

EMPIRISCHE GLEICHUNGEN ZUR BERECHNUNG DER STOFF- UND WÄRMEÜBERTRAGUNG FÜR DEN SPEZIALFALL DER ABGERISSENEN STRÖMUNG

K. H. PRESSER

Institut für Reaktorbauelemente, Kernforschungsanlage Jülich GmbH., 517 Jülich, Germany

(Received 20 December 1971)

Zusammenfassung—Die konvektive Stoffübertragung (Wärmeübertragung) aus dreidimensionalen Hohlräumen Vertiefungen heraus, die sich in der ebenen Wand eines Kanals befanden, wurde untersucht. Die Reynolds zahlen wurden im Bereich zwischen 4×10^2 und 10^6 variiert. Die durch schnittlichen Stoffübergangskoeffizienten auf der Seite des Hohlraumes wurden durch Sublimation von Naphthalin, bzw. Paradichlorbenzen in Luft ($Sc = 2,5$, bzw. $Sc = 2,2$) gemessen. Die Wärmeübertragung in Luft wurde untersucht mit $Pr = 0,7$.

Es wurde gefunden, dass die durchschnittliche Sherwood-Zahl, bezogen auf die Abrissebene, Trennfläche hauptsächlich von der Reynolds-zahl der Abrissebene abhängt. Dagegen haben die Tiefe- und Hohlraumform nur einen unbedeutenden Einfluss. Eine umfassende, allgemein gültige Darstellung der experimentellen Ergebnisse mit dem Normalfall der Theorie der Ähnlichkeit ist für alle untersuchten Hohlraumformen möglich, falls unter drei typischen Bereichen unterschieden wird. In diesen Bereichen können, mithilfe eines fiktiven Strömungsmodells, die Strömungserscheinungen in der Abrissebene erklärt werden.

Der Bereich I umfasst die Reynoldszahlen $\geq 10^4$ für die Abrissebene. Die abreissende Schicht zerfällt periodisch und tritt kontinuierlich in der Hohlraum ein.

Der Bereich II wird gebildet durch die Reynoldszahlen für die Kanalströmung ≥ 2300 und den Reynolds-zahlen für die Abrissebene $\leq 10^4$. Die abreissende Schicht ist instabil. Sie zerfällt intermitterend und tritt mit diesem Rhythmus in den Hohlraum ein.

Der Bereich III liegt bei Reynoldszahlen ≤ 2300 für die Kanalströmung. Die abreissende Schicht bleibt stabil und fliesst über den Hohlraum.

Mit den folgenden empirischen Gleichungen können die experimentellen Ergebnisse gut wiedergegeben werden:

$$\text{Bereich I: } \hat{Sh} = 0,265 \hat{Re}^{0,7} Sc^{n(f_F)} f_E^{0,2}$$

$$\text{Bereich II: } \hat{Sh} = 0,001 \hat{Re}^{1,33}$$

$$\text{Bereich III: } \hat{Sh} = 0,001 \hat{Re}^{1,33} [1 + 0,75 \cdot 10^3 (Gr^*/\hat{Re}^{5,33})^{0,25}]$$

	BEZEICHNUNGEN	g_{EK}	Funktion für erzwungene Konvektion;
A,	Trennfläche (sekundäre Übertragungsfläche) [m^2];	g_F ,	Funktion für freie Konvektion;
B,	Kanalbreite [m];	g ,	Fallbeschleunigung [m^2/s];
a,	Kantenlänge [m]; Wärmeleitzahl in der Pr -Zahl [m^2/s];	H ,	Höhe des Kanals [m];
b,	Kantenlänge [m];	h ,	Tiefe der Querschnittserweiterung [m];
C, C_1, C_2 ,	Zahlenkonstanten;	l_T ,	Länge der Trennungsschicht [m];
D,	Diffusionskoeffizient [m^2/s];	l_1 ,	mittlerer Überströmungsweg [m];
d,	Durchmesser [m];	l_2 ,	typische Kantenlänge der Trennfläche [m];
d_{hyd} ,	hydraulischer Durchmesser [m];	M ,	relative Molekulmasse;
f_F ,	Formfaktor der Vertiefung;	m ,	Exponent der Reynolds-Zahl;
f_E ,	Erweiterungsverhältnis;	n ,	Exponent der Schmidt-Zahl;

n_1 ,	Exponent der Grashof-Zahl zweiter Art;	\hat{Sh} ,	Sherwood-Zahl (Nusselt-Zahl zweiter Art),
P ,	Gesamtdruck [N/m^2];	$= \frac{\hat{\beta} l_1}{D};$	
p ,	Dampfdruck des sublimierenden Stoffes [N/m^2];		
Q ,	Wärmestrom [W];	\hat{Nu} ,	Nusselt-Zahl, $= \frac{\hat{\alpha} l_1}{\lambda};$
q ,	Exponent des Formfaktors der Vertiefung;	Sc ,	Schmidt-Zahl, $= \frac{v}{D};$
r ,	Exponent des Erweiterungsverhältnisses;	Pr ,	Prandtl-Zahl, $= \frac{v}{a};$
S ,	Stoff- bzw. wärmeübertragende Fläche (primäre Übertragungsfläche) [m^2];	Le ,	Lewis-Zahl, $= \frac{Sc}{Pr}.$
t ,	Versuchszeit [s];		
\hat{u} ,	mittlere Anströmgeschwindigkeit oder Geschwindigkeit der Kanalströmung [m/s];	Indizes	
V_v ,	Volumen der Vertiefung [m^3];	L ,	Luft;
V_A ,	Volumen der über der Vertiefung stehenden Säule [m^3];	P ,	Primär, Partial;
x ,	maximale Breite der Trennfläche senkrecht zur Strömungsrichtung [m];	S ,	Sekundär; Stoff;
$\hat{\alpha}$,	Wärmeübergangszahl [$W/m^2 \text{ grd}$];	T ,	Trennfläche; Trennungsschicht;
$\hat{\beta}$,	Stoffübergangszahl [m/s];	W ,	Wand;
δ ,	Grenzschichtdicke [m];	FK ,	Freie Konvektion;
ρ_p ,	Partialdichte [kg/m^3];	EK ,	Erzwungene Konvektion;
ϑ ,	Temperatur [$^\circ C$];	∞ ,	grosse Entfernung von der Wand.
$\Delta\rho_p$,	Partialdifferenz [kg/m^3];		
ΔG ,	Gewichtsverlust des Versuchsmodeells [kg];		
v ,	kinematische Viskosität [m^2/s].		
Dimensionslose Kenngrößen			
\hat{Re}_A ,	Reynolds-Zahl der Anströmung, (Kanalströmung)		
	$= \frac{\hat{u} d_{hyd}}{v};$		
\hat{Re} ,	Reynolds-Zahl der Trennfläche, (Abrißebene)		
	$= \frac{\hat{u} l_1}{v};$		
Gr^* ,	Grashof-Zahl zweiter Art,		
	$= \frac{l_1^3}{v^2} g \frac{p_w}{P} \left(\frac{M_s}{M_L} - 1 \right);$		

1. DEFINITION DER STRÖMUNGSABLÖSUNG

Es GIBT viele Strömungsvorgänge, bei denen es zu einer Ablösung der Strömungsgrenzschicht kommt. Eine Grenzschichtablösung an einer Wand tritt bekanntlich auf, wenn der Druckgradient in Strömungsrichtung plötzlich positiv wird. Der Ablösepunkt ist unter dieser Voraussetzung durch die Bedingung festgelegt, dass der Geschwindigkeitsgradient an der Wand 0 ist. Der Ablösepunkt kann fix und variabel sein.

Ein fixer Ablösepunkt liegt z.B. bei einem quer angeströmten Prisma vor. Der Ablösepunkt der Grenzschicht ist in diesem Falle durch die Kante des Prismas eindeutig fixiert. Er ist unabhängig vom Charakter der sich ablösenden Strömungsgrenzschicht.

Bei Umströmung eines quer angeströmten Zylinders wandert dagegen die Ablösestelle (Ablösewinkel) der Grenzschicht in Abhängigkeit von der Reynoldszahl der Anströmung, vom Charakter der Grenzschicht, der Wandrauhigkeit usw.

In der vorliegenden Arbeit wird der bisher wenig behandelte Fall einer Strömungsablösung untersucht, der eintritt, wenn eine ausgebildete stationäre Kanalströmung plötzlich eine Querschnittserweiterung erfährt und eine unmittelbar darauffolgende Querschnittsverengung den Ausgangskanalquerschnitt wieder herstellt. Eine derartige Querschnittsveränderung wird in dieser Arbeit durch eine dreidimensionale Einzelvertiefung (Hohlraum) hervorgerufen, die sich in einer ebenen Kanalwand befindet. Der Ablösepunkt der ankommenden Grenzschicht liegt nicht am Beginn der Querschnittserweiterung. Man muss, wie sich zeigen wird, annehmen, dass sich von der Querschnittserweiterung an eine Trennungsschicht zwischen Außenströmung und Wirbelgebiet ausbildet. Erst die Trennungsschicht zerfällt nach einer gewissen Lauflänge und dringt in den Raum der Vertiefung ein.

2. SCHEMATIK DER UNTERSUCHTEN DREIDIMENSIONALEN VERTIEFUNGEN

Die Messungen wurden in einem immer gleichbleibenden Strömungskanal mit rechteckigem Querschnitt (50 mm hoch; 150 mm breit) durchgeführt, Bild 1. Insgesamt 109

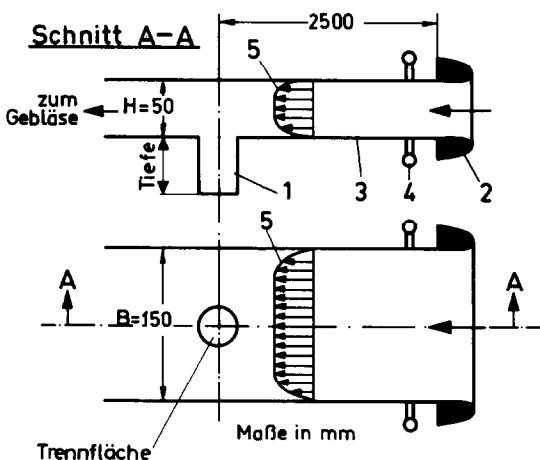


BILD 1. Schematischer Aufbau des Strömungskanals 1—Vertiefung; 2—Einlauf- und Mengenmessdüse; 3—Äussere Kanalbegrenzung; 4—Ringleitung zur Entnahme des statischen Druckes; 5—Geschwindigkeitsprofil der Anströmung.

geometrisch verschiedene Vertiefungen (Hohlräume) in Form von Halbkugeln, Zylindern, Kegeln, Kegelstümpfen, Prismen mit quadratischem und dreiseitigem Querschnitt, quadratischen—und dreiseitigen Pyramiden—bzw. Pyramidenstümpfen wurden untersucht. Die Trennfläche zwischen Kanal und Vertiefung und die Tiefe wurden systematisch variiert. Die Trennfläche bildete entweder ein Kreis, ein Quadrat oder ein gleichseitiges Dreieck. Die extremen Abmessungen betragen beim Kreis 6 mm und 70 mm Durchmesser, beim Quadrat 13 mm und 50 mm Kantenlänge und beim gleichseitigen Dreieck 50 mm Kantenlänge. Die Tiefe der Querschnittsveränderung wurde von 1 bis 150 mm geändert. Bei den einzelnen Versuchsreihen wurde jeweils die Grösse der Trennfläche konstant gehalten und die Tiefe variiert.

3. DIE MESSUNG MITTLERER STOFF- UND WÄRMEÜBERGANGSZAHLEN

3.1 Stoffübergangszahl

Die gesamte Innenwand des Vertiefungsmodells wurde mit Naphthalin oder Paradichlorbenzol beschichtet. (Schichtdicke: 0,2–0,3 mm). Die Außenströmung bildete eine Luftströmung von atmosphärischen Bedingungen, deren Massenstrom an einer Einlaufdüse ermittelt wurde, Bild 1. Die infolge Sublimation an die Luft übergegangene Masse Naphthalin bzw. Paradichlorbenzol wurde durch Wägung ermittelt. Zu diesem Zweck wurden die aus Aluminium bestehenden sehr leichten Vertiefungsmodelle vor und nach dem Versuch gewogen. Aus dem Gewichtsverlust—die Versuchzeit wurde jeweils so gewählt, dass ein ausreichend grosser Gewichtsverlust vorlag—wurde in bekannter Weise [1, 2] eine mittlere Stoffübergangszahl berechnet. Die halbkugel-, zylinder- und kegelförmigen Vertiefungsmodelle wurden auf der Drehbank, die übrigen auf funkenerosivem Wege hergestellt. Alle Modelle hatten scharfe Kanten. Beim Einbau der Vertiefungsmodelle wurde das Überstehen von Kanten relativ zur Kanalwand vermieden. Die Sc-Zahl hatte beim System Naphthalin/Luft

den Wert 2,5, beim System Paradichlorbenzol/Luft den Wert 2,2. Die *Sc*-Zahl war insofern kein Versuchparameter, da sie im Bereich der möglichen Raumtemperaturen praktisch konstant ist. Die zur Auswertung benötigten Stoffwerte wurden den bereits zitierten Arbeiten [1] und [2] entnommen. In der Regel wurde die Sublimation von Naphthalin bei Strömungsgeschwindigkeiten $> 10 \text{ m/s}$, die Sublimation von Paradichlorbenzol bei Strömungsgeschwindigkeiten $< 10 \text{ m/s}$ benutzt. Die Stoffübergangsmessungen wurden bei isothermen Bedingungen durchgeführt.

3.2 Wärmeübergangszahl

Als Vertiefungsmodelle dienten indirekt elektrisch beheizte Körper aus Kupfer. Sie waren gegenüber der Umgebung relativ gut wärmeisoliert. Die Außenströmung bildete eine Luftströmung von atmosphärischen Bedingungen, wie bei den Stoffübergangsmessungen. Die

Beheizung erfolgte mit Gleichstrom hoher Konstanz. Stromstärke und Spannung wurden gemessen. Die Wärmeverluste nach aussen wurden in einem getrennten Versuch bei der Strömungsgeschwindigkeit null ermittelt. Die mit eingelöteten Mantelthermoelementen (Thermopaar: Ni-CrNi) in der Kupferwand gemessene Wandtemperatur lag bei ca. 80°C . Sie wurde über die ganze Übertragungsfläche konstant angenommen. Diese Vereinfachung ist wegen der hohen Wärmeleitfähigkeit von Kupfer zulässig. Die *Pr*-Zahl hatte bei allen Versuchen den konstanten Wert 0,72. Die Stoffwerte von Luft [3] wurden bei der mittleren Temperatur zwischen Wand und Luft im Ansaugezustand berechnet.

4. FIKTIVES STRÖMUNGSMODELL

Eine Vorstellung über das Verhalten einer Kanalströmung bei plötzlicher Querschnitts-

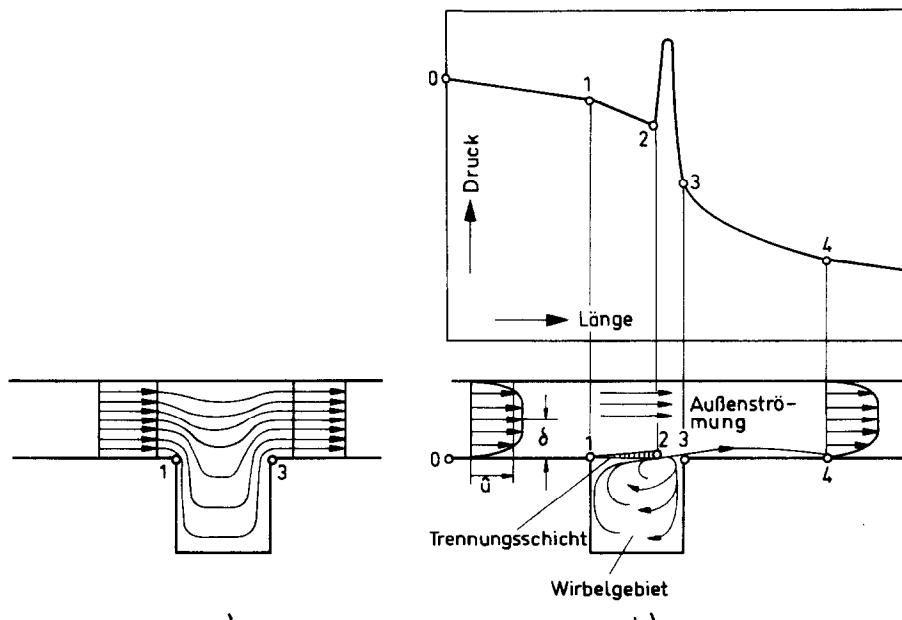


BILD 2. Schematische Darstellung des Strömungsverlaufes.

- (a) bei einem idealen Fluid
- (b) bei einem realen Fluid

Punkt 1 = geometrische Ablösestelle; Beginn der Querschnittserweiterung

Punkt 2 = Auflösungsstelle (Ablösestelle) der Trennungsschicht

Punkt 3 = Ende der Querschnittserweiterung.

veränderung infolge einer dreidimensionalen Vertiefung gibt Bild 2a für ein ideales und Bild 2b für ein reales Fluid. Der Beginn der Querschnittserweiterung, Punkt 1, ist bei einem realen Fluid, im Gegensatz zum idealen Fluid, nicht gleichzeitig Ablösepunkt der Grenzschicht der Anströmung. Es entwickelt sich wahrscheinlich von Punkt 1 an eine Trennungsschicht zwischen Außenströmung und Wirbelgebiet, deren Dicke in Strömungsrichtung anwächst. Der Auflösepunkt (Zerfall) dieser labilen Trennungsschicht, Punkt 2, liegt am Ende der Trennfläche in Strömungsrichtung gesehen. Die sich auflösende Trennungsschicht dringt im Bereich der Strecke 2–3 in den Raum der Vertiefung ein. Sie wird dort verwirbelt und vermischt sich beim Austritt wieder mit der Außenströmung. Dieses Strömungsmodell wurde u.a. an Hand von 3 verschiedenen Beobachtungen entwickelt:

1. In eine Wasserströmung wurden Tuschefäden unmittelbar vor der Vertiefung in der

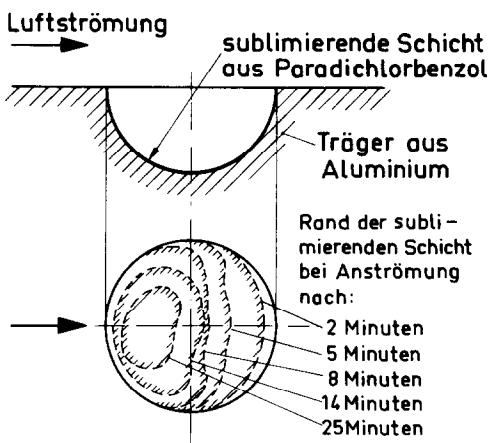


BILD 3. Der zeitliche Verlauf der Abtragung einer sublimierenden Schicht aus Paradichlorbenzol an einer halbkugelförmigen Vertiefung von 70 mm Ø.

Abrissebene eingegeben, und bei Überströmung der Vertiefung verfolgt. Diese Versuche konnten jedoch nur bei laminarer Anströmung bzw. im Übergangsbeit zwischen laminarer und turbulenter Anströmung durchgeführt werden.

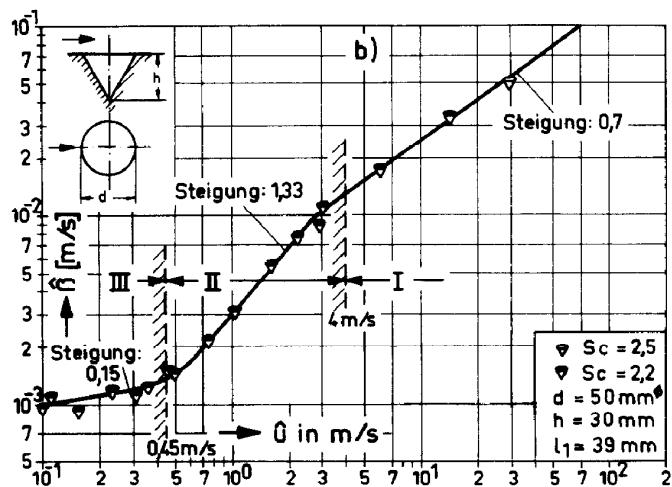
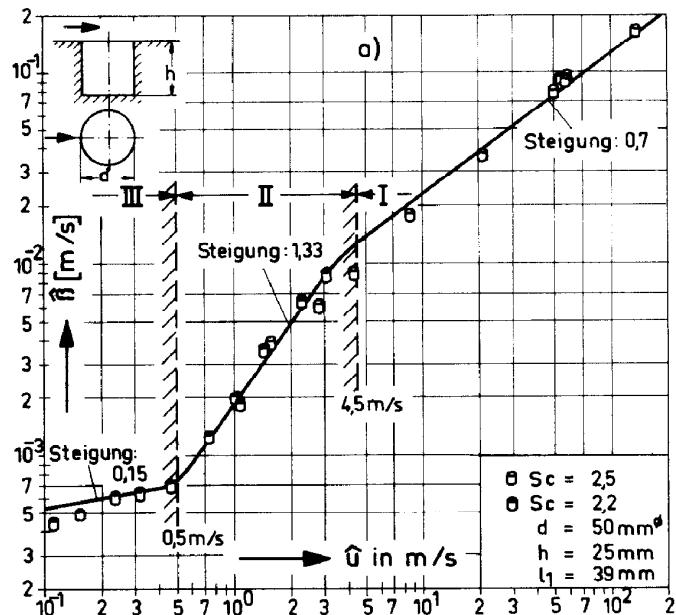
2. Der mit einer beweglichen Sonde (nur

Radialbohrung) gemessene Druckverlauf in der Ebene der Trennfläche zeigt qualitativ Bild 2b oben. Im Bereich der Trennungsschicht, Strecke 1–2, ist der Druckgradient stärker als in der Anströmung, Strecke 0–1, was auf das Anwachsen der Trennungsschicht von Punkt 1, nach Punkt 2 hindeutet. Die Ab- oder Auflösung der Trennungsschicht äußert sich im starken Druckanstieg beginnend mit Punkt 2. Im Punkt 3 liegt die Strömung keineswegs an der Wand an, wie z.B. beim idealen Fluid, Bild 2a. Das Geschwindigkeitsprofil muss sich erst wieder ausbilden. Dafür wird ein weiterer Druckabfall, Strecke 3–4, benötigt. Dieser Druckverlauf wurde bis zu Strömungsgeschwindigkeiten von 50 m/s beobachtet.

3. Der zeitliche Verlauf der Abtragung einer sublimierenden Schicht gleichmäßiger Dicke aus Paradichlorbenzol wurde an einer halbkugelförmigen Vertiefung, Bild 3, verfolgt. Die höchste Stoffübergangszahl liegt an der Stelle, an der der Ausgangsquerschnitt des Kanals wieder hergestellt ist. Dort ist die sublimierende Schicht zuerst abgetragen. Damit ist indirekt nachgewiesen, dass die Außenströmung am Ende der Querschnittsveränderung in die Vertiefung eindringt und nicht am Beginn derselben. Der Rand der sublimierenden Fläche wandert in zeitlicher Folge von rechts nach links. In dieser Richtung nimmt auch die Stoffübergangszahl ab.

5. ABHÄNGIGKEIT DER MITTLEREN STOFFÜBERGANGSZAHL DER VERTIEFUNG VON DER MITTLEREN GE SCHWINDIGKEIT DER AUSSENSTRÖMUNG

Die Bilder 4a bis 4d zeigen den Verlauf $\hat{\beta} = \phi(\hat{u})$ gemessen an 4 verschiedenen Vertiefungsformen. Wie man sieht, ist die Funktion ϕ , in doppeltlogarithmischem Maßstab dargestellt, in allen Fällen keine Gerade. Es kann eine Einteilung in 3 charakteristische Bereiche I, II und III vorgenommen werden. Auch die Kurven in Bild 16 für 7 halbkugelförmige Vertiefungen zeigen diesen typischen Verlauf. In Bild 16 ist die Größe $(\Delta G/t\rho_{pw})$, die der Stoffübergangszahl direkt proportional ist, in Abhän-



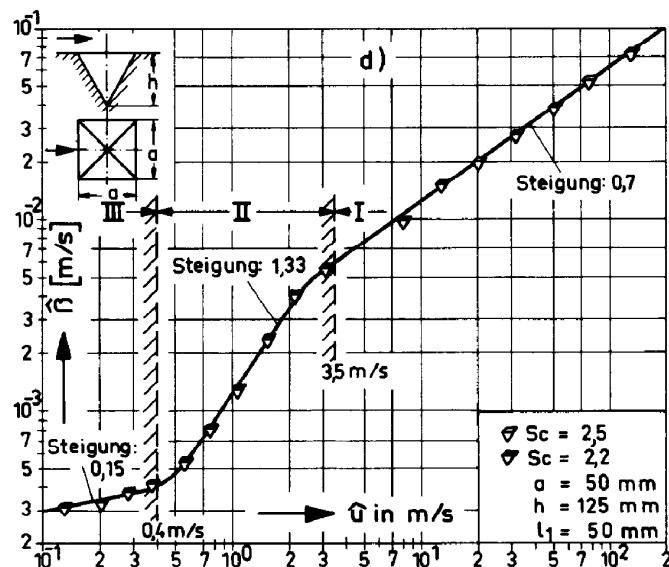
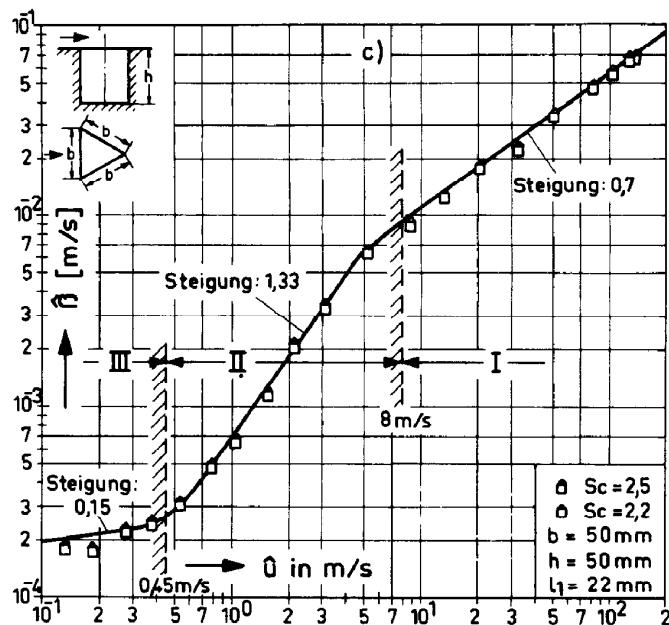


BILD 4. Integrale Stoffübergangszahl bezogen auf die primäre Übertragungsfläche in Abhängigkeit von der mittleren Anströmgeschwindigkeit.

- bei einer zylinderförmigen Vertiefung
- bei einer kegelförmigen Vertiefung
- bei einer prismatischen Vertiefung
- bei einer pyramidenförmigen Vertiefung.

gigkeit von der mittleren Anströmgeschwindigkeit dargestellt.

Bereich III. Die obere Grenze der Strömungsgeschwindigkeit in diesem Bereich ist unscharf. Sie liegt zwischen 0,4 und 0,5 m/s. Mit dem konstanten hydraulischen Durchmesser des Kanals von 75 mm ergeben sich für die Reynolds-Zahl der Aussenströmung (Kanalströmung) nach Gleichung (1) Werte zwischen 2100 und 2600. Man kann daraus schliessen, dass der Übergang von Bereich III in Bereich II bei der kritischen Reynolds-Zahl 2300 beginnt.

$$\widehat{Re}_A = \frac{\hat{u} d_{hyd}}{v} \quad (1)$$

Mit Hilfe von Tuschefäden, die unmittelbar vor der Vertiefung in der Ebene der Trennfläche in eine Wasserströmung eingegeben wurden, konnte deutlich sichtbar gemacht werden, dass die Strömung in der Trennungsschicht laminar ist. Der Tuschefaden war stabil (Intermittenzfaktor 0) und bewegte sich über die Vertiefung hinweg bis zu $\widehat{Re}_A = 2000$. Diese Beobachtung wurde bei verschiedenen grossen Trennflächen gemacht. D.h. im Bereich III gibt es keine Ab- oder Auflösung der Trennungsschicht. Die Trennungsschicht isoliert die Aussenströmung von der Vertiefung. Im fiktiven Strömungsmodell, Bild 2, ist Punkt 2 identisch mit Punkt 3. Dieses Ergebnis ist verständlich, denn die Strömungsgeschwindigkeit hat bei $\widehat{Re}_A \leq 2300$ keine überlagerten Schwankungsgeschwindigkeiten. Der Stoff- und Wärmetransport aus der Vertiefung im Bereich III ist als Folge der durchgehenden Trennungsschicht sehr niedrig. Auch die Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit ist sehr gering. Im Durchschnitt gilt der Zusammenhang: $\beta \sim \hat{u}^{0,15}$. Der Stoff- und Wärmetransport erfolgt von den Wandungen der Vertiefung im wesentlichen durch freie Konvektion und in geringerem Masse durch Diffusion an die laminar strömende Trennungsschicht und durch sie in die laminare Aussenströmung. Es liegt also ein Fall von Mischkonvektion, gebildet durch freie und erzwungene laminare Konvektion vor.

Bereich II. Bei $\widehat{Re}_A \geq 2,3 \cdot 10^3$ bewegt sich die Trennungsschicht nicht mehr stabil über die Vertiefung hinweg. Sie zerfällt intermittierend und dringt in die Vertiefung ein. Entsprechend Bild 2 bildet die Strecke 2–3 den Eindringbereich, wobei Punkt 2 wahrscheinlich mit steigender Reynolds-Zahl weiter von Punkt 3 abrückt, also kein Fixpunkt ist. Der Intermittenzfaktor vergrössert sich mit steigender Strömungsgeschwindigkeit und steigender Längenausdehnung der Trennfläche. Dies wird sehr deutlich durch den unterschiedlich starken Anstieg der Kurven in Bild 16 zum Ausdruck gebracht. Daher ist die obere Grenze des Bereiches II nicht durch Angabe eines \widehat{Re}_A -Wertes entsprechend Gleichung (1) fixierbar, sonder durch die Re -Zahl der Trennungsschicht (oder Abrissebene) gemäss Gleichung (2), wobei als charakteristische

$$\widehat{Re}_T = \frac{\hat{u} l_T}{v}. \quad (2)$$

Länge die Länge l_T der Trennungsschicht, Strecke 1–2 in Bild 2, verwendet wird. Da die Länge der Trennungsschicht nicht genau genug bestimmt werden kann, wird bei praktischen Rechnungen an Stelle von l_T der mittlere Weg, den die Aussenströmung bei Überquerung der Vertiefung zurücklegt, im folgenden l_1 genannt, verwendet (Strecke 1–3, Bild 2). Diese für jede Trennfläche leicht berechenbare Re -Zahl der Trennfläche (Abrissfläche) beschreibt Gleichung (3).

$$\widehat{Re} = \frac{\hat{u} l_1}{v}. \quad (3)$$

Die maximale Re -Zahl des Bereiches II nach Gleichung (3) ist unscharf. Sie liegt, wenn die Zahlenwerte \hat{u} und l_1 von Bild 4a bis 4d und Bild 16 zugrunde gelegt werden, im Bereich von 9500 bis 11700. Es ist bemerkenswert, dass diese Re -Zahl unabhängig von der Vertiefungsform und ihren Abmessungen (Trennfläche, Tiefe) ist.

Wird ein Tuschefaden in eine Wasserströmung unmittelbar vor der Trennfläche in der Ebene der Trennfläche eingegeben, dann zeigen sich zu Beginn des Bereiches II Instabilitäten da-

durch, dass der Faden in zeitlich unregelmässiger Folge im Bereich der Strecke 2–3 Bild 2, wellig wird und in die Vertiefung eintritt. Bei einer Ausdehung der Vertiefung in Strömungsrichtung von z.B. 70 mm wurden in der Zeiteinheit mehr Instabilitäten beobachtet (grosser Intermittenzfaktor) als bei einer Ausdehnung von z.B. nur 6 mm (kleiner Intermittenzfaktor). Daraus erklärt sich auch der in Bild 16 zum Ausdruck kommende stärkere Anstieg der Stoffübergangszahl in Bereich II bei der halbkugelförmigen Vertiefung von 6 mm Durchmesser.

Der Stoffübergang (Wärmeübergang) ist in diesem sogenannten Übergangsbereich sehr stark von der Strömungsgeschwindigkeit abhängig. Im Durchschnitt gilt der Zusammenhang: $\beta \sim \hat{u}^{1,33}$. Es liegt im Bereich II offenbar überwiegend erzwungene Konvektion vor.

Bereich I. Er ist festgelegt durch $\widehat{Re} \geq 10^4$. In diesem Bereich zerfällt die Trennungsschicht stationär auf und dringt andauernd in die Vertiefung. (Intermittenzfaktor im Bereich 2–3, Bild 2 gleich 1) Die Funktion $\beta = \phi(\hat{u})$ hat in doppeltlogarithmischem Mass-Stab eine konstante Steigung. Diese ist wesentlich niedriger als im Bereich II. Wie später noch gezeigt wird, gilt der Zusammenhang: $\beta \sim \hat{u}^{0,7}$. Die Stoffübertragung (Wärmeübertragung) aus der Vertiefung erfolgt in Bereich I ausschliesslich durch erzwungene Konvektion.

6. ANSATZ ZUR ALLGEMEINEN DARSTELLUNG DER MESSERGEBNISSE IN DEN BEREICHEN I UND II

Es wird im folgenden der Versuch unternommen, die Messergebnisse dimensionslos mit Hilfe der Kenngrössen der Ähnlichkeitstheorie für erzwungene Konvektion darzustellen.

An der primären Übertragungsfläche sind Charakter, Dicke und Laufänge der Grenzschicht zwischen Wirbelgebiet und Wand kompliziert und schwer überschaubar. Eine sinnvolle Reynolds-Zahl kann hier nicht definiert werden.

Einfacher lassen sich die Strömungsvorgänge

an der sekundären Übertragungsfläche, der Trennfläche, darstellen, wie dies in Bild 2 bereits erfolgt ist. Hier tritt an Stelle der an einer festen Wand sich ausbildenden Grenzschicht die Trennungsschicht. Auch Charakter und Dicke der Trennungsschicht sind nicht bekannt. Wohl aber können Aussagen über ihre Länge gemacht werden. Sie steht unzweifelhaft in einer festen Relation zur Länge der Trennfläche. Daher ist es möglich, durch Verwendung der Länge der Trennfläche, eine Reynolds-Zahl an der sekundären Übertragungsfläche zu definieren. Sie wird als Reynolds-Zahl der Trennfläche (oder Abrissebene) bezeichnet. Sie wurde bereits durch Gleichung (3) definiert. Sie ist, wie sich später zeigen wird, massgebend für die Grösse der Stoffübertragung aus der Vertiefung. Mit dieser gewählten Bezugs-länge kann nun auch eine *Sh*-Zahl berechnet werden.

Bei ähnlichen Geometrien gilt für die *Sh*-Zahl nach der Ähnlichkeitstheorie bei erzwungener Konvektion der Ansatz:

$$\widehat{Sh} = \phi(\widehat{Re}; Sc). \quad (4)$$

Da beliebige Vertiefungsformen nicht untereinander ähnlich sind und auch zwischen Kanal und Vertiefung keine geometrische Ähnlichkeit besteht, muss Gleichung (4) durch dimensionslose Geometrie-Parameter ergänzt werden. Dies sind bei der vorliegenden Geometrie der Formfaktor f_F , der die Gestalt der Vertiefung beschreibt und das Erweiterungsverhältnis f_E , welches den Zusammenhang zwischen Kanal und Vertiefung erfasst. Es gilt also der Zusammenhang nach Gleichung (5).

$$\widehat{Sh} = \phi(\widehat{Re}; Sc; f_F; f_E). \quad (5)$$

In vielen Bereichen der Wärme- und Stoffübertragung hat sich in nicht zu grossen Intervallen der einzelnen Parameter als Lösung der Funktion ϕ ein Potenzansatz bewährt, von dem in folgendem ausgegangen wird, Gleichung (6).

$$\widehat{Sh} = C \widehat{Re}^m Sc^n f_F^q f_E^r. \quad (6)$$

Analog gilt für die Nusselt-Zahl bei Wärmeübertragung, Gleichung (7).

$$\widehat{Nu} = C \widehat{Re}^m Pr^n f_F^q f_E^r. \quad (7)$$

Zur Berechnung der Ähnlichkeitskenngrößen \widehat{Re} , \widehat{Sh} , \widehat{Nu} , f_F und f_E müssen noch geeignete Bezugsgrößen mit Hilfe gezielter Versuche festgelegt werden. Auch die Konstante C und die Exponenten m , n , q und r können nur aus Versuchsergebnissen gewonnen werden.

7. ANSATZ ZUR ALLGEMEINEN DARSTELLUNG DER MESSERGEBNISSE IN BEREICH III

Im Bereich III, d.h. bei $\widehat{Re}_A \leq 2300$ muss, wie bereits erwähnt, eine gleichzeitige Überlagerung von freier und erzwungener laminarer Konvektion angenommen werden. Die reine Diffusion kann vernachlässigt werden. Für diese Annahme spricht z.B. die sehr geringe Abhängigkeit der Stoffübergangszahl von der Strömungsgeschwindigkeit (Steigung: 0,15), vgl. Bilder 4a bis 4d und Bild 16. Ausserdem wurden die Messpunkte bei Sublimation von Paradichlorbenzol in Luft ermittelt. In [4] wurde gezeigt, dass bei Sublimation dieses Stoffes schon bei Raumtemperatur freie Konvektion auftritt. Sie muss demzufolge bei der Beurteilung des Stofftransportes mit berücksichtigt werden.

Bei Überlagerung von freier und erzwungener Konvektion gilt für die Sh -Zahl der allgemeine Ansatz nach Gl. (8)

$$\widehat{Sh} = g(\widehat{Re}; Gr^*; Sc). \quad (8)$$

Die Sh -Zahl nach Gleichung (8) muss an ihren Grenzen in die Gesetzmässigkeiten der reinen erzwungenen Konvektion, Gleichung (9), und der reinen freien Konvektion, Gleichung (10), übergehen

$$\widehat{Sh}_{EK} = C_1 \widehat{Re}^m Sc^n \quad (9)$$

$$\widehat{Sh}_{FK} = C_2 Gr^{*n_1} Sc^{n_1}. \quad (10)$$

Als allgemeine Lösung der Funktion g wird daher angesetzt:

$$\left(\frac{\widehat{Sh}}{\widehat{Sh}_{EK}} \right) = g \left(\frac{Gr^*}{\widehat{Re}^{m/n_1}} \right). \quad (11)$$

Aus den Gleichungen (9) bis (11) folgt für den Grenzfall der reinen erzwungenen Konvektion: $g_{EK} = 1$ und für den Grenzfall der reinen freien Konvektion:

$$g_{FK} = \frac{C_2}{C_1} \frac{Sc^{n_1}}{Sc^n} \left(\frac{Gr^*}{\widehat{Re}^{m/n_1}} \right)^{n_1}.$$

Für reine freie Konvektion gilt nach [4] und $Gr^* > 10^3$ für halbkugelförmige Vertiefungen mit $f_F = 0,33$, umgerechnet auf l_1 , Gleichung (12)

$$\widehat{Sh}_{FK} = 0,9 (Gr^* Sc)^{0,25}. \quad (12)$$

Zur Berechnung der Sh -Zahl bei reiner erzwungener Konvektion, Sh_{EK} , kann Gleichung (20) verwendet werden, wobei beachtet werden muss, dass der Einfluss der Sc -Zahl, $Sc \approx 2,2$, in der Zahlenkonstanten enthalten ist. Damit folgt für die Funktion der reinen freien Konvektion:

$$g_{FK} = 0,75 10^3 \left(\frac{Gr^*}{\widehat{Re}^{5,33}} \right)^{0,25}. \quad (13)$$

Somit erhält man für die Sherwood-Zahl bei Überlagerung von freier und erzwungener Konvektion:

$$\widehat{Sh} = \widehat{Sh}_{EK}(1 + g_{FK}). \quad (14)$$

8. WAHL DER BEZUGSGRÖSSEN FÜR BEREICH I UND II

8.1 Strömungsgeschwindigkeit

Die mittlere Geschwindigkeit der Anströmung oder Kanalströmung wird immer zur Berechnung der Reynolds-Zahl verwendet. Das Geschwindigkeitsprofil kann als ausgebildet angesehen werden, da die Lauflänge der Grenzschicht 40 Kanalhöhen beträgt. Das Verhältnis maximale zu mittlere Geschwindigkeit ist demnach konstant und braucht als weiterer Strömungsparameter nicht berücksichtigt zu werden. Der Turbulenzgrad der Anströmung kann ebenfalls konstant, etwa zu 0,7 Prozent, angenommen werden.

8.2 Charakteristische Länge

Zur Bildung der \widehat{Re} -Zahl, \widehat{Sh} -Zahl und \widehat{Nu}

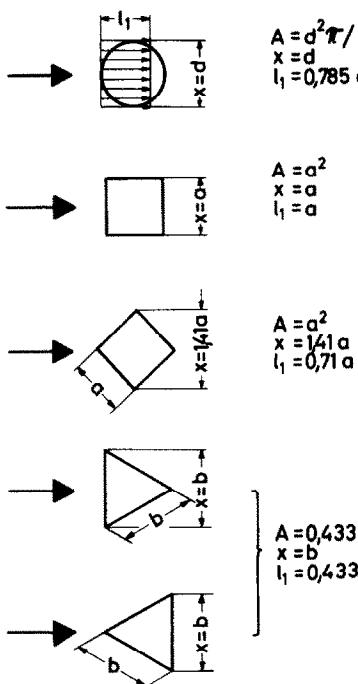


BILD 5. Zur Definition des mittleren Überströmungsweges $l_1 = A/x$.

Zahl bieten sich grundsätzlich drei verschiedene Bezugslängen an:

- Der hydraulische Durchmesser des Kanals, der die Außenströmung führt. Er hat für alle Vertiefungen den konstanten Wert: $d_{hyd} = 75 \text{ mm}$.
- Eine charakteristische Länge l_2 der Trennfläche, z.B. die Kantenlänge oder der Durchmesser, wobei die Orientierung dieser Länge zur Richtung der Anströmung nicht berücksichtigt wird.
- Der mittlere Überströmungsweg l_1 , den die Außenströmung bei Überquerung der Vertiefung zurücklegt. Diese durch die Geometrie der Trennfläche festgesetzte Bezugslänge steht in einem unmittelbaren Zusammenhang zur Länge der hydrodynamisch bedingten Trennungsschicht, vgl. Bild 2.

Die Berechnung von $l_1 = A/x$ wird in Bild 5 an 5 Beispielen gezeigt. Die Länge x ist die maximale Breite der Trennfläche A senkrecht

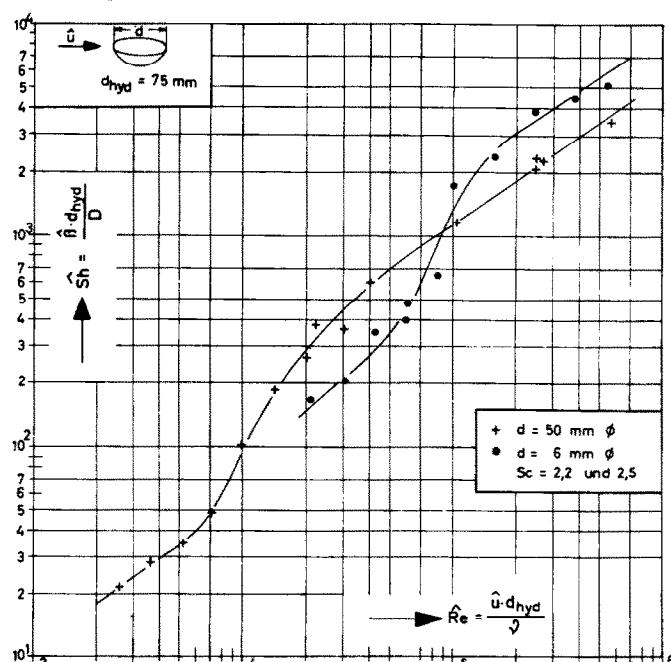


BILD 6. $Sh = \phi(\hat{Re})$ bei den halbkugelförmigen Vertiefungen von 50 und 6 mm Durchmesser. Als Bezugslänge zur Bildung der Re - und Sh -Zahl wurde der hydraulische Durchmesser des Kanals d_{hyd} verwendet.

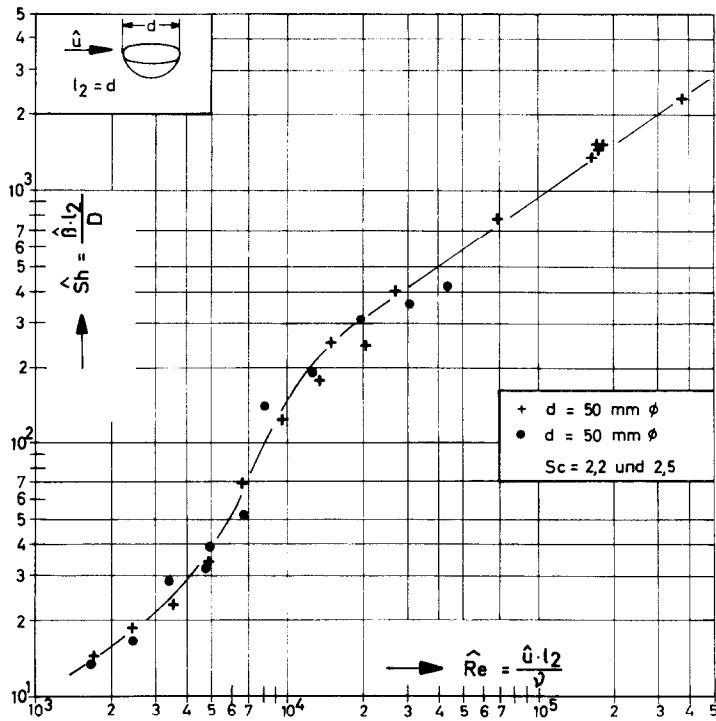


BILD 7. $\hat{Sh} = \phi(\hat{Re})$ bei den halbkugelförmigen Vertiefungen von 50 und 6 mm Durchmesser. Als Bezugslänge zur Bildung der \hat{Re} - und \hat{Sh} -Zahl wurde der Durchmesser der Halbkugel $l_2 = d$ verwendet.

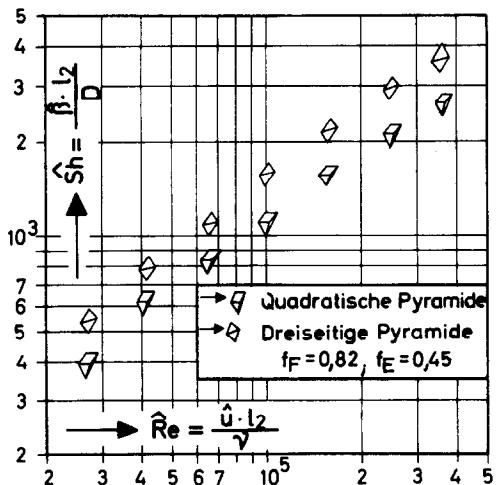


BILD 8. $\hat{Sh} = \phi(\hat{Re})$ bei Vertiefungen in Form einer quadratischen und einer dreiseitigen Pyramide. Als Bezugslänge wurde die Kantenlänge $l_2 = 50 \text{ mm}$ verwendet. Die Tiefe beider Pyramiden beträgt 125 mm.

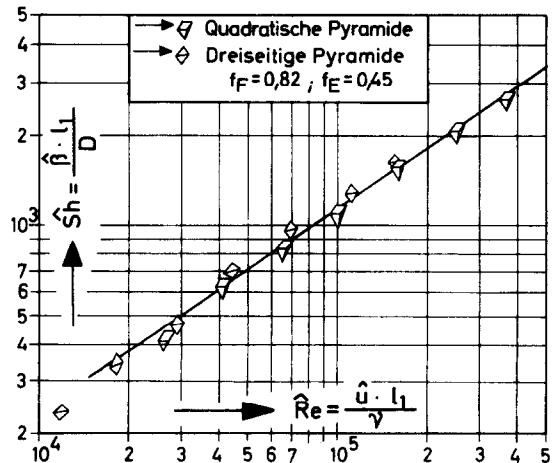


BILD 9. $\hat{Sh} = \phi(\hat{Re})$ bei Vertiefungen in Form einer quadratischen und einer dreiseitigen Pyramide. Als Bezugslänge wurde der mittlere Überströmungsweg $l_1 = 50 \text{ mm}$ für die quadratische und $l_1 = 21,6 \text{ mm}$ für die dreiseitige Pyramide verwendet.

zur Richtung der Anströmung. In den meisten Fällen ist x sehr viel kleiner als B , Bild 1.

Eine quantitative Bewertung der Bezugs-längen d_{hyd} und l_2 lässt sich sehr leicht mit Hilfe der halbkugelförmigen Vertiefungen von $d = 50$ und $d = 6$ mm \emptyset vornehmen. Bild 6 zeigt $\widehat{Sh} = \phi(\widehat{Re})$. Die \widehat{Re} -Zahl und die \widehat{Sh} -Zahl wurden mit d_{hyd} gebildet. Die beiden Kurven kreuzen sich. Wird zur Bildung der \widehat{Re} - und \widehat{Sh} -Zahl dagegen die Länge $l_2 = d$ verwendet, dann ergibt sich ein kontinuierlicher Kurvenzug für beide Vertiefungen, Bild 7, der sicher auch für andere Trennflächen mit Kreisquerschnitt gültig ist. Da $l_2 = d$ bei allen halbkugelförmigen Vertiefungen der Bezugslänge l_1 direkt proportional ist, lässt sich an dieser Geometrie keine Entscheidung zu Gunsten von l_2 oder l_1 herbeiführen. Geeignete Geometrien hierfür sind z.B. die quadratische und die dreiseitige Pyramide, wenn sie senkrecht zu einer Kante der Trennfläche angeströmt werden. Bild 8 zeigt $\widehat{Sh} = \phi(\widehat{Re})$ für $l_2 = 50$ mm als Bezugslänge. Die beiden Kurvenzüge unterscheiden sich um ca. 30 %. Wird die Bezugslänge l_1 vgl. Bild 5, verwendet, dann können die beiden Messreihen mit sehr geringer Streubreite durch einen Kurvenzug dargestellt werden, Bild 9. Dieses Ergebnis zeigt, dass die Länge l_1 , die in engem Zusammenhang zur Länge der Trennungsschicht steht, für die Grösse des Stoff- bzw. Wärmetransportes aus einer Vertiefung, wie erwartet, von grossem Einfluss ist. In dieser Arbeit wird folglich immer l_1 zur Bildung der \widehat{Re} -, \widehat{Sh} - und $\widehat{\nu}$ -Zahl verwendet.

8.3 Übertragungsfläche

Zur Berechnung der mittleren Stoffübergangs-zahl (Wärmeübergangszahl) aus Messwerten wird nach dem Newton'schen Gesetz eine Bezugsfläche benötigt. Man kann beim vorliegenden Strömungsproblem zwischen der primären Übertragungsfläche, bezeichnet mit S , und der sekundären Übertragungsfläche, die auch als Trennfläche A oder Abrissfläche, Bild 1, bezeichnet wird, unterscheiden. Aus Kontin-

uitätsgründen sind beide Bezugsflächen durch Gleichung (15) miteinander verknüpft.

$$\beta_p S(\Delta\rho_p)_p = \beta_s A(\Delta\rho_p)_s. \quad (15)$$

Die Bedeutung der Bezugsflächengrösse lässt sich besonders drastig am Beispiel von zylinder-förmigen Vertiefungen erläutern, Bild 10. Die

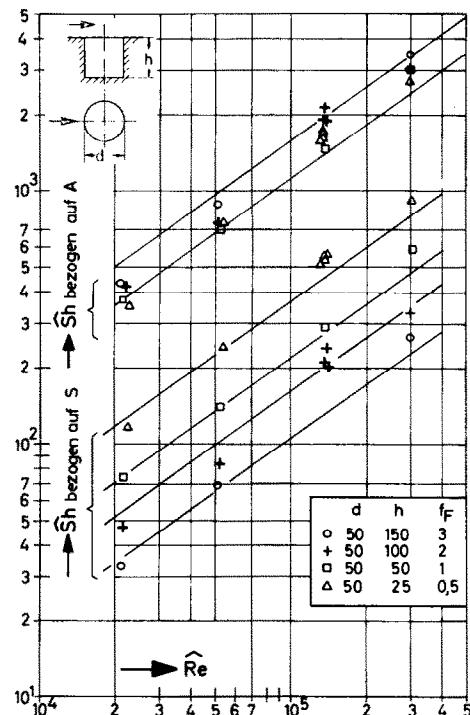


BILD 10. $\widehat{Sh} = \phi(\widehat{Re})$ für 4 verschiedene zylinder-förmige Vertiefungen bezogen auf die primäre bzw. sekundäre Übertragungsfläche.

zylinder-formigen Hohlräume haben einen Durchmesser von 50 mm und Tiefen von 25, 50, 100 und 150 mm. Im unteren Teil des Bildes wurde die primäre Übertragungsfläche verwendet. Die Spreizung der Geraden beträgt 260 Prozent. Die gleichen Messpunkte, nur auf die sekundäre Übertragungsfläche (Trennfläche) bezogen, ergeben nur noch eine Spreizung von 30 Prozent. Dieses Beispiel ist repräsentativ für alle untersuchten Vertiefungsformen. Damit steht eindeutig fest, dass die sekundäre Übertragungsfläche am geeignetesten ist.

8.4 Partialdichte- und Temperaturdifferenz

Bei Sublimation von Naphthalin und Parachlorbenzol in Luft ist die Partialdichte in der Anströmung in jedem Punkt des Strömungsfeldes 0. Die mittlere Partialdichte an der Trennfläche ist nicht bekannt. Nur die Partialdichte an der Wand der primären Übertragungsfläche ist genau aus der Dampfdruckfunktion berechenbar. Sie ist konstant, weil die Temperatur konstant ist. Die treibende Partialdichtedifferenz ist demzufolge identisch mit der Sättigungspartialdichte an der primären Übertragungsfläche ρ_{pw} . Die mittlere Stoffübergangszahl wird demzufolge aus Gleichung (16) berechnet

$$\hat{\beta} = \frac{\Delta G}{tA\rho_{pw}}. \quad (16)$$

Bei der Bestimmung der mittleren Wärmeübergangszahl nach Gleichung (17) wird die treibende Temperaturdifferenz mit der Wandtemperatur der primären Übertragungsfläche ϑ_w , und der mittleren Lufttemperatur der Anströmung ϑ_∞ , welche mit der Raumtemperatur identisch ist, gebildet.

$$\hat{\alpha} = \frac{Q}{A(\vartheta_w - \vartheta_\infty)}. \quad (17)$$

Das Temperaturprofil der Anströmung kann bei allen Strömungsgeschwindigkeiten rechteckförmig angenommen werden.

9. DEFINITION DER GEOMETRISCHEN EINFLUSSGRÖSSEN

9.1 Formfaktor der Vertiefung f_F

Bei zylinder- und quaderförmigen Vertiefungen (die Querschnittsfläche ist konstant über die Tiefe) ist das Verhältnis Höhe zu Durchmesser bzw. Höhe zu Kantenlänge ein die Geometrie eindeutig beschreibender Formfaktor. Verändert sich dagegen die Querschnittsfläche mit der Höhe, z.B. bei kegelförmigen Vertiefungen, dann ist die Definition verschiedener Formfaktoren möglich. Im folgenden wird ein Formfaktor ausgehend von

dem Formfaktor für die zylinderförmige Vertiefung: $f_F = h/d$ hergeleitet. Multipliziert man Zähler und Nenner im Ausdruck h/d mit $d^2\pi/4$, so erkennt man, dass im Zähler das Volumen V_v der Vertiefung und im Nenner die Trennfläche A sowie der Durchmesser d vorkommen. Eine weitere Verallgemeinerung wird erreicht, indem d durch die charakteristische Länge der Trennfläche l_2 ersetzt wird. Somit

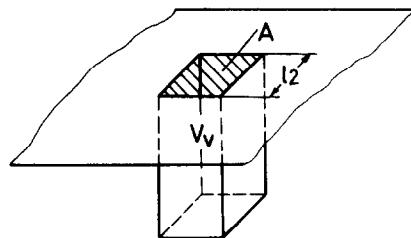


BILD 11. Zur Definition des Formfaktors der Vertiefung:
 $f_F = V_v/l_2 A$.

gilt für den Formfaktor einer beliebigen Vertiefung Gleichung (18). Zur Erläuterung dient Bild 11

$$f_F = \frac{V_v}{Al_2}. \quad (18)$$

Für eine quaderförmige Vertiefung ergibt sich aus Gleichung (18): $f_F = h/a$, wodurch ihre Allgemeingültigkeit nachgewiesen ist.

9.2 Erweiterungsverhältnis f_E

Das Erweiterungsverhältnis erfasst den geometrischen Zusammenhang zwischen der Vertiefung und dem Kanal. Analog zum Blockierungsverhältnis, das bei einer Versperzung der Kanalströmung Verwendung findet, wird im vorliegenden Fall ein Erweiterungsverhältnis f_E definiert, Gleichung (19). Es gilt nur,

$$f_E = \frac{V_v}{V_v + V_A} \quad (19)$$

solange $f_E \geq 0$ ist. Bild 12 erläutert die Berechnung von f_E . V_v ist das Volumen der Vertiefung.

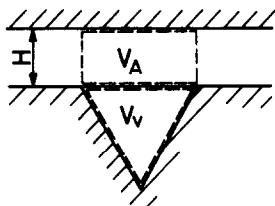


BILD 12. Zur Definition des Erweiterungsverhältnisses:
 $f_E = V_v / (V_A + V_v)$.

$V_A = AH$ ist das über der Vertiefung stehende Volumen. Durch Verwendung von Volumeneinheiten wird eine grösstmögliche Allgemeingültigkeit erreicht.

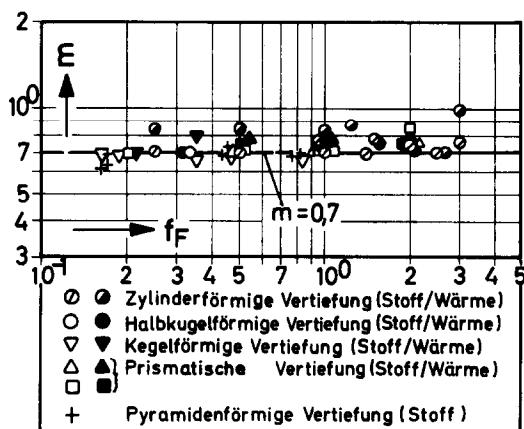


BILD 13. Exponent der Reynolds-Zahl in Abhängigkeit vom Formfaktor f_F .

10. DIE ERMITTlung DER EMPIRISCHEN EXPONENTEN FÜR BEREICH I

10.1 Exponent der Reynolds-Zahl

Zur Bestimmung des Exponenten der Reynolds-Zahl wurden Ausgleichsgeraden durch die Messpunkte aller Versuchsreihen im Bereich $10^4 < \hat{Re} < 4 \cdot 10^5$ gelegt. Die Steigungen der Ausgleichsgeraden zeigt Bild 13 in Abhängigkeit vom Formfaktor der Vertiefung f_F . Die Streubreite reicht von 0,61 bis 1. Ein leichter Anstieg von m mit steigendem Wert von f_F ist erkennbar. In erster Näherung kann für alle Vertiefungsformen und -abmessungen mit $m = 0,7$ gerechnet werden. Auffallend ist, dass bei Wärmeübertragung im Durchschnitt grössere m -Werte gemessen wurden. Der Einfluss von f_E kann nicht eliminiert werden, da sich f_F und f_E in gleicher Richtung verändern.

10.2 Exponent der Sc- bzw. Pr-Zahl

Zur Bestimmung des Exponenten n der Sc- bzw. Pr-Zahl wurden parallel zu den Stoffübergangsversuchen bei $Sc = 2,5$, Wärmeübergangsversuche bei $Pr = 0,72$ an der gleichen Geometrie, d.h. bei gleichbleibenden Werten von f_F und f_E durchgeführt. Bei gleicher \hat{Re} -Zahl wurde aus dem Zusammenhang: $\hat{Sh}/\hat{Nu} = Le^n$ der Exponent n berechnet.

In Bild 14 sind die für 16 verschiedene Geo-

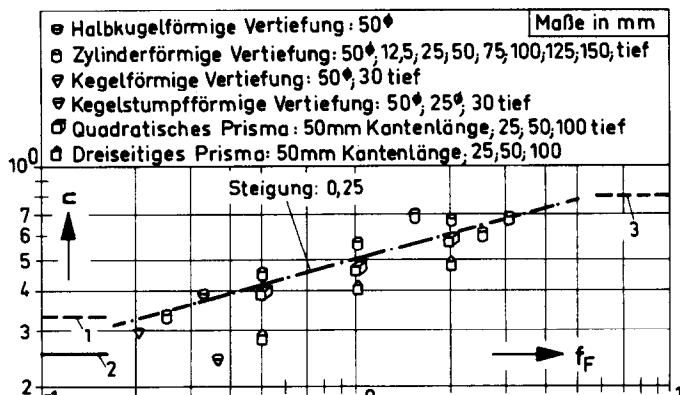


BILD 14. Die Abhängigkeit des Exponenten der Sc- bzw. Pr-Zahl vom Formfaktor f_F .

1—Exponent bei erzwungener Konvektion für $(Sc; Pr) \rightarrow \infty$

2—Exponent für laminare freie Konvektion

3—Exponent für erzwungene Konvektion $(Sc; Pr) \rightarrow 0$.

metrien berechneten n -Werte in Abhängigkeit von f_F dargestellt. Die Genauigkeit der so ermittelten n -Werte ist nicht besonders gross, weil die Lewis-Zahl einen relativ niedrigen Wert, nämlich 3,5, hat. Dies zeigt sich auch deutlich an der relativ grossen Streubreite der Messpunkte. Dennoch kann man deutlich erkennen, dass n mit steigendem Formfaktor f_F ansteigt, und zwar von 0,3 bis 0,7 im Bereich von $0,2 < f_F < 3$. Bei weiterer Verwendung dieser n -Werte muss berücksichtigt werden, dass der Einfluss des Erweiterungsverhältnisses f_E in einer nicht bekannten Grössenordnung im n -Wert enthalten ist.

Im grossen und ganzen liegen die n -Werte zwischen den Grenzwerten, die auch bei turbulenten Grenzschichtströmung üblich sind. Wird ein linearer Verlauf $n = \phi(f_F)$ in doppelt-logarithmischem Mass-Stab angenommen, dann lässt sich die Ausgleichsgerade in Bild 14 durch die Gleichung: $n = 0,51 \cdot f_F^{0,25}$ in den Grenzen $0,2 < f_F < 3$ darstellen.

10.3 Exponent r des Erweiterungsverhältnisses

Der Exponent des Erweiterungsverhältnisses kann nur an ähnlichen Vertiefungen ermittelt werden. Hierzu zählen halbkugel- und würfelförmige Vertiefungen. Die Abhängigkeit $\hat{Sh} = \phi(f_E)$ bei $\hat{Re} = 10^5$ ist in Bild 15a für mehrere

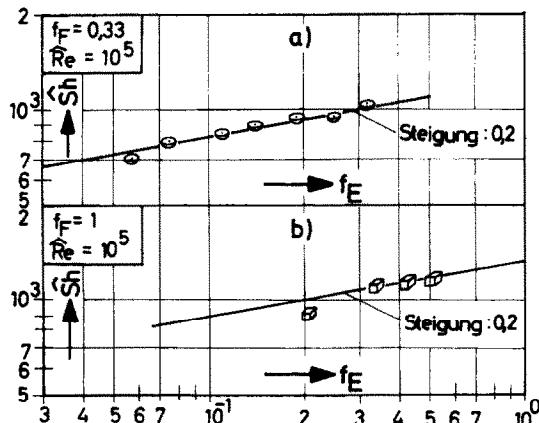


BILD 15. Die Abhängigkeit der \hat{Sh} -Zahl vom Erweiterungsverhältnis.

- (a) bei halbkugelförmigen Vertiefungen;
- (b) bei würfelförmigen Vertiefungen.

halbkugelförmige Vertiefungen, die alle den konstanten Formfaktor $f_F = 0,33$ haben, und in Bild 15b für mehrere würfelförmige Vertiefungen, die alle den konstanten Formfaktor $f_F = 1$ haben, dargestellt. In guter Übereinstimmung gilt für beide Geometrien die Proportionalität: $\hat{Sh} \sim f_E^{0,2}$. Der Einfluss des Erweiterungsverhältnisses auf die Grösse der Sherwood-Zahl ist demnach gering. Nach dem Prinzip vom kleinstem Zwang ist diese Abhängigkeit verständlich denn je kleiner das Erweiterungsverhältnis ist, umso weniger Aussenströmung wird gezwungen in die Vertiefung einzudringen und umgekehrt.

11. DIE EMPIRISCHEN GRÖSSEN C UND q FÜR BEREICH I

11.1 Halbkugelförmige Vertiefungen

Es wurden 7 verschiedene halbkugelförmige

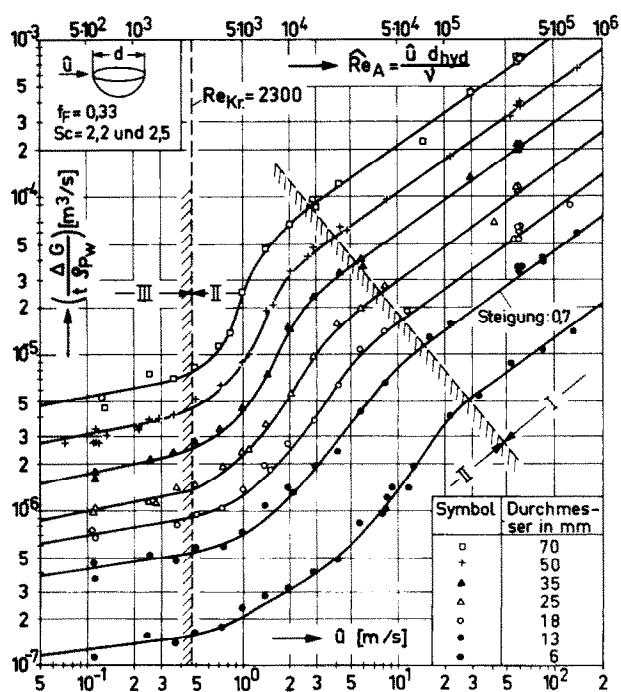


BILD 16. Die Abhängigkeit der Grösse $\Delta G / (t \rho_{pw})$ von der mittleren Geschwindigkeit der Anströmung \bar{u} bei 7 halbkugelförmigen Vertiefungen.

Vertiefungen mit Durchmessern zwischen 6 und 70 mm untersucht. Die aus den Mess-

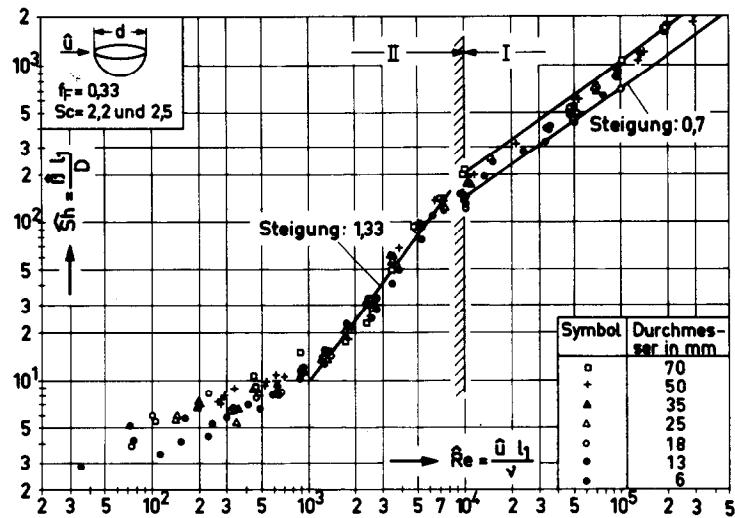


BILD 17. Die Abhängigkeit der mittleren Sherwood-Zahl von der Reynolds-Zahl bei 7 halbkugelförmigen Vertiefungen.

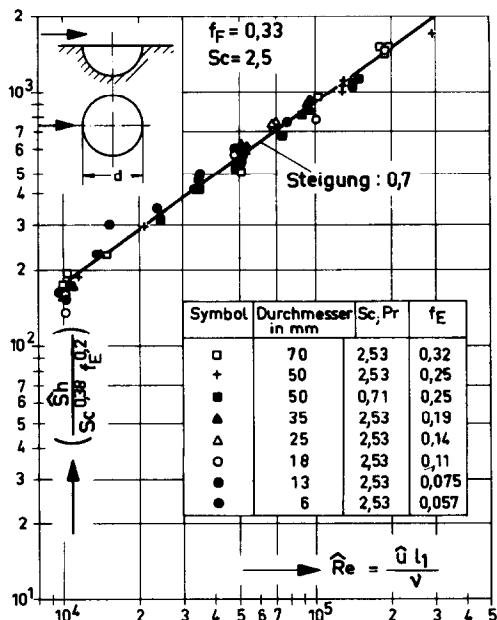


BILD 18. Die Abhängigkeit der Grösse $\bar{Sh}/(Sc^{0.33} f_E^{0.2})$ von der Reynolds-Zahl im Bereich I bei 7 halbkugelförmigen Vertiefungen.

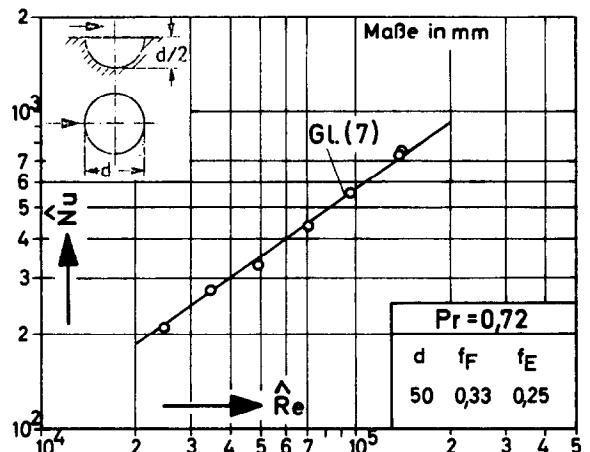


BILD 19. $\bar{Sh} = \phi(\bar{Re})$ bei der halbkugelförmigen Vertiefung von 50 mm Durchmesser.

werten bei Stoffübertragung berechnete Grösse $(\Delta G/(t\rho_{pw})$) ist in Bild 16 in Abhängigkeit von der mittleren Geschwindigkeit der Anströmung \bar{u} bzw. von der Reynolds-Zahl der Anströmung \bar{Re}_A dargestellt. Parameter ist der Durchmesser der Vertiefung. Die Kurvenverläufe sind eindeutig nach Kugeldurchmessern gestaffelt. Die

Spreizung der Kurvenzüge ist sehr gross. Jeder Kurvenzug lässt sich in 3 Bereiche I, II und III aufteilen, deren typische Merkmale bereits eingangs erläutert wurden, vgl. hierzu auch die Bilder 4a–4d.

Die auf \hat{Sh} - und \hat{Re} -Zahlen umgerechneten Messpunkte von Bild 16 zeigt Bild 17. Die Messpunkte haben im Bereich I nur noch eine Spreizung von 40 Prozent. Man erkennt deutlich, dass die Messpunkte für die halbkugelförmige Vertiefung von 70 mm ϕ oben und die für die Vertiefung von 6 mm ϕ unten liegen. Diese Staffelung ist nur auf den Einfluss des Erweiterungsverhältnisses f_E , Bild 15, zurückzuführen, denn der f_F -Wert ist für alle halbkugelförmigen Vertiefungen konstant. Wird für den Bereich $\hat{Re} \geq 10^4$ der Ausdruck $\hat{Sh}/(Sc^{0,38}f_E^{0,2})$ in Abhängigkeit von \hat{Re} aufgezeichnet, Bild 18, (bei $f_F = 0,33$ ist $n = 0,38$, Bild 14) dann reduziert sich die Spreizung von 40 Prozent in Bild 17 auf eine Steubreite von ± 8 Prozent bezogen auf die gewählte Ausgleichsgerade. Aus dem Wert: $\hat{Sh}/(Sc^{0,38}f_E^{0,2}) = 870$ bei $Re = 10^5$, Bild 18, ergibt sich nach Gleichung (6) ein für alle Kugeldurchmesser geltender C-Wert von 0,27. Bei der Berechnung wurden die Exponenten $m = 0,7$ und $q = 0$ verwendet.

Wärmeübergangsversuche bei $Pr = 0,72$ wurden nur an der halbkugelförmigen Vertiefung von 50 mm Durchmesser durchgeführt. Die Messpunkte zeigt Bild 19 in der Darstellung $\hat{\nu} = \phi(\hat{Re})$. Die nach Gleichung (7) zum Vergleich berechneten $\hat{\nu}$ -Werte für diese Geometrie mit $C = 0,27$, $m = 0,7$, $n = \phi(f_F)$ nach Bild 14 und $r = 0,2$ befinden sich in guter Übereinstimmung mit den Messwerten, wie Bild 19 zeigt.

11.2 Zylinderförmige Vertiefungen

Eine ins Detail gehende Abhängigkeit der Stoffübergangszahl bei $Sc = 2,5$ vom Formfaktor $f_F = h/d$ wurde an zylinderförmigen Vertiefungen von 50, 25 und 13 mm Durchmesser untersucht, wobei der Formfaktor im Bereich $0,1 < f_F < 3$ fein abgestuft wurde.

Wärmeübergangsversuche bei $Pr = 0,72$ wur-

den an 7 Vertiefungen durchgeführt. Bei gleichbleibendem Durchmesser von 50 mm wurden Tiefen von 12,5, 25, 50, 75, 100, 125 und 150 mm untersucht.

Die nach Gleichung (6) berechneten C-Werte für $Sc = 2,5$, $m = 0,7$, $n = \phi(f_F)$ nach Bild 14 und $r = 0,2$ zeigt Bild 20 in Abhängigkeit von

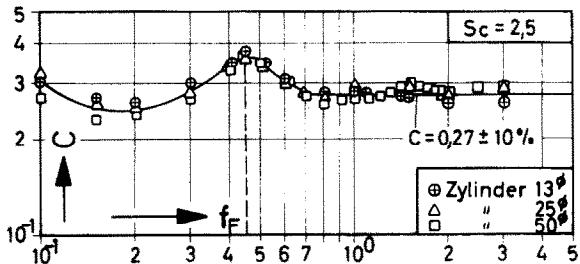


BILD 20. $C = \phi(f_F)$ bei zylinderförmigen Vertiefungen im Bereich I.

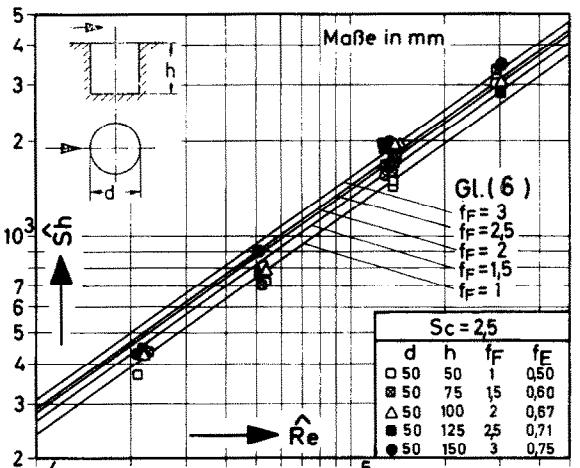


BILD 21. $Sh = \phi(\hat{Re})$ bei 5 zylinderförmigen Vertiefungen.

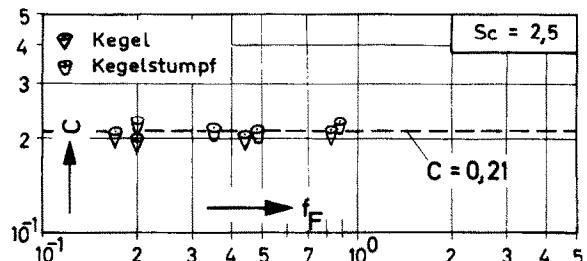
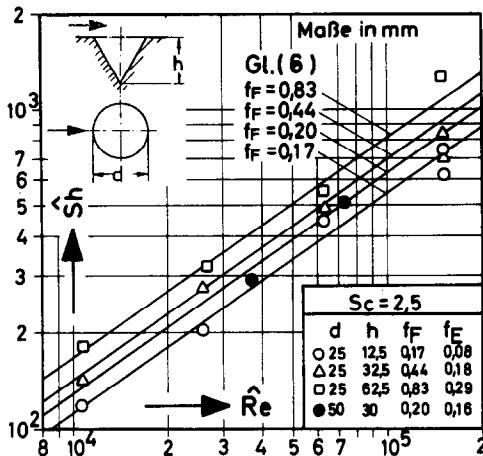


BILD 22. $C = \phi(f_F)$ bei 8 kegel- und kegelstumpfförmigen Vertiefungen im Bereich I.

BILD 23. $\hat{Sh} = \phi(\hat{Re})$ für 4 kegelförmige Vertiefungen.

f_F . Danach ist die Grösse C eine komplizierte Funktion von f_F . Eine C -Maximum (bevorzugte Abmessung für die Bildung eines Wirbels) liegt bei $f_F = 0,45$ und ein C -Minimum bei $f_F = 0,2$. Im Bereich $f_F \geq 0,7$ hat C den konstanten Wert 0,27. Der gleiche Wert wurde bei halbkugelförmigen Vertiefungen gefunden. Er gilt auch, wie später gezeigt wird, für prismen- und pyramidenförmige Vertiefungen.

Bild 21 zeigt die nach Gleichung (6) mit $C = 0,27$ und $m = 0,7$ berechneten Geraden $\hat{Sh} = f(\hat{Re})$ für $f_F > 1$. Die recht gute Übereinstimmung mit den Messpunkten zeigt, dass eine Übertragbarkeit der Abhängigkeit $\hat{Sh} \sim f_E^{0,2}$, die nur bei halbkugelund würzelförmigen Vertiefungen ermittelt wurde, auch auf zylinderförmige Vertiefungen möglich ist.

11.3 Kegel- und kegelstumpfförmige Vertiefungen

Es wurden 4 kegelförmige Vertiefungen untersucht, deren Masse Bild 23 enthält. Die Abmessungen der kegelstumpfförmigen Vertiefungen betrugen: 25/12,5 mm Durchmesser; 7,5; 18,8; 37,5 mm Tiefe und 50/25 mm Durchmesser und 30 mm Tiefe. An allen 8 Vertiefungsformen wurden Stoffübergangsmessungen durchgeführt. Nur an der kegelförmigen Vertiefung von 50 mm ϕ und 30 mm Tiefe sowie an der kegelstumpfförmigen Vertiefung von 50/25 mm ϕ

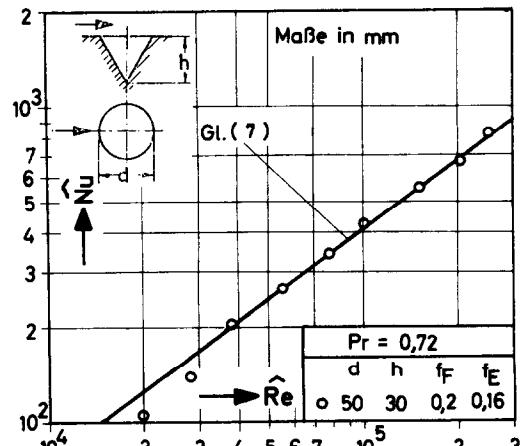
und 30 mm Tiefe wurden auch Wärmeübergangsmessungen bei $Pr = 0,72$ vorgenommen.

Die aus den Messergebnissen mit Hilfe von Gleichung (6) berechneten C -Werte für $Sc = 2,5$ zeigt Bild 22 in Abhängigkeit vom Formfaktor f_F . Der C -Wert liegt unabhängig von f_F bei 0,21. Demzufolge ist der Exponent $q = 0$. Es existiert offenbar weder ein C -Maximum noch ein C -Minimum, wie bei zylinderförmigen Vertiefungen. Der niedrige C -Wert deutet darauf hin, dass kegelförmige Vertiefungen für die Ausbildung von Wirbeln ungünstig sind.

Die nach Gleichungen (6) und (7) mit $C = 0,21$; $m = 0,7$; $n = \phi(f_F)$ nach Bild 14; $q = 0$ und $r = 0,2$ berechneten Funktionen $\hat{Sh} = \phi(\hat{Re})$ und $\hat{Nu} = \phi(Re)$ zeigen für kegelförmige Vertiefungen die Bilder 23 und 24. Die Abweichung der Messpunkte von den Geraden ist gering.

11.4 Prismatische Vertiefungen

Die Stoffübertragung wurde an 12 verschiedenen prismatischen Vertiefungen untersucht: 3 Vertiefungen in Form quadratischer Prismen mit einer Kantenlänge von 50 mm und Tiefen von 25, 50 und 100 mm, 3 Vertiefungen in Form quadratischer Prismen mit einer Kantenlänge von 25 mm und Tiefen von 5; 12,5 und 25 mm,

BILD 24. $\hat{Nu} = \phi(\hat{Re})$ für eine kegelförmige Vertiefung.

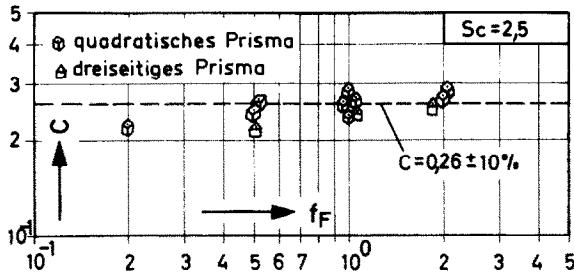


BILD 25. $C = \phi(f_F)$ für 12 Vertiefungen in Form von quadratischen- und dreiseitigen Prismen im Bereich I.

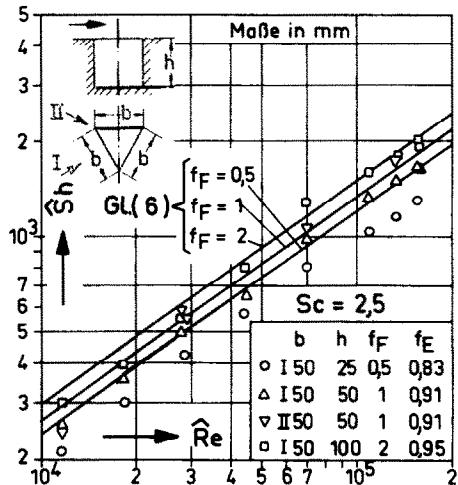


BILD 26. $\hat{Sh} = \phi(\hat{Re})$ für drei Vertiefungen in Form von dreiseitigen Prismen.

eine würfelförmige Vertiefung mit einer Kantenlänge von 35 mm, 2 Vertiefungen in Form quadratischer Prismen mit einer Kantenlänge von 13 mm und Tiefen von 13 und 26 mm und 3 Vertiefungen in Form dreiseitiger Prismen, deren Masse Bild 21 enthält. Wärmeübertragungsversuche bei $Pr = 0,72$ wurden nur bei den quadratischen und dreiseitigen Prismen von 50 mm Kantenlänge durchgeführt.

Die aus den Messwerten berechneten C -Werte nach Gleichung (6) für $\hat{Re} = 10^5$ und $Sc = 2,5$ sind in Bild 25 in Abhängigkeit von f_F dargestellt. Der mittlere C -Wert liegt bei $0,26 \pm 10$ Prozent. Eine ausgeprägte Abhängigkeit des C -Wertes von f_F liegt nicht vor. Demzufolge kann der Exponent $q = 0$ angenommen werden.

Die nach Gleichungen (6) und (7) mit $C = 0,26$; $m = 0,7$; $n = \phi(f_F)$ nach Bild 14; $q = 0$ und $r = 0,2$ berechneten Abhängigkeiten: $\hat{Sh} = \phi(\hat{Re})$ für $Sc = 2,5$ und $\hat{Nu} = \phi(\hat{Re})$ für $Pr = 0,72$ in Relation zu den unmittelbaren

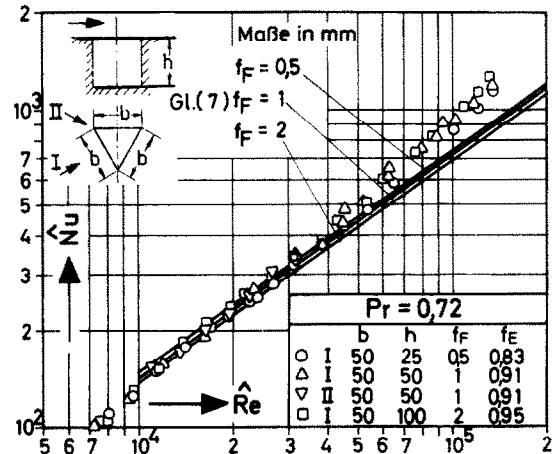


BILD 27. $\hat{Nu} = \phi(\hat{Re})$ für drei Vertiefungen in Form von dreiseitigen Prismen.

Messpunkten zeigen die Bilder 26 und 27 für Vertiefungen in Form dreiseitiger Prismen.

Die Orientierung der Trennfläche relativ zur Strömungsrichtung hat in der gewählten Darstellung $\hat{Sh} = \phi(\hat{Re})$, Bild 26 und Bild 27, keine Auswirkung. Dies kann als weitere Bestätigung für die Richtigkeit der Bezugslänge l_1 angesehen werden.

11.5 Pyramiden- und pyramidenstumpfförmige Vertiefungen

Es wurden 12 verschiedene pyramidenförmige Vertiefungen untersucht: 3 Vertiefungen in Form von quadratischen Pyramiden, deren Masse Bild 29 enthält; 3 Vertiefungen in Form von quadratischen Pyramidenstümpfen, die Masse enthält Bild 30; 3 Vertiefungen in Form dreiseitiger Pyramiden mit einer Kantenlänge von 50 mm und Tiefen von 25; 65 und 125 mm und 3 Vertiefungen in Form von dreiseitigen Pyramidenstümpfen mit den Kantenlängen von 50 bzw. 25 mm und Tiefen von 15, 40 und

80 mm. Wärmeübertragungsversuche wurden nicht durchgeführt.

Aus den jeweiligen \hat{Sh} -Werten bei $\hat{Re} = 10^5$ und $Sc = 2,5$ wurden C-Werte nach Gleichung (6) mit $m = 0,7$ und $r = 0,2$ berechnet. Sie sind in Bild 28 in Abhängigkeit vom Formparameter f_F dargestellt. C ist praktisch nicht

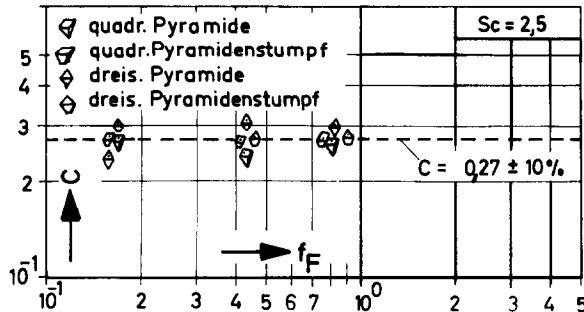


BILD 28. $C = \phi(f_F)$ bei pyramiden- und Pyramidenstumpfförmigen Vertiefungen im Bereich I.

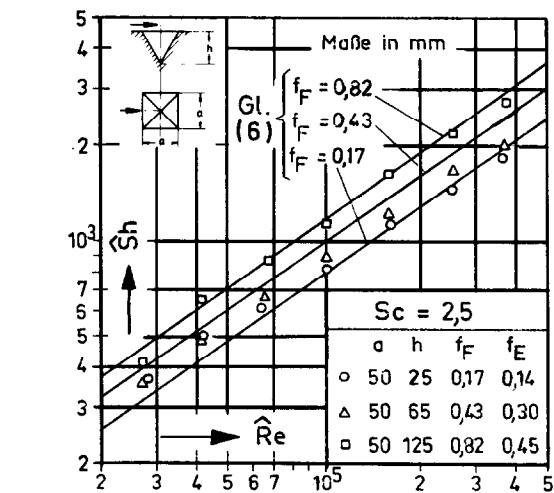


BILD 29. $\hat{Sh} = \phi(\hat{Re})$ für drei Vertiefungen in Form von quadratischen Pyramiden.

von f_F abhängig, sodass auch hier $q = 0$ ist. Der C-Wert hat die Grösse: $0,27 \pm 10$ Prozent. Offenbar gibt es auch bei den pyramidenförmigen Vertiefungen keine C-Maxima und C-Minima, wie sie bei den zylinderförmigen Vertiefungen beobachtet wurden.

Die nach Gleichung (6) mit $C = 0,27$; $m =$

$0,7$; $n = \phi(f_F)$ nach Bild 14; $q = 0$ und $r = 0,2$ berechnete Abhängigkeit: $\hat{Sh} = \phi(\hat{Re})$ für Vertiefungen in Form von Pyramiden und Pyramidenstümpfen im Vergleich zu unmittelbaren Messpunkten zeigen die Bilder 29 und 30. Es

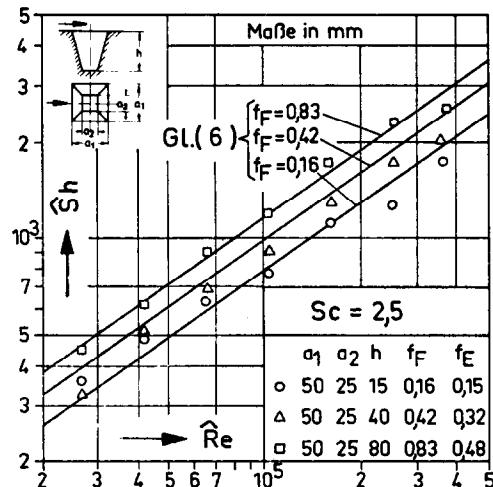


BILD 30. $\hat{Sh} = \phi(\hat{Re})$ für drei Vertiefungen in Form von quadratischen Pyramidenstümpfen.

wird festgestellt, dass Gleichung (6) auch die Stoffübertragung bei pyramidenförmigen Vertiefungen gut wiedergibt.

12. DIE EMPIRISCHEN GRÖSSEN FÜR BEREICH II

Der Bereich II ist ausführlich an 7 verschiedenen halbkugelförmigen Vertiefungen untersucht worden. Die Funktion $\hat{Sh} = \phi(\hat{Re})$ zeigt Bild 17. Die Steigung beträgt: 1,33. Darüber hinaus wurden je eine zylinderförmige-, kegelförmige prismatische- und pyramidenförmige Vertiefung untersucht. Die entsprechenden Verläufe $\beta = \phi(\hat{u})$ zeigen die Bilder 4a bis 4d. Die daraus berechneten \hat{Sh} - und \hat{Re} -Zahlen zeigen Bild 31. Die Ausgleichsgerade durch die Messpunkte in Bild 31 hat eine Steigung von 1,33. Die Streubreite der Messpunkte um die Ausgleichsgerade beträgt etwa ± 10 Prozent.

Ein systematischer Einfluss der Formfaktoren f_F und f_E ist nicht erkennbar. Daher kann in guter Näherung $q = r = 0$ angenommen

werden. Die Konstante C lässt sich unter dieser Einschränkung nach Gleichung (6) aus dem Zahlenwertpaar: $\hat{Sh} = 82$ bei $\hat{Re} = 5 \cdot 10^3$ zu 10^{-3} berechnen. Somit gilt für $2,2 < Sc < 2,5$ im Bereich $10^3 < \hat{Re} < 10^4$ Gleichung (20)

$$\hat{Sh} = 0,001 \hat{Re}^{1,33}. \quad (20)$$

Gleichung (20) gilt für alle in dieser Arbeit untersuchten Geometrien. Der Einfluss der

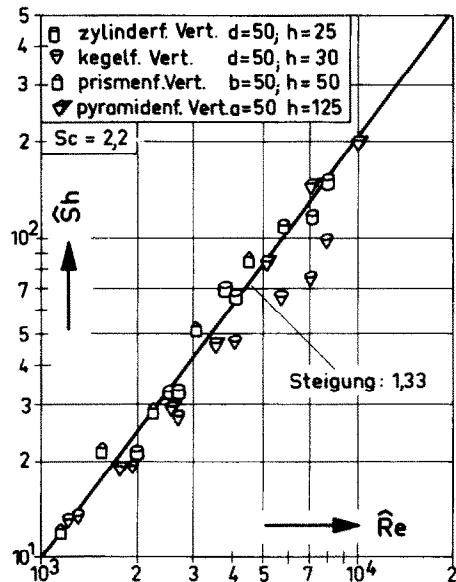


BILD 31. $\hat{Sh} = \phi(\hat{Re})$ im Bereich II für 4 verschiedene Vertiefungsformen (Hohlräume) bei $Sc = 2,2$.

Sc -Zahl wurde nicht untersucht. Ausreichend genaue Wärmeübergangszahlen bei $Pr = 0,7$ konnten im Bereich II nicht gemessen werden, weil der Wärmetransport aus der Vertiefung in der Größenordnung der Isolationsverluste lag. Es kann aber mit grosser Sicherheit angenommen werden, dass Gleichung (20) auch für Wärmeübertragung gilt, wenn \hat{Sh} durch $\hat{\nu}$ ersetzt wird.

13. MESSERGEBNISSE IM BEREICH III

Der Bereich III ist ausführlich an 7 verschiedenen halbkugelförmigen Vertiefungen untersucht worden, Bild 17. Darüber hinaus liegen Messergebnisse für je eine zylinderförmige-,

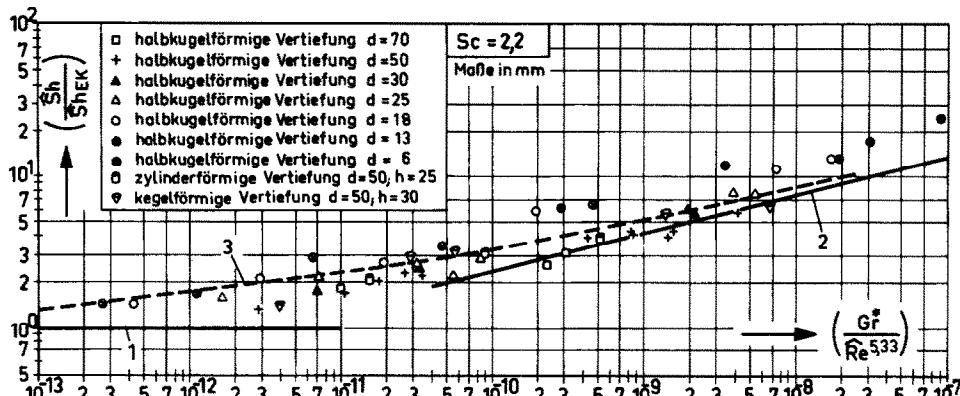
kegelförmige-, prismatische- und pyramidenförmige Vertiefung vor, Bilder 4a bis 4d. Die Sc -Zahl hatte bei allen Messungen den praktisch konstanten Wert 2,2 (Stoffsysten: Paradichlorbenzol/Luft).

In Bild 32 ist die Grosse Sh/Sh_{EK} in Abhängigkeit von der Grosse $(Gr^*/\hat{Re}^{5,33})$, vgl. die Gleichungen (13) und (14), im wesentlichen für halbkugelförmige Vertiefungen dar gestellt. Die Spreizung der Versuchspunkte von 100 Prozent in Bild 17 hat sich stark verringert. Die bleibende Streubreite ist auf Messunsicherheiten, in erster Linie bedingt durch die sehr kleine Stoffübergangszahl, zurückzuführen. Im Prinzip folgt die Messpunkte der für Mischkonvektion geltenden Gleichung (14), Kurve 3 in Bild 32. Auch die Messpunkte der für Mischkonvektion gelten für formigen Vertiefungen ($f_F = 0,5$ und 0,2) ordnen sich um Gleichung (14) an, obwohl diese streng nur für halbkugelförmige Vertiefungen ($f_F = 0,33$) gilt. Offenbar kann die Gültigkeit von Gleichung (14) auf den Bereich $0,2 < f_F < 0,5$ erweitert werden.

Die Messwerte für die prisma- und pyramidenförmigen Vertiefungen ($f_F = 1$ und 0,82) wurden in Bild 32 nicht eingezeichnet, da sie erwartungsgemäß stark davon abweichen. Sherwood-Zahlen bei reiner freier Konvektion an diesen Vertiefungen liegen z.Z. nicht vor. Im Prinzip können Beziehungen ähnlich Gleichung (14) für Mischkonvektion auch für andere Geometrien aufgestellt werden.

14. ABSCHLIESSENDE BEMERKUNGEN

Der konvektive Stofftransport (Wärmetransport) aus einer dreidimensionalen Vertiefung, die sich in einer ebenen Kanalwand befindet, wird in erster Linie durch die Abmessungen der Trennfläche zwischen Außenraum und Vertiefung und die mittlere Geschwindigkeit der Anströmung bestimmt. Form und Tiefe der Querschnittsveränderung üben dagegen nur einen geringen Einfluss aus. Eine weitgehend einheitliche Darstellung der Messergebnisse für alle untersuchten Vertiefungsformen ist geordnet nach 3 Bereichen möglich.

BILD 32. Stoffübertragung aus dreidimensionalen Vertiefungen für Mischkonvektion bei $Sc = 2,2$.

1—reine erzwungene Konvektion;

2—reine freie Konvektion

3—Mischkonvektion.

Im Bereich I, d.h. bei Reynolds-Zahlen der Trennfläche $\geq 10^4$ sind die Ähnlichkeitskenngrößen \widehat{Re} ; $\widehat{Sh}(\widehat{Nu})$ und Sc ; (Pr) ergänzt durch zweil dimensionslose allgemeingültige Geometrie-Parameter f_F und f_E zur Wiedergabe der Messergebnisse ausreichend. Für die mittlere \widehat{Sh} -Zahl gilt Gleichung (21)

$$\widehat{Sh} = C \widehat{Re}^m Sc^n f_F^q f_E^r \quad (21)$$

mit $C = 0,265$, $m = 0,7$, $n = 0,51$, $f_F^{0,25}$, $q = 0$ und $r = 0,2$. Eine Ausnahme bilden zylindrische Vertiefungen mit $f_F \leq 0,7$ und kegelförmige Vertiefungen, bei denen $C = 0,21$ ist. In diesem Bereich liegt reine Zwangskonvektion vor.

Im Bereich II, d.h. bei Reynolds-Zahlen der Kanalströmung ≥ 2300 und Reynolds-Zahlen der Trennfläche $\leq 10^4$ gilt für die mittlere Sherwood-Zahl Gleichung (22)

$$\widehat{Sh} = 0,001 \widehat{Re}^{1,33}. \quad (22)$$

Gleichung (22) gilt streng nur für Sc -Zahlen in der Nähe von 2. Die Formfaktoren f_F und f_E haben einen nicht verifizierbaren Einfluss auf die Grösse der Sh -Zahl. Es liegt nur Zwangskonvektion vor.

Im Bereich III, d.h. bei Reynolds-Zahlen der Kanalströmung ≤ 2300 sind die Ähnlichkeitskenngrößen \widehat{Re} , Gr^* , (Gr); $\widehat{Sh}(\widehat{Nu})$ und Sc (Pr) zur Wiedergabe der Messwerte zunächst aus-

reichend. In diesem Bereich liegt Mischkonvektion vor. Es gilt in erster Linie für halbkugelförmige Vertiefungen, der Formfaktor f_F beträgt 0,33, und näherungsweise für beliebige Vertiefungen deren f_F -Wert in der Nähe von 0,33 liegt, für die mittlere \widehat{Sh} -Zahl Gleichung (23).

$$\widehat{Sh} = 0,001 \widehat{Re}^{1,33} \left[1 + 0,75 \cdot 10^3 \left(\frac{Gr^*}{\widehat{Re}^{5,33}} \right)^{0,25} \right]. \quad (23)$$

ANMERKUNG

Die Stoffübergangsversuche hat Herr Ploppa, die Wärmeübergangsversuche Herr HermSEN durchgeführt. Die Auswertung mit Hilfe eines elektronischen Rechenprogramms besorgte Herr Mentzel. Ihnen möchte ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen.

LITERATUR

1. K. H. PRESSER, Experimentelle Prüfung der Analogie zwischen konvektiver Wärme- und Stoffübertragung bei nichtabgelöster Strömung, *Wärme- und Stoffübertragung* 1, 225–236 (1968).
2. K. H. PRESSER, Stoffübergang und Druckverlust an parallel angestromten Stabbündeln in einem grossen Bereich von Reynolds-Zahlen und Teilungsverhältnissen, *Int. J. Mass Transfer* 14, 1235–1259 (1971).
3. K. HAMMEKE, G. PIETRALLA und K. H. PRESSER, Thermodynamische Stoffwerte von Luft, Kohlendioxyd und Stickstoff bei hohen Temperaturen und Drücken JüL-383-RB (Juli 1966).
4. K. H. PRESSER, Die Stoffübertragung fest-gasförmig bei laminarer freier Konvektion, *Wärme- und Stoffübertragung* 5 (1972).

EMPIRICAL EQUATIONS FOR THE CALCULATION OF HEAT AND MASS TRANSFER FOR A SPECIAL CASE OF SEPARATED FLOW

Abstract—It was examined the convective mass-transfer (heat-transfer) out of three dimensional cavities, which were in the plane wall of a current-duct. The Reynolds-number was varied in the range $4 \cdot 10^2 - 10^6$. Average mass-transfer-coefficients on the side of the cavity were measured at sublimation of naphthalene and paradichlorbenzene respectively into air ($Sc = 2.5$ $Sc = 2.2$). The heat-transfer in air was examined at $Pr = 0.7$.

It was found out that the average Sherwood-number, related to the separating plain, is mainly dependent on the Reynolds-number for the separating plain. Against that depth and cavity-shape have only an unimportant influence.

An extensive generally valid representation of the experimental data with the rules of the theory of similarity is possible for all cavity-shapes examined, if it is distinguished among three typical ranges. In these ranges the flow-phenomena on the separating plain can be explained by the aid of a fictive flow-model.

The range I comprises the Reynolds-numbers for the separating plain $\geq 10^4$. The separating layer dissolves periodically and enters continuously into the cavity.

The range II is formed by the Reynolds-numbers for the canal-flow ≥ 2300 and the Reynolds-numbers for the separating plain $\leq 10^4$. The separating layer is unstable. It dissolves intermitting and enters with this rhythm into the cavity.

The range III lies at Reynolds-numbers for the canal-flow ≤ 2300 . The separating layer remains stable and flows over the cavity.

With the following empirical equations the experimental data can be well expressed:

$$\text{Range I: } \hat{Sh} = 0.265 \hat{Re}^{0.7} Sc^{n(f_F)} \cdot f_E^{0.2}$$

$$\text{Range II: } \hat{Sh} = 0.001 \hat{Re}^{1.33}$$

$$\text{Range III: } \hat{Sh} = 0.001 \hat{Re}^{1.33} \left[1 + 0.75 \cdot 10^3 \left(\frac{Gr^*}{\hat{Re}^{5.33}} \right)^{0.25} \right].$$

EQUATIONS EMPIRIQUES POUR LE CALCUL DU TRANSFERT MASSIQUE ET THERMIQUE DANS UN CAS SPECIAL D'ECOULEMENT SEPARÉ

Résumé—On a étudié les transferts massiques (thermiques) par convection hors de cavités bidimensionnelles situées dans la paroi plane d'un conduit. Le nombre de Reynolds est compris entre $4 \cdot 10^2$ et 10^6 . Des coefficients moyens de transfert massique pour la cavité ont été mesurés par sublimation de naphtalène ou paradichlorobenzène dans l'air ($S = 2.5$ ou $Sc = 2.2$). Le transfert thermique a été étudié à $Pr = 0.7$.

On trouve que le nombre de Sherwood moyen relatif à l'aire de séparation dépend principalement du nombre de Reynolds rapporté à cette zone. Par contre la profondeur et la forme de la cavité n'ont qu'une faible influence.

Une représentation générale des essais expérimentaux à partir des règles de la théorie de la similitude est possible pour toutes les formes des cavités étudiées si on distingue trois catégories typiques. Dans chaque cas les phénomènes d'écoulement sur la zone de séparation peuvent être expliqués à l'aide d'un modèle.

Le cas I concerne les nombres de Reynolds pour l'aire de séparation $\geq 10^4$. La couche séparée disparaît périodiquement et pénètre dans la cavité.

Le cas II correspond au nombre de Reynolds pour l'écoulement en canal ≥ 2300 et au nombre de Reynolds pour l'aire de séparation $\leq 10^4$. La couche séparée est instable. Elle se dissout avec intermission et entre à ce rythme dans la cavité.

Le cas III correspond à un nombre de Reynolds relatif à l'écoulement en canal ≤ 2300 . La couche séparée demeure stable et s'écoule au-dessus de la cavité.

Les résultats expérimentaux sont convenablement représentés par les formules empiriques suivantes:

$$\text{Cas I: } \hat{Sh} = 0.265 \hat{Re}^{0.7} Sc^{n(f_F)} \cdot f_E^{0.2}$$

$$\text{Cas II: } \hat{Sh} = 0.001 \hat{Re}^{1.33}$$

$$\text{Cas III: } \hat{Sh} = 0.001 \hat{Re}^{1.33} \left[1 + 0.75 \cdot 10^3 \left(\frac{Gr^*}{\hat{Re}^{5.33}} \right)^{0.25} \right]$$

РАСЧЁТ ПЕРЕНОСА МАССЫ И ТЕПЛА С ПОМОЩЬЮ ЭМПИРИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ СПЕЦИАЛЬНОГО СЛУЧАЯ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ

Аннотация—Исследовался конвективный массоперенос (теплоперенос) из трехмерных полостей, расположенных в плоской стенке канала. Значения критерия Рейнольдса изменялись от $4 \cdot 10^2$ до 10^6 . Средние коэффициенты переноса массы со стороны полости измерялись при сублимации нафтилина и парадихлорбензола в воздухе ($Sc = 2,5$ и $Sc = 2,2$, соответственно). Перенос тепла в воздухе исследовался при $Pr = 0,7$.

Найдено, что среднее значение числа Шервуда, отнесенного к плоскости отрыва, зависит в основном от значения числа Рейнольдса для плоскости отрыва. По сравнению с этим влияние глубины и формы полости является незначительным.

Справедливая для всех случаев обработка экспериментальных данных с помощью законов теории подобия возможна для всех исследованных форм полостей, если их разделить на три типичные группы. Для этих групп явления течения на плоскости отрыва можно объяснить с помощью фиктивной модели течения.

Первая группа включает значения критерия Рейнольдса для плоскости отрыва $\geq 10^4$. Отрывной слой периодически растворяется и непрерывно поступает в полость.

В группу II входят значения критерия Рейнольдса для течения в канале ≥ 2300 и значения критерия Рейнольдса для плоскости отрыва $\leq 10^4$. Отрывной слой неустойчив. Он растворяется пульсирующим образом и в подобном ритме поступает в полость.

Группа III включает значения критерия Рейнольдса для течения в канале ≤ 2300 . Отрывной слой остается устойчивым и течет над полостью.

Экспериментальные данные можно хорошо описать следующими эмпирическими уравнениями:

$$\text{Группа I: } Sh = 0,265 Re^{0,7} Sc^{n(f_E)} f_E^{-0,2}.$$

$$\text{Группа II: } Sh = 0,001 Re^{1,33}.$$

$$\text{Группа III: } Sh = 0,001 Re^{1,33} [1 + 0,75 \cdot 10^3 (Gr^*/Re^{5,33})^{0,25}].$$