Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung

Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine

Band: 103/104 (1934)

Heft: 23

Inhaltsverzeichnis

Band 104 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. 23**

Die Verwendung von Luft als Untersuchungsmittel für Probleme des Dampfturbinenbaues.

Von Prof. Dr. J. ACKERET (E. T. H.), Dr. C. KELLER und Dr. F. SALZMANN (Escher Wyss, Zürich).

Grundsätzliches. Der grosse Aufschwung der Strömungslehre in den letzten 20 Jahren, hauptsächlich beeinflusst durch die intensive Forschungsarbeit auf flugtechnischem Gebiet, hat sich bisher in der Dampfturbinentechnik nicht stark fühlbar gemacht. Das ist eigentlich sehr merkwürdig, ist doch die Dampfturbine sonst ein Musterbeispiel theoretischer Durchdringung. Die Gründe für diesen Rückstand liegen unserer Meinung nach vor allem darin, dass es ganz ausserordentlich schwierig ist, an Dampfturbinen zu experimentieren. Die hohen Temperaturen, grossen Umfangsgeschwindigkeiten, kleinen Schaufelabmessungen wirken gleichermassen störend wie die Unzugänglichkeit, der umständliche Auf- und Abbau, die Kondensation in den Messleitungen usw. So ist es erklärlich, dass mancher Ingenieur zuerst begeistert an das Studium der Dampfströmungen in der Maschine ging, um nach vielen Kämpfen mehr oder minder entmutigt aufzuhören oder sich mit Teilresultaten zu begnügen.

Der hier darzulegende Versuch geht einen anderen Weg. Wir haben konsequent an Stelle von Dampf Luft verwendet und die uns interessierenden Objekte teilweise in stark vergrössertem Masstab ausgeführt. Es wird dann möglich, gewissermassen in die Kanäle hineinzusehen und verhältnismässig leicht die Verluste zu lokalisieren. Natürlich hat dieses Verfahren seine Grenzen, und es braucht kaum betont zu werden, dass seine Legitimität sorgfältig geprüft werden muss.

Zunächst müssen wir uns darüber klar werden, wieweit der Ersatz von Dampf durch Luft im Rahmen der exakten Theorie gerechtfertigt ist. Dazu gehen wir aus von den allgemeinen Gleichungen der Gasdynamik.[1])

Es sollen bezeichnen: t Zeit; x, y, z, l Koordinaten, Längen; u, v, w Geschwindigkeitskomponenten; $\varrho = \gamma/g$ Dichte des strömenden Mediums; p Druck; T abs. Temperatur; R Gaskonstante; a Schallgeschwindigkeit; A Wärmeäquivalent; c_v, c_p spezifische Wärme bei konst. Volumen, bzw. Druck; $k = c_p/c_v$; η Zähigkeit; λ Wärmeleitfähigkeit; Δ den Operator $\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$.

Die Grundgleichungen lauten nun:

1. *Kontinuitätsgleichung:*

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial (\varrho u)}{\partial x} + \frac{\partial (\varrho v)}{\partial y} + \frac{\partial (\varrho w)}{\partial z} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

2. *Impulssatz* (ohne Massenkräfte)

$$\varrho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \eta \, \Delta u + \frac{1}{3} \eta \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) . \quad (2)$$

+ 2 weitere Gleichungen für y- und z-Richtung.

3. *Energiesatz.*

$$\frac{1}{A} \varrho g c_v \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) + p \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = \frac{1}{A} \lambda \, \Delta T + D \quad . \quad (3)$$

D ist die sog. *Dissipation,* ein Mass für die Reibungswärme.

$$D = - \frac{2}{3} \eta \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \eta \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right\} \quad (4)$$

4. Wir setzen nun voraus, dass wir es mit idealen Gasen zu tun haben, eine Berücksichtigung der sehr komplizierten Eigenschaften der Dämpfe in der Nähe der Sättigung ist unmöglich. Die nachfolgenden Betrachtungen gelten also zunächst nur für überhitzten Dampf. Wir können somit die Gültigkeit der *Gasgleichung*

$$p = \varrho g R T \text{ voraussetzen} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

In den Gleichungen (2) und (3) ist η und λ temperatur- und druckunabhängig angenommen worden. Die damit verbundene Ungenauigkeit dürfte kaum in Betracht fallen.

Wenn der Modellversuch von Nutzen sein soll, müssen die Gesetze bekannt sein, die von den im Modell gemessenen Grössen (Drücke, Temperaturen, Kräfte usw.) zu den Originalgrössen führen. Was wir anstreben, ist die *Aehnlichkeit* beider Strömungen, die nicht nur geometrisch vorhanden sein soll, sondern sich auch darin äussert, dass alle variablen Grössen im Original aus den Modellgrössen durch Multiplikation mit einem überall konstanten Faktor erhalten werden. Wir untersuchen also zunächst, unter welchen Bedingungen eine solche *lineare Transformation* der Versuchsgrössen überhaupt möglich ist. Diese Bedingungen sind, so lautet die Forderung der Theorie, einzuhalten, wenn man den Modellversuch quantitativ verwerten will.

Wir führen also Faktoren ein, die zunächst teilweise unbestimmt sind.[2]) Beispielsweise sollen alle Originallängen, l_1, x_1, y_1, z_1 aus den Modellängen l_2, x_2, y_2, z_2 durch Multiplikation mit dem überall konstanten Längenfaktor m_l gefunden werden: $l_2 = m_l l_1$. Das bedeutet zunächst vollkommene geometrische Aehnlichkeit der Begrenzungen, der Rauhigkeiten, der Zu- und Abläufe usw. Analog gehen wir für alle andern Grössen vor. Die Masseinheiten (etwa m, kg, sec) bleiben ungeändert. A und g sind also als Konstante zu behandeln. Wir haben somit:

$$\begin{array}{lll} t_2 = m_t t_1 & p_2 = m_p p_1 & c_{v_2} = m_{c_v} c_{v_1} \\ l_2, x_2, y_2, z_2 = m_l l_1, x_1, y_1, z_1 & T_2 = m_T T_1 & \eta_2 = m_\eta \eta_1 \\ c_2, u_2, v_2, w_2, = m_c c_1, u_1, v_1, w_1, & R_2 = m_R R_1 & \lambda_2 = m_\lambda \lambda_1 \\ \varrho_2 = m_\varrho \varrho_1 & a_2 = m_a a_1 & (6) \end{array}$$

Da die Verhältnisse der Geschwindigkeitskomponenten, also auch die Geschwindigkeitsrichtungen in entsprechenden Punkten gleich sind, werden die Stromlinien geometrisch ähnlich.

Man kann nun durchaus nicht alle m willkürlich wählen, sie müssen vielmehr so festgesetzt werden, dass die vier Grundgleichungen stets befriedigt werden. Daraus ergeben sich bestimmte *Verträglichkeitsbedingungen,* die nun nichts anderes sind, als die gewünschten *Aehnlichkeitssätze.*

Gehen wir zunächst von der Kontinuitätsgleichung aus. Sie lautet für das Modell:

$$\frac{\partial \varrho_2}{\partial t_2} + \frac{\partial (\varrho_2 u_2)}{\partial x_2} + \frac{\partial (\varrho_2 v_2)}{\partial y_2} + \frac{\partial (\varrho_2 w_2)}{\partial z_2} = 0$$

Einsetzen der Faktoren ergibt:

$$\frac{m_\varrho}{m_t} \frac{\partial \varrho_1}{\partial t_1} + \frac{m_\varrho m_c}{m_l} \frac{\partial (\varrho_1 u_1)}{\partial x_1} + \frac{m_\varrho m_c}{m_l} \frac{\partial (\varrho_1 v_1)}{\partial y_1} + \frac{m_\varrho m_c}{m_l} \frac{\partial (\varrho_1 w_1)}{\partial z_1} = 0$$

[1]) Vgl. *J. Ackeret,* Handbuch der Physik Bd. VII, Berlin 1927, Seite 290 u. f.

[2]) Die im Folgenden beschriebene Methode geht schon auf *Helmholtz* zurück. Obwohl auf sie schon früher hingewiesen wurde (z. B. auch in *Stodola* Dampf- und Gasturbinen 5. Aufl. S. 837), scheinen die daraus folgenden Konsequenzen weniger bekannt zu sein.