Objekttyp: **TableOfContent**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **85/86 (1925)**

Heft 1

PDF erstellt am: **19.03.2024**

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

INHALT: Zur Festigkeitsberechnung von Hochdruck-Kesseltrommeln. — Ueber den Aufbau und Charakter der Kosten von Eisenbahnbetrieben. — Die neue Synagoge an der Freigutstrasse in Zürich (mit Tafeln 1 und 2). — Zur Reorganisation der Eidgen. Materialprüfungsanstalt an der E. T. H. in Zürich. — Les Lacs, leur mode de formation, leurs eaux, leur destin. — Nekrologie: Friedrich Wehrli. — Miscellanea: Wasserlose Gasbehälter. Eine verkehrswissenschaftliche Woche in München. Starkstromunfälle in der Schweiz. Eidgenössische Technische Hochschule. Eine Staumauer von 220 m Höhe. — Konkurrenzen: Reconstruction de la Mosquée d'Amrou au Caire. — Literatur. — Vereinsnachrichten: Gesellschaft Ehemaliger Studierender der E. T. H. S. T. S.

Band 86. Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestattet. **Nr. 1**

Zur Festigkeitsberechnung von Hochdruck-Kesseltrommeln.

Von Prof. Dr. E. MEISSNER, Zollikon bei Zürich.

In jüngster Zeit werden durch die Firma Krupp u. a. nahtlos geschmiedete Hochdruck-Kesseltrommeln aus Flusseisen und Nickelstahl ausgeführt, die beträchtlichen Innendrucken (bis 120 kg/cm) und Temperaturen bis über 400° C. ausgesetzt sind. Sie bestehen aus einem zylindrischen Teil, der an beiden Enden durch Halbkugelschalen abgeschlossen ist. Für ihre Berechnung fehlt es einstweilen an einer sichern Grundlage [1]). Der nachstehende Aufsatz sucht dazu einen Beitrag zu liefern. Er behandelt die elastische Aufgabe zunächst unter Annahme konstanter Wandstärke, konstanter Temperatur und undurchlochter Halbkugeln. Dabei zeigt es sich, dass zwar grundsätzlich die von mir entwikkelte [2]) Theorie der elastischen Kugelschale herangezogen werden muss, dass sich aber eine durch sie kontrollierbare Näherungslösung verhältnismässig einfach angeben lässt, die auch für noch recht dicke Schalen genau genug ist.

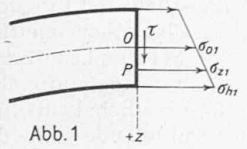


Abb. 1

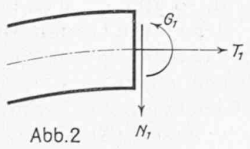


Abb. 2

1. *Die Annahmen der Schalentheorie über die Spannungsverteilung.*

Eine Schale von der Form einer Rotationsfläche mit rotationssymmetrischer Belastung sei gegeben. Ihre konstante Wandstärke sei $H = 2h$. In Abbildung 1 sei P ein Punkt im Abstand $OP = z$ von der Schalenmittelfläche (z positiv nach innen gemessen), σ_{z1} bezw. σ_{z2} seien die Normalspannungen auf ein Element, das normal zum Meridian bezw. Breitenkreis liegt, ε_{z1} und ε_{z2} seien die zugehörigen Dehnungen. Für die Normalspannung wird lineare Verteilung über die Schalendicke vorausgesetzt

$$\sigma_{z1} = \sigma_{01} + \lambda_1 z \qquad \sigma_{z2} = \sigma_{02} + \lambda_2 z \quad . \quad . \quad (1)$$

Es bestehen im Normalschnitt zum Meridian auch Schubspannungen τ in der z-Richtung.

Wir fassen zweckmässig die Spannungen, die auf ein Stück der Länge 1 längs eines Breitenkreises bezw. Meridians wirken, zu resultierenden Kräften und Momenten zusammen. Es ergeben sich die resultierenden Normalkräfte (Abb. 2)

$$T_1 = \int_{-h}^{+h} \sigma_{z1} \cdot 1 \cdot dz = \sigma_{10} \cdot 2h \qquad T_2 = \sigma_{02} \cdot 2h$$

und die Biegungsmomente pro Längeneinheit

$$G_1 = \int_{-h}^{+h} \sigma_{z1} \cdot z \cdot 1 \cdot dz = \lambda_1 \frac{2h^3}{3} \qquad G_2 = \lambda_2 \frac{2h^3}{3}$$

sowie eine resultierende Schubkraft N_1 im Normalschnitt zum Meridian; für den Normalschnitt zum Breitenkreis ist sie aus Symmetriegründen null. Umgekehrt ist die mittlere Normalspannung

$$\sigma_{01} = \frac{T_1}{2h}, \quad \sigma_{02} = \frac{T_2}{2h} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

die Biegungspannung der äussersten Faser

$$\sigma_{h1} = \frac{3\,G_1}{2h^2}, \quad \sigma_{h2} = \frac{3\,G_2}{2h^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

und somit die extremale Normalspannung

$$\frac{T_1}{2h} \pm \frac{3\,G_1}{2h^2} \quad \text{bezw.} \quad \frac{T_2}{2h} \pm \frac{3\,G_2}{2h^2} \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

[1]) Ich verdanke den Hinweis auf das Problem dem Oberingenieur des Schweizer. Vereins von Dampfkesselbesitzern, Herrn *E. Höhn*.

[2]) Physikalische Zeitschrift, 14. Jahrgang, 1913, Seite 343 bis 349.

2. *Die Formeln für die Zylinderschale.*

Wir werden es im folgenden vor allem mit einer Zylinderschale zu tun haben. Sie habe den Halbmesser a. Es sei x die Koordinate gemessen längs einer Erzeugenden. Die Ableitungen nach x werden durch Akzente bezeichnet.

Seien $u(x)$, $w(x)$ die Verschiebungen eines Punktes $O(x)$ der Mittelfläche (Abbildung 1) in der Richtung der Erzeugenden und normal zur Fläche in der $+z$-Richtung bei der Deformation. Alsdann gibt das Hooke'sche Gesetz in Verbindung mit der Annahme, dass Flächennormalen gerade und normal bleiben [1]), die folgenden Beziehungen zwischen den Spannungen und den Verschiebungen:

$$\left.\begin{aligned} T_1 &= \frac{2Eh}{1-\nu^2}\left(u' - \nu\frac{w}{a}\right); \quad T_2 = \frac{2Eh}{1-\nu^2}\left(-\frac{w}{a} + \nu u'\right) \\ G_1 &= -D\,w'' \qquad\qquad G_2 = -\nu D\,w'' \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

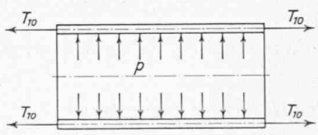


Abb. 3

Hierbei ist E der Zugmodul, ν die reziproke Poisson'sche Zahl, und D, die sogenannte Schalensteifigkeit, ist gegeben durch

$$D = \frac{2Eh^3}{3(1-\nu^2)} \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Beschränken wir uns auf den Fall, dass die Belastung aus einem konstanten Innendruck p besteht, so ergeben die Gleichgewichts-Bedingungen für ein Schalenelement

$$T_1 = \text{konst} = T_{10}; \quad N_1 = G_1' = -D\,w'''; \quad \frac{T_2}{a} + N_1' - p = 0 \quad (7)$$

Man findet daraus

$$w'''' + 4\lambda^4 w = \frac{1}{D}\left(\frac{\nu T_{10}}{a} - p\right) \text{ mit } \lambda^4 = \frac{3(1-\nu^2)}{4a^2h^2} \quad (8)$$

oder indem man $\xi = \lambda x$ einführt und Ableitungen nach ξ mit Punkten bezeichnet:

$$w'''' + 4w = \frac{2a^2}{Eh}\left(\frac{\nu T_{10}}{a} - p\right) \quad . \quad . \quad . \quad (8')$$

Diese Gleichung hat die spezielle Lösung

$$w_z = \frac{a^2}{2Eh}\left(\frac{\nu T_{10}}{a} - p\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

und ihre allgemeine Lösung lautet

$$w = w_z + a_1 e^{\xi}\cos\xi + a_2 e^{\xi}\sin\xi + a_3 e^{-\xi}\cos\xi + a_4 e^{-\xi}\sin\xi \quad . \quad . \quad (10)$$

oder anders geschrieben

$$w = w_z + b_1\,\mathrm{ch}(\xi)\cos\xi + b_2\,\mathrm{sh}(\xi)\sin\xi + b_3\,\mathrm{ch}(\xi)\sin\xi + b_4\,\mathrm{sh}(\xi)\cos\xi \quad . \quad (10')$$

Die Lösung w_z gehört zu dem in Abbildung 3 skizzierten Belastungsfall: Innendruck p und Axialzug T_{10} an den sonst freien Rändern. Das Glied $-\frac{pa^2}{2Eh}$ gibt die Ausweitung des Zylinderhalbmessers durch den Druck und berechnet sich auch leicht aus der sogenannten Kesselformel. Das Glied $\frac{\nu a T_{10}}{2Eh}$ stellt die radiale Kontraktion dar, die sich wegen des Axialzuges T_{10} einstellt. Der Zylinder bleibt bei dieser Deformation Kreiszylinder. Nur der Radius geht von a nach $a - w_z$.

Im allgemeinen werden an den Zylinderrändern andere Bedingungen als diese herrschen. Zu w_z treten dann die in (10) gegebenen veränderlichen Glieder. Die Zylinder-Erzeugende geht über in eine Kurve, die nach (10) die Form einer gedämpften Schwingungskurve hat. Die Berg-

[1]) Die Theorie der elastischen Schalen ist entwickelt von *A. E. H. Love:* Elasticity (1906).