



Strömungsverhältnisse in einem Sicherheitstreppenraum

Einfluss der Thermik

In der jüngsten Vergangenheit wurde an Hand von hydrostatischen Überlegungen aufgezeigt, dass Dichteunterschiede zwischen der Umgebungsluft und der Luft im Treppenraum ($\vartheta_{\text{Innen}} = 20 \text{ °C}$) vor allem im Winter zu erheblichen Druckdifferenzen führen. Bei einem kalten Wintertag ($\vartheta_{\text{Aussen}} = -10 \text{ °C}$) beträgt im geschlossenen Zustand die Druckdifferenz zwischen der Umgebung und einem 150 m hohen und auf 20 °C erwärmten Treppenraum 200 Pa. Es wird der Schluss gezogen, dass bei solchen hohen Druckdifferenzen die Türen, die von dem entsprechenden Geschoss in den Sicherheitstreppenraum führen, nicht sicher geöffnet werden können. Des Weiteren wird diskutiert, ob diese statische Druckdifferenz beim konvektiven Durchströmen des Treppenraumes erhalten bleibt und somit auch in der Betriebsweise mit so genannten Rauchschutz-Druckanlagen Sicherheitsbedenken anzumelden wären.

In diesem Beitrag wird untersucht, welche Konvektionsströmungen infolge der o. g. statischen Druckdifferenz in Bewegung gesetzt werden, und welche Druckdifferenzen sich dann zwischen dem Sicherheitstreppenraum und der Umgebung einstellen.

Modellierung des Treppenraumes

Der Treppenraum wird vereinfacht als glatter Kamin ohne Treppenstufen betrachtet. Infolge der Konvektionsströmung kommt es in den Wänden zu einem Wärmetransport. In den Berechnungen wird hierbei der stationäre Fall berücksichtigt.

Um den Einfluss der einzelnen Einbauteile auf die Konvektionsströmung zu erkennen, wird zunächst der theoretische Grenzfall der reibungsfreien Strömung betrachtet. Anschließend wird die Reibung infolge der Wandrauigkeit berücksichtigt. Zum Schluss werden dann noch Einzelwiderstände (untere und obere Öffnung des Treppenraumes) beachtet. Der Strömungswiderstand der Treppenstufen

wird zunächst durch eine erhöhte Rauigkeit der Treppenraumwände berücksichtigt. Liegen Messwerte über den Druckverlust in solchen Treppenräumen vor, können stattdessen diese für die Berechnungen verwendet werden.

Schließlich wird noch die Annahme getroffen, dass der Treppenraum gegenüber der Umgebung dicht ist. Die Behandlung des sog. porösen Kamins (poröser Treppenraum und poröse Fassade) bleibt einer weiteren Veröffentlichung vorbehalten.

Gesetzmäßigkeiten für Konvektionsströmungen in Kaminen

Ist der Treppenraum verschlossen, hat die Luft im Treppenraum im Idealfall die Temperatur, die auch im übrigen Gebäude herrscht, also 20 °C . Die Dichte der Luft sei ρ_{Innen} . In der Umgebung zum Gebäude hat die Luft die Dichte ρ_{Aussen} . Der hydrostatische Druck der Luft in Abhängigkeit der Höhe x beträgt

$$p_{\text{hydr}}(x) = p_0 - \rho_{\text{Aussen}} \times g \times x \quad (1a)$$

Prof. Dr.-Ing. Karl-Josef Albers¹, Dipl.-Ing. Bernd Rahn²

¹Fachhochschule Esslingen, 73728 Esslingen,

²Alfred Eichelberger GmbH & Co. KG, 12359 Berlin

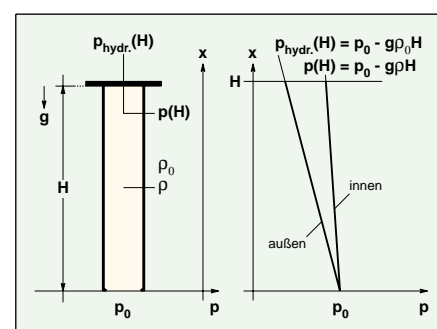


Bild 1: Hydrostatische Druckverteilung inner- und außerhalb des versperrten Kamins [1]

Im Treppenraum herrscht dagegen der Druck

$$p(x) = p_0 - \rho_{\text{Innen}} \times g \times x \quad (1b)$$

In beiden Gleichungen ist p_0 der Druck am Boden ($x = 0$).

In Bild 1 ist der hydrostatische Druck sowie der Druck im Treppenraum qualitativ dargestellt. Am Treppenraumkopf ($x = H$) herrscht damit die Druckdifferenz

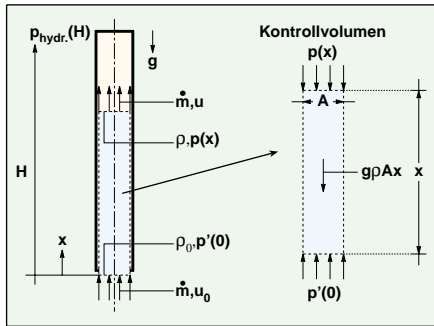


Bild 2: Zur Anwendung des Impulssatzes für stationäre Strömungen

$$\Delta p_{hyd}(H) = (\rho_{Aussen} - \rho_{Innen}) \times g \times H \quad (2)$$

Die Dichte wird für die isobare Atmosphäre über die Gleichung

$$\rho = \rho_0 \times \frac{T_0}{T} \quad (3)$$

mit $\rho_0 = 1,293 \text{ kg/m}^3$ und $T_0 = 273 \text{ K}$ ($0 \text{ }^\circ\text{C}$) berechnet. Für die Erdbeschleunigung wird $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ eingesetzt.

Auf den im Bild 1 dargestellten Deckel am Treppenraumkopf wirkt damit eine nach oben gerichtete Kraft F , die über die Beziehung

$$F = \Delta p(H) \times A \quad (4a)$$

berechnet werden kann. A ist dabei die Grundfläche des Treppenraumes. Bei Entfernung des Deckels wird gemäß der Newtonschen Grundgleichung

$$F = m \times a \quad (4b)$$

die im Treppenraum eingeschlossene Luftmasse m beschleunigt. Hierdurch wird eine Konvektionsströmung von unten nach oben durch den Kamin in Gang gesetzt.

Wendet man für die reibungsfreie Strömung den Impulssatz auf das Bilanzvolumen in Bild 2 an, folgt:

$$m \times u - m \times u_0 = (p'(0) - p(x)) \times A - g \times \rho \times A \times x \quad (5a)$$

Setzt man in Gleichung 5a den Massenerhaltungssatz

$$m = \rho_{Aussen} \times A \times u_0 = \rho_{Innen} \times A \times u \quad (5b)$$

und die Bernoullische Gleichung für die reibungsfreie Kaminzuströmung

$$p_0 = p' + \frac{\rho_0}{2} \times u_0^2 \quad (5c)$$

ein und bezeichnet man die Dichtedifferenz zwischen Umgebung und Kamin als

$$\Delta \rho = \rho_{Aussen} - \rho_{Innen} \quad (5d)$$

so erhält man die folgende Gleichung für den Druck im Kamin:

$$p(x) = p_0 - g \times \rho_{Aussen} \times x - \left[\frac{m^2}{\rho_{Aussen} \times A^2} \left(\left(\frac{\rho_{Aussen}}{\rho} - 1 \right) + \frac{1}{2} \right) - g \times \Delta \rho \times x \right] \quad (6a)$$

Diese Gleichung lässt sich auch als

$$p(x) = p_{hyd}(x) + \Delta p(x) \quad (6b)$$

schreiben, wobei $p_{hyd}(x)$ nach Gleichung 1a gebildet wird und für die Druckdifferenz zwischen Kamin und Umgebung durch Vergleich der Gleichungen 6a und 6b gilt:

$$\Delta p(x) = - \left[\frac{m^2}{\rho_0 \times A^2} \left(\left(\frac{\rho_0}{\rho} - 1 \right) + \frac{1}{2} \right) - g \times \Delta \rho \times x \right] \quad (6c)$$

Der in Gleichung 6c unbekannte Massenstrom kann aus der sog. Abströmbedingung berechnet werden. Am Kaminkopf gilt $p_{hyd}(H) = p(H)$, also $\Delta p(H) = 0$. Daraus folgt:

$$m = \sqrt{g \times \rho_{Aussen} \times A^2 \times H \times \frac{\Delta \rho}{\left(\frac{\rho_0}{\rho} - 1 \right) + \frac{1}{2}}} \quad (7)$$

Die Gleichungen 6 und 7 gelten nur für den Zeitpunkt des Öffnens des Deckels. Im Gegensatz zu einem Schornstein, wo durch eine Heizquelle am Fußpunkt die Dichtedifferenz $\Delta \rho$ dauerhaft aufrechterhalten wird, strömt nach dem Öffnen des Deckels in den Treppenraum Luft mit der Dichte ρ_{Aussen} nach. Diese wird entsprechend den Wärmeübergangsgesetzen erst innerhalb des Schornsteins allmählich erwärmt. Die Wärmeübertragung innerhalb des Treppenraums kommt dabei dem gleichmäßig beheizten Kamin sehr nahe.

Unger hat in [1] für die reibungsfreie stationäre Strömung die folgende gegenüber der Gleichung 6c allgemeinere Form für die Druckdifferenz zwischen Kamin und Umgebung hergeleitet. Sie lautet:

$$\Delta p(x) = - \left[\frac{m^2}{\rho_0 \times A^2} \left(\left(\frac{1}{1 - \frac{\beta}{m \times c_p} \times \int_0^x q(\xi) d\xi} - 1 \right) + \frac{1}{2} \right) + \frac{g \times \rho_{Aussen} \times \beta}{m \times c_p} \times \int_0^x \int_0^\eta q(\xi) d\xi d\eta \right] \quad (8a)$$

$q(x)$ ist in der obigen Gleichung die auf die Länge bezogene Heizleistung in Abhängigkeit von der Höhe x . β ist der Temperaturexpansionskoeffizient, für den gilt:

$$\beta = \frac{1}{T_{Kaminkopf}} \quad (8b)$$

Der in Gleichung 8a unbekannte Massenstrom kann wieder aus der Abströmbedingung $\Delta p(H) = 0$ berechnet werden. Daraus folgt:

$$0 = - \left[\frac{m^2}{\rho_0 \times A^2} \left(\left(\frac{1}{1 - \frac{\beta}{m \times c_p} \times \int_0^H q(x) dx} - 1 \right) + \frac{1}{2} \right) + \frac{g \times \rho_{Aussen} \times \beta}{m \times c_p} \times \int_0^H \int_0^x q(\xi) d\xi dx \right] \quad (9a)$$

Für die beiden Integrale in Gleichung 9a gilt:



$$\int_0^H q(x) dx = \mathcal{Q} \quad (9b)$$

$$\int_0^H \int_0^x q(\xi) d\xi dx = \mathcal{Q} \times \frac{H}{2} \times \Gamma \quad (9c)$$

Γ ist nach Unger ein Zahlenfaktor, den er als Formparameter bezeichnet. Für die beiden Fälle, des am Fuß beheizten Kamins sowie des gleichmäßig beheizten Kamins können die Formparameter durch Lösung des Doppelintegrals in Gleichung 9c berechnet werden.

Für den Fall des am Fuß beheizten Kamins ist $q(x=0) = \mathcal{Q}$ und $q(x>0) = 0$. Setzt man dieses in Gleichung 9c ein, erhält man für den Formparameter des am Fuß beheizten Kamins $\Gamma = 2$.

Für den Fall des gleichmäßig beheizten Kamins ist $q(x) = const = q_0$ mit $q_0 = \frac{\mathcal{Q}}{H}$. Setzt man nun dieses in Gleichung 9c ein, erhält man für den Formparameter des gleichmäßig beheizten Kamins $\Gamma = 1$.

Der Nachteil von Gleichung 9a ist, dass der gesuchte Massenstrom nicht explizit lösbar ist. Mit Hilfe des 1. Hauptsatzes der Thermodynamik für den gesamten Kamin erhält man eine weitere Gleichung zur Lösung des Problems. Aus dem 1. Hauptsatz folgt:

$$\mathcal{Q} = \dot{m} \times c_p \times (\vartheta_{\text{Kaminkopf}} - \vartheta_{\text{Aussen}}) \quad (10)$$

Setzt man Gleichung 10 sowie 8b in Gleichung 9a ein, so erhält man für den gesuchten Massenstrom:

$$\dot{m} = \sqrt{\frac{\frac{1}{2} \times g \times \rho_{\text{Aussen}}^2 \times A^2 \times H \times \Theta}{\left(\frac{1}{1-\Theta} - 1\right) + \frac{1}{2}}} \times \Gamma \quad (11a)$$

mit

$$\Theta = \frac{\vartheta_{\text{Kaminkopf}} - \vartheta_{\text{Aussen}}}{T_{\text{Kaminkopf}}} = \frac{\vartheta_{\text{Kaminkopf}} - \vartheta_{\text{Aussen}}}{\vartheta_{\text{Kaminkopf}} + 273} \quad (11b)$$

Für $\Gamma = 2$ lässt sich Gleichung 8a in Gleichung 6c sowie Gleichung 11a in Gleichung 7 überführen.

Als einzig unbekanntes Größe verbleibt noch $\vartheta_{\text{Kaminkopf}}$. Diese lässt sich aus dem Temperaturverlauf in durchströmten Kanälen berechnen. Nach [2] gilt:

$$\vartheta_{\text{Kaminkopf}} = \vartheta_{\text{Gebäude}} + (\vartheta_{\text{Aussen}} - \vartheta_{\text{Gebäude}}) \times e^{-K} \quad (12a)$$

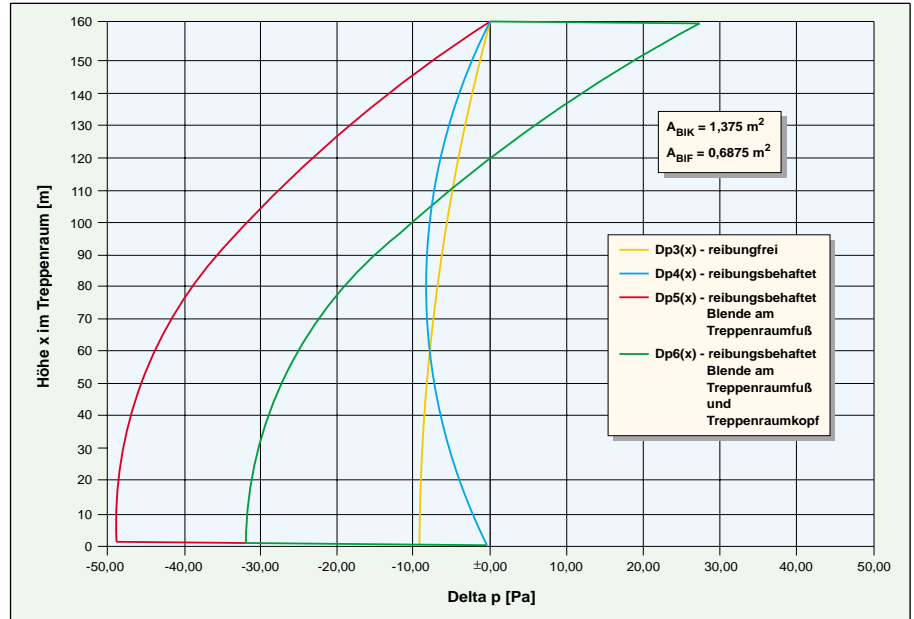


Bild 3: Druckdifferenz zwischen Treppenraum und Umgebung

mit

$$\kappa = \frac{k \times U_i \times H}{\dot{m} \times c_p} \quad \text{und} \quad \kappa = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_i} + \frac{U_i}{2 \times \pi \times \lambda} \times \ln \frac{U_a}{U_i} + \frac{U_i}{U_a} \times \frac{1}{\alpha_a}} \quad (12b)$$

In der obigen Gleichung ist U der Umfang, λ die Wärmeleitfähigkeit der Treppenraumwand und a der Wärmeübergangskoeffizient. Der Index i bezieht sich auf den Treppenraum und der Index α auf die dem Treppenraum abgewandten Seite der Wand.

Mit Gleichung 11a ist jetzt zwar der Massenstrom explizit lösbar, jedoch hängt gemäß den Gleichungen 12a und 12b die Temperatur am Kaminkopf vom Massenstrom ab. Damit ist der gesuchte Massenstrom nur iterativ zu ermitteln. Hierzu verwendet man zunächst einen Schätzwert für den Massenstrom (bzw. für den Volumenstrom, der mit der entsprechenden Dichte multipliziert wird) und berechnet mit den Gleichungen 12a und 12b $\vartheta_{\text{Kaminkopf}}$. Anschließend wird der Massenstrom mit Hilfe der Gleichungen 11a und 11b berechnet. Der neue Rechenwert für den Massenstrom ist der Mittelwert aus Schätzwert und berechneten Wert. Diese Iteration wird solange fortgesetzt, bis der in Gleichung 12b eingesetzte Massenstrom dem mit den Gleichungen 11a und 11b berechneten Wert entspricht. Da diese Iteration sehr gut konvergiert, kann sie ohne Verwendung eines numerischen Programms von Hand durchgeführt werden. Jedoch empfiehlt es sich, für diese Berechnungen ein Tabellenkalkulationsprogramm zu verwenden.

Die bisherigen Gleichungen gelten nur für die reibungsfreie Konvektionsströmung. Um die Reibung zu berücksichtigen hat Unger gezeigt, dass in der Gleichung für die Druckdifferenz zwischen Kamin und Umgebung (Gleichung 8a) nur die Reibungsterme hinzugefügt werden müssen. Bei Berücksichtigung der Rohrreibung gilt dann nach [1] für die Druckdifferenz zwischen Kamin und Umgebung bei der hier vorliegenden turbulenten Strömung:

$$\Delta p(x) = - \left[\frac{\dot{m}^2}{\rho_0 \times A^2} \left(\left(\frac{1}{1 - \frac{\beta}{\dot{m} \times c_p} \times \int_0^x q(\xi) d\xi} - 1 \right) + \frac{1}{2} \right) + \frac{g \times \rho_{\text{Aussen}} \times \beta}{\dot{m} \times c_p} \times \int_0^x \int_0^\eta q(\xi) d\xi d\eta - K \times \dot{m}^2 \times x \right] \quad (13a)$$

mit

$$K = \frac{8}{\pi^2} \times \frac{\lambda_i}{\rho_{\text{Aussen}}} \times \frac{1}{D^5} \quad (13b)$$

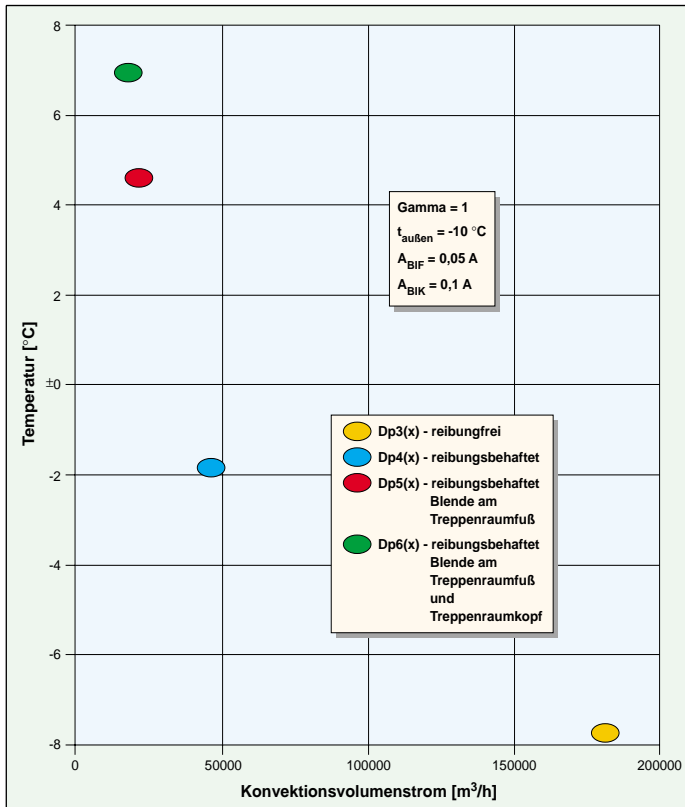


Bild 4: Luft – Temperaturen am Treppenraumkopf

Die Gleichung für den Massenstrom lautet dann:

$$\dot{m} = \frac{\frac{1}{2} \times g \times \rho_{\text{Aussen}} \times \Theta \times H \times \Gamma - \Delta p_{\text{Öffnungen}}}{\sqrt{\frac{1}{\rho_{\text{Aussen}} \times A^2} \times \left[\left(\frac{1}{1-\Theta} - 1 \right) + \frac{1}{2} \right] + K \times H}} \quad (16)$$

Θ wird dabei wieder nach Gleichung 11b und K nach Gleichung 13b berechnet.

Die iterative Vorgehensweise zur Bestimmung des Massenstroms entspricht wieder den bisher vorgestellten Fällen.

Fallbeispiel

Strömungsverhältnisse in einem konkreten Sicherheits-treppenraum

Im Folgenden wird die Strömungssituation für ein Beispiel betrachtet, das willkürlich einem konkreten Bauprojekt entnommen wurde. Der Sicherheitstreppenraum hat eine Höhe von 160 m sowie eine lichte Grundfläche von 5,5 m × 2,5 m. Die Temperatur im geschlossenen Treppenraum ist gleich der Temperatur im gesamten Gebäude, die 20 °C beträgt. Die Außenlufttemperatur beträgt -10 °C. Weiterhin besteht die Treppenraumwand aus Stahlbeton [$\lambda = 1,1 \text{ W}/(\text{m} \times \text{K})$], und hat eine Stärke von 24 cm. Für die Berücksichtigung von Einzelwiderständen beträgt die Öffnungsfläche am Fuß 5 % und am Kopf des Treppenraumes 10 % der Grundfläche.

Um die Druckdifferenz zwischen Treppenraumkopf und Umgebung berechnen zu können, muss zunächst die Dichte der Luft bei 20 °C und -10 °C berechnet werden. Mit Gleichung 3 erhält man für $T_{\text{Innen}} = 293 \text{ K}$ (20 °C) die Dichte $\rho_{\text{Innen}} = 1,20 \text{ kg}/\text{m}^3$ und für $T_{\text{Aussen}} = 263 \text{ K}$ (-10 °C) die Dichte $\rho_{\text{Aussen}} = 1,34 \text{ kg}/\text{m}^3$. Damit ergibt sich die Druckdifferenz zwischen Treppenraumkopf und Umgebung nach Gleichung 2 zu $\Delta p_{\text{hyd}}(H) = 220 \text{ Pa}$. Wird nun der Treppenraum unten und oben komplett geöffnet, wird entsprechend der Newtonschen Grundgleichung (Gleichung 4b) die im Treppenraum eingeschlossene Luftmasse m beschleunigt. Um zu erfahren, wie lange dieser Anfahrvorgang dauert, kann man näherungsweise die Beschleunigung über die Zeit als konstant betrachten. Damit kann die Beschleunigung a als

$$a = \frac{u}{t} \quad (17)$$

Mit Gleichung 13b kommt man mit einem allgemeinen Problem der Nomenklatur in Berührung. Während in der Wärmetechnik mit λ die Wärmeleitfähigkeit bezeichnet wird, ist λ in der Strömungstechnik die Rohrreibungszahl. Dementsprechend ist in Gleichung 13b λ_t die Rohrreibungszahl. Der Index t steht dabei für turbulente Strömung. Bei nicht kreisförmigen Querschnitten muss in Gleichung 13b für den Durchmesser D der hydraulische Durchmesser verwendet werden.

Analog zur Vorgehensweise bei der reibungsfreien Strömung erhält man aus der Abströmbedingung und durch Einsetzen des 1. Hauptsatzes (Gleichung 10) die folgende Beziehung für den Massenstrom.

$$\dot{m} = \frac{\frac{1}{2} \times g \times \rho_{\text{Aussen}} \times \Theta \times H \times \Gamma}{\sqrt{\frac{1}{\rho_{\text{Aussen}} \times A^2} \times \left[\left(\frac{1}{1-\Theta} - 1 \right) + \frac{1}{2} \right] + K \times H}} \quad (14)$$

Θ wird dabei wieder nach Gleichung 11b berechnet.

Die Bestimmung des Massenstroms erfolgt analog zur reibungsfreien Strömung, wobei jetzt anstatt mit Gleichung 11a mit Gleichung 14 gerechnet werden muss.

Müssen noch zusätzlich Einzelwiderstände wie z.B. die untere und obere Öffnung des Treppenraumes berücksichtigt werden, muss gemäß Unger [1] die Gleichung 13a um die Druckverluste dieser Einzelwiderstände erweitert werden. Wenn $\Delta p_{\text{Öffnungen}}$ die Summe der Druckverluste aller Einzelwiderstände ist, erhält man für die Druckdifferenz zwischen Kamin und Umgebung:

$$\Delta p(x) = - \left[\frac{\dot{m}^2}{\rho_0 \times A^2} \left(\left(\frac{1}{1 - \frac{\beta}{\dot{m} \times c_p} \times \int_0^x q(\xi) d\xi} - 1 \right) + \frac{1}{2} \right) + \frac{g \times \rho_{\text{Aussen}} \times \beta}{\dot{m} \times c_p} \times \int_0^x \int_0^\eta q(\xi) d\xi d\eta - K \times \dot{m}^2 \times x - \Delta p_{\text{Öffnungen}} \right] \quad (15)$$



geschrieben werden, wobei u die Strömungsgeschwindigkeit und t die Zeit ist. Hierzu muß aber die Geschwindigkeit der Konvektionsströmung im stationären Zustand bekannt sein. Damit muß zunächst der Massenstrom der Konvektionsströmung berechnet werden. Dieser ergibt sich nach Gleichung 7 zu $\dot{M} = 298,553 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$. Mit der Beziehung

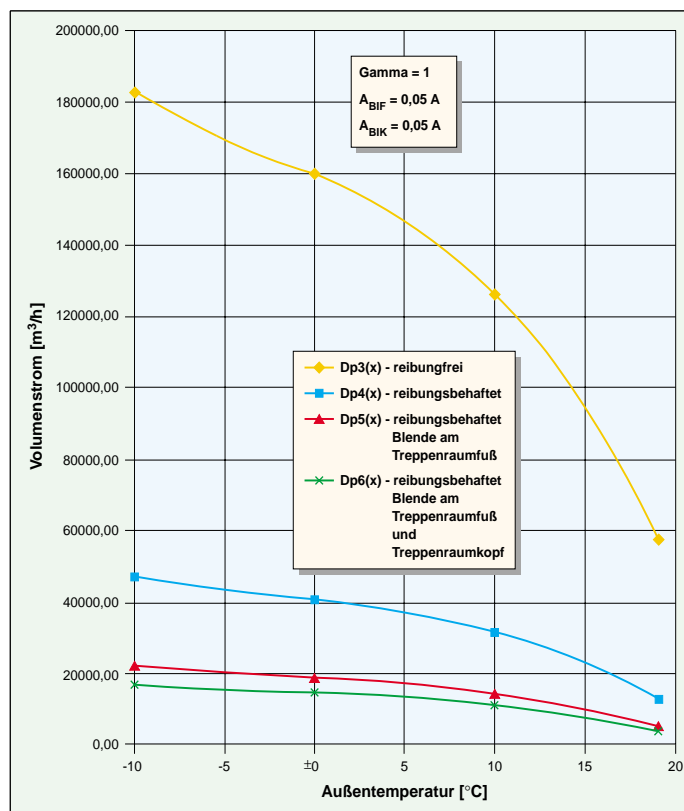
$$u = \frac{\dot{M}}{\rho \times A} \quad (18)$$

beträgt damit die Geschwindigkeit im stationären Zustand $u = 18 \text{ m/s}$. Die Masse der im Treppenraum ruhenden Luft ergibt sich durch das Volumen des Treppenraumes multipliziert mit der Luftdichte bei $20 \text{ }^\circ\text{C}$. Damit beträgt die Masse $m = 2640 \text{ kg}$. Setzt man nun die Gleichungen 4a und 4b gleich und ersetzt dort die Beschleunigung a durch Gleichung 17, erhält man die gesuchte Zeit. Mit den zuvor ermittelten Werten berechnet sich die Zeit, die es bedarf, u_m die im Treppenraum ruhende Luft auf ihre stationäre Geschwindigkeit zu beschleunigen, zu $t = 16 \text{ s}$. Während des Beschleunigungsvorganges ist die Geschwindigkeit proportional zur Zeit. D.h., dass die mittlere Geschwindigkeit um den halben Wert der stationären Geschwindigkeit besitzt, also $u_m = 9 \text{ m/s}$. Ersetzt man in Gleichung 18 u durch u_m und multipliziert den so berechneten Massenstrom mit der Zeit für den Anfahrvorgang von $t = 16 \text{ s}$, erhält man eine Luftmasse von 2376 kg .

Die im Anfahrvorgang geförderte Luftmenge entspricht damit ungefähr der zuvor im Treppenraum eingeschlossenen Luft. Nach bereits 16 s ist damit näherungsweise die $20 \text{ }^\circ\text{C}$ warme Luft aus dem Treppenraum entwichen, und es strömt kalte Außenluft nach. Unterstellt man, dass zwischen dem Öffnen des Treppenraumes (entspricht der Auslösung der RDA) und Betreten des Treppenraumes mehr als ca. 16 s vergehen, sind die Druckverhältnisse im Anfahrvorgang ohne Bedeutung. Danach strömt, wie bereits erwähnt, kalte Luft in den Treppenraum nach, die sich im Treppenraum erwärmt. Wie im Abschnitt 3 diskutiert, entspricht die Erwärmung der Luft dem gleichmäßig beheizten Kamin. Der sog. Formparameter beträgt damit $\Gamma = 1$.

Die sich einstellende Konvektionsströmung kann nun iterativ mit Hilfe der Gleichungen 8, 11 und 12 (reibungsfreie

Bild 5: Konvektionsvolumenströme Winter/Sommer



Strömung), der Gleichungen 13, 14 und 12 (reibungsbefahete Strömung) bzw. der Gleichungen 15, 16 und 12 (reibungsbefahete Strömung und zusätzliche Einzelwiderstände) berechnet werden.

In Ermangelung von Daten über den Druckverlust in Treppenräumen, wird die Reibung infolge der Wand und des Treppenlaufes durch eine Rohrreibungszahl $\lambda_t = 0,5$ berücksichtigt. Als Einzelwiderstände werden die Widerstände an der Ein- und Abströmöffnung berücksichtigt. Die Widerstandsbeiwerte werden dabei nach den folgenden Gleichungen [3] berechnet:

$$\zeta_{\text{Kaminfuß}} = \left(1 - \frac{A_{\text{Öffnung}}}{A}\right)^2 \quad (19)$$

$$\zeta_{\text{Kaminkopf}} = \left(1 + 0,707 \times \sqrt{1 - \frac{A_{\text{Öffnung}}}{A}}\right)^2 \quad (20)$$

In Bild 3 sind für diese Fälle die Ergebnisse für die Druckdifferenzen zwischen Treppenraum und Umgebung (Gebäude) über die Höhe aufgetragen. Die Ergebnisse gelten für den stationären Wärmedurchgang in der Treppenraumwand. Bild 4 zeigt jeweils zu den Konvektionsvolumenströmen, die auf den Außenluftzustand bezogen sind, die sich am Treppenraumkopf einstellenden Lufttemperaturen.

Bild 5 weist für das gewählte Beispiel die Existenz von Konvektionsvolumenströmen in Abhängigkeit veränderter Außentemperaturen nach.

Fazit

Aus den durchgeführten Berechnungen wird ersichtlich, dass infolge der Durchströmung des Treppenraumes ein Unter- bzw. Überdruck zur Umgebung (Gebäude) auftritt. Der Betrag dieser Druckdifferenzen korrespondiert nicht mit dem statischen Überdruck des geschlossenen realen Treppenraumes. Bei der sich einstellenden freien Konvektionsströmung können unzulässig hohe Druckdifferenzen zwischen Treppenraum und Gebäude vermieden werden. Hierzu müssen die Zuström-, Abström- und Durchströmwiderstände bekannt sein bzw. entsprechend dimensioniert werden.

Die hohen Volumenströme, die bei der reibungsfreien und der reibungsbehafteten Strömung ohne zusätzliche Widerstände entstehen (Bild 4), widersprechen den Erfahrungen mit realen Treppenräumen. Daraus lässt sich ableiten, dass in realen Treppenräumen die Einzelwiderstände maßgeblich die Konvektionsströmung beeinflussen. Vergleicht man im Bild 3 jeweils die Druckdifferenzen bei einem Einzelwiderstand nur am Treppen-



raumfuß mit denen bei einem Einzelwiderstand am Treppenraumfuß und -kopf, wird deutlich, dass dem Widerstand am Treppenraumkopf eine besondere Funktion zukommt. Mit Hilfe dieses Widerstandes werden die negativen Druckdifferenzen im unteren Teil des Treppenraumes reduziert. Während bei dem Berechnungsbeispiel nur mit einem Einzelwiderstand am Treppenraumfuß die Druckdifferenzen betragsmäßig sehr nahe an den maximal zulässigen 50 Pa liegen, werden mit dem Widerstand am Treppenraumkopf betragsmäßig zu hohe Druckdifferenzen im Bereich des Treppenraumfußes vermieden. Schließlich entscheiden die Ein- und Austrittsflächen darüber, ob überhaupt freie Konvektionsströmungen auftreten können.

Während für den geschlossenen Treppenraum im Winterfall keine Gefährdung

Bemerkung

Die Autoren vertreten die Auffassung, dass die bisher weitgehend unberücksichtigten Einflüsse der äußeren Atmosphäre auf die Funktion von Sicherheitsanlagen des vorbeugenden Brandschutzes nun nicht weiter ignoriert werden können. Der Beitrag soll helfen, Berührungsängste mit dem Sachverhalt und mit der mathematischen Behandlung dieser nicht mehr alltäglichen Physik abzubauen.

durch die gegen die Schwerkraft gerichtete Druckkraft infolge Dichtedifferenz auftritt, ist für den geöffneten Treppenraum nur mit der Bemessung der Ein- und Austrittswiderstände sowie Kenntnis der Treppenraumdurchströmwiderstände eine Gefahr unzulässiger Druckdifferenzen an Türquerschnitten zu Nutzungseinheiten auszuschließen. Die sich einstellende Konvektionsströmung im Winterfall ist allerdings bei der Auswahl der Überdruckventilatoren zu berücksichtigen.

Literatur

- [1] Unger, J.: Konvektionsströmungen; Stuttgart, B. G. Teubner Verlag 1988
- [2] VDI 2087: Luftleitungssysteme - Bemessungsgrundlagen; Berlin, Beuth Verlag 1998
- [3] Idelchik, I.E.: Handbook of Hydraulic Resistance, 2nd Ed., Washington, New York, Hemisphere Publishing Corporation 1986