

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 33/34 (1899)
Heft: 17

Artikel: Theorie der Dampf-Turbinen
Autor: Fliegner, A.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-21330>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 16.05.2025

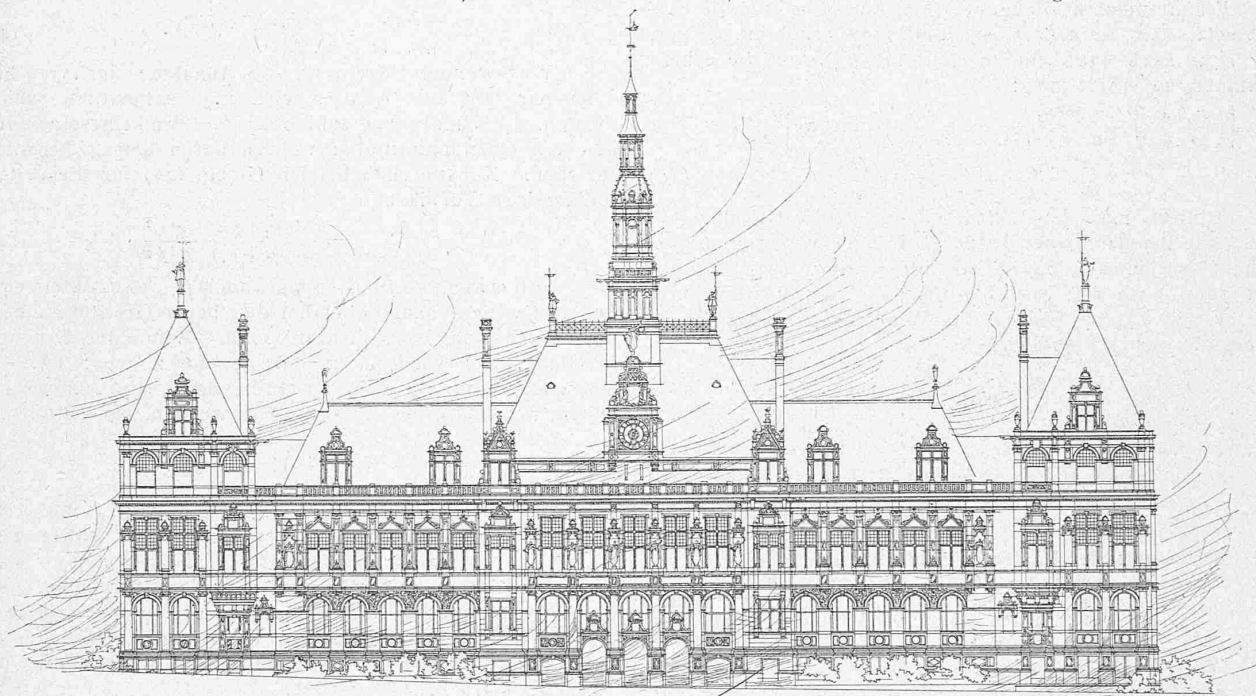
ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

INHALT: Theorie der Dampf-Turbinen. IV. — Einige Bemerkungen über die von Prof. Dr. W. Ritter vorgeschlagene Berechnungsweise für Hennebique- und Monier-Konstruktionen. — Ideenkonkurrenz für ein kant. Verwaltungs- und Gerichtsgebäude auf dem Obmannamt-Areal in

Zürich. I. — Nekrologie: † A. von Beyer. — Miscellanea: Hydropressgas-Beleuchtung. Weltausstellung in Lüttich 1903. — Konkurrenzen: Neue Bahnhofanlagen in Stockholm. Bauten für die kantonale Strafanstalt in Payerne (Waadt).

Ideenkonkurrenz für ein kant. Verwaltungs- und Gerichtsgebäude auf dem Obmannamt-Areal in Zürich.

Entwurf Nr. 8. Motto «Hirsebrei», Verfasser: Kuder & Müller, Architekten in Zürich und Strassburg i. E.



Fassade gegen den Hirschengraben.

Theorie der Dampf-Turbinen.

Von Professor A. Fliegner.

IV.

§ 8. Mehrstufige Dampf-Reaktionsturbinen.

Die einzelnen aufeinanderfolgenden Turbinen werden der Reihe nach durch die Zeiger $a, b, \dots m, \dots s$ unterschieden, so dass s gleichzeitig die Stufenzahl bezeichnet. Für jede einzelne Turbine gelten dabei die vorigen Gleichungen wesentlich ungeändert, nur müssen die nötigen Zeiger hinzugefügt werden. Ausserdem kommen aber noch Gleichungen für die Bewegung des Dampfes durch die Leiträder dazu.

Die Austrittsgeschwindigkeit aus dem ersten Leitrade wird, entsprechend Glchg. (24):

$$c_a = 4 \sqrt{(pv) \left(\frac{p}{p_{1,a}} - 1 \right)}. \quad (31)$$

Aus einem allgemeinen, $(m-1)^{\text{ten}}$ Laufrade tritt der Dampf mit der absoluten Geschwindigkeit $c_{2,m-1}$ unter dem Drucke $p_{2,m-1}$ aus. Das ist gleichzeitig die Eintrittsgeschwindigkeit in das folgende m^{te} Leitrade. Wird wieder günstigster, zum Umfange senkrechter Austritt verlangt, so müssen die Leitschaufeln, um unnötige Widerstände zu vermeiden, auch senkrecht anfangen. Dann darf man für die Bewegung durch das Leitrade unbedingt eine gleichartige Zustandsänderung voraussetzen, wie im Laufrade, also auch $pv = \text{const.}$ Damit berechnet sich die unter dem Drucke $p_{1,m}$ stehende Austrittsgeschwindigkeit c_m aus dem m^{ten} Leitrade durch Integration der allgemeinen Bewegungsgleichung für ruhende Kanäle, $d(w^2/2g) = -v dp$, zu

$$\frac{c_m^2 - c_{2,m-1}^2}{2g} = (pv) \ln \frac{p_{2,m-1}}{p_{1,m}}. \quad (32)$$

Im m^{ten} Laufrade leistet der Dampf, wie früher, Glchg. (11):

$$L_m = G \left[\frac{c_m^2 - c_{2,m}^2}{2g} + (pv) \ln \frac{p_{1,m}}{p_{2,m}} \right]. \quad (33)$$

Ersetzt man hierin $c_m^2/2g$ aus Glchg. (32), so erhält man auch:

$$L_m = G \left[\frac{c_{2,m-1}^2 - c_{2,m}^2}{2g} + (pv) \ln \frac{p_{1,m-1}}{p_{2,m}} \right]. \quad (34)$$

Nur für die erste, a^{te} Turbine muss man Glchg. (33) beibehalten, mit $c_m = c_a$ nach Glchg. (31).

Die ganze Arbeitsleistung, die der Dampf in allen s Turbinen verrichtet, ergibt sich jetzt durch Summierung aller Werte von L_m für $m = a$ bis $m = s$. Dabei fallen alle Zwischenwerte der c^2 weg, und die $\ln$ lassen sich in einen einzigen zusammenziehen, so dass man erhält:

$$L = G \left[\frac{c_a^2 - c_{2,s}^2}{2g} + (pv) \ln \frac{p_{1,a}}{p_{2,s}} \right]. \quad (35)$$

Das ist aber der gleiche Ausdruck, nur mit geänderten Zeigern, wie er in Glchg. (11) allgemein für eine einzelne Turbine gefunden worden war. Durch die Mehrstufigkeit wird also die Gesamtarbeitsleistung des Dampfes nicht geändert, vorausgesetzt, dass die Widerstände richtig eingeführt sind.

Um den Dampf möglichst gut auszunutzen, erscheint es von vornherein zweckmässig, allen Kränzen die gleichen Winkel α , α_1 und α_2 zu geben, und es soll daher nur unter dieser Annahme weiter gerechnet werden. Ausserdem wird überall günstigster Ein- und Austritt gefordert werden müssen, also für den m^{ten} Kranz:

$$\frac{c_m}{u_{1,m}} = \frac{\sin \alpha_1}{\sin (\alpha + \alpha_1)}, \quad (36)$$

$$w_{2,m} \cos \alpha_2 = u_{2,m}. \quad (37)$$

Die letzte Bedingung entspricht normalem Austritte, daher ist auch

$$c_{2,m} = w_{2,m} \sin \alpha_2 = u_{2,m} \tan \alpha_2. \quad (38)$$

Für die angenähert günstigste Umfangsgeschwindigkeit $u_{1,m}$ gilt wieder Glchg. (28), nur muss überall, ausser bei den Winkeln, noch der Zeiger m hinzugefügt werden. Das giebt:

$$\left[2 \frac{\sin \alpha_1 \cos \alpha}{\sin(\alpha + \alpha_1)} - \frac{\sin^2 \alpha_1}{\sin^2(\alpha + \alpha_1)} + \left(\frac{r_{2,m}}{r_{1,m}} \right)^2 \tan^2 \alpha_2 \right] \frac{u_{1,m}^2}{2g} = \frac{1}{\mu_m} \frac{u_{1,m}^2}{2g} = (p v) \lg n \frac{p_{1,m}}{p_{2,m}}. \quad (39)$$

Erhöht man in Glchg. (32) den Zeiger m um die Einheit, setzt c_{m+1}^2 nach (36) gleichfalls mit erhöhtem Zeiger, und $c_{2,m}^2$ nach (38) ein und nimmt $u_{1,m}^2$ vor die eckige Klammer, so erhält man:

$$\left[\left(\frac{r_{1,m+1}}{r_{1,m}} \right)^2 \frac{\sin^2 \alpha_1}{\sin^2(\alpha + \alpha_1)} - \left(\frac{r_{2,m}}{r_{1,m}} \right)^2 \tan^2 \alpha_2 \right] \frac{u_{1,m}^2}{2g} = \frac{1}{\lambda_m} \frac{u_{1,m}^2}{2g} = (p v) \lg n \frac{p_{2,m}}{p_{1,m+1}}. \quad (40)$$

Addiert man jetzt die beiden letzten Gleichungen, aber ohne Benutzung der kürzeren Bezeichnungen μ und λ , so hebt sich zunächst das Glied mit $\tan^2 \alpha_2$ weg. Nimmt man dann noch $r_{1,m}^2$ aus dem Nenner vor die Klammer und ersetzt $u_{1,m}/r_{1,m}$ durch die Winkelgeschwindigkeit ω , so ergibt sich schliesslich:

$$\lg n \frac{p_{1,m}}{p_{1,m+1}} = \left[2 r_{1,m}^2 \frac{\sin \alpha_1 \cos \alpha}{(\sin \alpha + \alpha_1)} + (r_{1,m+1}^2 - r_{1,m}^2) \frac{\sin^2 \alpha_1}{\sin^2(\alpha + \alpha_1)} \right] \frac{\omega^2}{2g(p v)}. \quad (41)$$

Ferner folgt aus den beiden Glchg. (39) und (40)

$$\frac{u_{1,m}^2}{2g} = \lambda_m (p v) \lg n \frac{p_{2,m}}{p_{1,m+1}} = \mu_m (p v) \lg n \frac{p_{1,m}}{p_{2,m}},$$

und hieraus mit der kürzeren Bezeichnung:

$$\frac{\mu_m}{\lambda_m} = z_m. \quad (42)$$

$$\lg n \frac{p_{2,m}}{p_{1,m+1}} = z_m \lg n \frac{p_{1,m}}{p_{2,m}}, \text{ oder } \frac{p_{2,m}}{p_{1,m+1}} = \left(\frac{p_{1,m}}{p_{2,m}} \right)^{z_m}. \quad (43)$$

Ausserdem gelten für jede einzelne Turbine die Glchg. (29) für den Zusammenhang der drei Winkel und (30) als einfacherer Ausdruck für die Arbeitsleistung, nur muss überall, ausser bei den Winkeln, noch der Zeiger m hinzugefügt werden.

Die weitere Entwicklung geht nicht mehr allgemein durchzuführen, es müssen vielmehr die seitenschlächtigen und die innen- oder aussenschlächtigen Turbinen getrennt behandelt werden.

§ 9. Seitenschlächtige mehrstufige Reaktionsturbinen.

Zur Vereinfachung der Rechnung soll für diese Turbinen angenommen werden, es sei für alle Kränze

$$r_{1,a} = r_{2,a} = \dots = r_{1,m} = r_{2,m} = \dots = r_{2,s} = r = \text{const.} \quad (44)$$

Die nötige Kranzerweiterung ist daher symmetrisch zum gleichen mittleren Cylindermantel angeordnet zu denken.

Wegen Glchg. (44) sind dann auch folgende Grössen für alle einzelnen Turbinen je gleich: nach (36) alle c , nach (37) alle w_2 , nach (38) alle c_2 , nach (39) alle μ , nach (40) alle λ , daher nach (42) auch alle z , ferner nach (39) alle $p_{1,m}/p_{2,m}$, nach (40) alle $p_{2,m}/p_{1,m+1}$, daher auch alle $p_{1,m}/p_{1,m+1}$, endlich nach (29) alle b_2/b_1 und nach (33) alle $L_m = L/s$. Dann verteilt sich also die ganze Arbeitsleistung des Dampfes zu gleichen Teilen auf alle Laufräder.

Gegeben ist nun $p_{1,a}$ und $p_{2,s}$, und es muss zunächst bestimmt werden, wie sich das ganze Druckgefälle über die einzelnen Turbinen verteilt. Zu diesem Zwecke geht man aus von der Identität:

$$\frac{p_{1,a}}{p_{2,s}} = \frac{p_{1,a}}{p_{2,a}} \cdot \frac{p_{2,a}}{p_{1,b}} \cdot \frac{p_{1,b}}{p_{2,b}} \dots \frac{p_{1,m}}{p_{2,m}} \cdot \frac{p_{2,m}}{p_{1,m+1}} \dots \frac{p_{1,s-1}}{p_{2,s-1}} \cdot \frac{p_{2,s-1}}{p_{1,s}} \cdot \frac{p_{1,s}}{p_{2,s}}.$$

Auf der rechten Seite tritt der überall gleiche Wert $p_{1,m}/p_{2,m}$ s mal als Faktor auf, der andere, auch überall gleiche $p_{2,m}/p_{1,m+1}$ $(s-1)$ mal. Daraus und mit Glchg. (43) folgt daher:

$$\frac{p_{1,a}}{p_{2,s}} = \left(\frac{p_{1,m}}{p_{2,m}} \right)^s \left(\frac{p_{2,m}}{p_{1,m+1}} \right)^{s-1} = \left(\frac{p_{1,m}}{p_{2,m}} \right)^s \left(\frac{p_{1,m}}{p_{2,m}} \right)^{z(s-1)}, \text{ d. h.}$$

$$\frac{p_{1,a}}{p_{2,s}} = \left(\frac{p_{1,m}}{p_{2,m}} \right)^{s+z(s-1)} \text{ oder } \frac{p_{1,a}}{p_{2,m}} = \left(\frac{p_{1,a}}{p_{2,s}} \right)^{\frac{1}{s+z(s-1)}}. \quad (45)$$

Hiermit ergibt sich ferner nach Glchg. (43):

$$\frac{p_{2,m}}{p_{1,m+1}} = \left(\frac{p_{1,a}}{p_{2,s}} \right)^{\frac{z}{s+z(s-1)}}. \quad (46)$$

Durch Multiplikation der beiden letzten Glchg. (45) und (46) erhält man endlich noch:

$$\frac{p_{1,m}}{p_{1,m+1}} = \left(\frac{p_{1,a}}{p_{2,s}} \right)^{\frac{z+1}{s+z(s-1)}}. \quad (47)$$

Was weitere Regeln für die Annahme der verschiedenen Grössen anbelangt, so wird man namentlich suchen müssen, die Umdrehungszahl oder die Winkelgeschwindigkeit auf einen unmittelbar verwendbaren Betrag herunterzuziehen. Nun vereinfacht sich Glchg. (41) für die seitenschlächtigen Turbinen in:

$$\lg n \frac{p_{1,m}}{p_{1,m+1}} = \frac{\sin \alpha_1 \cos \alpha}{\sin(\alpha + \alpha_1)} \frac{r^2 \omega^2}{g(p v)}. \quad (48)$$

Soll ω klein werden, so muss auch $p_{1,m}/p_{1,m+1}$ klein sein. Dieser Quotient hängt aber bei gegebenen Grenzpressungen namentlich von der Stufenzahl s ab. Denn der Exponent in Glchg. (47) wird für $z = 0:1/s$, für $z = \infty: 1/(s-1)$. Wäre statt von $p_{1,a}$ von der Pressung p_o am Anfange des ersten, a^{ten} Leitrades ausgegangen worden, so hätte sich

$$\frac{p_{1,m}}{p_{1,m+1}} = \left(\frac{p_o}{p_{2,s}} \right)^{\frac{1}{s}} = \text{const. } (z)$$

ergeben. Damit also $p_{1,m}/p_{1,m+1}$ klein wird, muss die Stufenzahl s gross genommen werden. Ferner sollte nach Glchg. (48) selbstverständlich der Halbmesser r gross sein. Endlich sollte man die Winkel α und α_1 so wählen, dass der trigonometrische Faktor ebenfalls gross, oder sein reziproker Wert $1 + \tan \alpha \cotg \alpha_1$ klein wird. Daher sollte α klein, α_1 gross sein, so weit nicht die Widerstände dadurch zu stark erhöht werden.

Für den Winkel α_2 gelten die alten Regeln: nicht zu gross, damit die Austrittsgeschwindigkeiten c_2 nicht zu gross ausfallen, aber auch wegen der Widerstände nicht zu klein. Die günstigsten Werte aller Winkel müssten durch Versuche bestimmt werden.

Sind die Winkel und die Stufenzahl gewählt und damit die Pressungsverhältnisse berechnet, ferner der Radius gewählt, so ergeben sich die Kranzbreiten nach $G = Fw/v$, wo aber bei F die Schaufeldicken berücksichtigt werden müssen.

Um zu zeigen, wie sich die verschiedenen Verhältnisse bei diesen Turbinen stellen, habe ich ein Zahlenbeispiel berechnet. Gewählt ist: $p_{1,a} = 10$ Atm., $p_{2,s} = 0,2$ Atm., $\alpha = \alpha_2 = 20^\circ$, $\alpha_1 = 90^\circ$. Mit diesen Winkeln wird einfach $\mu = \lambda = z = 1$. Als stündlicher Dampfverbrauch für die Dampfpferdestärke ist 10 kg angenommen, also reichlich viel, da man bei solchen Turbinen für die elektrische Pferdestärke schon unter 8 kg erreicht hat.^{*)} Die berechneten Werte sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.
s	u^m	$c^m = w_2^m$	c_2^m	$r^m \cdot n$	$\frac{b_{mm} \cdot r_{mm}}{N}$	$p^{\text{Atm.}}$
20	197,0	209,6	71,7	1881	1,22	11,39
40	138,4	147,3	50,4	1322	1,73	10,68
60	112,8	120,0	41,0	1077	2,12	10,46
80	97,6	103,8	35,5	932	2,45	10,34
100	87,2	92,8	31,7	833	2,75	10,27

Die erste Spalte enthält die Stufenzahl s . Aus den drei folgenden Spalten folgt, dass die Geschwindigkeiten mit zunehmender Stufenzahl anfangs rasch, später langsamer abnehmen. Die Werte von $r \cdot n$ in Spalte 5 bleiben

*) Dingler, 1898, 307, 101.

auch bei grösserem s noch ziemlich gross, so dass diese Turbinen auch noch grosse Umdrehungszahlen oder grosse Halbmesser erhalten müssen. rn nimmt mit wachsendem s auch immer langsamer ab. Besonders wichtig ist die sechste Spalte. Sie enthält die Produkte aus dem Halbmesser r mal der Kranzbreite b des ersten Leitrades, beide Längen in *Millimetern*, dividiert durch die Leistung in Pferd. Diese Werte wachsen mit s auch immer langsamer, bleiben aber ununterbrochen so klein, dass die *Unmöglichkeit* daraus erhellt, solche Turbinen für *kleinere Leistungen* herzustellen. In der letzten Spalte ist schliesslich noch der zur Erzeugung der Austrittsgeschwindigkeit c aus dem ersten Leitrade nötige Kesseldruck angegeben, berechnet nach Glchg. (31). Bei grösserer Stufenzahl ist er nur wenig grösser, als der erste Spaltdruck $p_{1,a} = 10$ Atm.

Aus den Formeln folgt übrigens, dass die Grösse des Halbmessers von der Höhe der Leistung ganz unabhängig ist. r muss vielmehr so gewählt werden, dass sich eine zweckmässige Umdrehungszahl ergibt. Eine bestimmte Leistung muss dabei, innerhalb der Grenzen der Ausführbarkeit, durch richtige Bemessung der Kranzbreiten b erreicht werden. (Schluss folgt.)

Einige Bemerkungen über die von Prof. Dr. W. Ritter vorgeschlagene Berechnungsweise für Hennebique- u. Monier- Konstruktionen.

Von T. Grut,

Hauptmann im kgl. dänischen Geniekorps in Kopenhagen.

Herr Professor Dr. Ritter hat in den Nummern 5, 6 und 7 dieser Zeitschrift eine Berechnungsweise für Hennebique- und Monier-Konstruktionen angegeben, die gewiss von allen Konstrukteuren umso mehr begrüsst wurde, als eine erschöpfende Behandlung der betreffenden Frage nur sehr dürftig in der Litteratur vorkommt.

Nur möchte ich betreffend die Sicherheitsbelastungen einige Bemerkungen machen, da es mir scheint, dass Herr Professor W. Ritter in dieser Beziehung etwas zu weit gegangen ist.

Nehmen wir z. B. die von Professor Ritter in Nr. 6 S. 50 behandelte Monierplatte von 10 cm Dicke und mit Rundeisenstangen von 1.4 cm Durchmesser in Entfernungen von 20 cm, dann findet man, bei einer Belastung von 10 120 cm/kg für einen Streifen von 20 cm Breite, folgende Beanspruchungen:

Grösste Druckspannung im Beton = 29 kg/cm².

Grösste Zugspannung im Beton = 27 kg/cm².

Zugspannung im Eisen = 156 kg/cm².

Da es zweifelhaft ist, ob der Beton den Zugkräften widerstehen kann, geht man am sichersten, wenn man alle Zugspannungen dem Eisen überweist. Die Beanspruchung im Eisen wird in diesem Fall 1050 kg/cm².

Für die Beurteilung der Sicherheit der Konstruktion ist aber die Bruchbelastung der Platte und nicht die Grösse der Spannungen massgebend. Bei Baukonstruktionen im allgemeinen wird man sich mit der Feststellung einer zulässigen Spannung begnügen können, weil die Spannungen proportional den Belastungen wachsen. Anders liegen aber die Verhältnisse, wenn die Spannungen plötzlich schneller als die Belastungen wachsen, wie es z. B. beim Zerknicken einer Säule der Fall ist. Dann darf die zulässige Belastung einen gewissen Teil der Bruchbelastung nicht überschreiten, und die bei der zulässigen Belastung hervorgerufene Spannung kommt gar nicht in Betracht.

In dieser Beziehung verhält eine Monierplatte sich aber ganz wie eine Säule, indem zwei ausgesprochene Sprünge im Wachsen der Spannungen vorkommen.

Bei einer von Null aus stetig anwachsenden Belastung steigen sämtliche Spannungen — sowohl im Eisen wie im Beton — anfangs in demselben Verhältnis wie die Belastung. Sobald aber der Beton auf der Zugseite zu reissen anfängt, steigt die Spannung im Eisen unverhältnismässig schnell,

was die oben angeführten, von Professor Ritter angegebenen Zahlen deutlich zeigen.

Der nächste Sprung kommt vor, wenn die Streckgrenze des Eisens erreicht wird; sobald das Eisen zu strecken anfängt, wird die neutrale Achse nach oben verschoben werden, und die Druckspannungen im Beton steigen sehr schnell mit wachsenden Belastungen, so schnell, dass, praktisch gesprochen, *die Streckgrenze des Eisens mit der Bruchgrenze der Monierplatte zusammenfällt*.

Dass dies wirklich der Fall ist, geht ganz deutlich aus allen Versuchsergebnissen hervor. Monierplatten mit einem Eisenquerschnitt von $\frac{h}{100}$, wobei h die Höhe der Platte bedeutet, haben z. B. eine Bruchbelastung von 16—18 h² cmkg pro laufenden cm der Platten. Die Berechnungsweise von Professor Ritter würde beim Bruch eine Beanspruchung der Eiseneinlage von 2174—2446 kg/cm² ergeben, also nicht die Bruchbelastung, sondern die Streckgrenze des Eisens.

Wenn Professor Ritter auf S. 50 sagt, dass er „eine etwaige Erhöhung (der zulässigen Zugbeanspruchung des Eisens) auf 1100—1200 kg/cm² für gestattet“ hält, dann wird eine solche Belastung nur eine zweifache Sicherheit gegenüber Bruch geben, was kaum in andern Konstruktionen als befriedigend betrachtet wird. Wenn man die Streckgrenze des Eisens auf 2400 kg/cm² schätzt, würde 600—800 kg/cm² — der vier- bis dreifachen Sicherheit entsprechend — nach meiner Ansicht eine passende zulässige Beanspruchung sein.

* * *

Die vorstehenden Bemerkungen des Herrn Hauptmann T. Grut berühren einen Punkt, dem ich in der That in meiner Abhandlung über die Bauweise Hennebique nicht die gebührende Rücksicht geschenkt habe. Die Wirkung, welche die bei höheren Spannungen eintretende Streckung des Eisens auf die Beanspruchung des Betons ausübt, kann man einigermaßen mittelst der von mir auf Seite 51 abgeleiteten Formel verfolgen, indem man für α einen niedrigeren Wert als 10 einsetzt. Nimmt man an, dass die Streckung zehnmal grösser ist, als sie nach dem Proportionalitätsgesetze sein würde, setzt man demnach $\alpha = 1$ anstatt 10, so bekommt man für das daselbst behandelte Zahlenbeispiel $n = 1,25$ anstatt 3,30 und die Druckbeanspruchung des Betons $\sigma_d = 80$ kg anstatt 34, also etwa 2,4mal so gross. Es ist jedoch kaum möglich, die Zahl α zutreffend zu wählen. Eine genaue Berechnung des Zustandes, der kurz vor dem Bruche eintritt, müsste sowohl die Deformationskurve des Eisens, wie die des Betons, in Betracht ziehen, was infolge der Schwankungen, welche in dieser Hinsicht bestehen, kaum in befriedigender Weise gelingen wird; ganz abgesehen davon, dass die übliche Annahme eben bleibender Querschnitte in der Nähe des Bruches überhaupt auf schwachen Füßen steht. Angesichts dieser Unsicherheit bleibt schwerlich etwas anderes übrig, als die zulässige Inanspruchnahme des Eisens aus sorgfältig durchgeführten Versuchen abzuleiten.

Herr Hauptmann Grut sagt nicht, auf welche Versuche er die von ihm angegebenen Zahlen stützt; vermutlich sind es die auch in der Zeitschrift des österreichischen Ingenieur- und Architekten-Vereins (1896 und 1897) veröffentlichten dänischen Versuche. Aus einigen dieser Versuche ergibt sich in der That eine Bruchspannung des Eisens von bloss 2200—2400 kg/cm². Andere dagegen ergeben bedeutend mehr. Untersucht man z. B. den ersten der auf Seite 7 (Jahrgang 1896) der genannten Zeitschrift aufgeführten Versuche nach der von mir vorgeschlagenen Rechnungsweise, so findet man eine Spannung von 3300 kg. Dabei waren die Versuchskörper nur 34 Tage alt, und der betreffende Artikel sagt (S. 8) selbst, dass die Platten nach 11 Monaten um ungefähr 15% tragfähiger geworden sind, was für das Eisen eine Spannung von 3800 kg ergibt. Auch in der Schweiz ausgeführte Versuche führen auf weit höhere Zahlen als die von Herrn Grut angegebenen. Solche Versuche behalten stets etwas einseitiges, da die Ergebnisse durch verschiedene Umstände, wie Qualität des Eisens und des Cements, Mischungsverhältnis, Behandlungsweise, Erhärtungszeit etc. stark beeinflusst werden.