Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 127/128 (1946)
Heft: 2

Artikel: Eisenbeton-Strassenbrücke über den Mänam Pasak bei Ayuthia, Siam
Autor: Kruck, Gustav E.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-83869

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: 22.07.2025

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

Band 128 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. 2

Eisenbeton-Strassenbrücke über den Mänam Pasak bei Ayuthia, Siam

Von GUSTAV E. KRUCK, Dr. sc. techn., Dipl. Bauing. E. T. H., first class expert in H. Siamese M. Waysdepartment, Bangkok, Siam

(Fortsetzung von Seite 9)

Nach dem Hochpressen der Fahrbahn müssen die *Diagonalen eingestellt* werden. Unter ihrem Eigengewicht hängen die Rundeisen durch. Bei Vernachlässigung der geringen Einspannung im Beton der Fahrbahn und des Bogens erhalten wir gemäss Bild 43

$$(1) \quad Z = \frac{g \cos \alpha \, l^2}{8} \frac{1}{\delta}, \quad g = 18{,}7 \text{ kg/m}$$

In der Wahl der Vorspannung ΔZ sind wir frei; ich wählte eine Vorspannung, die ungefähr $^1/_{10}$ des Zuges aus Eigenlast ist. Die Berechnung erfolgt im gleichen System wie für die Eigenlast des Bogens (Bild 42), da für das Anspannen der Diagonalen der Versteifungsträger praktisch unbeweglich ist. Es ist interessant, sich Rechenschaft zu geben über den Einfluss eines Fehlers beim Einstellen des Durchhangs der Diagonalen. Durch Differenziierung der Formel (1) erhalten wir

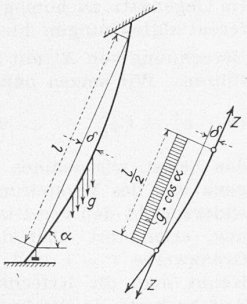


Bild 43

$$(2) \quad \text{Fehler } |dZ| = Z \frac{d\delta}{\delta} \qquad d\delta = \text{Einstellfehler}$$

Der Durchhang wird am einfachsten mit Hilfe einer belasteten Schnur gemessen; in der Mitte der Messtrecke wird ein Holz an der Diagonale befestigt, dessen Dicke dem gewünschten Durchhang entspricht, mit einer Kerbe unter der Schnur, so dass die Schnur immer frei hängt, auch wenn die Diagonale zu stark angespannt wird. Durch Beobachtung von der entsprechenden Diagonale der andern Brückenseite aus lässt sich die Einstellung rasch und genau vornehmen. Da der Stabbogen sehr elastisch ist, verformt er sich beim Anspannen einer Diagonale; das Anspannen erfolgt daher am besten in Stufen, zuerst etwa 2 bis 3 cm zu locker, dann 0,5 bis 1 cm zu locker und schliesslich genau. Das Verfahren ist einfach und genau genug.

Den Einfluss des *Gewichtes der Fahrbahn*, verringert um rd. $^1/_{10}$ durch die Kräfte ΔZ der vorgespannten Diagonalen, berechnen wir im definitiven System (Bild 35); die Momente sind in der Nähe der Auflager am grössten. Hinzu kommt der Einfluss des Streckens der Diagonalen, die unter der Last annähernd gerade werden. Die Verlängerung der Diagonalen, die dadurch entsteht, können wir genähert $\Delta l = \frac{8}{3} \frac{\delta^2}{l}$ setzen, wobei δ der eingestellte Durchhang war. Falls die Diagonalen nicht zu locker vorgespannt waren, sind die Momente klein und dieser Einfluss kann vernachlässigt werden.

Die Berechnung des *Einflusses des Schwindens und Kriechens* fusst auf der grundlegenden Arbeit von Prof. Dischinger: Untersuchungen über die Knicksicherheit, die elastische Verformung und das Kriechen des Betons bei Bogenbrücken, veröffentlicht 1937 im «Bauingenieur». (Dazu sei bemerkt, dass ich in gewissen Punkten mit Prof. Dischinger nicht völlig übereinstimme.) Ich übernehme direkt die Bezeichnungen und Formeln des Abschnittes III: der Einfluss des Kriechens und des Schwindens des Betons.

Die Berechnung der Beanspruchungen aus Kriechen und Schwinden des Betons wird im Brückensystem von Ayuthia dadurch erschwert, dass das System aus verschieden wirkenden Elementen zusammengesetzt ist. Die Diagonalen und das Zugband verändern sich nicht mit der Zeit; der mässig bewehrte Beton des Stabbogens kriecht erheblich mehr als der stark armierte Versteifungsträger, der bei der Belastung ein wesentlich höheres Alter besitzt. Da die Zugspannungen im Versteifungsträger infolge der Momente während des Ausrüstvorganges unter der Rissfestigkeit bleiben, so nehmen wir näherungsweise auch für den Versteifungsträger die üblichen Kriechgesetze an. Wird bei grossen Spannweiten die Vorspannung derart erhöht, dass im Versteifungsträger nur Druckspannungen auftreten, so treffen die Voraussetzungen genau zu. Das Kriechen des Versteifungsträgers unter dieser Vorspannung muss berücksichtigt werden. In Ayuthia und Nakhon Sawan wurde die Vorspannung so gewählt, dass das Zugband bei Vollast den Bogenschub allein trägt. Bei Eigenlast besitzt somit der Beton des Trägers noch eine kleine Druckspannung, die durch das Kriechen etwas vermindert wird.

Wir berücksichtigen das Kriechen des Betons, indem wir statt des federnden Elastizitätsmoduls E_0 einen ideellen von der Zeit t abhängigen Modul E_t einführen (Formel 47, Dischinger).

$$E_t = \frac{E_0}{1 + \varphi_t}, \quad \text{Kriechfunktion } \varphi_t = \frac{f_t}{\varepsilon} = \frac{\text{plastische Deformation}}{\text{elastische Deformation}}$$

Belastung des Betons im Zeitpunkt $t = 0$, $\varphi_t = 0$
Abschluss des Kriechens im Zeitpunkt $t = t_n$, $\varphi_t = m$
Für eine Last, die im Zeitpunkt t_1 aufgebracht wurde, gilt $E_t = \frac{E_0}{1 + \varphi_t - \varphi_{t1}}$. Die Kennziffer m gibt an, wie viel mal grösser die plastische Verformung als die elastische ist nach Abschluss des Kriechens. Bei bewehrtem Beton müssen wir die Funktionen φ_{ti}^D bei Druck- und φ_{ti}^B bei Biegungsbeanspruchungen einführen (Formeln 74, 81, Dischinger). Für niedrige Bewehrungsziffern sind die Werte wenig verschieden; da zudem die Momente im Stabbogen klein bleiben, führen wir für ihn den entsprechenden Druckwert ein und bezeichnen ihn mit φ_t^S. Da bei der verwendeten Vorspannung der Horizontalschub des Bogens für Eigenlast praktisch vom Zugband allein getragen wird, der Versteifungsträger praktisch also nur durch Momente beansprucht wird, führen wir für diesen den entsprechenden Biegungswert ein und bezeichnen ihn mit φ_t^V.

Der Einfachheit halber wird hier die Berechnung am angenäherten System (Bild 35b) dargestellt werden; die Berücksichtigung des genauen Systems führt einzig zu einem erhöhten Aufwand an Rechenarbeit.

Wir bezeichnen mit h, i, k drei aufeinander folgende Knoten des Versteifungsträgers; allgemein lautet dann die Bestimmungsgleichung für die Unbekannte X_i im elastischen System (Bild 44):

$$(3) \quad \delta_i = X_h \delta_{i,h} + X_i \delta_{i,i} + X_k \delta_{i,k} + \delta_{i,0} = 0$$

Dabei ist $\delta_{i,k} = \int \frac{M_i M_k}{E_0 J} ds + \int \frac{N_i N_k}{E_0 F} ds$. ($M_i, N_i$ = Momente und Normalkräfte im Grundsystem infolge $X_i = 1$). Im genäherten System umfasst das erste Integral nur den Versteifungs-Träger; das zweite Integral umfasst den Stabbogen, die Diagonalen und den Versteifungsträger (dieses letzte Glied ist sehr klein). Wir schreiben:

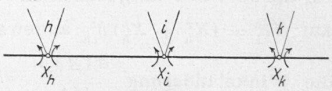


Bild 44

$$(4) \quad \delta_{i,k} = \delta_{i,k}^S + \delta_{i,k}^V + \delta_{i,k}^E$$

wobei die obern Indices S = Stabbogen, V = Versteifungsträger und E = Eisen (Diagonalen) bedeuten. Ebenso zerlegen wir für Eigenlast:

$$(4a) \quad \delta_{i,0} = \delta_{i,e} = \delta_{i,e}^S + \delta_{i,e}^V + \delta_{i,e}^E$$

(Da der Horizontalschub aus Eigenlast praktisch vom eisernen Zugband aufgenommen wird, muss der Anteil des Versteifungs-Trägers zu $\delta_{i,e}^E$ geschlagen werden.) Für die Verkürzung des Bogens infolge des Schwindens (Differenz des Schwindens zwischen Bogen und Fahrbahn) wird:

$$(4b) \quad \delta_{i,0} = \delta_{i,s} = \int_{\text{Bogen}} N_i \omega T_s \, ds$$

wobei T_s den dem Schwinden entsprechenden Temperaturabfall bedeutet.

Wir berücksichtigen die plastische Deformation des Kriechens, indem wir E_0 durch E_t ersetzen. Für Lasten im Zeitpunkt $t = 0$ bzw. $t = t_1$ aufgebracht, gilt:

für den Stabbogen

$$\frac{1}{E_t} = \frac{1}{E_0}(1 + \varphi_t^S) \text{ bzw. } \frac{1}{E_t} = \frac{1}{E_0}(1 + \varphi_t^S - \varphi_{t_1}^S)$$

für den Versteifungsträger

$$\frac{1}{E_t} = \frac{1}{E_0}(1 + \varphi_t^V) \text{ bzw. } \frac{1}{E_t} = \frac{1}{E_0}(1 + \varphi_t^V - \varphi_{t_1}^V)$$

für Diagonalen und Zugband

$$\frac{1}{E_t} = \frac{1}{E_0}$$

Im Zeitpunkt t haben wir somit die Koeffizienten:

(5) $\delta^t_{i,k} = \delta^S_{i,k}(1+\varphi^S_t) + \delta^V_{i,k}(1+\varphi^V_t) + \delta^E_{i,k}$

(Verdrehung δ_i infolge $X_k = 1$ im Zeitpunkte $t = 0$ aufgebracht) und

(5a) $\delta^t_{i,k1} = \delta^S_{i,k}(1+\varphi^S_t - \varphi^S_{t1}) + \delta^V_{i,k}(1+\varphi^V_t - \varphi^V_{t1}) + \delta^E_{i,k}$

(Verdrehung δ_i infolge $X_k = 1$ im Zeitpunkte $t = t_1$ aufgebracht).

φ^S_t und φ^V_t sind Funktionen der Zeit, die andern Grössen sind Konstante.

Durch Differentiation erhalten wir die Veränderungen pro Zeiteinheit dt für beide Fälle:

(6) $$\frac{d(\delta^t_{i,k})}{dt} = \delta^S_{i,k}\frac{d(\varphi^S_t)}{dt} + \delta^V_{i,k}\frac{d(\varphi^V_t)}{dt}$$

Ebenso für Eigenlast ($t = 0$ aufgebracht)

(5b) $\delta^t_{i,e} = \delta^S_{i,e}(1+\varphi^S_t) + \delta^V_{i,e}(1+\varphi^V_t) + \delta^E_{i,e}$

(6b) $$\frac{d(\delta^t_{i,e})}{dt} = \delta^S_{i,e}\frac{d(\varphi^S_t)}{dt} + \delta^V_{i,e}\frac{d(\varphi^V_t)}{dt}$$

Nehmen wir an, dass das Schwinden den gleichen Verlauf wie das Kriechen des Bogens habe, so wird:

(5c) $\delta^t_{is} = \delta_{is}\dfrac{\varphi^S_t}{m^S}$ (6c) $\dfrac{d(\delta^t_{is})}{dt} = \dfrac{\delta_{is}}{m^S}\dfrac{d(\varphi^S_t)}{dt}$

Während des Kriechens und Schwindens wirken in jedem Knoten des Versteifungsträgers die überzähligen Momente X, die sich zusammensetzen aus den konstanten, seit $t = 0$ wirkenden $X^e = X$ infolge Eigenlast, den konstanten, seit $t = 0$ wirkenden $X^p = X$ infolge des Auspressens und einem mit der Zeit veränderlichen Anteil X^t infolge des Schwindens und Kriechens (Bild 45).

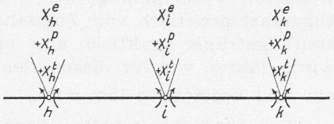


Bild 45

(7) $X_i = X^e_i + X^p_i + X^t_i$ (7a) $\dfrac{d(X_i)}{dt} = \dfrac{d(X_i)}{dt}$

War im Zeitpunkt $t = 0$ die Verdrehung δ_i infolge X_h gemäss (3) $\Delta\delta_i = X_h\delta_{ih}$, so ist die Verdrehung im Zeitpunkt t für die bei $t = 0$ aufgebrachten Momente X^e_h und X^p_h gemäss (5) auf $\Delta\delta^t_i = (X^e_h + X^p_h)\delta^t_{ih}$ angewachsen. Pro Zeiteinheit beträgt die Winkeländerung $\dfrac{d(\Delta\delta^t_i)}{dt} = (X^e_h + X^h_h)\dfrac{d(\delta^t_{ih})}{dt}$ gemäss (6).

X^t_h setzt sich zusammen aus $\int_{t=0}^{t} dX^t_h$. Für dX^t, das im Zeitpunkt t_1 entstand, gilt (5a), somit berechnet sich die Verdrehung δ_i im Zeitpunkt t infolge X^t_h mit der Formel $\Delta\delta^t_i = \int_{t_1=0}^{t_1=t}\dfrac{d(X^t_h)}{dt}\delta^t_{ih}\,dt_1$.

Pro Zeiteinheit ergibt sich eine Verdrehung

$$\frac{d(\Delta\delta^E_i)}{dt} = X^t_h\frac{d(\delta^t_{ih})}{dt} + \frac{d(X^t_h)}{dt}\delta_{ih};$$ hierin ist $X^t_h\,d(\delta^t_{ih})$ die Verdrehung, die das zur Zeit t vorhandene X^t_h hervorruft infolge der Veränderung von δ^t_{ih}; da gemäss (6) der Zeitpunkt der Belastung keine Rolle spielt, ist dieses Glied gleich wie für X^e_h und X^p_h. $d(X^t_h)\,\delta_{ih}$ ist die Verdrehung, die das zur Zeit t neu entstandene dX^t_h hervorruft; diese neue Belastung wirkt auf das System mit dem Elastizitätsmodul E_0 ein; für $t = t_1$ wird gemäss (5a) $\delta^t_{ih_1} = \delta_{ih}$. Analog ergeben sich die durch X_i und X_k bewirkten Verdrehungen. Die Veränderung von $\delta_{i,0}$ mit der Zeit ist in den Formeln (6b) und (6c) angegeben.

Die Elastizitätsgleichung (3) sagt aus, dass im Zeitpunkt $t = 0$ der Querschnitt in i nicht klaffen darf. Die Funktion X^t_i bestimmt sich aus der Forderung, dass während des ganzen Schwind- und Kriechvorganges sich der Querschnitt in i nicht öffnen darf: $\delta^t_i = 0$. Es ist einfacher, direkt $\dfrac{d(\delta^t_i)}{dt} = 0$ anzuschreiben. Gemäss den obigen Ausführungen erhalten wir:

(8) $$(X^e_h + X^p_h + X^t_h)\left(\delta^S_{ih}\frac{d(\varphi^S_t)}{dt} + \delta^V_{ih}\frac{d(\varphi^V_t)}{dt}\right) + \frac{d(X^t_h)}{dt}\delta_{ih}$$
$$+ (X^e_i + X^p_i + X^t_i)\left(\delta^S_{ii}\frac{d(\varphi^S_t)}{dt} + \delta^V_{ii}\frac{d(\varphi^V_t)}{dt}\right) + \frac{d(X^t_i)}{dt}\delta_{ii}$$
$$+ (X^e_k + X^p_k + X^t_k)\left(\delta^S_{ik}\frac{d(\varphi^S_t)}{dt} + \delta^V_{ik}\frac{d(\varphi^V_t)}{dt}\right) + \frac{d(X^t_k)}{dt}\delta_{ik}$$
$$+ \delta^S_{ie}\frac{d(\varphi^S_t)}{dt} + \delta^V_{ie}\frac{d(\varphi^V_t)}{dt} + \frac{\delta_{is}}{m^S}\frac{d(\varphi^S_t)}{dt} = 0$$

Diese Gleichung entspricht Gleichung (62a) von Dischinger. Im Gegensatz zu homogenen Systemen lassen sich aber die Differentialgleichungen hier nicht mehr trennen; wir müssen die Berechnung von X^t mit Hilfe von Differentialgleichungen durchführen. Wir setzen näherungsweise:

(9) $\varphi^V_t = r\,\varphi^S_t$ $\quad 0 \le r \le 1$ $\quad r_{\text{mittel}} = \dfrac{m^V}{m^S}$

das heisst, wir nehmen an, dass die Kriechkurven des Stabbogens und des Versteifungsträgers einander ähnlich seien. Dies widerspricht den von Dischinger erwähnten Versuchen von Whitney, erleichtert aber die Rechenarbeit ausserordentlich. (Die Grenzwerte $r = 1$ und $r = 0$ führen zu genauen Lösungen.) Kennt man die Kriechkurven genau, so kann man für jeden Zeitabschnitt Δt des Kriechvorganges das zugehörige r bestimmen. Die Genauigkeit lässt sich damit beliebig erhöhen, nur müssen die Bestimmungsgleichungen für jedes r frisch aufgelöst werden. Die Funktion $r = \dfrac{\varphi^V_t}{\varphi^S_t}$ wird dabei durch eine Treppe ersetzt. Der Einfachheit halber nehmen wir hier $r =$ konstant $= \dfrac{m^V}{m^S}$ für den ganzen Kriechvorgang an.

Der Kürze halber setzen wir:

$\varphi^S_t = \varphi_t$, $m^S = m$ und $X^e_k + X^p_k + X^t_k = X^{e+p+t}_k$ und erhalten

(10) $$\frac{d(X^t_h)}{dt}\delta_{ih} + \frac{d(X^t_i)}{dt}\delta_{ii} + \frac{d(X^t_k)}{dt}\delta_{ik}$$
$$+ X^{e+p+t}_h(\delta^S_{ih} + r\,\delta^V_{ih})\frac{d(\varphi_t)}{dt}$$
$$+ X^{e+p+t}_i(\delta^S_{ii} + r\,\delta^V_{ii})\frac{d(\varphi_t)}{dt}$$
$$+ X^{e+p+t}_k(\delta^S_{ik} + r\,\delta^V_{ik})\frac{d(\varphi_t)}{dt}$$
$$+ (\delta^S_{ie} + r\,\delta^V_{ie})\frac{d(\varphi_t)}{dt} + \frac{\delta_{iS}}{m}\frac{d(\varphi_t)}{dt} = 0$$

Beim Uebergang von der Differentialgleichung zur Differenzengleichung wird

$dt \longrightarrow \Delta t$, $\quad d(\varphi_t) \longrightarrow \Delta\varphi_t$, $\quad dX^t \longrightarrow \Delta X^t$

Wir unterteilen den ganzen Kriechvorgang in q Intervalle derart, dass $\Delta\varphi_t = m/q =$ konstant (Bild 46). Ersetzen wir näherungsweise die Kurve von X^t durch das Polygon, so wirkt im Zeitabschnitt l bis $l+1$ ein durchschnittliches

$$X^t \backsim X^t_l + \frac{\Delta X^t_l}{2}$$

auf das System ein. Die Berücksichtigung von $\dfrac{\Delta X^t_l}{2}$ erlaubt in der Differenzengleichung q relativ klein zu wählen. Wir ersetzen in (10) die Differentiale durch Differenzen, ersetzen X^t durch $X^t + \dfrac{\Delta X_t}{2}$ und multiplizieren mit Δt:

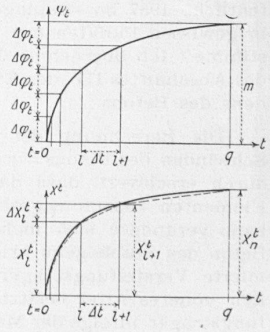


Bild 46

(11) $$\Delta X^t_h\,\delta_{ih}\left(\frac{q}{m} + \frac{\delta^S_{ih} + r\,\delta^V_{ih}}{2\,\delta_{ih}}\right)$$
$$+ \Delta X_{ti}\,\delta_{ii}\left(\frac{q}{m} + \frac{\delta^S_{ii} + r\,\delta^V_{ii}}{2\,\delta_{ii}}\right)$$
$$+ \Delta X^t_k\,\delta_{ik}\left(\frac{q}{m} + \frac{\delta^S_{ik} + r\,\delta^V_{ik}}{2\,\delta_{ik}}\right) = -(\delta^S_{ie} + r\,\delta^V_{ie}) - \frac{\delta_{is}}{m}$$
$$- X^{e+p+t}_h(\delta^S_{ih} + r\,\delta^V_{ih}) - X^{e+p+t}_i(\delta^S_{ii} + r\,\delta^V_{ii})$$
$$- X^{e+p+t}_k(\delta^S_{ik} + r\,\delta^V_{ik})$$

Unter X^t wird dabei das Moment X^t zu Beginn des betrachteten Zeitintervalles verstanden.

Wegen der Symmetrie des Systems und der Belastung erhalten wir vier dreigliedrige Bestimmungsgleichungen für die ΔX^t, die nach der Wahl von m, r und q leicht aufgelöst werden können. Würde r nicht als konstant angenommen, so müssten die Gleichungen für jede Stufe frisch aufgelöst werden. Für die Brücke in Nakhon Sawan wurden folgende Werte gewählt:

$E_0 = 400\,000$ kg/cm²

Schwindmass zwischen Bogen und Träger $t_s = 10^0$

Kriechmass des Stabbogens $t_k = 15^0 \pm 5^0$

(Für die erste Hauptöffnung in Nakhon Sawan entsprach die Durchbiegung nach einem Jahr $\Delta t_s + \Delta t_k \backsim 18^0$.)

Druck im Stabbogen aus Eigenlast $= 60$ kg/cm²

Elastische Deformation $\varepsilon = \frac{60}{400\,000} = 0{,}00015$

Plastische Deformation $f_{tn} = (15 \pm 5) \cdot 0{,}00001 = 0{,}00015 \pm 0{,}00005$

Somit wird das Kriechmass $m = \frac{f_{tn}}{\varepsilon} = 1{,}00 \pm 0{,}33$

Bei der Bestimmung des Reduktionsfaktors r wurde der Einfluss der Bewehrung des Bogens und des Versteifungsträgers gemäss den Formeln Dischinger (74) und (81) berücksichtigt. Dies ergab $r' = 0{,}86$. Gemäss den Whitney-Idealkurven (siehe Abb. 37 Dischinger) verläuft die Kriechkurve einer Dauerbelastung, die zur Zeit t_1 aufgebracht wurde, parallel zu der einer im Zeitpunkt $t = 0$ aufgebrachten Last. Hat der Versteifungsträger bei der Belastung ein um t_1 grösseres Alter als der Bogen, so wird demnach $m^V = m^S - \varphi^S_{t_1}$ zu erwarten sein, also $r'' = \frac{m^S - \varphi^S_{t_1}}{m^S}$. Gemäss der Kriechkurve von Ayuthia ergab sich schätzungsweise für $t_1 = 3$ bis 4 Monate $r'' \backsim 0{,}38$; somit $r = r' r'' = 0{,}33$. Als mögliche Grenzwerte wurden $0{,}25 \leq r \leq 0{,}45$ angenommen. Ein Unterschied in der Qualität des Betons des Bogens und Trägers muss auch berücksichtigt werden.

Bei Wahl von $q = 5$ erhalten wir für $m = 1$ und $r = 0{,}33$ die Werte der Tabelle 4. Bei der Bestimmung von ΔX^t_i bleiben die Rubriken für Eigenlast und Schwinden konstant; in den andern Rubriken müssen die zu Beginn des betrachteten Zeitintervalles im System vorhandenen Momente X^{e+p+t}_i eingesetzt werden. Tabelle 5 gibt die Berechnung für das Schwinden im unausgepressten System.

In homogenen Systemen haben wir für das Schwinden eine Reduktion der Momente gemäss Formel Dischinger (66a)

$$X^s_{tn} = X_s \frac{1 - e^{-m}}{m}$$

Setzen wir $m^V = m^S \cdot r = 0{,}33$, so erhalten wir $X'_{sn} = X_s\, 0{,}85$. Im Durchschnitt trifft dies auch hier zu, doch werden die innern Knoten durch das Kriechen mehr, die Randknoten weniger entlastet. Das selbe trifft auch für die Eigengewichtsbelastung zu (Tabelle 6).

Bringen wir im Zeitpunkt $t = 0$ (Ausrüsten) zwei symmetrische Momente $X^p_3 = X^p_{15} = 1{,}00$ mt in das System, so entstehen durch das Kriechen zusätzliche X^t_i; Tabelle 7 gibt die Werte an.

Diese Momente X^p_i wollen wir derart wählen, dass nach dem Abschluss des Kriechens (oder zu einem andern Zeitpunkt) die gesamten Momente aus Eigenlast, Schwinden und Kriechen einen bestimmten Wert X_{in} haben. Um die «Balkenmomente» aus Eigenlast zwischen den Knoten zu reduzieren, können wir X_{in} so annehmen, dass die Momente gleich denen eines durchgehenden Balkens auf festen Stützen werden. Wir erhalten so vier Gleichungen von der Form:

$$X_{3n} = \overline{X}^{e+tn}_3 + X^{tn}_{s3} + 0{,}8834\, X^p_3 - 0{,}0594\, X^p_5 - 0{,}0246\, X^p_7 - 0{,}0082\, X^p_9$$

Unter $\overline{X}^{e+tn}_3$ ist dabei der durch das Kriechen modifizierte Wert $\overline{X}^e_3$ der Summe der Lastfälle a, c und d von Bild 41 einzusetzen. Die Berechnung der Kriechmomente erfolgt gleich wie für Eigenlast, nur muss für $t = 0$ $\overline{X}^e_i$ in den Rubriken

Tabelle 4. Werte in mt

	Eigenlast	Schwinden $\Delta t = 10^0$	X^{e+p+t}_3	X^{e+p+t}_5	X^{e+p+t}_7	X^{e+p+t}_9
$\Delta X^t_3 =$	+ 5,23	+ 3,766	— 0,02500	— 0,01347	— 0,00612	— 0,00216
$\Delta X^t_5 =$	+ 3,78	+ 2,998	— 0,01487	— 0,02697	— 0,01743	— 0,00614
$\Delta X^t_7 =$	+ 2,72	+ 2,414	— 0,00687	— 0,01745	— 0,03222	— 0,01518
$\Delta X^t_9 =$	+ 2,38	+ 2,231	— 0,00493	— 0,01253	— 0,03027	— 0,02547

Tabelle 5.

Stufe	$m = 1$, $r = 0{,}33$	X^t_3, Δx^t_3	X^t_5, Δx^t_5	X^t_7, Δx^t_7	X^t_9, Δx^t_9
1	$t = 0$ $X^t =$	0	0	0	0
	$\Delta X^t =$	+ 3,766	+ 2,998	+ 2,414	+ 2,231
	$t = 1$, $\varphi_t = \frac{m}{5}$, $X^t =$	+ 3,766	+ 2,998	+ 2,414	+ 2,231
2	$\Delta X^t =$	+ 3,612	+ 2,805	+ 2,224	+ 2,045
	$t = 2$, $\varphi_t = \frac{2m}{5}$, $X^t =$	+ 7,378	+ 5,803	+ 4,638	+ 4,276
3	$\Delta X^t =$	+ 3,466	+ 2,625	+ 2,048	+ 1,873
	$t = 3$, $\varphi_t = \frac{3m}{5}$, $X^t =$	+ 10,844	+ 8,428	+ 6,686	+ 6,149
4	$\Delta X^t =$	+ 3,327	+ 2,455	+ 1,883	+ 1,713
	$t = 4$, $\varphi_t = \frac{4m}{5}$, $X^t =$	+ 14,171	+ 10,833	+ 8,569	+ 7,862
5	$\Delta X^t =$	+ 3,196	+ 2,296	+ 1,732	+ 1,565
	$t = 5$, $\varphi_t = m$, $X^{tn}_s =$	+ 17,37	+ 13,18	+ 10,30	+ 9,43 mt
Stabbogen	$t = -10^0$ $X_s =$	+ 19,19	+ 15,40	+ 12,53	+ 11,61 mt
Reduktion durch das Kriechen auf:		90 %	86 %	82 %	81 %

Tabelle 6.

Stufe	$m = 1$, $r = 0{,}33$	X^{e+t}_3, ΔX^t_3	X^{e+t}_5, ΔX^t_5	X^{e+t}_7, ΔX^t_7	X^{e+t}_9, ΔX^t_9
1	$t = 0$, $X^e =$	+ 57,27	+ 27,46	+ 5,43	— 0,66 mt
5	$t = t_n$, $X^{e+tn} =$	+ 73,07	+ 36,63	+ 12,56	+ 6,14 mt

Tabelle 7.

Stufe	$m = 1$ $r = 0{,}33$	X^{p+t}_3 ΔX^t_3	X^{p+t}_5 ΔX^t_5	X^{p+t}_7 ΔX^t_7	X^{p+t}_9 ΔX^t_9
1	$t = 0$ $X^p =$	+ 1,000	0	0	0 mt
5	$t = t_n$ $X^{p+tn} =$	+ 0,8834	— 0,0656	— 0,0276	— 0,0187 mt
aus $X^p_5 = X^p_{13} = 1{,}00$ mt	entsteht $X^{p+tn} =$	— 0,0594	+ 0,8775	— 0,0750	— 0,0511 mt
aus $X^p_7 = X^p_{11} = 1{,}00$ mt	entsteht $X^{p+tn} =$	— 0,0246	— 0,0750	+ 0,8562	— 0,1327 mt
aus $X^p_9 = 1{,}00$ mt	entsteht $X^{p+tn} =$	— 0,0082	— 0,0250	— 0,0665	+ 0,8839 mt

X^{e+p+t} eingesetzt werden. Die Werte sind wenig verschieden von denen für Eigenlast im unausgepressten System (Tabelle 6). X_{3s}^{tn} ist das Moment infolge des Schwindens zur Zeit t_n (Tab. 5). Die Auflösung liefert die vier gesuchten X_i^p.

Beim Auspressen müssen wir in den Knoten des Versteifungsträgers die Momente X_i^p erzeugen. Durch Hochheben der Fahrbahn mit Pressen unter den Knoten des Versteifungsträgers können wir in diesem beliebige Momente erzeugen. In Bild 47 a ist das Grundsystem und die Belastung angegeben; für die vorliegende vertikale Belastung des Versteifungsträgers wird der Horizontalschub $H = 0$. Die im Versteifungsträger entstehenden Momente X_i^p infolge der Pressendrücke $P_i = 1$ t sind in Bild 47 b dargestellt. Demgemäss erhalten wir Tabelle 8. Daraus folgen bei vorgeschriebenen X_i^p die Werte der Tabelle 9.

Da die Momente X_i^p im Knoten 3 am grössten sind, muss dort am stärksten gepresst werden: $P_3 >> P_5$, P_7, P_9. Gemäss Bild 47 ist $X_1^p = +0{,}30\,P_3 + 0{,}51\,P_5 + 0{,}63\,P_7 + 0{,}34\,P_9$, oder einfacher $X_1^p = -0{,}0115\,(X_3^p + X_5^p + X_7^p + 2\,X_9^p)$ über den ganzen Bogen wirkend.

Zu den derart berechneten Drücken P_i der Pressen muss beim Auspressen noch das volle Eigengewicht in den Knoten des Versteifungsträgers hinzugefügt werden, da die Pressen zuerst die Fahrbahn tragen müssen, bevor sie sie verformen können. Am sichersten ist es, die Differenz zwischen den einzelnen P_i durch Auflast auf der Fahrbahn auszugleichen und alle Knoten gemeinsam mit einer Presse und Presstöpfen unter jedem Knoten zusammen hochzupressen, bis die Brückenmitte die gewünschte Ueberhöhung gegenüber dem Niveau bei Beendigung des Betonierens der Fahrbahn erhalten hat. Diese Ueberhöhung berechnen wir aus der Durchbiegung des Versteifungsträgers unter den Drücken P_i. Bezeichnen wir die Durchbiegung des Versteifungsträgers genähert durch die Deformation infolge einer Temperaturdifferenz zwischen Bogen und Fahrbahn, so entspricht bei Nakhon Sawan die Ueberhöhung der ausgepressten Fahrbahn $\Delta t \backsim +61^0$, die Durchbiegung beim Entfernen der Pressen infolge des Gewichtes der Fahrbahn $\Delta t \backsim -21^0$. (Die Messung dieser Durchbiegung dient zur Kontrolle der Berechnung.) Das ausgepresste System hat somit zur Zeit $t = 0$ eine Ueberhöhung entsprechend $\Delta t \backsim +40^0$. Wurde das Schwind- und Kriechmass korrekt vorausbestimmt, so liegt die Fahrbahn nach Abschluss des Kriechens entsprechend $\Delta t \backsim +40^0 - 10^0 - 15^0 = +15^0$ überhöht. In den Knoten wären dann die gewünschten Momente X_{in}. Entsprechend der Ueberhöhung haben sich die Spannungen zwischen der Bewehrung und dem Beton verlagert, doch ist dies für kleine m von geringer Bedeutung.

Der Fehler, den wir begehen, wenn wir X_i^p im angenäherten System bestimmen, ist klein; der Knoten 3

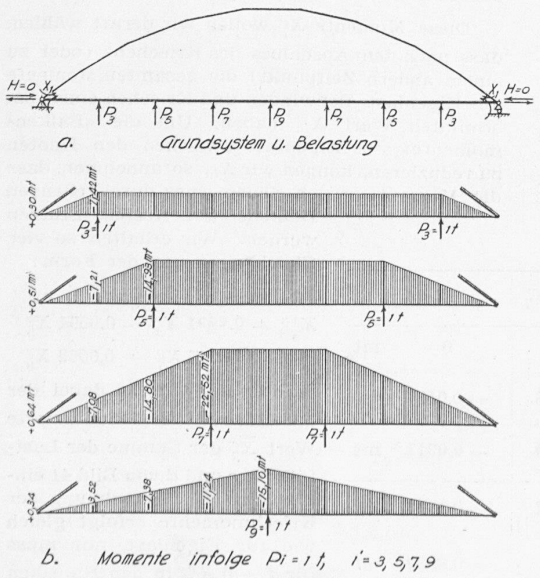


Bild 47. Hochpressen der Fahrbahn

Tabelle 8

	P_3	P_5	P_7	P_9	t
$-X_3^p =$	+ 7,42	+ 7,21	+ 7,08	+ 3,52	mt
$-X_5^p =$	+ 7,42	+ 14,93	+ 14,80	+ 7,38	mt
$-X_7^p =$	+ 7,42	+ 14,93	+ 22,52	+ 11,24	mt
$-X_9^p =$	+ 7,42	+ 14,93	+ 22,52	+ 15,10	mt

Tabelle 9

	X_3^p	X_5^p	X_7^p	X_9^p	mt
$P_3 =$	− 0,2606	+ 0,1280	− 0,0016	− 0,0007	t
$P_5 =$	+ 0,1295	− 0,2591	+ 0,1295	0	t
$P_7 =$	0	+ 0,1295	− 0,2591	+ 0,1295	t
$P_5 =$	0	0	+ 0,2591	− 0,2591	t

wird dadurch etwas zu viel und die innern Knoten werden etwas zu wenig gepresst. Im genauen System erhalten wir siebengliedrige Bestimmungsgleichungen für die X_i^t, doch erscheinen nur 5 X_i^{e+p+t} in einer Gleichung.

Da wir die Kriechmasse m und r nicht genau vorausbestimmen können, müssen wir die möglichen Fehler berücksichtigen. Dazu bestimmen wir die Momente, die nach Abschluss des Kriechens im gemäss $m = 1$ und $r = 0{,}33$ ausgepressten System vorhanden sind, für die angenommenen Grenzfälle $m = 0{,}67$, $r = 0{,}25$ und $m = 1{,}33$, $r = 0{,}45$. Das Resultat ist in Bild 48 angegeben. Der Einfluss auf das Schwinden ist sehr klein (Bild 48 c), der Einfluss auf das Kriechen kleiner als vermutet werden könnte (Bild 48 e). Zu den Grenzwerten von Bild 48 e müssen noch die Momente hinzugefügt werden, die durch raschere Erwärmung und Abkühlung des Stabbogens gegenüber der Fahrbahn entstehen können; ein möglicher Fehler von EJ bei der Berechnung der Ueberhöhung beim Auspressen muss hinzugeschlagen werden. Auch ist ein kleiner Fehler in der Annahme des Schwindmasses möglich.

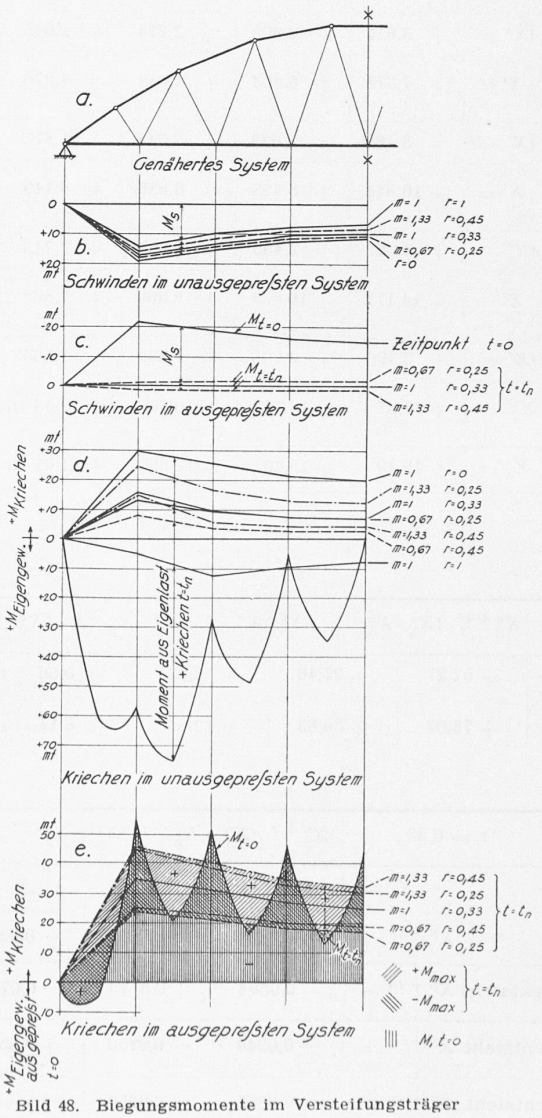


Bild 48. Biegungsmomente im Versteifungsträger für Schwinden und Kriechen

Die Biegungsmomente aus Eigenlast sind weitgehend durch die Verlängerung der Diagonalen bestimmt. In homogenen Systemen werden die Momente aus «Widerlagerverschiebungen» durch das Kriechen verringert gemäss Gleichung Dischinger (65). Für Werte $r \backsim 1$ werden die Momente aus Eigenlast durch das Kriechen verkleinert, wie Bild 48 d zeigt. Für niedrigere Werte von r entstehen aber Zusatzmomente wegen der Durchbiegung infolge des Krie-

chens des Bogens, der der weniger plastische Versteifungsträger nicht spannungslos folgen kann. Wie Bild 49 (im nächsten Heft) zeigt, werden durch das Kriechen aber die Bogenmomente aus Eigenlast in Widerlagernähe stark reduziert. Im ausgepressten System sind diese Bogenmomente noch kleiner.

Es ist wünschenswert, das Schwinden und Kriechen möglichst klein zu halten, weil sonst der Versteifungsträger beim Auspressen zu hoch gehoben werden muss. Wird die Brücke schnell dem Verkehr übergeben, so müssen die dann noch bestehenden negativen Momente berücksichtigt werden. (Schluss folgt)

Einzelachs-Hochdruck-Lokomotive für die französische Staatsbahn

Von H. NYFFENEGGER, Obering. der Schweizerischen Lokomotiv- und Maschinenfabrik Winterthur

(Schluss von Seite 6)

6. Die Einzelachs-Dampfmotoren

Es wäre wohl möglich gewesen, die Gesamtleistung der Lokomotive in einem einzigen schnellaufenden 6-Zylinder-Dampfmotor zu erzeugen, der gleich wie bei der ersten SLM-Versuchs-Hochdrucklokomotive vor der Rauchkammer hätte angeordnet werden müssen. Tatsächlich sind auch einige dahingehende Entwürfe ausgearbeitet worden. Gegen den Antrieb über Zahnräder, Blindwellen und Stangen mussten aber in Anbetracht der hohen Fahrgeschwindigkeit und der mehr als verdreifachten Leistung ernsthafte Bedenken erhoben werden. Zahndrücke, Triebstangen- und Zapfenkräfte hätten Werte erreicht, die auch mit Rücksicht auf das Schmierproblem nicht mehr einwandfrei beherrschbar erschienen und an weitere Steigerungen von Geschwindigkeit und Leistung schon gar nicht mehr denken liessen. Dass bei einem Dampfmotor-Blindwellen-Parallelkurbel-Triebwerk nicht nur die von der veränderlichen Dampfkraft, sondern auch die von den Stangenwechsel-Impulsen des Laufwerkes herstammenden kritischen Fahrgeschwindigkeiten zu berücksichtigen wären, sei nur nebenbei erwähnt. Der bei elektrischen Schnellzugslokomotiven schon lange vollzogene Uebergang vom ein- oder zweimotorigen Blindwellen-Stangenantrieb zum stangenlosen Einzelachsantrieb drängte sich also auch bei der neuen Hochdruck-Lokomotive auf. Dies umsomehr, als für die Bemessung wichtiger Aufbauteile bei kleinen Motoren günstigere Verhältnisse vorliegen als bei einem einzigen grossen Motor.

Die gesamte Antriebsleistung der Lokomotive wird nun in sechs liegenden, doppeltwirkenden Dreizylinder-Dampfmotoren von je 600 PS erzeugt (Bild 15), die je paarweise auf die drei nicht miteinander gekuppelten Triebachsen arbeiten und beidseitig ausserhalb der Triebräder öldicht eingeschalt auf zwei konsoleartigen Hilfsrahmen leicht auswechselbar angeordnet sind. Sie laufen bei einer Höchstgeschwindigkeit der Lokomotive von 140 km/h mit 950 U/min.

Der Dampfeinlass wird durch Tellerventile gesteuert; die Expansion erfolgt einstufig vom Frischdampfzustand (60 atü, 450°) auf den üblichen Gegendruck. Die Motoren arbeiten nach dem Gleichstrom-Verfahren, wobei der Arbeitskolben gegen sein Hubende nach unten öffnende Auspuff-Schlitze in der Mitte des Zylinders abdeckt. Für die Verarbeitung grosser, weit ins Nassdampfgebiet hineinreichender Wärmegefälle ist die Anwendung schnellaufender Gleichstrommaschinen ganz besonders geeignet, weil hierbei die Verluste durch Wärmeaustausch und Kolbenundichtheit auf Kleinstwerte gebracht werden können. Im Gegensatz zu früheren, nicht befriedigenden Gleichstrom-Lokomotiven mit nur 12 atü Frischdampfdruck können hier die schädlichen Räume klein gehalten werden, ohne dass die Kompression unzulässig hoch ansteigt. Alle Vorbedingungen zum Erreichen günstiger Dampfverbrauchszahlen sind damit erfüllt. In Bild 13 sind vergleichsweise die spezifischen Dampfverbrauchszahlen und die thermodynamischen Wirkungsgrade für vier Gleichstrom-Arbeitsprozesse mit verschiedenen Frischdampfdrücken, aber gleichen Frischdampfwärmeinhalten in Abhängigkeit von den mittleren indizierten Kolbendrücken dargestellt, die aus den theoretischen pv-Diagrammen berechnet wurden. Darnach können mit steigenden Frischdampfdrücken ohne Wirkungsgradeinbusse wesentlich höhere indizierte Kolbendrücke angewendet werden.

Die günstigsten Formen des Einlass-Tellerventils und des zugehörigen Einströmkanals wurden in Modellversuchen mit Druckluft ermittelt. Bild 14a bis d zeigt die untersuchten Ventile, darunter auch ein elastisches Doppelsitz-Ventil, dessen Dichtheit in einer eigens gebauten Steuereinrichtung im Dauerversuch mit überhitztem Dampf von 60 atü geprüft wurde. Bei den Strömungsversuchen zeigten sich grosse Unterschiede zu Gunsten der Diffusor-Teller-Ventile, Bilder 14c und d. Solche Ventile gewährleisten vollkommene Dampfdichtheit bei allen Betriebsverhältnissen, sie ermöglichen aber auch in Verbindung mit dem Gleichstrom-Schlitzauslass den Verzicht auf besondere Zylinder-Sicherheits- und Schlammventile. Das Vorausströmen ist so gross gewählt, dass bei 120° Kurbelversetzung die Auspuffperioden der einzelnen Zylinder eines Motors sich teilweise überdecken. Durch eine sorgfältige Ausbildung der Auspuffkanäle und des zugehörigen Vereinigungsstückes wird ein Teil der sonst verlorenen Auslassenergie eines Zylinders zur Erzeugung eines Unterdruckes im vorher auspuffenden Zylinder ausgenützt, so dass der Kolbengegendruck sogar kleiner sein kann als der Blasrohrdruck. Trotz der hohen Ueberhitzung von 450° ist die mittlere Zylinderwand-Temperatur niedrig und es bestehen bezüglich Schmierung eher günstigere Verhältnisse als in der ersten Dehnungsstufe einer modernen Verbundlokomotive mit üblichem Kesseldruck.

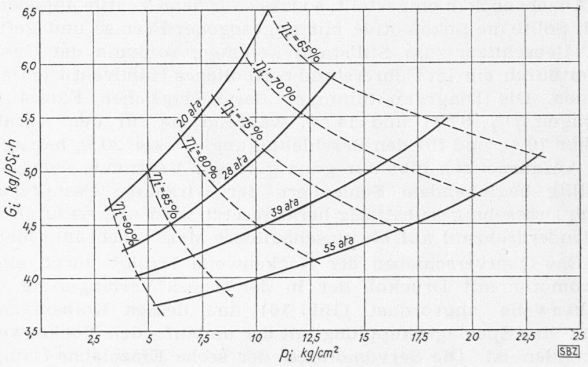
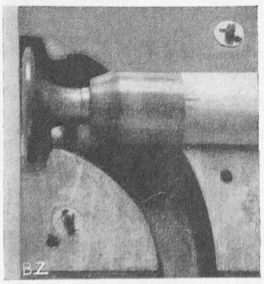
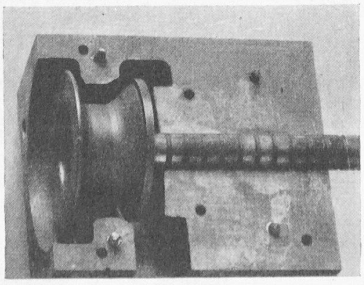


Bild 13. Spezifischer Dampfverbrauch G_i und thermodynamischer Wirkungsgrad η_i in Abhängigkeit des mittleren indizierten Druckes p_i für verschiedene Frischdampfdrücke

Die einfachen Gusseisen-Zylinder sind am Stahlguss-Kurbelgehäuse (Bild 15) freitragend angeflanscht. Die durchgehende Kolbenstange, die den Kolben frei trägt, ist kurbelseitig mit einer Halbschalen-Metallstopfbüchse abgedichtet. Ihr anderes (vorderes) Ende bewegt sich mit Spiel in einer nach aussen abgeschlossenen Hülse und wird von einer Broncebüchse im Zylinderdeckel geführt. Um den aus einem Stahlblock herausgearbeiteten Kolben möglichst leicht zu halten, besteht der mittlere Mantelteil aus einem eingeschweissten dünnen Stahlblech. Kreuzkopf und Kolbenstange sind ein Schmiedestück, sodass die für hohe Drehzahlen weniger geeignete Keilverbindung dieser Teile entfällt. Die dreifach gekröpfte, mit einem Kupplungs-

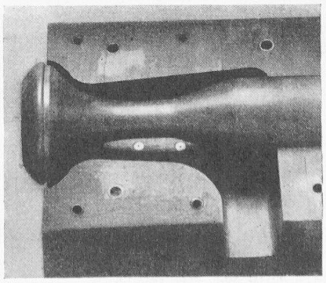


a Tellerventil

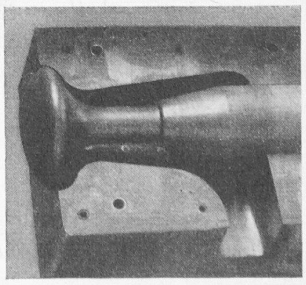


b Doppelsitzventil

Bild 14. Untersuchte Ventilmodelle



c Diffusor-Tellerventil Ventilsitzwinkel 45°



d Diffusor-Tellerventil Ventilsitzwinkel 35°