Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung

Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine

Band: 89 (1971)

Heft: 5

Artikel: Über die Druckstossgeschwindigkeit in Rohrleitungen mit quadratischen und rechteckigen Querschnitten

Autor: Jenkner, W.R.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-84747

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: 16.07.2025

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

HERAUSGEGEBEN VON DER VERLAGS-AKTIENGESELLSCHAFT DER AKADEMISCHEN TECHNISCHEN VEREINE, 8021 ZÜRICH, POSTFACH 630

Über die Druckstossgeschwindigkeit in Rohrleitungen mit quadratischen und rechteckigen Querschnitten

DK 621.643:534.22

Von **W. R. Jenkner**, dipl. Ing., Missisauga, Ont., Kanada

1. Problemstellung

Im Rahmen einer experimentellen Untersuchung von Druckstossproblemen für die Kühlwasserableitung eines kohlegefeuerten Grosskraftwerkes war es notwendig, sich Aufschlüsse zu verschaffen über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Druckstosses in einem etwa 400 m langen Stollen von quadratischem Querschnitt. Berechnungen ergaben, dass die Druckstossgeschwindigkeit in Kanälen mit quadratischen oder rechteckigen Querschnitten von der Geschwindigkeit in solchen mit flächengleichen Kreisquerschnitten gleicher Wandstärke beträchtlich abweicht. Kreisformeln, die für alle wichtigeren technisch vorkommenden Leitungsarten angegeben worden sind, erweisen sich als ungeeignet, auch nur der Grössenordnung nach gültige Abschätzungen für die Druckwellengeschwindigkeit in nichtkreisförmigen Querschnitten zu liefern. Es sollen deshalb hier die expliziten Beziehungen zwischen der Laufgeschwindigkeit und geometrischen sowie Festigkeitsparametern für dünnwandige Quadrat- und Rechteckquerschnitte mitgeteilt werden.

Für die Geschwindigkeit der Druckwelle in beliebigen Querschnitten gilt die Beziehung [6] *)

$$(1) \qquad a = \sqrt{\frac{g/\gamma}{\frac{1}{\gamma}\frac{\partial\gamma}{\partial p} + \frac{1}{F}\frac{\partial F(p)}{\partial p}}}$$

Der Nenner gibt die relative Volumenänderung eines Flüssigkeitselements auf die Einheit des Überdrucks bezogen an. Die Gesamtvolumenänderung setzt sich zusammen aus der Volumenkontraktion des Flüssigkeitselements infolge Überdruck und der durch den gleichen Überdruck erzeugten Dehnung des Leitungsquerschnitts mit der sich daraus ergebenden weiteren Verkürzung des Flüssigkeitselements. Die Volumenkontraktion $1/\gamma \cdot \partial\gamma/\partial p$ kann durch den Ausdruck $1/E_{Fl}$ ersetzt werden. Für eine unendlich starre Rohrwandung wird $\partial F(p)/\partial p = 0$ und die Laufgeschwindigkeit

$$(2) \qquad a = \sqrt{g/\gamma\, E_{Fl}}$$

das heisst gleich der Schallgeschwindigkeit in der Flüssigkeit.

Die folgenden Betrachtungen sind wesentlich auf dünnwandige Querschnitte beschränkt. Die relative Querschnittsdehnung $1/F \cdot \partial F(p)/\partial p$ nimmt je nach der geometrischen Form des Querschnitts verschiedene Werte an. Für den Kreisquerschnitt hat sie die bekannte Form D/eE, so dass sich die Laufgeschwindigkeit des Druckstosses ergibt zu:

$$(3) \qquad a = \sqrt{\frac{g/\gamma}{\frac{1}{E_{Fl}} + \frac{D}{eE}}}$$

Die Ableitung wird als bekannt vorausgesetzt. Sie beruht auf der Annahme reiner Zugbeanspruchung über die gesamte Wandstärke e. Im Folgenden wird die explizite Form der Querschnittsdehnung für quadratische und rechteckige Querschnitte abgeleitet und an einigen Beispielen gezeigt, wie weitgehend die Laufgeschwindigkeit a in diesen Querschnitten von der des Kreisquerschnitts abweicht.

2. Quadratquerschnitt

Wir betrachten ein Leitungselement von der Länge dl mit einer Querschnittsseitenlänge D unter einem Innendruck ∂p[1])

*) Literaturverzeichnis und Formelzeichen sind am Schluss des Aufsatzes zu finden.

[1]) Die vollständige Schreibweise für das Druckstossproblem wäre $\partial p/\partial t \cdot dt$

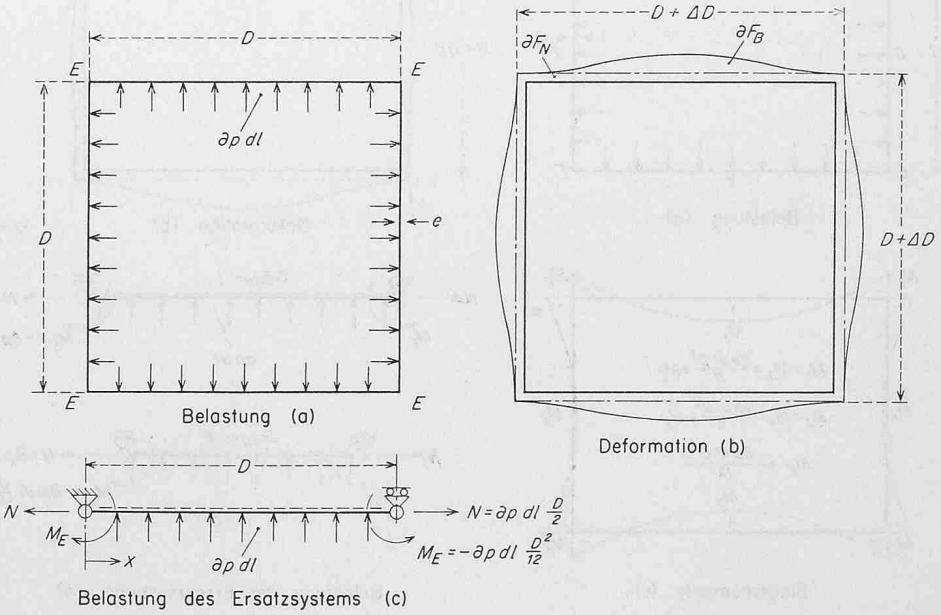


Bild 1. Belastung und Deformation einer Rohrleitung mit quadratischem Querschnitt

(Bild 1a). Infolge axialer und diagonaler Symmetrie verdrehen sich die Eckpunkte «E» nicht; man erhält das Deformationsbild eines quadratischen Rahmens unter Innendruck nach Bild 1b. Die gesamte Flächendehnung ∂F setzt sich zusammen aus der Dehnung ∂F_N infolge der Normalkräfte N und der Biegedehnung ∂F_B. Die Flächendehnungen können als Dehnungen eines fest eingespannten, aber in seiner Längsrichtung dehnbaren Trägers berechnet werden, Bild 1c.

Die Dehnung durch die Normalkräfte N ist

$$\Delta D = \frac{\sigma_N D}{E}$$

Mit $N = \partial p\, dl\, D/2$ und $\sigma_N = \dfrac{N}{e\, dl} = \dfrac{\partial p\, D}{2\, e}$ wird

$$\Delta D = \frac{\partial p\, D^2}{2\, e\, E}.$$

Daraus folgt für den Gesamtrahmen

$$(4) \qquad \partial F_N = 4\left(\frac{D\,\Delta D}{2} + \frac{(\Delta D)^2}{4}\right) \approx 2D\,\Delta D = \frac{\partial p\, D^3}{e\, E}$$

Die Flächendehnung ∂F_B wird als Fläche zwischen der graden Achse und der Biegelinie des beiderseits fest eingespannten Trägers unter der kontinuierlichen Belastung $\partial p\, dl$ berechnet. Die Biegelinie hat die Form

$$y = \frac{\partial p\, dl\, D^4}{24\, EJ}\left(\frac{x^2}{D^2} - \frac{2x^3}{D^3} + \frac{x^4}{D^4}\right)$$

Nach Integration erhält man für einen Träger

$$\partial F_{B,1} = \int_0^D y\, dx = \frac{\partial p\, dl\, D^4}{24\, E\, J}\left[\frac{x^3}{3D^2} - \frac{x^4}{2D^3} + \frac{x^5}{5D^4}\right]_0^D = \frac{\partial p\, dl\, D^5}{720\, E\, J}$$

Mit $J = \dfrac{dl\, e^3}{12}$

folgt für den gesamten Rahmen

$$(5) \qquad \partial F_B = \frac{\partial p\, D^5}{15\, e^3\, E}$$

Ein Grössenvergleich von ∂F_N und ∂F_B liefert

$$(6) \qquad \frac{\partial F_B}{\partial F_N} = \frac{1}{15}\left(\frac{D}{e}\right)^2$$

Der Vergleich zeigt, dass der Flächenzuwachs infolge der Biegedehnung stark überwiegt. Für $D/e = 25$ wird $\partial F_B/\partial F_N = 41{,}7$. Für Leitungen mit etwa $D/e > 20$ kann somit der Anteil von ∂F_N an der Gesamtflächendehnung vernachlässigt werden.

Für die relative Querschnittsdehnung kann geschrieben werden

$$(7) \qquad \frac{1}{F}\,\frac{\partial F(p)}{\partial p} = \frac{D^3}{15 e^3\, E}$$

und für die Laufgeschwindigkeit im Quadratquerschnitt nach Gleichung (1)

$$(8) \qquad a = \sqrt{\frac{g/\gamma}{\dfrac{1}{E_{Fl}} + \dfrac{D^3}{15 e^3\, E}}}$$

3. Rechteckquerschnitt

Für einen Rechteckrahmen besteht lediglich axiale Symmetrie. Bei Belastung durch Innendruck verdrehen sich die Eckpunkte, wie in Bild 2b dargestellt. Der Verlauf und die Grösse der Biegemomente sind aus Bild 2c ersichtlich. Wir berechnen den Flächenzuwachs infolge der Dehnung durch Normal- und Biegekräfte für die Ersatzsysteme, die durch die Träger I und Träger II nach Bild 2d dargestellt sind. Für den Träger I mit der Länge D ist die Normalkraft

$$N_I = \partial p\, dl\, B/2,$$

die Normalspannung

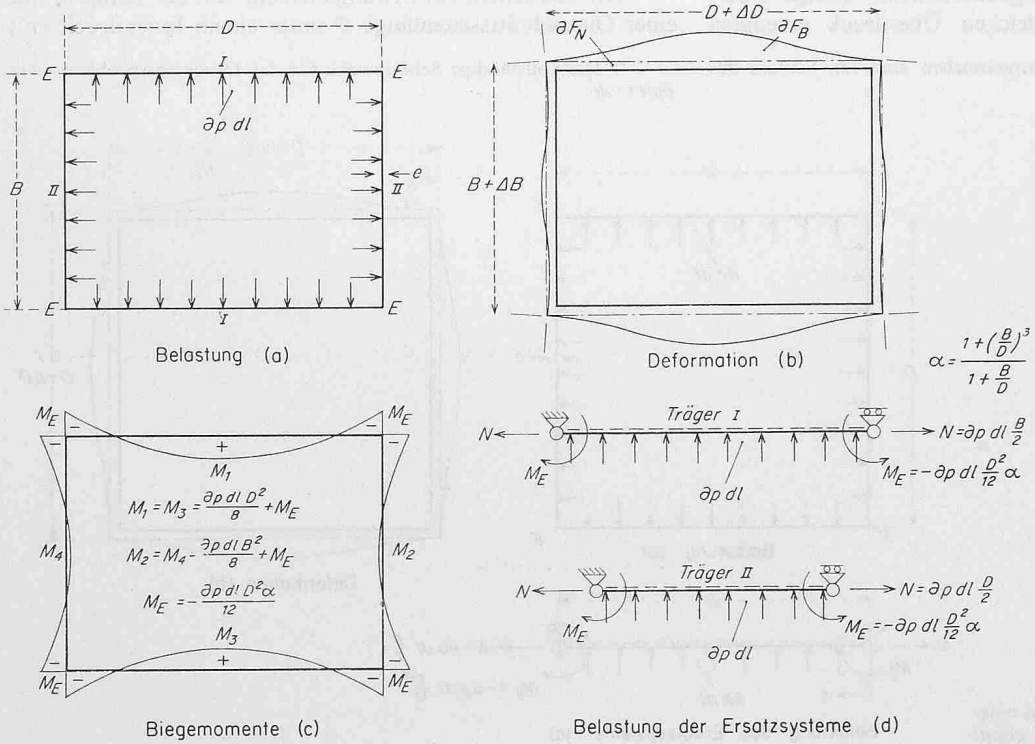


Bild 2. Belastung, Biegemomente und Deformation einer Rohrleitung mit rechteckigem Querschnitt

$$\sigma_{N,\mathrm{I}} = \partial p \frac{B}{2\,e}$$

und die Dehnung

$$\Delta D_{\mathrm{I}} = \frac{\sigma_{N,\mathrm{I}}\, D}{E} = \partial p \frac{D\,B}{2\,e\,E}$$

Sinngemäss ergeben sich für den Träger II

$$N_{\mathrm{II}} = \partial p\, dl \frac{D}{2}$$

$$\sigma_{N,\mathrm{II}} = \partial p \frac{D}{2\,e}$$

$$\Delta B = \partial p \frac{D\,B}{2\,e\,E}$$

Der Flächenzuwachs für den Gesamtrahmen infolge Normaldehnung beträgt

$$\partial F_N = 2\left(\frac{\Delta D\,B}{2} + \frac{\Delta B\,D}{2}\right) + \frac{4\,\Delta B\,\Delta D}{4} \approx \Delta D\,B + \Delta B\,D$$

Mit den Werten von ΔD und ΔB folgt:

$$\text{(9)} \quad \partial F_N = \frac{\partial p}{2\,e\,E}\left(D\,B^2 + D^2\,B\right)$$

Die Flächendehnung ∂F_B wird in ähnlicher Weise wie beim Quadratquerschnitt berechnet. Es gelten

$y'' = -\dfrac{M}{E\,J}$, für den Kehrwert des Krümmungsradius der Biegelinie;

$y' = \displaystyle\int -\frac{M}{E\,J}\,dx$, für den Steigungswinkel der Biegelinie;

$y = \displaystyle\int y'\,dx$, für die Biegelinie selbst.

Für den Träger I kann das Biegemoment wie folgt angeschrieben werden (Bild 2c)

$$M_{\mathrm{I}} = -\frac{\partial p\, dl\, D^2\,\alpha}{12} + \frac{\partial p\, dl\, D\,x}{2} - \frac{\partial p\, dl\, x^2}{2};$$

Hierin bedeutet

$$\alpha = \frac{1 + (B/D)^3}{1 + B/D}.$$

Die erste Integration ergibt

$$y'_{\mathrm{I}} = \frac{\partial p\, dl}{E\,J}\left(\frac{D^2\,x\,\alpha}{12} - \frac{D\,x^2}{4} + \frac{x^3}{6} + C_1\right)$$

Für $x = D/2$ wird $y' = 0$ und somit

$$C_1 = \frac{D^3}{24}(1-\alpha)$$

Man erhält nun

$$y_{\mathrm{I}} = \int y'\,dx = \frac{\partial p\, dl}{E\,J}\int\left[\frac{D^3}{24}(1-\alpha) + \frac{D^2\,x\,\alpha}{12} - \frac{D\,x^2}{4} + \frac{x^3}{6}\right]dx$$

$$y_{\mathrm{I}} = \frac{\partial p\, dl}{E\,J}\left[\frac{D^3\,x}{24}(1-\alpha) + \frac{D^2\,x^2\,\alpha}{24} - \frac{D\,x^3}{12} + \frac{x^4}{24} + C_2\right]$$

Für $x = 0$ und $x = D$ wird $y = 0$. Hieraus folgt $C_2 = 0$. Nach Umformen erhält man

$$y_{\mathrm{I}} = \frac{\partial p\, dl\, D^4}{24\,E\,J}\left[\frac{x}{D}(1-\alpha) + \left(\frac{x}{D}\right)^2\alpha - 2\left(\frac{x}{D}\right)^3 + \left(\frac{x}{D}\right)^4\right]$$

Für den Flächenzuwachs zwischen Biegelinie und gerader Trägerachse ergibt die Integration

$$\partial F_{B,\mathrm{I}} = \int_0^D y_{\mathrm{I}}\,dx = \frac{\partial p\, dl\, D^4}{24\,E\,J}\left[\frac{x^2}{2D}(1-\alpha) + \frac{x^3\,\alpha}{3\,D^2} - \frac{x^4}{2\,D^3} + \frac{x^5}{5\,D^4}\right]_0^D$$

und nach Auswertung und Umformung

$$\text{(10)} \quad \partial F_{B,\mathrm{I}} = \frac{\partial p\, dl\, D^5}{720\,E\,J}\left(6 - 5\alpha\right)$$

Sinngemäss wird für den Träger II erhalten

$$M_{\mathrm{II}} = -\frac{\partial p\, dl\, D^2\,\alpha}{12} + \frac{\partial p\, dl\, B\,x}{2} - \frac{\partial p\, dl\, x^2}{2}$$

$$y'_{\mathrm{II}} = \frac{\partial p\, dl}{E\,J}\left[\frac{D^2\,x\,\alpha}{12} - \frac{B\,x^2}{4} + \frac{x^3}{6} + \frac{D^3}{24}\left(\frac{B^3}{D^3} - \frac{B\alpha}{D}\right)\right]$$

$$y_{\mathrm{II}} = \frac{\partial p\, dl\, B^4}{24\,E\,J}\left[\frac{x}{B} - \frac{D^2\,x\,\alpha}{B^3} + \frac{D^2\,x^2\,\alpha}{B^4} - \frac{2\,x^3}{B^3} + \frac{x^4}{B^4}\right]$$

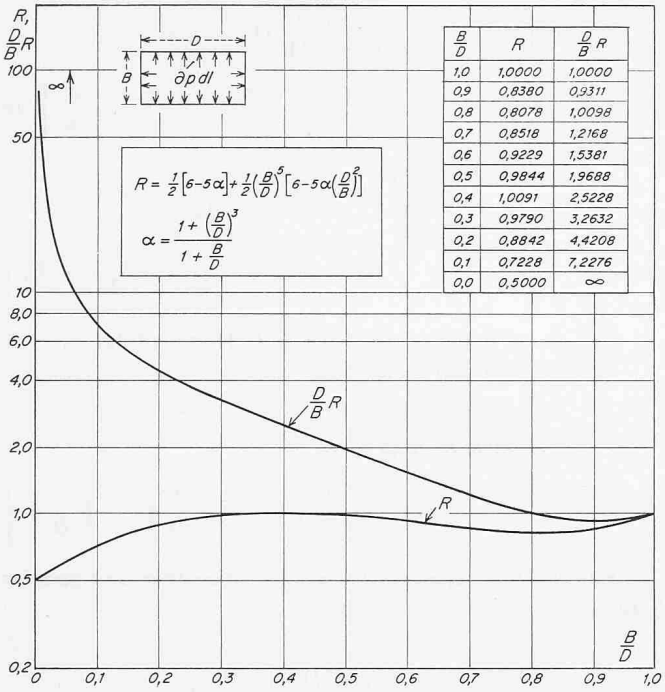
$$\text{(11)} \quad \partial F_{B,\,\mathrm{II}} = \frac{\partial p\, dl\, B^5}{720\,E\,J}\left(6 - 5\alpha\,\frac{D^2}{B^2}\right)$$

Als Flächenzuwachs für den gesamten Rahmen erhalten wir

$$\partial F_B = 2\,(\partial F_{B,\mathrm{I}} + \partial F_{B,\mathrm{II}}) = \frac{2\,\partial p\, dl}{720\,E\,J}\left[D^5\,(6-5\alpha) + B^5\left(6 - 5\alpha\,\frac{D^2}{B^2}\right)\right]$$

Nach Umformung mit $J = dl\,e^3/12$

$$\text{(12)} \quad \partial F_B = \frac{\partial p\, D^5}{15\,e^3\,E}\left[\frac{1}{2}(6-5\alpha) + \frac{1}{2}\left(\frac{B}{D}\right)^5\left(6 - 5\alpha\,\frac{D^2}{B^2}\right)\right]$$



$\frac{B}{D}$	R	$\frac{D}{B}R$
1,0	1,0000	1,0000
0,9	0,8380	0,9311
0,8	0,8078	1,0098
0,7	0,8518	1,2168
0,6	0,9229	1,5381
0,5	0,9844	1,9688
0,4	1,0091	2,5228
0,3	0,9790	3,2632
0,2	0,8842	4,4208
0,1	0,7228	7,2276
0,0	0,5000	∞

Bild 3. Der Rechteckfaktor R und das Verhältnis $D/B \cdot R$

Gleichung (10) unterscheidet sich von Gleichung (5) lediglich durch den Klammerausdruck. Dieser wird daher als Rechteckfaktor angesehen und im folgenden zur Abkürzung mit R bezeichnet. Sein Verlauf ist in Bild 3 dargestellt.

Der Grössenvergleich der Flächendehnungen infolge der Normalkräfte einerseits und der Biegekräfte anderseits ergibt

$$(13) \quad \frac{\partial F_B}{\partial F_N} = \frac{D^2}{15\,e^2} \; \frac{2\,R}{(B/D)^2 + B/D}$$

Die numerische Auswertung dieses Ausdrucks zeigt folgendes: Für $B/D = 1{,}0$ wird der Ausdruck zu $D^2/15\,e^2$, oder gleich dem Wert für den Quadratquerschnitt. Für $B/D = 0{,}94$ erreicht er sein Minimum, rund $0{,}97\,D^2/15e^2$. Für $B/D < 0{,}94$ wächst er stetig an und strebt für $B/D = 0$ gegen ∞. Bei Rechteckquerschnitten spielt also der Flächenzuwachs infolge der Normalkraftdehnung eine noch geringere Rolle als bei Quadratquerschnitten und soll daher im weiteren vernachlässigt werden.

Für den relativen Flächenzuwachs bezogen auf die Einheit des Überdrucks erhält man somit

$$(14) \quad \frac{1}{F} \; \frac{\partial F\,(p)}{\partial p} = \frac{D^3}{15\,e^3\,E} \; \frac{D}{B} \; R,$$

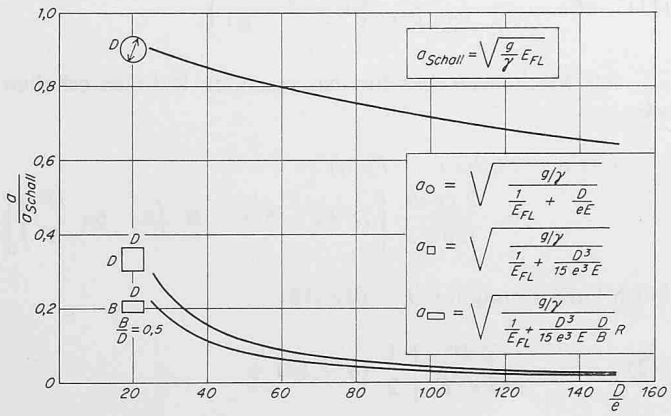


Bild 4. Verhältnis der Druckwellengeschwindigkeit in Stahlrohren zur Schallgeschwindigkeit in Wasser

Tabelle 1. Laufgeschwindigkeiten des Druckstosses

	Kreis	Quadrat	Rechtecke		
D m	1,00	0,886	0,934	1,144	1,618
B/D –	—	1	0,9	0,6	0,3
D/e –	100	88,6	93,4	114,4	161,8
Gleichung	(3)	(8)	(15)	(15)	(15)
a m/s	1016,9	67,3	64,5	37,0	15,1

und für die Laufgeschwindigkeit des Druckstosses

$$(15) \quad a = \sqrt{\frac{g/\gamma}{\dfrac{1}{E_{Fl}} + \dfrac{D^3}{15\,e^3\,E} \; \dfrac{D}{B} \; R}}$$

Diese Beziehung enthält die Laufgeschwindigkeit für den Quadratquerschnitt als Grenzfall, also für $B/D = 1{,}0$, wo das Verhältnis $D/B \cdot R$ ebenfalls gleich eins wird. Der weitere Verlauf von $D/B \cdot R$ ist aus Bild 3 ersichtlich.

Es ist interessant, sich das Verhältnis der Laufgeschwindigkeit einer Druckwelle in einer elastischen Leitung zur Laufgeschwindigkeit in einer starren Leitung, das heisst zur Schallgeschwindigkeit in der Flüssigkeit, zu veranschaulichen. Dieses Verhältnis ist in Bild 4 dargestellt. Man ersieht hieraus das verhältnismässig «starre» Verhalten des Kreisquerschnitts im Vergleich zu dem wesentlich «weicheren» Verhalten von Querschnittsformen, die wesentlich durch Biegung beansprucht werden.

4. Beispiele

Die Auswirkung der Querschnittsform auf die Laufgeschwindigkeit der Druckwelle möge an einigen Beispielen erläutert werden. Dazu sei für sämtliche Beispiele ein Querschnitt von 0,7854 m² und eine Wandstärke von $e = 0{,}01$ m zugrunde gelegt. Das Wandmaterial sei Stahl und die Flüssigkeit Wasser. Die übrigen Konstanten werden mit folgenden Werten eingesetzt:

$$g = 9{,}806 \text{ m/s}^2, \; \gamma = 9806 \text{ N/m}^3$$

$$E_W = 20{,}298 \cdot 10^8 \text{ N/m}^2, \; E_{St} = 21{,}083 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$$

Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

5. Experimentelle Überprüfung

Bei den eingangs erwähnten Modellversuchen handelte es sich um eine Leitung von quadratischem Querschnitt mit 8 Zoll Seitenlänge ($D = 0{,}2032$ m) und einer Wandstärke von

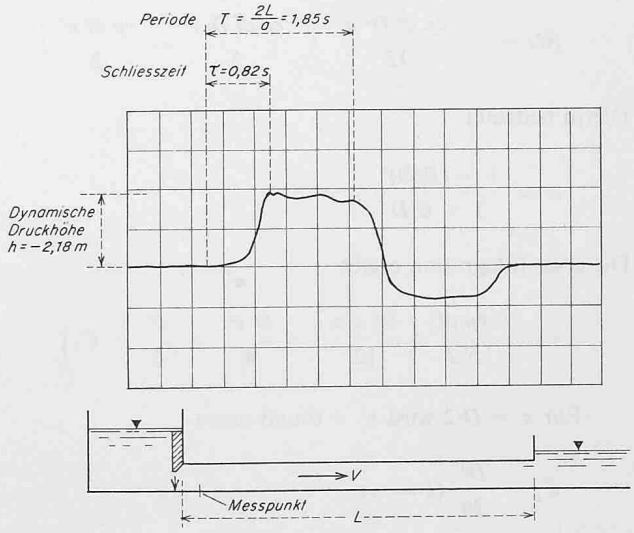


Bild 5. Druckstoss unterhalb des Abschlussorgans

0,25 Zoll (e = 0,00635 m), also von D/e = 32. Das Material war Plexiglas, wofür die Lieferfirma Röhm & Haas einen Elastizitätsmodul von 450000 lb/in² (31,02 · 10⁸ N/m²) angibt. Eine Versuchsreihe zur Überprüfung des Moduls zeigte, dass Plexiglas kein ideales elastisches Material ist, da es nach erfolgter Dehnung nicht genügend schnell in die Ausgangslage zurückkehrt. Es wurde deshalb zur Bestimmung der Laufgeschwindigkeit nur die «Erste Stossphase» ausgewertet.

Die Fliessgeschwindigkeit betrug 0,549 m/s. Am Einlaufende war die Leitung mit einem Abschlussorgan versehen, dessen Schliesszeit variiert werden konnte. Die rechnerische Ermittlung nach Gleichung (8) ergab eine Laufgeschwindigkeit von a = 37,7 m/s.

Mit einer Länge L = 35,0 m zwischen Geber und freiem Leitungsende wurde eine Druckwellenlaufzeit $T = 2\,L/a$ = = 1,86 s erwartet. Die Schliesszeit betrug τ = 0,82 s; sie war also kleiner als T. Mit diesen Werten wurde ein Joukovsky-Stoss von $h = -\,a\,v_0/g$ = — 2,11 m berechnet. Zur Übertragung der Druckwelle wurde ein Geber vom Typ «Viatran 209» verwendet, dessen Ausgangsstrom direkt mit einem Honeywell Oscillographen registriert wurde. Für die erste Stossphase (Bild 5) ergab sich eine Laufzeit von T = 1,8 bis 1,9 s. Daraus folgt

$$a = \frac{2\,L}{T} = \frac{70{,}0}{1{,}85} = 37{,}8 \text{ m/s}$$

Die Übereinstimmung mit dem berechneten Wert ist also sehr gut. Für den Zeitpunkt des vollendeten Abschlusses wurde ein Joukovsky-Stoss von h = —2,18 m abgelesen.

Formelzeichen und Abkürzungen

a	Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Druckstosses	m/s
B, D	Querschnittsdimensionen	m
C	Integrationskonstanten	–
e	Wandstärke	m
E	Elastizitätsmodul des Wandmaterials	N/m²
E_{Fl}	Elastizitätsmodul der Flüssigkeit	N/m²
F	Querschnittsfläche	m²
g	Erdbeschleunigung	m/s²
h	Dynamische Druckhöhe	m
J	Trägheitsmoment	m⁴
l, L	Längendimension der Leitung	m
M	Biegemomente	Nm
N	Normalkräfte	N
p	Flüssigkeitsdruck	N/m²
R	Rechteckfaktor	–
t	Zeitkoordinate	s
T	Periode der Leitung ($T = 2\,L/a$)	s
v_0	Fliessgeschwindigkeit zu Beginn des Abschlussvorgangs	m/s
x	Querschnittskoordinate normal zur Leitungslänge L	m
y''	Kehrwert des Krümmungsradius der Biegelinie	m⁻¹
y'	Steigung der Biegelinie	–
y	Ordinate der Biegelinie	m
α	Geometrisches Verhältnis des Rechteckquerschnittes	–
∂	Partielles Differential	–
γ	Spezifisches Gewicht der Flüssigkeit	N/m³
σ	Spannungen	N/m²
τ	Abschlusszeit	s
Δ	Längenelement	–

Adresse des Verfassers: *W. R. Jenkner*, dipl. Ing., 2139 Varency Drive, Mississauga, Ontario, Canada.

Literaturverzeichnis

[1] *O. Schnyder:* Über Druckstösse in Rohrleitungen. «Wasserkraft und Wasserwirtschaft», *27* (1932), Heft 5.

[2] *L. Bergeron:* Water Hammer in Hydraulics and Wave Surges in Electricity. New York, London 1961, John Wiley & Sons, Inc.

[3] *Ch. Jaeger:* Engineering Fluid Mechanics. London, Glasgow 1956, Blackie & Son Ltd.

[4] *G.R. Rich:* Hydraulic Transients. New York, 2nd Ed. 1963, Dover Publications Inc.

[5] *J. Parmakian:* Water Hammer Analysis. New York, 2nd Ed. 1963, Dover Publications Inc.

[6] *G. Hutarew:* Einführung in die Technische Hydraulik. Berlin, Göttingen, Heidelberg, New York 1965, Springer Verlag.

[7] *V.L. Streeter* and *E.B. Wylie:* Hydraulic Transients. New York, St. Louis, San Francisco, Toronto, London, Sydney 1967, McGraw-Hill Book Co.

[8] *A. Kleinlogel:* Rigid Frame Formulas. New York, 2nd Ed. 1958, Unger Publications.

Die Swissair und die Grossraumflugzeuge

DK 629.138.5:656.7.025

Einleitung

Die Bezeichnung Grossraumflugzeuge ist nicht neu, nur die mit diesem Ausdruck gemeinten Grössenordnungen haben sich in den letzten Jahrzehnten geändert. Kurz vor dem Zweiten Weltkrieg galt er dem dritten Baumuster der Douglas-Commercial-Reihe, DC-3, welches in der Lage war, 21 Passagieren Platz zu bieten und sie über Entfernungen von rund 1000 km mit einer Geschwindigkeit von etwas unter 290 km/h zu befördern. Solche Leistungen mögen der heutigen Generation vielleicht ein etwas mitleidiges Lächeln herauslocken. Sie stellten jedoch damals einen gewaltigen Sprung dar, der zumindest mit dem Übergang von der Douglas DC-7 oder der Lockheed Constellation auf die heute üblichen vierstrahligen Flugzeuge der Typen Douglas DC-8 oder Boeing 707 zu vergleichen ist.

Der Drang zur Wirtschaftlichkeit löste in den sechziger Jahren ein fieberhaftes Suchen nach Möglichkeiten aus, die Zuladung pro Einheit – und damit auch die Anzahl beförderter Passagiere bzw. die Frachtmenge pro Besatzungsmitglied – zu erhöhen. Die Erfolge verschiedener Triebwerkshersteller bei der Konstruktion von Antriebsaggregaten im Leistungsbereich zwischen 17 000 und über 20 000 kp Schub pro Einheit ermöglichten zusammen mit neuen Leichtbautechniken und neuen Materialien schliesslich die Produktion von Flugzeugen mit Abfluggewichten von weit über 300 t (zum Vergleich: das maximale Abfluggewicht der DC-3 betrug rund 11 t; die Schubleistung eines DC-8-Triebwerkes etwas unter 8000 kp). Die Bilder 1, 2 und 4 vermitteln einige Eindrücke der Abmessungen dieser Grossraumflugzeuge; sie wurden bei der Montage einer Boeing 747 aufgenommen.

Ob man vom Anbruch eines «Zeitalters der Grossflugzeuge» spricht, oder diese sachlich als Ergebnis einer ständigen technischen Entwicklung betrachtet, soll dahingestellt werden; Tatsache ist, dass solche Flugzeuge bereits in vielen Flughäfen zum gewohnten, fast alltäglichen Bild gehören. Seit dem Erstflug am 9. Februar 1969 wurden rund 90 Einheiten des Typs Boeing 747 produziert. Diese haben bereits – wohl nicht ohne Anlaufschwierigkeiten, besonders bei den Triebwerken, bei denen man sich ja in vielen Parametern an ganz neue Dimensionen herangewagt hat – eine