

Theorie der Dampf-Turbinen

Autor(en): **Fliegner, A.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **33/34 (1899)**

Heft 12

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-21320>

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.

INHALT: Theorie der Dampf-Turbinen. — Les tours de St. Pierre de Genève. — Wettbewerb für den Neubau einer franz.-reformierten Kirche in Biel. — Miscellanea: Eidgenössisches Polytechnikum: Diplom-Arbeiten. Eidg. Polytechnikum: Diplom-Erteilung. Neubau der mittleren Rheinbrücke in Basel. Karl Vogt-Denkmal in Genf. Umbau der Zürcher Pferdebahn.

— Konkurrenzen: Ueberbauung des Obmannamts-Areals in Zürich. — Nekrologie: Zum Nachruf C. C. Ulrich. † Joseph von Egle. — Korrespondenz: Le béton armé système Hennebique. — Vereinsnachrichten: Gesellschaft ehemaliger Polytechniker: Stellenvermittlung.

Hiezu eine Tafel: Les tours de St. Pierre de Genève.

Theorie der Dampf-Turbinen.

Von Professor A. Fliegner.

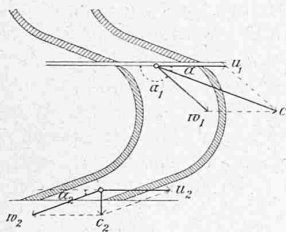
Eine erschöpfende Theorie der Dampf-Turbinen geht gegenwärtig noch nicht aufzustellen, dazu ist das unerlässliche Versuchsmaterial noch lange nicht in genügendem Umfange vorhanden. Doch lassen sich immerhin einige allgemeine Fragen schon jetzt, wenigstens angenähert, beantworten.

Da der Dampf in den Dampf-Turbinen nach wesentlich den gleichen mechanischen Gesetzen wirkt, wie das Wasser in den Wasser-Turbinen, so muss man bei Entwicklung der Theorie auch wesentlich den dortigen Weg einschlagen. Auf eine Untersuchung der Abhängigkeit des ganzen Verhaltens der Turbine von ihrer augenblicklichen Umdrehungszahl muss man allerdings einstweilen verzichten und ausdrücklich nur ihren angenähert günstigsten Gang der Betrachtung zu Grunde legen.

Die folgenden Untersuchungen gelten aber nicht bloss für Dampf-Turbinen, sondern auch für Turbinen, die durch unter höherem Drucke stehende Gase bewegt werden, wie solche auch schon vorgeschlagen worden sind. Nur müssten gewisse Erfahrungskoeffizienten andere Zahlenwerte erhalten, über die aber auch noch keinerlei Versuche vorliegen.

I. Einleitende Untersuchungen.

§ 1. Relativbewegung des Dampfes durch gleichförmig rotierende Kanäle.



So weit diese Untersuchung auch für Wasser gilt, soll sie hier nur ganz kurz angedeutet werden. Zunächst kommt es dabei auf die Masse, aber nicht auf den Aggregatzustand des durchströmenden Körpers an. Geht man von der wirklichen Bewegung aus, und bezeichnet man mit

M die in einer Sekunde durchströmende Masse des arbeitenden Körpers,

u_1 und u_2 die unveränderlich vorausgesetzten Umfangsgeschwindigkeiten des Kanals oder der Turbine an der Eintritts- und Austrittsseite (vergl. auch die Figur),

c die Austrittsgeschwindigkeit aus den Leitkanälen,

w_2 die relative Austrittsgeschwindigkeit aus den Laufkanälen,

α und α_2 die spitzen Winkel, die c und w_2 mit der Radtangente bilden,

so erhält man für die vom arbeitenden Körper wirklich auf das Rad übertragene *Arbeitsleistung* in Sekunden-Meter-Kilogrammen (Smkg) bekanntlich:

$$L = M (c u_1 \cos \alpha + w_2 u_2 \cos \alpha_2 - u_2^2). \quad (1)$$

Gleichfalls von der wirklichen Bewegung eines Massenelementes ausgehend, erhält man noch für die *Arbeitsleistung* der wirklichen Kräfte dP in der Richtung der Kanaltangente an einer allgemeinen Stelle des Kanals, für die w und u ohne Zeiger gelten, auch in Smkg:

$$w dP = M \left[d \left(\frac{w^2}{2} \right) - d \left(\frac{u^2}{2} \right) \right]. \quad (2)$$

Für die letzte *Arbeitsleistung* muss man noch einen zweiten Ausdruck aufsuchen, ausgehend von den *wirklichen Kräften*. Und hier treten nun Abweichungen gegenüber Wasser auf. Bei einer elastischen Flüssigkeit darf nämlich, wegen der Kürze der Turbinenkanäle, der Einfluss der *Schwerkraft* unbedingt *vernachlässigt* werden. *Bewegungswiderstände* gehen auch hier nicht in die Differentialgleichung

einzuführen. Von den bei Wasser ebenfalls auftretenden *Kraftwirkungen* bleibt also nur die *Aenderung des dynamischen Druckes* p übrig. Dagegen muss hier neu berücksichtigt werden: die *Aenderung der inneren Arbeit* U der durchströmenden Flüssigkeit und ein etwaiger *äusserer Wärmeaustausch* Q . Bezeichnet E das mechanische Wärmeäquivalent, so wird die dem Wärmeaustausch äquivalente *Arbeit* EQ .

Ist nun F der allgemein veränderliche Querschnitt des Kanals, Mg das in einer Sekunde durch jeden Querschnitt durchströmende Flüssigkeitsgewicht, so wird die auf dem Längenelement des Kanals in jeder Sekunde auf die Flüssigkeit übertragene *Arbeit* auch:

$$w dP = F p w + M g U - [F p w + M g U - d(F p w + M g U)] + M g E dQ.$$

Dabei erfolgt, wie bei der Bewegung der elastischen Flüssigkeiten durch geschlossene Leitungen überhaupt, die *statische Zustandsänderung* nach dem Gesetze:

$$E dQ = dU + p dV.$$

Ferner ist das in einer Sekunde durchgeströmte Flüssigkeitsvolumen

$$F w = M g v,$$

wobei v das spezifische Volumen bezeichnet. Aus diesen drei Gleichungen folgt einfach:

$$w dP = - M g v dp. \quad (3)$$

Durch Gleichsetzen von Glchg. (2) und (3) ergibt sich ferner:

$$d \left(\frac{w^2}{2g} \right) = - v dp + d \left(\frac{u^2}{2g} \right). \quad (4)$$

Für einen ruhenden Kanal, $u=0$, geht Glchg. (4) in die gewöhnliche Bewegungsgleichung der elastischen Flüssigkeiten in ihrer einfachsten Gestalt über.

Integriert man Glchg. (4) für die Bewegung durch den ganzen Kanal, und bezeichnet man alle Grössen am Eintritte ins Rad mit dem Zeiger 1, die am Austritte mit 2, so erhält man schliesslich als Gleichung für die *Relativbewegung* einer elastischen Flüssigkeit durch eine gleichförmig rotierende Rinne:

$$\frac{w_2^2}{2g} = \frac{w_1^2}{2g} + \int_1^2 v dp + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g}. \quad (5)$$

Zur vollständigen Integration der Glchg. (5) muss der Zusammenhang zwischen p und v während des Durchströmens durch die Turbine bekannt sein. Er hängt ab von einem äusseren Wärmeaustausch und von den Widerständen.

Da die Wandungen im Beharrungszustande an jeder Stelle mit Dampf von stets der gleichen Temperatur in Berührung stehen, so muss sich auch bald ein thermischer Beharrungszustand einstellen, in dem nur noch wenig Wärme vom Dampfe an die Wandungen übergeht. Und da die ganze Untersuchung doch nicht streng durchgeführt werden kann, so geht dieser Wärmeaustausch angenähert ganz zu vernachlässigen.

Die *Zustandsänderung* des Dampfes erfolgt aber trotzdem *nicht adiabatisch*, weil *Bewegungswiderstände* auftreten. Diese rühren her von der Reibung an den Wandungen, von Wirbeln infolge der Richtungsänderung, bei Turbinen mit mehreren Leitkanälen von dem durch die Dicke der Leiterschaukeln veranlassten Zusammentreffen von zwei Dampfstrahlen von verschiedener Richtung und endlich bei allen Turbinen davon, dass sich in den Laufkanälen überhaupt kein genau stationärer Bewegungszustand einstellen kann. Diese Widerstände entsprechen einer *Wärmemitteilung* auf Kosten der offenen Bewegung, und sie haben zur Folge, dass die Linie $p=f(v)$ *flacher* verläuft, als ohne sie. Die *Grösse der Widerstände* müsste aus Versuchen bestimmt werden. Solche Versuche fehlen aber für Dampf noch vollständig. Man muss sich daher mit einer rohen Schätzung begnügen. Nun folgt die *adiabatische Zustandsänderung* der gesättigten

Dämpfe, wenn man von der äusseren Grenzkurve ausgeht, wie Zeuner gezeigt hat, genügend genau dem Gesetze

$$p v^{1,135} = \text{const.}$$

Die wirkliche Zustandskurve muss flacher verlaufen, man wird also angenähert eine polytropische Kurve von der Gestalt

$$p v^{\alpha} = \text{const. mit } \alpha < 1,135$$

annehmen dürfen. Der Exponent α hängt jedenfalls von den Krümmungsverhältnissen des Kanals und der Glätte seiner Wandungen ab. Da sein Wert einstweilen geschätzt werden muss, so wird man ihn zweckmässig so wählen, dass die weiteren Formeln eine möglichst einfache Gestalt annehmen. Das geschieht aber nur für $\alpha = 1$. Es liegt daher nahe, der Rechnung eine Zustandsänderung nach der gleichseitigen Hyperbel

$$p v = \text{const.} \equiv (p v) \quad (6)$$

zu Grunde zu legen, wie es bei den Kolbendampfmaschinen auch allgemein geschieht. Eine andere Annahme über α

hätte nur einen unbequemeren Ausdruck für das $\int v dp$ zur Folge, würde aber sonst an der ganzen Entwicklung nichts Wesentliches ändern. Mit (6) wird

$$\int_2^1 v dp = (p v) \lg n \frac{p_1}{p_2}. \quad (7)$$

Aus der Figur folgt ferner, wenn man die Austrittsgeschwindigkeit c aus den Leitkanälen in die Umfangsgeschwindigkeit u_1 und die relative Eintrittsgeschwindigkeit w_1 zerlegt, dass sein muss

$$w_1^2 = c^2 + u_1^2 - 2c u_1 \cos \alpha. \quad (8)$$

Mit diesen Gleichgn. (7) und (8) wird (5) schliesslich

$$w_2^2 = c^2 - 2c u_1 \cos \alpha + u_2^2 + 2g(p v) \lg n \frac{p_1}{p_2}. \quad (9)$$

Setzt man noch $2c u_1 \cos \alpha$ aus Glchg. (9) in (1) ein, so folgt:

$$L = \frac{1}{2} M \left[c^2 + u_2^2 + 2g(p v) \lg n \frac{p_1}{p_2} - w_2^2 + 2w_2 u_2 \cos \alpha_2 - 2u_2^2 \right].$$

Hierin ist nach der Figur:

$$w_2^2 + u_2^2 - 2w_2 u_2 \cos \alpha_2 = c_2^2, \quad (10)$$

d. h. gleich dem Quadrate der absoluten Austrittsgeschwindigkeit des Dampfes aus dem Laufrade. Damit wird endlich die sekundliche Dampfleistung, wenn man noch die Masse M durch das in jeder Sekunde durchströmende Dampfgewicht G ersetzt:

$$L = G \left[\frac{c^2 - c_2^2}{2g} + (p v) \lg n \frac{p_1}{p_2} \right]. \quad (11)$$

Diese Gleichung hätte übrigens auch unmittelbar hingeschrieben werden können, denn sie sagt nur aus, dass die an das Rad abgegebene Arbeitsleistung gleich ist dem Unterschiede der angehäuften Arbeiten des Dampfes vor dem Eintritte ins Laufrad und nach dem Austritte aus diesem, vermehrt um die durch die Zustandsänderung geleistete Arbeit.

Setzt man noch c_2^2 aus Glchg. (10) und darin w_2^2 nach Glchg. (9) in Glchg. (11) ein und ersetzt wieder G durch Mg , so erhält man als einen anderen Ausdruck für die Arbeitsleistung auch:

$$L = M(c u_1 \cos \alpha - u_2^2 + w_2 u_2 \cos \alpha_2) = M[u_1 \cdot c \cos \alpha - u_2(u_2 - w_2 \cos \alpha_2)]. \quad (11a)$$

Die eckigen Klammern in den Glchg. (11) sind $= L/G$ oder L/M . Und da sich die zur Erzeugung des Dampfes nötige Wärmemenge bei den hier benutzten höheren Pressungen mit dem Drucke nicht mehr stark ändert, so gehen diese Klammern genügend genau als der wirtschaftliche Wirkungsgrad der Turbine anzusehen, wenigstens, wenn vorausgesetzt wird, der Dampf bleibe gesättigt.

§ 2. Einteilung der Dampfturbinen.

Die Dampfturbinen gehen in gleicher Weise einzuteilen, wie die Wasserturbinen. Hier kommt namentlich die Unterscheidung in *Druck-* und *Reaktionsturbinen* in Frage, wenn auch bei den Dampfturbinen darunter teilweise etwas anderes zu verstehen ist, als bei den Wasserturbinen.

Nach meinen Versuchen über das Ausströmen von Luft durch konisch-divergente Röhre¹⁾ und nach theoretischen Betrachtungen²⁾ bleibt beim Ausströmen einer elastischen Flüssigkeit in einen mit einer ebenfalls elastischen Flüssigkeit erfüllten Raum der mittlere Druck in der Mündungsebene stets grösser, als der umgebende äussere Druck. Daher sind Druckturbinen in dem Sinne, dass die Flüssigkeit ohne Ueberdruck, nur durch Aenderung der Geschwindigkeit arbeitet, bei Dampf ausgeschlossen. Das Entsprechende bei Wasser wären Druckturbinen unter Wasser, und solche kommen auch nicht vor. Man kann aber doch die Benennung „*Druckturbinen*“ bei Dampf beibehalten, wenn man darunter solche Turbinen versteht, bei denen der ganze verfügbare Druckunterschied, so weit es überhaupt möglich ist, zur Erzeugung der Austrittsgeschwindigkeit c aus der Leitvorrichtung ausgenutzt wird, so dass der Dampfstrahl als *freier* Strahl am Laufrade ankommt, allerdings im Mittel noch mit einem gewissen Ueberdrucke.

Bei den *Reaktionsturbinen* dagegen bleibt die Austrittsgeschwindigkeit c aus den Leitkanälen kleiner, als dem verfügbaren Druckunterschiede entspricht. Der Strahl hat dann noch einen grösseren Ueberdruck, und das ist nur möglich, wenn er *nicht* als freier Strahl in die Leitkanäle einströmt, sondern diese vom Anfang an ganz ausfüllt. Dabei kann aber der Dampf seine Arbeit noch in einem einzigen Laufrade abgeben, oder nacheinander in mehreren, zwischen die je wieder ein Leitrad eingeschaltet ist. Hiernach muss man bei den *Dampf-Reaktions-Turbinen* „*einstufige*“ und „*mehrstufige*“ unterscheiden.

Die Turbinen werden auch noch nach der Bewegungsrichtung des Wassers durch das Laufrad eingeteilt. In den Formeln tritt dieser Unterschied nicht besonders hervor, er macht sich nur bei Zahlenrechnungen geltend durch den verschiedenen Wert des Quotienten: Halbmesser r_2 an der Austrittsseite durch Halbmesser r_1 an der Eintrittsseite. Doch ist die gegenseitige Stellung der Dampfturbinen in dieser Richtung eine etwas andere, als die der Wasserturbinen. Bei Dampf findet nämlich im Laufrade stets eine Druckabnahme statt, die mit einer Zunahme des spezifischen Volumens verbunden ist. Daher muss der Kanalquerschnitt nach der Austrittsseite stärker wachsen, als bei Wasser. Eine solche Zunahme lässt sich nun am leichtesten bei innesschlächtigen Turbinen, $r_2/r_1 > 1$, erreichen, weniger gut bei seitenschlächtigen, $r_2/r_1 = 1$, am schwierigsten bei aussenschlächtigen, $r_2/r_1 < 1$.

Die *Beaufschlagung* an nur einem Teile des Umfanges sollte eigentlich nur bei Druckturbinen mit ihrem freien Strahle angewendet werden. Bei Reaktionsturbinen würde an den äussersten Leitkanälen, so lange sie teilweise über einem leeren Laufradkanal stehen, die Austrittsgeschwindigkeit zu gross, der mittlere Druck zu klein werden. Das sind gleichartige Störungen, wie sie auch bei Wasser-Reaktions-Turbinen auftreten, wenn Leitkanäle wegen der Regelung gedeckt werden. Dort sind sie nicht zu vermeiden. Bei Dampfturbinen dürfte es aber besser sein, die Regelung innerhalb gewisser Grenzen durch *Drosselung* zu erreichen. Der dadurch eingeschaltete Arbeitsverlust setzt sich in Wärme um, die zum grössten Teile im Dampfe zurückbleibt, seine innere Arbeit U erhöht und daher, wenigstens teilweise, dem Rade zu gute kommt. (Forts. folgt.)

Les tours de St. Pierre de Genève.

(Avec une planche.)

L'Eglise de St. Pierre, ancienne cathédrale de Genève, présente une disposition assez curieuse. Deux tours sont élevées sur les travées nord et sud de ses transepts sans que le plan intérieur de l'Eglise en soit influencé.

Mais les tours elles-mêmes se ressentent de cette disposition anormale.

¹⁾ Schweiz. Bauztg. 1898, XXXI, No. 10—12.

²⁾ Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zürich, 1897, S. 317.