

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 99/100 (1932)
Heft: 25

Inhaltsverzeichnis

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 30.01.2025

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

INHALT: Die Reibung in Gleitlagern. — Das Basler Kunstmuseums-Projekt. — Eidg. Amt für Wasserwirtschaft, 1931. — Jubiläumfeier fünfzig Jahre Gotthardbahn. — Zum Kapitel Berufsmoral. — Wärmehäher für Zentralheizungen. — Zur Wegwahl des Kantonsingenieurs von Obwalden. — Mitteilungen: Der Oxymetallgleichrichter von Westinghouse. Achsbrücke von Eisenbahnfahrzeugen. Grossdrehbank mit elektrischer Steuerung. Die neue Schlachthofbrücke in Dresden. Eine Diskussionstagung über Unfallverhütung in Industrie- und Baubetrieben. Das Kraftwerk Cize-Bolozon. Eine „Zürcher Autoschau“. — Nekrologe: Ludwig Mathys. — Wettbewerbe: Bauplan der Stadt Lausanne. Neubau des Kollegienhauses der Universität Basel. Schmuckbrunnen zum Andenken an Prof. Dr. August Forel in Zürich. — Literatur.

Band 99

Der S. I. A. ist für den Inhalt des redaktionellen Teils seiner Vereinsorgane nicht verantwortlich. Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestattet.

Nr. 25

Die Reibung in Gleitlagern.

Von Prof. M. TEN BOSCH, E. T. H., Zürich.

Die Theorie der Reibung geschmierter Flächen¹⁾ gehört heute zu den wichtigsten Grundlagen des Maschinenbaues. Da die Trägheitskräfte dabei vernachlässigbar sind, beruht sie ausschliesslich darauf, dass bei der Strömung physikalischer Flüssigkeiten Schubspannungen τ auftreten, die dem Geschwindigkeitsgefälle dw/dy proportional sind:

$$\tau = \eta \frac{dw}{dy} \dots \dots \dots (1)$$

Der Proportionalitätsfaktor η (kg s/m²) wird *Zähigkeitszahl* genannt. Die Schlussfolgerungen der Theorie stimmen mit der Erfahrung gut überein. Ihre Zuverlässigkeit wird aber noch oft bezweifelt, weil gelegentlich abweichende Versuchsergebnisse bekannt werden. Namentlich von seiten der Chemiker wird immer wieder behauptet, dass nicht die Zähigkeit des Oeles für die Schmierfähigkeit allein massgebend ist, sondern auch die sog. Schlüpfrigkeit (Oiliness, Onctuosité), eine wesentliche Rolle spielt. Diese Schlüpfrigkeit wird in den verschiedenen Veröffentlichungen sehr verschieden umschrieben.²⁾ Es handelt sich dabei nicht um eine klar definierte physikalische Eigenschaft der Flüssigkeiten, sondern es soll die Wirkung der molekularen Kräfte in den Grenzschichten erfasst werden. Die molekularen Kräfte wirken aber nur in einem Bereich von der Grössenordnung des Moleküldurchmessers, während die kleinsten in der Praxis vorkommenden Oelspalte (etwa 0,001 mm) noch 10⁴ mal grösser als der Moleküldurchmesser sind. Es ist also sehr unwahrscheinlich, dass die Molekularkräfte etwas anderes bewirken, als dass die Flüssigkeit an den Grenzflächen *haftet*.

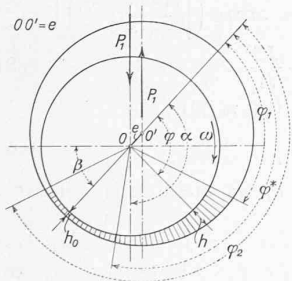


Abb. 1.

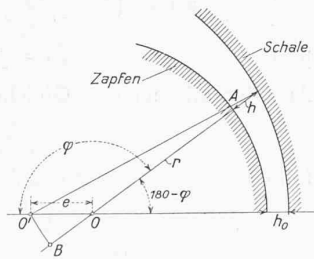


Abb. 2.

Die bekannte Gleichung für die eindimensionale Flüssigkeitströmung lautet^{1) 3)}:

$$\frac{dp}{dx} = 6 \eta U \frac{h - h^*}{h^3} \dots \dots \dots (2)$$

Für Zapfenlager (Abb. 1) ist $dx = r d\varphi$; U ist die Umfangsgeschwindigkeit des Zapfens und h^* eine Integrationskonstante, nämlich jene Schmiermitteldicke, für die $dp/dx = 0$, also p ein Maximum wird. Die veränderliche Höhe h ist

1) Die vier grundlegenden Arbeiten der hydrodynamischen Theorie der Schmiermittelreibung (Petroff, Reynolds, Sommerfeld & Michell) sind zusammengefasst in Oswalds Klassiker, Nr. 218, Leipzig 1927. Das Buch von Falz, „Grundzüge der Schmiertechnik“, 2. Auflage, Springer, Berlin, hat viel dazu beigetragen, die Schlussfolgerungen der Theorie in Ingenieurkreisen einzuführen; leider kommen die theoret. Grundlagen darin zu kurz.

2) Eine vollständige Zusammenstellung aller mit der Schlüpfrigkeit zusammenhängenden Fragen gibt P. Woog: „Contribution à l'étude du graissage“, Paris 1925, Delagrave.

3) Vergl. z. B. meine Vorlesungen über Maschinenelemente, Heft III, S. 32, Gl. (27). Jul. Springer, Berlin. Das Weglassen des Minus-Zeichens erklärt sich dadurch, dass U in Abb. 1 in der positiven X-Richtung wirkt.

durch die Form des Oelspaltes gegeben. Für Lager, deren Schalenradius um einen Betrag Δr grösser als der Zapfenradius ist (Abb. 1), folgt aus dem geometrischen Zusammenhang (Abb. 2):

$$h + r + e \cos(180 - \varphi) = r + \Delta r^2$$

$$\text{oder } h = \Delta r - e \cos(180 - \varphi) = \Delta r + e \cos \varphi \dots (3)$$

Um allgemeine, von der Lagergrösse unabhängige Beziehungen zu erhalten, werden dimensionslose Grössen eingeführt, nämlich:

$$\varrho = \Delta r/r, \text{ das relative Lagerspiel, und}$$

$$\varepsilon = e/\Delta r, \text{ die relative Exzentrizität.}$$

$$\text{Damit wird: } h = \Delta r (1 + \varepsilon \cos \varphi) \dots \dots \dots (3a)$$

und die kleinste Schmiermitteldicke h_0 , für $\varphi = 180^\circ$:

$$h_0 = \Delta r (1 - \varepsilon) \dots \dots \dots (4)$$

Nur im Bereich $\varphi = 0$ bis $\varphi = \pi$ nimmt die Oelschichtdicke stetig *ab*; ausserhalb dieses Gebietes sind die Oelschichten divergent, womit Druckverminderung und Zerreißen der Schicht verbunden sind. Mit den Werten von h und h^* lautet die Differentialgleichung (2):

$$\frac{dp}{d\varphi} = \frac{6 \eta \omega}{\varrho^2} \left(\frac{1}{(1 + \varepsilon \cos \varphi)^2} - \frac{1 + \varepsilon \cos \varphi^*}{(1 + \varepsilon \cos \varphi)^3} \right) \dots (5)$$

worin φ^* der Winkel ist, für den p ein Maximum wird. Durch Integration zwischen einem zuerst beliebig angenommenen Eintrittswinkel φ_1 und dem beliebigen φ erhält man den Druck p an der Stelle φ :

$$p = \frac{6 \eta \omega}{\varrho^2} [j_2 - (1 + \varepsilon \cos \varphi^*) j_3] \dots \dots (6)$$

worin die Symbole j_2 bzw. j_3 Abkürzungen für die beiden

Integrale $\int_{\varphi_1}^{\varphi} \frac{d\varphi}{(1 + \varepsilon \cos \varphi)^2}$ bzw. $\int_{\varphi_1}^{\varphi} \frac{d\varphi}{(1 + \varepsilon \cos \varphi)^3}$ sind.

Setzt man: $\frac{\varepsilon + \cos \varphi}{1 + \varepsilon \cos \varphi} = \cos \gamma$

so wird: $1 + \varepsilon \cos \varphi = \frac{\varepsilon + \cos \varphi}{\cos \gamma}$

und $1 - \varepsilon \cos \varphi = 1 - \frac{\varepsilon^2 + \varepsilon \cos \varphi}{1 + \varepsilon \cos \varphi} = \frac{1 - \varepsilon^2}{1 + \varepsilon \cos \varphi}$

oder $1 + \varepsilon \cos \varphi = \frac{1 - \varepsilon^2}{1 - \varepsilon \cos \gamma}$

Durch Differentiation erhält man:

$$\sin \varphi d\varphi = - (1 - \varepsilon^2) \frac{\varepsilon \sin \gamma d\gamma}{(1 - \varepsilon \cos \gamma)^2}$$

Nun ist $\sin \gamma = \sqrt{1 - \cos^2 \gamma} = \frac{1}{1 + \varepsilon \cos \varphi} \sqrt{(1 - \varepsilon^2) - \cos^2 \varphi (1 - \varepsilon^2)}$

oder $\sin \gamma = \frac{\sin \varphi}{1 + \varepsilon \cos \varphi} \sqrt{1 - \varepsilon^2}$

Damit wird

$$d\varphi = \frac{\sqrt{(1 - \varepsilon^2)^3} d\gamma}{(1 + \varepsilon \cos \varphi) (1 - \varepsilon \cos \gamma)^2} = \frac{\sqrt{(1 - \varepsilon^2)^3} d\gamma}{(1 - \varepsilon \cos \gamma) (1 - \varepsilon^2)}$$

$$= \frac{\sqrt{1 - \varepsilon^2}}{1 - \varepsilon \cos \gamma} d\gamma$$

mit diesen trigonometrischen Substitutionsformeln wird:

$$j_2 = \frac{1}{\sqrt{(1 - \varepsilon^2)^3}} \int_{\gamma_1}^{\gamma} (1 - \cos \gamma) d\gamma$$

$$= \frac{1}{\sqrt{(1 - \varepsilon^2)^3}} [(\gamma - \gamma_1) - \varepsilon (\sin \gamma - \sin \gamma_1)] \dots (I)$$

und

$$j_3 = \frac{1}{\sqrt{(1 - \varepsilon^2)^5}} \left[\left(1 + \frac{\varepsilon^2}{2}\right) (\gamma - \gamma_1) - 2\varepsilon (\sin \gamma - \sin \gamma_1) + \frac{\varepsilon^2}{4} (\sin 2\gamma - \sin 2\gamma_1) \right] \dots (II)$$

4) Die exakte Gleichung für h ist viel verwickelter (Wolff, Forschungsheft 308 S. 17); die hier gemachte Vereinfachung ist aber durchaus zulässig, weil der Fehler nur etwa 0,3% beträgt.