



Technische Thermodynamik

Einführung und Anwendung

von
Prof. Dr.-Ing. em. Erich Hahne

5., völlig überarbeitete Auflage

Oldenbourg Verlag München

Prof. Dr.-Ing. em. Erich Hahne war viele Jahre Direktor des Instituts für Thermodynamik und Wärmetechnik der Universität Stuttgart. Außerdem war er Gastprofessor der Shanghai University of Science and Technology und der Tsinghua-Universität in Beijing sowie Honorary Professor der Northeastern University in Shenyang, Liaoning.

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

© 2010 Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH
Rosenheimer Straße 145, D-81671 München
Telefon: (089) 45051-0
oldenbourg.de

Das Werk einschließlich aller Abbildungen ist urheberrechtlich geschützt. Jede Verwertung außerhalb der Grenzen des Urheberrechtsgesetzes ist ohne Zustimmung des Verlages unzulässig und strafbar. Das gilt insbesondere für Vervielfältigungen, Übersetzungen, Mikroverfilmungen und die Einspeicherung und Bearbeitung in elektronischen Systemen.

Lektorat: Anton Schmid
Herstellung: Anna Grosser
Coverentwurf: Kochan & Partner, München
Gedruckt auf säure- und chlorfreiem Papier
Gesamtherstellung: Druckhaus „Thomas Müntzer“ GmbH, Bad Langensalza

ISBN 978-3-486-59231-3

Vorwort

Seit vielen Jahren halte ich die Vorlesungen Thermodynamik für mehrere hundert Studierende der Ingenieurwissenschaften. Diese Vorlesungen sind natürlich nicht Ausfluss einer momentanen Eingebung – einer solchen bedarf es zur Aufmunterung allemal – sondern Ergebnis langjähriger Erfahrung. Sie ist in einem Skriptum niedergelegt und wird mit jedem Vorlesungszyklus aufgefrischt. Bisher hatte ich dem Drängen meiner Studenten widerstanden, dieses ausführliche Vorlesungsskriptum zu veröffentlichen. Nun aber müssen Vorlesungs- und Übungsstunden verringert werden, da die zunehmende Fülle des Lehrstoffs und die steigende Zahl des Lehrgebiete eine Verdichtung des gesamten Lehrangebots erfordern. Eine „Kompression“ ist für Grundlagenfächer – wie die Thermodynamik – besonders schwierig durchzuführen, weil die Grundlagen durch neue Gebiete nicht abgelöst, sondern eher erweitert werden. So hat die Bildung eines breiten Bewusstseins für Umwelt und Energie die Wichtigkeit der Thermodynamik als „Wissenschaft der Energiewandlung“ weit über das Ingenieurwesen hinaus deutlich gemacht. Die Lösung vieler zukünftiger Probleme erfordert die grundlegenden Kenntnisse in diesem Fach. Traditioneller Lehrstoff kann zwar verkürzt gelehrt werden, letztlich aber muss er verstanden und erarbeitet sein.

In dieser Situation habe ich versucht, ein Buch zur „Technischen Thermodynamik“ zu verfassen, das es dem Studenten leicht macht, sich selbst die Kenntnisse zu erarbeiten, die bei einer Verdichtung des Vorlesungs- und Übungsstoffes Beeinträchtigung erfahren, wie zum Beispiel ausführliche mathematische Herleitungen, Behandlung von Teilgebieten und Bearbeitung praktischer Rechenbeispiele.

Das Buch heißt im Untertitel „Einführung und Anwendung“. Es soll Studierende der Ingenieurwissenschaften in die ungewohnte und als schwer empfundene Materie der Thermodynamik einführen. Es wäre schön, wenn es auch Interesse wecken könnte, das dann mit den hier erworbenen Vorkenntnissen in der weiterführenden, sehr guten Literatur seine Vertiefung erfahren kann.

Ausführliche mathematische Herleitungen mit zahlreichen Querverweisen sollen das Entstehen der thermodynamischen Beziehungen zeigen und den behandelten Stoff immer wieder ins Gedächtnis rufen. In 257 Bildern und Diagrammen sollen auch komplizierte Vorgänge anschaulich werden. Die 164 Verständnisfragen und Rechenaufgaben mit Lösungen sollen dem Studenten Sicherheit geben, die Materie verstanden zu haben und sie auch anwenden zu können.

Die Didaktik der Thermodynamik ist ein nicht endendes Diskussionsthema – einen besten, einfachsten Weg für alle gibt es sicher nicht. Der hier in 10 Kapiteln gebrachte Stoff umfasst die

Thematik der in den meisten Ingenieurstudiengängen angebotenen Vorlesungen der Thermodynamik: Ideale Gase, Gemische, Dämpfe, Strömungsvorgänge und Verbrennungsprozesse.

Besonderer Wert wurde auf die ausführliche Darstellung der thermodynamischen Begriffe gelegt, da hier erfahrungsgemäß Unsicherheit und Verwirrung herrschen. Zur Erinnerung und Gewöhnung werden Modellvorstellungen und Voraussetzungen ebenso wie Gleichungen wiederholt angeführt. In Diagrammen werden bewusst sowohl die Größen V, H, S , usw. wie auch ihre massebezogenen Werte v, h, s , usw. verwendet, um die Vielseitigkeit und Variationsbreite der Größen und Begriffe deutlich zu machen. Diesem Ziel dient auch die Angabe mehrerer Gleichungen für die Lösung einer Aufgabe.

Dass dieses Buch zustande kam, ist ganz besonders meinem Mitarbeiter, Herrn Dr.-Ing. Wolfgang Heidemann, zu verdanken. Als langjähriger Vorlesungsassistent erlebte er die Nöte der Studenten unmittelbar und er stellte mir die Notwendigkeit eines solchen Buches immer wieder vor. Schließlich übernahm er – zum großen Teil selbst – die Übertragung von der handschriftlichen zur maschinengeschriebenen Version der Abschnitte für die Vorlesung Thermodynamik I und besorgte die erste Herausgabe als Vorlesungsskriptum.

In gleicher Weise übernahm Herr Dipl.-Ing. Jörg Kallweit die Übertragung der Abschnitte für die Vorlesung Thermodynamik II und die Herausgabe als Vorlesungsskriptum. Die beiden Herren haben auch die Aufgaben ausgearbeitet.

Herrn Heidemann, Herrn Kallweit und Herrn Dr.-Ing. Jochen Sohns verdanke ich viele Vorschläge für Verbesserungen in Formulierung und Darstellung.

Die Bilder wurden von Frau Doris Herrmann angefertigt – in bewährter Güte, mit Geduld und Verständnis für Änderungen. Ihr möchte ich besonderen Dank sagen. Dank gebührt auch Frau Heuser und Frau Philippi, die beim Schreiben mitgewirkt haben, sowie auch den studentischen Hilfskräften, Herrn Wolfgang Dippon und Herrn Werner Hünemörder. Fast alle wissenschaftlichen Mitarbeiter haben sich das Lesen der Korrektur geteilt, und wir hoffen, die meisten Druckfehler entdeckt zu haben.

Schließlich hat der Verlag Addison-Wesley in relativ kurzer Zeit das Buch in guter Gestaltung herausgebracht. Auch dafür möchte ich danken.

Erich Hahne

Stuttgart, im Juli 1991

Vorwort zur 2. Auflage

Die erste Auflage dieses Lehrbuches wurde von meinen Studenten sehr gern und – wie man mir sagte – sehr dankbar aufgenommen. Trotz vieler positiver Äußerungen war ich mit einer Reihe von Darstellungen im Buch dennoch nicht zufrieden. Deshalb wurde die zweite Auflage gründlich überarbeitet, Korrekturen und Neuformulierungen wurden gemacht, Bilder wurden neu gezeichnet.

Da in der Thermodynamik fast ausschließlich mit Größengleichungen gearbeitet wird – also mit Gleichungen, die unabhängig von irgendwelchen Einheiten sind – ist es bei der Berechnung praktischer Vorgänge nötig, Einheiten einzuführen. Um den Studierenden das Aufsuchen der in der Literatur verstreuten Angaben über Einheiten, zugehörige Vorsilben und dezimale Vielfache zu ersparen, sind jetzt entsprechende Tabellen angegeben. Auch einige im älteren Schrifttum gebräuchliche Einheiten sowie angelsächsische Einheiten sind mit ihren Umrechnungen zusammengestellt worden.

Zur Umrechnung von Temperaturen aus den Dampftafeln, die auf der Internationalen Praktischen Temperaturskala von 1968 (IPTS-68) beruhen, in Temperaturen nach der Internationalen Temperaturskala von 1990 (ITS-90), ist eine Beziehung angegeben.

Für die Anregungen, die ich von meinen Studenten, meinen Mitarbeitern und Kollegen bekommen habe, möchte ich meinen Dank sagen, denn sie ermöglichten es mir, zu Verbesserungen zu kommen. Besonders erwähnen möchte ich dazu die Herren Dr. Jochen Sohns, Gerrit Barthau, Roland Digel und Dr. Jovan Mitrovic, die durch Einwände und manche Diskussion in diesem Sinne beigetragen haben. Auch die schon bewährten Mitarbeiter Wolfgang Heidemann, Jörg Kallweit sowie Harald Mandel haben wieder mitgeholfen zu verbessern. Frau Doris Herrmann machte mit unerschöpflicher Geduld immer wieder neue Änderungen an den Bildern.

Der Verlag Addison-Wesley hatte schon bei der ersten Auflage für eine sehr schöne, sehr übersichtliche und klare Darstellung des nicht immer leichten Stoffes und der vielen Formeln gesorgt. Er war auch zu den Änderungen bereit. Dafür möchte ich danken.

Erich Hahne

Stuttgart, im Mai 1993

Vorwort zur 3. Auflage

Diese 3. Auflage wurde noch einmal überarbeitet. Es zeigte sich, dass noch immer Druckfehler mitgeschleppt worden waren. Sie wurden Dank aufmerksamer Studenten und Mitarbeiter korrigiert. Auch einige grafische Darstellungen und zugehörige Texte wurden geändert, um das Verständnis zu erleichtern. Für den Tripelpunktdruck von Wasser wurde der gegenwärtig bekannte Wert übernommen. Auch wurden Empfehlungen von Fachkollegen aufgenommen.

Das Buch wird jetzt im renommierten Oldenbourg-Verlag erscheinen, womit wieder eine gute Präsentation gesichert ist.

Allen Helfern an dieser neuen Auflage möchte ich danken, insbesondere meinen Mitarbeitern Dr. W. Heidemann und Herrn Dipl.-Ing. H. Mandel.

Stuttgart, 9. November 1999

E. Hahne

Vorwort zur 4. Auflage

Als kritischer Autor findet man wohl immer etwas, was noch besser dargestellt werden kann als das Bestehende. So wurden in dieser 4. Auflage einige Ergänzungen in Bildbeschreibungen und im Text gemacht, die das Verständnis der oft als spröde empfundenen Thermodynamik erleichtern sollen.

Ich möchte hier meinem Nachfolger im Amt, Professor Dr. Ing.-habil. Hans Müller-Steinhagen, für die Möglichkeit danken, in gewohnter Umgebung mit früheren Mitarbeitern Gedanken auszutauschen, was nicht zuletzt auch zu einigen der oben erwähnten Ergänzungen führte.

Herrn Dr. Heidemann, meinem langjährigen Mitarbeiter, der mit der Herausgabe unseres Vorlesungsmanuskripts die Voraussetzung für dieses Buch schuf und später immer daran mitwirkte, möchte ich danken.

Danken möchte ich auch dem Oldenbourg Wissenschaftsverlag für die ansprechende Ausstattung des Buches und die aufmerksame Betreuung.

Stuttgart 2004

Erich Hahne

Vorwort zur 5. Auflage

Das Buch wurde in den vergangenen Jahren gut beurteilt aber eine Überarbeitung war doch fällig. An der Struktur und am Umfang wurden dabei keine Veränderungen vorgenommen. Änderungen ergaben sich durch die neue Rechtschreibung. Auch einige Formelzeichen waren – dem deutschen und internationalen Gebrauch entsprechend – anzupassen. Das ist immer problematisch, da die Zeichen des lateinischen und griechischen Alphabets nicht immer ausreichen. Die Formelzeichen für Arbeit „ L bzw. l “ (für Labour) wurden durch „ W bzw. w “ (für Work) ersetzt. Damit ergab sich eine Zweideutigkeit für das Zeichen „ w “ für Geschwindigkeit. Also wurde das „ w “ durch „ c “ ersetzt. Jetzt besteht die Zweideutigkeit für die spezifische Wärmekapazität. Es ist zu hoffen, dass die richtige Größe aus dem Zusammenhang erkennbar ist, zumal in der Thermodynamik das „ c “ meist mit dem Index „ p “ oder „ v “ verwendet wird. Diese Anpassung soll eine Erleichterung bieten, da die jetzt eingeführten Zeichen universell verwendet werden.

Die charakteristischen Zustandsgrößen, Siede- und Tripelpunkt, von Wasser wurden nach den Empfehlungen der IAPWS aufgenommen. Das Literaturverzeichnis enthält neu aufgelegte Lehrbücher.

Die Anregungen und Änderungen verdanke ich zum großen Teil meinen Kollegen, Mitarbeitern und Studenten. Der Oldenbourg Verlag verdient meinen Dank für die solide und ansprechende Ausstattung des Buches.

Stuttgart 2009

Erich Hahne

Formelzeichen

Formelzeichen	SI-Einheit	Bedeutung
A	m^2	Fläche
a	m/s^2	Beschleunigung
B_x	J	Anergie
C	J/K	Wärmekapazität
C^*	J/(mol K)	molare Wärmekapazität
c	J/(kg K)	spezifische Wärmekapazität
c_i	mol/m ³	Molarität
c	m/s	Geschwindigkeit
c_s	m/s	Schallgeschwindigkeit
c_{KD}	–	Düsen Geschwindigkeitskoeffizient
D_v	kg/J	bezogener Dampfverbrauch
d	m	Durchmesser
E	J	Energie
E_x	J	Exergie
\dot{E}_x	W	Exergiestrom
e_x	J/kg	spezifische Exergie
ΔE_{xV}	J	Exergieverlust
Δe_{xV}	J/kg	spezifischer Exergieverlust
F	N	Kraft
F	J	freie innere Energie
f	J/kg	spezifische freie innere Energie
F_s	N	Schub
G	J	freie Enthalpie
g	J/kg	spezifische freie Enthalpie
g	m/s^2	Fallbeschleunigung
H	J	Enthalpie
\dot{H}	W	Enthalpiestrom
H_o	J/kg	spezifischer Brennwert
H_o^*	J/mol	molarer Brennwert
H_o^{**}	J/m ³	volumenbezogener Brennwert
H_u	J/kg	spezifischer Heizwert
H_u^*	J/mol	molarer Heizwert
H_u^{**}	J/m ³	volumenbezogener Heizwert
$\Delta^R H^*$	J/mol	molare Reaktionsenthalpie
h	J/kg	spezifische Enthalpie
Δh_s	J/kg	Schmelzenthalpie

Formelzeichen	SI-Einheit	Bedeutung
Δh_{sub}	J/kg	Sublimationsenthalpie
Δh_v	J/kg	Verdampfungsenthalpie
I	Ns	Impuls
La	–	Laval-Zahl
l_h	m	Höhe
M	kg/mol	molare Masse
Ma	–	Mach-Zahl
M_d	Nm	Drehmoment
m	kg	Masse
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
m_{KD}	–	Massenstromkoeffizient
N	–	Anzahl der Teilchen, Teilchenzahl
n	mol	Stoffmenge
n	s ⁻¹	Drehzahl
n_a	s ⁻¹	Arbeitsdrehzahl
P	W	Leistung
p	Pa, bar	Druck
p^*	Pa, bar	Laval-Druck
\bar{p}^*	–	normierter Druck
p_m	Pa, bar	Mitteldruck
\dot{Q}	J	Wärme
\dot{Q}	W	Wärmestrom
\dot{Q}^*	J/mol	molare Wärme
q	J/kg	bezogene Wärme
\dot{q}	W/m ²	Wärmestromdichte
R^*	J/(mol K)	universelle Gaskonstante
Re	–	Reynolds-Zahl
R_{pDif}	–	Druckrückgewinnfaktor
R_i	J/(kg K)	spezifische Gaskonstante
r	m	Radius
r_e	–	Arbeitsverhältnis
S	J/K	Entropie
\dot{S}	W/K	Entropiestrom
S^*	J/(mol K)	molare Entropie
s	J/(kg K)	spezifische Entropie
s_{Hub}	m	Kolbenhub
T	K	thermodynamische Temperatur
T^*	–	normierte Temperatur
T_m	K	Mitteltemperatur

Formelzeichen	SI-Einheit	Bedeutung
t	s	Zeit
U	J	innere Energie
U^*	J/mol	molare innere Energie
u	J/kg	spezifische innere Energie
V	m ³	Volumen
\dot{V}	m ³ /s	Volumenstrom
V^*	m ³ /mol	molares Volumen
v	m ³ /kg	spezifisches Volumen
v_{Ein}	m ³ /kg	spezifisches Einspritzvolumen
v_{Hub}	m ³ /kg	spezifisches Hubvolumen
v_{Kom}	m ³ /kg	spezifisches Kompressionsvolumen
v_{sR}	m ³ /kg	spezifischer schädlicher Raum
v^*	–	normiertes Volumen
w_i	–	Massenkonzentration
W	J	Arbeit
W^{R^*}	J/mol	molare Reaktionsarbeit
w	J/kg	bezogene Arbeit
W_t	J	technische Arbeit
x	–	Dampfgehalt im Zweiphasengebiet
x	–	Wassergehalt bei feuchter Luft
x_i	–	Stoffkonzentration (Molenbruch)
x, y, z	–	Koordinaten
Z	–	Real-Faktor, Zustand (allgemein)
z	m	Höhe
z', z''	–	spezifische Zustandsgröße
α	1/K	thermischer Längenausdehnungskoeffizient
α	–	Ausflusszahl
β	1/K	Spannungskoeffizient
γ	1/K	Ausdehnungskoeffizient
$\Delta T = \Delta \vartheta$	K	Temperaturdifferenz
δ	–	Drosselkoeffizient
ϵ	–	Leistungszahl
ϵ	–	Verdichtungsverhältnis
ϵ_0	–	Schadraumanteil
ϵ_c	–	Carnotsche Leistungszahl
ϵ_K	–	Kältezah
ϵ_W	–	Wärmezah

Formelzeichen	SI-Einheit	Bedeutung
η	Pa s	dynamische Viskosität
η	–	Wirkungsgrad
η_c	–	Carnotscher Wirkungsgrad
η_{ex}	–	exergetischer Wirkungsgrad
η_G	–	Gütegrad
η_{th}	–	thermischer Wirkungsgrad
η_m	–	mechanischer Wirkungsgrad
ϑ	°C	Celsiustemperatur
ϑ_K	°C	Kühlgrenztemperatur
λ	–	Luftverhältnis
λ_F	–	Füllungsgrad
λ_L	–	Liefergrad
Λ	%	Luftgehalt
μ	–	Einschnürungsziffer
ν	m ² /s	kinematische Zähigkeit
ν	kmol N ₂ /kmol C	Stickstoffgehalt
π	–	Druckverhältnis
π_i	–	Teildruckverhältnis
ρ	kg/m ³	Dichte
σ	kmol O ₂ /kmol C	Sauerstoffbedarf
σ_i	–	Volumenkonzentration
χ	1/Pa	Kompressibilität
Ψ	J	Dissipationsenergie
ψ	–	Sättigungsgrad
ψ_i	–	Volumenverhältnis
Ω	–	Durchflussfunktion
φ	–	relative Feuchte
φ	–	Einspritzverhältnis
Exponenten:		
n	–	Polytropenexponent
κ	–	Adiabatexponent
Konstanten:		
$k = 1,380662 \pm 0,000044 \cdot 10^{-23}$	J/K	Boltzmann-Konstante
$N_A = 6,022045 \pm 0,000031 \cdot 10^{26}$	Teilchen/kmol	Avogadro-Zahl
$R^* = 8,3143 \pm 0,0022$	kJ/kmol K	universelle Gaskonstante

Indizes

1, 2, 3	Zustände 1, 2, 3	Kom	Kompression
12	Doppelindex: Zustands- verlauf von 1 nach 2	l, L	Luft
A	Anfang	M	Mischung
A	Abgas	m	mittel
ab	abgeführt	m	mechanisch
ad	adiabat	max	maximal
am	Umgebungszustand	min	minimal, Mindest-
auf	aufgewendet	ND	Niederdruck
B	Brennstoff	n	Normzustand
c	Carnot-Prozess	nutz	nutzbar, Nutz-
d, D	Dampf	opt	optimal
E	Ende	p	bei konstantem Druck, isobar
e	am engsten Querschnitt	pol	polytrop
e	Eis	pot	potentiell
eff	effektiv	R	Rauchgas
el	elektrisch	rev	reversibel
ex	exergetisch	S	Schall-
f	feucht	S	Sieden, Sättigung
f, F	Flüssigkeit	St	Standardzustand
G	Gemisch	s	bei konstanter Entropie, isentrop
g	gasförmig	T	bei konstanter Temperatur, isotherm
ges	gesamt	t	technisch
gew	gewonnen	t	trocken
HD	Hochdruck	th	thermisch
Hub	Hub	u	bei konstanter innerer Energie
h	bei konstanter Enthalpie, isenthalp	V	Verlust
i	individuell	v	bei konstantem Volumen, isochor
id	ideal	w	Wasser
ind	indiziert	zu	zugeführt
is	isentrop		
irr	irreversibel		
k	kritischer Zustand		
kin	kinetisch		

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	V
Formelzeichen	IX
Indizes	XIII
1 Grundbegriffe	1
1.1 Energie	2
1.2 Thermodynamische Systeme	3
1.3 Thermodynamischer Zustand	5
1.3.1 Zustandsgrößen einfacher Systeme	6
1.3.2 Intensive und extensive Zustandsgrößen	6
1.3.3 Spezifische und molare Zustandsgrößen	7
1.3.4 Thermische und kalorische Zustandsgrößen	10
1.4 Zustandsgleichungen	11
1.4.1 Festlegung des thermodynamischen Zustands	11
1.4.2 Thermische Zustandsgleichung	12
1.4.3 Kalorische Zustandsgleichungen	12
1.5 Zustandsänderungen	13
1.5.1 Quasistatische und nichtstatische Zustandsänderungen	13
1.5.2 Reversible und irreversible Zustandsänderungen	16
1.5.3 Thermodynamischer Prozess und Kreisprozess	18
1.6 Temperatur	19
1.6.1 Gesetzliche Festlegung	19
1.6.2 Thermisches Gleichgewicht	21
1.6.3 Nullter Hauptsatz	22
1.6.4 Die Zustandsgröße Temperatur ϑ	23
1.6.5 Temperaturskalen	23
1.6.6 Thermometer	26
1.6.6.1 Flüssigkeitsthermometer	26
1.6.6.2 Thermoelemente	28
1.6.6.3 Widerstandsthermometer	30

1.6.6.4	Strahlungsthermometer	31
1.7	Thermodynamisches Gleichgewicht	31
1.8	Wärme	32
1.9	Arbeit	34
1.9.1	Volumenarbeit	37
1.9.2	Verschiebearbeit	38
1.9.3	Mechanische Arbeit	38
1.9.4	Technische Arbeit	39
1.10	Dissipationsenergie	39
1.11	Innere Energie, Gesamtenergie eines Systems	40
1.12	Enthalpie	41
1.13	Entropie	41
1.14	Exergie, Anergie	42
1.15	Idealisierungen	43
1.15.1	Reversible Zustandsänderung	43
1.15.2	Ideales Gas	43
1.16	Erfahrungssätze	43
1.17	Diagramme	44
1.17.1	Aufbau der Diagramme	44
1.17.2	Darstellung bei reversiblen und irreversiblen Zustandsänderungen	45
1.17.3	Volumenarbeit im p, v -Diagramm	46
1.17.4	Darstellung von Kreisprozessen im p, v -Diagramm	49
1.18	Mathematische Beziehungen	51
1.18.1	Unterschied zwischen Zustandsgrößen und Prozessgrößen	51
1.18.2	Das vollständige Differential	54
1.18.3	Integrierender Faktor	57
2	Der 1. Hauptsatz	61
2.1	Der 1. Hauptsatz für geschlossene Systeme	61
2.1.1	Gleichwertigkeit von Wärme und Arbeit	61
2.1.2	Innere Energie	63
2.1.3	Mathematische Form des 1. Hauptsatzes für geschlossene Systeme	64
2.1.4	Der 1. Hauptsatz für Kreisprozesse	65
2.1.5	Formulierungen und Folgerungen	67
2.1.6	Bewegtes geschlossenes System	69
2.1.7	Enthalpie	70

2.2	Der 1. Hauptsatz für offene Systeme	72
2.2.1	Stationäre Strömung; instationäre Strömung	72
2.2.2	Technische Arbeit, Leistung	73
2.2.3	Modell und Energiebilanz für das offene System	74
2.2.4	Mathematische Form des 1. Hauptsatzes für offene Systeme	77
2.2.5	Technische Arbeit im p, v -Diagramm	78
2.3	Thermischer Wirkungsgrad und Leistungszahl	80
2.3.1	Thermischer Wirkungsgrad von Wärmekraftprozessen	80
2.3.2	Leistungszahl für Kälte- und Wärmepumpenprozesse	82
2.4	Wärmekapazität	83
2.4.1	Spezifische Wärmekapazität, molare Wärmekapazität	83
2.4.2	Mittlere spezifische Wärmekapazität	85
2.5	Zusammenstellung der mathematischen Formen des 1. Hauptsatzes	88
2.5.1	Geschlossenes System	88
2.5.1.1	Ruhendes geschlossenes System	88
2.5.1.2	Bewegtes geschlossenes System	88
2.5.2	Offenes System, stationäre Durchströmung	89
2.5.3	Kreisprozess	89
3	Ideale Gase	93
3.1	Thermische Zustandsgleichung idealer Gase	93
3.2	Kalorische Zustandsgleichungen idealer Gase	97
3.3	Theoretische Bestimmung von Zustandsgrößen	99
3.3.1	Kinetische Gastheorie	99
3.3.2	Molare innere Energie und molare Wärmekapazität	102
3.4	Entropie idealer Gase	104
3.5	Das T, s -Diagramm	105
3.6	Kriterien und Beziehungen für ideale Gase	108
3.7	Einfache Zustandsänderungen idealer Gase	110
3.7.1	Isochore Zustandsänderung	111
3.7.2	Isobare Zustandsänderung	113
3.7.3	Isotherme Zustandsänderung	114
3.7.4	Adiabate Zustandsänderung	116
3.7.5	Polytrope Zustandsänderung	118
3.8	Zustandsänderungen bei instationären Vorgängen	123
3.8.1	Füllen eines Behälters mit idealem Gas	123
3.8.2	Ausströmen eines idealen Gases aus einem Behälter	125

3.9	Der Carnot-Prozess für ideale Gase	128
3.9.1	Der rechtsgängige Prozess: Wärmekraftprozess	128
3.9.2	Der linksgängige Prozess: Kälteprozess bzw. Wärmepumpenprozess	132
4	Der 2. Hauptsatz	139
4.1	Formulierungen des 2. Hauptsatzes	139
4.2	Folgesätze des 2. Hauptsatzes	141
4.2.1	Erster Folgesatz	141
4.2.2	Zweiter und Dritter Folgesatz	142
4.2.3	Vierter Folgesatz	143
4.2.4	Fünfter Folgesatz	144
4.2.5	Sechster Folgesatz	147
4.3	Die Entropie	149
4.3.1	Definition der Entropie	149
4.3.2	Hauptgleichung der Thermodynamik	152
4.3.3	Allgemeine thermodynamische Beziehungen	152
4.3.4	Anwendungen der thermodynamischen Beziehungen	155
4.3.4.1	Spezifische Wärmekapazität	155
4.3.4.2	Kompressibilität, Ausdehnungskoeffizient, Spannungskoeffizient	156
4.3.4.3	Drosselkoeffizienten	158
4.3.4.4	Bestimmung der Entropie	161
4.3.4.5	Nachweis für $(\partial u / \partial v)_T = 0$ bei idealen Gasen	162
4.3.5	Entropiezunahme bei irreversiblen Prozessen	164
4.3.5.1	Strömung mit Reibung	164
4.3.5.2	Drosselung	169
4.3.5.3	Vermischung und Diffusion	170
4.3.5.4	Überströmversuch von Joule	172
4.3.5.5	Wärmeübertragung	172
4.4	Wirkungsgrade von arbeitsabgebenden und arbeitsaufnehmenden Maschinen ..	174
4.5	Die Exergie	175
4.5.1	Exergie der Wärme bei $T = \text{const.}$	179
4.5.2	Exergie geschlossener Systeme	180
4.5.2.1	Isochore Zustandsänderung, $v = \text{const.}$	182
4.5.2.2	Isobare Zustandsänderung, $p = \text{const.}$	184
4.5.2.3	Exergie für Reaktionen mit gleicher Anfangs- und Endtemperatur	185
4.5.3	Exergie offener stationärer Systeme	186
4.5.4	Exergieverlust bei irreversiblen Prozessen	188
4.5.5	Exergetischer Wirkungsgrad	190
4.5.6	Exergie-Anergie-Flussbilder	193

5	Mehrphasige Systeme reiner Stoffe	203
5.1	Grundlagen	203
5.2	Zustandsgrößen im Zweiphasengebiet	206
5.2.1	Dampfgehalt	206
5.2.2	Spezifisches Volumen	207
5.2.3	Spezifische innere Energie, Enthalpie und Entropie	208
5.3	Diagramme im Zweiphasengebiet	209
5.3.1	Temperatur, Volumen-Diagramm; T, v -Diagramm	209
5.3.2	Druck, Volumen-Diagramm; p, v -Diagramm	210
5.3.3	Druck, Temperatur-Diagramm; p, T -Diagramm	211
5.3.4	Zustandsfläche im p, v, T -Raum	211
5.3.5	Temperatur, Entropie-Diagramm; T, s -Diagramm	212
5.3.6	Enthalpie, Entropie-Diagramm; h, s -Diagramm	213
5.3.7	Druck, Enthalpie-Diagramm; $\log p, h$ -Diagramm	214
5.4	Zustandsgleichungen und Zahlentafeln	214
5.5	Einfache Zustandsänderungen im Zweiphasengebiet	217
5.5.1	Isobare, isotherme Zustandsänderung	217
5.5.2	Isochore Zustandsänderung	218
5.5.3	Adiabate Zustandsänderung	219
5.5.4	Isenthalpe Zustandsänderung (irreversibel adiabatisch)	220
5.6	Die Clausius-Clapeyron-Gleichung	221
5.7	Kreisprozesse mit Dämpfen	222
5.7.1	Dampfkraftprozesse (Rechtsgängige Prozesse)	222
5.7.1.1	Der Carnot-Prozess	225
5.7.1.2	Der Clausius-Rankine-Prozess	226
5.7.2	Kaltdampfprozesse (Linksgängige Prozesse)	229
5.7.2.1	Linksgängiger Carnot-Prozess	231
5.7.2.2	Der Kaltdampfprozess als Kälteprozess	231
5.7.2.3	Der Wärmepumpenprozess	233
5.8	Dreiphasengebiet	235
5.8.1	Zustandsdiagramme	235
5.8.2	Die Clausius-Clapeyron-Gleichung	238
6	Gemische von Gasen	245
6.1	Zusammensetzung, Konzentration	245
6.2	Gemische idealer Gase	248
6.2.1	Zustandsgleichung, Gaskonstante	248

6.2.2	Innere Energie, Enthalpie, Wärmekapazitäten	250
6.2.3	Entropie	251
6.2.4	Exergie	252
6.2.5	Zusammenstellung der Konzentrationsmaße; Zusammenstellung von Größen .	253
6.3	Luft-Wasserdampf-Gemische (Feuchte Luft)	255
6.3.1	Konzentrationsmaße	255
6.3.2	Zustandsgrößen	259
6.3.2.1	Dichte des Gemisches	259
6.3.2.2	Enthalpie des Gemisches	260
6.3.3	Das h, x -Diagramm	262
6.3.4	Anwendungen des h, x -Diagrammes	265
6.3.4.1	Erwärmung und Kühlung bei konstantem Dampfgehalt ($x = \text{const.}$).....	265
6.3.4.2	Trocknung feuchter Luft ($x \neq \text{const.}$).....	267
6.3.4.3	Adiabate Vermischung zweier feuchter Luftströme.....	268
6.3.4.4	Zugabe von Flüssigkeit oder Dampf.....	270
6.3.4.5	Verdunstungskühlung (Nasskühlung).....	272
6.3.4.6	Das Psychrometer-Prinzip	274
6.4	Binäre zweiphasige Systeme (Zweistoff-Zweiphasen-Gemisch).....	277
6.4.1	Darstellung des Siedens und Kondensierens im Phasendiagramm	277
6.4.1.1	Das T, x -Diagramm	277
6.4.1.2	Das p, x -Diagramm	279
6.4.1.3	Gemische mit azeotropem Punkt	280
6.4.2	Das Enthalpie-, Konzentrations-Diagramm (h, w)	281
7	Vergleichsprozesse mit idealem Gas	287
7.1	Allgemeines	287
7.1.1	Arbeit, Leistung, Mitteldruck	288
7.1.2	Arbeitsmitteldurchsatz	289
7.2	Rechtsgängige Prozesse	290
7.2.1	Wirkungsgrade.....	290
7.2.2	Carnot-Prozess.....	291
7.2.3	Vergleichsprozesse für Otto-Motor und Diesel-Motor	292
7.2.3.1	Annahmen für den Vergleichsprozess	294
7.2.3.2	Definitionen	294
7.2.3.3	Wirkungsgrade.....	296
7.2.3.4	Mitteldruck	298
7.2.3.5	Vergleich des realen Otto-Prozesses mit dem Vergleichsprozess	299
7.2.4	Stirlingmotor	300
7.2.4.1	Stirling-Prozess	300
7.2.4.2	Thermischer Wirkungsgrad	302

7.2.4.3	Mitteldruck	302
7.2.5	Heißgasmotor	303
7.2.5.1	Ericson-Prozess	303
7.2.5.2	Thermischer Wirkungsgrad	304
7.2.5.3	Mitteldruck	304
7.2.6	Gasturbinenanlagen, Strahltriebwerke	305
7.2.6.1	Offene und geschlossene Gasturbinenanlagen ohne Wärmerückführung	305
7.2.6.2	Joule-Prozess	305
7.2.6.3	Offene und geschlossene Gasturbinenanlagen mit Wärmerückführung	308
7.2.6.4	Strahltriebwerke	310
7.2.6.5	Raketen	314
7.2.6.6	Äußerer Wirkungsgrad und Gesamtwirkungsgrad von Strahltriebwerken und Raketen	315
7.2.7	Vergleich der Vergleichsprozesse	316
7.3	Linksgängige Prozesse	318
7.3.1	Verdichter (Kompressoren)	318
7.3.1.1	Vergleichsprozess	319
7.3.1.2	Arbeit, Leistung	320
7.3.1.3	Wirkungsgrade	321
7.3.1.4	Definitionen	321
7.3.2	Mehrstufige Verdichter	323
7.3.3	Gaskältemaschinen	325
7.3.3.1	Stirling-Prozess	326
7.3.3.2	Linde-Verfahren zur Luftverflüssigung	328
8	Vergleichsprozesse mit Dämpfen	337
8.1	Dampfkraftanlagen	337
8.1.1	Thermodynamische Mitteltemperatur und Wirkungsgrade	338
8.1.2	Exergetische Wirkungsgrade	339
8.1.3	Clausius-Rankine-Prozess	341
8.1.3.1	Clausius-Rankine-Prozess mit Zwischenüberhitzung	342
8.1.3.2	Regenerative Speisewasservorwärmung	343
8.1.4	Gas-Dampf-Kraftprozesse (GD-Prozesse)	346
8.2	Kaltdampfprozesse	348
8.2.1	Exergetische Behandlung von Kälteprozessen	349
8.2.2	Irreversibel ablaufende Kälteprozesse	351
9	Strömungsvorgänge	357
9.1	Allgemeines	357
9.2	Grundlagen	357

9.3	Strömung kompressibler Medien in Düsen und Diffusoren	360
9.3.1	Düsen und Diffusoren	360
9.3.2	Ausströmung aus Behältern durch sich verengende Düsen	361
9.3.2.1	Ausströmgeschwindigkeit	361
9.3.2.2	Ausströmende Masse, Durchflussfunktion	363
9.3.2.3	Schallgeschwindigkeit	367
9.3.2.4	Schallgeschwindigkeit bei Ausströmung aus einer sich verengenden Düse	367
9.3.3	Strömung durch konvergente Düsen	371
9.3.4	Laval-Düse	372
9.3.4.1	Grundlagen	372
9.3.4.2	Zusammenstellung der Gleichungen	375
9.3.4.3	Druck- und Geschwindigkeitsverlauf in einer Laval-Düse und in Diffusoren wenn $c_0 = 0$ und $c_0 \neq 0$	376
9.3.5	Verdichtungsstöße	381
9.3.5.1	Grundgleichungen	382
9.3.5.2	Darstellung des Verdichtungsstoßes im Diagramm	387
9.3.6	Bewertungsgrößen von Düsen und Diffusoren	389
10	Verbrennungsprozesse	397
10.1	Allgemeines	397
10.1.1	Größen und Symbole	399
10.2	Brennwert, Heizwert	400
10.2.1	Brennwert	400
10.2.1.1	Messung des Brennwertes	402
10.2.1.2	Temperaturabhängigkeit der Reaktionsenthalpie	404
10.2.2	Heizwert	404
10.2.3	Berechnung von Brennwert und Heizwert	406
10.2.3.1	Brennstoffgemische	407
10.2.3.2	Chemische Verbindungen	407
10.2.3.3	Verbandsformeln	408
10.3	Sauerstoff- und Luftbedarf	410
10.3.1	Mindestbedarf an Sauerstoff für feste und flüssige Brennstoffe	410
10.3.2	Mindestbedarf an Sauerstoff für gasförmige Brennstoffe	411
10.3.3	Luftbedarf und Luftüberschuss	412
10.4	Brennstoffkennzahlen	415
10.4.1	Kennzahl für den Sauerstoffbedarf, σ	415
10.4.2	Kennzahl für den Stickstoffgehalt, ν	417
10.5	Rauchgase	417
10.5.1	Feuchte Rauchgase fester und flüssiger Brennstoffe	417
10.5.2	Feuchte Rauchgase gasförmiger Brennstoffe	419

10.5.3	Näherungsgleichungen	421
10.5.4	Trockene Rauchgase	421
10.5.5	Anwendung für die Rauchgasanalyse	422
10.6	Verbrennungstemperatur.....	423
10.6.1	Rauchgasenthalpie und Rauchgastemperatur.....	423
10.6.2	Maximale Verbrennungstemperatur	425
10.6.3	Schornsteinverluste	427
10.6.4	Wärmekapazität der Rauchgase	428
10.6.5	Das h, ϑ -Diagramm	429
10.7	Feuerungswirkungsgrad	432
10.8	Irreversibilität der Verbrennung	433
10.8.1	Reaktionsarbeit und Reaktionsentropie	433
10.8.2	Absolute Entropie, Dritter Hauptsatz, Standardentropie	435
10.8.3	Brennstoffexergie	438
10.8.4	Exergieverluste bei der Verbrennung	441
10.8.5	Exergetischer Wirkungsgrad	443
Anhang		451
Anhang 1:	Lösungen der Aufgaben	451
Anhang 2:	Thermodynamische Größen einiger Stoffe	460
Anhang 3:	Berechnung der Zustandsgrößen von Wasser und Wasserdampf	460
Anhang 4:	h, x -Diagramm	475
Anhang 5:	Wirkungsgrade von Energiewandlungsanlagen in der Technik.....	476
Anhang 6:	Beispiele für Energien und Leistungen	477
Anhang 7:	Beispiele für Leistungsdichten	477
Anhang 8:	Tripelpunkte und kritische Daten einiger Stoffe	478
Anhang 9:	Literatur	479
Anhang 10:	Sachverzeichnis	482

1 Grundbegriffe

Thermodynamik

Die Thermodynamik ist die Lehre von der Energie und Entropie.

Die Entropie gibt an, wie umwandelbar eine Energieform ist. Die Gesetze der Thermodynamik beschreiben die Möglichkeiten oder Einschränkungen, die erfahrungsgemäß in der Natur auftreten, wenn Energie umgewandelt wird.

Energie und Energieumwandlung sind an Materie gebunden, sie unterliegen damit den Gesetzmäßigkeiten der Struktur der Materie. Danach lässt sich Thermodynamik auch auffassen als:

Die Lehre von den „Zuständen“ der Stoffe und deren Änderungen.

Diese Zustände werden nach physikalischen Gesichtspunkten betrachtet. Danach besteht die Materie aus einer großen Zahl von Atomen oder Elementarteilchen, die sich elektrisch beeinflussen und den Gesetzen der Mechanik folgen. Allerdings nicht jenen der klassischen Mechanik, sondern denen der Quantenmechanik. Die relativistische Behandlung der Teilchen nach der Quantenmechanik ist einerseits sehr kompliziert, andererseits für die Bewertung technischer Vorgänge nicht erforderlich.

Um wärmetechnische Probleme zu lösen, sind die Modellvorstellungen der klassischen technischen Thermodynamik geschaffen worden.

Sie ermöglichen es, Energieumwandlungen aus den Änderungen der „Zustände“ der Stoffe zu berechnen und zu messen, unabhängig von der mikroskopischen Struktur der Stoffe. (Historisch wurde das Gedankengebäude der Thermodynamik entwickelt, ehe Kenntnis über die Struktur der Materie vorlag.)

Die Stärke dieser klassischen Thermodynamik liegt in der Möglichkeit, allgemeingültig Energieumwandlungen quantitativ zu erfassen unter Zugrundelegung weniger Erfahrungstatsachen („Hauptsätze“). Diese Thermodynamik beruht auf dem Konzept der „Gleichgewichtszustände“ in einer Materie, die als Kontinuum aufgefasst wird. Aus dem Gleichgewichtszustand vor und nach einer Änderung lässt sich die Zustandsänderung berechnen. Größen, die diese Zustände

charakterisieren, müssen daher nicht Absolutgrößen sein, es genügen Differenzen der Größen zu einem Bezugszustand. Die Bestimmung von Absolutgrößen fällt ins Gebiet der *statistischen Thermodynamik*.

Die klassische Thermodynamik hat keinen Zeitmaßstab. Die Bewertung von zeitabhängigen Vorgängen erfolgt in den Gebieten „Wärme- und Stoffübertragung“, „Chemische Kinetik“ und in übergreifender, erweiterter Form in der *Thermodynamik irreversibler Prozesse*.

Hier werden die Grundlagen der klassischen technischen Thermodynamik behandelt.

In einem 1. Kapitel „Grundbegriffe“ wird die der Thermodynamik eigene Nomenklatur – die Fachsprache – erläutert. Da sich mit den Fachausdrücken ganz bestimmte, eindeutige Vorstellungen verbinden, stellen sie die Bausteine des Gedankengebäudes der Thermodynamik dar. Diese neuen Begriffe bilden aber auch eine Hürde für das Verständnis der Thermodynamik. Die Begriffe sind hier gesammelt an den Anfang gestellt, um sie stets leicht zu finden und sich durch häufigen Gebrauch an sie zu gewöhnen.

Grundbegriffe

1.1 Energie

Das Wort „Energie“ steht für einen abstrakten Begriff, an den wir uns durch häufigen Gebrauch gewöhnt haben; was Energie ist, wissen wir nicht. Aus der Mechanik bekannt sind die Begriffe:

- kinetische Energie: ein bewegter Körper besitzt sie und kann sie durch Stoß an einen anderen Körper abgeben.
- potentielle Energie: ein ruhender Körper besitzt sie im Gravitationsfeld der Erde in einer bestimmten Höhenlage, und sie wird verändert bei Änderung der Höhenlage.

Bei jeder Änderung dieser Energien wird Arbeit zugeführt oder erhalten: Beschleunigungsarbeit, um den Körper schneller zu bewegen, Verschiebearbeit, um die Lage eines Körpers zu ändern, Formänderungsarbeit, um einen Körper zu verformen. Demnach lässt sich der abstrakte Begriff Energie mit der Vorstellung verbinden

Energie ist ein Maß für die Arbeitsfähigkeit.

Nach der Erfahrung, dass sich Körper erwärmen, wenn man sie reibt (Zufuhr von Reibungsarbeit), gilt aber auch

Energie ist ein Maß für die Erwärmbarkeit.

Die wichtigste Eigenschaft der Energie ist ihre Unzerstörbarkeit. Es gilt das *Prinzip von der Erhaltung der Energie*:

In einem vollständig abgeschlossenen System, in dem sich beliebige mechanische, thermische, elektrische, optische oder chemische Vorgänge abspielen, bleibt die Gesamtenergie unverändert.

Energie tritt in vielen Formen auf, z.B. als

Chemische Energie	Magnetische Energie
Elastische Energie	Nuklear-Energie
Elektrische Energie	Potentielle Energie
Kinetische Energie	Strahlungsenergie
	Arbeit
	Wärme

Die Energie kann von einer Form in eine andere Form übergehen, z.B. von chemischer Energie in Wärmeenergie, aber verschwinden oder aus dem Nichts entstehen, kann sie nicht.

1.2 Thermodynamische Systeme

Es ist zweckmäßig, thermodynamische Betrachtungen für abgegrenzte Bereiche oder Mengen durchzuführen. Eine solche abgegrenzte Quantität nennt man ein „thermodynamisches System“ oder kurz „System“.

Das System wird durch eine Systemgrenze von der Umgebung abgetrennt (Bild 1.1). Das System kann sowohl aus einem einzigen Stoff oder Körper bestehen (Bild 1.2a), als auch aus einer Ansammlung von Körpern, Apparaten etc. (Bild 1.2b). Die Systemgrenze kann entweder mit wirklichen Berandungen zusammenfallen (Bild 1.2a) oder auch nur gedacht sein (Bild 1.2b).

Die Systeme können sich in Ruhe befinden oder sich bewegen. Die geschickte Wahl der Systemgrenzen erleichtert die Lösung von Problemen. Es werden hier sogenannte *einfache*

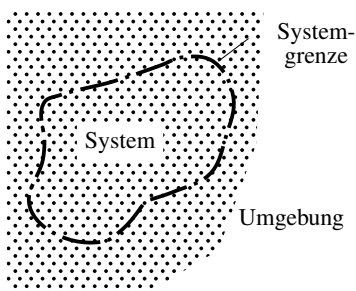


Bild 1.1: Allgemeines thermodynamisches System

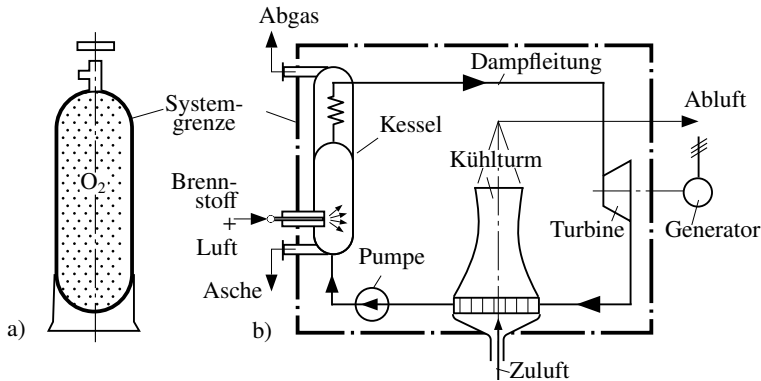


Bild 1.2: Systeme:
a) Sauerstoffflasche
b) Dampfkraftwerk

Systeme zugrundegelegt, die meist nur eine Phase (Flüssigkeit oder Gas) enthalten und nicht dem Einfluss äußerer Felder (elektrischer oder magnetischer) unterworfen sind und auch keine Oberflächeneffekte (Kapillarkräfte) aufweisen.

a) Man unterscheidet nach dem inneren Aufbau (Zustand) des Systems

- *homogene (einfache) Systeme:* sie bestehen aus einer einzigen homogenen und isotropen Phase (eines Stoffes). Als Phasen gelten hier die Aggregatzustände fest, flüssig, gasförmig. Ein Stoff gilt als „homogen“, wenn in seinem Innern überall dieselben Eigenschaften vorliegen (Bild 1.2a); ein Stoff gilt als „isotrop“, wenn diese Eigenschaften unabhängig von der Richtung sind (Bild 1.2a).
- *heterogene (einfache) Systeme:* sie bestehen aus mehreren Phasen (Bild 1.3) oder mehreren Apparaten (Bild 1.2b). An der Phasengrenze, wo die verschiedenen Phasen aneinanderstoßen, ändern sich natürlich physikalische Größen wie Dichte, elektrische und thermische Leitfähigkeit oder der Brechungsindex von einer Phase zur anderen.

Ein heterogenes (einfaches) System kann durch Umordnung der Systemgrenzen in homogene (einfache) Teilsysteme getrennt werden (Bild 1.3).

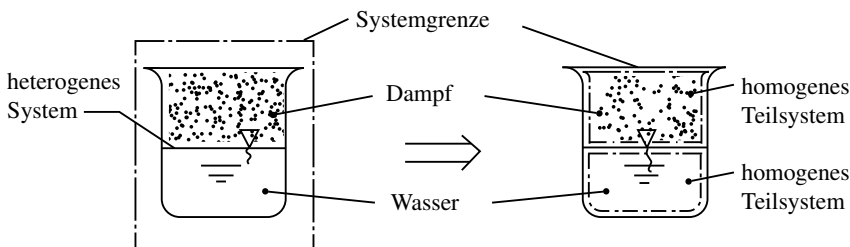


Bild 1.3: Umordnung eines heterogenen Systems in zwei homogene Teilsysteme

b) Man unterscheidet nach den Eigenschaften der Systemgrenze:

- *Isolierte oder vollständig abgeschlossene Systeme*, Bild 1.4a:
Über die Systemgrenze hinweg können weder Wärme noch Arbeit noch Masse mit der Umgebung ausgetauscht werden.
- *Wärmeisolierte oder adiabate Systeme*, Bild 1.4b:
Über die Systemgrenze hinweg kann keine Wärme mit der Umgebung ausgetauscht werden.
- *Arbeitsisolierte Systeme*, Bild 1.4c:
Über die Systemgrenze hinweg kann keine Arbeit mit der Umgebung ausgetauscht werden.
- *Geschlossene Systeme*, Bild 1.4d:
Über die Systemgrenze hinweg kann keine Masse mit der Umgebung ausgetauscht werden.
- *Offene Systeme*, Bild 1.4e:
Über die Systemgrenze hinweg können Wärme, Arbeit und Masse ausgetauscht werden.

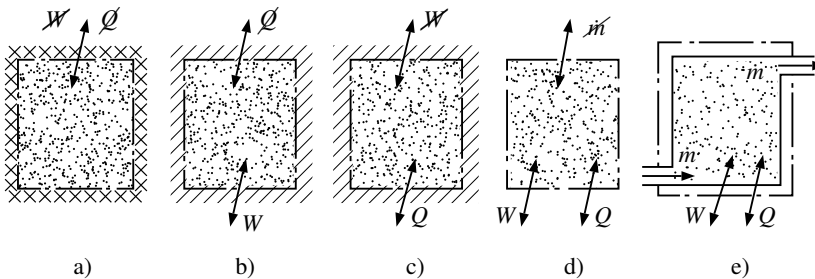


Bild 1.4: Einteilung der Systeme nach den Größen, welche die Systemgrenzen nicht überschreiten

Die Eigenschaften der Systemgrenze kennzeichnen ein System. Die Abmessungen eines thermodynamischen Systems müssen groß sein gegenüber den Abmessungen von Teilchen, und das System muss von so vielen Teilchen ausgefüllt sein, dass statistische Betrachtungen ihrer Wirkung möglich sind.

1.3 Thermodynamischer Zustand

Der thermodynamische Zustand kennzeichnet ebenfalls das System und lässt Änderungen im System erkennbar und berechenbar werden. Der thermodynamische Zustand in einem System wird durch die „Zustandsgrößen“ beschrieben. Die Zustandsgrößen kennzeichnen den Zustand eines Systems.

1.3.1 Zustandsgrößen einfacher Systeme

Hier werden folgende Zustandsgrößen verwendet:

Druck	p	Innere Energie	U
Temperatur	T	Enthalpie	H
Volumen	V	Entropie	S
Masse	m	Stoffmenge	n

Einige dieser Zustandsgrößen sind direkt messbar (Druck, Volumen, Masse, Stoffmenge), andere sind nur indirekt über ihre Wirkungen bestimmbar (Temperatur, innere Energie als die in einem System enthaltene Energie, Enthalpie, Entropie).

Die Zustandsgrößen stehen miteinander in einem Zusammenhang, der – wenigstens theoretisch – mathematisch fassbar ist, so dass stets nur einige der angeführten Zustandsgrößen ausreichen, um ein System eindeutig zu beschreiben (s. Abschn. 1.4).

Für offene Systeme oder bewegte geschlossene Systeme sind noch die „mechanischen Zustandsgrößen“

Geschwindigkeit c Höhe z

von Bedeutung.

Ein System befindet sich im Zustand des sogenannten *thermodynamischen Gleichgewichts* (Abschn. 1.7), wenn seine Zustandsgrößen ohne Einwirkung von außen unverändert bleiben.

1.3.2 Intensive und extensive Zustandsgrößen

Intensive Zustandsgrößen behalten bei der Teilung eines Systems, unabhängig von der Masse, ihren Wert; sie sind masse-unabhängig. Extensive Zustandsgrößen ändern ihren Wert bei der Teilung eines Systems proportional zur Masse.

Teilt man ein homogenes thermodynamisches System in zwei homogene Teilsysteme (Bild 1.5), so lehrt die Erfahrung, dass

p und T als intensive Zustandsgrößen unverändert bleiben

und dass

V, m, n, U, H und S als extensive Zustandsgrößen sich bei der Teilung ändern.

Es gilt

$$V = V_1 + V_2; \quad m = m_1 + m_2 \quad \text{usw.}$$

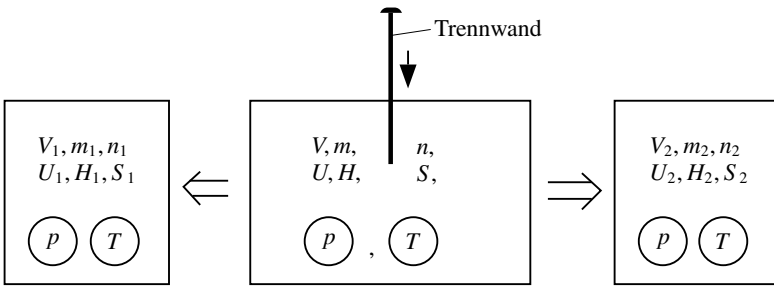


Bild 1.5: Massen-unabhängige intensive Zustandsgrößen p, T und massen-abhängige extensive Zustandsgrößen

Das bedeutet:

Extensive Zustandsgrößen eines Systems lassen sich additiv aus den entsprechenden Zustandsgrößen der Teilsysteme zusammensetzen.

Ein bestehendes thermodynamisches Gleichgewicht (Abschn. 1.7) verändert sich nicht durch Teilung des Systems: Durch die Teilung entstehen kleinere Teilsysteme, d.h. die Abmessungen ändern sich; die inneren Zustände, gekennzeichnet durch die intensiven Zustandsgrößen, bleiben aber gleich. Das bedeutet:

Eine Änderung des thermodynamischen Gleichgewichts beruht auf der Änderung intensiver Zustandsgrößen.

Die Herstellung des thermodynamischen Gleichgewichts in einem einfachen System bedeutet die Herstellung gleichen Drucks und gleicher Temperatur in diesem System.

Da als „Zustandsänderung“ (Abschn. 1.5) die Änderung von einem Gleichgewichtszustand in einen anderen Gleichgewichtszustand verstanden werden soll, stellen die intensiven Zustandsgrößen die „treibenden Kräfte“ für Zustandsänderungen dar.

1.3.3 Spezifische und molare Zustandsgrößen

Um die Abhängigkeit der extensiven Zustandsgrößen von der oft zufälligen Masse eines Systems auszuschalten, kann man diese Größen auf die Systemmasse beziehen und erhält damit die sogenannten *spezifischen Zustandsgrößen*:

$$\text{spezifische Zustandsgröße} = \frac{\text{Extensive Zustandsgröße}}{\text{Systemmasse}}.$$

Die spezifischen Zustandsgrößen werden in Kleinbuchstaben geschrieben,

z.B. spezifisches Volumen	$v = \frac{V}{m}$	in m^3/kg ,
spezifische innere Energie	$u = \frac{U}{m}$	in kJ/kg ,
spezifische Enthalpie	$h = \frac{H}{m}$	in kJ/kg ,
spezifische Entropie	$s = \frac{S}{m}$	in $\text{kJ}/(\text{kg K})$.

Die spezifischen Größen können selbstverständlich auch in entsprechend anderen Einheiten angegeben werden.

Die spezifischen Zustandsgrößen bleiben bei der Teilung eines Systems unverändert: insoweit verhalten sie sich wie intensive Zustandsgrößen. Sie unterscheiden sich von intensiven Zustandsgrößen aber darin, dass sie nicht „treibende Kräfte“ für Zustandsänderungen sein können:

Beispiel: Unterschiede im spezifischen Volumen $v = V/m$ oder der Dichte $\rho = 1/v = m/V$ in einem aus Wasser, ρ_2 , und Wasserdampf, ρ_1 , bestehenden System (Bild 1.6) geben keinen Anlass zu Änderungen im thermodynamischen Gleichgewicht.

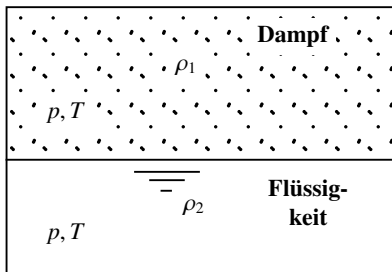


Bild 1.6: Thermodynamisches Gleichgewicht bei $\rho_1 < \rho_2$

Dagegen haben Druck- und Temperaturunterschiede das Bestreben, sich auszugleichen und dabei Veränderungen des Systemzustandes herbeizuführen.

Die in einem System enthaltene Quantität eines Stoffes lässt sich entweder als Masse m oder als Stoffmenge n ¹⁾ festlegen. Die Stoffmenge umfasst die im System vorhandenen Teilchen wie Atome, Moleküle, Ionen.

¹⁾Im Abschnitt 3.7.5 wird der Buchstabe n für den Polytropenexponenten verwendet. Da eine Verwechslung nicht zu befürchten ist und durch Überprüfen der Einheiten leicht festzustellen wäre, wird von einer besonderen Kennzeichnung abgesehen.

Da die Anzahl der Teilchen sehr groß ist, wurde für praktische Zwecke eine besondere Einheit geschaffen, die Basis-Einheit: „Mol“. Sie wird in Gleichungen mit dem Einheitenzeichen mol geschrieben.

Definition: Ein System mit der Stoffmenge $n = 1$ mol enthält genau soviele Teilchen wie die Masse $m = 12$ g des Kohlenstoffisotops ^{12}C Atome enthält.

Diese Anzahl von Teilchen wird Avogadro-Konstante N_A genannt, ihr (derzeit genauester) Wert ist

$$N_A = (6,022045 \pm 0,000031) \cdot 10^{23} \text{ Teilchen/mol.}$$

Jede Stoffmenge $n = 1$ mol besteht aus dieser Anzahl N_A von Teilchen, unabhängig vom thermodynamischen Zustand (Druck, Temperatur), vom Aggregatzustand oder von der chemischen Beschaffenheit.

Das Mol ist eine bequeme Rechengröße. Es ist der Begriff für rund $6 \cdot 10^{23}$ Teilchen, so wie das Dutzend der Begriff für 12 Teile ist.

Bezieht man die extensiven Zustandsgrößen auf die Stoffmenge n , so erhält man die sogenannten *molaren Zustandsgrößen*. Diese Größen werden hier mit einem hochgestellten Stern gekennzeichnet. Ausgenommen von dieser Kennzeichen-Regel soll lediglich die molare Masse sein:

z.B. molare Masse	$M = \frac{m}{n}$	in kg/mol,
molares Volumen	$V^* = \frac{V}{n}$	in m ³ /mol,
molare innere Energie	$U^* = \frac{U}{n}$	in kJ/mol,
molare Enthalpie	$H^* = \frac{H}{n}$	in kJ/mol,
molare Entropie	$S^* = \frac{S}{n}$	in kJ/(mol K).

Diese Größen können selbstverständlich auch in entsprechend anderen Einheiten angegeben werden.

Es gilt allgemein:

$$\text{molare Zustandsgröße} = \frac{\text{Extensive Zustandsgröße}}{\text{Stoffmenge}}.$$

Die molare Masse M , auch Molmasse genannt, ist ein stoffspezifischer Wert, der unabhängig vom Zustand des Stoffes ist. Nach obiger Definition ist die molare Masse von Kohlenstoff ^{12}C

$$M_{^{12}\text{C}} = m/n = 12 \text{ g/mol.}$$

Molare Massen anderer Stoffe sind im Anhang 2 angegeben.

Nach Avogadro gilt der Satz:

„Gleiche Volumen aller hinreichend idealen Gase (Abschn. 3) enthalten bei gleichem Druck und gleicher Temperatur die gleiche Anzahl von Teilchen.“

Kehrt man diesen Satz um und bezieht auf 1 mol, so gilt:

Die Stoffmenge 1 mol aller hinreichend idealen Gase hat unabhängig von den individuellen Stoffeigenschaften bei gleichem Druck und gleicher Temperatur das gleiche Volumen. Bei „Normalbedingungen“, d.h. beim Druck $p = 1,01325 \text{ bar}$ und bei der Temperatur $\vartheta = 0^\circ\text{C}$ beträgt dieses Volumen $V = 22,414 \text{ dm}^3$.

Daraus folgt:

Das molare Volumen aller hinreichend idealen Gase ist nur eine Funktion von Druck und Temperatur und beträgt bei $p = 1,01325 \text{ bar}$ und $\vartheta = 0^\circ\text{C}$

$$V^* = 22,414 \text{ dm}^3/\text{mol}.$$

Die molaren Größen haben gegenüber den spezifischen Größen den Vorteil, dass sie sich bei unterschiedlichen Stoffen stets auf die gleiche Anzahl von Teilchen beziehen. Molare und spezifische Zustandsgrößen hängen folgendermaßen zusammen:

$$n \cdot V^* = V = m \cdot v \quad \text{oder} \quad V^* = \left(\frac{m}{n}\right) \cdot v = M \cdot v$$

$$M = \frac{V^*}{v} = \frac{U^*}{u} = \frac{H^*}{h} = \frac{S^*}{s}.$$

1.3.4 Thermische und kalorische Zustandsgrößen

Weiter unterscheidet man zwischen

thermischen Zustandsgrößen: p, T, v bzw. V

und

kalorischen Zustandsgrößen: h, s, u bzw. H, S, U .

Die thermischen Zustandsgrößen p, T, V können an Messinstrumenten abgelesen werden. Die kalorischen Zustandsgrößen müssen berechnet werden, sie haben ihren Namen vom lateinischen „calor“ = Wärme.

1.4 Zustandsgleichungen

Zustandsgleichungen sind mathematische Beziehungen zwischen Zustandsgrößen.

1.4.1 Festlegung des thermodynamischen Zustands

Für das sogenannte ideale Gas (Abschn. 1.15.2 und 3.1) wurde folgende Zustandsgleichung gefunden

$$p \cdot v = R_i \cdot T. \quad (1.1)$$

Diese als thermische Zustandsgleichung idealer Gase oder kurz *ideale Gasgleichung* bekannte Beziehung erlaubt die Berechnung jeder der drei Zustandsgrößen p , v , T , wenn zwei davon bekannt sind. Die Größe R_i ist die „spezifische Gaskonstante“, sie hat für jedes Gas einen eigenen Wert, sie kann berechnet oder aus Tabellen entnommen werden.

Solche Zusammenhänge von drei Zustandsgrößen – allerdings wesentlich komplizierter im Aufbau als Gl. (1.1) – wurden für reale Gase wie Wasserdampf, oder auch für homogene Flüssigkeiten und Festkörper gefunden. Man kann damit den thermodynamischen Zustand eines homogenen Systems durch zwei intensive Zustandsgrößen, z.B. p und T in Gl. (1.1), festlegen. Spezifische Zustandsgrößen (die aus den extensiven Zustandsgrößen hervorgegangen sind) und molare Zustandsgrößen verhalten sich rechnerisch wie intensive Zustandsgrößen, z.B. $v = V/m$, $V^* = V/n$.

Damit gilt:

Zwei intensive oder entsprechende Zustandsgrößen bestimmen ein homogenes einfaches System, wenn seine Masse oder Stoffmenge bekannt ist.

Einschränkend ist zu beachten: Die beiden Zustandsgrößen dürfen nicht direkt voneinander abhängen, wie z.B. das spezifische Volumen v und die Dichte $\rho = 1/v$ eines Stoffes.

Die Größe eines Systems wird festgelegt durch die im System enthaltene Masse oder Stoffmenge. Zur Festlegung des thermodynamischen Zustands und der Größe eines homogenen einfachen Systems gilt damit:

Zwei Zustandsgrößen und die Masse m oder die Stoffmenge n kennzeichnen den Zustand und die Größe eines Systems.

Die Gl. (1.1) lautet mit $v = V/m$:

$$p \cdot V = m \cdot R_i \cdot T \quad (1.2)$$

und mit $(m/n) \cdot R_i = M \cdot R_i = R^*$:

$$p \cdot V = n \cdot R^* \cdot T \quad (1.2a)$$

Dabei ist R^* die sogenannte universelle Gaskonstante mit dem Wert

$$R^* = (8,3143 \pm 0,0012) \text{ kJ}/(\text{kmol K})$$

Diese Konstante hat für alle Gase den selben Wert. Enthält ein System mehrere Komponenten, wie z.B. ein Gasgemisch, so werden zusätzliche Angaben über die Zusammensetzung (Konzentration) erforderlich. Für bewegte Systeme müssen noch Angaben über ihre Geschwindigkeit gemacht werden.

1.4.2 Thermische Zustandsgleichung

Die thermische Zustandsgleichung liefert den Zusammenhang zwischen Druck, Temperatur und spezifischem Volumen

$$F(p, T, v) = 0 \quad (1.3)$$

$F(\dots)$ steht für „Funktion von ...“.

Für einen bestimmten Zustand lässt sich jede noch unbekannte Zustandsgröße aus zwei bekannten Zustandsgrößen mit Hilfe von Zustandsgleichungen berechnen. Für die Funktion (1.3) sind die expliziten Auflösungen denkbar

$$p = p(T, v); \quad T = T(p, v); \quad v = v(p, T), \quad (1.4)$$

wobei $p(T, v)$ bedeutet: p ist eine Funktion von T und v .

Jeder Stoff hat seine eigene thermische Zustandsgleichung, da er eigene spezifische Eigenschaften aus einem eigenen spezifischen molekularen Aufbau hat. Bei Kenntnis dieses molekularen Aufbaues können Zustandsgleichungen – zumindest theoretisch – gewonnen werden. Solche Molekulartheorien sind aber noch unbefriedigend. Man stützt sich daher auf Zustandsgleichungen, die experimentell bestimmt werden. Wichtig ist, dass sich jede Verknüpfung von Zustandsgrößen in einfachen Diagrammen mit einer abhängigen Variablen und einem Parameter darstellen lässt (Abschn. 1.5.1).

1.4.3 Kalorische Zustandsgleichungen

Beziehungen zwischen je einer (spezifischen) kalorischen Zustandsgröße h, s, u und zwei thermischen Zustandsgrößen p, T, v werden kalorische Zustandsgleichungen genannt.

$$h = h(p, T); \quad s = s(p, T); \quad u = u(p, T); \quad h = h(T, v) \quad \text{u.a.} \quad (1.5)$$

1.5 Zustandsänderungen

In der klassischen Thermodynamik gilt:

Eine Zustandsänderung ist der Übergang von einem Gleichgewichtszustand eines Systems in einen anderen Gleichgewichtszustand.

Bei einer Zustandsänderung ändern sich mehrere Zustandsgrößen. Es ist üblich, die Zustandsänderungen nach der Zustandsgröße zu kennzeichnen, die unverändert (konstant) bleibt,

- z.B.
- | | |
|------------------------------|--|
| Isobare Zustandsänderung: | $p = \text{const.}, T, v$ ändern sich |
| Isotherme Zustandsänderung: | $T = \text{const.}, p, v$ ändern sich |
| Isochore Zustandsänderung: | $v = \text{const.}, p, T$ ändern sich |
| Isenthalpe Zustandsänderung: | $h = \text{const.}, p, v, T$ ändern sich |
| Isentrope Zustandsänderung: | $s = \text{const.}, p, v, T$ ändern sich |

1.5.1 Quasistatische und nichtstatische Zustandsänderungen

Zustandsänderungen werden verursacht durch „treibende Kräfte“, z.B. Unterschiede in den intensiven Zustandsgrößen Druck oder Temperatur. Solche Unterschiede streben dem Ausgleich zu. Während des Ausgleichsvorgangs, d.h. nachdem ein Gleichgewichtszustand 1 gestört wurde, aber der Gleichgewichtszustand 2 noch nicht erreicht ist, muss das System sich im „Ungleichgewicht“ befinden; dafür ist sein Zustand nicht genau angebbar. Dies ist für die Behandlung der Vorgänge unbefriedigend. Es gilt daher in der klassischen Thermodynamik folgende Vorstellung:

Veränderungen des thermodynamischen Gleichgewichts eines Systems erfolgen in so kleinen – infinitesimalen – Schritten, dass sich das System stets infinitesimal nahe einem Gleichgewichtszustand befindet.

Oder auch:

Der mikroskopische Ausgleichsvorgang verläuft sehr viel schneller als die makroskopische Zustandsänderung.

Wird ein Gas verdichtet, indem man einen Kolben langsam und reibungsfrei in einen Zylinder drückt (Bild 1.7a), so bleibt das System (Gas) im Wesentlichen im Gleichgewicht und man nennt den Verlauf der Zustandsänderung „quasistatisch“. Diese Vorstellung gilt, solange die Geschwindigkeit des Kolbens klein ist gegenüber der Schallgeschwindigkeit im Gas. Diese Schallgeschwindigkeit liegt je nach Gasart und Temperatur bei 300 bis 1000 m/s. Die oben angeführten Vorstellungen treffen daher für die meisten technischen Anwendungen zu, sie bleiben aber trotzdem Idealisierungen.

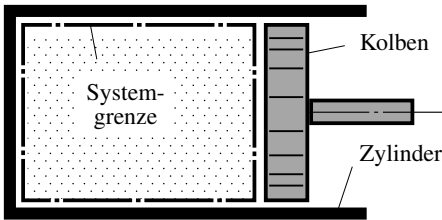


Bild 1.7a: Kompression eines Gases im Zylinder; quasistatische Zustandsänderung

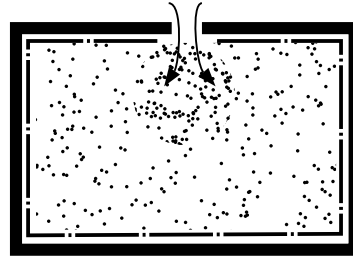


Bild 1.7b: Einströmen von Luft in einen evakuierten Behälter; nichtstatische Zustandsänderung

Eine Zustandsänderung um einen endlichen Betrag ergibt sich durch Aneinanderreihen sehr vieler infinitesimaler Änderungen; es gilt demnach:

Zustandsänderungen, die durch lauter Gleichgewichtszustände verlaufen, heißen *quasistatische Zustandsänderungen*.

Die klassische Thermodynamik basiert auf quasistatischen Zustandsänderungen. Der Verlauf von quasistatischen Zustandsänderungen lässt sich in einem thermodynamischen Diagramm mit einer Zustandsgleichung eindeutig angeben, weil er durch lauter eindeutig angebbare Gleichgewichtszustände geht (Bild 1.8a). Es gibt Zustandsänderungen, die nicht hinreichend langsam ablaufen, z.B. das Einströmen von Luft in einen evakuierten Behälter (Bild 1.7b). Dabei treten im Gas örtliche und zeitliche Unterschiede in Druck, Dichte, Temperatur und Geschwindigkeit auf.

Zustandsänderungen, die nicht durch eine Folge von Gleichgewichtszuständen laufen, heißen *nichtstatische Zustandsänderungen*.

Der Verlauf solcher nichtstatischer Zustandsänderungen lässt sich nicht durch Zustandsgleichungen und eine exakte Kurve im Diagramm darstellen (Bild 1.8b). Es können aber die im Gleichgewicht befindlichen Anfangs- und Endzustände im Diagramm angegeben werden.

Bild 1.8a zeigt den stetigen Verlauf der Zustandsänderung vom Zustand 1 in den Zustand 2 im sogenannten p, v -Diagramm. Der Druck p ist angegeben in Abhängigkeit vom spezifischen Volumen v (unabhängige Variable) und von der Temperatur T (Parameter). Für solche Zustandsänderungen können Integrationen der Art

$$w_{12} = - \int_1^2 p(v) \cdot dv \quad \text{oder} \quad w_{12} = \int_1^2 v(p) \cdot dp \quad (1.6)$$

z.B. für die Berechnung der Arbeit durchgeführt werden.

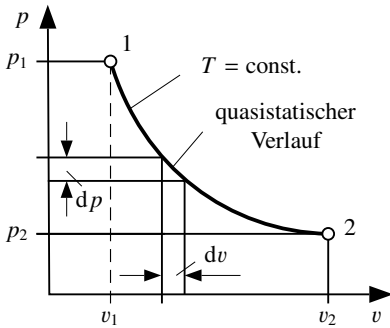


Bild 1.8a: Quasistatische Zustandsänderung

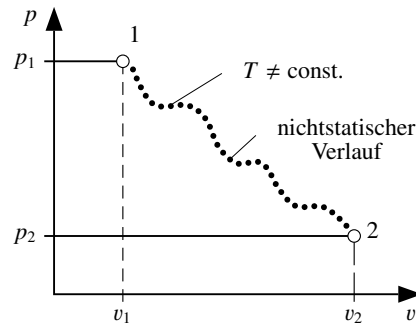


Bild 1.8b: Nichtstatische Zustandsänderung

Aus Bild 1.9 erkennt man, dass der Endzustand 2 der gleiche ist, ob nun eine Zustandsänderung auf einem Weg *a* (z.B. auf einer Isothermen-Kurve wie in Bild 1.8a) oder auf einem Weg *b* (einer Isobaren-Kurve 1 → 1' und einer Isochoren-Kurve 1' → 2) erfolgt.

Es gilt also:

Der Gleichgewichtszustand eines Systems ist unabhängig von der Zustandsänderung, mit der er erreicht wird.

Daher kann man gedanklich eine nichtstatische Zustandsänderung durch eine quasistatische ersetzen und den Endzustand – in dem wieder Gleichgewicht vorliegt – nach einer Zustandsgleichung berechnen. So lässt sich zwar nicht der Verlauf der Zustandsänderung darstellen, wohl aber die Differenz der Größen zwischen Anfangs- und Endzustand errechnen (Abschn. 1.5.2).

Die Unabhängigkeit der Zustandsgrößen vom Weg, auf dem sie erhalten wurden, ist ein wesentliches Merkmal dieser Größen. Aus Gl. 1.6 und Bild 1.9 erkennt man, dass die Größe w_{12} vom Integrationsweg abhängt und damit keine Zustandsgröße sein kann.

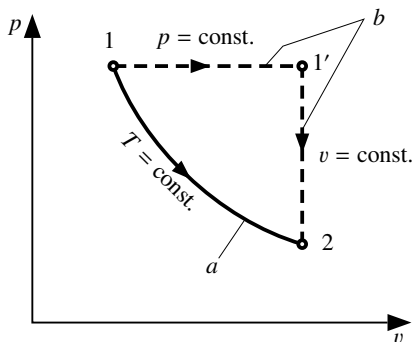


Bild 1.9: Wegunabhängigkeit der Zustandsgrößen p_2, v_2

1.5.2 Reversible und irreversible Zustandsänderungen

Eine Zustandsänderung vom Zustand 1 in den Zustand 2 (z.B. die Expansion eines Gases, Bild 1.8a), die auch umgekehrt vom Zustand 2 in den Zustand 1 (entsprechend der Kompression des Gases) so durchlaufen werden kann, dass sowohl das System als auch die Umgebung exakt den Ausgangszustand wieder erreicht, ohne eine bleibende Veränderung irgendwo zu hinterlassen, heißt „reversibel“.

Eine reversible Zustandsänderung kann in jeder Einzelheit wieder rückgängig gemacht werden.

Das Wort „reversibel“ wird bewusst dem Wort „umkehrbar“ vorgezogen. Die Bewegung eines Kolbens im Zylinder ist zwar umkehrbar, aber nicht selbstverständlich reversibel. Die Bewegung eines Fadenpendels kommt einer reversiblen Zustandsänderung nahe, zumindest für einige Schwingungen, Bild 1.10a.

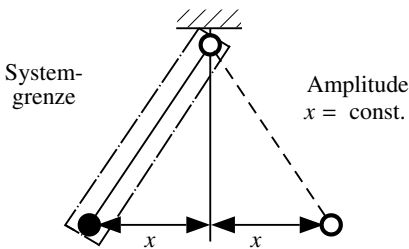


Bild 1.10a: Reversible Zustandsänderung an einem Fadenpendel

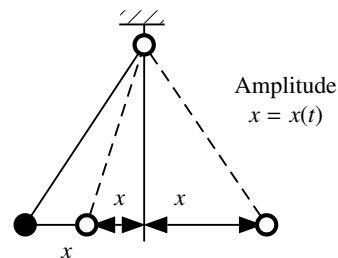


Bild 1.10b: Irreversible Zustandsänderung an einem Fadenpendel

Mit der Zeit werden aber die Pendelausschläge (Amplituden) geringer, und der Anfangspendelausschlag wird nicht mehr erreicht. Die potentielle und kinetische Energie des Systems „Fadenpendel“ nimmt ab, ein Teil der Energie geht der Bewegung verloren: Er dient zur Überwindung von Widerständen, z.B. bei der Reibung des Fadens am Aufhängehaken und bei der Bewegung durch die Luft. Es werden bleibende Veränderungen hervorgerufen in der Erwärmung des Hakens und der Impulsübertragung an die Luftteilchen (Bild 1.10b).

Zustandsänderungen, bei denen der Ausgangszustand nicht in jeder Einzelheit wieder erreicht werden kann, heißen „irreversibel“.

Alle in der Natur ablaufenden Vorgänge sind irreversibel.

Damit sind reversible Zustandsänderungen ebenfalls Idealisierungen, wie quasistatische Zustandsänderungen. Natürliche Vorgänge können idealen reversiblen Zustandsänderungen angenähert werden: Die Reibung z.B. zwischen dem Kolben und der Zylinderwand eines Kolbenkompressors (Bild 1.7a) kann durch Schmierung, durch besondere Kolbenwanenform oder

durch Luftlagerung verringert werden. Eine in kleinen Schritten verlaufende infinitesimale Zustandsänderung kann in jeder Einzelheit rückgängig gemacht werden. Wenn jeder Einzelschritt reversibel ist, so ist auch die Summe der Einzelschritte in einer quasistatischen Zustandsänderung reversibel, so dass gilt:

Reversible Zustandsänderungen sind stets auch quasistatisch.

Die Umkehrung dieses Satzes gilt nicht: es kann in einem kleinen Schritt ein neuer angenäherter Gleichgewichtszustand erreicht werden, zugleich aber auch eine Veränderung am System oder seiner Umgebung bleiben. Daraus folgt:

Irreversible Zustandsänderungen können quasistatisch oder nichtstatisch ablaufen.

Technische Vorgänge laufen genau genommen irreversibel und nichtstatisch ab. Es lassen sich zwei Arten von irreversiblen Vorgängen unterscheiden:

- Solche, die nach Beseitigung einer Hemmung sofort von selbst spontan ablaufen
- und solche, die durch Zufuhr von Energie erzwungen werden.

Spontane irreversible (nichtstatische) Zustandsänderungen sind:

- Ein- oder Ausströmen eines Fluids (Gas oder Flüssigkeit) in einen oder aus einem Behälter
- Vermischung von Fluiden nach Entfernen einer Trennwand
- Abkühlung eines warmen Körpers in kalter Umgebung
- Verbrennung und Explosion von Gemischen nach einer Initialzündung.

Erzwungene irreversible (quasistatische) Zustandsänderungen sind:

- Vorgänge mit Reibung
- Drosselung
- Plastische Verformungen
- Elektrischer Stromdurchgang.

Da Zustandsgrößen wegunabhängig sind, kann man sich für eine irreversible Zustandsänderung eine reversible Ersatzänderung (Bild 1.11) denken und dafür den Endzustand im Gleichgewicht berechnen (vgl. Abschn. 1.5.1).

In der Thermodynamik dienen reversible Zustandsänderungen als Basis einer Betrachtung. Damit erhält man die im Idealfall erreichbaren Optimalwerte. Der Vergleich mit den praktisch erreichten Werten liefert Angaben über die Größe der Irreversibilität und zeigt die Möglichkeiten von Verbesserungen.

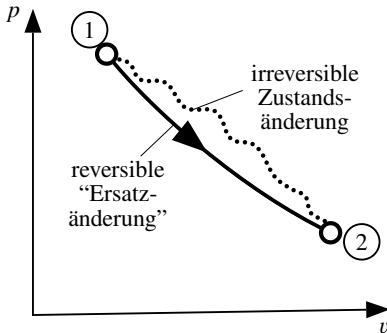


Bild 1.11: Reversible Zustandsänderung als Ersatz für eine irreversible Zustandsänderung

1.5.3 Thermodynamischer Prozess und Kreisprozess

Ändert man durch äußere Einwirkungen den Zustand eines thermodynamischen Systems, so bezeichnet man diesen Vorgang als thermodynamischen Prozess. Zur Beschreibung dieses Prozesses müssen neben der Zustandsänderung noch das Verfahren und die näheren Umstände festgelegt werden unter denen die Zustandsänderung abläuft.

Ein thermodynamischer Prozess kann aus einer Zustandsänderung bestehen oder aus mehreren aufeinanderfolgenden Zustandsänderungen.

Entsprechend den verschiedenen Zustandsänderungen gibt es:

- quasistatische und nichtstatische Prozesse
- reversible und irreversible Prozesse.

Es gibt „natürliche Prozesse“ (Bild 1.12a), die in der Natur oder in Maschinen zwar nicht über Gleichgewichtszustände ablaufen, deren Anfangs- und Endzustände aber Gleichgewichtszustände sind (Bild 1.8b): Ausgleichsvorgänge, die zu einem Gleichgewicht führen, sind natürliche Prozesse.

Es gibt „stationäre Fließprozesse“ bei offenen Systemen (Bild 1.12b), bei denen der Massenstrom aller ins System eintretenden Stoffe gleich ist dem Massenstrom aller austretenden Stoffe.

Allgemein spricht man von „stationären Prozessen“, wenn Stoff- oder Energieströme zeitlich konstant sind, von „instationären Prozessen“, wenn sie sich mit der Zeit ändern (Abschn. 2.2.1).

Aufeinanderfolgende Zustandsänderungen können so ablaufen, dass der Ausgangszustand wieder erreicht wird. Solche Prozesse sind besonders wichtig (Abschn. 1.17.3). Es wird festgelegt:

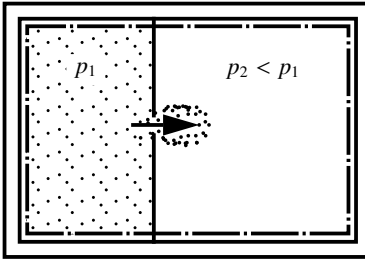


Bild 1.12a: Natürlicher Prozess

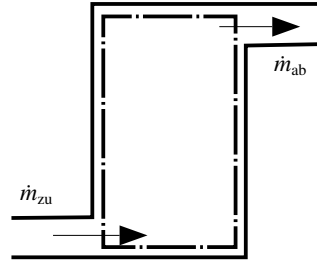


Bild 1.12b: Stationärer Fließprozess

Einen Prozess, bei dem sich ein System nach einer Folge von Zustandsänderungen wieder im Ausgangszustand befindet, nennt man „Kreisprozess“.

In einem Kreisprozess müssen sich somit sämtliche Änderungen in den Zustandsgrößen jeweils aufheben. Wenn in einer Folge von Zustandsänderungen, z.B. Druck und Volumen zugenommen haben, müssen sie in einer anderen Folge wieder abnehmen, damit der Ausgangszustand erreicht werden kann, Bild 1.13.

Für jede Zustandsgröße gilt:

Das über eine Zustandsgröße Z gebildete Kreisintegral ist Null.

$$\oint dZ = 0.$$

(1.7)

Sind im Verlauf eines Prozesses alle Zustandsänderungen reversibel, so ist der ganze Prozess reversibel. Ist eine einzige Zustandsänderung irreversibel, ist der ganze Prozess irreversibel.

1.6 Temperatur

Der Begriff „Temperatur“ ist als Gewohnheitsbegriff ähnlich schwierig zu definieren wie die Energie. Die Temperatur ist ein Maß für den Zustand – speziell für den thermischen Zustand – eines Systems.

1.6.1 Gesetzliche Festlegung

Die thermodynamische Temperatur ist eine Grundgröße, so wie Länge, Masse, Zeit, elektrische Stromstärke, Stoffmenge und Lichtstärke. Die Temperatur ist zusammen mit anderen „Basis-

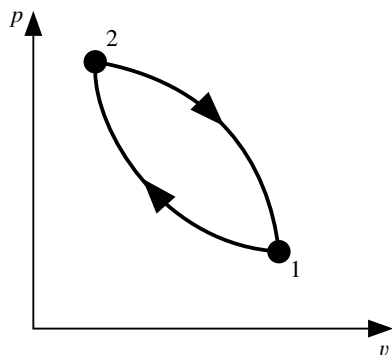
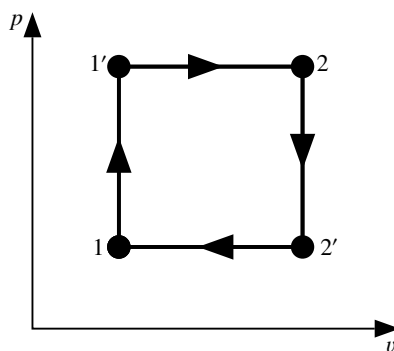


Bild 1.13: Kreisprozesse

a) allgemeine Darstellung



b) Folge von Zustandsänderungen

 $1 \rightarrow 1'$ isochore, $1' \rightarrow 2$ isobare, $2 \rightarrow 2'$ isochore, $2' \rightarrow 1$ isobare

Zustandsänderung

größen“ im „Gesetz über Einheiten im Messwesen“ vom 2. Juli 1969 folgendermaßen festgelegt:

§3(1) Basisgröße thermodynamische Temperatur mit der Basiseinheit Kelvin²⁾ (Kurzzeichen K) mit der Definition:

§3(6) Die Basiseinheit 1 Kelvin ist der 273,16te Teil der thermodynamischen Temperatur des Tripelpunkts des Wassers.

Dazu muss man wissen:

- die thermodynamische Temperatur (Abschn. 4.2.4) wird vom „absoluten Nullpunkt“ an gezählt ($T = 0 \text{ K}$ bzw. $\vartheta = -273,15 \text{ }^\circ\text{C}$). Im absoluten Nullpunkt frieren Molekularbewegungen ein. Bisher konnte eine Temperatur von $T = 0,0007 \text{ K}$ erreicht werden. Der 3. Hauptsatz der Thermodynamik postuliert: Der absolute Nullpunkt ist unerreichbar (Abschn. 1.16).
- der Tripelpunkt eines Stoffes gibt den Zustand (p, T) des reinen Stoffes an, in welchem gleichzeitig alle drei Phasen fest, flüssig, gasförmig vorliegen. Dieser Zustand ist stoffspezifisch, er kann in einer sogenannten „Tripelpunktzelle“ unabhängig von Ort und Zeit verwirklicht werden, z.B. als Eichnormal für die Temperatur (Abschn. 5.8.1).
- der Tripelpunkt des Wassers hat die Temperatur $T = 273,16 \text{ K}$ und einen Druck von $p = 0,00611657 \text{ bar}$. Der Zahlenwert der Temperatur ist so gewählt, dass damit der früher fest-

²⁾Lord Kelvin (William Thomson, 1824–1907, Professor in Glasgow, machte den Vorschlag für eine absolute Temperaturskala aufgrund von Carnotschen Kreisprozessen (Abschn. 4.2.4)

gelegte sogenannte Fundamentalabstand zwischen der Temperatur des schmelzenden Eises (bei 1,01325 bar) und des verdampfenden Wassers (bei 1,01325 bar) als exakt 100 Einheiten erhalten bleibt.

Nach diesen thermodynamischen Temperaturen werden die Zahlenwerte für die Temperaturen unseres natürlichen Lebensbereiches sehr groß. Man verwendet daher auch Temperaturen, deren Nullpunkt gegenüber der „thermodynamischen Skala“ um den Wert 273,15 verschoben ist und nennt sie „Celsius-Temperaturen“. Für den Zusammenhang zwischen „Celsius-Temperatur“ ϑ und thermodynamischer „Kelvin-Temperatur“ T gilt

$$\vartheta = T - T_0. \quad (1.8)$$

Dabei ist $T_0 = 273,15$ K die Temperatur des Eispunkts, dessen Celsius-Temperatur damit $\vartheta_0 = 0^\circ\text{C}$ wird. Die Celsius-Temperatur des absoluten Nullpunkts beträgt danach $\vartheta = -273,15^\circ\text{C}$, die des Tripelpunktes $\vartheta_{\text{Tr}} = 0,01^\circ\text{C}$.

Für Temperaturdifferenzen (Temperaturintervalle) ist festgelegt:

Der Name Kelvin und das Einheitenzeichen K werden auch zur Angabe eines Temperaturintervalls verwendet. Ein Temperaturintervall kann ebenso in Grad Celsius ($^\circ\text{C}$) angegeben werden.

Letzteres sollte auf besondere Fälle beschränkt bleiben; z.B. wird zur Bezeichnung von Toleranzbereichen oder Messunsicherheiten folgende Schreibweise empfohlen:

für Celsius-Temperaturen: $\vartheta = (20,0 \pm 0,2)^\circ\text{C}$

für Temperaturdifferenzen: $\Delta T = \Delta\vartheta = (10,0 \pm 0,1)$ K

Die Messunsicherheit der Celsius-Temperatur ist hier als $0,2^\circ\text{C}$ angegeben. Für zusammengesetzte Einheiten, in welchen Temperaturintervalle auftreten, sollte das Zeichen „K“ (für Kelvin) gesetzt werden, z.B. hat die Entropie die Einheit J/K.

Für die Thermodynamik muss der Begriff „Temperatur“ allgemeingültig festgelegt werden. Dies geschieht in den nächsten drei Abschnitten (1.6.2 bis 1.6.4) auf thermodynamische Weise, indem auf Bekanntem aufbauend Neues definiert wird.

1.6.2 Thermisches Gleichgewicht

In einem Gedankenmodell oder auch in Wirklichkeit bringt man ein „kaltes“ System A über eine Wand in Kontakt mit einem „heißen“ System B (die Unterscheidung in „heiß“ und „kalt“ lässt sich einfach durch Berühren treffen), isoliert beide aber von der Umgebung, Bild 1.14.

Die feste Trennwand, z.B. ein Blech, verhindert zwar den Ausgleich unterschiedlicher Drücke oder den Austausch von Massen zwischen den Systemen, sie lässt aber eine Änderung der unterschiedlichen Zustände beider Systeme derart zu, dass sich die Systeme nach einiger Zeit

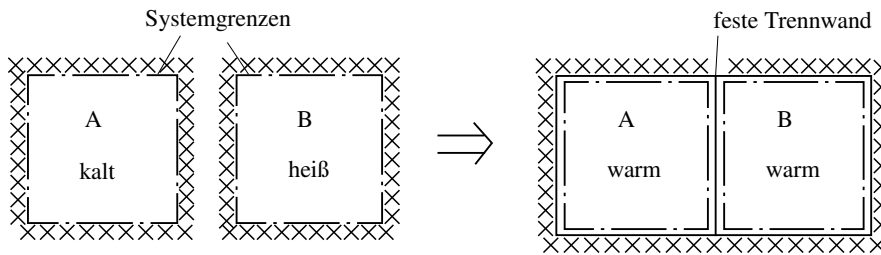


Bild 1.14: Einstellung eines thermischen Gleichgewichts zwischen zwei Systemen

gleich warm anfühlen. Das anfänglich bestehende Ungleichgewicht zwischen kalt und heiß hat sich über die Trennwand ausgeglichen (in einem solchen Fall nennt man die Wand diatherm), und es besteht nunmehr zwischen den beiden Systemen thermisches Gleichgewicht.

1.6.3 Nullter Hauptsatz

Die vorangegangene Betrachtung lässt sich um ein drittes System C erweitern, wie in Bild 1.15 gezeigt ist.

Man bringt das System C gleichzeitig in Kontakt mit dem System A und dem System B; zwischen A und B bestehe jedoch kein Kontakt. Befinden sich zwischen den Systemen A und C sowie zwischen B und C diatherme Trennwände, so wird nach einiger Zeit thermisches Gleichgewicht zwischen A und C und zwischen B und C herrschen. Da sich aber im System C, die vom Kontakt mit A und B hervorgerufenen Ungleichgewichte ebenfalls ausgleichen, befinden sich alle drei Systeme miteinander im thermischen Gleichgewicht.

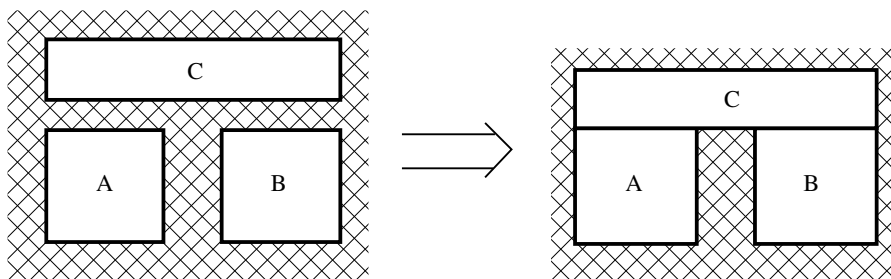


Bild 1.15: Einstellung eines thermischen Gleichgewichts zwischen 3 Systemen

Dieses Ergebnis wird festgelegt im *Nullten Hauptsatz*:

Zwei Systeme (A, B), die sich jeweils im thermischen Gleichgewicht mit einem dritten (C) befinden, befinden sich auch untereinander im thermischen Gleichgewicht.

Dieser Satz wurde formuliert, nachdem die Begriffe erster bzw. zweiter Hauptsatz schon eingeführt waren, er liefert aber die Grundlage für die Messung der Temperatur und muss daher den anderen Hauptsätzen (die den Begriff „Temperatur“ voraussetzen) logisch vorangestellt sein.

1.6.4 Die Zustandsgröße Temperatur ϑ

Stellt man sich das System C vor als ein Anzeigergerät für den thermischen Gleichgewichtszustand, z.B. als ein Quecksilberthermometer, so kennzeichnet die gleiche Länge des Quecksilberfadens einen Wert für das thermische Gleichgewicht zwischen den Systemen A und C sowie B und C. Bringt man das Thermometer mit einem beliebigen anderen System in Berührung, so wird sich zwischen beiden wieder thermisches Gleichgewicht einstellen, die Länge des Quecksilberfadens wird in aller Regel aber jetzt anders sein, d.h. der Wert dieses thermischen Gleichgewichtszustands ist ein anderer. Das Maß für diesen Wert nennt man Temperatur, die Länge des Quecksilberfadens zeigt den Wert an. Man kann definieren:

Zwei Systeme im thermischen Gleichgewicht haben dieselbe Temperatur.

Zur Veranschaulichung des abstrakten Begriffs „Temperatur“ sei die Vorstellung aus dem molekularen Bereich herangezogen: die mittlere kinetische Molekularenergie E_k^* ist proportional dem Quadrat der mittleren Geschwindigkeit aller Teilchen w^2 , und diese wiederum ist proportional der Temperatur T :

$$E_k^* \sim w^2 \sim T. \quad (1.9)$$

Je schneller sich die Teilchen bewegen, desto größer ist die Temperatur (Abschn. 3.3.1).

1.6.5 Temperaturskalen

Um Temperaturen quantitativ eindeutig bestimmen zu können, müssen Instrumente geschaffen werden, z.B. Quecksilberthermometer, die einheitlichen Vorschriften in Bau und Betrieb genügen. Der Betrieb erfolgt nach dem Nullten Hauptsatz: Ein Thermometer, als System C, wird in ein mit schmelzendem Eis gefülltes Dewargefäß (System A) getaucht. Nach Einstellung des thermischen Gleichgewichts zwischen beiden Systemen, d.h. wenn sich die Länge des Quecksilberfadens des Thermometers nicht mehr ändert, wird diese Länge markiert. Das Thermometer wird kalibriert (z.B. für die Festlegung $\vartheta = 0^\circ\text{C}$). Taucht dieses Thermometer in ein System B ein und ergibt sich nach Einstellung des thermischen Gleichgewichts wieder die gleiche Quecksilberfadlänge, so misst man in diesem Beispiel für das System B die Temperatur $\vartheta_B = 0^\circ\text{C}$.

Um auch andere Temperaturen messen zu können, kalibriert man Thermometer noch bei anderen festgelegten Temperaturen, und unterteilt die Länge des Quecksilberfadens zwischen diesen sogenannten Fixpunkten in eine Anzahl von Einheiten. Für die Celsius-Temperaturskala wählt man 100 Einheiten zwischen Eispunkt und Siedepunkt des Wassers bei Atmosphärendruck. Schmelzendes Eis (Eispunkt) und verdampfendes Wasser (Siedepunkt) wurden gewählt, weil Änderungen des Aggregatzustandes immer bei gleichen Temperaturen erfolgen, eben bei den – aus praktischen Gründen – so festgelegten Temperaturen $\vartheta_{\text{Schmelzen}} = 0^\circ\text{C}$ und $\vartheta_{\text{Sieden}} = 100^\circ\text{C}$, bei $p = 1,013\text{ bar}$.

Werden ein Quecksilberthermometer und ein Alkoholthermometer wie beschrieben bei 0°C und bei 100°C geeicht und ist die Länge des Fadens in 100 gleichen Teilen angegeben, so zeigen sich Abweichungen zwischen den beiden Skalen: wenn der Quecksilberfaden beim Teilstrich 50 steht, zeigt der Alkoholfaden nur 48 Teilstriche. Dies ist eine Folge der nichtlinearen thermischen Ausdehnung von Quecksilber und Alkohol.

Die Fadenlänge hängt auch von der Zusammensetzung des Glases der Kapillaren ab, da sich Glas und Messfluid unterschiedlich ausdehnen.

Temperaturskalen die von den Eigenschaften des Messmediums abhängen, werden *empirische Temperaturskalen* genannt. Darunter fallen alle praktisch verwendeten Skalen. Nur für Gase als Messmedium unterscheiden sich die Temperaturskalen sehr wenig: bei kleinem Druck ändern alle Gase ihr Volumen mit der Temperatur in gleicher Weise (vgl. Abschn. 3.1). Dieses Verhalten wird im Gasthermometer genutzt. Das Gasthermometer kann genauso kalibriert werden wie dies für Flüssigkeitsthermometer beschrieben ist, die Skala kann über beide Eichpunkte hinaus mit gleicher Teilung fortgesetzt werden. Auf diese Weise erhält man die *Temperaturskala des vollkommen idealen Gases* (ein Gas gilt als vollkommen ideal, wenn es unter verschwindend kleinem Druck steht), Bild 1.16.

Aus thermodynamischen Überlegungen (mit dem später beschriebenen Carnot-Prozess) lässt

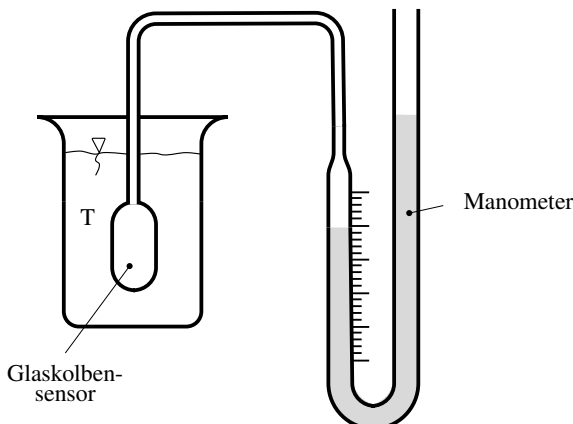


Bild 1.16: Prinzipskizze eines Gasthermometers

sich eine Temperaturskala herleiten, die unabhängig ist vom verwendeten Messmedium und dessen Eigenschaften. Diese Skala heißt *thermodynamische Temperaturskala* oder auch *Kelvin-Skala*. Die in dieser Skala abgelesene Temperatur nennt man thermodynamische Temperatur (vgl. Abschn. 1.6.1). Die thermodynamische Temperaturskala und damit auch die thermodynamische Temperatur kann mit dem Gasthermometer genau bestimmt werden.

Neben der Celsius- und Kelvin-Skala wird in angelsächsischen Ländern noch die Fahrenheit-Skala verwendet. Bei dieser liegt der Eispunkt bei $+32\text{ }^\circ\text{F}$ und der Wassersiedepunkt bei $212\text{ }^\circ\text{F}$, was einer Differenz von 180 Skalenteilen entspricht. Damit gilt für die Umrechnung von Temperaturen T_F der Fahrenheit-Skala in Temperaturen ϑ der Celsius-Skala:

$$\frac{\vartheta}{100} = \frac{T_F - 32}{180}, \quad (1.10)$$

mit ϑ in $^\circ\text{C}$ und T_F in $^\circ\text{F}$.

In der sogenannten Rankine-Skala wird die Temperatur vom absoluten Nullpunkt aus in Grad Fahrenheit gezählt. Damit gilt für die Umrechnung von Grad Rankine T_R , in Grad Kelvin T :

$$\frac{T}{100} = \frac{T_R}{180}, \quad (1.11)$$

mit T in K und T_R in $^\circ\text{R}$.

Für die Eichung praktisch verwendeter Thermometer dient die gesetzlich vorgeschriebene *Internationale Temperatur-Skala*. Sie beruht auf einer Dampfdruckgleichung für Helium und einer großen Zahl von sogenannten Fixpunkten z.B. Tripelpunkten, Schmelz- und Siedepunkten verschiedener Stoffe. Die Temperaturen dieser Punkte werden mit Hilfe des Gasthermometers in staatlichen Instituten, z.B. der Physikalisch Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig, sehr genau gemessen und festgelegt.

In Tabelle 1.1 sind einige dieser Fixpunkte und die zugeordneten Kelvin- und Celsius-Temperaturen entsprechend der Internationalen Temperatur-Skala von 1990 (ITS-90) aufgeführt. Die Siede- und Erstarrungspunkte gelten für den Druck von 1,01325 bar.

Eicht man z.B. am Erstarrungspunkt des Zinns, so entnimmt man Tabelle 1.1, dass Zinn bei der Temperatur $\vartheta = 231,928\text{ }^\circ\text{C}$ erstarrt; die Länge des Quecksilberfadens des Thermometers, das ins Zinn taucht, kann dann mit dieser Temperatur markiert werden. Natürlich könnte man für die Eichung der Thermometer auch unmittelbar das Gasthermometer verwenden; seine Handhabung ist aber wesentlich schwieriger und zeitaufwendiger. Für die Festlegung von Temperaturen zwischen diesen Fixpunkten sind Messgeräte – Widerstandsthermometer und Strahlungsmesser – und Umrechnungsverfahren für die gemessenen elektrischen Größen in Temperaturen vorgeschrieben.

Tabelle 1.1: Fixpunkte der Internationalen Temperatur-Skala von 1990 (ITS-90)

Fixpunkt	T_{90} in K	ϑ_{90} in °C
Tripelpunkt des Wasserstoffs	13,8033	-259,3467
Siedepunkt des Wasserstoffs	20,28	-252,87
Tripelpunkt des Neons	24,5561	-223,5939
Tripelpunkt des Sauerstoffs	54,3584	-218,7916
Tripelpunkt des Wassers	273,16	0,01
Erstarrungspunkt des Zinns	505,078	231,928
Erstarrungspunkt des Zinks	692,677	419,527
Erstarrungspunkt des Silbers	1234,93	961,78
Erstarrungspunkt des Goldes	1337,33	1064,18

1.6.6 Thermometer

1.6.6.1 Flüssigkeitsthermometer

Sie sind wegen ihrer geringen Kosten und der einfachen, unmittelbaren Ablesbarkeit im Temperaturbereich von etwa -190 °C bis 600 °C die häufigsten Temperaturfühler. Flüssigkeitsthermometer sind meist mit Quecksilber gefüllt; für Temperaturen unterhalb des Erstarrungspunktes von Quecksilber bei $-38,86\text{ °C}$ wird Alkohol oder Pentan verwendet.

Tabelle 1.2: Berichtigungsfaktor für Hg in verschiedenen Glaskapillaren

Glasart	γ_r für Hg-Füllung	verwendbar bis
Glas 16 ^{III}	0,000158	300 °C
Glas 59 ^{III}	0,000164	500 °C
Glas 1565 ^{III}	0,000172	700 °C
Quarzglas	0,000180	

Quecksilber kann über seine Siedetemperatur ($> 300\text{ °C}$) hinaus eingesetzt werden, wenn der Raum in der Kapillare über der Quecksilbersäule mit einem Gas auf hohen Druck (ca. 20 bar) gebracht wird.

Flüssigkeitsthermometer werden in senkrechter Lage kalibriert, wobei sowohl das Quecksilbergefaß als auch der Quecksilberfaden auf der zu messenden Temperatur sind. Wird mit einem so kalibrierten Thermometer später eine Temperatur derart gemessen, dass nur das Quecksilbergefaß in das heiße Medium taucht, der Quecksilberfaden aber in die kältere Umgebung ragt, so ergeben sich Messfehler, die bei Temperaturen von 300 °C bis zu 10 K erreichen können. Zur Korrektur (Fadenkorrektur) dient die Gleichung

$$a_{\text{soll}} - a_{\text{ist}} = \Delta a = n \cdot \gamma_r \cdot (\vartheta_{\text{ist}} - \vartheta_{\text{Faden}}) \quad (1.12)$$

mit	a_{soll}	Sollanzeige (in Skalenteilen)
	a_{ist}	tatsächliche Anzeige (in Skalenteilen)
	n	Länge des herausragenden Fadens in Skalenteilen
	γ_r	Berichtigungsfaktor für die relative Ausdehnung der Flüssigkeit im Glas (s. Tabelle 1.2)
	ϑ_{ist}	angezeigte Temperatur
	ϑ_{Faden}	mittlere Temperatur des herausragenden Fadens (Fadentemperatur)

Die Fadentemperatur kann geschätzt oder mit einem Fadenkorrekturthermometer (Bild 1.17) annähernd gemessen werden.

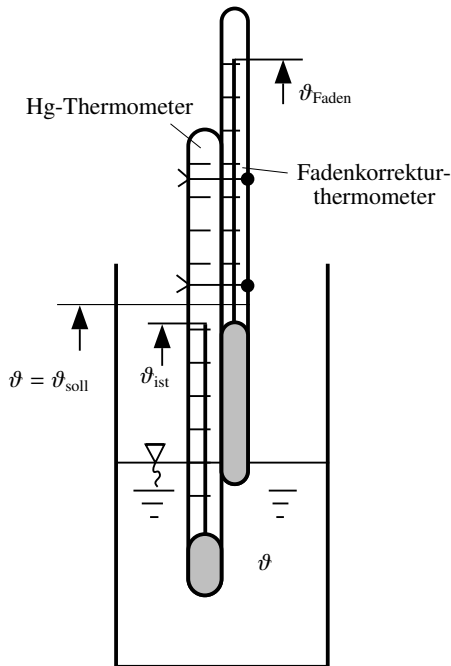


Bild 1.17: Fadenkorrektur

Für die Messung örtlicher Temperaturen ist ein Flüssigkeitsthermometer mit seinem relativ großen Quecksilbergefaß wenig geeignet; meist werden Thermoelemente dafür verwendet. Auch für eine Anzeige der Temperatur über eine größere Entfernung hinweg können Flüssigkeits-Thermometer schlecht eingesetzt werden. Man verwendet dazu Thermoelemente oder elektrische Widerstandsthermometer, die elektrische Signale geben.

Flüssigkeitsthermometer werden von metallischen Hüllen geschützt eingebaut (Bild 1.18). Über diese Hüllen kann Wärme an die Umgebung abfließen, so dass die Temperatur an der Messstelle verfälscht, z.B. niedriger, angezeigt wird.

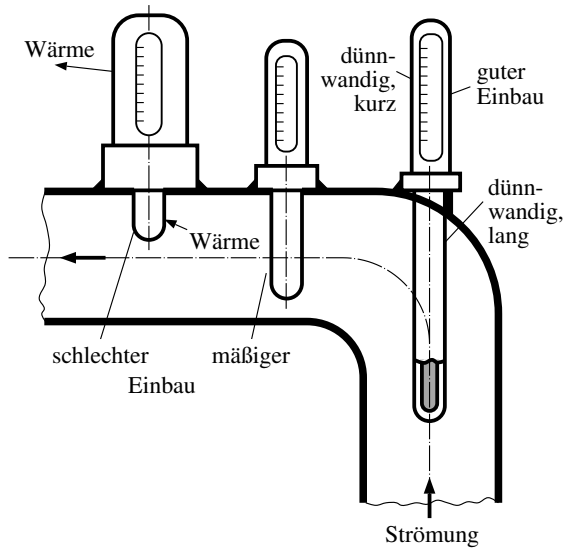


Bild 1.18: Einbau von Thermometern mit Schutzhülsen

1.6.6.2 Thermoelemente

Verbindet man die Enden zweier Drähte aus unterschiedlichem Metall und bringt diese Enden auf verschiedene Temperaturen, so entsteht eine Spannung und es fließt in diesem Kreis ein elektrischer Strom (Seebeck-Effekt, 1821), (Bild 1.19). Wird eine der beiden Lötstellen auf konstanter Temperatur gehalten, z.B. auf der des schmelzenden Eises (Eislötstelle) ϑ_{Eis} , und die andere mit einer beliebigen Temperatur ϑ beaufschlagt, so kann die Spannung gemessen werden, die stets proportional der Temperaturdifferenz $\vartheta - \vartheta_{\text{Eis}}$ ist. Die Kontaktstelle für ϑ ist der Temperatursensor (Thermometer). Der Zusammenhang zwischen Temperaturdifferenz ($\vartheta - \vartheta_{\text{Eis}}$) und elektrischer Spannung (Thermospannung) kann durch „Kalibrieren“ der Thermoelemente hergestellt werden (vgl. Bild 1.19).

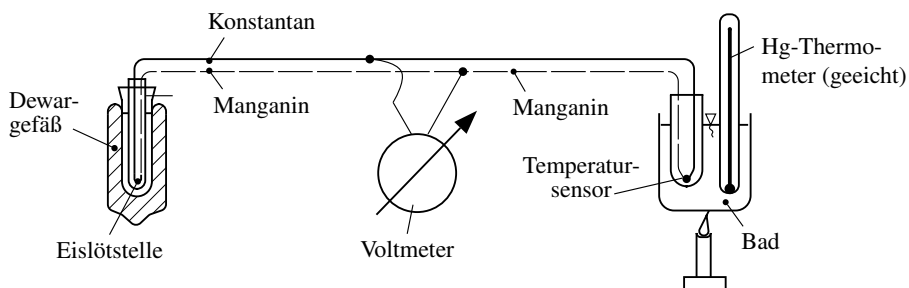


Bild 1.19: Thermoelement und Kalibrieranordnung für eine Manganin-Konstantan-Paarung