Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung

Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine

Band: 81 (1963)

Heft: 11

Artikel: Über die Anwendung von Gaskühlung für Atomreaktoren hoher Leistungsdichte

Autor: Meyer, L.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-66740

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 08.08.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Über die Anwendung von Gaskühlung für Atomreaktoren hoher Leistungsdichte

Von Dr. **L. Meyer**, General Atomic Europe, Zürich *)

Herrn Professor Dr. **J. Ackeret** zum 65. Geburtstag gewidmet

DK 621.039.42

Bei der Entwicklung von Atomreaktoren für die öffentliche Energieerzeugung lassen sich zwei Zielsetzungen unterscheiden. Während die eine auf die Steigerung der Wirtschaftlichkeit in naher Zukunft bedacht ist, hat die andere die verbesserte Ausnützung der nuklearen Brennstoffreserven auf lange Sicht im Auge.

Für den heutigen Reaktorbau ist das erste Ziel bis anhin vordringlich gewesen. Zur Entwicklung von grossen Atomkraftanlagen, deren Stromerzeugungskosten denen konventioneller Kraftwerke allmählich nahe kommen, ist hauptsächlich der «thermische» Reaktor in den Vordergrund getreten. Bei diesem werden die durch die Spaltung von Brennstoffatomen frei werdenden Neutronen zunächst durch einen Moderator auf Geschwindigkeiten verlangsamt, welche etwa der Wärmebewegung bei Umgebungstemperatur entsprechen, bevor sie ihrerseits andere Brennstoffkerne spalten.

Der einzige nukleare Brennstoff, den es in der Natur in beträchtlichem Umfang gibt, ist das Uraniumisotop U^{235}, welches sich in natürlichem Uran in einer Konzentration von lediglich 0,7 % findet. Der Rest des natürlichen Urans, welcher aus dem Isotop U^{238} besteht, sowie Thorium Th^{232}, welches gleichfalls in grossen Mengen auf der Erde vorhanden ist, stehen jedoch der Energieerzeugung potentiell ebenfalls zur Verfügung: werden diese «Brutstoffe» zusammen mit dem Spaltstoff in einen Reaktor eingebracht, so gehen sie nach dem Einfangen eines Neutrons und anschliessendem β-Zerfall in die künstlichen Spaltstoffe Plutonium Pu^{239} bzw. Uranium U^{233} über, welche dann ihrerseits als Brennstoffe Verwendung finden können.

Um nun einen grossen Teil der Vorräte an U^{238} und Th^{232} in neuen Brennstoff überführen zu können, ist es notwendig, während des Reaktorbetriebes wenigstens annähernd so viel neuen Brennstoff zu bilden, wie alter zerstört wird. Berücksichtigt man ferner den stark ansteigenden Brennstoffbedarf neu zu errichtender Kernkraftwerke während der nächsten Dezennien, so spielt die Zeit, welche zur Umwandlung von Brutstoff in neuen Brennstoff gebraucht wird, ebenfalls eine wichtige Rolle. Es wäre daher sehr erwünscht, wenn während des Reaktorbetriebes sogar mehr neuer Brennstoff produziert als alter verbrannt würde, welche Möglichkeit kurz als «Brüten» bezeichnet wird. Dieses Brüten ist jedoch mit thermischen Reaktoren weder mit U^{235} noch mit Plutonium als primärem Brennstoff zu erreichen, da neben den Neutronen, welche zur Aufrechterhaltung der Kettenreaktion gebraucht werden sowie jenen, welche auf verschiedene Weise verloren gehen, die verbleibende Anzahl Neutronen für das Brüten zu klein ist. Nur mit U^{233} könnten thermische Reaktoren beinahe oder ganz in das Gebiet des Brütens vorstossen, doch besteht noch kein merklicher Vorrat an diesem Material.

Im Gegensatz zum thermischen Reaktor verfügt der «schnelle» Reaktor, bei welchem die Kettenreaktion durch unmoderierte, schnelle Neutronen aufrechterhalten wird, über einen so guten Neutronenhaushalt, dass er mit allen erwähnten Brennstoffen als Brutreaktor arbeiten kann. In Zukunft wird er daher bei der rationellen Ausnützung der potentiellen Brennstoffreserven eine wichtige Rolle spielen. Dass er bei der heutigen Reaktorentwicklung noch nicht bevorzugt wird, ist darin begründet, dass er technisch wesentlich schwieriger zu beherrschen ist als der thermische Reaktor.

Eines seiner Hauptmerkmale ist die ausserordentlich hohe Leistungsdichte im Kern, welche durch die starke Spaltstoffkonzentration bedingt ist. Während die Leistungsdichte thermischer Reaktoren in der Grössenordnung von 0,5 bis 70 kW Wärmeleistung je Liter Kernvolumen liegt, erreicht sie für schnelle Reaktoren, welche bereits gebaut wurden oder sich vor der Fertigstellung befinden, Werte von mehreren hundert bis hinauf zu 1000 kW/l. Die Beherrschung dieser enormen spezifischen Wärmeleistungen stellt hinsichtlich des Wärmeübergangs Anforderungen, wie sie in der Industrie sonst kaum üblich sind. Zu ihrer Bewältigung wurde für die bisher gebauten schnellen Reaktoren flüssiges Alkalimetall, Natrium oder eine Mischung von Natrium und Kalium, als Kühlmittel im Primärkreislauf verwendet. Nun weist dieses Kühlmittel jedoch neben seiner guten Wärmeabfuhreigenschaften einige recht schwerwiegende Nachteile auf: Es ist bei Raumtemperatur im festen Zustand (Schmelzpunkt 97,9 °C) und erfordert daher besondere Einrichtungen und Vorkehren für seine Zirkulation. Ferner macht sein heftiges chemisches Reagieren mit Wasser und Sauerstoff einen ebenfalls mit flüssigem Alkalimetall gefüllten Zwischenkreislauf notwendig, welcher aus Sicherheitsgründen zwischen den primären Kühlkreislauf und den der elektrischen Energieerzeugung dienenden Dampfkreislauf geschaltet wird. Schliesslich sind das Aktivierungsverhalten von Alkalimetall sowie gewisse ungünstige Einflüsse auf die nukleare Auslegung des Reaktors weitere Nachteile, welche allerdings im Vergleich zu den chemisch-mechanischen Schwierigkeiten mit diesem Kühlstoff weniger ins Gewicht fallen. Es ist daher interessant, zu untersuchen, ob das flüssige Metall nicht durch ein Kühlmittel ersetzt werden könnte, welches einfacher zu handhaben ist. Die folgenden Bemerkungen geben einige Anhaltspunkte zur Möglichkeit der Gaskühlung. Es zeigt sich nämlich, dass diese in der Lage sein könnte, die Kühlung von schnellen Reaktoren in wirtschaftlicher Weise zu ermöglichen.

Gaskühlung

Für das Folgende denken wir uns den zylindrischen Kern des schnellen Reaktors aus einem Bündel zylindrischer Brennstoffelemente von kreisförmigem Querschnitt aufgebaut, welche in regelmässigen Abständen parallel zueinander angeordnet sind. Das Kühlmittel strömt in den Zwischenräumen zwischen den Elementen vom einen Ende des Bündels zum anderen. Jedes Brennstoffelement ist in eine Metallhülse gekleidet, welche den Brennstoff umschliesst und die während des Betriebes entstehenden radioaktiven Spaltprodukte am Entweichen hindert. Die Wärmeerzeugung im Kern ist nicht homogen, sondern variiert sowohl in radialer wie in axialer Richtung, wobei das Maximum im Zentrum liegt. Das Brennstoffelement in der Mitte des Bündels erzeugt daher mehr Leistung als eines weiter aussen, wobei die radiale Leistungsverteilung durch das radiale Verhältnis der maximalen zur mittleren Leistung charakterisiert ist. Die axiale Leistungsverteilung längs der Brennstoffelemente, welche ihr Maximum in deren Mitte erreicht, kann als Ausschnitt aus einer halben cosinus-Periode angenommen werden; sie ist durch das axiale Verhältnis der maximalen zur mittleren Leistung gekennzeichnet. Als Kühlgas kommt an erster Stelle Helium in Frage. Es weist günstige Wärmeübertragungseigenschaften sowie ein neutrales Verhalten in chemischer und nuklearer Hinsicht auf.

Die grundlegende Frage nach den Aussichten der Gaskühlung für schnelle Reaktoren kann etwa folgendermassen gestellt werden: Ist es möglich, die hochkonzentrierte Wärmeleistung auf solche Weise abzuführen, dass nur ein bescheidener Bruchteil davon für den Antrieb der Umwälzgebläse aufgewendet werden muss, ohne dabei übermässig hohe Drücke und eine allzu feine Unterteilung der Wärmeübertragungsfläche anwenden zu müssen?

Um auf diese Frage einzugehen, wollen wir zunächst diejenigen materialbedingten Grenzen betrachten, welche das Kühlproblem definieren. Zuerst ist die höchste Temperatur der Hülse des heissesten Brennstoffelementes festzulegen, welche einen gewissen Wert nicht überschreiten darf. Diese Temperatur hängt sowohl von den Temperaturen des Kühlmittels im Zwischenraum neben dem heissesten Brenn-

*) Ehemals Mitarbeiter am Institut für Aerodynamik an der ETH, Zürich.

stoffelement, als von den Temperaturdifferenzen zwischen Kühlmittel und Hülsenoberfläche ab, und wird daher weitgehend durch die Wärmeübertragungseigenschaften des Kühlmittels bestimmt. Eine zweite Grenze wird durch die höchste zulässige Temperatur im Innern des heissesten Brennstoffelementes gesetzt. Die Begrenzung der Wärmeerzeugung des Elementes, die durch diese Schranke verursacht wird, hängt jedoch bei gegebener Oberflächentemperatur lediglich vom Wärmedurchgang im Inneren des Brennstoffelementes ab und ist somit unabhängig von der Art des Kühlmittels. Wir können daher von der weiteren Betrachtung dieser zweiten Grenze hier absehen und uns ganz der Wärmeübertragung ausserhalb der Brennstoffelemente zuwenden. Zum besseren Verständnis des Folgenden ist es nützlich, zunächst einige elementare Beziehungen anzuschreiben:

Thermische Reaktorleistung = abgeführte Wärmeleistung

$$(1) \qquad H_{th} = W c_p (T_2 - T_1)$$

Pumpleistung, ideal, d. h. ohne Antriebwirkungsgrade

$$(2) \qquad H_p = \frac{W}{\rho_1} \Delta p_{\text{Kreislauf}}$$

Relative Pumpleistung

$$(3) \qquad \frac{H_p}{H_{th}} = \frac{\Delta p_{\text{Kreislauf}}}{c_p \rho_1 (T_2 - T_1)}$$

Relative Pumpleistung für den Reaktorkern allein

$$(3a) \qquad \frac{H_{p\,\text{Kern}}}{H_{th}} = \frac{\Delta p_{\text{Kern}}}{c_p \rho_1 (T_2 - T_1)}$$

Druckabfall im Reaktorkern

$$(4) \qquad p_1 - p_2 = \Delta p_{\text{Kern}} = \frac{1}{\bar{\rho}_{H.K.}} \left(\frac{w}{A}\right)^2_{H.K.} \cdot$$

$$\cdot \left[\frac{\lambda}{2} \frac{L}{d_h} + \frac{T_{2H.K.} - T_1}{\bar{T}_{H.K.}} + \frac{k_1 T_1 - k_2 T_{2H.K.}}{2 \bar{T}_{H.K.}} + ln \frac{p_1}{p_2} \right]^{1)}$$

Leistung je Einheit der Querschnittsfläche des Reaktorkerns senkrecht zur Achse

$$(5) \qquad \frac{H_{th}}{F} = \left(\frac{w}{A}\right)_{H.K.} c_p (T_{2H.K.} - T_1) \cdot \frac{v}{\alpha}$$

Mittlere Leistungsdichte im Reaktorkern = Leistung je Einheit des Kernvolumens

$$(6) \qquad \frac{H_{th}}{V} = \left(\frac{w}{A}\right)_{H.K.} c_p (T_{2H.K.} - T_1) \cdot \frac{v}{\alpha L}$$

Hierin sind:

A	der Strömungsquerschnitt eines Kühlkanals
α	das Verhältnis der maximalen zur mittleren Leistung, radial im Kern
β	das Verhältnis der maximalen zur mittleren Leistung, axial längs den Brennstoffelementen
c_p	die spezifische Wärme des Kühlmittels bei konstantem Druck
d_h	der hydraulische Durchmesser eines Kühlkanals
k_1	der Druckabfall am Eintritt der Kühlkanäle, bezogen auf den Eintrittsstaudruck
k_2	der Druckrückgewinn am diffusorförmigen Austritt der Kühlkanäle, bezogen auf den Staudruck am Ende des zylindrischen Abschnitts
L	die Länge der Brennstoffelemente und der Kühlkanäle
λ	der Reibungsbeiwert
p_1, p_2	die statischen Drücke am Ein- und Austritt des Reaktorkerns
$\Delta p_{Kreislauf}$	der Druckverlust im Kühlkreislauf
Δp_{Kern}	der Druckabfall im Reaktorkern
ρ_1, $\bar{\rho}$	die Dichte des Kühlmittels am Eintritt und im Mittel
T_1, $\bar{T}$, T_2	die Temperatur des Kühlmittels am Eintritt, im Mittel und am Austritt
v	das Verhältnis des Strömungsquerschnittes zum Gesamtquerschnitt des Reaktorkerns
W	der gesamte Massenstrom des Kühlmittels
w	der Massenstrom in einem Kühlkanal
w/A	die Massenstromdichte in einem Kühlkanal

Der Index $H.K.$ bedeutet: für den heissesten Kühlkanal.

Es stellt sich nun zuerst die Frage, welche Werte für die Eintritts- und Austrittstemperatur des Kühlmittels bei gegebener maximaler Hülsentemperatur günstig sind. Gleichung (3) zeigt, dass im Interesse einer kleinen relativen Pumpleistung der Temperaturanstieg $(T_2 - T_1)$ des Gases gross sein sollte. Da T_2 natürlich auf einen Wert unterhalb der höchsten Hülsentemperatur beschränkt ist, wäre von diesem Standpunkt aus T_1 so niedrig wie möglich zu wählen. Betrachtet man jedoch das Kraftwerk als Ganzes, so muss für T_1 der günstigste Wert gesucht werden und zwar unter Berücksichtigung des Wirkungsgrades des Dampfkreislaufs (Anzapfdampf-Speisewasservorwärmung) sowie der Kosten der Wärmeübertragungsfläche des Economisers. Nehmen wir für das Folgende an, T_1 sei festgelegt. Die Temperatur T_2, welche ebenfalls im Hinblick auf die gesamte Anlage zu wählen ist, möchten wir nun vorläufig so festlegen, dass sich dabei ein günstiges Verhältnis zwischen spezifischer Leistung und relativer Pumpleistung ergibt. Aus Gleichung (5) ist ersichtlich, dass die Leistung je Flächeneinheit des Kernquerschnitts dem Produkt von Massenstromdichte und

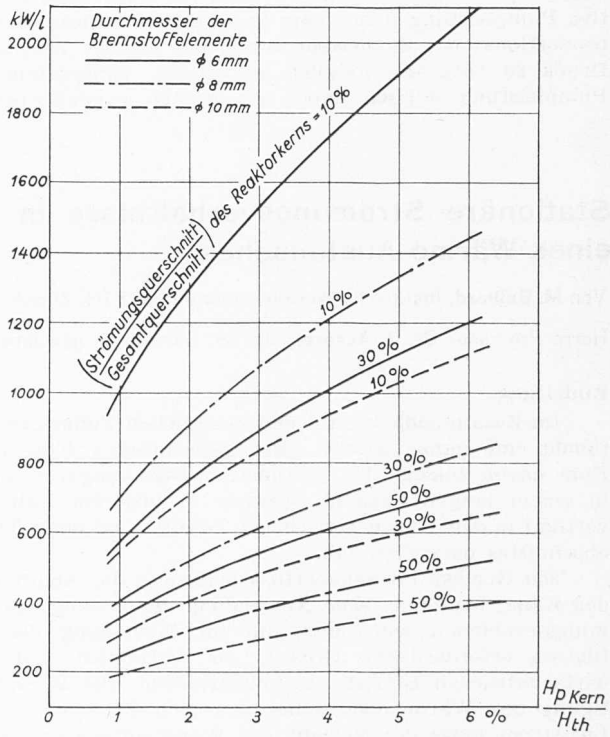

Bild 1. Resultierende mittlere Leistungsdichten in kW pro Liter Kernvolumen von gasgekühlten Atomreaktoren in Abhängigkeit vom Verhältnis des idealen Leistungsaufwandes für das Pumpen des Kühlgases durch den Reaktorkern zur thermischen Reaktorleistung, für verschiedene Verhältnisse des Strömungsquerschnittes zum Gesamtquerschnitt und verschiedene Durchmesser der Brennstoffelemente.

Berechnungsgrundlagen:

Kühlgas:	Helium
Eintrittstemperatur	150°C
Austrittstemperatur	540°C
Höchste Oberflächentemperatur der Brennstoffhülsen	650°C
mittlerer Druck im Reaktorkern	70 kg/cm²
Leistungsverteilung im Reaktorkern (Verhältnis des Maximums zum Mittelwert)	radial 1,31 axial 1,32

[1]) Der erste Ausdruck in der Klammer steht für den Reibungsdruckabfall und ist bei weitem der wichtigste. Der zweite berücksichtigt die Beschleunigung durch Erhitzung, der dritte den Eintrittsdruckabfall (einschl. Eintrittsbeschleunigung) sowie den Austrittsrückgewinn bei sich konisch verjüngenden Brennstoffelementen, und der vierte die durch den Druckabfall bewirkte Dichteänderung. Dieser, durch Iteration bestimmbare Ausdruck ist meistens vernachlässigbar klein.

Temperaturanstieg des Gases im heissesten Kühlkanal proportional ist. Diejenige Massenstromdichte im heissesten Kanal, welche eine vorgegebene maximale Hülsentemperatur ergibt, kann für eine cosinus-förmige axiale Leistungsverteilung, und unter Einbeziehung einer passenden Gleichung für den Wärmeübergang durch Konvektion, explizit angegeben werden. (Auf die Wiedergabe der resultierenden Formel wird hier verzichtet, da deren Ableitung zu viel Platz beanspruchen würde). Wenn wir nun $T_{2H.K.}$ bis hinauf zu einem Wert nahe bei der maximal zulässigen Hülsentemperatur verändern, so wird die Massenstromdichte im heissesten Kühlkanal, welche übrigens vom Druck im Kreislauf praktisch unabhängig ist, schliesslich gleich Null. Die Leistung je Flächeneinheit des Kernquerschnittes verschwindet somit für $T_2 = T_1$ und für T_2 nahe bei der höchstzulässigen Hülsentemperatur $T_{H\,max}$. Zwischen diesen beiden Werten ergibt sich ein Maximum. So wurde z. B. für $T_1 = 150$ °C, $T_{H\,max} = 650$ °C und $\beta = 1{,}32$ das Maximum für jeden beliebigen Wert der relativen Pumpleistung bei $T_{2H.K.} = 540$ °C gefunden. Um die mittlere Austrittstemperatur aller Kühlkanäle durch die Strömung in den äusseren, weniger Leistung produzierenden Kanälen nicht zu vermindern, würden die letzteren durch Blenden in der Weise gedrosselt, dass deren Austrittstemperatur etwa dieselbe wäre wie die des heissesten Kanals.

Die zweite Frage im Zusammenhang mit den Hauptdaten der Kühlung betrifft den statischen Druck im Kreislauf. Der Druckverlust im ganzen Kreislauf ist, wie derjenige im Kern, der Dichte und damit dem Druckniveau indirekt proportional, siehe Gl. (4); Gl. (3) zeigt, dass die relative Pumpleistung daher dem Quadrat des Druckes indirekt proportional ist. Es besteht somit ein grosser Anreiz, den Druck so hoch wie möglich zu wählen; Einsparungen an Pumpleistung müssen dabei den Kosten gegenübergestellt werden, die sich durch die stärkeren Bauteile des Kühlkreislaufs ergeben. Es wurde gefunden, dass ein Druck in der Grössenordnung von 70 kg/cm² zu genügend bescheidenen relativen Pumpleistungen führt.

Die Massenstromdichte im heissesten Kühlkanal ist wesentlich höher als diejenige von gasgekühlten thermischen Reaktoren. Der Schallzustand am Austritt und die damit verbundene Begrenzung ergibt sich aber erst bei relativen Pumpleistungen, welche weit ausserhalb des wirtschaftlich tragbaren Gebiets liegen.

Schliesslich seien einige Werte von resultierenden mittleren Leistungsdichten im Reaktorkern in Abhängigkeit des Durchmessers der Brennstoffelemente sowie des Verhältnisses von Strömungsquerschnitt zu Gesamtquerschnitt des Reaktorkerns angegeben, Bild 1. Die Kleinheit der Durchmesser mag erstaunen, doch handelt es sich um die normale Grössenordnung von Brennstoffelementen vom «Nadel-Typ» für schnelle Reaktoren, welche in der Tat durch den Wärmeübergang im Innern der Elemente vorgeschrieben wird[2]). Die Leistungsdichten wurden gegenüber der idealen relativen Pumpleistung aufgetragen, die es braucht, um das Gas durch den Reaktorkern zu pumpen, siehe Gl. (3a) und (4). Während für einen konstanten Wert der relativen Pumpleistung die Leistung je Flächeneinheit des Kernquerschnitts mit v proportional anwächst, siehe Gl. (5), nimmt die Leistung je Volumeneinheit des Reaktorkerns mit wachsendem v ab, da die Länge der Brennstoffelemente stärker als v zunimmt, siehe Gl. (6). Wie man sieht, könnten schon bei bescheidenen relativen Pumpleistungen Leistungsdichten bewältigt werden, welche in dem für schnelle Reaktoren wünschbaren Bereich liegen.

[2]) Die durch den Wärmeübergang im Innern der Brennstoffelemente bedingte Beschränkung der erzielbaren Leistungsdichten ist im vorliegenden Diagramm nicht berücksichtigt.

Stationäre Strömungsverhältnisse in einem Vertikalschacht unter Berücksichtigung eines Wärme-Austausches

DK 533.6

Von **M. Gaillard**, Institut für Aerodynamik an der ETH, Zürich

Herrn Professor Dr. **J. Ackeret** zum 65. Geburtstag gewidmet

Einleitung

Im Zusammenhang mit den zahlreichen Tunnelprojekten taucht eine ganze Anzahl lüftungstechnischer Fragen auf. Eine davon bilden die stationären Strömungsverhältnisse in einem langen Schacht, welcher in unserem Fall einen vertikal in den Felsen getriebenen Abluftkanal eines Tunnelabschnittes darstellen soll.

Ein Gebläse im Schachtfuss befördere die Abluft durch den Kanal ins Freie. Eine Anwendung der Lösung des Strömungsproblemes wäre nun, die zur Bemessung des Ventilators erforderlichen Grössen zu bestimmen und einen wirtschaftlichen Betrieb zu gewährleisten. Bei Berücksichtigung des Wärmeaustausches zwischen Schachtwand und Luftstrom muss der Verlauf der Wandtemperatur bekannt sein. Wir nehmen eine lineare Abhängigkeit zwischen Tiefe und Temperatur an.

Grundgleichungen

Die allgemeinen Grundgleichungen der Strömung in einem Vertikalschacht mit Reibungsdruckabfall und Wärmeaustausch zwischen Schachtwand und Luftstrom sind:

A. Die Kontinuitätsgleichung

$$u(z) = \frac{m_s}{F}\, v(z)$$

oder, differentiell geschrieben

$$(1) \qquad du = \frac{m_s}{F}\, dv$$

z ist die senkrechte Koordinate (positive Richtung nach oben), $u(z)$ die mittlere Geschwindigkeit auf der Höhe z, m_s die sekundliche Menge, D der Schachtdurchmesser, der über die Höhe konstant sein soll, $F = \pi/4 \cdot D^2$ der Schachtquerschnitt und v das spezifische Volumen.

B. Der Impulssatz

$$(2) \qquad u\,du = -v\,dp - g\,dz - \frac{\lambda\, dz}{2D}\, u^2$$

Darin ist $p(z)$ der Druck, g die Schwere-Beschleunigung und λ der Druckverlustkoeffizient des Schachtes.

Allgemein führt die Berechnung des Druckabfalles infolge Rohrreibung und damit auch von λ auf ein Grenzschicht-Problem. In unserem Fall sollen alle Geschwindigkeitsprofile diejenigen der voll ausgebildeten turbulenten Rohrströmung sein, so dass der Widerstandsbeiwert λ in einen Bereich zu liegen kommt, wo nur die relative Rauhigkeit ε/D (ε absolute Rauhigkeit) dessen Wert bestimmt, Bild 1, λ ist dann unabhängig von der Reynoldszahl und der Geschwindigkeit.

Ist der Schacht um einen Winkel ϑ zur Senkrechten geneigt, lautet das Schwereglied in der Gleichung (2): $g \cdot \cos\vartheta \cdot dz$. Die Koordinate z liegt dann in der Axe des Schachtes.

C. Erster Hauptsatz der Wärmelehre

$$(3) \qquad dq = di - v\,dp = c_p\,dT - v\,dp \quad \text{wobei}$$

$$dq = dq_a + dq_r$$

$$dq_a = \alpha \frac{\pi D}{m_s} \left(T_W(z) - T(z)\right) dz$$

$$T_W(z) = T_{Wo} + \frac{k}{h}\, z$$