

TK14
T777

TK14
T777
E.3
V.1

7960364

5

Walter Traupel

Thermische Turbomaschinen

Erster Band
Thermodynamisch-strömungstechnische
Berechnung

3., neubearbeitete und erweiterte Auflage



E7950364

Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York 1977

Professor Dr.-Ing. Walter Traupel

o. Professor an der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich
Vorstand des Instituts für Thermische Turbomaschinen

478 Abbildungen

ISBN 3-540-07939-4 Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York

ISBN 0-387-07939-4 Springer-Verlag New York Heidelberg Berlin

ISBN 3-540-03682-2 2. Aufl. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York
ISBN 0-387-03682-2 2nd ed. Springer-Verlag New York Heidelberg Berlin

Library of Congress Cataloging in Publication Data
Main entry under title: Traupel, Walter. Thermische Turbomaschinen.
Includes bibliographies.
Contents: 1. Bd. Thermodynamisch-strömungstechnische Berechnung.
1. Turbomaschinen. I. Title. TJ 266. T72 1977 621.4'06 77-2169

Das Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die dadurch begründeten Rechte, insbesondere die der Übersetzung, des Nachdruckes, der Entnahme von Abbildungen, der Funksendung, der Wiedergabe auf photomechanischem oder ähnlichem Wege und der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen bleiben, auch bei nur auszugsweiser Verwertung, vorbehalten.

Bei Vervielfältigungen für gewerbliche Zwecke ist gemäß § 54 UrhG eine Vergütung an den Verlag zu zahlen, deren Höhe mit dem Verlag zu vereinbaren ist.

© by Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg 1958, 1966, and 1977.

Printed in GDR

Die Wiedergabe von Gebrauchsnamen, Handelsnamen, Warenbezeichnungen usw. in diesem Buche berechtigt auch ohne besondere Kennzeichnung nicht zur Annahme, daß solche Namen im Sinne der Warenzeichen- und Markenschutz-Gesetzgebung als frei zu betrachten wären und daher von jedermann benutzt werden dürften.

2362/3020 — 543210

**Allen Ingenieuren gewidmet, die ihren Beruf
in Ehrfurcht vor der Schöpfung ausüben**

Vorwort zur dritten Auflage

Bei der Bearbeitung der dritten Auflage dieses Buches erwies es sich als notwendig, den weitaus größten Teil vollständig neu abzufassen. Das liegt nicht nur an der Entwicklung der Turbomaschinenteknik selbst, sondern vor allem auch daran, daß die außerordentliche Steigerung der Leistungsfähigkeit der elektronischen Rechenanlagen ganz neuartige Rechenverfahren möglich gemacht hat. Exaktere Theorien, die in der Regel auf sehr umfangreiche Differenzenrechnungen hinauslaufen, treten daher in vielen Fällen an die Stelle älterer Näherungsverfahren.

Allerdings bedeutet dies nicht, daß einfache Methoden keine Bedeutung mehr hätten. Oft genügen sie und sind dann schon ihrer besseren Übersichtlichkeit und physikalischen Anschaulichkeit wegen den komplizierteren Rechenverfahren vorzuziehen. Erst indem er zweckmäßig vereinfachende Überlegungen durchführt, eignet sich der Ingenieur das so wichtige Gefühl für die Größenordnungen und die Kunst des Schätzens an. Deshalb wurde darauf Wert gelegt, auch einfache Verfahren anzugeben und ihren Anwendungsbereich sichtbar zu machen.

Nicht nur mußten neue theoretische Erkenntnisse und experimentelle Ergebnisse berücksichtigt werden, sondern die technische Entwicklung machte auch wesentliche Erweiterungen notwendig. So erwies sich z. B. die Schaffung einer rationellen Theorie der gekühlten Gasturbine als unumgänglich, und diese mußte ihren Platz im ersten Band finden, während in den früheren Auflagen dieser Problemkreis im zweiten Band besprochen wurde. Umgekehrt schien es richtiger, das frühere Kapitel über das Verhalten unter geänderten Betriebsbedingungen in den zweiten Band zu verlegen. Es ergibt sich daraus eine Straffung, da die Regelung der Maschinen, die dort erörtert wird, aufs engste damit verbunden ist. Im ersten Band sind lediglich in Kapitel 8 empirische Unterlagen über das Verhalten des einzelnen Schaufelkranzes bzw. der Stufe unter geänderten Betriebsbedingungen angegeben, und die Stufencharakteristiken sind in Kapitel 9 so weit behandelt, wie sie bei der Auslegung von Turbomaschinen benötigt werden.

Wie bei den früheren Auflagen wurde vom Grundsatz ausgegangen, die Theorie in strenger Weise aus den physikalischen Grundgesetzen zu entwickeln. In diesem Zusammenhang erwies es sich als wünschbar, das Kapitel über die thermodynamischen Grundlagen etwas zu erweitern, während dasjenige über die strömungstheoretischen Grundlagen wesentlich gestrafft werden konnte.

Da Potenzen mit gebrochenen Exponenten mit den jetzt allgemein verwendeten elektronischen Handrechengegeräten leicht bestimmt werden können, konnte auf die Kurven tafeln verzichtet werden, die in früheren Auflagen im Anhang beigelegt waren. Auch dürfte im Hinblick auf die veränderte Rechenpraxis die Beigabe einer Entropietafel für Luft und Verbrennungsgase nicht mehr einer dringenden Notwendigkeit entsprechen. Bei der Neufassung des Werkes sind auch einige formale Änderungen vorgenommen worden. So wurde gemäß der jetzt weithin angenommenen Norm die Enthalpie mit h , die Leistung mit P bezeichnet. Zustandsgrößen, die Totalzuständen entsprechen, werden einheitlich durch einen hochgestellten Index 0 gekennzeichnet und Stufenkennzahlen wie die Druckzahl werden jetzt mit u^2 gebildet, statt wie früher mit $u^2/2$.

Um trotz des außerordentlichen Ansteigens der Druckkosten den Preis des Buches in vertretbaren Grenzen zu halten, haben die folgenden Firmen in verschiedener Weise der Herausgabe ihre Unterstützung gewährt:

- Brown, Boveri u. Cie. AG, Baden
- DEMAG AG, Verdichtertechnik, Duisburg
- Gebr. Sulzer AG, Winterthur
- Maschinenfabrik Augsburg-Nürnberg AG, Nürnberg
- Motoren- und Turbinen-Union, München
- Siemens AG, Turbinenwerk, Wesel
- STAL-LAVAL Turbin AB, Finspong

Ihnen allen möchte ich an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank aussprechen. Dank schulde ich ferner meinen Sekretärinnen *Margrit Acker-Zraggen*, *Claudia Baumeler-Zurgilgen* und *Rita Lorini-Giuffredi* für die sorgfältige Reinschrift des Manuskriptes und meinen Mitarbeitern, den Herren *P. Bönzli*, *J. Bütikofer*, *J. Cizmar*, *H.R. Denzler*, *R. Girsberger*, *K. Heiniger* und *P. Spengler* für das Lesen der Korrekturen. Schließlich möchte ich dem Springer-Verlag, der mit dem Autor stets auf der Basis des Vertrauens verkehrte, für die ausgezeichnete Ausführung des Buches danken.

Zürich, im April 1977

W. TRAUPEL

Formelzeichen

Nachfolgend werden die häufigst gebrauchten Buchstabensymbole angegeben. Wo Buchstaben in anderer Bedeutung gebraucht werden, geht dies aus dem Text hervor.

a	Schallgeschwindigkeit	f_{∞}	Rückgewinnzahl bzw. Erhitzungsverlustzahl für unendliche Anzahl Teilschritte
$\bar{a}$	spezifische Arbeit	f	Durchflußquerschnitt
a	spezifische technische Arbeit, Seite 11	$f_{sp}, f'_{sp}, f''_{sp}$	Spaltquerschnitt allgemein, des Leitrades, des Laufrades
A	lichteWeite eines Beschleunigungsgitters	F	Funktionalzeichen
$\bar{A}$	Arbeit	g	Funktionalzeichen
b	technische Arbeit, Seite 10	g	Verteilungsfunktion der spezifischen Stufenarbeit
B	axiale Breite eines Schaufelkranzes	G	Funktionalzeichen
c	bzw. meridionale Breite des Strömungsweges einer Radialmaschine	h	spezifische Enthalpie
c_0, c_1, c_2, c_3	Breitenverhältnis	h_p	unterer Heizwert bei konstantem Druck
	Absolutgeschwindigkeit	$\Delta h, \Delta h', \Delta h''$	spezifische Enthalpieänderung allgemein, im Leitrad, im Laufrad
	Absolutgeschwindigkeit am Eintritt eines vorgeschalteten Leitrades, am Eintritt eines Laufrades, am Austritt eines nachgeschalteten Leitrades; c_1 und c_2 auch am Eintritt und Austritt eines Gitters	$\Delta h_s, \Delta h'_s, \Delta h''_s$	isentropie spezifische Enthalpieänderung allgemein, im Leitrad, im Laufrad
c_{∞}	absolute vektorielle Mittelgeschwindigkeit eines Gitters	H	Enthalpie
$c_{n0} \dots c_{n3}$	Normalkomponenten (meridional) der Geschwindigkeiten $c_0 \dots c_3$	i	Anstellwinkel zwischen Strömungswinkel und Skelett (incidence)
$c_{q0} \dots c_{q3}$	Querkomponenten von $c_0 \dots c_3$	i^*	Anstellwinkel bei kleinstem Verlust
$c_{r0} \dots c_{r3}$	Radialkomponenten von $c_0 \dots c_3$	Δi	Winkeldifferenz $i - i^*$
$c_{u0} \dots c_{u3}$	Umfangskomponenten von $c_0 \dots c_3$	j	Normalenthalpie $\kappa p v / (\kappa - 1)$, wird bei idealem Gas $c_p T$
$c_{z0} \dots c_{z3}$	Axialkomponenten von $c_0 \dots c_3$	k	Koeffizient
c^*	kritische Geschwindigkeit	k	Durchflußfaktor in Kontinuitätsgleichung
$c_{\max}$	Grenzgeschwindigkeit bei Entspannung ins Vakuum	$k_0 \dots k_3$	Durchflußfaktor für durch Index angegebene Kontrollfläche
c_a	Auftriebskoeffizient	K	Koeffizient
c_d	Dissipationskoeffizient, Seite 138	l	Länge
c_f	Reibungskoeffizient, Seite 119	$l_0 \dots l_3$	Schaufellänge (Kanalhöhe), in durch Index angegebener Kontrollfläche gemessen
c_p, c_v	spezifische Wärmekapazitäten	$l_{ax}, l'_{ax}, l''_{ax}$	axiale Länge der Stufe, des Leitradraumes, des Laufradraumes
c_r	Zirkulationskoeffizient, Seite 428	L	Länge
Δc_u	Differenz $c_{u1} - c_{u2}$ oder $c_{u2} - c_{u1}$	L	bezogene Länge (Längenverhältnis)
C	bezogene Absolutgeschwindigkeit c/u_2	m	Masse
C_{index}	bezogene Absolutgeschwindigkeit, Index hat gleiche Bedeutung wie bei c	$\dot{m}$	Massenstrom
ΔC_u	Verhältnis $\Delta c_u / u_2$	$\dot{m}_0$	Bezugswert eines Massenstromes
C	Croccozahl $c/c_{\max}$	$\dot{m}_g, \dot{m}_k$	Massenstrom des Gases, der Kühlluft
D	Raddurchmesser	$\dot{m}_{sp}, \dot{m}'_{sp}, \dot{m}''_{sp}$	Spaltmassenstrom allgemein, für Leitrad, für Laufrad
D_m, D_N, D_S	Durchmesser des Mittelkreises, Nabekreises, Spitzenkreises	M	Drehmoment
$\dot{D}$	Dissipationsleistung	M	Machzahl
e	spezifische Exergie	M_u	mit Umfangsgeschwindigkeit gebildete Machzahl
E	Exergie		
f	Funktionalzeichen		
f	Rückgewinnzahl bzw. Erhitzungsverlustzahl		

M^*	mit kritischer Geschwindigkeit gebildete Machzahl	x	Koordinate
n	Polytropenexponent	y	Ausdruck $\int v dp$
n_s	sekundliche Drehzahl	y	Feuchtigkeitsgehalt des Naßdampfes
p	Druck	y_∞	Feuchtigkeitsgehalt im thermodynam. Gleichgewicht
Δp	Druckdifferenz	Y	Radienverhältnis $r_s/r_N = D_s/D_N$
P	Leistung	z	Stufenzahl
q	Wärmemenge pro Masseneinheit	z	Drosselstellenzahl bei Labyrinthdichtung
q	bezogene Geschwindigkeit c/u_b , wo u_b ein fester (für alle Stufenelemente gleicher) Bezugswert der Umfangsgeschwindigkeit ist, z.B. u_m oder u_N	z	Realgasfaktor
q_{index}	bezogene Geschwindigkeit q , Index hat gleiche Bedeutung wie bei c	z	Verlustzahl
Δq_u	Differenz $q_{u1} - q_{u2}$ oder $q_{u2} - q_{u1}$	z	axiale Koordinate
Q	Wärmemenge	z	Schaufelzahl
r	Radius	Z	Verlustzahl
$r_m, r_N, r_S, \bar{r}$	Radius des Mittelkreises, Nebenkreises, Spitzenkreises, des Kreises, der die Ringfläche halbiert bzw. Eulerradius nach Gl. 5.4(12)	Z	dimensionslose axiale Koordinate
r, r_k	Reaktionsgrad, kinematischer Reaktionsgrad	α	Durchflußbeiwert
R	Gaskonstante	α	absoluter Strömungswinkel
R	Radienverhältnis, z.B. r/r_m bei Axialstufe oder r/r_2 bei Radialmaschine	$\alpha_0 \dots \alpha_3$	Winkel der Geschwindigkeiten $c_0 \dots c_3$
Re	Reynoldszahl	α_∞	Winkel von c_∞
s	Profilsehnenlänge	β	relativer Strömungswinkel
s	Strömungsweg, Bogenlänge	β_1, β_2	Winkel von w_1 und w_2
s	spezifische Entropie	β_∞	Winkel von w_∞
S	Strömungsweg dimensionslos	γ	Zirkulation pro Längeneinheit des Bogens der Schaufelkontur
S	Entropie	γ	Beaufschlagungswinkel
S	Axialschub	γ_m	Einstellwinkel einer Schaufel, Abb. 6.5.1
t	Zeit	Γ	Zirkulation
t	Schaufelteilung	δ	Spaltweite
t^*	in Umfangsrichtung gemessener Abstand zwischen den Schaufelflächen	$\delta_1, \delta_2, \delta_3$	Verdrängungsdicke, Impulsmangeldicke, Energiemangeldicke
T	absolute Temperatur	ε	Gleitzahl, mittlere Gleitzahl
u	Umfangsgeschwindigkeit	ε	Beaufschlagungsverhältnis
$u_m, u_N, u_S, \bar{u}$	Umfangsgeschwindigkeiten in den Radien $r_m, r_N, r_S, \bar{r}$	ε	Neigungswinkel der Meridianstromlinie
U_1	Verhältnis $u_1/u_2 = r_1/r_2$	ε_k	Abweichung des Kontinuitätsformfaktors von 1
U	mit u gebildete Crocozahl	ε_e	Abweichung des Energieformfaktors von 1
v	spezifisches Volumen	ε_t	relative Querschnittsversperrung eines Totwassers
V	Volumen	ζ	Verlustzahl
V	Geschwindigkeitsverhältnis in der Theorie des Radialmaschinendiffusors	ζ_D	aus Diffusorwirkungsgrad mit $\eta_D = 1 - \zeta_D$ definierte Verlustzahl
$\dot{V}$	Volumenstrom	ζ_f	Fächerverlust
w	Relativgeschwindigkeit	ζ_F	Feuchtigkeitsverlust
w_1, w_2	Relativgeschwindigkeiten Eintritt und Austritt Laufrad	ζ_p	Profilverlust
w_{u1}, w_{u2}	Umfangskomponenten der Relativgeschwindigkeiten w_1 und w_2	ζ_{rest}	Restverlust
w_∞	relative vektorielle Mittelgeschwindigkeit eines Gitters	ζ_R	Radreibungsverlust
Δw_u	Differenz $w_{u1} - w_{u2}$ oder $w_{u2} - w_{u1}$	ζ_{sp}	Spaltverlust
W	bezogene Relativgeschwindigkeit	ζ_V	Ventilationsverlust
W_{index}	bezogene Relativgeschwindigkeit, Index hat gleiche Bedeutung wie bei w	$\zeta_{Dp}, \zeta_{Drest}$	durch ζ_D ausgedrückter Profil- bzw. Restverlust
ΔW_u	Verhältnis $\Delta w_u/u_2$	η	Zähigkeit
W	mit w gebildete Crocozahl	η	Wirkungsgrad
x	Dampfgehalt des Naßdampfes	η', η''	Leit- und Laufradwirkungsgrade
x	Gasgehalt des Verbrennungsgas-Luftgemisches	η_a	aerodynamischer Wirkungsgrad
		η_D	Diffusorwirkungsgrad
		η_m	mechanischer Wirkungsgrad
		η_s, η_p	isentropen und polytroper Wirkungsgrad
		$\eta_{s\alpha\omega}, \eta_{p\alpha\omega}$	isentropen und polytroper Wirkungsgrad zwischen Kontrollebenen α und ω

η_{th}	thermischer Wirkungsgrad	φ	Durchsatzzahl (Lieferzahl), Seite 188
η_{thi}	innerer thermischer Wirkungsgrad (Prozeß)	φ	Strömungspotential
η_{the}	thermischer Wirkungsgrad, auf elektrische Leistung bezogen	Φ	charakteristische Größe zur Berechnung von Dissipationsverlusten in Kanälen
η_{thg}	thermischer Gesamtwirkungsgrad (einschl. Dampferzeuger)	χ	Korrekturfaktor für Verlustzahlen
η°	mit Totalzuständen gebildeter Wirkungsgrad	ψ, ψ_s, ψ_p	Druckzahl allgemein, mit Isentrope und mit Polytrope gebildet, Seite 189
$\eta^{(ts)}$	Wirkungsgrad berechnet mit dem Totalzustand am Eintritt und dem statischen Zustand am Austritt	ψ°	Druckzahl, mit Totalzuständen gebildet
θ	Temperaturverhältnis	Ψ	Stromfunktion
θ	Winkelkoordinate in polarem oder zylindrischem Koordinatensystem	Ψ_e, Ψ_k	Stokessche Stromfunktion
θ	Zentriwinkel von Schaufelprofil		Funktionen zur Berechnung isentroper Enthalpiedifferenzen
Θ	dimensionslose Impulsmangeldicke in Nachlaufdüse	ω	Winkelgeschwindigkeit
κ	Isentropenexponent	Ω	Ringquerschnitt
λ	Luftverhältnis (Luftüberschußzahl)	Indices werden vorwiegend in folgender Bedeutung gebraucht:	
λ	Leistungszahl, Seite 189	0	Normalzustand, Bezugszustand
λ	Schaufelneigungswinkel	0	Eintritt in ein vorgeschaltetes Leitrad
λ_D	Diffusor-Umsetzungsgrad, Seite 187	1	Eintritt in ein Laufrad oder Gitter
μ	Schluckzahl, Seite 190	2	Austritt aus einem Laufrad oder Gitter
μ	Minderleistungsfaktor	3	Austritt aus nachgeschaltetem Leitrad
μ	relativer Massenstrom, z. B. μ_k rel. Kühlluftstrom, μ_i rel. Anzapfstrom an Anzapfstelle i usw.	m	Mittelkreis
ν	Laufzahl, Seite 190	N	Nabe
ν	Nabenverhältnis D_N/D_S	s	Spitze
π	Druckverhältnis < 1	s	isentrop
Π	Druckverhältnis > 1	p	bei Zustandsgrößen „auf Polytrope bezogen“, bei Verlusten „dem Profil zugeordnet“
ϱ	Dichte	α	Eintritt Stufengruppe
σ	Dichteverhältnis	ω	Austritt Stufengruppe
		E	Eintritt Maschine
		A	Austritt Maschine

Hochgestellter Index $^\circ$ bei Zustandsgrößen, z. B. h° , T° , verweist stets auf Totalzustand. Zeichen ' und '' verweisen bei Stufengrößen auf Leitrad und Laufrad. Der Querstrich, z. B. $\bar{\lambda}$, deutet bei Axialstufen in der Regel an, daß sich die Größe auf den Eulerradius beziehe.

Wichtiger Hinweis

Die Definition der Druckzahlen ψ und Leistungszahlen λ wurde gegenüber den früheren Auflagen dieses Buches geändert.

$$\text{Alte Definition: } \psi \equiv \frac{\Delta h_s}{u_2^2/2}, \quad \lambda \equiv \frac{\bar{a}_a}{u_2^2/2},$$

$$\text{neue Definition: } \psi \equiv \frac{\Delta h_s}{u_2^2}, \quad \lambda \equiv \frac{\bar{a}_a}{u_2^2}.$$

Die Werte dieser Kennzahlen sind also nach neuer Definition halb so groß wie nach der alten.

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen	XIII
1. Thermodynamische Grundlagen	1
1.1 Die thermodynamischen Hauptsätze	1
1.2 Zur Thermodynamik der Wärmekraftmaschinen	5
1.3 Grundsätzliches über Prozeßuntersuchungen	7
1.4 Energieumsatz in stetig durchströmten Systemen	10
1.5 Ideales Gas	12
1.6 Idealer Dampf	15
1.7 Polytroper Wirkungsgrad, Polytropenexponent	21
1.8 Isentroper Wirkungsgrad, Rückgewinn, Erhitzungsverlust	25
1.9 Innere Wirkungsgrade und Gesamtwirkungsgrade von Turbinen	33
1.10 Innere Wirkungsgrade und Gesamtwirkungsgrade von Verdichtern	42
1.11 Energiebilanz offener Prozesse	47
Literatur	49
2. Theorie der Arbeitsprozesse	51
2.1 Der Dampfprozeß	51
2.2 Die Berechnung des Dampfprozesses	60
2.3 Hilfsmittel zur Berechnung des Gasturbinenprozesses	66
2.4 Berechnung des Gasturbinenprozesses	71
2.5 Der Gasturbinenprozeß mit gekühlter Turbine	78
2.6 Kombinierte Prozesse	85
Literatur	91
3. Strömungstheoretische Grundlagen	93
3.1 Grundgleichungen	93
3.2 Integralbeziehungen und Folgerungen aus den Grundgleichungen	94
3.3 Wirbelsätze, Zirkulation	96
3.4 Stromfunktion	97
3.5 Potentialströmung	99
3.6 Strömung bei hoher Geschwindigkeit	102
3.7 Verdichtungsstoß, Verdichtungs- und Verdünnungswellen	105
3.8 Die Lavaldüse	108
3.9 Ähnlichkeitstheorie und Modellgesetze	112
3.10 Grundlagen der Grenzschichttheorie	116
3.11 Grenzschichten an der ebenen Platte	119
3.12 Grenzschichtberechnung bei beliebiger Druckverteilung	121
3.13 Ergänzendes zur Grenzschichttheorie	124
3.14 Strömung in Kanälen	126
3.15 Reibungsverluste in Kanälen	134

3.16 Strömung durch Diffusoren	139
3.17 Abschätzung von Verlusten durch Dissipationskoeffizienten	141
Literatur	142
4. Arbeitsverfahren thermischer Turbomaschinen	145
4.1 Turbinen	145
4.2 Verdichter	154
Literatur	160
5. Elementare Theorien der Stufe	161
5.1 Vorbereitende Untersuchungen	161
5.2 Eindimensionale Theorie der Turbinenstufe	163
5.3 Eindimensionale Theorie der Verdichterstufe	172
5.4 Mittelwertbildungen	178
5.5 Umrechnung von Strömungswirkungsgraden	185
5.6 Kennzahlen der Stufe	188
5.7 Das Stufenelement, allgemeine Grundlagen	192
5.8 Energieumsatz und Wirkungsgrad des Stufenelementes	197
a) Turbine	199
b) Verdichter	202
5.9 Besondere Untersuchungen über das Stufenelement	205
a) Turbine	205
b) Verdichter	212
5.10 Gerades Schaufelgitter, Tragflügeltheorie	214
5.11 Verallgemeinerte Tragflügeltheorie des Schaufelgitters	220
5.12 Grundsätzliches über die Wirkungsweise der Turbomaschinen	225
Literatur	229
6. Das Schaufelgitter	231
6.1 Allgemeines	231
6.2 Mathematische Verfahren der Gittertheorie	232
6.3 Grundlagen zur Gitterberechnung nach der Singularitätenmethode	235
6.4 Exakte Berechnung der Potentialströmung durch ein gerades Schaufelgitter	237
6.5 Angenäherte Gitterberechnung nach der Singularitätenmethode	243
6.6 Gitterberechnung durch konforme Abbildung	249
6.7 Kompressibilitätseinfluß bei schwach ablenkenden Gittern	261
6.8 Zirkulationsverhältnisse im Schaufelstern	263
6.9 Abströmwinkel aus eng geteilten Kreisgittern, subsonisch	266
6.10 Abströmwinkel aus eng geteilten Kreisgittern, transsonisch	272
6.11 Die Netzmethode	274
6.12 Exakte Theorie der Strömung durch das rotierende Kreisgitter	277
6.13 Entspannung ins Überschallgebiet, Strahlablenkung	284
6.14 Transsonische und supersonische Turbinengitter	290
6.15 Geschwindigkeitsverteilung in transsonisch durchströmten Gittern	293
6.16 Reibungseinflüsse in axial durchströmten Gittern	300
6.17 Radial durchströmtes Kreisgitter	307
6.18 Ergänzendes zur Gittertheorie	311
Literatur	314
7. Räumliche Strömung durch Turbomaschinen	317
7.1 Allgemeines	317
7.2 Potentialströmung	319

7.3	Differentialgleichungen der rotationssymmetrischen Strömung	325
7.4	Allgemeines über einfache Lösungen	330
7.5	Strömung mit konstanter Massenstromdichte	333
7.6	Einfache Lösung für große Stufenbreite	336
7.7	Einfache Lösung für kleine Stufenbreite	337
7.8	Theorie der Repetierstufe	345
7.9	Exaktes zweidimensionales Differenzenverfahren	351
7.10	Verfahren der finiten Raumelemente (Zeitschrittverfahren)	356
7.11	Grundlagen einer dreidimensionalen Theorie	362
7.12	Räumliche Strömung durch Radialverdichterräder	365
	a) Grundgedanke	365
	b) Berechnung der Grundlösung	366
	c) Totwasser und Energieschichtung	370
	d) Vergleich mit Messungen, Ergänzendes	372
7.13	Ausgleichvorgang nach einem Radialverdichterrad	374
7.14	Einfluß der Randeffekte	378
	Literatur	384
8.	Berechnungsunterlagen	387
8.1	Allgemeines	387
8.2	Versuche an ruhenden Modellen	388
8.3	Versuche mit Versuchsmaschinen	397
8.4	Unterlagen über Turbinen	404
	a) Gittergeometrie	404
	b) Radwirkungsgrade	407
	c) Spaltverluste, Radreibung, Teilbeaufschlagung	415
	d) Zentripetalturbinen	421
	e) Verhalten unter geänderten Betriebsbedingungen	423
	f) Gekühlte Schaufelungen	426
8.5	Unterlagen über Axialverdichter	428
	a) Gittergeometrie	428
	b) Verluste	432
	c) Geänderte Betriebsbedingungen, Stabilitätsgrenze	440
8.6	Unterlagen über Radialverdichter	442
	a) Allgemeines	442
	b) Laufrad	449
	c) Diffusor	453
	d) Zusätzliche Verluste, Ergänzendes	461
8.7	Rauhigkeit der Oberflächen, Zähigkeit der Strömungsmedien	465
8.8	Anhang	466
	Literatur	470
9.	Auslegung von Turbomaschinen	474
9.1	Allgemeines	474
9.2	Charakteristik der Turbinenstufe	475
9.3	Untersuchung über den Leitradquerschnitt	480
9.4	Auslegung der mehrstufigen Turbinenschaufelung	485
9.5	Typen von Turbinenstufen	491
9.6	Auslegung gekühlter Turbinenschaufelungen	496
9.7	Entropieänderungen in gekühlten Schaufelungen	499
9.8	Durchrechnung der gekühlten Turbinenstufe	503
9.9	Entspannung ins Naßdampfgebiet, Feuchtigkeitsverluste	508

9.10	Unterlagen über Verluste in Naßdampfturbinen	514
9.11	Erosion und Wasserabscheidung	520
9.12	Charakteristik der Axialverdichterstufe	524
9.13	Auslegung des mehrstufigen Axialverdichters	526
9.14	Einlauf und Diffusor der Axialmaschinen	530
9.15	Berechnung der Radialverdichterstufe	539
9.16	Charakteristik der Radialverdichterstufe	541
9.17	Auslegung mehrstufiger Radialverdichter mit Hilfe von Stufencharakteristiken ...	544
9.18	Theorie des Spiralgehäuses	546
	Literatur	552
10.	Wellendichtungen und Schubausgleich	554
10.1	Spiele an Dichtungen und Schaufelungen	554
10.2	Gestaltung der Labyrinthdichtungen	556
10.3	Theoretische Berechnung des Durchflusses durch Labyrinthdichtungen	558
10.4	Theoretisch-empirische Berechnung des Durchflusses durch Labyrinthdichtungen .	560
10.5	Schaltung von Labyrinthdichtungen	563
10.6	Axialschub, Bemessung der Ausgleichkolben	564
10.7	Der Axialschub bei der Gleichdruckbauart	573
	Literatur	575
	Sachverzeichnis	576

Berichtigung

Seite 111, Abb. 3.8.5	: Statt $f_1/f^* = 2$ lies $f_1/f^* = 1,8$
Seite 167, Abb. 5.2.5	: Statt η_a^0 lies η_{sa}^0 Statt $\eta_a^{(ts)}$ lies $\eta_{sa}^{(ts)}$
Seite 220, Abb. 5.11.1.	: Statt c_1, α_1 , lies c_2, α_2 Statt c_2, α_2 lies c_1, α_1
Seite 308, Abb. 6.17.1	: Statt β lies β_1 Statt β'_1 lies β'
Seite 320, Abb. 7.2.2	: Statt h_1 lies h_1^0 Statt h_2 lies h_2^0
Seite 439, Gl. 8.5(27)	: Statt $D_N^2 + D_S^2$ lies $D_S^2 - D_N^2$
Seite 498, Abb. 9.6.2	: Statt y lies Y
Seite 509, Abb. 9.9.1	: Statt I lies J

1 Thermodynamische Grundlagen

1.1 Die thermodynamischen Hauptsätze

Wir stellen einen kurzen Abriß der thermodynamischen Hauptsätze voran, weil insbesondere die Art, wie der zweite Hauptsatz in die Theorie der Turbomaschinen und der Arbeitsprozesse eingeht, etwas verborgen und daher nicht sehr leicht zu überblicken ist.

Allen Gesetzen der Thermodynamik ist eine Grundtatsache voranzustellen, die als „nullter“ Hauptsatz bezeichnet worden ist, eine Benennung, die erst verhältnismäßig spät im Rahmen der Axiomatisierung dieses Wissensgebietes eingeführt wurde, nachdem die Bezeichnung „erster Hauptsatz“ schon für das Energieprinzip eingeführt worden war. Er lautet:

„Nullter“ Hauptsatz: Sind zwei Systeme mit einem dritten im thermischen Gleichgewicht, so sind sie miteinander im thermischen Gleichgewicht.

Es ist dieser experimentelle Befund, der die Einführung des Temperaturbegriffes erst möglich macht. Die Messung der Temperatur eines Körpers mit einem Flüssigkeitsthermometer bedeutet ja, daß man dieses mit dem Körper ins thermische Gleichgewicht bringt und das spezifische Volumen der Thermometerflüssigkeit beobachtet. Führt nun das gleiche Experiment, an einem zweiten Körper ausgeführt, auf das gleiche spezifische Volumen der Thermometerflüssigkeit, so lehrt die Erfahrung, daß bei gegenseitiger Berührung der beiden Körper keine Zustandsänderungen in ihnen entstehen, daß sie folglich im thermischen Gleichgewicht sind. Dies ist der Aussageinhalt des „nullten“ Hauptsatzes, der es erlaubt, nach an sich willkürlicher Konvention eine „empirische Temperatur“ θ einzuführen, die ausgehend vom spezifischen Volumen v_T der Thermometerflüssigkeit durch

$$\theta \equiv av_T + b \quad 1.1(1)$$

definiert ist mit a und b als durch Übereinkunft festgelegten Koeffizienten.

Jedes Gas nimmt bei genügend kleiner Dichte die Eigenschaften eines *vollkommenen* oder *idealen Gases* an, d. h. es gehorcht dann dem Gesetz von *Boyle-Mariotte*, das besagt, daß das Produkt pv aus Druck und spezifischem Volumen eine monotone Funktion von θ allein ist, wie übrigens die Festlegung von θ auch getroffen sein mag. Es ist also

$$pv = f(\theta), \quad 1.1(2)$$

so daß man auch $f(\theta)$ selbst zur Temperaturangabe benutzen kann. Kommt man überein, eine Temperatur T einzuführen, die $f(\theta)$ proportional ist und die Eigenschaft hat, daß die Differenz der T zwischen dem Eispunkt und dem Siedepunkt des reinen H_2O bei 760 mm Hg 100 Einheiten (Grade) beträgt, so ist

$$pv = RT. \quad 1.1(3)$$

Hier ist R eine Konstante, die sich aus der eben genannten Vorschrift ergibt, sobald man sich einmal auf *ein bestimmtes Gas* festgelegt hat. Man erhält nun zwar für jedes Gas, das man auch auswählen mag, im allgemeinen ein anderes R , doch lehrt die Erfahrung, daß die Temperaturmaßstäbe T , die man auf diese Weise gewinnt, alle miteinander identisch werden. Diese Erfahrungstatsache, die nichts anderes besagt als die Gleichheit der Wärmeausdehnungseigenschaften aller idealen Gase, ist das Gesetz von *Gay-Lussac*. Eine weitere, als Gesetz von *Avogadro* bekannte Erfahrungstatsache besagt, daß die sog. Gas-

konstanten R aller Gase sich aus einer universellen Gaskonstanten $R = 8315 \text{ J/kmol K}$ berechnen lassen gemäß

$$R = \frac{R}{M}, \quad 1.1(4)$$

wo M das Molekulargewicht des Gases ist. — Die Dimensionsangabe K verweist auf die oben eingeführte Temperaturskala, die als *Kelvinskala* (Grad Kelvin) bekannt ist.

Die so eingeführte Temperatur T hat zwar an sich zunächst den Charakter einer willkürlich eingeführten empirischen Temperatur, erweist sich aber als identisch mit der durch den zweiten Hauptsatz festgelegten *thermodynamischen Temperatur* (wobei natürlich die Vorschrift einer Temperaturdifferenz von 100° zwischen Eispunkt und Siedepunkt des H_2O so unwesentlich ist wie die Einführung des Meters als Längenmaß).

Um eine axiomatisch befriedigende Formulierung des *ersten Hauptsatzes* gewinnen zu können, betrachten wir ein System, dessen Grenzen so gelegt seien, daß durch sie hindurch keine Übertragung von Materie stattfindet und nehmen auch an, daß an den Systemgrenzen keine Ausgleichvorgänge stattfinden, die auf das thermische Gleichgewicht zwischen System und Umgebung hintendieren. Ein System, an dessen Grenzen diese Ausgleichvorgänge unterbunden sind, heißt *adiabatisch abgeschlossen*. — Unter dieser Voraussetzung lehrt die Erfahrung das folgende:

Erster Hauptsatz: Für jedes System existiert eine Funktion U , deren Wert nur von seinem Zustand abhängt und welche die Eigenschaft hat, daß für jeden unter adiabatischem Abschluß erfolgenden Übergang des Systems von einem Zustand 1 in einen Zustand 2 gilt

$$U_2 - U_1 = A_{12}, \quad 1.1(5)$$

wo A_{12} , die während dieses Überganges von außen am System geleistete Arbeit ist.

Dieser Satz ist die strenge Formulierung des Energieprinzipes, da er nichts anderes ausspricht als die Unmöglichkeit des Perpetuum mobile. Ein solches wäre ja ein adiabatisch abgeschlossenes System, das zyklischen Zustandsänderungen unterworfen wird und mit jedem Zyklus resultierend Arbeit nach außen abgibt, was aber durch den Satz ausgeschlossen ist. Man nennt U die *innere Energie* des Systems.

Ist ein System nicht adiabatisch abgeschlossen, so gilt die Gleichheit 1.1(5) im allgemeinen nicht mehr. Es ist vielmehr

$$Q = U_2 - U_1 - A_{12}. \quad 1.1(6)$$

Die damit eingeführte Größe Q nennt man die dem System aus seiner Umgebung zugeführte *Wärmemenge*. Man kann diese Definition auch in Worte fassen:

Die einem System zugeführte Wärmemenge ist die Differenz zwischen der Zunahme seiner inneren Energie und der an ihm geleisteten Arbeit.

Damit ist Wärme definiert als eine Form der Energieübertragung (wie Arbeit). Das ist vom axiomatischen Standpunkt aus unabdingbar. Sobald von in einem Körper *enthaltener* Wärme gesprochen wird oder etwa von Wärme, die durch Reibung in einem Körper entsteht, wird die logisch klare, einheitliche Struktur der Thermodynamik zerstört.

Soll die hier gegebene Formulierung des ersten Hauptsatzes in voller Allgemeinheit gültig sein, so muß man den Ausdruck „Zustand“ so auffassen, daß für ihn u.a. auch der Bewegungszustand des Systems kennzeichnend ist, wobei dann seine Bewegungsenergie mit in U eingeht. Das ist aber nicht die Art, wie der Zustandsbegriff in der Thermodynamik normalerweise aufgefaßt wird, denn man versteht darunter im allgemeinen nur den *thermodynamischen* Zustand. Geht man von dieser Auffassung aus und definiert auch die innere Energie U als eine nur vom thermodynamischen Zustand abhängige Größe, so muß man die kinetische Energie E_k , die das System etwa gemäß seinem jeweiligen Bewegungszustand hat, gesondert einsetzen, d.h. Gl. 1.1(5) lautet dann

$$(U_2 + E_{k2}) - (U_1 + E_{k1}) = A_{12} \quad 1.1(7)$$

und Gl. 1.1(6)

$$Q \equiv (U_2 + E_{k2}) - (U_1 + E_{k1}) - A_{12}. \quad 1.1(8)$$

Um den *zweiten Hauptsatz* in völlig allgemeiner Weise formulieren zu können, gehen wir aus von der Vorstellung eines Systems, dessen Grenzen wiederum von keiner Materie überquert werden. Hingegen wird kein adiabatischer Abschluß vorausgesetzt. Das System bestehe aus Masseteilen $m_1, m_2, \dots, m_i, \dots$, die empirische Temperaturen θ_i besitzen mögen. Die Massenteile können in beliebige Wechselwirkung miteinander treten. Es darf sogar Massenaustausch (etwa Diffusion) zwischen ihnen zugelassen werden, wobei man lediglich die Grenzflächen zwischen den einzelnen m_i so zu legen hat, daß bei solchen Austauschvorgängen die einzelnen m_i ihre Werte unverändert beibehalten. Die m_i dürfen auch infinitesimale Massenelemente sein, wobei dann unter dem nachfolgend angegebenen Summenausdruck ein Integral zu verstehen ist. — Nun betrachten wir einen unendlich kleinen Teilschritt eines ganz beliebigen Prozesses. Bei einem solchen werden den Masseteilen m_i im allgemeinen *von außerhalb der gemeinsamen Systemgrenze* Wärmemengen dQ_i zugeführt. Der zweite Hauptsatz behauptet nun:

Zweiter Hauptsatz: Es existiert eine nicht negative universelle Funktion T der Temperatur θ allein [also $T = \varphi(\theta)$] und weiter für jedes System eine nur von seinem Zustand abhängige, extensive Funktion S , deren Zuwachs dS für jede infinitesimale Zustandsänderung der Bedingung

$$dS \geq \sum_i \frac{dQ_i}{\varphi(\theta_i)} = \sum_i \frac{dQ_i}{T_i} \quad 1.1(9)$$

genügt.

Die Funktion T heißt *thermodynamische Temperatur*, durch deren Buchstabensymbol angedeutet ist, daß sie sich als mit der aus dem vollkommenen Gase abgeleiteten Temperatur als identisch erweist, wie unter 1.5 aufgezeigt wird. Die Funktion S heißt die *Entropie* des Systems. Die Aussage, sie habe extensiven Charakter, bedeutet: Bildet man aus mehreren Systemen zusammen ein Hypersystem, so ist die Entropie desselben gleich der Summe der Entropien der Einzelsysteme.

Das Zeichen $>$ in Rel. 1.1(9) impliziert die Erfahrungstatsache der *nichtumkehrbaren* oder *irreversiblen* Vorgänge, denn gilt für einen Prozeß dieses Zeichen, so müßte ja für seine genaue Umkehr das Zeichen $<$ gelten, womit ein Widerspruch zum zweiten Hauptsatz entstünde. Damit also ein Prozeß *umkehrbar* oder *reversibel* sei, ist es notwendig und hinreichend, daß in Rel. 1.1(9) das Gleichheitszeichen gilt.

Besteht unser System nur aus einer einzigen Masse mit einheitlicher Temperatur T , so lautet Rel. 1.1(9)

$$dS \geq \frac{dQ}{T}. \quad 1.1(10)$$

Wir führen nun eine *ideelle* Wärmemenge dQ' ein durch die Setzung

$$dS = \frac{dQ + dQ'}{T}, \quad 1.1(11)$$

so daß sicher

$$dQ' \geq 0. \quad 1.1(12)$$

dQ' hat eine einfache anschauliche Bedeutung: Ersetzt man einen wirklichen irreversiblen Prozeß durch einen gedachten, der auf reversible Weise vom gleichen Anfangszustand zum gleichen Endzustand führt, so muß bei diesem ideellen Ersatzprozeß außer der dem wirklichen Prozeß zugeführten Wärme dQ noch eine zusätzliche Wärmemenge dQ' zugeführt werden. Daß $dQ + dQ'$ die dem *reversiblen* Ersatzprozeß insgesamt zuzuführende Wärme ist, folgt aus Gl. 1.1(11), denn dort steht das Gleichheitszeichen.

Diese Zusammenhänge betrachten wir an einem Beispiel, das für die Turbomaschinen-theorie grundlegend ist. Wir betrachten ein mit der Masse m eines Fluids erfülltes Raumelement, das eine Änderung seines Volumens V und seiner Gestalt erfährt und unter einem

Druck p steht, vgl. Abb. 1.1.1. Für einen unendlich kleinen Teilschritt des Prozesses, bei dem aus der Umgebung die Wärmemenge dQ zugeführt wird, ist dann nach dem ersten Hauptsatz

$$dU = p \int d\sigma df + dA_\eta + dQ. \quad 1.1(13)$$

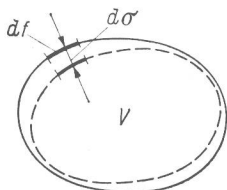


Abb. 1.1.1
Massenelement eines Fluids.

Hier ist das erste Glied rechts die vom Druck an der Oberfläche des Raumelementes geleistete Arbeit, dA_η die gegen die Zähigkeitskräfte zu leistende Arbeit (vor allem bei Deformation des Elementes!), dQ die zugeführte Wärme. Der Integralausdruck ist nichts anderes als die Abnahme des Volumens, weshalb die Gleichung auch

$$dU = -p dV + dA_\eta + dQ \quad 1.1(14)$$

geschrieben werden kann.

Der Prozeß ist irreversibel, da Arbeit gegen Zähigkeitskräfte geleistet wird. Man kann ihn gedanklich durch einen reversiblen ersetzen, indem man sich die Zustandsänderung unendlich langsam durchgeführt denkt, wobei die Zähigkeitskräfte verschwinden. Soll aber dieser reversible Ersatzprozeß die gleiche Zustandsänderung herbeiführen wie der wirkliche, so muß dU für beide den gleichen Wert haben, da U Zustandsgröße ist. Da die Arbeit gegen die Zähigkeitskräfte wegfällt, muß also beim Ersatzprozeß zusätzlich eine Wärmemenge dQ' zugeführt werden, deren Betrag gleich dem dA_η des wirklichen Prozesses ist, d. h. es ist

$$dU = -p dV + dQ' + dQ$$

oder

$$dQ + dQ' = dU + p dV. \quad 1.1(15)$$

Mit Gl. 1.1(11) ist folglich auch

$$dS = \frac{dU + p dV}{T}. \quad 1.1(16)$$

Dies ist die für unser besonderes Problem formulierte „Hauptgleichung der Thermodynamik“, auch Gleichung von Gibbs genannt. Mit ihrer Hilfe können Entropieänderungen berechnet werden, ohne daß man gedanklich auf reversible Ersatzprozesse zurückgreift, denn diese Überlegung ist bei der Herleitung der Gleichung ein für allemal gemacht. Da S , U und V extensive Größen sind, kann man aus ihnen spezifische Größen gewinnen, indem man durch die Masse dividiert. Setzt man also $s = S/m$, $u = U/m$, $v = V/m$, so schreibt sich Gl. 1.1(16)

$$ds = \frac{du + p dv}{T}, \quad 1.1(17)$$

in welcher Form die Gleichung häufiger gebraucht wird.

Man trifft häufig die Aussage, daß Gl. 1.1(16) den ersten und zweiten Hauptsatz zusammenfasse, was aber nicht streng richtig ist, da ja eine Gleichung niemals zwei Gesetze aussprechen kann. Genauer läßt sich die Situation wie folgt beschreiben. Da S nach dem zweiten Hauptsatz Zustandsgröße ist, hat dS sicher den Charakter eines vollständigen Differentials, denn nur dann wird das Integral von dS zwischen zwei gegebenen Zustandspunkten unabhängig vom Integrationsweg. Bei der Herleitung der Gl. 1.1(16) wird nun aber nur der erste Hauptsatz herangezogen und die Setzung 1.1(11), die den Charakter einer Definition hat. Erst indem man zu der durch Gl. 1.1(11) gegebenen Aussage noch die