Stelle einen festen Körper setzen würde mit dem mehr als 4000-fachen Wärmeleitvermögen des Kupfers. Diese Erscheinung ist zu erklären durch das starke Anwachsen der spezifische Wärme und des thermischen Ausdehnungskoeffizienten im kritischen Zustandsgebiet bis zum Wert unendlich im kritischen Punkt selbst. Nach Überschreiten der kritischen Temperatur fällt die Wärmetransportleistung des Mediums sehr schnell wieder ab.

**Abstract**—Experiments with ammonia and with carbon dioxide in vertical tubes heated at the lower and cooled at the upper end, show that near the critical point of the fluid (132.4°C and 115.2 at.\* for NH<sub>3</sub> and 31°C and 75.2 at. for CO<sub>2</sub>) extremely high heat transportation is achieved by natural convection, i.e. only by the effect of gravitational buoyancy. In the mean part of such a tube filled with a liquid at its critical state the transportation of heat nears that of a solid rod of the same outer diameter as the liquid and having a heat conductivity up to 4,000-fold that of solid copper. This phenomenon is due to the increase of the specific heat and of the coefficient of thermal expansion near the critical state up to infinity at this very point.

At temperatures above the critical value the heat transportation rapidly falls down again.

**Résumé**—Des expériences, effectuées avec de l'ammoniac et du gaz carbonique dans des tubes verticaux chauffés dans le bas et refroidis dans le haut, ont montré qu'au voisinage du point critique du fluide (132,4°C et 115,2 atmosphères pour NH<sub>3</sub> et 31°C et 75 atmosphères pour CO<sub>2</sub>) une transmission de chaleur très élevée se produit par convection naturelle, par le seul effet de la force ascensionnelle de gravitation. Dans la plus grande partie d'un tel tube, rempli d'un liquide à l'état critique, la transmission de chaleur est voisine de celle d'une barre solide de même diamètre que le tube et qui posséderait une conductivité 4000 fois plus grande que celle du cuivre. Ce phénomène est dû à l'augmentation de la chaleur spécifique et du coefficient de dilatation, jusqu'à des valeurs infinies au voisinage du point critique.

A des températures inférieures aux valeurs critiques, la transmission de chaleur s'abaisse très rapidement.

**Abstract**—Эксперименты с аммиаком и двуокисью углерода в вертикальных трубах, нагреваемых внизу и охлаждаемых сверху, показывают, что вблизи критической точки газа (132,4° С и 115,2атм для NH<sub>3</sub>, и 31° С и 75,2атм для CO<sub>2</sub>) перенос тепла путём естественной конвекции становится чрезвычайно большим. В средней части такой трубы с жидкостью, находящейся в критическом состоянии, перенос тепла близок к теплопереносу в случае твёрдого стержня, наружный диаметр которого равен диаметру трубы, а теплопроводность достигает 4000-кратной теплопроводности твёрдой меди. Этот эффект обязан возрастанию вблизи критического состояния удельной теплоёмкости и коэффициента теплового расширения, достигающих в самой критической точке бесконечности.

При температурах выше критической перенос тепла снова быстро уменьшается.

\* Als Druckeinheit ist die technische Atmosphäre (at.) benutzt. Für die Umrechnung auf andere Einheiten gilt:  
1 at. = 0,980665 bar = 14,2234 Lb/in<sup>2</sup>

## 1. EINLEITUNG

UM AUS einem gegebenen Raum möglichst grosse Wärmemengen herauszuholen, verwendet man in der Regel verdampfende Flüssigkeiten, die bei konstanter Temperatur den hohen Betrag der Verdampfungswärme aufnehmen. Dabei tritt eine starke Volumenzunahme auf und es entsteht ein brodelndes inhomogenes Gemisch von Flüssigkeit und Dampf, aus dem der als Transportmittel von Wärme dienende Dampf erst abgetrennt werden muss, bevor man ihn fortleiten kann. Die wichtigste Einrichtung dieser Art ist der Dampfkessel von Kraftwerken, der in den letzten Jahrzehnten für immer höhere Drücke und Temperaturen bis über den kritischen Druck des Wassers entwickelt wurde.

Im kritischen Zustand haben Dampf und Flüssigkeit gleiche Dichte, es verschwindet die un stetige Volumenzunahme und aus dem un bequem zu handhabenden Zwischenphasengemisch wird wieder eine homogene Flüssigkeit.

Bei Annäherung an den kritischen Zustand geht aber die Verdampfungswärme gegen Null. Trotzdem bleibt die Flüssigkeit ein Wärmetransportmittel von bemerkenswerten Eigenschaften, denn am kritischen Punkt wird die spezifische Wärme unendlich und in seiner Nähe hat sie Werte, die um ein Vielfaches grösser sind als die der Flüssigkeit bei niederen Drücken. Die als Verdampfungswärme auf eine bestimmte Temperatur konzentrierte Wärmekapazität wird in der Nähe der kritischen Temperatur sozusagen auf einen endlichen Temperaturbereich ausgedehnt. Entsprechend der Temperaturzunahme nimmt auch die Zähigkeit der Flüssigkeit stark ab und erreicht bei der kritischen Temperatur den kleinsten für eine Flüssigkeit möglichen Wert, was sich in einer Verminderung der Strömungswiderstände beim Fortleiten der Flüssigkeit auswirkt.

Ein weiteres für den Wärmetransport wichtiges Phänomen ist das Unendlichwerden des thermischen Ausdehnungskoeffizienten bei konstantem Druck am kritischen Punkt und das Auftreten sehr grosser Werte dieser Grösse in seiner Nähe.

Der sehr grosse Ausdehnungskoeffizient zusammen mit der kleinen Zähigkeit und dem hohen Wert der spezifischen Wärme begünstigen

in besonderen Maße den Wärmetransport durch natürliche Konvektion, dessen treibende Kraft der Auftrieb der wärmeren und dadurch spezifisch leichter gewordenen Flüssigkeitsteile im Schwerfeld ist.

Die ersten Versuche, welche diese hohen Wärmetransportleistungen von Flüssigkeiten im kritischen Zustand zeigten, wurden vom Verfasser und seinen Mitarbeitern [1] im Jahre 1939 veröffentlicht. Dabei wurde von zwei senkrechten Rohren, die unten und oben durch halbkreisförmige Rohrbogen zu einem geschlossenen mit Flüssigkeit gefüllten Kanal verbunden waren, das eine geheizt, das andere gekühlt, sodass der Auftrieb der wärmeren Flüssigkeit im Schwerfeld eine Umlaufströmung hervorrief.

Noch um ein hohes Vielfaches grösser kann der Auftrieb unter dem Einfluss von Fliehkraftfeldern werden, wie sie in rotierenden Maschinen vorkommen mit bis zu mehr als dem 30 000-fachen der Schwerebeschleunigung.

Im folgenden werden Versuchsergebnisse mitgeteilt über den Wärmetransport durch natürliche Konvektion in vertikal stehenden unten beheizten und oben gekühlten Rohren, die mit einem flüssigen Medium in der Nähe seines kritischen Zustandes gefüllt sind.

## 2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Der Wärmeübergangskoeffizient bei natürlicher Konvektion hängt, wie die Ähnlichkeitstheorie der Wärmeübertragung lehrt, wesentlich ab von der dimensionslosen Grashof-Zahl:

$$Gr = \frac{d^3 g \beta \theta}{\nu^2} \quad (1)$$

wobei

- $d$  eine kennzeichnende Längenabmessung (m);
- $g$  die Beschleunigung des Schwere- oder Fliehkraftfeldes ( $m/sec^2$ );
- $\beta$  der thermische Ausdehnungskoeffizient ( $1/grad$ );
- $\theta$  eine kennzeichnende Temperaturdifferenz ( $grad$ );
- $\nu = \eta/\rho$  die kinematische Viskosität ( $m^2/sec$ );
- $\eta$  die dynamische Viskosität ( $kg/m sec$ );
- $\rho$  die Dichte der Flüssigkeit ( $kg/m^3$ ) ist.

Ausserdem spielt noch die dimensionlose Prandtl-Zahl:

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\eta c_p}{\lambda} \quad (2)$$

eine Rolle, die eine Stoffeigenschaft ist, wobei

- $a = \lambda/c_p\rho$  die Temperaturleitfähigkeit ( $\text{m}^2/\text{h}$ );
- $\lambda$  das Wärmeleitvermögen ( $\text{kcal}/\text{m h grad}$ );
- $c_p$  die spezifische Wärme bei konstantem Druck bedeutet.

Benutzt man als dimensionslosen Wärmeübergangskoeffizienten die Nusselt-Zahl:

$$Nu = \frac{ad}{\lambda} \quad (3)$$

wobei  $a$  der Wärmeübergangskoeffizient ( $\text{kcal}/\text{m h grad}$ ) ist, so gilt für eine bestimmte Körperform mit der kennzeichnenden Längenabmessung  $d$  die Beziehung:

$$Nu = f(Gr, Pr) \quad (4)$$

in der die Funktion  $f$  in der Regel durch Versuche ermittelt werden muss. Die Prandtl-Zahl  $Pr = \nu/a = \eta c_p/\lambda$  kann in der Nähe des kritischen Zustandes sehr grosse Werte annehmen, da  $c_p$  im kritischen Punkt unendlich gross ist. Auch kann sich die Grashof-Zahl sehr stark ändern, da die kennzeichnende Längenabmessung  $d$  mit der dritten Potenz eingeht, der Ausdehnungskoeffizient in der Nähe des kritischen Zustandes sehr grosse Werte annimmt und in Fliehkraftfeldern sehr hohe Vielfache der Schwerebeschleunigung vorkommen können.

Als kennzeichnende Längenabmessung wollen wir bei Rohren den lichten Durchmesser wählen, dann geht für Rohre verschiedener Länge  $l$  als weitere Veränderliche noch das Verhältnis  $l/d$  in Gleichung (4) ein und sie ist:

$$Nu = f(Gr, Pr, l/d) \quad (4a)$$

als Funktion dreier Veränderlicher zu schreiben. Für  $l \gg d$  wird die Abhängigkeit von  $l/d$  vermutlich verschwinden.

In dem mit Flüssigkeit gefüllten senkrecht stehendem Rohr vollzieht sich der Wärmetransport in der Weise, dass am unteren Ende erwärmte Flüssigkeitsteile sich nach oben

bewegen und dafür andere am oberen Ende gekühlte Teile herabsinken, wobei die Bewegung je nach der Grösse der Grashof-Zahl laminar oder turbulent sein wird. Da die hin und her bewegten Mengenströme und ihre Temperaturverhältnisse nicht direkt gemessen werden können und da die Gleichungen (4) und (4a) sich auf die Stellen beziehen, wo die Wärme an einer festen Oberfläche mit dem flüssigen Medium ausgetauscht wird, wollen wir im folgenden nur den Wärmetransport durch Leitung und Konvektion in dem mittleren, weder beheizten noch gekühlten Rohrstück untersuchen. Diese Wärmetransportleistung sei durch eine gleichwertige, den konvektiven Wärmetransport mit umfassende Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_k$  ausgedrückt, d.h.  $\lambda_k$  ist die Wärmeleitfähigkeit, die ein fester, den Raum des flüssigen Mediums einnehmender Körper haben müsste, um bei demselben Temperaturgefälle ebensoviele Wärme durch Leitung zu befördern als das flüssige Medium durch Leitung und durch Konvektion transportiert. Die gleichwertige Wärmeleitfähigkeit kann man dimensionlos machen, indem man sie durch die Wärmeleitfähigkeit der ruhenden Flüssigkeit dividiert. Da das auf sehr grosse Zahlen führt, ist es anschaulicher, die gleichwertige Wärmeleitfähigkeit als Vielfaches der Wärmeleitfähigkeit des Kupfers anzugeben, die als konstanter Wert von

$$\lambda_{Cu} = 300 \text{ kcal}/\text{m h grad} = 1256,04 \text{ kJ}/\text{m h grad} \\ = 348,91 \text{ W}/\text{m grad}$$

angenommen sei.

Diese dimensionslose Grösse  $\Lambda = \lambda_k/\lambda_{Cu}$  lässt sich in Analogie zu Gleichung (4a) durch eine Funktion  $\phi$  von der Form

$$\Lambda = \lambda_k/\lambda_{Cu} = \phi(Gr, Pr, l/d) \quad (5)$$

darstellen.

### 3. VERSUCHE MIT AMMONIAK

Zur Untersuchung des konvektiven Wärmetransportes durch natürliche Konvektion in der Nähe des kritischen Zustandes wurde zusammen mit F. MAYINGER eine erste Versuchsreihe mit Ammoniak als flüssiges Medium in einem Stahlrohr von 40 mm innerem Durchmesser, 56 mm äusserem Durchmesser und 445 mm Länge des

inneren Hohlraumes also mit  $l/d = 11,1$  ausgeführt. Am linken Rande von Abb. 1 ist dieses Rohr maßstäblich dargestellt. Um das untere Ende des Rohres ist eine elektrische Widerstandsheizung in Form eines Chromnickelbandes gewickelt und ein zweites Heizelement ähnlicher Art ist in den Hohlraum des Rohres hineingebaut. Am oberen Ende ist das Rohr an einen massiven Stahlzylinder angeschweisst, der durch Wasser gekühlt wird. Dazu wird auf das konisch zugespitzte Oberteil des Stahlzylinders, wie in der Abbildung angedeutet, ein Wasserstrahl gespritzt, wobei Wärmeübergangszahlen von mehr als  $50\,000 \text{ kcal/m}^2 \text{ h grad}$  erreicht werden.

Der Hohlraum des Rohres ist mit Ammoniak in solcher Menge gefüllt, dass es bei der kritischen Temperatur von  $132,4^\circ\text{C}$  den Hohlraum möglichst ganz ausfüllt, wobei der kritische Druck von  $115,2 \text{ at.}$  entsteht. Bei normaler Zimmertemperatur von  $20^\circ\text{C}$  wird dann nur das untere Drittel des Hohlraumes von Flüssigkeit eingenommen, die oberen zwei Drittel enthalten gesättigten Dampf. Bei unterkritischen Temperaturen verdampft die Flüssigkeit, der Dampf kondensiert am oberen Teil der Rohrwand und fließt zur Flüssigkeit zurück.

Der Wärmefluss, den das Rohr und seine Füllung von unten nach oben befördert, wird aus der sekundlichen Kühlwassermenge und deren Temperaturzunahme ermittelt. Eine zweite Möglichkeit bietet die Messung der elektrischen Heizleistung, wobei sich wegen der Wärmeverluste von Rohr und Heizkörper etwas grössere Werte ergeben. Diese Wärmeverluste betragen  $3\text{--}8\%$  der elektrischen Heizleistung, sie schwanken, weil der Wärmeschutz öfters abgenommen und erneuert wurde und deshalb in seiner Wirkung nicht immer gleich war.

Um die Temperaturverteilung längs des Rohres zu messen, sind Thermolemente aus Manganin- und Konstantandraht an den in Abb. 1 angegebenen vier Stellen auf die Rohrlänge verteilt. Dabei sind an jeder Stelle zwei Thermolemente auf dem Rohr einander gegenüberliegend angeordnet, deren Ablesungen gemittelt wurden. Die so gemessenen Temperaturen sind für verschiedene Mitteltemperaturen von etwa  $68, 92, 101, 122^\circ\text{C}$  und schliesslich für die kritische Temperatur von  $132,4^\circ\text{C}$  nach rechts aufgetragen und durch Kurven verbunden, welche die

Temperaturverteilung längs des Rohres darstellen. In dem mittleren für die Auswertung benutzten Rohrstück  $AB$  von  $25 \text{ cm}$  Länge sind die Temperaturgradienten so klein, dass sie in der Zeichnung nicht erkennbar sind und aus den Messwerten unmittelbar entnommen werden müssen. Bei den kleinen Wärmeverlusten und der grossen Wärmeübergangszahl zwischen Flüssigkeit und innerer Rohrwand ist die Temperatur des Rohres zugleich die mittlere Temperatur der Flüssigkeit in dem entsprechenden Rohrquerschnitt.

Dicht vor dem oberen Rohrende biegen, wie die Abbildung zeigt, die Temperaturkurven um, weil die freie Konvektion gegen die Stirnwand des Hohlraumes hin auf Null zurückgeht und deshalb die Wärmeleitfähigkeit der Rohrwand nicht mehr klein gegen die wirksame Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit ist. Die Rohrwand übernimmt dann einen merklichen Teil des Wärmestromes, was in ihr ein Temperaturgefälle hervorruft.

Aus dem Wärmestrom, dem mittleren Temperaturgradienten längs der Rohrstrecke  $AB$  und dem inneren Querschnitt des Rohres erhalten wir die wirksame, den Wärmetransport durch natürliche Konvektion einschliessende Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_k$  des Rohrinhaltes. Die aus den Kurven der Abb. 1 und aus weiteren Versuchen mit anderen Mitteltemperaturen erhaltenen Werte von  $\lambda_k$  sind in Abb. 2 als ausgefüllte Kreise eingetragen und durch die ausgezogene Kurve  $\lambda_{k1}$  verbunden. Die zugehörige Wärmestromdichte in Watt je  $\text{cm}^2$  der Rohrfüllung ist durch die ausgezogene Kurve  $q_1$  angegeben. Die mit  $\lambda_{k2}$  bezeichnete gestrichelte Kurve gilt für einen Versuch gleicher Art aber bei doppelt so grosser Heizleistung, die durch die gestrichelte Gerade  $q_2$  dargestellt ist. In beiden Fällen wächst die Wärmestromdichte mit steigender Temperatur, da bei ungefähr konstant bleibender Temperatur des Kühlmittels, höhere Mitteltemperatur des Rohrinhaltes nur durch Vergrössern der Heizleistung zu erreichen ist. Die nicht unerhebliche Streuung der Versuchswerte ist auf die geringe Grösse von weniger als  $1^\circ\text{C}$  des Unterschiedes der Temperaturen der Punkte  $A$  und  $B$  zurückzuführen.

Am Randmaßstab links erkennt man bei unterkritischen Temperaturen von  $80$  bis  $120^\circ\text{C}$ ,

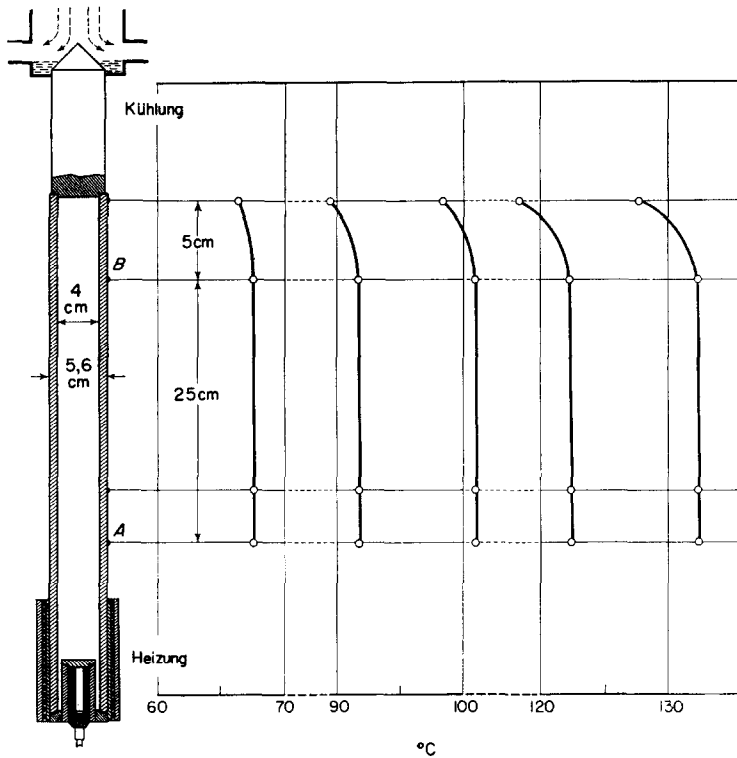


ABB. 1. Temperaturverteilung längs eines senkrechten unten geheizten und oben gekühlten Rohres von 4 cm lichter Weite, das mit Ammoniak von dem kritischen Zustand entsprechender Menge gefüllt ist, bei verschiedenen mittleren Temperaturen des Inhalts.

das durch Verdampfen und Wiederkondensieren und damit verbundenes Hochwerfen der nur den unteren Teil des Hohlraumes einnehmenden Flüssigkeit sehr hohe wirksame Wärmeleitfähigkeiten des Mediums von etwa  $7 \cdot 10^4$  kcal/m hr grd auftreten; das ist, wie die zweite Ordinatenkala zeigt, mehr als das 200-fache des Wärmeleitvermögens von Kupfer. Mit der Annäherung der mittleren Temperatur der Flüssigkeit an den kritischen Zustand wächst die wirksame Wärmeleitfähigkeit in einer steilen Spitze auf mehr als das 800-fache der Wärmeleitfähigkeit von Kupfer. Die zweite mit  $\lambda_{k,2}$  bezeichnete Kurve ist durch die als leere Kreise eingetragenen Messpunkte einer Versuchsreihe mit etwa doppelt so grosser Wärmestromdichte  $q_2$  gelegt. Abgesehen von den etwa um den Faktor 1,4 bis 1,8 grösseren Werten im Zweiphasenbereich bei unterkritischer Temperatur

zeigen beide Kurven denselben Verlauf mit der gleichen steilen Spitze bei der kritischen Temperatur des Ammoniaks. Bei überkritischen Temperaturen sinkt das Wärmeleitvermögen steil ab auf erheblich kleinere Werte als im Zweiphasenbereich, weil hier kein Verdampfen mehr stattfinden kann.

Um den Einfluss einer Änderung des Rohrdurchmessers zu untersuchen, wurde eine zweite Apparatur gebaut mit einem Rohr von 2 cm lichter Weite und 3,8 cm äusserem Durchmesser, bei 34 cm Länge des Hohlraumes. Am linken Rande von Abb. 3 ist dieses Rohr maßstabgerecht dargestellt und ebenso wie in Abb. 1 sind in Abb. 3 die Kurven des Temperaturverlaufes längs des Rohres für Mitteltemperaturen der Meßstrecke von etwa 69, 101 und 132°C wiedergegeben. Ausserdem ist noch eine Kurve des überkritischen Gebietes von

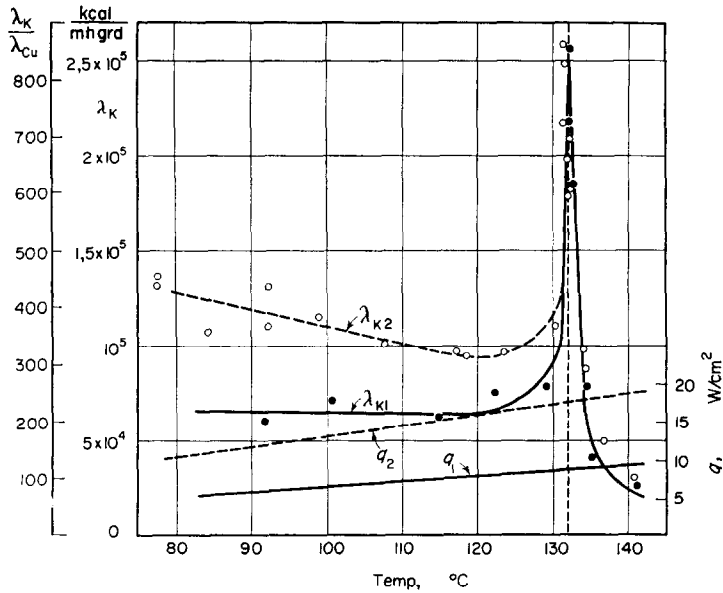


ABB. 2. Wirksame Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_k$  eines mit Ammoniak von kritischer Menge gefüllten Rohres von 4 cm lichter Weite in Abhängigkeit von der mittleren Rohrtemperatur.

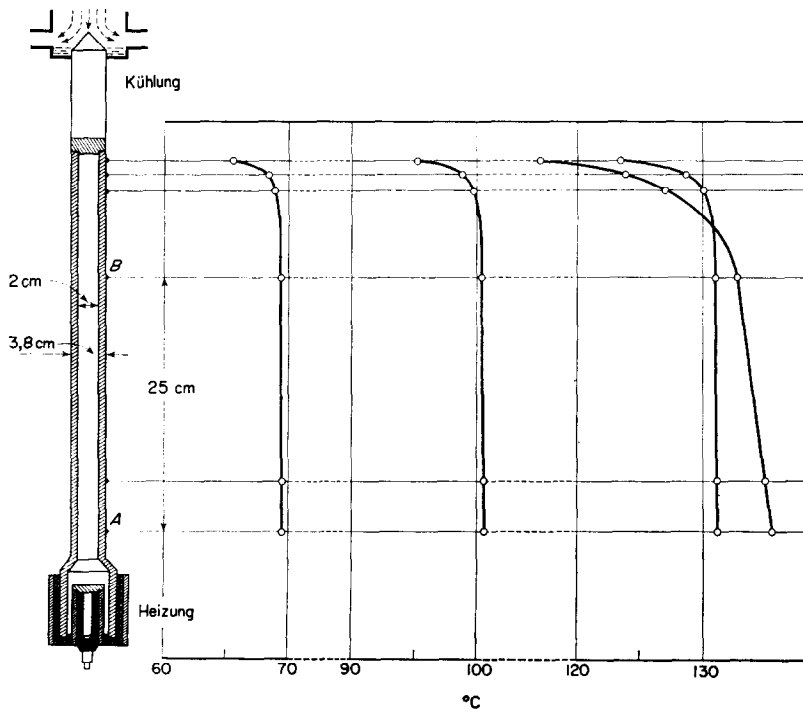


ABB. 3. Temperaturverteilung längs eines mit Ammoniak von kritischer Menge gefüllten Rohres von 2 cm lichter Weite.

erheblich geringerer Steigung eingetragen, bei der die Temperatur im Messbereich von 133 auf 136°C ansteigt.

Das Ergebnis der Auswertung dieser Kurven und weiterer Messreihen sind in Abb. 4 wiedergegeben. Der Verlauf von  $\lambda_k$  ist ähnlich dem Verlauf der  $\lambda_{k2}$ -Kurve in Abb. 2, nur sind die

gewünschten Zustand in grosser Nähe des kritischen Punktes wegen der experimentellen Schwierigkeiten nur mit beschränkter Genauigkeit einstellen. Die relativ hohen Wärmetransportleistungen schon bei unterkritischen Temperaturen sind darauf zurückzuführen, dass der Inhalt des Rohres sich in zwei Phasen trennt,

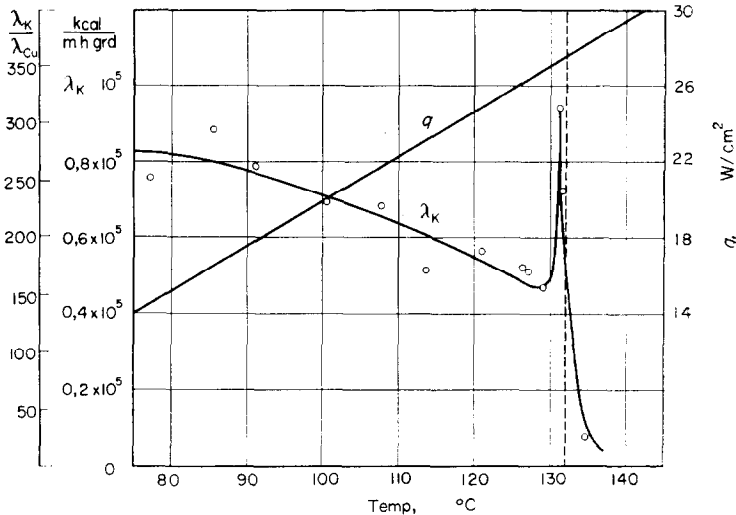


ABB. 4. Wirksame Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_k$  des Inhaltes eines mit Ammoniak von kritischer Menge gefüllten Rohres von 2 cm lichter Weite in Abhängigkeit von der mittleren Rohrtemperatur.

Werte von  $\lambda_k$  etwa 40% niedriger, obwohl die Wärmestromdichte, wie die mit  $q$  bezeichnete Kurve zeigt, um rund 50% grösser ist. Das spitze Maximum ist weniger hoch als bei dem Rohr von 40 mm lichter Weite und tritt schon etwas unterhalb der kritischen Temperatur ein. Diese Unterschiede sind vermutlich dadurch verursacht, dass sich in dem Rohr um 0,2 g mehr Ammoniak befand als die dem Rohrvolumen entsprechende kritische Menge von 46,0 g, was nach Abschluss der Versuche festgestellt wurde.

In jedem Falle ist die Grashof-Zahl unter sonst gleichen Verhältnissen bei dem 2 cm Rohr um den Faktor  $2^3 = 8$  kleiner als bei dem Rohr von 4 cm lichter Weite. Leider lässt sich der Zahlenwert von  $Gr$  nicht genau angeben, da der Ausdehnungskoeffizient in der Nähe des kritischen Punktes sehr grosse Werte erreicht bis zum Wert unendlich, und es an genügend genauen Versuchswerten in diesem Zustandsgebiet fehlt. Ausserdem kann man einen

wovon die Flüssigkeit unten verdampft und der Dampf oben kondensiert. Dazu kommt, dass der aufsteigende Dampf Flüssigkeit mitreisst, die abgekühlt zurückfliesst, wodurch zusätzliche Wärme befördert wird.

#### 4. VERSUCHE MIT KOHLENSÄURE

Um zu zeigen, dass die bei Ammoniak in der Nähe seines kritischen Zustandes beobachteten Erscheinungen nicht etwa individuelle Eigenschaften dieses Stoffes sind, wurden zusammen mit E. HAHNE auch Versuche mit Kohlensäure durchgeführt, deren kritischer Zustand bei 31°C und 75,2 at. liegt. Dafür bauten wir die in Abb. 5 dargestellte Apparatur, bestehend aus einem Rohr  $a$  von 40 mm lichter Weite bei 60 mm Aussendurchmesser und 2 m Länge. Von dem Rohr sind die unteren 200 mm mit einer elektrischen Heizwicklung  $b$  versehen, am oberen Ende wird das Rohr von einem ebenfalls 200 mm hohen Kühlmantel  $c$  umgeben.

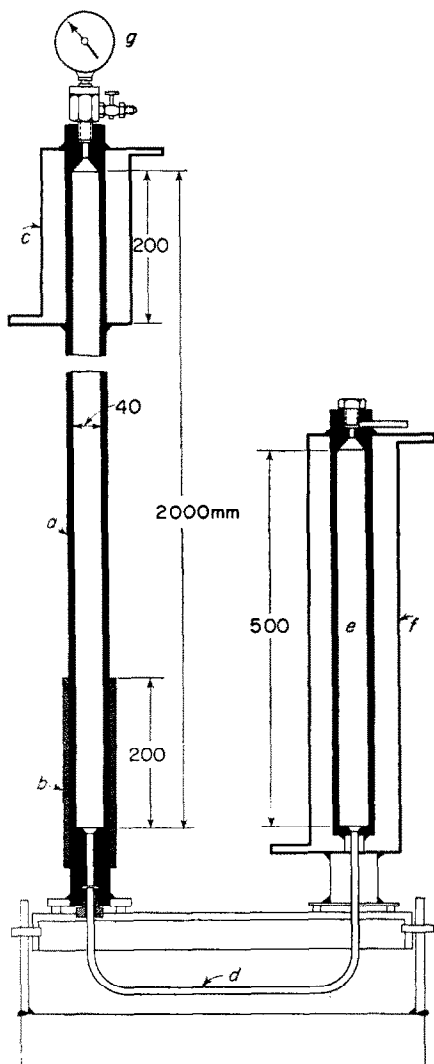


ABB. 5. Versuchsanordnung zur Messung des Wärmetransportes durch Kohlensäure nahe ihrem kritischen Zustand im senkrechten Rohr: *a* Versuchsrohr mit Kohlensäurefüllung; *b* elektrische Heizwicklung; *c* Wasserkühlung; *d* Verbindungsrohr; *e* Ausgleichsbehälter mit Kohlensäurefüllung; *f* Wassermantel mit regelbarer Temperatur; *g* Manometer.

Um bei unterkritischen Temperaturen die Entstehung zweier Phasen zu vermeiden, ist das Versuchsrohr durch das dünne Verbindungsrohr *d* mit einem ebenfalls mit flüssiger Kohlensäure gefüllten Ausgleichsbehälter *e* verbunden, der mit Hilfe des Wassermantels *f* beliebiger durch

einen Thermostaten geregelter Temperatur gehalten werden kann. Durch entsprechendes Einregeln des Thermostaten kann man Kohlensäure aus dem Ausgleichsbehälter in das Versuchsrohr drücken, so dass dieses auch bei unterkritischen Temperaturen stets ganz mit Flüssigkeit gefüllt bleibt und die Trennung in eine flüssige und eine dampfförmige Phase mit dem Wärmetransport durch Verdampfen und Kondensieren vermieden wird.

Das Rohr ist, wie Abb. 6 zeigt, mit Thermoelementen versehen, die den Temperaturverlauf längs des Rohres zu messen erlauben. Dabei waren an jedem Messquerschnitt vier Thermoelemente auf den Rohrumfang verteilt angebracht, deren Angaben gemittelt wurden. Als Meßstrecke wird das mittlere Stück *AB* des Rohres von 750 mm Länge betrachtet. Die gemessenen Temperaturen sind als Abszisse aufgetragen und liefern die Kurven des Temperaturverlaufs längs des Rohres, die als geknickte Linienzüge eingetragen und mit den Buchstaben *a* bis *g* bezeichnet sind. Bei der Ablesung der Temperaturen ist zu beachten, dass der Bereich von 29,5 bis 31,5°C in fünfmal grösserem Maßstab aufgetragen ist als die Temperaturen unterhalb 29,5°C und oberhalb 31,5°C. Die Zahlen am unteren Ende jedes Linienzuges geben die Wärmeleistung des jeweiligen Versuches in Watt, ermittelt aus dem vom Kühlwasser abgeführten Wärmestrom. Die Wärmeleistung der Kurven ist von der gleichen Grössenordnung, nur die Kurve *g* wurde bei einer um den Faktor 4 kleineren Leistung aufgenommen.

Ermittelt man in gleicher Weise wie bei den Versuchen mit Ammoniak die wirksame Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_k$  der Flüssigkeit und trägt sie über der mittleren Temperatur der Versuchsstrecke auf, so erhält man die Kurve der Abb. 7. Dabei sind die Punkte *a*–*g* aus der mittleren Neigung im Messbereich *AB* der mit denselben Buchstaben bezeichneten Kurven der Abb. 6 bestimmt.

Anders als bei den Kurven der Abbildungen 2–4 steigt hier die Wärmeleitfähigkeit im unterkritischen Bereich mit der Temperatur monoton an, weil keine 2 Phasen vorhanden sind und ein Wärmetransport durch Verdampfen und Kondensieren nicht stattfindet. Der steile Anstieg



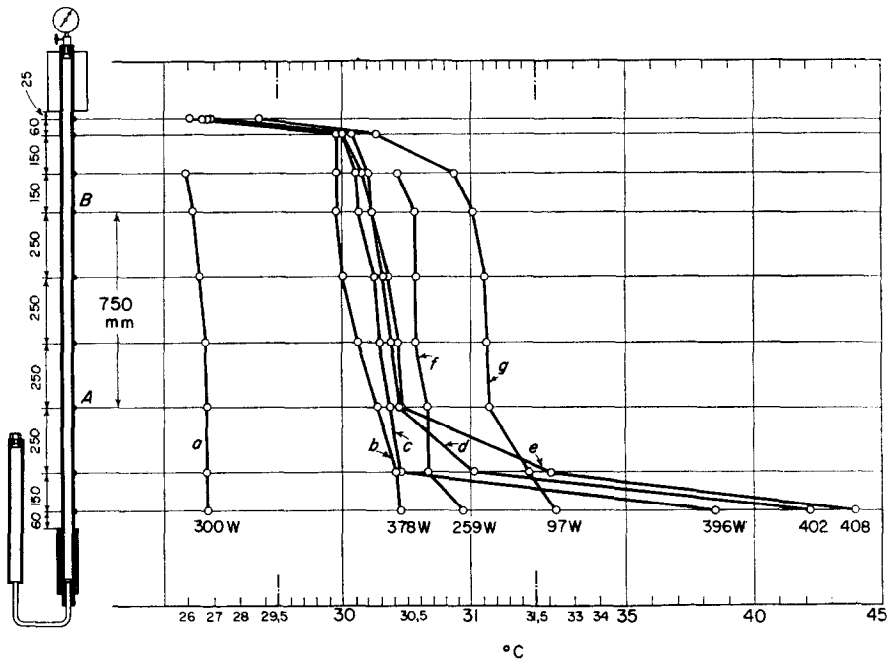


Abb. 6. Temperaturverteilungen längs des mit Kohlensäure in kritischer Menge gefüllten Rohres bei verschiedenen mittleren Temperaturen des Inhaltes.

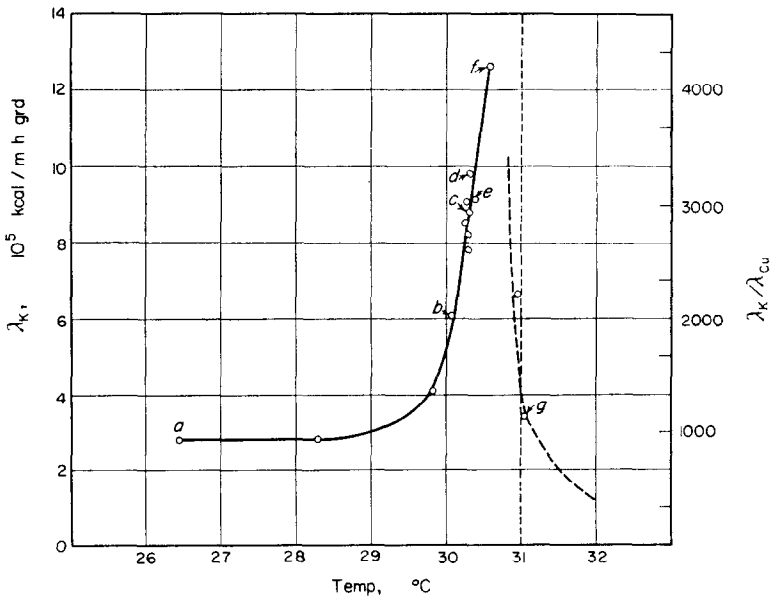


Abb. 7. Wirksame Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_k$  des Inhaltes eines mit Kohlensäure von kritischer Menge gefüllten Rohres von 4 cm lichter Weite und 2 m Länge.

von  $\lambda_k$  mit Annäherung an die kritische Temperatur ist hier noch ausgeprägter als bei den Versuchen mit Ammoniak in kleineren Röhren und führt im Punkt F zu dem mehr als 4 000-fachen Wärmeleitvermögen von Kupfer, wie die Skala  $\lambda_k/\lambda_{Cu}$  der Ordinatenachse angibt. Das Maximum scheint aber noch nicht erreicht zu sein, da ebenso wie bei Abb. 4 offenbar etwas mehr Kohlendioxyd im Rohr war als der kritischen Dichte entspricht. Bei überkritischen Temperaturen sinkt die Wärmetransportleistung wieder rasch auf bescheidene Werte.

Die Genauigkeit dieser Angaben darf aber nicht zu hoch eingeschätzt werden, denn die Temperaturdifferenzen am Rohr, auf die sie sich stützt, sind nur von der Grössenordnung  $\frac{1}{10}^\circ\text{C}$ . Zweifellos sind aber die Werte um ein Vielfaches grösser als bei den Versuchen mit Ammoniak, was aber wahrscheinlich nicht auf

die Verschiedenheit der stofflichen Eigenschaften von Ammoniak und Kohlensäure zurückzuführen ist, vielleicht ist die grössere Rohrlänge von Einfluss. In der Hauptsache wird der Unterschied aber wohl dadurch hervorgerufen, dass bei dem längeren Rohr die Meßstrecke weiter von den geheizten und gekühlten Röhrenden entfernt war als bei den kürzeren Röhren der Ammoniakversuche. Hätte man hier die Meßstrecke nach oben oder unten verlängert, so wäre man in Gebiete grösserer Temperaturgradienten hineingekommen und hätte wesentlich kleinere Werte von  $\lambda_k$  erhalten.

#### LITERATUR

1. E. SCHMIDT, E. ECKERT und U. GRIGULL, *Jahrbuch der Deutschen Luftfahrtforschung* Bd. II, S. 53/58. (1939) AAF Translation Nr. 527, Air Material Command, Wright Field, Dayton, Ohio.