



Autoren: Prof. Dr.-Ing. Heinz K. Müller und Dr. Bernard S. Nau

Eine besondere Herausforderung an den Ingenieur ist eine sichere Abdichtung von Maschinen und Anlagen. Wenn es um den unerwünschten Austritt von Flüssigkeiten oder Gasen aus Maschinen, Aggregaten und Anlagen geht, wird die häufig unterschätzte Kunst des Abdichtens zum zentralen Thema.

www.fachwissen-dichtungstechnik.de befasst sich auf allen Ebenen mit dem Vermeiden oder mit der kontrollierten Eindämmung von Leckage. In 24 Fachkapiteln werden die physikalischen Grundlagen und die vielfältigen Techniken des Abdichtens in klarer Sprache und mit prägnanten Bildern beschrieben. **fachwissen-dichtungstechnik** liefert damit die notwendigen Informationen zu Gestaltung, Auswahl, Entwicklung und Betrieb von Dichtungen und Dichtsystemen.

Inhaltsverzeichnis der Fachkapitel

Allgemeine Grundlagen

1. Grundbegriffe der Dichtungstechnik
2. Polymerwerkstoffe
3. O-Ring: Theorie und Praxis
4. Fluidströmung im engen Dichtspalt

Abdichtung bewegter Maschinenteile

5. Hydraulikdichtungen
6. Pneumatikdichtungen
7. Abstreifer
8. Wellendichtringe ohne Überdruck
9. Wellendichtringe mit Überdruck
10. Fanglabyrinth-Dichtungen
11. Stopfbuchs-Packungen
12. Gleitringdichtungen: Grundlagen

13. Gleitringdichtungen: Gestaltung
14. Gleitringdichtungen: Werkstoffe
15. Kolbenringe für Motoren und Verdichter
16. Drosseldichtungen für Flüssigkeiten
17. Drosseldichtungen für Gase
18. Gewinde-Wellendichtungen
19. Zentrifugal-Wellendichtungen
20. Magnetflüssigkeits-Dichtungen
21. Membran- und Faltenbalgdichtungen

Abdichtung ruhender Maschinenteile

22. Flanschabdichtung: Grundlagen
23. Flanschdichtungen: Bauformen
24. Statische Dichtungen: Sonderbauformen

Sponsoren: www.fachwissen-dichtungstechnik.de wird unterstützt von

 ISGATEC [®] Dichten. Kleben. Polymer.	ISGATEC GmbH Am Exerzierplatz1A • 68167 Mannheim Tel:+49(0)621-7176888-0 • Fax:+49(0)621-7176888-8 info@isgatec.com • www.isgatec.com
 SEALWARE [®]	SEALWARE International Dichtungstechnik GmbH Feldbergstr.2 • 65555 Limburg Tel:+49(0)6431-9585-0 • Fax:+49(0)6431-9585-25 info@sealware.de • www.sealware.de
 VERBAND TECHNISCHER HANDEL Fachgruppe Dichtungstechnik	VTH Verband Technischer Handel e.V. Prinz-Georg-Straße 106 • 40479 Düsseldorf Tel:+49(0)211-445322 • Fax:+49(0)211-460919 info@vth-verband.de • www.vth-verband.de
 Xpress seals Dichtungen für Hydraulik	xpress seals GmbH Elbring 14 • 22880 Wedel Tel:+49(0)4103 92828-10 • Fax:+49(0)4103 92828-69 michael.mueller@xpress-seals.com • www.xpress-seals.com



4

Prof.Dr.-Ing. Heinz K. Müller · Dr. Bernard S. Nau

Fluidströmung im engen Dichtspalt

Physikalische Modelle und mathematische Methoden zur Berechnung der Fluidströmung im engen Dichtspalt. Adhäsion, Kohäsion, Kräfte in der Strömung, Viskosität, Trägheit, Reynoldszahl: laminare und turbulente Strömung. Reynoldsgleichungen, Druck- und Geschwindigkeitsverteilung, zweidimensionale und eindimensionale Ringspaltströmung, exzentrische und gekippte Wellenachse, Druckströmung und Schleppströmung, Schleppdruck, Quetschströmung.

4.1 EINFÜHRUNG

Das Verhalten bestimmter Dichtungen wird wesentlich beeinflusst vom Strömungswiderstand eines sehr engen Dichtspalts. Drosselspalt-dichtungen haben Spalthöhen im Bereich von 10 μm , während Hydraulikdichtungen oder Gleitringdichtungen auf einem selbsttätig erzeugten Flüssigkeitsfilm schwimmen, der kaum dicker als 1 μm ist. In diesem Kapitel werden die physikalischen und mathematischen Voraussetzungen zur Berechnung der Strömung in derartig engen Dichtspalten behandelt.

Die Strömung in einem engen Spalt wird vorwiegend von der Kohäsion der Fluidmoleküle bestimmt. Ein Maß dafür ist die dynamische Zähigkeit (Viskosität) η . Die Strömung ist *laminar*, wenn die infolge der Viskosität zwischen den Fluidmolekülen übertragenen Kräfte (Zähigkeitskräfte) viel größer sind als die Trägheitskräfte. In einer laminaren Strömung bewegen sich benachbarte Flüssigkeitsschichten vorwiegend in derselben Richtung, jedoch meist mit unterschiedlicher Geschwindigkeit. An rauhen Wänden und anderen Unebenheiten im Strömungskanal wird das vorbeiströmende Fluid abgelenkt. Dadurch entsteht eine Unruhe in der Strömung, die jedoch bei genügend großer Zähigkeit des Fluids so stark gedämpft wird, daß die Strömung laminar bleibt. Überwiegen jedoch bei höherer Strömungsgeschwindigkeit und/oder bei kleiner Viskosität die Trägheitskräfte, so wird die Strömung *turbulent*. Sowohl das Kriterium für den Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung als auch die mathematischen Grundlagen zur Berechnung laminarer Strömungen sind mit dem Namen von *Osborne Reynolds* verbunden.

Das Kriterium für den Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung ist ein bestimmter kritischer Wert der *Reynoldszahl* Re . Der Zusammenhang zwischen den Strömungsparam-

tern (Spaltform, Druck, Strömungsgeschwindigkeit und Viskosität) wird beschrieben durch die *Reynolds-Gleichungen*.

4.2. REYNOLDSZAHL UND REYNOLDS-GLEICHUNGEN

Die Reynoldszahl

Die Reynoldszahl charakterisiert das Verhältnis der Trägheitskräfte zu den Zähigkeitskräften. Ist w die mittlere Strömungsgeschwindigkeit, ρ die Dichte, η die dynamische Zähigkeit, $\nu = \eta/\rho$ die kinematische Zähigkeit und h die senkrecht zur Hauptströmungsrichtung gemessene Spalthöhe, so hat die Reynoldszahl folgende Form:

$$Re = \frac{w \cdot 2 h \rho}{\eta} = \frac{w \cdot 2 h}{\nu}$$

Kritische Reynoldszahl: Erfahrungsgemäß wird die Strömung turbulent, wenn eine kritische Reynoldszahl überschritten wird ($Re > Re_{krit}$). Bei sehr glattem Dichtspalt liegt die kritische Reynoldszahl im Bereich $Re_{krit} = 2000 \dots 4000$. Bei einem sehr "rauhem" Spalt, der beispielsweise mehrfach durch tiefe Nuten oder Absätze unterbrochen ist, kann Turbulenz bereits bei $Re_{krit} = 500 \dots 1000$ angefacht werden.

Bei Spalthöhen im Mikrometerbereich ist die Strömung praktisch immer laminar. Das gilt selbst für eine Gasströmung bis zum Erreichen der Schallgeschwindigkeit. Nachfolgend wird die Strömung *inkompressibler* Flüssigkeiten in engen Dichtspalten behandelt.

Druckverteilung und Geschwindigkeitsverteilung im Dichtspalt

Die Gleichungen zur Berechnung der Druckverteilung im Spalt (und damit der Last, die ein Schmierfilm ohne Festkörperkontakt zu tragen imstande ist) sowie des volumetrischen Durchflusses durch den Spalt (der ein Leckstrom sein kann) werden nun nach der Methode von Reynolds entwickelt. Bild 1 zeigt in allgemeiner Form einen in y -Richtung sehr engen Dichtspalt, dessen Begrenzungsflächen sich mit unterschiedlicher Geschwindigkeit bewegen. Die Geschwindigkeitskomponenten sind $\{u_1, v_1, w_1\}$ beziehungsweise $\{u_2, v_2, w_2\}$. Die Geschwin-

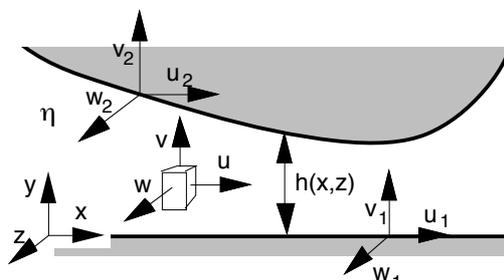


Bild 1
Definition der Geschwindigkeiten
und der Randbedingungen

u, v, w : Strömungsgeschwindigkeiten
 h : Dichtspalthöhe
 η : dynamische Viskosität



digkeitskomponenten eines kleinen Flüssigkeitsteilchens sind $\{u, v, w\}$. und die lokale Spalthöhe $h(x,z)$, auch Spaltweite genannt, ist klein im Verhältnis zu den Abmessungen des Spalts in x - und z -Richtung. Die Viskosität η wird im ganzen Spalt als konstant betrachtet. Die Reynolds-Gleichungen werden entwickelt, indem man an einem Flüssigkeitsteilchen (dx,dy,dz) das Gleichgewicht zwischen der viskosen Scherkraft und der vom Druckgradienten erzeugten Kraft betrachtet. Die lokalen Druckgradienten sind $\partial p/\partial x$ und $\partial p/\partial z$, die lokalen Scherspannungen $\eta \partial u/\partial y$ und $\eta \partial w/\partial y$.

Bild 2 veranschaulicht die in x -Richtung wirkenden Kräfte:

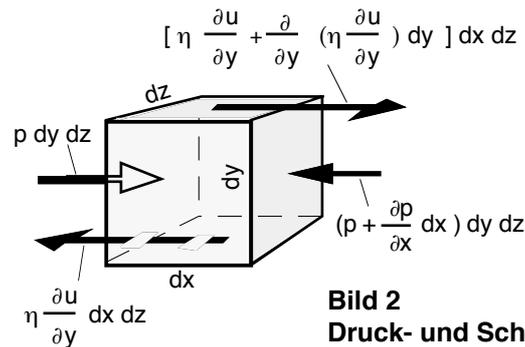


Bild 2
Druck- und Schubkräfte
an einem Volumenelement

Für das Kräftegleichgewicht in x -Richtung gilt

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial y} \right) dx dy dz - \frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz = 0 \quad (1)$$

Daraus erhält man den lokalen Druckgradienten in x -Richtung:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (2)$$

In gleicher Weise erhält man den lokalen Druckgradienten in z -Richtung

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta \frac{\partial w}{\partial y} \right) \quad (3)$$

Da der Spalt in y -Richtung im Verhältnis zu den übrigen Abmessungen sehr eng ist, kann angenommen werden, daß der Druck und die Viskosität sich über die Spalthöhe in y -Richtung nicht ändern, also $\partial p/\partial y = 0$ und $\partial \eta/\partial y = 0$ sind. Da das Fluid an den Spaltflächen haftet, gelten folgende Randbedingungen:

$$\begin{aligned} y = 0; & \quad u = u_1 \quad w = w_1 \\ y = h; & \quad u = u_2 \quad w = w_2 \end{aligned}$$



Durch zweimalige Integration der Gleichungen (2) und (3) nach den Strömungsgeschwindigkeiten u und w , ergeben sich mit den Randbedingungen die Geschwindigkeitsverteilungen:

$$u(y) = \left(1 - \frac{y}{h}\right) u_1 + \frac{u_2}{h} y - \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} y (h - y) \quad (4)$$

$$w(y) = \left(1 - \frac{y}{h}\right) w_1 + \frac{w_2}{h} y - \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial z} y (h - y) \quad (5)$$

Im Folgenden werden die Reynolds-Gleichungen für *inkompressible* Fluide, d.h. für Flüssigkeiten, entwickelt. Die Strömung kompressibler Fluide, d.h. von Gasen, werden in Kapitel 16 behandelt.

4.3 ZWEIDIMENSIONALE STRÖMUNG

Aus der Bedingung, daß bei (inkompressibler) Flüssigkeitsströmung die Summe der pro Zeiteinheit durch die Begrenzungsflächen des Volumenelements (dx, dy, dz) strömenden Flüssigkeitsmengen (Bild 3) gleich Null ist, folgt die Kontinuitätsbedingung :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 .$$

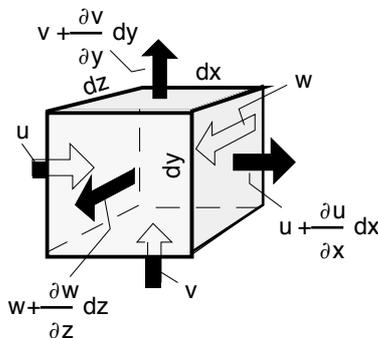


Bild 3
Strömung durch ein Raumelement

Die Kontinuitätsbedingung gilt auch für ein Raumelement $h(x) \cdot dx \cdot dz$ (Bild 4), das sich über die ganze Spalthöhe erstreckt,

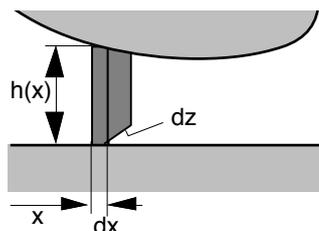


Bild 4
Dreidimensionale Ansicht
eines Raumelements ($h \, dx \, dz$)



$$\int_0^h \frac{\partial u}{\partial x} dy + |v|_0^h + \int_0^h \frac{\partial w}{\partial z} dy = 0 \quad (6)$$

Nach der mathematischen Regel

$$\int_{a(x)}^{\beta(x)} \frac{\partial f(x,y)}{\partial x} dy = \frac{d}{dx} \int_{a(x)}^{\beta(x)} f(x,y) dy - f(x,\beta(x)) \frac{d\beta(x)}{dx} + f(x,\alpha(x)) \frac{d\alpha(x)}{dx}$$

ergeben sich mit $\alpha = 0$, $w = w_2$ und $u = u_2$ bei $y = h$ für die Integrale der Gleichung (6) die Ausdrücke

$$\int_0^h \frac{\partial u}{\partial x} dy = \frac{d}{dx} \int_0^h u dy - u_2 \frac{dh}{dx} \quad (7)$$

$$\int_0^h \frac{\partial w}{\partial z} dy = \frac{d}{dz} \int_0^h w dy - w_2 \frac{dh}{dz} \quad (8)$$

Mit den Gleichungen (4) und (5) ergibt jeweils das erste Glied der rechten Seite der Gleichungen (7) and (8) die Ausdrücke:

$$\int_0^h u dy = \frac{u_1 + u_2}{2} h - \frac{1}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial x} h^3 \quad (9)$$

$$\int_0^h w dy = \frac{w_1 + w_2}{2} h - \frac{1}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial z} h^3 \quad (10)$$

Mit den Gleichungen (6) bis (10) ergibt sich schließlich die *Reynoldsgleichung*:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{u_1 + u_2}{2} h - \frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right] - u_2 \frac{\partial h}{\partial x} + (v_2 - v_1) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{w_1 + w_2}{2} h - \frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right] - w_2 \frac{\partial h}{\partial z} = 0$$

oder:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u_1 + u_2}{2} h \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{w_1 + w_2}{2} h \right) + u_2 \frac{\partial h}{\partial x} + w_2 \frac{\partial h}{\partial z} - v_2 + v_1 = 0 \quad (11)$$



Diese partielle Differentialgleichung für die zweidimensionale laminare Flüssigkeitsströmung in einem engen Spalt ist für ein beliebiges $h(x,z)$ nicht geschlossen lösbar. Die Gleichung kann jedoch für die praktische Berechnung bestimmter Dichtspalte vereinfacht werden. Dazu wird zunächst der Fall betrachtet, daß eine mit der x -Achse zusammenfallende *starre* Wand ($\partial u/\partial x = 0$) sich ausschließlich in x -Richtung mit der Geschwindigkeit u bewegt ($u_1 = u$) und daß die Geschwindigkeiten $w_1 = 0$ und $v_1 = 0$ sind, daß weiter die Dichtung relativ zum Koordinatensystem ruht, also $u_2 = v_2 = w_2 = 0$ sind. Damit ergibt sich aus (11) die folgende, vereinfachte Reynoldsgleichung, die in vielen Fällen für Gleitlager und Dichtspalte anwendbar ist:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6 u \frac{\partial h}{\partial x} \quad (12)$$

4.4 EINDIMENSIONALE RINGSPALTSTRÖMUNG

Betrachtet wird nun der Flüssigkeitsfilm im Ringspalt zwischen einer Welle bzw. Stange und einer dazu konzentrischen Dichtfläche, Bild 5. Der Spalt ist über den Umfang (in z -Richtung) konstant, also $\partial h/\partial z = 0$ und $\partial p/\partial z = 0$. Somit reduziert sich die Gleichung (12) auf x -abhängige Variable :

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{h^3}{\eta} \frac{dp}{dx} \right) = 6 u \frac{dh}{dx} \quad (13)$$

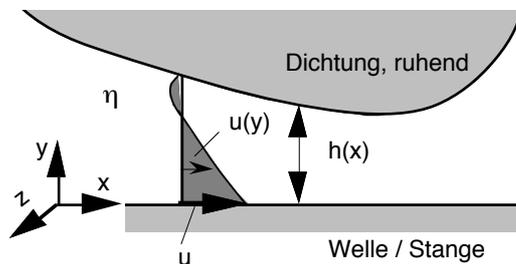


Bild 5
Eindimensionale Strömung im Dichtspalt infolge eines Druckgradienten und einer bewegten Wand

Nach Integration ergibt sich:

$$\frac{h^3}{\eta} \frac{dp}{dx} = 6 u h + C$$

Nun wird an der Stelle, an der $dp/dx = 0$ ist die Spalthöhe mit h^* bezeichnet. Damit ergibt sich $C = -6 u h^*$ und man kommt zu der eindimensionalen *Reynoldsgleichung*. Sie beschreibt den Zusammenhang zwischen dem lokalen Druckgradienten dp/dx , der lokalen Spalthöhe $h = h(x)$, der axialen Gleitgeschwindigkeit u und der Viskosität η :

$$\frac{h^3}{\eta} \frac{dp}{dx} = 6 u (h - h^*) \quad (14)$$



Aus der Integration über die Spalthöhe h^* erhält man den volumetrischen Durchfluß Q durch den Ringspalt in x -Richtung, bezogen auf die in Umfangsrichtung (z -Richtung) gemessene Breite b des Spalts :

$$\int_0^{h^*} u \, dy = \frac{u}{2} h^* = \frac{Q}{b} \quad \text{oder} \quad h^* = \frac{2Q}{u \, b}$$

Damit kann Gleichung (14) auf verschiedene Weise umgeformt werden. Je nachdem, welche Parameter bei einem Problem bekannt sind, sind die folgenden Schreibweisen nützlich:

$$\frac{dp}{dx} = 6 \, \eta \, u \, \frac{h - h^*}{h^3} \quad (15a)$$

$$\frac{dp}{dx} = \frac{12 \, \eta}{h^3} \left(\frac{u \, h}{2} - \frac{Q}{b} \right) \quad (15b)$$

$$Q = b \left(-\frac{h^3}{12 \, \eta} \frac{dp}{dx} + \frac{u \, h}{2} \right) \quad (15c)$$

Das erste Klammerglied der Gleichung (15c) ist der Beitrag, den der lokale Druckgradient dp/dx zum Durchfluß Q beiträgt. Er wird deshalb oft als *Druckströmung* bezeichnet. Das zweite Glied wird *Schleppströmung* genannt, weil dieser Anteil des Durchflusses von der bewegten Spaltwand mitgeschleppt wird. Die Geschwindigkeitsverteilung über der Spalthöhe h der Druckströmung ist parabolisch, die der Schleppströmung linear (s. Bild 5).

Die Differentialgleichungen (15a–c) sind in vielen Bereichen der Dichtungstechnik von Nutzen. Sie tauchen im Zusammenhang mit speziellen Dichtungen in späteren Kapiteln immer wieder auf.

Im Folgenden werden einige Fälle der Dichtspaltströmung behandelt, bei denen die *Spaltwände starr* sind, in dem Sinn, daß der Flüssigkeitsdruck die Wände praktisch nicht verformt. Wenn die Spaltwände jedoch so nachgiebig sind, daß der lokale Druck die Spalthöhe merklich verändert (z.B. bei Gummidichtungen), dann gelten die Gesetze der *Elasto-Hydrodynamik*. Diese werden in Kapitel 5 ausführlicher behandelt.

Der Ringspalt zwischen koaxialen, parallelachsigen Zylinderflächen: Bild 6 veranschaulicht einen Ringspalt zwischen zwei koaxialen Zylinderflächen mit am Umfang und in axialer Richtung konstanter Spalthöhe h_0 . Der Durchmesser D ist groß relativ zur Spalthöhe h_0 , so daß bei der Berechnung der Längenunterschied zwischen Außenumfang und Innenumfang des Spalts vernachlässigbar ist. Die Strömung wird somit für einen quasi ebenen Spalt mit der Spaltbreite $b = \pi \cdot D$ und der axialen Länge L berechnet. Am Spalteingang herrscht der Druck p_1 , am Ausgang der Druck p_2 , die Druckdifferenz ist $\Delta p = p_1 - p_2$. Bei konstantem h ist entsprechend Gl. (15a) der Druckgradient dp/dx konstant und beträgt

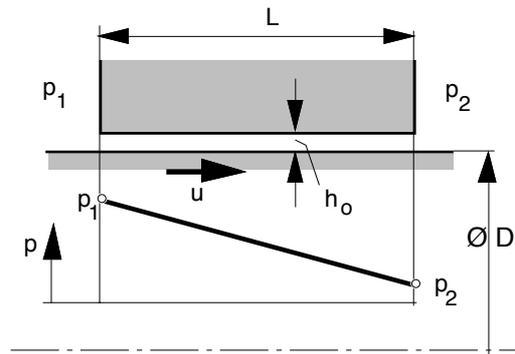


Bild 6
Linearer Druckabfall
in einem Dichtspalt
mit konstanter Spalthöhe

$$\frac{dp}{dx} = \frac{p_2 - p_1}{L} = -\frac{\Delta p}{L}$$

Mit Gl. (15c) ergibt sich nun der Volumenstrom Q

$$Q = \pi D \left(\frac{\Delta p h_o^3}{12 \eta L} + \frac{u h_o}{2} \right) \quad (16)$$

Bei *nicht bewegten* Wandflächen ($u=0$) beträgt somit der Volumenstrom:

$$Q_o = \frac{\pi D \Delta p h_o^3}{12 \eta L} \quad (17)$$

Im Zweifelsfall lässt sich leicht nachprüfen, ob die Strömung wirklich laminar ist. Aus der Definition für die Reynoldszahl (s.S.1) ergibt sich:

$$Re = w 2h_o \rho / \eta$$

Zugleich ist

$$Q = w \pi D h_o$$

Daraus erhält man die Reynoldszahl als Funktion des nach Gl.(17) berechenbaren (oder eventuell gemessenen) Volumenstroms:

$$Re = \frac{2 Q \rho}{\pi D \eta} \quad (18)$$

Ein Zahlenbeispiel: $Q = 100 \text{ ml/h} = 2.8 \cdot 10^{-8} \text{ m}^3/\text{s}$; $D = 50 \text{ mm} = 0,05 \text{ m}$; Wasser bei 20°C : $\rho = 10^3 \text{ kg/m}^3$; $\eta = 10^{-3} \text{ Ns/m}^2$. Damit wird $Re = 2 (2.8 \cdot 10^{-8})(10^3) / \{\pi (5 \times 10^{-2})(10^{-3})\} = 0.4$. Dieser Wert liegt weit unter der kritischen Reynoldszahl $Re_{krit} \leq 2.000$; somit ist die Strömung laminar und die Gleichungen (16) oder (17) sind anwendbar. Diese Gleichungen gelten jedoch nur bei Koaxialität zwischen Welle und Bohrung. Bei Spalthöhen von der Größenordnung $10 \mu\text{m}$ ist dies jedoch praktisch kaum der Fall.

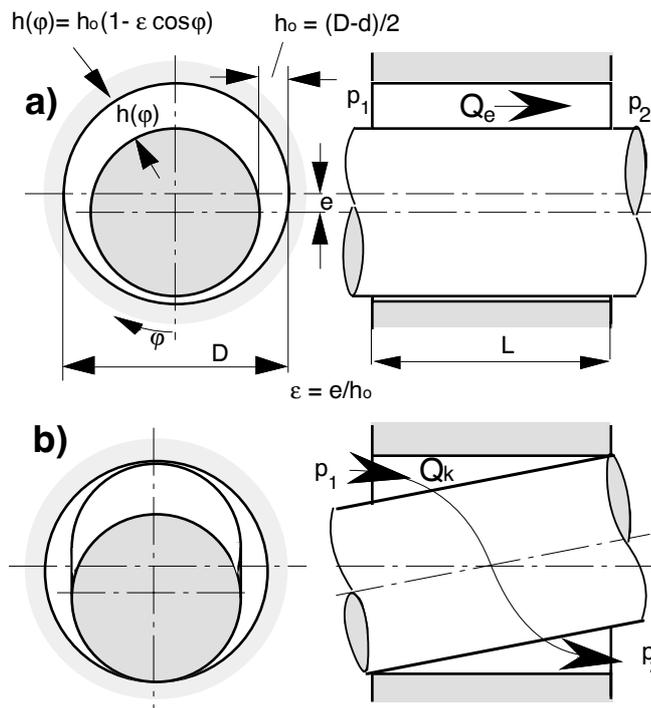


Bild 7
Strömung in nicht
konzentrischen
Dichtspalten

- a) Parallele, exzentrische Achsen
b) gekippte Stange

Spalt zwischen nicht koaxialen Zylinderflächen (Paralleler Achsversatz, s. Bild 7a): Sind die Achsen der spaltbildenden Dichtkörper um das Maß e parallel zueinander versetzt, so ist die relative Exzentrizität $\varepsilon = e / h$, wobei $h_0 = 0,5 \cdot (D-d)$ die mittlere Spalthöhe ist. In erster Näherung ändert sich die Spalthöhe in Umfangsrichtung nach einer Sinusfunktion. Die Integration der Gl.(15a) führt nun (wiederum für $u = 0$) auf

$$Q_e = Q_0 (1 + 1,5 \varepsilon^2) \quad (19),$$

das heißt, der Durchfluß Q_e bei exzentrischer Lage ist größer als der Wert Q_0 bei konzentrischer Lage und wächst bei maximalem Achsversatz $\varepsilon = 1$ (Welle liegt entlang einer Mantellinie in der Bohrung an) auf den 2,5-fachen Wert.

4.5 GEKIPPT WELLENACHSE

Bild 7b zeigt eine in der Bohrung gekippte Welle. Die Strömung ist hier zweidimensional (mit x - und z -Komponenten). Dies erfordert eine Integration der Gleichung 12, die jedoch analytisch nicht möglich ist. Experimente bestätigten, daß der Durchfluß abnimmt, wenn der Kippwinkel vergrößert wird. Bei maximaler Kippung, das heißt, wenn entsprechend Bild 7b die Welle den Rand der Bohrung jeweils am Anfang und am Ende berührt, ist der Durchfluß Q_k noch etwa halb so groß wie der Wert Q_0 im koaxialen Fall:

$$Q_t \approx 0,5 \cdot Q_0 \quad (20)$$



Die Gleichungen (19) und (20) zeigen, daß, ausgehend von maximaler Kippung bis zum Zustand maximaler (parallelachsiger) Exzentrizität, der Durchfluß annähernd im Verhältnis 5:1 zunimmt! In der Praxis sollte deshalb die Gleichung (17) nicht unkritisch angewendet werden.

4.6 BLOCKIERTE SCHLEPPSTRÖMUNG

Ein technisch bedeutsamer Fall, der im Kapitel 5 (Hydraulikdichtungen) ausführlicher behandelt wird, ist ein Ringspalt, der an seinem Ende durch eine berührende Dichtung verschlossen ist, Bild 8.

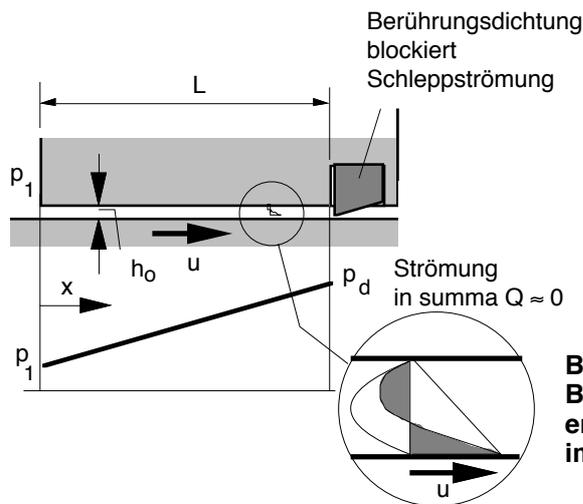


Bild 8
Blockierte Schlepplströmung
erzeugt Druckanstieg
im Spalt

Um die Wirkung einer solchen Anordnung zu verdeutlichen gehen wir aus von der realistischen Annahme, die Spalthöhe h_0 liege im Bereich von $10\mu\text{m}$, der Spalt zwischen der „Berührungs“-Dichtung und der Stange sei hingegen kleiner als $1\mu\text{m}$. Zugleich bewege sich die Stange mit der Geschwindigkeit u auf die Dichtung zu. Da ein Großteil des zur Dichtung hin geschleppten Fluids von der Dichtung zurückgehalten wird, entsteht notwendigerweise eine gegen die Schlepplströmung gerichtete Rückströmung durch den Spalt in Richtung zum offenen Spalteingang. In Gleichung 15b bedeutet Q den *gesamten* Flüssigkeitsstrom in Richtung x durch den Spalt. Im hier betrachteten Fall ist der gesamte Durchfluß aber zwangsweise $Q \approx 0$. Wendet man dies auf die Gleichung 15c an, so ergibt sich ein positiver Druckgradient dp/dx , der infolge der Schlepplströmung in dem abgesperrten Spalt erzeugt wird:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{6 \eta u}{h_0^2}$$

Der Druckgradient ist unabhängig von x , das heißt, der Druck steigt im Spalt linear an und erreicht unmittelbar vor der Dichtung ein Maximum p_d . Die Integration der obigen Gleichung über die axiale Spaltlänge L ergibt

$$p_d - p_1 = \frac{6 \eta u L}{h_0^2} \quad (21).$$

Dies ist der Druckanstieg (Schleppdruck), den die „Schleppstrompumpe“ im Spalt erzeugt. Zu beachten ist der starke Einfluß der Spalthöhe h_0 auf den Schleppdruck. In der Dichtungspraxis kann der Schleppdruck sehr hohe Werte erreichen und Schäden verursachen. Beispiele dazu werden in Kapitel 5 erörtert.

4.6 QUETSCH-STRÖMUNG

Als Sonderfall wird schließlich die sogenannte Quetschströmung betrachtet. Sie entsteht, wenn sich die Dichtflächen in y -Richtung aufeinander zu bewegen, wobei das Fluid in $\pm x$ -Richtung aus dem Spalt "gequetscht" wird, Bild 9.

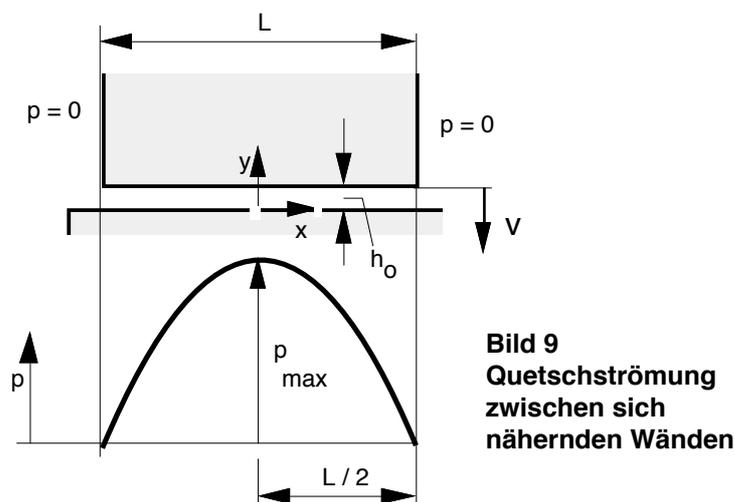


Bild 9
Quetschströmung
zwischen sich
nähernden Wänden

Betrachtet man den Fall, bei dem sich eine Wand mit der Geschwindigkeit v einer zu ihrer parallelen Wand nähert, so lautet hier die Differentialgleichung:

:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \right) = - 12 v \quad (22)$$

Während der Spalt h mit der Zeit abnimmt, steigt der Druck p . In dem einfachen Fall, daß die Spaltflächen parallel bleiben ($dh / dx = 0$) und sich mit konstanter Geschwindigkeit v nähern, ergibt sich:

$$\frac{dp}{dx} = - \frac{12 \eta v}{h^3} x + C$$



Wegen der Symmetrie ist für $x = 0$ auch $dp/dx = 0$ und somit $C=0$. Die Integration

$$\int_0^p dp = \frac{12 \eta v}{h^3} \int_{\frac{L}{2}}^x x dx$$

ergibt einen parabolischen Druckverlauf in x -Richtung, nämlich

$$p(x) = \frac{6 \eta v}{h^3} \left[\left(\frac{L}{2} \right)^2 - x^2 \right]. \quad (23)$$

Der größte Druck tritt in Spaltmitte auf und hat den Wert:

$$P_{\max} = 1,5 \eta v \frac{L^2}{h^3}$$

In der Praxis werden die Flächen jedoch in der Regel mit einer bestimmten Kraft zusammengepreßt. Dann ist die Geschwindigkeit v der Annäherung nicht konstant, vielmehr nimmt sie mit der Zeit ab. Weitere Lösungen und Anwendungen der Reynolds-Gleichungen werden in den einzelnen Kapiteln am Beispiel bestimmter Dichtungsarten behandelt.



Hinweise auf Inhaber, Urheberrecht und Verwertung von *www.fachwissen-dichtungstechnik.de*

Inhaber und Betreiber der Domain www.fachwissen-dichtungstechnik.de ist Evelyn Voigt-Müller, Samlandstr. 38, 81825 München, Deutschland.

Der gesamte Inhalt der unter der Domain www.fachwissen-dichtungstechnik.de veröffentlichten Internetpublikation einschließlich der Fachkapitel, die als PDF herunterladbar sind, ist urheberrechtlich geschützt und darf insgesamt oder in Teilen ausschließlich für den persönlichen Gebrauch ohne Vergütung kopiert und verwendet werden. Zitate sind mit Angabe der Quelle ausführlich zu kennzeichnen. Jede anderweitige Verwendung oder Verwertung, Vervielfältigung, Übersetzung, Nachdruck, Vortrag, Entnahme von Abbildungen, Funksendung, Mikroverfilmung und Speicherung auf elektronischen Datenträgern ist vergütungspflichtig und bedarf der schriftlichen Genehmigung durch den Inhaber der Domain (s.o.).

Inhaber des Urheberrechts (Copyright ©) und verantwortlich für den Inhalt von www.fachwissen-dichtungstechnik.de sind die Autoren Dr. Heinz Konrad Müller und Dr. Bernard S. Nau.

Hinweise auf den Inhalt bezüglich Handelsnamen, Warenzeichen und den gewerblichen Rechtsschutz:

Die Wiedergabe von Gebrauchsnamen, Handelsnamen, Warenzeichen usw. in www.fachwissen-dichtungstechnik.de berechtigt auch ohne besondere Kennzeichnung nicht zu der Annahme, dass solche Namen im Sinne der Warenzeichen- und Markenschutz-Gesetzgebung als frei zu betrachten sind und von jedermann benutzt werden dürfen.

Ein Teil der in www.fachwissen-dichtungstechnik.de beschriebenen oder im Bild wiedergegebenen Dichtelemente und Dichtsysteme sind, ohne dass darauf hingewiesen ist, durch Patentanmeldungen, Patente oder Gebrauchsmuster rechtlich geschützt. Insofern berechtigen die wiedergegebenen Beschreibungen und Bilder nicht zu der Annahme, dass die beschriebenen oder dargestellten Gegenstände im Sinne des gewerblichen Rechtsschutzes als frei zu betrachten sind und von jedermann hergestellt oder benutzt werden dürfen. Für die Richtigkeit der Wiedergabe der in www.fachwissen-dichtungstechnik.de direkt oder indirekt zitierten Vorschriften, Richtlinien und Normen sowie für die Anwendbarkeit der konstruktiven Regeln und Hinweise im Einzelfall übernehmen die Autoren und der Betreiber der Domain keine Gewähr.