

Zeitschrift:	Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber:	Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band:	29/30 (1897)
Heft:	10
Artikel:	Der Uebgang der Wärme zwischen dem Dampf und den Wandungen der Dampfcylinder
Autor:	Fliegner, A.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-82447

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: 12.02.2026

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

INHALT: Der Uebergang der Wärme zwischen dem Dampf und den Wandungen der Dampfcylinder. II. — Le Béton armé Système Hennebique. — Vereinheitlichung der Gewindesysteme. — Konkurrenzen: Ausschmückung des schweiz. Landesmuseums in Zürich. Neukanalisation der schlesischen Landeshauptstadt Troppau. Bebauungsplan des Löberfeldes bei Erfurt. Palmengarten in Leipzig. Konzert- und Restaurationslokal in

Iserlohn. — Preisausschreiben: Eidg. Polytechnikum, Culmann-Stiftung. Preisausschreiben des Vereins deutscher Maschineningenieure. — Miscellanea: Untertunnelung der Newa in Petersburg. — Nekrologie: † G. H. Legler, Ehrenmitglied des Schweiz. Ingenieur- und Architekten-Vereins. † Max Salzmann. — Vereinsnachrichten: Schweiz. Ingenieur- und Architekten-Verein. Stellenvermittlung.

Der Uebergang der Wärme zwischen dem Dampf und den Wandungen der Dampfcylinder.

Von Prof. A. Fliegner.

II.

Der folgenden Zahlenrechnung habe ich ein mittleres Indikatordiagramm zu Grunde gelegt, das sich aus einer früheren Versuchsreihe an der Dampfmaschine der mechanisch-technischen Abteilung des eidgenössischen Polytechnikums ergeben hatte. Es ist ein durchaus normales Diagramm einer mit Doppelschiebersteuerung arbeitenden Kondensationsmaschine, das keinerlei Besonderheiten zeigt, so dass ich es hier gar nicht wiedergebe. Ich habe nun vorausgesetzt, der Dampf bleibe während der ganzen Periode im gesättigten Zustande, dann konnte ich nach der Dampftabelle die Kurve der Dampftemperatur in Funktion des Drehwinkels φ der Kurbel bestimmen. Diese Temperaturen sind für 24 Kurbelstellungen in der nachstehenden Tabelle in der mit T_e überschriebenen Spalte angegeben.

φ	T_e	T_d	T_o	w_d	w_o	w_o'
	93,62	93,62	93,86	— 5,65	— 0,56	— 0,158
0	161,4	116,45	109,17	+239,51	+208,85	— 0,103
15	161,4	162,65	157,93	+105,08	+116,89	— 0,010
30	161,4	164,56	160,01	+ 98,94	+103,13	— 0,007
45	152,3	151,66	149,53	+ 33,91	+ 41,64	— 0,015
60	135,2	135,25	135,23	— 3,06	+ 8,01	— 0,059
75	124,1	123,48	123,98	— 14,41	— 6,66	— 0,087
90	116,2	116,40	117,14	— 21,07	— 12,44	— 0,104
105	110,3	112,00	112,38	— 9,88	— 4,06	— 0,114
120	105,9	105,25	105,95	— 16,45	— 11,57	— 0,138
135	102,2	101,51	102,51	— 25,49	— 18,52	— 0,139
150	98,9	99,54	100,31	— 19,94	— 13,34	— 0,143
165	96,0	96,41	97,15	— 18,27	— 12,40	— 0,154
180	92,3	92,46	93,38	— 22,28	— 16,62	— 0,160
195	85,2	76,42	86,18	— 41,75	— 34,17	— 0,177
210	76,0	76,38	78,40	— 50,89	— 42,69	— 0,198
225	69,0	69,74	71,64	— 46,49	— 39,84	— 0,214
240	63,8	63,78	65,76	— 48,47	— 42,01	— 0,228
255	59,6	59,80	61,66	— 44,65	— 39,13	— 0,249
270	55,8	54,54	56,67	— 51,60	— 45,50	— 0,250
285	53,0	53,79	55,76	— 49,15	— 41,63	— 0,252
300	51,7	54,03	55,21	— 26,77	— 22,85	— 0,251
315	50,8	49,93	50,60	— 35,58	— 32,25	— 0,263
330	50,1	47,95	49,99	— 50,76	— 43,15	— 0,265
345	54,8	56,86	57,33	— 16,06	— 10,85	— 0,245

Zur Berechnung der Koeffizienten der Reihe für T_d habe ich dagegen 36 Punkte der Kurve benutzt. Da aber die Zahlengrundlage der weiter nötigen Rechnung doch nur sehr unsicher ist, so bin ich dabei nur bis $n = 18$ gegangen. Die so gefundenen Werte von T_d sind in der folgenden Spalte der Tabelle angegeben, und in der ersten Zeile ist noch der Mittelwert von T_d , also das konstante Glied A der Reihe, hinzugefügt. Infolge der kleinen benutzten Gliederzahl der Reihe weichen die Werte von T_d teilweise nicht unbedeutend von den richtigen Werten ab und zeigen auch noch eine gewisse Ungleichförmigkeit, namentlich gleich nach $\varphi = 180^\circ$.

Ausser diesem Verlaufe der Temperatur ist von den Versuchen her die minutliche Umdrehungszahl der Maschine bekannt; sie betrug 46,2, so dass die Winkelgeschwindigkeit

$\omega = 4,8381$ wird. Die Maschine arbeitete mit Dampfmantel, und es ist $T_a = 162^\circ$ C. angenommen. Ferner ergab sich die Wanddicke zu rund $\delta = 25$ mm. Die übrigen bei der weiteren Rechnung nötigen Größen müssen dagegen geschätzt werden.

Der Wärmeleitungscoefficient des zu Cylindern und Cylindereinsätzen benutzten Gusseisens liegt nach neueren Versuchen von W. Beglinger¹⁾ zwischen 0,100 und 0,132. Ich habe hier den kleineren runden Wert 01 angenommen. Dieser Wert gilt aber für die Einheiten Centimeter-Gramm-Sekunde. Da hier die Querschnitte in Quadratmetern, die Längen in Millimetern, die Gewichte in Kilogrammen eingeführt sind, so muss hier mit $\lambda = 10$ gerechnet werden. Weiterhin habe ich das spezifische Gewicht des Gusseisens bei den benutzten Einheiten $\gamma = 7,25$ und seine spezifische Wärme $c = 0,12$ gesetzt.

Es fehlt jetzt noch der Wärmeübergangskoeffizient α zwischen dem Dampfe und den Cylinderwandungen. Ueber diesen sind mir aber keine Versuche bekannt. Nur so viel steht fest, dass er bei überhitztem Dampfe merkbar kleiner ist, als bei gesättigtem. Um nun wenigstens ungefähre Grenzwerte für α angeben zu können, habe ich für den einen auf eine früher einmal von mir veröffentlichte Untersuchung einiger Indikatordiagramme²⁾ zurückgegriffen. Bei dem dort mit IL^b bezeichneten Diagramme, das übrigens in der hier folgenden Fig. 4 zu anderem Zwecke wiederholt ist, hatte ich auf Seite 86 in Tabelle II, allerdings mit einigen Annäherungen, die Wärmeübergänge im einzelnen für kleine Drehwinkel der Kurbel berechnet. Dabei hatte sich unter anderem ergeben, dass vom Anfang des Voreinströmens bei $\varphi = \varphi'$ bis zu $\varphi = 45/48$ der ganzen Umdrehung 0,449 Kalorien vom Dampfe an die Wandungen übergegangen waren, während der Dampfdruck von 3,50 bis 3,75 Atm. zugenommen hatte. Diesem Intervalle entspricht ein Drehwinkel der Kurbel von $4^\circ 18^{3/4}$, oder, da die Maschine mit 69,5 Minutenumdrehungen geläufen war, eine Zeit von 0,01034 Sekunden. Die mittlere Oberfläche der Wandungen während dieser Zeit beträgt nach einer möglichst genauen Ausmessung an der Maschine $F = 0,27 m^2$. Die Temperatur des Dampfes steigt gleichzeitig von 138,099 bis 140,523° Cels., hat also einen Mittelwert von 139,311°. Dagegen ist die mittlere Temperatur der Wandungen unbekannt und muss geschätzt werden. Jedenfalls ist sie am Anfang der Periode noch kleiner als 138,099°, die gleichzeitige Dampftemperatur. Während der Periode steigt sie aber, und es dürfte 138° als ihr grösster denkbare Mittelwert anzusehen sein. Rechnet man damit, so ergibt sich aus

$$0,449^{cal} = z \cdot 0,27^{gm} \cdot 0,01034 (139,311 - 138) : \\ z = 133.$$

Der Dampf ist am Anfang des Einströmens jedenfalls gesättigt, und man wird daher schliessen dürfen, dass der Wärmeübergangskoeffizient für solchen Dampf keinesfalls grösser sein kann als 133. Ob er aber diese Grösse wirklich erreicht, lässt sich hieraus nicht entscheiden. Für die folgenden Rechnungen habe ich den Wert noch etwas kleiner eingeführt, nämlich mit $\alpha = 114,69$, damit der Wert von μ den bequemen, runden Betrag $\mu = 0,04$ erhielt. Die so gefundenen Ergebnisse werden dann angenähert den *kleinsten* Betrag des Einflusses darstellen, den der Widerstand beim Wärmeübergange zwischen Dampf und Wandungen ausübt.

Mit diesen Werten von α und μ habe ich nun die Temperatur T_o der Innenfläche der Wand nach der Reihe

¹⁾ Verhandlungen des Vereins zur Beförderung des Gewerbefleisses in Preussen, 1896, Seite 33—61. Tabelle auf Seite 53.

²⁾ Schweiz. Bauzeitung, 1888, Bd. XII Seite 80 u. ff.

(13) berechnet und dabei, wie bei T_d , auch 18 Glieder der Reihe benutzt. Die erhaltenen Werte sind in der mit T_o überschriebenen Spalte der Tabelle angegeben. Es zeigt sich, dass die Mitteltemperatur der Innenfläche der Wand mit $93,86^0$ um nur etwa $1/4^0$ grösser ist, als die mittlere Temperatur des Dampfes mit $93,62^0$. Beim raschen Ansteigen der Temperatur am Anfange des Einströmens bleibt T_o dagegen bedeutend gegen T_d zurück, im toten Punkte über 7^0 . Bei der späteren langsameren Abnahme der Temperatur ist T_o ununterbrochen grösser als T_d , aber im allgemeinen nur wenig. Die Grenzwerte von T_o bleiben, der grösste etwa $4 \frac{1}{2}^0$ kleiner, der kleinste etwa 2^0 grösser, als die Grenzwerte von T_d . Waren die Reihen mit einer grösseren Gliederzahl berechnet worden, so hätten sich natürlich etwas andere Zahlenwerte ergeben.

In den beiden folgenden Spalten der Tabelle sind die Ordinaten w_d und w_o der Wärmekurven nach (37) und (36) aufgenommen. Die positiven Werte entsprechen einem Wärmeübergange vom Dampf an die Wandungen, die negativen dem umgekehrten. Das gegenseitige Verhältnis zwischen w_o und w_d ist wesentlich das gleiche, wie das zwischen T_o und T_d .

Wenn z wirklich den grossen Wert von über 100 haben würde, so könnte man hiernach unbedenklich $z = \infty$, und $\mu = 0$ einführen, also die Temperatur der Innenfläche der Wand gleich der Dampftemperatur setzen. Die übrigen bei solchen Untersuchungen unvermeidlichen Unsicherheiten würden doch keine grössere Genauigkeit verbürgen. Nur müsste man sicher sein, dass der Dampf während des ganzen Aufenthaltes im Cylinder im gesättigten Zustande bleibt.

Für den Fall, dass sich der Dampf ununterbrochen im überhitzten Zustand befinden würde, muss der Wert von z neu geschätzt werden. Das geht durch folgende Ueberlegung: Ueberhitzter Dampf verhält sich sonst ähnlich, wie ein vollkommenes Gas. Das wird man auch von seiner Fähigkeit Wärme abzugeben erwarten dürfen. Bei Gasen lässt sich diese Grösse aber aus den bekannten Verhältnissen der Dampfkesselheizungen mit ziemlicher Sicherheit herleiten. Setzt man den Wärmeübergang proportional mit der ersten Potenz der Temperaturdifferenz zwischen Feuergasen und Kesselwasser, so ist der Koeffizient bei mittlerer Reinheit des Bleches bekanntlich 23, während er bei ganz reinem Blech bis 36 steigt, beide Werte bezogen auf 1^0 Temperaturdifferenz, 1 m^2 Fläche und 1 Stunde. In einer Sekunde würden also im günstigsten Falle $36/3600 = 0,01$ Cal. übergehen. Das Blech hat nun in seiner ganzen Dicke angenähert die Temperatur des Wassers, $z = 0,01$ wäre daher auch angenähert der Koeffizient für den Uebergang der Wärme von den Feuergasen an das Blech. Wirklich ist die Temperaturdifferenz zwischen Feuergasen und Blech etwas kleiner, z also entsprechend grösser.

Der Wärmeübergangskoeffizient zwischen überhitztem Dampf und Cylinderwandungen ist also jedenfalls $> 0,01$ zu erwarten. Ich führe ihn als angenäherte untere Grenze mit $z = 0,011469$ ein, und wähle gerade diesen Wert, damit, wie vorhin, μ einen bequemerem runden Wert, $\mu = 400$, annimmt. Der untere angenäherte Grenzwert von z wäre hiernach nur 0,0001 des oberen. Ein so grosser Unterschied könnte auffallen. Ich erinnere aber in dieser Richtung an den ähnlich grossen Unterschied des Wärmeüberganges zwischen einem Honigmann'schen Natronkessel und einem gewöhnlichen Dampfkessel. Ausserdem sind die hier benutzten Werte von z auch nur als äusserste Grenzwerte anzusehen, von denen sich die wirklichen Werte vielleicht stark entfernen.

Berechnet man nun mit $\mu = 400$ die Reihe (13) für T_o aus derselben Reihe für T_d , wie vorhin, so ergiebt sich zunächst das konstante Glied zu $a = 160,09$. Die Mitteltemperatur der Innenfläche der Wand ist also um nur knapp 2^0 niedriger, als die mit 162^0 angenommene Temperatur im Mantel. Daraus folgt schon, dass die Schwankungen der Temperatur gegenüber ihrem Mittelwerte unter 2^0 bleiben müssen. In der That werden die Werte von $\sqrt{a_n^2 + b_n^2}$ für die ersten Glieder der Reihe:

$n =$	1	2	3	4	5	6	7
$\sqrt{a_n^2 + b_n^2} =$	0,073	0,048	0,014	0,008	0,005	0,003	0,002

Es erscheint hiernach zwecklos, die Reihe für T_o noch besonders zu berechnen.

Dagegen habe ich die Wärmekurve nach (36) berechnet und die gefundenen Werte in die letzte mit w'_o überschriebene Spalte der Tabelle aufgenommen. Wie nach dem Verlaufe von T_o zu erwarten war, bleibt hier der Wärmeaustausch sehr klein, so dass man ihn mit genügender Annäherung ganz vernachlässigen könnte. Ausserdem ist die Kurve gegenüber w_d stärker verschoben, als w_o .

Die bisherigen Untersuchungen setzen voraus, dass sich der Dampf während des ganzen Prozesses entweder im gesättigten oder dann im überhitzten Zustande befindet. Ununterbrochene Sättigung kann vielleicht gelegentlich bei Maschinen ohne Dampfmantel vorkommen, während ununterbrochene Ueberhitzung bisher noch nicht erreicht worden ist, weil man dazu den Dampf vor dem Einströmen in den Cylinder viel zu hoch überhitzt müsste. Bei den gewöhnlichen mit Dampfmantel, aber ohne Ueberhitzung arbeitenden Maschinen geht dagegen der anfangs gesättigte Dampf während des Ausströmens jedenfalls in den überhitzten Zustand über. Dadurch ändern sich während des Vorganges die Werte von z und μ , wahrscheinlich für die einzelnen Teile der Wandung zu verschiedenen Zeiten, je nachdem der beim Einströmen entstandene Wasserbeschlag früher oder später verschwindet. Aus dem Indikatordiagramme allein lässt sich diese Frage nicht entscheiden, dazu wären noch Temperaturbeobachtungen nötig.

Jedenfalls verlaufen aber die Änderungen von z und μ im Beharrungszustand der Maschine *periodisch*, so dass man sie für irgend einen Teil der Wandung auch durch eine Fourier'sche Reihe dargestellt denken kann. Eine solche Reihe für μ würde die Form haben:

$$\mu = a + \sum (\alpha_n \cos n\varphi + \beta_n \sin n\varphi). \quad (45)$$

Mit diesem Werte von μ würden die beiden letzten Glieder auf der linken Seite von (18) die Gestalt annehmen:

$$[a + \sum (\alpha_n \cos n\varphi + \beta_n \sin n\varphi)] \{ b - \sum [V_n (a_n + \\ + b_n) \cos n\varphi + V_n (b_n - a_n) \sin n\varphi] \}.$$

Multipliziert man aus, so erhält man in (18) außer der Summe auch noch ein *Produkt zweier Fourier'scher Reihen*. Dieses Produkt geht aber noch umzuformen. Die trigonometrischen Teile des Produktes zweier allgemeiner Glieder mit $p\varphi$ und $q\varphi$ lassen sich nämlich bekanntlich schreiben:

$$\left. \begin{aligned} \cos p\varphi \cos q\varphi &= \frac{1}{2} [\cos (p+q)\varphi + \cos (p-q)\varphi] \\ \cos p\varphi \sin q\varphi &= \frac{1}{2} [\sin (p+q)\varphi - \sin (p-q)\varphi] \\ \sin p\varphi \cos q\varphi &= \frac{1}{2} [\sin (p+q)\varphi + \sin (p-q)\varphi] \\ \sin p\varphi \sin q\varphi &= \frac{1}{2} [-\cos (p+q)\varphi + \cos (p-q)\varphi] \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

Nach diesen Beziehungen kann man das Produkt zweier Fourier'schen in eine gewöhnliche solche Reihe verwandeln. Die Koeffizienten dieser Reihe sind Funktionen von $\alpha_p, \beta_p, a_q, b_q$ und V_q . Jedes n^{te} Glied der schliesslichen Reihe wird aber von all den Gliedern der beiden ursprünglichen Reihen beeinflusst, für die $p+q$ oder $p-q$ gleich n wird. Und da $p-q = n$ unendlich viel mal vorkommt, so sind die Koeffizienten des Produktes selbst Summen von je unendlich vielen Summanden.

Bei einer Zahlenrechnung müsste man sich natürlich auf eine endliche Anzahl von Gliedern beschränken. Dann könnte man nach dem oben zwischen (18) und (19) angegebenen Grundsatz Gleichungen aufstellen, aus denen die gesuchten Koeffizienten a, b, a_n, b_n zu berechnen wären. Man erhielte so für n Glieder $2(n+1)$ Gleichungen ersten Grades, von denen eine nur a und b enthält, während in jeder der übrigen Gleichungen alle Unbekannten außer a

aufreten. Die Rechnung würde also bald sehr umständlich werden. Trotzdem ergibt sie, wie ein Paar durchgeführte Versuche gezeigt haben, keine genügende Genauigkeit. Die Koeffizienten der Produktenreihe sind eben von vornehmesten zu ungenau. Ich unterlasse daher weitere Angaben über die Ergebnisse dieser Rechnungen.

Dagegen ist es für diesen Fall doch möglich, den Verlauf der Temperatur T_o an der Innenseite der Wand auf Grund der vorangegangenen Untersuchungen wenigstens seinem Wesen nach anzugeben. Vom Anfang des Einströmens an und während der ganzen Expansionsperiode ist der Dampf jedenfalls gesättigt. Die Temperatur T_o muss daher bald den Verlauf annehmen, der für gesättigten Dampf gefunden wurde. Sie muss also rasch ansteigen, ohne aber die höchste Temperatur des Dampfes zu erreichen. Beginnt die Dampftemperatur T_d zu sinken, so schneiden sich die beiden Temperaturkurven bald, T_o folgt dann T_d , bleibt aber ununterbrochen etwas grösser. Mit dem Beginne des Ausströmens nimmt der Dampfdruck rasch ab, T_d also auch, und das muss mit einer gleichfalls rascheren Abnahme von T_o verbunden sein. Der Dampf geht aber während des Ausströmens früher oder später in den überhitzten Zustand über. So wie das geschehen ist, entzieht er den Wandungen bedeutend weniger Wärme. Die in den äusseren Schichten zurückgebliebene Wärme von noch höherer Temperatur teilt sich dann den inneren Schichten mit, ohne dass der Dampf diese wieder abkühlen könnte, und daher muss T_o wieder zunehmen. Liegen keine anderen Einflüsse vor, so sollte diese Zunahme, immer langsamer werdend, andauern, bis die Dampftemperatur bei der Kompression oder beim Voreinströmen die Temperatur T_o erreicht hat. In diesem Augenblicke beginnt wieder die raschere Zunahme von T_o .

Vor einiger Zeit hat ein amerikanischer Ingenieur, M. E. T. Adams, Versuche zur unmittelbaren Bestimmung von T_o angestellt und sie in *Cassier's Magazine* veröffentlicht. Die Originalarbeit ist mir hier nicht zugänglich; ich kenne sie nur aus einer Mitteilung des bekannten Lütticher Dampfmaschinentheoretikers, Hrn. Prof. V. Dwelshauwers-Dery, in der *Revue générale des sciences*, 1895, Seite 773—774. Adams hat in die Cylinderwandung von aussen her Löcher gebohrt, bis auf $1/4$ mm von der Innenfläche, und dort ein Thermoelement angebracht. Das kann allerdings nicht genau T_o annehmen, weil es sich etwas weiter aussen befindet und weil es selbst der Temperaturänderung der umgebenden Wand infolge der unvermeidlichen Widerstände für den Wärmeübergang etwas nacheilen muss. Doch kann man immerhin erwarten, dass es den wesentlichen Verlauf von T_o wiedergeben wird. An der Galvanometernadel war ein Spiegel angebracht, der einen Lichtstrahl auf eine photographische Platte reflektierte. Die Platte wurde parallel zur Drehachse des Spiegels und proportional mit dem Kolben hin und her bewegt, so dass der Lichtstrahl auf der Platte eine Kurve zeichnete, die den Verlauf der gemessenen Temperatur in Funktion des Kolbenweges darstellt. In Fig. 2 und 3 habe ich ein solches Temperaturdiagramm und das dazu gehörige Indikatordiagramm nach der Dwelshauwers-Deryschen Mitteilung wiedergegeben, so gut es bei der Kleinheit der Originalfiguren möglich war, sogar mit der gegenüber den Grenzordinaten des Indikatordiagrammes

Fig. 2.

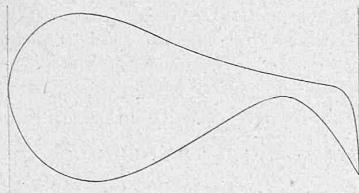
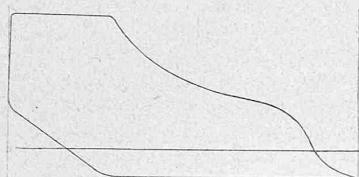


Fig. 3.



verschobenen atmosphärischen Linie. Von Massen ist nur angegeben, dass der Druck (jedenfalls Ueberdruck) $3,5 \text{ kg/cm}^2$ betragen habe.

Die Temperatur, sie soll auch mit T_o bezeichnet werden, ändert sich nach Fig. 2 anfangs wirklich so, wie es vorhin als wahrscheinlich entwickelt wurde. Vom Anfang des Kolbenhinganges an steigt sie rasch, sinkt während der Expansion langsam, beim Vorausströmen sehr rasch. Aus einer Vergleichung der beiden Diagramme an dieser Stelle folgt aber auch, dass die aufgezeichnete Temperaturänderung der Aenderung des Druckes bedeutend nacheilt. Mit Beginn des Kolbenrückganges steigt T_o sofort rasch, woraus zu schliessen sein wird, dass der Dampf bei der untersuchten Maschine schon ungefähr beim Kolbenwechsel in den überhitzten Zustand übergegangen ist. Der weitere Verlauf von T_o entspricht aber den Erwartungen nicht mehr. Anstatt während des ganzen Kolbenrückganges ununterbrochen, wenn auch immer langsamer, zuzunehmen, nimmt T_o wieder ab, um erst nach Ueberschreitung eines Minimums während der Kompression neuerdings zu wachsen. Leider sind die Angaben über die Maschine nicht ausführlich genug, um diese Abweichung mit Sicherheit erklären zu können. Das Temperaturdiagramm ist am Cylinderdeckel abgenommen worden, es ist aber nicht gesagt, ob der Deckel und die Maschine überhaupt mit einem Dampfmantel versehen waren. Durch den abweichenden Verlauf von T_o wird man auf die Vermutung geführt, dass jedenfalls der Deckel nicht geheizt war. Dann liesse sich die Temperatursenkung durch Strahlungsverluste nach aussen erklären, die hier einen verhältnismässig bedeutenden Betrag erreichen konnten, weil die Maschine mit nur 40 Minutenumdrehungen arbeitete. Es ist auch nicht ausgeschlossen, dass die Anbringung des Thermoelementes die Ausstrahlung nach aussen, wenigstens in seiner Nähe, begünstigt hat.

Die den bisherigen Untersuchungen zu Grunde gelegte Lösung (11) der Differentialgleichung (10) genügt für alle die Teile der Cylinderwandungen, die auf der als „äusseren“ bezeichneten Seite unter angenähert konstanter Temperatur stehen. Der Exponentialfaktor $e^{-\xi \sqrt{n}}$ nimmt nämlich in Wirklichkeit nach aussen zu so rasch ab, dass man aus dem Ausdrucke (11) bald keine nennenswerte Aenderung der Temperatur mehr erhält und dass man daher bei allen praktischen Anwendungen die Temperatur bald konstant setzen darf. Dagegen genügt der Ausdruck (11) nicht mehr für den Kolben, weil auf dessen anderer Seite angenähert die gleichen Temperaturänderungen auftreten, wie auf der betrachteten, nur mit um π verschobenen Phasen. Man muss also noch einen allgemeineren Ausdruck für T suchen. Nun erhält man auch ein richtiges Integral der Differentialgleichung (10), wenn man in (11) $-\xi \sqrt{n}$ überall durch $+\xi \sqrt{n}$ ersetzt. Daher muss die allgemeinste Lösung die Gestalt annehmen:

$$T = a + b\xi + \sum e^{+\xi \sqrt{n}} [a_n \cos(n\varphi - \xi \sqrt{n}) + b_n \sin(n\varphi \xi \sqrt{n})] + \sum e^{-\xi \sqrt{n}} [c_n \cos(n\varphi + \xi \sqrt{n}) + d_n \sin(n\varphi + \xi \sqrt{n})]. \quad (47)$$

Zur Bestimmung der Konstanten muss hier der Verlauf von T für zwei verschiedene Werte von ξ gegeben sein, beim Kolben also z. B. an seinen beiden Stirnflächen. Dann kann man für jeden dieser Werte von ξ den Ausdruck für T in eine einzige Fourier'sche Reihe gewöhnlicher Art umformen und ist ferner im stande, eine genügende Anzahl von Gleichungen aufzustellen, um die Koeffizienten a_n , b_n , c_n , d_n berechnen zu können. Die Ausdrücke für diese Grössen fallen aber ziemlich verwickelt aus, so dass ich die Frage hier nicht weiter verfolgen will. Ich kann das um so eher unterlassen, als sich die Veränderung der Temperatur T_o an der Endfläche des Kolbens doch wieder auf die Form (13) bringen lässt, nur sind dann a_n und b_n nicht dieselben Grössen, wie in (47). Auch würde bei einer Zahlenrechnung (23) nicht mehr gelten. Statt ihrer müsste man vielmehr berücksichtigen, dass am Kolben die transitorische Wärme verschwinden muss. In den Ausdrücken für die Wärmekurven w , (36) und (37), fiele daher das

konstante Glied weg, und es bliebe nur je die Fourier'sche Reihe übrig. Daher gilt aber alles wesentliche, was für die übrigen Teile der Cylinderwandungen nachgewiesen werden konnte, auch für den Kolben, nur die Zahlenwerte nehmen natürlich undere Beträge an. (Schluss folgt.)

Le Béton armé Système Hennebique.

Rectifications.

Bien que je ne considère absolument pas que le béton armé soit sérieusement attaqué par l'article paru dans la Bztg. No. 9 de cette année, je tiens, cependant, à relever plusieurs points qui tendraient à induire le public en erreur sur la valeur du système Hennebique, et qui sont en contradiction absolue avec les résultats brillants obtenus jusqu'ici. L'auteur de l'article dit qu'en 1890 Mr. le Prof. Neumann a prouvé l'inexactitude de la théorie du calcul des poutres en béton armé; heureusement que le calcul des poutres Hennebique repose sur des bases plus solides que sur une théorie mathématique qui, le plus souvent, ne concorde pas avec la pratique. Le calcul de ces poutres est en effet basé sur d'innombrables essais, et les résultats ont prouvé que la méthode employée pour les calculer donnait des résultats dignes d'une confiance absolue. L'auteur dit ensuite qu'il n'est pas logique de faire rentrer les ailes supérieures de la poutre dans l'aire de compression, nous lui ferons remarquer que toutes les poutres Hennebique ont été calculées d'après cette méthode, que ces ailes forment même la partie principale de l'aire de compression, et que, malgré la soit-disant inadmissibilité, de cette supposition, toutes ces poutres ont résisté à des essais de charge 3 et 4 fois plus considérable que celle prévue par le calcul. Ces poutres, après cette charge qui, d'après l'auteur, devrait dépasser dans beaucoup de points de la construction la limite d'élasticité du béton, se sont relevées dans leur position déchargée, se sont donc montrées parfaitement élastiques, preuve que la limite d'élasticité des matériaux n'a pas été dépassée, et elles n'ont en outre, dans *aucune* de leurs parties, montré la moindre trace, ni de fatigue, ni de dislocation. Ces petites feuilles en forme de coin que l'auteur croit voir se détacher, même sous une charge normale, dans les endroits où les tensions transversales sont maximæ, ne se sont montrées nulle part (avec des charges 3 et 4 fois plus grandes que la charge normale) et même avec la loupe on n'aurait pu accuser le béton de s'être disloqué le moins du monde.

L'accusation que l'auteur porte contre la poutre Hennebique en disant que le béton enfermant les fers ronds de la partie inférieure de la poutre se fissure, ne tient pas debout contre les constatations innombrables tirées de la pratique. Ces résultats ont tous montré, sans exception, que le béton de la partie inférieure de la poutre ne commençait à se fissurer que sous une charge 4 à 6 fois plus considérable que la charge normale, ce qui ne sera jamais le cas dans la pratique, car quel serait le propriétaire assez fou pour aller charger ses planchers de cette façon. Et même en admettant que sous une charge accidentelle considérable il se produise les fissures susdites, ces fissures, en admettant que les limites d'élasticité du béton à la compression et du fer à la tension n'aient pas été dépassées, se refermeront hermétiquement, et ceci est un fait souvent établi, dès que cette charge accidentelle aura été enlevée et que la poutre se relevra. Du reste, l'expérience a prouvé que ces fissures n'amènent aucune dislocation, car une fois ces imperceptibles fentes produites avec une charge égale 4 à 6 fois la normale, on a pu continuer à charger la poutre jusqu'à 8 ou 10 fois la charge normale avant d'amener sa rupture.

La parfaite homogénéité des poutres et planchers du système Hennebique et leur rigidité et résistance extraordinaire sont dûs en grande partie à l'introduction dans ces poutres des barres incurvées, qui forment avec les

barres horizontales et les étriers un triangle indéformable dont la résistance à l'effort tranchant croît en s'avancant vers l'appui où cet effort est maximum. Grâce à cette combinaison, nos poutres en béton armé deviennent de véritables poutres métalliques à treillis, dont les bras comprimés sont formés par le béton, et les tiges de suspension par les étriers qui sont plus rapprochés en allant vers les appuis et à mesure que croît l'effort tranchant. Donc, malgré les théories mathématiques dirigées contre lui, le système Hennebique a fait des preuves brillantes et a dérouté les théoriciens. Il nous faut admettre que la théorie de la résistance des matériaux n'est pas assez avancée pour analyser mathématiquement ce qui se passe dans notre cas, et que la supposition (car ce n'est qu'une supposition) qui dit que la section d'une poutre reste droite après l'effort, et que les tensions intérieures sont proportionnelles à leur distance de la fibre neutre, ne peut plus avoir la prétention de servir de panacée universelle et de point de départ pour des formules de calcul des poutres composées de différents matériaux réunis d'un façon intime. Ces formules qui sont en contradiction flagrante avec la pratique, ne peuvent pas tenir debout contre les résultats excellents obtenus. Des essais palpables et probants faits sur le chantier me semblent mille fois préférables à une théorie établie sur une hypothèse qui, à la vérité, s'était montrée acceptable pour les poutres homogènes mais qui, comme beaucoup d'hypothèses, se montre fausse lorsqu'on arrive à un cas un peu compliqué. Nous ne prêtons à toutes ces formules que la valeur d'un développement mathématique.

Je prends la liberté, car cela peut être utile et intéressant pour les lecteurs de la Bauzeitung, de relever dans l'article du 27 Février une erreur très sensible qui a trait aux relations existant entre le fer et le béton dans les constructions en béton armé concernant les prix de coût de ces matières par unité de volume, et le rapport de ces prix pour ces éléments soumis à un effort de compression. Dans le calcul comparatif de l'article, l'auteur parle d'un prix de revient de Fr. 25 pour le m^3 de béton. Ce chiffre est inexact en ce qui nous concerne; nos bétons, beaucoup plus riches en Ciment Portland et façonnés dans des moules coûteux et compliqués, varient de 40—50 Frs. par m^3 .

Quant au prix du fer, nous ne savons où l'auteur est allé puiser ses renseignements en nous parlant de Fr. 450 la tonne, prix de beaucoup supérieur à celui payé pour les constructions métalliques de tous genres, et plus du double du prix de celui que nous employons et qui consiste en barres de fer rond et en éléments de fer plat appelés étriers, valant en moyenne de 180 à 200 Frs. la tonne. Partant de ces chiffres rigoureusement exacts, nous disons que 1 m^3 de fer coûte

$$7.8 \text{ t} \cdot 200 \text{ frs.} = \text{frs. } 1560$$

$$1 \text{ m}^3 \text{ de béton} \quad " \quad 45$$

Ce qui nous donne un rapport entre les prix du fer et du béton de $35/1$ au lieu de $140/1$ indiqué par l'auteur de l'article. Le coefficient de travail du béton à la compression étant de 25 kg par cm^2 et celui du fer 900 kg , le rapport des charges est donc de $1/36$. Il en résulte que $\frac{35}{1} \cdot \frac{1}{36} = \infty 1$; cela prouve que, pour un effort de compression donné, le prix du fer et du béton *reste le même*, et nullement dans le rapport de $1 \text{ à } 6$ comme l'indique l'auteur de l'article que nous commentons.

Je suppose qu'après avoir démontré, dans un exemple pris au hasard, sur quelles notions et sur quelles bases s'est appuyé l'auteur de l'article, les lecteurs de la Bauzeitung sauront à quoi s'en tenir sur la valeur de ce travail et sur le jugement un peu aventureux porté sur un système que je recommande à tous ceux qui lui témoignent de l'intérêt d'étudier sérieusement avant de le discuter.

Zurich, le 4 Mars 1897.

A. Favre, Ingénieur.