

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 127/128 (1946)
Heft: 5

Artikel: Ueber die Verwendung von leichten Gasen für Wärmekraftmaschinen mit geschlossenem Kreislauf
Autor: Ackeret, J.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-83788>

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: 15.03.2025

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

Ueber die Verwendung von leichten Gasen für Wärmekraftmaschinen mit geschlossenem Kreislauf

Von Prof. Dr. J. ACKERET, Institut für Aerodynamik E. T. H., Zürich

Als Betriebsmittel ist bei geschlossenen Anlagen¹⁾ bisher Luft verwendet worden. Es ist aber nicht ohne Interesse zu untersuchen, ob Fortschritte durch Verwendung anderer Gase möglich sind. Die folgenden Bemerkungen beschränken sich auf die wesentlichen Punkte und lassen eine Anzahl von Fragen, insbesondere auch solche des Betriebes, notgedrungen noch offen, da ihre Beantwortung weitgehend ausgeführte Konstruktionspläne und nähere Kenntnisse über das chemische Verhalten der Metalle bei höheren Temperaturen in Atmosphären verschiedener Zusammensetzung voraussetzen.

Zunächst muss bemerkt werden, dass für den Wirkungsgrad des Kreisprozesses ohne Berücksichtigung der Temperatur- und Druckverluste die Gasnatur keine Rolle spielt, gleiche Temperaturen vorausgesetzt. Der Prozesswirkungsgrad, d. h. das Verhältnis der in mechanische Arbeit umsetzbaren zur insgesamt eingeführten Wärme beträgt nämlich beim verlustfreien Prozess nach dem auf Bild 1 dargestellten Entropiediagramm unter Voraussetzung konstanter spezifischer Wärmen:

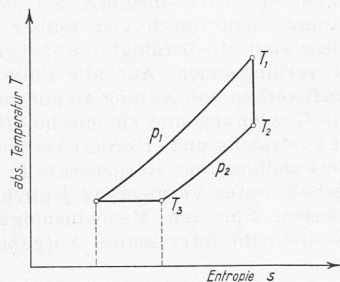


Bild 1. Entropiediagramm

$$\eta = \frac{c_p (T_1 - T_2) \eta_T - \frac{A R T_3}{\eta_V} \ln \frac{p_1}{p_2}}{c_p (T_1 - T_2) \eta_T}$$

Hierin bedeuten η_T den adiabatischen Wirkungsgrad der Turbine und η_V den isothermen Verdichterwirkungsgrad. Mit der Beziehung

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = \frac{p_1}{p_2}$$

ist:

$$\eta = 1 - \frac{T_3}{(T_1 - T_2)} \frac{1}{\eta_T \eta_V} \ln \frac{T_1}{T_2}$$

In dieser Formel kommt die Gasnatur überhaupt nicht vor. Wenn also ein Einfluss da ist, so kann er nur in den Temperatur- und Druckverlusten bei den Wärmeübergängen und in der spezifischen Leistung der Anlage zum Vorschein kommen. Aus Gründen der Einfachheit wollen wir weiterhin annehmen, dass wir nur Gase und Gasmischungen von gleicher Atomzahl verwenden, d. h. also etwa nur zweiatomige oder nur einatomige Gasmischungen von Helium mit Argon wären ein Beispiel für die zweitgenannte Art. Veränderlich ist dann nur noch das mittlere Molekulargewicht m , das z. B. zwischen 4 (reines Helium) und 40 (reines Argon) kontinuierlich variiert werden kann. Für Gase gleicher Atomzahl sind nun die Größen:

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} \quad \text{und} \quad \sigma = \frac{\eta g c_p}{\lambda}$$

worin η die Zähigkeit und λ die Wärmeleitfähigkeit bedeuten, bekanntlich unabhängig von m^2 .

Untersuchen wir jetzt für die allein in Betracht kommende turbulente Strömung Wärmeübergang und Reibung an einer bestimmten Stelle eines Rohres vom Durchmesser D , an der das Gas mit der mittleren Geschwindigkeit u , der Dichte ρ , dem Druck p , der Temperatur T und der Zähigkeit η strömt. Zwischen Gas und Wand soll die feste Temperaturdifferenz θ vorhanden sein. Dann gilt für die Schubspannung:

$$\tau = c_f \frac{\rho}{2} u^2$$

Für den Wärmeübergang pro Flächen- und Zeiteinheit folgt nach Reynolds-Prandtl:

$$q = \frac{c_f}{2P} \rho g c_p u \theta$$

Für mässig grosse Reynolds'sche Zahlen $R_e = \rho u D / \eta$ gilt nach Blasius genügend genau:

$$c_f = \frac{0,0791}{\sqrt{R_e}}$$

¹⁾ Vgl. SBZ. Bd. 113, S. 229* (1939); Bd. 125, S. 269* u. 279* (1945); Bd. 126, S. 63* u. 75* (1945).

²⁾ Nach Bucken ist mit guter Näherung $\sigma = \frac{4\kappa}{9\kappa - 5}$

Der Prandtl'sche Ausdruck $P = 1 + \frac{1,74}{R_e^{1/8}} (\sigma - 1)$ ist nur wenig von R_e abhängig und liegt praktisch in der Nähe von 1. Für ein kurzes Rohrstück dx ist nun der Druckverlust:

$$dp = -4 c_f \frac{\rho}{2} u^2 \frac{dx}{D}$$

Im weiteren soll verlangt werden, dass sich bei den verschiedenen Molekulargewichten m stets derselbe Wert dp/p , ferner bei konstanten für den Wärmedurchgang massgebenden Temperaturdifferenzen θ derselbe Wert dT/T einstellt. Diese Forderung bedingt eine (geringe) Veränderung von dx . Ohne über die Rohrlängen integrieren zu müssen, sieht man, dass sich dann auch gleiche Werte $\Delta p/p_e$ und $\Delta T/T_e$ ergeben, wobei Δp und ΔT die endlichen Druck- bzw. Temperaturdifferenzen zwischen Rohrende und Rohranfang sind, und der Index e sich auf den Eintritt bezieht.

Für alle Gase gilt:

$$R = \frac{\Re}{m}; \quad \rho = \frac{p}{g R T} = \frac{p m}{g \Re T}$$

für Gase mit gleicher Atomzahl:

$$c_p = \frac{\mathfrak{C}_p}{m}$$

wobei \Re und \mathfrak{C}_p Konstanten sind.

Nun ist:

$$\frac{dp}{p} = -2 c_f \frac{\rho}{p} u^2 \frac{dx}{D} = -2 c_f \frac{u^2}{g R T} \frac{dx}{D} = -2 c_f \kappa M^2 \frac{dx}{D}$$

worin $M = u/a$ die Mach'sche Zahl (das Verhältnis der Strömungsgeschwindigkeit zur Schallgeschwindigkeit) bedeutet. Soll also der Wert dp/p konstant bleiben, so muss sein:

$$c_f M^2 dx = \text{const.}$$

Andererseits ergibt ein konstanter Wert dT/T :

$$\frac{dT}{T} = \frac{1}{T} \frac{q dx}{\rho g c_p u} \frac{\pi D}{\pi/4 D^2} = \frac{2 c_f}{P T} \theta \frac{dx}{D} = \text{const.}$$

also $\frac{c_f dx}{P} = \text{const.}$, oder da P fast konstant ist, mit guter Näherung: $c_f dx = \text{const.}$ Damit aber folgt weiter:

$$M = u/a = \text{const.}$$

Mit der Schallgeschwindigkeit $a = \sqrt{g \kappa R T} = \sqrt{g \kappa \frac{\Re}{m} T}$ ergibt sich schliesslich:

$$u \propto \frac{1}{\sqrt{m}}$$

Ist also ein Gasgemisch 9 mal leichter als ein anderes, so kann es dreimal schneller strömen, ohne dass sich der Druckabfall oder die Temperatureaufnahme ändert. Geändert werden muss dx und damit auch die gesamte Rohrlänge. Man erhält:

$$\frac{dx}{D} = \frac{dp}{p} \frac{1}{2 c_f \kappa M^2}$$

$\frac{dx}{D}$ ist also proportional zu $\frac{1}{c_f} = \frac{1}{0,0791} \sqrt[4]{\frac{\rho u D}{\eta}}$

Bei gleichem D ist:

$$\frac{dx}{D} \propto \sqrt[4]{\frac{\rho u}{\eta}}$$

Für gleiche Temperaturen ist die Zähigkeit von Gasen gleicher Atomzahl (mit alleiniger Ausnahme von Wasserstoff) wenig verschieden. Für ein Gemisch von Helium und Argon variiert sie beispielsweise zwischen $m = 4$ und $m = 40$ um nur rd. 10%. In vereinfachter Form kann somit gesetzt werden:

$$\frac{dx}{D} \propto \sqrt[4]{\rho u} \propto \sqrt[4]{\frac{1}{m} \frac{1}{\sqrt{m}}} = \sqrt[8]{m}$$

Für leichtere Gase nimmt also die Rohrlänge schwach ab; denn da diese Gleichung für jedes x gilt, folgt die selbe Proportionalität auch für die ganze Rohrlänge.

Der entscheidende Vorteil besteht nun darin, dass sich bei Gleichheit der Druck- und Temperaturverluste, wie wir sie bisher angenommen haben, die Leistung vergrössert. Sie ist nämlich proportional zu:

$$L \propto \rho u c_p$$

Da die Temperaturgefälle beibehalten und die Durchmesser nicht geändert werden sollen, kann auch gesetzt werden:

$$L \propto m \frac{1}{\sqrt{m}} \frac{1}{m} = \frac{1}{\sqrt{m}}$$

Eine Verkleinerung des Molekulargewichtes um den oben genannten Faktor 9 würde also die Leistungsfähigkeit der Austauschflächen verdreifachen. Die Rohrlängen würden um rd. 25% kleiner. Da die Drücke und Temperaturen gleich sind und damit die Wandstärken nicht geändert zu werden brauchen, verringert sich das Gewicht der wirksamen Rohrfläche je PS auf den vierten Teil.

Die Vergrößerung der Leistung kann physikalisch auch folgendermassen eingesehen werden: Nach dem Gesetz von Avogadro enthält die Volumeneinheit bei gleichem Druck und gleicher Temperatur gleichviele Moleküle, d. h. aber auch (bei gleicher Atomzahl) gleichviele molekulare Freiheitsgrade. Jeder davon transportiert gleichviel Energie und kann auch gleichviel davon nutzbar abgeben. Da wir aber das $\frac{1}{\sqrt{m}}$ -fache Volumen je Zeiteinheit transportieren, folgt eine Erhöhung der Leistung um den selben Faktor.

Der grösste Nutzen ist vorhanden beim Wärmeaustauscher und bei den Vor- und Zwischenkühlern des Kompressors, die wasserseitig ja grosse Wärmeübergangszahlen aufweisen. Bei den Gaserhitzern tritt innenseitig eine grosse Verbesserung auf. Aussenseitig wird dadurch eine schärfere Ausnützung der Wärmestrahlung ermöglicht. Bei Druckfeuerung, wo aussenseitig der Wärmeübergang vergrössert ist, kommen natürlich die Vorteile leichter Gase stärker zur Geltung. Rohrleitungen brauchen im Durchmesser nicht vergrössert zu werden, da sie bei den kleineren Apparatedimensionen auch etwas kürzer ausfallen dürften; auf alle Fälle aber dürfte ihr Gewicht je Leistungseinheit mit \sqrt{m} zurückgehen.

Die Turbomaschinen würden in den Abmessungen trotz grösserer Leistung gleich bleiben, wenn es möglich wäre, auch die Umfangsgeschwindigkeiten entsprechend $\frac{1}{\sqrt{m}}$ zu steigern.

Aerodynamisch würde dadurch keine Verschlechterung entstehen, da die hauptsächlich massgebenden Mach'schen Zahlen ja unverändert sind; allein die Festigkeit erlaubt nur bei den Axialverdichtern noch eine Steigerung, nicht aber bei den Turbinen. Das bedingt eine Vergrößerung der Stufenzahl. Für den Verdichter ist die Stufenzahl bei einem adiabatischen Temperaturverhältnis ϑ und einer Druckziffer ψ durch

$$n_v = \frac{2}{\kappa - 1} \frac{\ln \vartheta}{\psi M^2}$$

gegeben; sie würde also wie $\frac{1}{M^2} \propto \frac{1}{m}$ zunehmen; es sei denn,

dass die Umfangsgeschwindigkeit noch gesteigert wird. Im schlimmsten Fall würde also die Länge der Maschine im Verhältnis der Werte $1/m$ zunehmen, ohne dass der Durchmesser wesentlich geändert zu werden braucht. Die grösseren Werte $\varphi = c_m/w$ in der Maschine würden sich für den Wirkungsgrad eher günstig auswirken, Kompressibilität würde keine Schwierigkeiten ergeben.

Als leichteste Gase stehen zur Verfügung: Wasserstoff H_2 ($m = 2$) und Helium He ($m = 4$). Es scheint, dass die Anwendung von H_2 bei hohen Temperaturen für das heute gebräuchliche Material Schwierigkeiten ergeben würde. Mischungen von H_2 und Luft sind wegen Explosionsgefahr, solche von H_2 und Stickstoff N_2 wohl wegen Ammoniakbildung (NH_3) ausgeschlossen. Es bleibt also praktisch nur He , das in den U. S. A. in industriellem Ausmass zu vernünftigen Kosten gewonnen wird. Als Mischgas wird ein relativ schweres Gas, vielleicht CO_2 Vorteile haben, das leicht verflüssigt werden kann und das damit eine gute Möglichkeit der Aenderung des Mischungsverhältnisses bietet.

Es ist klar, dass nur ein sehr eingehendes konstruktives Studium imstande ist, abzuklären, wie weit von den hier erwähnten physikalischen Möglichkeiten praktischer Gebrauch gemacht werden kann. Die grossen Erfahrungen der Kälteindustrie und der chemischen Grossindustrie, wo man ja auch vor teureren und chemisch weit weniger harmlosen Stoffen nicht zurückschreckt, könnten dabei von erheblichem Nutzen sein.

Legt man weniger Gewicht auf Steigerung der Leistung, lässt also die Apparatedimensionen und die Leistung wenig verändert, so resultiert, wie man leicht übersieht, eine spürbare Erhöhung des Wirkungsgrades, da dieser ja stark von den Verlusten in den Apparaten abhängt. Man kann dann mit Druck- und Temperaturverhältnissen nahe an eins arbeiten und nähert

sich so weitgehend dem Carnot-Wirkungsgrad. Wahrscheinlich bringt eine Kombination beider Tendenzen den grössten Gesamtnutzen.

Eine interessante Anwendung solcher Gemische ergibt sich möglicherweise bei den vor kurzem noch utopischen, heute aber doch ernsthaft erwogenen *Atomkraftwerken*. Soviel man sehen kann, wird die bei der Kernspaltung gelöste Energie in erster Linie als *Wärme* frei; direkte Elektrizitätserzeugung erscheint vorläufig noch unmöglich. Somit erhebt sich die Frage, welche Art von *Wärmekraftmaschinen* für solche Anlagen vor allem in Frage kommt. Da die Wärmeproduktion in relativ grossen Massen erfolgt, scheiden Kolbenmaschinen offenbar aus; es kommt nur *Beheizung*, also Uebertragung an ein flüssiges oder gasförmiges Medium und *Turbinenantrieb* in Frage. Es trifft sich nun recht merkwürdig, dass die aus anderen Gründen oben empfohlene Mischung von Helium und CO_2 auch für die «Atomkessel» geeignet erscheint, insofern, als sie nur Elemente enthält, deren Atomgewicht durch vier teilbar ist ($He = 4, C = 12, O = 16$). Diese sind alle befähigt, die schnellen Neutronen ohne Einfangen zu verlangsamen. Auf alle Fälle wird es auch bei den Atomkraftwerken von Anfang an auf guten Wirkungsgrad ankommen. Die Gewinnung und chemische Vorbereitung des «Brennstoffes» ist kostspielig und erfordert besondere Anlagen; die nachfolgende Umwandlung der Kernenergie in elektrische Energie wird man deshalb unter Vermeidung jeglicher Verschwendung vornehmen müssen. Für den Maschineningenieur ergeben sich da ohne Zweifel sehr interessante Aufgaben.

Das Diffusionshygrometer

Von Prof. Dr. H. GREINACHER, Bern

Die gebräuchlichsten Hygrometertypen sind bekanntlich das Psychrometer, das Taupunkthygrometer und das Haarhygrometer. Da das Erstgenannte in der Form des Aspirationshygrometers zu genaueren Messungen verwendet wird, hat es mit dem Zweitgenannten den Nachteil, dass zu jeder Messung ein Versuch ausgeführt werden muss. Das direkt zeigende Haarhygrometer, das die von der Temperatur unabhängige Ausdehnung von Haaren mit der Feuchtigkeit verwendet, ist zwar bequem, aber seine Angaben können, wenn gewisse Voraussetzungen nicht erfüllt sind, sehr ungenau sein. Man sollte den Feuchtigkeitsgrad unmittelbar und mit genügender Genauigkeit ablesen können. Hierzu eignet sich das Diffusionshygrometer, bei dem zur Anzeige die verschiedenen Diffusionsgeschwindigkeiten von Luft und Wasserdampf durch poröse Schichten ausgenützt werden. Eine Tonplatte P (Bild 1) von genügend feiner Porosität ist auf den seitlichen Ansatz eines Glasgefässes aufge kittet, das mit dem Flüssigkeitsmanometer M (Füllflüssigkeit: Paraffinöl) verbunden ist. Wird nun in den untern Teil, der beim eingeschlifenen Verschluss S dicht anschliesst, ein Trockenmittel (KOH u. dgl.), eingeführt, durch das die Luft innen absolut trocken wird, so stellt sich von selbst ein gewisser Unterdruck Δp_A ein, der umso grösser ist, je feuchter die umgebende Luft ist. Der Vorgang kommt folgendermassen zustande. Innen und aussen sei nach Einsetzen des Schliffes S der Gasdruck derselbe (Manometerstellung 0). Innen haben wir nur Luft, aussen Luft + Wasserdampf. Der Partialdruck der Luft ist also aussen kleiner als innen, wodurch eine stärkere Luftdiffusion von innen nach aussen stattfindet. Der Druck im Innern sinkt, bis die Luftdiffusion in beiden Richtungen gleich gross geworden ist. Er ist umso kleiner, je grösser der Unterschied des Partialdruckes der Luft innen und aussen, d. h. je höher der Partialdruck des Wasserdampfes ist. In einer ausführlichen Veröffentlichung¹⁾ sind die Verhältnisse genauer dargestellt; dort ist auch bewiesen, dass man Proportionalität ansetzen kann:

$$\Delta p_A = k p \dots \dots \dots (1)$$

wo p den Partialdruck des Wasserdampfes in mm Hg bedeutet. Δp_A kann in beliebigen Einheiten gemessen sein. Die Apparatkonstante k lässt sich ein für alle Male bestimmen. Man macht sich von dieser in einfacher Weise unabhängig, indem man ein zweites Diffusionshygrometer mitverwendet und dieses statt mit einem Trockenmittel mit Wasser beschickt. Dann stellt sich ein *Ueberdruck* Δp_B ein, der dem Unterschied des Dampfdruckes zwischen innen und aussen proportional ist. Da die Luft innen mit Wasserdampf gesättigt ist, also der Dampfdruck p_s herrscht, hat man:

$$\Delta p_B = k (p_s - p) \dots \dots \dots (2)$$

Δp_A und Δp_B , die beide positiv gerechnet seien, hängen nach Gleichungen (1) und (2) so zusammen:

$$\Delta p_A + \Delta p_B = k p_s \dots \dots \dots (3)$$

¹⁾ Helv. Phys. Acta, Bd. 17, S. 437, 1944.