

Unwirtschaftlichkeit vergessen läßt, der sie bei den notwendig vorzunehmenden Kontrollgängen ausgesetzt ist. Dies ist immerhin psychologisch interessant.

Natürlich ist es nicht so, daß nach der Entscheidung, die Anlage unter freiem Himmel aufzustellen und von der Erstellung von Maschinenhäusern abzusehen, die Baukosten hierfür als Ersparnisse zu buchen sind und damit die Anlagekosten vermindern. Die Kosten werden vielmehr nur zum Teil eingespart, weil andererseits die Ausführung als Freiluftanlage eine besondere Konstruktion verlangt, die als Sonderausführung teurer ist als eine sonst übliche Serienfabrikation. Man denke nur an die notwendig werdende regendichte Ausführung der Kesselmauerung, der Pumpen, Elektromotoren, Armaturen usw.

Während bei der Herstellung einer Anlage unter freiem Himmel mitunter die viel kürzere Bauzeit ins Gewicht fällt und eine baldige Inbetriebnahme ermöglicht, darf man andererseits nicht außer acht lassen, daß bei nicht wirklich gediegener und robuster Ausführung der Maschinen und Apparate diese gegen Versagen viel anfälliger sind und überdies die Behebung eingetretener Stillstände von Anlageteilen wegen nicht vorherzusehender Witterungsunbilden längere Zeit in Anspruch nimmt, als dies bei Reparaturen unter festem Dach der Fall sein würde.

All diese Gründe für und wider Freiluftanlagen (wozu noch durch die Vorliebe, alle Anlagenteile einfach nebeneinander zu stellen und so an Bauarbeiten zu sparen, meist eine größere Bodenfläche notwendig wird; gerade für Deutschland, das wenig Boden hat, sehr von Bedeutung) führen gegenüber geschlossenen mehrgeschossigen Anlagen zu einer Verminderung der Bausumme. Wenn auch diese Ersparnis prozentual nicht sehr groß ist, so dürfte doch immerhin der geringere Aufwand an Kapital insbesondere bei dem heute herrschenden Geldmangel bei der Anzahl von Neuplanungen merklich ins Gewicht fallen.

Es wird noch erwähnt, daß bei der Aufstellung zweier 50-to-Kessel die Anlagekosten um 2,3 Mill. Franken bei einer Bausumme von 300 Mill. Franken gesenkt werden konnten, obgleich es sich lediglich um den Wegfall einer anfänglich vorgesehenen leichten Eisenkonstruktion handelte. Wäre ursprünglich anstelle dieser leichten Ausführung ein normales Kesselhaus vorgesehen worden, so hätte die Einsparung nicht 0,77%, sondern bereits 2,3% betragen. Dies soll in der Tat der Fall gewesen sein, wo es sich um den Ausbau der ersten Stufe eines kalorischen Kraftwerkes handelte. Als man sich entschloß, die für die 3500 kW Maschinenanlage notwendigen Kessel von 25 to Stundenleistung und 2 Kondensatorsätze unter freiem Himmel aufzustellen, konnten 16 Mill. Franken von der ursprünglich 600 Mill. Franken betragenden Investitionssumme eingespart werden.

In diesem Zusammenhang wird, um auch ein amerikanisches Beispiel anzuziehen, ein Bericht in der Zeitschrift „Combustion“ erwähnt: Bei der neu erbauten Kraftanlage Sewaren im Staate New Jersey ergab sich durch das Aufstellen der Kessel unter freiem Himmel eine Einsparung der Bausumme um 2,25% (gegenüber der sonst bisher üblichen Ausführung); das sind 3,3\$ je kW eingebauter Leistung, welche in diesem den ersten Ausbau umfassenden Bauabschnitt 300 000 kW umfaßte. Boe

## Wärmeübertragung bei freier Konvektion

(Unter Benützung einiger neuerer amerikanischer Arbeiten\*)

### I) Ähnlichkeitsbeziehungen

Nach der grundlegenden Arbeit von W. Nußelt [1]<sup>1)</sup> läßt sich der Wärmeübergang bei freier Konvektion durch folgende allgemeine Gleichung darstellen:

$$Nu = f(Gr, Pr) \quad (1)$$

Hierin bleibt die Funktion  $f$  zunächst unbestimmt und muß durch Rechnung oder Experiment gefunden werden.

Wird in den hydrodynamischen Bewegungsgleichungen das Beschleunigungsglied weggelassen (schleichende Bewegung), so vereinfacht sich Gl. (1) zu folgender Beziehung:

$$Nu = f(Gr \cdot Pr) \quad (2)$$

Eine Gleichung dieser Art wurde bereits von L. Lorenz [2] aufgestellt. Der Ansatz (2) hat sich durch das Experiment besser bestätigen lassen, als z. B. die Beziehung

$$Nu = f(Gr \cdot Pr^2) \quad (2a)$$

die dadurch entsteht, daß in den Bewegungsgleichungen das Reibungsglied gestrichen wird [3].

Aus theoretischen und experimentellen Untersuchungen wurde festgestellt, daß die Funktion  $f$  von Gl. (2) bei laminarer Strömung folgende Form hat:

$$Nu = f_1(Pr) \cdot (Gr \cdot Pr)^{1/4} \quad (3)$$

wobei  $f_1$  eine neue Funktion nur von  $Pr$  bedeutet, die für  $Pr = \text{const}$  ebenfalls zu einer Konstanten wird.

### II) Theoretische Lösungen

Der Wärmeübergang an Luft vor einer senkrechten beheizten Wand bei freier Konvektion ist eines der ältesten Probleme der Wärmeübertragung, für welches eine theoretische Lösung gefunden wurde [2]. Nußelt und Jürges [4] haben später diese Theorie verbessert, aber die Annahme von Lorenz beibehalten, wonach die Geschwindigkeit der Luft nur vom Abstand von der Platte, nicht aber von der Höhe abhängt. Ohne diese einschränkende Bedingung wurden die Bewegungs- und Energiegleichungen erstmalig von E. Pohlhausen [5] gelöst. Das Ergebnis wurde durch Ausmessung des Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldes von E. Schmidt und W. Beckmann [5] gut bestätigt. Danach ergibt sich für den Wärmeübergang an Luft ( $Pr = 0.73$ ):

$$Nu_m = 0.48 Gr^{1/4} \quad (4)$$

In dieser Gleichung sind sämtliche Stoffwerte bei der Wandtemperatur einzusetzen, was durch die Vorstellung gerechtfertigt wird, daß die Vorgänge in unmittelbarer Wandnähe für den Wärmeübergang entscheidend sind. Als Länge ist in die Kennzahlen die Plattenhöhe  $H$  einzusetzen.

Anstelle der exakten Lösung kann man für das Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld auch plausible Annahmen (Parabeln höheren Grades) einführen und kommt so zu Näherungslösungen, wie sie von Squire [6] und Saunders [7] ermittelt wurden. Saunders fand, daß erst für  $Pr > 5$  wirklich „schleichende Bewegung“ eintritt und  $f_1(Pr)$  aus Gl. (3) zu  $f_1 = \text{const}$  wird.

\*) Anm. d. Red.: Die wichtigen Arbeiten über freie Konvektion von W. Elenbaas wurden in diesem Bericht noch nicht berücksichtigt; eine zusammenfassende Darstellung hierüber ist in einem der folgenden Hefte dieser Zeitschrift vorgesehen.

<sup>1)</sup> Die Zahlen in eckigen Klammern beziehen sich auf das Schrifttumverzeichnis am Ende des Beitrages.

Oberhalb von  $(Gr \cdot Pr) = 10^9$  wird die bisher laminare Bewegung turbulent. Es gilt dann die empirische Beziehung

$$Nu_m = C_1 (Gr \cdot Pr)^{1/3} \quad (5)$$

Der Exponent  $1/3$  in Gl. (5) bedeutet, daß bei turbulenter Bewegung die Wärmeübergangszahl unabhängig von der Plattenhöhe wird, da sich Gl. (5) auch schreiben läßt:

$$\alpha = C_1 \frac{\lambda}{H} \left( \frac{g \Delta t H^3 \beta}{\nu^2} \frac{\nu}{\alpha} \right)^{1/3} = C_1 \left( \frac{\lambda^2 g \Delta t \beta c \varrho}{\nu} \right)^{1/3} \left[ \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \text{h C}} \right] \quad (6)$$

Eine Theorie des turbulenten Wärmeaustausches bei freier Konvektion fehlt bisher.

Für das waagerechte Rohr wurde eine theoretische Lösung von R. Hermann [8] gefunden, der auch den Turbulenzeintritt nach der Schlierenmethode von E. Schmidt beobachtete.

### III) Experimentelle Ergebnisse

#### a) Vertikale Platte und Zylinder

Die oben im Abschnitt II mitgeteilten Gleichungen gelten naturgemäß nur für solche Fälle, in denen die Körperabmessungen groß gegen die Dicke der thermischen und Strömungsschicht sind (also nicht z. B. für dünne Drähte oder enge Spalte). Sie sind allerdings, von diesen Fällen abgesehen, durch zahlreiche Messungen gut bestätigt worden. Für eine senkrechte Platte oder ein senkrecht stehendes Rohr nicht zu kleinen Durchmessers von der Höhe  $H$  gelten demnach folgende Wärmeübergangsgleichungen:

1) für den laminaren Bereich ( $Gr \cdot Pr < 10^9$ )

$$Nu_m = C (Gr \cdot Pr)^{1/4} \left( \begin{array}{l} \text{mit } C = 0.33 \mid 0.518 \mid 0.55 \\ \text{für } Pr = 0.03 \mid 0.73 \mid > 5 \end{array} \right) \quad (7)$$

Daraus wird für Luft der schon von E. Pohlmann [5] berechnete Wert

$$Nu_m = 0.48 Gr^{1/4} \quad (4)$$

2) für den turbulenten Bereich ( $Gr \cdot Pr > 10^9$ )

$$Nu_m = C_1 (Gr \cdot Pr)^{1/3} \left( \begin{array}{l} \text{mit } C_1 = 0.10 \mid 0.17 \\ \text{für } Pr = 0.73 \mid > 7 \end{array} \right) \quad (8)$$

Für Luft ergibt sich damit

$$Nu_m = 0.9 Gr^{1/3} \quad (8a)$$

Als charakteristische Länge ist in die Kennzahlen dabei die Plattenhöhe  $H$  einzusetzen. Die Zahlen  $Nu_m$  stellen Mittelwerte über die Höhe  $H$  dar. Die Stoffwerte sind für die Wandtemperatur zu wählen. Der Einfluß der Strahlung ist in obigen Gleichungen nicht berücksichtigt.

Jedoch scheint durch die mitgeteilten Beziehungen (7) und (8) der Einfluß der  $Pr$ -Zahl noch nicht völlig richtig wiedergegeben zu sein.

Nach einer experimentellen Arbeit von Y. S. Touloukian, G. A. Hawkins und M. Jakob [9] über den Wärmeübergang bei freier Konvektion an senkrechten Zylindern für Wasser ( $Pr \approx 3$ ) und Aethylenglykol ( $Pr \approx 40$  im Mittel) werden die Versuchsergebnisse durch folgende Gleichungen mit einem mittleren Fehler von 5.6% bzw. 3.5% beschrieben:

1) für den laminaren Bereich ( $2 \cdot 10^8 < Gr \cdot Pr < 4 \cdot 10^{10}$ )

$$Nu = 0.726 (Gr \cdot Pr)^{1/4} \quad (9)$$

2) für den turbulenten Bereich ( $4 \cdot 10^{10} < Gr \cdot Pr < 9 \cdot 10^{11}$ )

$$Nu = 0.0674 (Gr \cdot Pr^{1.29})^{1/3} \quad (10)$$

Gl. (9) ergibt erheblich höhere  $Nu$ -Werte als Gl. (7) für  $Pr > 5$ . Es wird aber die „schleichende Bewegung“ bestätigt, da alle Versuchswerte für  $2.5 < Pr < 118$  sich durch eine einzige Funktion mit dem Argument  $(Gr \cdot Pr)$  darstellen lassen. Die Stoffwerte sind in Gl. (9) und (10) auf die mittlere Temperatur zwischen Wand und Flüssigkeit bezogen (film temperature), wie im amerikanischen Schrifttum üblich [10]. Der thermische Ausdehnungskoeffizient wird aus der Differenz der Dichten bei Wand- und Flüssigkeitstemperatur gebildet.

Aus dieser niedrigeren Bezugstemperatur gegen Gl. (7) (bei beheizter Wand) könnte man die Unterschiede zwischen Gl. (7) und (9) schon teilweise herleiten, da die in (9) größere Zähigkeit nach Gl. (6) im Nenner steht und so der kleinere Wert  $(Gr \cdot Pr)$  eine höhere Konstante  $C$  erfordert, um auf die gleichen (gemessenen)  $Nu$ -Werte zu kommen. Der wesentliche Unterschied zwischen den Messungen der amerikanischen Verfasser [9] und etwa den von E. Schmidt und W. Beckmann [5] besteht aber in den Randbedingungen des Problems. Touloukian und Mitarbeiter haben das beheizte Rohr oben und unten verlängert und so eine geordnete Zu- und Abströmung der Flüssigkeit in vertikaler Richtung erzielt. Demgegenüber strömte bei E. Schmidt und W. Beckmann die Luft im wesentlichen waagrecht zur unteren Plattenkante und wurde dort nach oben umgelenkt. Die gleichen Randbedingungen setzten auch E. Pohlhausen [5] und O. A. Saunders [7] in ihren theoretischen Ansätzen voraus. Man kann sich leicht vorstellen, daß dadurch die Konvektionsströmung im unteren Teil der Platte bzw. des Zylinders behindert und die Wärmeabfuhr verkleinert wird. Die Gl. (7) stellt also jedenfalls Mindestwerte dar, die durch günstigere Anordnung der Heizfläche überschritten werden können.

Die Gl. (10) und (8) (turbulente Strömung) lassen sich wegen des verschiedenen Arguments nicht unmittelbar miteinander vergleichen. Im Bereich technisch interessanter  $Pr$ -Zahlen liefert (10) kleinere Werte als (8), ohne daß dafür eine Erklärung gegeben werden könnte. Das Versuchsmaterial für turbulente freie Konvektion bei größeren  $Pr$ -Zahlen ist bisher noch sehr spärlich. Gl. (10) zeigt jedenfalls, daß weder Zähigkeit noch Trägheit vernachlässigt werden dürfen: denn Gl. (10) läßt sich durch (2) oder (2a) nicht darstellen.

#### b) Horizontales Rohr

Aus einer großen Zahl von Messungen an Luft und Wasser an waagerechten Einzelrohren für den laminaren Bereich gibt McAdams [10] folgende Gleichung an

$$Nu_m = 0.53 (Gr \cdot Pr)^{1/4} \quad (11)$$

Hierin sind die Kennzahlen mit dem Rohrdurchmesser  $D$  gebildet und die Stoffwerte bei der Mitteltemperatur zwischen Wand und Flüssigkeit eingesetzt.

#### c) Geschlossene Räume

Bei diesem Problem wird die Wärme meist zwischen zwei Wänden übertragen, die (je auf einheitlicher Temperatur) einen ebenen oder gekrümmten, senkrechten oder horizontalen Raum abgrenzen. Die übrigen Wände sind adiabat anzusehen. Es hat sich eingebürgert, die Wärmeübertragung dabei durch eine „scheinbare Wärmeleitfähigkeit“  $\lambda_s$  anzugeben, die durch folgende Gleichung deliniert ist:

$$\text{Wärmestrom } q = \frac{\lambda_s F \Delta t}{s} \quad [\text{kcal/h}] \quad (12)$$

wobei  $F$  die Fläche einer der Begrenzungswände (die hier als gleich groß angenommen sind),  $\Delta t$  den Temperaturunterschied zwischen ihnen und  $s$  ihren Abstand bedeuten. Um eine dimensionslose Größe zu erhalten bildet man den Quotienten  $\lambda_s/\lambda$ , worin  $\lambda$  [kcal/m h C] die gewöhnliche Wärmeleitfähigkeit bedeutet

Man kann aber auch mit den Bezeichnungen von (12) eine Wärmeübergangszahl definieren:

$$q = a F \Delta t \text{ [kcal/h]} \quad (13)$$

Damit wird dann

$$\frac{\lambda_s}{\lambda} = \frac{a s}{\lambda} = Nu_s \quad (14)$$

Der Einheitlichkeit wegen soll im folgenden diese mit dem Wandabstand  $s$  gebildete Nußelt'sche Zahl  $Nu_s$  benutzt werden.

Führt man den Wandabstand  $s$  auch in die Grashof'sche Kennzahl ein, so erhält man folgendes überraschende Ergebnis:

Die Wärmeübertragung durch freie Konvektion läßt sich auch bei geometrisch ganz unähnlichen Räumen (wie senkrechte und waagerechte, ebene und zylindrische Schichten) einheitlich darstellen.

Kraußold [11] gibt dafür folgende Gleichungen an: für  $6 \cdot 10^3 < (Gr_s \cdot Pr) < 10^6$ :

$$Nu_s = 0.11 (Gr_s \cdot Pr)^{0.29} \quad (15)$$

für  $10^6 < (Gr_s \cdot Pr)$ :

$$Nu_s = 0.40 (Gr_s \cdot Pr)^{0.20} \quad (16)$$

Für  $(Gr_s \cdot Pr) < 1000$  ist  $Nu_s = 1$ , d. h. die Wärme wird nur durch reine Leitung übertragen. Die Gl. (15) und (16) gelten für Flüssigkeiten und Gase mit einer für technische Zwecke meist ausreichenden Genauigkeit.

In neuerer Zeit hat M. Jakob [12] die früheren Versuche von Mull und Reihner [13] an waagerechten und senkrechten ebenen Luftschichten ausgewertet.

Für waagerechte, von unten beheizte Luftschichten erhält er dabei im Bereich  $10^4 < Gr_s < 3.7 \cdot 10^5$ :

$$Nu_s = 0.195 Gr_s^{0.25} \quad (17)$$

und für  $Gr_s > 3.7 \cdot 10^5$ :

$$Nu_s = 0.068 Gr_s^{0.33} \quad (18)$$

Diese beiden Gleichungen gelten über den ganzen Meßbereich für alle Schichtdicken. Nach Gl. (18) ist die Wärmeübergangszahl wieder (entsprechend Gl. 6) vom Plattenabstand unabhängig. Ein Einfluß der Plattengröße war nicht festzustellen.

Dagegen ist die Wärmeübertragung in senkrechten Luftschichten deutlich vom Verhältnis Plattenhöhe  $H$  zu Schichtdicke  $s$  abhängig. Jakob gibt aus den Messungen von Mull und Reihner hierfür folgende Gleichungen an:

für  $2 \cdot 10^4 < Gr_s < 2 \cdot 10^5$ :

$$Nu_s = 0.18 Gr_s^{0.25} \left(\frac{H}{s}\right)^{1/9} \quad (19)$$

für  $2 \cdot 10^5 < Gr_s < 10^7$ :

$$Nu_s = 0.065 Gr_s^{0.33} \left(\frac{H}{s}\right)^{1/9} \quad (20)$$

Diese Gleichungen sind für  $(H/s) = 5$  bis 20 gefunden worden und ihre Gültigkeit außerhalb dieses Bereiches ist fraglich.

Für Luftschichten, die zwischen 0 und 90° geneigt sind, kann zwischen den Gl. (17) u. (19) sowie (18) u. (20) linear interpoliert werden. In den Gleichungen (17) bis (20) sind die Stoffwerte bei der Mitteltemperatur zwischen den Wandtemperaturen einzusetzen.

Bei waagerechten, von unten beheizten Luftschichten entsteht bei Beginn der Erwärmung zunächst

eine instabile Schichtung. Erst bei einer bestimmten Temperaturdifferenz beginnt die Konvektionsbewegung, und zwar im laminaren Fall in regelmäßigen sechseckigen Zellen, in deren Mitte die Flüssigkeit hochsteigt. Bei Uebergang zur Turbulenz hört diese regelmäßige Einteilung auf. Der Beginn der Konvektionsbewegung liegt nach Rayleigh [14] bei einem bestimmten Wert des Produktes  $Gr_s \cdot Pr$ . Dessen Zahlenwert ist von H. Jeffreys [15] und A. R. Low [16] zu  $Gr_s \cdot Pr = 1700$  berechnet worden, welche Zahl R. J. Schmidt und O. A. Saunders [17] experimentell bestätigten. Diese stellten auch für den Turbulenzbeginn den Wert  $Gr \cdot Pr = 4.7 \cdot 10^4$  fest, der sich aber nicht sehr scharf abzeichnete.

Da das Produkt  $Gr \cdot Pr$  nach Gl. (6) die Stoffwerte  $\beta$  und  $c$  im Zähler aufweist, muß es im kritischen Punkte unendlich groß werden, da dort  $\beta$  und  $c$  einzeln nach  $\infty$  gehen. Es sind dabei also sehr große Wärmemengen bei kleinen Temperaturdifferenzen zu übertragen, wie es durch E. Schmidt, E. Eckert u. U. Grigull [18] auch an Ammoniak in einer geschlossenen Rohrschleife festgestellt wurde. Die im kritischen Bereich gemessenen  $Nu_s$ -Werte haben die Größenordnung 100, wobei  $s$  der halben Länge der Rohrschleife entspricht.

#### Zusammenstellung der benutzten Bezeichnungen

- $a$  = Temperaturleitfähigkeit =  $\frac{\lambda}{c\rho}$  [m<sup>2</sup>/h]  
 $c$  = spezifische Wärme [kcal/kg C]  
 $D$  = Rohrdurchmesser [m]  
 $F$  = Fläche [m<sup>2</sup>]  
 $g$  = Erdbeschleunigung (9.81 m/sec<sup>2</sup>)  
 $H$  = Plattenhöhe [m]  
 $l$  = kennzeichnende Länge (z. B.  $D$ ,  $H$  oder  $s$ ) [m]  
 $q$  = Wärmestrom [kcal/h]  
 $s$  = Plattenabstand bzw. Schichtdicke [m]  
 $\alpha$  = Wärmeübergangszahl [kcal/m<sup>2</sup> h C]  
 $\beta$  = thermische Ausdehnungszahl  $\left[\frac{1}{C}\right]$   
 $\eta$  = dynamische Zähigkeit [kg/m h]  
 $\Delta t$  = Temperaturunterschied zwischen Wand und Flüssigkeit bzw. zwischen beiden Wänden [C]  
 $\lambda$  = Wärmeleitfähigkeit [kcal/m h C]  
 $\lambda_s$  = scheinbare Wärmeleitfähigkeit [kcal/m h C]  
 $\nu$  = kinematische Zähigkeit  $\eta/\rho$  [m<sup>2</sup>/h]  
 $\rho$  = Dichte [kg/m<sup>3</sup>]  
 $Nu$  =  $\frac{\alpha l}{\lambda} \left(Nu_s = \frac{\alpha s}{\lambda}\right)$  = Nußelt'sche Kennzahl  
 $Gr$  =  $\frac{g \Delta t l^3 \beta}{\nu^2} \left(Gr_s = \frac{g \Delta t s^3 \beta}{\nu^2}\right)$  = Grashof'sche Kennzahl  
 $Pr$  =  $\frac{\nu}{a}$  = Prandtl'sche Kennzahl

#### Schriftumsverzeichnis

- [1] W. Nußelt: Das Grundgesetz des Wärmeüberganges; Gesundh. Ing. Bd. 38 (1915), S. 477/82 u. 490/96.
- [2] L. Lorenz: Ueber das Leitungsvermögen der Metalle für Wärme und Elektrizität; Ann. Physik (Wied. Ann.) Bd. 13 (1881), S. 422/447 u. 582/606.
- [3] J. Boussinesq: Mise en équation des phénomènes de convection et aperçu sur le pouvoir refroidissant des fluides; C. R. Bd. 132 (1901) S. 1382/1387.
- [4] W. Nußelt u. W. Jürges: Das Temperaturfeld über einer lotrecht stehenden geheizten Platte; Z. Ver. Dtsch.-Ing. Bd. 72 (1928) S. 597/603.
- [5] E. Schmidt u. W. Beckmann: Das Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld vor einer Wärme abgebenden senkrechten Platte bei natürlicher Konvektion; Techn. Mech. Thermodyn. Bd. 1 (1930) S. 341/49 u. 391/406.

- [6] S. Goldstein: Modern developments in fluid dynamics Bd. II; Oxford 1938. S. 641/643.  
[7] O. A. Saunders: Natural convection in liquids; Proc. Roy. Soc. (A) Bd. 172 (1939) S. 55/71.  
[8] R. Hermann: Wärmeübergang bei freier Strömung am waagerechten Zylinder in zweiatomigen Gasen; VDI-Forschungsheft Nr 379 (1936)  
[9] Y. S. Touloukian, G. A. Hawkins, M. Jakob: Heat transfer by free convection from heated vertical surfaces to liquids; Paper No. 47 - SA - 19 (1947) Amer. Soc. Mech. Engrs, Heat Transfer Division (Vorabdruck zur Halbjahrs-tagung 16/19. VI. 1947 in Chicago, I 11.  
[10] W. H. McAdams: Heat transmission, 2. Aufl., New York 1942, S. 244.  
[11] H. Kraußold: Wärmeabgabe von zylindrischen Flüssigkeitsschichten bei natürlicher Konvektion; Forschg. Ing.wes. Bd. 5 (1934) S. 186/91.  
[12] M. Jakob: Free heat convection through enclosed plane gas layers Trans. Amer. Soc. Mech. Engrs. (1946), S. 189/194.

- [13] W. Mull und H. Reiher: Der Wärmeschutz von Luftschichten; Beih. Gesundh. Ing. Reihe 1, Heft 28 (1930).  
[14] Lord Rayleigh: On convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side; Philos. Mag. (6) Bd. 32 (1916), S. 529/546.  
[15] H. Jeffreys: Some cases of instability in fluid motion; Proc. Roy. Soc (A) Bd. 118 (1928) S. 195/208  
[16] A. R. Low: On the criterion for stability of a layer of viscous fluid heated from below; Proc. Roy. Soc. (A) Bd. 125 (1929), S. 180/195.  
[17] R. J. Schmidt a. O. A. Saunders; On the motion of a fluid heated from below; Proc. Roy. Soc. (A) Bd. 165 (1935), S. 216/228.  
[18] E. Schmidt, E. Eckert u. U. Grigull: Wärmetransport durch Flüssigkeiten in der Nähe ihres kritischen Zustandes; Jahrb. der deutsch. Luftfahrtforschg. 1939 Bd. II, S. 53/58. Gr.

## Patentschau

### Deutsche Patentanmeldungen

Die einleitenden Zahlen und Buchstaben vorn links bezeichnen die Klasse und die Gruppe, die Zahl hinter dem schrägen Strich ist die Dezimalgruppennummer. Darauf folgt das Aktenzeichen. Im Falle der Inanspruchnahme einer ausländischen Priorität sind am Schluß Land und Tag der Voranmeldung, im Falle der Inanspruchnahme der Priorität der Schaustellung auf einer Ausstellung die Ausstellung und der Tag der Eröffnung angegeben.

Für die angegebenen Gegenstände haben die Nachgenannten an dem bezeichneten Tage die Erteilung eines Patentes nachgesucht. Die Anmeldungen werden vier Monate vom Tage der Bekanntmachung ab in der Auslegehalle des Deutschen Patentamts zur Einsicht für jedermann ausgelegt. Der Gegenstand der Anmeldung ist einstweilen gegen unbefugte Benutzung geschützt.

Als Unterlagen für Einsprüche können durch das Deutsche Patentamt Filmnegative in der Größe 24 mm mal 36 mm bezogen werden. Die Bestellungen müssen Klasse und Gruppe sowie das Aktenzeichen und den Bekanntmachungstag angeben. Der Preis für eine Seite der Auslegungstücke beträgt 12 Pfg. ausschließlich Zustellungskosten (bei festen laufenden Bestellungen auf ganze Gruppen oder bei gleichzeitiger Bestellung von mindestens 10 Ablichtungen der gleichen Auslegungstücke nur 10 Pfg.). Es können auch Fotokopien zu dem festgesetzten Preise bestellt werden.

- Patentblätter Nr. 4 (23. 2. 50) bis Nr. 7 (16. 3. 50).  
10 a, 24/03 p 4343 D. Erf.: Dipl.-Ing Paul Schmalfeld, Bad Homburg v. d. Höhe; Anm.: Metallges. AG, Frankfurt (Main). Verfahren u. Vorrichtung z. Schwelen v. Brennstoffen m. heißen brennbaren Gasen. 1. 10. 1948.  
14 g, 1 p 21 403 D. Erf.: Dipl.-Ing Erwin Bäss, Nürnberg; Anm.: Maschfabr. Augsburg-Nürnberg AG, Nürnberg. Einsitzventil f. Dampf-, Heißluftmaschinen u. dgl. 10. 11. 1948.  
17 a, 13/01 p 1863 D. Erf. u. Anm.: Richard Pleschsen., Illertissen. Verdampfer f. Kälteanlagen. 1. 10. 1948.  
17 c, 3/10 p 54 001 D. Erf.: Dipl.-Ing Dr rer. techn. Helmut Weckerle, Stuttgart-Weil i. Dorf; Anm.: „Sümak“ Süddt. Masch.- u. Metallwarenfabr. Wilh. Weckerle KG, Stuttgart-Zuffenhausen. Verfahren z. Kühlhalten i. einem Verkaufstisch. 5. 9. 1949.  
18 c, 10/02 p 3269 D. Erf.: Dipl.-Ing Herm. Fritsch, Düsseldorf; Anm.: Mannesmannröhren-Werke Düsseldorf. Wärmefen f. Blöcke. 1. 10. 1948.  
27 c, 12/01 p 1154 D. Erf.: Dipl.-Ing Hans Biederbick, Augsburg; Anm.: Masch.fabr. Augsburg-Nürnberg AG, Augsburg. Gebläserad. 1. 10. 1948.  
36 a, 15/01 p 54 299 D. Erf.: Georg Heinstejn, Heidelberg; Anm.: Heinstejn-Werk GmbH, Heidelberg. Transportabler Kachelofen. 8. 9. 1949.  
37 a, 4 p 2723 D. Erf. u. Anm.: Alfred Weber, Duisburg-Hamborn. Wände aus Hohlsteinen. 1. 10. 1948.  
37 b, 1/01 p 50 465 D. Erf. u. Anm.: Bruno Zeidler, Stollhofen üb. Rastatt. Füllkörper z. Einsetzen zwischen Trägern v. Rippendecken. 29. 7. 1949.  
37 d, p 2004 D. Erf. u. Anm.: Wilh. Peppmeier, Spenge (Westf.) u. Dr Erich Eicker, Lüdenscheid. Vorrichtung z. Entlüften an Fenstern u. Türen. 1. 10. 1948.  
38 h, 2/01 p 7448 D. Erf. u. Anm.: Dr.-Ing Wilh. Bischof u. Dipl.-Ing Heinr. Spodig, Wambel. Verfahren z. Schutz v. Holz gegen Pilzbefall ut Insektenfraß u. z. Verringerung d. Brennbarkeit u. d. Entflammbarkeit. 1. 10. 1948.  
42 k, 14/04 p 43 814 D. Erf. u. Anm.: Adolf Weferling, Stuttgart-Zuffenhausen. Druckmeßverfahren 24. 5. 1949.  
48 d 4/02 p 12 236 D. Erf.: Eduard Blume, Hannover; Anm.: Vereinigte Leichtmetall-Werke GmbH, Hannover. Verfahren z. Korrosionsschutz v. Aluminium u. Aluminiumlegierungen. 1. 10. 1948.  
49 h, 34/01 p 12 244. Erf.: Dipl.-Ing Albr. Müller-Busse, Hannover; Anm.: Vereinigte Leichtmetall-Werke GmbH, Hannover-Linden. Verfahren z. Vermeidung d. Schweißrisigkeit. 1. 10. 1948.  
54 e, 1 p 20 146. Erf.: Dr.-Ing Leopold Skark, Kelheim; Anm.: Wilh. Holzhäuser „Atex“ Isolier- u. Hartplattenfabr. Elsenthal, Grafenau. Verfahren z. Erhöhung d. Festigkeit v. Faserstoffplatten. 30. 10. 1948.  
80 b, 13/01 p 34 175 D. Erf.: Walter Neudert u. Gottfried Zimmermann, Dorlar üb. Gießen; Anm.: Holzwerke Dorlar H. Wilhelmi, Dorlar üb. Gießen Leichtbauplatte. 14. 2. 1949.  
80 b, 19/01 p 3568 D. Erf.: Dr rer nat Karl Krenkler, Stuttgart-Stammheim; Anm.: Fa Paul Lechler, Stuttgart. Verfahren zur Herstellung wasserdichter, wetterfester Bauelemente. 1. 10. 1948.  
81 e, 22 p 20 363 D. Erf.: Dipl.-Ing Helmut Weinstock u. Dipl.-Ing Ernst Becker, Gummersbach; Anm.: L. u. C. Steinmüller GmbH, Gummersbach. Fördervorrichtung f. Schüttgut, insbes. f. Verbrennungsrückstände. 1. 11. 1948.