

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 107/108 (1936)
Heft: 24

Artikel: Zur Schalentheorie
Autor: Schultz-Grunow, F.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-48312>

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: 03.02.2026

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

Bezeichnet G_1 das Meridianbiegemoment (Abb. 2), d. h. die Resultierende in Meridianrichtung wirkenden Biegespannungen σ_{B_1} pro Längeneinheit des Schnittes, so hat man

$$\frac{G_1 - v G_2}{JE} = \frac{1}{R_1'} - \frac{1}{R_1} \quad \dots \quad (6a)$$

$$\frac{G_2 - v G_1}{JE} = \left(\frac{1}{R_2'} - \frac{1}{R_2} \right) \quad \dots \quad (6b)$$

mit dem Trägheitsmoment

$$J = \frac{2h^3}{3},$$

ebenfalls pro Längeneinheit. Für die Folge sei konstante Wandstärke vorausgesetzt. Auch $\frac{1}{R_1'} - \frac{1}{R_1}$, die Meridiankrümmungsänderung infolge der Verbiegung, lässt sich durch ϑ ausdrücken. Es besteht die Beziehung

$$\frac{1}{R_1'} - \frac{1}{R_1} = \frac{d\vartheta}{dx}, \quad \dots \quad (7a)$$

da $\frac{1}{R_1} = \frac{d\alpha}{dx}$ und $\frac{1}{R_1'} = \frac{d\alpha + d\vartheta}{dx}$ gilt. Mit (2) erhält man die exakte Beziehung

$$\frac{1}{R_1'} - \frac{1}{R_1} = \left(\frac{v}{R_1} \right)' + u''. \quad \dots \quad (7b)$$

Mit der angenäherten Gleichung (4) wird aus (7a):

$$\frac{1}{R_1'} - \frac{1}{R_1} = u'', \quad \dots \quad (7c)$$

d. h. der Streifen erfährt angenähert die gleiche Krümmungsänderung wie ein gerader Balken. Bekanntlich lässt auch die Bieglehre schwach gekrümmter Balken diese Näherung zu. Die letzte Gleichung und (4), (5) in (6) eingeführt, ergibt

$$G_1 = \frac{2Eh^3}{3(1-v^2)} \left[u'' + \frac{v}{R_2} u' \operatorname{ctg} \alpha \right] \quad \dots \quad (8a)$$

$$G_2 = \frac{2Eh^3}{3(1-v^2)} \left[\frac{u'}{R_2} \operatorname{ctg} \alpha + v u'' \right] \quad \dots \quad (8b)$$

Da das zweite Glied in (8a) das Produkt der kleinen Größen v , $\operatorname{ctg} \alpha$ enthält, wird es ebenfalls vernachlässigt. Die Gleichung wird also in der Form

$$G_1 = \frac{2Eh^3}{3(1-v^2)} u'' \quad \dots \quad (8c)$$

benutzt. Es ist bemerkenswert, dass nach dieser Vernachlässigung sich das Vorhandensein von G_2 nur in dem Faktor $1 - v^2$ auf G_1 auswirkt. Wie man leicht feststellt, stellt (8c) die Biegung des geraden Balkens bei verhinderter Querkontraktion dar.

Nachdem die bisherigen Betrachtungen zunächst zu den exakten Formänderungsbeziehungen geführt haben, an welchen dann planmässig Vernachlässigungen vorgenommen wurden, sollen die Vorstellungen der Balkenbieglehre auch insofern beibehalten werden, als festgestellt wird, wie der Streifen abgestützt ist. Als seine Belastung werden die an seinen Schnittflächen wirkenden Biegemomente G_2 und die Randbelastung G_0 , T_0 angesehen. Man kann dann die an den Schnittflächen wirkenden Kräfte T_2 als Auflagekräfte auffassen aus folgender Ueberlegung heraus:

Aus dem Schnitt senkrecht zur Schalenaxe in Abb. 3 geht hervor, dass die Schnittkräfte T_2 eine in die mittlere Meridian-Ebene des Streifens fallende Komponente

$$H = T_2 d\beta$$

haben. Diese Komponente werde pro Länge dx in die Komponenten W in Meridianrichtung und V senkrecht dazu zerlegt. Es ist

$$W = H dx \cos \alpha, \quad V = H dx \sin \alpha.$$

Da W einen Zuwachs zur Zugkraft $T_1 r d\beta$ im Streifenquerschnitt liefert, hat man

$$-d\beta d(T_1 r) = W$$

und nach Einführen der vorangehenden Beziehungen

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{T_1 r}{\cos \alpha} \right) = -T_2 \quad \dots \quad (9)$$

Die Komponente V kann als Resultierende eines auf die Streifenfläche wirkenden Druckes p aufgefasst werden. Es wird

$$-p r d\beta dx = H \sin \alpha dx$$

$$p = -\frac{T_2}{R_2} \quad \dots \quad (10)$$

Das Minuszeichen besagt, dass bei einer Zugkraft T_2 eine Druckkraft T_1 auftritt und ein Druck p herrscht, der der Durchbiegung u entgegenwirkt. Da außerdem p linear von u abhängt, kann man eine weitgehende Ähnlichkeit zwischen p und dem Bettungsdruck eines elastisch gebetteten Balkens feststellen³⁾;

³⁾ E. Steuermann, l. c.

ferner stimmt (8c) bis auf den Faktor $1 - v^2$ mit der entsprechenden Gleichung am elastisch gebetteten Balken überein.

Vernachlässigt man noch die Veränderlichkeit der Streifenbreite $b = r d\beta = R_2 \sin \alpha d\beta$ (Abb. 3), indem man $b = (R_2)_0$ sin $\alpha_0 d\beta$ setzt, wo Index 0 Randwerte kennzeichnet, so lässt sich daher die elementare Bieglehre des elastisch gebetteten Balkens anwenden. Sie liefert die Gleichgewichtsbedingungen

$$\frac{dN}{dx} = -p \quad \dots \quad (11a)$$

$$\frac{dG_1}{dx} = N \quad \dots \quad (11b)$$

mit N = Resultierende der Schubspannungen τ pro Längeneinheit eines Streifenquerschnittes ($N = \tau 2h$). Diese Bedingungen ergeben

$$\frac{d^2 G_1}{dx^2} = -p.$$

Mit (8c), (10), (3) erhält man

$$\frac{d^4 u}{dx^4} = -3 \frac{1 - v^2}{(R_2)_0^2 h^2} u,$$

welche Differentialgleichung sich unter der Voraussetzung konstanter Wandstärke nur in dem konstanten Faktor von der des elastisch gebetteten Balkens unterscheidet. Ihre Lösung lautet

$$u = A_1 e^{-kx} \cos(kx + \varepsilon_1) + A_2 e^{kx} \cos(kx + \varepsilon_2) \quad (12a)$$

$$\text{mit } k = \sqrt[4]{3/4} (1 - v^2) \frac{1}{\sqrt{(R_2)_0 h}}$$

Die Lösung stimmt überein mit jener, die in der Näherungstheorie durch Vernachlässigung von Gliedern in den exakten Differentialgleichungen der Schalentheorie erhalten wird. Außerdem erhält man die Lösung auch aus der exakten Kegeltheorie durch Grenzübergang auf spitze Kegel⁴⁾, ferner stimmt diese Lösung für $\alpha = 90^\circ$ mit der exakten Zylindertheorie überein, was als ein Beweis für die Exaktheit der Ableitung gelten darf und endlich ist auch die asymptotische Lösung der Ringschale in erster Näherung mit (12) identisch, wie man folgendermassen zeigen kann:

Nach Meissner l. c. lautet die asymptotische Lösung für die Ringschale

$$N = \frac{A}{R_2 \sqrt{\left(\frac{a}{R_1} + \sin \alpha \right) \sin \alpha}} e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{2}} \cdot \omega} \cos \left(\sqrt{\frac{\lambda}{2}} \omega + \varepsilon \right).$$

Mit A , ε = Integrationskonstanten, a = Abstand des Mittelpunktes des Meridiankreises von der Rotationsaxe,

$$\lambda^2 = 3(1-v^2) \frac{R_1^2}{h^2} - v^2 \approx 3(1-v^2) \frac{R_1^2}{h^2} \text{ und } \omega = \int_{a_0}^a \sqrt{\frac{R_1}{R_2}} dx.$$

Hier den Integranden in eine Taylor-Reihe nach dem vom Rande aus gemessenen Winkel $\alpha_0 - \alpha = \psi$ entwickelt, ergibt in erster Näherung das Integral

$$\omega = \sqrt{\frac{R_1}{(R_2)_0}} \psi.$$

$$\text{Hiermit } \sqrt{\frac{\lambda}{2}} \omega = \sqrt{\frac{3}{4}(1-v^2)} \frac{R_1 \psi}{\sqrt{(R_2)_0}}.$$

Führt man hier den Ausdruck (12a) für k ein und $\delta = R_1 \psi =$ vom Rande aus gezählte Meridianlänge, so erhält man

$$\sqrt{\frac{\lambda}{2}} \omega = k \delta.$$

Für die erste Näherung können auch in dem ersten Faktor der asymptotischen Lösung die Randwerte $(R_2)_0$, $\sin \alpha_0$ eingeführt und dieser Faktor in die Integrationskonstante einbezogen werden. Dann lautet die asymptotische Lösung in erster Näherung

$$N = A e^{-k\delta} \cos(k\delta + \varepsilon).$$

Da nach (11a), (10), (3) und wegen $T_2 = 2h \sigma_2$:

$$\frac{dN}{dx} = -\frac{2hE}{R_2^2} u$$

ist, erhält man, wenn wiederum $R_2 = (R_2)_0$ gesetzt wird und konstante Faktoren und Glieder in die Integrationskonstanten einbezogen werden, durch Integration den gleichen Ausdruck für u :

$$u = A e^{-k\delta} \cos(k\delta + \varepsilon),$$

der in der Tat mit dem weiter unten angegebenen Ausdruck (12b), der durch Einführen von δ aus der Lösung (12a) hervorgeht, übereinstimmt.

Diese Identitäten sind ein Beweis für die Allgemeingültigkeit von (12). Bereits in der Ableitung wurde ja keine spezielle Meridianform vorausgesetzt. Die anschauliche Erklärung, (12) bedeute nichts anderes als den Ersatz der vorliegenden Schale durch

⁴⁾ Meissner, l. c.

die ihren Rand tangierende Kegelschale, erweist sich nun als zu speziell.

Der erste Teil der Lösung klingt mit zunehmendem, der zweite mit abnehmendem x ab. Da der Spannungszustand vom Rande aus nur abklingen kann, gilt bekanntlich der erste Teil der Lösung an dem Rande, von dem aus x wächst, und der zweite Teil am anderen Rande, von welchem aus x abnimmt⁵⁾. Die Integrationskonstanten A, ε bestimmen sich aus den Randlasten G_0, T_0 . Meist liegen die beiden Ränder so weit auseinander, dass sich die von jedem Rande aus abklingenden Spannungen nicht überlagern. Man kann daher in diesen Fällen den Spannungszustand jedes Randes für sich ermitteln ohne Rücksicht auf die Bedingungen am anderen Rande. Es ist hierfür zweckmäßig, die von jedem Rande aus positiv gezählte Meridianlänge $\delta = x_0 - x$, bzw. $\delta = x - x_0$ einzuführen (Abb. 1). Man hat dann

$$u = A e^{-k\delta} \cos(k\delta + \varepsilon) \dots \dots \quad (12b)$$

für jeden Rand.

Um Uebereinstimmung mit früheren Ableitungen zu erhalten, setzen wir die neuen Konstanten $C = AE$, $\psi = \varepsilon + \frac{\pi}{4}$ ein:

$$u = \frac{C}{E} e^{-k\delta} \cos\left(k\delta + \psi - \frac{\pi}{4}\right), \dots \quad (12c)$$

welche Beziehung in (3), (8b, c), (9), (10), (11a) eingeführt die bekannten Bestimmungsformeln für den Spannungszustand ergibt, die hier nicht wiederholt werden sollen.

Hiermit ist die Ableitung erreicht. Nun sollen die einzelnen Vernachlässigungen abgeschätzt werden, welche in (3), (4), (7c), (8c) zugelassen worden sind, ferner auch die Vernachlässigung der Veränderlichkeit der Streifenbreite. Jene Vernachlässigungen sind gestattet, wenn folgende Bedingungen für die Absolutwerte erfüllt sind:

$$v \alpha_0 \ll \sigma_2 \dots \dots \quad (13a)$$

$$v \operatorname{ctg} \alpha \ll u \dots \dots \quad (13b)$$

$$\frac{v}{R_1} \ll u' \dots \dots \quad (13c)$$

$$\left(\frac{v}{R_1}\right)' \ll u'' \dots \dots \quad (13d)$$

$$\frac{v}{R_2} u' \operatorname{ctg} \alpha \ll u'' \dots \dots \quad (13e)$$

Da (1) die spezifische Ringdehnung darstellt, hat man die Beziehung

$$\frac{1}{2h} (T_2 - vT_1) = - \left(\frac{u}{R_2} - \frac{v}{R_2} \operatorname{ctg} \alpha \right) E,$$

mit welcher sich v an Hand von (3), (9) aus u errechnen lässt. Man erhält

$$v = -\frac{v}{R_2} \int_0^x u \, dx.$$

Um zu einer ersten Aussage über Genauigkeitsgrad und Anwendbarkeit der Näherungstheorie zu gelangen, werden in (13) für $R_1, R_2, \operatorname{ctg} \alpha$ wieder die Randwerte eingeführt. Für die Funktion u , deren Ableitete und Integrale, werden die jeweilig auftretenden Maximalwerte eingesetzt. Um sie zu bestimmen, ist die Konstante ψ festzulegen. Es sind nur die Werte $\psi = \frac{\pi}{4}$ und $\psi = \frac{\pi}{2}$ von Interesse. Denn $\psi = \frac{\pi}{4}$ entspricht dem Fall, dass nur eine Randkraft T_0 , aber kein Randmoment wirkt, und $\psi = \frac{\pi}{2}$ dem entgegengesetzten Fall; aus diesen beiden Fällen kann jeder Belastungsfall zusammengesetzt werden⁶⁾. Siebt man die schärfsten Bedingungen, die man für $\psi = \frac{\pi}{4}$ und $\psi = \frac{\pi}{2}$ erhält, aus, so ergibt sich mit $v = 0,3$

$$\frac{h}{R_1} = \varrho 1,77 \dots \dots \quad (14a)$$

$$\operatorname{ctg} \alpha_0 = \varrho 1,95 \sqrt{\frac{(R_2)_0}{h}} \dots \dots \quad (14b)$$

Statt des Ungleichheitszeichens ist hier der Faktor ϱ eingeführt. 100 ϱ bedeuten die zulässigen Fehlerprozente. (14a) ergab sich aus (13d), (14b) aus (13e) für $\psi = \frac{\pi}{4}$. Alle übrigen Bedingungen (14), ebenso alle für $\psi = \frac{\pi}{2}$ sind in diesen beiden enthalten. Schliesslich ist noch der Einfluss der Veränderlichkeit der Streifenbreite abzuschätzen. Das kann in der Weise geschehen,

⁵⁾ Dieses eigentlich oszillierende Abklingen findet demnach seine Erklärung darin, dass sich der betrachtete Streifen wie ein elastisch gebetteter Balken verhält.

⁶⁾ F. Schultz-Grunow, Ing.-Arch., Bd. IV (1933), S. 545.

dass man die angegebene Ableitung ohne diese Vernachlässigung durchführt, so zu einer genaueren Differentialgleichung gelangt und den Unterschied zwischen ihrer Lösung und (12) feststellt. Die genauere Differentialgleichung ist nur für spezielle Meridianformen lösbar. Von besonderem Interesse sind der gerade und der kreisförmige Meridian, da sie in der beanspruchten Randzone gute Annäherungen an die wirkliche Meridianform darstellen. Anstatt die bezüglichen Lösungen herzuleiten, kann auch der Unterschied zwischen (12) und den asymptotischen Lösungen der exakten Theorie für Kegel- und Ringschale festgestellt werden. Der Vergleich mit der Kegelschale ist am einfachsten durchführbar:

Der exakten Kegeltheorie⁷⁾ entnimmt man die asymptotische, d. h. die für $X \geq 20$ gültige Lösung $NR_2 = C_3 J_3 + C_4 J_4$ mit

$$J_3 = J_4 = \pi \sqrt{\frac{V2}{\pi V2X}} \left[\cos(V2X - \frac{7}{8}\pi) + \frac{4 - 1/4}{2V2} \frac{1}{V2X} \cos(V2X - \frac{5}{8}\pi) + \dots \right] e^{-V2X}$$

$$X = x \sqrt[3]{(1 - v^2)} \frac{\operatorname{tg} \alpha_0}{h}$$

und $x =$ von der Kegelspitze aus gezählte Meridianlänge. Durch Vernachlässigung der zweiten Glieder der Lösung und mit den angenäherten Ausdrücken

$$\sqrt{X} = \sqrt{x_0} - \frac{1}{2} \frac{\delta}{\sqrt{x_0}}$$

$$\sqrt[4]{X} = \sqrt[4]{x_0}$$

(x_0 = Meridianlänge bis Rand) geht diese Lösung über in die Form (12b), worauf bereits hingewiesen wurde. Die Vernachlässigung der zweiten Glieder von J_3, J_4 setzt

$$1 >> \frac{4 - 1/4}{2V2} \frac{1}{V2X}$$

oder, wenn der Ausdruck für X , ferner für die erste Abschätzung $x = x_0 = (R_2)_0 \operatorname{tg} \alpha_0$ eingeführt wird,

$$\operatorname{ctg}^2 \alpha_0 << 1,8 \frac{(R_2)_0}{h}$$

voraus. Die Bedingung ist etwas schwächer als (14b), sagt im Uebrigen aber das Gleiche aus.

Die beiden angenäherten Ausdrücke sind berechtigt, wenn

$$\frac{1}{2} \frac{\delta}{\sqrt{x_0}} >> \frac{1}{8} \frac{\delta^2}{x_0 \sqrt{x_0}}$$

oder umgeformt

$$4 x_0 >> \delta_0$$

ist, wo δ_0 die Breite der beanspruchten Randzone bedeuten soll. Da aus (12) hervorgeht, dass zwei Werte von u , die den Abstand $\Delta \delta = \frac{\pi}{k}$ voneinander haben, sich wie $\frac{1}{e^\pi} = \frac{1}{23,14} = 0,043$ verhalten, die zweite Amplitude also nur 4,3% der ersten beträgt, kann

$$\delta_0 = \frac{\pi}{k} = 3,5 \sqrt{(R_2)_0 h}$$

gesetzt werden. In die letzte Bedingung eingeführt, hat man

$$\operatorname{ctg} \alpha_0 = \varrho \cdot 1,1 \cdot \sqrt{\frac{(R_2)_0}{h}} \dots \dots \quad (15)$$

wenn für R_2 wieder der Randwert eingeführt wird. Es ist wieder die selbe Bedingung, nur noch etwas schärfner.

Eine Aussage über den Einfluss der Meridiankrümmung auf die Veränderlichkeit der Streifenbreite erhält man, wenn für die oben erwähnte asymptotische Lösung der Ringschale die Bedingung festgestellt wird, unter welcher das zweite Glied in der

Reihenentwicklung von $\int_{\varphi_0}^{\varphi} \sqrt{\frac{R_1}{R_2}} d\varphi$ vernachlässigt werden konnte. Die geometrische Beziehung (s. Meissner, l. c.) zwischen R_1, R_2, a, α lautet, wenn $\frac{a}{R_1} = \mu$ gesetzt wird,

$$\sqrt{\frac{R_1}{R_2}} = \sqrt{\frac{\sin \alpha}{\mu + \sin \alpha}}$$

für den Fall $R_1 < R_2$, auf den sich die asymptotische Lösung beschränkt. Die ersten beiden Glieder der Taylor-Entwicklung nach dem Winkel $\psi = \alpha_0 - \alpha$ lauten

$$\int_{\varphi_0}^{\varphi} \sqrt{\frac{R_1}{R_2}} d\varphi = \sqrt{\frac{s}{\mu + s}} \left[1 - \frac{\mu c}{4s(\mu + s)} \psi \right] \psi$$

mit $s = \sin \alpha_0$, $c = \cos \alpha_0$. Es muss sonach

$$\frac{\mu c \psi}{4s(\mu + s)} << 1$$

⁷⁾ F. Dubois: Die Festigkeit der Kegelschale. Diss. Zürich 1917, S. 28 ff.

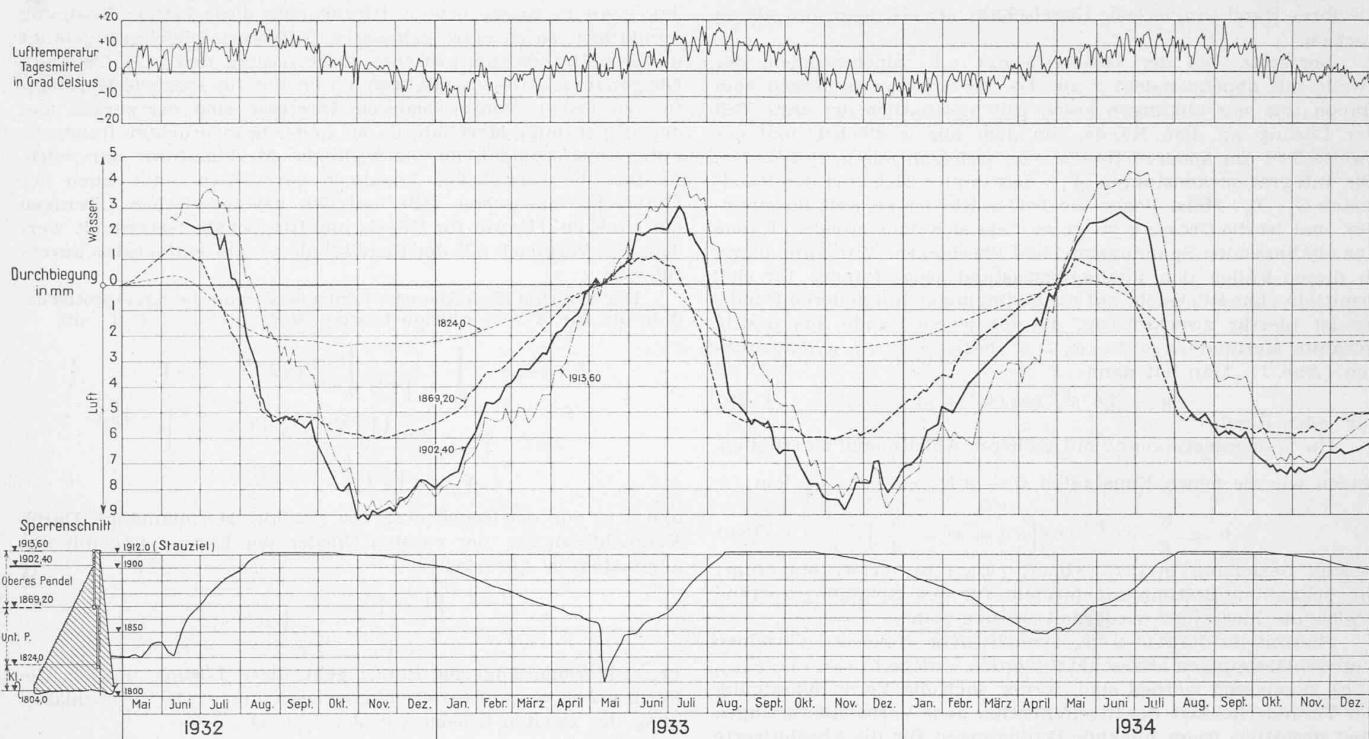


Abb. 13. Scheiteldurchbiegung, mittlere Lufttemperatur und Seestand 1932 bis 1934. Die Deformationen werden auf die Fundamentkote 1804 bezogen.

sein. Für ψ wird der Wert ψ_0 , welcher der Breite δ_0 der beanspruchten Randzone entspricht, eingeführt. Es ist $\psi_0 = \frac{\delta_0}{R_1}$. Mit

$$\text{gefundenen Wert } \delta_0 = 3,5 \sqrt{(R_2)_0 h} \text{ und durch} \\ \text{wird}$$

$$R_1 \quad \quad R_1 \quad \quad \gamma_8 \circ_0 = \gamma_8 \left(R_1 \circ_0 R_1 \right).$$

angegebenen geometrischen

ist ergibt sich

$$\left(1 - \frac{R_1}{(R_2)_0}\right) \frac{\sqrt{(R_2)_0 h}}{R_1} \operatorname{ctg} \alpha_0 = 1,1 \varrho \dots \quad (16)$$

Für vorgegebene Verhältnisse $\left(\frac{R_2}{h}\right)_s$, $\left(\frac{R_2}{R_s}\right)_s$, $\operatorname{ctg} \alpha_0$ geben so-

mit die Bedingungen (14 a), (15), (16) ein Bild von der Größenordnung der in der angenäherten Ableitung vernachlässigten Glieder und damit auch eine erste Abschätzung von der Genauigkeit der näherungsweisen Berechnung in 100 ϱ Prozenten. Z. B.

Sei $\left(\frac{R_2}{h}\right)_0 = 100$, $\left(\frac{R_2}{R_1}\right)_0 = 2$, $\alpha_0 = 70^\circ$ gegeben.

Es ergibt sich aus (14a) $100 \varrho = 1\%$, aus (15)

$$100 \varrho = 3,3 \%$$

aus (16) $100 \varrho = 3,3 \%$,
d.h. eine Ungenauigkeit der Rechnung von $3,3 \%$.

von 3,5 %.
Der Vollständigkeit halber sei die zweite Möglichkeit einer Abschätzung noch erwähnt, die darin besteht, dass man die Lösung (12) in die von Bauersfeld-Geckeler vernachlässigten Glieder der exakten Differentialgleichungen der Schalentheorie einführt und dann ihre Größenordnung feststellt.

Die Spitallammsperre der Kraftwerke Oberhasli.

Von H. JUILLARD, beratender Ingenieur, Bern. (Schluss von S. 258.)

f) Temperaturmessungen,

Die Thermometeranlage der Spittallammsperre sollte in erster Linie über die Temperatur des Betons während der Bauperiode Auskunft geben. Auf Grund von bei andern Sperrenbauten, namentlich bei der Arrowrock-Sperre U.S.A. (1915) gemachten Beobachtungen war die grosse Bedeutung der Erhöhung der Betontemperatur zufolge des Abbindens des Zementes bekannt. Bei der Spittallammsperre bot die genaue Verfolgung der thermischen Vergänge nicht nur, wie bei andern Mauern, wissenschaftliches Interesse, sondern sie war eine Notwendigkeit, um die Ausfüllung der Baufugen zum zweckmässigsten Zeitpunkt vornehmen zu können.

Die 63 installierten Thermometer sind in einem Sektor von 30 m Breite zwischen dem Sperrenscheitel und der Baufuge 2a (Abb. 1) gleichmässig verteilt. Für die Projektierung dieser Anlage liessen sich die KWO durch Prof. P. Joye in Freiburg beraten, der die Montage und die Inbetriebsetzung der einzelnen Thermometer, sowie die notwendigen Revisionen direkt durch seinen Spezialisten besorgten liess.

Während der Bauzeit sind zwei Daten besonders interessant. Einerseits die maximal erreichte Betontemperatur und andererseits die bis zum Fugenschluss erzielte Abkühlung. Die höchsten

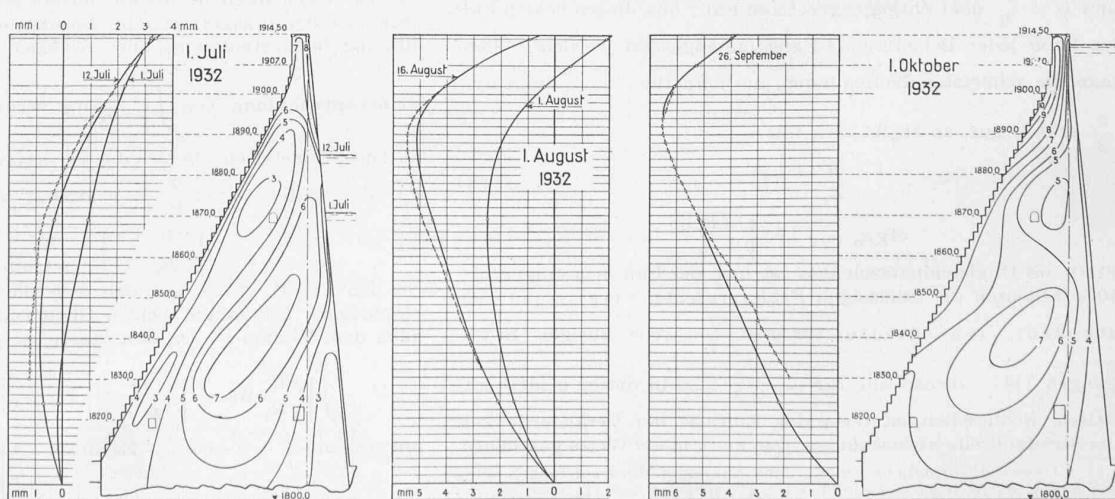


Abb. 15. Scheiteldurchbiegung (voll: Pendel, gestrichelt: Klinometerstab) und Mauertemperaturen 1932.