Betrachtungen zum thermisch verursachten Lufttransport in einem neuartigen Raummodell

Bernd Glück

Ein neuentwickeltes, bausteinartig aufgebautes Raummodell betrachtet vorrangig die wärmetechnischen Transportvorgänge im Raum und nimmt die wärmephysiologischen Überprüfungen vor. Bei der Modellierung eines Mehrzonenmodells ist der thermisch verursachte Lufttransport bedeutungsvoll. Ausgehend von vorwiegend bekannten, experimentell gewonnenen Sachverhalten werden Näherungsgleichungen abgeleitet, Extrapolationen durchgeführt und mit Ergebnissen aus der Strömungssimulation verglichen. Eine Übersicht zum Raummodell findet sich im Internet http://www.rom.de.

Einleitung

Das neuentwickelte Mehrzonenraummodell ist streng modular aufgebaut. Die Module für den Strahlungsaustausch, den konvektiven Wärmeübergang und die wärmephysiologischen Zusammenhänge (Strahlungstemperatur, Empfindungstemperatur, Strahlungstemperatur-Asymmetrie) entsprechen den neuesten Erkenntnissen. Das Modul für den Lufttransport im Raum konnte dagegen nur mit relativ groben Näherungsgleichungen beschrieben werden, die bei verbessertem Erkenntnisstand zu ersetzen sind.

Direkt mit der Konvektion ist der Lufttransport gekoppelt. In [1] sind ausführliche Untersuchungen an Fallströmungen vor Abkühlflächen dargelegt. In [2] werden experimentelle Ergebnisse für Auftriebsströmungen an zylindrischen Wärmequellen mitgeteilt und in [3] finden sich umfangreiche Zusammenfassungen experimenteller Daten für Auftriebsströmungen. Zur Zeit mangelt es jedoch an einem generellen Algorithmus zur Vorausberechnung.

Fallströmungen an Abkühlflächen

In [1] wird als ein wichtiges Ergebnis der Untersuchungen der Luftmassestrom durch Konvektion $\dot{m}_K$ in der turbulenten Grenzschicht vor einer Abkühlfläche in Form der Größengleichung

$$\dot{m}_K = 0{,}536 \varrho \nu L Gr^{0,35} \tag{1}$$

mit

$$Gr = \frac{9{,}81 H^3 |t_W - t_\infty|}{(t_\infty + 273)\nu^2} \tag{2}$$

angegeben.

Dr.-Ing. habil. Bernd Glück, ROM-Zentrale, Hamburg.

Es bedeuten:

H	m	Höhe der Abkühlfläche
L	m	Länge der Abkühlfläche
ϱ	kg/m^3	Dichte bei t_G
ν	m^2/s	kinematische Viskosität bei t_G
t_W	°C	mittlere Wandtemperatur
t_∞	°C	Lufttemperatur außerhalb der Grenzschicht
t_G	°C	Grenzschichttemperatur $t_G = 0{,}5\,(t_W + t_\infty)$.

Weiterhin muß für den konvektiven Wärmestrom $\dot{Q}_K$ die Bilanz

$$\dot{Q}_K = \alpha_K L H (t_\infty - t_W) = c_p \dot{m}_K (t_\infty - \bar{t}_G) \tag{3}$$

mit

α_K	$W/(m^2\,K)$	konvektiver Wärmeübergangskoeffizient
c_p	J/(kg K)	spezifische Wärmekapazität
$\bar{t}_G$	°C	mittlere Grenzschichttemperatur

erfüllt sein. Die mittlere (kalorische) Grenzschichttemperatur $\bar{t}_G$ berechnet sich nach [1] aus

$$\bar{t}_G - t_\infty = (t_W - t_\infty)\, 0{,}274\, Gr^{-0,017}, \tag{4}$$

und der konvektive Wärmeübergangskoeffizient (Mittelwert über die Lauflänge des Fallstrahles) folgt aus

$$\alpha_K = \frac{Nu\,\lambda}{H} \quad \text{mit } Nu = 0{,}118\,(Gr\,Pr)^{0,333}. \tag{5}$$

Es bedeuten:

λ	W/(m K)	Wärmeleitfähigkeit bei t_G
Pr		*Prandtl*-Zahl bei t_G.

Damit ist der *kausale Zusammenhang* zwischen *Massestrom* und *Wärmestrom* herstellbar:

$$\frac{\dot{m}_K}{\dot{Q}_K} = \frac{0{,}536 \varrho \nu L Gr^{0,35}}{\alpha_K L H (t_\infty - t_W)}. \tag{6}$$

Die fortlaufende Substitution liefert:

$$\frac{\dot{m}_K}{\dot{Q}_K} = 4{,}542 \frac{\varrho \nu}{\lambda} Gr^{0,017} Pr^{-0,333} |\Delta t|^{-1} \tag{7}$$

bzw.

$$\frac{\dot{m}_K}{\dot{Q}_K} = 4{,}722 \frac{\varrho}{\lambda} \nu^{0,966} (t_\infty + 273)^{-0,017} Pr^{-0,333} H^{0,051} |\Delta t|^{-0,983}. \tag{8}$$

Wertet man den Stoffwert- und Temperaturkomplex für Luft aus, so ergibt sich für 20 °C

$$\dot{m}_K = 0{,}005\,H^{0{,}051}\,|\Delta t|^{-0{,}983}\,|\dot{Q}_K| \quad \text{in kg/s} \qquad (9)$$

mit

H	m	Höhe der Abkühlfläche
$\lvert\Delta t\rvert$	K	Temperaturdifferenz zwischen Wandoberfläche und Raumluft
$\dot{Q}_K$	W	Wärmestrom von der Raumluft an die Wand bezogen auf die Fläche HL.

Zwischen den Größen H, Δt und $\dot{Q}_K$ besteht der Zusammenhang:

$$|\dot{Q}_K| = \alpha_K L H |\Delta t| = 0{,}118\,(Gr\,Pr)^{0{,}333}\,\lambda L |\Delta t|$$

$$|\dot{Q}_K| = 0{,}118\left(\frac{9{,}81\,Pr}{\nu^2(t_\infty + 273)}\right)^{0{,}333}\lambda L H |\Delta t|^{1{,}333}$$

$$|\dot{Q}_K| \approx 1{,}4\,L H |\Delta t|^{1{,}333} \quad \text{in W.} \qquad (10)$$

Damit ist Gl. (9) für die *praktische Anwendung* in folgenden Formen nutzbar:

$$\dot{m}_K = 0{,}007\,L H^{1{,}05}|\Delta t|^{0{,}35} \quad \text{in kg/s}$$

$$\dot{V}_K = 0{,}0059\,L H^{1{,}05}|\Delta t|^{0{,}35} \quad \text{in m}^3\text{/s} \qquad (11)$$

$$\dot{m}_K = 0{,}0064\,L^{0{,}737}H^{0{,}788}|\dot{Q}_K|^{0{,}263} \quad \text{in kg/s}$$

$$\dot{V}_K = 0{,}0054\,L^{0{,}737}H^{0{,}788}|\dot{Q}_K|^{0{,}263} \quad \text{in m}^3\text{/s.} \qquad (12)$$

Normiert man den Massestrom auf L = 1 m, dann lauten die Berechnungsgleichungen

$$\dot{m}_K^* = 0{,}007\,H^{1{,}05}|\Delta t|^{0{,}35} \quad \text{in kg/(s m)} \qquad (13)$$

$$\dot{m}_K^* = 0{,}0064\,H^{0{,}788}|\dot{Q}_K^*|^{0{,}263} \quad \text{in kg/(s m)} \qquad (14)$$

mit

$\dot{Q}_K^*$ in W/m.

Die *Dicke der herabfallenden Luftschicht* gibt [1] zu

$$\delta = 1{,}11\,H\,Gr^{-0{,}1} \qquad (15)$$

an. Für die Lufttemperatur von 20 °C folgt näherungsweise

$$\delta \approx 0{,}17\,H^{0{,}7}|\Delta t|^{-0{,}1} \quad \text{in m} \qquad (16)$$

bzw.

$$\delta \approx 0{,}17\,H^{0{,}78}L^{0{,}08}|\dot{Q}|^{-0{,}075} \quad \text{in m.} \qquad (17)$$

Auftriebsströmungen an Aufwärmflächen

In [3] wird zusammenfassend aus zahlreichen experimentellen Untersuchungen für frei im Raum stehende Zylinder der Auftriebsvolumenstrom

$$\dot{V}_{K,Z} = (0{,}005 \cdots 0{,}006)\,\dot{Q}_K^{0{,}333}(z + D)^{1{,}667} \quad \text{in m}^3\text{/s} \qquad (18)$$

angegeben.

Dabei bedeuten:

$\dot{Q}_K$	W	Wärmestrom des Körpers an die Luft
z	m	Höhe über Aufstellungsniveau
D	m	Durchmesser des Körpers.

Fitzner [2] führte Versuche an beheizten Zylindern durch. Es galten im speziellen Fall: D = 0,3 m; H = 0,98 m; $\dot{Q}_K$ = 37 W. Die Ergebnisse sind stark vom vertikalen Lufttemperaturgradienten – wie *Bild 1* zeigt – abhängig. Für dt/dz = 0 wird Gl. (18) mit dem Faktor 0,005 gut bestätigt.

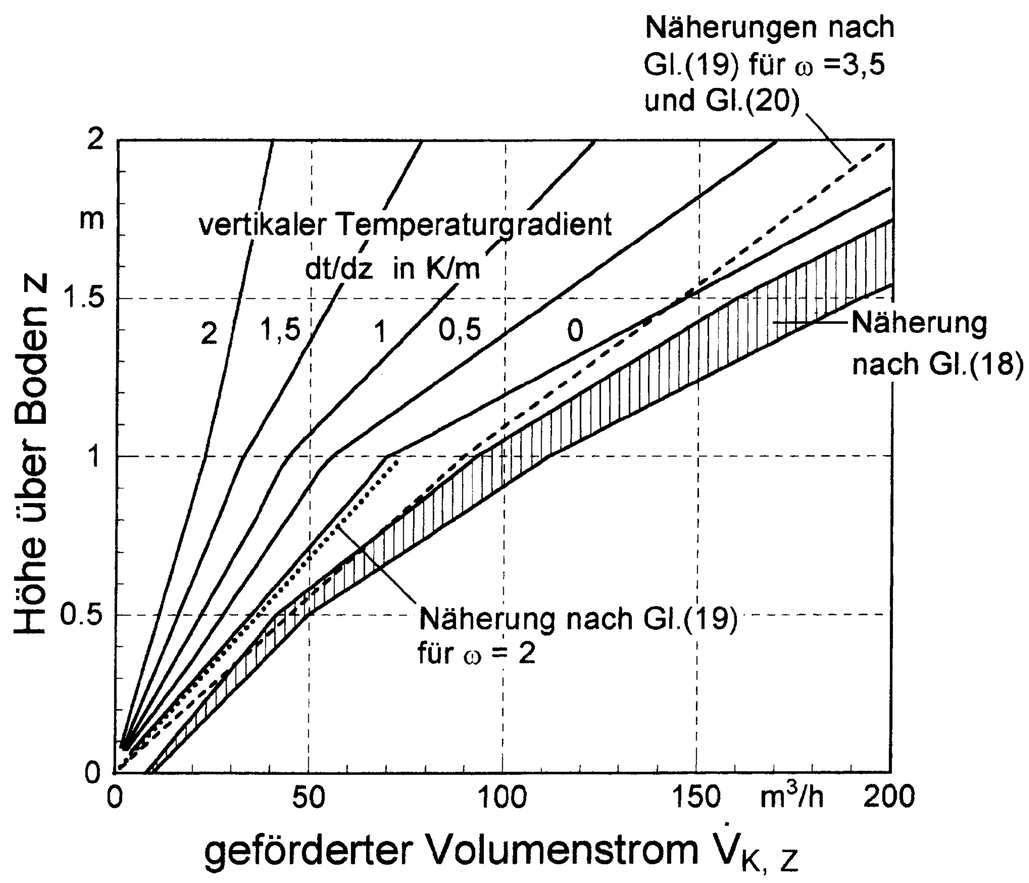

Bild 1. Auftriebsvolumenstrom eines speziellen Zylinders in Abhängigkeit des vertikalen Lufttemperaturgradienten nach Messungen von *Fitzner* [2] und Näherungsgleichungen.

Analytische Ableitungen für Auftriebsströmungen sind bisher nur für Platten bei laminaren Grenzschichten bekannt [4].

Geht man davon aus, daß die physikalischen Zusammenhänge bei den Auf- und Abtriebsströmungen gleich sind, so müßten die Gln. (11) bzw. (12) allgemeingültig sein. Im Falle der Auftriebsströmungen liegen Ergebnisse für freistehende Zylinder $\dot{V}_{K,Z}$ vor, die genannten Gleichungen sind jedoch für ebene Wände $\dot{V}_{K,W}$ gültig. Es wird im weiteren vom Ansatz

$$\frac{d\dot{V}_{K,Z}}{dz} = \frac{d\dot{V}_{K,W}}{dz}\left(1 + \omega\,\frac{\delta}{D}\right) \qquad (*)$$

ausgegangen. Der Quotient δ/D (vgl. *Bild 2*) werde als wichtige *kriterielle Größe* angesehen, der Faktor ω erlaubt die *Anpassung an Meßwerte*. Für einen Zylinderdurch-

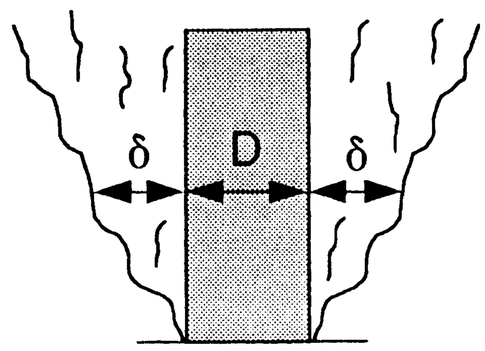

Bild 2. Beheizter, freistehender Zylinder mit Charakterisierung der Auftriebsströmung.

messer $D \to \infty$ entsprechen die Auftriebsverhältnisse am Zylindermantel denen an der ebenen Wand.

Aus Gl. (11) folgen für die Wand in Abhängigkeit der Höhe z und der Temperaturdifferenz Δt:

$$\dot{V}_{K,W} = C_1 z^{1,05} |\Delta t|^{0,35}$$

$$\frac{d\dot{V}_{K,W}}{dz} = C_1 \cdot 1{,}05 z^{0,05} |\Delta t|^{0,35}.$$

Mit der in Gl. (*) vermerkten Korrektur ergeben sich weiter

$$\frac{d\dot{V}_{K,Z}}{dz} = C_1 \cdot 1{,}05 z^{0,05} |\Delta t|^{0,35} \left(1 + \omega \frac{\delta}{D}\right)$$

und nach Substitution der laufenden Schichtdicke für Wände (Gl. (16))

$$\delta = C_2 z^{0,7} |\Delta t|^{-0,1}$$

schließlich

$$\frac{d\dot{V}_{K,Z}}{dz} = C_1 \cdot 1{,}05 z^{0,05} |\Delta t|^{0,35} \left(1 + \frac{\omega}{D} C_2 z^{0,7} |\Delta t|^{-0,1}\right).$$

Der Volumenstrom $\dot{V}_{K,Z}$ für die Zylinderhöhe H folgt aus der Integration über die Lauflänge $z = H$ und einigen Umrechnungen zu

$$\dot{V}_{K,Z} = \dot{V}_{K,W} \left(1 + 0{,}6\omega \frac{\delta}{D}\right). \tag{19}$$

Beim freistehenden Zylinder (*Bild 2*) ist die Oberfläche des bewegten Luftstromes um den Faktor

$$\frac{D + 2\delta}{D}$$

größer als an der ebenen Wand. Setzt man die induzierte Luftmenge der äußeren Oberfläche proportional, so beträgt $\omega = 2$. Dies entspräche physikalisch einer stoßfreien Luftzumischung in einem geschwindigkeitskonstanten Auftriebsstrom mit der gleichen Grenzschichtdicke wie bei einer ebenen Wand. Für das im *Bild 1* nach [2] ausgewertete Beispiel ergibt sich mit Gl. (19) der punktierte Kurvenzug. Es besteht sehr gute Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund für $dt/dz = 0$.

Die in [3] zitierten Versuchsreihen, die zur Formulierung der Gl. (18) führten, bezogen geometrisch vielgestaltete Körper (Kugeln, Rohre, Platten, Zylinder mit beheizten Abdeckungen, Radiatoren und Menschen) in die Auswertung ein. Berücksichtigt man diese Ergebnisse zusätzlich zur vorher beschriebenen Betrachtung, dann ist

$$\omega = 3{,}5$$

zu empfehlen.

Damit kann das Gleichungssystem (11) bis (17) für *Auf- und Abtriebsströmung* näherungsweise verwendet werden. Die Geometrie der Körper ist durch Gl. (19) zu berücksichtigen.

Luftströmungen ohne Antrieb

Abtriebsströmungen an kalten Oberflächen und Auftriebsströmungen an warmen Oberflächen setzen sich auch nach Verlassen der Kühl- oder Heizflächen gleichgerichtet fort. Dabei wird Umgebungsluft induziert, so daß der Luftvolumenstrom wächst und die Geschwindigkeit sinkt. Zusammenfassend wird als *grobe Näherung* für die in Bewegungsrichtung verlaufende, höhenabhängige Zunahme des Volumenstromes – solange es keine besseren Approximationen gibt – für das Raummodell verwendet:

freistehender Körper

$$\dot{V}_{z+\Delta z} = (1 + 1{,}2|\Delta z|)\dot{V}_z \tag{20}$$

Wände

$$\Delta\dot{V}_{z+\Delta z} = (1 + 1|\Delta z|)\dot{V}_z. \tag{21}$$

Es bedeuten:

$\dot{V}_z$	m/s	Volumenstrom in Höhe z
$\dot{V}_{z+\Delta z}$	m/s	Volumenstrom in Höhe $z + \Delta z$
Δz	m	Höhendifferenz $\Delta z = z_2 - z_1$.

Im *Bild 1* ist die Auftriebsströmung am beheizten Zylinder nach Gl. (19) und die nicht angetriebene Auftriebsströmung nach Gl. (20) ergänzt worden. Dabei kann eine sehr gute Übereinstimmung mit den Meßwerten festgestellt werden.

Beeinflussung von Auftriebsströmungen

Gl. (19) gibt eine Umrechnung von Auftriebsströmungen an ebenen Wänden und freistehenden Zylindern an. Der Unterschied ist durch die verschiedenen Zuströmbedingungen verursacht. Ungeklärt ist die Grenzschichtdicke der Auftriebsströmung am freistehenden Zylinder $\delta_{Zylinder}$. Es werden zwei Grenzwerte abgeschätzt. Im *Minimalfall* gilt $\delta_{Zylinder} = \delta_{ebene\,Wand} \equiv \delta$ gemäß Gl. (15). Die später vorgestellten Simulationsergebnisse (*Bild 11*) scheinen diese Gleichheit zu bestätigen. Geht man in grober Näherung davon aus, daß der Impuls der Auftriebsströmung an der ebenen Wand durch die zusätzliche Luftinduzierung am freistehenden Zylinder gemäß Gl. (19) gleichbleibt, folgen für den *Maximalfall*:

$$\delta_{Zylinder} = \frac{1}{2}\left[\sqrt{4D\delta_{ebene\,Wand}\left(1 + 0{,}6\omega\frac{\delta_{ebene\,Wand}}{D}\right)^2 + D^2} - D\right]. \tag{22}$$

Für den von *Fitzner* [2] experimentell betrachteten Zylinder würde mit Gl. (17) für die Schichtdicke an der Mantelabwicklung als ebene Wand gelten:

$$\delta_{ebene\,Wand} = 0{,}17 \cdot 0{,}98^{0,78} (0{,}3\pi)^{0,08} 37^{-0,075}\,\text{m} = 0{,}13\,\text{m}.$$

Dieser Wert verkörpert den Minimalfall von $\delta_{Zylinder}$. Für den Maximalfall nach Gl. (22) beträgt die Schichtdicke

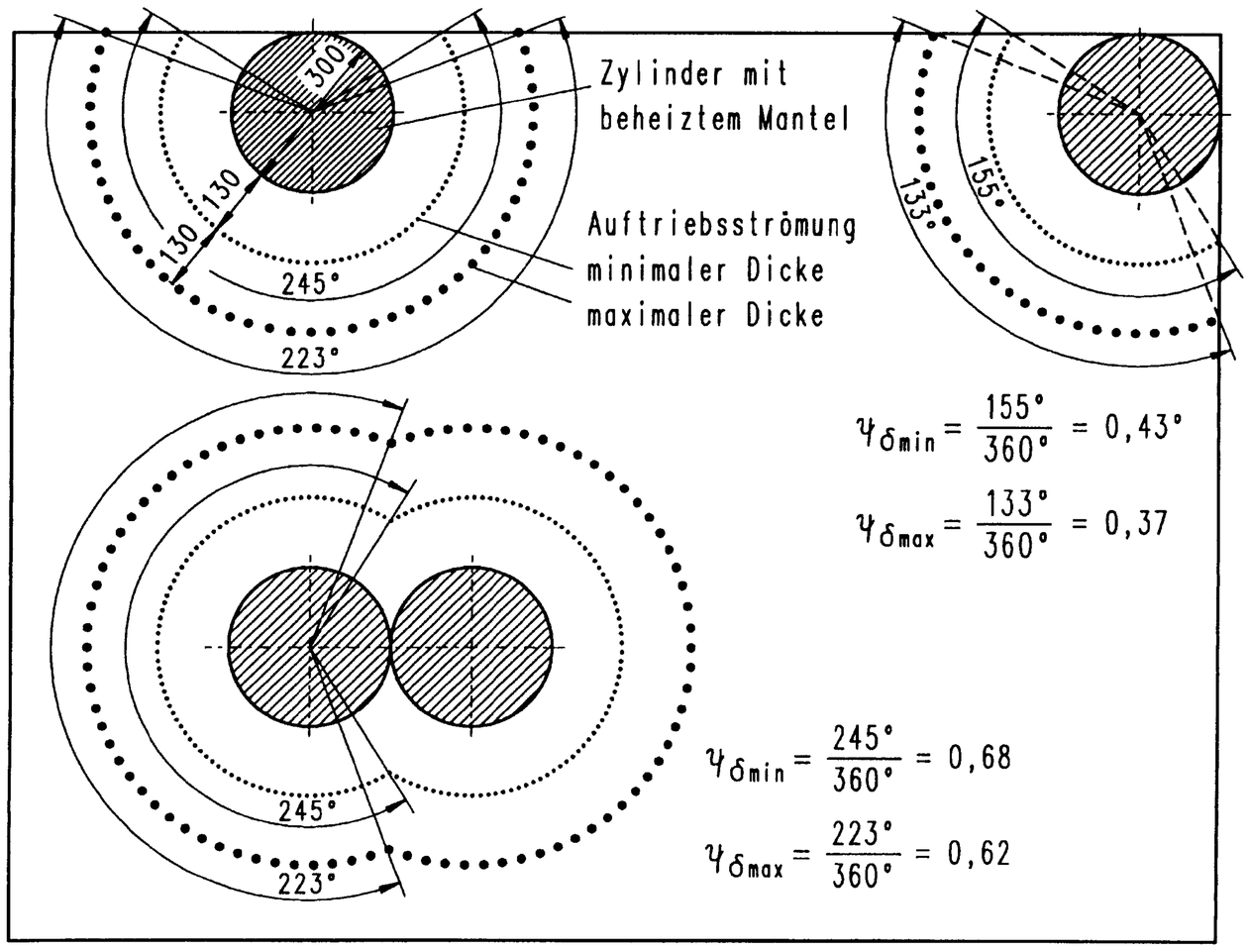

Bild 3. Anordnungen von Wärmequellen, die sich gegenseitig beeinflussen.

am oberen Rand des Zylinders

$$\delta_{\text{Zylinder}} = \frac{1}{2}\left[\sqrt{4 \cdot 0{,}3 \cdot 0{,}13\left(1 + 0{,}6\omega\,\frac{0{,}13}{0{,}3}\right)^2 + 0{,}3^2} - 0{,}3\right]\text{m}$$

$$\delta_{\text{Zylinder}} = 0{,}19\,\text{m (für } \omega = 2) \cdots 0{,}26\,\text{m (für } \omega = 3{,}5).$$

Im *Bild 3* sind spezielle Anordnungen von Wärmequellen dargestellt, deren Auftriebsströmungen sich gegenseitig beeinflussen.

Würde man nach reinen Geometrieüberlegungen um die Zylinder die minimale bzw. maximale Grenzschichtdicke von 0,13 m bzw. 0,26 m ansetzen, dann ergeben sich nachfolgende Reduzierungen ψ der Volumenströme bezogen auf die ungestörte Aufstellung:

– Eckaufstellung

$$\psi = 0{,}43 \cdots 0{,}37$$

– Wandaufstellung bzw. sich berührende Zylinder

$$\psi = 0{,}68 \cdots 0{,}62.$$

In [3] werden bezogen auf die Untersuchungen von *Kofoed* und *Nielsen* angegeben:

– Eckaufstellung

$$\psi = 0{,}40$$

– Wandaufstellung bzw. nebeneinanderstehende Wärmequellen

$$\psi = 0{,}63.$$

Es besteht also unabhängig von der angesetzten Grenzschichtdicke gute Übereinstimmung.

Untersuchungen thermisch angetriebener Raumluftströmungen mit Hilfe der Strömungssimulation

Es wurden mehrere, gezielt formulierte Aufgabenstellungen mit dem Strömungssimulationsprogramm FLOW3D unter Verwendung des Standard-k-ε-Modells von *Ochocinski* [5] bearbeitet. Der Ansatz des low-Reynolds-k-ε-Modells erwies sich bei diesen Anwendungsfällen wegen der Annahme einer zu starken Strömungslaminarisierung in Wandnähe als ungeeignet. Mit besonderer Sorgfalt erfolgte die Netzgenerierung und die Auswertung. Letztere ist in gleicher Weise problematisch wie die meßtechnische Bestimmung, da eine Konvention zu treffen ist, wo die Grenze zwischen thermisch bedingter Auf- bzw. Abtriebsströmung und „allgemeiner" Raumluftströmung liegt.

Die *Generierung* der *variantenabhängigen Berechnungsgitter* wurde nach folgenden Gesichtspunkten vorgenommen:

– Der Feinheitsgrad des Gitters muß die jeweiligen Anforderungen des verwendeten Turbulenzmodells erfüllen.
– Die für die vorgegebenen Temperaturen simulierten mittleren konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten an den Wänden sollen im laminaren und turbulenten Bereich möglichst nahe an den mit den *Nusselt*-Gleichungen berechneten Werten liegen.
– Der Berechnungsaufwand ist in einem vertretbaren zeitlichen Rahmen zu halten.

Die *Ergebnisauswertung* beachtete nachfolgende Kriterien:

– Die Grenze zwischen dem jeweiligen Luftstrahl und der bewegungsarmen Umgebung wurde jeweils an der Stelle gesetzt, ab der sich eine eindeutige Dominanz des

Tabelle 1. Variantenbezeichnungen.

Variante	H m	t_W °C	t_L °C	$t_L - t_W$ K	Δt K
1	1	15	20	5	5
1a	1	25	20	−5	5
2	1	10	20	10	10
3	1	0	20	20	20
3a	1	40	20	−20	20
4	4	15	20	5	5
5	4	10	20	10	10
6	4	0	20	20	20
7	10	15	20	5	5
7a	10	25	20	−5	5
8	10	10	20	10	10
9	10	0	20	20	20
9a	10	40	20	−20	20
10	1*	40	20	−20	20

* Raumhöhe 4 m

auf- bzw. abwärts gerichteten Impulsstromes bzgl. der umgebenden Luft abzeichnete.

- An den Strömungsstaupunkten (Decken bzw. Fußböden) sind z. T. deutliche Stauchungen der Profile vorhanden, die auf die notwendigerweise beschränkten „Versuchsraumhöhen" zurückzuführen sind. Einige Zusatzberechnungen zeigten jedoch, daß eine gute Näherung für ideale Abströmbedingungen in einen isothermen unendlichen Luftraum hinein durch die asymptotische Verlängerung der glatten Abschnitte der Profile über die Stauchungsbereiche hinweg erreichbar ist.

Ab- und Auftriebsströmungen an einer ebenen Wand

Zur Simulation werden Räume (4 m × 10 m) unterschiedlicher Höhe H (1,4 und 10 m), bei denen jeweils eine Wand über die *gesamte Höhe* H eine *konstante Wandtemperatur* t_W aufweist, betrachtet. Eine Ausnahme bildete ein beheizter Wandstreifen mit der Oberflächentemperatur t_W von 1 m Höhe am Fuß einer 4 m hohen Wand (Variante 10), der Aufschlüsse über die Entwicklung der Auftriebsströmung über der Heizfläche – d. h. der nichtangetriebenen Strömung – geben sollte. Die Lufttemperatur

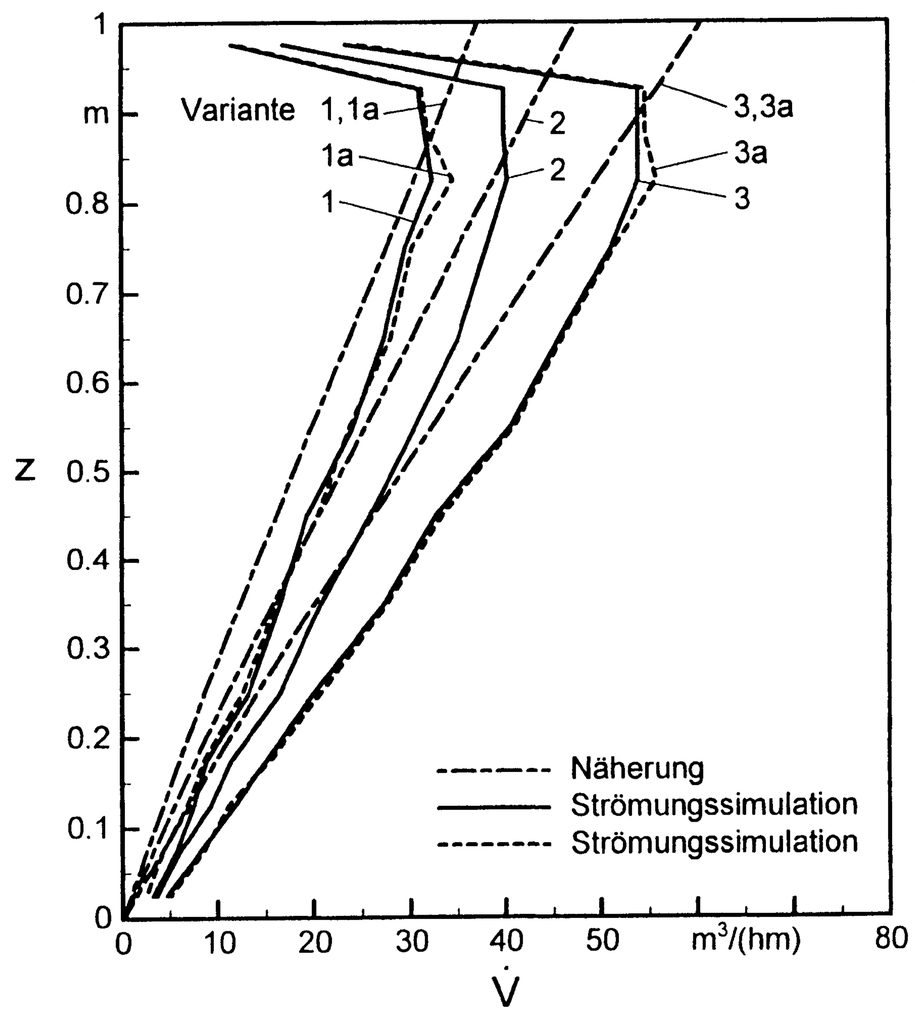

Bild 4. Spezifische Volumenströme von Ab- und Auftriebsströmungen an einer 1 m hohen Wand (Varianten 1 bis 3a) als Ergebnisse von Strömungssimulationen und Gl. (11).

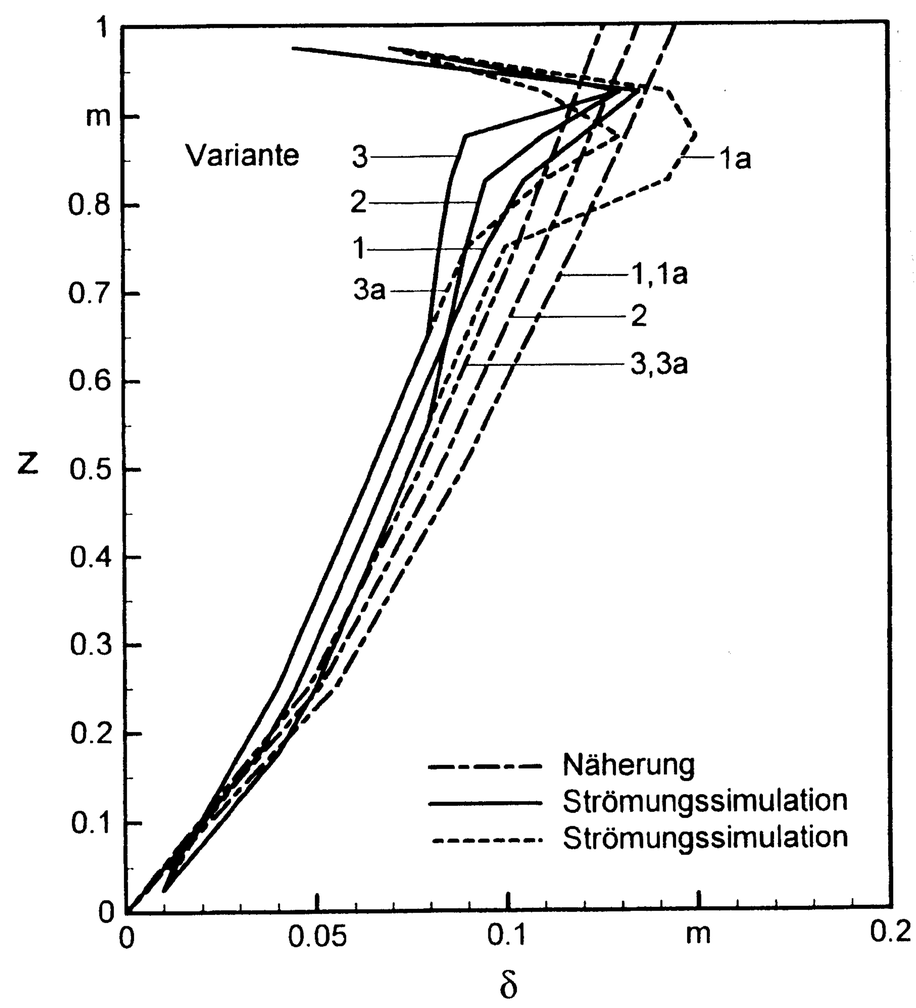

Bild 5. Dicke der Wandstrahlen von Ab- und Auftriebsströmungen an einer 1 m hohen Wand (Varianten 1 bis 3a) als Ergebnis von Strömungssimulationen und Gl. (16).

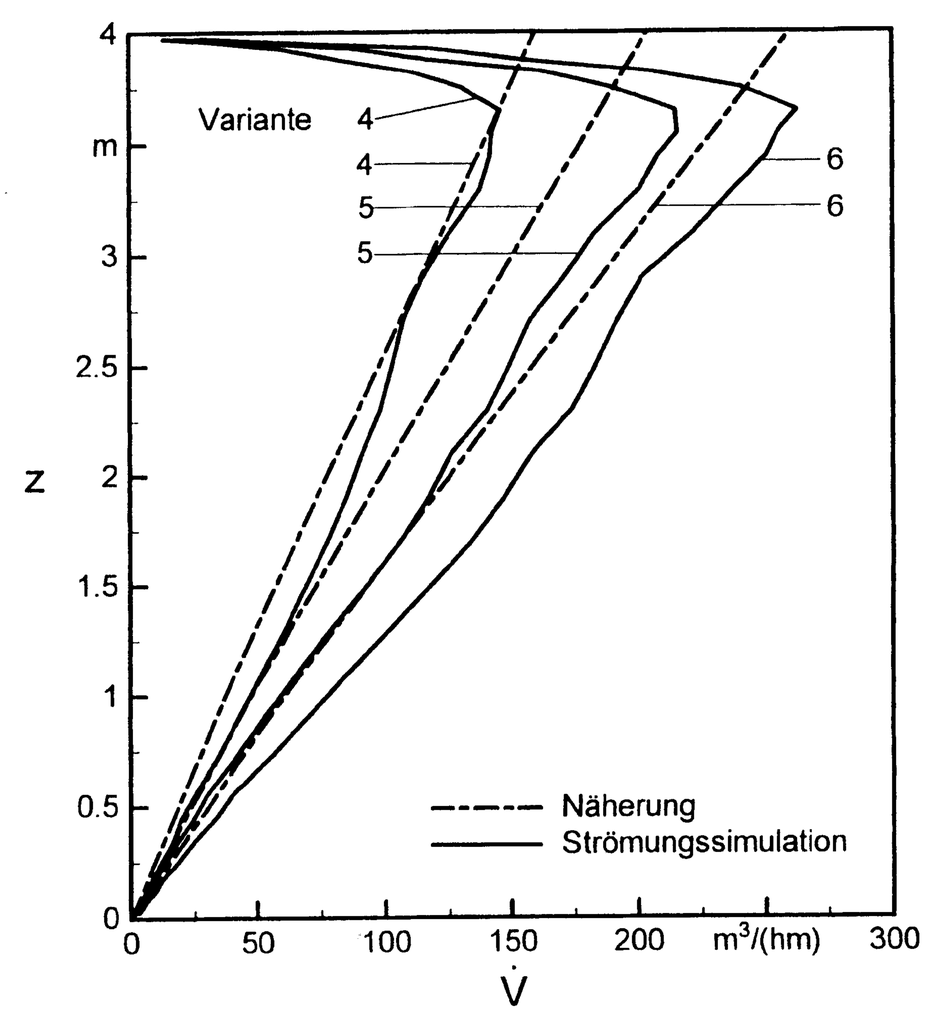

Bild 6. Spezifische Volumenströme von Abtriebsströmungen an einer 4 m hohen Wand (Varianten 4 bis 6) als Ergebnisse von Strömungssimulationen und Gl. (11).

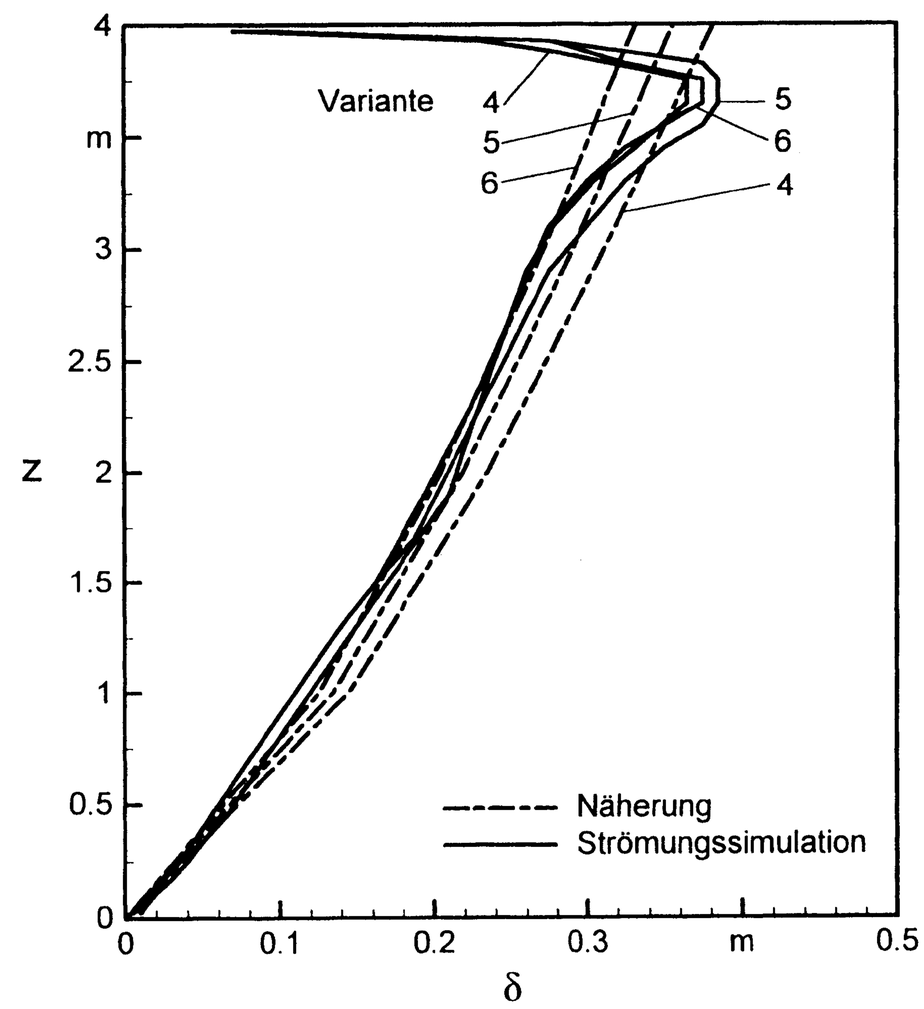

Bild 7. Dicke der Wandstrahlen von Abtriebsströmungen an einer 4 m hohen Wand (Varianten 4 bis 6) als Ergebnis von Strömungssimulationen und Gl. (16).

ist mit $t_L = 20\,°C = \text{const}$ angenommen. Die Wandtemperaturen sind so gewählt, daß ein direkter Vergleich von Ab- und Auftriebsströmungen mit gleichem $\Delta t = |t_L - t_W|$ möglich ist. Die Bezeichnungen der Varianten gehen aus der *Tab. 1* hervor.

Die Ergebnisse – Luftvolumenströme parallel zur Wand und gemittelte Wandstrahldicke – werden aufgrund des quasi-zweidimensionalen Strömungsverhaltens auf 1 m Wandlänge bezogen (*Bilder 4* bis *10*). Um die Vergleichbarkeit zwischen Ab- und Auftriebsströmungen zu zeigen, wird die *z-Koordinate* jeweilig in *Strömungsrichtung* orientiert.

Nach visueller Auswertung der Bilder kann man feststellen, daß die sehr einfachen Näherungsbeziehungen (Gln. (11) und (16)) mit den Ergebnissen der Strömungssimulation im Mittel gut übereinstimmen. Nach den Simulationsergebnissen gibt es keine Unterschiede zwischen Ab- und Auftriebsströmungen bei gleicher Höhe H und gleicher absoluter Temperaturdifferenz Δt. Dieses Ergebnis ist wegen der physikalischen Identität erwartet

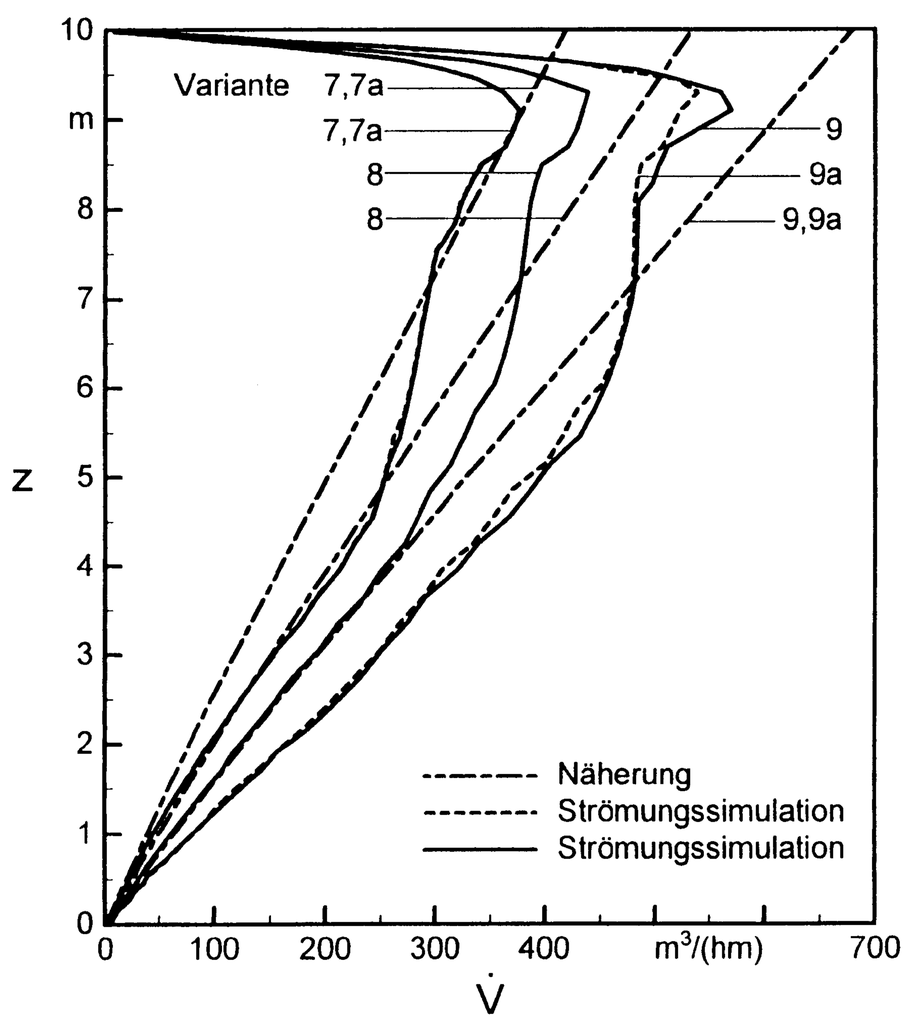

Bild 8. Spezifische Volumenströme von Ab- und Auftriebsströmungen an einer 10 m hohen Wand (Varianten 7 bis 9a) als Ergebnisse von Strömungssimulationen und Gl. (11).

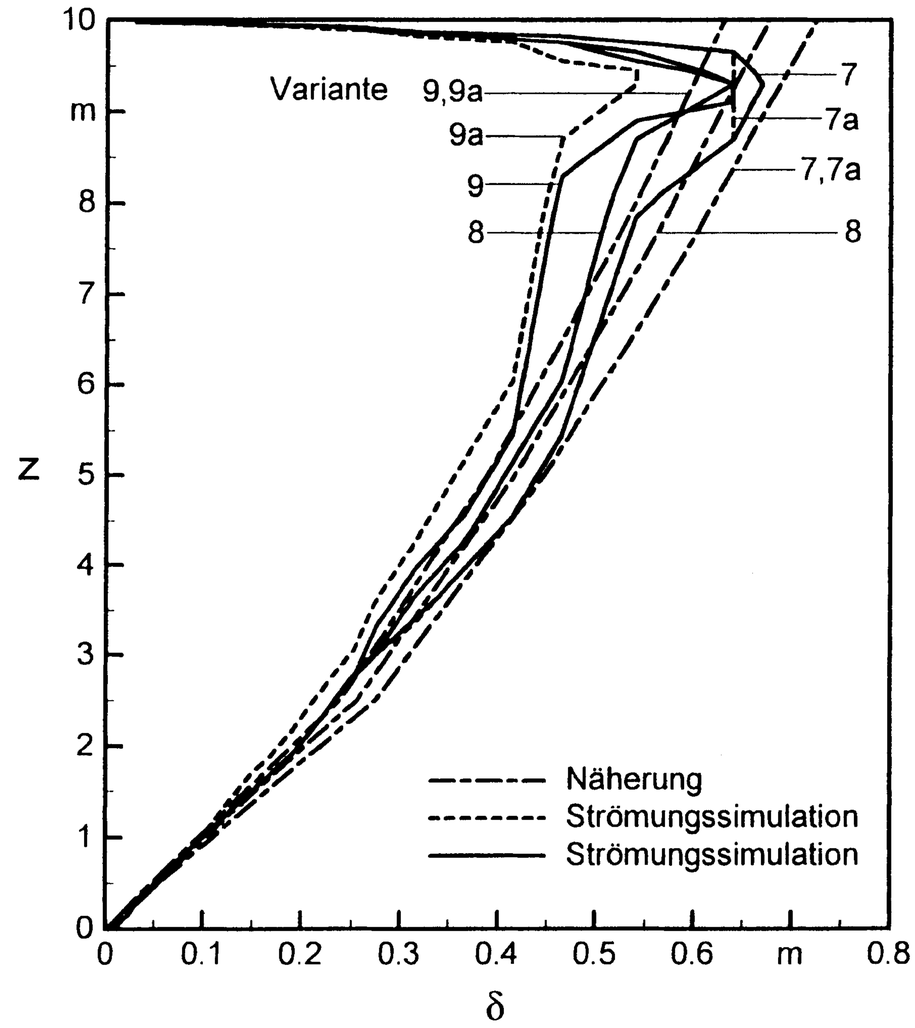

Bild 9. Dicke der Wandstrahlen von Ab- und Auftriebsströmungen an einer 10 m hohen Wand (Varianten 7 bis 9a) als Ergebnis von Strömungssimulationen und Gl. (16).

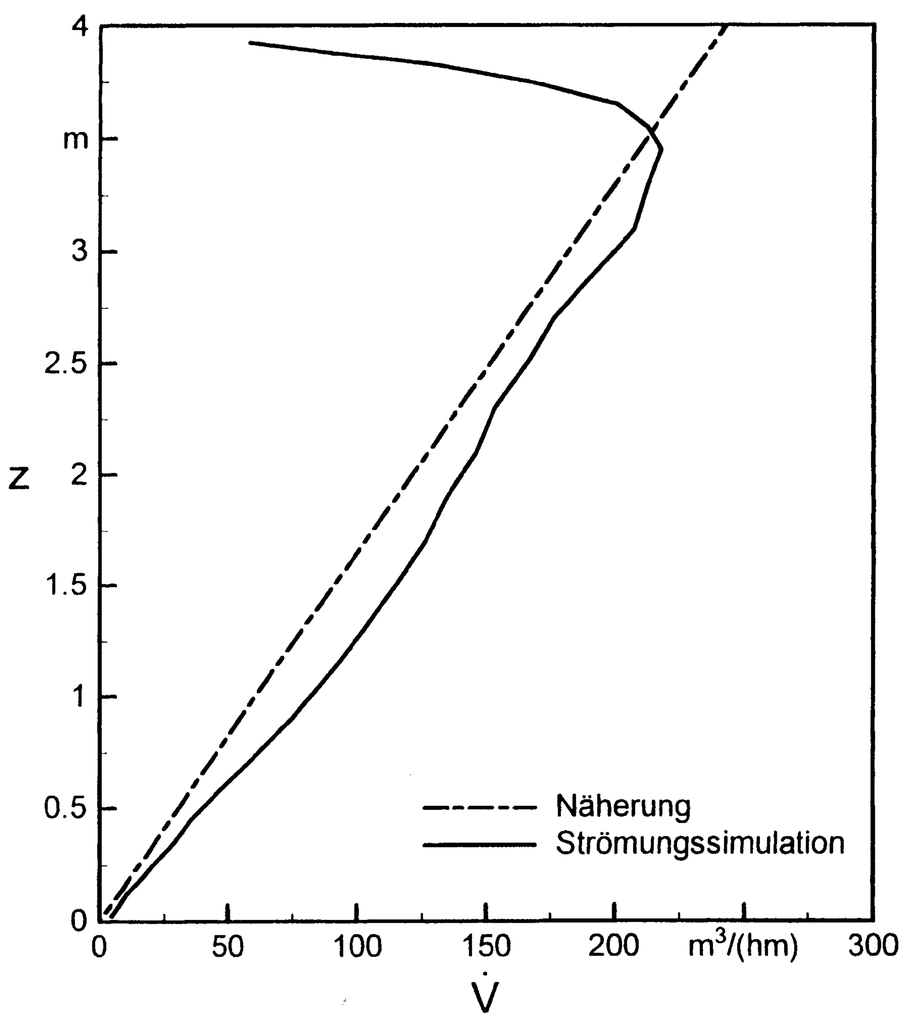

Bild 10. Spezifischer Luftvolumenstrom einer Auftriebsströmung an einem 1 m hohen Wandstreifen am Fuß einer 4 m hohen Raumumfassung (Variante 10) als Ergebnis einer Strömungssimulation und der Gln. (11) und (21).

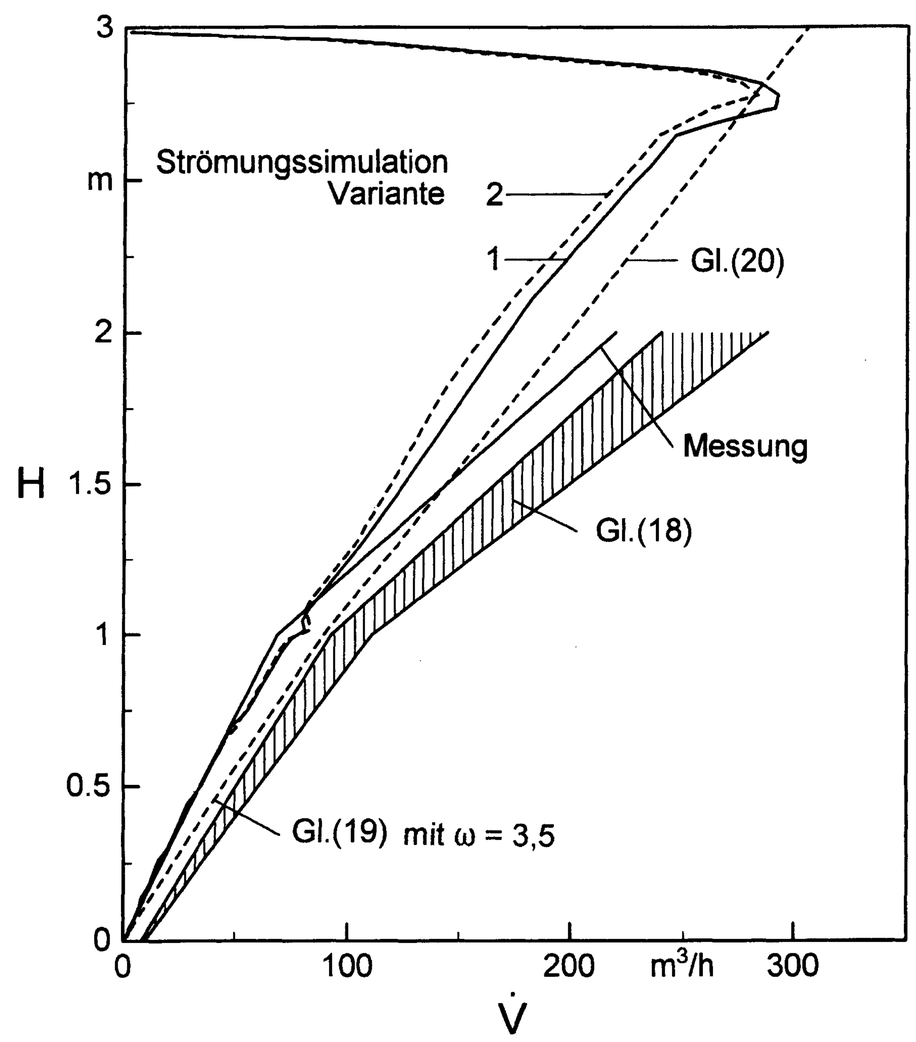

Bild 11. Luftvolumenstrom durch Auftrieb an einem freistehenden, beheizten Zylinder ($H = 0{,}98$ m, $D = 0{,}30$ m, $\dot{Q}_K = 37$ W) als Ergebnis von Messungen, Strömungssimulationen und Näherungsbeziehungen.

worden. Da die Näherungsbeziehungen aus den halbempirischen, validierten Ansätzen für Abtriebsströmungen nach *Kriegel* [1] (Gln. (1) und (15)) entwickelt wurden, ist durch die Aussage der Strömungssimulation die Gültigkeit der Näherungen auch für Auftriebsströmungen gesichert.

Weiterhin zeigt *Bild 10*, daß die Gl. (21) mindestens für die überprüften Parameter gute Übereinstimmung mit der Simulation ergibt.

Auftriebsströmungen an freistehenden Zylindern

Die von *Fitzner* [2] vermessene Auftriebsströmung (*Bild 1*) wurde in einem H = 3 m hohen Raum ($t_L = 20\,°C$) mit der Strömungssimulation nachvollzogen. Bei Variante 1 ist die konvektive Wärmestromdichte $\dot{q} = 37\,W/m^2$, bei Variante 2 die rechnerisch zugehörige Oberflächentemperatur $t_W = 31{,}2\,°C$ ($\Delta t = 11{,}2$ K) vorgegeben worden.

Die Ergebnisse finden sich in den *Bildern 11* und *12*. Theoretisch besteht das Strömungsbild aus zwei Teilen, bis Oberkante Zylinder (Höhe 0,98 m) liegt eine, vom beheizten Zylindermantel angetriebene Auftriebsströmung vor. Darüber handelt es sich um eine nichtangetriebene, durch die Thermik wirkende Auftriebsströmung. Bis Oberkante Zylinder sind die Volumenströme der Versuchs- und Simulationsergebnisse identisch, darüber tritt eine kleine Abweichung auf. In Anbetracht der Meß- und Auswerteproblematik darf dieser Unterschied aber nicht überbewertet werden. Die Näherung nach Gl. (18), die auch von Autoren der Messung empfohlen wird, liefert etwas größere Volumenströme. Die Näherungen gemäß der Gln. (19) und (20) ordnen sich sehr gut im Bereich der Meß- und Simulationsergebnisse ein.

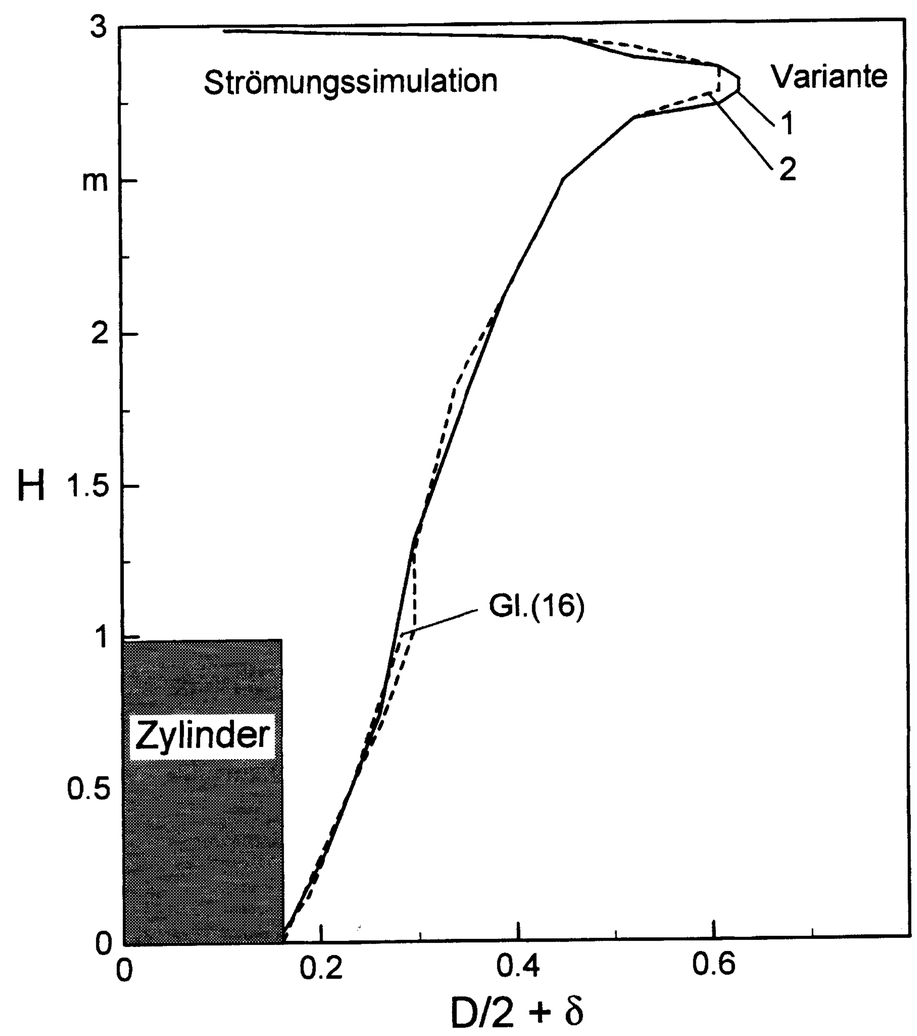

Bild 12. Dicke der Auftriebsströmung an dem im *Bild 11* untersuchten Zylinder.

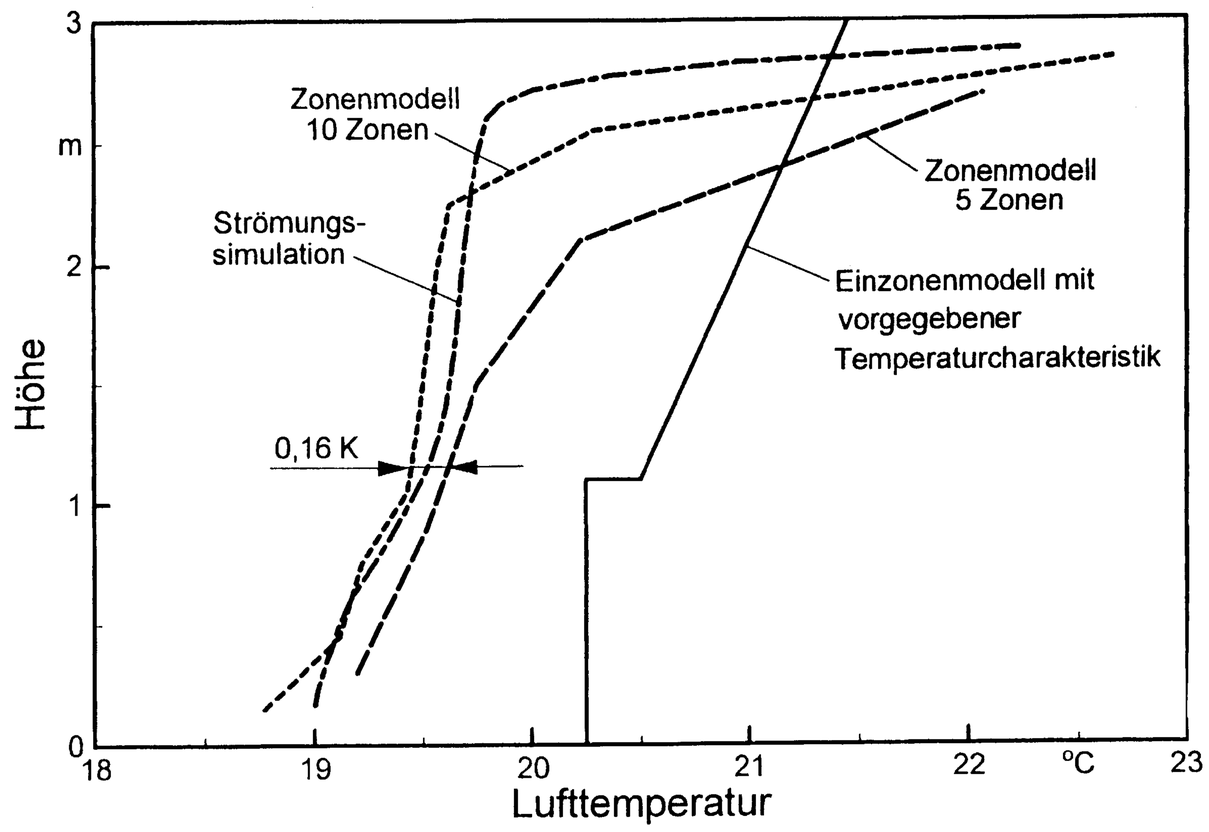

Bild 13. Vertikale Lufttemperaturverteilung in einem Raum mit Deckenheizung nach verschiedenen Berechnungsmodellen bei vorgegebenen Oberflächentemperaturen.

Die Dicke der Auftriebsströmung δ gemäß der Strömungssimulation und der Näherung nach Gl. (16) zeigt völlige Übereinstimmung. Die Näherungsgleichung ist aus den Meßdaten der Abtriebsströmung an einer ebenen Wand (Gl. (15)) gewonnen worden. Sie gilt offenbar auch für den freistehenden Zylinder. Die gute Übereinstimmung rechtfertigt nachträglich die zu Gl. (19) führende Ableitung.

Weiterführende Ergebnisse

Simulationen mit einem Mehrzonenraummodell ergaben mit den getroffenen Ansätzen qualitativ richtige Ergebnisse. *Bild 13* zeigt die vertikalen Lufttemperaturverteilungen als Ergebnis verschiedener Simulationen für einen Raum mit einer Außenwand und einer installierten Deckenheizung. Dabei galten festvorgegebene Oberflächentemperaturen. Es ergab sich eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse für ein 10-Zonen-Raummodell und

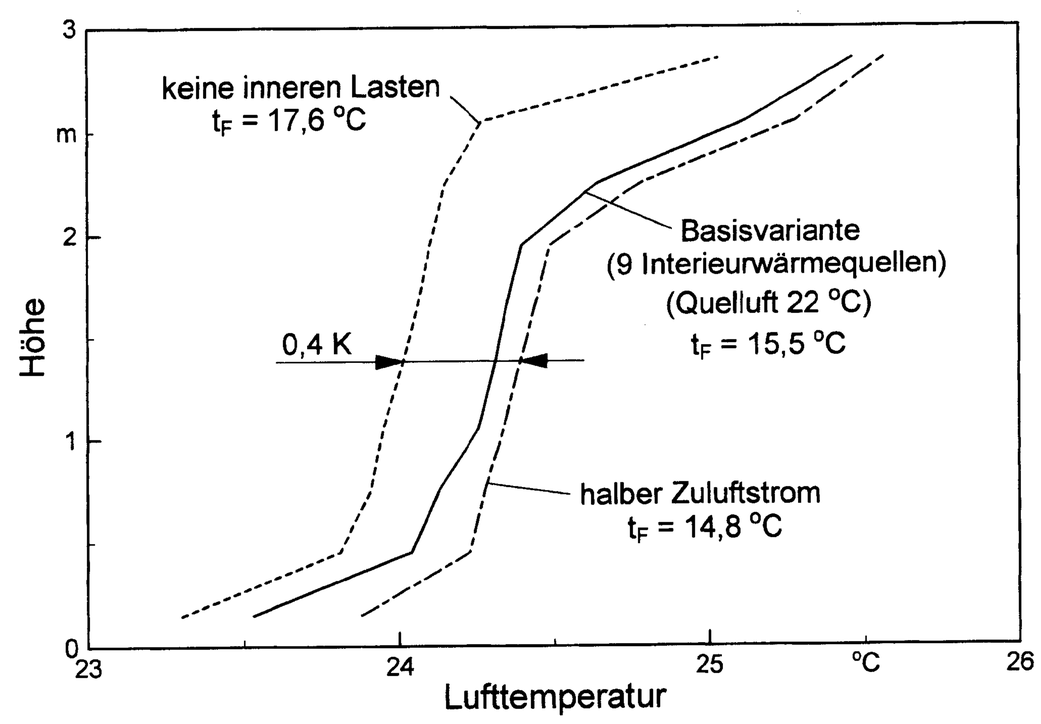

Bild 14. Vertikale Lufttemperaturverteilung in einem Raum mit Deckenkühlung ermittelt mit einem 10-Zonen-Raummodell bei iterativer Bestimmung der Oberflächentemperaturen und der erforderlichen Kaltwassertemperatur t_F.

der numerischen Strömungssimulation. Das Einzonenraummodell mit einer homogenen Lufttemperatur oder einem qualitativ vorgebbaren, vertikalen Lufttemperaturprofil liefert ungenügende Aussagen.

Mit einem komplexen Mehrzonenraummodell wurde ein Raum mit zwei Außenwänden, einer Kühldecke und Quelluftführung betrachtet. Die sich ergebenden Lufttemperaturverteilungen finden sich im *Bild 14*. Die Simulation schloß den Wärmedurchgang durch die Raumumfassungen und die thermisch aktiven Elemente mit ein. Damit konnte beispielsweise variantenabhängig auch die erforderliche Kaltwassertemperatur t_F berechnet werden.

Literatur

[1] *Kriegel, B.:* Fallströmung vor Abkühlflächen in Gebäuden und mögliche Schutzmaßnahmen. Diss. TU Berlin 1972.

[2] *Fitzner, K.:* Förderprofil einer Wärmequelle bei verschiedenen Temperaturgradienten und der Einfluß auf die Raumströmung bei Quellüftung. Ki Klima – Kälte – Heizung (1989) H. 10, S. 476–481.

[3] *Krühne, H.:* Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Quelluftströmung. Diss. TU Berlin 1995.

[4] *Unger, J.:* Konvektionsströmungen. Stuttgart: B. G. Teubner 1988.

[5] *Ochocinski, B.:* Numerische Strömungssimulation thermisch bedingter Luftbewegungen an Heiz- bzw. Kühlwänden und an einem beheizten Zylinder. ROM-interner Bericht 1996.