

Entwurf und Berechnung von zylindrischen Spannbeton-Druckbehältern mit axialen Rippen

Autor(en): **Sebök. F.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **IABSE publications = Mémoires AIPC = IVBH Abhandlungen**

Band (Jahr): **32 (1972)**

PDF erstellt am: **27.06.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-24947>

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.

Entwurf und Berechnung von zylindrischen Spannbeton-Druckbehältern mit axialen Rippen

Design and Calculation of Cylindrical Prestressed Concrete Vessels with Axial Joists

Etude et calcul de réservoirs cylindriques en béton précontraint à nervures axiales

F. SEBÖK

Technische Universität Budapest, Lehrstuhl für Stahlbetonkonstruktionen

1. Einleitung

Die Idee, Druckbehälter aus Spannbeton zu bauen, hat sich in den sechziger Jahren durchgesetzt. Es wurde damit eine neue Art der Ingenieurkonstruktionen geschaffen, deren Verwirklichungsformen sich einstweilen im Gärzustand befinden.

Die heute üblichen Gestaltungstypen sind durch die Anwendung einer dicken Wand gekennzeichnet. Dieses Konstruktionsprinzip wird damit begründet, dass auf diese Weise auch die Festigkeit des Abschirmbetons ausgenutzt werden kann. Diese Auffassung, so logisch sie auch klingen mag, ist aber nur zum Teil richtig. Der Umstand, dass die Betriebslasten (insbesondere solche aus Temperaturgefälle) auf Konstruktionsteile beachtlicher Steife einwirken, hat die Vergrößerung der Beanspruchungen zur Folge. Es sind somit Schnittkräfte aufzunehmen, die überhaupt nicht auftreten würden, hätte man dem Beton nicht eine statische Rolle beimessen wollen.

Die hohen Temperaturalasten können selbstredend durch Heranziehung künstlicher Mittel (z. B. Wärmeisolierung, dauernde Innenkühlung) herabgesetzt werden. Wir vertreten jedoch die Ansicht, dass die Kernfrage der Weiterentwicklung von Druckgefäßen darin besteht, Durchbildungsmöglichkeiten zu finden, welche die erforderliche Biegesteifigkeit sichern können, ohne dabei den Behälter zum Tragen grosser Temperaturalasten zu zwingen. Die

Zielsetzung kann unserer Meinung nach durch «aufgelöste» Konstruktionen erreicht werden.

Eine Behälterform dieser Art entsteht dadurch, dass man die dicke Wand in mehrere Schichten aufteilt. Die Innenräume zwischen den tragenden Bauelementen sind mit einem Schüttstoff gewünschter wärme- bzw. strahlenschutztechnischer Eigenschaften (z. B. Glasperlen, Sand oder Wasser) auszufüllen. Damit entfällt auch das Problem der auftretenden Risse [1]. Die Lösung wurde in einer früheren Arbeit [2] beschrieben, und seitdem in manchen Zügen als Modell von der Firma Krupp verwirklicht [3]. Hier wird durch den Einbau einer kostspieligen Vorrichtung über die Verteilung des Innendruckes unter den einzelnen Schichten gesorgt. Sinnvoll wäre es auch, eine andere Wirkungsweise anzustreben, wo die Konstruktionselemente nicht voneinander getrennt, sondern in Form einer Sandwichschale zusammenarbeiten.

Eine grundsätzlich andere Alternative zur Herabsetzung der Temperaturspannungen bildet das berippte Tragwerk (was selbstverständlich gleichfalls mehrschichtig ausgeführt werden kann). Hier kommt die Verdrängung des massiven Betons durch einen losen und billigen Abschirmstoff der Wirtschaftlichkeit und der Sicherheit ebenfalls zugute. Ein ganz besonderes Augenmerk sei aber auf den Umstand gerichtet, dass bei dieser Konstruktionsform alle Durchführungen, Instrumente und selbst die Vorspannkabel leicht zugänglich sind, ihre Überprüfung, das Nachspannen und gegebenenfalls sogar der Austausch sehr einfach erfolgen können.

Das Zerlegen dicker Betonbehälter in dünnwandige Kreiszyinderschalen bzw. stabartige Rippen ist auch wegen der Zuverlässigkeit der statischen Berechnung zu befürworten. Es ist allgemein bekannt, dass die moderne Rechentechnik eine Reihe numerischer Methoden mit sich gebracht hat, welche die Erfassung des Kräftespiels im dreidimensionalen Raum gestatten. Man verliert dagegen des öfteren aus dem Auge, dass einige physikalische Grundkenntnisse, auf denen die entwickelten Rechenverfahren fussen, nicht einmal in zwei Dimensionen immer standzuhalten vermögen. Als solche ist zum Beispiel die augenblickliche Feuchtigkeit des porösen Materials zu nennen, die sich nicht nur auf die Temperaturverteilung und somit auf die thermischen Lasten auswirkt, sondern unter anderen den wirklichen Wert des Elastizitätsmoduls, des Schwindens und Kriechens bestimmt.

Die hier besprochene Konstruktionsform findet in zunehmendem Masse Anwendung in vielen Fachrichtungen der Ingenieurwissenschaften. Die Bautechnik ist dabei etwas in den Hintergrund geraten. Dieser Umstand kann wahrscheinlich darauf zurückgeführt werden, dass zur Berücksichtigung der Orthotropie nur entweder in die Praxis schwer umsetzbare mathematische Theorien oder ziemlich unzuverlässige Näherungsmethoden zur Verfügung stehen. Aus diesem Grunde mussten parallel zur Ausarbeitung der neuzeitlichen Behälterkonstruktion Untersuchungen unternommen werden, um ein geeignetes Rechenverfahren zu entwickeln.

2. Statisches Modell

Die vorgelegte Konstruktion setzt sich aus flachen Abschlussdeckeln und der Seitenwand zusammen, die miteinander gelenkig verbunden sind (s. Fig. 1).

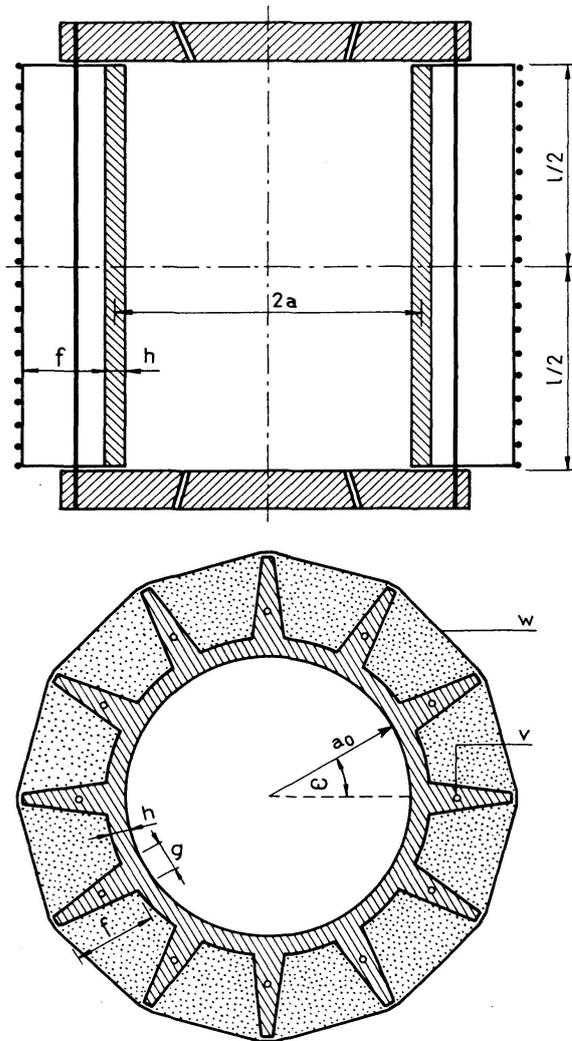


Fig. 1.

Der erstgenannte ist in statischem Sinne als eine Kreisringplatte anzusehen. Die Untersuchung darf damit auf die Wand beschränkt werden. Falls im folgenden über den Behälter bzw. das Gefäss gesprochen wird, so ist unter dieser Bezeichnung die Seitenkonstruktion zu verstehen.

Der «Behälter» besteht somit aus zwei Elementen, und zwar aus einer kreisrunden Zylinderschale sowie aus axialen Rippen, die in gleichmässigen Abständen an der äusseren Schalenoberfläche durchgebildet sind. Alle Rippen besitzen im Querschnitt die gleiche gleichschenklige Dreiecksform. Es sei einfachheitshalber angenommen, dass alle Abmessungen entlang der Behälterhöhe unverändert bleiben.

In diesem Zusammenhang möchten wir auf eine mögliche Verbesserung

ergänzend hinweisen. Mit Rücksicht auf die Festigkeitseigenschaften des Betons wäre es sicherlich vorteilhaft, wenn die Schale zwischen den Rippen über eine negative, d. h. nach innen gerichtete Wölbung verfügen würde. Diese Form stimmt mit einer Hypozykloide überein.

Die Vorspannung kann am zweckmässigsten durch zwei getrennte Systeme erfolgen. Die lotrechten Litzen werden in Röhrrchen (ohne nachträglichen Verbund) mit eingeplanter Ausmittigkeit in den Rippen geführt und an den Randringen der Deckelplatten verankert. Die waagerechte Wickelung liegt an den Rippenkanten auf. Diese Anordnung gewährt dem Spannstahl den grösstmöglichen Schutz vor Einwirkung der Temperatur sowie der Neutronenstrahlung.

Das statische Modell wird an der Skizze veranschaulicht, der auch die wichtigsten Bezeichnungen für die geometrischen Daten abzulesen sind. Mit Rücksicht auf die zugehörige Konstruktionsstärke weist der Fusszeiger h auf den Zylinder, der Fusszeiger f dagegen auf die Rippe hin.

3. Lastannahmen

Die auf die Konstruktion einwirkenden Nutzlasten bzw. die einzelnen Belastungszustände wurden in der Tabelle I übersichtlich zusammengestellt.

Tabelle I. Übersicht der Lastfälle

Zeitpunkt	Belastungsfall	Nutzlasten ($p+T$)	Vorspannung	Betonzustand	
				Feucht.	Schw. + Kr.
0	Bauzustand	0	max.	normal	0
	Probelastung	wie vorgeschr.	normal	normal	0
	Betriebszustand	Betriebslast	normal	normal	0
∞	Betriebszustand	Betriebslast	min.	ausgetrocknet	max.
	Betriebspause	0	min.	ausgetrocknet	max.
Katastrophenfall *)		Katastrophenlast	min.	ausgetrocknet	max.

*) Im Katastrophenfall darf die Berechnung nach der Plastizitätstheorie durchgeführt werden.

Auf Grund der Lasttemperatur, die sich aus Erwärmung des Innenraumes sowie aus der durch Strahlenabsorption entwickelten Wärme in der Wand zusammensetzt, ist zunächst die entsprechende Temperaturverteilung in den Bauelementen zu ermitteln. Rechnerisch ruft ihr gleichmässiger Teil (T_0) eine Normalkraft, der ungleichmässige ($T \Delta$) Biegemomente hervor.

4. Bemerkungen zur Ermittlung der Steifigkeitszahlen sowie der thermischen Beanspruchung

In der Regel bleiben die sekundären Vorgänge bei den statischen Berechnungen unberücksichtigt. Die Vernachlässigung kann im Falle von Temperaturlasten zu beachtlichen Ungenauigkeiten führen, da wegen der Erwärmung einige Materialkennzahlen wesentliche Änderungen erleiden. Eine besondere Aufmerksamkeit beansprucht die Abnahme des Elastizitätsmoduls für sich. Das Gesetz wurde vor 60 Jahren erkannt und in seiner Tendenz durch die neuesten Untersuchungen bestätigt.

Mit guter Näherung darf angenommen werden, dass der E -Modul von der Temperatur linear abhängt, d. h.

$$E = E_0 - E_T T \quad (1)$$

ist. Wird zur Beschreibung des Temperaturfeldes wegen der Allgemeinheit das Polynom

$$T(r) = \sum_{n=0,1,2,\dots} \Theta_n r^n \quad (2)$$

verwendet, so kann E in der Form

$$E = \sum_{n=0,1,2,\dots} E_{Tn} r^n \quad (3)$$

angegeben werden, wobei

$$\begin{aligned} E_{T0} &= E_T - E_T \Theta_0, \\ E_{Tn} &= -E_T \Theta_n, \quad (n = 1, 2, 3 \dots) \end{aligned}$$

sind.

Unter Anwendung obiger Ausdrücke sind die Steifigkeitszahlen aus den Formeln

$$D(T) = \frac{\bar{E}(0)}{(1 - \mu^2) r_s} \quad (4)$$

bzw.

$$K(T) = \frac{1}{(1 - \mu^2) r_s} [\bar{E}(2) - r_s^2 \bar{E}(0)]$$

zu ermitteln. $\bar{E}(i)$ bezeichnet die Hilfsfunktion

$$\bar{E}(i) = \int_{a_0}^{a_0+h} E(T) r^{i+1} dr \quad (5)$$

und r_s die Schwerlinienkoordinate der zylindrischen Wand

$$r_s = \frac{\bar{E}(1)}{\bar{E}(0)}. \quad (6)$$

Der wahre Dämpfungsbeiwert ergibt sich entsprechend zu

$$\lambda^*(T) = \sqrt[4]{\frac{(1-\mu^2) D(T)}{4 a^2 K(T)}}. \quad (7)$$

Die Verringerung der Wandsteifigkeit wird durch die Abnahme der thermischen Beanspruchungen wettgemacht und im Normalfall sogar übertroffen. Ähnlich zum Vorhergegangenen können wir die temperaturbedingten Schnittkräfte aus den Formeln

$$N_T = -\frac{\alpha \bar{E}^*(0)}{(1-\mu) r_s} \quad (8)$$

bzw.

$$M_T = \frac{\alpha}{(1-\mu) r_s} [\bar{E}^*(1) - r_s \bar{E}^*(0)] \quad (9)$$

ermitteln. Das Symbol $\bar{E}^*(i)$ steht für das Integral

$$\bar{E}^*(i) = \int_{a_0}^{a_0+h} \sum_n E_{Tn}^* r^{n+i+1} dr, \quad (10)$$

in dem die Beiwerte E_{Tn}^* durch Summierung

$$E_{Tn}^* = \sum_{j=0,1,2,\dots}^n E_{Tj} \Theta_{(n-j)}$$

zu bestimmen sind.

5. Grundzüge des Rechenganges

Unsere Berechnungsmethode beruht auf dem Kraftgrößenverfahren. Zum Hauptsystem wurden unbestimmte Träger gewählt, und zwar ein (niedriger) Kreiszyylinder und ein, auf der Ringwicklung elastisch aufliegender, in Längsrichtung vorgespannter Balken. Behandelt man die einzelnen Elemente rechnerisch voneinander getrennt, so erleiden sie unter den einwirkenden Betriebslasten unterschiedliche Verformungen. Ihre Gleichheit, der Verträglichkeitsbedingung entsprechend, wird durch ein zu bestimmendes, verteiltes Kontakt-Kräfte-system hergestellt. Dieses kann in die radiale Komponente q und die axiale Komponente t zerlegt werden.

Kennzeichnend für die Methode ist die Darstellung aller Belastungen, statischer und Verformungsgrößen in trigonometrischen Reihen. Die Entwicklung erfolgt als die Funktion von ηx , wobei

$$\eta_i = i \pi \frac{a}{l}$$

und $i = 1, 3, 5, \dots$ sind.

6. Einfluss von Betriebslasten

6.1. Kreiszyylinder-Hauptsystem

6.1.1. Verschiebungen in radialer Richtung

Die bekannte Gleichung der Kreiszyinderschale wird in der Form

$$\frac{d^4 w_{(h)}}{dx^4} + 4\lambda^{*4} w_{(h)} = p^* \quad (11)$$

aufgeschrieben, wo die Störfunktion p^* eine gleichmässig verteilte Last darstellt. Mit w wird die radiale Verschiebung bezeichnet.

Die Differentialgleichung kann durch die trigonometrische Reihe

$$w_{(h)} = \sum_i \Gamma_i \sin \eta_i \frac{x}{a} \quad (12)$$

befriedigt werden, wo die Beiwerte sich durch die Formel

$$\Gamma_i = \frac{4}{\pi i} \frac{p^*}{\left(\frac{\eta_i}{a}\right)^4 + 4\lambda^{*4}} \quad (13)$$

ermittelt werden lassen. Die Randbedingungen an den Stellen $x=0$ und $x=l$ lauten (dem gelenkigen Verbund entsprechend)

$$w_{(h)} = 0$$

und

$$M_{x(h)} = -K_h \frac{d^2 w_{(h)}}{dx^2} = 0$$

und werden durch die Sinus-Funktion erfüllt.

Im Falle eines Druckbehälters kann die Last p^* von verschiedenen Gründen herrühren, und zwar

— von Innendruck (p)

$$p_p^* = \frac{a - \frac{h}{2}}{a K_h} p, \quad (14)$$

— von der gleichmässigen Erwärmung (N_T)

$$p_{T0}^* = \frac{1 - \mu}{a K_h} N_{T(h)}, \quad (15)$$

— von Temperaturgefälle (M_T)

$$p_{T\Delta_i}^* = \frac{\left(\frac{a}{\eta_i}\right)^2 \left[\left(\frac{\eta_i}{a}\right)^4 + 4\lambda^{*4}\right]}{K_h} M_{T(h)}, \quad (16)$$

wo wegen der einheitlichen Behandlung auch das thermische Moment in Form einer Störfunktion ausgedrückt wird.

6.1.2. Verschiebungen in axialer Richtung

Die axialen Verschiebungen werden am Hauptsystem unter Einwirkung von Betriebslasten nur durch Längskräfte hervorgerufen. Entwickelt man sie gleichfalls in eine Sinus-Reihe, so kann die Verschiebung mit der Formel

$$u_{(h)} = \frac{1}{D_h} \int N_x dx = \frac{4l}{\pi^2 D_h} N_x \sum_i \frac{1}{i^2} \cos \eta_i \frac{x}{a} \quad (17)$$

ermittelt werden. u wird hier von Halbhöhe des Behälters gemessen.

Für die einzelnen Lasttypen können die Längskräfte auf Grund folgender Überlegungen aufgenommen werden:

— der Innendruck übt auf den Abschlussdeckel eine Kraft aus, welche die Wand auf Zug beansprucht. Im Verhältnis der Schalen- bzw. Rippensteifigkeiten fällt davon

$$N_{p(h)} = \frac{D_h}{2a\pi D_h + k D_f} \frac{\left(a - \frac{h}{2}\right)^2}{2a} p \quad (18)$$

der Umfangseinheit zu;

— die durch ungleichmässige Erwärmung hervorgerufene thermische Normalkraft ist vorgegeben;

— die ungleichmässige Erwärmung verursacht keine Längskraft und somit auch keine axiale Verschiebung.

6.1.3. Schnittkräfte

In Kenntnis der Verformungen können die Schnittkräfte ermittelt werden. Die entsprechenden Ausdrücke lauten für das axiale Moment

$$M_{x(h)} = \frac{K_h}{a^2} \sum_i \Gamma_i \eta_i^2 \sin \eta_i \frac{x}{a}, \quad (19)$$

für das Moment in Ringrichtung

$$M_{\varphi(h)} = \mu M_{x(h)}, \quad (20)$$

für die Schubkraft (die zur Bestimmung der Randkraft dient)

$$Q_{(h)} = \frac{K_h}{a^3} \sum_i \Gamma_i \eta_i^3 \cos \eta_i \frac{x}{a}. \quad (21)$$

Die Normalkräfte sind in axialer Richtung nach Punkt 6.1.2, in Ringrichtung durch die Formel

$$N_{\varphi(h)} = \frac{D_h}{a} w_h = \frac{D_h}{a} \sum_i \Gamma_i \sin \eta_i \frac{x}{a} \quad (22)$$

zu berechnen.

6.2. Balken-Hauptsystem

6.2.1. Verschiebungen in radialer Richtung

Bei Verformungsermittlung der stabartigen Rippe senkrecht zu ihrer Achse sind die folgenden Einflüsse zu berücksichtigen:

— die ungleichmässige Temperaturverteilung entlang der Rippenhöhe hat das thermische Biegemoment M_T zur Folge, woraus die radiale Verschiebung durch trigonometrische Reihenentwicklung zu

$$w_{T\Delta(f)} = \frac{4l^2}{\pi^3} \frac{M_{T(f)}}{K_f} \sum \frac{1}{i^3} \sin \eta_i \frac{x}{a} \quad (23)$$

ergibt;

— die vertikale Vorspannkraft V wirkt mit der Ausmittigkeit r_Δ zur Rippenachse, was einem Vorspannmoment der Grösse

$$M_{v(f)} = -V r_\Delta \quad (24)$$

entspricht. Die zugehörige Verschiebung kann nach (23) berechnet werden;

— die waagerechte Umwicklung W übt den gleichmässig verteilten Druck

$$s = 2W \sin \frac{\omega}{a} \quad (25)$$

auf die Rippenkante aus, womit die Verschiebung sich durch vierfache Integration

$$w_{w(f)} = \frac{4l^4}{\pi^5} \frac{s}{K_f} \sum \frac{1}{i^5} \sin \eta_i \frac{x}{2} \quad (26)$$

bestimmen lässt.

6.2.2. Verschiebungen in axialer Richtung

Die axialen Verschiebungen können wie unter Punkt 6.1.2 bestimmt werden. Es ist dabei den folgenden Lasten Rechnung zu tragen:

— dem Innendruck, der die Rippe durch den «Deckelzug» in Anspruch nimmt (vgl. Formel 18)

$$N_{p(f)} = \frac{D_f}{2a\pi D_h + kD_f} \frac{\left(a - \frac{h}{2}\right)^2}{2a} p; \quad (27)$$

— der Normalkraft N_T aus gleichmässiger Erwärmung;

— der vertikalen Vorspannkraft V , die mit Rücksicht auf Punkt 6.2.1 als zentrisch angenommen werden kann.

6.2.3. Schnittkräfte

Bei Ermittlung der Verformungen sind die statischen Grössen schon bekannt. Berechnet werden muss noch zusätzlich die jeweilige Schubkraft, die

durch Differenzieren

$$Q_{(f)} = \frac{4}{l} M_{(f)} \sum_i \cos \eta_i \frac{x}{a} \quad (28)$$

ergibt.

Schnittkräfte in Umfangsrichtung treten in der Rippe selbstverständlich nicht auf.

7. Einfluss der Kontaktkräfte

7.1. Kreiszyylinder-Hauptsystem

7.1.1. Auflösung der Grundgleichung

Es sei zunächst der Einfluss einer einzigen Rippe untersucht, was mit dem Kontakt-Kräfte-System (q, t) entlang des Erzeugers $\varphi = 0$ simuliert wird. In diesem Falle verschwindet die Kreissymmetrie, und bei der mathematischen Behandlung ist von der allgemeinen Donnel-Kármán-Jenkinsschen Differentialgleichung

$$\left(a^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right)^4 w_{(h)} + 4 \lambda^4 a^4 \frac{\partial^4 w_{(h)}}{\partial x^4} = 0 \quad (29)$$

auszugehen. Ihre Auflösung wird in der Form

$$w_{(h)} = \sum_i A e^{m \varphi} \sin \eta_i \frac{x}{a} \quad (30)$$

gesucht, die sowohl die Gleichung als auch die Randbedingungen erfüllt. Zunächst sei nur ein einziges Glied der Fourierschen Reihe behandelt.

Für die charakteristische Gleichung kann

$$(m^2 - \eta^2)^4 + 4 \lambda^4 \eta^4 = 0 \quad (31)$$

geschrieben werden, wo die komplexen Wurzeln

$$\begin{aligned} m_1 &= \alpha_1 + \beta_1, & m_5 &= -m_1, \\ m_2 &= \alpha_1 - i \beta_1, & m_6 &= -m_2, \\ m_3 &= \alpha_2 + i \beta_2, & m_7 &= -m_3, \\ m_4 &= \alpha_2 - i \beta_2, & m_8 &= -m_4 \end{aligned}$$

sind.

Die Beiwerte α und β stellen reelle, positive Grössen dar und sind aus den Zusammenhängen

$$\alpha_1 = \sqrt{\frac{\eta \lambda}{2} \left[\sqrt{\left(1 + \frac{\eta}{\lambda}\right)^2 + 1} + \left(1 + \frac{\eta}{\lambda}\right) \right]}, \quad \beta_1 = \frac{1}{\alpha_1} \frac{\eta \lambda}{2}, \quad (32)$$

$$\alpha_2 = \sqrt{\frac{\eta \lambda}{2} \left[\sqrt{\left(1 - \frac{\eta}{\lambda}\right)^2 + 1} - \left(1 - \frac{\eta}{\lambda}\right) \right]}, \quad \beta_2 = \frac{1}{\alpha_2} \frac{\eta \lambda}{2} \quad (33)$$

zu ermitteln. Es folgt aus der Ableitung der *DKJ*-Differentialgleichung, dass für den Dämpfungsbeiwert

$$\lambda = \sqrt{\frac{a^4}{h} \sqrt{3(1-\mu^2)}} = a \lambda^* \quad (34)$$

anzusetzen ist.

Nach Weglassen der Glieder mit Potenzen positiven Vorzeichens, mit mathematischen Umformungen erhält man schliesslich für die radialen Verschiebungen

$$w_{(h)} = [A_1 e^{-\alpha_1 \varphi} \cos \beta_1 \varphi + A_2 e^{-\alpha_1 \varphi} \sin \beta_1 \varphi + A_3 e^{-\alpha_2 \varphi} \cos \beta_2 \varphi + A_4 e^{-\alpha_2 \varphi} \sin \beta_2 \varphi] \sin \eta \frac{x}{a} \quad (35)$$

7.1.2. Verformungsgrössen

Die Bestimmungsgleichung für die axiale Verschiebung lautet

$$\frac{\partial^3 u_{(h)}}{\partial x^3} = -\frac{1}{4\lambda^4 a^3} \left(a^4 \frac{\partial^6 w_{(h)}}{\partial^4 x \partial^2 \varphi} + 2a^2 \frac{\partial^6 w_{(h)}}{\partial^2 x \partial^4 \varphi} + \frac{\partial^6 w_{(h)}}{\partial \varphi^6} \right) \quad (36)$$

und führt zur Formel

$$u_{(h)} = \frac{1}{2\lambda} \left\{ A_1 e^{-\alpha_1 \varphi} \left[\cos \beta_1 \varphi - \left(\frac{\eta}{\lambda} + 1 \right) \sin \beta_1 \varphi \right] + A_2 e^{-\alpha_1 \varphi} \left[\left(\frac{\eta}{\lambda} + 1 \right) \cos \beta_1 \varphi + \sin \beta_1 \varphi \right] - A_3 e^{-\alpha_2 \varphi} \left[\cos \beta_2 \varphi - \left(\frac{\eta}{\lambda} - 1 \right) \sin \beta_2 \varphi \right] - A_4 e^{-\alpha_2 \varphi} \left[\left(\frac{\eta}{\lambda} - 1 \right) \cos \beta_2 \varphi + \sin \beta_2 \varphi \right] \right\} \cos \eta \frac{x}{a} \quad (37)$$

Die Verschiebung in Umfangsrichtung kann mit Hilfe des Zusammenhangs

$$\frac{\partial^4 v_{(h)}}{\partial x^4} = \frac{1}{4\lambda^4 a^4} \left(\frac{\partial^7 w_{(h)}}{\partial \varphi^7} + 4a^2 \frac{\partial^7 w_{(h)}}{\partial x^2 \partial \varphi^5} + 5a^4 \frac{\partial^7 w_{(h)}}{\partial x^4 \partial \varphi^3} + 2a^6 \frac{\partial^7 w_{(h)}}{\partial x^6 \partial \varphi} \right) \quad (38)$$

ermittelt werden und ergibt

$$v_{(h)} = \frac{1}{2\eta\lambda} \left[A_1 e^{-\alpha_1 \varphi} \left\{ \left[\alpha_1 - \beta_1 \left(\frac{\eta}{\lambda} - 1 \right) \right] \cos \beta_1 \varphi + \left[\alpha_1 \left(\frac{\eta}{\lambda} - 1 \right) + \beta_1 \right] \sin \beta_1 \varphi \right\} + A_2 e^{-\alpha_1 \varphi} \left\{ \left[-\alpha_1 \left(\frac{\eta}{\lambda} - 1 \right) - \beta_1 \right] \cos \beta_1 \varphi + \left[\alpha_1 - \beta_1 \left(\frac{\eta}{\lambda} - 1 \right) \right] \sin \beta_1 \varphi \right\} - A_3 e^{-\alpha_2 \varphi} \left\{ \left[\alpha_2 - \beta_2 \left(\frac{\eta}{\lambda} + 1 \right) \right] \cos \beta_2 \varphi + \left[\alpha_2 \left(\frac{\eta}{\lambda} + 1 \right) + \beta_2 \right] \sin \beta_2 \varphi \right\} - A_4 e^{-\alpha_2 \varphi} \left\{ \left[-\alpha_2 \left(\frac{\eta}{\lambda} + 1 \right) - \beta_2 \right] \cos \beta_2 \varphi + \left[\alpha_2 - \beta_2 \left(\frac{\eta}{\lambda} + 1 \right) \right] \sin \beta_2 \varphi \right\} \right] \sin \eta \frac{x}{a} \quad (39)$$

Zur Bestimmung der Integrationskonstanten wird schliesslich auch der Ausdruck für die Verdrehung in Umfangsrichtung benötigt, der nach Differenzieren

$$\begin{aligned} \chi = \frac{\partial w_{(h)}}{\partial \varphi} = & [-A_1 e^{-\alpha_1 \varphi} (\alpha_1 \cos \beta_1 \varphi + \beta_1 \sin \beta_1 \varphi) \\ & + A_2 e^{-\alpha_1 \varphi} (\beta_1 \cos \beta_1 \varphi - \alpha_1 \sin \beta_1 \varphi) \\ & - A_3 e^{-\alpha_2 \varphi} (\alpha_2 \cos \beta_2 \varphi + \beta_2 \sin \beta_2 \varphi) \\ & + A_4 e^{-\alpha_2 \varphi} (\beta_2 \cos \beta_2 \varphi - \alpha_2 \sin \beta_2 \varphi)] \sin \eta \frac{x}{a} \end{aligned} \quad (40)$$

ergibt.

7.1.3. Schnittkräfte

Die allgemeinen Formeln für die Schnittkräfte unter Einwirkung von einem Glied der in trigonometrische Reihe entwickelten Kontaktlast entlang eines Erzeugers lauten für das axiale Moment

$$\begin{aligned} M_{x(h)} = -K_h \frac{\partial^2 w_{(h)}}{\partial x^2} = i^2 \pi^2 \frac{K_h}{l^2} (A_1 e^{-\alpha_1 \varphi} \cos \beta_1 \varphi + A_2 e^{-\alpha_1 \varphi} \sin \beta_1 \varphi \\ + A_3 e^{-\alpha_2 \varphi} \cos \beta_2 \varphi + A_4 e^{-\alpha_2 \varphi} \sin \beta_2 \varphi) \sin \eta \frac{x}{a}, \end{aligned} \quad (41)$$

für das Moment in Ringrichtung

$$\begin{aligned} M_{\varphi(h)} = -\frac{K_h}{a^2} \eta \lambda \left\{ A_1 e^{-\alpha_1 \varphi} \left[\left(\frac{\eta}{\lambda} + 1 \right) \cos \beta_1 \varphi + \sin \beta_1 \varphi \right] \right. \\ + A_2 e^{-\alpha_1 \varphi} \left[-\cos \beta_1 \varphi + \left(\frac{\eta}{\lambda} + 1 \right) \sin \beta_1 \varphi \right] \\ + A_3 e^{-\alpha_2 \varphi} \left[\left(\frac{\eta}{\lambda} - 1 \right) \cos \beta_2 \varphi + \sin \beta_2 \varphi \right] \\ \left. + A_4 e^{-\alpha_2 \varphi} \left[-\cos \beta_2 \varphi + \left(\frac{\eta}{\lambda} - 1 \right) \sin \beta_2 \varphi \right] \right\} \sin \eta \frac{x}{a}, \end{aligned} \quad (42)$$

für die axiale Normalkraft

$$\begin{aligned} N_{x(h)} = \frac{D_h}{2a} \frac{\eta}{\lambda} \left\{ -A_1 e^{-\alpha_1 \varphi} \left[\cos \beta_1 \varphi - \left(\frac{\eta}{\lambda} + 1 \right) \sin \beta_1 \varphi \right] \right. \\ - A_2 e^{-\alpha_1 \varphi} \left[\left(\frac{\eta}{\lambda} + 1 \right) \cos \beta_1 \varphi + \sin \beta_1 \varphi \right] \\ + A_3 e^{-\alpha_2 \varphi} \left[\cos \beta_2 \varphi - \left(\frac{\eta}{\lambda} - 1 \right) \sin \beta_2 \varphi \right] \\ \left. + A_4 e^{-\alpha_2 \varphi} \left[\left(\frac{\eta}{\lambda} - 1 \right) \cos \beta_2 \varphi + \sin \beta_2 \varphi \right] \right\} \sin \eta \frac{x}{a} \end{aligned} \quad (43)$$

sowie für die Normalkraft in Ringrichtung

$$N_{\varphi(h)} = \frac{D_h}{2a} \left(\frac{\eta}{\lambda} \right)^2 [-A_1 e^{-\alpha_1 \varphi} \sin \beta_1 \varphi + A_2 e^{-\alpha_1 \varphi} \cos \beta_1 \varphi + A_3 e^{-\alpha_2 \varphi} \sin \beta_2 \varphi - A_4 e^{-\alpha_2 \varphi} \cos \beta_2 \varphi] \sin \eta \frac{x}{a}. \quad (44)$$

7.1.4. Ermittlung der Integrationskonstanten

Die Integrationskonstanten A_1 , A_2 , A_3 und A_4 gestatten die Erfüllung von vier Randbedingungen entlang des Erzeugers. Am einfachsten sind die folgenden wirklichkeitsnahen Anforderungen zu stellen:

— Die Kontaktlasten und die Schnittkräfte bilden ein Gleichgewichtssystem. Die Aussage kann in radialer Richtung als

$$-q \sin \eta \frac{x}{a} = 2 Q_{\varphi(h)}, \quad (45)$$

in axialer Richtung als

$$-t \sin \eta \frac{x}{a} = 2 N_{x(h)} \quad (46)$$

formuliert werden. Die Verdoppelung der Schnittkräfte wird dadurch bedingt, dass sich die angreifende Kontaktlast an zwei Schalenhälften verteilt.

— Die Kontinuität der Schalenfläche muss in Umfangsrichtung erhalten bleiben, womit

$$v_{(h)} = 0 \quad (47)$$

ist.

— Die Zylinderschale verformt sich symmetrisch zur Angriffslinie der Kontaktlast. Es dürfen damit hier keine Verzerrungen erfolgen

$$\frac{\partial u_{(h)}}{\partial \varphi} + \frac{\partial v_{(h)}}{\partial x} = 0, \quad (48)$$

da aber $v_{(h)} = 0$ ist, verkürzt sich die Randbedingung zu

$$\frac{\partial u_{(h)}}{\partial \varphi} = 0. \quad (49)$$

— Es folgt gleichfalls aus den Symmetrieverhältnissen, dass die Eindrückung der Zylinderschale entlang des untersuchten Erzeugers mit keiner Ringverdrehung verbunden ist

$$\chi = 0. \quad (50)$$

Die aufgeführten Randbedingungen können in einem linearen Gleichungssystem zusammengefasst werden, dessen Auflösung die Integrationskonstanten für den Fall q bzw. t ergibt.

$$\begin{aligned}
1a \quad & A_1 \left[\alpha_1 \left(\frac{\eta}{\lambda} - 1 \right) + \beta_1 \right] + A_2 \left[\alpha_1 - \beta_1 \left(\frac{\eta}{\lambda} - 1 \right) \right] \\
& + A_3 \left[\alpha_2 \left(\frac{\eta}{\lambda} + 1 \right) + \beta_2 \right] + A_4 \left[\alpha_2 - \beta_2 \left(\frac{\eta}{\lambda} + 1 \right) \right] = - \frac{a^3}{2 K_h \eta \lambda}, \\
1b \quad & -A_1 - A_2 \left(\frac{\eta}{\lambda} + 1 \right) + A_3 + A_4 \left(\frac{\eta}{\lambda} - 1 \right) = - \frac{a}{D_h} \frac{\lambda}{\eta}, \\
2 \quad & A_1 \left[\alpha_1 - \beta_1 \left(\frac{\eta}{\lambda} - 1 \right) \right] + A_2 \left[-\alpha_1 \left(\frac{\eta}{\lambda} - 1 \right) - \beta_1 \right] \\
& + A_3 \left[-\alpha_2 + \beta_2 \left(\frac{\eta}{\lambda} + 1 \right) \right] + A_4 \left[\alpha_2 \left(\frac{\eta}{\lambda} + 1 \right) + \beta_2 \right] = 0, \\
3 \quad & -A_1 \left[\alpha_1 + \beta_1 \left(\frac{\eta}{\lambda} + 1 \right) \right] - A_2 \left[\alpha_1 \left(\frac{\eta}{\lambda} + 1 \right) - \beta_1 \right] \\
& + A_3 \left[\alpha_2 + \beta_2 \left(\frac{\eta}{\lambda} - 1 \right) \right] + A_4 \left[\alpha_2 \left(\frac{\eta}{\lambda} - 1 \right) - \beta_2 \right] = 0, \\
4 \quad & -A_1 \alpha_1 + A_2 \beta_1 - A_3 \alpha_2 + A_4 \beta_2 = 0.
\end{aligned}$$

Die Gleichung 1a bezieht sich auf die radiale Kontaktlast q , 1b dagegen auf die axiale Kontaktlastkomponente t .

Die Gleichungen 2, 3 und 4 sind in beiden Fällen identisch.

Es sei nachdrücklich betont, dass die ermittelten Werte Funktionen von η bzw. i sind, und somit für jedes Glied der Fourierreihe neu bestimmt werden müssen.

7.1.5. Berücksichtigung aller Rippen

Übersichtshalber wurde bislang nur die vom Erzeuger $\varphi=0$ ausgehende Störung betrachtet. Die somit gewonnenen Ergebnisse bedürfen aber Korrekturen in zweifachem Sinne.

Erstens darf nicht vergessen bleiben, dass von der Angriffslinie der Kontaktlast zwei Störungen ausgehen: die eine in positiver, die andere in negativer Umfangsrichtung. Die beiden Einflüsse überlagern sich.

Zweitens ist dem Umstand Rechnung zu tragen, dass, aus der Symmetrie der Durchbildung folgend, alle Rippen in gleichem Masse belastet sind und auf die untersuchte Stelle einwirken. Die Summierung kann sinngemäss durch Anwendung des Maxwellschen Satzes erfolgen.

7.2. Balken-Hauptsystem

7.2.1. Ermittlung der Bettungsziffer

Unter Einwirkung einer, nach aussen gerichteten Kontaktlast drückt sich die Rippe gegen die nachgiebige Ringwicklung. Sind die Abstände zwischen den einzelnen Rippen gering, so kann die Verformung nach der Membran-

theorie (Kesselformel) berechnet werden. Bei einer spezifischen Spannstahtfläche F_w beträgt die Formänderung

$$\epsilon_w = \frac{a - \frac{h}{2}}{E_w F_w} p, \quad (51)$$

was einer Schwerpunktverschiebung

$$w_{(f)} = \epsilon_w \left(a + \frac{h}{2} + \frac{f}{3} \right) \quad (52)$$

entspricht. Die Bettungsziffer kann somit definitionsgemäss als

$$c = \frac{E_w F_w}{\left(a - \frac{h}{2} \right) \left(a + \frac{h}{2} + \frac{f}{3} \right)} \quad (53)$$

angegeben werden.

7.2.2. Differentialgleichung des gekrümmten Balkens

Der zum Hauptssystem gewählte Balken biegt sich unter Einwirkung der Betriebslasten (insbesondere infolge der Temperaturgefälle sowie der Ausmittigkeit der axialen Vorspannung) durch. Wird die Untersuchung nun mit Rücksicht auf die Kontaktlasten durchgeführt, so ist dem Umstand Rechnung zu tragen, dass der Träger schon über die Anfangskrümmung ρ verfügt.

Ohne uns hier mit der mathematischen Ableitung auseinanderzusetzen, geben wir die entsprechende Gleichung als

$$\frac{d^4 w_{(f)}}{dx^4} + \frac{2}{\rho^2} \frac{d^2 w_{(f)}}{dx^2} + c^* w_{(f)} = \frac{q}{K_f} \sin \eta \frac{x}{a} \quad (54)$$

an, wo die «erweiterte» Bettungsziffer

$$c^* = \frac{c}{K_f} + \frac{1}{\rho^4} \quad (55)$$

ist. Im folgenden verfährt man ähnlich zum Punkt 6.1.1. und sucht die Auflösung mit dem Ansatz

$$w_f = \sum_i q_i \Omega_i \sin \eta_i \frac{x}{a}. \quad (56)$$

Der Faktor Ω_i wird durch Einsetzen ermittelt und ist

$$\Omega_i = \frac{1}{K_f \left[\left(\frac{\eta_i}{a} \right)^4 - \frac{2}{\rho^2} \left(\frac{\eta_i}{a} \right)^2 + c^* \right]}. \quad (57)$$

Die Sinus-Funktion erfüllt die dem gelenkigen Verbund entsprechenden Randbedingungen.

7.2.3. Schnittgrößen aus der radialen Verschiebung

Wegen der einfachen Schreibweise empfiehlt es sich die Hilfsfunktion

$$\Omega_i^* = K_f \left[\left(\frac{\eta_i}{a} \right)^2 - \frac{1}{\rho^2} \right] \Omega_i \quad (58)$$

einzuführen. Damit können die Schnittkräfte in der folgenden Form geschrieben werden

$$M_{(f)} = -K_f \left(\frac{d^2 w_{(f)}}{dx^2} + \frac{w_{(f)}}{\rho^2} \right) = \sum_i q_i \Omega_i^* \sin \eta_i \frac{x}{a} \quad (59)$$

und

$$Q_f = \frac{\pi}{l} \sum_i i q_i \Omega_i^* \cos \eta_i \frac{x}{a}. \quad (60)$$

7.2.4. Einfluss der axialen Kontaktlast

Unter Einwirkung einer Längskraft kommt die besondere Art der Lagerung nicht zur Geltung. Die Untersuchung kann dem Punkt 6.2.2 gleich durchgeführt werden.

Die axiale Verschiebung $u_{(f)}$ wird durch Integration der in eine Sinus-Reihe entwickelten Kontaktlast berechnet.

8. Ermittlung der wirklichen Kontaktlastgrößen

Die Verschiebungen der zwei Hauptssysteme wurden in der Tabelle II übersichtlich zusammengestellt. Die hier aufgeführten Werte sind durch die einwirkenden Betriebslasten bzw. Kontaktlastkomponenten q und t der Grösse 1 hervorgerufen.

Die tatsächlichen Werte der Kontaktlast können auf Grund der Verträglichkeitsbedingung bestimmt werden. Die Kontinuität des Tragwerkes erfordert nämlich, dass die Verformungen der zwei Bauteile sowohl in axialer als auch in radialer Richtung übereinstimmen. Die Überlegung führt zu einem linearen Bestimmungsgleichungssystem

$$w_{p(h)_i} + w_{T0(h)_i} + w_{T\Delta(h)_i} + q_i \sum \sum w_{q(h)_i} + t_i \sum \sum w_{t(h)_i} = w_{T\Delta(f)_i} + q_i w_{q(f)_i} + w_{v(f)_i} + w_{w(f)_i}, \quad (61)$$

$$u_{p(h)_i} + u_{T0(h)_i} + q_i \sum \sum u_{q(h)_i} + t_i \sum \sum u_{t(h)_i} = u_{p(f)_i} + u_{T0(f)_i} + t_i u_{t(f)_i} + u_{v(f)_i}, \quad (62)$$

was durch Einführung der Hilfwerte

$$R_i = \Phi_f [w_{T\Delta(f)_i} + w_{v(f)_i} + w_{w(f)_i}] - \Phi_h [w_{p(h)_i} + w_{T0(h)_i} + w_{T\Delta(h)_i}], \quad (63)$$

$$R_{q_i} = \sum \sum w_{q(h)_i} - w_{q(f)_i}, \quad (64)$$

$$R_{t_i} = \sum \sum w_{t(h)_i}, \quad (65)$$

Tabelle II. Übersicht der Trägerverformungen

Einfluss		Hauptsystem			
		Zylinderschale		Balken	
		radial	axial	radial	axial
Betriebslasten	Innendruck (p)	$w_p(h)$	$u_p(h)$	0	$u_p(f)$
	gleichmässige Erwärmung (T_0)	$w_{T_0}(h)$	$u_{T_0}(h)$	0	$u_{T_0}(f)$
	ungleichmässige Erwärmung ($T \Delta$)	$w_{T \Delta}(h)$	0	$w_{T \Delta}(f)$	0
Kontaktlasten	radiale Komponente ($q=1$)	$\sum \sum w_q(h)$	$\sum \sum u_q(h)$	$w_q(h)$	0
	axiale Komponente ($t=1$)	$\sum \sum w_t(h)$	$\sum \sum u_t(h)$	0	$u_t(f)$
Vorspankräfte	axiale Vorspannung (V)	0	0	$w_v(f)$	$u_v(f)$
	tangentiale Umwicklung (W)	0	0	$w_w(f)$	0

Alle Angaben beziehen sich auf das Glied i der trigonometrischen Reihenentwicklung.

$$\text{bzw.} \quad X_i = \Phi_f [u_{p(f)_i} + u_{T_0(f)_i} + u_{v(f)_i}] - \Phi_h [u_{p(h)_i} + u_{T_0(h)_i}], \quad (66)$$

$$X_{q_i} = \sum \sum u_{q(h)_i}, \quad (67)$$

$$X_{t_i} = \sum \sum u_{t(h)_i} - u_{t(f)_i}, \quad (68)$$

für die Kontaktlastkomponenten

$$q_i = \frac{R_i X_{t_i} - X_i R_{t_i}}{R_{q_i} X_{t_i} - X_{q_i} R_{t_i}} \quad (69)$$

$$\text{und} \quad t_i = \frac{X_i R_{q_i} - R_i X_{q_i}}{X_{t_i} R_{q_i} - R_{t_i} X_{q_i}} \quad (70)$$

ergibt. Mit dem Faktor Φ_h bzw. Φ_f wird nach der Theorie von Dischinger der Endwert von Schwinden und Kriechen bezeichnet. Ihr Einfluss ist in die Berechnung unbedingt einzubeziehen, da wegen der unterschiedlichen Temperaturzustände der Bauteile auch daraus Zwangskräfte entstehen.

In Kenntnis von q und t können die wirklichen Schnittkräfte auf Grund des Superpositionsprinzips berechnet werden. Da alle statischen und Verformungsgrössen in trigonometrischen Reihen angegeben sind, muss der Rechengang selbstverständlich für jede Periode, d. h. für jedes Glied wiederholt werden. Dieser Umstand hat eine beachtliche Vergrösserung des Rechenaufwandes zur Folge, obwohl dank der guten Konvergenz der Beitrag schon des vierten Gliedes ($i=7$) erfahrungsgemäss unwesentlich ist.

9. Ermittlung der wirksamen Vorspannkraft

Abschliessend müssen wir uns nochmals mit den Werten der Vorspannkraft V und W befassen, die bislang als Ausgangsdaten galten. Diese Annahme trifft nur in der ersten Näherung zu. In der Wirklichkeit erleiden nämlich die eingetragenen Vorspannkraft ein Spannungsnachlass infolge der Wärmeausdehnung der Litzen. Die daraus entstehende Abnahme kann mit Rücksicht auf die örtlichen Temperaturänderungen eindeutig berechnet werden.

Viel schwieriger ist dem Umstand Rechnung zu tragen, dass sich der Behälter unter Betriebsumständen vergrössert. Die Erscheinung ruft ein zusätzliches Nachspannen der Stähle hervor, was, wie in einer Arbeit [4] eingehend behandelt worden ist, eine grundsätzliche Umlagerung der Kräfte zur Folge hat. Um den sekundären Vorgang rechnerisch zu erfassen, sind daher die Vorspannkraft nach den Formeln

$$V = - \left[V^* + E_v F_v \Phi_f \left(2 \frac{u_{(f)x=0}}{l} - \alpha T_v \right) \right], \quad (71)$$

bzw.

$$W = - \left[W^* + E_w F_w \Phi_f \left(\frac{w_{(f)x=l/2}}{\alpha + \frac{k}{2} + f} - \alpha T_w \right) \right] \quad (72)$$

zu ermitteln. Die Grössen w und u sind am Anfang des Rechenganges unbekannt. Das Endergebnis kann somit nur durch sukzessive Approximation erzielt werden.

Danksagung

Die Untersuchungen wurden am Lehrstuhl für Stahlbetonkonstruktionen der TU Budapest durchgeführt. Der Verfasser ist für die vielfachen Anregungen und ständige Unterstützung den Herren Prof. Dr.-Ing. E. Böleskei sowie Dr.-Ing. habil. J. Szalai zum aufrichtigen Dank verpflichtet.

Schrifttum

1. SEBÖK, F.: Beitrag zur Abschirmwirkung gerissener Betonschilde. Kerntechnik, 1970. 11.
2. SEBÖK, F.: Beitrag zur Berechnung kreiszylindrischer Behälter unter Einwirkung von Gamma- und Neutronenstrahlung. Bautechnik, 1965. 5.
3. BREMER, F.: Multi-layer pressure vessel. Krupp, Technische Mitteilungen, 1967. 12.
4. SEBÖK, F., TASSI, G.: Auswirkungen der Vorspannung auf die Rissbeschränkung bei thermisch beanspruchten dickwandigen Gefässen. 6. FIP Kongress, Prag 1970.

Zusammenfassung

Die für den zylinderförmigen, mit axialen Rippen ausgesteiften Spannbeton-Druckbehälter hier besprochene Berechnungsmethode fusst auf dem Kraftgrössenverfahren. Als Hauptssysteme wurden die niedrige Kreiszyinderschale sowie der auf der Ringwicklung elastisch aufliegende Balken gewählt. Alle statischen und Verformungsgrössen wurden in trigonometrische Reihen entwickelt. Die Methode gestattet, die sekundären Einflüsse in die Berechnung auch einzubeziehen.

Summary

The discussed method for the calculation of the cylindrical pre-stressed concrete vessels with axial joists is basing on the force-method. The cylindrical shell as well as the beam founded elastically on the nerve ring, have been chosen as basic systems. All the static values and the deformations have been developed in trigonometrical series. This method allows to include the secondary influences into the calculation.

Résumé

La méthode de calcul exposée ici pour le réservoir en béton précontraint cylindrique renforcé par des nervures axiales base sur la méthode des forces. On a choisi comme système fondamental le manteau cylindrique ainsi que les nervures encastrées élastiquement dans la ceinture de base. Les grandeurs statiques et les déformations ont été développées en des séries trigonométriques. Cette méthode permet de considérer les influences secondaires dans le calcul.

Leere Seite
Blank page
Page vide