

Grundzüge der Verfahrenstechnik

Herausgegeben von

Prof. Dr. Peter Grassmann, Zürich

Dr. phil. Juri Pawlowski, Leverkusen

Dr.-Ing. Wolfgang Springe, Leverkusen

Martin Zogg

Wärme- und Stofftransportprozesse

Grundlagen und Einheitsoperationen
der Thermischen Verfahrenstechnik

N. Z. Korrekturen

M. Zogg

Otto Salle Verlag

Frankfurt am Main · Berlin · München

Verlag Sauerländer

Aarau · Frankfurt am Main · Salzburg

CIP-Kurztitelaufnahme der Deutschen Bibliothek

Zogg, Martin:

Wärme- und Stofftransportprozesse: Grundlagen u. Einheitsoperationen d. therm. Verfahrenstechnik / Martin Zogg. – 1. Aufl. – Frankfurt am Main; Berlin; München: Salle; Aarau; Frankfurt am Main; Salzburg: Sauerländer, 1983.

(Grundzüge der Verfahrenstechnik)

ISBN 3-7935-5537-2 (Salle)

ISBN 3-7941-2487-7 (Sauerländer)

Bestellnummer

5537

Martin Zogg

Wärme- und Stofftransportprozesse

ISBN 3-7935-5537-2 (Salle)

ISBN 3-7941-2487-7 (Sauerländer)

1. Auflage 1983

Copyright © 1983 Otto Salle Verlag GmbH & Co, Frankfurt am Main;
Verlag Sauerländer AG, Aarau

Alle Rechte vorbehalten. Die Vervielfältigung, Aufnahme, Speicherung und Wiedergabe durch irgendwelche Datenträger (EDV, Mikrofilm usw.) auch einzelner Teile, Texte oder Bilder – mit Ausnahme der in §§ 53, 54 URG ausdrücklich genannten Sonderfälle – gestattet das Urheberrecht nur, wenn sie mit dem Verlag vereinbart wurden.

Aus der Wiedergabe von Warenbezeichnungen, Handelsnamen oder sonstigen Kennzeichen in diesem Buch darf nicht gefolgert werden, daß jedermann berechtigt sei, dieselben frei zu benutzen.

Herstellung: Hallwag AG, Bern; Sauerländer AG, Aarau

Grundzüge der Verfahrenstechnik

Herausgegeben von Peter Grassmann, Juri Pawlowski und Wolfgang Springe

Das vergleichsweise junge Fach Verfahrenstechnik hat in den letzten Jahrzehnten einen ungewöhnlichen Aufschwung genommen, der vor allem mit der großen Bedeutung verknüpft ist, die dieses Fach für die aktuellen Gebiete der Rohstoff- und Energienutzung sowie des Umweltschutzes gewonnen hat. Diesem Aufschwung entsprechend haben auch Lehre und Forschung in der Verfahrenstechnik eine erhebliche Ausweitung erfahren. Damit ist zunehmend ein Bedarf an Lehrbüchern entstanden, die die Studenten während ihres Studiums begleiten und ihnen beim Übergang in die Praxis die Bearbeitung neuer Probleme erleichtern sollen.

Neben der Reihe «Grundlagen der chemischen Technik» und den «Texten zur Chemie und Chemietechnik» für ausgewählte Gebiete bringen die Verlage Salle + Sauerländer eine Reihe «Grundzüge der Verfahrenstechnik» heraus, die sich auf der Mittellinie zwischen der Grundlagenwissenschaft und der industriellen Praxis bewegt.

Diese Reihe ist vornehmlich als Studienbegleitung für Fachhochschulen konzipiert. Sie soll aber darüber hinaus sowohl den Hochschulabsolventen beim Einstieg in die industrielle Tätigkeit als auch den berufstätigen Verfahrenstechnikern bei der Rückbesinnung auf die theoretischen Zusammenhänge behilflich sein.

Vorwort

Diese Einführung erläutert dem Leser die zur Berechnung von Apparaten der Wärme- und Stofftransportprozesse (Thermische Verfahrenstechnik) erforderlichen Überlegungen und soll ihn befähigen, weiterführende Informationen zu verstehen, in den richtigen Zusammenhang zu stellen und zur Lösung praktischer Probleme anzuwenden.

Während zum Beispiel das Geschehen in einem Filter ohne weiteres einleuchtet, werden die Vorgänge in einer Rektifizierkolonne nur über Bilanzbeziehungen, Phasengleichgewichte und Transportgleichungen verständlich. An die Stelle des Beobachtbaren der Mechanischen Verfahrenstechnik treten bei den Wärme- und Stofftransportprozessen unsichtbare Molekülbewegungen. Diese können nur mit Hilfe von Modellvorstellungen beschrieben und für die Auslegung von Apparaten zugänglich gemacht werden.

Die Entwicklung solcher Modelle ist für viele Transportprozesse noch in vollem Gang. Bei anderen hat sie einen Stand erreicht, der dem Praktiker die Auslegung entsprechender Apparate und Anlagen ohne vorangehende Experimente (oder zumindest unter bedeutender Einschränkung des Versuchsaufwandes) erlaubt. Im Rahmen einer Einführung ist es nicht möglich, das breite Gebiet der Wärme- und Stofftransportprozesse umfassend darzustellen. Ziel dieser Darstellung ist es, den Weg zum Verständnis und zur Anwendung der oft nicht leicht zugänglichen Modellvorstellungen zu weisen. Dies erfolgt am Beispiel einiger Grundoperationen. Sie wurden nach ihrer Bedeutung für die industrielle Praxis, ihrem noch sehr unterschiedlichen Stand der rechnerischen Auslegungsmöglichkeiten und ihrer Eignung zum Aufzeigen gemeinsamer Grundlagen und

typischer Vorgehensweisen ausgewählt. Dabei wird programmierbaren Berechnungsunterlagen und Methoden stets Vorrang eingeräumt.

Der Zugang zu den Wärme- und Stofftransportprozessen wird durch die hohen Anforderungen an abstrakte Denkvermögen wesentlich erschwert. Entsprechend häufig ist in diesem Gebiet die Kluft zwischen isoliert betriebener Theorie und rein empirischer Praxis. Der Übertragung der Modellvorstellungen in Abmessungen konkreter Apparate, dem Schritt von der Abstraktion zur Wirklichkeit, wird deshalb größtes Gewicht beigemessen. Mit der Besprechung der wichtigsten Apparatebauformen werden die technischen Realisierungsmöglichkeiten illustriert.

Für die Behandlung der Grundlagen der Wärme- und Stofftransportprozesse werden Grundkenntnisse des Wärmetransports vorausgesetzt. Diese werden im ersten Kapitel vertieft und auf die Erfassung von Stofftransportvorgängen ausgedehnt. Auf eine separate Behandlung weiterer Grundlagen in eigenen Kapiteln wird im Interesse einer möglichst anwendungsnahen Darstellung verzichtet. So werden etwa die für das Verständnis der Stofftransportvorgänge erforderlichen Phasengleichgewichte bei den einzelnen Grundoperationen erörtert. Systematisches Wissen wird damit zum richtigen Zeitpunkt gewissermaßen ratenweise erarbeitet. Zahlreiche Literaturangaben und englische Übersetzungen der wichtigsten Begriffe erleichtern dem Leser den Zugang zu ergänzenden Unterlagen.

Die Gemeinsamkeiten des Wärme- und Stofftransports werden nicht nur in den Grundlagen, sondern auch in der Auslegung der Apparate für unterschiedliche Grundoperationen aufgezeigt. Der Leser begegnet deshalb nach der Auslegung eines Wärmeübertragers beim Studium der Rektifikation oder der Absorption wieder ähnlichem Vorgehen. Die theoretischen Überlegungen werden in allen Kapiteln durch ausführlich durchgerechnete Beispiele verdeutlicht und ergänzt. In diesen Beispielen werden Apparate technischer Größe in zur Theorie parallelen Schritten dimensioniert. Dieses Vorgehen folgt der Erkenntnis, daß nur unmittelbar Anwendbares zu einem Erfolgsergebnis führen kann.

Die Auslegung von Apparaten, bei welchen nur der Wärme- oder nur der Stofftransport zu berücksichtigen sind, ist in geschlossener Form möglich. Die Berechnung von Trennverfahren mit Berücksichtigung eines gekoppelten Wärme-Stofftransports ist dagegen sehr aufwendig. Mit dem Vordringen des Computers auf jeden Schreibtisch dürfen aber solche Probleme aus einführenden Lehrbüchern nicht mehr verbannt bleiben. Am Beispiel der Absorption und der Trocknung wird deshalb ausführlich gezeigt, wie in solchen Fällen vorzugehen ist.

Den Herausgebern – insbesondere meinem geschätzten Lehrer, Herrn Professor Dr. P. Grassmann – und dem Verlag Sauerländer danke ich für die Aufnahme meines Buches in diese Reihe. Den Fachleuten aus der Praxis, die mich mit der kritischen Durchsicht einzelner Kapitel und durch Zuschriften auf den Aufsatzzyklus in der «Technischen Rundschau» unterstützten, wie auch den Firmen, welche mir wertvolles Bildmaterial überließen, sei an dieser Stelle herzlich gedankt. Nicht zuletzt danke ich auch meiner Frau Blanca und meinen Kindern David und Andreas für ihren verständnisvollen Verzicht auf so zahlreiche Stunden gemeinsamer Freizeit.

Martin Zogg

Inhalt

Symbolverzeichnis	11
1. Wärme- und Stofftransport	14
1.1 Zusammensetzungsmaße	14
1.2 Molekularer Wärme- und Stofftransport	17
1.2.1 Wärmeleitung	17
1.2.2 Molstromgleiche Gegendiffusion	17
1.2.3 Einseitige Diffusion	19
1.3 Konvektiver Wärme- und Stofftransport	21
1.3.1 Turbulenter Wärme- und Stofftransport	21
1.3.2 Konvektiver Transport durch die Hauptströmung	22
1.4 Wärme- und Stoffübergang	23
1.4.1 Örtliche Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten	23
1.4.2 Mittlere Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten	27
2. Wärmeübertragung ohne Phasenänderung	31
2.1 Wärmedurchgang	31
2.2 Energiestrombilanzen	35
2.2.1 Energiestrombilanz für Gegenstrom	35
2.2.2 Energiestrombilanz für Gleichstrom	36
2.3 Erforderliche Übertragungsfläche	38
2.3.1 Gegenstrom	38
2.3.2 Gleichstrom	39
2.3.3 Vergleich zwischen Gegen- und Gleichstrom	40
2.4 Wärmeträger	40
2.5 Bauarten von Wärmeübertragern	42
2.5.1 Rohrbündelwärmeübertrager	42
2.5.2 Doppelrohrwärmeübertrager	44
2.5.3 Spiralwärmeübertrager	45
2.5.4 Plattenwärmeübertrager	45
3. Verdampfung	48
3.1 Verdampfungsformen	48
3.2 Maximale Heizflächenbelastung	49
3.3 Wärmeübergang beim Verdampfen	50
3.3.1 Freie Konvektion	50

3.3.2	Erzwungene Konvektion	51
3.3.3	Blasenverdampfung von Gemischen	54
3.4	Verdampferbauarten	55
3.4.1	Rohrbündelumlaufverdampfer	55
3.4.1.1	Kurzrohrverdampfer	55
3.4.1.2	Langrohrverdampfer	56
3.4.2	Durchlaufverdampfer	57
3.4.2.1	Fallfilmverdampfer	57
3.4.2.2	Dünnschichtverdampfer	57
3.4.2.3	Zentrifugalverdampfer	58
4.	Kondensation	60
4.1	Rieselfilmströmung	60
4.2	Filmkondensation reiner Stoffe	62
4.2.1	Wärmeübergang bei laminarem Kondensatfilm	62
4.2.2	Wärmeübergang bei turbulente[m] Kondensatfilm	65
4.3	Filmkondensation von Gasgemischen	66
4.4	Bauarten von Kondensatoren	67
4.4.1	Kondensatoren mit festen Zwischenwänden	67
4.4.1.1	Rohrbündelkondensatoren	67
4.4.1.2	Sonderbauarten	68
4.4.2	Mischkondensatoren	68
5.	Destillation	69
5.1	Gleichgewicht zwischen Flüssigkeitsgemischen und ihrem Dampf	69
5.1.1	Dampf/Flüssig-Gleichgewicht idealer Gemische	69
5.1.1.1	Ideale Gemische	69
5.1.1.2	Dampf/Flüssig-Gleichgewicht	71
5.1.1.3	Siede- und Taulinie bei konstanter Temperatur	72
5.1.1.4	Siede- und Taulinie bei konstantem Druck	74
5.1.2	Dampf/Flüssig-Gleichgewicht realer Gemische	75
5.2	Wärmebedarf zur Destillation	78
5.3	Eindampfung	79
5.3.1	Siedetemperaturerhöhung	80
5.3.2	Wärmerückgewinnung bei Eindampfprozessen	80
5.3.2.1	Mehrstufenverdampfung	80
5.3.2.2	Brüdenverdichtung	81

6. Rektifikation	83
6.1 Stoff- und Energiestrombilanzen	84
6.1.1 Ganze Apparatur	85
6.1.2 Verstärkungsteil	85
6.1.3 Abtriebsteil	87
6.1.4 Zulaufzone	88
6.1.5 Minimales Rücklaufverhältnis	90
6.2 Stoffaustausch in Rektifizierkolonnen	91
6.2.1 Bodenkolonnen	91
6.2.1.1 Bodenarten	91
6.2.1.2 Kolonnendurchmesser und Bodenabstand	92
6.2.1.3 Anzahl Trennstufen	94
6.2.1.4 Wirkliche Bodenzahl	95
6.2.2 Füllkörperkolonnen	97
6.2.2.1 Füllkörperarten	97
6.2.2.2 Kolonnendurchmesser	100
6.2.2.3 Höhe von Füllkörperkolonnen	102
6.2.2.4 Unterlagen zur Bestimmung des HTU-Werts	106
6.3 Energiebedarf zur Rektifikation	111
7. Absorption	113
7.1 Absorptionsgleichgewicht	113
7.1.1 Physikalische Löslichkeit von Gasen in Flüssigkeiten	113
7.1.2 Chemisch wirkende Absorptionsmittel	115
7.2 Absorptionswärme	117
7.3 Durchführung der Absorption	117
7.4 Stoff- und Energiestrombilanzen	119
7.4.1 Stoffstrombilanz für das Absorptiv	119
7.4.2 Energiestrombilanzen	121
7.4.2.1 Gesamtenergiestrombilanz	121
7.4.2.2 Energiestrombilanz für die Gasphase	122
7.5 Auslegung bei isothermer Absorption	122
7.5.1 Bodenkolonnen	122
7.5.2 Füllkörperkolonnen	124
7.5.2.1 Kolonnendurchmesser	124
7.5.2.2 Höhe der Füllkörperschüttung	125
7.6 Auslegung für gekoppelten Wärme- und Stofftransport	129

8. Sorption	134
8.1 Sorptionsmittel	134
8.2 Sorptionsgleichgewicht	137
8.2.1 Sorptionsgleichgewicht im Beladungsdiagramm	137
8.2.2 Kapillarkondensation	138
8.2.3 Sorptionsgleichgewicht im Konzentrationsdiagramm	139
8.3 Sorptionswärme	140
8.4 Durchführung der Sorption	141
8.4.1 Kontinuierliche Sorption	141
8.4.2 Diskontinuierliche Sorption	142
8.5 Auslegung von Festbetsorbern	144
8.5.1 Sorptivmassenstrombilanz für infinitesimalen Festbettabschnitt	145
8.5.2 Stoffübergang an die Feststoffoberfläche	145
8.5.3 Stofftransport ins Sorptionsmittel	146
8.5.4 Konzentrationsverlauf in Festbetsorbern	146
8.6 Ionenaustauscher	151
9. Trocknung	152
9.1 Kühlgrenztemperatur	152
9.2 Trocknerbauarten	155
9.2.1 Konvektionstrocknung mit Gutüberströmung und Kontaktstrocknung	156
9.2.2 Konvektionstrockner mit Gutdurchströmung	160
9.3 Durchführung der Trocknung	164
9.4 Auslegung von Trocknern	165
9.4.1 Erster Trocknungsabschnitt	166
9.4.1.1 Strömungsmechanik	166
9.4.1.2 Bilanz- und Transportgleichungen	167
9.4.1.3 Berechnungsablauf	169
9.4.2 Zweiter Trocknungsabschnitt	174
Literatur	180
Sachwortverzeichnis	188

SYMBOLVERZEICHNIS

a	bezogene Oberfläche	[1/m]
a _i	bezogene Phasengrenzfläche	[1/m]
A	Fläche, Oberfläche	[m ²]
A _{akt}	aktiver Kolonnenquerschnitt	[m ²]
A _K	Kolonnenquerschnitt	[m ²]
A _{Ko}	Kolonnenquerschnitt an oberer Belastungsgrenze	[m ²]
Ar	Archimedeszahl: Gleichung (9.11)	[-]
b	Koordinate, Breite	[m]
c	Konzentration	[kg/m ³]
c	Stoffmengenkonzentration (Molkonzentration)	[kmol/m ³]
c _r	Widerstandsbeiwert	[-]
c _p	spezifische Wärmekapazität	[J/kgK]
c _{pm}	molare Wärmekapazität	[J/kmolK]
c _T	Troutonscher Koeffizient	[J/kmolK]
d	Durchmesser	[m]
d _h	hydraulischer Durchmesser	[m]
d _K	Kolonnenndurchmesser	[m]
d _L	Lochdurchmesser	[m]
d _p	gleichwertiger Kugeldurchmesser	[m]
D	Diffusionskoeffizient	[m ² /s]
D _{sch}	scheinbarer Diffusionskoeffizient	[m ² /s]
E _g	Bodenverstärkungsverhältnis: Gleichung (6.36)	[-]
Ez	Einlaufkennzahl: Gleichung (6.94)	[-]
F	Kraft	[N], [mkg/s ²]
Fr	Froudezahl: Gleichung (6.28)	[-]
g	Erdbeschleunigung	[m/s ²]
Ga	Galileizahl: Gleichung (6.91)	[-]
Gr	Grashofzahl: Gleichung (1.55)	[-]
h	spezifische Enthalpie	[J/kg]
h _B	spezifische Bindungsenthalpie	[J/kg]
h _{lg}	spezifische Verdampfungsenthalpie	[J/kg]
h _m	molare Enthalpie	[J/kmol]
h _{mA}	molare Absorptionenthalpie	[J/kmol]
h _{mB}	molare Bindungsenthalpie	[J/kmol]
h _{mig}	molare Verdampfungsenthalpie	[J/kmol]
h _{mS}	molare Sorptionenthalpie	[J/kmol]
H	Enthalpie	[J], [m ² kg/s ²]
H _i	Henrykoeffizient	[Pa], [kg/ms ²]
HTU	Höhe einer Übertragungseinheit	[m]
k	Wärmedurchgangskoeffizient	[W/m ² K]
k _l	molare flüssigkeitsseitiger Stoffübergangskoeffizient	[kmol/m ² s]
k _g	molare gaseitiger Stoffübergangskoeffizient	[kmol/m ² s]
K	molare Stoffdurchgangskoeffizient	[kmol/m ² s]
L	Länge	[m]
L _c	charakteristische Länge	[m]
m	Steigung der Gleichgewichtslinie	[-]
ṁ	Massenstromdichte	[kg/m ² s]
ṁ _l	Trocknungsgeschwindigkeit	[kg/m ² s]
M	Masse	[kg]
Ṁ	Massenstrom	[kg/s]

/s]

M	Molmasse	[kg/kmol]
\dot{n}	Stoffmengenstromdichte (Molstromdichte)	[kmol/m ² s]
N	Stoffmenge (Molzahl)	[kmol]
\dot{N}	Stoffmengenstrom	[kmol/s]
NTU	Anzahl Übertragungseinheiten	[-]
Nu	Nusseltzahl: Gleichung (1.39)	[-]
p	Druck	[Pa], [kg/ms ²]
Δp	Druckverlust	[Pa]
p_i	Partialdruck der Komponente i	[Pa]
p_k	kritischer Druck	[Pa]
p_r	reduzierter Druck (p/p_k)	[-]
P	Dampfdruck	[Pa]
Pe	Pecletzahl für Wärmeübergang: (1.53)	[-]
Pe'	Pecletzahl für Stoffübergang: (1.53)	[-]
Pr	Prandtlzahl: Gleichung (1.41)	[-]
\dot{q}	Wärmestromdichte	[W/m ²]
Q	Wärmemenge	[J], [m ² kg/s ²]
Q	Wärmestrom	[W], [m ² kg/s ³]
r	Radius	[m]
Re	Reynoldszahl: Gleichung (1.40)	[-]
Rz	Zweiphasenkennzahl: Gleichung (6.45)	[-]
R	universelle Gaskonstante	8314,3 [J/kmolK]
s	Koordinate, Weg	[s]
S	Entropie	[J/K]
Sc	Schmidtzahl: Gleichung (1.46)	[-]
Sh	Sherwoodzahl: Gleichung (1.45)	[-]
St	Stantonzahl für Wärmeübergang: (1.54)	[-]
St'	Stantonzahl für Stoffübergang: (1.54)	[-]
t	Zeit	[s]
T	Temperatur	[K]
T_k	kritische Temperatur	[K]
T_r	reduzierte Temperatur (T/T_k)	[-]
V	Volumen	[m ³]
\dot{V}	Volumenstrom	[m ³ /s]
w	Geschwindigkeit	[m/s]
We	Weberzahl: Gleichung (6.26)	[-]
Wg	dimensionslose Gasgeschwindigkeit: (6.39)	[-]
Wl	dimensionslose Flüssigkeitsgeschwindigkeit: (6.40)	[-]
x	Molen- oder Massenbruch in dichter Phase	[-]
X	Mol- oder Massenbeladung in dichter Phase	[-]
X_c	kritische Gutfeuchte	[-]
y	Molen- oder Massenbruch in weniger dichter Phase	[-]
Y	Mol- oder Massenbeladung in weniger dichter Phase	[-]
z	Koordinate, Höhe, Länge	[m]
z_p	Bodenabstand	[m]
$z_{\bar{u}}$	Überlaufwehrhöhe	[m]
z_w	Ablaufwehrhöhe	[m]
Z	Realfaktor (Realgasfaktor)	[-]
α	Wärmeübergangskoeffizient	[W/m ² K]
$\alpha_{1,2}$	relative Flüchtigkeit: Gleichung (5.12)	[-]
β	Stoffübergangskoeffizient	[m/s]

β_T	thermischer Ausdehnungskoeffizient	[1/K]
γ	Aktivitätskoeffizient: Gleichung (5.14)	[-]
δ	Schichtdicke	[m]
ε	Porosität	[-]
ε_i	Impulsaustauschgrösse	$1/m^2s$
ε_t	turbulente Austauschgrösse	$1/m^2s$
η	dynamische Viskosität	[kg/ms], [Pa·s]
ϑ	Temperatur	[°C]
θ	Randwinkel	[-]
λ	Wärmeleitfähigkeit	[W/mK]
μ	dimensionslose Trocknungsgeschwindigkeit: (9.34)	[-]
ν	kinematische Viskosität (η/ρ)	[m ² /s]
ν_R	Rücklaufverhältnis: Gleichung (6.14)	[-]
ν_{Rmin}	minimales Rücklaufverhältnis	[-]
ρ	Dichte	[kg/m ³]
σ_A	Oberflächenspannung	[N/m]
σ_{Ac}	kritische Oberflächenspannung	[N/m]
τ	Schubspannung	[N/m ²], [Pa]
ψ	Neigungswinkel	[-]
ϕ	relative Feuchtigkeit: Gleichung (8.1)	[-]
Φ	dimensionslose Gutfeuchte: (9.35)	[-]

Indizes:

a	Austritt, aussen
A	Abtriebsteil
b	Siedepunkt
B	Sumpf
D	Kopf
e	Eintritt
E	Gleichgewicht
F	Fluid (Gas oder Flüssigkeit)
g	Gasphase
G	Trägergas
i	Komponente i, innen
j	Komponente j
k	Komponente k
l	flüssige Phase
L	Trägerflüssigkeit
R	Rücklauf
s	feste Phase
S	fester Trägerstoff
t	trocken
V	Verstärkungsteil
w	Wand
α	Anfang
ω	Ende

1. Wärme- und Stofftransport

In diesem Kapitel wollen wir die zum Verständnis der folgenden benötigten Grundlagen des Stofftransports (mass transfer) kennenlernen. Wie bereits erwähnt, wird dabei vorausgesetzt, daß die Grundgesetze des Wärmetransports (heat transfer) bekannt sind. Diese werden nur aufgeführt, um die Analogie zwischen Wärme- und Stofftransport aufzuzeigen.

Beim Wärme- wie auch beim Stofftransport lassen sich drei unterschiedliche Vorgänge, nämlich

- der molekulare Transport,
- der konvektive Transport durch die Hauptströmung
- und der durch die turbulente Bewegung verursachte konvektive Transport

unterscheiden. Diese Transportanteile können einzeln (molekularer Transport in einem ruhenden Fluid) oder gemeinsam (gleichzeitiger molekularer und konvektiver Transport bei laminar strömenden Fluiden, gleichzeitiger molekularer, konvektiver und turbulenter Transport bei turbulenter Strömung) vorkommen. Wärme- und Stofftransport sind bezüglich der erwähnten Transportanteile analoge Vorgänge und lassen sich deshalb mit gleichartig aufgebauten Gesetzen beschreiben. Wärme kann zusätzlich noch durch Strahlung übertragen werden. Dafür gibt es beim Stofftransport keinen analogen Vorgang. Wir werden deshalb den Wärmetransport durch Strahlung im folgenden nicht erörtern.

Es ist allgemein bekannt, daß Wärme von Gebieten mit höherer Temperatur an solche mit tieferer Temperatur transportiert wird. Voraussetzung für das Zustandekommen eines **Wärmetransports** ist also das Vorhandensein eines **Temperaturgradienten**.

Füllt man in ein Glasgefäß zwei vollständig ineinander lösliche Flüssigkeiten unterschiedlicher Farbe derart übereinander, daß zwei deutliche Schichten entstehen, kann man einen allmählichen Farbausgleich beobachten: die untere Flüssigkeit gelangt in die obere und umgekehrt. Anstelle von Wärme wird nun also Stoff transportiert. Voraussetzung für das Zustandekommen eines **Stofftransports** ist die Existenz eines **Zusammensetzungsgradienten**. Verschwindet dieser Zusammensetzungsgradient, hört der Stofftransport auf.

Die Zusammensetzungs­differenz spielt beim Stofftransport also dieselbe Rolle wie die Tem-

peraturdifferenz beim Wärmetransport. Für die Temperatur werden wir die SI-Einheiten Kelvin [K] und Grad Celsius [°C] benutzen. Um Verwechslungen vorzubeugen, verwenden wir für Temperaturen in Kelvin das Symbol T und für Temperaturen in Grad Celsius das Symbol ϑ :

$$T = \vartheta + 273,15 \text{ [K]} \quad (1.1)$$

Zur Beschreibung der Zusammensetzung haben sich eine ganze Anzahl von Maßen eingebürgert (zum Beispiel DIN 1301). Je nach Anwendungsfall wird das eine oder das andere vorgezogen. Wir müssen deshalb die wichtigsten Zusammen­setzungsmaße kurz kennenlernen.

1.1 Zusammensetzungsmaße

In einem Behälter mit dem Volumen V befinden sich k-Stoffe (**Bild 1.1**):

Diese Bestandteile des Gemischs bezeichnet man als Komponenten (components). Der Gehalt an einer beliebigen Komponente i kann durch die Angabe ihrer Masse M_i beschrieben werden. Anstelle der Masse wird oft zweckmäßiger die Stoffmenge N_i (auch als «Molzahl» bezeichnet) verwendet, da sich viele Beziehungen der Thermodynamik vereinfachen lassen, wenn man sie auf eine gleiche Zahl von Elementen oder Molekülen bezieht. Bei einem bestimmten Stoff ist die Masse der **Stoffmenge** direkt proportional:

$$M_i = N_i M_i \quad (1.2)$$

Der Proportionalitätsfaktor M_i ist die Molmasse (auch als «molare Masse» bezeichnet).

Die Zusammensetzung eines Gemischs läßt sich nun angeben, indem man die Massen beziehungsweise Stoffmengen der einzelnen Komponenten auf die Gesamtmasse M beziehungsweise die Gesamtstoffmenge N bezieht. Man erhält so für eine beliebige Komponente i den **Massenbruch** (mass fraction):

$$x_{mi} = M_i / \sum_1^k M_j = M_i / M \quad (1.3)$$

beziehungsweise den **Molenbruch** (mole fraction):

$$x_i = N_i / \sum_1^k N_j = N_i / N \quad (1.4)$$

Aus diesen Definitionsgleichungen folgt für die Summen der Massen- und Molenbrüche:

$$\sum_1^k x_{mj} = 1 \quad \sum_1^k x_j = 1 \quad (1.5)$$

Damit ist die Zusammensetzung eines Gemischs durch die Angabe von $k-1$ Massen- oder Molenbrüchen festgelegt.

Wenn eine Komponente, die sogenannte Trägerkomponente (carrier component), in weit überwiegenderem Anteil vorkommt, ist es oft sinnvoller, die Massen oder Stoffmengen der übrigen Komponenten auf jene der Trägerkomponente k zu beziehen. Man erhält dann die **Beladung**:

$$X_{mi} = M_i/M_k \quad (1.6)$$

beziehungsweise die **Molbeladung**:

$$X_i = N_i/N_k \quad (1.7)$$

Oft werden die Massen oder Stoffmengen auch aufs Gesamtvolumen bezogen. Diese Zusammensetzungsmaße werden als Konzentration (concentration) bezeichnet. Die **Massenkonzentration** (auch Partialdichte) weist die Einheit der Dichte [kg/m^3] auf:

$$c_i = M_i/V \quad (1.8)$$

M_1, N_1	1	ρ_1, v_1
M_2, N_2	2	ρ_2, v_2
⋮	⋮	⋮
M_i, N_i	i	ρ_i, v_i
⋮	⋮	⋮
M_k, N_k	k	ρ_k, v_k

Bild 1.1. Zur Definition der Zusammensetzungsmaße.

Die Definition der **Molkonzentration** lautet entsprechend (Einheit: [kmol/m^3]):

$$c_i = N_i/V \quad (1.9)$$

Die Summe der Konzentrationen aller Komponenten ergibt die Dichte des Gemischs:

$$\bar{\rho} = \sum_1^k c_j \quad (1.10)$$

Bei Gasgemischen ist als weiteres Zusammensetzungsmaß der **Partialdruck** p_i (partial pressure) gebräuchlich. Nach dem Daltonschen Gesetz verhalten sich die einzelnen Komponenten einer Mischung idealer Gase ([7], S. 32/36), wie wenn die übrigen Komponenten nicht vorhanden wären (Näheres dazu in [7], S. 32/36, [8], S. 110/114). Das ideale Gasgesetz gilt deshalb für jeden beliebigen Stoff i der idealen Gas Mischung:

$$p_i V = N_i R T \quad (1.11)$$

Der Partialdruck p_i ist der Druck, welchen eine beliebige Komponente i bei gegebener Stoffmenge N_i bei der Temperatur T im ganzen Gemischvolumen V annehmen würde. R ist die universelle Gaskonstante ($8314,3 \text{ J}/\text{kmolK}$). Das ideale Gasgesetz gilt auch für die ideale Gasmischung:

$$p V = \left(\sum_1^k N_j \right) R T = N R T \quad (1.12)$$

Darin ist p der Druck und N die Gesamtstoffmenge des Gemischs. Durch Anschreiben der Beziehungen (1.11) für alle Komponenten, Addition und Vergleich mit der Gleichung (1.12) erkennen wir, daß der Druck der idealen Gasmischung der Summe der Partialdrücke entspricht:

$$p = \sum_1^k p_j \quad (1.13)$$

Reale Gase weichen von diesen einfachen Gesetzen mit zunehmendem Druck und abnehmender Temperatur ab. Für Umgebungsbedingungen sind sie aber für technische Rechnungen hinreichend genau (Näheres dazu zum Beispiel in [7], S. 137/148).

Die Zusammensetzungsmaße können ineinander umgerechnet werden. Dabei ist aber zu beachten, daß das Volumen einer Mischung nur

gegeben gesucht	Massenbruch x_{mi} (y_{mi})	Molenbruch x_i (y_i)	Beladung X_{mi} (Y_{mi})	Molbeladung X_i (Y_i)	Konzentration c_i	Molkonzentration e_i	Partialdruck p_i
$x_{mi} = \frac{M_i}{M}$		$= \frac{x_i M_i}{\sum_j^k x_j M_j}$	$= \frac{X_{mi}}{\sum_j^k X_{mj}}$	$= \frac{X_i M_i}{\sum_j^k X_j M_j}$	$= \frac{c_i}{\sum_j^k c_j}$	$= \frac{e_i M_i}{\sum_j^k e_j M_j}$	$= \frac{p_i M_i}{\sum_j^k p_j M_j}$
$x_i = \frac{N_i}{N}$	$= \frac{x_{mi} M_i}{\sum_j^k x_{mj} M_j}$		$= \frac{X_{mi} M_i}{\sum_j^k X_{mj} M_j}$	$= \frac{X_i}{\sum_j^k X_j}$	$= \frac{c_i}{\sum_j^k c_j}$	$= \frac{e_i}{\sum_j^k e_j}$	$= \frac{p_i}{p}$
$X_{mi} = \frac{M_i}{M_k}$	$= \frac{x_{mi}}{x_{mk}}$	$= \frac{x_i M_i}{x_k M_k}$		$= X_i \frac{M_i}{M_k}$	$= \frac{c_i}{c_k}$	$= \frac{e_i M_i}{e_k M_k}$	$= \frac{p_i M_i}{p_k M_k}$
$X_i = \frac{N_i}{N_k}$	$= \frac{x_{mi} M_k}{x_{mk} M_i}$	$= \frac{x_i}{x_k}$	$= X_{mi} \frac{M_k}{M_i}$		$= \frac{c_i M_k}{c_k M_i}$	$= \frac{e_i}{e_k}$	$= \frac{p_i}{p_k}$
$c_i = \frac{M_i}{V}$	$= \frac{x_{mi}}{\sum_j^k \frac{x_{mj}}{s_j}}$	$= \frac{x_i M_i}{\sum_j^k \frac{x_j M_j}{s_j}}$	$= \frac{X_{mi}}{\sum_j^k \frac{X_{mj}}{s_j}}$	$= \frac{X_i M_i}{\sum_j^k \frac{X_j M_j}{s_j}}$		$= e_i M_i$	$= \frac{p_i M_i}{RT}$
$e_i = \frac{N_i}{V}$	$= \frac{x_{mi} M_i}{\sum_j^k \frac{x_{mj}}{s_j}}$	$= \frac{x_i}{\sum_j^k \frac{x_j M_j}{s_j}}$	$= \frac{X_{mi} M_i}{\sum_j^k \frac{X_{mj}}{s_j}}$	$= \frac{X_i}{\sum_j^k \frac{X_j M_j}{s_j}}$	$= \frac{c_i}{M_i}$		$= \frac{p_i}{RT}$
$p_i = \frac{N_i RT}{V}$	$= \frac{y_{mi} RT}{\sum_j^k \frac{y_{mj}}{s_j}}$	$= y_i p$	$= \frac{Y_{mi} RT}{\sum_j^k \frac{Y_{mj}}{s_j}}$	$= \frac{X_i RT}{\sum_j^k \left(\frac{X_j M_j}{s_j} \right)}$	$= \frac{c_i RT}{M_i}$	$= e_i RT$	

Tabelle 1.1. Gleichungen zur Umrechnung der Zusammensetzungsmaße. Die mit einem Punkt gekennzeichneten Beziehungen gelten nur für ideale Gemische.

bei idealen Mischungen als Summe der Volumina der einzelnen Komponenten bestimmt werden kann:

$$V = \sum_i^k V_j$$

Bei den meisten wirklichen Stoffen tritt infolge der Beeinflussung der zwischenmolekularen Kräfte bei der Vermischung eine Volumenänderung ein ([7], S. 137/148). Wir werden noch sehen, wann näherungsweise ideale Mischungen zu erwarten sind. Die Tabelle 1.1 enthält eine Zusammenstellung der zur Umrechnung der Zusammensetzungsmaße notwendigen Formeln. Die nur für ideale Mischungen gültigen Beziehungen sind darin mit einem Punkt gekennzeichnet.

Beispiel 1.1

Ein Dreistoffgemisch aus 20 kg Benzol (Molmasse $M_B = 78,11$ kg/kmol), 2 kg Toluol (Molmasse $M_T = 92,13$ kg/kmol) und 2 kg Xylol (Molmasse $M_X = 106,16$ kg/kmol) bildet bei

einer Temperatur von 200 °C und einem Druck von 10^5 Pa mit sehr guter Näherung ein ideales Gemisch. Für die Beladung ist Benzol als Trägerstoff zu betrachten. Alle sieben Zusammensetzungsmaße sind für sämtliche drei Stoffe zu berechnen.

Massenbrüche aus (1.3):

$$x_{mB} = 0,833, x_{mT} = 0,0833, x_{mX} = 0,0833$$

Stoffmengen aus (1.2):

$$N_B = 0,256 \text{ kmol}, N_T = 0,0217 \text{ kmol}, N_X = 0,0188 \text{ kmol}$$

Stoffmenge des Gemischs:

$$N = N_B + N_T + N_X = 0,297 \text{ kmol}$$

Molenbrüche aus (1.4):

$$x_B = 0,8633, x_T = 0,0732, x_X = 0,0635$$

Beladungen von Toluol und Xylol aus (1.6):

$$X_{mT} = 0,1, X_{mX} = 0,1$$

Molbeladungen aus (1.7):

$$X_T = 0,0848, X_X = 0,0736$$

16 1) 2 Stoffe
$$p_i = \frac{y_i p}{M_1/M_2 + y_i}$$

Gesamtvolumen aus (1.12):

$$V = 0,297 \cdot 8314,3 \cdot (200 + 273,15) / 10^5 \text{ m}^3 \\ = 11,67 \text{ m}^3$$

Konzentrationen aus (1.8):

$$c_B = 1,714 \text{ kg/m}^3, \quad c_T = 0,1714 \text{ kg/m}^3, \\ c_X = 0,1714 \text{ kg/m}^3$$

Molkonzentrationen aus (1.9):

$$c_B = 0,0219 \text{ kmol/m}^3, \quad c_T = 0,00186 \text{ kmol/m}^3, \\ c_X = 0,00161 \text{ kmol/m}^3$$

Partialdrücke aus (1.11):

$$p_B = 0,256 \cdot 8314,3 \cdot (200 + 273,15) / 11,67 \text{ Pa} \\ = 0,8633 \cdot 10^5 \text{ Pa}, \quad p_T = 0,0732 \cdot 10^5 \text{ Pa}, \\ p_X = 0,0635 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

1.2 Molekularer Wärme- und Stofftransport

Der molekulare Transport als Folge der thermischen Bewegung der Moleküle findet sowohl in Feststoffen als auch in Gasen und Flüssigkeiten statt. Der molekulare Wärmetransport wird als Wärmeleitung (heat conduction), der molekulare Stofftransport als Diffusion (diffusion) bezeichnet.

1.2.1 Wärmeleitung

Die Beobachtung lehrt, daß der Wärmetransport durch Wärmeleitung in Richtung des stärksten Temperaturgradienten erfolgt. Herrschen an einem Körper an der Stelle s die Temperatur T (Bild 1. 2) und an der Stelle $s + ds$ die Temperatur $T + dT$, stellt sich entgegenesetzt

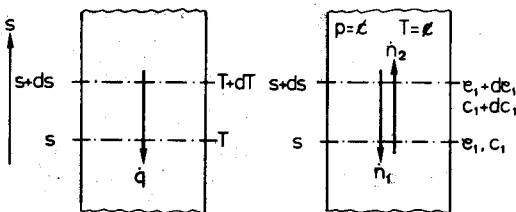


Bild 1. 2. Wärmeleitung und molstromgleiche Gegendiffusion.

zur Richtung s ein Wärmestrom (heat flow rate) \dot{Q} ein. Der auf die Querschnittsfläche A bezogene Wärmestrom, die Wärmestromdichte (heat flux) \dot{q} , ist dem Temperaturgradienten dT/ds proportional. Der Proportionalitätsfaktor ist die Wärmeleitfähigkeit λ :

$$\dot{q} = \dot{Q}/A = -\lambda \, dT/ds \quad (1.14)$$

Beispiel 1.2

Bei einem doppelverglasten Fenster betrage der Abstand zwischen den beiden Scheiben 0,012 m, die Temperatur der inneren Scheibe 18 °C, jene der äußeren 2 °C. Die mittlere Wärmeleitfähigkeit der Luft im Spalt zwischen den Scheiben beträgt 0,0253 W/mK. Welche Wärmestromdichte würde sich allein durch den molekularen Wärmetransportanteil (dazu kommt beim Fenster noch der Wärmetransport durch freie Konvektion zwischen den Scheiben und durch Strahlung) von der wärmeren zur kälteren Scheibe einstellen, wenn ein lineares Temperaturgefälle angenommen wird?

Die Gleichung (1. 14) liefert für $dT/ds =$ konstant:

$$\dot{q} = -0,0253 \frac{18 - 2}{0,012} \text{ W/m}^2 = -33,7 \text{ W/m}^2$$

Das negative Vorzeichen bedeutet, daß der Wärmestrom dem Temperaturgradienten entgegengesetzt gerichtet ist.

Nun stellen wir uns eine Mischung aus zwei ineinander völlig löslichen Komponenten vor (zum Beispiel zwei Gase oder zwei mischbare Flüssigkeiten). Im Gleichgewichtszustand ist dann aus thermodynamischen Gründen (zum Beispiel [8], S. 82) die Zusammensetzung der Mischung überall gleich. Falls die Mischung nicht an sämtlichen Stellen die gleiche Zusammensetzung aufweist, müssen demzufolge innerhalb der Mischung Stoffströme auftreten, welche einen Ausgleich der Zusammensetzungsunterschiede bewirken. Falls in der Mischung keinerlei makroskopische Strömung auftritt, erfolgt der Zusammensetzungsausgleich nur durch molekularen Transport oder Diffusion.

Die Kompliziertheit der Diffusion in Mehrkomponentengemischen (zum Beispiel [9], [10], [11]) zwingt uns zur Einschränkung unserer Überlegungen auf Zweistoffgemische. Dabei lassen sich zwei Grenzfälle unterscheiden: die molstromgleiche Gegendiffusion (equimolar diffusion) und die einseitige Diffusion (diffusion through a semipermeable plane).

1.2.2 Molstromgleiche Gegendiffusion

In einem Behälter (Bild 1.2) befinde sich ein Zweistoffgemisch. Temperatur und Druck in diesem Behälter sind an allen Stellen gleich. Das Gemisch sei oben an Stoff 1 und unten an Stoff 2 reicher. Eine solche Situation läßt sich

etwa verwirklichen, wenn man zwei ineinander lösliche Flüssigkeiten unterschiedlicher Farbe in einem Becherglas vorsichtig übereinanderschichtet und das Becherglas dann in Ruhe läßt. Nach einer gewissen Zeit kann man beobachten, daß der obere Stoff 1 infolge der Molekülbewegung nach unten und der untere Stoff 2 nach oben diffundiert. Die beiden Stoffströme können als Massenströme \dot{M} oder Molströme (Stoffmengenströme) \dot{N} ausgedrückt werden. Mißt man im Becherglas an der Stelle s die Molkonzentration c des Stoffs 1 und an der Stelle $s + ds$ die Molkonzentration $c_1 + dc_1$, stellt sich entgegengesetzt zur Richtung s ein Molstrom (molar flow rate) \dot{N}_1 des Stoffs 1 ein. Der auf die Querschnittsfläche A bezogene Molstrom, die **Molstromdichte** (molar flux) \dot{n}_1 , ist dem Molkonzentrationsgradienten dc_1/ds proportional. Den Proportionalitätsfaktor nennt man Diffusionskoeffizienten (diffusion coefficient) D_{12} .

$$\dot{n}_1 = \dot{N}_1/A = -D_{12} dc_1/ds \quad (1.15)$$

Wir erkennen in diesem FICKSchen Gesetz die formale Analogie zur Wärmeleitungsgleichung (1.14). An Stelle der Wärmeleitfähigkeit ist der Diffusionskoeffizient des Stoffes 1 in den Stoff 2 getreten, während der Temperaturgradient durch den Molkonzentrationsgradienten ersetzt wurde. Die entsprechende Beziehung für die Molstromdichte des von unten nach oben diffundierenden Stoffes 2 lautet:

$$\dot{n}_2 = \dot{N}_2/A = -D_{21} dc_2/ds \quad (1.16)$$

Beim Spezialfall der molstromgleichen Gegendiffusion sind die Beträge der beiden Molstromdichten gleich groß:

$$\dot{n}_1 = \dot{n}_2 \quad (1.17)$$

Ersetzt man die Molkonzentration mit der Tabelle 1.1 durch den Molenbruch, findet man daraus unter Beachtung der Gleichungen (1. 5), (1. 15) und (1. 16), daß die Diffusionskoeffizienten D_{12} und D_{21} gleich groß sein müssen. Wir lassen deshalb im weiteren die Indices weg:

$$D = D_{12} = D_{21} \quad (1.18)$$

Bei Umgebungsbedingungen liegen die Größenordnungen der **Diffusionskoeffizienten von Gasen** zwischen 10^{-6} m²/s und 10^{-4} m²/s. Die Diffusionskoeffizienten einiger Gasgemische sind in [12], S. 557/559, [13], S. 787, und [15] ta-

belliert. Da solche Tabellenwerte wie auch andere Meßwerte nur für bestimmte Temperaturen und Drücke gelten, sind sie oft auf andere Verhältnisse umzurechnen. Einen Anhaltspunkt dazu liefert die auf der **kinetischen Gastheorie** (zum Beispiel [14], S. 236/241) aufbauende **Proportionalität** von CHEN und OTHMER:

$$D_g \sim \frac{T^{1.81}}{p} \quad (1.19)$$

Häufig liegen keine gemessenen Diffusionskoeffizienten vor. Man findet dann in [12], S. 544/566, eine gute Zusammenstellung von Gleichungen zur Berechnung von Diffusionskoeffizienten in binären Gasgemischen aus anderen, bekannteren Stoffwerten.

Als Folge der viel schwächeren thermischen Bewegung der Flüssigkeitmoleküle sind die **Diffusionskoeffizienten von Flüssigkeiten** wesentlich kleiner als jene der Gase (Größenordnung bei Umgebungsbedingungen: 10^{-10} bis 10^{-8} m²/s). Diffusionsvorgänge verlaufen deshalb in Flüssigkeiten wesentlich langsamer als in Gasen. Tabellenwerte für Diffusionskoeffizienten sind nur spärlich vorhanden, zum Beispiel in [12], S. 570/581, und [15]. Die Diffusionskoeffizienten von Flüssigkeitsgemischen sind im Gegensatz zu jenen von Gasgemischen stark zusammensetzungsabhängig. Zur Umrechnung von Meßwerten auf andere Temperaturen (die Druckabhängigkeit ist sehr gering) kann man sich auf die Beziehung von WILKE und CHANG ([12], S. 567) stützen:

$$D_1 \sim \frac{T}{\eta} \quad (1.20)$$

Oft müssen auch die Diffusionskoeffizienten von Flüssigkeiten aus anderen, bekannten Stoffwerten berechnet werden. Dies ist leider nicht mit so hoher Genauigkeit möglich wie bei Gasen. Berechnungsgleichungen sind in [12], S. 566/595, und [16] zusammengestellt. Statt für Molstromdichten kann das FICKSche Gesetz auch für Massenstromdichten angeschrieben werden. Die Gleichung (1.2) und die Tabelle 1.1 liefern dafür:

$$\dot{m}_1 = \dot{M}_1/A = -D dc_1/ds \quad (1.21)$$

$$\dot{m}_2 = \dot{M}_2/A = -D dc_2/ds \quad (1.22)$$

Beispiel 1.3

In einem zylindrischen Behälter befindet sich ein Gasgemisch aus Äthan (A) und n-Butan (B). Behälterabmessungen: Höhe $s = 0,5$ m, Innendurchmesser $d = 0,25$ m. Am Behälterboden befindet sich reines n-Butan, am Deckel reines Äthan. Die Zusammensetzungsverteilung längs des Behälters nehmen wir so an, daß die Partialdrücke der beiden Stoffe mit der Behälterhöhe linear beziehungsweise abnehmen. Der Gesamtdruck im Behälter betrage 1 bar ($= 10^5$ Pa), die Temperatur 21°C . Das Gasgemisch kann als ideal angenommen werden. Molmassen von Äthan: $30,07$ kg/kmol, von n-Butan: $58,12$ kg/kmol. Welche Massen- und Molströme diffundieren bei der angenommenen Zusammensetzungsverteilung im Behälter, wenn der Diffusionskoeffizient $6,6 \cdot 10^{-6}$ m²/s beträgt? Mit welcher Geschwindigkeit diffundieren die beiden Gase durch eine Ebene in der Zylindermitte?

Am Behälterdeckel gilt $p_A = 10^5$ Pa. Somit beträgt dort die Molkonzentration $c_A = p_A / (RT) = 10^5 / (8314,3 \cdot (273,15 + 21))$ kmol/m³ = $0,0409$ kmol/m³. Da am oberen Behälterende kein n-Butan vorhanden ist, sind dort $p_B = 0$ und $c_B = 0$. Am Behälterboden ist entsprechend $p_A = 0$, $c_A = 0$, $p_B = 10^5$ Pa und $c_B = 0,0409$ kmol/m³. Da die Temperatur im Behälter konstant ist, ändert bei linearer Partialdruckänderung auch die Molkonzentration linear mit der Behälterhöhe (Tabelle 1.1). Das FICKSche Gesetz kann somit als Differenzgleichung geschrieben werden:

$$\begin{aligned} \dot{n}_A &= -D \Delta c_A / \Delta s \\ &= -6,6 \cdot 10^{-6} \cdot (0,0409 - 0) / 0,5 \text{ kmol/m}^2\text{s} \\ &= -5,40 \cdot 10^{-7} \text{ kmol/m}^2\text{s} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{n}_B &= -D \Delta c_B / \Delta s \\ &= -6,6 \cdot 10^{-6} \cdot (0 - 0,0409) / 0,5 \text{ kmol/m}^2\text{s} \\ &= 5,40 \cdot 10^{-7} \text{ kmol/m}^2\text{s} \end{aligned}$$

Daraus erhält man durch Multiplikation mit der Querschnittsfläche die Molströme: $\dot{N}_A = -2,65 \cdot 10^{-8}$ kmol/s, $\dot{N}_B = 2,65 \cdot 10^{-8}$ kmol/s und durch Multiplikation mit den Molmassen die Massenströme: $\dot{M}_A = -7,97 \cdot 10^{-7}$ kg/s, $\dot{M}_B = 1,54 \cdot 10^{-6}$ kg/s.

Die Geschwindigkeiten der beiden Gase bestimmen wir aus der Kontinuitätsgleichung mit dem Volumenstrom aus der Gleichung (1.11):

$$w_i = \dot{V}_i / A = \frac{\dot{N}_i R T}{p_i A} = \dot{n}_i R T / p_i$$

Der Partialdruck der beiden Stoffe beträgt zum betrachteten Zeitpunkt in der Zylindermitte $0,5 \cdot 10^5$ Pa. Die Geschwindigkeiten der beiden Komponenten in der Zylindermitte folgen deshalb zu:

$$\begin{aligned} w_A &= -5,40 \cdot 10^{-7} \\ &\quad \cdot 8314,3 \cdot (21 + 273,15) / (0,5 \cdot 10^5) \text{ m/s} \\ &= -2,64 \cdot 10^{-5} \text{ m/s} \end{aligned}$$

$$w_B = 2,64 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}$$

Dieses Beispiel zeigt, daß der Diffusionsvorgang schon bei Gasen recht langsam abläuft. Bei Flüssigkeiten wäre er noch um rund vier Zehnerpotenzen langsamer!

1.2.3 Einseitige Diffusion

Bei manchen technischen interessanten Stofftransportprozessen wie bei der Absorption oder der Trocknung kann nur einer der beiden Stoffe eines Zweistoffgemischs durch die begrenzende Fläche treten. Man nennt diese nur einen der beiden Stoffe durchlassende Grenzfläche eine semipermeable Membran. Eine solche einseitige Diffusion tritt etwa ein, wenn Wasser (nach der in Bild 1.3 skizzierten Anord-

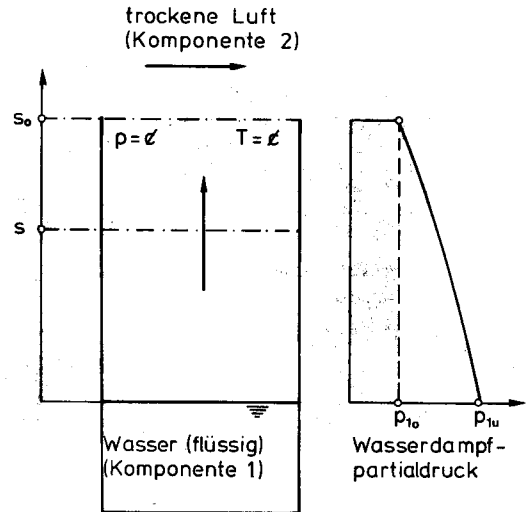


Bild 1.3. Einseitige Diffusion am Beispiel der Wasserverdunstung.

nung) verdunstet: Über dem Behälter sorgt ein trockener Luftstrom dafür, daß der aus dem Behälter aufsteigende Wasserdampf laufend weggeführt wird. Unmittelbar über der Wasseroberfläche ist die Luft mit Wasser gesättigt. An der Stelle $s = 0$ ist dann der Partialdruck des Wasserdampfs gleich dem Dampfdruck des Wassers

bei der entsprechenden Temperatur. An der Stelle $s = s_0$ herrsche wegen der laufenden Wegführung des Wasserdampfes der kleinere Wasserdampfpartialdruck p_{10} . Falls das Wasser mit den in der Luft enthaltenen Gasen gesättigt ist, kann keine Komponente durch die Wasseroberfläche eindringen. Die Wasseroberfläche ist somit in unserem Beispiel die semipermeable Membran.

Nun betrachten wir die Verhältnisse an einer zur Wasseroberfläche parallelen Ebene an einer beliebigen Stelle s . Da keine Luft ins Wasser eindringen kann, von unten nach oben aber ein Wassermassenstrom entsteht, muß sich im Wasser-Luft-Gemisch im Behälter eine Aufwärtsbewegung einstellen. Man nennt diesen durch die einseitige Diffusion verursachten Gemischstrom STEFANSchen Verdrängungsstrom. Wir erkennen schon an dieser Stelle, daß dieser STEFAN-Strom die Bewegung des Wasserdampfes zum oberen Behälterende begünstigt.

Wir wollen diese Erscheinung nun auch rechnerisch erfassen. Dazu nehmen wir an, der STEFAN-Strom verursache in Richtung s eine Gemischgeschwindigkeit w_s . Den nach dem FICKSchen Gesetz (Gleichungen (1.21) und (1.22)) berechneten Massenstromdichten der beiden Komponenten wird somit noch eine durch die Geschwindigkeit des STEFANSchen Verdrängungsstromes bedingte Massenstromdichte überlagert:

$$\dot{m}_1 = -D \frac{dc_1}{ds} + c_1 w_s \quad (1.23)$$

$$\dot{m}_2 = -D \frac{dc_2}{ds} + c_2 w_s \quad (1.24)$$

Um diese Gleichungen unserem Beispiel besser anzupassen, ersetzen wir darin die Konzentrationen mit Hilfe der Tabelle 1.1 durch die Partialdrücke:

$$\dot{m}_1 = -\frac{D M_1}{RT} \frac{dp_1}{ds} + \frac{p_1 M_1}{RT} w_s \quad (1.25)$$

$$\dot{m}_2 = -\frac{D M_2}{RT} \frac{dp_2}{ds} + \frac{p_2 M_2}{RT} w_s \quad (1.26)$$

Da keine Luft durch die Wasseroberfläche treten kann, muß der Massenstrom der Luft \dot{m}_2 auch in jeder zur Wasseroberfläche parallelen Ebene verschwinden. Aus dieser Bedingung ($\dot{m}_2 = 0$) erhalten wir die Geschwindigkeit des STEFAN-Stromes:

$$w_s = \frac{D}{p_2} \frac{dp_2}{ds} \quad (1.27)$$

Da nach dem DALTONSchen Gesetz (1.13) die Summe der Partialdrücke dem als konstant angenommenen Gesamtdruck p entspricht, kann man die Gleichung (1.27) mit $p_2 = p - p_1$ auch wie folgt schreiben:

$$w_s = -\frac{D}{p - p_1} \frac{dp_1}{ds} \quad (1.28)$$

Durch Einsetzen dieser Geschwindigkeit des Verdrängungsstromes in die Beziehung (1.25) finden wir für die Massenstromdichte der diffundierenden Komponente das STEFANSche Gesetz:

$$\dot{m}_1 = -\frac{D M_1}{RT} \left(\frac{p}{p - p_1} \right) \frac{dp_1}{ds} \quad (1.29)$$

Durch Einführen der Molkonzentration beziehungsweise der Konzentration des Wasserdampfes (Tabelle 1.1) läßt sich diese Gleichung auf die nachstehende auch für die einseitige Diffusion in Flüssigkeitsgemischen gültige Form bringen:

$$\dot{m}_1 = -D \left(1 + \frac{c_1}{c_2} \right) \frac{dc_1}{ds} \quad (1.30)$$

$$\dot{m}_1 = -D \left(1 + \frac{c_1 M_2}{c_2 M_1} \right) \frac{dc_1}{ds} \quad (1.31)$$

Ein Vergleich mit der Beziehung (1.21) zeigt, daß sich die Massenstromdichte bei einseitiger Diffusion um den Faktor $(1 + c_1 M_2 / (c_2 M_1))$ von der Massenstromdichte bei molstromgleicher Gegendiffusion unterscheidet. Dieser Faktor geht für sehr kleine Konzentrationen des diffundierenden Stoffs gegen eins. Dann verschwindet also der Unterschied zwischen den beiden Grenzflächen der einseitigen Diffusion und der molstromgleichen Gegendiffusion. Bei vielen praktischen Anwendungen ist die Näherung $(1 + c_1 M_2 / (c_2 M_1)) \approx 1$ hinreichend erfüllt. Dann benützt man auch für die einseitige Diffusion mit Vorteil die einfacheren Beziehungen des Abschnitts 1.2.2.

Mit zunehmender Konzentration des diffundierenden Stoffs liegt der Faktor $(1 + c_1 M_2 / (c_2 M_1))$ immer deutlicher über eins. Wie wir uns schon eingangs überlegt haben, wird dann die Massenstromdichte infolge des STEFANSchen Verdrängungsstromes größer als bei der molstromgleichen Gegendiffusion. Man ist deshalb auf der sicheren Seite, wenn man bei der Auslegung eines Stoffübertragungsapparats den STEFANSchen Verdrängungsstrom vernachlässigt.

H fallen

Wir haben uns in diesen Abschnitten mit den für die später zu behandelnden Anwendungen bedeutsamen Grenzfällen des molekularen Stofftransports befaßt. Ein allgemein gültiges Gesetz für die Diffusion in Zweistoffgemischen bei beliebigen Molstromverhältnissen wird in [17], S. 44/47, hergeleitet.

Beispiel 1.4

Welche Wassermasse verdunstet während 24 h bei 20 °C aus einem zylindrischen Gefäß bei einer Anordnung gemäß dem Bild 1.3, wenn Luft von 20 °C mit einer relativen Feuchtigkeit von 0,1 über die Gefäßöffnung streicht? Der Gesamtdruck beträgt 10⁵ Pa. Das zylindrische Gefäß weist einen Innendurchmesser von 25 mm und eine Höhe s₀ von 75 mm auf. Der Diffusionskoeffizient von Wasser in Luft beträgt bei den angegebenen Bedingungen 2,78 · 10⁻⁵ m²/s. Molmasse von Wasser: 18,02 kg/kmol.

Der Partialdruck des Wasserdampfs an der Stelle s = 0 entspricht dem Dampfdruck des Wassers bei 20 °C: p_{1u} = 2337 Pa. Bei einer relativen Feuchtigkeit von 10 % beträgt der Partialdruck des Wasserdampfs an der Stelle s = s₀: p_{1o} = 0,1 · 2337 Pa = 233,7 Pa.

Da die Massenstromdichte m₁ längs des Gefäßes konstant sein muß, läßt sich die Gleichung (1.29) leicht integrieren:

$$\dot{m}_1 \int_0^{s_0} ds = - \frac{D M_1 p}{R T} \int_{p_{1u}}^{p_{1o}} \frac{dp_1}{p - p_1}$$

Daraus:

$$\dot{m}_1 = - \frac{D M_1 p}{s_0 R T} \ln \left(\frac{p - p_{1o}}{p - p_{1u}} \right)$$

$$\dot{m}_1 = - \frac{2,78 \cdot 10^{-5} \cdot 18,02 \cdot 10^5}{0,075 \cdot 8314,3 \cdot (273,15 + 20)} \ln \left(\frac{10^5 - 233,7}{10^5 - 2337} \right) \text{ kg/m}^2\text{s}$$

$$\dot{m}_1 = 5,84 \cdot 10^{-6} \text{ kg/m}^2 \text{ s}$$

Pro Tag verdunstende Wassermasse:

$$M_1 = \dot{m}_1 A t$$

$$= 5,84 \cdot 10^{-6} (\pi/4) 0,025^2 24 \cdot 3600 \text{ kg}$$

$$= 2,48 \cdot 10^{-4} \text{ kg}$$

Bei einer Wasserdichte von 1000 kg/m³ würde der Wasserspiegel bei dieser Anordnung also

nur um 0,505 mm sinken! Wir ziehen auch aus diesem Beispiel den Schluß, daß dem rein molekularen Transport in technischen Stofftransportprozessen wenn immer möglich der weit wirkungsvollere konvektive Transport zu überlagern ist.

1.3 Konvektiver Wärme- und Stofftransport

Zum konvektiven Wärme- und Stofftransport in einer laminaren Strömung tritt bei turbulenter Strömung noch ein turbulenter Transportanteil. Da sich dieser formal gleich beschreiben läßt wie der molekulare Transport, wollen wir ihn vor dem konvektiven Transport durch die Hauptströmung behandeln.

1.3.1 Turbulenter Wärme- und Stofftransport

In einer turbulenten Strömung ([18], S. 167/203, [19] S. 21/30) werden ähnlich der thermischen Bewegung einzelner Moleküle ganze Gebiete des Strömungsmediums (sogenannte «Turbulenzballen») in beliebige Richtungen bewegt. Im Mittel heben sich diese turbulenten Schwankungsbewegungen auf. Aus dem Alltag ist diese Bewegung durch den von einer ruhenden Zigarette aufsteigenden Rauch bekannt: Nach einer gewissen Strecke wird der zunächst laminare Aufstieg des Rauchs durch eine turbulente Aufstiegsbewegung abgelöst. Der Hauptströmung des Rauchs nach oben werden die turbulenten Schwankungsbewegungen überlagert.

Bei turbulenter Strömung werden durch die ungeordneten turbulenten Schwankungsbewegungen zwischen benachbarten Strömungsschichten ganze Volumenelemente oder «Turbulenzballen» (eddies) ausgetauscht. Dadurch wird zwischen benachbarten Schichten einer turbulenten Strömung nicht nur der von der Strömungslehre bekannte Impulstransport, sondern auch ein Wärme- und Stofftransport bewirkt. Dies führt zum Beispiel in turbulenten Kanalströmungen neben dem bekannten höheren Druckverlust auch zu wesentlich besserem Wärme- und Stofftransport.

Die Intensität der turbulenten Schwankungsbewegungen wird durch eine turbulente Austauschgröße ε_t angegeben. Diese ist vom Turbulenzgrad (zum Beispiel [18], S. 172) und damit von der Reynoldszahl und vom Ort in der Strömung abhängig. In einer turbulenten Rohrströmung nimmt die turbulente Austauschgröße beispielsweise mit größer werdendem Abstand vom Rohranfang zu und weist für einen

bestimmten Querschnitt in der Rohrmittle einen Maximalwert auf. Gegen die Rohrwand fällt der Wert der turbulenten Austauschgröße rasch auf Null.

In der Literatur wird häufig zwischen turbulenten Austauschgrößen für Impuls (eddy momentum diffusivity), Wärme (eddy thermal diffusivity) und Stoff (eddy diffusivity of mass) unterschieden. Außer bei flüssigen Metallen als Strömungsmedien ([20], S. 49) deuten die bisherigen Erkenntnisse auf eine Vernachlässigbarkeit von Unterschieden zwischen diesen Austauschgrößen ([21], S. 294, [17], S. 95, [22], S. 127). Zusammenfassende Darstellungen zum turbulenten Transport mit Angaben zur Größe der turbulenten Austauschkoefizienten findet man in [17], S. 87/96, [22], S. 103/129.

Da der turbulente Austauschkoefizient eine der molekularen Diffusion ähnlich makroskopische Erscheinung beschreibt, weist er die gleiche Einheit m^2/s wie der Diffusionskoeffizient auf. Durch die turbulenten Schwankungsbewegungen wird um so mehr Wärme transportiert, je höher die Wärmekapazität des Strömungsmediums ρc_p ist. Die Gleichung für den **turbulenten Wärmetransport** lautet deshalb in Analogie zur Wärmeleitungsgleichung:

$$\dot{q} = -(\rho c_p \varepsilon_t) \frac{dT}{ds} \quad (1.32)$$

Die Gleichung für den **turbulenten Stofftransport** entspricht formal dem FICKSchen Gesetz:

$$\dot{m}_1 = -\varepsilon_t \frac{dc_1}{ds} \quad (1.33)$$

Auch alle übrigen Beziehungen des Abschnitts 1.2 können für den turbulenten Stofftransport übernommen werden, wenn man darin den Diffusionskoeffizienten durch den turbulenten Austauschkoefizienten ε_t ersetzt.

1.3.2 Konvektiver Transport durch die Hauptströmung

Jedermann weiß, daß sich ein zu heißes Getränk durch Rühren in der Tasse rascher abkühlen läßt, als wenn man die Flüssigkeit in der Tasse sich selbst überläßt. Man kann durch Rühren auch Sirup in Wasser in kürzerer Zeit gleichmäßig verteilen. Bei diesen Vorgängen erzeugen wir einen Wärme- und Stofftransport durch Strömung, einen konvektiven Wärme- oder Stofftransport. Da dabei auch Geschwindigkeitskomponenten in Richtung der zu trans-

portierenden Wärme oder des zu transportierenden Stoffs auftreten, ist hier der konvektive Transport leicht zu verstehen.

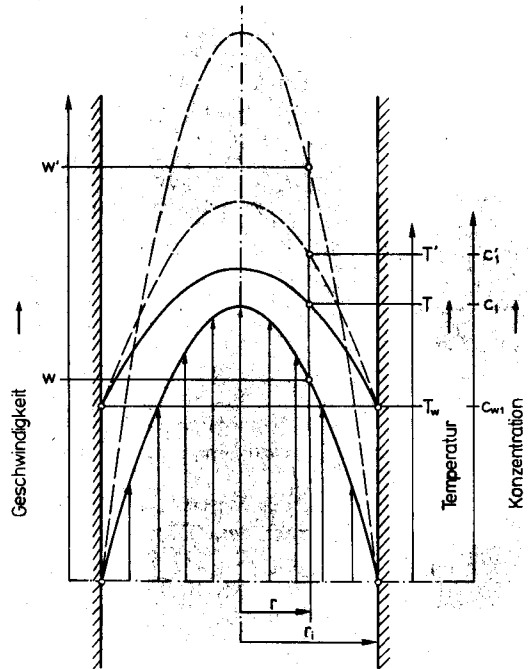


Bild 1.4. Konvektiver Wärme- und Stofftransport in einer laminaren Rohrströmung.

Es kommt aber auch durch eine indirekte Wirkung zu einem konvektiven Wärme- oder Stofftransport. Wir wollen versuchen, dies anhand einer laminaren Rohrströmung zu verstehen. Betrachten wir zunächst das Abkühlen einer laminar strömenden Flüssigkeit (Bild 1.4). Nehmen wir an, das Geschwindigkeitsprofil weise nach einer gewissen Strecke ab der Einlaufstelle die ausgezogene Form auf (zum Beispiel [19], S. 18/21), an einer beliebigen Stelle r betrage die Geschwindigkeit w , an der Rohrwand weise die Temperatur den Wert T_w auf und an einer beliebigen Stelle r betrage sie T . In radialer Richtung weist die laminare Rohrströmung keine Geschwindigkeitskomponente auf. Die Wärme kann deshalb bei laminarer Strömung in radialer Richtung nur durch Wärmeleitung transportiert werden. Die an die Rohrwand übergehende Wärmestromdichte muß durch die äußerste Flüssigkeitsschicht geleitet werden:

$$\dot{q} = -\lambda \left(\frac{dT}{dr} \right)_{r=r_1} \quad (1.34)$$

Verdoppelt man nun die mittlere Rohrgeschwindigkeit (im Bild 1.4 gestricheltes Geschwindigkeitsprofil), wird man bei gleicher Eintrittstemperatur der Flüssigkeit und gleicher Wandtemperatur T_w ein anderes Temperaturprofil beobachten: Da in der Rohrmitte mehr heiße Flüssigkeit zuströmt, die Wärme aber durch die isolierenden Wandschichten treten muß, steigt die Temperatur an der Stelle r vom ursprünglichen Wert T auf den Wert T' . Damit wird das Temperaturgefälle an der Rohrwand und nach der Gleichung (1.34) die übertretende Wärmestromdichte größer. Wir sehen also, daß die Strömung auf den Wärmetransport auch in der zur Strömung senkrechten Richtung über die Beeinflussung des Temperaturprofils einwirkt.

Die analoge Erscheinung tritt auch beim konvektiven Stofftransport auf. Nehmen wir etwa an, im Innern des Rohres (Bild 1.4) ströme ein Gasgemisch laminar. Aus diesem werde eine Komponente durch eine an der Rohrwand herabrieselnde Flüssigkeit absorbiert, an der Rieselfilmoberfläche (Stelle $r = r_i$) stelle sich dabei die Konzentration c_{w1} der zu absorbierenden Gaskomponente 1 ein. Im Innern der Gasströmung ist sie noch höher (bei r betrage sie c_1), weil die Komponente 1 durch Diffusion an die Wand gelangen muß. Bei der in diesem Beispiel vorliegenden einseitigen Diffusion beträgt die Massenstromdichte der durch die äußerste Gasschicht an die Rohrwand diffundierenden Komponente 1 nach der Gleichung (1.31):

$$\begin{aligned} \dot{m}_1 &= -D \left(1 + \frac{c_1 M_2}{c_2 M_1} \right) \left(\frac{dc_1}{dr} \right)_{r=r_i} \\ &\approx -D \left(\frac{dc_1}{dr} \right)_{r=r_i} \end{aligned} \quad (1.35)$$

Verdoppelt man die Strömungsgeschwindigkeit des Gases, verändert sich das Konzentrationsprofil zum gestrichelt eingezeichneten Verlauf. Damit wird der Konzentrationsgradient bei $r = r_i$ und folglich nach der Gleichung (1.35) auch die Massenstromdichte der an den Film übergehenden Komponente 1 erhöht. Auch hier also eine indirekte Beeinflussung des Stofftransports in der zur Strömung senkrechten Richtung.

Eine exaktere Behandlung des konvektiven Wärme- und Stofftransports würde den Rahmen dieser Einführung sprengen. Man muß dazu an einem infinitesimalen Volumenelement des Strömungsmediums eine Wärme- beziehungsweise Massenstrombilanz für alle drei

Raumrichtungen aufstellen. Dabei sind der molekulare, der turbulente und der konvektive Transport durch die Hauptströmung zu berücksichtigen. Dies führt im allgemeinen auf sehr komplizierte partielle Differentialgleichungen (zum Beispiel [17], S. 153/155). Durch die Einführung geeigneter Bezugsgrößen können diese auf dimensionslose Formen gebracht werden (am einfachen Beispiel des laminaren Rieselfilms wird dies in [23] ausführlich erläutert). Diese dimensionslosen Differentialgleichungen zeigen, daß das Temperaturprofil beim Wärmetransport beziehungsweise das Konzentrationsprofil beim Stofftransport von den dimensionslosen Kennzahlen abhängen, welche wir im nächsten Abschnitt kennenlernen werden. Dies ermöglicht es, numerisch gelöste oder durch Messungen erfaßte Wärme- und Stofftransportprobleme auch für andere als die untersuchten Anwendungen zu nutzen.

1.4 Wärme- und Stoffübergang

Zur Lösung technischer Probleme interessiert meist nicht die Temperatur- oder Konzentrationsverteilung im Strömungsmedium, sondern nur der dadurch bedingte Wärme- oder Stoffstrom an die das Medium begrenzende Fläche. Diese an die Begrenzungsfläche übergehenden Wärme- oder Massenströme lassen sich mit dem Konzept der Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten berechnen. Die ganze Schwierigkeit der rechnerischen oder experimentellen Erfassung von Wärme- und Stofftransportproblemen wird damit auf das Auffinden geeigneter Beziehungen zur Berechnung dieser Übergangskoeffizienten verlagert. Liegen diese einmal vor, können die übergehenden Wärme- oder Stoffströme dann sehr einfach ermittelt werden.

1.4.1 Örtliche Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten

Wir wollen das Konzept der Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten (heat transfer coefficient, mass transfer coefficient) am verfahrenstechnisch bedeutsamen Beispiel des an einer ebenen Wand abfließenden Flüssigkeitsfilms (Rieselfilm) besprechen.

Dazu nehmen wir zunächst an, der mit der mittleren Geschwindigkeit w laminar strömende Rieselfilm werde durch die kältere

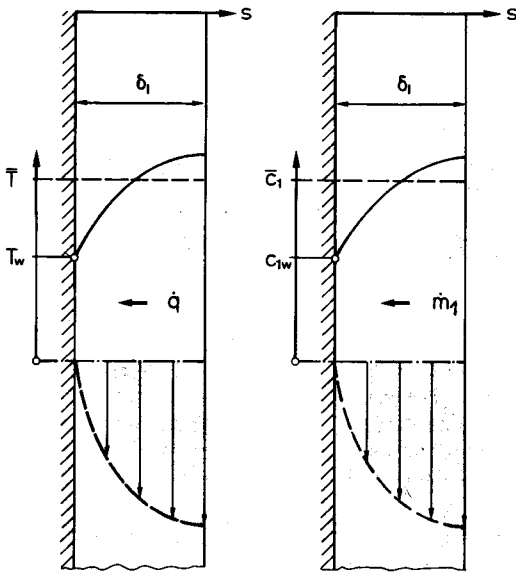


Bild 1.5. Örtlicher Wärme- und Stoffübergang vom Rieselfilm an eine ebene Wand.

Wand abgekühlt: **Bild 1.5.** An einem beliebigen Schnitt durch den Flüssigkeitsfilm herrsche die gestrichelt eingezeichnete Geschwindigkeitsverteilung. An der Wand ist die Geschwindigkeit w Null, an der Rieselfilmoberfläche ($s = \delta_1$) erreicht sie den Maximalwert. Die Wandtemperatur betrage T_w und die Temperatur im Film weise den eingezeichneten Verlauf auf. Man definiert nun den örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten so, daß sich die an einer beliebigen Stelle (Distanz ab Filmanfang) an die Wand übergehende Wärmestromdichte als Produkt aus dem örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten α [W/m^2k] und der örtlichen Differenz zwischen der mittleren Fluidtemperatur \bar{T} und der Wandtemperatur T_w ergibt:

$$\dot{q} = \alpha \Delta T \quad (1.36)$$

Die mittlere Fluidtemperatur (Fluid: Gas oder Flüssigkeit) ist dabei die Temperatur, welche man bei einer vollständigen Vermischung des Fluids an der betreffenden Stelle erhalten würde. Im Falle des Rieselfilms findet man dafür unter Annahme über die Filmdicke konstanter Wärmekapazität:

$$\bar{T} = \frac{\int_0^{\delta_1} T w ds}{\bar{w} \delta_1} \quad (1.37)$$

Da der Rieselfilm in unmittelbarer Wandnähe in Ruhe ist, kann der Wärmetransport in der Flüssigkeitsschicht unmittelbar vor der Wand nur durch Wärmeleitung erfolgen. Die Wärmestromdichte aus (1.36) muß folglich mit derjenigen aus der Wärmeleitungsgleichung (1.14) übereinstimmen, wenn man darin den Temperaturgradienten an der Wand einsetzt. Damit ist der örtliche Wärmeübergangskoeffizient mit dem Temperaturprofil verknüpft. Da sich das Temperaturprofil aus der dimensionslosen Wärmetransportgleichung bestimmen läßt, muß dies auch für den Wärmeübergangskoeffizienten gelten.

Man findet mit diesen Überlegungen (in [23] für den Stoffübergangskoeffizienten am Beispiel des laminaren Rieselfilms ausführlich gezeigt), daß der dimensionslose örtliche Wärmeübergangskoeffizient, die sogenannte örtliche Nusseltzahl, eine Funktion der Reynoldszahl, der Prandtlzahl und des dimensionslosen Abstandes von der Einlaufstelle der betreffenden Strömung ist:

$$\text{Nu} = f(\text{Re}, \text{Pr}, L/L_c) \quad (1.38)$$

Die örtliche Nusseltzahl ist das Verhältnis des Produkts aus dem örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten α und der charakteristischen Länge L_c (beim Rieselfilm wählt man beispielsweise die Filmdicke, bei der Rohrströmung den Rohrrinnendurchmesser als charakteristische Länge) zur Wärmeleitfähigkeit λ :

$$\text{Nu} = \alpha L_c / \lambda \quad (1.39)$$

Die mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit w gebildete Reynoldszahl (physikalische Bedeutung in [1], S. 43/44)

$$\text{Re} = w \rho L_c / \eta \quad (1.40)$$

und der dimensionslose Abstand von der Einlaufstelle L/L_c sind für den konvektiven Wärmetransport durch die Hauptströmung und den turbulenten Wärmetransport maßgebend. Die Prandtlzahl

$$\text{Pr} = \nu / a = \eta c_p / \lambda \quad (1.41)$$

verkörpert den molekularen Wärmetransport. Sie enthält nur Stoffwerte (ν : kinematische Viskosität [m^2/s], a : Temperaturleitfähigkeit $\lambda / (\rho c_p)$ [m^2/s] beziehungsweise η : dynamische Viskosität [kg/ms], c_p : spezifische Wärmekapa-

zität [J/kgK] und λ : Wärmeleitfähigkeit [W/mK]).

Die Prandtlzahlen von Gasen liegen bei genügendem Abstand vom kritischen Punkt zwischen 0,6 und 1 und werden im allgemeinen aus den angegebenen Stoffwerten berechnet. Bei Flüssigkeiten variieren die Prandtlzahlen infolge der erheblichen Temperaturabhängigkeit der Viskosität in einem sehr breiten Bereich von etwa 10^{-2} bei flüssigen Metallen bis über 10^3 bei hochviskosen Flüssigkeiten. Falls die zur Berechnung der Prandtlzahl aus (1.41) benötigten Stoffwerte nicht bekannt sind, ist man auf für Flüssigkeiten leider noch wenig zuverlässige Berechnungsgleichungen ([12], [24], Da24, [25]) angewiesen.

Das besprochene Konzept zur praktischen Bewältigung von Wärmetransportproblemen kann man für die Berechnung des Stofftransports übernehmen. Auch beim Stofftransport ist zur Auslegung von Apparaten nur der durch die Begrenzungsfläche einer Strömung tretende Stoffstrom von Interesse.

Als Beispiel soll uns wieder der Rieselfilm dienen: Bild 1.5. Wir nehmen nun an, daß an der Wand die Komponente 1 aus dem Rieselfilm abgeschieden werde (etwa durch die später noch zu behandelnde Absorption oder durch Kristallisation). Als Folge davon stellt sich im Film ein Konzentrationsprofil, wie es im Bild 1.5 dargestellt ist, ein. Die Konzentration der Komponente 1 betrage in unmittelbarer Wandnähe c_{1w} . Die mittlere Konzentration der Komponente 1 beträgt in Analogie zur Gleichung (1.37):

$$\bar{c}_1 = \frac{\int_0^{\delta_1} c_1 w ds}{w \delta_1} \quad (1.42)$$

Entsprechend der Beziehung (1.36) schreibt man für die aus dem Konzentrationsgefälle resultierende örtliche Massenstromdichte des Stoffes 1:

$$\dot{m}_1 = \beta \Delta c_1 \quad (1.43)$$

Darin ist β der örtliche Stoffübergangskoeffizient in (m/s) und Δc_1 die örtliche Konzentrationsdifferenz $c_1 - c_{1w}$. Da der Film in unmittelbarer Wandnähe nicht strömt, kann der Stofftransport durch diese äußerste, ruhende Schicht nur durch Diffusion erfolgen. Die Massenstromdichte aus der Gleichung (1.43) ist somit über die Beziehungen (1.21) beziehungsweise

(1.31) mit dem Konzentrationsgradienten in unmittelbarer Wandnähe verbunden: Der örtliche Stoffübergangskoeffizient ist eine Funktion des Konzentrationsprofils. Da sich das Konzentrationsprofil aus der dimensionslosen Stofftransportgleichung ermitteln läßt, ist auch der dimensionslose örtliche Stoffübergangskoeffizient (wie in [23] ausführlich gezeigt) eine Funktion der das Konzentrationsprofil bestimmenden dimensionslosen Kennzahlen:

$$Sh = f(Re, Sc, L/L_c) \quad (1.44)$$

Die örtliche Sherwoodzahl (dimensionsloser Stoffübergangskoeffizient)

$$Sh = \beta L_c / D \quad (1.45)$$

ist von der Reynoldszahl Re , der dimensionslosen Länge L/L_c (diese Größen bestimmen den konvektiven Transport durch die Hauptströmung und den turbulenten Transport) und von der für den molekularen Transport maßgebenden Schmidtzahl

$$Sc = \nu / D = \eta / (\rho D) \quad (1.46)$$

abhängig. Wie wir aus der Gleichung (1.46) erkennen, ist die Schmidtzahl entsprechend der Prandtlzahl des Wärmetransports eine Stoffgröße, welche sich aus der dynamischen Viskosität η [kg/ms], der Dichte ρ [kg/m³] und dem Diffusionskoeffizienten D [m²/s] errechnen läßt.

Die Schmidtzahlen von Gasen liegen meist zwischen 0,5 und 1,5, jene von Flüssigkeiten meist weit über 1 ([17], S. 71, [26], S. 116). Falls keine gemessenen Stoffwerte vorliegen, können die Schmidtzahlen von Gasen mit den in [22], S. 24, und [27] angegebenen Beziehungen direkt abgeschätzt werden.

In den Abschnitten 1.2 und 1.3 haben wir gesehen, daß die Grundgleichungen für den Wärme- und den Stofftransport gleich aufgebaut sind. Auch die dimensionslosen Wärme- und Stofftransportgleichungen, welche zu den Temperatur- und Konzentrationsprofilen und damit zu den Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten führen, weisen denselben formalen Aufbau auf. Daraus folgt, daß auch die dimensionslosen Gleichungen (1.38) und (1.44) zur Bestimmung der Nusseltzahl oder der Sherwoodzahl einander formal entsprechen müssen.

- Kennt man also für einen beliebigen Anwendungsfall die Gleichung für die Nusseltzahl, kann man damit für gleiche geometrische Verhältnisse und gleiche Strömungsverhältnisse die Sherwoodzahl berechnen, wenn man die Prandtlzahl Pr durch die Schmidtzahl Sc ersetzt. Ersetzt man umgekehrt in einer Beziehung für die Sherwoodzahl die Schmidtzahl durch die Prandtlzahl, erhält man eine Gleichung zur Berechnung der Nusseltzahl. Diese **Analogie zwischen Wärme- und Stoffübergang** bedeutet eine große Erleichterung, kann man doch die für sehr viele Anwendungen bekannten Gleichungen für die Nusseltzahl unmittelbar auch zur Berechnung der Sherwoodzahl und damit zur Lösung von Stofftransportproblemen benutzen.

Eine eingehende Begründung für diese einfache Analogie findet man in [17], S. 175/192, [21], S. 277/281, 288/294, [22], S. 159/171. Man wird beim Studium dieser Literaturstellen bemerken, daß eine dreifache Analogie zwischen Impuls-, Wärme- und Stofftransport besteht. Es ist mit anderen Worten möglich, aus Druckverlustmessungen in der Literatur nicht zu findende Beziehungen für die Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten herzuleiten ([26], 231/289). Für praktische Berechnungen ist dies besonders im Bereich der turbulenten Strömung sehr interessant. An dieser Stelle kann darauf leider nicht näher eingegangen werden.

Die erwähnte einfache Analogie zwischen Wärme- und Stofftransport ist an die folgenden Bedingungen gebunden:

1. Die Begrenzungen der Strömung müssen geometrisch ähnlich sein.
2. Die Randbedingungen müssen einander entsprechen (zum Beispiel konstante Wandtemperatur, konstante Wandkonzentration).
3. Bei einseitigem Stofftransport muß die Korrektur für den STEFANSchen Verdrängungsstrom vernachlässigbar sein. Dies ist nach der Gleichung (1.31) der Fall, wenn die Konzentration des übergehenden Stoffes gegenüber der Dichte des Gemischs klein ist. Andernfalls sind Korrekturen nach [22], S. 175/178, und [28] erforderlich.
4. Der senkrecht zur umströmten Begrenzungsfläche übergehende Massenstrom muß wesentlich kleiner sein als der Massenstrom in Strömungsrichtung. Oder anders ausgedrückt: Das Geschwindigkeitsprofil darf durch den übergehenden Massenstrom nicht verändert werden. Für technische Berechnungen ist diese Voraussetzung im allgemeinen

hinreichend erfüllt. Lediglich bei großen Konzentrationsgradienten ist Vorsicht geboten. Dann sind Korrekturen in der in [21], S. 291/294, [27] und [29] beschriebenen Art erforderlich.

Beispiel 1.5

Wir haben im Beispiel 1.4 die Luftbefeuchtung durch reinen molekularen Transport besprochen. Nun wollen wir sehen, um wieviel effektiver die Luftbefeuchtung in einem innen mit Wasser berieselten, durchströmten Rohr bewerkstelligt werden kann: **Bild 1.6**. Nehmen wir an, Luft von 20°C und 1 bar durchströme das Rohr mit einer mittleren Geschwindigkeit von 2 m/s (Stoffwerte der Luft: Dichte: $1,19\text{ kg/m}^3$, dynamische Viskosität: $1,8 \cdot 10^{-5}\text{ kg/ms}$, Molmasse von Wasser: $18,02\text{ kg/kmol}$), der Luft

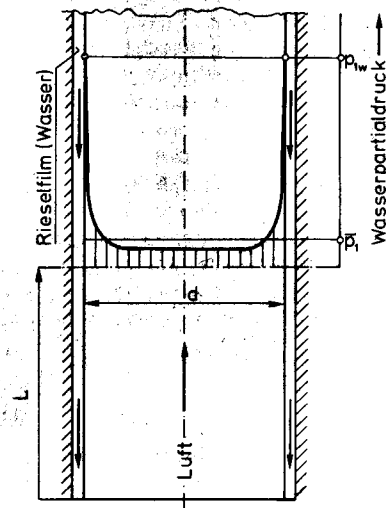


Bild 1.6. Luftbefeuchtung im Rieselrohr.

stehe ein kreisförmiger Durchflußquerschnitt mit einem Durchmesser $d = 15\text{ mm}$ zur Verfügung und bei $L = 40\text{ mm}$ nach dem Eintritt ins Rohr betrage die mittlere relative Luftfeuchtigkeit (entsprechend dem Beispiel 1.4) 0,1. Welche Massenstromdichte Wasserdampf geht an dieser Stelle in die Luft über, wenn an der Wasseroberfläche ebenfalls eine Temperatur von 20°C herrscht und der Diffusionskoeffizient von Wasserdampf in Luft $2,78 \cdot 10^{-5}\text{ m}^2/\text{s}$ beträgt?

Der Literatur (zum Beispiel [21], S. 123, [6], S. 127) entnimmt man die folgende Beziehung für den örtlichen Wärmeübergang (charakteristische Länge: d , Gültigkeitsbereich $10^{-4} < L/(Re Pr d) < 10$):

$$Nu = 3,65 + \frac{0,0668 Re Pr d/L}{1 + 0,04 (Re Pr d/L)^{1/4}} \quad (1.47)$$

Wir haben schon im Beispiel 1.4 festgestellt, daß der STEFANSche Verdrängungsstrom hier ohne wesentlichen Einfluß ist, und können deshalb die Gleichung für die örtliche Sherwoodzahl mit der besprochenen Analogie aus der Beziehung (1.47) anschreiben:

$$Sh = 3,65 + \frac{0,0668 Re Sc d/L}{1 + 0,04 (Re Sc d/L)^{1/4}} \quad (1.48)$$

Mit $Re = 2 \cdot 1,19 \cdot 0,015 / 1,8 \cdot 10^{-5} = 1983$ aus (1.40) und $Sc = 1,8 \cdot 10^{-5} / (1,19 \cdot 2,78 \cdot 10^{-5}) = 0,544$ aus (1.46) erhalten wir mit (1.48): $Sh = 12,13$. Die Gleichung (1.45) liefert damit den örtlichen Stoffübergangskoeffizienten $\beta = 12,13 \cdot 2,78 \cdot 10^{-5} / 0,015 \text{ m/s} = 0,0225 \text{ m/s}$. Die Partialdrücke des Wasserdampfs entnehmen wir dem Beispiel 1.4: $p_{1w} = 2337 \text{ Pa}$, $\bar{p}_1 = 233,7 \text{ Pa}$. Umrechnung auf Konzentrationen mit der Tabelle 1.1: $c_{1w} = 2337 \cdot 18,02 / (8314,3 \cdot 293,15) \text{ kg/m}^3 = 0,01728 \text{ kg/m}^3$, $c_1 = 0,001728 \text{ kg/m}^3$. Nun können wir die Massenstromdichte des an die Luft übergehenden Wassers an der Stelle $L = 0,04 \text{ m}$ unseres Rieselrohres aus der Gleichung (1.43) bestimmen: $\dot{m}_1 = 0,0225 (0,01728 - 0,001728) \text{ kg/m}^2 \text{ s} = 3,50 \cdot 10^{-4} \text{ kg/m}^2 \text{ s}$.

Ein Vergleich mit dem Beispiel 1.4 zeigt, daß diese Anordnung (obwohl noch eine laminare Strömung vorliegt) infolge des nun wirksam gewordenen konvektiven Transports wesentlich wirkungsvoller ist. Wir haben hier übrigens die Geschwindigkeit an der Filmoberfläche vernachlässigt; exaktere Gleichungen für diesen Fall findet man in [17], S. 563/564.

1.4.2 Mittlere Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten

Nach dem Eintritt in ein Rohr, nach der Vorderkante einer überströmten Platte oder allgemein nach der Einlaufstelle einer Strömung nehmen die örtlichen Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten zunächst stark ab und streben dann einem konstanten Wert zu. Wir wollen uns davon anhand der Gleichungen (1.47)

beziehungsweise (1.48) für laminare Rohrströmungen überzeugen. Das Bild 1.7 zeigt die aus diesen Formeln berechnete Abhängigkeit der Nusselt- beziehungsweise Sherwoodzahlen von der dimensionslosen Rohrlänge für einige Werte des Produkts aus Reynolds- und Prandtl- beziehungsweise Schmidtzahl. Wir erkennen daraus die erwähnte Abnahme des örtlichen Wärme- oder Stoffübergangskoeffizienten mit zunehmender Entfernung ab der Einlaufstelle. Die Grenzwerte für unendliche Entfernung ab der Einlaufstelle sind im Bild 1.7 strichpunktiert eingetragen ($Nu_\infty = Sh_\infty = 3,65$).

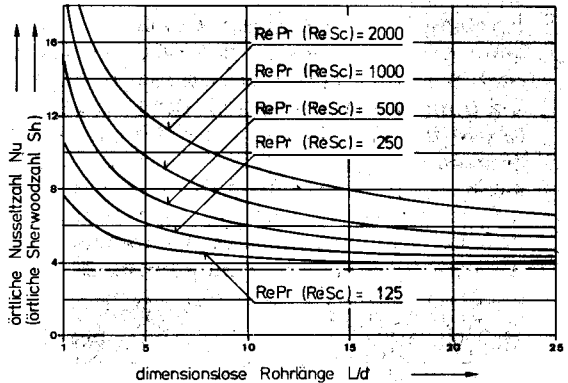


Bild 1.7. Örtlicher Wärme- und Stoffübergang im laminar durchströmten Rohr nach den Gleichungen (1.47) und (1.48).

Eine Berechnung technischer Wärme- und Stoffübertragungseinrichtungen mit örtlichen Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten erfordert deshalb eine Einteilung dieser Apparate in sehr viele Abschnitte. Dies ist dann sinnvoll, wenn sich die Stoffwerte der Strömungsmedien längs dem betrachteten Apparat stark ändern, führt aber zu recht umfangreichen Computerrechnungen.

Zumindest für Übersichtsrechnungen ist der Ingenieur deshalb an über die jeweiligen Strömungswege gemittelten Werten der Übergangskoeffizienten interessiert. Diese erlauben es, die Mittelwerte der ab der Eintrittsstelle übergehenden Wärme- oder Massenströme aus den folgenden Beziehungen direkt zu bestimmen:

$$\dot{Q} = \bar{\alpha} \left[\frac{\Delta T_a - \Delta T_w}{\ln (\Delta T_a / \Delta T_w)} \right] A \quad (1.49)$$

$$\dot{M}_1 = \bar{\beta} \left[\frac{\Delta c_{1a} - \Delta c_{1w}}{\ln (\Delta c_{1a} / \Delta c_{1w})} \right] A \quad (1.50)$$

Darin sind $\bar{\alpha}$ und $\bar{\beta}$ die über den Strömungsweg gemittelten Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten. ΔT oder Δc_i sind die Temperatur- oder Konzentrationsunterschiede zwischen dem Mittelwert im Strömungsmedium und dem Wert an der für den Übergang betrachteten Begrenzungsfläche. Die Ausdrücke in den eckigen Klammern der Gleichungen (1.49) und (1.50) sind die logarithmischen Mittelwerte dieser Temperatur- oder Konzentrationsunterschiede am Anfang (ΔT_{a_0} , Δc_{i_0}) und am Ende (ΔT_{e_0} , Δc_{i_0}) des Strömungswegs.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß die mittleren Übergangskoeffizienten in der englischsprachigen Literatur oft auch mit dem arithmetischen Mittelwert der Konzentrations- oder Temperaturdifferenzen an Ein- und Austritt gebildet werden. Obwohl der Unterschied zu den nach den Gleichungen (1.49) und (1.50) definierten mittleren Übergangskoeffizienten meist nicht sehr bedeutend ist, muß man sich doch vor der Anwendung von mittleren Wärme- oder Stoffübergangskoeffizienten von der Art der Mittelwertbildung vergewissern.

Schließlich bedeutet in den obigen Gleichungen A die Fläche der Begrenzung des Strömungsmediums auf der für den Übergang betrachteten Seite.

Da auch die mittleren Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten vom dimensionslosen Temperatur- oder Konzentrationsfeld einer Strömung abhängen (Herleitung für das einfache Beispiel des Rieselfilms in [23]), sind auch die mittleren Nusseltzahlen und Sherwoodzahlen in Funktion der Reynoldszahl, der Prandtlbeziehungsweise Schmidtzahl und des dimensionslosen Strömungswegs darstellbar:

$$\bar{Nu} = \bar{\alpha} L_c / \lambda = f_1(\text{Re}, \text{Pr}, L/L_c) \quad (1.51)$$

$$\bar{Sh} = \bar{\beta} L_c / D = f_1(\text{Re}, \text{Sc}, L/L_c) \quad (1.52)$$

Solche Funktionen findet man in der Literatur für zahlreiche Anwendungsfälle. Wir werden einige dieser «Gebrauchsgleichungen» in den späteren Kapiteln benützen. Andere findet man für den Wärmeübergang in [6], [13], [24] und [30]. Für den Stoffübergang gibt es ebenfalls umfangreiche Zusammenstellungen bisher gefundener Gleichungen der Form (1.52): [17], [22], [26] und [28].

Neben den hier vorgestellten dimensionslosen Kennzahlen stößt man in den angegebenen Büchern auf die Pecletzahl für den Wärmeüber-

gang Pe und den Stoffübergang Pe' oder die Stantonzahl für den Wärmeübergang St und den Stoffübergang St' . Diese lassen sich aber aus den hier benützten Kennzahlen bilden:

$$Pe = \text{Re Pr} \quad Pe' = \text{Re Sc} \quad (1.53)$$

$$St = \text{Nu}/(\text{Re Pr}) \quad St' = \text{Sh}/(\text{Re Sc}) \quad (1.54)$$

Wir haben die für die Wärmeübertragung oft wichtige Bewegung des Strömungsmediums durch Dichteunterschiede (freie Konvektion) aus unseren Überlegungen ausgeklammert, weil sie für die meisten technischen Stoffübertragungsprozesse weniger bedeutend ist. Die freie Konvektion wird in den dimensionslosen Bewegungsgleichungen durch die Grashofzahl

$$\text{Gr} = \frac{g \rho^2 \beta_T \Delta T L_c^3}{\eta^2} \quad (1.55)$$

wiedergegeben (β_T : thermischer Ausdehnungskoeffizient, ΔT : Temperaturdifferenz zwischen Strömungsmedium und Begrenzungswand, Näheres in [21], S. 185/195). Die freie Konvektion erreicht gegenüber der in den meisten technischen Stoffaustauschapparaten vorliegenden erzwungenen Konvektion dann Bedeutung, wenn die Grashofzahl in die Größenordnung von Re^2 kommt ([17], S. 169). Wird für $\text{Gr} \gg \text{Re}^2$ der Wärme- und Stofftransport ganz durch die freie Konvektion dominiert, tritt in den Gleichungen für die örtlichen und mittleren Nusselt- oder Sherwoodzahlen die Grashofzahl an die Stelle der Reynoldszahl.

Beispiel 1.6

Wir wollen das Beispiel der Luftbefeuchtung im innen berieselten Rohr (Beispiel 1.5) weiterverfolgen. Am Eintritt des als 100 mm lang angenommenen Rieselrohres betrage die relative Luftfeuchtigkeit 0,1. Nun wollen wir die Luftfeuchtigkeit am Austritt aus dem Rieselrohr unter der stark vereinfachenden Annahme konstanter Wasser- und Lufttemperaturen von 20 °C berechnen (bei der späteren Behandlung der Trocknung werden wir diese Annahme dann fallenlassen). Obwohl für unsere Anordnung Beziehungen vorliegen, welche den Ein-

fluß der Filmströmung auf die Sherwoodzahl in der Gasphase berücksichtigen (zum Beispiel [17], S. 563/564), gehen wir für diese Abschätzung von der Gleichung für den Wärmeübergang in einer laminaren Rohrströmung aus ([24], S. Gb1):

$$\overline{Nu} = 0,664 \sqrt[3]{Pr} \sqrt{Re(d/L)} \quad (1.56)$$

Unter Benützung der hier mit hinreichender Genauigkeit erfüllten Analogie zwischen Wärme- und Stoffübergang schreiben wir dafür:

$$\overline{Sh} = 0,664 \sqrt[3]{Sc} \sqrt{Re(d/L)} \quad (1.57)$$

Mit $Re = 1983$ und $Sc = 0,544$ aus dem Beispiel 1.5 erhalten wir daraus $\overline{Sh} = 9,35$. Mit $D = 2,78 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ und $d = 0,015 \text{ m}$ liefert die Gleichung (1.52) den mittleren Stoffübergangskoeffizienten $\beta = 0,0173 \text{ m/s}$.

Die Wasserkonzentrationsdifferenz am Eintritt ins Rieselrohr entnehmen wir dem Beispiel 1.5: $\Delta c_{1\alpha} = 0,01728 - 0,00173 \text{ kg/m}^3 = 0,01555 \text{ kg/m}^3$. Die Wasserkonzentrationsdifferenz am Luftaustritt $\Delta c_{1\omega}$ können wir nun aber noch nicht aus der Gleichung (1.50) berechnen, da der übergehende Wassermassenstrom \dot{M}_1 vorerst unbekannt ist. Dieser ist über eine Wassermassenstrombilanz mit den Wasserkonzentrationen der Luft am Ein- und Austritt aus dem berieselten Rohr verknüpft. Am unteren Rohrende tritt feuchte Luft mit dem Wassermassenstrom $\dot{V}_\alpha c_{1\alpha}$ ein. Auf ihrem Weg durch das Rieselrohr nimmt diese Luft den Gesamtwassermassenstrom \dot{M}_1 auf. Am oberen Rieselrohrende tritt daher ein um diesen übergegangenen Strom vergrößerter Wassermassenstrom aus: $\dot{V}_\omega c_{1\omega}$. Die Änderung des Volumenstroms des Gemisches aus Wasserdampf und Luft erfährt infolge der vergleichsweise geringen übergehenden Wassermenge nur eine vernachlässigbare Änderung: $\dot{V}_\alpha = \dot{V}_\omega = \dot{V}$. Die Wassermassenstrombilanz lautet somit

$$\dot{V} c_{1\alpha} + \dot{M}_1 = \dot{V} c_{1\omega} \quad (1.58)$$

oder nach dem übergehenden Wassermassenstrom aufgelöst:

$$\dot{M}_1 = \dot{V} (c_{1\omega} - c_{1\alpha}) \quad (1.59)$$

Wir nehmen nun ein $c_{1\omega}$ an und berechnen damit \dot{M}_1 aus (1.59). Dann bestimmen wir $\Delta c_{1\omega} = c_{1\omega} - c_{1\alpha}$ und aus (1.50) \dot{M}_1 . Diese Rechnungen wiederholen wir, bis die beiden Massenströme

aus den Gleichungen (1.59) und (1.50) übereinstimmen (zum Beispiel mit dem NEWTONSchen Näherungsverfahren oder grafisch). Die letzte Durchrechnung liefert die folgenden Ergebnisse: $c_{1\omega} = 0,004938 \text{ kg/m}^3$, $\Delta c_{1\omega} = 0,01728 - 0,004938 \text{ kg/m}^3 = 0,01234 \text{ kg/m}^3$, $\overline{\Delta c}_1 = (0,01555 - 0,01234)/\ln(0,01555/0,01234) \text{ kg/m}^3 = 0,01389 \text{ kg/m}^3$. Die Gleichung (1.50) liefert dafür den übergehenden Wassermassenstrom $\dot{M}_1 = 0,0173 \cdot 0,01389 \cdot \pi \cdot 0,015 \cdot 0,1 \text{ kg/s} = 1,13 \cdot 10^{-6} \text{ kg/s}$. Die Gleichung (1.59) ergibt: $\dot{M}_1 = (\pi/4) \cdot (0,015)^2 \cdot 2 \cdot (0,004938 - 0,00173) \text{ kg/s} = 1,13 \cdot 10^{-6} \text{ kg/s}$. *

Die Wasserkonzentration wird also mit dieser Rieselanordnung von $0,00173 \text{ kg/m}^3$ auf $0,004938 \text{ kg/m}^3$ erhöht. Das entspricht einer Zunahme der relativen Luftfeuchtigkeit von 10 % auf 28,5 %.

Mit dem laminar durchströmten Rieselbefeuchter läßt sich nur eine relativ bescheidene Erhöhung der Luftfeuchtigkeit erreichen. Der Stoffübergang läßt sich wesentlich verbessern, wenn dem laminaren Transport und dem konvektiven Transport durch die Hauptströmung noch der turbulente Transport überlagert werden kann. Wir wollen uns davon anhand einer durchströmten, oberflächenfeuchten Kugelschüttung überzeugen.

* analytische Lösung

$$c_{1\omega} = c_{1\alpha} - \frac{\Delta c_{1\alpha}}{\exp(\beta A)}$$

Beispiel 1.7

Eine oberflächenfeuchte Kugelschüttung (Durchmesser $d_p = 6 \text{ mm}$, Porosität $\varepsilon = 0,37$, Schütthöhe $z = 100 \text{ mm}$) werde in einem Rohr mit einem Durchmesser von 160 mm getrocknet: Bild 1.8. Die Eintrittsfeuchtigkeit der Luft wie auch die übrigen Angaben werden aus den Beispielen 1.6 und 1.5 übernommen. Der Einfachheit halber werde auch hier in Abweichung zu den wirklichen Verhältnissen angenommen, daß die Temperatur an der feuchten Kugeloberfläche jener der Luft entspreche. Die Strömungsgeschwindigkeit im leeren Rohr betrage wiederum 2 m/s .

Der Literatur ([17], S. 483/485) entnimmt man für die durchströmte Kugelschüttung in den Bereichen $10^{-1} < Re < 10^4$, $0,341 < \varepsilon < 0,778$ und $0,245 < Sc < 13000$:

$$\overline{Sh} = (0,12 + \varepsilon) Re Sc^{1/3} \left(\frac{3,72}{Re^{2/3}} + \frac{1,06}{30 + Re^{1/3}} \right) \quad (1.60)$$

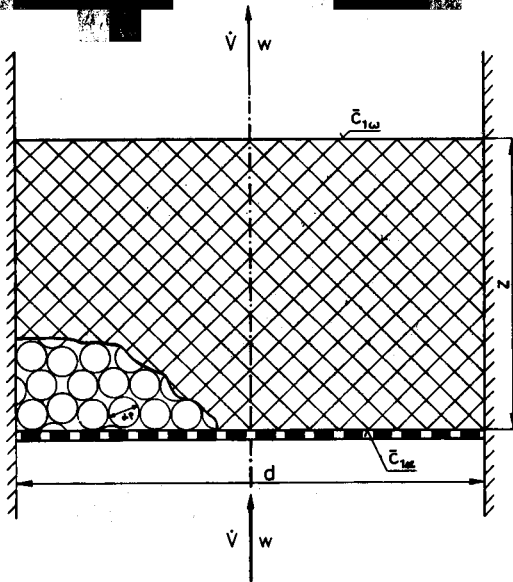


Bild 1.8. Trocknung einer oberflächenfeuchten Kugelschüttung.

Darin ist die Reynoldszahl, wie in [1], S. 53, erläutert, zu bilden:

$$Re = \frac{1}{1 - \epsilon} \frac{w \rho d_p}{\eta} \quad (1.61)$$

Für die mittlere Sherwoodzahl wird bei Schüttungen die nachstehende Definition benutzt:

$$\overline{Sh} = \frac{\epsilon}{1 - \epsilon} \frac{\bar{\beta} d_p}{D} \quad (1.62)$$

Mit diesen Angaben ist die Austrittsfeuchte der Luft nach dem Durchströmen der 100 mm hohen Schüttung zu berechnen. Re aus (1.61): $Re = 1/(1-0,37) \cdot 2 \cdot 1,19 \cdot 0,006 / 1,8 \cdot 10^{-5} = 1259$. Bei dieser Reynoldszahl ist die Strömung der Luft durch die Kugelschüttung nach [1], S. 99, turbulent. Die mittlere Sherwoodzahl folgt mit $\epsilon = 0,37$, $Sc = 0,544$ und $Re = 1259$ aus (1.60): $\overline{Sh} = 29,16$. $\bar{\beta}$ aus (1.62): $\bar{\beta} = 29,16 \cdot 2,78 \cdot 10^{-5} (1 - 0,37) / (0,37 \cdot 0,006) \text{ m/s} = 0,230 \text{ m/s}$. Die Oberfläche der Kugelschüttung erhalten wir nach [1], S. 35, zu $A = 6 (\pi/4) d^2 z (1 - \epsilon) / d_p = 6 (\pi/4) 0,16^2 \cdot 0,1 (1 - 0,37) / 0,006 \text{ m}^2 = 1,267 \text{ m}^2$. Nun kann die Rechnung mit den Gleichungen (1.50), (1.59) und dem Luftvolumenstrom $\dot{V} = (\pi/4) d^2 w = (\pi/4)$

$0,16^2 \cdot 2 \text{ m}^3/\text{s} = 4,02 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3/\text{s}$, wie im Beispiel 1.6 gezeigt, durchgeführt werden. Das Ergebnis lautet: $c_{1\omega} = 0,01727 \text{ kg/m}^3$. Über den gleichen Weg von 100 mm erhalten wir nun am Austritt aus der Schüttung praktisch an Wasserdampf gesättigte Luft (relative Feuchtigkeit der Austrittsluft: 99,9 %)! $H d_p$

2. Wärmeübertragung ohne Phasenänderung

Die Wärmeübertrager (heat exchanger) dienen der Wärmeübertragung von einem wärmeren an ein kälteres Fluid. Da die Wärme nur in dieser Richtung transportiert werden kann, vermeiden wir die gängige, aber unzutreffende Bezeichnung «Wärmeaustauscher».

Neben den üblichen Wärmeübertragern mit festen Wänden zwischen den beiden Fluidströmen werden für gewisse Anwendungen auch Apparate gebaut, bei denen sich die beiden Fluide direkt berühren. Falls beide Medien flüssig sind (zum Beispiel Öltröpfchen in Wasser), werden diese Apparate als **Sprühkolonnen** bezeichnet. Wenn ein Fluid gasförmig, das andere flüssig ist, spricht man von **Blasensäulen**.

Wärme kann auch mit **Regeneratoren** von einem wärmeren an einen kälteren Strom übertragen werden. Bei diesen werden feste Wärmespeicher (Schüttungen, Metallgitter usw.) abwechselnd durch das wärmere Fluid erhitzt und anschließend durch das kältere abgekühlt. Die Auslegung dieser Regeneratoren ist gegenüber jener üblicher verfahrenstechnischer Apparate zur Wärme- und Stoffübertragung eine Besonderheit. Sie wird in [3], S. 421/431, [6], S. 147/153, [30], S. 259/426, [31] und [32] zusammenfassend erläutert.

Zur Verdeutlichung der Analogie zu den Apparaten für den Stofftransport werden wir die Auslegung der Wärmeübertrager in von den üblichen Darstellungen etwas abweichender Weise behandeln.

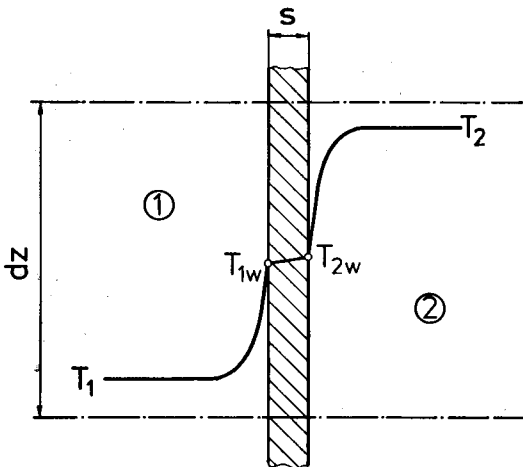


Bild 2.1. Temperaturverlauf beim Wärmedurchgang.

2.1 Wärmedurchgang

In einem Wärmeübertrager mit fester Zwischenwand wird aufgrund der im ersten Kapitel besprochenen Vorgänge Wärme vom Fluid 2 mit höherer Temperatur an die vorerst eben gedachte Zwischenwand transportiert: **Bild 2.1**. Bei einer mittleren Temperatur T_2 des wärmeren Fluids, der Wandtemperatur T_{2w} und dem Wärmeübergangskoeffizienten α_2 auf der Seite des wärmeren Fluids beträgt der im infinitesimalen Wärmeübertragerausschnitt der Höhe dz an die Zwischenwand mit der Breite b übertragene Wärmestrom nach der Gleichung (1.36):

$$d\dot{Q} = \alpha_2 (T_2 - T_{2w}) b dz \quad (2.1)$$

Darin ist $b dz$ die Fläche des Zwischenwandelements. Bei stationärem Betrieb erreichen die Zwischenwandtemperaturen konstante Werte. Dann muß der durch den Wärmeübergang vom Fluid 2 an die Wand gelangende Wärmestrom in der Zwischenwand durch Wärmeleitung (Abschnitt 1.2.1) in Richtung des kälteren Fluids weitertransportiert werden:

$$d\dot{Q} = \lambda \frac{(T_{2w} - T_{1w})}{s} b dz \quad (2.2)$$

Von der Zwischenwand gelangt dieser Wärmestrom schließlich durch konvektiven Transport und Wärmeleitung (gesamthaft erfaßt durch den Wärmeübergangskoeffizienten α_1) in den kälteren Fluidstrom 1:

$$d\dot{Q} = \alpha_1 (T_{1w} - T_1) b dz \quad (2.3)$$

Löst man diese Gleichungen nach den Temperaturdifferenzen auf, erhält man nach anschließender Addition für die Temperaturdifferenz zwischen den beiden Fluiden:

$$T_2 - T_1 = \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{s}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right) \frac{d\dot{Q}}{b dz} \quad (2.4)$$

Diese Gleichung liefert für den im betrachteten Wärmeübertragerausschnitt vom wärmeren an das kältere Fluid übertretenden Wärmestrom:

$$d\dot{Q} = k (T_2 - T_1) b dz \quad (2.5)$$

Dieser ist der Temperaturdifferenz zwischen den beiden Fluiden proportional. Der Proportionalitätskoeffizient k wird als **Wärmedurch-**

gangskoeffizient (overall heat transfer coefficient) bezeichnet und folgt für eine ebene Zwischenwand mit der Wärmeleitfähigkeit λ und der Dicke s zu:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{s}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} \quad (2.6)$$

Bei direktem Kontakt der beiden Fluide, wie bei Sprühkolonnen oder Blasensäulen, entfällt der zweite Summand des Nenners der Beziehung (2.6).

Falls die Zwischenwand aus mehreren Schichten besteht, ist gleich vorzugehen, wie hier für den einfachsten Fall einer Schicht gezeigt wurde. Das Ergebnis lautet für eine Zwischenwand aus n Schichten:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{j=1}^n \frac{s_j}{\lambda_j} + \frac{1}{\alpha_2}} \quad (2.7)$$

Wenn die Zwischenwand (wie im Falle eines Rohres) eine zylindrische Form aufweist, ist der mit zunehmendem Abstand von der Achse größer werdenden Fläche Rechnung zu tragen (zum Beispiel [21], S. 26/28). Man erhält damit für den auf die Außenfläche bezogenen Wärmedurchgangskoeffizienten k_a einer zylindrischen Zwischenwand aus n Schichten mit den Bezeichnungen nach dem Bild 2.2 ([24], S. Cb2, [33]):

$$k_a = \frac{1}{\frac{d_a}{\alpha_i d_i} + \sum_{j=1}^n \frac{d_a}{2 \lambda_j} \ln \left(\frac{d_a}{d_i} \right)_j + \frac{1}{\alpha_a}} \quad (2.8)$$

Bei der Verwendung dieses Wärmedurchgangskoeffizienten ist der Wärmestrom mit der Außenfläche der zylindrischen Zwischenwand zu bilden. In der Beziehung (2.5) ist also $b = \pi d_a$ zu setzen.

Zur Berechnung der Wärmedurchgangskoeffizienten aus den angegebenen Gleichungen benötigen wir die Wärmeübergangskoeffizienten auf beiden Seiten der Zwischenwand. Wir erhalten diese aus Beziehungen für die Nusseltzahl, wie schon im Abschnitt 1.4 an zwei Beispielen gezeigt wurde. Solche Beziehungen findet man für zahlreiche Anwendungsfälle im VDI-Wärmeatlas [24]. Begrenztere Sammlungen sind in [3], S. 456/468, und [6], S. 97/173, zusammengestellt. Als grobe Anhaltswerte gelten

für strömende Luft 10 bis 100 W/m²K und für strömendes Wasser 500 bis 5000 W/m²K ([21], S. 6).

Die **Wärmeleitfähigkeit** von üblichen Werkstoffen für Wärmeübertrager und von üblichen Isolationsstoffen sind in [34], S. 25/50, in Abhängigkeit der Temperatur aufgeführt. Einen kurzen Überblick vermittelt die **Tabelle 2.1**. Diese enthält auch die Wärmeleitfähigkeit einiger häufiger Ablagerungen (Verschmutzungen) auf Wärmeübertragerflächen (ausführlicher in [24], S. Cb6).

Für erste Abschätzungen enthält die **Tabelle 2.2** Anhaltswerte von **Wärmedurchgangskoeffizienten** in verschiedenen Wärmeübertragerausführungen. Wir werden die einzelnen Apparate später noch näher beschreiben.

Beispiel 2.1

Ein Gemisch aus Benzol und Toluol mit einem Molenbruch des Benzols von $x_B = 0,4$ ist in einem Plattenwärmeübertrager von $T_{1\alpha} = 293$ K auf $T_{1\omega} = 338$ K zu erwärmen. Der Massenstrom dieses Gemischs M_1 beträgt 2 kg/s. Für diese Erwärmung steht Wasser mit einer Temperatur $T_{2\alpha} = 343$ K und einem Massenstrom $M_2 = 2,136$ kg/s zur Verfügung. Wie im Beispiel 2.2 gezeigt wird, ergibt sich damit bei Vernachlässigung von Wärmeverlusten eine Wasseraustrittstemperatur $T_{2\omega}$ von 325 K (Gegenstromführung).

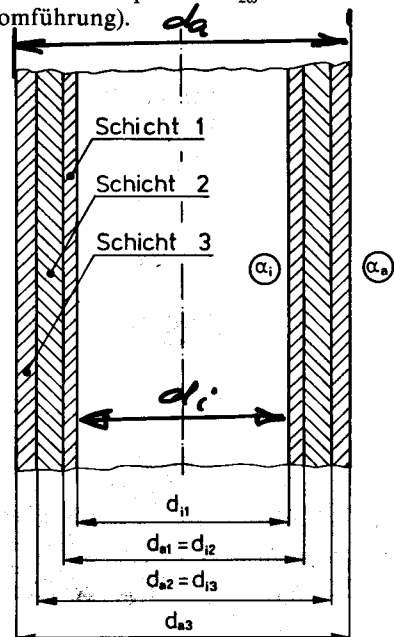


Bild 2.2. Zum Wärmedurchgang bei zylindrischen Zwischenwänden.

Tabelle 2.1. Wärmeleitfähigkeit gebräuchlicher Werkstoffe für Wärmeübertrager und häufiger Verschmutzungen (Werte aus [24], [34], [35] und [36]).

Material	Zusammensetzung [Gewichtsprozent]	Dichte [kg/m ³]	Wärmeleitfähigkeit bei 0 °C [W/mK]	Wärmeleitfähigkeit bei 300 °C [W/mK]
Werkstoffe				
Kupfer	99,9–99,98 Cu	8 930	386	368
Aluminium	99,75 Al	2 700	229	222
Messing	70 Cu, 30 Zn	8 600	106	114
Stahl	0,1 C	7 800	59,3	46,5
Tantal		16 650	54,7	53,9
Chromnickelstahl	18 Cr, 9 Ni	7 820	16,3	19
Titan		4 500	15,7	14,5
Glas (Borosilikatglas)		2 230	1,16	
Polyäthylen		960	0,41	
Polytetrafluoräthylen		2 200	0,24	
Polyvinylchlorid		1 350	0,16	
Verschmutzungen				
Kesselstein				
gipsreich			0,6 –2,3	
silikatreich			0,08 –0,18	
Ruß (trocken)			0,035–0,07	
Eis			1,75 –2,3	

Der Plattenwärmeübertrager wird im Abschnitt 2.5.4 ausführlich beschrieben. Es gelangt ein Apparat mit einer wirksamen Plattenbreite b von 200 mm und einer Plattenlänge z_0 von 700 mm zum Einsatz. Die wirksame Oberfläche der gewellten Platten beträgt auf beiden Seiten je $0,18 \text{ m}^2$. Dies ergibt eine gestreckte wirksame Länge der Platten von $z_p = 900 \text{ mm}$. Der geradlinige Anteil L eines gewellten Plattenspaltes beträgt 15 mm, die Spaltweite s zwischen den Platten mißt 3 mm (siehe Bild 2.17). Um die Druckverluste klein zu halten, soll die mittlere Strömungsgeschwindigkeit in den Plattenspal-

ten $0,9 \text{ m/s}$ nicht überschreiten. Die Platten weisen eine Wandstärke s_p von 1 mm auf und sind aus nichtrostendem Stahl X5CrNi 18 9 (DIN 17440) gefertigt (Wärmeleitfähigkeit nach Tabelle 2.1). Es wird mit einer Schmutzschicht der Dicke $s_v = 0,15 \text{ mm}$ und einer Wärmeleitfähigkeit $\lambda_v = 1 \text{ W/mK}$ gerechnet. Wie groß sind die Wärmedurchgangskoeffizienten an den beiden Enden des Plattenwärmeübertragers?

Zunächst sind die beiden Ströme so aufzuteilen, daß die geforderte Höchstgeschwindigkeit nicht überschritten wird. Mit $n = 5$ parallelen Strömen (Bild 2.18) liefert die Kontinuitäts-

Tabelle 2.2. Anhaltswerte für die Wärmedurchgangskoeffizienten einiger Wärmeübertrager. Die Druckangabe bezieht sich auf die Gasphase (aus [24] und [38]).

Typ	Strömungsmedien		Druck [bar]	Wärmedurchgangskoeffizient [W/m ² K]
	innen	außen		
Rohrbündelwärmeübertrager	Gas	Gas	etwa 1	5 bis 35
	Gas	Gas	etwa 250	150 bis 500
	Gas	Flüssigkeit	etwa 1	15 bis 70
	Gas	Flüssigkeit	etwa 250	200 bis 400
	Flüssigkeit	Flüssigkeit		150 bis 1200
	Flüssigkeit	Heizdampf		300 bis 1200
Doppelrohrwärmeübertrager	Gas	Gas	etwa 1	10 bis 35
	Gas	Gas	etwa 250	150 bis 500
	Gas	Flüssigkeit	etwa 250	200 bis 600
	Flüssigkeit	Flüssigkeit		300 bis 1400
Plattenwärmeübertrager Spiralwärmeübertrager	Flüssigkeit	Flüssigkeit		700 bis 3500
	Flüssigkeit	Heizdampf		900 bis 2500

gleichung $V = M/\rho = n b s w$ die in der Tabelle 2.3 eingetragenen mittleren Geschwindigkeiten. Als Beispiel sei hier der Austritt des Wassers aus dem Wärmeübertrager gezeigt: $w_{2\omega} = M_2 / (\rho_{2\omega} n b s) = 2,136 / (988,1 \cdot 5 \cdot 0,2 \cdot 0,003) \text{ m/s} = 0,721 \text{ m/s}$. Die Tabellenwerte lassen erkennen, daß die Bedingung $w \leq 0,9 \text{ m/s}$ bei beiden Medien erfüllt ist.

Für einfache Plattengeometrien kann der Wärmeübergangskoeffizient im Bereich $Re \leq 10\,000$ mit genügender Genauigkeit aus der nachstehenden Beziehung berechnet werden ([50], [51]):

$$Nu = 0,273 (L/s)^{-0,35} Re^{0,65} Pr^m \quad (2.9)$$

Darin sind die Nusseltzahl und die Reynoldszahl mit der Plattenspaltweite s als charakteristischer Länge zu bilden. Der Exponent der Prandtlzahl m beträgt 0,4 für Heizen und 0,3 für Kühlen. Als Beispiel sei wiederum die Wasserseite an der Austrittsstelle ausführlich gezeigt:

Reynoldszahl nach (1.40):

$$Re_{2\omega} = w_{2\omega} \rho_{2\omega} s / \eta_{2\omega} = 0,721 \cdot 988,1 \cdot 0,003 / 5,44 \cdot 10^{-4} = 3926.$$

Nusseltzahl mit $m = 0,3$ für Kühlen aus (2.9):

$$Nu_{2\omega} = 0,273 (0,015/0,003)^{-0,35} \cdot 3926^{0,65} \cdot 3,54^{0,3} = 49,2$$

Damit erhält man den Wärmeübergangskoeffizienten aus (1.51):

$$\alpha_{2\omega} = Nu_{2\omega} \lambda_{2\omega} / s = 49,2 \cdot 0,643 / 0,003 \text{ W/m}^2\text{K} = 10\,600 \text{ W/m}^2\text{K}$$

Die übrigen in der Tabelle 2.3 angegebenen Wärmeübergangskoeffizienten erhält man in gleicher Weise.

Nun können die Wärmedurchgangskoeffizienten mit der Beziehung (2.7) bestimmt werden. Wir finden für die Eintrittsseite des Benzol-Toluol-Gemischs:

$$k_c = \frac{1}{\frac{1}{3220} + \frac{0,001}{16,6} + \frac{0,00015}{1} + \frac{1}{10\,600}} \text{ W/m}^2\text{K} = 1620 \text{ W/m}^2\text{K}$$

Für die Austrittsseite des Benzol-Toluol-Gemischs liefert die Gleichung (2.7):

$$k_a = \frac{1}{\frac{1}{3530} + \frac{0,001}{16,6} + \frac{0,00015}{1} + \frac{1}{11\,900}} \text{ W/m}^2\text{K} = 1730 \text{ W/m}^2\text{K}$$

Hierzu ist noch zu bemerken, daß die Stoffwerte der beiden Strömungsmedien jeweils für den arithmetischen Mittelwert der Temperaturen der Medien und der Wand bestimmt wurden. Die Ermittlung dieser Wandtemperaturen sei am Beispiel der Eintrittsseite des Benzol-Toluol-Gemischs erläutert. Durch Gleichsetzen der Wärmeströme aus den Beziehungen (2.1) und (2.2) beziehungsweise (2.2) und (2.3) finden wir:

$$\alpha_2 (T_2 - T_{2w}) = (\lambda/s) (T_{2w} - T_{1w})$$

$$\alpha_1 (T_{1w} - T_1) = (\lambda/s) (T_{2w} - T_{1w})$$

Tabelle 2.3. Berechnung des Wärmedurchgangskoeffizienten für das Beispiel 2.1. Stoffwerte aus [24].

Medium	Index	Temperatur			Stoffwerte									
		T	T _w	$\frac{T+T_w}{2}$	Dichte ρ	Dyna- mische Zähigkeit η	Wärme- leit- fähigkeit λ	Spez. Wärme- kapazität c_p	Pr	w	Re	Nu	Wärme- über- gangs- koeffi- zient α	
														[K]
Wasser														
Eintritt	(2 α)	343	342	342,5	978,3	$406 \cdot 10^{-6}$	0,661	4189	2,57	0,728	5261	54,1	11 900	
Austritt	(2 ω)	325	320	322,5	988,1	$544 \cdot 10^{-6}$	0,643	4181	3,54	0,721	3926	49,2	10 600	
Benz./Tol.														
Eintritt	(1 α)	293	309	301	864	$561 \cdot 10^{-6}$	0,140	1745	6,99	0,772	3565	68,9	3 220	
Austritt	(1 ω)	338	340	339	826	$375 \cdot 10^{-6}$	0,133	1857	5,24	0,807	5333	79,7	3 530	

Das Verhältnis der scheinbaren Wärmeleitfähigkeit der mehrschichtigen Zwischenwand zu ihrer Gesamtdicke λ/s erhält man durch Gleichsetzen der nach der Wärmeleitgleichung (2.2) in den einzelnen Schichten fließenden Wärmeströme zu ([21], S. 24):

$$\frac{\lambda}{s} = \frac{1}{\frac{s_p}{\lambda_p} + \frac{s_v}{\lambda_v}} = \frac{1}{\frac{0,001}{16,6} + \frac{0,00015}{1}} \text{ W/m}^2\text{K} = 4756 \text{ W/m}^2\text{K}$$

Weiter sind der Tabelle 2.3 zu entnehmen: $\alpha_2 = 10\,600 \text{ W/m}^2\text{K}$, $\alpha_1 = 3220 \text{ W/m}^2\text{K}$, $T_2 = 325 \text{ K}$ und $T_1 = 293 \text{ K}$. Damit bleiben im obigen Gleichungssystem als Unbekannte die Wandtemperaturen T_{1w} (gemischseitig) und T_{2w} (wasserseitig), die sich nun bestimmen lassen: $T_{1w} = 309 \text{ K}$, $T_{2w} = 320 \text{ K}$.

Da man die Wärmeübergangskoeffizienten vorerst nicht kennt, müssen die Wandtemperaturen für eine erste Durchrechnung geschätzt werden. Damit können erste Stoffwerte ermittelt und die Wärmeübergangskoeffizienten auf die gezeigte Weise berechnet werden. Damit liefert das obige Gleichungssystem neue Wandtemperaturen. Dafür ergeben sich im allgemeinen veränderte Stoffwerte und somit auch leicht veränderte Wärmeübergangskoeffizienten. Diese Rechnung ist so lange zu wiederholen, bis sich alte und neue Wärmeübergangskoeffizienten nicht mehr wesentlich unterscheiden. Oft kann die Iteration schon nach zwei Durchrechnungen abgebrochen werden.

2.2 Energiestrombilanzen

Die Temperaturdifferenz zwischen den beiden Strömen eines Wärmeübertragers wird an jeder beliebigen Stelle durch die Energiestrombilanz (Wärmestrombilanz) bestimmt. Diese Temperaturdifferenz legt bei gegebenem Wärmedurchgangskoeffizienten nach der Beziehung (2.5) den durch eine bestimmte Fläche tretenden Wärmestrom fest und wird deshalb auch als **treibendes Gefälle** bezeichnet. Wir werden nachstehend die Energiestrombilanzen für Gleich- und Gegenstromführung der beiden Medien aufstellen und auf einige sich daraus ergebende Konsequenzen eingehen. Für die kompliziertere Kreuzstromführung wie auch für Kombinationen dieser Grenzfälle sei auf [6], S. 435/439, und [24], S. Ca3/Ca12 und N1/N12, verwiesen.

2.2.1 Energiestrombilanz für Gegenstrom

Das **Bild 2.3** zeigt das Prinzip der Gegenstromführung in einem Wärmeübertrager der

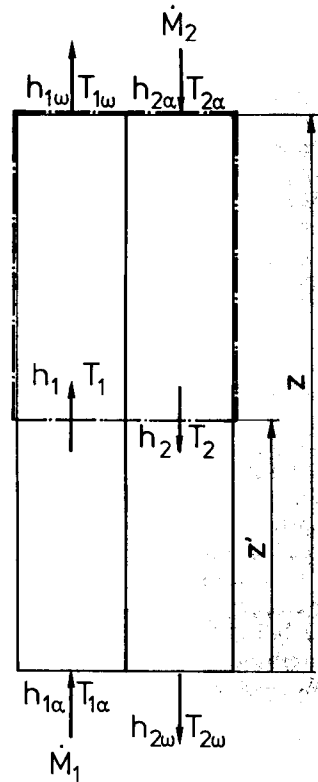


Bild 2.3. Energiestrombilanz bei Gegenstrom.

Gesamtlänge z . Die Massenströme der beiden Fluide betragen \dot{M}_1 und \dot{M}_2 . Wir denken uns den Wärmeübertrager an einer beliebigen Stelle z' geschnitten. Bei Vernachlässigung allfälliger Wärmeverluste an die Umgebung lautet die Energiestrombilanz für das im Bild 2.3 eingezeichnete Bilanzgebiet (eintretender Wärmestrom = austretender Wärmestrom):

$$\dot{M}_2 h_{2\alpha} + \dot{M}_1 h_1 = \dot{M}_1 h_{1\omega} + \dot{M}_2 h_2 \quad (2.10)$$

Im Hinblick auf die bei der Auslegung von Wärmeübertragern erreichbaren Genauigkeiten genügt es im allgemeinen, die spezifischen Enthalpien h mit zwischen den jeweiligen Ein- und Austrittstemperaturen gemittelten spezifischen Wärmekapazitäten der beiden Medien zu bilden. Die Bilanz (2.10) lautet dann:

$$\dot{M}_2 c_{p2} (T_{2\alpha} - T_2) = \dot{M}_1 c_{p1} (T_{1\omega} - T_1) \quad (2.11)$$

Diese Gleichung liefert, nach der Temperatur T_2 aufgelöst:

$$T_2 = \left[T_{2\alpha} - \left(\frac{\dot{M}_1 c_{p1}}{\dot{M}_2 c_{p2}} \right) T_{1\omega} \right] + \left(\frac{\dot{M}_1 c_{p1}}{\dot{M}_2 c_{p2}} \right) T_1 \quad (2.12)$$

Wir erkennen daraus, daß die Temperatur T_2 des im folgenden als wärmer angenommenen Mediums 2 bei hinreichend konstantem **Stromverhältnis**

$$\varphi = \frac{\dot{M}_1 c_{p1}}{\dot{M}_2 c_{p2}} \quad (2.13)$$

längs dem ganzen Wärmeübertrager linear von der Temperatur T_1 des Mediums 1 abhängt. Dieser Zusammenhang ist am Beispiel 2.2 im **Bild 2.4** für unterschiedliche Stromverhältnisse dargestellt. Die mit der Gleichung (2.12) bestimmten Geraden werden als **Bilanzgeraden** bezeichnet. Zwischen den beiden Medien des Wärmeübertragers würde Gleichgewicht bestehen, wenn sie gleiche Temperatur aufweisen würden. Die Gerade für $T_1 = T_2$ (Diagonale im Bild 2.4) ist deshalb die **Gleichgewichtsgerade**. Das treibende Gefälle an einer beliebigen Stelle des Wärmeübertragers läßt sich somit als Differenz zwischen der Bilanz- und der Gleichgewichtsgeraden aus dem Bild 2.4 ablesen.

Wir nehmen nun an, daß die Ein- und die Austrittstemperatur des aufzuwärmenden Mediums $T_{1\alpha}$ und $T_{1\omega}$ und dessen Massenstrom \dot{M}_1 bekannt sind. Ferner sei die Eintrittstemperatur des für diese Aufwärmung zur Verfügung stehenden wärmeren Mediums $T_{2\alpha}$ gegeben. Es stellt sich dann die Frage nach dem zweckmäßigsten Massenstrom des wärmeren Mediums \dot{M}_2 . Je höher dieser Massenstrom gewählt wird, um so kleiner wird das Stromverhältnis und desto weniger kühlt sich das Medium 2 im Wärmeübertrager ab. Dies wird durch die im Bild 2.4 eingetragenen Beispiele verdeutlicht. Die Austrittstemperatur des Mediums 2 läßt sich mit $T_1 = T_{1\alpha}$ aus der Gleichung (2.12) berechnen:

$$T_{2\omega} = T_{2\alpha} - \varphi (T_{1\omega} - T_{1\alpha}) \quad (2.14)$$

Das für den Wärmedurchgang maßgebende treibende Gefälle $T_2 - T_1$ wird mit abnehmendem Massenstrom \dot{M}_2 (beziehungsweise zunehmendem Stromverhältnis) kleiner. Berühren sich im Grenzfall die Bilanz- und die Gleichgewichtsgeraden ($T_{2\omega} = T_{1\alpha}$), verschwindet das treibende Gefälle. Für das dafür aus der Gleichung (2.14) resultierende maximale Stromverhältnis

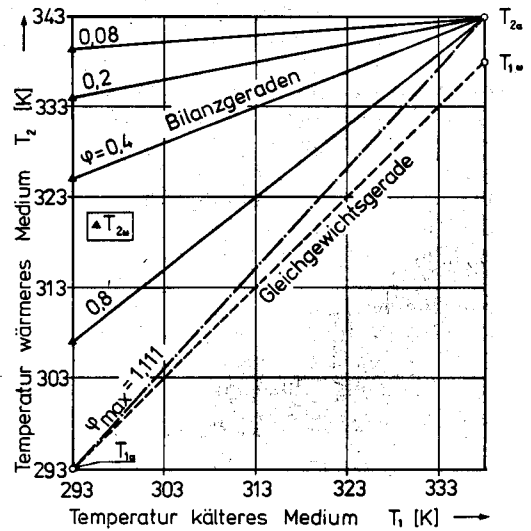


Bild 2.4. Temperaturdiagramm für Gegenstrom (Beispiel 2.2).

$$\varphi_{\max} = \frac{T_{2\alpha} - T_{1\alpha}}{T_{1\omega} - T_{1\alpha}} \quad (2.15)$$

würde die zur Übertragung eines endlichen Wärmestroms benötigte Fläche unendlich groß. Das optimale Stromverhältnis liegt (falls überhaupt frei wählbar) zwischen den beiden Extremen unendlichen Massenstroms \dot{M}_2 ($\varphi = 0$) mit größtem treibendem Gefälle und minimalem Massenstrom \dot{M}_2 mit unendlicher Wärmeübertragungsfläche.

2.2.2 Energiestrombilanz für Gleichstrom

Neben der Gegenstromführung werden die beiden Fluide gelegentlich auch im Gleichstrom geführt: **Bild 2.5**. Das den Überlegungen beim Gegenstrom entsprechende Vorgehen führt bei der Annahme hinreichend konstanter spezifischer Wärmekapazitäten auf die folgende **Bilanzgleichung**:

$$T_2 = [T_{2\alpha} + \varphi T_{1\alpha}] - \varphi T_1 \quad (2.16)$$

Diese liefert mit $T_1 = T_{1\omega}$ für die Austrittstemperatur des Mediums 2 $T_{2\omega}$ die gleiche Beziehung (2.14) wie für Gegenstrom. Im **Bild 2.6** sind die Gleichgewichtsgerade und für ein Beispiel einige Bilanzgeraden eingezeichnet. Das Bild 2.6 verdeutlicht, daß die Austrittstempera-

tur des wärmeren Mediums nun im Gegensatz zur Gegenstromführung über derjenigen des kälteren liegen muß. Aus diesem Grund verlangt die Gleichstromführung im allgemeinen einen wesentlich größeren Massenstrom des wärmeren Fluids. Damit ergeben sich entsprechend kleinere maximale Stromverhältnisse, wie man am Grenzfall der Berührung von Gleichgewichts- und Bilanzgeraden ($T_{1\omega} = T_{2\omega}$) aus der Gleichung (2.14) erkennt:

$$\varphi_{\max} = \frac{T_{2\alpha} - T_{1\omega}}{T_{1\omega} - T_{1\alpha}} \quad (2.17)$$

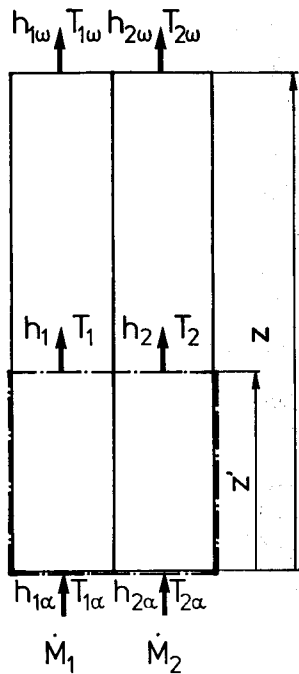


Bild 2.5. Energiestrombilanz für Gleichstrom.

Beispiel 2.2

Im Beispiel 2.1 wurden die Wärmedurchgangskoeffizienten für einen Plattenwärmeübertrager zur Erwärmung von 2 kg/s eines Benzol-Toluol-Gemischs von $T_{1\alpha} = 293$ K auf $T_{1\omega} = 338$ K berechnet. Als wärmeres Medium wurde Wasser mit einer Eintrittstemperatur von $T_{2\alpha} = 343$ K und einem angenommenen Massenstrom von 2,136 kg/s im Gegenstrom zum Benzol-Toluol-Gemisch geführt. Die mittlere spezifische Wärmekapazität des Benzol-Toluol-Gemischs beträgt $c_{p1} = 1790$ J/kgK, jene des Wassers beträgt $c_{p2} = 4190$ J/kgK.

Mit diesen Angaben folgt das im Beispiel 2.1 gewählte Stromverhältnis aus (2.13): $\varphi = 2 \cdot 1790 / (2,136 \cdot 4190) = 0,4$. Die Beziehung (2.14) liefert damit die Wasseraustrittstemperatur $T_{2\omega} = 343 - 0,4 (338 - 293)$ K = 325 K. Die entsprechende Bilanzgerade ist im Bild 2.4 eingetragen. Verdoppelt man den Wassermassenstrom, reduziert sich das Stromverhältnis auf 0,2. Wie wir dem Bild 2.4 entnehmen können, vergrößert sich damit der Abstand zwischen der Gleichgewichts- und der Bilanzgeraden und somit das treibende Gefälle. Halbiert man dagegen den Wassermassenstrom ($\varphi = 0,8$), verkleinert sich das treibende Temperaturgefälle wesentlich. Dies hätte eine entsprechende Erhöhung der benötigten Wärmeübertragungsfläche zur Folge. Die Grenze mit verschwindendem Temperaturgefälle und folglich unendlich großer Übertragungsfläche würden wir nach der Gleichung (2.15) mit $\varphi_{\max} = (343 - 293) / (338 - 293) = 1,111$ beziehungsweise nach (2.13) mit einem minimalen Wassermassenstrom von $\dot{M}_{2\min} = 2 \cdot 1790 / (1,111 \cdot 4190)$ kg/s = 0,769 kg/s erreichen.

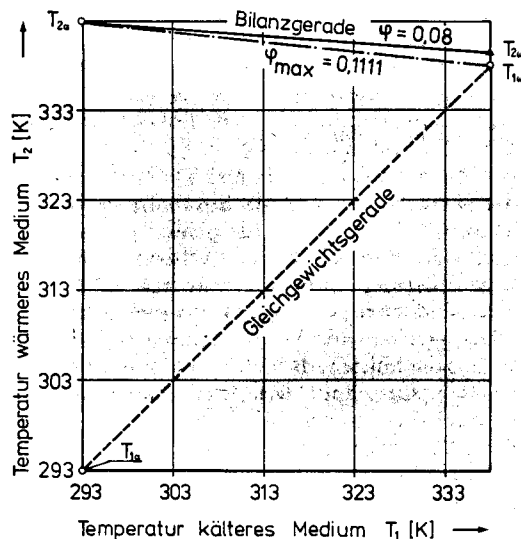


Bild 2.6. Temperaturdiagramm für Gleichstrom (Beispiel 2.2).

Wir wollen noch vergleichen, wie sich die Erwärmung des Benzol-Toluol-Gemischs bei Gleichstromführung verwirklichen ließe. Als maximales Stromverhältnis liefert die Beziehung (2.17) für Gleichstrom: $\varphi_{\max} = (343 - 338) / (338 - 293) = 0,1111$. Dies bedeutet gegenüber der Gegenstromführung einen zehnfach größeren

ren minimalen Wassermassenstrom von 7,69 kg/s! Um ein treibendes Temperaturgefälle zu erhalten, müßte der praktische Betrieb mit noch höheren Wassermassenströmen durchgeführt werden (im Bild 2.6 eingetragen: $\varphi = 0,08$ beziehungsweise $\dot{M}_2 = 10,7$ kg/s).

Die Bilder 2.4 und 2.6 zeigen deutlich, daß die Gleichstrom- und die Gegenstromführung nur für Stromverhältnisse gegen Null ($\dot{M}_2 c_{p2} \gg \dot{M}_1 c_{p1}$) gleichwertig werden. In allen anderen Fällen ist die Gleichstromführung möglichst zu vermeiden.

2.3 Erforderliche Übertragungsfläche

Nachdem wir im Abschnitt 2.1 gesehen haben, daß der vom wärmeren ans kältere Fluid übertretende Wärmestrom dem Wärmedurchgangskoeffizienten, der Temperaturdifferenz zwischen den beiden Medien und der Übertragungsfläche proportional ist, sind wir nun in der Lage, die für einen Wärmeübertrager erforderliche Gesamtübertragungsfläche zu berechnen. Wir müssen dabei den im Abschnitt 2.2 erläuterten, durch die Energiestrombilanz gegebenen Zusammenhang zwischen den Temperaturen der beiden Medien beachten. Dies führt auf unterschiedliche Ergebnisse für Gleich- und Gegenstrom.

2.3.1 Gegenstrom

Die Temperaturen T_1 und T_2 der beiden Medien sind bei Gegenstrom durch die Bilanzgleichung (2.12) verknüpft. Es genügt deshalb, die durch die Wärmeübertragung bedingte Temperaturänderung eines Fluidstromes zu bestimmen. Dazu denken wir uns aus einem Wärmeübertrager ein sehr kleines Stück der Länge dz herausgeschnitten: **Bild 2.7**. In diesem infinitesimalen Ausschnitt wird die Temperatur des kälteren Stroms vom Wert T_1 an der Stelle z durch den nach der Gleichung (2.5) bestimmten Wärmestrom $d\dot{Q}$ auf die Temperatur $T_1 + dT_1$ an der Stelle $z + dz$ erhöht. Die Energiestrombilanz am betrachteten Wärmeübertragerelement lautet unter der Voraussetzung vernachlässigbarer Wärmeverluste an die Umgebung:

$$\dot{M}_1 c_{p1} T_1 + k (T_2 - T_1) b dz = \dot{M}_1 c_{p1} T_1 + \dot{M}_1 c_{p1} dT_1 \quad (2.18)$$

Nach der Länge dz aufgelöst, liefert diese Gleichung:

$$dz = \frac{\dot{M}_1 c_{p1}}{b k} \frac{dT_1}{T_2 - T_1} \quad (2.19)$$

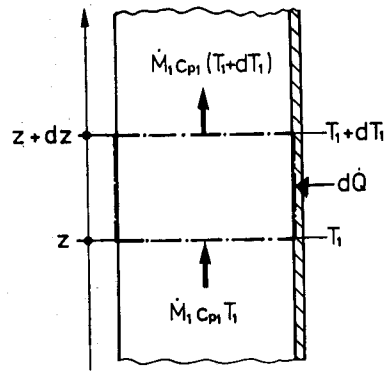


Bild 2.7. Zur Berechnung der Temperaturänderung in einem Wärmeübertragerelement der Länge dz und der Breite b .

Für die Auslegung von Wärmeübertragern bei stark variablen spezifischen Wärmekapazitäten und Wärmedurchgangskoeffizienten kann die gesamthaft zu überwindende Temperaturdifferenz $T_{1w} - T_{1a}$ in eine endliche Anzahl von Temperaturschritten aufgeteilt werden. Die Gleichung (2.19) liefert dann für jeden Temperaturschritt ΔT_{1i} die erforderliche Wärmeübertragerlänge Δz_i . Die benötigte Gesamtwärmeübertragerlänge errechnet sich dann bei gegebener Wärmeübertragerbreite b aus der Summe dieser Teillängen:

$$z = \frac{\dot{M}_1}{b} \sum_{i=1}^n \frac{c_{p1i}}{k_i} \frac{\Delta T_{1i}}{(T_2 - T_1)_i} \quad (2.20)$$

mit

$$\Delta T_{1i} = \frac{T_{1w} - T_{1a}}{n} \quad (2.21)$$

Da diese Rechnung zur Erreichung einer hohen Genauigkeit eine große Schrittzahl n erfordert, ist sie mit einigem Rechenaufwand verbunden. Für viele Fälle ist eine **Näherungslösung** mit der Annahme konstanter mittlerer Wärmedurchgangskoeffizienten und konstanter mittlerer Wärmekapazitäten durchaus genügend. Die erforderliche Länge z der Wärmeübertragungsfläche läßt sich dann bei gegebener Breite (beziehungsweise gegebenem Umfang) b durch eine einfache Integration der Gleichung (2.19) ermitteln:

$$z = \frac{\dot{M}_1 c_{p1}}{b \bar{k}} \int_{T_{1a}}^{T_{1w}} \frac{dT_1}{T_2 - T_1} \quad (2.22)$$

Wie man sich durch Einsetzen der Einheiten der einzelnen Größen leicht überzeugen kann, weist der Faktor vor dem Integral die Dimension einer Länge auf. Er ist das **Maß für die Güte des Wärmeübertragers** und wird als **HTU-Wert** (Height of a Transfer Unit) oder Höhe einer Übertragungseinheit bezeichnet:

$$\text{HTU} = \frac{\dot{M}_1 c_{p1}}{b \bar{k}} \quad (2.23)$$

Das Integral der Gleichung (2.22) ist von den Eigenschaften des jeweiligen Wärmeübertragers unabhängig. Es gibt die **Schwierigkeit der Wärmeübertragungsaufgabe** wieder und muß, auch falls mehrere Wärmeübertragertypen untersucht werden, nur einmal berechnet werden. Dieses Integral nennt man **NTU-Wert** (Number of Transfer Units) oder Anzahl Übertragungseinheiten:

$$\text{NTU} = \int_{T_{1\alpha}}^{T_{1\omega}} \frac{dT_1}{T_2 - T_1} \quad (2.24)$$

Durch Einsetzen der Temperaturdifferenz $T_2 - T_1$ aus der Bilanzgleichung (2.12) finden wir durch anschließende Integration den nachstehenden Ausdruck für den NTU-Wert bei Gegenstromführung:

$$\text{NTU} = \frac{1}{\varphi - 1} \ln \left(\frac{T_{2\alpha} - T_{1\omega}}{T_{2\omega} - T_{1\alpha}} \right) \quad (2.25)$$

Im Spezialfall mit einem Stromverhältnis von Eins ($\varphi = 1$) wird das treibende Temperaturgefälle $T_2 - T_1$ längs dem Wärmeübertrager konstant. Die Integration der Gleichung (2.24) liefert dann:

$$\text{NTU}' = \frac{T_{1\omega} - T_{1\alpha}}{T_{2\alpha} - T_{1\alpha}} \quad (2.26)$$

2.3.2 Gleichstrom

Auch bei Gleichstrom kann die Länge der Wärmeübertragungsfläche nach der Gleichung (2.22) als Produkt aus HTU- und NTU-Wert ermittelt werden. Der Ausdruck (2.23) für den HTU-Wert behält seine Gültigkeit auch für Gleichstrom.

Zur Bestimmung des NTU-Werts ist das treibende Temperaturgefälle der Gleichung

(2.24) mit der Bilanzgleichung (2.16) auszudrücken. Die Integration liefert dann die Anzahl Übertragungseinheiten für Gleichstrom zu:

$$\text{NTU} = \frac{1}{\varphi + 1} \ln \left(\frac{T_{2\alpha} - T_{1\alpha}}{T_{2\omega} - T_{1\omega}} \right) \quad (2.27)$$

Die Länge der Wärmeübertragungsfläche kann nun für Gleich- und Gegenstrom nach der Formel

$$z = \text{HTU} \cdot \text{NTU} \quad (2.28)$$

berechnet werden. Dabei ist für die Anzahl der Übertragungseinheiten, je nach der Stromführung, der Wert aus der Gleichung (2.25) oder (2.27) einzusetzen. Die erforderliche Wärmeübertragungsfläche folgt schließlich als Produkt aus deren Länge z und deren Breite (bezieungsweise Gesamtumfang) b .

Beispiel 2.3

Die Anzahl Platten für einen Plattenwärmeübertrager mit den Plattenabmessungen aus dem Beispiel 2.1 ist für die ebenfalls im Beispiel 2.1 beschriebene Erwärmung des Benzol-Toluol-Gemischs von 293 K auf 338 K festzulegen.

Die Anzahl der Übertragungseinheiten beträgt nach (2.25) für Gegenstrom:

$$\text{NTU} = \frac{1}{0,4 - 1} \ln \left(\frac{343 - 338}{325 - 293} \right) = 3,09$$

Zur Ermittlung der Höhe einer Übertragungseinheit benötigen wir einen mittleren Wärmedurchgangskoeffizienten. Da sich die Werte der Wärmedurchgangskoeffizienten nach dem Ergebnis des Beispiels 2.1 an den Enden des Wärmeübertragers nur wenig unterscheiden, kann hier für den ganzen Apparat mit dem arithmetischen Mittelwert gerechnet werden: $\bar{k} = (k_e + k_a)/2 = (1620 + 1730)/2 \text{ W/m}^2\text{K} = 1675 \text{ W/m}^2\text{K}$. Mit diesem Wert, der mittleren spezifischen Wärmekapazität des Benzol-Toluol-Gemischs von 1790 J/kgK , dem Massenstrom des Benzol-Toluol-Gemischs von 2 kg/s und der aktiven Plattenbreite (Plattenbreite innerhalb der Dichtung) von $0,2 \text{ m}$ erhalten wir aus (2.23) für die Höhe einer Übertragungseinheit:

$$\text{HTU} = \frac{2 \cdot 1790}{0,2 \cdot 1675} \text{ m} = 10,7 \text{ m}$$

Die gesamte Länge der Wärmeübertragungsfläche folgt damit aus der Gleichung (2.28) zu: $z = 10,7 \cdot 3,09 \text{ m} = 33,1 \text{ m}$. Dies ergibt eine Gesamtwärmeübertragungsfläche von $A = b \cdot z = 0,2 \cdot 33,1 \text{ m}^2 = 6,61 \text{ m}^2$.

Die im Beispiel 2.1 ermittelte Aufteilung der beiden Strömungsmedien in je fünf Teilströme führt zu der im Bild 2.18 dargestellten Schaltung. Man erkennt daraus Blöcke mit je 10 Platten. Von diesen wird jeweils eine Blockgrenzplatte im Gleichstrom betrieben. Da sowohl der Wärmeübergangskoeffizient wie auch die Annahme bezüglich der voraussichtlichen Verschmutzung mit großen Unsicherheiten behaftet sind, ist es sinnvoll, die im Gleichstrom betriebenen Blockgrenzplatten für die Wärmeübertragung zu vernachlässigen (zusätzliche Sicherheit). Damit bleiben pro Block neun im reinen Gegenstrom betriebene Platten mit einer wirksamen Fläche von je $b \cdot z_p = 0,2 \cdot 0,9 \text{ m}^2 = 0,18 \text{ m}^2$. Ein Block enthält demzufolge $9 \cdot 0,18 \text{ m}^2 = 1,62 \text{ m}^2$ an wirksamer Fläche. Die benötigte Blockzahl beträgt somit $6,61/1,62 = 4,08$. Da in Plattenwärmeübertragern die Anzahl Blöcke ohne wesentliche Schwierigkeiten nachträglich erhöht werden können und weil wir die Wärmeübertragungswirkung der Blockgrenzplatten vernachlässigt haben, ist hier die Wahl von nur vier Blöcken verantwortbar. Damit ergibt sich eine Gesamtplattenzahl von $4 \cdot 10 - 1 = 39$ ohne oder von 41 mit den beiden äußersten Deckplatten. Die Gesamttiefe des Wärmeübertragers beträgt bei dieser Anordnung ohne die beiden Spannplatten also nur wenig über 200 mm. Dies bei einem zu übertragenden Wärmestrom von $\dot{Q} = \dot{M}_1 c_{p1} (T_{1\omega} - T_{1\alpha}) = 2 \cdot 1790 (338 - 293) \text{ W} = 161 \text{ kW}$!

2.3.3 Vergleich zwischen Gegen- und Gleichstrom

Da sich die HTU-Werte für Gleich- und Gegenstrom nicht unterscheiden, können wir den Vergleich zwischen den beiden Stromführungen auf die NTU-Werte beschränken. Ersetzt man in den Gleichungen (2.25) und (2.27) die Austrittstemperatur $T_{2\omega}$ durch den Ausdruck (2.14), findet man mit den meist fest vorgeschriebenen Temperaturverhältnissen

$$\mu = T_{2\omega}/T_{1\alpha} \quad (2.29)$$

und

$$\psi = T_{1\omega}/T_{1\alpha} \quad (2.30)$$

für die Anzahl der Übertragungseinheiten bei Gegenstrom

$$NTU' = \frac{1}{\phi - 1} \ln \left[\frac{\mu - \psi}{\mu - \phi(\psi - 1) - 1} \right] \quad (2.31)$$

beziehungsweise bei Gleichstrom:

$$NTU'' = \frac{1}{\phi + 1} \ln \left[\frac{\mu - 1}{\mu - \phi(\psi - 1) - \psi} \right] \quad (2.32)$$

Das Ergebnis der numerischen Auswertung dieser Beziehungen ist im Bild 2.8 für das in diesem Kapitel behandelte Beispiel dargestellt. Wie wir schon festgestellt haben, ergeben Gleich- und Gegenstrom für sehr große Durchsätze des Fluids 2, also für Stromverhältnisse gegen Null, gleiche NTU-Werte. Dann benötigen Gegen- und Gleichstromwärmeübertrager gleiche Wärmeübertragungsflächen. Wird dagegen das Stromverhältnis gegen den Maximalwert für Gleichstrom vergrößert, nimmt das Verhältnis NTU''/NTU' stark zu: der Gleichstromapparat benötigt eine entsprechend größere Übertragungsfläche als der Gegenstromapparat. Bei Gegenstrom kann das Stromverhältnis weit über den Maximalwert für Gleichstrom gesteigert werden. Die Ursache für diese Überlegenheit des Gegenstromwärmeübertragers liegt in der bei den Temperaturdiagrammen diskutierten Tatsache, daß das wärmere Fluid beim Gegenstrom unter die Austrittstemperatur des kälteren Fluids abgekühlt werden kann.

Wir fassen die Vorteile der Gegenstromführung nochmals zusammen:

1. geringere Übertragungsfläche,
2. höheres maximales Stromverhältnis oder anders ausgedrückt:
3. es ist möglich, die Austrittstemperatur des kälteren Fluids über diejenige des wärmeren zu heben.

2.4 Wärmeträger

Verfahrenstechnische Apparate werden in der Regel indirekt beheizt. Diese Beheizungsart weist mehrere Vorteile auf, von denen die wesentlichsten nachstehend kurz erwähnt seien:

- ① Zentrale Beheizung mehrerer Apparate (höherer Wirkungsgrad der Verbrennungsanlagen, geringere Gesamtwartungskosten, Möglichkeiten der Kraft-Wärme-Kopplung).

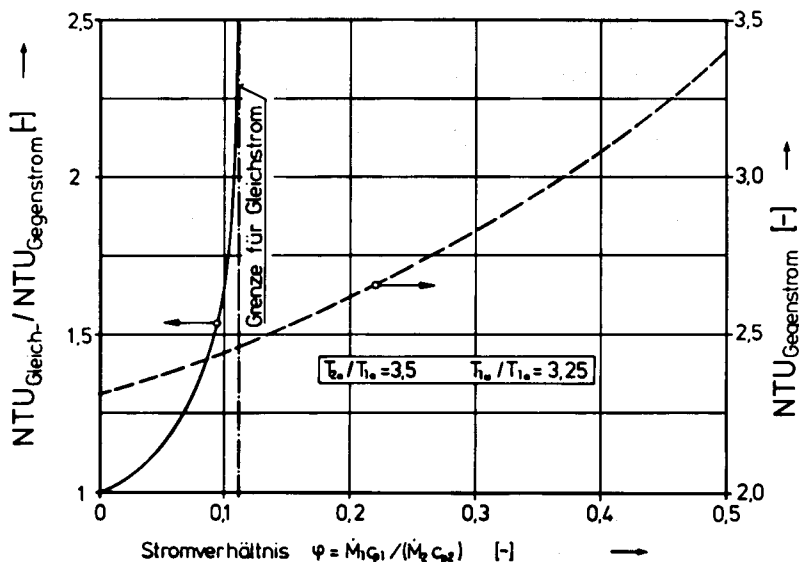


Bild 2.8. Verhältnis der Anzahl Übertragungseinheiten zwischen Gleich- und Gegenstrom und Anzahl der Übertragungseinheiten für Gegenstrom in Abhängigkeit des Stromverhältnisses (Beispiel 2.2).

- ② Keine Gefahr örtlicher Überhitzung thermisch empfindlicher Güter.
- ③ Erleichterung der Temperaturregulierung.
- ④ Möglichkeit der Wärmespeicherung.

Auch zur Kühlung versucht man möglichst viele Wärmequellen zusammenzufassen. Es stellt sich dann die Aufgabe, geeignete Medien (Wärmeträger, heat exchanging medium) für den Transport von Wärme zwischen räumlich oft weit auseinanderliegenden Apparaten zu finden. Diese Wärmeträger sollten möglichst alle der nachstehend aufgeführten Eigenschaften aufweisen ([3], S. 446):

- ① Zur Erzielung hoher Wärmeübergangskoeffizienten bei kleinem Druckverlust: hohe Wärmeleitfähigkeit und spezifische Wärmekapazität bei niedriger dynamischer Viskosität (Vergleiche der Wärmeübergangskoeffizienten und der Druckverluste mit Werten von Wasser in [39]).
- ② Chemische Beständigkeit im jeweiligen Einsatzbereich. Bei der Verwendung organischer Wärmeträger ist diesbezüglich größte Vorsicht geboten ([39], [40]).
- ③ Geringer Dampfdruck bei Anwendungen ohne Aggregatzustandsänderung (die Siedetemperatur sollte bei Betriebsdruck über der Einsatztemperatur liegen).
- ④ Hohe spezifische Verdampfungsenthalpie bei Anwendungen mit Aggregatzustandsänderungen.
- ⑤ Unempfindlichkeit gegen Wasser und Luft.

- ⑥ Niedrige Gesamtkosten (Nachfüllung, eventueller periodischer Wechsel!).
- ⑦ Nicht korrodierend.
- ⑧ Ungiftig, nicht ätzend oder übelriechend.
- ⑨ Möglichst unbrennbar: Betriebstemperatur unter Flammpunkttemperatur, bei offenen Anlagen muß Selbstentzündungstemperatur über höchster Betriebstemperatur liegen.
- ⑩ Leichte Entsorgung nach Gebrauch.

Wasser erfüllt diese Bedingungen im Temperaturbereich tragbarer Dampfdrücke in idealer Weise. Es ist deshalb sowohl in flüssiger Form wie auch als Dampf für Temperaturen von 0 bis 200 °C der wichtigste Wärmeträger.

Bei Temperaturen über 150 °C treten aber Dampfdrücke über 5 bar und bei Temperaturen über 200 °C sogar Dampfdrücke über 15 bar auf (Dampfdruck von Wasser in [41]). Ein weiterer Nachteil von Wasser liegt darin, daß es bei tiefen Umgebungstemperaturen gefrieren kann.

Unterhalb von 0 °C verwendet man als Wärmeträger (in diesem Bereich auch als «Kälte-träger» bezeichnet) vorwiegend wäßrige Salzlösungen mit den Salzen NaCl (bis -13 °C), MgCl₂ (bis -25 °C) und CaCl₂ (bis -38 °C). Nähere Angaben mit weiteren Wärmeträgern für Temperaturen unter 0 °C findet man in [42] und [43].

Für Temperaturen oberhalb des Einsatzbereichs von Wasser werden als flüssige Wärmeträger für den Betrieb bei Umgebungsdruck Mineralöle (bis 300 °C), synthetische organische Wärmeträger (bis 350 °C) und die Hochtempe-

Tabelle 2.4. Stoffwerte von flüssigen Wärmeträgern.

Wärmeträger	Anwendungsbereich [°C]	Erstarrungspunkt, Stockpunkt bei 1 [bar] [°C]	Siedetemp. bei 1 [bar] [°C]	Folgende Stoffwerte bei Temperatur von [°C]	Dichte ρ [kg/m ³]	Spez. Wärmekapazität c_p [J/kgK]	Wärmeleitfähigkeit λ [W/mK]	Dynam. Viskosität η [kg/ms]	Quellen
Wasser	0 ÷ 200	0	100	90	965	4205	0,676	$3,11 \cdot 10^{-4}$	[24], [41]
Mineralöle	50 ÷ 300	-55 ÷ -12	über Einsatzgrenze	150	770-830	2200 ÷ 2600	0,11 ÷ 0,12	$7,5 \div 28 \cdot 10^{-4}$	[44]
Synthetische Wärmeträger	0 ÷ 350	-85 ÷ 20	200 ÷ 390	200	630 ÷ 930	2100 ÷ 2900	0,07 ÷ 0,12	$2,4 \div 9,5 \cdot 10^{-4}$	[44]
Hochtemperatursalzschnmelze	200 ÷ 480	142	über Einsatzgrenze	300	1860	1600	0,394	$32 \cdot 10^{-4}$	[3]
HTS									
Natrium	400 ÷ 1000	98	880	600	760	1270	560	$1,8 \cdot 10^{-4}$	[3]

raturtschnmelze HTS (eutektisches Gemisch aus KNO₃, NaNO₂, NaNO₃) mit einem Erstarrungspunkt von 142 °C und einer Zersetzungstemperatur von 480 °C verwendet. Für noch höhere Temperaturen kommen Alkalimetalle (vorab Natrium: Erstarrungstemperatur 98 °C, Siedetemperatur bis 1 bar: 880 °C) in Frage. Da sie sich an der Luft selbst entzünden können und weil der Erstarrungspunkt wesentlich über der Umgebungstemperatur liegt, gelangen sie aber nur in Sonderfällen zur Anwendung.

Die Tabelle 2.4 gibt einen Überblick zu den Einsatzbereichen und wichtigsten Stoffwerten der erwähnten Wärmeträger für Temperaturen über 0 °C. Bei den organischen Wärmeträgern trifft man auf ein reiches Angebot verschiedenster Produkte. Eine umfassende Stoffwertsammlung zu den Mineralölen wie auch zu den synthetischen organischen Wärmeträgern findet man in [44], S. 49/72. Dieses Buch behandelt auch den Aufbau von Wärmeübertragungsanlagen. Stoffwerte von HTS und Natrium können für weite Temperaturbereiche [3], S. 447/448, entnommen werden.

2.5 Bauarten von Wärmeübertragern

Aus einer großen Zahl von Wärmeübertragertypen werden wir im folgenden die für die industrielle Praxis wichtigsten Typen für die indirekte Wärmeübertragung besprechen. Umfassendere Übersichten findet man in [3], S. 432/445, und [6], S. 735/806. Auslegung und Optimierung von Wärmeübertragern werden in [6], S. 449/575, ausführlicher behandelt. Hin-

weise zur Konstruktion und zur Werkstoffwahl kann man in [6], S. 577/733, und in [45], S. 195/233 entnehmen.

2.5.1 Rohrbündelwärmeübertrager

Obwohl die Einsatzbereiche der Rohrbündelwärmeübertrager (tabular heat exchangers) durch moderne Kompaktwärmeübertrager wie Platten oder Spiralwärmeübertrager mehr und mehr beschnitten werden, sind die Rohrbündelapparate die häufigsten Wärmeübertrager für die indirekte Wärmeübertragung geblieben.

Bei den Rohrbündelwärmeübertragern besteht die Wand zwischen den beiden Fluiden aus zahlreichen glatten oder gerippten Röhren, dem Rohrbündel: Position 3 in Bild 2.9. Diese Röhre werden in die Rohrböden 1 eingeschweißt, eingewalzt, eingelötet oder aufgedornt (konstruktive Einzelheiten in [45], S. 200/202, DIN 28182). Zur Aufnahme unterschiedlicher axialer Wärmedehnungen wird der Mantel 2 mit Dehnwülsten ([45], S. 206), Stopfbüchsen oder bei mäßigen Drücken mit Wellrohrkompensatoren oder Faltenbälgen ([45], S. 206, [46]) versehen. Das durch die Mantelstützen 4 ein- und austretende äußere Strömungsmedium wird durch Umlenksegmente 8 oder Umlenkringe und Umlenkscheiben geführt. Durch die Anordnung dieser Segmente kann die äußere Strömungsgeschwindigkeit den jeweiligen Erfordernissen der Wärmeübertragung angepaßt werden. Das innere Strömungsmedium tritt durch den Haubenstützen 5 und wird unter der Haube 6 auf die einzelnen Röhre verteilt.

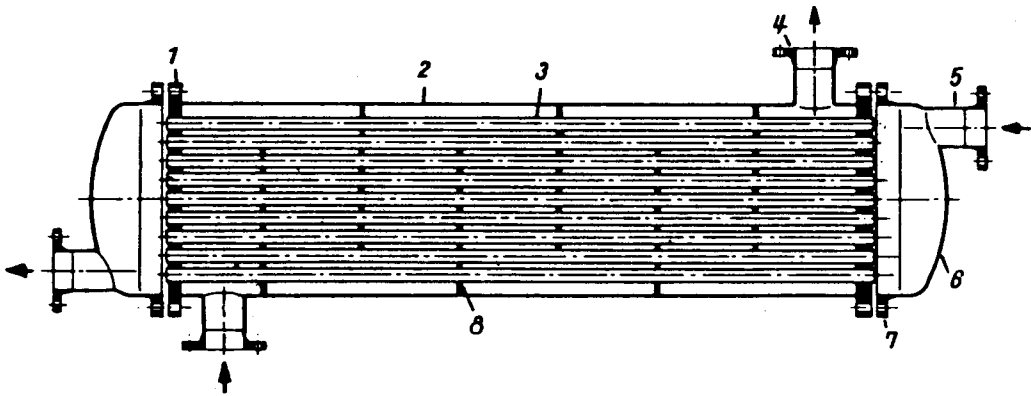


Bild 2.9. Bauteile von Rohrbündelwärmeübertragern (aus [24]).

Die Rohrbündelwärmeübertrager werden aus weitgehend **normierten Bauteilen** gefertigt. Von den in der **Tabelle 2.5** zusammengestellten Normen sollte nur in zwingenden Fällen abgewichen werden. Die Rohre des Rohrbündels werden meist in gleichseitigen Dreiecksteilungen angeordnet. Die Teilung (Abstand zwischen den Rohrachsen) richtet sich dabei nach der Art der Verbindung mit dem Rohrboden, den Rohrabmessungen und dem Rohrmaterial (DIN 28182, [24], S.Pb 2, [47]). Weitere kon-

struktive Einzelheiten, wie Durchmesser der Bohrungen in den Rohrböden, Abstände und Abmessungen von Umlenksegmenten oder Umlenkringen und -scheiben, Gestaltung der Haube usw., können [6], S. 659/693, [24], S.Pb 2/5, [45], S. 197/211, und [47] entnommen werden. Rohrbündelwärmeübertrager gehören zu den meistgebauten Apparaten und wurden deshalb auch als ganze Apparate mit Gesamtwärmeübertragungsflächen von 1 bis 90 m² pro Meter Baulänge normiert: DIN 28184, [24], S.Pb 4/5.

Tabelle 2.5. DIN-Normen für Bauteile von Rohrbündelwärmeübertragern. ND: Nenndrücke nach DIN 28002.

Bauteil	DIN-Normen
Rohre	
Außendurchmesser, Längen	28180
Präzisionsstahlrohre, nahtlos	2391
geschweißte Präzisionsstahlrohre mit besonderer Maßgenauigkeit	2393
nahtlose Rohre aus warmfesten Stählen	17175
nahtlose Rohre aus nichtrostenden Stählen	2462
Messingrohre, nahtlos gezogen	1755
Rohre aus Kupfer und Kupferknetlegierungen	1785
Mantel	
Außendurchmesser	28001
nahtlose Stahlrohre	2448
geschweißte Stahlrohre	2458
Hauben	
Flansche	28034, 28036, 28038
Böden	28011...28014
Stützen	
mit festem Flansch	28115
Vorschweißflansche	ND I und 2,5: 2630 ND 6...160: 2631...2638

Zur Verhinderung übermäßiger Erosion ist die **Strömungsgeschwindigkeit** in den Rohren zu begrenzen. So gelten beispielsweise für Wasser 1 bis 3 m/s in Stahlrohren beziehungsweise 1 bis 2 m/s in Kupferrohren als Höchstwerte (weitere Angaben in [47]). Im übrigen ist für die Wahl der Strömungsgeschwindigkeit der Druckverlust in den Rohren (Berechnungsunterlagen: [24], S.Lb1/Lb6, Lc1, Lc5) und im Raum zwischen Mantel und Rohren (Berechnungsunterlagen in [24], S.Ld2/Ld3, Li1/Li2, [56]) maßgebend.

Besonders sorgfältig ist bei der Auslegung von Rohrbündelapparaten auf die Verhinderung strömungserreger **Rohrsvingungen** zu achten. Eine exakte Berechnung der Erreger- und Eigenfrequenzen ist zwar nicht möglich, da die mantelseitigen Strömungsverhältnisse oft kaum definiert sind und weil die Beurteilung der Rohrbefestigungen und der Dämpfung schwierig ist. Es liegen aber eine Vielzahl empirisch gewonnener Beziehungen zur Berechnung der höchstzulässigen Strömungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Abstands der Rohrbefestigungen vor: [6], S. 377/424, [48], [49].

Für die Bestimmung der notwendigen Wärmeübertragungsfläche ist zu beachten, daß bei Anordnungen nach dem Bild 2.9 kein reiner Gegenstrom, sondern eine Kombination von lokalem Kreuzstrom mit globalem Gegenstrom vorliegt. Diesem Umstand kann man im Falle einer Bestimmung der Wärmeübertragungsfläche auf dem im Abschnitt 2.3 gezeigten Weg durch eine entsprechende Reduktion des Wärmedurchgangskoeffizienten Rechnung tragen. Solche Korrekturfaktoren lassen sich für zahlreiche Schaltungsmöglichkeiten nach [6], S. 435/439, [52] und [53] berechnen. Die Ermittlung der Wärmeübergangskoeffizienten auf der Rohraußenseite ([24], S.Gd1/Gf6, [54]) ist als Folge der komplizierten Strömungsverhältnisse mit erheblichen Unsicherheiten behaftet. Auf der Rohrinseite läßt sich der Wärmeübergangskoeffizient dagegen mit den in [24], S.Gb1/Gb5, und [55] angegebenen Beziehungen mit hoher Genauigkeit bestimmen.

Wie bereits erwähnt, werden die Mäntel der beschriebenen Rohrbündelwärmeübertrager zur Aufnahme unterschiedlicher axialer Wärmeausdehnungen von Rohrbündel und Mantel mit Dehnwülsten, Wellrohrkompensatoren, Faltenbälgen oder mit Stopfbüchsen versehen. Wir wollen noch zwei häufig eingesetzte Konstruktionen kennenlernen, welche ohne diese Maßnahme auskommen.

Der in Bild 2.10 gezeigte Haarnadel-Rohrbündelwärmeübertrager (U-Bündelwärmeübertrager, U-bend heat exchanger) ermöglicht gegenüber dem Mantel eine ungehinderte Dehnung des Rohrbündels. Das um die Rohre strömende Medium wird durch die ebene Zwischenwand im Gegenstrom zum Medium in den Rohren geführt. Diese eindeutige Stromführung ist nur im Bereich der mantelseitigen Ein- und Austrittsstutzen gestört. Dem Vorteil der eindeutigen Gegenstromführung steht bei diesen

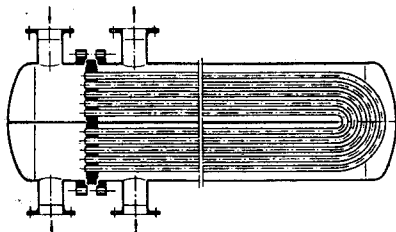


Bild 2.10. Haarnadel-Rohrbündelwärmeübertrager (aus [24]).

Apparaten allerdings der Nachteil innen schlecht reinigbarer Rohre entgegen. Bei großen Temperaturunterschieden zwischen Ein- und Austritt aus den Haarnadelrohren werden durch die unterschiedlichen Wärmedehnungen der ein- und austrittsnahen Rohrpartien Spannungen in den Rohren hervorgerufen.

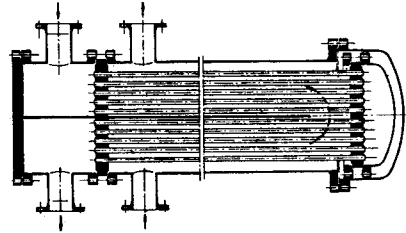


Bild 2.11. Rohrbündelwärmeübertrager mit schwimmendem Kopf (aus [24]).

Der Rohrbündelwärmeübertrager mit schwimmendem Kopf (internal-floating-head exchanger) vereinigt die Vorteile einer ungehinderten Rohrdehnung mit einer guten Reinigungsmöglichkeit des Rohrrinneren: Bild 2.11.

2.5.2 Doppelrohrwärmeübertrager

Mit den in Bild 2.12 gezeigten Doppelrohrwärmeübertragern (double-pipe heat exchangers) lassen sich bei definierter Gegenstromführung auch auf der Rohraußenseite hohe Strö-

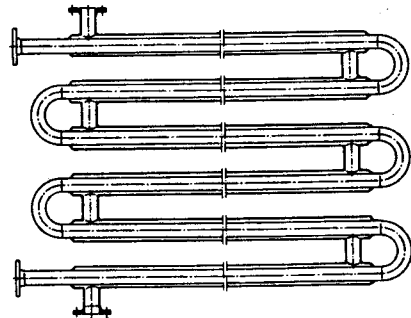


Bild 2.12. Doppelrohrwärmeübertrager (aus [24]).

mungsgeschwindigkeiten und damit hohe Wärmeübergangskoeffizienten erreichen. Infolge der begrenzten Übertragungsfläche können mit diesen Wärmeübertragern allerdings nur bescheidene Wärmeströme übertragen werden. Doppelrohrwärmeübertrager können nur eingesetzt werden, wenn (vorab bei Ausführungen mit aufgeschweißten Mantelrohren) die Ver-

schmutzungsgefahr auf der Mantelseite gering ist. Die Berechnung des mantelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten kann nach [24], S.Gc1/Gc5, und [57] erfolgen. Der Wärmeübergangskoeffizient auf der Innenseite der Rohre kann aus der bei den Rohrbündelapparaten erwähnten Literatur ermittelt werden.

2.5.3 Spiralwärmeübertrager

Im Bestreben, die guten Eigenschaften des Doppelrohrwärmeübertragers (definierte Gegenstromführung bei beidseitig hohen Wärmeübergangskoeffizienten) auch für größere Wärmeübertragungsflächen beizubehalten, wurde der Spiralwärmeübertrager (spiral heat exchanger) entwickelt: **Bild 2.13**. Er besteht aus spiralförmig aufgewickelten flachen Kanälen und erlaubt einen einwandfreien Gegenstrombetrieb: ein Medium durchströmt die Kanalspirale von innen nach außen, während das andere außen am Mantel eintritt und die Kanalspirale im Zentrum der seitlichen Abdeckung verläßt.

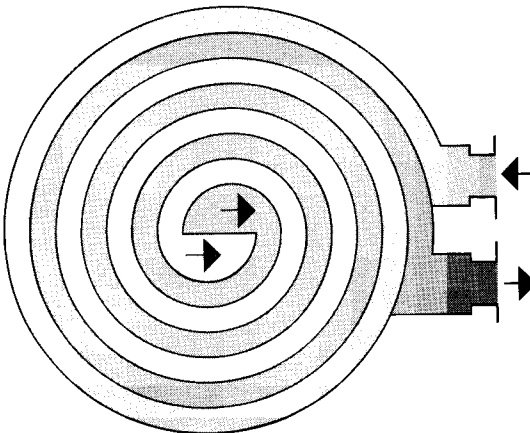


Bild 2.13. Prinzipieller Aufbau eines Spiralwärmeübertragers (aus [38]).

Das **Bild 2.14** verdeutlicht die kompakte Bauweise dieses Apparats. Er enthält bei gleichem Bauvolumen etwa die doppelte Übertragungsfläche wie ein Rohrbündelwärmeübertrager. Dank höheren Wärmeübergangskoeffizienten und reiner Gegenstromführung wird für eine gegebene Übertragungsaufgabe zudem eine wesentlich geringere Übertragungsfläche benötigt. Der Einsatzbereich heutiger Konstruktionen ist auf Drücke bis 15 bar und Temperaturen bis 400 °C begrenzt. Durch Entfernen der seitlichen Abdeckungen können die Kanalspiralen

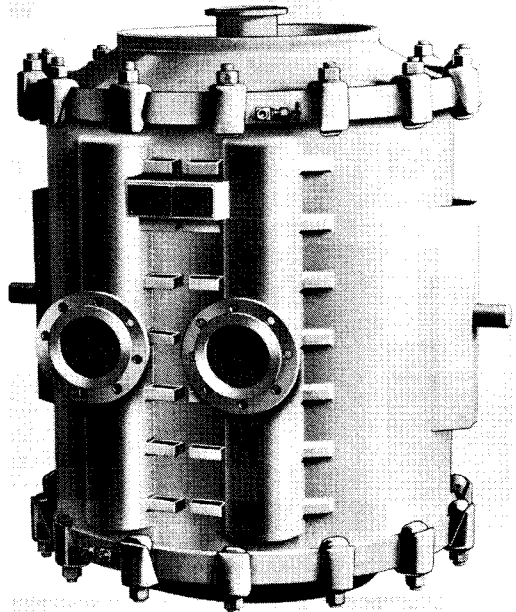


Bild 2.14. Spiralwärmeübertrager (Alfa-Laval)

gut gereinigt werden. Da der Strömung in den Kanalspiralen zudem keine Hindernisse entgegenstehen, sind die Spiralwärmeübertrager auch für verschmutzte Flüssigkeiten geeignet. Darin liegt ihr Hauptvorteil gegenüber den im nächsten Abschnitt zu beschreibenden Plattenwärmeübertragern. In [38] werden die Spiralwärmeübertrager mit weiteren Schaltungsmöglichkeiten näher erläutert. Unterlagen zur Berechnung des Wärmeübergangs und des Druckverlusts in Spiralwärmeübertragern findet man in [51] und [58].

2.5.4 Plattenwärmeübertrager

Bei den Plattenwärmeübertragern (plate heat exchanger) werden die beiden Medien durch parallele Platten geringer Dicke (0,6 bis 1,2 mm) voneinander getrennt: **Bild 2.15**. Die Platten sind mit Dichtungen um die Durchtrittsöffnungen und um die Plattenränder versehen. Die in Sonderfällen bis über 500 Platten werden in ähnlicher Art wie die Elemente der in [1] behandelten Filterpressen durch zwei kräftig ausgebildete Deckplatten und Zugschrauben zusammengedrückt: **Bild 2.16**. Beim üblichen Plattenabstand von 4 bis 8 mm läßt sich mit dieser Anordnung bei gleichem Apparatvolumen etwa viermal mehr Übertragungsfläche (in gro-

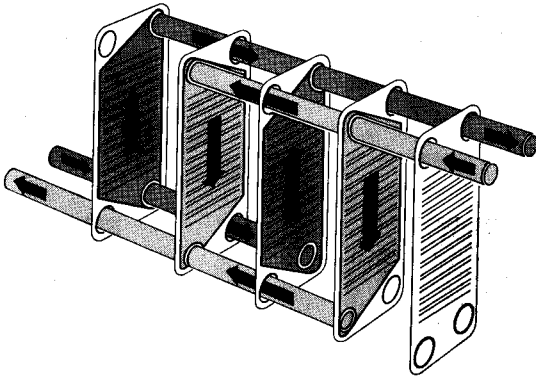


Bild 2.15. Wege der Strömungsmedien in Plattenwärmeübertragern.

ßen Plattenwärmeübertragern bis über 500 m²) unterbringen als in Rohrbündelapparaten.

Da ein nachträglicher Einbau weiterer Platten möglich ist, können Plattenwärmeübertrager knapp dimensioniert und geänderten Betriebsbedingungen nachträglich noch angepaßt werden. Die leichte Zerlegbarkeit erlaubt ein einfaches Reinigen der Übertragungsflächen.

Wie beim Doppelrohr- oder Spiralwärmeübertrager kann auch beim Plattenwärmeüber-

trager eine **reine Gegenstromführung** der beiden Medien realisiert werden. Da die Platten zur Verbesserung des konvektiven Wärmetransports gewellt sind, werden im Plattenwärmeübertrager aber deutlich **höhere Wärmeübergangskoeffizienten** (Berechnungs-Unterlagen: Beispiel 2.1, [50], [51], [59]) erreicht als in den übrigen Wärmeübertragern. Schon mit einer einfachen Plattengeometrie (Bild 2.17) erzielt

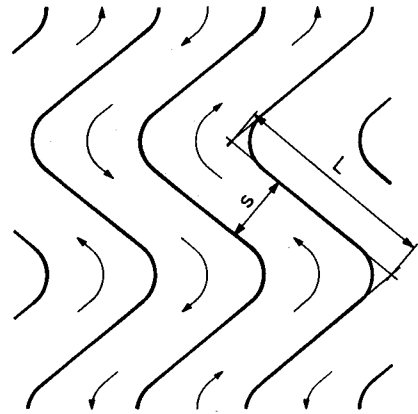


Bild 2.17. Schnitt durch Platten einfacher Geometrie.

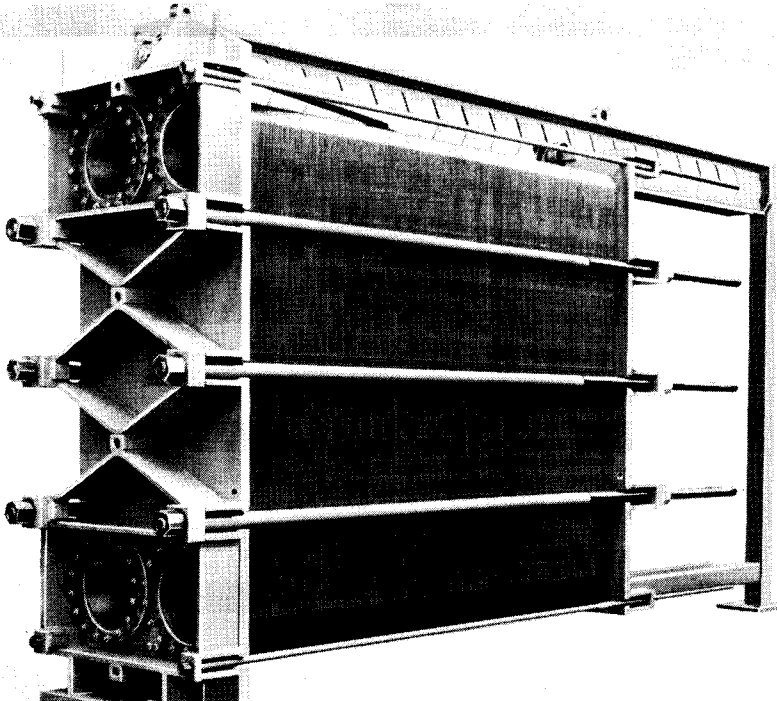


Bild 2.16. Plattenwärmeübertrager (AVP).

man Wärmeübergangskoeffizienten, welche mit den hohen Werten einer Anlaufströmung zwischen zwei parallelen Platten mit dem Abstand s und der Länge L vergleichbar sind [60]. Auch die geringe Wandstärke der Platten trägt zu den hohen Wärmedurchgangskoeffizienten in Plattenwärmeübertragern bei. Diese ermöglichen zusammen mit der Gegenstromführung die Übertragung großer Wärmeströme auch bei sehr geringen Temperaturdifferenzen. Dies ist bei allen Anwendungen im Zusammenhang mit der Abwärmenutzung von besonderer Bedeutung.

Der einfache Aufbau der Plattenwärmeübertrager ermöglicht die Verwendung auch schwer verarbeitbarer, korrosionsbeständiger Werkstoffe. Als weiterer Vorteil der Plattenwärmeübertrager ist die leichte Anpaßbarkeit der Aufteilung der beiden Ströme an die jeweilige Wärmeübertragungsaufgabe durch einfaches Aneinanderreihen der entsprechenden Platten zu nennen, wie sie in Bild 2.18 für das in diesem Kapitel behandelte Beispiel illustriert wird.

übertrager heute oft die kostengünstigste Lösung, sobald aus Korrosionsgründen nichtrostende Stähle oder noch beständigere Werkstoffe eingesetzt werden müssen.

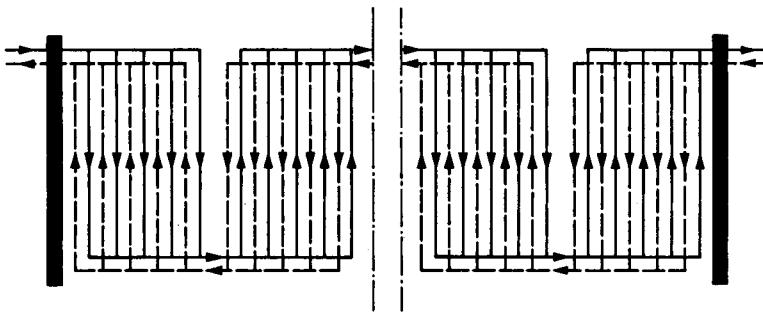


Bild 2.18. Beispiel einer Aufteilung der beiden Ströme in je fünf Teilströme.

Der Einsatzbereich ist durch die Dichtungen zwischen den Platten auf Drücke von 15 bis 20 bar und Temperaturen bis etwa 300 °C begrenzt. Zur Aufnahme der Druckkräfte werden die Plattenprägungen so gestaltet, daß sich die Platten als Abstützung stellenweise berühren. Dadurch muß man eine erhöhte Anfälligkeit gegen Verschmutzung in Kauf nehmen. Bei Gasen können auch die nicht beliebig vergrößerbaren Durchtrittsöffnungen zwischen den Platten den Anwendungsbereich einengen. Weiter ist der hohe Wärmeübergangskoeffizient infolge der häufigen Strömungsumlenkungen nicht ohne entsprechend erhöhten Druckverlust (Berechnungsunterlagen in [59] und [61]) zu haben. Innerhalb dieser Grenzen ist der Plattenwärme-

3. Verdampfung

Die zur Verdampfung (boiling) notwendige Wärme wird im allgemeinen durch feste Wände zugeführt. An der Oberfläche dieser Heizwände bilden sich Dampfblasen, die infolge der Grenzflächenspannung zunächst daran festgehalten werden. Die Zahl der entstehenden Blasen hängt von der Beschaffenheit der Heizwand ab. Nachdem diese Blasen eine bestimmte Größe erreicht haben, überwiegt die Auftriebskraft gegenüber der Grenzflächenkraft: Die Blasen lösen sich von der Heizwand ab und steigen in der Flüssigkeit hoch. Dabei stellt sich in der Umgebung der Blasen eine komplizierte Strömung ein. Der Wärmetransport bei der Verdampfung ist aus diesen Gründen ein schwer durchdringbarer Vorgang. Zur vollständigen Beschreibung der Blasenverdampfung wären zwölf dimensionslose Kenngrößen erforderlich [62]. Deshalb ist es nicht erstaunlich, daß die theoretische Erfassung des Verdampfungsvorgangs noch nicht befriedigend gelöst ist. Zum Berechnen von Verdampfern ist man demzufolge immer noch auf halbempirische Unterlagen mit beschränktem Gültigkeitsbereich angewiesen.

3.1 Verdampfungsformen

Wenn man eine Flüssigkeit mit zunehmendem Temperaturunterschied zwischen der Heizwand und der Siedetemperatur der Flüssigkeit verdampft, beobachtet man den in Bild 3.1 für Wasser als Beispiel gezeigten Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten und der übergehenden Wärmestromdichte (beim Verdampfen als Heizflächenbelastung bezeichnet). Diese ist nach Gleichung (1.36) dem Produkt aus dem Wärmeübergangskoeffizienten und der Differenz zwischen der Wandtemperatur T_w und der Siedetemperatur T_b proportional:

$$\dot{q} = \alpha (T_w - T_b) \quad (3.1)$$

Bild 3.1 gibt nur den prinzipiellen Verlauf wieder. Die Meßergebnisse einzelner Untersuchungen streuen sehr stark ([13], S. 556, [21], S. 201).

Mit zunehmender Temperaturdifferenz zwischen Heizwand und siedender Flüssigkeit lassen sich die folgenden Verdampfungsformen unterscheiden:

1. **Verdampfen bei freier Konvektion** (free convection boiling). Bei kleinen Temperaturdifferenzen vermögen sich nur an wenigen Stellen der Heizfläche Blasen zu bilden. Die

Wärme wird in diesen Bereich im wesentlichen durch freie Konvektion von der Heizfläche an die Flüssigkeit übertragen. Da technische Verdampfer meist mit höheren Heizflächenbelastungen betrieben werden, ist diese Verdampfungsform nur von untergeordneter Bedeutung.

2. **Blasenverdampfung** (nucleate boiling). Ab dem in Bild 3.1 mit B bezeichneten Punkt läßt sich eine deutliche Verbesserung des Wärmeübergangskoeffizienten bis zu Werten von über $10\,000\text{ W/m}^2\text{K}$ beobachten. Grund für diesen sehr guten Wärmeübergang sind die nun an immer zahlreicheren Stellen entstehenden Blasen. Die sich von der Heizwand ablösenden und dann aufsteigenden Dampfblasen führen zu einer starken Bewegung der Flüssigkeit mit einem dementsprechend intensiven konvektiven Wärmetransport (Näheres zu diesem Vorgang in [64], [65] und [66]). In diesem Bereich werden die meisten technischen Verdampfer betrieben.

3. **Instabile Filmverdampfung** (transition boiling, partial film boiling). Nach dem Punkt C (Bild 3.1) werden so viele Blasen gebildet, daß stellenweise geschlossene Dampfschichten, «Dampffilme», entstehen. Bei weiterem

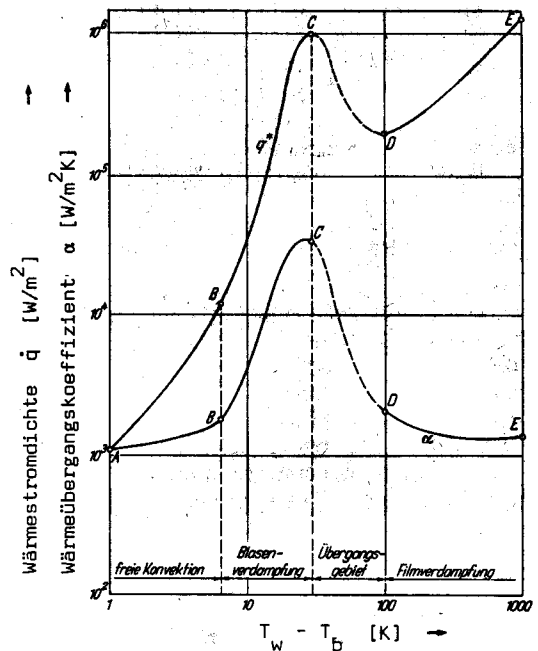


Bild 3.1. Wärmeübergangskoeffizient und Wärmestromdichte beim Verdampfen von Wasser aus einem Behälter bei Umgebungsdruck (aus [63]).

Erhöhen der Temperaturdifferenz zwischen der Heizwand und der siedenden Flüssigkeit kommen immer größere geschlossene Dampfschichten zustande. Diese Dampfschichten verschwinden laufend wieder, während andere neu gebildet werden. Im Gebiet der instabilen Filmverdampfung nimmt der Wärmeübergangskoeffizient infolge der isolierenden Wirkung der Dampfschichten ab.

4. **Stabile Filmverdampfung (film boiling).** Bei weiterem Erhöhen der Temperaturdifferenz zwischen Heizwand und siedender Flüssigkeit bildet sich über der Heizfläche eine geschlossene Dampfschicht (Film). Die Wärme muß nun vollständig durch die isolierende Schicht an die Flüssigkeit transportiert werden. Das führt zu einem gegenüber der Blasenverdampfung wesentlich schlechteren Wärmeübergang. Bei sehr hohen Temperaturdifferenzen ist dann (auch infolge des beträchtlich zunehmenden Wärmetransports durch Strahlung) ein erneutes Ansteigen des Wärmeübergangskoeffizienten zu beobachten.

3.2 Maximale Heizflächenbelastung

Wie Bild 3.1 zeigt, fällt der Wärmeübergangskoeffizient im Gebiet der instabilen Filmverdampfung derart stark ab, daß in diesem Gebiet trotz größer werdender Temperaturdifferenz die Wärmestromdichte (Heizflächenbelastung) abnimmt. Diese Erscheinung kann, wie wir noch sehen werden, höchst gefährliche Konsequenzen haben.

Die in der Verfahrenstechnik eingesetzten Verdampfer werden üblicherweise mit Heizdampf beheizt. Dabei kondensiert dieser auf der Heizflächenaußenseite. Die Kondensationstemperatur wird dabei durch den Heizdampfdruck bestimmt. Im Kondensatfilm und in der Heizwand stellt sich ein Temperaturabfall ein. Die Heizwandtemperatur auf der Verdampferseite liegt somit stets unterhalb der dem jeweiligen Heizdampfdruck entsprechenden Kondensationstemperatur. Die Wahl des Drucks bewirkt bei der Dampfbeheizung im wesentlichen die verdampfungsseitige Temperaturdifferenz. Der Betrieb des Verdampfers erfolgt mit **aufgezwungener Temperaturdifferenz**.

Beheizt man einen Verdampfer dagegen elektrisch, nuklear oder durch Verbrennung, wird diesem die Wärmestromdichte aufgezwungen. Schaltet man etwa eine elektrische Kochplatte auf eine Leistung von 2000 W, ergibt sich bei einem Plattendurchmesser von 0,18 m eine

Heizflächenbelastung von 78 600 W/m² (in diesem Beispiel wird stationärer Betrieb ohne Wärmeverluste angenommen). Wird mit dieser Wärmestromdichte eine wassergefüllte Kochpfanne mit gleichem Innendurchmesser beheizt, stellt sich gemäß Bild 3.1 Blasenverdampfung ein. Bei einer Temperatur des verdampfenden Wassers von 100 °C nimmt der Pfannenboden nach Bild 3.1 eine Temperatur von etwa 113 °C an. Könnten wir nun die Heizleistung weiter erhöhen, würden wir bei gut 25 kW eine Heizflächenbelastung von 10⁶ W/m² und damit eine Pfannenbodentemperatur von rund 130 °C erreichen. Eine geringfügig höhere Heizflächenbelastung könnte nur übertragen werden, wenn der Pfannenboden eine Temperatur von über 900 °C annehmen könnte. In diesem Falle würden Platte und Pfanne zerstört.

Beim Betrieb eines Verdampfers mit **aufgezwungener Heizflächenbelastung** ist also streng darauf zu achten, daß die maximale Heizflächenbelastung des Blasenverdampfungsbereichs keinesfalls erreicht wird. Sonst führt die beschriebene Erwärmung in technischen Verdampfern im allgemeinen zu deren Zerstörung (burn out) oder zur Selbstentzündung des Verdampferinhalts. Man nennt den Punkt, ab welchem die Heizflächenbelastung wieder abnimmt (Punkt C in Bild 3.1), **Ausbrennpunkt**. Für die Wärmestromdichte am Ausbrennpunkt fand ZUBER aufgrund theoretischer Überlegungen die folgende Beziehung:

$$\dot{q}_{\max} = (\pi/24) h_{lg} \rho_g \left(\frac{\sigma_A g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_g^2} \right)^{0,25} \sqrt{\frac{\rho_l + \rho_g}{\rho_l}} \quad (3.2)$$

Darin bedeuten h_{lg} die spezifische Verdampfungsenthalpie, ρ_g die Dichte des entstehenden Dampfs, ρ_l die Dichte der siedenden Flüssigkeit und σ_A die Oberflächenspannung der siedenden Flüssigkeit gegen ihren Dampf. Die aus der Gleichung (3.2) ermittelten maximalen Wärmestromdichten am Ausbrennpunkt stimmten mit Versuchsergebnissen, die an Wasser, Methanol, Äthanol, n-Pentan und Benzol gewonnen wurden, gut überein ([13], S. 563/564, [21], S. 210).

Der Ausdruck (3.2) gilt für das Verdampfen aus Behältern. In technischen Verdampfern wird meist eine Strömung erzwungen. Dann liegen die maximalen Wärmestromdichten höher. Da Verdampfer in jedem Fall mit genügendem Abstand vom Ausbrennpunkt zu betreiben sind, liefert die Gleichung (3.2) auch für durch-

strömte Rohre einen wertvollen Anhaltspunkt für die keinesfalls zu überschreitende Wärmestromdichte. Für die in technischen Verdampfern häufigen durchströmten senkrechten Rohre wird die maximale Heizflächenbelastung in [67] näher untersucht.

Beispiel 3.1

Zum Betrieb einer Rektifizierkolonne (Kapitel 6) müssen 2,75 kg/s Toluol bei einem Druck von 1 bar verdampft werden. Das Toluol gelangt mit Siedetemperatur zum Verdampfer. Die Stoffwerte von bei 1 bar siedendem Toluol betragen in der Flüssigkeit: Dichte 776 kg/m³, spezifische Wärmekapazität 1840 J/kg, dynamische Viskosität $2,55 \cdot 10^{-4}$ kg/ms, Wärmeleitfähigkeit 0,126 W/mK, Oberflächenspannung 0,0187 N/m; in der Gasphase: Dichte 2,99 kg/m³, dynamische Viskosität $8,98 \cdot 10^{-6}$ kg/ms; spezifische Verdampfungsenthalpie 360 000 J/kg; Siedetemperatur 383 K.

Welche Fläche muß der Verdampfer mindestens aufweisen, wenn die Wärmestromdichte 25 % des Wertes am Ausbrennpunkt nicht überschreiten darf?

Mit den angegebenen Stoffwerten liefert die Gleichung (3.2) eine Wärmestromdichte von $\dot{q}_{\max} = 2,82 \cdot 10^4$ W/m². Im Verdampfer darf höchstens eine Wärmestromdichte von 25 % dieses Wertes, also $7,0 \cdot 10^4$ W/m², erreicht werden. Zur Verdampfung der 2,75 kg/s wird somit eine ~~4,4~~malige Fläche von

$$A_{\min} = \frac{\dot{M} h_{lg}}{\dot{q}} = \frac{2,75 \cdot 360\,000}{7,04 \cdot 10^4} \text{ m}^2 = 14,1 \text{ m}^2$$

benötigt.

3.3 Wärmeübergang beim Verdampfen

In der Einführung zu diesem Kapitel ist dargestellt, daß der Verdampfungsvorgang so kompliziert ist, daß es trotz intensivem Bemühen bisher nicht gelungen ist, allgemeingültige Berechnungsunterlagen bereitzustellen, welche auch nur bescheidenen Genauigkeitsansprüchen genügen ([6], S. 223/224). Selbst innerhalb der meist engen Gültigkeitsbereiche der verschiedenen zur Verfügung stehenden halbempirischen Beziehungen ist mit erheblichen Ungenauigkeiten zu rechnen.

3.3.1 Freie Konvektion

Für die Blasenverdampfung bei freier Konvektion werden in [65] mehrere Berechnungsmethoden gegenübergestellt. Für die Verdamp-

fung von Wasser und Kältemitteln an horizontalen Rohren und Wänden ist wohl der im VDI-Wärmeatlas [24], S. Ha 1/2, beschriebene Berechnungsweg der gegenwärtig verlässlichste, da er das physikalische Geschehen bei der Verdampfung am besten berücksichtigt. Mit stark unterschiedlichen Kombinationen von Flüssigkeiten und Heizflächenmaterialien hat RHOSENOW [68] eine einfache Beziehung aufgestellt. Diese verlangt allerdings die Verwendung eines für einige Flüssigkeits-Heizflächenpaare tabellierten Koeffizienten. Diese Methode wird in [66] zusammengefaßt.

Die von LABUNZOV vorgeschlagene Korrelation vermag Meßwerte mit sehr unterschiedlichen Stoffen, wie Wasser, Methylalkohol, Äthylalkohol, Benzol, Heptan, Tetrachlorkohlenstoff, R11, Sauerstoff, Quecksilber und Natrium, wiederzugeben. Sie wurde aus Messungen an glatten Oberflächen gewonnen. Da rauhe Oberflächen höhere Wärmeübergangskoeffizienten ergeben (Näheres in [65]), ist in technischen Verdampfern eher mit größeren Wärmeübergangskoeffizienten zu rechnen. Die Beziehung von LABUNZOV ([6], S. 224/225, [65], [69]) für die Nusseltzahl bei der Blasenverdampfung lautet im Bereich $10^{-5} < Re \leq 10^{-2}$

$$Nu = 0,0625 Re^{0,5} Pr_1^{1/3} \quad (3.3)$$

und im Bereich $10^{-2} < Re < 10^4$:

$$Nu = 0,125 Re^{0,65} Pr_1^{1/3} \quad (3.4)$$

In diesen Gleichungen sind die Nusseltzahl und die Reynoldszahl nicht wie in den vorausgegangenen Abschnitten, sondern wie folgt definiert:

$$Nu = \frac{\alpha c_{pl} \rho_l \sigma_A T_b}{\lambda_l (h_{lg} \rho_g)^2} \quad (3.5)$$

$$Re = \frac{\dot{q} c_{pl} \rho_l^2 \sigma_A T_b}{\eta_l (h_{lg} \rho_g)^3} \quad (3.6)$$

Die Stoffwerte c_{pl} , ρ_l , σ_A , η_l , λ_l , ρ_g und h_{lg} sind für die Siedetemperatur T_b einzusetzen. h_{lg} ist die spezifische Verdampfungsenthalpie. Da in der Gleichung (3.6) auch die Wärmestromdichte vorkommt, muß der Wärmeübergangskoeffizient mit diesen Beziehungen iterativ ermittelt werden. Dazu ist zunächst keine Wärmestromdichte anzunehmen. Dann kann aus den Gleichungen (3.3) oder (3.4) die erste Näherung für den Wärmeübergangskoeffizienten berechnet werden. Die Gleichung (3.1) liefert damit einen genaueren Wert für die Wärmestromdichte. Die Rechnung ist so oft zu wiederholen, bis die in (3.6) eingesetzte Wärmestromdichte mit der

nach einer Durchrechnung aus (3.1) erhaltenen Wärmestromdichte genügend genau übereinstimmt.

Beispiel 3.2

Wie groß wäre der Wärmeübergangskoeffizient bei der Verdampfung nach dem Beispiel 3.1, wenn das Toluol aus einem Behälter mit einer Wandtemperatur von 395,5 K bei freier Konvektion verdampfen würde? Welche Fläche müßte der beheizte Boden dieses Behälters aufweisen?

Zum Berechnen der Reynoldszahl aus der Gleichung (3.6) müssen wir eine erste Annahme für die Wärmestromdichte treffen, beispielsweise $\dot{q} = 50\,000 \text{ W/m}^2$. Dafür liefert (3.6): $Re = 1,248$. Die Nusseltzahl kann damit aus (3.4) bestimmt werden. Diese ergibt mit der Prandtlzahl der flüssigen Phase aus (1.41) $Pr_1 = 3,724$ eine Nusseltzahl von 0,2237. Damit folgt aus (3.5) als erste Näherung für den Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha = 3194 \text{ W/m}^2\text{K}$. Dieser Wärmeübergangskoeffizient liefert mit (3.1) eine Wärmestromdichte von $\dot{q} = 3194(395,5 - 383) \text{ W/m}^2 = 39\,920 \text{ W/m}^2$. Dieses Ergebnis stimmt nicht mit der angenommenen Wärmestromdichte überein. Wir führen deshalb mit den $39\,920 \text{ W/m}^2$ als Annahme für die Wärmestromdichte eine neue Rechnung durch. Dieses Vorgehen wiederholen wir so lange, bis sich die angenommene Wärmestromdichte von der berechneten nicht mehr merklich unterscheidet (mit einer numerischen Methode könnte dieser Berechnungsweg selbstverständlich wesentlich verkürzt werden). Die letzte Durchrechnung liefert uns mit den Zwischenergebnissen $\dot{q} = 26\,280 \text{ W/m}^2$, $Re = 0,6558$ und $Nu = 0,1473$ den gesuchten Wärmeübergangskoeffizienten von rund $2100 \text{ W/m}^2\text{K}$.

Der Boden des 12,5 K über der Siedetemperatur des Toluols gehaltenen Verdampfers müßte demzufolge eine Fläche von $A = \dot{M} h_{ig} / \dot{q} = 2,75 \cdot 360\,000 / 26\,280 \text{ m}^2 = 37,7 \text{ m}^2$ aufweisen!

3.3.2 Erzwungene Konvektion

Tritt eine Flüssigkeit mit einer Temperatur unter dem Siedepunkt in ein Rohr mit einer Wandtemperatur über dem Siedepunkt dieser Flüssigkeit, entstehen an der Wand zwar Dampfblasen. Diese werden aber im Inneren der Flüssigkeit wieder kondensiert. Diese Erscheinung, die bei hohen Heizflächenbelastun-

gen auftritt, wird als **unterkühltes Sieden** (subcooled boiling) bezeichnet. Das unterkühlte Sieden kann hier nicht näher erläutert werden. Es sei aber auf [24], S. Hb1, [66] und [70] verwiesen.

Im folgenden befassen wir uns mit der Verdampfung von bereits auf Siedetemperatur erwärmten Flüssigkeiten in Verdampferrohren. Hier sind zwei Bereiche zu unterscheiden, nämlich jener mit überwiegendem Einfluß der Blasenverdampfung und jener mit vorherrschendem Einfluß der konvektiven Wärmeübertragung.

Zunächst kommt es im Verdampferrohr zu einer **Blasenverdampfung**. An der Rohrwand bilden sich Blasen. Diese werden durch Auftriebskräfte und infolge der Strömung auch durch Widerstandskräfte von der Wand abgelöst. Aus diesem Grund wird der Wärmeübergang gegenüber der im Abschnitt 3.2.1 besprochenen Blasenverdampfung bei freier Konvektion verbessert.

Durch die fortschreitende Verdampfung längs des Rohres wird ein immer größerer Volumenanteil vom Dampf eingenommen. Wie **Bild 3.2** zeigt, wird dadurch der Wärmeübergang entsprechend schlechter. Dieser Sachverhalt läßt sich mit der nachstehenden Beziehung erfassen [24], S. Hb 1:

$$\alpha/\alpha_B = 29 Re_1^{-0,3} Fr_1^{0,2} \quad (3.7)$$

Darin ist α_B der nach den Ausführungen des Abschnitts 3.3.1 zu bestimmende Wärmeübergangskoeffizient bei freier Konvektion. Re_1 ist die mit der Massenstromdichte \dot{m} des durch das Rohr strömenden Mediums, dem Dampfgehalt x_m (Dampfmassenbruch) und dem Rohrdurchmesser gebildete Reynoldszahl der flüssigen Phase:

$$Re_1 = \frac{\dot{m}(1-x_m)d}{\eta_l} \quad (3.8)$$

Die Froudezahl Fr_1 ([1], S. 44) wird ebenfalls mit der Massenstromdichte der flüssigen Phase $\dot{m}(1-x_m)$ geschrieben:

$$Fr_1 = \left[\frac{\dot{m}(1-x_m)}{\rho_l} \right]^2 \frac{1}{g d} \quad (3.9)$$

Die Gleichungen (3.8) und (3.9), eingesetzt in (3.7), lassen die folgende Abhängigkeit der Wärmeübergangskoeffizienten von der längs dem Rohr abnehmenden Massenstromdichte der flüssigen Phase erkennen:

$$\alpha/\alpha_B \sim \dot{m}(1-x_m)^{0,1} \quad (3.10)$$

Mit zunehmendem Dampfanteil wird die mittlere Dichte des Dampf/Flüssigkeit-Gemisches rasch kleiner. Aus Kontinuitätsgründen nimmt deshalb die Geschwindigkeit im Verdampferrohr entsprechend zu ($\dot{m} = \rho w = \text{konstant}$). Es bildet sich eine komplizierte Zweiphasenströmung aus, in der die Flüssigkeit, wie in Bild 3.2 angedeutet, an die Rohrwand gedrängt wird. Die zunehmende Geschwindigkeit führt zu einer Erhöhung des konvektiven Wärmetransports. Dieser übertrifft im Bereich der **Konvektionsverdampfung** den durch die Blasenverdampfung verursachten Wärmetransport. Das führt zu einem erneuten Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten: **Bild 3.2**. Die Verdampfung erfolgt nun an der Oberfläche eines der Rohrwand entlangschießenden Flüssigkeitsfilms, während sich die Dampfphase vorwiegend im Rohrinnen bewegt. Durch den Impulsaustausch zwischen dem Flüssigkeitsfilm und dem Dampfkern beeinflussen sich die beiden Phasen gegenseitig. Die rechnerische Erfassung dieser Zweiphasenströmung ist deshalb sehr schwierig. Da diese den hier maßgebenden konvektiven Wärmetransport von der Rohrwand an den Flüssigkeitsfilm bestimmt, ist auch die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten im Bereich der Konvektionsverdampfung kompliziert. Es werden dafür mehrere Korrelationen angegeben. Sie unterscheiden sich für verschiedene Stoffe teilweise erheblich [66]. Hier sei lediglich das auch im VDI-Wärmeatlas ([24], S. Hb1) benützte, auf Messungen an Alkoholen, Frigenen und Wasser beruhende Berechnungsmodell von CHAWLA [71] für technisch raue Rohre vorgestellt.

Die für den Bereich der Konvektionsverdampfung maßgebende Nusseltzahl enthält zusätzlich zu der nach Gleichung (1.39) definierten Nusseltzahl die Parameter Dampfgehalt x_m , Dichte der Flüssigkeit ρ_l und des Dampfes ρ_g und die dimensionslose Impulsaustauschgröße für die Zweiphasenströmung ε_i :

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda_l} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{\frac{(1-x_m)\rho_g}{x_m \varepsilon_i \rho_l} + 1}} \right] \quad (3.11)$$

Sie kann berechnet werden mit

$$A = \frac{x_m}{1-x_m} (\rho_l/\rho_g)^{0,3} (\eta_l/\eta_g)^{0,8} Re^{0,35} Pr_l^{0,42} \quad (3.12)$$

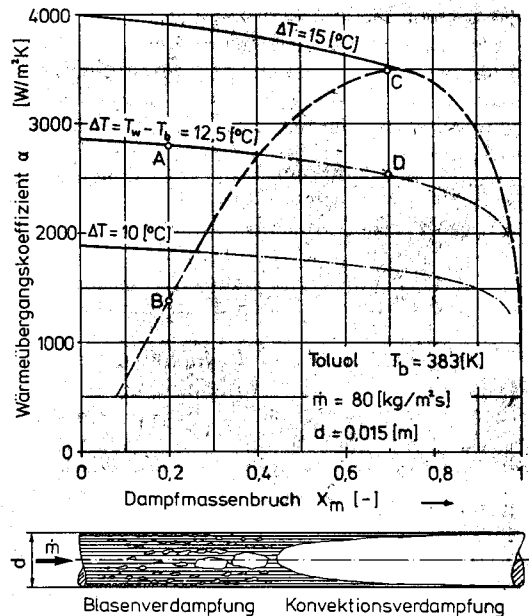


Bild 3.2. Wärmeübergang bei der Verdampfung von Toluol bei einer Massenstromdichte von 80 kg/m^2 und unterschiedlichen Temperaturdifferenzen (die Punkte A, B, C und D werden im Beispiel 3.3 berechnet).

für $Re_l Fr_l < 109$ aus

$$Nu = 0,0066 (Re_l Fr_l)^{0,475} A \quad (3.13)$$

und für $Re_l Fr_l > 109$ aus:

$$Nu = 0,015 (Re_l Fr_l)^{0,3} A \quad (3.14)$$

Die dimensionslose Impulsaustauschgröße ε_i folgt für technisch raue Rohre mit einer dimensionslosen Rohrrauigkeit k/d von 10^{-6} bis 10^{-3} aus der Beziehung:

$$\varepsilon_i = (\varepsilon_1^{-3} + \varepsilon_2^{-3})^{-1/3} \quad (3.15)$$

Darin sind

$$\varepsilon_1 = 10 (0,952 + \log B) \quad (3.16)$$

$$\varepsilon_2 = 10^{10,1675 - 0,055 \log(k/d) \log B - 0,67} \quad (3.17)$$

und:

$$B = \frac{1-x_m}{x_m} (Re_l Fr_l)^{-1/4} (\rho_l/\rho_g)^{-0,9} (\eta_l/\eta_g)^{-0,5} \quad (3.18)$$

Trotz der Erfassung zahlreicher Einflußgrößen ist der nach diesen Gleichungen errechnete Wärmeübergangskoeffizient noch mit erheblichen Unsicherheiten behaftet. Bild 3.2 zeigt die für die Konvektionsverdampfung typische Ab-

hängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten vom Dampfgehalt am Beispiel der Verdampfung von Toluol: Nach einem durch die zunehmende Geschwindigkeit des Flüssigkeitsfilms bedingten Anwachsen des Wärmeübergangskoeffizienten strebt dieser bei sehr hohen Dampfgehalten dem nach der vollständigen Verdampfung wesentlich kleineren Wärmeübergang von der Rohrwand an den Dampf zu.

Bei der Verdampfung in Rohren stellt sich jener Verdampfungsmechanismus ein, der bei einer gegebenen Wärmestromdichte die kleinste Temperaturdifferenz zwischen Rohrwand und siedender Flüssigkeit ergibt. Das bedeutet, daß stets der größere der beiden für Blasen- und Konvektionsverdampfung errechneten Wärmeübergangskoeffizienten maßgebend ist.

Wie Bild 3.2 verdeutlicht, ist die Temperaturdifferenz zwischen Heizwand und siedender Flüssigkeit (beziehungsweise bei aufgezwingener Heizflächenbelastung die Wärmestromdichte) im Bereich der Blasenverdampfung von großem Einfluß auf den Wärmeübergangskoeffizienten. Sein Wert steigt aber auch mit zunehmendem Durchsatz in den Verdampferrohren, wie dies **Bild 3.3** am Beispiel der Verdampfung von Toluol bei einer Temperaturdifferenz von

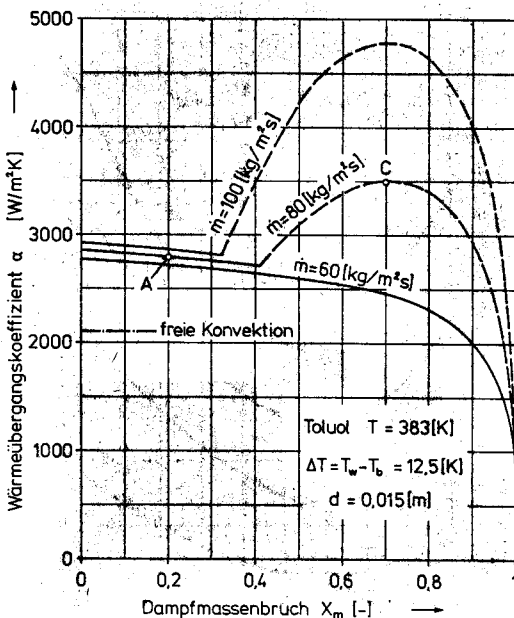


Bild 3.3. Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten beim Verdampfen von Toluol von der Massenstromdichte bei konstanter Temperaturdifferenz (die Punkte A und C werden im Beispiel 3.3 berechnet).

12,5 K verdeutlicht. Während der Wärmeübergangskoeffizient im Bereich der Blasenverdampfung durch die Massenstromdichte wenig beeinflusst wird, ist im Gebiet der Konvektionsverdampfung eine starke Abhängigkeit von der Massenstromdichte erkennbar.

Wir haben uns in diesem Abschnitt bisher nur mit der für die Praxis wichtigsten Verdampfung in Rohren befaßt. In der Technik kommen aber außer Rohrbündeln noch andere Anordnungen für die Verdampfung in Frage (beispielsweise Plattenverdampfer). Im Rahmen dieser Einführung ist es nicht möglich, darauf einzugehen. Bei der Besprechung der Verdampferbauarten wird jedoch im Abschnitt 3.4 auf die entsprechende Literatur verwiesen.

Beispiel 3.3

Im Beispiel 3.2 haben wir gesehen, daß sich die Verdampfungsaufgabe des Beispiels 3.1 mit einem «Pfannenverdampfer» nicht zweckmäßig lösen läßt. Deshalb pumpen wir die zu verdampfenden 2,75 kg/s Toluol durch 195 Verdampferrohre mit einem Innendurchmesser von 15 mm und einer Rauigkeit von 0,5 mm (der dabei in den Rohren auftretende Druckverlust könnte beispielsweise nach [24], S. Lg1/Lg6 berechnet werden).

Wie groß sind die bei Dampfmassenbrüchen von 0,2 und 0,7 zu erwartenden Wärmeübergangskoeffizienten?

Zunächst berechnen wir die Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasenverdampfen und einem Dampfmassenbruch von 0,2. Der Gesamtquerschnitt der 195 Verdampferrohre beträgt 0,03446 m².

Dies ergibt eine Massenstromdichte in den Rohren von $\dot{m} = \dot{M}/A = 2,75/0,03446 \text{ kg/m}^2\text{s} \approx 80 \text{ kg/m}^2\text{s}$. Damit liefert (3.8) $Re_1 = 3764$ und (3.9) $Fr_1 = 0,04623$. Die Beziehung (3.7) ergibt für das Verhältnis der Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha/\alpha_B = 1,326$. Mit α_B aus dem Beispiel 3.2 finden wir für den Wärmeübergangskoeffizienten im Bereich der Blasenverdampfung $\alpha = 2789 \text{ W/m}^2\text{K}$. Dieser Punkt ist in Bild 3.2 mit A bezeichnet. Analog findet man für einen Dampfgehalt von 0,7 einen Wärmeübergangskoeffizienten von 2528 W/m²K (Punkt D in Bild 3.2).

Die Ermittlung des Wärmeübergangskoeffizienten bei Konvektionsverdampfung erfordert eine umfangreichere Rechnung, die wir für einen Dampfmassenbruch von 0,2 verfolgen wollen: aus (3.12) $A = 597,2$, da $Re_1 Fr_1 = 174$ aus (3.14) $Nu = 42,11$, aus (3.18) $B = 0,002134$,

aus (3.16) $\varepsilon_1 = 0,01943$, aus (3.17) $\varepsilon_2 = 0,04631$, aus (3.15) $\varepsilon_i = 0,01897$ und schließlich aus (3.11) $\alpha = 1375 \text{ W/m}^2\text{K}$. Dieser Wert ist in Bild 3.2 als Punkt B eingetragen. Das gleiche Vorgehen liefert für einen Dampfmassenbruch von 0,7 einen Wärmeübergangskoeffizienten von $3497 \text{ W/m}^2\text{K}$.

Maßgebend für die Verdampferauslegung ist jeweils der höhere der beiden Wärmeübergangskoeffizienten. Für einen Dampfmassenbruch von 0,2 ist dies der Wert für die Blasenverdampfung von $2789 \text{ W/m}^2\text{K}$, während für den Dampfmassenbruch von 0,7 die Konvektionsverdampfung mit einem Wärmeübergangskoeffizienten von $3497 \text{ W/m}^2\text{K}$ überwiegt.

3.3.3 Blasenverdampfung von Gemischen

In der Verfahrenstechnik sind häufig neben reinen Stoffen auch Gemische zu verdampfen. Der Wärmeübergangskoeffizient von Gemischen ist meist kleiner, als dies nach einer Mittelwertbildung mit den Molenbrüchen aus den Wärmeübergangskoeffizienten der reinen Komponenten α_i nach der Beziehung

$$\alpha' = \sum x_i \alpha_i \quad (3.19)$$

zu erwarten wäre. Bild 3.4 verdeutlicht dies am Beispiel gemessener Wärmeübergangskoeffizienten des Gemischs Methyläthylketon-Toluol. Die Reduktion des Wärmeübergangskoeffizienten des Gemischs α gegenüber dem aus der Gleichung (3.19) bestimmten Mittelwert ist um so größer, je stärker sich die Gleichgewichtszusammensetzung von Flüssigkeit und Dampf unterscheidet (darauf wird später noch eingegangen); sie läßt sich auf mehrere Ursachen zurückführen. Wie wir bei der Behandlung der Destillation noch sehen werden, ist der Gehalt an leichter flüchtigen Komponenten im Dampf größer als im Flüssigkeitsgemisch. Deshalb kommt es an den Verdampfungsstellen zu einer Anreicherung der schwerer flüchtigen Stoffe. Das führt zu einer gegenüber dem Mittelwert im Gemisch erhöhten Siedetemperatur an den Verdampfungsstellen. Die wirksame Temperaturdifferenz zwischen Wand und Verdampfungsstelle ist somit geringer, als nach der mittleren Gemischzusammensetzung zu erwarten wäre. Weitere Gründe für die Abweichungen von der Gleichung (3.19) sind die in Gemischen geringere Blasenstehungsrate und die Oberflächenspannungsabhängigkeit von der Zusammensetzung [73], [74].

Zurzeit ist man noch auf empirische Korrelationen angewiesen. Für Zweistoffgemische kann für Drücke von 1 bis 10 bar mit der nachstehenden Näherung gerechnet werden:

$$\alpha/\alpha' = \frac{1}{1 + A_0(0,88 + 1,2 \cdot 10^{-4} p) |y - x|} \quad (3.20)$$

Darin ist p der Druck in Pa, $|y - x|$ der Betrag der Molenbruchdifferenz zwischen Gas und Flüssigkeit (wird im Kapitel 5 erläutert) und A_0 eine für einige Gemische in [24], S. Hc2, tabellierte Gemischkonstante. Für Gemische, deren Konstante nicht vermessen wurde, genügt es im allgemeinen, mit dem Mittelwert $A_0 \approx 1,55$ zu rechnen.

In [74] wird dargelegt, wie man aus diesen Konstanten für Zweistoffgemische auf den Wärmeübergangskoeffizienten bei der Verdampfung von Drei- und Mehrstoffgemischen schließen kann. Ein anderer Berechnungsweg für den Wärmeübergang bei der Blasenverdampfung binärer Gemische wird in [75] erörtert.

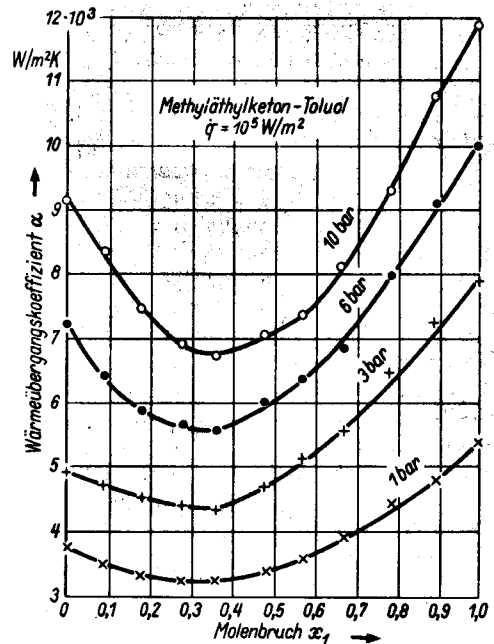


Bild 3.4. Wärmeübergangskoeffizient bei der Blasenverdampfung des Gemischs Methyläthylketon-Toluol (aus [24], S. Hc1).

3.4 Verdampferbauarten

Die in der Verfahrenstechnik üblichen Verdampfer werden meist nicht direkt, sondern mit Prozeßdampf aus einer Energiezentrale beheizt. Zum Erzeugen von Prozeßdampf werden Dampfkessel unterschiedlicher Bauart verwendet. Die Prozeßdampferzeugung läßt sich thermodynamisch am günstigsten mit gleichzeitigem Erzeugen elektrischer Energie über Dampfturbinen (Kraft-Wärme-Kopplung) durchführen. Zusammenfassende Darstellungen hierüber sind in [3], S. 347/355, und in [76] zu finden.

Im folgenden müssen wir uns auf die Besprechung der wichtigsten Verdampfer für die eigentliche Stoffumwandlungstechnik, wie sie etwa in Anlagen zur Eindampfung, Destillation oder Rektifikation zu finden sind, beschränken. Von wesentlicher Bedeutung für die Verdampferbauart ist die thermische Empfindlichkeit der zu verdampfenden Stoffe. Der Zerfall thermisch empfindlicher Verbindungen geht um so rascher vor sich, je höher die Temperatur ist (eine Abschätzung mit der *ARRHENIUS*schen Gleichung ergibt bei Reaktionen in Lösungen eine Verdoppelung bis Verdreifachung der Zerfallsgeschwindigkeit bei einer Erhöhung der Temperatur um 10 K [77], S. 404) und je länger sich temperaturempfindliche Produkte in Zonen hoher Temperatur aufhalten. Die Apparate zum Verdampfen thermisch empfindlicher Stoffe müssen deshalb bei möglichst tiefen Verdampferemperaturen (Vakuumverdampfung) und geringen Verweilzeiten im Verdampfer ([1], S. 116/118) arbeiten. Wie wir noch sehen werden, können diese Forderungen zu höchst aufwendigen Konstruktionen führen.

Wir werden die Verdampfer am Beispiel von Bauarten für die Eindampfung besprechen. Der entstehende Dampf wird als Brüden, die konzentrierte Lösung als Konzentrat bezeichnet. Anstelle des Konzentrataustritts tritt bei der Destillation oder der Rektifikation die Entnahme des Sumpfprodukts. Bei vollständiger Verdampfung entfällt die Entnahme der flüssigen Phase.

3.4.1 Rohrbündelumlaufverdampfer

Die am häufigsten gebauten Verdampfer sind Rohrbündelverdampfer. Bei diesen wird die zur Verdampfung benötigte Wärme durch einen Wärmeträger, meist Wasserdampf, an die Außenseite vertikaler Rohrbündel herange-

führt. Der Verdampfungsvorgang spielt sich im Rohrrinnern nach den im Abschnitt 3.3 beschriebenen Mechanismen ab.

3.4.1.1 Kurzrohrverdampfer

Der Kurzrohrverdampfer (short tube evaporator, *ROBERT*-Verdampfer) ist die einfachste Bauart eines Rohrbündelverdampfers: **Bild 3.5**. Bei diesen werden die Rohrbündel durch die zu verdampfende Flüssigkeit vollständig überflutet. Das durch die Verdampfung in den Verdampferrohren entstehende Zweiphasengemisch weist eine geringere Dichte auf als die Flüssigkeit im Fallrohr (downcomer), welches einen Querschnitt von 50 bis 100 % aller Verdampferrohre aufweist. Als Folge des Dichteunterschieds bildet sich die in **Bild 3.5** angedeutete Zirkulationsströmung aus. Die Länge der Rohre beträgt etwa das Zwanzig- bis Dreißigfache ihres Durchmessers. Zum Abscheiden von Schaum und mitgerissenen Flüssigkeitströpfchen wird zwischen den beiden Brüdenräumen ein Prallschirm angeordnet. Im oberen Brüdenraum werden weitere Tröpfchen durch Sedimentation abgeschieden. Zur Steigerung der Strömungsgeschwindigkeit kann im Fallrohr ein Propellerrührer angebracht werden (bei-

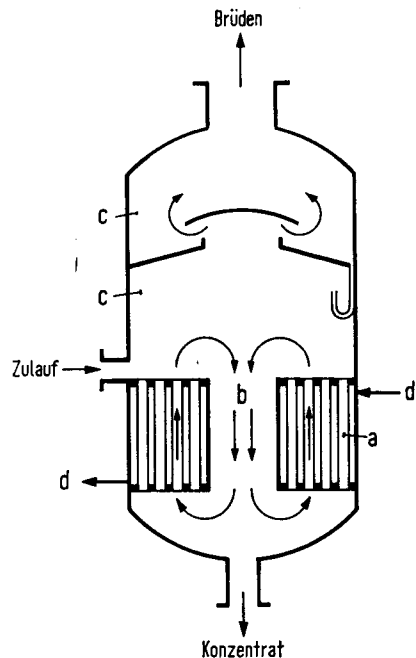


Bild 3.5. Kurzrohrverdampfer (*ROBERT*-Verdampfer). a Rohrbündel, b Fallrohr, c Brüdenraum, d Eintritt und Austritt des Wärmeträgers (aus [3], S. 653).

spielsweise in Kristallisatoren). Falls in Kristallisatoren beim Eindampfen Kristalle ausfallen, wird der Flüssigkeitsspiegel so hoch über den Rohren gewählt, daß die Verdampfung infolge des höhern Drucks nicht in den Rohren, sondern in der Flüssigkeit über den Rohren stattfindet. Auf diese Weise können die Rohre vor Verkrustungen geschützt werden.

Als Hauptnachteil ist beim Kurzrohrverdampfer die infolge des großen Flüssigkeitsinhalts hohe mittlere Verweilzeit der zu verdampfenden Stoffe im Apparat zu erwähnen. Da der Kurzrohrverdampfer ungleichmäßig durchströmte Zonen aufweist, ist die Verweilzeitverteilung zudem sehr breit. Das erklärt, warum dieser Verdampfer für thermisch empfindliche Stoffe nicht geeignet ist. Weitere Angaben zum Kurzrohrverdampfer in [6], S. 764/771, und [78], S. 275/279.

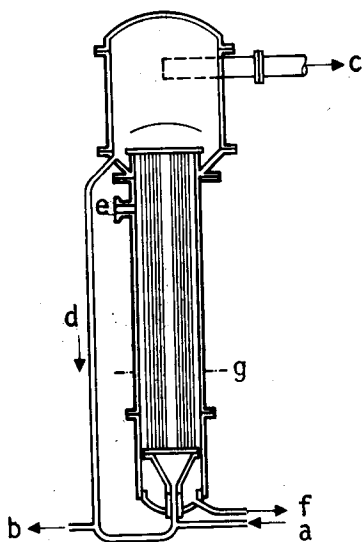


Bild 3.6. Langrohrverdampfer mit natürlichem Umlauf. a Zulauf, b Konzentrataustritt, c Brüdenaustritt, d Fallrohr, e Heizdampfeintritt, f Kondensataustritt, g Flüssigkeitsniveau ohne Wärmezufuhr (aus [79]).

3.4.1.2 Langrohrverdampfer

Im Langrohrverdampfer mit natürlichem Umlauf (vertical tube climbing film evaporator) würde der Flüssigkeitsinhalt ohne Wärmezufuhr nur ausreichen, um die Verdampferrohre bis zu etwa 40 % ihrer Höhe zu füllen: Bild 3.6. Bei Betrieb mit genügend hoher Wandübertemperatur wird die verdampfende Flüssigkeit durch den entstehenden Dampf nach oben mit-

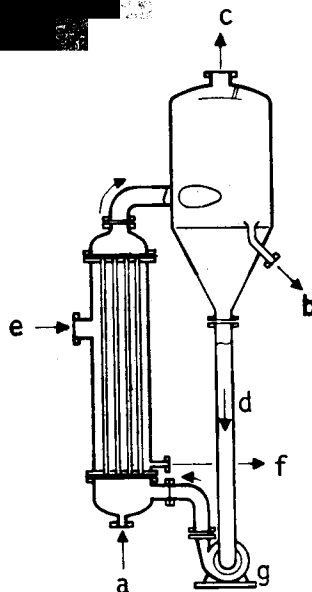


Bild 3.7. Langrohrverdampfer mit Zwangsumlauf. a Zulauf, b Konzentrataustritt, c Brüdenaustritt, d Fallrohr, e Heizdampfeintritt, f Kondensataustritt, g Zirkulationspumpe (aus [79]).

gerissen. An einer Prallplatte wird die flüssige Phase abgefangen und aus dem außenliegenden Fallrohr teilweise als Konzentrat entnommen. Der Rest wird dem Verdampfer wieder zugeführt. Die zulaufende Lösung wird nach der Kondensatentnahmestelle zugegeben. Zur Tropfenabscheidung wird durch eine tangentiale Dampfentnahme im Brüdenraum eine Rotationsströmung erzeugt. Durch die Rotationsbewegung werden die Tröpfchen nach außen an den Verdampfermantel geschleudert. Mit diesen Langrohrverdampfern läßt sich dank höherem Wärmedurchgangskoeffizienten und geringerem Flüssigkeitsinhalt gegenüber dem Kurzrohrverdampfer wesentlich kürzere Verweilzeit erreichen. Die Verweilzeitverteilung wird auch wesentlich enger, da schlecht durchströmte Zonen kaum mehr vorkommen.

Zu weiterem Erhöhen des Wärmeübergangskoeffizienten und einer damit verbundenen zusätzlichen Reduktion der Wärmeübertragungsfläche gelangt man durch Einbau einer Zirkulationspumpe in das Fallrohr. Bild 3.7 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines solchen Langrohrverdampfers mit Zwangsumlauf (forced film evaporator). Der Brüdenraum wurde hier zur Tropfenabscheidung zum eigentlichen Zyklonabscheider ausgebaut. Näheres dazu in [3], S. 654/655, und [78], S. 282/287.

3.4.2 Durchlaufverdampfer

Zur thermisch schonenden Verdampfung ist eine weitere Reduktion der Verweilzeit im Verdampfer nur möglich, wenn man vom vorhin besprochenen Umlaufprinzip auf das Durchlaufprinzip übergeht. Dabei wird die Rückführung des nichtverdampften Flüssigkeitsanteils völlig unterbunden. Das ist nur möglich, wenn die gewünschte Eindampfung dank sehr gutem Wärmeübergang in einem Durchlauf durch den Verdampfer erreicht werden kann. Weiter muß in solchen Apparaten zum zusätzlichen Senken der Siedetemperaturen der Betrieb im Vakuum möglich sein. Voraussetzung dazu sind geringe Druckverluste im Verdampfer.

3.4.2.1 Fallfilmverdampfer

Beim Fallfilmverdampfer (falling film evaporator) wird die zu verdampfende Flüssigkeit in einem Vorwärmer auf Siedetemperatur erhitzt und dann durch einen Flüssigkeitsverteiler als dünner Film auf den Umfang der Rohre des Fallfilmverdampfers verteilt. Unter Zufuhr der Verdampfungswärme wird der Film verdampft, während er den Rohrwänden entlang nach unten fließt: Bild 3.8. In einem Zyklonabscheider werden schließlich Brüden und Konzentrat getrennt. Für die Verdampfung im Fallfilm genügt schon eine bescheidene Temperaturdifferenz zwischen Wand und siedender Flüssigkeit. Da der hydrostatische Druckverlust gegenüber den Langrohrapparaten entfällt, ist auch der Druckverlust wesentlich kleiner. Schwierigkeiten können allerdings mit der Benetzung der Rohre auftreten, weil der Film durch das Verdampfen entlang der Rohrwand stets dünner wird. Als Gegenmaßnahme kann man den Film nach einer gewissen Lauflänge auffangen und in einer zweiten Verdampferstufe erneut in Rohrbündel mit geringerem Gesamtumfang verteilen. Aus dem gleichen Grund werden auch kegelförmige Verdampferrohre verwendet. Der Rieselfilm, auf den wir im nächsten Kapitel noch zurückkommen, kann auch in Plattenwärmeübertragern erzeugt werden. Diese sind wie die besprochenen Plattenwärmeübertrager einfach zu reinigen, und sie lassen sich durch Hinzufügen weiterer Platten geänderten Betriebsbedingungen anpassen ([78], S. 303/305, [80]).

Der Flüssigkeitsinhalt von Fallfilmverdampfern ist gegenüber den Langrohrapparaten nochmals erheblich geringer. In Fallfilmverdampfern lassen sich deshalb mittlere Verweilzeiten unter 60 s erreichen. Angaben zum Wär-

meübergang in Fallfilmverdampfern sind in [81], [82] und [83] zu finden, während [78], S. 297/301, Näheres über deren Aufbau und Einsatz enthält.

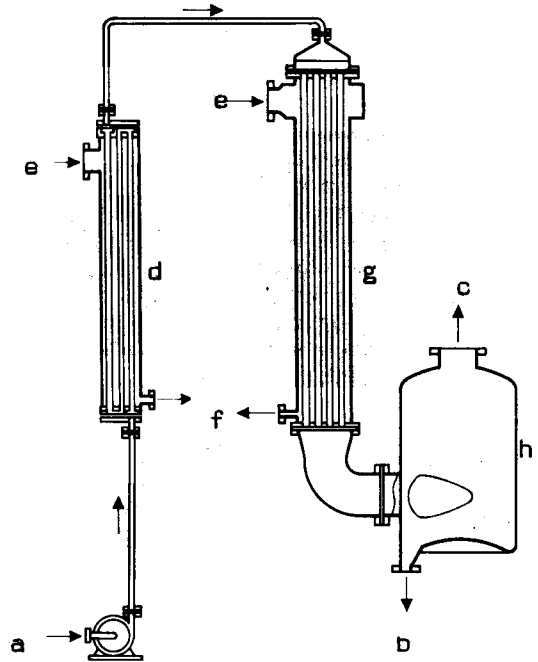


Bild 3.8. Fallfilmverdampfer. a Zulauf, b Konzentrataustritt, c Brüdenaustritt, d Vorwärmer, e Heizdampfeintritt, f Kondensataustritt, g Fallfilmverdampfer, h Zyklonabscheider (aus [79]).

3.4.2.2 Dünnschichtverdampfer

Eine weitere Verbesserung des Fallfilmverdampfers läßt sich verwirklichen, indem der Rieselfilm durch einen mit hohen Umfangsgeschwindigkeiten (3 bis 15 m/s) drehenden Rotor mechanisch beeinflusst wird: Bild 3.9. Die

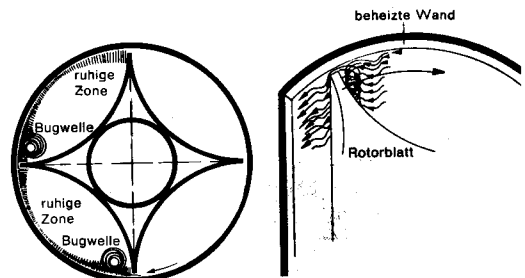


Bild 3.9. Beeinflussung des Rieselfilms durch den Rotor eines Dünnschichtverdampfers (aus [27]).

nicht ganz zum beheizten Verdampfermantel reichenden Rotorblätter sind entweder starr ausgebildet (Spaltweiten je nach Apparategröße 0,8 bis 3 mm), oder sie weisen gelenkig gelagerte Pendelwischer mit minimalen Spaltweiten von einigen Zehntelmillimetern auf. Durch die mechanische Beeinflussung des Films werden wandnahe Filmschichten stets mit wandfernen vermischt (Näheres zu diesen Vorgängen und zur Rotorantriebsleistung in [85]). Der Wärmeübergang zwischen Heizwand und Film läßt sich damit gegenüber dem Fallfilmverdampfer bei mittel- und hochviskosen Stoffen wesentlich steigern [86], [87] und [88]. Weiter führt die mechanische Beeinflussung des Films zu einer gegenüber dem gewöhnlichen Fallfilmverdampfer engeren Verweilzeitverteilung. Der Dünnschichtverdampfer (mechanically agitated thin-film evaporator) ist aus diesen Gründen für die Verdampfung thermisch empfindlicher Stoffe mittlerer bis hoher Viskosität (dynamische Viskosität bis 10 kg/ms bei Rotoren mit festen Wischern und bis 100 kg/ms bei Rotoren mit Pendelwischern) geeignet. Auch stark schäumende Stoffe können in Dünnschichtverdampfern dank der schaumzerstörenden Wirkung des Rotors verdampft werden.

In **Bild 3.10** ist ein Dünnschichtverdampfer schematisch dargestellt. Die einzudampfende Lösung wird durch einen ringförmigen Verteiler auf dem Rotor an die zylindrische Heizwand zu einem Rieselfilm verteilt. Auf dem Weg nach unten erfolgt die Eindampfung des Rieselfilms bei laufender mechanischer Beeinflussung durch die Rotorblätter. Dabei kann die Viskosität der flüssigen Phase stark zunehmen. Das Konzentrat tritt schließlich unten aus dem Apparat. Der entstehende Dampf steigt durch die in **Bild 3.9** sichtbaren Kanäle zwischen Rotor und Heizmantel nach oben. Infolge des großen freien Querschnitts entstehen dabei nur geringe Druckverluste in der Dampfströmung. Das ermöglicht die Vakuumverdampfung auch bei Drücken gegen 1 mbar. Dadurch ergeben sich tiefe Siedetemperaturen, die mit der kurzen Verweilzeit zur thermisch schonenden Verdampfung beitragen. Allfällig mitgerissene Flüssigkeitströpfchen werden im über dem Zulauf angeordneten Tropfenabscheider abgetrennt, bevor der Brüden aus dem Verdampfer tritt.

Die verfahrenstechnischen Vorteile dieses Verdampfers müssen allerdings durch eine recht aufwendige Konstruktion erkauft werden: Das untere Rotorlager befindet sich im Innern

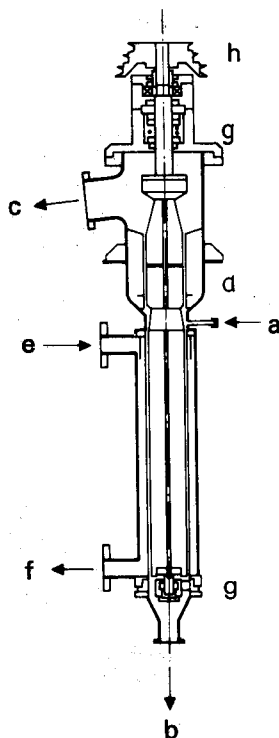


Bild 3.10. Dünnschichtverdampfer. a Zulauf, b Konzentrataustritt, c Brüdenaustritt, d Tropfenabscheider, e Heizedampfaustritt, f Kondensataustritt, g Lager, Dichtung, h Keilriemenscheibe (aus [79]).

des Verdampfers und muß deshalb durch das zu verdampfende Produkt geschmiert werden. Weiter ist der Apparat oben gegenüber einer rotierenden Welle zu dichten.

Durch eine entsprechende Ausbildung der Rotorblätter (beispielsweise Flügel mit anpaßbarem Anstellwinkel) können Lösungen bis zum Trockenprodukt eingedampft werden (Eindampfverhältnisse bis 50:1). Heute werden Dünnschichtverdampfer mit Heizflächen von 0,13 bis 40 m² bei Durchmessern bis über 1,5 m und Höhen bis zu 12 m gebaut. Weitere Angaben zum Dünnschichtverdampfer sind in [78], S. 305/321, [89] und [90] zu finden.

3.4.2.3 Zentrifugalverdampfer

Extrem kurze Verweilzeiten in der Größenordnung von Sekunden bei geringstem Flüssigkeitsbetriebsinhalt werden in Zentrifugalverdampfern erreicht: **Bild 3.11**. Diese ermögli-

chen das Eindampfen thermisch hochempfindlicher Stoffe (Fruchtsäfte, Hefeextrakt, Arzneistoffe und anderes mehr). In diesen Apparaten wird nicht nur der verdampfungsseitige, sondern auch der heizdampfseitige Wärmeübergang durch eine mechanische Beeinflussung der Zentrifugalverdampfer gleicht jener der Tellerzentrifugen beziehungsweise der Tellerseparatoren ([1], S. 87/92).

Die einzudampfende Lösung wird durch das Zulaufrohr über Düsen auf die rotierenden konischen Heizflächen gespritzt. Auf diesen entsteht infolge der hohen Zentrifugalbeschleunigung von rund 2000 m/s^2 ein dünner Film, der mit großer Geschwindigkeit nach außen geschleudert wird. Bei gleichzeitiger Beschleunigung auf die Umfangsgeschwindigkeit der Kegelstümpfe stellt sich eine starke Relativbewegung zwischen Heizfläche und Film ein, die zu einem hervorragenden verdampfungsseitigen Wärmeübergang führt. Das Konzentrat wird im inneren Ringraum des Rotors gesammelt und durch ein Schälrohr aus diesem entfernt. Der entstehende Brüden verläßt den Verdampfer durch die Öffnung im Rotor nach oben.

Der Heizdampf strömt durch eine Hohlwelle in den äußeren Ringraum des Rotors und gelangt anschließend durch einzelne Bohrungen im Rotor ins Innere der Verdampferkegel. In diesen kondensiert der Heizdampf vor allem an der Innenwand, weil dieser durch die Verdampfung der Lösung Wärme entzogen wird. An dieser Innenwand kann sich aber infolge der starken Fliehkraft kein geschlossener Kondensatfilm ausbilden: Das Kondensat spritzt von der Innen- an die Außenwand. Aus diesem Grund wird hier im Unterschied zu den bisher vorgestellten Verdampfern auch der heizdampfseitige Wärmeübergang deutlich verbessert. Das Kondensat wird durch die Bohrungen am Rotorumfang in den äußeren Ringraum geschleudert und wird dort durch ein Schälrohr entnommen.

Zentrifugalverdampfer der beschriebenen Bauart werden mit Heizflächen bis zu 7 m^2 , bis zu neun Verdampferkegeln und einer Bauhöhe bis zu 5 m gebaut. Dank den ausgezeichneten Wärmeübergängen auf der Heizdampf- und auf der Verdampfungsseite lassen sich mit diesem Verdampfer für wässrige Lösungen Wärmedurchgangskoeffizienten über 5000 W/m^2 erzielen! Die Konstruktion des Zentrifugalverdampfers ist allerdings noch aufwendiger als jene der Dünnschichtverdampfer. Auch die hohen Antriebsleistungen (bis 20 kW) beschrän-

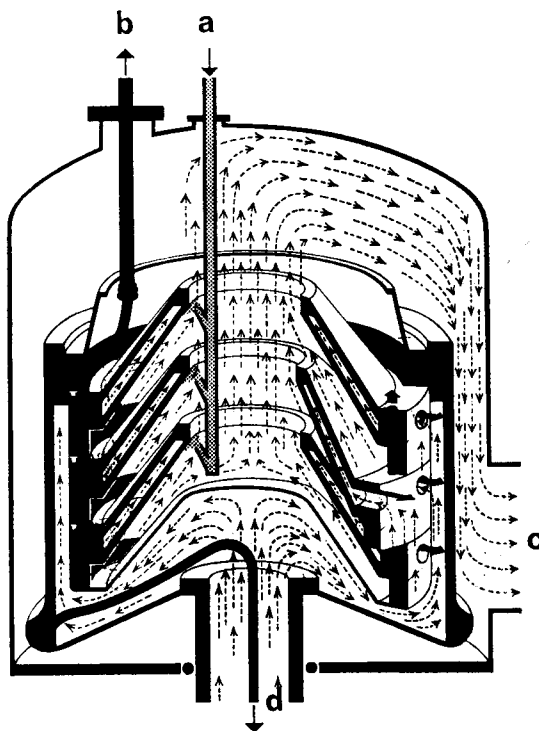


Bild 3.11. Zentrifugalverdampfer (Zentri-Therm, Alfa-Laval). a Eintritt der Lösung, b Konzentratentnahme über Schälrohr, c Brüdenaustritt, d Heizdampfeintritt, e Kondensatentnahme über Schälrohr aus äußerem Ringraum.

ken den Einsatzbereich dieses Verdampfers auf thermisch hochempfindliche Stoffe. Weiteres in [78], S. 321/324, [79], [91] und [92].

4. Kondensation

Bei der Kondensation werden Dämpfe an einer Wand, deren Temperatur unterhalb der Sättigungstemperatur des betreffenden Stoffs liegt, verflüssigt. Die dabei frei werdende Verdampfungswärme muß durch die Wand abgeführt werden. Die Kondensation ist also die Umkehrung der Verdampfung. Sie kann als Filmkondensation (film condensation) oder Tropfenkondensation (dropwise condensation) erfolgen. Bei der in technischen Kondensatoren meist vorliegenden **Filmkondensation** bildet die bei der Kondensation entstehende Flüssigkeit einen geschlossenen Film, der als Rieselfilm entlang der gekühlten Wand abfließt.

Falls die Kühlflächen sehr schlecht benetzen, vermag das Kondensat darauf keinen geschlossenen Flüssigkeitsfilm zu bilden. Dann entsteht auf der Kühlfläche eine große Zahl einzelner wachsender Flüssigkeitströpfchen, die nach dem Erreichen einer bestimmten Größe abrollen, wie man dies etwa im Winter an den Fensterscheiben in der Eisenbahn beobachten kann. Diese Kondensationsform wird als **Tropfenkondensation** bezeichnet. Bei der Tropfenkondensation werden sehr hohe Wärmeübergangskoeffizienten erreicht. Sie liegen teilweise beträchtlich über den bei der Filmkondensation gemessenen Werten ([93], S. 306/309, [94]). Zum Aufrechterhalten der Tropfenkondensation muß ein Benetzen der Kühlwand des Kondensators während langer Zeit unterbunden werden. Dies kann durch die Beigabe geringer Mengen hydrophober Stoffe (beispielsweise Fettsäuren, Merkaptane und ähnliches) erfolgen ([93], S. 306, [95]). Im Labor verliefen Versuche zum Aufrechterhalten der Tropfenkondensation mit besonderen Überzügen für die Kühlflächen erfolgreich. Technische Kondensatoren mit während der ganzen Betriebszeit gesicherter Tropfenkondensation konnten dagegen noch nicht gebaut werden, weil das Problem der Reinigung und der Wiederbeschichtung der Kühlflächen bisher noch nicht befriedigend gelöst werden konnte [96, 97].

Die Bestimmung des Wärmeübergangs bei der Tropfenkondensation ist sehr schwierig, da die Tropfenbildung und die Tropfenverteilung kaum erfaßbar sind. Einen interessanten Berechnungsansatz findet man in [97].

Ob es gelingt, die Tropfenkondensation für den technischen Dauerbetrieb zu nutzen, wird erst die Zukunft zeigen. Im allgemeinen stellt sich in technischen Kondensatoren Filmkon-

densation ein. Da kaum mit Sicherheit vorausgesagt werden kann, welche Kondensationsform in technischen Apparaten auftritt, und weil die Filmkondensation geringere Wärmeübergangskoeffizienten ergibt, ist zum Auslegen von Kondensatoren stets Filmkondensation anzunehmen. Wir werden uns deshalb im folgenden nur noch mit der Filmkondensation beschäftigen. Da der geschlossene Kondensatfilm wie eine Isolationsschicht zwischen Kühlwand und Dampf wirkt, ist die Dicke des Kondensatfilms von großem Einfluß auf den Wärmeübergang bei der Filmkondensation. Wir wenden uns aus diesem Grund zunächst der Hydrodynamik des Rieselfilms zu und erarbeiten damit auch eine wichtige Grundlage für die später zu behandelnden Trennverfahren, bei denen wir dem Rieselfilm wieder begegnen werden.

4.1 Rieselfilmströmung

Wir beschränken uns zunächst auf einen laminar an einer ebenen, geneigten Wand abflie-

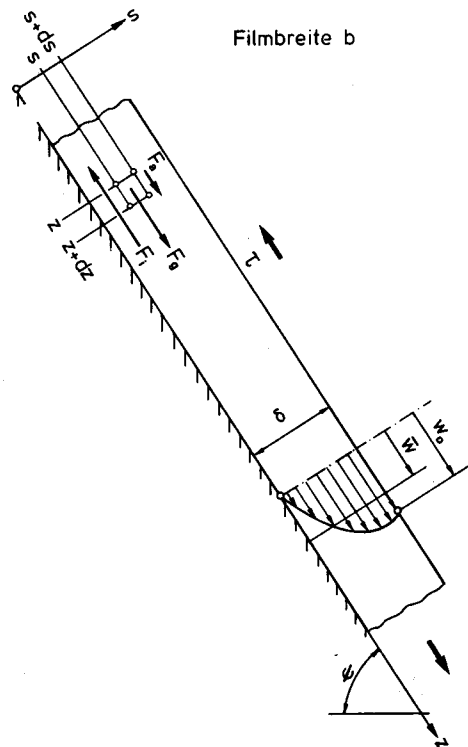


Bild 4.1. Rieselfilm an ebener Wand.

henden Rieselfilm, wie er in **Bild 4.1** gezeigt wird. Dabei interessiert uns in erster Linie die Filmdicke δ , die sich bei einem gegebenen Massen- oder Volumenstrom und einer bestimmten Rieselfilmbreite einstellt.

Besonders bei den noch zu behandelnden Trennapparaten kann ein über die Filmoberfläche strömendes Gas zu erheblichen Schubspannungen an der Filmoberfläche τ führen. In **Bild 4.1** ist das dadurch im Falle des Gegenstroms verursachte «Abbremsen» der Rieselfilmoberfläche angedeutet. Dieses kann bei höheren Gasgeschwindigkeiten zu merklich dickeren Filmen und schließlich zum Filmaufstau führen. Da der Weg ab dem Filmanfang bis zur Ausbildung des in **Bild 4.1** angedeuteten Geschwindigkeitsprofils im allgemeinen vernachlässigbar klein ist, sehen wir von einer Besprechung der hydrodynamischen Einlaufstrecke ab (Näheres dazu in [98, 99 und 100]).

Zum Berechnen des **Geschwindigkeitsprofils** im laminaren Rieselfilm greifen wir aus diesem ein infinitesimales Volumenelement der Länge dz , der Höhe ds und der Breite b heraus (**Bild 4.1**). An diesem Volumenelement wirkt die Komponente der Schwerkraft in z -Richtung

$$F_g = \rho b dz ds g \sin \psi \quad (4.1)$$

die äußere Schubspannungskraft

$$F_a = -\eta (dw/ds) b dz \quad (4.2)$$

und die innere Schubspannungskraft:

$$F_i = -\eta d [w + (dw/ds) ds] / ds b dz \quad (4.3)$$

Wir haben in den Beziehungen (4.2) und (4.3) NEWTONSches Fließverhalten vorausgesetzt. (Die Rieselfilmströmung nicht NEWTONScher Flüssigkeiten wird in [19], S. 697/700 und [10] erläutert.) Nach dem Erreichen des ausgebildeten Strömungsprofils müssen die Schwerkraft und die Schubspannungskräfte im Gleichgewicht sein:

$$F_g + F_a = F_i \quad (4.4)$$

Durch Einsetzen der Ausdrücke (4.1), (4.2) und (4.3) erhalten wir daraus die folgende Differentialgleichung:

$$d^2w/ds^2 = -\rho g \sin \psi / \eta \quad (4.5)$$

Damit finden wir durch zweimalige Integration:

$$dw/ds = -(\rho g \sin \psi / \eta) s + c_1 \quad (4.6)$$

$$w = -[\rho g \sin \psi / (2\eta)] s^2 + c_1 s + c_2 \quad (4.7)$$

Nun müssen noch die beiden Integrationskonstanten c_1 und c_2 bestimmt werden. Wir benötigen dazu zwei Randbedingungen, nämlich die Tatsache, daß die Geschwindigkeit an der ebenen Wand Null ist

$$w_{s=0} = 0 \quad (4.8)$$

und daß die Schubspannung an der Filmoberfläche τ betragen muß:

$$\tau = -\eta (dw/ds)_{s=\delta} \quad (4.9)$$

Durch Einführen von (4.9) in (4.6) und von (4.8) in (4.7) können c_1 und c_2 berechnet werden. Damit erhalten wir die folgende Gleichung für das Geschwindigkeitsprofil laminarer Rieselfilme:

$$w = \frac{\rho g \sin \psi}{\eta} (\delta s - s^2/2) - \tau s / \eta \quad (4.10)$$

Die mittlere Rieselfilmgeschwindigkeit kann durch Integration der örtlichen Filmgeschwindigkeit aus (4.10) bestimmt werden:

$$\bar{w} = \frac{\int_0^\delta w ds}{\delta} \quad (4.11)$$

Das Ergebnis lautet:

$$\bar{w} = \frac{\rho g \sin \psi}{\eta} \left(\frac{\delta^2}{3} \right) - \frac{\tau \delta}{2 \eta} \quad (4.12)$$

Durch Einsetzen der Kontinuitätsgleichung

$$\dot{M} = \bar{w} \delta b \rho \quad (4.13)$$

liefert uns (4.12) die nachstehende Beziehung zum Berechnen der Filmdicke aus dem Massenstrom:

$$\delta^3 - \left(\frac{3 \tau}{2 \rho g \sin \psi} \right) \delta^2 - \frac{3 \eta \dot{M}}{\rho^2 g \sin \psi} = 0 \quad (4.14)$$

Die Oberflächenschubspannung τ entspricht dem auf die Rieselfilmoberfläche bezogenen Reibungsdruckverlust der Gasströmung. Ihr Einfluß auf die Filmdicke wurde für Gegen- und Gleichstrom eingehend untersucht [102,

103, 104]. Wir beschränken uns im folgenden auf den Spezialfall vernachlässigbarer Oberflächenschubspannung ($\tau = 0$). Dafür ergibt die Gleichung (4.14) den nachstehenden einfachen Ausdruck für die Dicke laminarer Rieselfilme:

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{3 \eta \dot{M}}{b \rho^2 g \sin \varphi}} \quad (4.15)$$

Der laminare Rieselfilm weist nun allerdings nur bis zu sehr kleinen REYNOLDSZahlen

$$Re = \frac{\bar{w} \rho \delta_1}{\eta} = \frac{\dot{M}}{b \eta} \quad (4.16)$$

die unseren Überlegungen zugrunde liegende glatte Oberfläche auf. In den häufigsten technischen Anwendungen wird die Oberfläche der Rieselfilme wellig. Zunächst treten an der Filmoberfläche sinusförmige Wellen mit geraden Wellenfronten auf. Bei weiterem Erhöhen der REYNOLDSZahl kommt es dann zu ungeordneten Wellenbildungen (Näheres zu diesen Erscheinungen in BRAUER [27], S. 683/694). Die Beziehung (4.15) gibt dann nur noch die mittlere Filmstärke mit genügender Genauigkeit wieder. Bei REYNOLDSzahlen ab 400 wird die Rieselfilmströmung turbulent. Im Bereich $400 < Re < 1700$ kann die Dicke turbulenter Rieselfilme mit der nachstehenden empirischen Beziehung berechnet werden:

$$\delta = 0,435 \left(\frac{\eta^2}{\rho^2 g} \right)^{1/3} Re^{8/15} \quad (4.17)$$

An dieser Stelle sei noch erwähnt, daß auf einer glatten Oberfläche ein geschlossener Rieselfilm nur zustande kommt, wenn eine minimale REYNOLDSZahl erreicht wird. Diese hängt von den Stoffeigenschaften der Flüssigkeit, dem Randwinkel zwischen Flüssigkeit und Wand sowie der Neigung der Wand ab [105, 106]. Als Richtwert für einen geschlossenen Rieselfilm an einer glatten Wand wird eine Mindestdicke von 0,15 mm angegeben ([27], S. 694).

4.2 Filmkondensation reiner Stoffe

Wie schon erwähnt, bildet sich bei der Kondensation auf der Kühlfläche normalerweise ein geschlossener, laminarer Kondensatfilm aus. Die REYNOLDSzahl dieses Kondensatfilms wird gemäß der Gleichung (4.16) nach unten stets größer, weil sich der Kondensatmassenstrom aus dem in allen Höhenabschnitten entstande-

nen Kondensat zusammensetzt. Deshalb kann es vorkommen, daß der Kondensatfilm ab einer gewissen Lauflänge turbulent wird.

4.2.1 Wärmeübergang bei laminarem Kondensatfilm

Der Wärmeübergang bei der Kondensation mit laminarem Kondensatfilm wurde erstmals von NUSSELT [107] berechnet. Die folgenden Ausführungen werden deshalb auch als NUSSELTsche Wasserhauttheorie bezeichnet. Diese geht von der Annahme eines linearen Temperaturabfalls von der Siedetemperatur an der Filmoberfläche auf die Temperatur an der Kühlwandoberfläche aus. Der Kondensatfilm wird also gewissermaßen als Wärmeisolierschicht zwischen dem kondensierenden Dampf und der Kühlwand aufgefaßt.

Infolge des an allen Stellen kondensierenden Dampfes nimmt die Kondensatfilmstärke von oben nach unten ständig zu. Bild 4.2 zeigt einen Ausschnitt aus dem Kondensatfilm. Wie wir aus der Gleichung (4.10) leicht erkennen, erreicht die Rieselfilmgeschwindigkeit im Falle

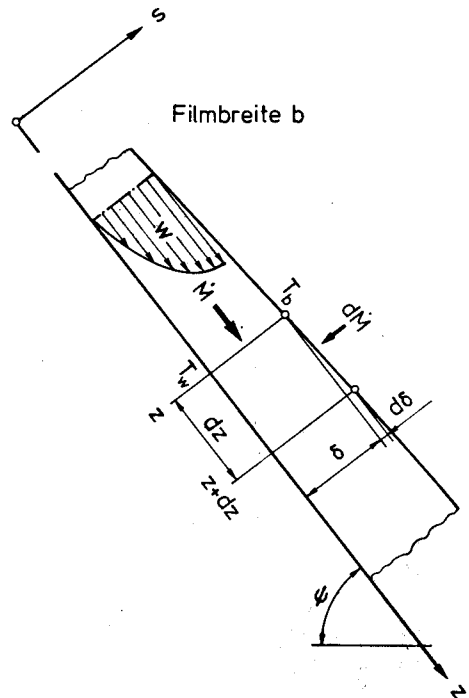


Bild 4.2. Ausschnitt aus einem Kondensatfilm an einer geneigten ebenen Wand.

einer vernachlässigbaren Oberflächenschubspannung an der Filmoberfläche den in Bild 4.2 angedeuteten Maximalwert. An der Filmoberfläche herrscht die Kondensationstemperatur T_b , an der Kühlwand die Temperatur T_w . Der im Filmelement der Länge dz , der Dicke δ und der Breite b durch Wärmeleitung von der freien Filmoberfläche an die Kühlwand fließende Wärmestrom folgt mit der Annahme eines linearen Temperaturprofils aus der Wärmeleitungsgleichung (1.14):

$$d\dot{Q} = \lambda \frac{T_b - T_w}{\delta} b dz \quad (4.18)$$

Darin ist λ die Wärmeleitfähigkeit des Kondensatfilms bei der mittleren Filtemperatur. Den Flüssigkeitsmassenstrom, welcher an einer beliebigen Stelle z durch die Fläche δb tritt, erhalten wir durch Auflösen der Gleichung (4.15) nach dem Massenstrom:

$$\dot{M} = \frac{b \rho^2 g \sin \psi}{3 \eta} \delta^3 \quad (4.19)$$

Im betrachteten Filmelement nimmt die Filmdicke durch Kondensation um den infinitesimalen Betrag $d\delta$ zu. Die entsprechende Massenstromzunahme erhalten wir aus der Gleichung (4.19) zu:

$$d\dot{M} = \frac{d\dot{M}}{d\delta} d\delta = \frac{b \rho^2 g \sin \psi}{\eta} \delta^2 d\delta \quad (4.20)$$

Zur Kondensation dieses Massenstroms ist der folgende Wärmestrom abzuführen:

$$d\dot{Q} = h_{lg} d\dot{M} \quad (4.21)$$

Dieser Wärmestrom muß durch den Film an die Kühlwand geleitet werden und entspricht deshalb dem Wärmestrom aus der Gleichung (4.18). Durch Einführen des kondensierenden Massenstroms $d\dot{M}$ aus (4.20) finden wir die folgende Differentialgleichung für die Kondensatfilmdicke:

$$\delta^3 d\delta = \frac{\lambda \eta (T_b - T_w)}{h_{lg} \rho^2 g \sin \psi} dz \quad (4.22)$$

Die Integration liefert daraus mit der Anfangsbedingung $\delta(0) = 0$ und der Annahme einer konstanten Temperaturdifferenz $T_b - T_w$:

$$\delta = \left(\frac{4 \lambda \eta (T_b - T_w) z}{h_{lg} \rho^2 g \sin \psi} \right)^{0,25} \quad (4.23)$$

$\Gamma \Delta \eta$

Nun können wir den Wärmeübergangskoeffizienten bestimmen. Wir schreiben dazu für den im betrachteten Filmelement übergehenden Wärmestrom

$$d\dot{Q} = \alpha (T_b - T_w) b dz \quad (4.24)$$

und setzen ihn dem mit der Gleichung (4.18) berechneten gleich. Das liefert uns für den Wärmeübergangskoeffizienten:

$$\alpha = \lambda / \delta \quad (4.25)$$

Darin ersetzen wir die Filmdicke durch den Ausdruck (4.23). Dies ergibt die folgende Beziehung für den örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten:

$$\alpha = \left(\frac{\lambda^3 h_{lg} \rho^2 g \sin \psi}{4 \eta (T_b - T_w) z} \right)^{0,25} \quad (4.26)$$

Der über die ganze Lauflänge z des Kondensatfilms gemittelte Wärmeübergangskoeffizient $\bar{\alpha}$ muß den gleichen Wärmestrom ergeben wie die Integration der örtlichen Wärmeströme:

$$\int_0^z \alpha (T_b - T_w) b dz = \bar{\alpha} (T_b - T_w) b z \quad (4.27)$$

Diese Bedingung liefert nach dem Einsetzen des Wärmeübergangskoeffizienten aus (4.26) und Integration mit der konstanten Temperaturdifferenz $T_b - T_w$ den folgenden **mittleren Wärmeübergangskoeffizienten** für die **laminare Filmkondensation**:

$$\bar{\alpha} = 0,943 \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 h_{lg} \rho^2 g \sin \psi}{\eta (T_b - T_w) z}} \quad (4.28)$$

An dieser Stelle sei nochmals hervorgehoben, daß diese Beziehung mit den folgenden vereinfachenden Annahmen hergeleitet wurde:

1. Über die ganze Kondensatfilmlänge konstante Temperaturdifferenz $T_b - T_w$ (dies ist bei Vernachlässigung von Druckverlusten in Kondensatoren und reinen Stoffen gleichbedeutend mit konstanter Kühlwandtemperatur).
2. Der Kondensatfilm strömt auf der ganzen Länge laminar ($Re < 400$). 1)
3. Die Oberflächenschubspannung ist vernachlässigbar (bis zu Dampfgeschwindigkeiten von 2,5 m/s einigermaßen erfüllt).

1) V01-WA, 4. Aufl., 2a3

$Re < \frac{640}{\dots}$

Eigentlich wäre noch hinzuzufügen, daß die Gleichung (4.28) streng auch nur für ebene Wände gilt. Man kann damit aber ohne weiteres den Wärmeübergang bei der Kondensation an senkrechten Rohren berechnen, solange die Filmdicke gegenüber dem Rohrradius sehr klein ist.

Bild 4.3 illustriert die Abhängigkeit des aus der Gleichung (4.28) berechneten Wärmeübergangskoeffizienten für die Kondensation von Wasser an einer senkrechten Wand bei einem Druck von 10^5 Pa. Es fällt auf, daß im ganzen Bereich sehr hohe Wärmeübergangskoeffizienten erreicht werden. Der Wärmeübergang wird sowohl mit zunehmender Temperaturdifferenz zwischen Wand und Filmoberfläche wie auch mit größer werdender Filmlänge schlechter. Dies ist auf die in beiden Fällen anwachsende Kondensatfilmstärke zurückzuführen. Bei der Konstruktion von Kondensatoren ist deshalb danach zu trachten, die Filmlänge (beziehungsweise die Höhe der Kühlwand) möglichst klein

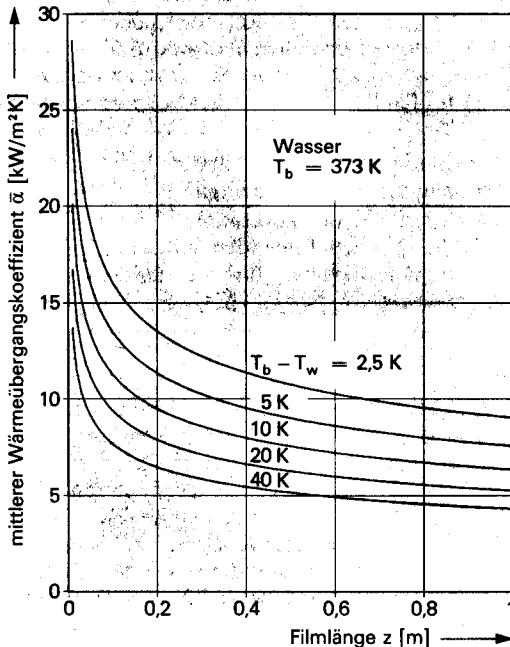


Bild 4.3. Wärmeübergang bei laminarer Filmkondensation von Wasser an einer senkrechten, ebenen Wand bei einem Druck von 10^5 Pa.

zu halten. Der Kondensatfilm strömt im gezeigten Beispiel auch bei einer Temperaturdifferenz von 40 K und einer Filmlänge von 1 m noch laminar ($Re = 209$).

In analoger Weise und ebenfalls unter den oben erwähnten Annahmen hat NUSSELT auch den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten für die laminare Filmkondensation an der Außenseite **horizontaler Einzelrohre** berechnet. Das Ergebnis lautet für einen Rohraußendurchmesser von d_a :

$$\alpha = 0,725 \sqrt{\frac{\lambda^3 h_{lg} \rho^2 g}{\eta (T_b - T_{wa}) d_a} \left(1 - \frac{\rho_{gas}}{\rho}\right)} \quad (4.29)$$

Bei **horizontalen Rohrbündeln** können mehrere Rohre untereinander liegen. Das Kondensat fließt dann von den oberen Rohren auf die unteren. Dadurch wird der Kondensatfilm auf den unteren Rohren zwar dicker, dafür verursacht aber die Abtropfbewegung eine zusätzliche Konvektion innerhalb des Films, welche die Wirkung der größeren Filmdicke wieder aufhebt. Somit kann auch bei horizontalen Rohrbündeln mit der Gleichung (4.29) gerechnet werden ([93], S. 289) (weitere Unterlagen zur Kondensation in Rohrbündelapparaten in [6], S. 248/252, 290/317 und [108]).

Beispiel 4.2

Für den Betrieb einer Rektifizierkolonne (Kapitel 6) sind 2,25 kg/s Benzol bei einem Druck von 1 bar zu kondensieren. Der Druckverlust im Kondensator ist vernachlässigbar, und es kommt kein Anteil an nichtkondensierbaren Gasen vor. Das Benzol gelangt mit Siedetemperatur zum Kondensator. Diese beträgt 353 K bei einem Druck von 1 bar. Bei dieser Siedetemperatur weist Benzol die folgenden Stoffwerte auf: spezifische Verdampfungsenthalpie $3,93 \cdot 10^5$ J/kg, Dichte der flüssigen Phase 816 kg/m³, dynamische Viskosität $3,18 \cdot 10^{-4}$ kg/ms, Wärmeleitfähigkeit $0,128$ W/mK. Die Kondensation erfolgt in einem Rohrbündelkondensator an der Außenseite horizontaler Rohre mit einer Wärmeleitfähigkeit von 17 W/mK (Cr-Ni-Mo-Stahl, DIN-Werkstoffnummer 1.4435), einer wirksamen Länge von 2500 mm, einem Außendurchmesser von 18 mm und einem Innendurchmesser von 14 mm. Die Rohre werden auf der Innenseite mit Wasser gekühlt. Die mittlere Kühlwassertemperatur beträgt 333 K und der mittlere kühlwasserseitige Wärmeübergangskoeffizient 5000 W/m²K. Zum Vereinfachen werden diese Werte der Wassertemperatur und des inneren Wärmeübergangskoeffizienten als konstant angenommen. Wie viele Rohre muß das Rohrbündel des Kondensators aufweisen?

Aus der vereinfachenden Annahme einer vernachlässigbaren Kühlwassertemperaturänderung folgt eine näherungsweise konstante Temperaturdifferenz zwischen dem Kühlwasser und dem kondensierenden Benzol von $\Delta T = 20$ K. Der abzuführende Gesamtwärmestrom \dot{Q} kann deshalb mit dem nach (2.8) auf die Rohraußenwand bezogenen Wärmedurchgangskoeffizienten k_a anstelle von k und der gesamten Rohraußenfläche A_a anstelle von b dz direkt aus der Beziehung (2.5) berechnet werden:

$$\dot{Q} = k_a A_a (T_b - T_i) \quad (4.30)$$

Dieser Wärmestrom muß auch durch den kondensationsseitigen Wärmeübergang übertragen werden:

$$\dot{Q} = \alpha_a A_a (T_b - T_{wa}) \quad (4.31)$$

Aus diesen beiden Gleichungen erkennen wir, daß der Wärmedurchgangskoeffizient k_a , der äußere Wärmeübergangskoeffizient α_a und die Temperatur der Rohraußenwand T_{wa} durch die folgende Bedingung verknüpft sind:

$$k_a (T_b - T_i) - \alpha_a (T_b - T_{wa}) = 0 \quad (4.32)$$

Die Berechnung des äußeren Wärmedurchgangskoeffizienten aus (4.29) erfordert eine Annahme der vorerst unbekanntes Rohraußenwandtemperatur T_{wa} . Wir wählen dafür zunächst den Mittelwert zwischen der Kühlwassertemperatur T_i und der Temperatur des kondensierenden Benzols T_b : $T_{wa1} = 343$ K. Nun müßten wir die Dichte, die dynamische Viskosität und die Wärmeleitfähigkeit des Benzols für die mittlere Kondensatfilmtemperatur von 348 K bestimmen. Um die Rechnung nicht unnötig zu komplizieren, wollen wir auf diese Feinheit verzichten. Die Gleichung (4.29) liefert dann für den mittleren äußeren Wärmeübergangskoeffizienten:

$$\alpha_a = 0,725 \sqrt[4]{\frac{0,128^3 \cdot 3,93 \cdot 10^5 \cdot 816^2 \cdot 9,81}{3,18 \cdot 10^{-4} (353-333) 0,018}} \text{ W/m}^2\text{K} = 2258 \text{ W/m}^2\text{K}$$

Damit folgt der mittlere, auf die Rohraußenfläche bezogene Wärmedurchgangskoeffizient k_a aus der Gleichung (2.8) zu:

$$k_a = 1200 \text{ W/m}^2\text{K}$$

Nun überprüfen wir die angenommene äußere Rohrwandtemperatur T_{wa} mit der Bedingung (4.32): $1200 (353 - 333) - 2258 (353 - 343) = 1420 \text{ W/m}^2$.

Die äußere Rohrwandtemperatur ist somit noch etwas zu hoch. Die Rechnung ist deshalb mit einem etwas tieferen Wert für T_{wa} zu wiederholen, bis die rechte Seite der Bedingung (4.32) hinreichend genau Null wird. Wir finden auf diesem Weg als Lösungen: $T_{wa} = 342,3$ K, $\alpha_a = 2219 \text{ W/m}^2\text{K}$ und $k_a = 1189 \text{ W/m}^2\text{K}$.

Schließlich können wir die Rohraußenfläche aus (4.30) berechnen. Dazu benötigen wir den zur Kondensation erforderlichen Wärmestrom: $\dot{Q} = \dot{M} h_{lg} = 2,25 \cdot 3,93 \cdot 10^5 \text{ W} = 8,84 \cdot 10^5 \text{ W}$. Die Gleichung (4.30) liefert damit die notwendige äußere Übertragungsfläche des Rohrbündels:

$$A_a = 8,84 \cdot 10^5 / [1189 (353 - 333)] \text{ m}^2 = 37,2 \text{ m}^2$$

Dazu sind 263 Rohre mit einem Außendurchmesser von 18 mm und einer aktiven Länge von 2500 mm erforderlich.

Hier sei noch erwähnt, daß man zum genaueren Auslegen eines solchen Kondensators die Temperaturänderung des Kühlwassers berücksichtigen müßte. Dazu ist es notwendig, den Kondensator in mehrere Berechnungsabschnitte aufzuteilen, für die dann die äußeren und die inneren Wärmeübergangskoeffizienten zu berechnen sind. Das führt zu einem erheblich größeren Auslegungsaufwand.

4.2.2 Wärmeübergang bei turbulentem Kondensatfilm

Bei großen Temperaturdifferenzen zwischen Wand und kondensierendem Dampf oder bei langen Rieselfilmen (beispielsweise an langen senkrechten Rohren) kann der Kondensatfilm-massenstrom so groß werden, daß die nach der Gleichung (4.16) definierte REYNOLDSZahl Werte über 400 annimmt. Der Kondensatfilm wird dann im unteren Teil turbulent. Das führt zu einem gegenüber der Gleichung (4.28) höheren Wärmeübergangskoeffizienten. Für solche Fälle hat GRIGULL ([93], S. 294/297, [109]) aus zahlreichen Meßwerten die nachstehende Beziehung zum Berechnen des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten für senkrechte Kühlwände der Höhe z vorgeschlagen:

$$\bar{\alpha} = 0,003 \sqrt[4]{\frac{g \lambda^3 \rho^2 (T_b - T_w) z}{\eta^4 h_{lg}}} \quad (4.33)$$

Diese berücksichtigt, daß der obere Filmabschnitt laminar strömt. Eine Aufteilung in einen oberen Abschnitt mit laminarer Filmkondensation und einen unteren mit turbulenter Filmkondensation erübrigt sich deshalb. Es fällt auf, daß der mittlere Wärmeübergangskoeffizient infolge der stärker werdenden Filmturbulenz mit wachsender Filmlänge z größer wird. Die Intensivierung des turbulenten Wärmetransports überwiegt demzufolge die zunehmende Filmdicke.

Im Rahmen dieser Einführung konnte nur die Kondensation bei geringen Dampfgeschwindigkeiten behandelt werden. Bei hohen Dampfgeschwindigkeiten (über 2,5 bis 5 m/s) wird der Kondensatfilm durch die Dampfströmung stark beeinflusst. Im allgemeinen strebt man dann **Gleichstrom** zwischen dem Kondensatfilm und dem Dampf an. Bei Gleichstrom wird dem Rieselfilm durch die Oberflächenschubspannung eine größere mittlere Geschwindigkeit aufgezwungen, und er wird deshalb dünner. Damit werden gegenüber den besprochenen Beziehungen höhere Wärmeübergangskoeffizienten erreicht. Für die Kondensation bei hohen Dampfgeschwindigkeiten sei auf [24], S. Jd1, [93], S. 299/303 und [110], S. 126/128 verwiesen.

4.3 Filmkondensation von Gasgemischen

Wir haben die Kondensation reiner Stoffe als gewöhnliches Wärmetransportproblem durch den Kondensatfilm behandelt. Bei der Kondensation von Gemischen muß auch der Wärme- und Stofftransport in der Gasphase berücksichtigt werden. Die Verhältnisse werden dadurch wesentlich komplizierter. Deshalb ist an dieser Stelle eine eingehende Behandlung der Kondensation von Gemischen nicht möglich. Auf einige für die Praxis bedeutsame Besonderheiten sei aber nachstehend doch kurz hingewiesen.

Bei der Kondensation von Gemischen ist im wesentlichen zwischen der Kondensation von Gasgemischen mit kondensierbaren Komponenten und der Kondensation von Gasen mit Inertgasanteilen zu unterscheiden.

Bei der **Kondensation von Gasgemischen** kondensieren die einzelnen Komponenten infolge ihrer unterschiedlichen Siedetemperatur verschieden stark. Das führt längs des Kondensators zu Zusammensetzungsänderungen im Dampf mit entsprechenden Veränderungen der Kondensationstemperaturen des Gemischs. Wir werden darauf im nächsten Kapitel (Destilla-

tion) zurückkommen. Hier sei lediglich vorweggenommen, daß die Siedetemperatur des Dampfgemischs im Verlaufe der Kondensation infolge der Zusammensetzungsänderung abnimmt. Die schwerer siedenden Komponenten kondensieren gegenüber den leichter siedenden bevorzugt. Das Dampfgemisch verarmt in der Folge gegen die Phasengrenze an den schwerer siedenden Komponenten. Wie wir bei der Behandlung der Destillation noch sehen werden, ist damit in der Gasphase auch eine Erniedrigung der Siedetemperatur in Richtung der Kondensatfilmoberfläche verbunden. Mit den in Richtung der Phasengrenze entstehenden Temperatur- und Zusammensetzungsgradienten sind die Voraussetzungen für einen kombinierten Wärme- und Stofftransport gegeben. Dieser behindert den Kondensationsvorgang in zweifacher Hinsicht: Erstens wird die Temperaturdifferenz zwischen der Kühlwand und dem an den Kondensatfilm grenzenden Dampfgemisch kleiner; zweitens müssen die schwerer siedenden Komponenten aus dem Dampfgemisch an die Filmoberfläche transportiert werden. Die Wärmeübergangskoeffizienten sind deshalb bei der Kondensation von Gemischen kleiner als die mit den Anteilen der einzelnen Komponenten aus den Übergangskoeffizienten für die reinen Stoffe gemittelten Werte. Näheres zum Berechnen der Kondensation von Gasgemischen findet man für Mehrstoffgemische in [24], S. Jb1/Jb7, [111] bis [115] und speziell für Zweistoffgemische in [116] und [117].

Falls die zu kondensierenden Gase **nicht-kondensierbare Anteile** (beispielsweise Luft) enthalten, kommt es bei der Kondensation in der Gasphase nahe dem Kondensatfilm zu einer Anreicherung dieser nichtkondensierbaren Gase, der sogenannten **Inertgase**. Nach dem DALTONSchen Gesetz, welches wir ebenfalls erst im Zusammenhang mit der Destillation besprechen werden, nimmt deshalb der Partialdruck des zu kondensierenden Stoffes und damit seine Siedetemperatur in Richtung der Kondensatfilmoberfläche ab. Auch in diesem Fall entsteht demzufolge in der Gasphase in Richtung der Filmoberfläche ein mit einem Zusammensetzungsgradienten gekoppelter Siedetemperaturabfall. Dadurch wird der Kondensationsvorgang in gleicher Weise behindert. Da im Gegensatz zur vorhin besprochenen Gemischkondensation bei der Kondensation von Gasen mit Inertgasanteil das Inertgas überhaupt nicht (beziehungsweise nur in vernachlässigbaren Mengen) kondensiert, ist die Behinderung aber wesent-

lich stärker. So fällt beispielsweise der Wärmeübergangskoeffizient bei der Kondensation von Wasserdampf mit einem Luftmassenanteil von 5 % auf rund 40 % des Werts bei der Kondensation reinen Wasserdampfs [118]. Beim Betrieb von Kondensatoren im Vakuum ist deshalb dem Verhindern des Eintritts von Luft größte Bedeutung beizumessen!

Für die Berechnung des Wärmeübergangs bei der Kondensation von Gasgemischen mit Inertgasanteil sei auf [6], S. 317/319, [24], S. Jc1/Jc7 und [118] bis [122] verwiesen.

Bei der Kondensation von Gasgemischen mit kondensierbaren Komponenten wie auch bei der Kondensation von Gasen mit Inertgasanteilen wird der Kondensationsvorgang durch einen komplizierten Wärme- und Stofftransport in der Gasphase behindert. Viele Einzelheiten dazu sind noch zu klären. In die in den zitierten Literaturstellen aufgeführten Berechnungsmethoden dürfen deshalb keine übertriebenen Erwartungen gesetzt werden.

4.4 Bauarten von Kondensatoren

Dämpfe werden im allgemeinen in Apparaten mit festen Wänden zwischen dem Dampf und dem Kühlmittel kondensiert. Wo einem Vermischen des Kühlmittels mit dem Kondensat nichts im Wege steht, kann die Kondensation allerdings auch in sogenannten Mischkondensatoren durch direkten Kontakt zwischen dem zu kondensierenden Dampf und dem Kühlmittel erfolgen.

4.4.1 Kondensatoren mit festen Zwischenwänden

Die im Abschnitt 2.5 beschriebenen Wärmeübertrager werden auch für die Kondensation von Dämpfen eingesetzt. Wir können uns deshalb an dieser Stelle auf die Erläuterung der für die Kondensation zu beachtenden Besonderheiten beschränken.

4.4.1.1 Rohrbündelkondensatoren

Die Rohrbündelkondensatoren sind die meistgebauten Kondensatoren. Ihr Aufbau ist im wesentlichen mit den im Abschnitt 2.5.1 erläuterten Apparaten identisch. Im allgemeinen wird der Dampf an der Außenseite der Rohre kondensiert.

Da an der Außenseite **horizontaler Rohrbündel** gemäß den Ausführungen in Abschnitt 4.2.1 besonders große Wärmeübergangskoeffizienten

erzielt werden, bevorzugt man diese gegenüber vertikalen Rohrbündeln. Der Dampf wird an der Oberseite des Rohrbündelapparates durch einen oder mehrere Stutzen in den Mantelraum geleitet. Er kann das Rohrbündel allseitig umströmen und durchdringt dieses in radialer Richtung. Das Kondensat tropft von den Rohren auf die Mantelunterseite und wird aus dieser über einen Kondensatabscheider entnommen.

Falls **vertikale Rohrbündel** verwendet werden, ist zu beachten, daß im Bereich der laminaren Filmkondensation kurze Rohre hohe kondensationsseitige Wärmeübergangskoeffizienten ergeben. Durch das Anbringen feiner **Längsrillen** an der Rohraussenseite kann der Wärmeübergangskoeffizient gegenüber dem nach der Gleichung (4.28) zu erwartenden Wert um ein Mehrfaches gesteigert werden: **Bild 4.4**. Die Oberflächenkraft transportiert den Kondensatfilm von den Wellenbergen in die Wellentäler. Der dünne Kondensatfilm auf den Wellenbergen ergibt nun einen derart hohen Wärmeübergangskoeffizienten, daß der tiefere Wert in den Wellentälern um ein Mehrfaches kompensiert wird (Näheres in [6], S. 271/289).

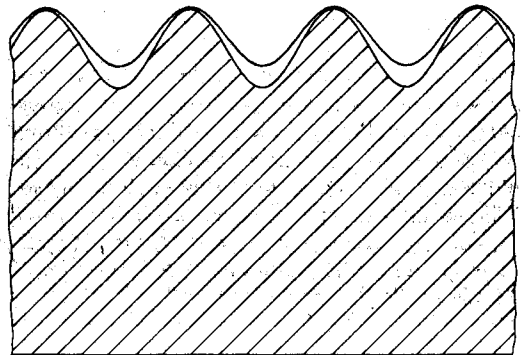


Bild 4.4. Filmkondensation an einer Kühlfläche mit Längsrillen.

Leider bewirkt die **Rauigkeit** der Kühlflächen gerade das Gegenteil. Sie kann bei dünnen Kondensatfilmen den Wärmeübergang erheblich verschlechtern ([6], S. 310/317).

Wir sind bei der Herleitung der Gleichungen für den Wärmeübergang bei der Filmkondensation von der Annahme einer konstanten Wandtemperatur ausgegangen. In Wirklichkeit wird das Kühlmedium bei der Kondensation erwärmt. In der Folge kommt es zu einer Änderung der Wandtemperatur, die sich je nach der Führung des Kühlmittels unterschiedlich auf

den kondensationsseitigen Wärmeübergang auswirkt. Auch der kühlmittelseitige Wärmeübergang hängt von der Stromführung ab. Die **Gegenstromführung** des Kühlmittels (Kühlmittel strömt nach oben) ist gegenüber der Gleichstromführung vorteilhaft. Das gilt auch für die hier nicht behandelte Kondensation überhitzter Dämpfe ([6], S. 232/248).

Der Gehalt an nichtkondensierbaren Gasen ist durch laufende Entnahme möglichst gering zu halten, da sonst der Wärmeübergang stark beeinträchtigt wird. Bei ungenügender **Inertgasabsaugung** kann nach dem DALTONSchen Gesetz (1.13) der Partialdruck des zu kondensierenden Stoffs so weit abnehmen, daß seine Kondensationstemperatur auf die Kühlmitteltemperatur sinkt. Eine weitere Kondensation ist dann nicht mehr möglich. In Rohrbündelkondensatoren werden die Inertgase zweckmäßig aus dem Zentrum des Rohrbündels durch ein gelochtes Rohr auf der ganzen Länge entnommen [123].

Falls eine leichte **Reinigungsmöglichkeit auf der Kondensationsseite** gefordert wird, kann auch im Rohrrinnen kondensiert werden. Zum Erhöhen des Wärmeübergangs ist es dann zweckmäßig, die Rohre zu neigen. Zwar ergibt sich damit auf der unteren Rohrseite ein dickerer Kondensatfilm. Analog zu den Rohren mit Längsrillen führt aber der dünnere Film auf der Rohroberseite trotzdem zu über den ganzen Rohrumfang gemittelt höheren Wärmeübergangskoeffizienten. Auch bei luftgekühlten Kondensatoren wird die Kondensation im Inneren des Rohrbündels bevorzugt ([3], S. 444, [124, 125]).

4.4.1.2 Sonderbauarten

Für die Kondensation kleinerer Dampfmasenströme werden oft **Doppelrohrwärmeübertrager** eingesetzt. Ob in diesen die Kondensation im Innenrohr oder im Ringraum durchgeführt wird, hängt weitgehend von den erwünschten Reinigungsmöglichkeiten ab. Im allgemeinen ist die Seite des Kühlmediums der Verschmutzung stärker ausgesetzt.

In Sonderfällen werden auch **Spiralwärmeübertrager** und **Plattenwärmeübertrager** als Kondensatoren eingesetzt.

4.4.2 Mischkondensatoren

Die Kondensationswärme kann auch durch direkten Kontakt zwischen dem Dampf und

dem Kühlmedium abgeführt werden. So kann etwa Wasserdampf in Einspritzkondensatoren durch Zerstäuben von kaltem Wasser kondensiert werden. Bei den Mischkondensatoren werden die Kühlflüssigkeit und das Kondensat gemischt. Wenn dies zulässig ist, sind Mischkondensatoren stets die günstigste Lösung.

Der Wegfall der festen Zwischenwände bringt nicht nur geringere Investitions- und Unterhaltskosten. Er ermöglicht auch wesentlich **geringere Temperaturdifferenzen** zwischen Dampf und Kühlflüssigkeit. Das ist für die weitere Verwertung der Kondensationswärme von großer Bedeutung.

Mischkondensatoren werden meist in der Form vertikaler, zylindrischer Behälter gebaut. Zur Schaffung der für den Kontakt zwischen dem Dampf und der Kühlflüssigkeit notwendigen Oberfläche wird die Kühlflüssigkeit in den Mischkondensatoren zerstäubt (**Einspritzkondensatoren**), über Schikanebleche geführt oder auf Böden (wie wir sie bei der Rektifikation kennenlernen werden) mit dem Dampf in Kontakt gebracht.

5. Destillation

In [1] haben wir festgestellt, daß sich mit mechanischen Trennverfahren einphasige Mischungen nicht trennen lassen. So kann man etwa die Zusammensetzung eines Gemischs aus Wasser und Alkohol durch Filtration oder Sedimentation nicht verändern. Wie allgemein bekannt ist, gelingt dies durch eine Verdampfung mit anschließender Kondensation: **Bild 5.1.**

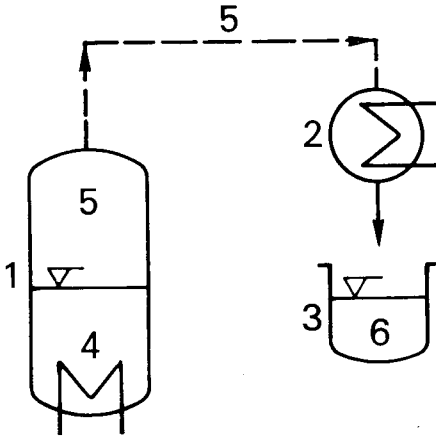


Bild 5.1. Apparatur zur Destillation. 1 Verdampfer, 2 Kondensator, 3 Vorlage, 4 Flüssigkeitsgemisch, 5 Gemischdampf, 6 Destillat.

Dieses älteste physikalische Verfahren zum Trennen einphasiger Flüssigkeitsgemische wird als **Destillation** (distillation) bezeichnet. Es erlaubt im allgemeinen nur eine begrenzte Zusammensetzungsänderung des Ausgangsgemischs. Wir werden im nächsten Kapitel eine wirkungsvollere Möglichkeit zum Zerlegen von Flüssigkeitsgemischen, nämlich die **Rektifikation**, kennenlernen. Zum Verständnis der Rektifikation ist eine eingehende Behandlung der Destillation unumgänglich.

Die Trennwirkung der Destillation beruht darauf, daß der beim Verdampfen eines Flüssigkeitsgemischs entstehende Dampf im allgemeinen eine andere Zusammensetzung aufweist. Dieser Tatsache werden wir in den folgenden Abschnitten nachgehen.

5.1 Gleichgewicht zwischen Flüssigkeitsgemischen und ihrem Dampf

Das Gleichgewicht zwischen einem siedenden Flüssigkeitsgemisch und dem dabei entstehenden Dampfgemisch (Gas/Flüssig-Gleichge-

wicht, vapor-liquid equilibrium) läßt sich nur unter idealisierenden Annahmen aus den Dampfdrücken der einzelnen Komponenten vorausberechnen. Gemische, bei denen diese Annahmen hinreichend erfüllt sind, werden als ideale Gemische bezeichnet. Diesen wollen wir uns zunächst zuwenden. Anschließend werden wir die bei vielen realen Gemischen zu beobachtenden Abweichungen besprechen.

5.1.1 Dampf/Flüssig-Gleichgewicht idealer Gemische

Zunächst wollen wir umschreiben, was unter einem idealen Gemisch zu verstehen ist. Dabei müssen wir uns auf das für unsere Zwecke Wesentlichste beschränken. Ausführlichere Darstellungen findet man in Büchern zur physikalischen Chemie [8, 77, 126 und 127].

5.1.1.1 Ideale Gemische

Bei idealen Gemischen sind die Kräfte zwischen verschiedenen und gleichartigen Molekülen gleich groß. Beim Mischen der Komponenten bei konstantem Druck kommt es deshalb zu **keiner Volumenänderung**, und es entsteht auch **keine Mischungswärme**. Das Gesamtvolumen eines idealen Gemischs ist also die Summe der Volumen der einzelnen Komponenten

$$V = \sum_1^k V_j \quad (5.1)$$

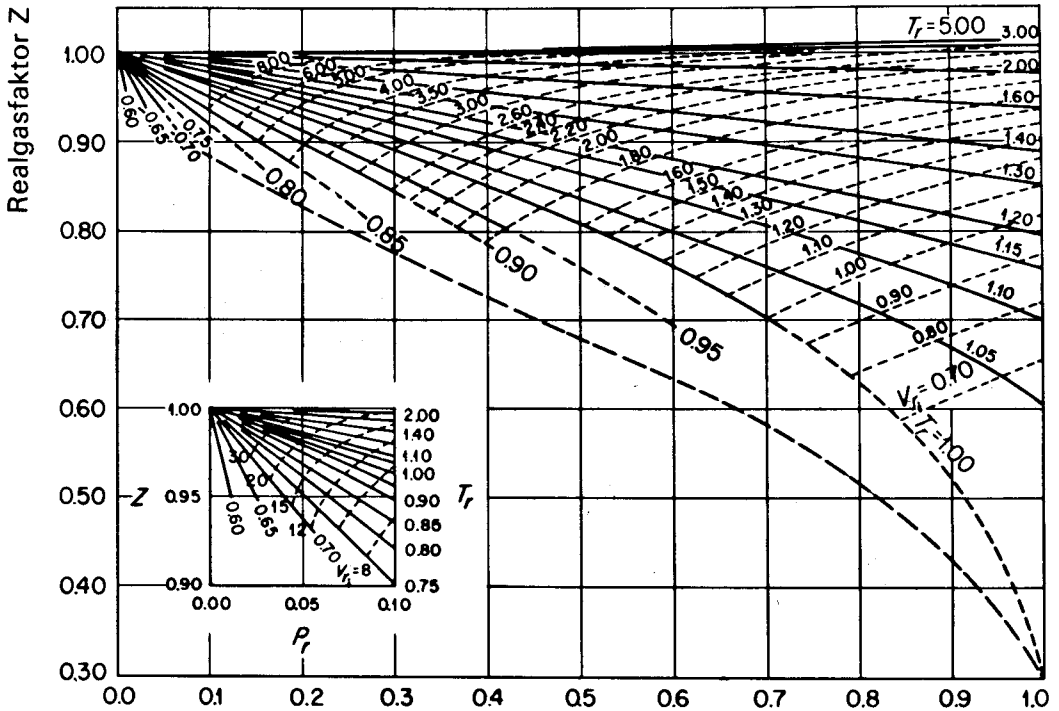
und die Enthalpie des idealen Gemischs setzt sich additiv aus den Enthalpien der einzelnen Komponenten zusammen:

$$H = \sum_1^k H_j \quad (5.2)$$

Bei der Mischung mehrerer Stoffe wird die Unordnung zwischen den Molekülen vergrößert. Die Entropie als Maß für die Unordnung nimmt deshalb um die Mischungsentropie ΔS zu. Die Mischungsentropie eines idealen Gemischs kann berechnet werden (beispielsweise [8], S. 244/246). Das Ergebnis lautet:

$$\Delta S = -R \sum_1^k N_j \ln x_j \quad (5.3)$$

Falls die anschaulicheren Bedingungen (5.1) und (5.2) erfüllt sind, wenn also beim Mischen keine Volumenänderung und kein Erwärmen oder Abkühlen eintreten, ist meist auch (5.3) erfüllt.



reduzierter Druck $p_r = p/p_k$

Bild 5.2. Abhängigkeit des Realfaktors Z für unpolare und schwach polare Stoffe. T_r = reduzierte Temperatur, p_r = reduzierter Druck, V_n = reduziertes ideales Volumen (aus [128]).

Wir haben schon im Abschnitt 1.1 Gasgemische, für welche sich der Zusammenhang zwischen Druck, Volumen und Temperatur durch das ideale Gasgesetz (1.12) beschreiben läßt, als **ideale Gasgemische** bezeichnet. Wie bei den idealen Gasen werden auch bei den idealen Gasgemischen das Eigenvolumen der Moleküle und die Anziehungskräfte zwischen den Molekülen vernachlässigt. Die einzelnen Komponenten eines Gasgemischs verhalten sich deshalb so, wie wenn die übrigen nicht vorhanden wären. Dieser Sachverhalt wird durch das DALTONSche Gesetz (1.11) wiedergegeben.

Wirkliche Gasgemische weisen vom idealen Verhalten eine um so stärkere Abweichung auf, je näher sich die Moleküle kommen. Dies ist bei hohem Druck und tiefer Temperatur der Fall. Das reale Verhalten eines Gases oder Gasgemischs ist um so ausgeprägter, je höher der reduzierte Druck (Verhältnis von Druck zu stoffspezifischem kritischem Druck) und je tiefer die reduzierte Temperatur (Verhältnis der Temperatur zur stoffspezifischen kritischen Temperatur) ist.

Bei realen Gasgemischen ist die Gleichung (1.12) durch einen Realfaktor (compressibility factor) Z zu ergänzen:

$$p V = Z N R T \quad (5.4)$$

Die Abhängigkeit des Realfaktors Z vom reduzierten Druck $p_r = p/p_k$ und von der reduzier-

Tabelle 5.1. Kritischer Druck und kritische Temperatur einiger in den Beispielen vorkommender Stoffe (Werte aus [128]).

Stoff		kritische Temperatur T_k [K]	kritischer Druck p_k [Pa]
Benzol	C_6H_6	562,1	$4,89 \cdot 10^6$
Kohlendioxid	CO_2	304,2	$7,38 \cdot 10^6$
Luft		132,5	$3,77 \cdot 10^6$
Methan	CH_4	190,6	$4,60 \cdot 10^6$
Sauerstoff	O_2	154,6	$5,05 \cdot 10^6$
Stickstoff	N_2	126,2	$3,39 \cdot 10^6$
Toluol	C_7H_8	591,7	$4,11 \cdot 10^6$
Wasser	H_2O	647,3	$2,21 \cdot 10^7$
Wasserstoff	H_2	33,2	$1,30 \cdot 10^6$

ten Temperatur $T_r = T/T_k$ wird in **Bild 5.2** gezeigt. Ein Wert des Realfaktors gegen Eins bedeutet, daß das Gasgemisch als ideal betrachtet werden kann (Näheres dazu in [127], S. 112/122, und [128], S. 26/57). Die kritischen Temperaturen und Drücke sind in [128], S. 629/665 für zahlreiche Stoffe zusammengestellt. **Tabelle 5.1** gibt einige Werte für die in den Beispielen häufig vorkommenden Stoffe wieder.

In der Natur gibt es auch keine **idealen Flüssigkeitsgemische**. Viele Flüssigkeitsgemische verhalten sich aber mit für rechnerische Zwecke genügender Genauigkeit wie ideale Gemische. Allgemeingültige Kriterien, die mit Sicherheit voraussagen lassen, ob zwei oder mehrere Komponenten ein ideales Gemisch bilden werden, gibt es zwar nicht. Je ähnlicher die Komponenten einander sind, um so eher läßt sich aber im allgemeinen ein ideales Flüssigkeitsgemisch erwarten.

Die folgenden Gemische aus Komponenten hoher «Verwandtschaftsgrade» verhalten sich am ehesten ideal:

- **Isotopengemische:** Gemische aus Komponenten, deren Atome gleichen Aufbau der Elektronenhülle, aber unterschiedliche Kernmassen aufweisen (Beispiel: Wasser/schweres Wasser)
- **Isomerengemische:** Gemische aus Komponenten mit gleicher Molekularformel, aber unterschiedlichem Molekülaufbau (Beispiel: ortho-Xylol/meta-Xylol/para-Xylol)
- Gemische aus **homologen Kohlenwasserstoffen** (Beispiel: Propan/Butan)
- Gemische aus Komponenten mit **ähnlicher Molekularstruktur** (Beispiel: Benzol/Toluol)

5.1.1.2 Dampf/Flüssig-Gleichgewicht

In einem Behälter befinde sich ein ideales Flüssigkeitsgemisch aus zwei Komponenten mit seinem Dampf bei der Temperatur T und dem Druck p im Gleichgewicht: **Bild 5.3**. Der Molenbruch der Komponente 1 in der Flüssigkeit betrage x_1 , jener der Komponente 2 folgt dann aus der Gleichung (1.5) zu $x_2 = 1 - x_1$. Wir möchten nun herausfinden, welches die Gleichgewichtszusammensetzung des Dampfes über dem Flüssigkeitsgemisch ist. Wir suchen also den Molenbruch der Komponente 1 im Dampf y_1 ; y_2 folgt aus (1.5): $y_2 = 1 - y_1$.

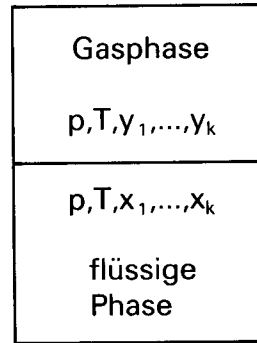


Bild 5.3. Zum Gleichgewicht zwischen Flüssigkeits- und Dampfgemisch.

Wenn sich im Behälter nur ein Stoff befände, würde der Druck im Dampf bei gegebener Siedetemperatur durch die Dampfdruckkurve des betreffenden Stoffes bestimmt. Auch im Gleichgewichtszustand findet ein stetiger Übergang von Molekülen aus der flüssigen Phase in die Gasphase und umgekehrt statt. Die Zahl der in beiden Richtungen übergelenden Moleküle ist im Gleichgewicht gleich. Der Druck, den wir in der Gasphase messen, ist von der Zahl der an die Behälterwand stoßenden Moleküle abhängig. Der Dampfdruck ist also ein Maß dafür, wie viele Moleküle sich im Gleichgewicht in der Gasphase aufhalten können.

Falls sich nun in der Flüssigkeit zwei Stoffe befinden, werden aus der Flüssigkeit laufend Moleküle der Komponente 1 in den Dampf und vom Dampf in die Flüssigkeit übergehen. Das gleiche gilt auch für die zweite Komponente. Uns interessiert die Zahl der Moleküle, die sich in der Gasphase aufhalten können. Es werden um so mehr von einer Sorte sein, je größer deren Anteil in der Flüssigkeit ist. Es werden aber auch um so mehr dieser Sorte sein, je höher deren Dampfdruck ist. Der Partialdruck der einzelnen Komponenten in der Gasphase wird folglich durch ihren Anteil am Flüssigkeitsgemisch und durch ihren Dampfdruck bestimmt. Die Theorie der idealen Mischungen (beispielsweise in [8], S. 241/244) zeigt, daß sich diese Vermutung für ideale Flüssigkeitsgemische durch eine einfache Beziehung ausdrücken läßt:

$$p_i = x_i P_i \quad (5.5)$$

Nach diesem **RAOULTSchen Gesetz** ist der Partialdruck der Komponente i im Dampfge-

misch p_i gleich dem Produkt aus ihrem Molenbruch im idealen Flüssigkeitsgemisch x_i und ihrem Dampfdruck P_i bei der entsprechenden Temperatur.

Wenn wir nun weiter die Gasphase als ideales Gemisch annehmen, können wir den Partialdruck p_i mit dem DALTONSchen Gesetz (1.11), dem Gasgesetz (1.12) und der Definitionsgleichung (1.4) in den gesuchten Molenbruch der Gasphase y_i umrechnen (vergleiche dazu Tabelle 1.1):

$$y_i = x_i P_i / p \quad (5.6)$$

Damit haben wir die Abhängigkeit zwischen den Molenbrüchen der einzelnen Komponenten im Dampf und in der Flüssigkeit für ideale Gemische gefunden. Die Molenbrüche der beiden Phasen sind nur dann gleich groß, wenn der Dampfdruck einer Komponente dem Gesamtdruck des Systems entspricht.

Wir wollen nun die Zusammenhänge zwischen Temperatur, Gesamtdruck und Zusammensetzung am Dampf/Flüssig-Gleichgewicht idealer Zweistoffgemische (binäre Gemische) diskutieren.

5.1.1.3 Siede- und Taulinie bei konstanter Temperatur

Die Abhängigkeit des Dampfdrucks eines Stoffs von der Temperatur kann im allgemeinen für Drücke bis etwa 2 bar durch die folgende Näherungsgleichung von ANTOINE recht genau wiedergegeben werden (Beziehungen für höhere Dampfdrücke in [128], S. 181/197):

$$\ln P = c_1 - c_2 / (c_3 + T) \quad (5.7)$$

Die Konstanten c_1 , c_2 und c_3 sind in [128], S. 629/665 für zahlreiche Stoffe tabelliert. Für die in unseren Beispielen vorkommenden Stoffe sind sie in **Tabelle 5.2** zusammengestellt. Sie liefern mit der Zahlenwertgleichung (5.7) aus der

Tabelle 5.2. Konstanten zum Berechnen des Dampfdrucks (in Pa) aus der Temperatur (in K) mit der Gleichung (5.7) für einige in den Beispielen vorkommende Stoffe (Werte aus [128]).

Stoff	Molmassen [kg/kmol]	c_1	c_2	c_3
Äthanol	C ₂ H ₆ O 46,07	23,8048	3803,98	-41,68
Äthylacetat	C ₄ H ₈ O ₂ 88,11	21,0445	2790,50	-57,15
Benzol	C ₆ H ₆ 78,11	20,7937	2788,51	-52,36
para-Xylol	C ₈ H ₁₀ 106,17	20,9892	3346,65	-57,84
Toluol	C ₇ H ₈ 92,14	20,9065	3096,52	-53,67
Wasser	H ₂ O 18,01	23,1965	3816,44	-46,13

Temperatur T (in K) den jeweiligen Dampfdruck P (in Pa). **Bild 5.4** zeigt als Beispiel die auf diese Weise berechneten Dampfdrücke von Benzol und Toluol. Wir erkennen daraus, daß Benzol den höheren Dampfdruck aufweist als Toluol. Das Benzol geht also leichter in die Gasphase über als das Toluol. Man benennt deshalb die Komponente mit dem höheren Dampfdruck als **leichter flüchtige Komponente** (more volatile component), jene mit dem tieferen Dampfdruck als **schwerer flüchtige Komponente** (less volatile component). Wir werden im folgenden die leichter flüchtige Komponente mit 1 und die schwerer flüchtige Komponente mit 2 bezeichnen.

Bei Phasengleichgewicht würden die Gesamtdrucke im Behälter des Bildes 5.3 bei reinem Benzol oder reinem Toluol den Dampfdrücken des Bildes 5.4 entsprechen. Bei idealen Gemischen folgt der Partialdruck jeder Komponente in der Gasphase aus dem RAOULTSchen Gesetz (5.5). Nach dem DALTONSchen Gesetz (1.11) ist der Gesamtdruck die Summe der Partialdrücke der Komponenten. Der Gesamtdruck eines idealen Gemisches beträgt deshalb bei Gleichgewicht zwischen dem Dampf und der Flüssigkeit:

$$p = \sum_i^k x_i P_i \quad (5.8)$$

Das Gemisch Benzol/Toluol verhält sich mit sehr guter Näherung wie ein ideales Gemisch.

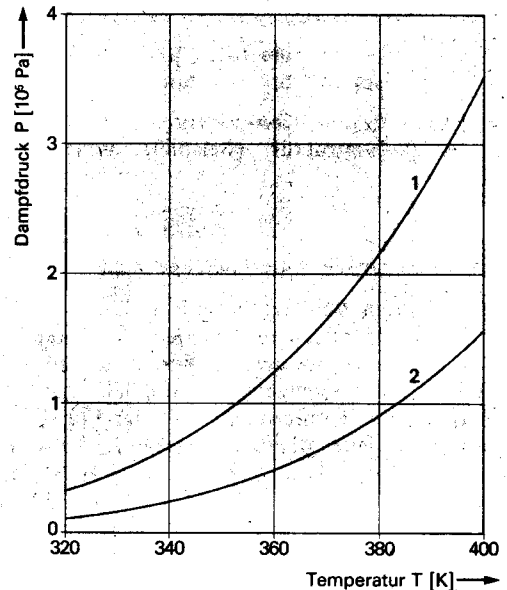


Bild 5.4. Dampfdrücke von Benzol (1) und Toluol (2).

72 1) bzw. $T = \frac{c_2}{c_1 - \ln P} - c_3$

Bild 5.5 zeigt für dieses Beispiel den Gesamtdruck für zwei Siedetemperaturen in Funktion der Zusammensetzung des Flüssigkeitsgemischs. Die eingezeichneten Geraden werden als **Siedelinien** (bubble-point curve) bezeichnet und folgen mit $x_1 = x$ und $x_2 = 1-x$ (wir lassen künftig zur Vereinfachung den Index 1 für die leichter flüchtige Komponente weg) aus der Gleichung (5.8):

$$p = x P_1 + (1 - x) P_2 \quad (5.9)$$

Die Siedelinie gibt den Druck an, bei dem das Flüssigkeitsgemisch bei einer bestimmten Temperatur und einer bestimmten Zusammensetzung siedet. Dieser Druck steigt bei einem idealen Gemisch vom Dampfdruck der schwerer flüchtigen Komponente P_2 mit dem Molenbruch der leichter flüchtigen Komponente in der Flüssigkeit linear bis zum Dampfdruck der leichter flüchtigen Komponente P_1 an.

Die **Taulinie** (dew-point curve) gibt den Druck eines Gemischs in Abhängigkeit der Dampfzusammensetzung und der Temperatur an, bei welchem zwischen dem Dampf und der siedenden Flüssigkeit Gleichgewicht herrscht. Für ideale Gemische ist der Zusammenhang zwischen den Molenbrüchen der beiden Phasen durch die Gleichung (5.6) festgelegt. Nachdem der Druck p mit der Beziehung (5.8) berechnet wurde, kann der Molenbruch der Komponente i in der Gasphase aus der Gleichung (5.6) ermittelt werden. Zu einem beliebigen x_i kann auf diese Weise der Gleichgewichtsmolenbruch y_i bestimmt werden. Im Spezialfall eines Zweistoffgemisches folgt aus (5.6) und (5.8) für die leichter flüchtige Komponente:

$$y = \frac{x P_1}{x P_1 + (1 - x) P_2} \quad (5.10)$$

Diese Gleichung kann auf die nachstehende Form gebracht werden:

$$y = \frac{x (P_1/P_2)}{[(P_1/P_2) - 1] x + 1} \quad (5.11)$$

In Bild 5.5 sind die mit dieser Beziehung für die Dampfdrücke von Benzol und Toluol bei 360 und 380 K errechneten Taulinien eingetragen. Wir erkennen aus diesem Bild, daß sich durch eine einzige Destillation die leichter flüchtige Komponente zwar erheblich anreichern, im allgemeinen aber nicht genügend rein gewinnen läßt.

Die bei der Destillation erzielbare Anreicherung ist eine Funktion des Verhältnisses der Dampfdrücke der beiden Stoffe und der Ausgangszusammensetzung des Flüssigkeitsgemischs. Das für den Erfolg einer Destillation entscheidende Dampfdruckverhältnis nennt man **relative Flüchtigkeit** (relative volatility):

$$\alpha_{1,2} = P_1/P_2 \quad (5.12)$$

Die Gleichung (5.11) läßt sich damit als

$$y = \frac{x \alpha_{1,2}}{[\alpha_{1,2} - 1] x + 1} \quad (5.13)$$

schreiben. Die Anreicherung bei der Destillation verschwindet im Grenzfall $\alpha_{1,2} = 1$. Je größer die relative Flüchtigkeit ist, um so stärker ist die Anreicherung der leichter flüchtigen Komponente im Dampf. Bei gegebener relativer Flüchtigkeit ist die Anreicherung bei ähnlichen Molenbrüchen der beiden Komponenten am größten. Sie wird aber gegen die Grenzen reiner

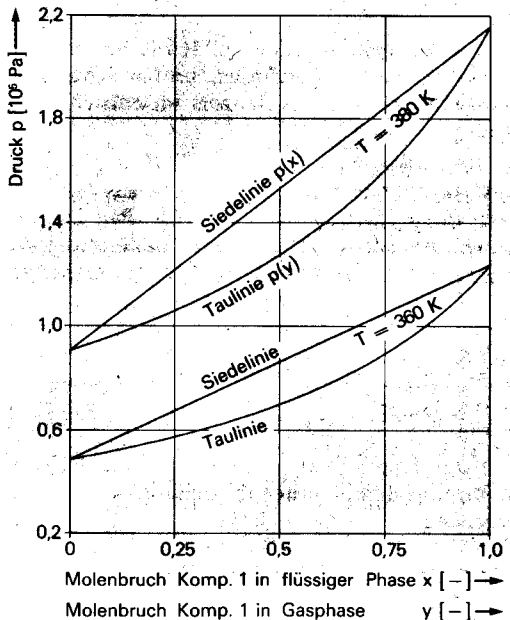


Bild 5.5. Siede- und Taulinien von Benzol/Toluol bei Temperaturen von 360 und 380 K. x = Molenbruch von Benzol in der flüssigen Phase, y = Molenbruch von Benzol in der Gasphase.

Stoffe immer geringer. Diese Aussagen der Gleichung (5.13) werden durch **Bild 5.6** veranschaulicht.

$$1) \text{ bzw. } x = \frac{y}{\alpha_{1,2} - y(\alpha_{1,2} - 1)}$$

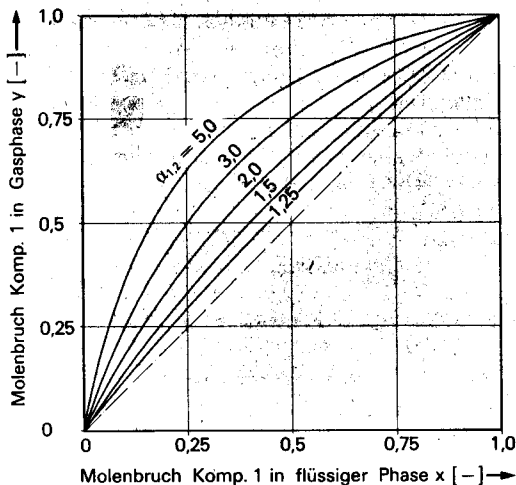


Bild 5.6. x-y-Diagramm für ideale Zweistoffgemische bei konstanter Temperatur.

Beispiel 5.1

Ein Gemisch aus Benzol/Toluol mit einem Benzolmolenbruch in der flüssigen Phase von 0,4 ist zu destillieren. Welcher Druck muß im Verdampfer der Apparatur eingestellt werden, damit die Verdampfung bei 360 K beziehungsweise bei 380 K stattfindet, und welches sind die Molenbrüche des Benzols im entstehenden Dampfgemisch?

Dem Bild 5.5 können wir die Ergebnisse direkt entnehmen: Bei 380 K siedet das Gemisch bei einem Druck von $1,41 \cdot 10^5$ Pa. Da der Druck an der Flüssigkeitsoberfläche und jener im Dampf gleich groß sind, folgt die Gleichgewichtszusammensetzung des entstehenden Dampfes aus dem Diagramm auf einer Linie konstanten Drucks: $y_{\text{Benzol}} = 0,613$. Die entsprechenden Werte für die Verdampfung bei 360 K lauten: $p = 0,790 \cdot 10^5$ Pa und $y_{\text{Benzol}} = 0,629$.

Der Trenneffekt ist also auch von der Verdampfungstemperatur (beziehungsweise dem Verdampfungsdruck) abhängig.

Wir können diese Werte auch ohne das Bild 5.5 bestimmen. Dies sei für die Verdampfung bei 380 K gezeigt: Dampfdrücke aus Bild 5.4: $P_{\text{Benzol}} = 2,16 \cdot 10^5$ Pa, $P_{\text{Toluol}} = 0,909 \cdot 10^5$ Pa; Druck im Verdampfer aus (5.8): $p = 0,4 \cdot 2,16 \cdot 10^5 + 0,6 \cdot 0,909 \cdot 10^5$ Pa = $1,41 \cdot 10^5$ Pa; Molenbruch des Benzols im entstehenden Dampf aus (5.6): $y_B = 0,4 \cdot 2,16 \cdot 10^5 / (0,4 \cdot 2,16 \cdot 10^5 + 0,6 \cdot 0,909 \cdot 10^5) = 0,613$. Diesen rechnerischen Weg würden wir auch bei Mehrstoffgemischen einschlagen.

Der Molenbruch des leichter flüchtigen Benzols im Dampf kann auch mit der relativen Flüchtigkeit $\alpha_{1,2} = 2,16 \cdot 10^5 / 0,909 \cdot 10^5 = 2,38$ aus (5.13) berechnet werden: $y_B = 0,4 \cdot 2,38 / [(2,38 - 1) \cdot 0,4 + 1] = 0,613$. Bei 360 K weist die relative Flüchtigkeit einen Wert von 2,54 auf. Die gleiche Rechnung führt dann auf ein y_B von 0,629.

5.1.1.4 Siede- und Taulinie bei konstantem Druck

In der praktischen Destillation ist meist nicht die Temperatur, sondern der Druck im Verdampfer (oder Kondensator) gegeben. Dann ist es zweckmäßig, die dazugehörigen Gleich-

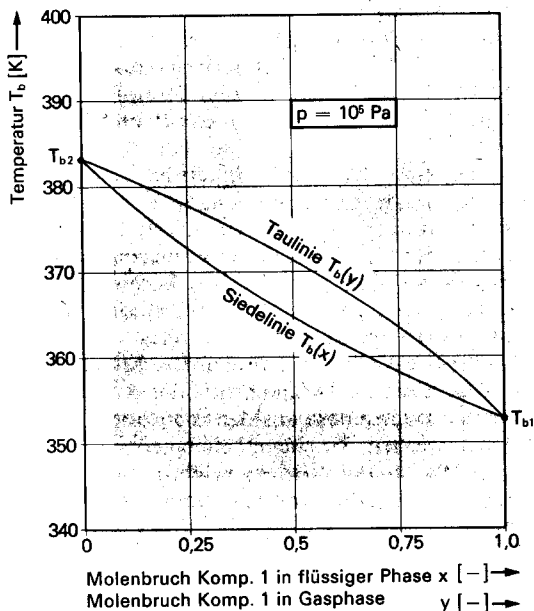


Bild 5.7. Siede- und Taulinien von Benzol/Toluol bei einem Druck von 10^5 Pa. x = Molenbruch von Benzol in der flüssigen Phase, y = Molenbruch von Benzol in der Gasphase.

gewichtstemperaturen über der Zusammensetzung des Flüssigkeitsgemischs (Siedelinie) und des Dampfgemischs (Taulinie) aufzutragen.

Auch in diesem Fall setzt sich der Druck gemäß der Gleichung (5.8) aus den Partialdrücken der einzelnen Komponenten zusammen. Für die Bestimmung von Punkten der Siedelinie stellt sich deshalb die Aufgabe, zu einem angenommenen Molenbruch der leichter flüchtigen Komponente im Flüssigkeitsgemisch jene Temperatur zu finden, für welche die Summe der

Produkte aus Molenbrüchen und Dampfdrücken der einzelnen Komponenten den nun gegebenen Gesamtdruck ergibt. Man muß demzufolge eine Siedetemperatur annehmen und damit aus (5.7) die Dampfdrücke und aus (5.8) den Gesamtdruck berechnen. Falls dieser mit dem gegebenen Druck nicht übereinstimmt, ist die Rechnung mit einer neuen Siedetemperatur zu wiederholen. Mit einem numerischen Verfahren findet man damit rasch die gesuchte Siedetemperatur.

Der zu jedem Molenbruch x der leichter flüchtigen Komponente in der Flüssigkeit gehörende Gleichgewichtsmolenbruch im Dampf y folgt wieder aus der Gleichung (5.6). Auf diese Weise finden wir die **Taulinie**. Aus **Bild 5.7** ist der Verlauf von Siede- und Taulinien bei konstantem Druck für das Gemisch Benzol/Toluol ersichtlich. Die Siedetemperaturen der reinen Komponenten T_{b1} und T_{b2} können den Dampfdruckkurven in Bild 5.4 direkt entnommen werden.

Dem Bild 5.7 entsprechende Diagramme lassen die mit einer Destillation erreichbare Trennwirkung aus der horizontalen Entfernung der Siede- und Taulinien erkennen. Geht man in unserem Beispiel (Benzol/Toluol, 10^5 Pa) wieder von einem Flüssigkeitsgemisch mit einem x_{Benzol} von 0,4 aus, dann sieht man in Bild 5.7, daß dieses Gemisch bei einer Temperatur von 367,8 K siedet und daß der entstehende Dampf einen Benzolmolenbruch von 0,622 aufweist.

Für viele Anwendungen ist es zweckmäßiger, den Gleichgewichtsmolenbruch der leichter

flüchtigen Komponente im Dampf für konstanten Druck direkt über dem Molenbruch der leichter flüchtigen Komponente in der Flüssigkeit aufzutragen: **Bild 5.8**. Dieses **x-y-Diagramm** kann mit der Gleichung (5.13) aufgezeichnet werden. Dabei ist zu beachten, daß die relative Flüchtigkeit im allgemeinen nicht konstant ist, weil sich die Siedetemperatur des Gemischs und damit die Dampfdrücke der beiden Komponenten mit der Gemischzusammensetzung ändern. Bild 5.8 zeigt diese Abhängigkeit am Beispiel des Gemischs Benzol/Toluol bei einem Druck von 10^5 Pa.

Beispiel 5.2

Ein Gemisch aus Benzol, Toluol und para-Xylol werde bei einem Druck von 1,5 bar destilliert. Das Flüssigkeitsgemisch weist die Molenbrüche $x_B = 0,2$, $x_T = 0,3$ und $x_X = 0,5$ auf. Bei welcher Temperatur siedet das als ideal anzunehmende Dreistoffgemisch, und welches sind die Molenbrüche des entstehenden Dampfes?

Die Siedetemperatur erhalten wir mit den Dampfdrücken aus (5.7) (Koeffizienten aus Tabelle 5.2) und der Beziehung (5.8) zu 398,8 K. Die Molenbrüche im Dampf berechnen wir aus (5.6): $y_B = 0,457$, $y_T = 0,305$, $y_X = 0,238$. Wir stellen im Dampf gegenüber der Flüssigkeit eine Zunahme des Gehalts an der leichtest flüchtigen Komponente Benzol und eine Abnahme des Anteils der schwerst flüchtigen Komponente para-Xylol fest. Der Molenbruch des Toluols erfährt bei dieser Destillation nur eine geringe Änderung.

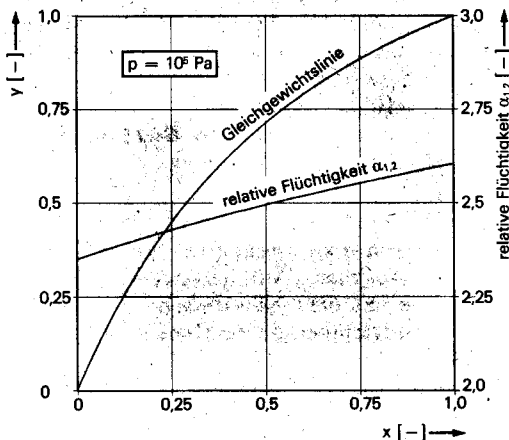


Bild 5.8. x-y-Diagramm und relative Flüchtigkeit für Benzol/Toluol bei einem Druck von 10^5 Pa.

5.1.2 Dampf/Flüssig-Gleichgewicht realer Gemische

Bei vielen Gemischen läßt sich das Dampf/Flüssig-Gleichgewicht mit dem RAOULTSchen Gesetz und (bei hohen Werten des reduzierten Drucks und niedrigen reduzierten Temperaturen) dem DALTONSchen Gesetz nicht mehr hinreichend beschreiben. Man spricht in diesen Fällen von realen Gemischen.

Bei realem Verhalten der flüssigen Phase sind die Wechselwirkungen zwischen den Molekülen der verschiedenen Komponenten des Gemischs unterschiedlich. Das zeigt sich nicht nur durch das Auftreten von Mischungswärmen und Volumenänderungen beim Mischen, sondern wirkt sich auch auf die Zahl der aus einem

siedenden Flüssigkeitsgemisch in die Gasphase «entweichenden» Moleküle aus. Man kann dem durch Einführen eines Korrekturfaktors ins **RAOULTSche** Gesetz Rechnung tragen:

$$p_i = \gamma_i x_i P_i \quad (5.14)$$

Der als **Aktivitätskoeffizient** (activity coefficient) bezeichnete Korrekturfaktor γ_i ist im allgemeinen vom Druck (beziehungsweise der dazugehörenden Siedetemperatur) und der Gemischzusammensetzung abhängig. Er geht für jede Komponente gegen Eins, wenn die anderen nur noch in sehr geringen Mengen vorhanden sind, und weicht von Eins um so stärker ab, je höher der Gehalt der übrigen Komponenten ist: **Bild 5.9**.

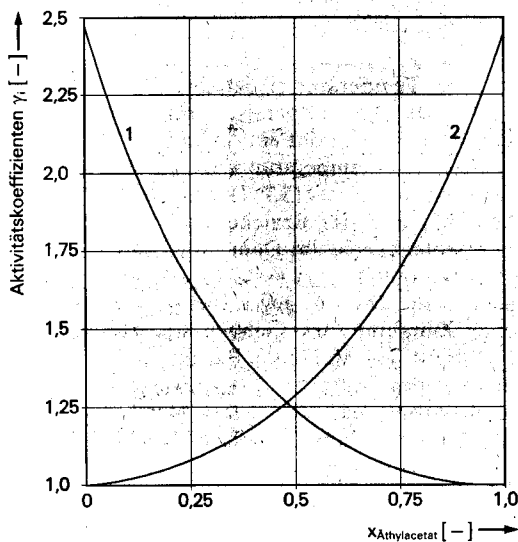


Bild 5.9. Aktivitätskoeffizienten des Zweistoffgemischs Äthylacetat/Äthanol bei 10^5 Pa. 1 Äthylacetat, 2 Äthanol (Werte aus [128], S. 342).

Die Aktivitätskoeffizienten der einzelnen Komponenten sind durch thermodynamische Zusammenhänge verknüpft. Näheres dazu wie auch zur experimentellen und rechnerischen Bestimmung der Aktivitätskoeffizienten findet man in [3], S. 494/499, [8], S. 261/281, [128], S. 288/390, [129 und 130].

Bei Aktivitätskoeffizienten über Eins spricht man von **positiver Abweichung** vom **RAOULTSchen** Gesetz. In diesem häufigeren Fall sind die Kräfte zwischen fremden Molekülen weniger stark als zwischen gleichartigen. In mittleren Zusammensetzungsbereichen können sich

deshalb mehr Moleküle in der Gasphase aufhalten (höhere Partialdrücke), als nach dem **RAOULTSchen** Gesetz zu erwarten wären. Bild 5.9 zeigt die Aktivitätskoeffizienten für ein Zweistoffgemisch mit sehr starker positiver Abweichung vom **RAOULTSchen** Gesetz. Mit diesen Werten und den Partialdrücken aus (5.14) können die Siede- und die Taulinien nach den Ausführungen des Abschnitts 5.1.1 bestimmt werden. Wir nehmen dabei ideales Verhalten der Gasphase an.

Beispiel 5.3

Für das Gemisch Äthylacetat(1)/Äthanol(2) ist je ein Punkt der Siede- und der Taulinie für $T = 350$ K und $p = 10^5$ Pa bei einem Äthylacetat-Molenbruch von $x = 0,2$ zu bestimmen.

a) $T = 350$ K

Dem Bild 5.9 entnehmen wir $\gamma_1 = 1,771$ und $\gamma_2 = 1,057$. Die Dampfdrücke erhalten wir mit $T = 350$ K und den Koeffizienten aus Tabelle 5.2 aus (5.7) zu $P_1 = 1,003 \cdot 10^5$ Pa und $P_2 = 0,9551 \cdot 10^5$ Pa. Die Gleichung (5.14) liefert die Partialdrücke im Dampf: $p_1 = 1,771 \cdot 0,2 \cdot 1,003 \cdot 10^5$ Pa = $0,3553 \cdot 10^5$ Pa; $p_2 = 1,057 (1 - 0,2) \cdot 0,9551 \cdot 10^5$ Pa = $0,8078 \cdot 10^5$ Pa.

Unter der Annahme einer idealen Gasphase folgt damit der Druck, bei dem dieses Gemisch siedet, aus dem **DALTONSchen** Gesetz (1.13): $p = 0,3553 \cdot 10^5 + 0,8076 \cdot 10^5$ Pa = $1,163 \cdot 10^5$ Pa. Infolge der starken positiven Abweichung vom **RAOULTSchen** Gesetz liegt dieser Druck nun über den Dampfdrücken der reinen Komponenten! Der Molenbruch des Äthylacetats beträgt somit bei hinreichend idealem Verhalten der Gasphase nach der Tabelle 1.1: $y_1 = p_1/p = 0,3553 \cdot 10^5 / 1,163 \cdot 10^5 = 0,3056$. Diese Ergebnisse sind Punkte der in **Bild 5.10** aufgezeichneten Siede- und Taulinien.

b) $p = 10^5$ Pa

In diesem Fall ist analog zum Abschnitt 5.1.1.4 vorzugehen: Auf iterativem Weg (beispielsweise mit dem **NEWTONSchen** Verfahren) ist jene Siedetemperatur zu finden, für die der Druck

$$p = \gamma_1 x_1 P_1 + \gamma_2 (1 - x_1) P_2$$

dem gegebenen Druck entspricht. Mit den Aktivitätskoeffizienten aus Bild 5.9 und den Dampf-

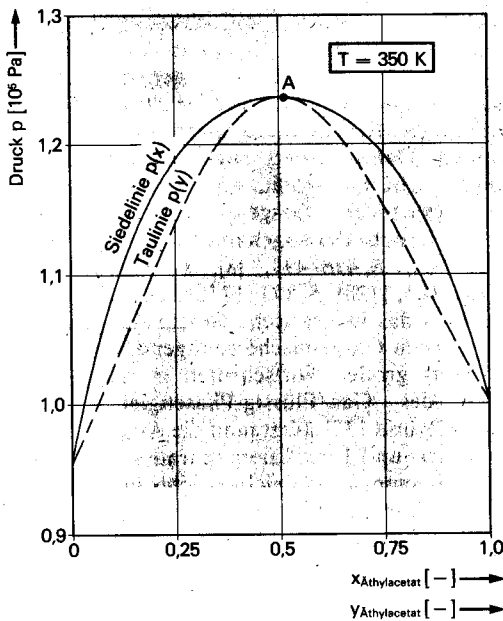


Bild 5.10. Siede- und Taulinie von Äthylacetat/Äthanol bei einer konstanten Temperatur von 350 K als Beispiel für ein Gemisch mit Dampfdruckmaximum. A = azeotroper Punkt.

drücken aus (5.7) finden wir für $x_1 = 0,2$ eine Siedetemperatur von 346,1 K (Zwischenergebnisse: $P_1 = 0,8805 \cdot 10^5$ Pa, $P_2 = 0,8141 \cdot 10^5$ Pa, $p_1 = 0,3119 \cdot 10^5$ Pa, $p_2 = 0,6884 \cdot 10^5$ Pa). Der Molenbruch des Äthylacetats im Dampf beträgt $y_1 = p_1/p = 0,3119 \cdot 10^5/10^5 = 0,3119$. Diese Werte stimmen mit jenen in Bild 5.11 überein.

Auf die hier gezeigte Weise können noch weitere Punkte der Siede- und der Taulinien für konstante Temperatur oder konstanten Druck berechnet werden. Man erhält dann die in den Bildern 5.10 und 5.11 gezeigten Verläufe der Siede- und der Taulinien. Am azeotropen Punkt schneiden sich die Siede- und die Taulinien. Hier weisen das Flüssigkeitsgemisch und das Dampfgemisch dieselbe Zusammensetzung auf. Der azeotrope Punkt kann deshalb durch eine gewöhnliche Destillation nicht überwunden werden. Für Molenbrüche der leichter flüchtigen Komponente über dem azeotropen Punkt ist sogar eine Umkehrung der bei idealen Gemischen erläuterten Trennwirkung zu beobachten: Im Dampf wird die schwerer flüchtige Komponente angereichert. Bild 5.12 verdeutlicht diesen Zusammenhang zwischen den Molenbrüchen der leichter flüchtigen Komponente in der Flüssigkeit und im Dampf. Die Lage des azeotropen

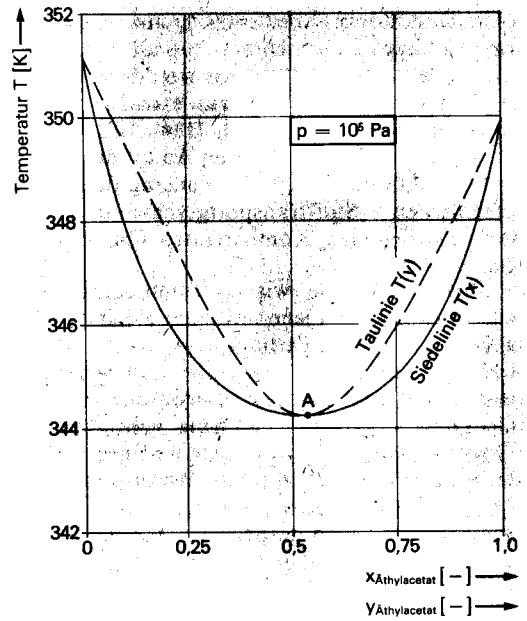


Bild 5.11. Siede- und Taulinie von Äthylacetat/Äthanol bei einem konstanten Druck von 10^5 Pa als Beispiel für ein Gemisch mit Siedepunktminimum. A = azeotroper Punkt.

Punktes ist im allgemeinen druckabhängig. Ein Weg zum Überwinden des azeotropen Punktes kann somit in der Änderung des Destillationsdruckes gefunden werden. Eine andere Lösung besteht in der Zugabe eines weiteren Stoffes, eines sogenannten Schlepptittels (heteroazeo-

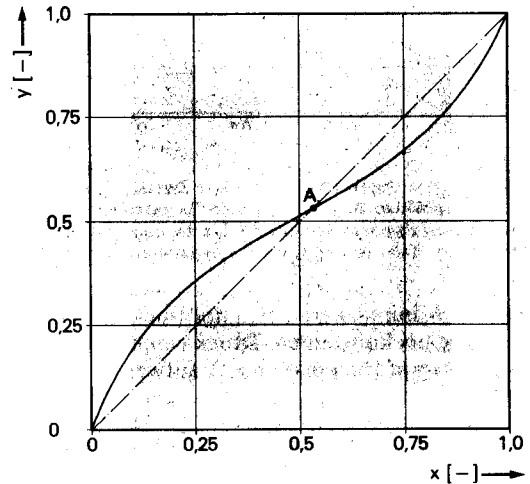


Bild 5.12. Gleichgewichtslinie von Äthylacetat/Äthanol bei einem konstanten Druck von 10^5 Pa als Beispiel für ein positiv-azeotropes Gemisch. A = azeotroper Punkt.

trope Destillation) oder eines Trennmittels (extraktive Destillation). Dieser muß allerdings anschließend wieder abgetrennt werden (Näheres zur heteroazeotropen und zur extraktiven Destillation in [3], S. 510/512, [134], S. 225/233, [135]. In Rektifizierkolonnen kann der azeotrope Punkt auch durch die Nutzung der unterschiedlichen Stofftransportgeschwindigkeiten der verschiedenen Komponenten überwunden werden [136].

Wenn die Kräfte zwischen fremden Molekülen größer sind als jene zwischen gleichen Molekülen, liegen die Partialdrücke der einzelnen Komponenten in der Gasphase und den nach dem RAOULTSchen Gesetz zu erwartenden Werten. Diese **negative Abweichung** vom RAOULTSchen Gesetz ($\gamma_i < 1$) ist zwar weniger häufig. Bei einigen Gemischen (beispielsweise bei Aceton/Chloroform oder Ameisensäure/Wasser) ist sie aber doch so ausgeprägt, daß die Siede- und die Taulinien bei konstanter Temperatur zwischen den Punkten für die reinen Stoffe

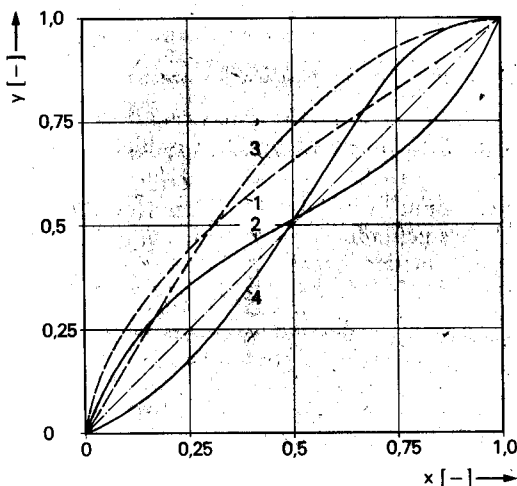


Bild 5.13. Gleichgewichtslinien realer Zweistoffgemische. 1 leichte positive Abweichung vom RAOULTSchen Gesetz, 2 positiv-azeotropes Gemisch, 3 leichte negative Abweichung vom RAOULTSchen Gesetz, 4 negativ-azeotropes Gemisch.

einen Minimalwert (Dampfdruckminimum) und jene bei konstantem Druck einen Maximalwert (Dampfdruckmaximum) aufweisen. Auch in diesem Fall liegt ein azeotroper Punkt vor (negativ azeotropes Gemisch). In Bild 5.13 ist der prinzipielle Verlauf der Abhängigkeit des Molenbruchs der leichter flüchtigen Komponente im Dampf von jenem in der Flüssigkeit für positive und negative Abweichungen vom RAOULTSchen Gesetz aufgezeichnet. Bei hohen

reduzierten Drücken und tiefen reduzierten Temperaturen können nach den Ausführungen des Abschnitts 5.1.1.1 das Eigenvolumen der Moleküle der Gasphase und die zwischen ihnen wirkenden Kräfte nicht mehr vernachlässigt werden. Dann verliert auch das DALTONSche Gesetz seine Gültigkeit. An die Stelle des Partialdrucks idealer Gasgemische tritt ein korrigierter Druck, die sogenannte **Fugazität** (fugacity, [31], S. 496/499, [8], S. 118/125, [77], S. 104/105, [128], S. 171/177). Bei Umgebungsdruck ist das DALTONSche Gesetz allerdings für die meisten Gasgemische genügend.

Trotz großen Fortschritten in der Berechnung des Gas/Flüssig-Phasengleichgewichts [128, 129 und 130] stützt man die Auslegung von Destillier- und Rektifizierapparaten wenn möglich auf gemessene Gleichgewichtsdaten. Solche sind beispielsweise in [131 und 132] für eine große Zahl von Zwei- und Mehrstoffgemischen tabelliert. Literaturhinweise auf gemessene Gleichgewichtsdaten findet man in [133].

5.2 Wärmebedarf zur Destillation

Nach dem Einfüllen eines Gemisches in den Verdampfer einer Destillieranlage muß dieses zunächst auf Siedetemperatur erwärmt werden. Die dazu dem Gemisch zuzuführende Wärme kann bei Vernachlässigung der Wärmekapazität des Verdampfers berechnet werden aus

$$Q = M c_p (T_b - T) \quad (5.15)$$

Darin ist M die Masse und c_p die mittlere spezifische Wärmekapazität des flüssigen Gemisches im Verdampfer. Der Aufheizvorgang beginnt mit der Einfülltemperatur T und endet mit dem Erreichen der Siedetemperatur T_b . Die mittlere spezifische Wärmekapazität (heat capacity) des Flüssigkeitsgemisches kann hinreichend genau als (mit den jeweiligen Anteilen gewichteter) Mittelwert berechnet werden:

$$c_p \approx \frac{\sum_1^k x_i c_{pi} M_i}{\sum_1^k x_i M_i} \quad (5.16)$$

Die mittleren Wärmekapazitäten der einzelnen Komponenten c_{pi} kann man für den jeweiligen Temperaturbereich meist Tabellenwerten entnehmen (beispielsweise [24], S. Dc 10/Dc 12, [138], S. 875/944). Falls für einen Stoff keine gemessenen Werte gefunden werden, ist die spezi-

fische Wärmekapazität mit den in [128], S. 149/171, zusammengestellten Berechnungsmethoden abzuschätzen. In [139] findet man Tabellenwerte für die spezifische Wärmekapazität von Flüssigkeitsgemischen.

Der zur Verdampfung benötigte Wärmestrom ist das Produkt aus dem erzeugten Dampfmassenstrom \dot{M}_g und der spezifischen Verdampfungsenthalpie (enthalpy of vaporisation) des Gemischs h_{lg} :

$$\dot{Q}_{lg} = \dot{M}_g h_{lg} \quad (5.17)$$

Die Verdampfungsenthalpie des Gemischs kann dabei wieder mit meist genügender Genauigkeit additiv aus den Werten der einzelnen Komponenten h_{lgi} ermittelt werden. Dabei sind bei der Phasenumwandlung die Molenbrüche der entstehenden Phase, also hier der Gasphase y_i , maßgebend:

$$h_{lg} \approx \frac{\sum_1^k y_i h_{lgi} M_i}{\sum_1^k y_i M_i} \quad (5.18)$$

Umgekehrt müßten zum Berechnen des für die Kondensation abzuführenden Wärmestroms die Molenbrüche der bei der Kondensation entstehenden flüssigen Phase eingesetzt werden.

Die spezifischen Verdampfungsenthalpien vieler Stoffe sind tabelliert (beispielsweise in [24], S. Dc 1/Dc 3, [138], S. 554/560, [148], S. E 31/E 33, C 733/745; ausführliche Tabellen für Wasser in [41]). In [128], S. 197/215, werden Berechnungsmöglichkeiten erläutert. Für ganz grobe Abschätzungen der Temperaturabhängigkeit der Verdampfungsenthalpie erweist sich die TROUTONSCHE Regel als recht nützlich. Danach ist die molare Verdampfungsenthalpie der absoluten Siedetemperatur proportional, und der Proportionalitätsfaktor c_T weist für viele technisch zu trennende Stoffe ähnliche Werte auf:

$$h_{m,lg_i} = h_{lgi} M_i \approx c_T T_b \quad (5.19)$$

Der TROUTONSCHE Koeffizient beträgt bei Umgebungsdruck für die meisten unpolaren Stoffe $8 \cdot 10^4$ bis 10^5 J/kmol K (Tabellenwerte in [137], S. 98). Die Werte polarer Stoffe können davon allerdings beträchtlich abweichen. Der TROUTONSCHE Koeffizient nimmt zudem im allgemeinen mit sinkendem Druck zu.

5.3 Eindampfung

In den vorangehenden Abschnitten haben wir gesehen, daß die Destillation im allgemeinen nur eine bescheidene Anreicherung der leichter flüchtigen Komponente im Dampf ergibt. Um eine weitere Trennung zu erreichen, müßte deshalb ein Teil des Destillats erneut destilliert werden. Dieses Verfahren wäre zu wiederholen, bis das Destillat den gewünschten Gehalt an der leichter flüchtigen Komponente aufweisen würde. Für die Trennung großer Gemischmengen wäre dieser Weg viel zu aufwendig, wie das folgende Beispiel zeigt.

Beispiel 5.4

Aus dem Ausgangsgemisch des Beispiels 5.1 ist durch fortgesetzte Destillation ein Gemisch mit einem Benzolmolenbruch von 0,98 zu erzeugen. Alle Destillationen werden bei einem Druck von 10^5 Pa durchgeführt. Wie viele Destillationen wären dazu nötig, wenn vom Destillat jeweils nur so wenig weiterdestilliert würde, daß es während der Destillation im Verdampfer zu keiner merklichen Zusammensetzungsänderung kommen würde?

Aus Bild 5.8 können wir der Reihe nach die folgenden Molenbrüche der Destillate entnehmen: 0,622; 0,806; 0,914; 0,95; 0,986. Ausgehend von einer großen Gemischmenge würden wir demzufolge nach fünf Destillationen einige Tropfen mit der geforderten Reinheit erhalten! Im nächsten Kapitel werden wir mit der Rektifikation eine für solche Trennungen wirkungsvollere Grundoperation kennenlernen.

Die gewöhnliche Destillation ist für technische Gemischtrennungen nur interessant, wenn eine der Komponenten eines Gemischs einen gegenüber den übrigen Komponenten wesentlich höheren Dampfdruck aufweist. Man spricht dann von Eindampfen. Der entstehende Dampf (er wird beim Eindampfen als **Brüden** bezeichnet) enthält praktisch keine schwerer flüchtige Komponenten mehr. Wir können uns davon anhand der Gleichungen (5.12) und (5.13) leicht überzeugen: Wenn die leichter flüchtige Komponente einen wesentlich höheren Dampfdruck aufweist als die schwerer flüchtige, wird die relative Flüchtigkeit sehr groß. Der Molenbruch der leichter flüchtigen Komponente im Dampf geht dann unabhängig von der Flüssigkeitszusammensetzung gegen Eins. Im Verdampfer bleiben die schwerer flüchtigen Komponenten zurück. Sie werden dort aufkonzentriert.

Das Eindampfen ist sowohl in chemischen Verfahren (beispielsweise Erzeugen von konzentrierter Natronlauge, von Kunstdüngern wie Phosphaten, Nitraten oder Sulfaten, zum Gewinnen verschiedener Salze aus ihren Lösungen wie Sulfate, Karbonate und anderes mehr) wie auch in den Verfahren der Lebensmittelverarbeitung (beispielsweise Kochsalzherstellung, Konzentrieren von Frucht- und Gemüsesäften, Herstellung von Kondensmilch und anderes mehr) von großer technischer Bedeutung. In Anlagen zum Erzeugen von Trinkwasser aus Meerwasser [140, 141] leistet sie einen wichtigen Beitrag zur Welternährung.

5.3.1 Siedetemperaturerhöhung

Beim Eindampfen von Gemischen liegen die Siedetemperaturen der zu trennenden Gemische über jener der als Brüden abzuziehenden, leichter flüchtigen Komponente. Diese sogenannte Siedepunkterhöhung wollen wir am Beispiel von Wasser/Kochsalz erläutern. Gegenüber dem Dampfdruck von Wasser P_1 ist der Dampfdruck von Kochsalz P_2 verschwindend klein ([36], S. 1-905/906). In der Beziehung

$$p = x_1 \gamma_1 P_1 + (1 - x_1) \gamma_2 P_2 \quad (5.20)$$

kann deshalb der zweite Summand vernachlässigt werden. Dann erhalten wir für den Dampfdruck der leichter flüchtigen Komponente:

$$P_1 = p / (x_1 \gamma_1) \quad (5.21)$$

Wenn wir nun von der vereinfachenden Annahme eines idealen Gemischs ($\gamma_1 = 1$) ausgehen, erkennen wir, daß der Dampfdruck der leichter flüchtigen Komponente P_1 größer ist als der Gesamtdruck, weil x_1 stets kleiner als 1 ist. Das ergibt bei gegebenem Gesamtdruck entsprechend höhere Siedetemperaturen. Die Siedepunkterhöhung ist um so ausgeprägter, je höher der Gehalt an schwerer flüchtigen Stoffen ist.

Beispiel 5.5

Wie groß ist die Siedepunkterhöhung von Wasser/Kochsalz unter der hier stark vereinfachenden Annahme des idealen Verhaltens bei einem Druck von $0,981 \cdot 10^5$ Pa und einer Kochsalzmassenbelastung von 0,2? Die Molmasse von Wasser beträgt $18,02$ kg/kmol und jene von Kochsalz $58,44$ kg/kmol.

Zunächst bestimmen wir den Molenbruch des Wassers mit der Tabelle 1.1: $x_1 = 1 - (0,2/58,44)/(0,2/58,44 + 1/18,02) = 0,9419$. Damit würde der Dampfdruck des Wassers bei $\gamma_1 = 1$ nach (5.21) $P_1 = 0,981 \cdot 10^5 / 0,9419$ Pa = $1,042 \cdot 10^5$ Pa betragen. Dazu ermitteln wir mit der Dampfdruckgleichung (5.7) und den Koeffizienten aus Tabelle 5.2 eine Siedetemperatur von $373,9$ K. Für einen Druck von $0,981 \cdot 10^5$ Pa liefert (5.7) eine Siedetemperatur von $372,2$ K. Unter der Annahme eines idealen Gemisches beträgt die Siedetemperaturerhöhung folglich $1,7$ K. Die wirkliche Siedetemperaturerhöhung liegt mit 5 K ([78], S. 49) wesentlich über diesem Wert. Dies ist auf das ausgeprägt reale Verhalten des Gemisches Wasser/Kochsalz zurückzuführen.

5.3.2 Wärmerückgewinnung bei Eindampfprozessen

Die Eindampfprozesse sind aus den im Abschnitt 5.2 erläuterten Gründen mit einem großen Wärmebedarf verbunden. Die Energiekosten erreichen deshalb bei Eindampfanlagen einen Großteil der Gesamtkosten. Deshalb ist man gezwungen, die an die Verdampfer und Vorwärmer abgegebene Wärme möglichst weitgehend zurückzugewinnen. Es gibt zwei Wege, den Energiebedarf erheblich zu reduzieren: die Mehrstufenverdampfung (multiple-effect evaporation) und die Brüdenverdichtung (thermo-compression).

5.3.2.1 Mehrstufenverdampfung

Bild 5.14 zeigt die drei ersten Stufen einer mehrstufigen Eindampfanlage. Die erste Stufe wird mit Heizdampf beheizt. Der entstehende Dampf (Brüden) wärmt den Zulauf auf. Dabei kondensiert ein kleiner Teil der Brüden und gelangt nach dem Kondensatabscheider in die Destillatleitung. Der Hauptteil der Brüden verläßt den Verdampfer durch die Leitung 2 und beheizt den zweiten Verdampfer durch Kondensation. Das Kondensat gelangt nach dem Kondensatabscheider durch die Leitung 3 zur Destillatsammelleitung 4. Das im Verdampfer 1 vorkonzentrierte Gemisch wird durch das Drosselventil 5 ebenfalls dem zweiten Verdampfer zugeführt. Infolge der im Abschnitt 5.3.1 erläuterten Siedepunkterhöhung würde das Konzentrat aus dem Verdampfer 1 bei gleichem Druck im Verdampfer 2 bei einer etwas höheren Tem-

peratur sieden. Zudem setzt die Wärmeübertragung ans Gemisch im zweiten Verdampfer ein Temperaturgefälle voraus ($T_2 < T_1$). Aus diesen Gründen ist es nötig, den Druck im zweiten Verdampfer unter jenen im ersten zu senken ($p_2 < p_1$). Auch in den nachfolgenden Stufen wird die Kondensationswärme der Brüden zum Beheizen des Verdampfers und zu einem geringeren Teil zum Vorwärmen des zulaufenden Gemischs in den Vorwärmern genutzt. Der zuzuführende Heizdampf dient damit nur noch der restlichen Erwärmung des Zulaufs auf Siedetemperatur und zum Beheizen des ersten Verdampfers. In [142] ist eine solche Anlage mit Fließbild und Angaben über Temperaturen und Massenströme ausführlich beschrieben. Der Heizdampfverbrauch wird um so geringer, je größer die Zahl der Verdampfer n gewählt wird. In erster Näherung ist der benötigte Heizdampfmassenstrom M_{HD} beziehungsweise der zuzuführende Wärmestrom \dot{Q} der Verdampferzahl umgekehrt proportional:

$$M_{HD} \sim \dot{Q} \sim 1/n \quad (5.22)$$

Aus diesem Grund nimmt die optimale Stufenzahl mit steigendem Energiepreis zu. Man wählt heute oft mehr als sechs Verdampferstufen [143]. Meerwasserentsalzungsanlagen werden oft mit über zehn Stufen gebaut. Bild 5.15 zeigt

eine Mehrstufeneindampfanlage. In [23], S. 11-32/36, und [78], S. 215/220, sind für die Mehrstufenverdampfung verschiedene Schaltungsmöglichkeiten vorgestellt. Die Berechnung von Mehrstufenverdampfungsanlagen ist erläutert in [78], S. 220/252, und [144].

5.3.2.2 Brüdenverdichtung

Bei der Mehrstufenverdampfung wurde der Energieinhalt der Brüden zum direkten Beheizen der folgenden Verdampfer genutzt. Wir haben gesehen, daß dafür zum Erreichen der für die Wärmeübertragung nötigen Temperaturdifferenz und zum Überwinden der Siedepunkterhöhung von Stufe zu Stufe eine Druckabsenkung nötig ist. Anstelle dieser Druckabsenkungen kann man den Druck der Brüden durch eine entsprechende Verdichtung erhöhen. Damit steigt deren Kondensationstemperatur. Der verdichtete Brüden dampf kann dann zum Beheizen des Verdampfers verwendet werden, in dem er entstanden ist: Bild 5.16. Der Brüden dampf kann jedoch den ganzen Wärmebedarf des Verdampfers nicht decken ([78], S. 215/244), weshalb stets etwas frischer Heizdampf zugeführt werden muß.

Als Verdichter kommen bei kleineren Anlagen Dampfstrahlverdichter ([23], S. 6-29/32), bei denen der Heizdampf als Treibmittel dient,

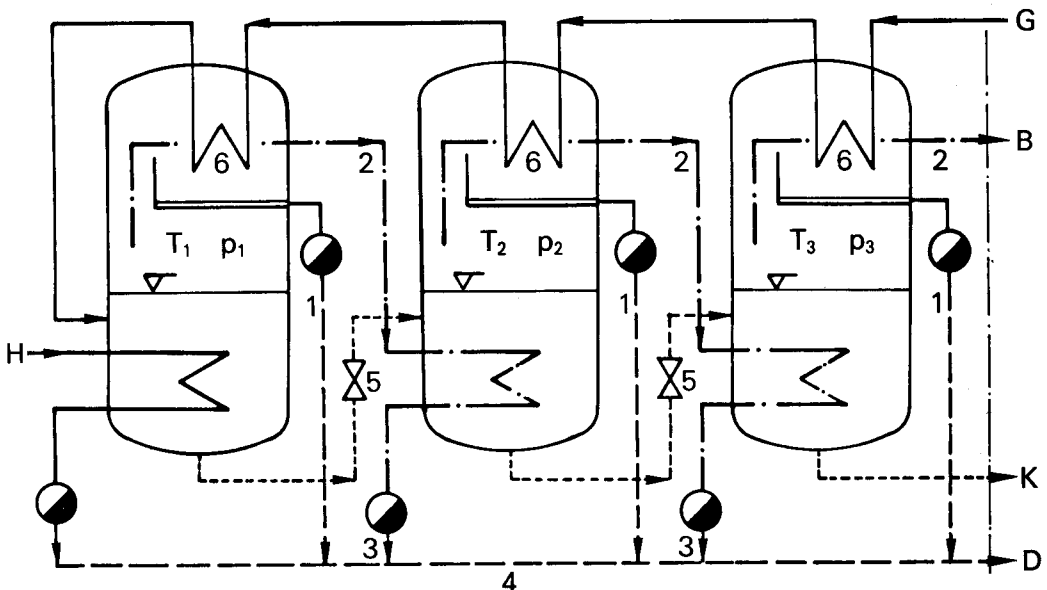


Bild 5.14. Vereinfachter Ausschnitt aus einer mehrstufigen Eindampfanlage. 1 Ablauf des Kondensats vom Gemischvorwärmer, 2 Brüdenleitung, 3 Kondensat der Brüden (Destillat), 4 Destillatsammelleitung, 5 Drosselventile in den Konzentratleitungen, 6 Zulaufvorwärmer, B Brüden, D Destillat, G zulaufendes Gemisch, H Heizdampf, K Konzentrat.

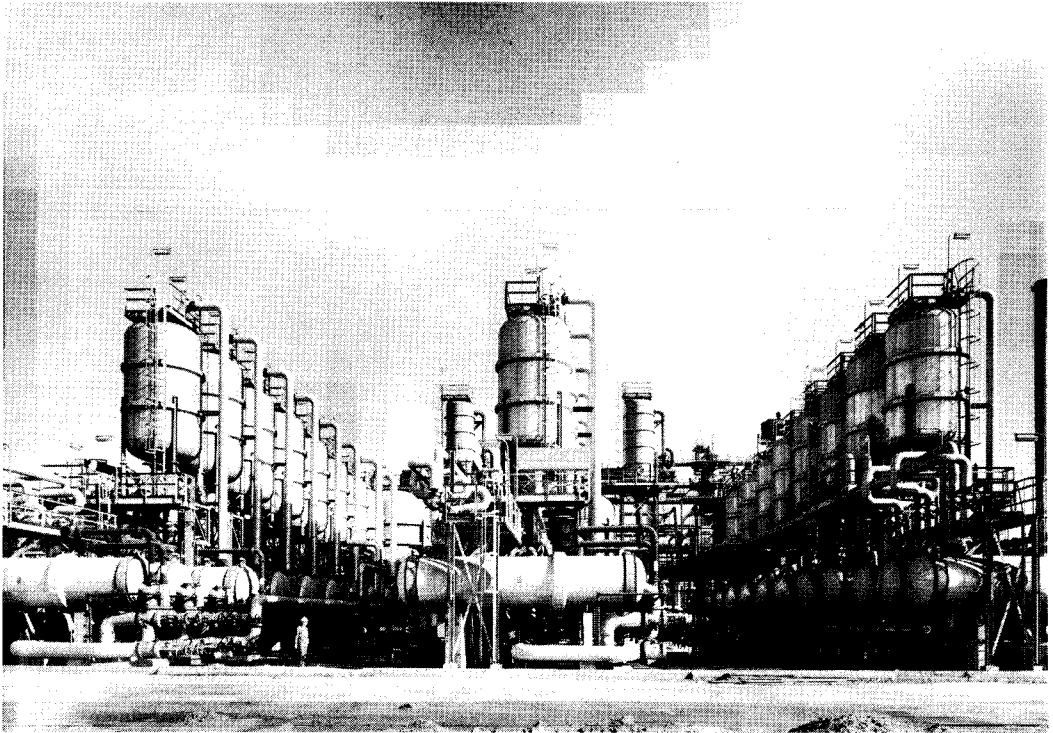


Bild 5.15. Mehrstufige Anlage für die Aluminateindampfung (aus [145]). (Escher Wyss)

in Frage. Infolge ihres bescheidenen Wirkungsgrades werden die Dampfstrahlverdichter allerdings bei nichtkorrosiven und nichterosiven Brüden zunehmend durch Turboverdichter verdrängt [146, 147]. Die Brüdenverdichtung kann auch mit der Mehrfachverdampfung kombiniert werden. Aus thermodynamischen Gründen ergeben sich für die Brüdenverdichtung Vorteile, wenn der Brüdenndruck nicht wesentlich unter der für die Verdampferbeheizung erforderlichen Kondensationstemperatur liegt. Das ist bei geringen Siedetemperaturerhöhungen und guten Wärmeübertragungsverhältnissen der Fall. Daneben sind aber für die Wahl zwischen der Mehrstufenverdampfung und der Brüdenverdichtung eine Reihe praktischer Gesichtspunkte, wie das Vorhandensein einer geeigneten Heizdampfversorgung, die Flexibilität der Anlage, eine leichte Wartung und anderes mehr entscheidend [145].

Auch die Brüdenverdichtung wird im umfassenden Buch von RANT [78] ausführlich behandelt. Man findet darin auch eine zusammenfassende Darstellung der die praktische Durch-

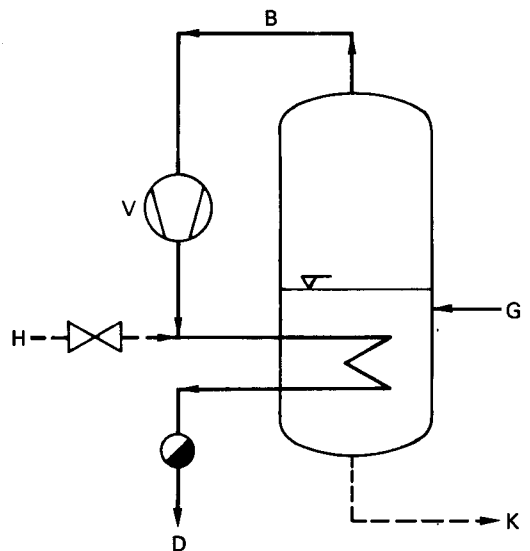


Bild 5.16. Einstufige Eindampfanlage mit Brüdenverdichtung. B Brüden, D Destillat, G zulaufendes Gemisch, H Heizdampf, K Konzentrat, V Brüdenverdichter.

führung von Eindampfanlagen oft stark behindernden Verkrustungen.

6. Rektifikation

Im letzten Kapitel haben wir gesehen, daß sich Gemische durch eine gewöhnliche Destillation nur im Spezialfall sehr hoher relativer Flüchtigkeiten in genügend reine Komponenten zerlegen lassen. Sonst ist man auf das nun zu behandelnde, kompliziertere Trennverfahren, die Rektifikation (rectification), angewiesen. Falls die Gemische keine azeotropen Punkte aufweisen, können sie durch die Rektifikation in beliebig reine Komponenten zerlegt werden.

Das Prinzip der Rektifikation beruht darauf, daß der in einem Verdampfer erzeugte Gemischdampf in Gegenstrom zu seinem Kondensat gebracht wird. Dabei kann sich aus Bilanzgründen kein Phasengleichgewicht einstellen. Das verursacht einen Stoffaustausch zwischen dem Kondensat und dem Gemischdampf, der bei genügend großen Kontaktflächen zwischen den beiden Phasen eine praktisch vollständige Trennung der Komponenten ermöglicht.

Die Rektifikation ist die häufigst angewandte Grundoperation zum Trennen homogener Gemische. Wir werden uns aus diesem Grund (aber auch weil andere Trennverfahren wie Absorption, Extraktion und anderes mehr durch ähnliche Überlegungen erfaßbar sind) ausführlich damit auseinandersetzen. Der Umfang dieser Einführung schränkt uns dabei allerdings auf die **Trennung von Zweistoffgemischen** ein.

Bild 6.1 zeigt die dazu benötigte Apparatur. Wir erkennen darin die Elemente einer Destillationsanlage, nämlich den Verdampfer und den Kondensator. Dazwischen wird nun aber eine **Rektifizierkolonne** (rectifying column) geschaltet, in der das Gemisch durch Stoffaustausch zwischen dem nach oben strömenden Dampf und einem nach unten fließenden Kondensatanteil getrennt wird.

Damit dieser Stoffaustausch zustande kommen kann, wird dem Kondensator nur noch ein Teil des Kondensats als **Kopfprodukt** (over head product, distillate) entnommen. Der (meist größere) Teil wird als **Rücklauf** (reflux) in die Rektifizierkolonne zurückgeführt. In dieser wird er durch Einbauten, die wir noch kennen lernen werden, mit dem vom Verdampfer aufsteigenden Dampf in intensive Berührung gebracht. Dabei tritt die leichter flüchtige Komponente von der Flüssigkeit an den Dampf und die schwerer flüchtige vom Dampf an die Flüssigkeit über. Im **Sumpf** (bottom) der Kolonne wird ein Teil des Flüssigkeitsgemischs als **Sumpfpro-**

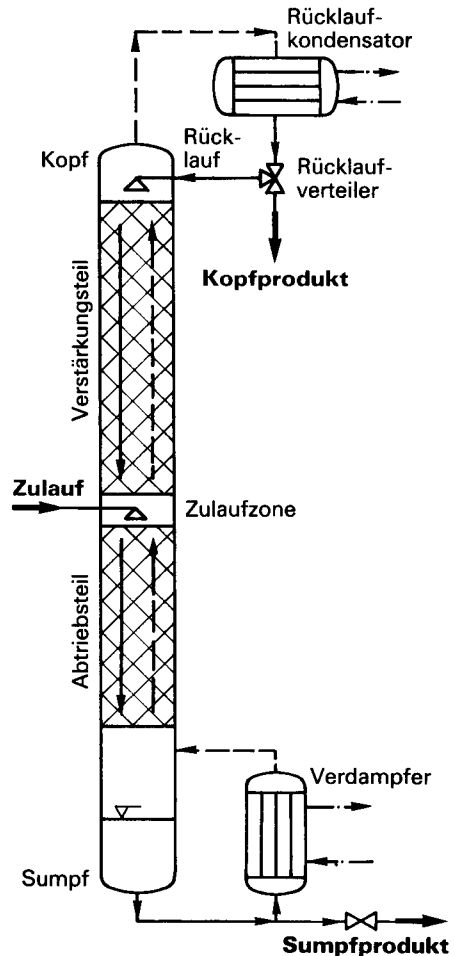


Bild 6.1. Apparatur zur Rektifikation eines Zweistoffgemisches.

dukt (bottom product, residue) entnommen, während der meist größere Teil nach dem Verdampfen wieder in die Kolonne zurückgeführt wird. Der flüssige oder gasförmige **Zulauf** (feed) erfolgt zwischen Kopf und Sumpf und teilt die Rektifizierkolonne in den **Verstärkungsteil** (rectifying section) und den **Abtriebsteil** (stripping section).

Als Verdampfer und Rücklaufkondensatoren werden die in den Kapiteln 3 und 4 besprochenen Apparate eingesetzt. In Abweichung zu Bild 6.1 kann im Rücklaufkondensator auch nur der Rücklauf kondensiert werden, während ihm das Kopfprodukt als Dampf entnommen und anschließend in einem separaten Apparat kondensiert (oder bei der Mehrkomponenten-

rektifikation direkt der nächsten Kolonne zugeleitet) wird. Solche Kondensatoren, die nur den Rücklauf kondensieren, nennt man **Dephlegmatoren** (dephlegmator). Sie ergeben einen zusätzlichen Trenneffekt, da mehr schwerer flüchtiger als leichter flüchtiger Stoff kondensiert (Näheres dazu in [134], S. 398/407, [149, 150]). **Bild 6.2** vermittelt einen Eindruck vom Äußeren einer industriellen Rektifizieranlage mittlerer Größe.

6.1 Stoff- und Energiestrombilanzen

Um das Geschehen in einer Rektifizierkolonne zu verstehen, ist von den Stoffstrom- und den Energiestrombilanzen auszugehen. Diese Bilanzen können wir für die ganze Apparatur, den Verstärkungsteil, den Abtriebsteil und die dazwischen liegende Zulaufzone getrennt aufstellen. Wir gehen dabei von einem stationären Betriebszustand aus.

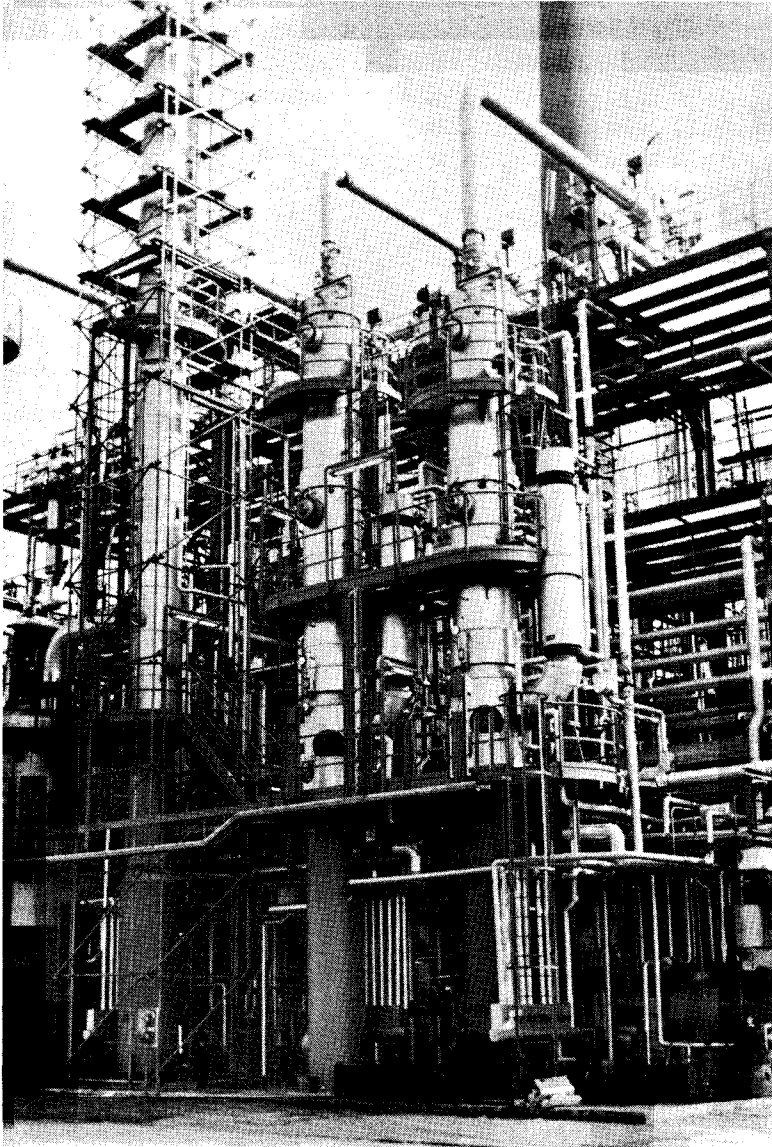


Bild 6.2. Industrielle Rektifikationsanlage. (Sulzer)

6.1.1 Ganze Apparatur

Wir legen die Bilanzgrenze zunächst um die ganze Apparatur, ohne uns um deren Einzelheiten zu kümmern: **Bild 6.3**. In diese Bilanzgrenze tritt der Zulaufmolstrom \dot{N}_F mit dem Molenbruch x_F der leichter flüchtigen Komponente, während aus ihr der Kopfproduktmolstrom \dot{N}_D mit dem Molenbruch des Kopfprodukts an leichter flüchtigem x_D und der Molstrom des Sumpfprodukts \dot{N}_B mit dem Molenbruch x_B treten. Wir können also folgende **Stoffstrombilanz für das Gemisch** anschreiben:

$$\dot{N}_F = \dot{N}_D + \dot{N}_B \quad (6.1)$$

Weiter muß auch die mit dem Zulauf ins Bilanzgebiet tretende leichter flüchtige Komponente dieses im Kopf- und Sumpfprodukt wieder verlassen. Die **Stoffstrombilanz für die leichter flüchtige Komponente** erhalten wir damit unter Beachtung der Gleichung (1.4) zu:

$$\dot{N}_F x_F = \dot{N}_D x_D + \dot{N}_B x_B \quad (6.2)$$

Im allgemeinen ist ein bestimmter Massenstrom eines Gemischs mit bekannter Zusammensetzung in Komponenten vorgeschriebener Reinheit zu zerlegen. Der Molstrom des Zulaufs \dot{N}_F und die Molenbrüche des Zulaufs, des Kopf- und des Sumpfprodukts sind dann bestimmbar. Mit den beiden Bilanzgleichungen können wir deshalb den Molstrom des Kopf- und des Sumpfprodukts berechnen. Der Molstrom des Kopfprodukts beträgt beispielsweise:

$$\dot{N}_D = \frac{x_F - x_B}{x_D - x_B} \dot{N}_F \quad (6.3)$$

Beispiel 6.1

Wir werden die doch recht abstrakte Theorie der Rektifikation durch die Auslegung einer Rektifizierkolonne zum Trennen von 2 kg/s eines Benzol/Toluol-Gemisches mit einem Benzolmolenbruch von $x = 0,4$ und einer Zulaufstemperatur von 343,15 K (70 °C) in ein Kopfprodukt mit einem Benzolmolenbruch von mindestens 0,975 und ein Sumpfprodukt mit einem Benzolmolenbruch von höchstens 0,025 konkretisieren. Den Kondensator und den Verdampfer für diese Rektifizierkolonne haben wir in den Beispielen des Kapitels 3 und 4 schon teilweise ausgelegt.

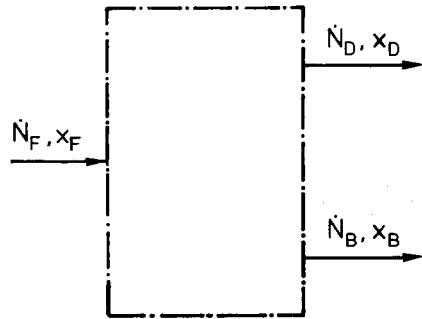


Bild 6.3. Stoffstrombilanzen für die ganze Kolonne.

Zunächst sind die Massen- und die Molströme des Kopf- und des Sumpfprodukts zu berechnen. Den Zulaufmolstrom finden wir mit den Molmassen von Benzol und Toluol aus Tabelle 5.2 zu: $\dot{N}_F = \dot{M}_F / [x_F M_1 + (1 - x_F) M_2] = 2 / [0,4 \cdot 78,11 + (1 - 0,4) \cdot 92,14] \text{ kmol/s} = 0,02311 \text{ kmol/s}$. Die Gleichung (6.3) liefert damit den Molstrom des Kopfprodukts: $\dot{N}_D = [(0,4 - 0,025) / (0,975 - 0,025)] \cdot 0,02311 \text{ kmol/s} = 0,009124 \text{ kmol/s}$. Die Beziehung (6.1) liefert für den Molstrom des Sumpfprodukts $\dot{N}_B = 0,02311 - 0,009124 \text{ kmol/s} = 0,01399 \text{ kmol/s}$. Die Massenströme finden wir daraus durch Multiplikation mit den Molmassen des Kopf- und des Sumpfprodukts:
 $\dot{M}_D = 0,009124 [0,975 \cdot 78,11 + (1 - 0,975) 92,14] \text{ kg/s} = 0,716 \text{ kg/s}$.
 $\dot{M}_B = 0,01399 [0,025 \cdot 78,11 + (1 - 0,025) 92,14] \text{ kg/s} = 1,284 \text{ kg/s}$ *Hieh*

6.1.2 Verstärkungsteil

Nun legen wir die Bilanzgrenze um den Verstärkungsteil. Dabei schneiden wir den Verstärkungsteil an einer beliebigen Stelle: **Bild 6.4**. An dieser beliebigen Stelle bezeichnen wir die Molenbrüche der beiden Phasen mit x und y . Den Rücklaufkondensator schließen wir ebenfalls ins Bilanzgebiet ein. Ins Bilanzgebiet gelangt der Dampf molstrom \dot{N}_g , während der Flüssigkeitsmolstrom \dot{N}_l und der Kopfproduktmolstrom \dot{N}_D dieses verlassen. Die **Stoffstrombilanzen** lauten somit für das Gemisch

$$\dot{N}_g = \dot{N}_l + \dot{N}_D \quad (6.4)$$

und für die leichter flüchtige Komponente:

$$y \dot{N}_g = x \dot{N}_l + x_D \dot{N}_D \quad (6.5)$$

Weiter muß auch die **Bilanz der Energieströme** erfüllt sein. Bei idealer Wärmeisolation der Kolonne (keine Wärmeverluste) und Vernachlässigung der kinetischen und der potentiellen Energie der Stoffströme lautet diese:

$$\dot{N}_g h_{mg} = \dot{N}_l h_{ml} + \dot{N}_D h_{mD} + \dot{Q}_K \quad (6.6)$$

Darin sind die molaren Enthalpien (in J/kmol) mit

$$h_m = hM \quad (6.7)$$

aus den spezifischen Enthalpien (in J/kg) zu bestimmen. Mit der molaren Verdampfungsenthalpie

$$h_{mlg} = h_{mg} - h_{ml} \quad (6.8)$$

und der Gemischstoffstrombilanz (6.4) können wir die Energiestrombilanz (6.6) auf die nachstehende Form bringen:

$$\dot{N}_g h_{mlg} - \dot{N}_D (h_{mD} - h_{ml}) = \dot{Q}_K \quad (6.9)$$

Ersetzen wir darin die molare Verdampfungsenthalpie h_{mlg} durch die TROUTONSche Regel (5.19) und die Differenz der molaren Enthalpien $h_{mD} - h_{ml}$ durch das Produkt aus der mittleren molaren Wärmekapazität der flüssigen Phase c_{mp} und der Temperaturdifferenz zwischen den Siedetemperaturen von Kopfprodukt und Flüssigkeitsgemisch im Kolonnenschnitt $T_D - T_l$, dann geht (6.9) über in:

$$\dot{N}_g c_T T_b - \dot{N}_D c_{mp} (T_D - T_b) = \dot{Q}_K \quad (6.10)$$

Im Abschnitt 5.2 haben wir gesehen, daß der TROUTONSche Koeffizient c_T bei Umgebungsdruck Werte in der Größenordnung von 10^5 J/kmol K aufweist. Die Werte der molaren Wärmekapazität der flüssigen Phase c_{mp} sind am Siedepunkt von ähnlicher Größenordnung. Die Siedetemperaturen liegen bei der Rektifikation häufig über 300 K, während die Temperaturdifferenz zwischen Kopfprodukt und der Flüssigkeit im Verstärkungsteil $T_D - T_b$ selten unter 10 K liegt. Der Molstrom des Kopfprodukts ist zudem meist erheblich kleiner als der Dampfstrom im Verstärkungsteil ($\dot{N}_D < \dot{N}_g$), weshalb die Gleichung (6.10) mit im allgemeinen hinreichender Genauigkeit folgendermaßen geschrieben werden kann:

$$\dot{N}_g \approx \frac{\dot{Q}_K}{c_T T_b} \quad (6.11)$$

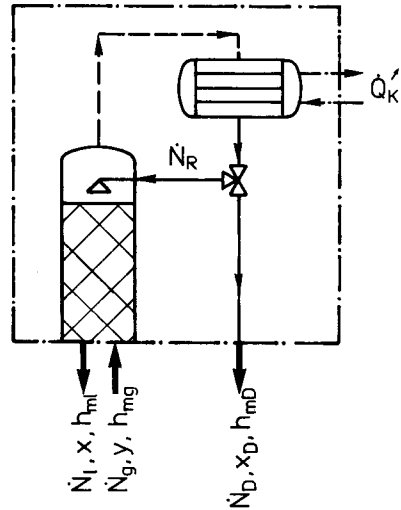


Bild 6.4. Zur Herleitung der Bilanzgleichung für den Verstärkungsteil.

Weil sich die Siedetemperaturen der Gemische innerhalb der Rektifizierkolonne nur wenig ändern und die TROUTONSchen Koeffizienten c_T der meisten technisch zu trennenden Stoffe ähnlich sind, kann aus den Gleichungen (6.11) und (6.4) ein für das Folgende bedeutsamer Schluß gezogen werden: Im Verstärkungsteil können die Molströme beider Phasen (\dot{N}_g und \dot{N}_l) im allgemeinen mit guter Näherung als konstant angenommen werden.

Im Verstärkungsteil muß deshalb der Molstrom der flüssigen Phase etwa dem Rücklaufmolstrom entsprechen:

$$\dot{N}_l \approx \dot{N}_R \quad (6.12)$$

Wie wir gesehen haben, gilt diese Näherung nur unter den folgenden zwei Voraussetzungen:

1. $\dot{N}_g h_{mlg}$ ist wesentlich größer als $\dot{N}_D (h_{mD} - h_{ml})$.
2. Die TROUTONSchen Koeffizienten der beiden Komponenten sind ähnlich.

Die Stoffstrombilanz für die leichter flüchtige Komponente (6.5) liefert mit \dot{N}_l aus (6.12) und \dot{N}_g aus (6.4) den folgenden Zusammenhang zwischen den Molenbrüchen der beiden Phasen für einen beliebigen Schnitt durch den Verstärkungsteil:

$$y \approx \frac{\dot{N}_R}{\dot{N}_R + \dot{N}_D} x + \frac{\dot{N}_D}{\dot{N}_R + \dot{N}_D} x_D \quad (6.13)$$

Das Verhältnis zwischen den Molströmen des Rücklaufs und des Kopfprodukts läßt sich durch den Rücklaufteriler innerhalb gewisser Grenzen, auf die wir noch zurückkommen werden, einstellen. Es wird als Rücklaufverhältnis v_R bezeichnet:

$$v_R = \dot{N}_R / \dot{N}_D \quad (6.14)$$

Mit dem Rücklaufmolstrom aus dieser Gleichung geht die Beziehung (6.13) schließlich über in:

$$y \approx \frac{v_R}{v_R + 1} x + \frac{x_D}{v_R + 1} \quad (6.15)$$

Diese **Bilanzgleichung des Verstärkungsteils** beschreibt den Zusammenhang zwischen den Molenbrüchen der Gasphase und der flüssigen Phase für jeden beliebigen Schnitt durch den Verstärkungsteil. Für einen stationären Betriebszustand sind sowohl das Rücklaufverhältnis v_R als auch der Molenbruch des Kopfprodukts x_D konstant. Die Beziehung (6.15) ist deshalb die Gleichung einer Geraden. Die damit festgelegte Bilanzgerade nennen wir **Verstärkungsgerade**. Zum Einzeichnen der Verstärkungsgeraden ins x - y -Diagramm kann man von den Punkten mit den Koordinaten $[x = 0, y = x_D / (v_R + 1)]$ und $[x = x_D, y = x_D]$ ausgehen: **Bild 6.5**.

Im Abschnitt 2.2 haben wir für die Wärmeübertrager ähnliche Ergebnisse erhalten. Die Bilanzgeraden des Bildes 2.4 gaben uns für einen Gegenstromwärmeübertrager bei einem be-

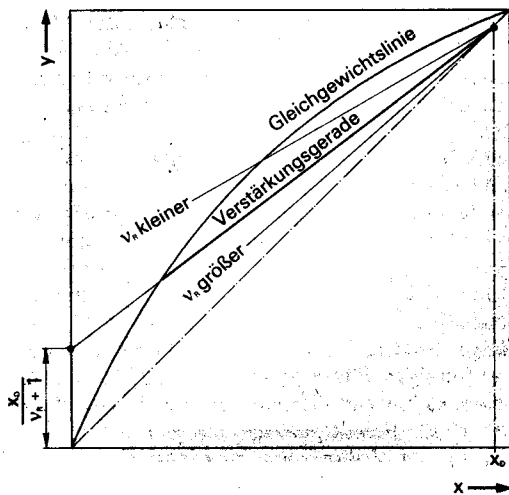


Bild 6.5. Bilanzgerade für den Verstärkungsteil.

stimmten Stromverhältnis zu jeder Temperatur des kälteren Mediums jene des wärmeren Mediums an. Bei der Rektifikation tritt nun anstelle des Stromverhältnisses das Rücklaufverhältnis, anstelle der Temperatur des kälteren Mediums der Molenbruch der leichter flüchtigen Komponente in der flüssigen Phase und an die Stelle der Temperatur des wärmeren Mediums der Molenbruch der leichter flüchtigen Komponente in der Gasphase. Die Neigung der Verstärkungsgeraden ist, wie in Bild 6.5 angedeutet, vom Rücklaufverhältnis abhängig.

Wir werden noch sehen, daß nur der unter der Gleichgewichtslinie liegende Teil der Verstärkungsgeraden physikalisch sinnvoll ist. Bild 6.5 verdeutlicht, daß aus Bilanzgründen in keinem Schnitt des Verstärkungsteils Gleichgewicht zwischen den beiden Phasen möglich ist. Deshalb stellt sich längs des ganzen Verstärkungsteils der für die Gemischtrennung erwünschte Stofftransport ein.

Wie schon erwähnt, ist die Gleichung der Verstärkungsgeraden (6.15) eine Näherung. Die Molströme der beiden Phasen sind im allgemeinen nicht exakt konstant. Sie müssen dann vom Kopf des Verstärkungsteils ausgehend mit Hilfe der Gleichungen (6.9) und (6.4) berechnet werden. Mit diesem wesentlich umständlicheren Vorgehen erhält man anstelle der Verstärkungsgeraden leicht gekrümmte Bilanzlinien ([116], S. 312/315, [152]). Zweck dieser Bilanzlinien ist letztlich die Dimensionierung von Rektifizierkolonnen. Für die dabei erreichbare Genauigkeit ist die Näherung (6.15) im allgemeinen durchaus genügend.

6.1.3 Abtriebsteil

Zur Ermittlung der Bilanzlinie des Abtriebsteils schneiden wir diese ebenfalls an einer beliebigen Stelle und legen das Bilanzgebiet so, daß es auch den Verdampfer einschließt: **Bild 6.6**. Daraus finden wir die Stoffstrombilanzen für das Gemisch und die leichter flüchtige Komponente zu:

$$\dot{N}_1 = \dot{N}_g + \dot{N}_B \quad (6.16)$$

$$x \dot{N}_1 = y \dot{N}_g + x_B \dot{N}_B \quad (6.17)$$

\dot{N}_g aus (6.16) liefert uns die folgende **Bilanzgleichung für den Abtriebsteil**:

$$y = \frac{\dot{N}_1}{\dot{N}_1 - \dot{N}_B} x - \frac{\dot{N}_B}{\dot{N}_1 - \dot{N}_B} x_B \quad (6.18)$$

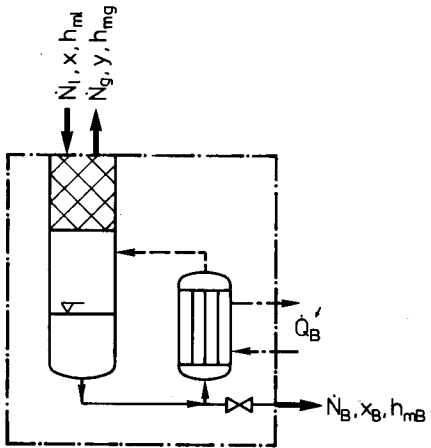


Bild 6.6. Zur Herleitung der Bilanzgleichung für den Abtriebsteil.

Die Energiestrombilanz lassen wir hier weg. Sie würde uns mit den am Verstärkungsteil besprochenen Näherungen zeigen, daß auch im Abtriebsteil im allgemeinen mit konstanten Stoffströmen der beiden Phasen gerechnet werden darf.

Mit dieser vereinfachenden Annahme wird die durch die Gleichung (6.18) beschriebene Bilanzlinie ebenfalls zur Geraden. Sie wird als Abtriebsgerade bezeichnet. Der Stoffstrom der flüssigen Phase im Abtriebsteil \dot{N}_I ist vorerst noch unbekannt. Für $x = x_B$ können wir der Gleichung (6.18) aber bereits $y = x_B$ entnehmen. Die Abtriebsgerade muß also im x - y -Diagramm die Diagonale bei $x = x_B$ schneiden.

6.1.4 Zulaufzone

Weil sich die Stoffströme infolge des Zulaufs ändern, müssen wir für die Zulaufzone eigene Bilanzen aufstellen: **Bild 6.7**. Wir nehmen dazu an, daß sich in der Zulaufzone zwischen dem Verstärkungs- und dem Abtriebsteil keine Zusammensetzungsänderung der beiden Phasen ergeben kann. Wir vernachlässigen also eine allfällige Trennwirkung der Zulaufzone. Weiter schließen wir auch Zusammensetzungsänderungen über den Kolonnenquerschnitt aus. Die Molenbrüche in der Zulaufzone bezeichnen wir mit x' und y' . Zum Unterscheiden der Stoffströme im Abtriebs- und im Verstärkungsteil fügen wir den jeweiligen Symbolen den Index A beziehungsweise V bei. Anhand des Bildes 6.7 können wir die beiden Stoffstrombilanzen und die Energiestrombilanz für die Zulaufzone aufstellen:

$$\dot{N}_F + \dot{N}_{gA} + \dot{N}_{IV} = \dot{N}_{gV} + \dot{N}_{IA} \quad (6.19)$$

$$x_F \dot{N}_F + y' \dot{N}_{gA} + x' \dot{N}_{IV} = y' \dot{N}_{gV} + \dot{N}_{IA} \quad (6.20)$$

$$\begin{aligned} \dot{N}_F h_{mF} + \dot{N}_{gA} h'_{mg} + \dot{N}_{IV} h'_{ml} = \\ \dot{N}_{gV} h'_{mg} + \dot{N}_{IA} h'_{ml} \end{aligned} \quad (6.21)$$

Unter Beachtung der Gleichung (6.8) liefern uns diese Gleichungen nach einigem Umformen den Stoffstrom der flüssigen Phase im Abtriebsteil

$$\dot{N}_{IA} = \dot{N}_{IV} + \dot{N}_F \left[\frac{h'_{ml} - h_{mF}}{h'_{mlg}} + 1 \right] \quad (6.22)$$

und die Bilanzgleichung für die Zulaufzone:

$$y' = \left[1 + \frac{h'_{mlg}}{h'_{ml} - h_{mF}} \right] x' - \frac{h'_{mlg}}{h'_{ml} - h_{mF}} x_F \quad (6.23)$$

Darin ist h'_{mlg} die molare Verdampfungsenthalpie (in J/kmol) des Gemischs und h'_{ml} die molare Enthalpie (in J/kmol) der flüssigen Phase bei der Zusammensetzung in der Zulaufzone ($x = x'$).

Die Erwärmung des Zulaufs auf Siedetemperatur erfolgt durch Kondensation von Gemischdampf in der Zulaufzone. Wie die Gleichung (6.22) zeigt, erhöht sich dadurch der Stoffstrom der flüssigen Phase im Abtriebsteil gegenüber jenem in der Zulaufzone nicht nur um den Zulauf, sondern zusätzlich noch um den Kondensatstrom zur Erwärmung des Zulaufs. Im Spezialfall des flüssigen Zulaufs mit Siedetemperatur ($h_{mF} = h'_{ml}$) verschwindet dieser Kondensatstrom. Wenn der Zulauf als Sattendampf erfolgt ($h'_{ml} - h_{mF} = -h'_{mlg}$), erfährt der Flüssigkeitsstrom in der Zulaufzone überhaupt keine Änderung. Sieht man von der Zusammensetzungsabhängigkeit der molaren Verdampfungsenthalpie h'_{mlg} und der molaren Enthalpie der flüssigen Phase h'_{ml} ab, wird auch der Ausdruck (6.23) zur Geradengleichung. Die damit festgelegte **Schnittpunktgerade** gibt zu jedem x' das in der Zulaufzone mögliche y' an. Man kann die Schnittpunktgerade beispielsweise mit den beiden Punkten ($x' = x_F, y' = x_F$) und (x'

= $x_F/[1 + (h'_{ml} - h_{mF})/h'_{mgl}]$, $y' = 0$) ins x - y -Diagramm einzeichnen: Punkte A und B in Bild 6.8.

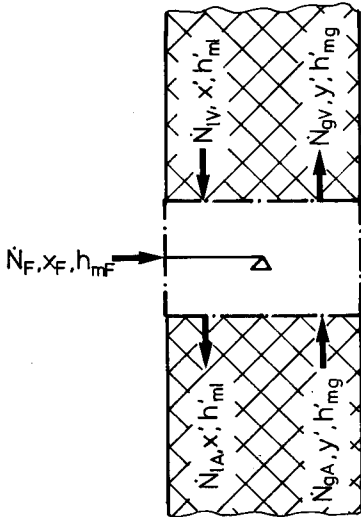


Bild 6.7. Zur Herleitung der Bilanzgleichung für die Zulaufzone.

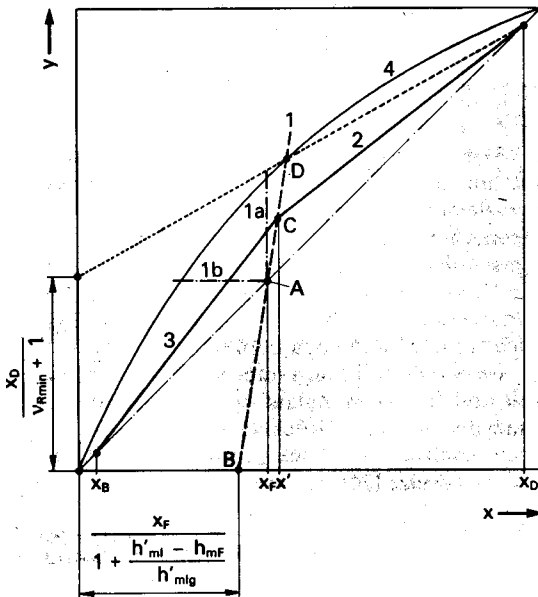


Bild 6.8. Bilanzgeraden im x - y -Diagramm und Bestimmung des minimalen Rücklaufverhältnisses. 1 Schnittpunktgerade (Spezialfälle: 1a flüssiger Zulauf mit Siedetemperatur, 1b Zulauf als Sattdampf), 2 Verstärkungsgerade, 3 Abtriebsgerade, 4 Gleichgewichtslinie.

Da die Zulaufzone an den Verstärkungsteil grenzt, muß der einzig mögliche Betriebspunkt der Schnittpunktgeraden auch auf der Verstär-

kungsgeraden liegen: Punkt C in Bild 6.8. Weil der Abtriebsteil ebenfalls an die Zulaufzone stößt, muß der Schnittpunkt C der Schnittpunkt- und der Verstärkungsgeraden auch ein Punkt der Abtriebsgeraden sein. Wir kennen damit auch den im Abschnitt 6.1.3 noch offengelassenen zweiten Punkt der Abtriebsgeraden.

Beispiel 6.2

Wir wollen nun für unsere Rektifizierkolonne (Beispiel 6.1) die Bilanzgeraden ins x - y -Diagramm einzeichnen sowie die Molströme in der Rektifizierkolonne ~~und die im Rücklaufkondensator abzuführenden und im Verdampfer zuzuführenden Wärmeströme~~ berechnen. Wir wählen für dieses Auslegungsbeispiel ein Rücklaufverhältnis von 2. Die Rektifikation erfolge bei einem Druck von 10^5 Pa. Die molare Verdampfungsenthalpie von Benzol beträgt bei diesem Druck $3,07 \cdot 10^7$ J/kmol, jene von Toluol $3,31 \cdot 10^7$ J/kmol. Die molaren Wärmekapazitäten können im interessierenden Temperaturbereich mit $1,45 \cdot 10^5$ J/kmol K für Benzol und mit $1,70 \cdot 10^5$ J/kmol K für Toluol angenommen werden [151]. Für die folgenden Rechnungen genügt es, daraus die entsprechenden Werte des Gemischs durch lineare Interpolation zu bestimmen.

Die Verstärkungsgerade tragen wir mit $x_D/(v_R + 1) = 0,975/(2 + 1) = 0,325$ gemäß Bild 6.5 direkt in das x - y -Diagramm ein. Für das Einzeichnen der Schnittpunktgeraden benötigen wir den in Bild 6.8 gezeigten Abszissenabschnitt $x_F/[1 + (h'_{ml} - h_{mF})/h'_{mgl}]$. Sowohl h'_{ml} wie auch h'_{mgl} sind vom Molenbruch x' in der Zulaufzone abhängig. Da wir dessen Wert noch nicht kennen, rechnen wir vorerst mit $x' = x_F$ und erhalten damit für $h'_{ml} - h_{mF} = c_{mp}(T'_b - T_F) = [0,4 \cdot 1,45 \cdot 10^5 + (1 - 0,4) \cdot 1,70 \cdot 10^5](367,84 - 343,15)$ J/kmol = $3,95 \cdot 10^6$ J/kmol (Siedetemperatur T'_b aus Bild 5.7) und für $h'_{mgl} = 0,4 \cdot 3,07 \cdot 10^7 + (1 - 0,4) \cdot 3,31 \cdot 10^7$ J/kmol = $3,21 \cdot 10^7$ J/kmol. Der Abszissenabschnitt der Schnittpunktgeraden $x_F/[1 + (h'_{ml} - h_{mF})/h'_{mgl}]$ beträgt somit $0,4/[1 + 3,95 \cdot 10^6/3,21 \cdot 10^7] = 0,356$. Durch Einzeichnen der Schnittpunktgeraden in das x - y -Diagramm finden wir einen Molenbruch der leichter flüchtigen Komponente im Zulauf von $x' \approx 0,42$. Mit diesem neuen Wert liefert die gezeigte Rechnung ein $h'_{ml} - h_{mF}$ von $3,84 \cdot 10^6$ J/kmol, ein h'_{mgl} von $3,21 \cdot 10^7$ J/kmol und einen neuen Abszissenabschnitt von $0,377$. Die neue Schnittpunktgerade liefert damit ein x' von ungefähr 0,415

(Bild 6.9). Weitere Iterationsschritte sind nicht mehr nötig. Nun können wir auch die Abtriebsgerade ins x-y-Diagramm eintragen.

Zum Bestimmen der Molströme in der Rektifizierkolonne gehen wir vom Kopf aus. Dort entspricht der Molstrom der flüssigen Phase dem Rücklaufmolstrom ($\dot{N}_l = \dot{N}_R$) und kann mit (6.14) berechnet werden: $\dot{N}_{lV} = v_R \dot{N}_D = 2 \cdot 0,009124 \text{ kmol/s} = 0,01825 \text{ kmol/s}$. Diesen Molstrom nehmen wir im Verstärkungsteil als

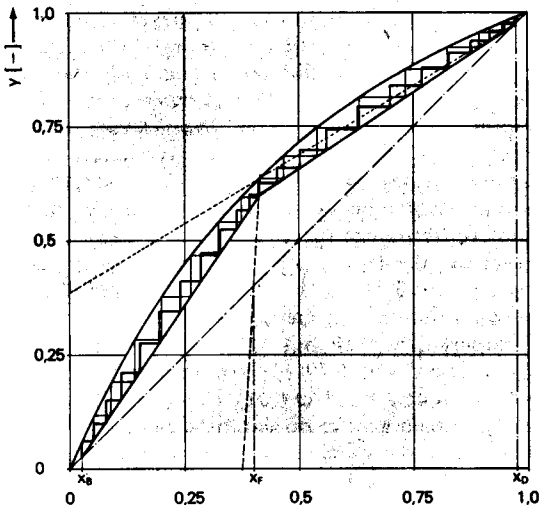


Bild 6.9. Bestimmung der Anzahl Trennstufen und der Bodenzahl für das Auslegungsbeispiel.

konstant an. Den Molstrom der Gasphase im Verstärkungsteil erhalten wir aus (6.4): $\dot{N}_{gV} = \dot{N}_{lV} + \dot{N}_D = 0,01825 + 0,009124 \text{ kmol/s} = 0,02737 \text{ kmol/s}$.

Die Gleichung (6.22) liefert für den Molstrom der flüssigen Phase im Abtriebsteil $\dot{N}_{lA} = 0,01825 + 0,02311 [3,84 \cdot 10^6 / 3,21 \cdot 10^7 + 1] \text{ kmol/s} = 0,0441 \text{ kmol/s}$. Er ist um den Zulauf und das Kondensat zur Zulauferwärmung größer als der Flüssigkeitsmolstrom im Verstärkungsteil. Der Molstrom der Gasphase im Abtriebsteil folgt schließlich aus (6.16): $\dot{N}_{gA} = \dot{N}_{lA} - \dot{N}_B = 0,0441 - 0,01399 \text{ kmol/s} = 0,0301 \text{ kmol/s}$.

Bei diesen Rechnungen sind wir von der Annahme konstanter Molströme in den beiden Kolonnenabschnitten ausgegangen. Wie man sich nun beispielsweise für den Verstärkungsteil anhand der Gleichung (6.9) überzeugen kann, ist diese Näherung im Hinblick auf die bei der späteren Stoffübergangsberechnung erreichbare Genauigkeit durchaus gerechtfertigt.

6.1.5 Minimales Rücklaufverhältnis

Bei der Auslegung von Wärmeübertragern haben wir gesehen, daß der Abstand zwischen der Bilanz- und der Gleichgewichtslinie, das treibende Temperaturgefälle, für die benötigte Wärmeübertragerfläche entscheidend ist. Im Grenzfall sich berührender Bilanz- und Gleichgewichtslinien (beim Erreichen des maximalen Stromverhältnisses) verschwindet das treibende Temperaturgefälle ganz. Wenn man sich dem maximalen Stromverhältnis nähert, geht die benötigte Wärmeübertragungsoberfläche gegen Unendlich.

Das Analoge gilt nun auch für die Rektifizierkolonne. Durch Verkleinern des Rücklaufverhältnisses kann man zwar den durch die Verdampfungswärme bedingten hohen Energiebedarf zur Rektifikation reduzieren. Die Verstärkungs- und Abtriebsgeraden verschieben sich dabei aber gemäß Bild 6.5 in Richtung der Gleichgewichtslinie. Das den Stofftransport verursachende treibende Zusammensetzungsgefälle wird deshalb kleiner. Wie wir im folgenden noch sehen werden, nimmt damit die erforderliche Kolonnenhöhe zu. Im Grenzfall berühren sich die Bilanzgeraden und die Gleichgewichtslinie. Bei diesem Betrieb mit **minimalem Rücklaufverhältnis** würde die Kolonnenhöhe unendlich groß.

Wir können das minimale Rücklaufverhältnis mit der in Bild 6.8 gezeigten Konstruktion aus dem x-y-Diagramm ermitteln. Bei realen Gemischen weist die Gleichgewichtskurve unter Umständen einen anderen Verlauf auf. Dann ist für die erwähnte Konstruktion jene Verstärkungsgerade maßgebend, welche die Gleichgewichtslinie gerade noch berührt.

Im Spezialfall konstanter relativer Flüchtigkeit und flüssigem Zulauf mit Siedetemperatur kann das minimale Rücklaufverhältnis aus der nachstehenden Gleichung berechnet werden (beispielsweise [20], S. 349):

$$v_{R\min} = \frac{1}{\alpha_{1,2} - 1} \left[\frac{x_D}{x_F} - \frac{\alpha_{1,2}(1 - x_D)}{1 - x_F} \right] \quad (6.24)$$

Auch für den Spezialfall gasförmigen Zulaufs als Sattdampf kann das minimale Rücklaufverhältnis bei konstanter Flüchtigkeit leicht ermittelt werden:

$$v_{R\min} = \frac{1}{\alpha_{1,2} - 1} \left[\frac{\alpha_{1,2} x_D}{y_F} - \frac{1 - x_D}{1 - y_F} \right] \quad (6.25)$$

Obwohl Gemische mit konstanter relativer Flüchtigkeit kaum vorkommen, leisten diese Gleichungen für eine erste grobe Abschätzung des minimalen Rücklaufverhältnisses oft nützliche Dienste.

Beispiel 6.3

Wie groß ist das minimale Rücklaufverhältnis für unser Auslegungsbeispiel?

Bild 6.9 ergibt mit der in Bild 6.8 gezeigten Konstruktion: $x_D/(V_{Rmin} + 1) = 0,385$. Daraus $V_{Rmin} = 0,975/0,385 - 1 = 1,53$.

6.2 Stoffaustausch in Rektifizierkolonnen

Der Kontakt zwischen der flüssigen und der gasförmigen Phase kann durch verschiedene Kolonneneinbauten herbeigeführt werden. Diese Kolonneneinbauten können in zwei Hauptgruppen, nämlich in **Böden** (trays) und **Füllkörper** (packings), unterteilt werden. Die mit Böden ausgestatteten Rektifizierkolonnen werden als **Bodenkolonnen** (tray towers) bezeichnet. Bei diesen wird die flüssige Phase auf den in regelmäßigen Abständen übereinander angeordneten Böden angestaut. Der Dampf muß durch die dabei entstehende Flüssigkeitsschicht treten. Dabei kommt es zu einem intensiven Kontakt zwischen den beiden Phasen, der den erwünschten Stoffaustausch ermöglicht. Deshalb findet die **Zusammensetzungsänderung** in den Bodenkolonnen von Boden zu Boden **stufenweise** statt.

Bei den **Füllkörperkolonnen** rieselt die Flüssigkeit über die Oberfläche der Füllkörper vom Kopf zum Sumpf, während die Gasphase im Lückenvolumen nach oben strömt. Der **Stoffaustausch** zwischen der flüssigen und der gasförmigen Phase erfolgt längs der ganzen Kolonne **kontinuierlich**. Diese prinzipiellen Unterschiede rechtfertigen eine getrennte Behandlung des Stofftransports in den beiden Kolonnenarten.

6.2.1 Bodenkolonnen

Im folgenden werden drei Grundausführungen von Bodenkonstruktionen vorgestellt. Daneben werden viele weitere Bodenarten gebaut, die mit diesen verwandt sind [134], S. 347/365, [157]. Einzelheiten zu den Bodenkonstruktionen und der Bodenbefestigung sind in [134], S. 310/316 zusammengestellt.

6.2.1.1 Bodenarten

Der einfachste Boden ist der **Siebboden** (sieve tray). Er besteht aus einer gelochten Platte, einem Zulaufwehr zur gleichmäßigen Flüssigkeitsverteilung über den ganzen Querschnitt, einem Ablaufwehr und einem Ablaufstutzen. **Bild 6.10** zeigt einen Schnitt durch die drei untersten Böden einer Siebbodenkolonne. Der aufsteigende Dampf verhindert das Abfließen der durch das Ablaufwehr angestauten Flüssigkeit durch die Löcher des Siebbodens. Der Ablaufstutzen des oberen Bodens taucht in die angestaute Flüssigkeitsschicht des darunter liegenden Bodens ein. Durch entsprechende Querschnittsverengungen ist das Niveau im Ablaufschacht so hoch zu halten, daß der Dampf nicht durch diesen aufsteigen kann. Die Siebböden weisen bei niedrigem Preis mit anderen Böden durchaus vergleichbare Trenneigenschaften auf. Sie sind aber für den Betrieb mit stark ändernden Betriebsbedingungen nicht geeignet,

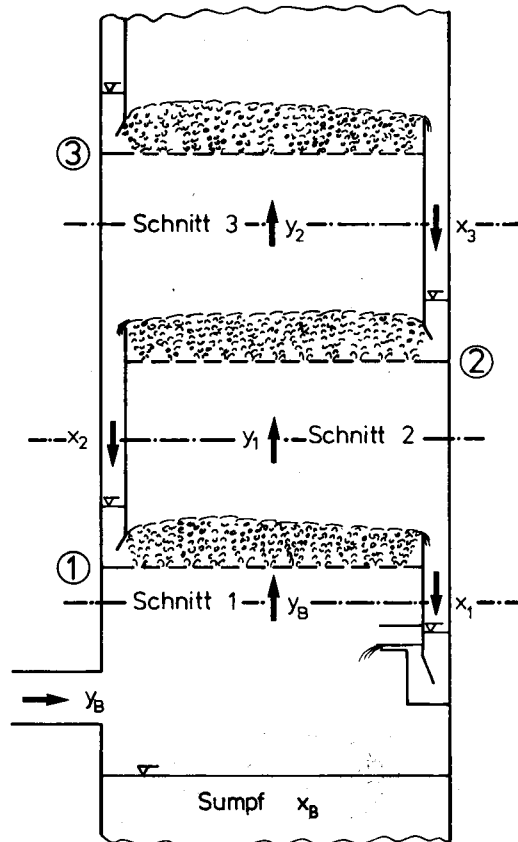


Bild 6.10. Unterste Böden einer Siebbodenkolonne.

weil ihre Trennwirkung bei zu geringem Gasdurchsatz infolge Durchregnens der Flüssigkeit durch die Löcher stark beeinträchtigt wird. Bei zu hohen Gasbelastungen kommt es zu einem starken Mitreißen der Flüssigkeit mit der Gasströmung auf die nächsthöheren Böden.

Glockenböden (bubble-cap trays) ertragen unterschiedlichere Belastungsverhältnisse. Die über den Dampfhälsen (**Bild 6.11**) angeordneten Glocken weisen an der Peripherie Schlitze auf, durch welche der Dampf in horizontaler Richtung in die flüssige Phase eintritt. Dadurch wird das Mitreißen der Flüssigkeit gegenüber dem Siebboden erschwert. Bei geringem Dampfdurchsatz verhindern die Dampfhälse das Durchregnen.

Die Glocken haben 80 bis 150 mm Durchmesser. Der Glockenabstand geht je nach Druck bis zum Anderthalbfachen des Glockendurchmessers (weitere Angaben in [134], S. 325/333).

Der **Ventilboden** (valve tray) hat den teuren Glockenboden weitgehend verdrängt, weil er bei großer Anpassungsfähigkeit an veränderte Betriebsbedingungen bessere Stoffaustauscheigenschaften aufweist. **Bild 6.12** zeigt einen Schnitt durch ein Element eines Ventilbodens. In den Öffnungen einer Lochplatte sind bewegliche Ventilteller angeordnet. Diese werden je nach Dampfdurchsatz mehr oder weniger von der Lochplatte abgehoben. Der maximale Hub der Ventilteller wird durch meist drei Distanzfüße begrenzt. Der freie Strömungsquerschnitt kann sich demzufolge beim Ventilboden den jeweiligen Durchsatzverhältnissen innerhalb weiter Grenzen anpassen. Ventilböden sind auch gegenüber der in der Praxis gefürchteten Verkrostung weniger empfindlich als die anderen Bodenarten, weil die Bewegung der Ventilteller einen Selbstreinigungseffekt ergibt. Die Ventilteller weisen einen Durchmesser von 40 bis 50 mm auf. Die Teilung beträgt je nach Druck das Anderthalb- bis Dreifache des Durchmessers (Näheres zu den Ventilböden in [134], S. 342/347).

Besonders interessant ist auch die Kombination von Sieb- und Ventilboden. Bei diesen **Siebventilböden** werden zwischen den Ventilen Löcher angeordnet. Gegenüber den gewöhnlichen Siebböden lassen sich damit höhere Durchsätze bei geringeren Druckverlusten erreichen [156].

6.2.1.2 Kolonnendurchmesser und Bodenabstand

Die Gasgeschwindigkeit wird nach oben (obere Belastungsgrenze) durch das Mitreißen von Flüssigkeit aus der Sprudelschicht auf den Böden und nach unten (untere Belastungsgrenze) durch den Abfall der Trennwirkung infolge unvollständiger Durchströmung der Bodenöffnungen beziehungsweise das Durchregnen begrenzt. Die obere Belastungsgrenze ist mit dem gewählten Bodenabstand verknüpft.

Wir beschränken uns im folgenden auf eine Besprechung der für **Siebbodenkolonnen** zur Verfügung stehenden Berechnungsunterlagen. Für ausführliche Darstellungen zur Strömung auf Kolonnenböden, zum Druckverlust und zu den Belastungsgrenzen von Bodenkolonnen sei auf [19], S. 800/847 verwiesen.

Untere Belastungsgrenze von Siebbodenkolonnen

Bei kleinen Lochdurchmessern und zu niedrigem Gasstrom werden nicht mehr alle Löcher des Bodens durchströmt. Dadurch werden auf den Böden unerwünschte Vermischungseffekte begünstigt, was zu einem starken Abfall der Trennwirkung führt. Die **Grenze für eine gleichmäßige Begasung** läßt sich nach [158] durch eine Bedingung für die mit dem Lochdurchmesser d_L und der mittleren Gasgeschwindigkeit w'_g in den Löchern gebildete WEBERZahl ([1], S. 44) berechnen:

$$We = \frac{\rho_g w'_g{}^2 d_L}{\sigma_A} = 2 \quad (6.26)$$

Diese Beziehung gilt bis zu einem Lochdurchmesser von:

$$d_{Lo} = 2,32 \sqrt{\frac{\sigma_A}{\rho_g g} \left[\frac{\rho_g}{\rho_l - \rho_g} \right]^{5/8}} \quad (6.27)$$

Bei größeren Lochdurchmessern setzt bei zu kleinen Gasgeschwindigkeiten das **Durchregnen** ein. Auch dies führt zu einer starken Beeinträchtigung der Trennwirkung einer Bodenkolonne. Die modifizierte FROUDEZahl ([1], S. 44), ab der das Durchregnen beginnt, beträgt nach [158]:

$$Fr' = \frac{w'_g{}^2}{d_L g} \left[\frac{\rho_g}{\rho_l - \rho_g} \right]^{5/4} = 0,37 \quad (6.28)$$

Bild 6.11. Ausschnitt aus einem Glockenboden (aus [134]).

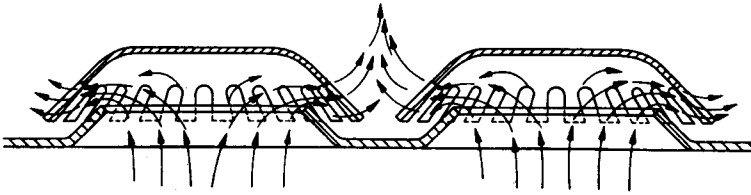
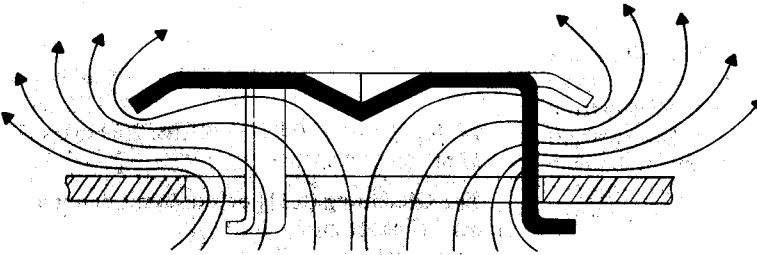


Bild 6.12. Ausschnitt aus einem Ventilboden.



Beispiel 6.4

Wir wählen für unser Auslegungsbeispiel eine Siebbodenkolonne mit einem Lochdurchmesser von 10 mm und einer freien Strömungsfläche von 10 % des aktiven Kolonnenquerschnitts (Kolonnenquerschnitt minus Querschnitte von Zu- und Ablauf). Wie groß ist die untere Belastungsgrenze im Verstärkungsteil?

Die Oberflächenspannung und die Flüssigkeitsdichten der reinen Komponenten betragen am Siedepunkt bei einem Druck von 10^5 Pa [151]: Benzol $\sigma_{A1} = 0,021$ N/m, $\rho_{11} = 816$ kg/m³; Toluol $\sigma_{A2} = 0,0187$ N/m, $\rho_{12} = 776$ kg/m³.

Die mittleren Molenbrüche der leichter flüchtigen Komponente im Verstärkungsteil entnehmen wir dem Bild 6.9 zu $x = 0,70$ und $y = 0,79$. Dafür ergeben sich näherungsweise (lineare Interpolation) die folgenden mittleren Stoffwerte im Verstärkungsteil: $\sigma_A \approx 0,0205$ N/m, $\rho_1 \approx 804$ kg/m³. Die Dichte der Gasphase berechnen wir mit der Gasgleichung (1.7) beziehungsweise der Tabelle 1.1 mit der mittleren Molmasse von $0,79 \cdot 78,11 + (1 - 0,79) 92,14$ kg/kmol = 81,06 kg/kmol und der mittleren Temperatur von 362 K aus Bild 5.7 zu $\rho_g = 10^5 \cdot 81,06 / (8314,3 \cdot 362)$ kg/m³ = 2,69 kg/m³.

Nun berechnen wir d_{Lo} aus Formel (6.27): $d_{Lo} = 2,32 [0,0205 / (2,69 \cdot 9,81)]^{0,5} [2,69 / (804 - 2,69)]^{5/8}$ m = $1,84 \cdot 10^{-3}$ m. Da d_{Lo} kleiner ist als der Lochdurchmesser, ist das Durchregnen für die untere Belastungsgrenze entscheidend. Die Gleichung (6.28) liefert nach der Gasge-

windigkeit im Loch aufgelöst: $w'_g = (0,37 \cdot 0,01 \cdot 9,81)^{0,5} \cdot [2,69 / (804 - 2,69)]^{-0,625}$ m/s = 6,70 m/s. Da der freie Strömungsquerschnitt 10 % des aktiven Kolonnenquerschnitts beträgt, muß die auf den aktiven Kolonnenquerschnitt bezogene mittlere Gasgeschwindigkeit zum Vermeiden des Durchregnens mehr als 0,67 m/s betragen.

Obere Belastungsgrenze

Die obere Belastungsgrenze wird erreicht, wenn die Flüssigkeit in erheblichem Maß mit der Dampfströmung nach oben mitgerissen wird. Wir haben in der Verfahrenstechnik I [1] gesehen, daß die Strömungskräfte in turbulenten Strömungen dem Staudruck $(\rho/2) w^2$ proportional sind [1]. Für den Vergleich und die Darstellung von Meßergebnissen wird deshalb oft die einen gleichen Staudruck ergebende Geschwindigkeit von Umgebungsluft, die **vergleichbare Luftgeschwindigkeit**, angegeben:

$$w_{Lu} = (\rho_g / \rho_{Lu})^{0,5} w_g \quad (6.29)$$

Darin ist ρ_{Lu} die Dichte von Umgebungsluft (1,2 kg/m³). Besonders in der englischsprachigen Literatur ist es üblich, für die Dichte der Luft vereinfachend 1 kg/m³ einzusetzen. Leider läßt man dann ρ_{Lu} einfach weg und erhält damit den sogenannten F-Faktor mit der Einheit $\text{kg}^{0,5} \text{m}^{-0,5} \text{s}^{-1}$:

$$F = w_g \sqrt{\rho_g} \quad (6.30)$$

Für den F-Faktor an der oberen Belastungsgrenze hat STICHLMAIR [154] für unterschiedliche Böden (Vergleich mit Meßergebnissen in Sieb- und Glockenböden in [154], S. 21) die nachstehende Formel angegeben:

$$F_{\max} = 2,5 [\varphi^2 \sigma_A (\rho_l - \rho_g) g]^{0,25} \left[\frac{\dot{V}_l}{0,01 \dot{V}_g} \right]^{0,06} \left[1 - \frac{\dot{V}_l}{0,1 \dot{V}_g} \right]^{-0,5} \quad (6.31)$$

In dieser Gleichung ist φ das Verhältnis des freien Strömungsquerschnitts des Bodens zu seinem aktiven Querschnitt, \dot{V}_l der Volumenstrom der flüssigen Phase und \dot{V}_g der Volumenstrom der Gasphase. Die Böden arbeiten im Bereich guter Trennwirkung, wenn die Geschwindigkeit etwa 70 % der oberen Belastungsgrenze beträgt. Die Geschwindigkeit in den Gleichungen (6.30) und (6.31) ist auf den aktiven Kolonnenquerschnitt bezogen. Der Kolonnenquerschnitt ist um die beiden Kreissegmente des Zu- und des Ablaufs größer. Der Kolonnendurchmesser kann deshalb mit dem Winkel ψ im Bogenmaß

$$\psi = 2 \arcsin (s_w/d_K) \quad (6.32)$$

aus der Beziehung

$$d_K = 2 \sqrt{\frac{A_{\text{akt}}}{\pi - \psi + \sin \psi}} \quad (6.33)$$

berechnet werden ([160], S. 88). Das Verhältnis der Wehrlänge s_w zum Kolonnendurchmesser d_K liegt je nach Druck zwischen 0,5 und 0,85 (Richtwerte in [154], S. 8).

Bodenabstand

Der minimale Bodenabstand z_p darf das Anderthalbfache der Sprudelschichthöhe nicht unterschreiten und kann nach STICHLMAIR [159] mit $C = 0,65 \text{ m}^{2/3}$, der Ablaufwehrrhöhe z_w (Anhaltswerte in [154], S. 8), der Wehrlänge s_w und der Überlaufhöhe

$$z_{\bar{u}} = 1,5 \left[\frac{\dot{V}_l}{s_w g^{0,5}} \right]^{2/3} \quad (6.34)$$

aus der Beziehung

$$z_{p\min} \approx 1,5 \left[z_w + C z_{\bar{u}}^{1/3} \sqrt{\frac{F}{F_{\max} - F}} \right] \quad (6.35)$$

berechnet werden.

Beispiel 6.5

Für den Verstärkungsteil unseres Auslegungsbeispiels sind der Kolonnendurchmesser und der Bodenabstand festzulegen. Neben den Angaben in den vorangegangenen Beispielen benötigen wir noch die Höhe des Ablaufwehrs $z_w = 0,03 \text{ m}$ und das Verhältnis von Wehrlänge zu Kolonnendurchmesser $s_w/d_K = 0,6$.

Die Volumenströme der beiden Phasen betragen im Verstärkungsteil:

$$\dot{V}_l = \dot{N}_l M_l / \rho_l = 0,01825 \cdot 82,3 / 804 \text{ m}^3/\text{s} = 1,87 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}.$$

$$\dot{V}_g = \dot{N}_g M_g / \rho_g = 0,02737 \cdot 81,06 / 2,69 \text{ m}^3/\text{s} = 0,825 \text{ m}^3/\text{s}.$$

Die Gleichung (6.31) liefert damit den maximalen F-Faktor zu:

$$F_{\max} = 2,5 [0,12 \cdot 0,0205(804 - 2,69) 9,81]^{0,25} \left[\frac{1,87 \cdot 10^{-3}}{0,01 \cdot 0,825} \right]^{0,06} \left[1 - \frac{1,87 \cdot 10^{-3}}{0,1 \cdot 0,825} \right]^{-0,5} \text{ kg}^{0,5}/\text{m}^{0,5} \text{ s} = 2,61 \text{ kg}^{0,5}/\text{m}^{0,5} \text{ s}$$

Die maximale auf den aktiven Querschnitt bezogene Gasgeschwindigkeit folgt nun aus (6.30): $w_{g\max} = 2,61 / (2,69)^{0,5} \text{ m/s} = 1,59 \text{ m/s}$.

Für den Betrieb unseres Siebbodens sind damit Geschwindigkeiten zwischen 0,67 m/s (Beispiel 6.4) und 1,59 m/s denkbar. Die Betriebsgeschwindigkeit wählen wir mit 70 % der maximalen Gasgeschwindigkeit zu $w_g = 1,11 \text{ m/s}$. Aus der Kontinuitätsgleichung erhalten wir für den aktiven Kolonnenquerschnitt $A_{\text{akt}} = \dot{V}_g / w_g = 0,825 / 1,11 \text{ m}^2 = 0,743 \text{ m}^2$. Mit $\psi = 2 \arcsin 0,6 = 1,287$ aus (6.32) liefert (6.33) den gesuchten Kolonnendurchmesser von $d_K = 2 [0,743 / (\pi - 1,287 + \sin 1,287)]^{0,5} \text{ m} = 1,03 \text{ m}$. Selbstverständlich ist hier für die Kolonnenkonstruktion noch eine leichte Anpassung an verfügbare Normdurchmesser vorzunehmen.

Den minimalen Bodenabstand finden wir mit der Überlaufhöhe $z_{\bar{u}} = 1,5 [1,87 \cdot 10^{-3} / (0,6 \cdot 1,03 \cdot 9,81^{0,5})]^{2/3} \text{ m} = 0,0148 \text{ m}$ aus der Gleichung (6.35): $z_p \approx 1,5 [0,03 + 0,65 \cdot 0,0148^{1/3} [1,827 / (2,61 - 1,827)]^{0,5}] \text{ m} = 0,41 \text{ m}$. Man würde hier einen Bodenabstand von 0,5 m wählen.

6.2.1.3 Anzahl Trennstufen

Wir haben gesehen, daß der Kolonnendurchmesser und der Bodenabstand durch die Zweiphasenströmung auf dem Boden bestimmt werden. Nun ist noch die Zahl der für eine be-

stimmte Trennaufgabe benötigten Böden offen. Dafür ist der Stoffaustausch zwischen den beiden Phasen maßgebend.

Um die Bodenzahl zu bestimmen, erörtern wir zunächst die Verhältnisse in einer Rektifizierkolonne mit **idealen Böden** oder **Trennstufen** (theoretical plate). Darunter versteht man Böden mit idealer Flüssigkeitsvermischung und idealem Stoffaustausch zwischen den beiden Phasen. Das bedeutet, daß das ab einem solchen idealen Boden aufsteigende Dampfgemisch mit dem von ihm abfließenden Flüssigkeitsgemisch im Gleichgewicht sein muß und daß über den Kolonnenquerschnitt keine Zusammensetzungsänderungen auftreten.

Den Zusammensetzungsverlauf verfolgen wir anhand des Bildes 6.10. Wir gehen dabei vom Sumpf der Kolonne aus. Darin befindet sich ein Flüssigkeitsgemisch mit dem Molenbruch x_B der leichter flüchtigen Komponente. Aus dem Verdampfer tritt Dampf mit dem Gleichgewichtsmolenbruch y_B : **Bild 6.13**.

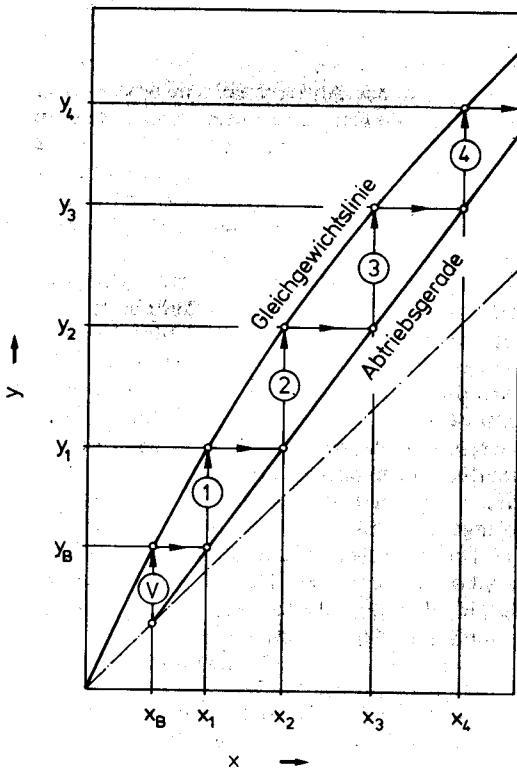


Bild 6.13. Zusammensetzungsverlauf bei idealen Böden: Bestimmung der Trennstufenzahl.

In einem beliebigen Schnitt durch die Kolonne müssen die Bilanzgleichungen erfüllt sein. Wir können deshalb im ersten Schnitt den Molenbruch x_1 der vom ersten Boden abfließenden Flüssigkeit für $y = y_B$ mit der Abtriebsgeraden aus dem x - y -Diagramm ablesen. Der vom ersten idealen Boden aufsteigende Dampf muß mit der abströmenden Flüssigkeit im Gleichgewicht sein. Seine Zusammensetzung y_1 erhalten wir deshalb für $x = x_1$ mit der Gleichgewichtslinie des x - y -Diagramms. Nun wiederholt sich das Vorgehen: Der Schnittpunkt von x_2 und y_1 muß auf der Abtriebsgeraden liegen. Wir finden damit x_2 . Aus x_2 folgt mit der Gleichgewichtslinie y_2 . In dieser Art fahren wir weiter, bis wir mit einer «Treppenstufe» die Zusammensetzung im Zulauf erreichen. Ab der Zulaufzone ist die erläuterte Treppenkonstruktion bis zum Erreichen der Zusammensetzung des Kopfprodukts fortzusetzen.

Die Treppenzahl (Stufenzahl) abzüglich der durch den Verdampfer bewirkten Stufe liefert uns die Zahl der Trennstufen für den Abtriebsteil n_{thA} . Im Verstärkungsteil entspricht die Zahl der Trennstufen n_{thV} der Zahl der Treppenstufen im x - y -Diagramm.

Beispiel 6.6

Wie groß ist die Zahl der Trennstufen des Verstärkungs- und des Abtriebsteils unseres Auslegungsbeispiels?

Die beschriebene Treppenkonstruktion liefert mit dem x - y -Diagramm 6.9 für den Verstärkungsteil $n_{thV} = 8$ und für den Abtriebsteil $n_{thA} = 7$.

6.2.1.4 Wirkliche Bodenzahl

Auf wirklichen Böden sind weder die Flüssigkeitsvermischung noch der Stoffaustausch ideal.

Die unvollkommene Flüssigkeitsvermischung führt zu einer gegenüber einer Trennstufe höheren Trennwirkung. Je geringer die Vermischung der Flüssigkeit auf einem Boden ist, um so ausgeprägter stellt sich in der Sprudelschicht vom Zulauf zum Ablauf ein Zusammensetzungsunterschied ein. Dieser führt zu einem größeren treibenden Zusammensetzungsgefälle zwischen den beiden Phasen und damit zu einem höheren Trenneffekt (Näheres dazu in [3], S. 525/528, [154], S. 124/130, [161, 162]). Man versucht deshalb, die Flüssigkeit möglichst rückvermischungsfrei vom Zulauf zum Ablauf zu führen.

Der unvollkommene Stofftransport reduziert dagegen die Trennwirkung.

Gesamthaft lassen sich diese Effekte in dem auf die Gasphase bezogenen **Bodenverstärkungsverhältnis** (MURPHREE efficiency)

$$E_g = \frac{y_n - y_{n-1}}{y_{nE} - y_{n-1}} \quad (6.36)$$

wiedergeben. Es ist das Verhältnis der auf einem Boden im Mittel tatsächlich erreichten Anreicherung der leichter flüchtigen Komponente zur Anreicherung auf einer Trennstufe: **Bild 6.14**. Die Größenordnung des Bodenver-

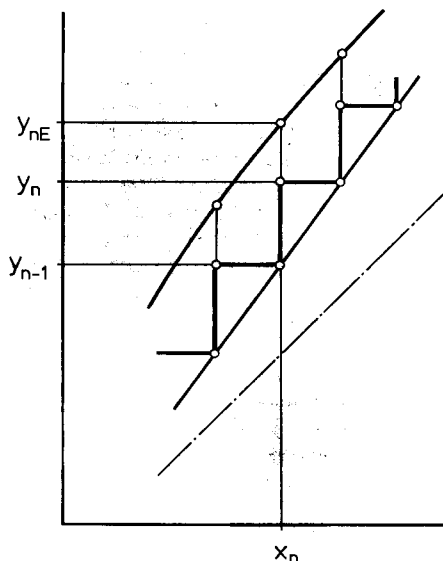


Bild 6.14. Zur Definition des Bodenverstärkungsverhältnisses.

stärkungsverhältnisses liegt bei der Rektifikation im günstigsten Betriebsbereich um 0,7 bei Sieb- und Glockenböden und um 0,8 bei Ventilböden. Es ist in sehr komplizierter Weise von den Stoffwerten der beiden Phasen, der Boden-geometrie, den beiden Stoffströmen und der Flüssigkeitsvermischung abhängig. Die Vorausberechnung des Bodenverstärkungsverhältnisses ist deshalb erst überschlägig möglich. Zusammenfassende Darstellungen hierzu findet man in [3], S. 525/528, [17], S. 639/661, [154, 163 und 164]. [163] enthält ein durchgerechnetes Beispiel für das Gemisch Benzol/Toluol.

Auch Unterlagen von Bodenherstellern (beispielsweise [165]) können bei der Abschätzung des Bodenverstärkungsverhältnisses wertvolle Dienste leisten.

Für genauere Kolonnenauslegungen ist man im allgemeinen noch auf Messungen des Verstärkungsverhältnisses angewiesen, wie sie in [134] beschrieben sind. Dabei ist zu beachten, daß die Größe der Versuchsböden jenen der auszulegenden technischen Kolonne einigermaßen entsprechen sollte, da besonders die Rückvermischung der Sprudelschicht durch die Bodengröße stark beeinflußt wird.

Beispiel 6.7

Wie hoch werden in unserem Auslegungsbeispiel die Böden tragenden Kolonnenteile, wenn mit einem konstanten Bodenverstärkungsverhältnis von 0,7 gerechnet werden kann?

Die Bodenzahl erhalten wir mit der in Bild 6.9 ausgezogenen Treppenkonstruktion. Wir gehen dabei für den Abtriebsteil vom Verdampfer beziehungsweise für den Verstärkungsteil von der Zulaufzone aus. Dabei müssen wir im Abtriebsteil x' beziehungsweise im Verstärkungsteil x_D erreichen oder überschreiten. Das Ergebnis lautet für den Abtriebsteil $n_A = 10$ und für den Verstärkungsteil $n_V = 12$. Mit einem Bodenabstand von 0,5 m (Beispiel 6.5) müßte also der Abtriebsteil 5 m und der Verstärkungsteil 6 m hoch sein. Dazu kommen noch die für den Sumpf, die Zulaufzone und den Kopf (Tropfenabscheider, Flüssigkeitsverteiler) nötigen Zuschläge. Die Gesamthöhe der Kolonne würde folglich über 13 m betragen.

Die Dampfströmung durch die 22 Böden und Sprudelschichten ist mit einem erheblichen Druckverlust verbunden. Deshalb müßte nun der Sumpfdruck für einen Kopfdruck von 10^5 Pa bestimmt werden. Die Stoffwerte und allenfalls die Gleichgewichtslinie (hier ist der Druckeinfluß allerdings gering) wären dann zu korrigieren, und die bisher gezeigte Durchrechnung müßte nochmals von vorne begonnen werden. Sie würde jedoch keine neuen Erkenntnisse bringen, weshalb hier darauf verzichtet sei.

Die Berechnung des Druckverlusts in Bodenkolonnen wird in [19], S. 800/847 und [154], S. 111/121 behandelt. Als grobe Anhaltswerte seien für Bodenkolonnen 300 Pa (Vakuumrektifikation) bis 700 Pa (Druckrektifikation) pro Boden genannt.

Zur Rektifikation thermisch empfindlicher Stoffe ist nicht nur ein kleiner Druckverlust (keine vermeidbare Siedetemperaturerhöhungen), sondern auch ein geringer **Flüssigkeitsbetriebsinhalt** (holdup) von großer Bedeutung.

Wie wir schon bei der Besprechung der Verdampfer gesehen haben, lässt sich durch einen geringen Flüssigkeitsbetriebsinhalt die mittlere Verweilzeit des Gemischs in der Kolonne kurz halten ([1], S. 116). Zum Berechnen des Flüssigkeitsbetriebsinhalts von Bodenkolonnen sei auf [154], S. 51/71 und [163] verwiesen.

6.2.2 Füllkörperkolonnen

Die Füllkörperkolonnen haben einen kleineren Flüssigkeitsbetriebsinhalt und einen geringeren Druckverlust als die Bodenkolonnen. Für die Vakuumrektifikation thermisch empfindlicher Stoffe wie auch in der Rektifikation bei Umgebungsdruck werden die Füllkörperkolonnen deshalb bevorzugt.

Bild 6.15 verdeutlicht den Aufbau einer Füllkörperkolonne. Die Füllkörperschüttung oder Füllkörperpackung ruht auf einem Rost oder Auflageboden. Die flüssige Phase (Rücklauf, Zulauf) wird durch Flüssigkeitsverteiler möglichst gleichmäßig über den ganzen Kolonnenquerschnitt verteilt. Sie fließt über die Oberfläche der Füllkörper als dünner (meist unter 0,5 mm) Rieselfilm nach unten, während der Dampf in Gegenrichtung vom Sumpf zum Kopf strömt. Zum Verhindern des Mitreißens von Füllkörpern werden über diesen häufig Gitterroste (Niederhalteböden) angeordnet. Eine Übersicht zur konstruktiven Gestaltung der Flüssigkeitsverteiler, Niederhalteböden und Auflageböden findet man in [134], S. 455/464.

Der über den ganzen Kolonnenquerschnitt gleichmäßigen Flüssigkeitsverteilung ist besondere Aufmerksamkeit zu schenken. Zwar vermag die Füllkörperschüttung auch nach der Flüssigkeitsaufgabe einen gewissen Ausgleich herbeizuführen [166, 167]; eine sorgfältige Auslegung des Flüssigkeitsverteilers [168, 169] bringt aber eine höhere Trennwirksamkeit der Füllkörperschüttung bei weitgehender Unabhängigkeit vom Kolonnendurchmesser [170].

6.2.2.1 Füllkörperarten

Die Füllkörper lassen sich in Füllkörperschüttungen (random packing) und Füllkörperpackungen mit regelmäßiger Geometrie (regular packing) einteilen.

6.2.2.1 Füllkörperarten

Für die **Füllkörperschüttungen** wird eine nur noch schwer überschaubare Vielfalt von Füllkörperformen angeboten. Sie reicht vom einfachen RASCHIGring bis zu den bizarrsten Gebilden. Die **Bilder 6.16** und **6.17** vermitteln davon einen Eindruck und verdeutlichen die Hauptrichtungen, die bei der Entwicklung stets neuer Füllkörper neben günstigem Preis sowie ausreichender mechanischer, thermischer und chemischer Beständigkeit verfolgt werden:

1. **Verbessern der Benetzbarkeit**, damit die flüssige Phase nicht als Rinnsal abläuft (Bachbildung), sondern möglichst gleichmäßig über die ganze Füllkörperoberfläche ausgebreitet wird. Dazu wird beispielsweise die Kapillarkwirkung rauher Oberflächen von Metallgeweben und Drahtwendeln genutzt.
2. Schaffung einer möglichst **großen Oberfläche**, weil die durch den Stoffaustausch übertretenden Stoffströme der Grenzfläche zwischen dem Flüssigkeitsfilm und dem Dampf proportional sind. Zu diesem Zweck werden die Oberflächen gerillt oder die Füllkörper mit Rippen und Stegen versehen.
3. **Reduktion des Druckverlusts** durch Anbringen von Dampfdurchtrittsöffnungen an den Mantelflächen von Ringfüllkörpern.

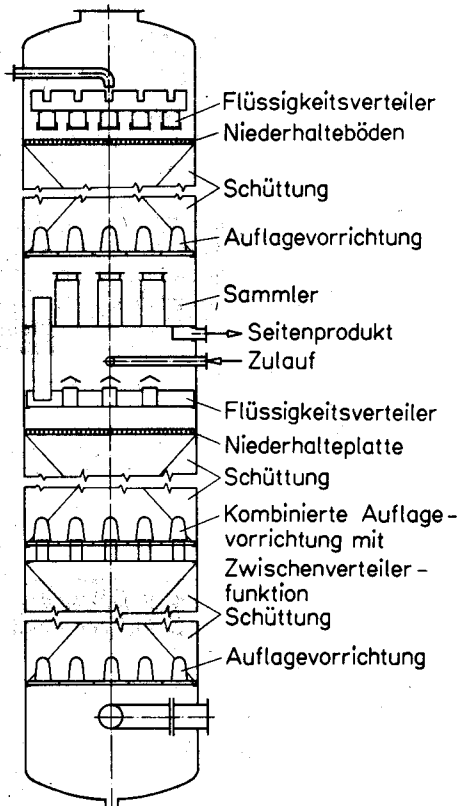


Bild 6.15. Aufbau einer Füllkörperkolonne (aus [134]).

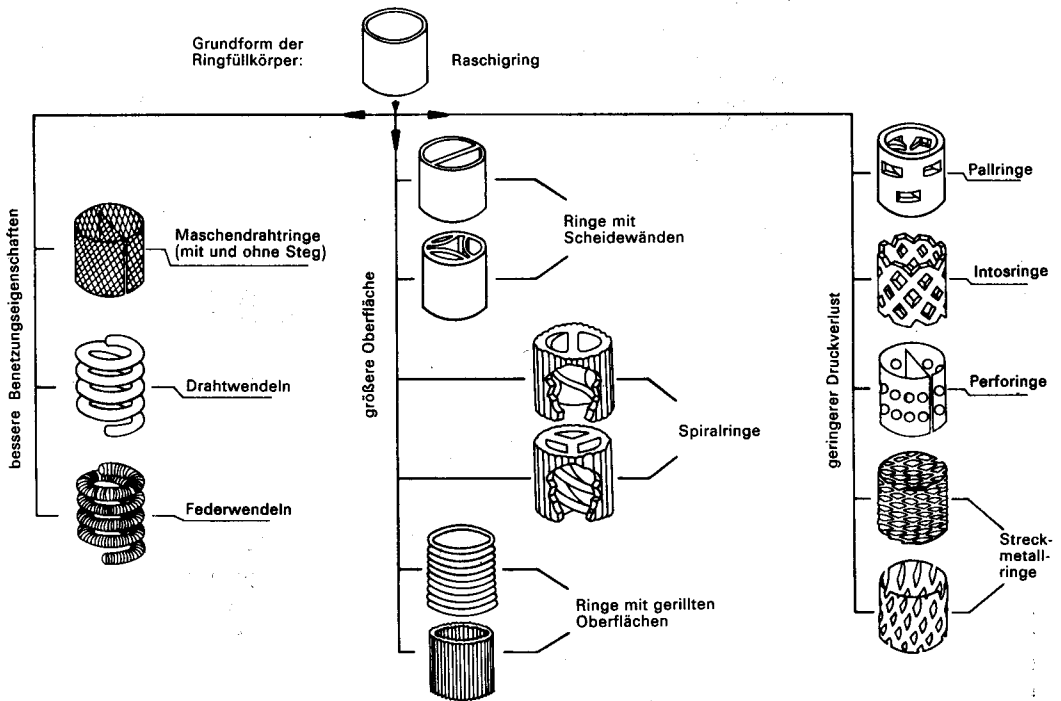


Bild 6.16. Häufige Ringfüllkörper (aus [171]).

Die Füllkörper werden in Größen von 1 bis 100 mm hergestellt. Sie ergeben bei regelloser Schüttung **bezogene Oberflächen** (Oberfläche pro Gesamtvolumen der Schüttung) von 50 bis 4000 m²/m³. Zwischen der bezogenen Oberfläche $a = A/V$, der Porosität ϵ und dem gleichwertigen Kugeldurchmesser d_p besteht nach den Ausführungen in der Verfahrenstechnik I ([1], S. 39) folgender Zusammenhang:

$$a = 6(1 - \epsilon)/d_p \quad (6.37)$$

Da die Füllkörper in der Regel gleich groß sind, läßt sich der gleichwertige Kugeldurchmesser aus dem Volumen V_p und der Oberfläche A_p eines einzelnen Füllkörpers berechnen:

$$d_p = 6V_p/A_p \quad (6.38)$$

Eine ausführliche tabellarische Übersicht über die Nennabmessungen, die bezogene Oberfläche, die Porosität und den gleichwertigen Kugeldurchmesser ist in [171], S. 34/35, für die häufigsten Füllkörper zusammengestellt (weitere Einzelheiten zu den Füllkörperschüttungen in [134], S. 259/301 und [171], S. 24/57).

Die Füllkörperschüttungen weisen einige prinzipielle **Nachteile** auf:

1. Die Lage der einzelnen Füllkörper ist rein zufällig. Dies kann bei einem Füllkörper eine günstige Rieselfilmausbildung gewährleisten, bei einem anderen begünstigt es die **Bachbildung** oder die **Ansammlung großer Flüssigkeitsmengen** an den Berührungsstellen zu den Nachbarfüllkörpern (Totgebiete).
2. Für einen guten Stoffübergang bei kleinem Druckverlust ist der Dampf möglichst in Parallelströmung zur Phasengrenzfläche zwischen Film und Dampf zu führen [173]. In Schüttungen nimmt aber nur ein **geringer Anteil** der Gesamfüllkörperoberfläche diese **ideale Lage** ein.
3. Auch bei Beachtung der Regel, daß die Füllkörperabmessungen einen Zehntel des Kolonnendurchmessers nicht überschreiten dürfen, ist nicht zu verhindern, daß sich gegen die Kolonnenwand Zonen mit vom Kern unterschiedlicher Porosität bilden. Die damit verbundene **Ungleichverteilung der Dampfgeschwindigkeit** über den Kolonnenquerschnitt reduziert die Trennwirkung ([19], S. 421/424, [174]).
4. Die einmal an die Kolonnenwand gelangte Flüssigkeit trifft nur mit kleiner Wahrscheinlichkeit wieder auf Füllkörper, welche sie in

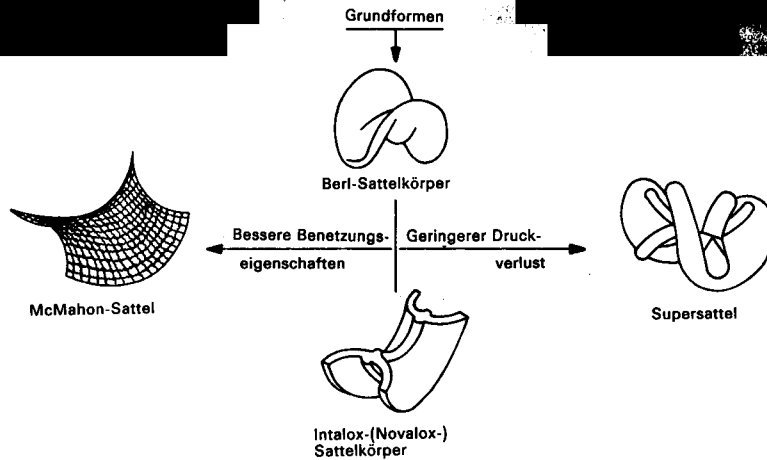


Bild 6.17. Häufige Sattelfüllkörper (aus [171]).

die Kolonne zurückleiten. An der Kolonnenwand strömt deshalb Flüssigkeit ab, die nur in bescheidenem Maß am Stoffaustausch teilnimmt. Messungen an Füllkörperschüttungen ergaben auch in der ganzen Randzone der Schüttung einen nach unten zunehmenden Flüssigkeitsdurchsatz. Diese Erscheinung wird als **Randgängigkeit** bezeichnet ([171], S. 121/128). Sie wirkt sich ebenfalls negativ auf die Trennwirkung aus. Man begegnet ihr deshalb bei höheren Füllkörperschüttungen ($z/d_K > 4$) oft durch eine Wiederverteilung der flüssigen Phase ([20], S. 154).

5. Druckverlust und Stofftransport werden durch die **Porosität** stark beeinflusst. Die Porosität ist aber ebenfalls von **Zufälligkeiten** beim Einfüllen der Schüttung abhängig ([134], S. 279/280). Dies erschwert die Vorabrechnung von Kolonnen mit Füllkörperschüttungen zusätzlich.

Das Vermeiden dieser Nachteile hat zur Entwicklung von **Füllkörperpackungen mit regelmäßiger Geometrie** geführt. Diese sind zwar pro Volumeneinheit teurer als Schüttungen aus einfachen Füllkörpern. Die mit regelmäßigen Füllkörperpackungen bei geringeren Druckverlusten erreichbare höhere Trennwirkung sichert ihnen trotzdem eine stets weitere Verbreitung.

Obwohl eine ganze Anzahl neuer Packungen mit geordneter Geometrie auf den Markt gebracht wurde ([3], S. 533/534, [175, 176 und 177]), konnte die **SULZERpackung (Bild 6.18)** ihre besondere Stellung behaupten. Die ursprüngliche **SULZERpackung** [178] war wie das

abgebildete Packungselement aus mehreren Lagen gezahnter Metallgewebebänder zusammengesetzt. Inzwischen wird diese Packung auch aus Kunststoff, keramischem Material und Metallblech gefertigt [179].

Wie aus Bild 6.18 erkennbar ist, sind die Zahnungen gegenüber der Kolonnenachse abwechselnd positiv und negativ geneigt. Dadurch kommt eine äußerst intensive seitliche Vermischung der Dampfströmung zustande ([180], S. 20/28). Damit sich die seitliche Vermischung nicht nur in einer Ebene abspielt, werden die 150 bis 250 mm hohen Packungspakete jeweils um einen rechten Winkel verdreht aufeinander gesetzt. Diese Maßnahmen gewähren über den

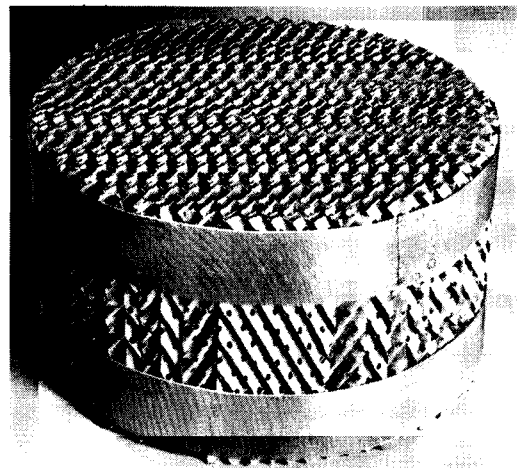


Bild 6.18. Metallgewebepackung BX. (Sulzer)

ganzen Kolonnenquerschnitt einen ausgezeichneten Zusammensetzungsausgleich. Das ist nicht nur zum Erzielen einer hohen Trennwirkung von Bedeutung, sondern ermöglicht auch eine vom Kolonnendurchmesser für praktische Zwecke unabhängige Auslegung.

Das feinmaschige Gewebe sorgt durch seine Kapillarwirkung auch bei kleinen Flüssigkeitsströmen für die Ausbildung eines gleichmäßigen Rieselfilms. Die lokale Porosität und damit die Gasgeschwindigkeit sind dank der regelmäßigen Packungsgeometrie über den ganzen Querschnitt konstant.

Zum Vermeiden des erwähnten Flüssigkeitsstroms an der Kolonnenwand werden die beiden peripheren Einfaßbänder oben so ausgebogen, daß ein satter Sitz der einzelnen Packungselemente in der Kolonne gewährleistet ist. Wie die in [180 und 181] besprochenen Untersuchungen bestätigten, bildet sich innerhalb der durch die Gewebezähne gebildeten Dreieckskanäle eine eigentliche Kanalströmung aus. Damit ist (trotz der guten seitlichen Vermischung) auch die Forderung nach einer zur Grenzfläche zwischen Film und Dampf möglichst parallelen Strömung erfüllt.

Die bezogene Oberfläche der verschiedenen Packungsarten liegt zwischen 150 und 700 m²/m³, ihr hydraulischer Durchmesser zwischen 6 und 15 mm und ihre Porosität zwischen 0,75 und 0,95. In [179] sind die einzelnen Packungsarten ausführlich beschrieben.

6.2.2.2 Kolonnendurchmesser

Flüssigkeits- und Dampfströmung beeinflussen sich in einer Füllkörperkolonne gegenseitig. Die Geschwindigkeit an der Filmoberfläche wird bei der üblichen Gegenstromanordnung durch den nach oben strömenden Dampf reduziert. Als Folge wird der Film etwas dicker. Damit wird der freie Strömungsquerschnitt kleiner, und der Druckverlust in der Gasphase steigt entsprechend an. Die Gasgeschwindigkeit, ab welcher der Druckverlust in der Dampfströmung durch den Flüssigkeitsaufstau spürbar beeinflußt wird, nennt man **untere Belastungsgrenze** (loading point). Sie gilt als untere Gasgeschwindigkeitsgrenze für den Betrieb von Füllkörperkolonnen.

An der oberen Belastungsgrenze (Flutpunkt, flooding point) wird die Flüssigkeit durch die Dampfströmung derart stark aufgestaut, daß sie überhaupt nicht mehr richtig abfließen kann. Man darf deshalb beim Betrieb einer Füllkörper-

perkolonne diese obere Belastungsgrenze nicht erreichen (Näheres zu diesen Erscheinungen in [19], S. 766/791 und [171], S. 128/161).

Regellose Füllkörperschüttungen

Für die Ermittlung der **oberen Belastungsgrenze** hat MERSMANN [182] aus Messungen (in den Bereichen $0,08 \text{ kg/m}^3 < \rho_g < 2 \text{ kg/m}^3$, $800 \text{ kg/m}^3 < \rho_l < 1600 \text{ kg/m}^3$, $0,65 \cdot 10^{-6} \text{ kg/ms} < (\eta_l/\rho_l) < 21 \cdot 10^{-6} \text{ kg/ms}$, $0,41 < \varepsilon < 0,978$ und $0,8 \text{ mm} < d_p < 12 \text{ mm}$) an unterschiedlichen Füllkörperschüttungen mit verschiedenen Gemischen eine einheitliche dimensionslose Darstellung gefunden. Er hat dabei die dimensionslose Gasgeschwindigkeit an der oberen Belastungsgrenze

$$W_g = c_{ft} \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{\rho_g (\dot{V}_g/A_K)^2}{\rho_l g d_p} \quad (6.39)$$

über der dimensionslosen Flüssigkeitgeschwindigkeit

$$W_l = \left[\frac{\eta_l}{g^2 \rho_l} \right]^{1/3} \frac{(\dot{V}_l/A_K) (1 - \varepsilon)}{d_p \varepsilon} \quad (6.40)$$

aufgezeichnet. BRAUER ([19], S. 782/789) gab die aus den Messungen in den Bereichen $6 \cdot 10^{-6} < W_l < 6 \cdot 10^{-3}$ und $4 \cdot 10^{-4} < W_g < 0,15$ gewonnene Abhängigkeit mit der nachstehenden Beziehung wieder:

$$W_g = \frac{0,15}{1 + 2430 W_l + [10430 W_l^2 / (0,007 - W_l)]} \quad (6.41)$$

Für den Widerstandsbeiwert der unberieselten Füllkörperschüttung gilt nach KAST ([172], [19], S. 437/439):

$$c_{ft} = c_{FK} [(26,7/Re_g) + (3,76/Re_g^{0,1})] \quad (6.42)$$

Die in diesem Ausdruck vorkommende Füllkörperkonstante c_{FK} beträgt 1,58 für Raschigringe, 1,08 für Pallringe und 0,855 für Berl- oder Intaloxsättel. Die REYNOLDSZahl der Gasströmung übernehmen wir aus der Definition (1.61), schreiben sie aber mit der Beziehung (6.37) und durch Weglassen des Faktors 6 als:

$$Re_g = \frac{(\dot{V}_g/A_K) \rho_g}{a \eta_g} \quad (6.43)$$

An der oberen Belastungsgrenze stimmen die aus den Gleichungen (6.39) und (6.41) berechneten dimensionslosen Gasgeschwindigkeiten überein. Diese Bedingung liefert mit dem im Beispiel 6.8 erläuterten iterativen Vorgehen den minimalen Kolonnenquerschnitt A_{K0} , bei dem die obere Belastungsgrenze erreicht würde.

Füllkörperkolonnen werden meist mit Gasgeschwindigkeiten von etwa 75 % des Werts an der oberen Belastungsgrenze betrieben ([134], S. 301). Weil sich die Porosität von Füllkörperschüttungen nur unsicher voraussagen läßt (sie wird von Zufälligkeiten beim Einfüllen mitbeeinflusst), wählen wir den Kolonnenquerschnitt um wenigstens 40 % über dem für die obere Belastungsgrenze errechneten Querschnitt:

$$A_K \geq 1,4 A_{K0} \quad (6.44)$$

Beispiel 6.8

Welchen Durchmesser müßte der Verstärkungsteil unseres Auslegungsbeispiels aufweisen, wenn er als Füllkörperkolonne mit $25 \times 25 \times 3$ mm Porzellanraschigringen (Porosität der Schüttung: 0,73) ausgeführt würde? Zu den bereits in den vorangegangenen Beispielen angegebenen Stoffwerten benötigen wir noch die mittleren dynamischen Viskositäten des Benzol/Toluol-Gemisches im Verstärkungsteil. Sie betragen am Siedepunkt bei 10^5 Pa: $2,94 \cdot 10^{-4}$ kg/ms in der flüssigen Phase und $9,31 \cdot 10^{-6}$ kg/ms im Dampf.

Den gleichwertigen Kugeldurchmesser der Raschigringe bestimmen wir aus (6.38) zu $d_p = 6 \cdot 5,18 \cdot 10^{-6} / 3,87 \cdot 10^{-3}$ m = 0,00804 m. Bezogene Packungsoberfläche a aus (6.37): $a = 6(1 - 0,73) / 0,00804$ m²/m³ = 201,5 m²/m³.

Erste Annahme: $A_{K0} = 0,8$ m²
(6.43): $Re_g = (0,825/0,8) 2,69 / (201,5 \cdot 9,31 \cdot 10^{-6})$
= 1479

(6.42): $c_{ft} = 1,58 [(26,7/1479) + (3,76/1479^{0,1})]$
= 2,89

(6.39): $W_g = 2,89 [(1 - 0,73)/0,73^3] [2,69$
 $(0,825/0,8)^2 / (804 \cdot 9,81 \cdot 0,00804)] = 0,0905$

(6.40): $Wl = [2,94 \cdot 10^{-4} / (9,81^2 \cdot 804)]^{1/3}$
 $[(1,87 \cdot 10^{-3} / 0,8) (1 - 0,73) / (0,00804 \cdot 0,73)] =$
 $1,68 \cdot 10^{-4}$

(6.41): $W_g = 0,1034$

Da die dimensionslosen Gasgeschwindigkeiten aus (6.39) und (6.41) verschieden sind, müssen wir die Rechnung mit neuen Kolonnenquerschnitten wiederholen, bis die beiden W_g -Werte übereinstimmen. Wir finden auf diese Weise als Ergebnis: $A_{K0} = 0,754$ m². Ge-

mäß der Bedingung (6.44) muß A_K wenigstens 1,06 m² betragen. Wir wählen einen Kolonnenquerschnitt von $A_K = 1,11$ m², was einen Kolonneninnendurchmesser von $d_K = 1,19$ m ergibt. Damit folgt die auf den leeren Kolonnenquerschnitt bezogene mittlere Gasgeschwindigkeit im Verstärkungsteil zu $w_g = 0,825 / 1,11$ m/s = 0,743 m/s.

Packungen mit regelmäßiger Geometrie

Packungen mit regelmäßiger Geometrie und geordneter, ebener Filmströmung ergeben im allgemeinen Flüssigkeits- und Gasströmungen, die am ehesten mit den Verhältnissen in Riesellohren verglichen werden können. Die Strömung in senkrechten, innen berieselten, gasdurchströmten Rohren wurde von FEIND eingehend untersucht. In Anlehnung an die von ihm eingeführte Kennzahl [19], S. 742/746, [183] kann man auch die Zweiphasenströmung in Packungen mit geordneter Geometrie mit einer ähnlichen dimensionslosen Strömungskennzahl beschreiben:

$$Rz = \frac{Re_g}{Re_{IS}^{0,25}} \left[\frac{\rho_l}{\rho_g} \right]^{0,4} \left[\frac{\eta_g}{\eta_l} \right]^{2/3} \sqrt{\frac{\delta_l}{d_h}} \quad (6.45)$$

Die REYNOLDSZahl der Gasströmung folgt bei bekannter bezogener Packungsoberfläche a aus der Gleichung (6.43). Die REYNOLDSZahl des Flüssigkeitsfilms an einer um den Neigungswinkel ψ geneigten Rieselebene beträgt [181]:

$$Re_{IS} = \frac{(\dot{V}/A_K) \rho_l}{a \eta_l \sin \psi} \quad (6.46)$$

Die Rieselfilmdicke folgt für laminare Rieselfilme ($Re_{IS} < 400$) aus der Gleichung (4.15). Diese kann mit der Rieselfilmbreite $b = a A_K \sin \psi$ auf die nachstehende Form gebracht werden:

$$\delta_l = \sqrt[3]{\frac{3 \eta_l \dot{V}_l}{a A_K \rho_l g \sin^2 \psi}} \quad (6.47)$$

Durch Auswerten von Messungen an den SULZER-Metallgewebepackungen BX (Meßbereiche $1,3 < Re_{IS} < 19$; $50 < Re_g < 750$) und CY (Meßbereiche $0,65 < Re_{IS} < 6$; $50 < Re_g < 400$) fand ZOGG [184] für Kolonnen industrieller Größe ($d_K > 250$ mm) die in Tabelle 6.1 angegebenen Werte für die Betriebsströmungskennzahl und die Strömungskennzahlen an der oberen Bela-

stungsgrenze. Den hydraulischen Durchmesser erhält man aus [181]:

$$d_h = (4/a) - 2 \delta_T \quad (6.48)$$

Darin ist die Gesamtdicke des beidseitig berieselten Gewebes δ_T aus der Dicke des Gewebes δ_G und der Rieselfilmdicke δ_l zu berechnen:

$$\delta_T = \delta_G + 2 \delta_l \quad (6.49)$$

Beispiel 6.9

Wie groß wird der Durchmesser des Verstärkungsteils unseres Auslegungsbeispiels, wenn er mit der SULZER-Metallgewebepackung BX gefüllt wird?

Wir berechnen zunächst die Strömungskennzahl Rz mit einem angenommenen Kolonnendurchmesser d_K von 1 m ($A_K = 0,7854 \text{ m}^2$) und den Packungsdaten aus Tabelle 6.1:

$$(6.47): \delta_l = [3 \cdot 2,94 \cdot 10^{-4} \cdot 1,87 \cdot 10^{-3} / (500 \cdot 0,7854 \cdot 804 \cdot 9,81 \cdot \sin^2 67,1^\circ)]^{1/3} \text{ m} = 8,56 \cdot 10^{-5} \text{ m}$$

$$(6.49): \delta_T = 0,00045 + 2 \cdot 8,56 \cdot 10^{-5} \text{ m} = 6,21 \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

$$(6.48): d_h = (4/500) - 2 \cdot 6,21 \cdot 10^{-4} \text{ m} = 6,76 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$(6.46): Re_{IS} = (1,87 \cdot 10^{-3} / 0,7854) \cdot 804 / (500 \cdot 2,94 \cdot 10^{-4} \cdot \sin 67,1^\circ) = 14,14$$

$$(6.43): Re_g = 2,69 \cdot 0,825 / (500 \cdot 0,7854 \cdot 9,31 \cdot 10^{-6}) = 607$$

$$(6.45): Rz = (607 / 14,14^{0,25}) \cdot (804 / 2,69)^{0,4} \cdot (9,31 \cdot 10^{-6} / 2,94 \cdot 10^{-4})^{2/3} \cdot (8,56 \cdot 10^{-5} / 6,76 \cdot 10^{-3})^{0,5} = 34,5$$

Für den Betrieb mit der BX-Metallgewebepackung ist gemäß Tabelle 6.1 eine Strömungskennzahl von 37,5 zulässig. Die gezeigte Rechnung ist deshalb für kleinere Kolonnendurchmesser zu wiederholen, bis die Strömungskennzahl den Wert von ungefähr 37,5 annimmt. Wir finden so den gesuchten Kolonnendurchmesser d_K zu 0,96 m (Zwischenergebnisse: $A_K = 0,7238 \text{ m}^2$, $\delta_l = 8,80 \cdot 10^{-5} \text{ m}$, $\delta_T = 6,26 \cdot 10^{-4} \text{ m}$, $d_h = 6,75 \cdot 10^{-3} \text{ m}$, $Re_{IS} = 15,34$, $Re_g = 659$, $Rz = 37,2$). Die Kontinuitätsgleichung liefert dafür eine Gasgeschwindigkeit von $w_g = 0,825 / 0,7238 \text{ m/s} = 1,14 \text{ m/s}$.

6.2.2.3 Höhe von Füllkörperkolonnen

In den Füllkörperkolonnen findet die Stoffübertragung längs der Kolonne kontinuierlich statt. Folglich besteht eine enge Verwandtschaft zur Wärmeübertragung in einem Gegenstromwärmeübertrager. Wir werden deshalb im folgenden den bereits in Abschnitt 2.3 angestellten Überlegungen erneut begegnen.

Auch zum Berechnen der Höhe einer Füllkörperkolonne betrachten wir zunächst nur einen Abschnitt des Verstärkungsteils mit der infinitesimalen Höhe dz . Wir denken uns dabei die Packungs- oder Füllkörperoberfläche als senkrechte, ebene Wand mit der Breite b . Über diese fließe die flüssige Phase als Rieselfilm nach unten. Die daran grenzende Gasphase strömt dazu im Gegenstrom nach oben: **Bild 6.19**. Diese Anordnung trifft man in sogenannten Rieselkolonnen.

Wir wollen zunächst den Zusammensetzungs- und Temperaturverlauf im Kolonnenschnitt anhand der in **Bild 6.19** ebenfalls einge-

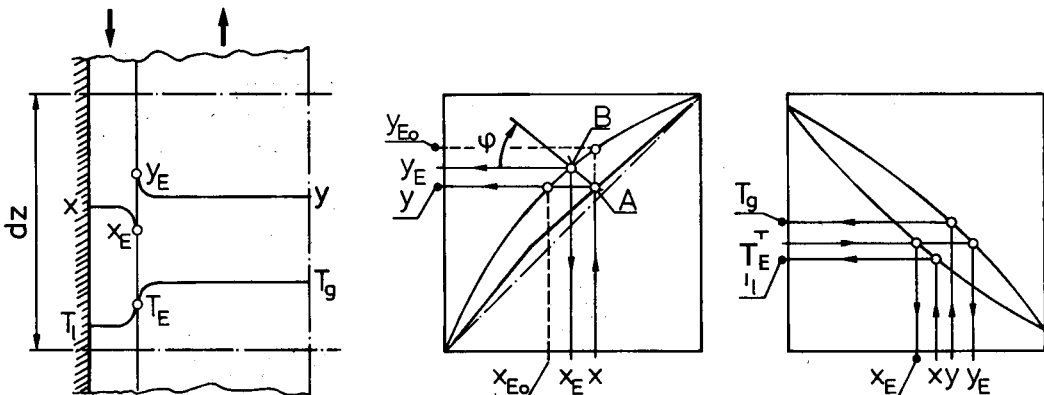


Bild 6.19. Zusammensetzungs- und Temperaturverlauf in einem Ausschnitt einer Filmkolonne.

zeichneten x-y- und Gleichgewichtstemperaturverläufe verfolgen. Der mittlere Molenbruch der leichter flüchtigen Komponente in der flüssigen Phase betrage x . Der zugehörige mittlere Molenbruch der leichter flüchtigen Komponente im Dampf kann in Bild 6.19 auf der Bilanzgeraden abgelesen werden. Die Siede- und die Taulinien des Bildes 6.19 liefern zu diesen Zusammensetzungen die mittleren Temperaturen der flüssigen Phase T_l und der Gasphase T_g . Da diese nicht gleich sind, erkennen wir, daß mit der Rektifikation auch ein Wärmetransport verbunden ist. In den der Filmoberfläche nahen Zonen muß die Temperatur vom Wert in der Kernströmung des Gases auf jenen in der Kernströmung des Rieselfilms abnehmen: Bild 6.19.

An der Phasengrenze muß die Temperatur T_E zwischen T_l und T_g liegen. Wir nehmen dafür vorerst einen Wert an (wir werden noch sehen, wie er zu bestimmen ist) und können nun den mutmaßlichen Temperaturverlauf in das Bild 6.19 einzeichnen. Dabei haben wir an der Phasengrenze einen Temperatursprung ausgeschlossen und damit angenommen, daß an der Phasengrenzfläche Flüssigkeit und Dampf im Gleichgewicht sind. Wir können deshalb die Zusammensetzung der beiden Phasen an der Phasengrenze mit $T_b = T_E$ auf den Siede- und Taulinien des Bildes 6.19 ablesen: x_E und y_E . Nun können wir auch das mutmaßliche Zusammensetzungsprofil einzeichnen. Wir stellen dabei fest, daß das Zusammensetzungsgefälle in beiden Phasen einen Stofftransport der leichter flüchtigen Komponente in Richtung des Dampfes bewirkt.

Da die Molenbrüche der schwerer flüchtigen Komponente $1 - x$ beziehungsweise $1 - y$ betragen, entsteht bei der schwerer flüchtigen Komponente ein Zusammensetzungsgefälle in der entgegengesetzten Richtung: die schwerer flüchtige Komponente wird vom Dampf in die Flüssigkeit transportiert.

Für die Auslegung einer Kolonne genügt es, den Stofftransport weiter zu verfolgen, weil der Wärmetransport in diesem Zusammenhang nur von untergeordneter Bedeutung ist [190]. Weiter können wir uns auf die Übertragung der leichter flüchtigen Komponente beschränken.

Der im infinitesimalen Kolonnenausschnitt des Bildes 6.19 an den Dampf übergehende Massenstrom der leichter flüchtigen Komponente $d\dot{M}_l$ folgt nach den Ausführungen des Abschnitts 1.4 als Produkt aus dem Stoffübergangskoeffizienten β , dem treibenden Konzen-

trationsgefälle Δc_l und der Oberfläche der Grenze zwischen den beiden Phasen dA zu:

$$d\dot{M}_l = \beta \Delta c_l dA \quad (6.50)$$

Wir setzen unsere Rechnungen zweckmäßigerweise mit Molströmen statt mit Massenströmen fort:

$$d\dot{M}_l = d\dot{N}_l M_l \quad (6.51)$$

Weiter ist es vorteilhaft, die Konzentrationsdifferenz mit Hilfe der Tabelle 1.1 in eine Molenbruchdifferenz umzurechnen (ρ = Dichte des Gemischs, M = Molmasse des Gemischs):

$$\Delta c_l = \Delta x \frac{M_l \rho}{M} \quad (6.52)$$

Durch Einführen der Gleichungen (6.51) und (6.52) und den Molenbruchdifferenzen aus Bild 6.19 geht die Stoffübergangsbeziehung (6.50) für die beiden Phasen über in:

$$d\dot{N}_{ll} = [\beta_l \rho_l / M] (x - x_E) dA \quad (6.53)$$

$$d\dot{N}_{gl} = [\beta_g \rho_g / M] (y_E - y) dA \quad (6.54)$$

Die Ausdrücke in den eckigen Klammern werden unter der Bezeichnung **molare Stoffübergangskoeffizienten** zu einer Größe zusammengefaßt:

$$k_l = \beta_l \rho_l / M \quad (6.55)$$

$$k_g = \beta_g \rho_g / M \quad (6.56)$$

Weiter kann die Phasengrenzfläche aus der auf das Gesamtvolumen bezogenen Phasengrenzfläche a_i berechnet werden:

$$dA = a_i A_K dz \quad (6.57)$$

Damit erhalten wir schließlich aus (6.53) und (6.54) folgende Gleichungen für die in den beiden Phasen des infinitesimalen Kolonnenausschnitts übergehenden Stoffströme:

$$d\dot{N}_{ll} = k_l (x - x_E) a_i A_K dz \quad (6.58)$$

$$d\dot{N}_{gl} = k_g (y_E - y) a_i A_K dz \quad (6.59)$$

Was vom leichter flüchtigen Stoff aus dem Innern des Rieselfilms an die Phasengrenze transportiert wird, muß von dieser auch wieder abgeführt werden:

$$d\dot{N}_{1l} = d\dot{N}_{g1} \quad (6.60)$$

Aus dieser Bedingung erhalten wir ein für die Bestimmung der treibenden Molenbruchdifferenz wichtiges Zwischenergebnis. Der im x-y-Diagramm des Bildes 6.19 mit φ bezeichnete Winkel läßt sich nämlich durch Gleichsetzen von (6.58) und (6.59) berechnen:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{y_E - y}{x - x_E} = \frac{k_l}{k_g} \quad (6.61)$$

Für irgendeinen Punkt A auf der Bilanzgeraden ist damit der Punkt B auf der Gleichgewichtslinie leicht zu finden. Die bei der Erläuterung der Zusammensetzungs- und Temperaturprofile getroffene Annahme einer Phasengrenztemperatur ist deshalb hinfällig geworden. Die Lage von B auf der Gleichgewichtslinie wird durch das Verhältnis der molaren Stoffübergangskoeffizienten eindeutig fixiert.

Die übergehenden Stoffströme bewirken in den beiden Phasen eine Zusammensetzungsänderung. Man findet beispielsweise die Zusammensetzungsänderung in der flüssigen Phase im infinitesimalen Kolonnenausschnitt durch eine Stoffstrombilanz für die leichter flüchtige Komponente: **Bild 6.20**. In der Bilanzzone nimmt

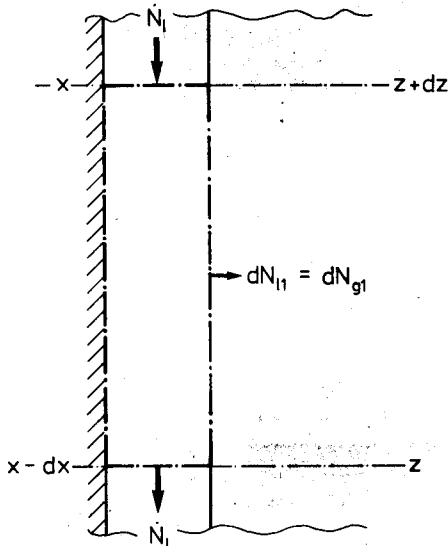


Bild 6.20. Zur Zusammensetzungsänderung im infinitesimalen Kolonnenausschnitt.

der Molenbruch der leichter flüchtigen Komponente infolge des übergehenden Stoffstroms $d\dot{N}_1$ von x am Eintritt auf $x - dx$ am Austritt ab. Der Molstrom des Flüssigkeitsgemischs erfährt keine Änderung, weil das aus der Phasengrenze tretende $d\dot{N}_1$ durch das in dieses eintretende $d\dot{N}_2$ (schwerer flüchtige Komponente) kompensiert wird. Die Stoffstrombilanz für die leichter flüchtige Komponente lautet deshalb:

$$x \dot{N}_1 = (x-dx) \dot{N}_1 + d\dot{N}_{1l} \quad (6.62)$$

Diese Bilanz liefert uns die im infinitesimalen Kolonnenausschnitt bewirkte Zusammensetzungsänderung der flüssigen Phase:

$$dx = d\dot{N}_{1l} / \dot{N}_1 \quad (6.63)$$

Für die Gasphase erhalten wir in analoger Weise:

$$dy = d\dot{N}_{g1} / \dot{N}_g \quad (6.64)$$

Durch Einsetzen der Ausdrücke (6.58) und (6.59) und Auflösen nach dz finden wir die zur Änderung der Molenbrüche der leichter flüchtigen Komponente um dx (beziehungsweise dy) erforderlichen Kolonnenhöhen:

$$dz = \frac{\dot{N}_1}{a_l A_K k_l} \frac{dx}{x - x_E} \quad (6.65)$$

$$dz = \frac{\dot{N}_g}{a_i A_K k_g} \frac{dy}{y_E - y} \quad (6.66)$$

Die für eine bestimmte Trennaufgabe benötigte Kolonnenhöhe finden wir daraus durch Integration von der Anfangszusammensetzung x_α (beziehungsweise y_α) bis zur Endzusammensetzung x_ω (beziehungsweise y_ω). Wir haben im Abschnitt 6.1 gesehen, daß die Molströme im Verstärkungs- und im Abtriebsteil mit guter Näherung als konstant angenommen werden dürfen. Die molaren Stoffübergangskoeffizienten ändern sich zwar im allgemeinen längs den beiden Kolonnenteilen etwas stärker. Meistens genügt es aber, auch dafür mit einem Mittelwert zu rechnen. Die bezogene Phasengrenzfläche kann bei guter Flüssigkeitsverteilung und guter Benetzung der Rieselfläche ebenfalls als konstant angenommen werden. Die Kolonnenhöhe läßt sich deshalb aus einer der nachfolgenden Beziehungen berechnen:

$$z = \left[\frac{\dot{N}_l}{a_i A_K k_l} \right] \int_{x_\alpha}^{x_\omega} \frac{dx}{x - x_E} \quad (6.67)$$

$$z = \left[\frac{\dot{N}_g}{a_i A_K k_g} \right] \int_{y_\alpha}^{y_\omega} \frac{dy}{y_E - y} \quad (6.68)$$

Damit wäre die für eine bestimmte Trennaufgabe erforderliche Füllkörperkolonnenhöhe bereits zu berechnen. Dies wäre aber etwas umständlich, weil wir dann im x - y -Diagramm das treibende Gefälle ($x - x_E$ oder $y_E - y$) mit dem Winkel φ aus (6.61) durch die im Bild 6.19 angedeutete Konstruktion für zahlreiche Punkte bestimmen müßten. Dieses treibende Gefälle ist somit von den Stoffaustauschigenschaften der in Frage kommenden Füllkörper abhängig. Man kann die Packungs- oder Füllkörpereigenschaften von der Schwierigkeit der Trennaufgabe separieren, wenn man die Integranden mit $\varphi = 0^\circ$ oder $\varphi = 90^\circ$ bildet (physikalisch bedeutet dies die Annahme eines Stoffübergangswiderstands nur auf der Flüssigkeits- oder nur auf der Gasseite):

$$\boxed{NTU_l = \int_{x_\alpha}^{x_\omega} \frac{dx}{x - x_{E0}}} \quad (6.69)$$

$$\boxed{NTU_g = \int_{y_\alpha}^{y_\omega} \frac{dy}{y_{E0} - y}} \quad (6.70)$$

Entsprechend Abschnitt 2.3.1 nennen wir auch diese Integrale «Anzahl Übertragungseinheiten» oder «Number of Transfer Units». Sie sind von den Füllkörpereigenschaften unabhängig und geben lediglich die **Schwierigkeit der Trennaufgabe** wieder.

Wie dem Bild 6.19 entnommen werden kann, berechnen wir damit die Kolonnenhöhe mit im Vergleich zu den Gleichungen (6.67) und (6.68) zu großen treibenden Molenbruchdifferenzen. Wir müssen deshalb die Klammerausdrücke entsprechend reduzieren. Wir führen dazu anstelle der molaren Stoffübergangskoeffizienten k die **molaren Stoffdurchgangskoeffizienten** K ein. Auf die Flüssigkeitsseite bezogen muß dann beispielsweise gelten:

$$K_l (x - x_{E0}) = k_l (x - x_E) \quad (6.71)$$

Die Molenbruchdifferenz $x - x_{E0}$ setzt sich nach Bild 6.19 wie folgt zusammen:

$$x - x_{E0} = (x - x_E) + (x_E - x_{E0}) \quad (6.72)$$

Wenn man nun die Gleichgewichtslinie im betreffenden Bereich als Gerade mit der Steigung m annähert, folgt aus Bild 6.19:

$$x_E - x_{E0} = \frac{y_E - y}{m} \quad (6.73)$$

Die Molenbruchdifferenz $y_E - y$ kann man mit der Beziehung (6.61) in Funktion von $x - x_E$ ausdrücken. Durch Einsetzen des Ergebnisses in (6.73) und (6.72) erhält man schließlich:

$$x - x_{E0} = (x - x_E) [1 + k_l / (m k_g)] \quad (6.74)$$

Damit können wir aus (6.71) den auf die Flüssigkeitsseite bezogenen molaren Stoffdurchgangskoeffizienten aus den beiden molaren Stoffübergangskoeffizienten berechnen:

$$K_l = \left[\frac{1}{k_l} + \frac{1}{m k_g} \right]^{-1} \quad (6.75)$$

Der auf die Gasseite bezogene molare Stoffdurchgangskoeffizient läßt sich in gleicher Weise ermitteln. Das Ergebnis lautet:

$$K_g = \left[\frac{1}{k_g} + \frac{m}{k_l} \right]^{-1} \quad (6.76)$$

An die Stelle der molaren Stoffübergangskoeffizienten setzen wir nun in den Klammerausdrücken der Gleichungen (6.67) und (6.68) die molaren Stoffdurchgangskoeffizienten. Die entstehenden Ausdrücke bezeichnen wir als **Höhe einer Übertragungseinheit** (Height of one Transfer Unit)

$$\boxed{HTU_l = \frac{\dot{N}_l}{a_i A_K K_l}} \quad (6.77)$$

beziehungsweise:

$$\boxed{HTU_g = \frac{\dot{N}_g}{a_i A_K K_g}} \quad (6.78)$$

Der HTU-Wert gibt die für die Trennwirkung einer Übertragungseinheit benötigte Packungshöhe an. Er ist deshalb ein Maß für die Güte der Füllkörper. Füllkörperschüttungen weisen um so bessere Stoffaustauschenschaften auf, je kleiner ihr HTU-Wert ist. Die gesamte Höhe der Füllkörperschüttung kann somit (in Analogie zur behandelten Wärmeübertragerauslegung) wahlweise berechnet werden aus

$$z = \text{HTU}_l \text{NTU}_l \quad (6.79)$$

oder:

$$z = \text{HTU}_g \text{NTU}_g \quad (6.80)$$

Der NTU-Wert ist von ähnlicher Größenordnung wie die Zahl der Trennstufen n_{th} . Wie in [185], S. 315/319 erörtert wird, ist das Verhältnis NTU/n_{th} von der Steigung der Gleichgewichtslinie und der Bilanzgeraden abhängig.

Beispiel 6.10

Die auf die Gasphase bezogenen NTU-Werte sind für den Verstärkungs- und den Abtriebsteil unseres Auslegungsbeispiels zu bestimmen.

Die Integration der Gleichung (6.70) von $y_\alpha = y' = 0,6$ bis $y_\omega = y_D = x_D = 0,975$ ist mit einer numerischen Methode (beispielsweise mit der SIMPSONSchen Regel) durchzuführen. Dazu können die Stützwerte wie folgt bestimmt werden:

1. Ermittlung des zu einem y -Wert gehörenden x -Werts aus der Gleichung der Bilanzgeraden.
2. Berechnung der relativen Flüchtigkeit in Abhängigkeit des Molenbruchs der flüssigen Phase mit einer Näherungsgleichung (auch für nichtideale Gemische genügt meist der Polynomansatz $\alpha_{12} = c_0 + c_1 x + c_2 x^2 + c_3 x^3$).
3. Bestimmen des Gleichgewichtsmolenbruchs y_{E0} aus der Gleichung (6.81). **175.13**

Das Ergebnis der numerischen Integration lautet für den Verstärkungsteil $\text{NTU}_{gV} = 8,17$ und für den Abtriebsteil $\text{NTU}_{gA} = 7,45$. Diese Werte weichen von den im Beispiel 6.6 ermittelten Trennstufenzahlen nur wenig ab, weil die

Steigungen der Gleichgewichtslinie und der Bilanzgeraden im Mittel über die beiden Kolonnenteile ähnlich sind. Bei gleichen Steigungen der Gleichgewichts- und Bilanzlinien im ganzen Bereich zwischen den Integrationsgrenzen würden der NTU-Wert und die Trennstufenzahl völlig übereinstimmen.

6.2.2.4 Unterlagen zum Bestimmen des HTU-Werts

Steigung der Gleichgewichtslinie

Die für die Berechnung der molaren Stoffdurchgangskoeffizienten benötigte Steigung der Gleichgewichtslinie ist im allgemeinen numerisch zu bestimmen (Differenzenquotient). Für den Spezialfall konstanter relativer Flüchtigkeit findet man durch Ableitung der Gleichung (5.13):

$$m = \frac{\alpha_{12}}{[(\alpha_{12} - 1)x + 1]^2} \quad (6.81)$$

Bezogene Phasengrenzfläche

Zur Ermittlung des HTU-Werts benötigt man die bezogene Phasengrenzfläche a_i . Sie entspricht bei Metallgewebepackungen mit regelmäßiger Geometrie und guten Benetzungseigenschaften näherungsweise der bezogenen Packungsoberfläche.

Bei Füllkörperschüttungen kann die bezogene Packungsoberfläche dagegen wesentlich davon abweichen. In der Literatur werden dazu zahlreiche Untersuchungen mit leider unterschiedlichen Aussagen [171, 186, 187, 188, 189] beschrieben. Da schon (in der Praxis stets zu erwartende) geringste Verunreinigungen die Oberflächenspannung und damit die Benetzbarkeit der Füllkörper stark beeinflussen, ist dies auch nicht verwunderlich. Aus der Vielzahl der vorgeschlagenen Beziehungen sei jene von PURANIK und VOGELPOHL [188] herausgegriffen:

$$a_i/a = 1,05 \text{Re}_i^{0,041} \text{We}_i^{0,133} (\sigma_A/\sigma_{Ac})^{-0,182} \quad (6.82)$$

Darin sind a die bezogene Oberfläche der trockenen Füllkörperschüttung, a_b die bezogene benetzte Oberfläche, σ_{Ac} ein Maß für die Benetzbarkeit des Füllkörpermaterials (nach ONDA [189] ungefähr 0,073 N/m für Glas, 0,061 N/m für Keramik, 0,071 N/m für Stahl und

0,040 N/m für PVC), σ_A die Oberflächenspannung der Flüssigkeit, Re_l die REYNOLDSZahl der flüssigen Phase

$$Re_l = \frac{(\dot{V}_l/A_K) \rho_l}{a \eta_l} \quad (6.83)$$

und We die WEBERZahl:

$$We = \frac{(\dot{V}_l/A_K)^2 \rho_l}{a \sigma_A} \quad (6.84)$$

Im Gültigkeitsbereich der Gleichung (6.82) ($0,5 < Re_l < 85$; $2,1 \cdot 10^{-6} < We < 1,2$; $0,3 < \sigma_A / \sigma_{Ac} < 1,05$) sind bei Füllkörpern mit Abmessungen von 10 mm bis 40 mm Abweichungen der bezogenen Phasengrenzfläche von $\pm 20\%$ gegenüber den berechneten Werten zu erwarten.

Stoffübergang in Füllkörperschüttungen

In Füllkörperkolonnen werden sowohl die Gasströmung als auch die Flüssigkeitsströmung laufend vermischt. Deshalb sind hier nur mittlere Stoffübergangskoeffizienten (beziehungsweise mittlere SHERWOODZahlen) sinnvoll. Aus diesem Grund werden wir im folgenden unter einer SHERWOODZahl oder einem Stoffübergangskoeffizienten ohne besondere Kennzeichnung Mittelwerte verstehen.

Die meisten brauchbaren Gleichungen zum Berechnen der gas- und flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten in Füllkörperschüttungen stammen aus Absorptionsmessungen ([17], S. 664/683, [189, 191]). Die einzigen neueren Beziehungen, die aus Rektifizierungsversuchen gewonnen wurden, gelten nur für Raschig-ringschüttungen [192]. Sie sind zusammengefaßt in [171], S. 209/211. Wir werden nachstehend je eine durch Absorptionsversuche gewonnene Gleichung kennen lernen. Obwohl deren Übertragung auf die Rektifikation umstritten ist [193], sind die dabei nicht berücksichtigten Effekte offenbar doch nur von untergeordneter Bedeutung [189, 194]. Weitere Unterlagen für den Stoffübergang in regellosen Füllkörperschüttungen sind zusammengestellt in [17], S. 673/683, [171], S. 166/221, und [186].

RICHTER ([17], S. 490/491) fand durch Messungen an verschiedenen Füllkörperschüttungen im Bereich $1,7 < Re_g < 1350$, daß die Gleichung (1.60) für den **gasseitigen Stoffübergang** in Kugelschüttungen durch Einführen eines Koeffizienten auch für Füllkörperschüttungen

übernommen werden kann. Sie lautet mit der hier benützten Definition (6.43) der gasseitigen REYNOLDSZahl:

$$Sh_{gt} = c_{FKS} (0,12 + \epsilon) 6 Re_g Sc_g^{1/3} \left[\frac{3,72}{(6 Re_g)^{2/3}} + \frac{1,06}{30 + (6 Re_g)^{1/3}} \right] \quad (6.85)$$

Der Koeffizient c_{FKS} beträgt für Kugeln und Bertsättel 1, für Raschigringe 0,625 und für Raschigringe mit Steg 0,5. Die SHERWOODZahl der trockenen Schüttung Sh_{gt} ist mit der Beziehung (1.62) definiert. Die Gleichung (6.85) liefert damit den Stoffübergangskoeffizienten der trockenen Schüttung β_{gt} . WEHMANN ([17], S. 678/680) gab aufgrund von Absorptionsmessungen an Kugel- und Raschig-ringschüttungen in den Bereichen $8,5 < Re_g < 850$ und $1,5 < Re_l < 85$ die nachstehenden Ausdrücke für das Verhältnis der gasseitigen Stoffübergangskoeffizienten in berieselten zu trockenen Füllkörperschüttungen an:

$$Re_g < 100: \quad \frac{\beta_g}{\beta_{gt}} = 3,24 (a/a_i) Re_g^{0,175} \left[\frac{Fr_l}{Re_l} \right]^{0,225} \left[\frac{\rho_l}{\rho_g} \right]^{0,08} \left[\frac{\eta_g}{\eta_l} \right]^{0,133} \quad (6.86)$$

$$Re_g \geq 100: \quad \frac{\beta_g}{\beta_{gt}} = 7,43 (a/a_i) \left[\frac{Fr_l}{Re_l} \right]^{0,225} \left[\frac{\rho_l}{\rho_g} \right]^{0,08} \left[\frac{\eta_g}{\eta_l} \right]^{0,133} \quad (6.87)$$

Darin sind Fr_l die FROUDEZahl

$$Fr_l = \frac{(\dot{V}_l/A_K)^2 a}{g} \quad (6.88)$$

und Re_l die mit der Gleichung (6.83) zu bildende REYNOLDSZahl der flüssigen Phase.

Für den **flüssigkeitsseitigen Stoffübergang** fand MIKA ([195], [17], S. 675) durch Auswerten zahlreicher Absorptionsversuche mit Kugel-, Raschigring- und Bertsattelschüttungen im Bereich $Re_l (a/a_i) < 27,2$

$$Sh_l = 0,0421 \left[\frac{a_i}{a} \right]^{0,17} Re_l^{0,83} Sc_l^{0,5} Ga_l^{1/3} \quad (6.89)$$

und im Bereich $Re_1(a/a_i) \geq 27,2$:

$$Sh_1 = 0,0898 \left[\frac{a_i}{a} \right]^{0,4} Re_1^{0,6} Sc_1^{0,5} Ga_1^{1/3} \quad (6.90)$$

In diesen Gleichungen bedeuten Sh_1 die nach (1.62) definierte flüssigkeitsseitige SHERWOOD-Zahl, Re_1 die flüssigkeitsseitige REYNOLDSZahl aus (6.83), Sc_1 die flüssigkeitsseitige SCHMIDT-Zahl aus (1.46) und Ga_1 die flüssigkeitsseitige GALILEIZahl:

$$Ga_1 = \frac{g \rho_l^2 \varepsilon^3}{\eta_l^2 a^3} \quad (6.91)$$

Beispiel 6.11

Die für den Verstärkungsteil unseres Auslegungsbeispiels erforderliche Höhe der Raschigringschüttung von $25 \times 25 \times 3$ mm ist abzuschätzen. Neben den Angaben aus den früheren Beispielen benötigen wir dazu noch die mittleren Diffusionskoeffizienten im Verstärkungsteil: $D_l = 4,85 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ und $D_g = 4,10 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. Der HTU-Wert ist einfachheitshalber nur für die mittlere Zusammensetzung im Verstärkungsteil zu berechnen.

a) Bezogene Phasengrenzfläche:

Flüssigkeitsvolumenstromdichte: $\dot{V}_l/A_K = 1,87 \cdot 10^{-3}/1,11 \text{ m/s} = 1,68 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{m}^2\text{s}$

$$(6.83): Re_1 = 1,68 \cdot 10^{-3} \cdot 804 / (201,5 \cdot 2,94 \cdot 10^{-4}) = 22,8$$

$$(6.84): We = (1,68 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 804 / (201,5 \cdot 0,0205) = 5,50 \cdot 10^{-4}$$

$$(6.82): a_i/a = 1,05 \cdot 22,8^{0,041} (5,50 \cdot 10^{-4})^{0,133} (0,0205/0,061)^{-0,182} = 0,537; a_i = (a_i/a) a = 0,537 \cdot 201,5 \text{ m}^2/\text{m}^3 = 108 \text{ m}^2/\text{m}^3$$

b) Gasseitiger molarer Stoffübergangskoeffizient:

$$(6.43): Re_g = (0,825/1,11) 2,69 / (201,5 \cdot 9,31 \cdot 10^{-6}) = 1064$$

$$(1.46): Sc_g = 9,31 \cdot 10^{-6} / (2,69 \cdot 4,10 \cdot 10^{-6}) = 0,844$$

$$(6.85): Sh_{gt} = 0,625 (0,12 + 0,73)^6 \cdot 1064 \cdot 0,844^{1/3}$$

$$\left[\frac{3,72}{(6 \cdot 1064)^{2/3}} + \frac{1,06}{30 + (6 \cdot 1064)^{1/3}} \right] = 105$$

Stoffübergangskoeffizient in der trockenen Schüttung aus (1.62):

$$\beta_{gT} = Sh_{gt}(1-\varepsilon) D_g / (\varepsilon d_p) = 105 (1-0,73) 4,10 \cdot 10^{-6} / (0,73 \cdot 0,00804) \text{ m/s} = 0,0197 \text{ m/s}$$

$$(6.88): Fr_1 = (1,68 \cdot 10^3)^2 \cdot 201,5 / 9,81 = 5,81 \cdot 10^{-5}$$

$$Fr_1/Re_1 = 5,81 \cdot 10^{-5} / 22,8 = 2,54 \cdot 10^{-6}$$

da $Re_g > 100$:

$$(6.87): \beta_g/\beta_{gt} = 7,43 (1/0,537) (2,54 \cdot 10^{-6})^{0,225} (804/2,69)^{0,08} (9,31 \cdot 10^{-6} / 2,94 \cdot 10^{-4})^{0,133} = 0,761$$

$$\beta_g = 0,761 \cdot 0,0197 \text{ m/s} = 0,0150 \text{ m/s}$$

$$(6.56): k_g = 0,0150 \cdot 2,69 / 81,06 \text{ kmol/m}^2\text{s} = 4,98 \cdot 10^{-7} \text{ kmol/m}^2\text{s} \quad /4$$

c) Flüssigkeitsseitiger molarer Stoffübergangskoeffizient:

$$(1.46): Sc_1 = 2,94 \cdot 10^{-4} / (804 \cdot 4,85 \cdot 10^{-9}) = 75,4$$

$$(6.91): Ga_1 = 9,81 \cdot 804^2 \cdot 0,73^3 / [(2,94 \cdot 10^{-4})^2 \cdot 201,5^3] = 3,49 \cdot 10^6$$

$$Re_1(a/a_i) = 22,8 (1/0,537) = 42,5 > 27,2;$$

$$(6.90): Sh_1 = 0,0898 \cdot 0,537^{0,4} \cdot 22,8^{0,6} \cdot 75,4^{0,5} \cdot (3,49 \cdot 10^6)^{1/3} = 602$$

$$(1.62): \beta_l = 602 \cdot (1 - 0,73) \cdot 4,85 \cdot 10^{-9} / (0,73 \cdot 0,00804) \text{ m/s} = 1,34 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}$$

$$(6.55): k_l = 1,34 \cdot 10^{-4} \cdot 804 / 82,3 \text{ kmol/m}^2\text{s} = 1,31 \cdot 10^{-3} \text{ kmol/m}^2\text{s}$$

d) Auf die Gasphase bezogener HTU-Wert:

m aus (6.81) mit einem mittleren α_{12} von 2,543 für einen mittleren Molenbruch im Verstärkungsteil von $x_v = 0,7$: $m = 2,543 / [(2,543 - 1) 0,7 + 1]^2 = 0,588$

$$(6.76): K_g = [(1/4,98 \cdot 10^{-4}) + (0,588/1,31 \cdot 10^{-3})]^{-1} \text{ kmol/m}^2\text{s} = 4,07 \cdot 10^{-4} \text{ kmol/m}^2\text{s}$$

$$(6.78): HTU_g = 0,02737 / [108 \cdot 1,11 \cdot 4,07 \cdot 10^{-4}] \text{ m} = 0,560 \text{ m}$$

e) Rechnerische Höhe z der Raschigringschüttung:

$$(6.80): z = 0,560 \cdot 8,17 \text{ m} = 4,58 \text{ m}$$

Dieses Ergebnis ist mit erheblichen Unsicherheiten behaftet, weil die Porosität einer Füllkörperschüttung innerhalb eines weiten Bereichs von Zufälligkeiten beim Einfüllen der Füllkörper abhängt und da die Phasengrenzfläche von der aus der Gleichung (6.82) bestimmten um $\pm 20\%$ abweichen kann. Um die Trennaufgabe sicher erfüllen zu können, ist deshalb die Höhe der Füllkörper um rund 25% über dem errechneten Wert zu wählen. Sie müßte demzufolge etwa 5,75 m betragen.

Stoffübergang in Packungen mit regelmäßiger Geometrie

Für alle Packungen mit regelmäßiger Geometrie, die geordnete Film- und Gasströmungen ermöglichen, sind die Beziehungen für das gasdurchströmte, innen berieselte Rohr von grundlegender Bedeutung. Sie wurden von BRAUER [17], S. 538/577 für den Stoffübergang

auf der Rieselfilmseite zusammengestellt. BAKOPOULOS [196] hat dazu eine wertvolle Ergänzung veröffentlicht. Zum Schätzen des gaseitigen Stoffübergangs können die gesicherten Kenntnisse des Stoffübergangs in einphasig durchströmten Rohren ([17], S. 405/459) herangezogen werden. Dabei ist in den betreffenden Beziehungen als Gasgeschwindigkeit die Relativgeschwindigkeit zwischen dem Dampf und der Oberflächengeschwindigkeit des Films einzusetzen. Da bei höheren Filmreynoldszahlen die Welligkeit des Films die Gasströmung beeinflusst [197], sind für den gaseitigen Stoffübergangskoeffizienten die aus Absorptionsmessungen in Rieselrohren gewonnenen Beziehungen von BRAUN und HIBY [198] verlässlicher. Zum Bestimmen der gaseitigen SHERWOODzahl in Rieselrohren ist auch das mit Absorptionsmessungen überprüfte theoretische Modell von HIKITA und Mitarbeitern [199] von Interesse.

Bei der Auswertung von Rektifizierungsversuchen mit den SULZER-Metallgewebepackungen BX und CY bei Drücken von 700 bis $4 \cdot 10^4$ Pa (Versuchsbereiche: $0,5 < Re_f < 11$; $87,5 < Re_g < 500$; $Rz < 37,5$; $70 < Sc_f < 2000$; $0,725 < Sc_g < 0,743$; $0,5 \text{ m} \leq d_K \leq 1 \text{ m}$) fand ZOGG [180, 181], daß sich der flüssigkeitsseitige Stoffübergang hinreichend genau durch den Stoffübergang an der freien Grenzfläche eines laminaren Rieselfilms beschreiben läßt, wenn man an jeder Gewebeknickstelle eine vollständige Flüssigkeitsvermischung annimmt. BRAUER ([17], S. 555) gibt für den Fall vernachlässigbarer Einflüsse der Oberflächenkonzentrationsänderung und der Oberflächenschubspannung folgende Gleichung zur Ermittlung der mittleren flüssigkeitsseitigen SHERWOODzahl laminarer Rieselfilme an:

$$Sh_f = 3,415 + \frac{0,276 Ez^{-1,2}}{1 + 0,20 Ez^{-0,7}} \quad (6.92)$$

Die SHERWOODzahl Sh_f ist mit der Filmdicke δ_f aus (6.47) zu bilden:

$$Sh_f = \beta_f \delta_f / D_f \quad (6.93)$$

Die Einlaufkennzahl Ez folgt mit der flüssigkeitsseitigen REYNOLDSzahl Re_{fS} aus (6.46), der flüssigkeitsseitigen Schmidtzahl Sc_f aus (1.46), der Filmdicke δ_f aus (6.47) und der vermischungsfreien Filmlänge zwischen zwei Pakungsknickstellen z_K (Tabelle 6.1) aus:

$$Ez = z_K / (Re_f / Sc_f \delta_f) \quad (6.94)$$

/ l_s

Der Gültigkeitsbereich der Beziehung (6.92) ist auf wellenfreie, laminare Rieselfilme beschränkt. In [27], S. 683/691 werden die Grenzen für die Entstehung von Oberflächenwellen ausführlich erörtert. Sie sind von der dynamischen Viskosität, der Oberflächenspannung und der Dichte des Flüssigkeitsfilms abhängig. Da sich in der SULZER-Gewebepackung nach den Gewebeknickstellen wieder eine Anlaufströmung ausbildet (vergleiche dazu [196]) und weil die Gleichung (6.92) in jedem Fall einen unteren Grenzwert für den flüssigkeitsseitigen Stoffübergang liefert, ist die Beziehung (6.95) für die normalereise bei der Rektifikation in der SULZER-Gewebepackung vorliegenden Verhältnisse bis zu Drücken von etwa 10^3 Pa anwendbar.

Der gaseitige Stoffübergang läßt sich nach ZOGG [181] mit $a_i = a$ für die Metallgewebepackung der Bauart BX (im angegebenen Bereich mit maximalen Abweichungen von $\pm 15\%$) mit

$$Sh_g = 0,194 Re_g^{0,803} Sc_g^{1/3} \quad (6.95)$$

und der Bauart CY mit

$$Sh_g = 0,228 Re_g^{0,803} Sc_g^{1/3} \quad (6.96)$$

berechnen. In diesen Gleichungen ist die mittlere gaseitige SHERWOODzahl mit dem hydraulischen Durchmesser aus (6.48) zu bilden:

$$Sh_g = \beta_g d_h / D_g \quad (6.97)$$

Die gaseitige REYNOLDSzahl ist mit der Gleichung (6.43) zu berechnen.

Tabelle 6.1. Auslegungsdaten der Metallgewebepackungen BX und CY (Sulzer).

Packung	bezogene Oberfläche a [m^2/m^3]	Gewebedicke δ_G [m]	Filmlänge z_K [m]	Neigung der Rieselebene ψ [°]	maximale Strömungskennzahl Rz_{max} [-]	Betriebsströmungskennzahl Rz [-]
BX	500	0,00045	0,0237	67,1	50	37,5
CY	700	0,00045	0,0103	57,4	44	33,0

Der flüssigkeitsseitige Stoffübergang bei der Absorption mit der SULZER-Metallgewebepackung wurde in [200] untersucht. Darauf aufbauende Angaben zur Ermittlung des HTU-Werts bei der Absorption mit SULZER-Kunststoffgewebepackungen findet man in [201].

Beispiel 6.12

Für unser Auslegungsbeispiel ist die Packungshöhe eines mit SULZER-Metallgewebe BX ausgerüsteten Verstärkungsteils zu berechnen.

Mittlerer, flüssigkeitsseitiger molarer Stoffübergangskoeffizient:

Sc_l aus dem Beispiel 6.11: $Sc_l = 75,4$

Dem Beispiel 6.9 entnehmen wir $d_K = 0,96 \text{ m}$, $\delta_l = 8,80 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ und $Re_f = 15,34$; der Tabelle 6.1: $z_K = 0,0237 \text{ m}$
 (6.94): $Ez = 0,0237 / (15,34 \cdot 75,4 \cdot 8,80 \cdot 10^{-5}) = 0,2328$

(6.92): $Sh_l = 3,415 + 0,276 \cdot 0,2328^{-1,2} / (1 + 0,20 \cdot 0,2328^{-0,7}) = 4,44$

(6.93): $\beta_l = Sh_l D_l / \delta_l = 4,44 \cdot 4,85 \cdot 10^{-9} / 8,80 \cdot 10^{-5} \text{ m/s} = 2,43 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}$

(6.55): $k_l = 2,43 \cdot 10^{-4} \cdot 804 / 82,3 \text{ kmol/m}^2\text{s} = 2,37 \cdot 10^{-3} \text{ kmol/m}^2\text{s}$

lcs

Mittlerer, gasseitiger molarer Stoffübergangskoeffizient:

Beispiel 6.9: $Re_g = 659$, $d_h = 6,75 \cdot 10^{-3} \text{ m}$;
 Beispiel 6.11: $Sc_g = 0,844$

(6.95): $Sh_g = 0,194 \cdot 659^{0,803} \cdot 0,844^{1/3} = 33,6$

(6.97): $\beta_g = Sh_g D_g / d_h = 33,6 \cdot 4,10 \cdot 10^{-6} / 6,75 \cdot 10^{-3} \text{ m/s} = 0,0204 \text{ m/s}$

(6.56): $k_g = 0,0204 \cdot 2,69 / 81,06 \text{ kmol/m}^2\text{s} = 6,78 \cdot 10^{-4} \text{ kmol/m}^2\text{s}$

Mittlerer, gasseitiger HTU-Wert:

Aus Beispiel 6.11: $m = 0,588$

(6.76): $K_g = [(1/6,78 \cdot 10^{-4}) + (0,588/2,37 \cdot 10^{-3})]^{-1} \text{ kmol/m}^2 \text{ s} = 5,80 \cdot 10^{-4} \text{ kmol/m}^2\text{s}$ mit $a_i = a = 500 \text{ m}^2/\text{m}^3$ aus Tabelle 6.1:

(6.78): $HTU_g = 0,02737 / [500 (\pi/4) 0,96^2 \cdot 5,80 \cdot 10^{-4}] \text{ m} = 0,130 \text{ m}$

Wir erhalten damit aus (6.80) eine gegenüber der Raschgringschüttung des Beispiels 6.11 wesentlich geringere Packungshöhe des Verstärkungsteils von $z = 0,130 \cdot 8,17 \text{ m} = 1,06 \text{ m}$. Da wir für dieses Beispiel etwas über den angegebenen Bereich, aus dem die Gleichungen (6.95) und (6.96) gewonnen wurden, extrapolieren mußten, ist ein Zuschlag von rund 25 % angebracht: $z_{\text{eff}} \approx 1,35 \text{ m}$.

Damit ergibt sich für unser Beispiel ein Packungsvolumen von $0,98 \text{ m}^3$. Für die gleiche Trennaufgabe wurden gemäß den Ergebnissen der Beispiele 6.8 und 6.11 Raschgringe mit einem Gesamtvolumen von $6,4 \text{ m}^3$ benötigt. Die wichtigsten Daten der drei in den Beispielen dieses Kapitels ausgelegten Verstärkungsteile sind in Tabelle 6.2 zusammengestellt.

Zur genaueren Auslegung müßte nun der Druckverlust im Verstärkungs- und im Abtriebsteil berechnet werden. Dann müßten die Stoffwerte und Gleichgewichtsdaten (zumindest für die mittleren Zusammensetzungen in den beiden Kolonnenteilen) für die effektiven Drücke in der Kolonne neu bestimmt werden. Die Auslegung wäre damit auf dem hier gezeigten Weg zu wiederholen.

Zusammenfassende Darstellungen zum Druckverlust in Kolonnen mit Füllkörperschüttungen findet man bei BRAUER ([19], S. 766/794), REICHELDT ([171], S. 59/163, [172]) und SCHUMACHER [202]. Der Druckverlust in innen berieselten Rohren wird in BRAUER ([19], S. 713/761) ausführlich behandelt.

Der Druckverlust in der SULZER-Gewebepackung kann nach einem Vorschlag von ZOGG [184] aus der Beziehung für den Druckverlust in einer Kanalströmung

$$\Delta p = c_f (\rho_g/2) w_g^2 (z/d_h) \quad (6.98)$$

berechnet werden, wenn der Widerstandsbeiwert c_f in Abhängigkeit der nach (6.45) definierten Zweiphasenströmungskennzahl Rz und des dimensionslosen Kolonnendurchmessers ($a d_K$) bestimmt wird. Für den normalen Betriebspunkt ($Rz = 37,5$ für die BX-Packung und $Rz = 32,5$ für die CY-Packung) betragen die Widerstandsbeiwerte der BX-Packung

$$c_f = 0,331 + 19,3 / (a d_K) \quad (6.99)$$

und der CY-Packung:

$$c_f = 0,68 + 112 / (a d_K) \quad (6.100)$$

Diese Näherungsgleichungen vermögen die Druckverluste im bei den Beziehungen zum Stoffübergang angegebenen Bereich mit einer mittleren Abweichung von $\pm 20 \%$ wiederzugeben.

Tabelle 6.2. Ergebnisse der Beispiele zur Auslegung des Verstärkungsteils einer Rektifizierkolonne.

		flüssige Phase	Gasphase	Beispiele	
Molenbruch am Zulauf	[-]	0,415	0,6	2	
Molenbruch des Kopfprodukts	[-]	0,975	0,975	2	
mittlere Molmassen	[kg/kmol]	82,3	81,06	4	
mittlere Dichten	[kg/m³]	804	2,69	4	
mittlere dynamische Viskosität	[kg/ms]	$2,94 \cdot 10^{-4}$	$9,31 \cdot 10^{-6}$	8	
mittlere Diffusionskoeffizienten	[m²/s]	$4,85 \cdot 10^{-9}$	$4,10 \cdot 10^{-6}$	11	
mittlere Oberflächenspannung	[N/m]	0,0205		4	
Molströme	[kmol/s]	0,01825	0,02737	2	
Volumenströme	[m³/s]	$1,87 \cdot 10^{-3}$	0,825	5	
		Sieb- boden- kolonne	25-mm- Raschig- ringe	Sulzer- packung BX	Beispiele
Kolonndurchmesser	[m]	1,03	1,19	0,96	5, 8, 9
mittlere Gasgeschwindigkeit	[m/s]	1,11	0,743	1,14	5, 8, 9
Bodenabstand	[m]	0,5			5
Anzahl Trennstufen	[-]	8			6
NTU _g (gasseitige Übertragungseinheiten)	[-]		8,17	8,17	10
effektive Bodenzahl	[-]	12			7
aktive Kolonnenhöhe	[m]	6			
HTU _g (Höhe einer Übertragungseinheit)	[m]		0,560	0,130	11, 12
Füllkörperhöhe berechnet	[m]		4,58	1,06	11, 12
Füllkörperhöhe mit Sicherheitszuschlag	[m]		5,75	1,35	11, 12
Gesamtvolumen der Füllkörper	[m³]		6,4	0,98	12

Beispiel 6.13

Wie groß ist der Druckverlust in der BX-Metallgewebepackung des Verstärkungsteils unseres Auslegungsbeispiels?

Beispiel 6.4: $\rho_g = 2,69 \text{ kg/m}^3$; Beispiel 6.9: $d_K = 0,96 \text{ m}$, $d_h = 6,75 \cdot 10^{-3} \text{ m}$, $w_g = 1,14 \text{ m/s}$, $Rz = 37,2$; Beispiel 6.12: $z = 1,35 \text{ m}$ (6.99): $c_f = 0,331 + 19,3/(500 \cdot 0,96) = 0,371$ (6.98): $\Delta p = 0,371 (2,69/2) 1,14^2 \cdot 1,35/6,75 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} = 130 \text{ Pa}$

Bei einem Kopfdruck von 10^5 Pa würde demzufolge an der Zulaufstelle ein nur geringfügig höherer Druck von ungefähr $1,001 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ herrschen. In der Raschiringschüttung wäre der Druckverlust wesentlich größer.

6.3 Energiebedarf zur Rektifikation

Der Energiebedarf zur Rektifikation ist unter anderem vom Rücklaufverhältnis und von der Nutzung der im Kondensator anfallenden Abwärme abhängig. Er ist beträchtlich und erreicht beispielsweise in den USA 3 % des Gesamtenergieumsatzes [203].

Weil der zu verdampfende Massenstrom durch das Rücklaufverhältnis beeinflusst werden kann, ist man bestrebt, dieses möglichst klein zu

halten. Wie wir erfahren haben, nimmt aber dadurch die benötigte Anzahl Trennstufen beziehungsweise der NTU-Wert und damit die notwendige Kolonnenhöhe zu. Der Reduktion des Rücklaufverhältnisses sind deshalb, besonders bei der Verwendung von Kolonneneinbauten mit mäßiger Trennwirksamkeit, Grenzen gesetzt.

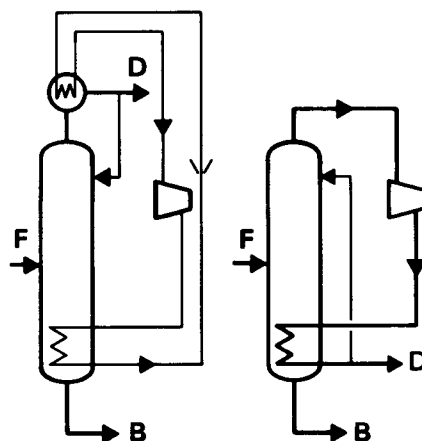


Bild 6.21. Wärmerückgewinnung bei der Rektifikation: Brudenkompression (rechts) und Wärmepumpe mit separatem Heizkreislauf (links). B Sumpfförderer, D Kopfprodukt (Destillat), F Zulauf. (Sulzer)

Falls die **Kondensatorwärme** überhaupt nicht genutzt wird (und das ist noch in manchen Anlagen wie beispielsweise bei luftgekühlten Kondensatoren direkt auf dem Kolonnenkopf, [134], S. 468, der Fall), entspricht der Leistungsbedarf zur Rektifikation der nach der Gleichung (5.17) dem Verdampfer zuzuführenden Leistung. Unter dem Druck steigender Energiepreise ist man gezwungen, die im Kondensator anfallende Abwärme möglichst weitgehend zu nutzen. Das kann mit der im Abschnitt 5.3.2.2 besprochenen **Brüdenkompression** oder durch **Wärmepumpen mit Hilfskreislauf** realisiert werden: **Bild 6.21**.

In beiden Fällen geht es darum, das Temperaturniveau der Kondensatorabwärme so weit zu heben, daß damit der Verdampfer beheizt werden kann. Dies geht um so leichter, je geringer der Druckverlust in der Kolonne (und damit der Temperaturunterschied zwischen Kopf und Sumpf der Kolonne) ist. Der Forderung nach möglichst geringem Druckverlust pro Trennstufe oder Übertragungseinheit kommt deshalb noch vermehrte Bedeutung zu. Bei Füllkörperpackungen mit geringem Druckverlust läßt sich der Leistungsbedarf durch Brüdenkompression auf unter 20 % des Leistungsbedarfs ohne Wärmerückgewinnung senken [204] (Näheres dazu in [204 bis 207]).

Wir haben uns in diesem Kapitel nur mit der Rektifikation von Zweistoffgemischen beschäftigt. Das Eingehen auf die **Rektifikation von Mehrstoffgemischen** würde den Rahmen dieser Einführung sprengen. Hierzu sei lediglich bemerkt, daß zum Trennen eines Mehrstoffgemischs in n Komponenten $n-1$ Rektifizierkolonnen benötigt werden. Die Rektifikation von Mehrstoffgemischen wird im Buch von HOLLAND [208] und einigen neueren Arbeiten [209 bis 213] ausführlich behandelt.

7. Absorption

Flüssigkeiten vermögen im allgemeinen geringe Mengen von Gasen zu lösen. Aus dem Alltag ist uns die **physikalische Lösung** von Gasen in Flüssigkeiten vertraut. Die physikalische Löslichkeit wird mit zunehmendem Druck und sinkender Temperatur größer. Wir kennen dies etwa vom Entweichen des Kohlendioxids beim Öffnen von Getränkeflaschen infolge der Druckreduktion oder vom Ausscheiden gelöster Gase bei der Wassererwärmung in der Kochpfanne.

Gase können von Flüssigkeiten auch **chemisch gebunden** werden. Als Beispiel ist aus dem elementaren Chemieunterricht die Trübung von Kalkwasser durch Kohlendioxid bekannt. Dabei entsteht aus dem $\text{Ca}(\text{OH})_2$ im Kalkwasser und dem CO_2 Calciumcarbonat CaCO_3 .

Die Fähigkeit von Flüssigkeiten, Gase physikalisch zu lösen oder chemisch zu binden, ist stoffspezifisch. Wasser kann beispielsweise bei Umgebungsbedingungen im Vergleich zu Sauerstoff rund das tausendeinhundertfache Schwefeldioxidvolumen oder das einunddreißigfache Kohlendioxidvolumen aufnehmen. Diese **selektive Löslichkeit** wird zur technischen Trennung von Gasgemischen genutzt. Falls dazu physikalisch lösende Flüssigkeiten verwendet werden, spricht man von **physikalischer Absorption**. Bei der **chemischen Absorption** werden die aus dem Gasgemisch zu entfernenden Komponenten durch eine chemische Reaktion an die flüssige Phase gebunden.

Die Absorption hat von der Trennung der bei chemischen Reaktionen oder biochemischen Vorgängen entstehenden Gasgemische (Kohlevergasung, Biogas aus pflanzlichen Abfällen und anderes mehr) bis zur Reinigung von Abgasen (beispielsweise Entfernen von Schwefeldioxid und Chlorwasserstoffen aus Rauchgasen) ein weites Anwendungsgebiet. Die erwähnten Beispiele unterstreichen die zunehmende Bedeutung der Absorption.

Im folgenden beschränken wir uns auf die Behandlung der **Absorption einer Komponente**. Für die gleichzeitige Absorption von zwei oder mehr Stoffen sei verwiesen auf [22], S. 515/422, 466/473 und [30], S. 263/273.

Bei der Absorption findet wie bei der Rektifikation ein Stofftransport zwischen einer gasförmigen und einer flüssigen Phase statt. Deshalb werden wir an manchen Stellen auf das bei der Rektifikation Erarbeitete zurückgreifen können.

7.1 Absorptionsgleichgewicht

7.1.1 Physikalische Löslichkeit von Gasen in Flüssigkeiten

Die physikalische Löslichkeit von Gasen in Flüssigkeiten (solubility of gases in liquids) läßt sich aus dem bei der Destillation erörterten **RAOULTSchen Gesetz** (5.5) abschätzen, falls das Lösemittel und die gelöste Komponente ein hinreichend ideales Gemisch bilden. Die Proportionalität zwischen dem Partialdruck einer Komponente in der Gasphase und ihrem Molenbruch in der flüssigen Phase läßt sich (besonders bei kleinen Konzentrationen der gelösten Komponente) auch bei realem Verhalten der flüssigen Phase beobachten. An die Stelle des Dampfdrucks P_i tritt dann aber der **HENRY-Koeffizient** H_i :

$$p_i = x_i H_i \quad (7.1)$$

Der **HENRY-Koeffizient** weicht um so stärker vom Dampfdruck des betreffenden Stoffs ab, je realer sich das Gemisch aus dem Lösungsmittel und dem gelösten Stoff verhält. Falls sich die Gasphase bis zu mäßigen Drücken noch mit genügender Genauigkeit wie ein ideales Gas verhält, läßt sich das **HENRYsche Gesetz** (7.1) (Henrys law) in Analogie zur Gleichung (5.6) auf die nachstehende Form bringen:

$$y_i = x_i H_i/p \quad (7.2)$$

Bei hohen reduzierten Drücken wird die Ermittlung des Zusammenhangs zwischen den Molenbrüchen der beiden Phasen wesentlich komplizierter ([220 bis 222], [3], S. 578/579, [223], S. 4-51/4-56). Deshalb kann hier nicht darauf eingegangen werden.

Zur rechnerischen Erfassung der Absorption ist es zweckmäßig, als Zusammensetzungsmaß anstelle der Molenbrüche die nach (1.7) definierten Molbeladungen einzuführen. Dabei wählt man für die Gasphase die an der Absorption nicht (oder nur unwesentlich) teilnehmende Komponente und für die flüssige Phase das Lösungsmittel als Trägerkomponenten. Der Tabelle 1.1 entnehmen wir für Zweistoffgemische die folgenden Umrechnungsformeln:

$$x_i = X_i/(1 + X_i) \quad (7.3)$$

$$y_i = Y_i/(1 + Y_i) \quad (7.4)$$

Damit ergibt sich aus der Gleichung (7.2) die Gleichgewichtsmolbeladung der zu absorbier-

renden Komponente in der Gasphase aus der Molbeladung der gelösten Komponente in der flüssigen Phase:

$$Y_i = \frac{X_i H_i}{p(1 + X_i) - X_i H_i} \quad (7.5)$$

Um die Abhängigkeit der physikalischen Löslichkeit vom Druck und der Temperatur besser erkennen zu können, lösen wir die Gleichung (7.5) nach der Molbeladung der gelösten Komponente auf:

$$X_i = \frac{p}{H_i(1 + 1/Y_i) - p} \quad (7.6)$$

Wir sehen daraus, daß ein Lösemittel aus einem gegebenen Gasgemisch (konstante Molbeladung Y_i) um so mehr einer Komponente i physikalisch absorbieren kann, je höher der Gesamtdruck und je kleiner der HENRY-Koeffizient ist. Da der HENRY-Koeffizient dem Dampfdruck ähnlich ist, nimmt er mit sinkender Temperatur ebenfalls im allgemeinen ab. Daraus können wir den Schluß ziehen, daß die physikalische Absorption bei möglichst hohem Gesamtdruck und möglichst tiefer Temperatur durchgeführt werden soll.

Die Löslichkeit von Gasen in Flüssigkeiten wurde für zahlreiche Stoffpaare gemessen. Umfangreiche Sammlungen experimentell ermittelter Löslichkeitsdaten findet man in [214] und [215]. In [216] wird auf weitere Zusammenstellungen verwiesen. Leider erfolgen die Löslichkeitsangaben nicht immer in der Form von HENRY-Koeffizienten. Diese können aber mit Hilfe der Tabelle 1.1 meist ohne weiteres berechnet werden. Dabei ist zu beachten, daß sich die oft angegebenen Normkubikmeter (m^3_n) durch die folgende Zahlenwertgleichung in die Stoffmenge in [kmol] umrechnen lassen ([217], S. 325, [218], S. 418/419, DIN 1343):

$$N_i = m^3_{ni} \cdot 0,0446/Z_i \quad (7.7)$$

Darin ist Z_i der nach den Ausführungen des Abschnitts 5.1.1.1 für $T = 273,15$ K und $p = 1,013 \cdot 10^5$ Pa aus Bild 5.2 zu bestimmende Realgasfaktor.

Beispiel 7.1

In technischen Anlagen wird zur physikalischen Absorption von Kohlendioxid unter anderem das Lösemittel NMP (N-Methylpyrrolidon; C_4H_9NO) verwendet. In [219] werden für die Löslichkeit von Kohlendioxid in NMP folgende BUNSENSche Löslichkeitskoeffizienten (bei einem Partialdruck von $1,013 \cdot 10^5$ Pa in

$1 m^3$ NMP gelöste Normkubikmeter Kohlendioxid) angegeben:

- 273 K: $6,2 m^3_n/m^3$
- 293 K: $3,95 m^3_n/m^3$
- 313 K: $2,6 m^3_n/m^3$
- 333 K: $1,8 m^3_n/m^3$

Der kritische Druck von Kohlendioxid beträgt $73,76 \cdot 10^5$ Pa, seine kritische Temperatur $304,15$ K ([34], S. 183).

Mit diesen Angaben und den Stoffwerten aus der Tabelle 7.1 ist die Temperaturabhängigkeit des HENRY-Koeffizienten zu bestimmen und mit dem Dampfdruck des Kohlendioxids zu vergleichen.

Tabelle 7.1. Gleichgewicht für die physikalische Absorption von Kohlendioxid in N-Methylpyrrolidon (NMP).

Temperatur [K]	ρ_l von NMP [kg/m ³]	HENRY-Koeffizient H_{CO_2} [Pa]
273,15	1029	$3,87 \cdot 10^6$
293,15	1020	$5,98 \cdot 10^6$
313,15	1008	$8,94 \cdot 10^6$
333,15	996	$12,7 \cdot 10^6$

Die Berechnung des HENRY-Koeffizienten verfolgen wir für die Löslichkeitsangabe bei 293 K:

- reduzierte Temperatur $T_r = 293/304,15 = 0,963$
- reduzierter Druck $p_r = 1,013/73,76 = 0,0137$
- Realgasfaktor aus Bild 5.2: $Z_{CO_2} = 0,994$
- in $1 m^3$ NMP gelöste CO_2 -Menge aus (7.7):
 $N_{CO_2} = 3,95 \cdot 0,0446/0,994 \text{ kmol} = 0,177 \text{ kmol}$
- Stoffmenge von $1 m^3$ NMP aus (1.2):
 $N_{NMP} = \rho_{NMP} V_{NMP}/M_{NMP} = 1020 \cdot 1/99,14 \text{ kmol} = 10,29 \text{ kmol}$
- Molenbruch von CO_2 in der flüssigen Phase aus (1.4): $x_{CO_2} = 0,177/(0,177 + 10,29) = 0,0169$
- HENRY-Koeffizient aus (7.1): $H_{CO_2} = p_{CO_2}/x_{CO_2} = 1,013 \cdot 10^5/0,0169 \text{ Pa} = 5,98 \cdot 10^6 \text{ Pa}$.

Die Ergebnisse für die übrigen Löslichkeitsangaben sind in Tabelle 7.1 aufgeführt. In Bild 7.1 ist der HENRY-Koeffizient zusammen mit dem Dampfdruck des Kohlendioxids (aus [34], S. 201) über der Temperatur aufgetragen. Bei diesem Beispiel stimmen der Dampfdruck und der HENRY-Koeffizient außergewöhnlich gut überein. Meist treten deutlichere Abweichungen zwischen dem HENRY-Koeffizienten und dem Dampfdruck auf.

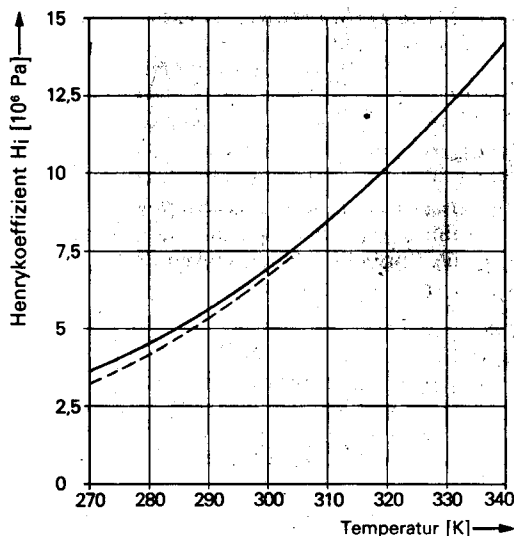


Bild 7.1. Temperaturabhängigkeit des Henry-Koeffizienten für die physikalische Lösung von Kohlendioxid in NMP bei Umgebungsdruck. Zum Vergleich gestrichelt: Dampfdruck von Kohlendioxid.

In Bild 7.2 sind die mit den HENRY-Koeffizienten des Beispiels 7.1 aus der Gleichung (7.5) für Gesamtdrücke von 10^5 und $20 \cdot 10^5$ Pa und Temperaturen von 273 und 313 K berechneten Gleichgewichtskurven (equilibrium line) dargestellt. Dieses Diagramm mit den Molbeladungen der Gasphase und der flüssigen Phase werden wir künftig als **Beladungsdiagramm** bezeichnen. Da die Gasphase bei $20 \cdot 10^5$ Pa schon erhebliche Abweichungen vom idealen Gas zeigt, können die mit (7.5) berechneten Kurven bei diesem Druck nur noch als Näherung betrachtet werden. Die exakte Berechnung des Lösungsgleichgewichts bei hohen Drücken würde den Rahmen dieser Einführung sprengen. Sie wird beispielsweise in [220] und [221] erläutert.

Bild 7.2 veranschaulicht die starke Druck- und Temperaturabhängigkeit der Löslichkeit. Falls in der Gasphase beispielsweise eine Molbeladung an Kohlendioxid von 0,5 und ein Gesamtdruck von 10^5 Pa herrscht, kann NMP bei einer Temperatur von 273 K Kohlendioxid bis zu einer Molbeladung von 0,00907 lösen. Bei einer Druckerhöhung auf $20 \cdot 10^5$ Pa steigt dieser Wert auf etwa 0,22. Bei einer um 40 K höheren Temperatur von 313 K betragen die Gleichgewichtsmolbeladungen in der flüssigen Phase nur noch 0,0039 bei einem Gesamtdruck von 10^5 Pa beziehungsweise noch 0,085 bei einem Gesamtdruck von $20 \cdot 10^5$ Pa.

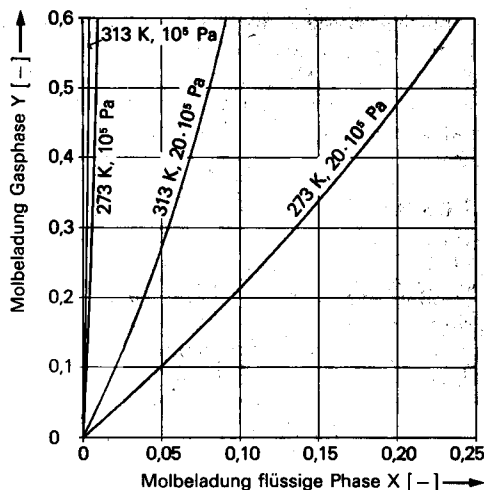


Bild 7.2. Gleichgewichtskurven für die physikalische Absorption von Kohlendioxid aus einem idealen Gasgemisch mit NMP (N-Methylpyrrolidon).

Daraus erkennen wir, daß die physikalische **Absorption bei hohem Druck** und möglichst **tiefer Temperatur** erfolgen soll. Normalerweise sind die Lösemittel nach dem Verlassen des Absorbers zur erneuten Verwendung durch Austreiben der gelösten Gase wieder zu regenerieren. Diesen Vorgang nennen wir **Desorption**. Für eine gute Lösemittelregenerierung muß die Desorption bei tiefem Druck und eventuell (großer Energiebedarf!) erhöhter Temperatur stattfinden.

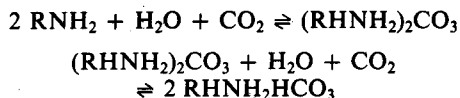
Falls für ein Stoffpaar keine experimentell ermittelten Löslichkeitsdaten vorliegen, ist das Lösungsgleichgewicht mit den beispielsweise in [128, 220 und 221] erläuterten Methoden zu berechnen. Die dabei erreichbaren Genauigkeiten sind beim derzeitigen Stand der Theorie des Gas-Flüssig-Phasengleichgewichts allerdings noch bescheiden.

7.1.2 Chemisch wirkende Absorptionsmittel

Chemisch wirkende Absorptionsmittel gehen mit dem absorbierten Stoff, dem **Absorptiv**, eine **chemische Reaktion** ein. Um das beladene Waschmittel regenerieren zu können, muß diese Reaktion unter veränderten Bedingungen im Desorber rückwärts ablaufen. Das Absorptionsmittel muß also mit dem Absorptiv eine reversible chemische Reaktion eingehen.

Wir wollen dies verfolgen am Beispiel der auch technisch bedeutsamen chemischen Absorption (absorption associated with chemical reaction) von Kohlendioxid mit einem Absorp-

tionsmittelgemisch aus Monoäthanolamin/Wasser (Massenbruch von Monoäthanolamin: 0,153; mittlere Molmasse des Waschmittelgemischs: 20,2 kg/kmol). Die hier zweistufige Reaktion verläuft nach den Gleichungen ([224], S. 327):



Darin ist R die Gruppe $-\text{CH}_2-\text{CH}_2\text{OH}$. Die Reaktionen verlaufen bei der Absorption von links nach rechts und bei der Desorption in umgekehrter Richtung. Bei der Absorptionsreaktion wird dabei gemäß den Reaktionsgleichungen in beiden Schritten Kohlendioxid benötigt, während es bei der Desorption wieder frei wird.

Bild 7.3 zeigt die aus den Angaben in [225], S. 14-10 unter der vereinfachenden Annahme einer idealen Gasphase berechneten Gleichgewichtskurven im Beladungsdiagramm. Ihr Verlauf zeigt uns, daß die Gleichgewichtsbeladung des Absorptionsmittels mit steigender Kohlendioxidbeladung im Gasgemisch zunächst sehr stark anwächst. Bei höheren Kohlendioxidgehalten im Gasgemisch nimmt die Gleichgewichtswaschmittelbeladung aber nur noch schwach zu. Dieser Verlauf ist für die meisten chemischen Absorptionen charakteristisch.

Aus diesem Grund ist die chemische Absorption zum Abtrennen von Komponenten, die im Gasgemisch nur in geringer Konzentration vorkommen, besonders interessant. Das ist beispielsweise bei den meisten Abgasreinigungsaufgaben der Fall. Oft wird auch zweistufig absorbiert. In der ersten Stufe wird dann die Grobtrennung mit einer physikalischen Absorption und in der zweiten die Feinreinigung mit einer chemischen Absorption durchgeführt.

Wir wollen die Unterschiede zwischen der physikalischen und der chemischen Absorption anhand der Bilder 7.2 und 7.3 an einem konkreten Beispiel diskutieren. Dazu gehen wir von einer Molbeladung der Gasphase von $Y = 0,3$ und einem Druck von 10^5 Pa aus. Die Gleichgewichtsmolbeladung des NMP beträgt dann bei 313 K 0,0272, jene des MEA/W (Monoäthanolamin/Wasser) bei 353 K 0,0240. Das Herabsetzen der Temperatur um 40 K bewirkt bei sonst gleichen Bedingungen eine Zunahme der Gleichgewichtsmolbeladung des NMP um 130 % und des MEA/W um lediglich 28 %. Durch Erhöhen des Gesamtdrucks von 10^5 auf $20 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ wird die Gleichgewichtsmolbeladung

des NMP gegenüber den Ausgangsbedingungen um das Einundzwanzigfache gesteigert, während sie beim MEA/W nur um den Faktor 1,43 größer wird.

Diese Feststellungen können wir wie folgt verallgemeinern: Das Gleichgewicht ist bei der chemischen Absorption im allgemeinen weniger temperaturabhängig als bei der physikalischen. Bei zahlreichen chemischen Absorptionen genügt die Temperaturabhängigkeit des Gleichgewichts aber doch für eine ausreichende Wasch-

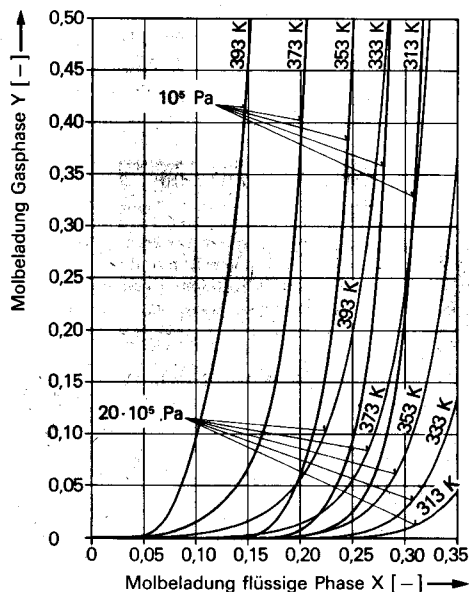


Bild 7.3. Gleichgewichtskurven im Beladungsdiagramm für die chemische Absorption von Kohlendioxid aus einem idealen Gasgemisch mit einem Monoäthanolamin/Wasser-Gemisch. Die Molbeladung der flüssigen Phase bezieht sich auf das Absorptionsmittelgemisch mit einem Massenbruch an Monoäthanolamin von 0,153.

mittelregenerierung. Demgegenüber ist die Druckabhängigkeit des Gleichgewichts bei der chemischen Absorption im Gegensatz zur physikalischen für die technische Nutzung meist zu gering. Chemische Absorptionen werden deshalb im Gegensatz zu physikalischen häufig bei Umgebungsdruck durchgeführt.

Die Theorie des Gleichgewichts bei der chemischen Absorption wird in den Lehrbüchern der physikalischen Chemie (beispielsweise [8], [77] und [127]) behandelt. Für in der Technik häufig vorkommende chemische Absorptionsprozesse sind Gleichgewichtsdaten in [215], [224], [225], S. 14-2/12, [226] und [227] zusammengestellt.

7.2 Absorptionswärme

Wir haben gesehen, daß das Absorptionsgleichgewicht bei der physikalischen Absorption ausgeprägt temperaturabhängig ist. Auch bei der chemischen Absorption ist das Gleichgewicht temperaturabhängig, wenn auch im allgemeinen etwas weniger stark. Bevor wir zur Auslegung eines Absorbers übergehen können, müssen wir uns deshalb noch mit der Frage nach der bei der Absorption erzeugten Wärme, der **Absorptionswärme** (heat of absorption) beschäftigen.

Bei der Absorption erfährt das Absorptiv eine Phasenumwandlung. Beim Übergang von der Gasphase in die flüssige Phase wird die Kondensationswärme des Absorptivs frei. Falls das Absorptionsmittel und das Absorptiv (flüssige Phase) ein reales Gemisch bilden, tritt zur **Kondensationswärme** noch die **Lösungswärme**. Im Falle der chemischen Absorption übertrifft die dann zusätzlich auftretende **Reaktionswärme** die Kondensationswärme meist deutlich. **Tabelle 7.2** illustriert dies am Beispiel der Absorption von Kohlendioxid in einigen physikalisch lösenden und chemisch wirkenden Absorptionsmitteln.

Bei der Absorption mit physikalisch lösenden Absorptionsmitteln kann die Absorptionsenthalpie aus der **CLAUSIUS-CLAPEYRON**schen Gleichung (beispielsweise [8], S. 191/192) abgeschätzt werden, wenn man darin den Dampfdruck durch den **HENRY-Koeffizienten** ersetzt, das spezifische Volumen der flüssigen Phase gegenüber jenem der Gasphase vernachlässigt und das spezifische Volumen der Gasphase aus der Gleichung für ideale Gase berechnet:

$$h_{mA} \approx \frac{RT^2}{H_i} \cdot \frac{dH_i}{dT} \quad (7.8)$$

Für die chemische Absorption sind die Reaktionsenthalpien aus den Bildungswärmen zu berechnen. Diese findet man beispielsweise in [223], S. 3-137/144 tabelliert.

Beispiel 7.2

Die molare Absorptionsenthalpie ist für die Absorption von Kohlendioxid in NMP (Beispiel 7.1) mit der Gleichung (7.8) für eine Temperatur von 40 °C zu berechnen.

Die Ableitung dH_i/dT können wir durch Aufzeichnen der **HENRY-Koeffizienten** aus der Tabelle 7.1 über der absoluten Temperatur graphisch oder (genauer) über eine Ausgleichsrechnung numerisch bestimmen. Auf diese Weise

Tabelle 7.2. Molare Absorptionsenthalpie für die Absorption von Kohlendioxid bei einem Druck von 10^5 Pa (aus [3], S. 579). P: vorwiegend physikalisch lösendes Absorptionsmittel. C: vorwiegend chemisch reagierendes Absorptionsmittel. Vergleich: molare Kondensationsenthalpie von Kohlendioxid bei 273,15 K: 10,1 MJ/kmol.

Absorptionsmittel	physikalische/ chemische Absorption	molare Absorptions- enthalpie h_{mA} [MJ/kmol]
N-Methylpyrrolidon	P	13,4
Propylencarbonat	P	13,4
Methanol	P	13,8
Wasser	P	19,9
konzentrierte K ₂ CO ₃ -Lösung bei rund 100 °C	C	28,0
Monoäthanolamin (MEA)-Wasser ($x_{mMEA} = 0,153$)	C	84,5

finden wir ein dH_i/dT von $1,68 \cdot 10^5$ Pa/K. Die Gleichung (7.8) liefert damit:
 $h_{mA} = (8314,4 \cdot 313,15^2 / 8,52 \cdot 10^6) \cdot 1,68 \cdot 10^5$
 $J/kmol = 1,53 \cdot 10^7 J/kmol = 15,3 MJ/kmol$.
 Die gleiche Rechnung ergibt für eine Temperatur von 0 °C eine molare Absorptionsenthalpie von 13,7 MJ/kmol.

7.3 Durchführung der Absorption

Um das Absorptionsmittel nach dem Beladen im Absorber wieder verwenden zu können, muß eine Absorptionsanlage zwei Hauptkomponenten, nämlich den **Absorber** und den **Regenerator**, enthalten: **Bild 7.4**. Im Absorber wird

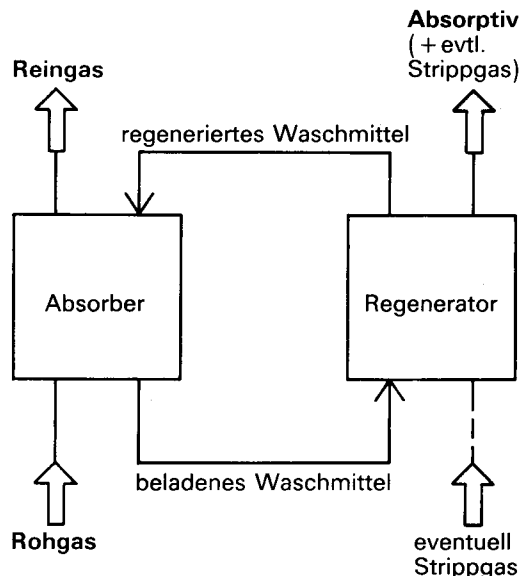


Bild 7.4. Grundfließbild einer Absorptionsanlage mit Regenerator.

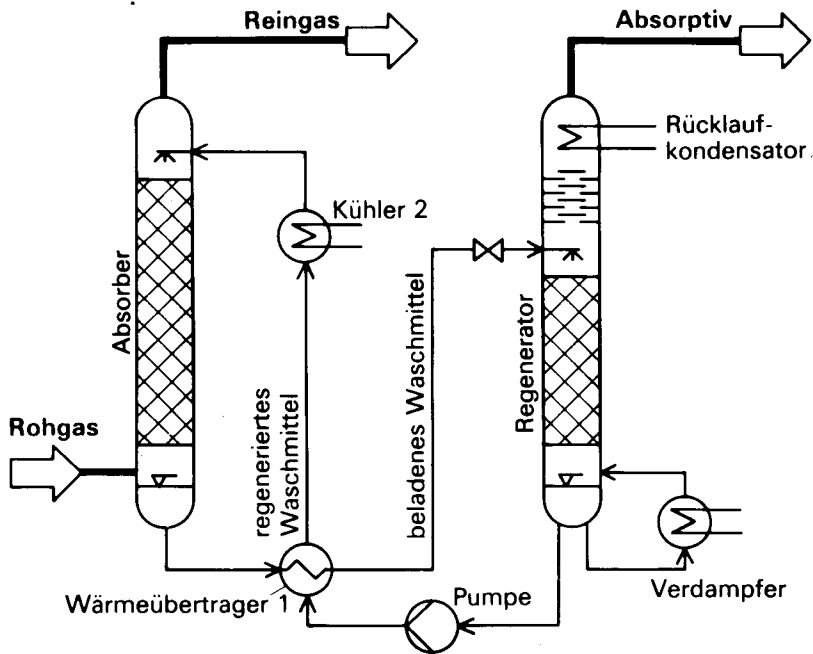


Bild 7.5. Verfahrensfliessbild einer Absorptionsanlage mit Regeneration des Waschmittels durch Rektifikation bei erhöhter Temperatur und reduziertem Druck.

das Absorptionsmittel mit dem Absorptiv beladen; im Regenerator wird es davon wieder befreit.

In beiden Apparaten findet somit ein Stofftransport zwischen einer Gasphase und einer flüssigen Phase statt. Im allgemeinen werden deshalb auch für die Absorption die im Kapitel 6 vorgestellten **Füllkörper-** oder **Bodenkolonnen** verwendet. In Sonderfällen gelangen allerdings auch Apparate zum Einsatz, in denen das Waschmittel zerstäubt wird (Sprüh-, Strahl-, Venturi- und Zyklonabsorber) oder durch welche die Gasphase in der Form von Blasen durch das im ganzen Apparat zusammenhängende Waschmittel strömt (Rührbehälter, Blasensäulen). Näheres dazu in [222], [228] und [229]. Im folgenden werden wir uns auf die Absorption in Füllkörper- oder Bodenkolonnen beschränken.

Wir haben bereits erfahren, daß die Absorption bei tiefer Temperatur erfolgen soll. Die physikalische Absorption ist gemäß der Gleichung (7.6) zum Erzielen einer hohen Beladung des Absorptionsmittels zudem bei hohem Druck durchzuführen.

Die Regeneration des Waschmittels soll seinen Gehalt an Absorptiv möglichst weitgehend reduzieren. Die **Regeneration eines physikalisch**

lösenden Waschmittels muß demzufolge bei niedrigem Druck und hoher Temperatur stattfinden.

Im einfachsten Fall kann man sich zur Regeneration auf eine Druckabsenkung beschränken. Diese **Entspannungsregeneration** ist dank geringem Energiebedarf und geringem apparativem Aufwand die kostengünstigste Lösung. Die sich dabei abspielende Desorption ist aus dem Alltag vom Öffnen mit kohlendioxidhaltigen Getränken gefüllter Flaschen bekannt. Bei der Entspannungsregeneration verdunstet auch ein Teil des Absorptionsmittels. Der damit verbundene Absorptionsmittelverlust kann durch eine Entspannung über mehrere Stufen gemindert werden.

Die, mit der Entspannungsregeneration erreichbare Reinheit des Waschmittels ist nicht immer genügend. Durch zusätzliche **Erwärmung** läßt sich weiteres Absorptiv entfernen. Falls bei der Regeneration sowohl das Absorptiv (keine Absorptionsmittelverluste) als auch das Absorptionsmittel mit hoher Reinheit anfallen sollen, wird das beladene Waschmittel zusätzlich durch eine **Rektifikation** getrennt. Man gelangt dann zu der in **Bild 7.5** gezeigten Anordnung. Das beladene Waschmittel wird dabei in einem Wär-

meübertrager durch das zum Absorber zurückfließende regenerierte Waschmittel erwärmt und im Regenerator in Absorptiv und Absorptionsmittel getrennt. Das regenerierte Waschmittel wird im Wärmeübertrager 1 und im Kühler 2 auf die für die Absorption gewünschte Temperatur gekühlt.

Bei gegebener Zusammensetzung der Gasphase wird gemäß der Gleichung (1.13) durch eine Reduktion des Gesamtdrucks auch der Partialdruck des Absorptivs erniedrigt. Damit nimmt nach dem HENRYschen Gesetz (7.1) die physikalische Löslichkeit ab. Diesen Effekt nutzt man zur Entspannungsregeneration. Man kann nun aber im Regenerator gemäß der Gleichung (1.13) auch ohne Gesamtdruckänderung eine Reduktion des Partialdrucks des Absorptivs erreichen, wenn man der Gasphase ein weiteres Gas (beispielsweise Wasserdampf oder ein Inertgas) beimischt. Man nennt das beigemischte Gas Stripppgas. Die auf diesem Vorgang beruhende Regeneration wird als Strippen bezeichnet.

Da die Beladung chemisch wirkender Absorptionsmittel in weiten Bereichen vom Partialdruck des Absorptivs nur wenig abhängt, wird die **Regenerierung chemischer Waschmittel** soweit möglich durch **Erwärmen** vorgenommen. Sie kann ebenfalls durch eine **Rektifikation** unterstützt werden. Auch **Fällungsreaktionen** werden zur Regeneration chemischer Waschmittel genutzt. Weitere Angaben zur Regeneration physikalischer und chemischer Waschmittel kann man [3], S. 586/589, [230] und [231] entnehmen.

7.4 Stoff- und Energiestrombilanzen

Wir haben schon bei der Rektifikation erfahren, daß der für die Trennung nötige Stofftransport durch den Unterschied zwischen dem aus Bilanzgründen möglichen Zustand in einer Kolonne und dem Gleichgewichtszustand verursacht wird. Das gleiche gilt auch für die Absorption. Nachdem wir das Absorptionsgleichgewicht im Abschnitt 7.1 behandelt haben, wenden wir uns deshalb im folgenden den Stoff- und Energiestrombilanzen zu. Dabei stützen wir uns auf das bei der Rektifikation ausführlich Erarbeitete.

7.4.1 Stoffstrombilanz für das Absorptiv

Ein geeignetes Absorptionsmittel löst nur unbedeutende Mengen des Trägergases und verdunstet in geringem Maß in den Gasstrom.

Die Molströme des Trägergases \dot{N}_G und des reinen Absorptionsmittels \dot{N}_L erfahren dann innerhalb des Absorbers keine wesentlichen Änderungen. Deshalb stellen wir die Bilanzgleichungen am zweckmäßigsten mit den als konstant angenommenen Molströmen der Trägerkomponenten auf: **Bild 7.6.**

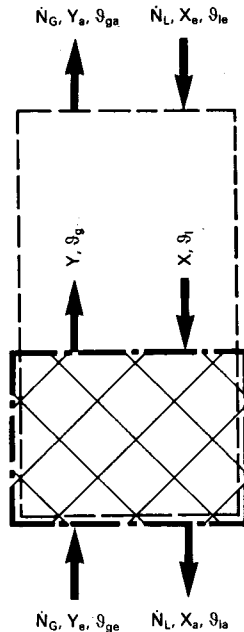


Bild 7.6. Stoff- und Energiestrombilanzen an einer Gegenstrom-Absorptionskolonne.

Die Molströme des Absorptivs erhalten wir als Produkt der Molströme der Trägerkomponenten und ihrer Molbelastungen am Absorptiv. Die **Stoffstrombilanz für das Absorptiv** lautet deshalb mit den Bezeichnungen nach Bild 7.6 für einen beliebigen Schnitt durch die Absorptionskolonne:

$$\dot{N}_G Y_e + \dot{N}_L X = \dot{N}_G Y + \dot{N}_L X_a \quad (7.9)$$

Daraus erhalten wir den Zusammenhang zwischen den Molbelastungen der beiden Phasen im Absorber:

$$Y = [Y_e - (\dot{N}_L / \dot{N}_G) X_a] + (\dot{N}_L / \dot{N}_G) X \quad (7.10)$$

Daraus folgt, daß die Bilanzlinie eines Absorbers im Beladungsdiagramm eine Gerade ist. Wir bezeichnen sie deshalb als **Bilanzgerade** (operating line).

Zur Auslegung eines Absorbers ist von den vorgeschriebenen Molbeladungen der Gasphase Y_e und Y_a auszugehen. Weiter kann man die Molbeladungen X_e und X_a der flüssigen Phase als Auslegungsparameter wählen. Sie müssen allerdings kleiner sein als die entsprechenden Gleichgewichtsbeladungen, **Bild 7.7**,

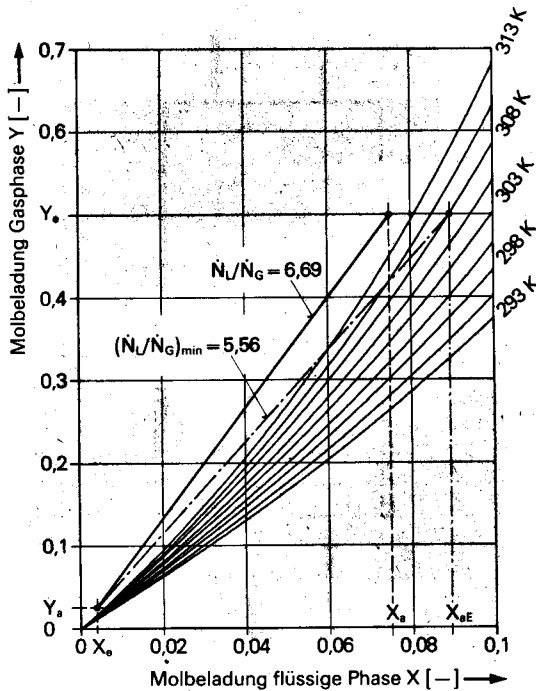


Bild 7.7. Bilanzgeraden und Gleichgewichtslinie für das Beispiel 7.3.

da sonst kein Stofftransport mehr in der erwünschten Richtung stattfinden kann. Bei der Wahl der Eintrittsmolbeladung des Absorptionsmittels X_e ist der mit steigenden Reinheitsanforderungen höhere Regenerationsaufwand zu berücksichtigen. Nach der Wahl von X_e und X_a kann die Bilanzgerade gemäß Bild 7.7 mit den Punkten an den beiden Absorbierenden aufgezeichnet werden.

Aus der Bilanzgleichung (7.10) erkennen wir, daß mit der Wahl der Molbeladungen der flüssigen Phase am Ein- und Austritt das Verhältnis des Molstroms des reinen Absorptionsmittels zu jenem des Trägergases festgelegt ist:

$$\frac{\dot{N}_L}{\dot{N}_G} = \frac{Y_e - Y_a}{X_a - X_e} \quad (7.11)$$

Um den Aufwand zur Umwälzung und Regeneration des Waschmittels gering zu halten, möchte man dieses Verhältnis möglichst klein wählen. Wie aus Bild 7.7 hervorgeht, sind dem Grenzen gesetzt: Der Trennaufwand wird um so größer, je mehr sich die Bilanzgerade der Gleichgewichtslinie nähert. Das für den Stofftransport erforderliche treibende Konzentrationsgefälle verschwindet schließlich bei der Berührung der Bilanzgeraden und der Gleichgewichtslinie ganz. In Analogie zum minimalen Rücklaufverhältnis der Rektifikation finden wir deshalb auch bei der Absorption ein **minimales Stromverhältnis**, bei dem die Trennaufgabe nur noch bei unendlich großer Phasengrenzfläche zu bewältigen wäre:

$$\left(\frac{\dot{N}_L}{\dot{N}_G}\right)_{\min} = \frac{Y_e - Y_a}{X_{aE} - X_e} \quad (7.12)$$

Das Beispiel 7.3 verdeutlicht die beschriebenen Zusammenhänge.

Beispiel 7.3

In den folgenden Beispielen werden wir eine Absorptionskolonne zum Entfernen von Kohlendioxid aus einem Gemisch von Methan und Kohlendioxid bei einem Druck von 20 bar mit N-Methylpyrrolidon auslegen. Der zu trennende Gemischmassenstrom beträgt 0,75 kg/s. Der Kohlendioxidgehalt des Gasgemisches ist von einer Anfangsmolbeladung von 0,5 auf eine Endmolbeladung von 0,025 zu reduzieren. Die Temperaturen der beiden Phasen nehmen vorerst als gleich groß und als konstant an (**isotherme Absorption**). Sie betragen 308,15 K.

Wie groß ist der minimale Massenstrom des regenerierten Waschmittels, wenn seine CO_2 -Molbeladung 0,004 beträgt?

Zunächst zeichnen wir mit Hilfe der Gleichung (7.5) und dem HENRY-Koeffizienten aus Tabelle 7.1 die Gleichgewichtslinie für 308,15 K auf (Bild 7.7). Unabhängig von der Wahl der Austrittsbeladung des Waschmittels ist der Bilanzgeradenpunkt mit den Koordinaten $X = X_e = 0,004$ und $Y = Y_a = 0,025$ fixiert (Aufgabenstellung). Für $Y_e = 0,5$ liefert die Gleichgewichtslinie eine Gleichgewichtsmolbeladung des austretenden Waschmittels von $X_{aE} = 0,0895$. Das minimale Stromverhältnis \dot{N}_L/\dot{N}_G folgt damit aus (7.12) zu: $(\dot{N}_L/\dot{N}_G)_{\min} = (0,5 - 0,025)/(0,0895 - 0,004) = 5,56$.

Den Massenstrom des Gasgemisches können wir aus dem Molstrom des Trägergases, seiner

Molmasse, der Molbeladung und der Molmasse des Absorptivs berechnen.

$$\dot{M}_g = \dot{N}_G (M_G + Y M_A) \quad (7.13)$$

Mit dem in den Absorber tretenden Gasmassenstrom finden wir daraus den Trägergasmolstrom (Molmasse von Methan: 16,04 kg/kmol, von CO₂: 44,01 kg/kmol): $\dot{N}_G = \dot{M}_{ge} / (M_G + Y_e M_A) = 0,75 / (16,04 + 0,5 \cdot 44,01)$ kmol/s = 0,01971 kmol/s. Schließlich liefert uns die der Gleichung (7.13) analoge Beziehung

$$\dot{M}_L = \dot{N}_L (M_L + X M_A) \quad (7.14)$$

den minimalen Massenstrom des in den Absorber tretenden Waschmittels: $\dot{M}_{Lc_{min}} = 5,56 \cdot 0,01971 (99,14 + 0,004 \cdot 44,01)$ kg/s = 10,88 kg/s. Schon bei diesem minimalen Waschmittelmassenstrom müßte die Zuleitung für eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit von 1,5 m/s einen Innendurchmesser von 95 mm aufweisen! Der tatsächliche Waschmittelmassenstrom ist noch größer zu wählen.

Dieses Ergebnis verdeutlicht, daß bei der physikalischen Absorption große Waschmittelmassenströme benötigt werden. In solchen Fällen kann es sich lohnen, die Druckreduktion statt mit einem Ventil in einer Turbine vorzunehmen und die dabei gewonnene Energie der Hochdruckpumpe zuzuführen [232].

Für spätere Überlegungen sind in Bild 7.7 auch Gleichgewichtslinien für tiefere Temperaturen und eine Bilanzlinie für $X_a = 0,075$ eingezeichnet. Dem entspricht nach der Gleichung (7.11) ein \dot{N}_L / \dot{N}_G -Wert von 6,69. Der Molstrom des reinen Absorptionsmittels beträgt dann $\dot{N}_L = 6,69 \cdot 0,01971$ kmol/s = 0,1319 kmol/s.

7.4.2 Energiestrombilanzen

Wie die in Bild 7.7 eingetragenen Gleichgewichtslinien verdeutlichen, ist das Absorptionsgleichgewicht stark temperaturabhängig. Bei der Absorption wird die im Abschnitt 7.2 erörterte Absorptionswärme frei, weshalb im Absorber mit einer Erwärmung des Waschmittels zu rechnen ist. Da sich die beiden Phasen längs einer großen freien Oberfläche berühren, wird dadurch auch die Temperatur des Gasgemischs beeinflusst (Wärmedurchgang von der wärmeren zur kälteren Phase).

Die Temperaturänderungen sind im allgemeinen so groß, daß sie das Absorptionsgleichgewicht merklich zu verschieben vermögen. Im Gegensatz zur Rektifikation genügt es deshalb für die Auslegung von Absorbern im allgemei-

nen nicht, nur den Stofftransport zu betrachten. Beim Absorber spielt über die Beeinflussung des Gleichgewichts auch der Wärmetransport eine wichtige Rolle. Daher müssen wir uns im folgenden mit den für die Temperaturänderungen der beiden Phasen maßgebenden Energiestrombilanzen befassen.

7.4.2.1 Gesamtenergiestrombilanz

Für die Energieströme in Absorbern bezieht man die molaren Enthalpien der Gemische zweckmäßigerweise auf 1 kmol der Trägerkomponente. Für die molare Enthalpie der flüssigen Phase sind die Lösungswärme und allfällige Reaktionswärmen zu berücksichtigen. Wir erhalten sie als Differenz zwischen der Absorptions- und der Verdampfungsenthalpie:

$$h_{mL} = c_{pmL} \vartheta_l + X [c_{pmlA} \vartheta_l - (h_{mA} - h_{mlgA})] \quad (7.15)$$

Darin ist c_{pmL} die mittlere molare Wärmekapazität des Absorptionsmittels, c_{pmlA} die mittlere molare Wärmekapazität des flüssigen Absorptivs, h_{mA} die molare Absorptionswärme und ϑ_l die Temperatur der flüssigen Phase in °C.

Die auf 1 kmol Trägergas bezogene molare Enthalpie der Gasphase kann aus den mittleren molaren Wärmekapazitäten des Trägergases (c_{pmG}), des Absorptivs (c_{pmgA}) und der molaren Verdampfungsenthalpie des Absorptivs bei 0 °C (h_{mlgA}) bestimmt werden (beispielsweise [128], S. 226/227):

$$h_{mG} = c_{pmG} \vartheta_g + Y (h_{mlgA} + c_{pmgA} \vartheta_g) \quad (7.16)$$

Mit diesen molaren Enthalpien lautet die Energiestrombilanz für das in Bild 7.6 eingezeichnete Bilanzgebiet bei Vernachlässigung einer Wärmeübertragung an die Umgebung (adiabate Absorption):

$$\dot{N}_G h_{mGe} + \dot{N}_L h_{mL} = \dot{N}_G h_{mG} + \dot{N}_L h_{mLa} \quad (7.17)$$

Die Bilanzgleichung (7.17) verknüpft mit den Beziehungen (7.15) und (7.16) die vier Temperaturen ϑ_g , ϑ_l , ϑ_{la} und ϑ_{ge} . Von diesen ist zunächst nur die Eintrittstemperatur des Rohgases ϑ_{ge} gegeben. Wenn man zur Auslegung des Absorbers

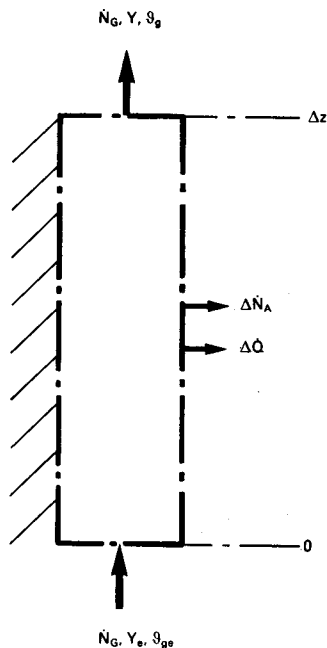


Bild 7.8. Energiestrombilanz für die Gasphase.

von der Wahl einer Waschmittelaustrittstemperatur ϑ_a ausgeht, sind noch zwei Temperaturen unbekannt, nämlich ϑ_g und ϑ_l . Deshalb benötigen wir eine weitere Beziehung, die wir aus einer Energiestrombilanz an einer der beiden Phasen finden.

7.4.2.2 Energiestrombilanz für die Gasphase

Infolge des Stofftransports tritt der Molstrom des Absorptivs

$$\Delta \dot{N}_A = \dot{N}_G (Y_e - Y) \quad (7.18)$$

mit einer mittleren Temperatur von

$$\bar{\vartheta}_g \approx (\vartheta_{ge} + \vartheta_g)/2 \quad (7.19)$$

und einer mittleren molaren Enthalpie von

$$h_{mgA} = h_{mlgA} + c_{pmgA} \bar{\vartheta}_g \quad (7.20)$$

aus dem Bilanzgebiet um die Gasphase: **Bild 7.8.** Bei Temperaturunterschieden zwischen den beiden Phasen dringt zusätzlich der Wärmestrom

$$\Delta \dot{Q} = k (\bar{\vartheta}_g - \bar{\vartheta}_l) \Delta A \quad (7.21)$$

durch die Bilanzgrenze. Die Energiestrombilanz für die Gasphase lautet deshalb:

$$\dot{N}_G h_{mGe} = \dot{N}_G h_{mG} + \dot{N}_G (Y_e - Y) h_{mgA} + \Delta \dot{Q}$$

(7.22)

Mit den Energiestrombilanzen (7.17) und (7.21) sind wir nun prinzipiell in der Lage, die uns noch fehlenden Temperaturen ϑ_g und ϑ_l auf iterativem Weg zu bestimmen. Dazu benötigen wir allerdings noch die auch durch den Stofftransport bestimmte Phasengrenzfläche A.

7.5 Auslegung bei isothermer Absorption

Die Auslegung von Absorptionsapparaten mit chemisch wirkenden Absorptionsmitteln entspricht jener mit physikalisch lösenden Absorptionsmitteln, solange der flüssigkeitsseitige Stoffübergang nur von geringem Einfluß auf den Stoffdurchgangskoeffizienten ist. Liegt der Stoffübergangswiderstand jedoch hauptsächlich auf der Flüssigkeitsseite, kann die Absorption bei rasch ablaufenden chemischen Reaktionen verbessert werden. Die in den folgenden Abschnitten für die physikalische Absorption erörterte Berechnungsmethode kann aber auch in diesen Fällen für die chemische Absorption übernommen werden, wenn man den flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten entsprechend vergrößert (Unterlagen dazu in [233], S. 246/248, [234], S. 547/552, [235 bis 237]).

Deshalb beschränken wir uns im folgenden auf die Absorberauslegung für physikalisch wirkende Absorptionsmittel. Dabei können wir uns auf das bei der Rektifikation Erarbeitete stützen. Wir behandeln in diesem Abschnitt den einfachsten Fall der isothermen Absorption (isothermal absorption). Bei dieser werden die Temperaturen der beiden Phasen als gleich groß und längs der Kolonne als konstant angenommen.

7.5.1 Bodenkolonnen

Obwohl die Absorption häufiger in Füllkörperkolonnen durchgeführt wird, werden auch Absorber mit Böden gebaut. Bodenkolonnen werden eingesetzt, wenn die Flüssigkeitsbelastung \dot{V}_l/A_K unter rund $0,003 \text{ m}^3/\text{m}^2\text{s}$ liegt oder falls Füllkörperkolonnen infolge Verkrustungsgefahr nicht in Frage kommen. Auch bei Kolonnendurchmessern über 1,5 m werden oft Bodenkolonnen vorgezogen.

Die Bodenarten entsprechen auch für die Absorption den im Abschnitt 6.2.1 behandelten. Infolge des gegenüber der Rektifikation meist

größeren Flüssigkeitsvolumenstroms sind die freien Querschnitte für die flüssige Phase größer und für die Gasphase kleiner. Die Berechnung des **Kolonendurchmessers** und des **Bodenabstands** kann nach den Ausführungen in Abschnitt 6.2.1.2 erfolgen. Die **Bodenverstärkungsverhältnisse** sind bei der Absorption im allgemeinen wesentlich kleiner (Größenordnung: 0,05 bis 0,6) als bei der Rektifikation. Für die rechnerische Abschätzung des Bodenverstärkungsverhältnisses sei auf die im Abschnitt 6.2.1.4 zitierte Literatur verwiesen.

Auch bei der Absorption versteht man unter einer **Trennstufe** einen Boden mit idealer Flüssigkeitsvermischung und idealem Stoffaustausch zwischen den beiden Phasen. Die Trennstufenzahl kann deshalb mit zum Abschnitt 6.2.1.3 analogen Überlegungen ermittelt werden.

Beispiel 7.4

Für unser Auslegungsbeispiel ($Y_e = 0,5$, $Y_a = 0,025$, $X_e = 0,004$, $X_a = 0,075$ und $T = 308$ K) sind die erforderliche Trennstufenzahl und die Bodenzahl für ein Verstärkungsverhältnis von 0,25 zu bestimmen.

Das zur untersten Trennstufe strömende Gas weist die Kohlendioxidmolbeladung $Y_e = 0,5$ auf, während die Kohlendioxidmolbeladung des abströmenden Absorptionsmittels $X_e = 0,075$ beträgt: Punkt A in Bild 7.9. Auf der untersten Trennstufe stellt sich zwischen dem aufsteigenden Gas und der abfließenden Flüssigkeit Gleichgewicht ein. Die CO_2 -Beladung des Methans wird auf $Y_1 = 0,395$ reduziert: Punkt B in Bild 7.9. Im über der untersten Trennstufe durch die Kolonne gedachten Schnitt ist der Zusammenhang zwischen den

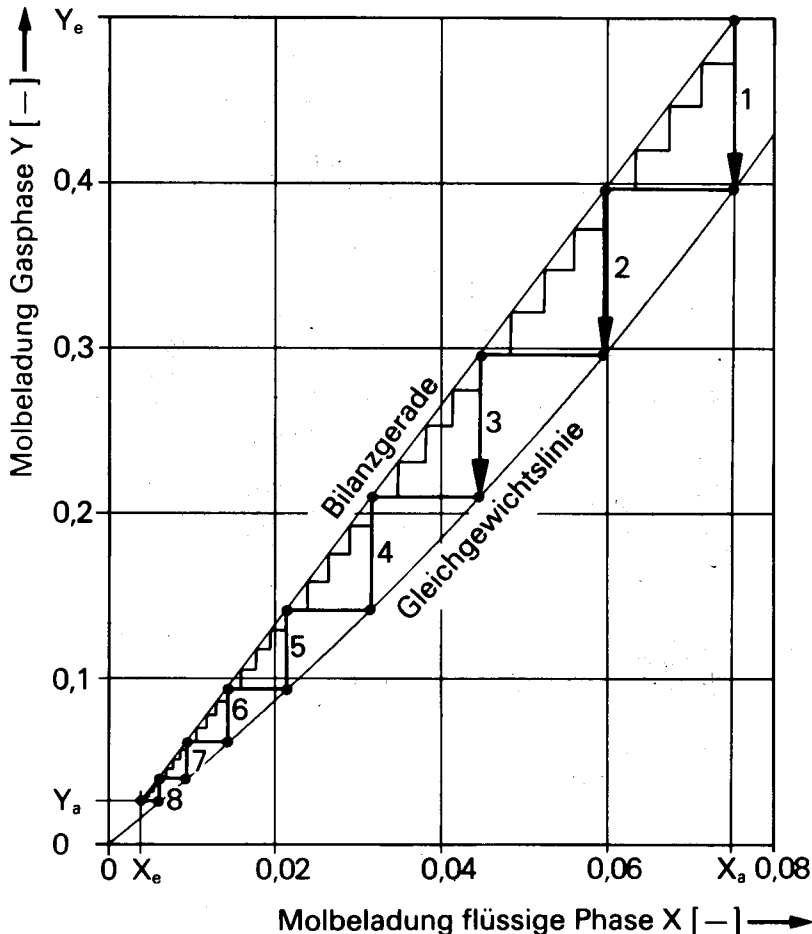


Bild 7.9. Bestimmung der Trennstufenzahl und der Bodenzahl für das Beispiel 7.4.

Molbeladungen durch die Bilanzgerade festgelegt. Daraus erhalten wir den Molenbruch der von der zweituntersten Trennstufe abfließenden Flüssigkeit $X_1 = 0,0593$: Punkt C in Bild 7.9. Dazu ergibt sich auf der zweiten Trennstufe die Gleichgewichtsmolbeladung $Y_2 = 0,292$: Punkt D in Bild 7.9. Durch die Fortsetzung dieser schon von der Rektifikation her bekannten Treppenkonstruktion erhalten wir eine Trennstufenzahl von 8.

Auf den wirklichen Böden werden nur 25 % der Anreicherung einer Trennstufe erzielt. Zur Ermittlung der Bodenzahl ergibt sich in Analogie zur Rektifikation die in Bild 7.9 eingezeichnete Konstruktion. Sie liefert eine Bodenzahl von 32.

7.5.2 Füllkörperkolonnen

Die Füllkörperkolonnen sind in technischen Absorptionsprozessen häufiger anzutreffen, weshalb wir die Auslegung von Absorptionskolonnen im folgenden am Beispiel der Füllkörperkolonne ausführlich behandeln werden. Analog zur Rektifikation wird der Durchmesser von Absorptionskolonnen durch die Zweiphasenströmung und die erforderliche Packungshöhe durch den Stofftransport zwischen den beiden Phasen bestimmt. Das letztere trifft allerdings nur für die in Wirklichkeit strenggenommen nicht vorkommende isotherme Ab-

sorption zu. Wie wir im Abschnitt 7.6 noch sehen werden, ist in Wirklichkeit ein gekoppelter Stoff- und Wärmetransport für die Kolonnenhöhe bestimmend. Die wesentlich einfachere Auslegung für die isotherme Absorption liefert allerdings in vielen Fällen durchaus genügende Ergebnisse.

7.5.2.1 Kolonnendurchmesser

Schon bei der Rektifikation haben wir gesehen, daß der Durchmesser von Gegenstromkolonnen durch den Flüssigkeitsaufstau an der oberen Belastungsgrenze festgelegt wird. Deshalb ist auch der Durchmesser von Absorptionskolonnen mit den Beziehungen des Abschnitts 6.2.2.2 zu berechnen.

Bei Absorptionskolonnen ist aber zu beachten, daß der Gasvolumenstrom bei Durchströmen von Absorbieren stark abnehmen kann. Der Kolonnendurchmesser ist deshalb so zu wählen, daß die obere Belastungsgrenze an der Gaseintrittsstelle nicht erreicht wird. Wir wollen das rechnerische Vorgehen zur Ermittlung des Durchmessers von Absorptionskolonnen anhand unseres Auslegungsbeispiels verfolgen.

Beispiel 7.5

Für die Absorptionsaufgabe des Beispiels 7.3 ist der Durchmesser einer Füllkörperkolonne mit $25 \times 25 \times 3$ mm Porzellanraschigrin-

Tabelle 7.3 Stoffwerte, Stoff- und Volumenströme für das Auslegungsbeispiel dieses Kapitels.

	Einheit	Gasphase: CO ₂ -CH ₄			flüssige Phase: CO ₂ -NMP		
		unten	mittlere Zusammensetzung	oben	unten	mittlere Zusammensetzung	oben
Molbeladung	[-]	0,5	0,263	0,025	0,0750	0,0395	0,0040
Molenbruch	[-]	0,333	0,208	0,0244	0,0698	0,0380	0,0040
Molmasse	[kg/kmol]	25,4	21,9	16,7	95,3	97,0	98,9
Massenstrom aus (7.13) und (7.14)	[kg/s]	0,750	0,544	0,338	13,5	13,3	13,1
Molstrom	[kmol/s]	0,0295	0,0249	0,0202	0,142	0,137	0,132
Volumenstrom	[m ³ /s]	0,0359	0,0301	0,0249	0,0139	0,0135	0,0130
Dichte	[kg/m ³]	20,9	18,0	13,6	969	988	1010
dynamische Viskosität	[kg/ms]	$1,82 \cdot 10^{-5}$	$1,84 \cdot 10^{-5}$	$1,88 \cdot 10^{-5}$	$9,46 \cdot 10^{-5}$	$9,78 \cdot 10^{-4}$	$10,1 \cdot 10^{-3}$
Wärmeleitfähigkeit	[W/mK]	0,0343	0,0349	0,0355	0,155	0,158	0,161
Diffusionskoeffizient	[m ² /s]	$8,00 \cdot 10^{-7}$	$8,38 \cdot 10^{-7}$	$8,93 \cdot 10^{-7}$	$3,51 \cdot 10^{-9}$	$3,08 \cdot 10^{-9}$	$2,62 \cdot 10^{-9}$
spezifische Wärmekapazität	[J/kgK]	$1,59 \cdot 10^5$	$1,80 \cdot 10^5$	$2,25 \cdot 10^5$	$1,70 \cdot 10^5$	$1,68 \cdot 10^5$	$1,66 \cdot 10^5$
molare Wärmekapazität	[J/kmolK]	$4,03 \cdot 10^6$	$3,92 \cdot 10^6$	$3,77 \cdot 10^6$	$1,62 \cdot 10^7$	$1,63 \cdot 10^7$	$1,64 \cdot 10^7$
Oberflächenspannung	[N/m]				0,039	0,039	0,039
Molmassen, reine Stoffe	[kg/kmol]	Kohlendioxid: 44,01 Methan: 16,04 NMP: 99,14					
molare Verdampfungsenthalpien bei 273,15 K	[J/kmol]	Kohlendioxid: $1,012 \cdot 10^7$ Methan: -- (überkritischer Zustand)					
Koeffizienten der Gleichung (7.54)		$c_1 = 5,749 \cdot 10^7$ [Pa] $c_2 = 4,780 \cdot 10^5$ [Pa/K] $c_3 = 1,031 \cdot 10^4$ [Pa/K ²]					

gen festzulegen. Die Füllkörperdaten sind mit jenen des Beispiels 6.8 identisch (Porosität: 0,73, bezogene Packungsoberfläche: 201,5 m²/m³, gleichwertiger Kugeldurchmesser: 0,00804 m). Die Stoffwerte und Volumenströme können der **Tabelle 7.3** entnommen werden.

Der Berechnungsweg stimmt mit jenem des Beispiels 6.8 völlig überein. Nachstehend werden deshalb lediglich die Zwischenergebnisse für den iterativ gefundenen Kolonnenquerschnitt am Fluidisierungspunkt von 0,438 m² wiedergegeben: Re_g aus (6.43) = 466,7; c_{ft} aus (6.42) = 3,30; W_g aus (6.39) = 0,004148; W_l aus (6.40) = 0,00317; W_g aus (6.41) = 0,004148.

Der minimale Kolonnenquerschnitt von 0,438 m² ergäbe einen Kolonnendurchmesser von 0,747 m. Die gleiche Rechnung ergibt übrigens für den Kolonnenkopf (vorab infolge des dort wesentlich kleineren Gasvolumenstroms) einen minimalen Durchmesser von lediglich 0,650 m.

Mit der Wahl eines Kolonnendurchmessers von $d_K = 0,882$ m (entspricht DIN 2634) ist die Bedingung (6.44) auch in der untersten Füllkörperschicht hinreichend erfüllt.

7.5.2.2 Höhe der Füllkörperschüttung

Im folgenden übertragen wir das im Abschnitt 6.2.2.3 Erarbeitete auf die Absorption. Wir gehen dazu wieder von den Gleichungen (6.50) und (6.51) für einen Kolonnenabschnitt mit der infinitesimalen-Höhe dz aus. Die Konzentrationsdifferenz des übergehenden Absorptivs Δc_A müssen wir nun aber als Differenz der entsprechenden Molbeladungen ausdrücken: **Bild 7.10**. Die mittleren Molbeladungen der beiden Phasen im betrachteten Abschnitt betragen X und Y . Die Zusammensetzungen der beiden Phasen an der Phasengrenzfläche sind durch die Gleichgewichtslinie bestimmt. Damit ein Stofftransport von der Gasphase in die flüssige Phase stattfinden kann, muß die mittlere molbeladung im Gas Y größer sein als die Molbeladung des Absorptivs an der Phasengrenzfläche Y_E . Die Molbeladung an der Flüssigkeitsoberfläche X_E muß aus demselben Grund größer sein als die mittlere Molbeladung der flüssigen Phase X . Diesen Bedingungen ist nur innerhalb des durch die Punkte A und B des Bildes 7.10 gegebenen Bereichs der Gleichgewichtslinie zu genügen. Wir nehmen vorerst eine mögliche Molbeladung X_E an und erhalten

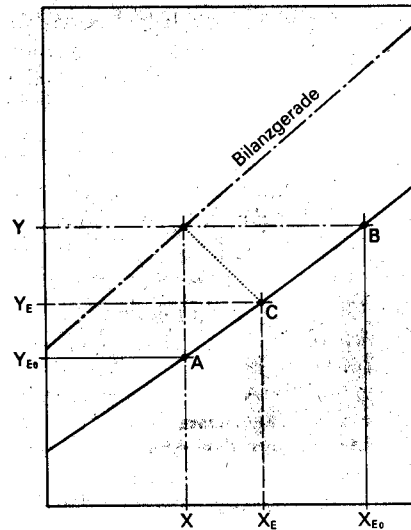


Bild 7.10. Treibende Zusammensetzungsgefälle bei der Absorption.

dazu mit der Gleichgewichtslinie den entsprechenden Y_E -Wert. Die treibenden Zusammensetzungsunterschiede betragen folglich $X_E - X$ in der flüssigen Phase und $Y - Y_E$ in der Gasphase. Tabelle 1.1 liefert damit für die flüssige Phase die nachstehende Konzentrationsdifferenz:

$$\Delta c_{IA} = \frac{X_E}{\left[\frac{X_E/\rho_{IA}}{[X_E/\rho_{IA}] + [M_L/(M_A \rho_L)]} \right]} - \frac{X}{\left[\frac{X/\rho_{IA}}{[X/\rho_{IA}] + [M_L/(M_A \rho_L)]} \right]} \quad (7.23)$$

Da sich X_E und X zumindest bei schwierigen Trennaufgaben nur wenig unterscheiden, können wir diesen Ausdruck mit genügender Genauigkeit vereinfachen zu:

$$\Delta c_{IA} = \frac{(X_E - X) \rho_{IA}}{X + M_L \rho_{IA}/(M_A \rho_L)} \quad (7.24)$$

Anstelle der Gleichung (6.53) erhalten wir nun für die Absorption den folgenden Ausdruck für den von einer infinitesimalen Filmoberfläche dA ins Filminnere übergehenden Absorptivmolstrom $d\dot{N}_{IA}$:

$$d\dot{N}_{IA} = \left[\frac{\beta_I \rho_{IA}}{X M_A + M_L (\rho_{IA}/\rho_L)} \right] (X_E - X) dA \quad (7.25)$$

Für die Gasphase liefert das gleiche Vorgehen:

$$d\dot{N}_{gA} = \left[\frac{\beta_g \rho_{gA}}{Y M_A + M_G (\rho_{gA}/\rho_G)} \right] (Y - Y_E) dA \quad (7.26)$$

Die Ausdrücke in den eckigen Klammern der Gleichungen (7.25) und (7.26) mit der Einheit [kmol/m²s] bezeichnen wir analog zur Rektifikation als **molare Stoffübergangskoeffizienten**:

$$k_l = \frac{\beta_l \rho_{lA}}{X M_A + M_L (\rho_{lA}/\rho_L)} \quad (7.27)$$

$$k_g = \frac{\beta_g \rho_{gA}}{Y M_A + M_G (\rho_{gA}/\rho_G)} \quad (7.28)$$

In diesen Gleichungen sind β_l und β_g die Stoffübergangskoeffizienten, ρ_{lA} und ρ_{gA} die Dichten des Absorptivs in den beiden Phasen, ρ_L die Dichte des reinen Absorptionsmittels und ρ_G die Dichte des Trägergases. M_A , M_L und M_G sind die Molmassen des Absorptivs, des Absorptionsmittels und des Trägergases. Durch Einführung der Phasengrenzfläche des infinitesimalen Kolonnenabschnitts aus der Gleichung (6.57) und der molaren Stoffübergangskoeffizienten gehen die Beziehungen (7.25) und (7.26) über in:

$$d\dot{N}_{lA} = k_l (X_E - X) a_i A_K dz \quad (7.29)$$

$$d\dot{N}_{gA} = k_g (Y - Y_E) a_i A_K dz \quad (7.30)$$

Da der aus dem Gasgemisch an die Phasengrenzfläche übergehende Absorptivmolstrom $d\dot{N}_{gA}$ dem in die Flüssigkeit übergehenden $d\dot{N}_{lA}$ entsprechen muß, folgt aus (7.29) und (7.30) in Analogie zur Beziehung (6.61) der Rektifikation:

$$\frac{Y - Y_E}{X_E - X} = \frac{k_l}{k_g} \quad (7.31)$$

Damit ist der bisher angenommene Punkt C auf der Gleichgewichtslinie des Bildes 7.10 ebenfalls bestimmt. Durch eine Stoffstrombilanz für das Absorptiv (vergleiche dazu Bild 6.20) erhalten wir die durch die übergehenden Molströme $d\dot{N}_{lA}$ und $d\dot{N}_{gA}$ im infinitesimalen Kolonnenabschnitt verursachte Änderung der Molbeladung der beiden Phasen:

$$dX = d\dot{N}_{lA}/\dot{N}_L \quad (7.32)$$

$$dY = d\dot{N}_{gA}/\dot{N}_G \quad (7.33)$$

Damit finden wir durch Einsetzen von (7.32) in (7.29) beziehungsweise von (7.33) in (7.30) folgende Ausdrücke für die Berechnung der für eine Änderung der Molbeladungen um dX beziehungsweise um dY erforderlichen Packungshöhen:

$$dz = \frac{\dot{N}_L}{k_l a_i A_K} \frac{dX}{(X_E - X)} \quad (7.34)$$

$$dz = \frac{\dot{N}_G}{k_g a_i A_K} \frac{dY}{(Y - Y_E)} \quad (7.35)$$

Mit den Gleichungen (7.34) oder (7.35) wäre es grundsätzlich möglich, die benötigte Höhe der Füllkörperschüttung oder einer Packung mit regelmäßiger Geometrie zu berechnen. Dazu müßte aber die Lage der in Bild 7.10 punktierten Geraden mit Hilfe von (7.31) stets neu festgelegt werden. Zur Vermeidung dieses umständlichen Vorgehens ist es auch bei den Absorptionskolonnen zweckmäßig, **molare Stoffdurchgangskoeffizienten** einzuführen. Dies ermöglicht die Kolonnenauslegung mit den wesentlich einfacher zu berechnenden Molbeladungsdifferenzen $Y - Y_{E0}$ anstelle von $Y - Y_E$ und $X_{E0} - X$ anstelle von $X_E - X$ (Bild 7.10).

Um damit aus der Gleichung (7.35) die gleiche Kolonnenhöhe zu erhalten, muß der auf die Gasseite bezogene molare Stoffdurchgangskoeffizient wie folgt definiert werden.

$$K_g (Y - Y_{E0}) = k_g (Y - Y_E) \quad (7.36)$$

Die Molbeladungsdifferenz $Y_E - Y_{E0}$ (Bild 7.10) folgt aus der Steigung der Gleichgewichtslinie m und dem Abschnitt $X_E - X$ zu:

$$Y_E - Y_{E0} = m (X_E - X) \quad (7.37)$$

Mit der Beziehung (7.31) können wir daraus $X_E - X$ eliminieren durch:

$$X_E - X = (Y - Y_E) k_g/k_l \quad (7.38)$$

Aus (7.37), (7.38) und Bild 7.10 erhalten wir für $Y - Y_{E0}$:

$$Y - Y_{E0} = [1 + m (k_g/k_l)] (Y - Y_E) \quad (7.39)$$

Durch Einführen in die Gleichung (7.36) ergibt sich der schon aus der Rektifikation bekannte Ausdruck für den auf die Gasseite bezogenen molaren Stoffdurchgangskoeffizienten:

$$K_g = [1/k_g + m/k_l]^{-1} \quad (7.40)$$

In gleicher Weise folgt für den mit

$$K_l (X_{E0} - X) = k_l (X_E - X) \quad (7.41)$$

definierten, auf die Flüssigkeitsseite bezogenen molaren Stoffdurchgangskoeffizienten:

$$K_l = [1/k_l + 1/(m k_g)]^{-1} \quad (7.42)$$

Das Einsetzen der Beziehungen (7.36) und (7.41) in (7.34) und (7.35) liefert uns durch Integration über den ganzen Zusammensetzungsbereich folgende Gesamthöhe der Füllkörperschüttung:

$$z = \int_{x_c}^{x_a} \frac{\dot{N}_L}{K_1 a_i A_K} \frac{dX}{X_{Eo} - X} \quad (7.43)$$

oder

$$z = \int_{y_a}^{y_c} \frac{\dot{N}_G}{K_g a_i A_K} \frac{dY}{Y - Y_{Eo}} \quad (7.44)$$

Gemäß den Gleichungen (7.27) und (7.28) ist eine deutliche Abhängigkeit der molaren Stoffübergangskoeffizienten von der Zusammensetzung zu erwarten: auch die Steigung der Gleichgewichtslinie ist nicht konstant. Deshalb können im allgemeinen die molaren Stoffdurchgangskoeffizienten nicht als über die ganze Kolonnenhöhe hinreichend konstant angenommen werden. Innerhalb genügend kleiner Abschnitte kann man aber durchaus mit konstanten Mittelwerten rechnen. Man kann dann auch bei der Absorption die innerhalb eines Abschnitts konstanten Größen vom zu integrierenden Rest abtrennen. Auf diese Weise erhält man als Höhe einer Übertragungseinheit:

$$HTU_1 = \frac{\dot{N}_L}{K_1 a_i A_K} \quad (7.45)$$

oder

$$HTU_g = \frac{\dot{N}_G}{K_g a_i A_K} \quad (7.46)$$

Die zur Ermittlung der HTU-Werte erforderlichen Berechnungsunterlagen haben wir schon bei der Rektifikation kennengelernt. Bei der Absorption tritt nun aber eine Besonderheit hinzu. Im Abschnitt 1.2.3 haben wir gesehen, daß der Stofftransport bei einseitiger Diffusion infolge des STEFANstroms gegenüber der molstromgleichen Gegendiffusion verbessert wird. Im Gegensatz zur Rektifikation herrscht auch bei der Absorption ein einseitiger Stofftransport. Die Absorption wird deshalb durch den im Abschnitt 1.2.3 erörterten Effekt begünstigt. Gegenüber dem dort behandelten Beispiel findet der Stofftransport nun zwar in umgekehrter Richtung statt: aber der SEFANstrom wechselt seine Richtung ebenfalls. Dies können wir berücksichtigen, indem wir die Diffusionskoeffizienten der beiden Phasen entsprechend vergrößern.

Mit $p_1 = y p$ (DALTONSches Gesetz) geht der Ausdruck $D[p/(p - p_1)]$ der Gleichung (1.29) in $D[1/(1 - y)]$ über. Wenn wir darin den Molenbruch durch die Molbeladung ersetzen und auch in (1.30) die Molkonzentration durch die Molbeladung ausdrücken, erhalten wir für die Absorption die folgenden korrigierten Diffusionskoeffizienten:

$$D_{gA} = D_g (1 + Y) \quad (7.47)$$

$$D_{1A} = D_1 (1 + X) \quad (7.48)$$

Diese Korrekturen sind für die Kolonnenauslegung durchaus genügend. Sie sind vom theoretischen Standpunkt aus allerdings nicht ganz korrekt, weil in den partiellen Differentialgleichungen des Stofftransports zumindest im Bereich der Anlaufvorgänge auch Terme für die Längsdiffusion vorkommen. Diese werden durch den STEFANstrom nicht beeinflußt. Sie sind aber meist nur von untergeordneter Bedeutung. Die Korrekturen (7.47) und (7.48) fallen erst bei hohen Molbeladungen deutlich ins Gewicht. In unserem Auslegungsbeispiel mit einer Eintrittsmolbeladung der Gasphase von 0,5 ergibt sich dadurch erst eine Verkürzung der notwendigen Kolonnenhöhe um rund 5% gegenüber der Rechnung ohne Berücksichtigung des einseitigen Stofftransports.

Dank den als abschnittsweise konstant angenommenen HTU-Werten reduziert sich die Integration auf die Bestimmung der Anzahl Übertragungseinheiten:

$$NTU_1 = \int_{x_2}^{x_1} \frac{dX}{X_{Eo} - X} \quad (7.49)$$

beziehungsweise

$$NTU_g = \int_{y_2}^{y_1} \frac{dY}{Y - Y_{Eo}} \quad (7.50)$$

Die Integration dieser Gleichungen ist numerisch durchzuführen. Der Index 1 in den Integrationsgrenzen steht für die Zusammensetzung am unteren Ende des Kolonnenabschnitts, der Index 2 für die kleineren Molbeladungen am oberen Abschnittsende. Bei vergleichbaren Steigungen von Bilanzgerade und Gleichgewichtslinie sind die NTU-Werte von ähnlicher Größe wie die im Abschnitt 7.5.1 erörterte Trennstufenzahl.

Jetzt kann die zum Bewältigen einer bestimmten Absorptionsaufgabe erforderliche Höhe der Füllkörperschüttung wahlweise aus

einer der folgenden Gleichungen berechnet werden:

$$z = \text{HTU}_1 \text{NTU}_1 \quad (7.51)$$

$$z = \text{HTU}_g \text{NTU}_g \quad (7.52)$$

Für eine erste, grobe Auslegung kann der HTU-Wert für die Stoffwerte und Volumenströme für mittlere Molbelastungen der beiden Phasen berechnet werden. Eine exaktere Auslegung erfordert allerdings ein abschnittswises Durchrechnen. Darauf werden wir im nächsten Abschnitt eingehen.

Beispiel 7.6

Nachdem wir für unser Auslegungsbeispiel einen Kolonnendurchmesser festgelegt haben, ist nun die für eine isotherme Absorption erforderliche Höhe der Raschigringschüttung zu ermitteln. Wir nehmen dazu an, daß die beiden Phasen eine konstante Temperatur von 308,15 K aufweisen.

Für eine erste Durchrechnung bestimmen wir einen mittleren HTU_g -Wert für die ganze Kolonne. Dazu berechnen wir zunächst die gas- und flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten mit den Unterlagen des Abschnitts 6.2.2.4, den Angaben aus den vorangegangenen Beispielen und der Tabelle 7.3 für die mittleren Zusammensetzungen in der Kolonne.

a) Bezogene Phasengrenzfläche:

Flüssigkeitsvolumenstromdichte:

$$\dot{V}_l/A_K = 0,0135/0,611 \text{ m}^3/\text{m}^2\text{s} = 0,0221 \text{ m}^3/\text{m}^2\text{s}$$

$$(6.83): \text{Re}_l = 0,0221 \cdot 988 / (201,5 \cdot 9,78 \cdot 10^{-4}) = 111$$

$$(6.84): \text{We} = 0,0221^2 \cdot 988 / (201,5 \cdot 0,039) = 0,0614$$

$$(6.82): a_i/a = 1,05 \cdot 111^{0,041} \cdot 0,0614^{0,133} \cdot (0,039/0,061)^{-0,182} = 0,953$$

Phasengrenzfläche:

$$a_i = 0,953 \cdot 201,5 \text{ m}^2/\text{m}^3 = 192 \text{ m}^2/\text{m}^3$$

b) Gasseitiger molarer Stoffübergangskoeffizient:

$$(6.43): \text{Re}_g = (0,0301/0,611) \cdot 18,0 / (201,5 \cdot 1,84 \cdot 10^{-5}) = 239$$

Korrigierter gasseitiger Diffusionskoeffizient aus (7.47):

$$D_{gA} = 8,38 \cdot 10^{-7} (1 + 0,263) \text{ m}^2/\text{s} = 1,06 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$(1.46): \text{Sc}_g = 1,84 \cdot 10^{-5} / (18,0 \cdot 1,06 \cdot 10^{-6}) = 0,964$$

$$(6.85): \text{Sh}_{gt} = 0,625 (0,12 + 0,73) 6 \cdot 239 \cdot 0,964^{1/3} [3,72 / (6 \cdot 239)^{2/3} + 1,06 / [30 + (6 \cdot 239)^{1/3}]] = 41,4$$

$$(1.62): \beta_{gt} = 41,4 (1 - 0,73) 1,06 \cdot 10^{-6} / (0,73 \cdot 0,00804) \text{ m/s} = 2,02 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}$$

$$(6.88): \text{Fr}_1 = (0,0135/0,611)^2 \cdot 201,5/9,81 = 0,0100$$

$$\text{Fr}_1/\text{Re}_l = 0,0100/111 = 9,05 \cdot 10^{-5}$$

$$(6.87): \beta_g/\beta_{gt} = 7,43 (1/0,953) \cdot (9,05 \cdot 10^{-5})^{0,225} \cdot (988/18,0)^{0,08} \cdot (1,84 \cdot 10^{-5}/9,78 \cdot 10^{-4})^{0,133} = 0,779$$

$$\beta_g = 0,779 \cdot 2,02 \cdot 10^{-3} \text{ m/s} = 1,57 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}$$

Gasseitiger molarer Stoffdurchgangskoeffizient mit der Dichte des Absorptivs (Kohlendioxid) von 37,8 kg/m³, des Trägergases (Methan) von 12,90 kg/m³ und der mittleren Kohlendioxidmolbelastung der Gasphase von 0,263 aus (7.28): $k_g = 1,57 \cdot 10^{-3} \cdot 37,8 / (0,263 \cdot 44,01 + 16,04 \cdot 37,8/12,9) \text{ kmol/m}^2\text{s} = 1,02 \cdot 10^{-3} \text{ kmol/m}^2\text{s}$.

c) Flüssigkeitsseitiger molarer Stoffübergangskoeffizient:

$$(6.91) \text{ Ga}_l = 9,81 \cdot 988^2 \cdot 0,73^3 / [(9,78 \cdot 10^{-4})^2 \cdot 201,5^3] = 4,76 \cdot 10^5$$

$$\text{Re}_l(a/a_i) = 111 \cdot (1/0,953) = 116 > 27,2$$

Korrigierter flüssigkeitsseitiger Diffusionskoeffizient aus (7.48):

$$D_{lA} = 3,08 \cdot 10^{-9} \cdot (1 + 0,0395) \text{ m}^2/\text{s} = 3,20 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$(1.46): \text{Sc}_l = 9,78 \cdot 10^{-4} / (988 \cdot 3,20 \cdot 10^{-9}) = 309$$

$$(6.90): \text{Sh}_l = 0,0898 \cdot 0,953^{0,4} \cdot 111^{0,6} \cdot 320^{0,5} \cdot (4,76 \cdot 10^5)^{1/3} = 2040$$

$$(1.62): \beta_l = 2040 (1 - 0,73) 3,20 \cdot 10^{-9} / (0,73 \cdot 0,00804) \text{ m/s} = 3,00 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}$$

Flüssigkeitsseitiger molarer Stoffübergangskoeffizient mit der Dichte des Absorptivs von 400 kg/m³, der Dichte des Absorptionsmittels von 1011 kg/m³ und der mittleren Kohlendioxidmolbelastung der flüssigen Phase von 0,0395 aus (7.27): $k_l = 3,00 \cdot 10^{-4} \cdot 400 / (0,0395 \cdot 44,01 + 99,14 \cdot 400/1011) \text{ kmol/m}^2\text{s} = 2,93 \cdot 10^{-3} \text{ kmol/m}^2\text{s}$.

d) Höhe einer auf die Gasseite bezogenen Übertragungseinheit:

Mittlere Steigung der Gleichgewichtslinie aus Bild 7.9: $m = 5,33$

$$(7.40): K_g = [(1/1,02 \cdot 10^{-3}) + (5,33/2,93 \cdot 10^{-3})]^{-1} \text{ kmol/m}^2\text{s} = 3,57 \cdot 10^{-4} \text{ kmol/m}^2\text{s}$$

$$(7.46): \text{HTU}_g = 0,0197 / (3,57 \cdot 10^{-4} \cdot 192 \cdot 0,611) \text{ m} = 0,471 \text{ m}$$

e) Höhe der Packung:

Die Zahl der Übertragungseinheiten erhalten wir durch eine numerische Integration des Ausdrucks (7.50) von 0,025 bis 0,5. Dazu kann $Y - Y_{E0}$ mit den Gleichungen für die Gleichgewichtslinie (7.5) und die Bilanzgerade (7.10) berechnet werden (oder direktes Ablesen einiger $Y - Y_{E0}$ -Werte aus Bild 7.9). Das Ergebnis lautet: $NTU_g = 9,27$. Damit folgt aus der Gleichung (7.52) als erste Näherung für die Kolonnenhöhe: $z = 0,471 \cdot 9,27 \text{ m} = 4,37 \text{ m}$.

Der HTU_g -Wert ist längs der Kolonne nicht konstant. Deshalb ist für eine genauere Berechnung der Kolonnenhöhe ein Unterteilen des Absorbers in mehrere Abschnitte unumgänglich. Zum Berechnen der Höhe der einzelnen Kolonnenabschnitte ist die im Beispiel 7.6 gezeigte Rechnung für sämtliche Abschnitte zu wiederholen. Da auch die Volumenströme und die Stoffwerte jeweils neu zu bestimmen sind, führt dies zu einem erheblichen Berechnungsaufwand. Deshalb ist es angebracht, dazu den Computer zu verwenden.

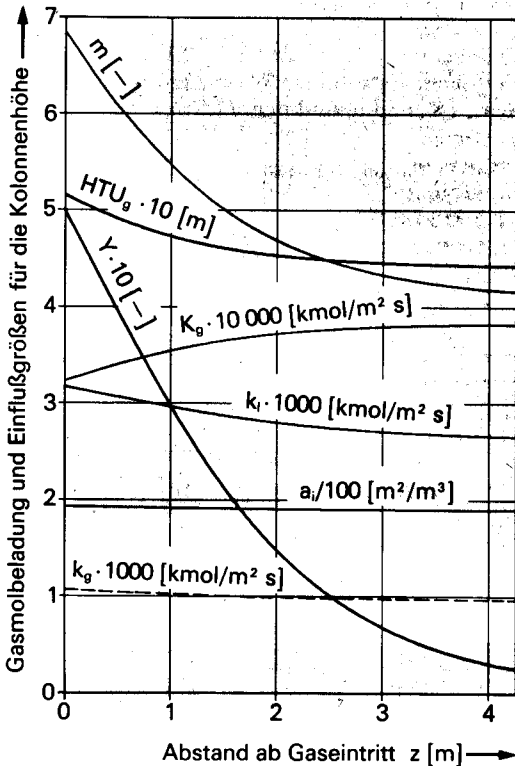


Bild 7.11. Abhängigkeit der Höhe einer Übertragungseinheit und ihrer Einflußgrößen vom Abstand ab dem Gaseintritt in den Absorber für das Auslegungsbeispiel dieses Kapitels.

Bild 7.11 zeigt die Ergebnisse eines entsprechenden Computerprogramms [138] für unser Auslegungsbeispiel. Das Beladungsdiagramm 7.9 läßt erkennen, daß am Gaseintritt ein größeres treibendes Zusammensetzungsgefälle herrscht als in den obersten Füllkörperschichten. Dementsprechend ist die Beladungsabnahme nach dem Gaseintritt ($z = 0$) stärker als gegen den Gasaustritt. Von den Einflußgrößen des Stoffdurchgangskoeffizienten ändern längs der Kolonne die Steigung der Gleichgewichtslinie und der molare gaseitige Stoffübergangskoeffizient besonders stark. Das führt zu einer entsprechenden Abhängigkeit des HTU_g -Wertes von der Kolonnenhöhe z . Die Änderung der bezogenen Phasengrenzfläche a , ist demgegenüber vernachlässigbar klein. Auf die Abhängigkeit der Kolonnenhöhe vom Stromverhältnis werden wir im nächsten Abschnitt zurückkommen. Dort werden wir auch die Grenzen der Anwendbarkeit des isothermen Berechnungsmodells besprechen.

7.6 Auslegung für gekoppelten Wärme- und Stofftransport

Bisher haben wir die Energiestrombilanzen und die Wärmeübertragung zwischen den beiden Phasen außer acht gelassen. Damit haben wir Temperaturänderungen innerhalb des Absorbers vernachlässigt. Das ist nur für eine erste grobe Abschätzung statthaft, weil das Absorptionsgleichgewicht (besonders bei der physikalischen Absorption) stark temperaturabhängig ist. Um den Aufwand für die Regeneration des Waschmittels und die Pumpleistung klein zu halten, ist man bestrebt, die Absorptionskolonnen möglichst nahe an dem mit der Gleichung (7.12) definierten minimalen Stromverhältnis zu betreiben. Wie wir an unserem Auslegungsbeispiel noch erkennen werden, kann die isotherme Behandlung der Absorption dann zu völlig unbrauchbaren Ergebnissen führen. Das gleiche gilt auch beim Auftreten großer Absorptionswärmen.

Zur Auslegung mit **Berücksichtigung der Temperaturänderungen** (non-isothermal absorption) ist die Absorptionskolonne in mehrere Abschnitte zu unterteilen **Bild 7.12**. Der einfachste Lösungsweg für den gekoppelten Wärme- und Stofftransport ergibt sich bei einem Durchrechnen der Kolonne von unten nach oben.

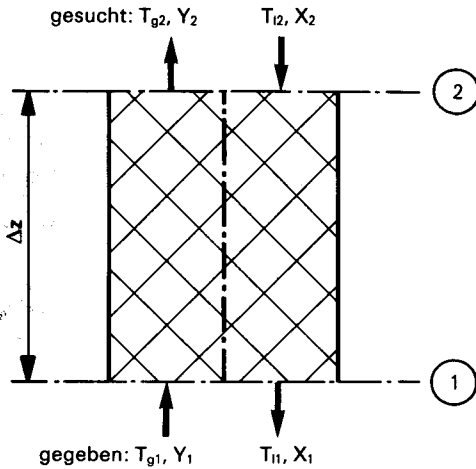


Bild 7.12. Ausschnitt aus einer Absorptionskolonne zum Berechnen der Temperatur- und Zusammensetzungsänderung.

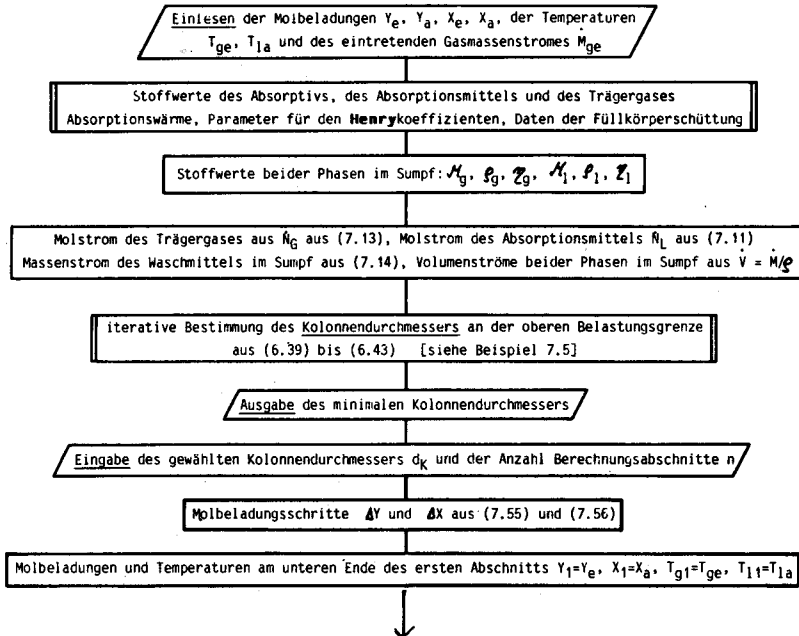
Für den untersten Abschnitt kennt man die Zusammensetzung ($Y_1 = Y_e$) und die Temperatur ($T_{g1} = T_{ge}$) des in den Absorber eintretenden Gasgemisches. Die Zusammensetzung der austretenden Flüssigkeit ($X_1 = X_{1a}$) kann mit Hilfe eines Beladungsdiagramms (Bild 7.7) als Auslegungsparameter gewählt werden. Sie muß

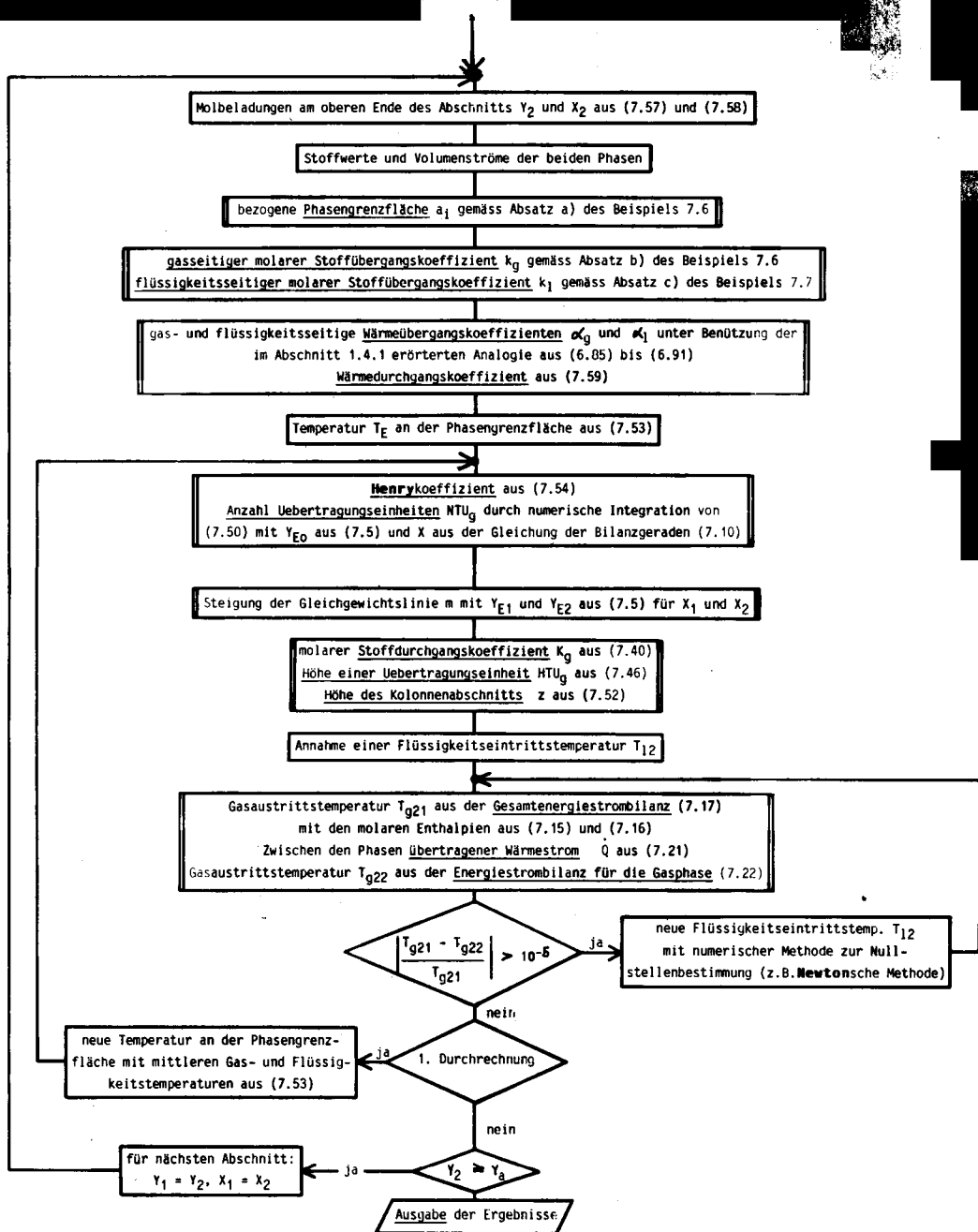
im Beladungsdiagramm mit der vorgeschriebenen Austrittsmolbeladung des Gases Y_a einen Punkt über der Gleichgewichtslinie ergeben. Je näher dieser Punkt zur Gleichgewichtslinie rückt, um so größer wird die erforderliche Kolonnenhöhe: je weiter er von der Gleichgewichtslinie weggelegt wird, um so aufwendiger wird die Regeneration des Waschmittels. Hier ist über mehrere Durchrechnungen die wirtschaftlichste Lösung zu finden. Auch die Temperatur des aus der Kolonne tretenden Waschmittels ($T_{l1} = T_{1a}$) ist vorerst anzunehmen. Die vollständige Kolonnenauslegung führt damit auf eine Waschmitteleintrittstemperatur T_{1e} . Falls diese nicht befriedigt, ist die Rechnung mit einem geänderten Wert von T_{1a} zu wiederholen.

Für die folgenden Abschnitte sind die Werte an der unteren Abschnittsbegrenzung (T_{g1} , T_{l1} , Y_1 und X_1) jeweils den Berechnungsergebnissen für die obere Grenze des vorangehenden Abschnitts gleichzusetzen.

Die für das Absorptionsgleichgewicht in den einzelnen Abschnitten maßgebende Temperatur an der Phasengrenzfläche T_E kann mit den Überlegungen nach Abschnitt 2.1 aus den gas- und flüssigkeitsseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_g und α_l und den mittleren Temperatur-

Bild 7.13. Vorgehen zum Auslegen von Füllkörperkolonnen bei Berücksichtigung der Absorptionswärme und des gekoppelten Wärme- und Stofftransports (Programmablaufplan zu [239]).





ren der beiden Phasen T_g und T_l bestimmt werden:

$$T_E = T_l + [1 / (1 + \alpha_l / \alpha_g)] (T_g - T_l) \quad (7.53)$$

Für die erste Durchrechnung eines Abschnitts sind die Temperaturen an der unteren Ab-

schnittsbegrenzung (T_{g1} und T_{l1}) einzusetzen, da die mittleren Temperaturen in einem Abschnitt vorerst noch unbekannt sind. Die mittlere Temperatur T_E an der Phasengrenze liefert mit der Näherungsgleichung

$$H_i = c_1 + c_2 T_E + c_3 T_E^2 \quad (7.54)$$

den mittleren HENRY-Koeffizienten. Auf diese Weise wird die Gleichgewichtslinie für jeden Abschnitt neu festgelegt.

Falls die gesamte Zusammensetzungsänderung in n Abschnitte unterteilt wird, betragen die pro Kolonnenabschnitt zu bewältigenden Beladungsunterschiede:

$$\Delta Y = (Y_e - Y_a)/n \quad (7.55)$$

$$\Delta X = (X_a - X_e)/n \quad (7.56)$$

Damit stehen die Molbeladungen an den oberen Begrenzungen der einzelnen Abschnitte fest:

$$Y_2 = Y_1 - \Delta Y \quad (7.57)$$

$$X_2 = X_1 - \Delta X \quad (7.58)$$

Für die **Durchrechnung eines Abschnitts** ist eine Flüssigkeitseintrittstemperatur T_{12} anzunehmen. Diese liefert mit der **Energiestrombilanz** um die ganze Kolonne (7.17) unter Benützung der Gleichungen (7.15) und (7.16) eine Austrittstemperatur der Gasphase von T_{g21} .

Da nun alle vier Temperaturen für einen Abschnitt bekannt sind, kann der von der wärmeren an die kältere Phase **übergehende Wärmestrom** ΔQ aus der Beziehung (7.21) ermittelt werden. Weil sich beide Phasen direkt berühren, folgt der Wärmedurchgangskoeffizient mit der Gleichung (2.6) aus den Wärmeübergangskoeffizienten der beiden Phasen zu:

$$k = [1/\alpha_g + 1/\alpha_l]^{-1} \quad (7.59)$$

Schließlich liefert die **Energiestrombilanz für die Gasphase** (7.22) mit den Gleichungen (7.15) und (7.16) ebenfalls eine Gasaustrittstemperatur: T_{g22} . Die Annahme für die Waschmitteleintrittstemperatur ist nun so lange zu ändern, bis die beiden aus der Gesamtenergiestrombilanz und der Energiestrombilanz für die Gasphase errechneten Gasaustrittstemperaturen T_{g21} und T_{g22} übereinstimmen.

Bild 7.13 veranschaulicht den besprochenen Berechnungsablauf. Es enthält auch die zur Wahl eines geeigneten Kolonnendurchmessers notwendigen Berechnungsschritte. Die recht umfangreichen Rechnungen mit zahlreichen numerischen Integrationen und numerischen Lösungen von Gleichungen sind nur noch

durch einen Computer mit vertretbarem Aufwand zu bewältigen. Die zum Erzielen eines brauchbaren Ergebnisses notwendige Zahl der Unterteilungen ist von den Stoffwerten, den Zusammensetzungen der beiden Phasen an Ein- und Austritt, von den Molströmen der beiden Phasen und von den Füllkörpereigenschaften abhängig. Die Zahl der Abschnitte wird zweckmäßigerweise so lange verdoppelt, bis sich die berechnete Kolonnenhöhe nicht mehr merklich ändert. Das ist je nach Anwendungsfall nach etwa fünf bis dreißig Unterteilungen der Fall.

Im folgenden wollen wir die Ergebnisse eines nach dem Ablaufplan des Bildes 7.13 aufgebauten Computerprogramms [239] kurz erörtern. Zum Vergleich mit dem im Abschnitt 7.5 behandelten Auslegungsbeispiel für die isotherme Absorption wird die Absorption mit gekoppeltem Wärme- und Stofftransport mit den gleichen Eintrittstemperaturen der beiden Phasen durchgerechnet, nämlich mit $T_{ge} = T_{le} = 308,15$ K. Auch die Ein- und Austrittszusammensetzungen der beiden Phasen ($Y_e = 0,5$; $Y_a = 0,025$; $X_e = 0,004$ und $X_a = 0,075$) und alle übrigen Daten werden aus dem Auslegungsbeispiel für die isotherme Absorption übernommen.

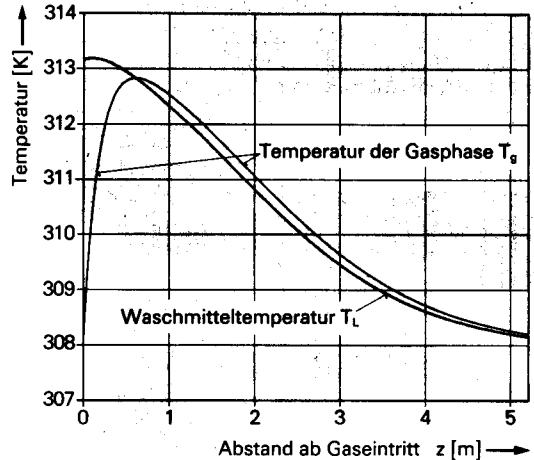


Bild 7.14. Temperatur der beiden Phasen in Abhängigkeit von der Kolonnenhöhe für das Auslegungsbeispiel dieses Kapitels.

Bild 7.14 zeigt den sich in der Kolonne ergebenden Temperaturverlauf. Infolge der Absorptionswärme wird die flüssige Phase von 308,15 auf 313,16 K um rund 5 K erwärmt. Der Gasstrom wird nach dem Eintritt in die Kolonne in

den untersten 0,6 m der Füllkörperschüttung um 4,75 K erwärmt. In der darüberliegenden Füllkörperschüttung wird der Gasstrom anschließend infolge des sehr guten Wärmedurchgangs (direkter Kontakt der beiden Ströme, große Phasengrenzfläche, hoher Wärmedurchgangskoeffizient) nahezu auf die Flüssigkeitseintrittstemperatur abgekühlt. Er verläßt den Absorber mit einer Temperatur von 308,19 K.

In Bild 7.15 ist die Kolonnenhöhe in Abhängigkeit des mit der Gleichung (7.12) definierten Stromverhältnisse aufgetragen. Wir haben schon erwähnt, daß man den Absorber mit einem möglichst geringen Waschmittelstrom betreiben möchte, um die Kosten für die Waschmittelregenerierung und die Pumpenergie klein zu halten. Bild 7.15 zeigt deutlich, daß die dadurch bedingten kleinen Stromverhältnisse zu großen Kolonnenhöhen führen. Gegen das minimale Stromverhältnis nimmt die erforderliche Kolonnenhöhe sehr stark zu. Zum Vergleich mit den Ergebnissen der isothermen Absorption ist in Bild 7.15 auch die dafür erhaltene Kolonnenhöhe eingezeichnet. Wir sehen, daß sie besonders im Bereich kleiner Stromverhältnisse, in denen man die Kolonne ja aus den erwähnten Gründen möglichst betreiben möchte, zu geringe Höhen der Füllkörperschüttung ergibt. Das ist zu erwarten, weil sich die Gleichgewichtslinie infolge der Erwärmung des Waschmittels in Richtung der Bilanzgeraden verschiebt (Bild 7.7). Damit ist eine Abnahme des treibenden Zusammensetzungsgefälles verbunden. Wie wir aus Bild 7.15 weiter erkennen, ist

es mit der isothermen Rechnung gar nicht möglich, auf das minimale Stromverhältnis zu schließen. In Bild 7.15 ist auch die Abhängigkeit des Kolonnendurchmessers vom Stromverhältnis dargestellt. Diese ist nicht sehr ausgeprägt, weil der Gasstrom ja nicht verändert wird.

Bei großem Wärmeeffekt kann die Absorptionswärme auch durch in die Kolonne eingebaute **Kühler** abgeführt werden. Die Berechnung von Absorbern mit Kühlern kann ebenfalls auf dem gezeigten Weg erfolgen, wenn die abgeführten Wärmeströme in den Energiestrombilanzen (7.17) und (7.21) entsprechend berücksichtigt werden.

Die Auslegung von Bodenkolonnen mit Berücksichtigung des Wärmeeffekts wird in [240] erörtert. In [241] wird die Auslegung von Füllkörperkolonnen mit Wärmeeffekt und gleichzeitiger chemischer Reaktion behandelt.

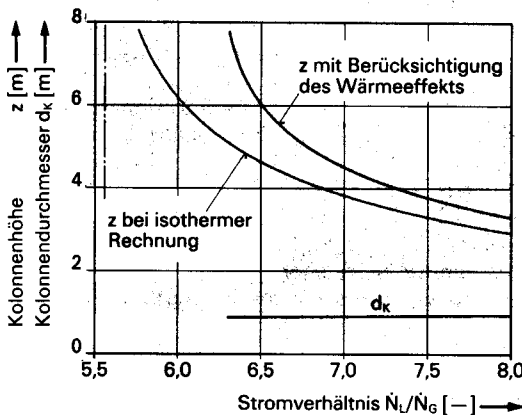


Bild 7.15. Einfluß des Stromverhältnisses auf die Höhe der Füllkörperschüttung und den Kolonnendurchmesser für das Auslegungsbeispiel dieses Kapitels.

8. Sorption

Gas- oder Flüssigkeitsgemische lassen sich durch Anlagern einzelner Komponenten an die Oberfläche von Feststoffen (Adsorption) und durch Kondensation in feinsten Poren von Feststoffen (Kapillarkondensation) trennen. Adsorption und Kapillarkondensation treten oft gleichzeitig auf und lassen sich dann nur schwer einzeln erfassen. Deshalb bezeichnen wir die Entfernung von Gemischkomponenten aus Fluiden durch eine Stoffübertragung an Feststoffe als **Sorption**. Diese Definition der Sorption umfaßt nicht nur die Adsorption und die Kapillarkondensation, sondern auch den Ionenaustausch.

Die Anlagerung einzelner Stoffe an Festkörperoberflächen, die **Adsorption**, ist an allen Feststoffen mehr oder weniger ausgeprägt zu beobachten. Die dabei an der Grenzfläche angelagerten Schichten sind aber im allgemeinen infolge der geringen Reichweite der für die Bindung verantwortlichen Kräfte nur wenige Moleküldurchmesser dick. Zur technischen Stofftrennung läßt sich die Adsorption deshalb nur nutzen, wenn die Festkörper eine enorme spezifische Oberfläche aufweisen. Solche als **Sorptionsmittel** (Sorbens, Adsorbens, sorbent, adsorbent) bezeichnete Feststoffe weisen spezifische Oberflächen bis über $10^6 \text{ m}^2/\text{kg}$ auf!

Die Bindung des aus dem Fluid zu entfernenden Stoffs, des **Sorptivs** (sorptive), an die Feststoffoberfläche kann lose durch molekulare Wechselwirkungskräfte erfolgen (**physikalische Adsorption**). Diese lose physikalische Bindung ist durch Erwärmen oder Drucksenkung leicht wieder zu lösen. Die Bindung an den Feststoff kann aber auch chemischer Natur sein (**Chemisorption**). Sie ist stärker als die physikalische Bindung. Die Regeneration des beladenen Sorptionsmittels wird deshalb bei der Chemisorption wesentlich aufwendiger.

Die Sorption gehört zu den neueren Stofftransportverfahren. Die erste technische Anlage zur Sorption von Alkohol und Benzol an Aktivkohle wurde im Jahr 1923 in Betrieb genommen. Inzwischen ist die Sorption aus der Abgasreinigung, der Wasseraufbereitung, der Abwasserreinigung und beim Entfernen von Wasser aus Gasen (Gastrocknung) und Flüssigkeiten (Flüssigkeitstrocknung) nicht mehr wegzudenken. Eine weitere Ausbreitung auf Kosten der Absorption, der Rektifikation, der Extraktion und anderer Trennverfahren ist zu erwarten. Besonders interessant ist die Sorption zum Ent-

fernen von Komponenten, die in Gasen oder Flüssigkeiten in nur geringer Konzentration vorkommen.

8.1 Sorptionsmittel

Als Sorptionsmittel kommen nur hochporöse Stoffe mit einer großen **inneren Oberfläche** (internal surface) in Frage. Eine Aktivkohleschüttung aus Teilchen mit einem gleichwertigen Kugeldurchmesser von 3 mm würde bei einer Feststoffdichte von 2000 kg/m^3 nach den Ausführungen im Kapitel 2 der «Verfahrenstechnik I» [1] ohne Berücksichtigung der Poren im Korninnern eine spezifische äußere Oberfläche (external surface) von $1 \text{ m}^2/\text{kg}$ aufweisen. Die tatsächliche Oberfläche von 1 kg einer Aktivkohleschüttung kann aber über $10^6 \text{ m}^2/\text{kg}$ betragen. Gegenüber dieser enormen Gesamtoberfläche ist die äußere Oberfläche verschwindend klein. Die erstaunlichen spezifischen Oberflächen der Sorptionsmittel stammen aus feinsten Hohlräumen im Korninnern, die durch spezielle Herstellungsverfahren ([244], S. 499/509, [246]) erzeugt werden.

Die **Porenradien** der üblichen Sorptionsmittel liegen zwischen $3,5 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ und 10^{-5} m . Die enorme innere Oberfläche ist hauptsächlich auf die Mikroporen mit Porenradien unter $75 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ zurückzuführen.

Ein gutes Sorptionsmittel soll nur die gewünschten Substanzen aus einem Gemisch entfernen: Es muß **selektiv** wirken. Die Selektivität eines Sorptionsmittels wird wesentlich mitbestimmt durch seine **Porenradienverteilung** ([3], S. 603, [245, 246 und 247]), weil die stark zur inneren Oberfläche beitragenden Mikroporen bereits die Größenordnung der Moleküldurchmesser (Tabelle 8.2) aufweisen. Wir werden darauf bei der Besprechung der Molekularsiebe zurückkommen.

Für die Selektivität von Sorptionsmitteln ist weiter entscheidend, ob ihre Oberfläche polare Verbindungen wie Wasser anzieht (**hydrophile** Sorptionsmittel) oder ob unpolare Verbindungen bevorzugt werden (**hydrophobe** Sorptionsmittel). Für die Eignung eines Stoffs als Sorptionsmittel sind aber auch seine mechanische Festigkeit, seine chemische Beständigkeit und seine Temperaturbeständigkeit von Bedeutung. Schließlich muß ein beladenes Sorptionsmittel zur Wiederverwendung leicht regeneriert werden können.

Die für technische Sorptionsprozesse am häufigsten eingesetzten Sorptionsmittel sind in **Tabelle 8.1** zusammengestellt.

Tabelle 8.1. Daten der wichtigsten Sorptionsmittel. Die angegebenen Stoffwerte gelten für 293 K und unbeladene Sorptionsmittel. Me ist das Alkali- oder Erdalkalium der Ladung n.

Sorptionsmittel	Zusammensetzung	Affinität zu polaren Verbindungen	Korngröße [mm]	Handelsform F: geformt B: gebrochen P: Pulver	Verhältnis Makro-/ Mikroporenvolumen	Spezifische Oberfläche [m ² /kg]
Aktivkohle, körnig	über 90 % C	hydrophob	1 ... 5	F/B	0,8 ... 1	1 ... 1,5 · 10 ⁶
Sorption aus Gasphase	über 90 % C	hydrophob	... 2	F/B	0,7 ... 1	0,5...0,8 · 10 ⁶
Sorption aus Flüssigkeit	über 90 % C	hydrophob	... 1	P	1,1 ... 1,6	0,7...1,4 · 10 ⁶
Aktivkohle, pulverförmig	über 95 % SiO ₂	hydrophil	1 ... 6	F/B	...0,3	0,6...0,8 · 10 ⁶
Silicagel, engporig	über 95 % SiO ₂	hydrophil	1 ... 6	F/B	0,15...0,25	0,3...0,4 · 10 ⁶
Silicagel, weitporig	über 95 % Al ₂ O ₃	hydrophil	2 ... 10	F	0,2 ... 0,3	0,3...0,4 · 10 ⁶
Aluminiumoxid, aktiviert	Me _{x/n} (AlO ₂) _x · (SiO ₂) · mH ₂ O	hydrophil	0,5... 4	F/P	1,3...1,3	0,5...1,0 · 10 ⁶
Molekularsiebe						
Sorptionsmittel	Mittlere Dichte der Schüttung [kg/m ³]	Porosität (äußere) [-]	Spezifische Wärmekapazität [J/kgK]	Wärmeleitfähigkeit [W/mk]	Temperaturbeständig bis [K]	
Aktivkohle, körnig	200...500	0,5...0,75	840		1000	
Aktivkohle, pulverförmig	150...400	0,6...0,8	840		1000	
Silicagel, engporig	700...800	0,4...0,7	920	0,15	600	
Silicagel, weitporig	300...400	0,4...0,7	920	0,15	600	
Aluminiumoxid, aktiviert	700...800	0,4...0,7	880	0,12	600	
Molekularsiebe	500...850	0,4...0,6	920	0,13	900	

Aktivkohle (activated carbon) wird aus kohlenstoffhaltigen Stoffen wie Holzkohle, Sägespänen, Torf, Braunkohle, Steinkohle und Kokosnußschalen hergestellt. Sie besteht aus Kohlenstoff und Asche. Engporige Aktivkohlen zur Adsorption niedermolekularer Substanzen werden durch Gasaktivierung bei 800 bis 1000 °C mit Wasserdampf aus verkohltem Material hergestellt. Weitporige Aktivkohlen werden bei tieferen Temperaturen aus unverkohlten, zellulosehaltigen Rohmaterialien wie Sägemehl oder Torf chemisch aktiviert. Je nach den Aktivierungsbedingungen entstehen Aktivkohlen mit unterschiedlichsten Sorptionseigenschaften ([3], S. 603/605, [247, 248]).

Infolge ihres hydrophoben Verhaltens werden Aktivkohlen zum Entfernen organischer und anderer unpolarer Stoffe aus Gasen (Abgasreinigung, Lösemittelrückgewinnung, Luftreinigung in Atemschutzgeräten und anderes mehr) und Flüssigkeiten (Entölen und Entfärben wässriger Lösungen, Sorption organischer Substanzen aus Trinkwasser und Abwasser und weiteres mehr) verwendet. Bei der Reinigung sauerstoffhaltiger Gase ist allerdings zu beach-

ten, daß die Oxidation der adsorbierten Komponenten Brände entfachen kann [249].

Silicagel (Kieselgel, silica gel) besteht zur Hauptsache aus amorphem Siliciumoxid und gehört wie das aktive Aluminiumoxid und die Molekularsiebe zu den hydrophilen Sorptionsmitteln. Silicagel weist ein hohes Wasseraufnahmevermögen auf und wird deshalb in großem Umfang zum Entfernen von Wasser aus Gasen (Gastrocknung) eingesetzt. Falls die zu trocknenden Gase Wassertröpfchen enthalten, werden diese durch weitporige «Puffergele» entfernt. Die eigentliche Wasserdampfabscheidung erfolgt in den nachfolgenden engporigen Silicagelen. Die besonders abriebfesten kugelförmigen Silicagele werden als Trockenperlen bezeichnet.

Das **aktivierte Aluminiumoxid** (Aluminiumoxidgel, activated alumina) zeichnet sich durch eine besonders hohe mechanische Festigkeit aus und eignet sich deshalb auch für den kontinuierlichen Betrieb von Sorbern. Es wird ebenfalls für die Gastrocknung (hohe Spritzwasserbeständigkeit), vor allem aber für die Entfernung polarer Substanzen aus Flüssigkeiten ver-

wendet. Im Gegensatz zum Silicagel ist es allerdings nicht säurebeständig.

Die **Molekularsiebe** (molecular sieve) sind kristalline Alkali- oder Erdalkalialuminosilikate. Ihr **Kristallgitter** (crystall lattice) ergibt nach dem Austreiben des Kristallwassers durch Erhitzen Poren definierter Größe und Gestalt: **Bild 8.1**. Die erste Laborsynthese der kristallographisch zur Gruppe der **Zeolithe** gehörenden Molekularsiebe gelang im Jahr 1950. Ihre hervorragende Selektivität sicherte ihnen eine rasche Verbreitung. Zahlreiche Hersteller bieten heute Molekularsiebe mit Porengrößen von 2, 4, 5, 8 und $10 \cdot 10^{-10}$ m (10^{-10} m = 1 Å) an. Aufgrund ihres hydrophilen Verhaltens sorbieren sie bevorzugte polare Stoffe (etwa in der Reihenfolge H_2O , CH_3OH , CH_3SH , NH_3 , H_2S , CO , CO_2). Sie ermöglichen deshalb beispielsweise das Entfernen von Wasser aus Gasen oder organischen Flüssigkeiten auf sehr niedrige Restgehalte (Intensivtrocknung) oder das Abtrennen von Wasser, Kohlendioxid und Schwefelwasserstoff aus Erdgas. Die **hervorragende Selektivität** verdanken die Molekularsiebe ihrer definierten Porengröße. Diese verunmöglicht den zu großen Molekülen das Eindringen in die Poren: sie werden «ausgesiebt». Der für das Eindringen in Molekularsiebe **kritische Moleküldurchmesser** ist für einige häufig zu sorbierende Stoffe der **Tabelle 8.2** zu entnehmen (weitere Angaben in [3], S. 606, [244], S. 501). Er entspricht bei sphärischen Molekülen dem Durchmesser der das Molekül umhül-

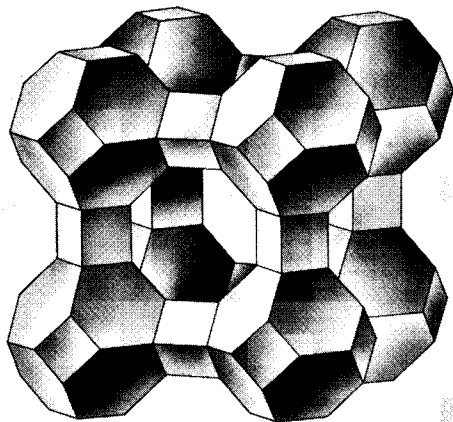


Bild 8.1. Aufbau von Molekularsieben (Chemische Fabrik Uetikon).

lenden Kugel oder bei Kettenmolekülen dem Durchmesser des größten Umkreises senkrecht zur Kette. Im allgemeinen kann ein Molekularsieb nur die Stoffe mit einem kritischen Moleküldurchmesser unterhalb seiner Porengröße sorbieren. Von dieser Regel sind infolge der Elastizität der sorbierten Moleküle und der Schwingungen des Kristallgitters allerdings Abweichungen häufig. Die Selektivität aufgrund der definierten Porengröße von Molekularsieben nutzt man beispielsweise zum Trennen von gerade- und verzweigt-kettigen Kohlenwasserstoffen. Wie Aktivkohle ertragen auch die Molekularsiebe hohe Regenerationstemperaturen. Im Gegensatz zur Aktivkohle sind sie aber auch bei hohen Temperaturen unempfindlich gegen Sauerstoff.

Herstellung, Eigenschaften und Einsatzgebiete technischer Sorptionsmittel sind ausführlicher behandelt in [3], S. 602/607, 613/618 und [245] bis [252].

Tabelle 8.2. Für die Sorption maßgebende kritische Moleküldurchmesser [240].

Stoff	Kritischer Moleküldurchmesser [10^{-10} m]
Helium	2,0
Argon	3,8
Azetylen	2,4
Wasserstoff	2,4
Wasser	2,8
Sauerstoff	2,8
Kohlenmonoxid	2,8
Kohlendioxid	2,8
Stickstoff	3,0
Methanol	4,4
Ammoniak	3,6
Methan	4,0
Schwefelwasserstoff	3,6
Äthylen	4,2
Äthan	4,4
Äthanol	4,4
Chlordifluormethan (R 22)	4,9
Dichlordifluormethan (R 12)	4,9
Propan	4,9
n-Butan und höhere n-Kohlenwasserstoffe	4,9
Propene	5,0
Methylmercaptan	4,5
Äthylmercaptan	5,1
Benzol	6,8
i-Butan und höhere i-Kohlenwasserstoffe	5,6
Cyclohexan	6,1

8.2 Sorptionsgleichgewicht

Im folgenden werden wir nur das Gleichgewicht bei der Sorption einer Komponente erörtern. Für die Mehrkomponentensorption sei auf [244], S. 541/542; [252] und [254] verwiesen.

8.2.1 Sorptionsgleichgewicht im Beladungsdiagramm

Wie bei der Absorption wird auch bei der Sorption aus der Gasphase die durch das Sorptionsmittel aufnehmbare Sorptivmenge mit sinkender Temperatur und zunehmendem Druck größer. Es ist üblich, die Gleichgewichtskennlinien für konstante Temperaturen aufzuzeichnen. Sie werden dann als **Sorptionsisothermen** (Adsorptionsisotherme, sorption isotherm) bezeichnet. **Bild 8.2** illustriert die Druck- und Temperaturabhängigkeit des Sorptionsgleichgewichts am Beispiel der Sorption von Wasserdampf an einem 3A-Molekularsieb. Es läßt die schon bei der Absorption erläuterten Regenerationsmöglichkeiten durch Temperaturerhöhung und/oder Partialdrucksenkung (Senken des Gesamtdrucks, Strippen) erkennen. Wir werden darauf noch zurückkommen.

Für die Darstellung des Gleichgewichts der Sorption aus der Gasphase ist es zweckmäßiger, den Partialdruck des Sorptivs auf seinen Dampfdruck bei der betreffenden Temperatur zu beziehen, weil dieser den für eine bestimmte Temperatur höchstmöglichen Sorptivpartialdruck darstellt (Sättigungswert). Man bezeichnet deshalb das Verhältnis von Partialdruck zu Dampfdruck als Sättigungsgrad oder **relative Feuchtigkeit** (relative Sättigung, relative humidity):

$$\varphi = p_i/P \quad (8.1)$$

Die relative Feuchtigkeit gibt den Anteil einer Komponente i zu ihrem höchstmöglichen Gehalt in einem Gas wieder. Falls die relative Feuchtigkeit des Sorptivs aus seiner Massenbeladung Y_i berechnet werden muß, ist der Partialdruck mit Hilfe der Tabelle 1.1 aus der Massenbeladung zu bestimmen. Unter Benützung der Beziehung (1.13) erhält man für die Umrechnung des Massenbruchs der Komponente i eines Zweistoffgemischs in die relative Feuchtigkeit:

$$\varphi = \frac{p}{P} \frac{Y_i}{M_i/M_T + Y_i} \quad (8.2)$$

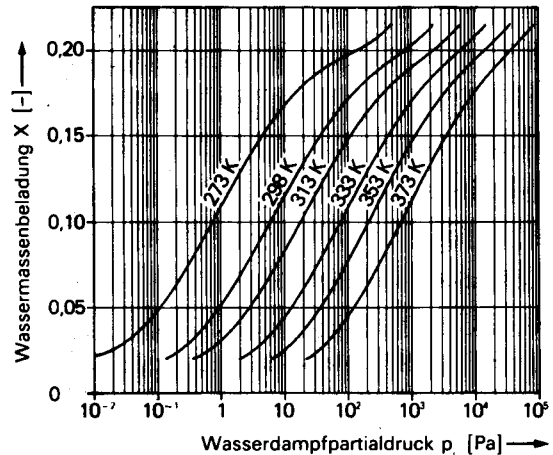


Bild 8.2. Sorptionsisothermen von Wasserdampf an 3A-Molekularsieb mit einer Porengröße von $3 \cdot 10^{-10}$ m (Werte aus [340]).

Darin sind p der Gesamtdruck, M_i die Molmasse des Sorptivs und M_T die Molmasse des Trägergases.

Bild 8.3 zeigt die Gleichgewichtsmassenbeladung eines 3A-Molekularsieves in Abhängigkeit von der relativen Feuchtigkeit der Gasphase und der Temperatur. Diesem Diagramm liegen die gleichen Daten zugrunde wie dem Bild 8.2. Die Sorptionsisothermen rücken in der neuen Darstellung nahe zueinander. Nach einer äußerst steilen Zunahme der Wasserbeladung des Sorptionsmittels vermag dieses bei hohen relativen Feuchtigkeiten nur noch wenig weiter-

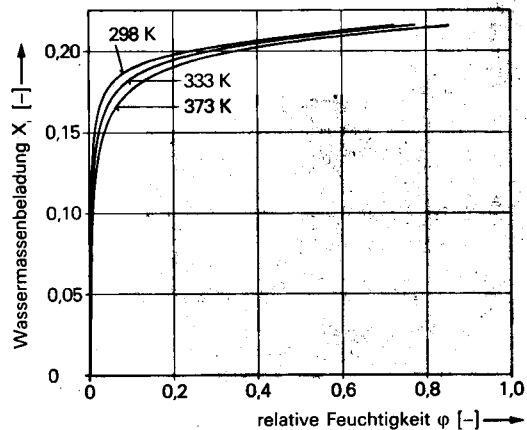


Bild 8.3. Darstellung der Gleichgewichtsdaten des Bildes 8.2 (Sorption von Wasserdampf an 3A-Molekularsieb) in Abhängigkeit der relativen Feuchtigkeit der Gasphase.

res Wasser zu binden. Der Verlauf der Sorptionsisothermen verdeutlicht, daß Molekularsiebe für eine weitgehende Lufttrocknung sehr geeignet sind, weil sie schon bei niedrigen relativen Feuchtigkeiten viel Wasser aufzunehmen vermögen.

Die Stärke der Wechselwirkungskräfte zwischen dem sorbierten Stoff und dem Sorptionsmittel führt zu unterschiedlichen Verläufen der Sorptionsisothermen: **Bild 8.4.** Bei **starken Wechselwirkungskräften** (große Affinität zum Sorptiv) wird das Sorptiv schon bei geringen Gehalten im Gasgemisch begierig aufgenommen. Dies führt bei kleinen relativen Feuchtigkeiten zu einem steilen Anstieg der Sorptionsisothermen, wie er am Beispiel der Sorption von Wasserdampf an einem 3A-Molekularsieb zu beobachten ist. Die einheitlich kleinen Poren werden durch das angelagerte Sorptiv rasch aufgefüllt. Deshalb nimmt die Beladung des Sorptionsmittels mit steigender relativer Feuchtigkeit dann nur noch wenig zu. Dieser Verlauf der Sorptionsisothermen ist für Sorptionsmittel mit starken Wechselwirkungskräften und enger Porengrößenverteilung typisch.

Der Verlauf der Sorptionsisothermen von Wasserdampf an Silicagel ist für **mittlere Wechselwirkungskräfte** zwischen dem sorbierten Stoff und dem Sorptionsmittel typisch. Mit zunehmender relativer Feuchtigkeit der Gasphase wird zunächst eine monomolekulare Schicht des Sorptivs gebunden. Dann werden dieser

weitere Molekülschichten überlagert. Da die Oberflächenkräfte nur eine kurze Reichweite aufweisen, nimmt ihre Wirksamkeit auf die überlagerten Schichten rasch ab. Der «Sorptivhunger» schwächt sich deshalb ab; der Verlauf der Sorptionsisotherme wird flacher. Weil die Eigenschaften der Sorptionsmittel sowohl von den Herstellungsbedingungen wie auch von den Ausgangsmaterialien geprägt werden, streuen sie innerhalb gewisser Grenzen. Dies ist in Bild 8.4 am Beispiel eines Silicagels gezeigt.

Schwache Wechselwirkungskräfte ergeben einen Verlauf, wie er in Bild 8.4 für die Sorption von Wasserdampf an Aktivkohle eingetragen ist. Im eigentlichen Adsorptionsbereich wird bei geringen Wechselwirkungskräften nur wenig Sorptiv gebunden. Gegen höhere relative Feuchtigkeiten ist trotzdem eine starke Zunahme der Gleichgewichtsbeladung festzustellen. In diesem Bereich wird der Anlagerung von Sorptiv durch Wechselwirkungskräfte die **Kapillarkondensation** (capillary condensation) überlagert. Im Falle der Sorption von Wasserdampf an Aktivkohle übertrifft die Wirkung der Kapillarkondensation jene der Adsorption um ein Mehrfaches.

8.2.2 Kapillarkondensation

Über stark gekrümmten Flächen ist der Dampfdruck P_k merklich kleiner als der Dampfdruck P bei ebenen Flüssigkeitsoberflächen. Er läßt sich für zylindrische Kapillaren mit dem Radius r nach der Beziehung

$$P_k = P \exp\left(-\frac{M \sigma_A \cos \theta}{R T \rho_l r}\right) \quad (8.3)$$

berechnen (Herleitung in [244], S. 536/537, 552/553). In dieser Gleichung sind M die Molmasse des Sorptivs, σ_A die Oberflächenspannung des Sorptivs und ρ_l die Dichte des flüssigen Sorptivs bei der Temperatur T . Der Cosinus des Randwinkels θ zwischen dem Flüssigkeitsmeniskus und der Wand der zylindrischen Kapillare beträgt beispielsweise für die Sorption von Wasserdampf an Aktivkohle 0,6 [246, 255]. Er ist 1, wenn das kondensierte Sorptiv die Wände des Sorptionsmittels vollständig benetzt (beispielsweise polare Stoffe an Molekularsieben, organische Stoffe an Aktivkohle).

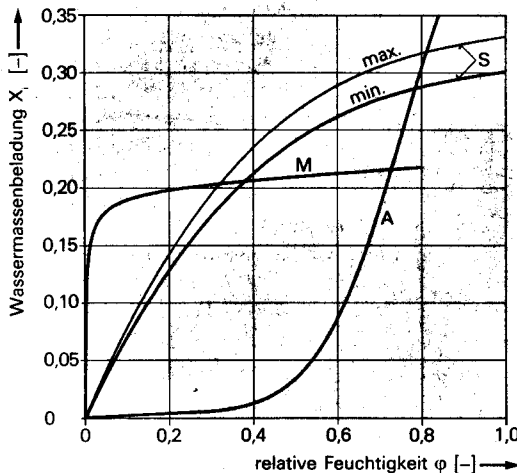


Bild 8.4. Isothermen für die Sorption von Wasserdampf an A: Aktivkohle bei 298 K (Chemviron-Aktivkohle CPIV nach [242]), S: Silicagel E bei 293 K (Diamantgel Uetikon E, Werte aus [252]), M: 3A-Molekularsieb bei 298 K (Werte aus [250]).

Beispiel 8.1

Bei welcher relativen Feuchtigkeit kondensiert Wasserdampf aus Luft in einer zylindrischen Aktivkohlepore mit einem Radius von $5 \cdot 10^{-10}$ m bei einer Temperatur von 298 K? Stoffwerte von Wasser bei 298 K: Molmasse 18,02 kg/kmol, Oberflächenspannung 0,0720 N/m, Dichte 997 kg/m³.

Dampfdruckverhältnis aus (8.3):

$$P_k/P = \exp \left[-18,02 \cdot 0,072 \cdot 0,6 / (8314,3 \cdot 298 \cdot 997 \cdot 5 \cdot 10^{-10}) \right] = 0,532.$$

Das bedeutet, daß der Wasserdampf in der zylindrischen Kapillare schon ab einer relativen Feuchtigkeit von 0,532 (und nicht erst bei 1 wie bei ebener Flüssigkeitsoberfläche) kondensieren würde.

In Bild 8.5 ist die mit der Gleichung (8.3) berechnete Dampfdrucksenkung von Wasser in als zylindrisch angenommenen Aktivkohleporen für verschiedene Temperaturen in Abhängigkeit des Porenradius aufgetragen. Wir erkennen daraus, daß die Kapillarkondensation in den feinsten Aktivkohleporen (Porenradien um $3 \cdot 10^{-10}$ m) schon ab relativen Feuchtigkeiten unter 0,4 auftreten kann. Damit wird der in Bild 8.4 ab einer relativen Feuchtigkeit von etwa 0,35 festzustellende Anstieg der Sorptionsisothermen verständlich.

Die Kapillarkondensation ist auch verantwortlich für den als **Hysterese** bezeichneten Unterschied zwischen den Gleichgewichtsbeladun-

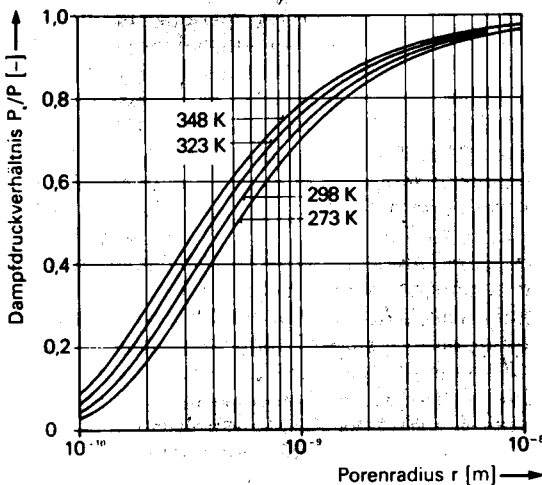


Bild 8.5. Zur Kapillarkondensation: Dampfdrucksenkung von Wasser in zylindrischen Aktivkohleporen.

gen bei der Sorption und der Desorption (Wiederaustreiben der sorbierten Substanz). Sie ist auf den bei der Sorption und der Desorption unterschiedlichen Krümmungsradius an der Oberfläche des Kondensats zurückzuführen. Der kleinere Krümmungsradius bei der Desorption führt nach der Gleichung (8.3) auf eine größere Gleichgewichtsbeladung als bei der Sorption. Die Hysterese ist auf das Gebiet der Kapillarkondensation beschränkt. Sie tritt demzufolge nur im Bereich größerer relativer Feuchtigkeiten auf ([246], [247], S. 553/554).

Zusammenfassend stellen wir fest, daß der Verlauf der Sorptionsisothermen von der Stärke der Wechselwirkungskräfte (Adsorption) und der Porengrößenverteilung (Kapillarkondensation, «Füllungsgrad») abhängt. Obwohl es nicht an theoretischen Modellen fehlt (LANGMUIR-Isotherme, BET-Gleichung, Potentialtheorie von DUBININ, HARKINS-JURA-Gleichung und anderes mehr, [233], S. 276/278, [243], [244], S. 528/547, [246]), ist der auslegende Ingenieur im allgemeinen auf gemessene Gleichgewichtsdaten angewiesen.

8.2.3 Sorptionsgleichgewicht im Konzentrationsdiagramm

Bei der Sorption aus der flüssigen Phase wird anstelle der relativen Feuchtigkeit oder des Sorptivpartialdrucks als Zusammensetzungsmaß für das Flüssigkeitsgemisch der Massenbruch oder die Massenbeladung verwendet. Zum Auslegen von Sorptionsapparaten ist es für die Sorption aus der Gasphase und aus der flüssigen Phase zweckmäßig, die Konzentration des vom Sorptionsmittel sorbierten Stoffs über der Sorptivkonzentration in der Gasphase beziehungsweise in der flüssigen Phase aufzutragen. Die Konzentration des sorbierten Stoffs ist das Verhältnis der sorbierten Masse zum Gesamtvolumen (Porenvolumen und Feststoffvolumen) des Sorptionsmittels. Es kann nach den Ausführungen in Abschnitt 1.1 wie folgt aus der Massenbeladung des Sorptionsmittels berechnet werden:

$$c_s = \frac{X}{(1 - \epsilon)} \bar{p}_s \quad (8.4)$$

Die Größenordnungen der (äußeren) Porosität ϵ und der mittleren Feststoffdichten \bar{p}_s häufiger Sorptionsmittelschüttungen sind in Tabelle 8.1 zusammengestellt. Die Sorptivkonzentration in der Gasphase kann mit Gleichung (8.1) und Ta-

belle 1.1 für eine Temperatur T aus der relativen Feuchtigkeit φ , der Molmasse M und dem Dampfdruck P des Sorptivs bestimmt werden:

$$c_F = \varphi \frac{P M}{R T} \quad (8.5)$$

Beispiel 8.2

1 m³ einer unbeladenen Schüttung aus Silicagel (Diamantgel E) weist eine Masse von 720 kg auf. Die Porosität beträgt 0,4. Wie groß sind die Wasserkonzentrationen im Sorptionsmittel und in der Gasphase bei einer Temperatur von 293 K (Wasserdampfdruck $0,02337 \cdot 10^5$ Pa) und einer relativen Feuchtigkeit von 0,6?

Wasserkonzentration in der Luft aus (8.5):

$$c_F = 0,6 \cdot 0,02337 \cdot 10^5 \cdot 18,02 / (8314,3 \cdot 293) \text{ kg/m}^3 = 0,0104 \text{ kg/m}^3.$$

Wasserkonzentration im Sorptionsmittel aus (8.4):

Gleichgewichtsbeladungen aus Bild 8.4:

$$X_{\min} = 0,262, X_{\max} = 0,288$$

$$c_{s\min} = [0,262 / (1 - 0,4)] 720 \text{ kg/m}^3 = 314 \text{ kg/m}^3$$

$$c_{s\max} = [0,288 / (1 - 0,4)] 720 \text{ kg/m}^3 = 346 \text{ kg/m}^3$$

In **Bild 8.6** sind die auf diese Weise aus dem **Bild 8.4** umgerechneten Sorptionsisothermen für das Beispiel des Silicagels eingetragen.

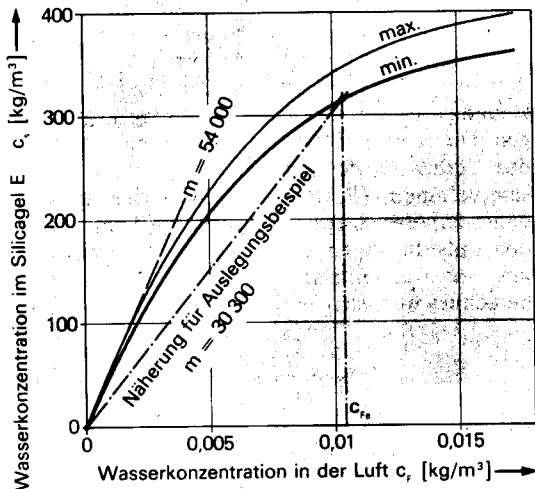


Bild 8.6. Sorptionsisotherme von Wasserdampf an Silicagel E (Diamantgel E [252]) für 293 K im Konzentrationsdiagramm.

8.3 Sorptionswärme

Für die Sorptivmoleküle bedeutet die Bindung an das Sorptionsmittel einen Verlust an Bewegungsenergie. Sie geben diese als **Sorptionswärme** (heat of Sorption) an das Sorptionsmittel ab. Die Sorptionswärme ist bei der Sorption aus der Gasphase von gleicher Größenordnung wie die **Kondensationswärme** (heat of condensation). Je nach der Stärke der Bindung an das Sorptionsmittel tritt zur Kondensationswärme eine mehr oder weniger große **Bindungswärme** (heat of linkage) auf. Die molare Sorptionsenthalpie h_{ms} läßt sich mit den Gleichungen (7.1) und (7.8) aus den Gleichgewichtsdaten bestimmen:

$$h_{ms} \approx \frac{R T^2}{P_i} \left(\frac{\partial P_i}{\partial T} \right)_X \quad (8.6)$$

Sie gibt die bei der Sorption von 1 kmol Sorptiv bei einer konstanten Beladung X des Sorptionsmittels frei werdende Energie an. Da sich die Beladung des Sorptionsmittels nur bei der Sorption einer sehr geringen Sorptivmenge nicht spürbar ändert, wird die mit (8.6) definierte Sorptionsenthalpie als **differentielle molare Sorptionsenthalpie** bezeichnet. Zum Bestimmen der differentiellen Sorptionsenthalpie ist der Gleichgewichtspartialdruck des Sorptivs (beispielsweise aus einem dem **Bild 8.2** analogen Diagramm) für konstante Sorptionsmittelbeladungen über der Temperatur aufzutragen: **Bild 8.7**. Durch eine Ausgleichsrechnung können daraus die partiellen Ableitungen des Partialdrucks nach der Temperatur für einige Werte der Sorptionsmittelbeladung bestimmt werden. Dies liefert mit der Gleichung (8.6) die in **Bild 8.8** für das Beispiel von Wasser an einem 3A-Molekularsieb bei einer Temperatur von 333 K dargestellte Abhängigkeit der differentiellen molaren Sorptionsenthalpie von der Sorptionsmittelbeladung. Der Verlauf der Kurve für die differentielle molare Sorptionsenthalpie bestätigt, daß die Bindungskräfte mit zunehmender Schichtdicke der sorbierten Substanz schwächer werden. Bei Wassermassenbeladungen gegen die Sättigungbeladung verschwindet deshalb auch die Bindungsenthalpie. Die differentielle Sorptionsenthalpie nimmt dann den Wert der Kondensationsenthalpie an.

Da sich die Sorptionsmittelbeladung bei technischen Sorptionsprozessen erheblich ändert, ist für die Berechnung der bei der Sorption frei werdenden Wärme die **integrale molare**

Sorptionsenthalpie zu bestimmen. Diese erhalten wir durch eine Integration der differentiellen Sorptionswärme vom unbeladenen Sorptionsmittel ($X = 0$) bis zu einer beliebigen Massenbeladung X :

$$\overline{h_{ms}} = \frac{\int_0^X h_{ms} dX}{X} \quad (8.7)$$

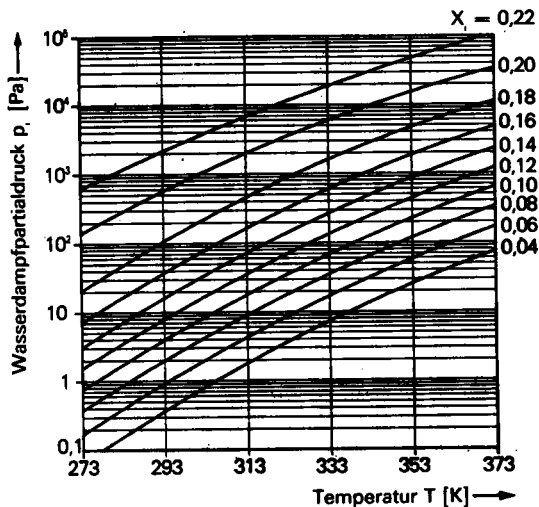


Bild 8.7. Sorptionsisosteren (Gleichgewichtslinien für konstante Sorptionsmittelbeladung) von Wasserdampf an 3A-Molekularsieb.

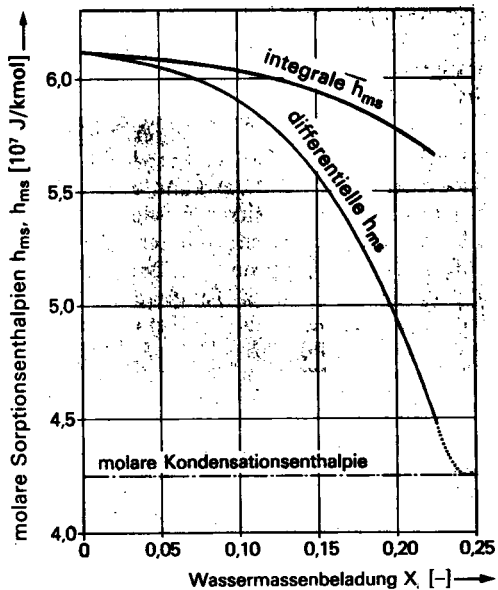


Bild 8.8. Differentielle und integrale molare Sorptionsenthalpie für Wasserdampf an 3A-Molekularsieb aus der Gleichung (8.6) für 333 K.

Für das Beispiel der Sorption von Wasser an ein 3A-Molekularsieb ist die damit berechnete integrale molare Sorptionsenthalpie für eine Temperatur von 333 K ebenfalls in Bild 8.8 eingetragen. Die Bestimmung der differentiellen und molaren Sorptionsenthalpie mit den Gleichungen (8.6) und (8.7) ist nur möglich, wenn sehr viele Gleichgewichtsdaten bekannt sind. Falls diese nicht zur Verfügung stehen, kann die mittlere integrale Sorptionsenthalpie mit den Angaben in [242], [3], S. 601, und [246] und in der groben Näherung, daß die Sorptionsenthalpie bei benetzenden Stoffen etwa das Anderthalbfache der Kondensationsenthalpie beträgt, geschätzt werden. Tabellenwerte für die integrale Sorptionswärme findet man in [36], S. 1-1328/29, und [260], S. 836/841. Wir benötigen die integrale Sorptionswärme auch für die Vorausberechnung von Trocknungsvorgängen. Darauf werden wir im nächsten Kapitel zurückkommen.

8.4 Durchführung der Sorption

Auch die Sorption kann nach dem bei der Absorption erörterten Gegenstromprinzip kontinuierlich durchgeführt werden. Aus noch zu erläuternden Gründen wird aber die diskontinuierliche Sorption weit häufiger angewendet.

8.4.1 Kontinuierliche Sorption

Bei der kontinuierlichen Sorption wird dem Sorber laufend unbeladenes Sorptionsmittel zugeführt und beladenes entnommen. Analog zur Absorption wird das ans Sorptionsmittel gebundene Sorptiv in einem Regenerator bei höheren Temperaturen und/oder tieferen Sorptivpartialdrücken desorbiert. Das zu reinigende Fluid wird möglichst im Gegenstrom zum Sorptionsmittel geführt. Damit ergibt sich eine zum Bild 7.4 analoge Anordnung.

Das Sorptionsmittel durchläuft den Sorber mit gegenseitiger Berührung der Teilchen als Wanderbett (moving bed) oder als Fließbett (Verfahrenstechnik I, Kapitel 5, [1]). Der Berechnungsweg für kontinuierlich arbeitende Gegenstromsorber stimmt mit dem für die Absorptionskolonnen gezeigten in manchen Teilen überein ([244], S. 575/580, [20], S. 534/537, [256]).

Der kontinuierliche Gegenstrombetrieb ist mit dem Nachteil eines aufwendigen Transports der Sorptionsmittelschüttung behaftet (störanfällige und teure Schleusen und Transportmittel). Mit dem Feststofftransport ist auch ein er-

heblicher Abrieb der porösen Sorptionsmittel verbunden. Die kontinuierliche Gegenstromsorption ist deshalb nur interessant, wenn die diskontinuierliche Sorption mit bedeutenden Nachteilen verbunden ist. Das kann beispielsweise der Fall sein, wenn aus **staubhaltigen Gasen** zu sorbieren ist, weil dann der freie Strömungsquerschnitt in ruhenden Schüttungen verstopft werden kann. Kontinuierliche Sorptionsanlagen werden deshalb erfolgreich zur Rauchgasreinigung eingesetzt [257]. Die kontinuierliche Gegenstromsorption ist vorteilhaft, wenn das Sorptionsmittel infolge Belegung der Oberfläche des Sorptionsmittels mit organischen Verunreinigungen **häufig reaktiviert** werden muß. Zum Reaktivieren der Sorptionsmittel müssen die Rückstände bei Temperaturen über 1000 K chemisch umgewandelt werden ([3], S. 612/613, [243, 258, 259]). Dazu muß das Sorptionsmittel aus dem Sorber entfernt werden. Das geschieht bei der kontinuierlichen Sorption ohnehin laufend. Kontinuierliche Verfahren werden deshalb auch angewandt, wenn (wie in der Abwasserreinigung [265]) mit einem hohen Anfall an organischen Verunreinigungen zu rechnen ist.

8.4.2 Diskontinuierliche Sorption

Die meisten Sorptionsapparate zur Gastrennung arbeiten mit **Festbetten**. Festbetтанlagen werden zum Teil auch für die Absorption aus der flüssigen Phase eingesetzt. Sie bestehen im Minimum aus zwei mit Sorptionsmittelschüttungen gefüllten Behältern: **Bild 8.9**. Während im Behälter 1 sorbiert wird, wird das Sorptionsmittel im Behälter 2 regeneriert. Im nächsten Zyklus wird im Behälter 1 regeneriert und im Behälter 2 sorbiert.

Bei der Sorption erfolgt die Beladung des Sorptionsmittels von der Rohgaseintrittsseite her. Nach einer gewissen Zeit ist das eintrittsseitige Sorptionsmittel vollständig beladen, während das Sorptionsmittel gegen den Reingasaustritt noch kein Sorptiv aufgenommen hat. Die eigentliche Sorptionszone (sorption zone) wandert im Laufe der Sorption durch das Festbett gegen den Reingasaustritt. Sobald die Sorptivkonzentration im Reingas (purified gas) gegen den zulässigen Grenzwert zu steigen beginnt, ist der **Durchbruchpunkt** (break point) erreicht, und der Sorptionszyklus (sorption cycle) ist zu beenden. Über eine Zusammensetzungs- oder Temperaturmessung (Erwärmung der Absorptionszone durch die frei werdende Sorptions-

wärme) am Reingasaustritt oder über eine einfache Zeitsteuerung kann das Umschalten automatisch ausgelöst werden.

Für die **Regeneration des Sorptionsmittels** stehen mehrere Wege offen. Die wichtigsten, nämlich die Temperaturerhöhung und/oder die Senkung des Sorptivpartialdrucks erkennt man aus dem Verlauf der Sorptionsisothermen (Bild 8.2).

Sorptionsverfahren, bei denen die Regeneration durch Temperaturerhöhung erfolgt, werden als **Temperaturwechselverfahren** (temperature swing) bezeichnet. Zur Temperaturerhöhung wird das Festbett entgegen der Sorptionsrichtung mit heißen Gasen (überhitzter Wasserdampf, Luft, Prozeßgas, Inertgas) durchströmt. In Bild 8.9 ist die Regeneration im geschlossenen Kreislauf dargestellt. Im Erhitzer erwärmtes Regenerationsgas nimmt im Behälter 2 Sorptiv auf. Durch Kondensation (Kühler in Bild 8.9) wird es über einen Abscheider wieder aus dem Regenerationsgas entfernt. Durch die anschließende Wiedererhitzung wird die relative Feuchtigkeit reduziert und damit die erneute Sorptivaufnahmefähigkeit des Kreislaufgases gewährleistet. Als Kreislaufgas kommen das der Apparaturs zugeführte Trägergas oder gegebenenfalls ein Inertgas in Frage. Falls nur harmlose Stoffe wie Wasser zu desorbieren sind, ist kein geschlossener Kreislauf nötig. Das beladene Regenerationsgas kann dann direkt an die Umgebung abgegeben werden. Bei offenem Kreislauf entfallen der Kühler und der Abscheider.

Damit das Sorptionsmittel erneut Sorptiv aufnehmen kann, ist es nach beendeter Desorption wieder zu kühlen. Das kann durch Kühlen des Kreislaufgases (Erhitzer in Bild 8.9 als Kühler betrieben) oder durch Einleiten von Reingas erfolgen. Bild 8.9 zeigt nur eine Möglichkeit für die Regeneration durch Temperaturerhöhung. Weitere Schaltungen für das Temperaturwechselverfahren sind in [3], S. 611, [244], S. 507/509, und [261] zusammengestellt.

Die Regeneration durch Erhitzen erlaubt es, auch bei starker Bindung des sorbierten Gases (sogar bei der Chemisorption), sehr kleine Restgehalte an sorbierten Stoffen zu erreichen. Das Temperaturwechselverfahren weist aber einen hohen Energiebedarf auf. Das Erwärmen und Abkühlen der teilweise schlecht wärmeleitenden Sorptionsmittel bedingt zudem lange Zykluszeiten (meist in der Größenordnung von 6 bis 12 Stunden).

Der Druckverlust in Sorberschüttungen kann nach Kapitel 5 der «Verfahrenstechnik I» [1] berechnet werden. Er ist natürlich um so größer, je kleiner der gleichwertige Kugeldurchmesser und je kleiner die Porosität der Sorptionsmittelschüttung ist. Der gute fluidseitige Stoffübergang erlaubt es, bei der Sorption aus Gasen Sorptionsmittelkorngrößen von 1 bis 10 mm zu verwenden. Bei der Sorption aus Flüssigkeiten bedingt der wesentlich schlechtere fluidseitige Stoffübergang den Einsatz feinerer Sorptionsmittel mit entsprechend höherem Druckverlust. Als Anhaltswerte für die auf den leeren Behälter bezogene Gasgeschwindigkeit in Festbettapparaten seien 0,2 bis 0,5 m/s für Gase und 0,002 bis 0,008 m/s für Flüssigkeiten genannt.

Die durch die viel kleineren flüssigkeitsseitigen Diffusionskoeffizienten (Abschnitt 1.2) behinderte Sorption aus Flüssigkeiten erfordert oft die Verwendung **pulverförmiger Sorptionsmittel**. Diese werden meist mit Rührorganen in die zu reinigenden Flüssigkeiten **suspendiert** (Einrührverfahren, Suspensionsverfahren). Nach der Beladung werden sie in Filterpressen oder Filterzentrifugen (Kapitel 4, Verfahrenstechnik I [1]) wieder von der flüssigen Phase getrennt. Mit pulverförmigen Sorptionsmitteln können auch **Filterkuchen** angeschwemmt werden. Die Sorption findet dann bei der Durchströmung des Sorptionsmittelkuchens statt (Schichtverfahren). Näheres zu den Verfahren der Pulversorption in [3], S. 609/610, und [247].

8.5 Auslegung von Festbettsorbern

Die Berechnung des Konzentrationsverlaufs in diskontinuierlich arbeitenden Festbettsorbern beruht auf der Kenntnis des Sorptionsgleichgewichts, der Massenstrombilanz und dem Stofftransport vom Fluid ins Sorptionsmittel. Die Auslegung der im vorangehenden Kapitel behandelten Absorptionskolonnen stützte sich zwar auch auf Gleichgewichts-, Bilanz-, Wärme- und Stofftransportbeziehungen. Auch die Sorption ist durch einen gekoppelten Wärme- und Stofftransport gekennzeichnet, weil das Sorptionsgleichgewicht analog zum Lösungs-gleichgewicht der Absorption stark temperaturabhängig ist und weil die Sorptionswärmen von ähnlicher Größenordnung sind wie Absorptionswärmen. Bei der Sorption in Festbetten ergibt sich aber durch den **instationären Stoff- und Wärmetransport** aus dem Fluid ins Innere des Sorptionsmittels eine zusätzliche

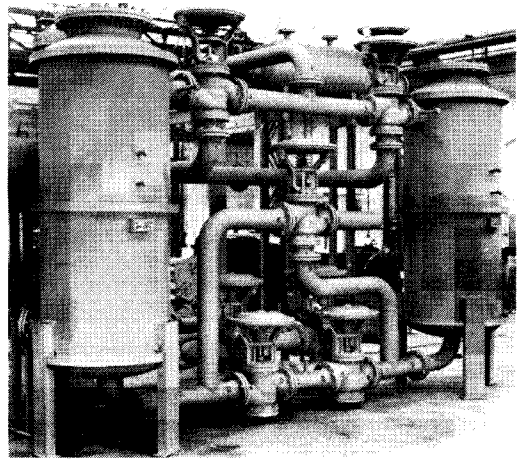


Bild 8.10. Sorptionsanlage mit zwei Festbetten. (Buckau-Walther, D-4080 Grevenbroich)

Schwierigkeit. Die vollständige Berechnung diskontinuierlich arbeitender Festbettsorber beruht deshalb auf umfangreichen numerischen Rechnungen [270 bis 274]. Analytische Näherungslösungen lassen sich nur unter stark vereinfachenden Annahmen angeben [275 bis 279]. Da der Stofftransport im Inneren der Sorptionsmittel rein rechnerisch kaum vorausbestimmbar ist, sind zum Auslegen von Sorptionsapparaten Sorptionsversuche ohnehin unumgänglich [279]. Zum Übertragen der Versuchsergebnisse auf Apparate technischer Abmessungen (scale-up) genügen dann meist auch einfachere, physikalisch begründete Berechnungsmodelle.

ROSEN [275] fand für lineare Sorptionsisothermen unter Vernachlässigung des Wärmeeffekts eine leicht zu handhabende Näherungslösung. Sie stützt sich auf die folgenden vereinfachenden Annahmen:

1. In der Schüttung herrscht Pfropfenströmung (keine radialen Geschwindigkeitsgradienten; als Folge davon auch keine radialen Zusammensetzungsgradienten).
2. Die Strömungsgeschwindigkeit des Fluids wird durch die Abtrennung des Sorptivs nicht spürbar verändert.
3. Der Trägerstoff beeinflusst den Sorptionsvorgang nicht.
4. Die Sorption erfolgt bei konstanter Temperatur.

5. Die Sorptionsisotherme läßt sich im interessierenden Bereich als Gerade annähern.
6. Der Stofftransport ins Innere der Sorptionsmittelkörner läßt sich durch einen konstanten effektiven Diffusionskoeffizienten erfassen.
7. Die axiale Diffusion im Fluid ist vernachlässigbar.
8. Das Sorptionsmittel ist kugelförmig.
9. Das Sorptionsmittel erfährt während des Sorptionsvorganges keine Volumenänderung.
10. Die Regeneration des beladenen Sorptionsmittels ist so gut, daß die Sorptionsmittelbeladung zu Beginn der Sorption vernachlässigt werden kann.

Trotz dieser teilweise einschneidenden Vereinfachungen erweist sich das Modell von ROSEN als hinreichend genau, solange bei der Sorption keine großen Wärmeeffekte auftreten. So kann es beispielsweise Versuchsergebnisse für die Sorption aus der Gasphase an Molekularsieben und Aktivkohle und aus der flüssigen Phase an Aktivkohle gut wiedergeben [279].

8.5.1 Sorptivmassenstrombilanz für infinitesimalen Festbettabschnitt

Bild 8.11 zeigt einen Abschnitt aus einem Festbetsorber der infinitesimalen Höhe dz an einer beliebigen Stelle z ab dem Gaseintritt. Das Sorptionsmittelfestbett wird von unten nach oben mit der (auf den leeren Querschnitt bezogenen) Geschwindigkeit w_F durchströmt. Zu einer ebenfalls beliebigen Zeit t betrage die Sorptivkonzentration des Fluids an dieser Stelle c_F . Infolge der Sorption nimmt sie bis zum Schnitt an der Stelle $z + dz$ um $(\partial c_F / \partial z) dz$ ab. Die mittlere Sorptivkonzentration des Sorptionsmittels betrage im betrachteten Abschnitt \bar{c}_s .

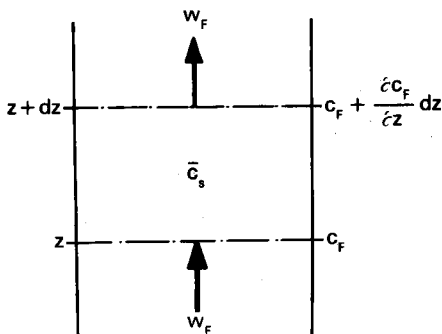


Bild 8.11. Zur Herleitung der Sorptivmassenstrombilanz.

Die in den Abschnitt ein- und austretenden Sorptivmassenströme sind das Produkt aus dem Fluidvolumenstrom $w_F A$ und den Sorptivkonzentrationen an den betreffenden Stellen. Der im infinitesimalen Abschnitt sorbierte Massenstrom $d\dot{M}_s$ bewirkt eine zeitliche Änderung der Sorptivkonzentration der Sorptionsmittelschüttung von:

$$d\dot{M}_s = A dz (1 - \epsilon) \frac{\partial \bar{c}_s}{\partial t} \quad (8.8)$$

In diesem Ausdruck ist $A dz (1 - \epsilon)$ das Sorptionsmittelvolumen im betrachteten Abschnitt. In der Massenstrombilanz ist schließlich noch die zeitliche Änderung der Sorptivmasse im Fluid des Abschnitts zu berücksichtigen:

$$d\dot{M}_F = A dz \epsilon \frac{\partial c_F}{\partial t} \quad (8.9)$$

Der in den Abschnitt eintretende Sorptivmassenstrom muß der Summe aus dem austretenden Sorptivmassenstrom und den zeitlichen Änderungen innerhalb des Bilanzgebiets nach den Gleichungen (8.8) und (8.9) entsprechen:

$$w_F A c_F = w_F A \left(c_F + \frac{\partial c_F}{\partial z} dz \right) + A dz (1 - \epsilon) \frac{\partial \bar{c}_s}{\partial t} + A dz \epsilon \frac{\partial c_F}{\partial t} \quad (8.10)$$

Diese Massenstrombilanz des Sorptivs läßt sich auf die folgende Form bringen:

$$w_F \frac{\partial c_F}{\partial z} + (1 - \epsilon) \frac{\partial \bar{c}_s}{\partial t} + \epsilon \frac{\partial c_F}{\partial t} = 0 \quad (8.11)$$

8.5.2 Stoffübergang an die Feststoffoberfläche

Das Sorptiv muß aus dem strömenden Fluid an die Oberfläche des Feststoffs transportiert werden. Der sich dabei ergebende Konzentrationsverlauf ist in Bild 8.12 skizziert. Damit überhaupt Sorptiv aus dem Fluid ans Sorptionsmittel übergehen kann, muß die Sorptivkonzentration an der Phasengrenze c_{FE} kleiner als der Mittelwert im Fluid c_F sein. Den im infinitesimalen Abschnitt ans Sorptionsmittel übergehenden Massenstrom erhalten wir mit den Ausführungen des Abschnitts 1.4 und der Gleichung (6.57) zu:

$$d\dot{M}_s = \beta a A dz (c_F - c_{FE}) \quad (8.12)$$

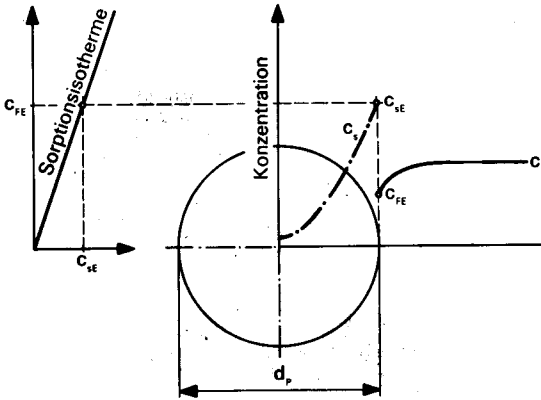


Bild 8.12. Konzentrationsverlauf in Fluid und Sorptionsmittel.

Der fluidseitige Stoffübergangskoeffizient kann für kugelförmige Sorptionsmittel aus (1.60) berechnet werden. Die bezogene Oberfläche von Kugelschüttungen folgt aus (6.37). An der Phasengrenzfläche herrscht Gleichgewicht zwischen den beiden Phasen. Die Konzentrationen c_{SE} und c_{FE} sind deshalb durch die Gleichgewichtslinie miteinander verknüpft. Mit der angenommenen linearen Sorptionsisotherme der Steigung

$$m = c_{SE}/c_{FE} \quad (8.13)$$

kann in (8.12) c_{FE} durch c_{SE}/m ersetzt werden. Der übergehende Sorptivmassenstrom bewirkt eine Änderung der mittleren Sorptivkonzentration im Sorptionsmittel, wie sie mit der Beziehung (8.8) beschrieben wird. Durch Einsetzen der Gleichungen (8.12), (6.37) und (8.13) in (8.8) erhalten wir eine zweite Differentialgleichung zum Bestimmen des Konzentrationsverlaufs:

$$\frac{\partial \bar{c}_s}{\partial t} = \frac{6\beta}{d_p} \left(c_F - \frac{c_{SE}}{m} \right) \quad (8.14)$$

Die mittlere Sorptivkonzentration im Sorptionsmittel folgt durch eine Integration über das ganze Kugelvolumen aus der örtlichen Konzentration:

$$\bar{c}_s = \frac{24}{d_p^3} \int_0^{d_p/2} r^2 c_s(r) dr \quad (8.15)$$

8.5.3 Stofftransport ins Sorptionsmittel

Der Transport des Sorptivs durch das komplizierte Porensystem von der Oberfläche ins Innere des Sorptionsmittels ist einer theoretischen Vorausberechnung schwer zugänglich. Er läßt sich grob in Porendiffusion und Oberflächendiffusion unterteilen. In den Makroporen überwiegt der Stofftransport durch Diffusion in der Gasphase. Diese Porendiffusion gehorcht den im Abschnitt 1.2 erörterten Gesetzen. In den Mikroporen wird die Bewegungsfreiheit der Moleküle derart eingeschränkt, daß sie sich praktisch nur noch parallel zur Porenoberfläche bewegen können. Der dann als **Oberflächendiffusion** bezeichnete molekulare Stofftransport ist um so intensiver, je schwächer das Sorptiv ans Sorptionsmittel gebunden wird (die schwache Bindung äußert sich in einer kleinen Sorptionswärme) [243], [279 bis 282]. Eine getrennte rechnerische Behandlung der Porendiffusion und der Oberflächendiffusion ist im allgemeinen nicht möglich. Man erfährt deshalb die Transportvorgänge im Innern des Sorptionsmittels gesamthaft mit einem sogenannten mittleren **scheinbaren Diffusionskoeffizienten**.

Der Sorptivtransport ins Korninnere kann dann formal als gewöhnliche instationäre Diffusion aufgefaßt werden. Die instationäre Diffusion in eine Kugel wird in Analogie zur Wärmeleitung in eine Kugel mit der nachstehenden Gleichung beschrieben ([13], S. 177/180, [26], S. 21/23):

$$\frac{\partial c_s}{\partial t} = D_{sch} \left(\frac{\partial^2 c_s}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial c_s}{\partial r} \right) \quad (8.16)$$

8.5.4 Konzentrationsverlauf in Festbettsorbern

Das aus den partiellen Differentialgleichungen (8.11), (8.14), (8.16) und der Beziehung (8.15) bestehende Gleichungssystem beschreibt den örtlichen und zeitlichen Verlauf der Sorptivkonzentration c_F im durchströmten Festbett unter den eingangs erwähnten vereinfachenden Annahmen. ROSEN hat dieses Gleichungssystem nach der Einführung geeigneter dimensionsloser Variablen für eine konstante Sorptivkonzentration im eintretenden Rohgas c_{FE} und zu Beginn der Sorption ideal regeneriertes Sorptionsmittel ($c_{s0} = 0$) numerisch gelöst. Das Ergebnis seiner umfangreichen Rechnungen hat er durch die folgende analytische Näherungsgleichung für das als **Durchbruchskurve** (breakthrough

curve) bezeichnete Verhältnis der Sorptivkonzentration zur Eintrittsorptivkonzentration wiedergegeben:

$$\frac{c_F}{c_{Fe}} = 0,5 \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left[\frac{[3 Rt/(2 Rz)] - 1}{2 \sqrt{(1+5 Rk)/(5 Rz)}} \right] \right\} \quad (8.17)$$

Darin ist Rz der dimensionslose Abstand vom Rohgaseintritt:

$$Rz = \frac{12 D_{sch} m z (1 - \epsilon)}{w_F d_p^2} \quad (8.18)$$

Rt ist die dimensionslose Sorptionszeit:

$$Rt = \frac{8 D_{sch} (t - z \epsilon / w_F)}{d_p^2} \quad (8.19)$$

Rk ist der dimensionslose Stoffübergangswiderstand:

$$Rk = \frac{2 D_{sch} m}{d_p \beta} \quad (8.20)$$

Die Beziehung (8.17) gibt die Ergebnisse der numerischen Rechnungen in den Bereichen von $0,2 \leq Rz \leq 40$, $0,1 \leq Rt/Rz \leq 2,0$ und $0 \leq Rk/Rz \leq 0,2$ mit maximalen Fehlern von 2 % wieder. Die Fehlerfunktion

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-x^2) dx \quad (8.21)$$

kann durch eine numerische Integration auf jedem programmierbaren Taschenrechner berechnet werden. Für die Sorberauslegung genügt es im allgemeinen, die Funktionswerte dem Bild 8.13 zu entnehmen.

Tabelle 8.3. Mittlere scheinbare Diffusionskoeffizienten für die Sorption von Wasserdampf bei 288 bis 293 K (aus [233], S. 293, [284, 285]).

Sorptionsmittel	Scheinbarer Diffusionskoeffizient D_{sch} [m ² /s]
4A-Molekularsieb	$1 \dots 2 \cdot 10^{-10}$
Silicagel	$0,5 \dots 1,5 \cdot 10^{-10}$
Aktivkohle	$0,8 \cdot 10^{-10}$

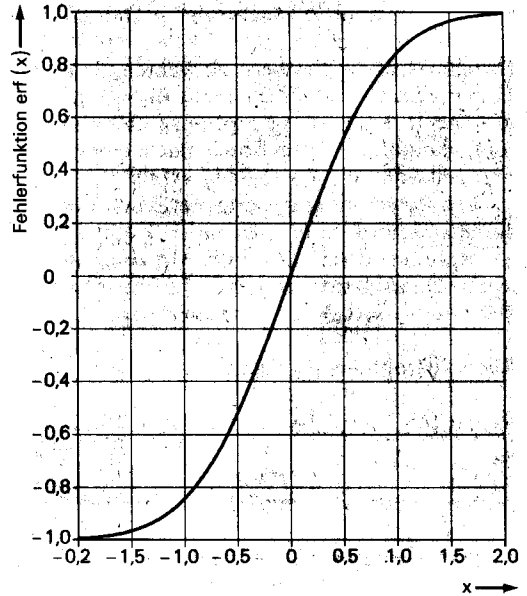


Bild 8.13. Werte der Fehlerfunktion erf(x).

Mit Ausnahme des scheinbaren Diffusionskoeffizienten D_{sch} lassen sich alle für die Anwendung der Gleichung (8.17) benötigten Größen direkt bestimmen. Der **scheinbare Diffusionskoeffizient** ist als **Anpassungsparameter** aufzufassen und muß durch die Aufnahme von Durchbruchkurven experimentell bestimmt werden. Der scheinbare Diffusionskoeffizient ist stark temperatur-, aber auch konzentrationsabhängig. Für die Sorption von Wasserdampf bei Umgebungstemperatur sind in **Tabelle 8.3** einige Anhaltswerte zusammengestellt. Weitere Werte für den scheinbaren Diffusionskoeffizienten in [282 bis 283].

Beispiel 8.3

Aus einem Massenstrom von 0,3 kg/s feuchter Luft (Temperatur 293 K, Druck 10^5 Pa) ist Wasser im kugelförmigem Silicagel E (Durchmesser der Sorptionsmittelteilchen 3 mm, Porosität der Sorptionsmittelschüttung 0,4) zu entfernen. Die relative Feuchtigkeit der in den Sorber eintretenden Luft beträgt 0,60. Die getrocknete Luft darf eine relative Feuchtigkeit von 0,01 nicht überschreiten. Die Regeneration des Sorptionsmittels erfolge so weitgehend, daß die Sorptionsmittelbeladung zu Beginn der Sorption Null gesetzt werden kann. Dichte der Luft 1,2 kg/m³, dynamische Viskosität der Luft $1,8 \cdot 10^{-5}$ kg/ms, Diffusionskoeffizient von Was-

serdampf in Luft $2 \cdot 78 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. Dampfdruck von Wasser bei 293 K: 2337 Pa. Wie groß ist der Durchmesser des Festbetts zu wählen, damit der Druckverlust 1400 Pa/m nicht übersteigt, und wie hoch muß die Sorptionsmittelschüttung sein, damit der Durchbruch nach einer Sorptionszeit von 30 000 s (8,33 h) erfolgt?

Die Berechnung des erforderlichen **Festbettdurchmessers** führen wir nach Kapitel 5 der «Verfahrenstechnik I» durch. Mit einer auf den leeren Querschnitt bezogenen Luftgeschwindigkeit von $w_F = 0,33 \text{ m/s}$ erhalten wir:

Reynoldszahl aus [1], Gleichung (5.2):

$$Re_F = [1/(1 - 0,4)] (0,33 \cdot 1,2 \cdot 0,003 / 1,8 \cdot 10^{-5}) = 110$$

Widerstandsbeiwert aus [1], Gleichung (5.3):

$$C_F = 160/110 + 3,1/110^{0,1} = 3,39$$

Druckverlust pro Meter aus [1], Gleichung (5.1):

$$\Delta p = [(1 - 0,4)/0,4^3] 3,39 \cdot 1,2 \cdot 0,33^2 \cdot 1/0,003 \text{ Pa} \approx 1400 \text{ Pa}$$

Der Durchmesser des Sorbers folgt für $w_F = 0,33 \text{ m/s}$ aus der Kontinuitätsgleichung:

$$d = \sqrt{4 \dot{M} / (\pi w_F \rho_F)} = \sqrt{4 \cdot 0,3 / (\pi \cdot 0,33 \cdot 1,2)} \text{ m} = 0,98 \text{ m}$$

Wir wählen für den Apparat einen Außendurchmesser von 1000 mm und eine Wandstärke von 4 mm. Die Luftgeschwindigkeit beträgt dann $w_F = 0,324 \text{ m/s}$ und der Druckverlust ungefähr 1300 Pa/m.

Nun können wir die notwendige **Höhe der Sorptionsmittelschüttung berechnen**. Zum Bestimmen der Durchbruchkurve benötigen wir den scheinbaren Diffusionskoeffizienten von Wasserdampf in Silicagel. Aus Tabelle 8.3 entnehmen wir einen Mittelwert von $D_{sch} = 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}$.

Wie Bild 8.6 zeigt, ist die Steigung der Sorptionsisothermen nicht konstant. Wir nähern sie innerhalb des uns interessierenden Bereichs durch die in Bild 8.6 eingetragene Gerade an. Der relativen Feuchtigkeit der eintretenden Luft entspricht nach Gleichung (8.5) eine Wasserkonzentration von $c_{Fe} = 0,6 \cdot 2337 \cdot 18,02 / (8314,3 \cdot 293) \text{ kg/m}^3 = 0,0104 \text{ kg/m}^3$. Dazu können wir aus Bild 8.6 die Wassergleichgewichtskonzentration im Sorptionsmittel ablesen. Sie beträgt für den ungünstigeren Fall der

unteren Sorptionsisotherme $c_{sE} = 315 \text{ kg/m}^3$. Die Steigung der linearen Näherungsisotherme beträgt somit $m = c_{sE}/c_{Fe} = 315/0,0104 = 30\,300$. Da sämtliche Punkte der wirklichen Isotherme über der linearen Näherungsisotherme liegen, könnte das Sorptionsmittel in Wirklichkeit zu jeder Wasserkonzentration in der Luft mehr Wasser sorbieren. Gegenüber dem berechneten Durchbruchpunkt besteht demzufolge eine gewisse Sicherheit.

Nun können wir die Durchbruchkurve für eine Sorptionszeit von 30 000 s bestimmen. Als Beispiel sei nachfolgend ein Punkt der Durchbruchkurve für einen Abstand ab dem Eintritt der feuchten Luft von $z = 0,6 \text{ m}$ berechnet:

- aus (8.18):

$$Rz = 12 \cdot 10^{-10} \cdot 30\,000 \cdot 0,6 (1 - 0,4) / (0,324 \cdot 0,003^2) = 4,49$$

- aus (8.19):

$$Rt = 8 \cdot 10^{-10} (30\,000 - 0,6 \cdot 0,4 / 0,324) / 0,003^2 = 2,67$$

- gaseitiger Stoffübergangskoeffizient in Kugelschüttungen analog zum Beispiel 1.7:
 $\beta = 0,124 \text{ m/s}$

- aus (8.20):

$$Rk = 2 \cdot 10^{-10} \cdot 30\,000 / (0,003 \cdot 0,124) = 0,0163$$

- Argument der Fehlerfunktion in der Beziehung (8.17):

$$\frac{3 \cdot 2,67 / (2 \cdot 4,49) - 1}{2 \cdot \sqrt{(1 + 5 \cdot 0,0163) / (5 \cdot 4,49)}} = -0,248$$

- aus Bild 8.13: $\text{erf}(-0,248) = -0,275$

- Verhältnis der Wasserkonzentration an der Stelle $z = 0,6 \text{ m}$ bei $t = 30\,000 \text{ s}$ zur Wasserkonzentration in der einströmenden feuchten Luft aus (8.17):

$$c_F/c_{Fe} = 0,5 (1 - 0,275) = 0,363$$

Dieses Ergebnis ist in **Bild 8.14** als Punkt A eingetragen. Die auf diese Weise ermittelten vollständigen Durchbruchkurven sind in Bild 8.14 für verschiedene Sorptionszeiten aufgezeichnet. Die Durchbruchkurven verschieben sich mit zunehmender Sorptionszeit gegen den Luftaustritt: Die Front feuchter Luft dringt immer weiter in die Sorptionsmittelschüttung ein. Bei einer Schütthöhe von 2 m wäre die austretende Luft bis zu einer Sorptionszeit von etwa 60 000 s praktisch trocken. Dann nähme die Wasserkonzentration zunächst langsam, dann rasch zu.

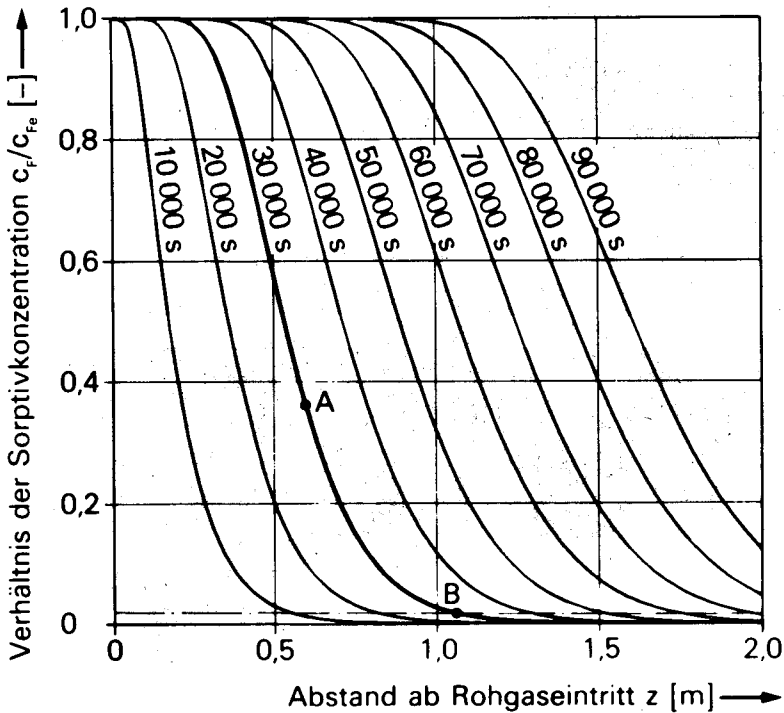


Bild 8.14. Durchbruchkurven für das Auslegungsbeispiel der Trocknung von Luft mit Silicagel E bei 293 K und 10^5 Pa. A: im Beispiel 8.3 berechnet. B: Durchbruchpunkt für das Beispiel 8.3.

Im Beispiel 8.3 wird gefordert, daß die relative Feuchtigkeit der austretenden Luft 0,01 nicht überschreitet. Aus der Gleichung (8.5) folgt für konstante Temperatur:

$$(c_{Fa}/c_{Fe})_{\max} = (\varphi_a/\varphi_e)_{\max} = 0,01/0,6 = 0,0167$$

Die Linie für $c_{F_{\max}}/c_{Fe} = 0,0167$ ist in Bild 8.14 strichpunktiert eingetragen. Wir erkennen, daß der Durchbruchpunkt B für eine Sorptionszeit von 30 000 s bei einer Schütthöhe von 1,06 m liegt (für eine Sorptionszeit von 60 000 s wäre der Durchbruchpunkt bei $z = 1,74$ m). Bei einer mittleren Schüttdichte von 750 kg/m^3 würden demzufolge für die Bewältigung der Lufttrocknungsaufgabe des Beispiels 8.3 eine Silicagelmasse von $(\pi/4) \cdot 0,992^2 \cdot 1,06 \cdot 750 \text{ kg} \approx 620 \text{ kg}$ benötigt.

Zu diesen Rechnungen ist einschränkend zu bemerken, daß der scheinbare Diffusionskoeffizient nur als Mittelwert aus Literaturangaben eingesetzt wurde. Der scheinbare Diffusionskoeffizient wäre aber für ein bestimmtes Sorptionsmittelfabrikat vorerst aus einigen Sorptionsmessungen bei Auslegungstemperatur zu

bestimmen. Bild 8.15 verdeutlicht den Einfluß des scheinbaren Diffusionskoeffizienten auf den Verlauf der Durchbruchkurve. Unser Auslegungsbeispiel entspricht der dick ausgezogenen Mittelkurve. Bei halbem scheinbaren Diffusionskoeffizienten ($D_{\text{sch}} = 0,5 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}$) verläuft der Sorptionsvorgang langsamer; die Sorptionszone wird breiter. Der Durchbruchpunkt für $c_{F_{\max}}/c_{Fe} = 0,0167$ würde nun bei $z = 1,36$ m liegen. Das Gegenteil ist beim gegenüber dem Mittelwert aus der Tabelle 8.3 verdoppelten scheinbaren Diffusionskoeffizienten festzustellen: Der raschere Ablauf der Sorption führt zu einem steileren Verlauf der Durchbruchkurve. Die Schütthöhe am Durchbruchpunkt beträgt noch $z = 0,89$ m.

Die in Bild 8.15 für die maximale Steigung der Sorptionsisotherme von $m = 54 000$ gestrichelt aufgetragene Durchbruchkurve bestätigt, daß mit der in Bild 8.6 eingezeichneten Näherungsisotherme einige Reserve in die Auslegung getragen wurde.

Die besprochenen Rechnungen basieren auf der Annahme einer konstanten Temperatur im Sorber. Die im Abschnitt 8.3 erörterte Sorp-

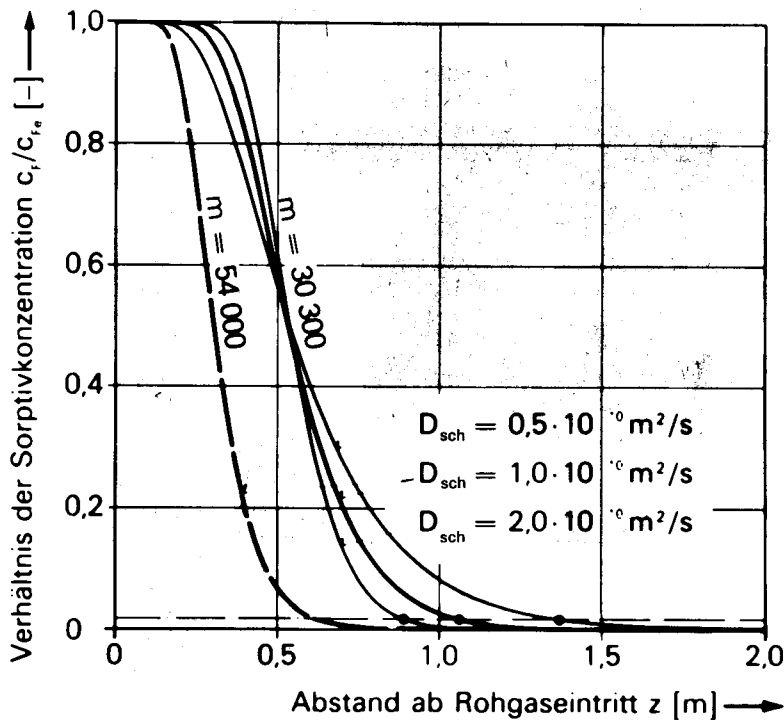


Bild 8.15. Einfluß des scheinbaren Diffusionskoeffizienten und der Steigung der Sorptionsisothermen auf den Verlauf der Durchbruchkurve (Lufttrocknung mit Silicagel E, Sorptionszeit 30 000 s).

tionswärme führt aber in der Sorptionszone zu einer Temperaturerhöhung. Deshalb bewegt sich in Wirklichkeit mit der Sorptionszone eine **Temperaturwelle** durch das Festbett. In der Sorptionszone wird in den Sorptionsmittelkörnern die Sorptionswärme frei. Diese erwärmen sich, und es kommt zu einer Wärmeübertragung vom Sorptionsmittel an den Gasstrom. Das aufgewärmte Reingas bewirkt in der auf die Sorptionszone folgenden Schüttung eine Temperaturerhöhung und wird dabei wieder abgekühlt. Die Temperaturwelle eilt deshalb der Sorptionszone voraus. Nach der Hauptsorptivaufnahme wird das Sorptionsmittel durch das vorbeiströmende Rohgas wieder gekühlt; es kann deshalb weiteres Sorptiv aufnehmen. Die beschriebenen Vorgänge führen zu einer Verbreiterung der Sorptionszone. Die Berechnung der Temperaturwelle würde den Rahmen dieser Einführung sprengen. Einem ähnlichen Problem werden wir bei der Trocknung begegnen. Die Temperaturwelle ermöglicht über einige im Festbett angeordnete Temperaturfühler die Feststellung der Lage der Sorptionszone.

Die Erwärmung des Sorptionsmittels führt zu einem gegenüber unserer isothermen Rechnung geringeren Sorptivaufnahmevermögen des Sorptionsmittels. Die Berücksichtigung der Sorptionswärme ergibt daher größere Festbetthöhen.

Der in den Bildern 8.14 und 8.15 gezeigte Verlauf der Durchbruchkurven verdeutlicht, daß besonders bei langsamem Stofftransport ins Korninnere (kleiner scheinbarer Diffusionskoeffizient) die Sorptivaufnahme der obersten Zone der Sorptionsmittelschüttung überhaupt nicht genutzt wird. Nachdem der untere Teil des Festbetts beladen wurde, verursacht er zwar noch Druckverlust, nimmt aber an einer weiteren Sorptivaufnahme nicht mehr teil. Diese schlechte Nutzung des Sorptionsmittels ist einer der Hauptnachteile der diskontinuierlichen Sorption. Wie schon erwähnt, wird er aber durch die Einfachheit der Apparatur und die geringe mechanische Beanspruchung des Sorptionsmittels in den meisten Fällen kompensiert.

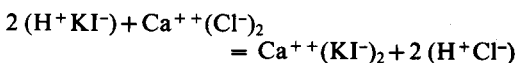
8.6 Ionenaustauscher

Bei den Ionenaustauschern (ion exchanger) werden zwischen einem körnigen Feststoff und einer Lösung Ionen ausgetauscht. Der Aufbau der Ionenaustauscher entspricht jenem der besprochenen Sorptionsapparate. Neben den üblichen Festbettanordnungen wird der Ionenaustausch auch im Fließbett durchgeführt.

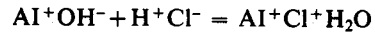
Ionenaustauscher dienen dem Abtrennen in geringer Konzentration vorkommender Ionen aus Lösungen. Sie werden hauptsächlich in der Wasseraufbereitung zum Entfernen von Calcium- und Magnesiumionen (Wasserenthärtung) oder zur Wasserentsalzung eingesetzt. Daneben gibt es viele weitere Einsatzgebiete wie das Entfernen von Nitraten aus Trinkwasser, von giftigen Metallverbindungen (Kupfer, Nickel, Cadmium, Blei, Chrom), Cyaniden, Sulfiden, Ammoniak und Nitraten aus Abwasser, Entsalzen von Zuckerlösungen und Molke, Urananreicherung, Wiederaufbereiten von Kernbrennstoffen und anderes mehr. Da die Ionenaustauscherharze (synthetic resin) sehr große innere Oberflächen aufweisen, werden sie auch als gewöhnliche Sorptionsmittel verwendet (beispielsweise Trinkwasserreinigung, Zuckerentfärbung). Die große Variationsfähigkeit der Ionenaustauscherharze ermöglicht das Anpassen an stets neue Trennaufgaben [287 bis 289].

Die Ionenaustauscherharze bestehen aus einem stabilen Grundgerüst (Matrix), welches reaktionsfähige (sauer oder basisch reagierende) Gruppen trägt. Diese reaktionsfähigen Gruppen ermöglichen den Austausch von Ionen aus Lösungen. Das sich dabei einstellende chemische Gleichgewicht läßt sich beeinflussen. Der Austauschvorgang läßt sich deshalb zur Regeneration umkehren. Die Ionenaustauscherharze sind meist kugelförmig und weisen Durchmesser bis 1,5 mm auf.

Am Beispiel von Calciumchlorid (CaCl) wollen wir den Ionenaustausch aus Wasser verfolgen. Dabei gibt der saure **Kationenaustauscher KI** (cation exchanger) Wasserstoffionen ab und nimmt Calciumionen auf:



Der basische **Anionenaustauscher AI** (anion exchanger) gibt OH-Ionen ans Wasser ab und nimmt aus diesem Chloridionen auf:



Damit ist das Calciumchlorid durch Wasser ersetzt. Kationen- und Anionenaustausch können in getrennten Apparaten durchgeführt werden. Kationen- und Anionenaustauscherharze können aber auch gemischt werden. Man spricht dann von **Mischbettionenaustauschern** (mixed-bed ion exchanger).

Beim Erreichen des Ionenaustauschgleichgewichts ([244], S. 547/550) hört der Austauschvorgang auf. Wie beim besprochenen Festbett-sorber wandert die Austauschzone während dem Austauschvorgang durch das Festbett. Der Austauschvorgang ist zu unterbrechen, sobald die Austauschzone den Lösungsausstritt erreicht (Durchbruchpunkt).

In der anschließenden **Regeneration** der Harze wird der Austausch umgekehrt. Die Kationenaustauscher werden dazu mit Säuren (beispielsweise Salzsäure; Ersatz der gebundenen Kationen durch H^+) oder Kochsalz (Ersatz der gebundenen Ionen durch Na^+) und die Anionenaustauscher mit Laugen (beispielsweise Natronlauge; Ersatz der gebundenen Anionen durch OH^-) in Gegenrichtung durchströmt. Vor der Regeneration von Mischbettaustauschern sind die Anionen- und Kationenaustauscherharze räumlich zu trennen. Da sie sich in der Dichte unterscheiden, kann dies durch Klässieren im Fließbett geschehen. Anschließend sind beide Harze separat zu regenerieren. Die Wiedervermischung erfolgt schließlich im stark durchmischenden Gas/fest-Fließbett.

Die Ionenaustauschertechnik wird in [288], [290], S. 279/346, [291 und 292] ausführlich behandelt.

9. Trocknung

Der Entzug von Flüssigkeiten aus Feststoffen durch Verdunsten oder Verdampfen ist ebenfalls ein gekoppelter Wärme- und Stofftransportprozeß. Wir haben die Schwierigkeiten, welche mit einer rechnerischen Erfassung des gekoppelten Wärme- und Stofftransports verbunden sind, am Beispiel der Absorption kennengelernt. Sie werden bei der Trocknung gegenüber der Absorption nach der Entfernung der Feuchtigkeit an der Gutoberfläche (erster Trocknungsabschnitt) noch um das Problem des Wärme- und Stofftransports durchs Innere des Trocknungsgutes (zweiter Trocknungsabschnitt) vermehrt.

Die Trocknung zählt zu den wichtigsten Grundoperationen. Sie dient der Haltbarkeitsverbesserung von Nahrungsmitteln, der besseren Handhabbarkeit und der leichteren Transportierbarkeit verschiedenster Güter. Man denke etwa an Milch- oder Tomatenpulver, Dörrfrüchte und Dünger.

Da zur Trocknung im Minimum die Verdampfungswärme zuzuführen ist, gehört sie zu den Grundoperationen mit sehr **hohem Energiebedarf**. Man ist deshalb bestrebt, den Flüssigkeitsgehalt der Feststoffe vor der Trocknung durch mechanische Trennverfahren (Zentrifugieren, Auspressen von Filterkuchen und anderes mehr) möglichst weitgehend zu reduzieren. Wie wir im Kapitel 4 der Verfahrenstechnik I [1] erfahren haben, gelingt dies aber nur bis zu einem gewissen Grad. Für die meist unumgängliche Resttrocknung ist mit möglichst geringem Energiebedarf auszukommen. Dazu ist es wichtig, nicht nur an Wärmerückgewinnungsanlagen zu denken, sondern den Trocknungsvorgang soweit zu verstehen, daß die Volumenströme und Temperaturen optimal gewählt werden können. Wir haben uns im Beispiel 1.7 bereits mit der Trocknung einer oberflächenfeuchten Kugelschüttung beschäftigt. Dabei haben wir allerdings den Wärmetransport völlig außer acht gelassen. Diese Einschränkung ist für die meisten technischen Trocknungsvorgänge unstatthaft, da sie zu völlig falschen Ergebnissen führen kann. Wir müssen deshalb im folgenden auch den Wärmetransport mitberücksichtigen und kommen daher nochmals auf die Aufgabe der Trocknung einer oberflächenfeuchten Kugelschüttung zurück. Dabei wollen wir zunächst der Frage nachgehen, welche Temperatur eine durchströmte, oberflächenfeuchte Kugelschüttung nach längerer Zeit annehmen würde.

9.1 Kühlgrenztemperatur

Der ab einem oberflächenfeuchten Schüttgutteilchen verdunstende Feuchtigkeitsmassenstrom läßt sich nach dem Abschnitt 1.4 und den Bezeichnungen des **Bildes 9.1** wie folgt berechnen:

$$\dot{M}_1 = \beta (c_{1E} - c_{1g}) A \quad (9.1)$$

Darin sind β der Stoffübergangskoeffizient, c_{1E} die Sättigungskonzentration des verdunstenden Stoffes über der feuchten Oberfläche, c_{1g} seine

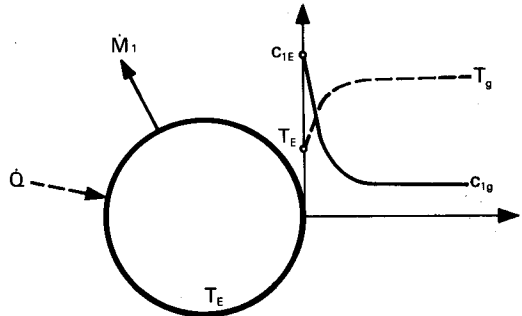


Bild 9.1. Zur Bestimmung der Kühlgrenztemperatur.

mittlere Konzentration im Trocknungsgas und A die Teilchenoberfläche. Die Aufrechterhaltung dieses Massenstroms bedingt eine stete Zufuhr des zur Verdampfung benötigten Wärmestroms:

$$\dot{Q} = \dot{M}_1 h_{1g} \quad (9.2)$$

Dieser Wärmestrom wird zunächst dem Teilchen entnommen: es kühlt sich ab. In der Folge entsteht eine Temperaturdifferenz zwischen dem Teilchen und dem Trocknungsgas. Damit wird ein wachsender Anteil des zur Verdampfung erforderlichen Wärmestroms durch Wärmeübertragung vom Trocknungsgas ans Teilchen gedeckt:

$$\dot{Q} = \alpha (T_g - T_E) A \quad (9.3)$$

Bei dauernd ungehindertem Nachfließen des verdunstenden Stoffes aus dem Gutsinnern stellt sich nach einer gewissen Abkühlzeit eine Gleichgewichtstemperatur, die Kühlgrenztemperatur, ein. Der ganze zur Verdampfung erforderliche Wärmestrom wird dann durch den mit der Gleichung (9.3) beschriebenen Wärmeübergang aus der Gasphase gedeckt. Die Bedingung gleicher Wärmeströme nach den Bezie-

hungen (9.2) und (9.3) liefert für die Kühlgrenztemperatur (Beharrungstemperatur):

$$T_E = T_g - \frac{M_1 h_{lg}}{\alpha A} \quad (9.4)$$

Mit dem Feuchtigkeitsmassenstrom aus der Gleichung (9.1) erhalten wir daraus folgende Kühlgrenztemperatur:

$$T_E = T_g - \frac{\beta (c_{1E} - c_{1g}) h_{lg}}{\alpha} \quad (9.5)$$

Das hier für ein einzelnes Teilchen Erläuterte gilt auch für eine Schüttung geringer Höhe, solange keine merkliche Änderung der Temperatur und der Zusammensetzung der Gasphase auftreten. Der Stoffübergangskoeffizient kann für eine Kugelschüttung mit den Gleichungen (1.60) und (1.62) berechnet werden. Unter der Annahme eines gegenüber dem Massenstrom des Trocknungsgases kleinen übergehenden Stoffstroms erhalten wir den Wärmeübergangskoeffizienten mit der Analogie zwischen Wärme- und Stoffübergang ebenfalls aus diesen Beziehungen:

$$Nu = (0,12 + \varepsilon) Re Pr^{1/3} \left(\frac{3,72}{Re^{2/3}} + \frac{1,06}{30 + Re^{1/3}} \right) \quad (9.6)$$

$$Nu = \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} \frac{\alpha d_p}{\lambda} \quad (9.7)$$

Die Gleichungen (1.60), (1.62), (9.6) und (9.7) liefern den nachstehenden Ausdruck für das Verhältnis der Übergangskoeffizienten:

$$\frac{\beta}{\alpha} = \left(\frac{1}{\rho c_p} \right)^{1/3} \left(\frac{D}{\lambda} \right)^{2/3} \quad (9.8)$$

Wie im Abschnitt 6.2.2.4 ausgeführt wurde, gelten die diesem Verhältnis zugrunde liegenden Gleichungen auch für Schüttungen aus nichtkugelförmigen Teilchen (vergleiche dazu auch [17], S. 490/491). Das durch die Beziehung (9.8) beschriebene Verhältnis der Stoffübergangskoeffizienten läßt sich deshalb auf Schüttungen aus Teilchen beliebiger Geometrie verallgemeinern.

Die Konzentration des verdunstenden Stoffs können wir mit Hilfe der Gleichung (8.5) aus der Temperatur und der relativen Feuchtigkeit des Trocknungsgases bestimmen. Da die relative Feuchtigkeit in der an die feuchte Oberflä-

che grenzenden Gasphase eins sein muß, geht (9.5) über in:

$$T_g - T_E = \frac{\beta}{\alpha} \frac{M_1}{R} \left(\frac{P_E}{T_E} - \frac{\phi P_g}{T_g} \right) \quad (9.9)$$

Aus den Gleichungen (9.9) und (9.8) kann nun die Kühlgrenztemperatur T_E für eine gegebene Temperatur und eine gegebene relative Feuchtigkeit des Trocknungsgases auf iterativem Weg berechnet werden.

In die obigen Überlegungen wurden die Besonderheiten des einseitigen Stofftransports nicht einbezogen. Dies ist gemäß Gleichung (1.29) zulässig, solange der Gesamtdruck wesentlich kleiner ist als der Partialdruck des Wasserdampfs. Der Einfluß des einseitigen Stofftransports auf den Wärme- und den Stoffübergang wird in [293], S. 249/256, ausführlich diskutiert. Am häufigsten ist bei der Trocknung Wasser aus einem Feststoff mit Luft als Trocknungsgas zu entfernen. In **Tabelle 9.1** sind deshalb zur Lösung von Trocknungsaufgaben häufig benötigte Stoffwerte der feuchten Luft zusammengestellt. Die **Tabelle 9.2** enthält die für Berechnungen der Trocknung wasserfeuchter Güter mit Luft interessierenden Stoffwerte von Wasser am Siedepunkt.

Beispiel 9.1

Wie groß ist die Kühlgrenztemperatur einer oberflächenfeuchten Schüttung, wenn sie von Luft mit einer Temperatur von 313 K, einem Druck von 10^5 Pa und einer relativen Feuchtigkeit von 0,4 durchströmt wird?

Zur Lösung dieser Aufgabe nehmen wir zunächst eine Kühlgrenztemperatur von beispielsweise $T_E = 303$ K an. Die Dampfdrücke für 303 K und 313 K entnehmen wir der **Tabelle 9.2** (sie können auch mit der Gleichung (5.7) und den Koeffizienten aus der **Tabelle 5.2** berechnet werden): $P_E = 4207$ Pa, $P_g = 7315$ Pa. Die spezifische Verdampfungsenthalpie beträgt bei 303 K: $h_{lg} = 2,43 \cdot 10^6$ J/kg. Die Stoffwerte der feuchten Luft entnehmen wir für eine mittlere Temperatur von 308 K und eine mittlere Wassermassenbeladung von 0,0232 der **Tabelle 9.1**: Dichte = $1,12$ kg/m³, spezifische Wärmekapazität = 1007 J/kgK, Wärmeleitfähigkeit = $0,0269$ W/mK. Der Diffusionskoeffizient von Wasserdampf in Luft beträgt $3,15 \cdot 10^{-5}$ m²/s. Aus der Gleichung (9.8) folgt damit das Verhältnis der Übergangskoeffizienten zu:

$\beta/\alpha = [1/(1,12 \cdot 1007)]^{1/3} (3,15 \cdot 10^{-5}/0,0269)^{2/3}$
 $m^3 K/J = 1,067 \cdot 10^{-3} m^3 K/J$. Mit der Gleichung

T	φ	γ	c_1	S	η	λ	D	Pr	Sc	c_p	$h(1+\gamma)$
[K]	[-]	[-]	[kg/m ³]	[kg/m ³]	[kg/ms]	[W/mK]	[m ² /s]	[-]	[-]	[J/kgK]	[J/kg]
280.0	0.00	0.0000	0.0000	1.244	0.174E-04	0.0250	0.265E-04	0.698	0.526	1006.7	0.6896E+04
280.0	0.50	0.0031	0.0038	1.242	0.173E-04	0.0250	0.265E-04	0.700	0.526	1009.3	0.1469E+05
280.0	1.00	0.0062	0.0077	1.239	0.173E-04	0.0250	0.265E-04	0.701	0.526	1012.0	0.2256E+05
290.0	0.00	0.0000	0.0000	1.201	0.178E-04	0.0258	0.283E-04	0.697	0.525	1006.8	0.1696E+05
290.0	0.50	0.0060	0.0072	1.197	0.178E-04	0.0257	0.283E-04	0.699	0.525	1011.9	0.3224E+05
290.0	1.00	0.0122	0.0143	1.192	0.177E-04	0.0256	0.283E-04	0.702	0.525	1017.1	0.4781E+05
300.0	0.00	0.0000	0.0000	1.161	0.183E-04	0.0265	0.301E-04	0.695	0.524	1006.9	0.2703E+05
300.0	0.50	0.0112	0.0128	1.153	0.182E-04	0.0264	0.301E-04	0.700	0.524	1016.4	0.5560E+05
300.0	1.00	0.0228	0.0255	1.146	0.180E-04	0.0263	0.301E-04	0.705	0.524	1026.1	0.8521E+05
310.0	0.00	0.0000	0.0000	1.124	0.187E-04	0.0272	0.319E-04	0.693	0.523	1007.0	0.3711E+05
310.0	0.50	0.0200	0.0218	1.110	0.185E-04	0.0270	0.319E-04	0.702	0.523	1024.0	0.8848E+05
310.0	1.00	0.0413	0.0435	1.097	0.183E-04	0.0268	0.319E-04	0.710	0.523	1041.5	0.1433E+06
320.0	0.00	0.0000	0.0000	1.089	0.192E-04	0.0280	0.338E-04	0.692	0.522	1007.1	0.4718E+05
320.0	0.50	0.0346	0.0356	1.067	0.188E-04	0.0276	0.338E-04	0.706	0.522	1036.3	0.1367E+06
320.0	1.00	0.0732	0.0713	1.045	0.184E-04	0.0272	0.338E-04	0.721	0.521	1066.7	0.2368E+06
330.0	0.00	0.0000	0.0000	1.056	0.196E-04	0.0287	0.357E-04	0.690	0.521	1007.3	0.5727E+05
330.0	0.50	0.0585	0.0564	1.021	0.190E-04	0.0281	0.357E-04	0.714	0.521	1055.8	0.2098E+06
330.0	1.00	0.1290	0.1228	0.987	0.183E-04	0.0275	0.357E-04	0.739	0.520	1107.6	0.3939E+06
340.0	0.00	0.0000	0.0000	1.024	0.201E-04	0.0294	0.377E-04	0.688	0.520	1007.5	0.6735E+05
340.0	0.50	0.0976	0.0865	0.972	0.191E-04	0.0285	0.377E-04	0.727	0.520	1086.0	0.3239E+06
340.0	1.00	0.2316	0.1729	0.920	0.180E-04	0.0275	0.377E-04	0.766	0.518	1173.4	0.6760E+06
350.0	0.00	0.0000	0.0000	0.995	0.205E-04	0.0301	0.397E-04	0.686	0.519	1007.7	0.7744E+05
350.0	0.50	0.1634	0.1288	0.917	0.189E-04	0.0287	0.397E-04	0.747	0.519	1132.4	0.5101E+06
350.0	1.00	0.4433	0.2576	0.839	0.172E-04	0.0272	0.397E-04	0.807	0.515	1280.3	0.1251E+07
360.0	0.00	0.0000	0.0000	0.968	0.210E-04	0.0309	0.418E-04	0.685	0.518	1007.9	0.8754E+05
360.0	0.50	0.2804	0.1870	0.854	0.185E-04	0.0287	0.418E-04	0.776	0.518	1203.5	0.8353E+06
360.0	1.00	1.0208	0.3740	0.740	0.157E-04	0.0265	0.418E-04	0.861	0.506	1458.9	0.2810E+07
370.0	0.00	0.0000	0.0000	0.941	0.214E-04	0.0316	0.439E-04	0.683	0.517	1008.2	0.9764E+05
370.0	0.50	0.5148	0.2652	0.780	0.177E-04	0.0284	0.439E-04	0.816	0.515	1313.7	0.1481E+07
370.0	1.00	5.9621	0.5304	0.619	0.130E-04	0.0253	0.439E-04	0.916	0.479	1778.0	0.1611E+08
380.0	0.00	0.0000	0.0000	0.917	0.218E-04	0.0323	0.461E-04	0.681	0.516	1008.5	0.1078E+06
380.0	0.50	1.1325	0.3681	0.693	0.162E-04	0.0279	0.461E-04	0.867	0.507	1489.4	0.3172E+07
390.0	0.00	0.0000	0.0000	0.893	0.222E-04	0.0330	0.483E-04	0.680	0.515	1008.8	0.1179E+06
390.0	0.50	5.6970	0.5010	0.589	0.138E-04	0.0269	0.483E-04	0.917	0.486	1785.6	0.1565E+08
400.0	0.00	0.0000	0.0000	0.871	0.227E-04	0.0337	0.506E-04	0.678	0.514	1009.1	0.1280E+06

Tabelle 9.1. Wassermassenbeladung, Wasserkonzentration und Stoffwerte feuchter Luft bei einem Druck von 10⁵ Pa in Abhängigkeit der Temperatur und der relativen Feuchtigkeit. Wärmekapazität für eine mittlere Temperatur von (T + 273)/2.

(9.9) kann nun die Temperaturdifferenz zwischen dem Gas und der oberflächenfeuchten Kugel bestimmt werden:

$T_g - T_E = 1,067 \cdot 10^{-3} \cdot 2,43 \cdot 10^6$ (18,02/8314,3) [(4202/303) - (0,4 \cdot 7315/313)] K = 25,4 K. Die damit errechnete Kühlgrenztemperatur von 313 - 25,4 K = 287,6 K stimmt mit der angenommenen von 303 K nicht überein. Die Rechnung ist deshalb mit neuen Annahmen für T_E zu wiederholen, bis die angenommene und die berechnete Kühlgrenztemperatur T_E übereinstimmen. Wir erhalten auf diese Weise eine Kühlgrenztemperatur von 300 K. Die Zwischenergebnisse für die letzte Durchrechnung lauten: Dampfdruck $P_E = 3534$ Pa, spezifische Verdampfungsenthalpie = $2,44 \cdot 10^6$ J/kg, mittlere Lufttemperatur = 306,5 K, mittlere Luftfeuchte (Wassermassenbeladung der Luft) = 0,021. Stoff-

werte der Luft: $\rho_L = 1,13$ kg/m³, $c_{pL} = 1007$ J/kgK, $\lambda_L = 0,0268$ W/mK, Diffusionskoeffizient = $3,13 \cdot 10^{-5}$ m²/s, Verhältnis der Übergangskoeffizienten $\beta/\alpha = 1,06 \cdot 10^{-3}$ m³K/J, Temperaturdifferenz $T_g - T_E = 13$ K.

Bild 9.2 zeigt den Verlauf der Kühlgrenztemperatur für unterschiedliche Lufttemperaturen in Abhängigkeit der relativen Luftfeuchtigkeit. Der in diesem Beispiel berechnete Punkt ist im Diagramm hervorgehoben. Die Temperaturerniedrigung ist um so ausgeprägter, je trockener die Luft und je höher ihre Temperatur ist. Diese Aussage des Bildes 9.2 kennen wir aus eigener Erfahrung, versagt doch die «Schwitzkühlung» unseres Körpers bei hohen Luftfeuchtigkeiten. Sie funktioniert dagegen in trockenwarmem Klima ausgezeichnet.

Tabelle 9.2. Stoffwerte von Wasser am Siedepunkt.

T [K]	ρ [kg/m ³]	c_{pl} [J/kgK]	c_{pg} [J/kgK]	h_{lg} [J/kg]	P [Pa]
280.0	1001.	4194.	1873.	0.248E+07	0.991E+03
285.0	1000.	4190.	1872.	0.247E+07	0.139E+04
290.0	999.	4187.	1873.	0.246E+07	0.192E+04
295.0	997.	4185.	1874.	0.245E+07	0.262E+04
300.0	996.	4183.	1877.	0.244E+07	0.353E+04
305.0	994.	4181.	1880.	0.243E+07	0.471E+04
310.0	993.	4181.	1885.	0.242E+07	0.622E+04
315.0	991.	4180.	1891.	0.241E+07	0.813E+04
320.0	989.	4180.	1898.	0.240E+07	0.105E+05
325.0	987.	4181.	1906.	0.238E+07	0.135E+05
330.0	984.	4183.	1915.	0.237E+07	0.172E+05
335.0	982.	4184.	1925.	0.236E+07	0.217E+05
340.0	979.	4187.	1937.	0.235E+07	0.271E+05
345.0	977.	4190.	1949.	0.234E+07	0.337E+05
350.0	974.	4193.	1963.	0.232E+07	0.416E+05
355.0	971.	4197.	1977.	0.231E+07	0.510E+05
360.0	968.	4202.	1993.	0.230E+07	0.621E+05
365.0	964.	4207.	2010.	0.228E+07	0.752E+05
370.0	961.	4212.	2028.	0.227E+07	0.905E+05
375.0	957.	4219.	2047.	0.226E+07	0.108E+06
380.0	953.	4225.	2068.	0.224E+07	0.129E+06
385.0	949.	4233.	2089.	0.223E+07	0.153E+06
390.0	945.	4240.	2111.	0.222E+07	0.180E+06
395.0	941.	4249.	2135.	0.220E+07	0.212E+06
400.0	937.	4257.	2160.	0.219E+07	0.247E+06

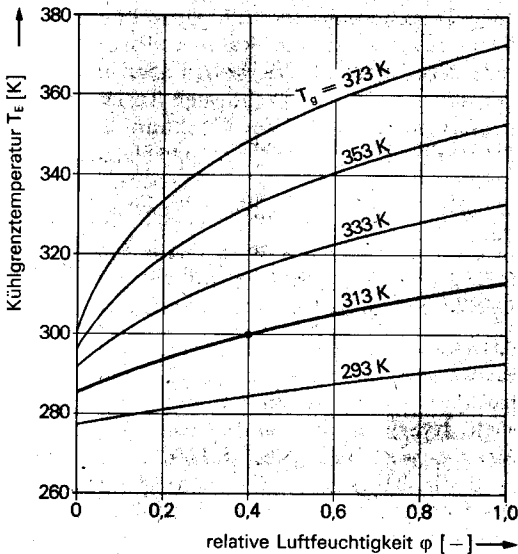


Bild 9.2. Kühlgrenztemperatur mit feuchter Luft bei 10^5 Pa durchströmter, oberflächenfeuchter Kugelschüttungen im Bereich $0,1 < Re < 10\,000$.

9.2 Trocknerbauarten

Für die technische Durchführung der Trocknung wird entsprechend dem breiten Spektrum zu trocknender Güter eine Vielzahl verschied-

denartiger Trockner gebaut. Sie haben alle die Aufgabe, die Zufuhr der für die Verdampfung erforderlichen Wärme und die Abfuhr der Feuchtigkeit zu gewährleisten.

Für kleine Trocknungsgutmengen werden **absatzweise** arbeitende Trockner gebaut, bei denen während der Trocknung keine Feuchtgutzufuhr und keine Trockengutentnahme stattfindet. Bei den **kontinuierlich** arbeitenden Trocknern tritt das feuchte Gut ohne Unterbruch ein, und das getrocknete Gut wird laufend entnommen.

Die Art der Hauptwärmezufuhr ist ein wichtiges Kriterium zur Trocknereinteilung. Falls die Trocknungswärme hauptsächlich durch die Gasphase geliefert wird, spricht man von **Konvektionstrocknung**. Bei der **Kontaktstrocknung** wird dem Trocknungsgut die Wärme durch direkten Kontakt mit beheizten Wänden zugeführt. Bei der **Strahlungstrocknung** wird die Wärme durch Strahlung ans Gut übertragen. Im hochfrequenten elektrischen Wechselfeld kann die benötigte Verdampfungswärme durch Induktion direkt im Trocknungsgut erzeugt werden ([294], S. 410/426). In diesem Fall spricht man von **Induktionstrocknung**.

Bei den kontinuierlich arbeitenden Konvektionstrocknern kann das Trocknungsgas zum Trocknungsgut im Gleich-, Gegen- oder Kreuzstrom geführt werden. Wir haben in den voran-

gegangenen Kapiteln schon wiederholt festgestellt, daß die **Gegenstromführung** für den Stoff- und den Wärmetransport die größten mittleren treibenden Gefälle ergibt. Mit der Gegenstromführung lassen sich deshalb für eine bestimmte Trocknungsaufgabe die kleinsten Konvektionstrocknerabmessungen erreichen. Da bei der Gegenstromführung das heiße Trocknungsgas auf das getrocknete Gut trifft, entfällt in der Gaseintrittszone der im Abschnitt 9.1 erläuterte Kühleffekt. Das Trocknungsgut erreicht deshalb bei der Gegenstromtrocknung in der Gaseintrittszone sehr hohe Temperaturen. Dies schließt die Gegenstromführung für manche Trocknungsaufgaben aus.

Bei der **Gleichstromführung** trifft das trockene, heiße Gas auf das feuchte Gut. Die Verdunstungskühlung funktioniert deshalb bei Gleichstrom in der Gaseintrittszone sehr gut, solange das Trocknungsgut oberflächenfeucht ist. Das hohe Konzentrationsgefälle führt aber in der Eintrittszone zu einer starken Feuchtigkeitsabnahme. Bei ungenügendem «Feuchtigkeitsnachschub» aus dem Gutinneren stellt sich ein rascher Temperaturanstieg der oberflächennahen Bereiche des Feststoffs ein. Dies verursacht bei manchen Trocknungsgütern (beispielsweise bei Holz) unerwünschte Rißbildungen. Gegen den Trockneraustritt kühlt sich das Trocknungsgas ab, und seine Feuchtigkeit nimmt zu. Damit vermindern sich die treibende Temperaturdifferenz und das treibende Konzentrationsgefälle. Der Gleichstromtrockner arbeitet deshalb gegen die Austrittsseite sehr schlecht. Die Gleichstromtrocknung vermag daher nur bescheidenen Ansprüchen an die Endfeuchte des Guts zu genügen.

Mit der **Kreuzstromführung** kann den erwähnten Nachteilen der Gegen- und der Gleichstromführung weitgehend ausgewichen werden. Die Kreuzstromführung ermöglicht das Erreichen geringer Endfeuchten unter Vermeidung unzulässig hoher Guttemperaturen. Letzteres setzt allerdings eine entsprechende Unterteilung der Gaszufuhr mit hoher Temperatur zu Beginn der Trocknung und niedrigerer Temperatur gegen das Ende der Trocknung voraus. Wir werden darauf in einem Auslegungsbeispiel noch ausführlich zurückkommen.

Die Trocknung temperaturempfindlicher Güter erfolgt aus Gründen, denen wir im Abschnitt 9.3 nachgehen werden, oft bei Unterdruck. Bei der **Vakuumtrocknung** ist es nicht möglich, die erforderliche Trocknungswärme durch Konvektion zuzuführen. Vakuumtrock-

ner sind daher meist Kontakttrockner. Die Wärmezufuhr kann bei Vakuumtrocknern auch durch Strahlung oder Induktion erfolgen.

Wir haben bisher den Feuchtigkeitsentzug als **Verdunsten** (in Gasgemisch, beispielsweise Luft/Wasser) oder **Verdampfen** (nur verdampfender Stoff in der Gasphase, beispielsweise Wasserdampf oder Lösungsmitteldampf) verstanden. In Sonderfällen erfolgt die Trocknung aber auch durch **Sublimation** (Phasenübergang fest-gasförmig). Dabei wird die Feuchtigkeit des Guts durch Abkühlung zunächst in die feste Phase und anschließend direkt in die Gasphase übergeführt. Dieses als **Gefriertrocknung** (Sublimationstrocknung, freeze drying) bezeichnete Trocknungsverfahren erlaubt eine besonders schonende Trocknung thermisch empfindlicher Stoffe (beispielsweise Trocknung von Kaffee-Extrakt, Blutplasma, Impfstoffen). Anstelle der Verdampfungswärme ist bei der Gefriertrocknung nach dem Wärmeentzug zum Gefrieren die Sublimationswärme zuzuführen. Auch die Gefriertrocknung wird meist im Vakuum durchgeführt. Sie wird in [294], S. 502/529, [295], S. 472/571, [296 und 297] ausführlich behandelt. Eine umfassende Beschreibung der sehr zahlreichen Trocknerbauarten füllt ganze Bücher [294, 295] und ist deshalb im Rahmen dieser Einführung nicht möglich. Wir wollen aber im folgenden doch einige der wichtigsten Trockner kennenlernen, um die bei der Trocknung auftretenden Probleme an konkreten Beispielen studieren zu können. Wir beschränken uns dabei auf Trockner mit körnigen Feststoffen als Endprodukt.

9.2.1 Konvektionstrocknung mit Gutüberströmung und Kontakttrocknung

Als einfachste Trocknungsapparate für die absatzweise Konvektionstrocknung sind **Kammertrockner** (Hordentrockner, compartment dryer, shelf dryer) für die Verarbeitung kleiner Gutmengen weit verbreitet: **Bild 9.3**. Bei diesen wird die Trocknungsluft durch ein Heizregister 6 erhitzt, durch die Leitbleche 2 und 3 aufgeteilt und über das auf den Horden lagernde Trocknungsgut geblasen. Ein Teil der Abluft gelangt als Umluft über Leitbleche wieder zum Ventilator 5 und wird dort mit Frischluft vermischt. Der andere Abluftanteil gelangt durch den Kanal 4 ins Freie. Näheres zu den Kammertrocknern in [223], S. 20–24/27, [295], S. 248/256.

Der Wunsch, dieses Prinzip auch für kontinuierlichen Betrieb anwenden zu können,

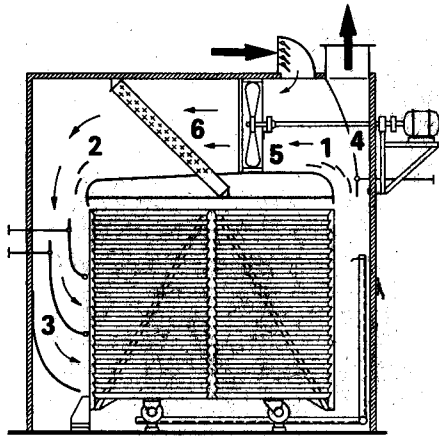


Bild 9.3. Kammertrockner mit Umluftbetrieb und Horden auf Gestellwagen. (Büttner-Schilder-Haas, D-4150 Krefeld; aus [3])

führte zur Verwendung beweglicher Gutsunterlagen, welche den Trockner während des Betriebs langsam durchlaufen. Bild 9.4 zeigt einen **Bandrockner** (band dryer, conveyor dryer). Das feuchte Gut wird durch eine Dosiervorrichtung auf das erste Band aufgegeben und durchläuft dann den Trockner dreimal. Das Trocknungsgas wird durch Leitbleche so geführt, daß das Gut auf allen Bändern möglichst gleichmäßig überströmt wird. Wenn man die Förderbänder über die im Bild angedeuteten Heizplatten erwärmt, kann dem Gut die Wärme vom Förderband direkt zugeführt werden. Der Bandrockner arbeitet dann als Kontaktrockner.

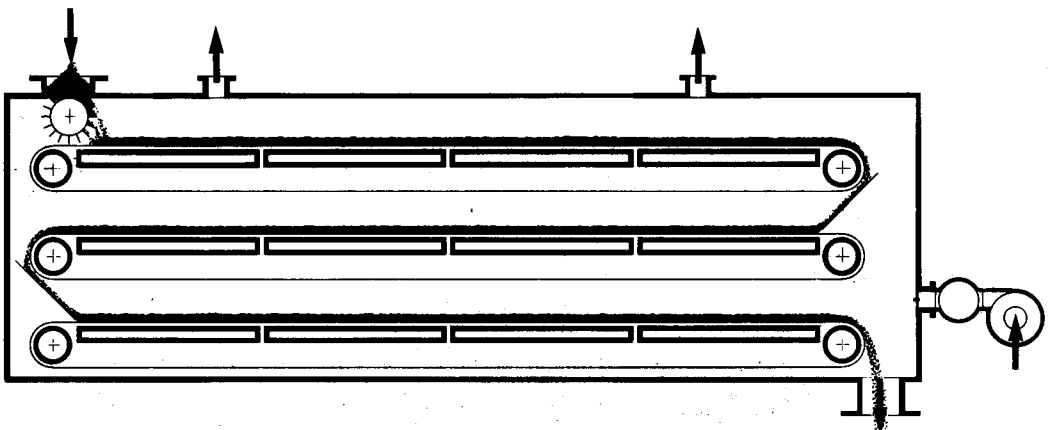


Bild 9.4. Bandrockner als Konvektionstrockner mit Heizplatten. (Wotag, CH-8000 Zürich)

Zur thermisch schonenden Trocknung (beispielsweise von Lebensmitteln und pharmazeutischen Produkten) wird der Bandrockner auch unter Vakuum betrieben. Das Feuchtgut wird dann meist in der Form zähflüssiger Suspensionen mit Dosierpumpen zugeführt. Das Trockengut fällt in fester Form an und muß dem Trockner durch ein aufwendiges Schleusensystem [298, 299] laufend entnommen werden. Die **Vakuumbandrockner** (vacuum band dryer) enthalten meist mehrere Bänder zur Trocknung in Parallelschaltung und können beachtliche Dimensionen erreichen: Bild 9.5. Näheres in [223], S. 20–27/32, [300, 301].

Bei den **Tellertrocknern** (disk dryer) wird das Trocknungsgut durch ein langsam drehendes Rechensystem in radialer Richtung abwechselnd nach innen und nach außen über tellerförmige Unterlagen gefördert: Bild 9.6. Dabei werden die Teilchen über die Schütthöhe vermischt, was den Wärme- und Stoffaustausch gegenüber einer ruhig lagernden Schüttung erheblich verbessert. Tellerrockner werden wie in Bild 9.6 mit beheizten Tellern als Kontaktrockner oder mit unbeheizten Tellern als Konvektionstrockner gebaut. Sie werden zur Trocknung rieselfähiger oder zumindest schaufelbarer Produkte eingesetzt. Weitere Angaben zu den Tellerrocknern in [294], S. 443/444, [295], S. 284/287 und 434/435.

Zur Trocknung flüssiger Naßgüter werden häufig **Walzentrockner** (drum dryer) eingesetzt. Bei diesen wird die Verdampfungswärme über von innen mit Dampf oder anderen Wärmeträgern beheizte Walzen zugeführt. Die Walzentrockner

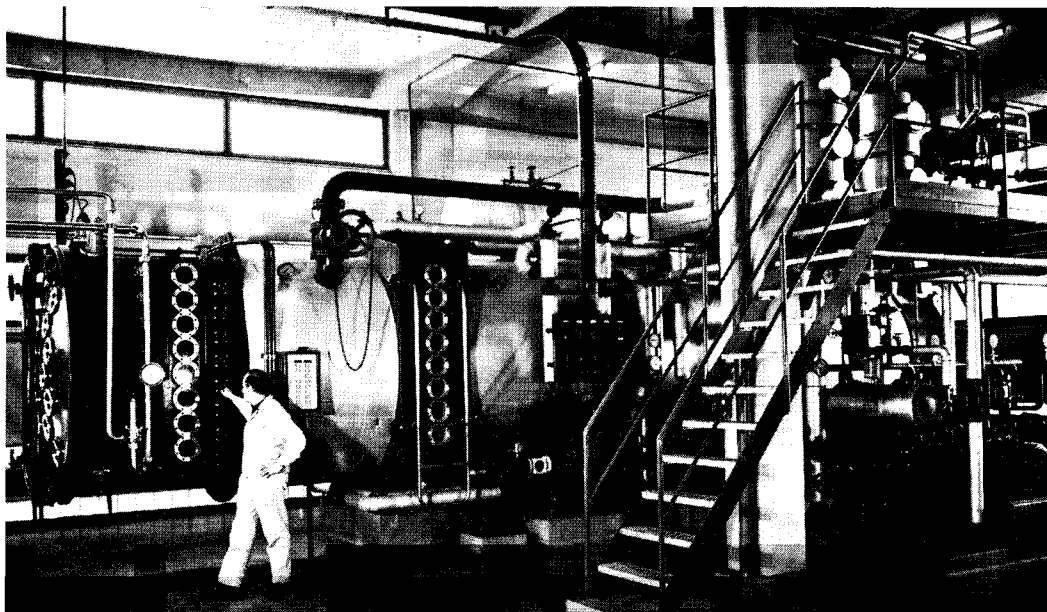


Bild 9.5. Vakuumbandtrockner zur Trocknung von Lebensmitteln. (Zschokke Wartmann AG, CH-5200 Brugg)

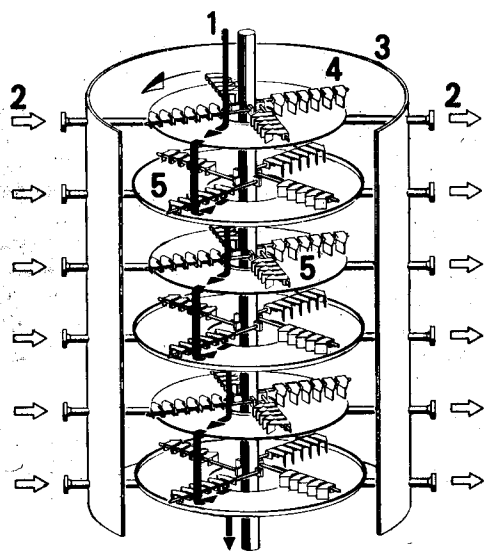


Bild 9.6. Tellerdöckner mit beheizten Tellern. 1 Trocknungsgut, 2 Wärmeträger, 3 Gehäuse, 4 Rechensystem, 5 Teller; (Krauss Maffei, D-8000 München, [305]).

sind deshalb Kontakttdrockner. Es werden Ein- und Zweiwalzentröckner gebaut. Bei dem in Bild 9.7 gezeigten Einwalzentröckner (single drum dryer) wird ein pastöses Naßgut (beispielsweise Kartoffelbrei) durch spezielle Auf-

tragswalzen auf die Trockneroberfläche aufgebracht. Die Trocknung findet anschließend auf dem Weg bis zum Erreichen des Schabmessers, welches das Trockengut abstreift, statt. Je nach den Fließeigenschaften des Naßgutes kann die Gutschicht auch durch einfaches Eintauchen in die Suspension (analog dem in der Verfahrenstechnik I [1] beschriebenen Vakuumtrommelfilter), durch einzelne Auftragswalzen oder durch Aufsprühen (Sprühtrommeltrockner, spray drum dryer) aufgebracht werden.

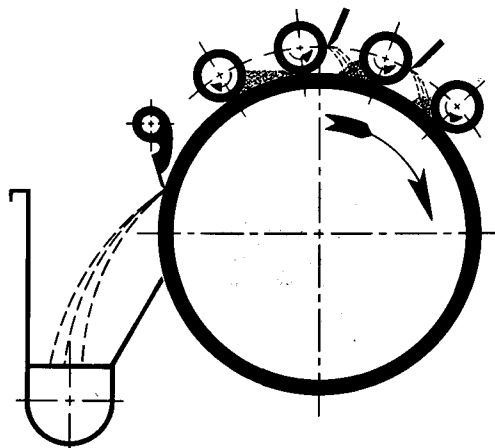


Bild 9.7. Einwalzentröckner mit Auftragsrollen für pastöses Feuchtgut. (GMF, NL-2800 Gouda)

Im **Bild 9.8** ist eine einfache Auftragsmöglichkeit für einen **Zweiwalzentrockner** (double drum dryer) skizziert. Die Dicke der Trocknungsgutschicht läßt sich durch die Einstellung des Walzenabstandes verändern. Das Trocknungsgut kann auch durch Aufsprühen der Suspension erzeugt werden. Solche Trockner bezeichnet man als **Zweiwalzensprühtrockner**: **Bild 9.9**. Zweiwalzentrockner sind weit verbreitet (beispielsweise für die Herstellung von Milchpulvern und Kindernährmitteln, für die Tomatentrocknung und anderes mehr). Näheres zu den Walzentrocknern in [234], S. 733/735, [295], S. 419/427, [302 bis 304].

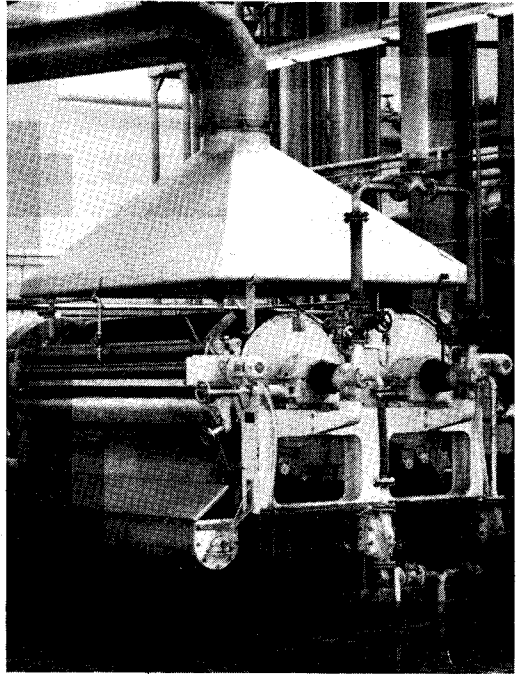


Bild 9.9. Zweiwalzentrockner für die Trocknung von Molkehefe. (Escher Wyss, CH-8000 Zürich)

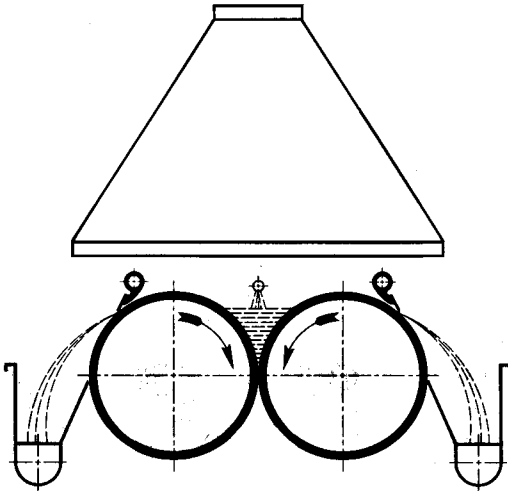


Bild 9.8. Zweiwalzentrockner für dünnflüssiges Feuchtgut. (GMF, NL-2800 Gouda)

Die Kontakttrocknung flüssiger Ausgangsprodukte kann auch in Apparaten erfolgen, deren Aufbau demjenigen des im Kapitel 3 behandel-

ten Dünnschichtverdampfers entspricht. **Dünnschichttrockner** werden als horizontale (meist erste Trocknungsstufe) oder vertikale Apparate gebaut. Ihre Rotoren weisen zur Förderung und Durchmischung des Trocknungsguts verschiedenartige Misch- und Fördererlemente auf: **Bild 9.10**. Die Rotordrehzahl und die Einstellung der Rotorelemente werden so abgestimmt, daß der beheizte Mantel nur durch eine dünne Gutschicht belegt wird. Diese wird durch be-

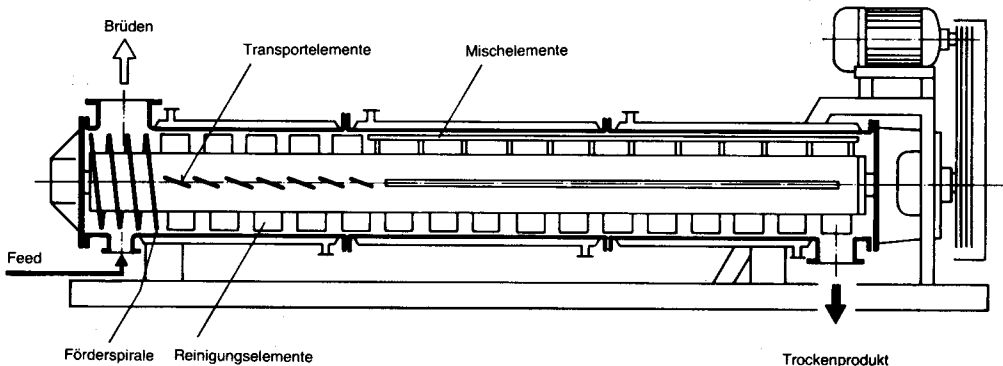


Bild 9.10. Horizontaler Dünnschichttrockner für zähflüssiges Naßgut. (Luwa, CH-8000 Zürich)

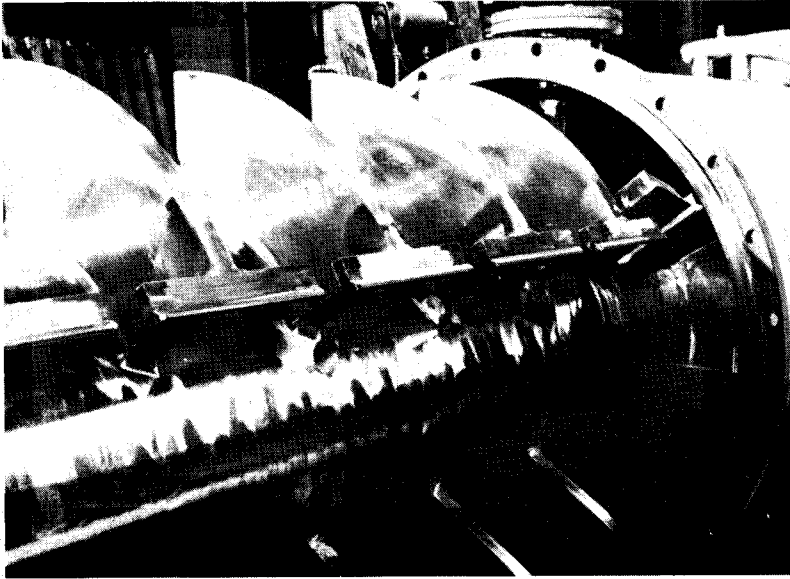


Bild 9.11. Schaufeltrockner für hochviskose Naßgüter. Knet-Kontaktrockner Discotherm B. (List, CH-4133 Pratteln)

sondere Rotorelemente stets wieder vom Mantel getrennt. Dadurch wird eine hervorragende Wärmeübertragung ans Gut erzielt, was zu kurzen Trocknungszeiten führt und damit eine thermisch schonende Trocknung temperaturempfindlicher Stoffe erlaubt. Weitere Informationen zu den Dünnschichtrocknern in [327 bis 329].

Zur kontinuierlichen Kontaktrocknung hochviskoser Naßgüter und krustenbildender Stoffe werden spezielle **Schaufeltrockner** (paddle dryer) mit an den Rotoren angeordneten Scheiben als Knet- und Mischelemente gebaut: **Bild 9.11**. Bei diesen Knet-Kontaktrocknern können der Mantel, der Rotor und die Scheibensegmente beheizt werden. Zum Abstreifen des Guts von den Scheiben sind am Mantel feststehende Gegenschaukeln angeordnet. Für sehr schwierig zu handhabende Produkte werden Maschinen mit zwei gegenläufigen Rotoren und sich überschneidenden Scheiben eingesetzt. Schaufeltrockner gewöhnlicher Bauart weisen anstelle der Kreissegmente verschieden ausgebildete Schaufeln auf und dienen der absatzweisen Trocknung rieselfähiger und niedrigviskoser Naßgüter. Weitere Angaben zu den Schaufeltrocknern in [234], 752/755, [295], S. 437/439, [330].

9.2.2 Konvektionstrockner mit Gutdurchströmung

Bei der Überströmung von Schüttungen wird nur ein kleiner Teil ihrer großen Oberfläche für den Wärme- und Stofftransport genutzt. Zur Konvektionstrocknung von Schüttungen ist es deshalb sinnvoller, sie zu durchströmen. Dabei gehen die Schüttungen nach den Ausführungen im Kapitel 5 der Verfahrenstechnik I [1] mit zunehmender Gasgeschwindigkeit vom durchströmten Festbett zunächst in den Fließbettzustand über. Während die Teilchen im Festbett aufeinanderliegen, heben sie sich im Fließbett voneinander ab. Bei weiterer Steigerung der Strömungsgeschwindigkeit gelangt man in den Bereich der pneumatischen Förderung, in dem die Teilchen durch den Gasstrom mitgerissen werden.

Die **Festbettrockner** (solid-bed dryer) ermöglichen eine mechanisch schonende Konvektionstrocknung körniger Güter. Bei absatzweisem Betrieb werden die Festbettrockner als **Darren** bezeichnet. Der bei der Darre feste Anströmboden wird beim **Festbettbandrockner** als gasdurchlässiges Förderband ausgebildet. Das Festbett wird dann wie bei den besprochenen Bandrocknern langsam von der Naßgutauf-

gabe zum Trockengutabfall bewegt. Dabei wird es aber vom Trocknungsgas durchströmt statt überströmt. Näheres zu den Festbettbandtrocknern in [295], S. 264/274, [306, 307].

Die in der Verfahrenstechnik I erörterten Vorteile des Fließbetts werden auch zur Trocknung in großem Umfang genutzt. Beim Fließbett tritt zum ausgezeichneten Wärme- und Stoffübergang eine leichte Förderbarkeit des Feststoffs durch den Trockner. **Fließbettrockner** (Wirbelschichtrockner, fluidised bed dryer) werden von kleinen, absatzweise arbeitenden Labortrocknern bis zu großen, kontinuierlich arbeitenden Trocknern mit Anströmflächen von über 10 m² gebaut: **Bild 9.12**. Sie sind für rieselfähige Produkte mit Korngrößen von 0,05 bis 10 mm geeignet. Unterhalb dieses Korngrößenbereichs werden die Kräfte zwischen den Teilchen so groß, daß die Fluidisierung durch Agglomerationen und Kanalbildungen stark gestört wird. Nach oben wird der Korngrößenbereich durch den Leistungsbedarf zur Fluidisierung begrenzt.

Die Wärmeübertragung erfolgt in Fließbettrocknern im allgemeinen durch Konvektion. Optimale Wärme- und Stoffübergangsverhältnisse ergeben sich bei noch vertretbaren Pumpleistungen im Bereich eines Verhältnisses der Gasgeschwindigkeit zur Fluidisierungsge-

schwindigkeit von etwa 2 bis 3. Nach den Ausführungen der Verfahrenstechnik I sind die Fluidisierungs- und die Austraggeschwindigkeit für feine Teilchen wesentlich kleiner als für grobe. Bei Fließbetten aus Teilchen kleiner Korngröße muß deshalb der Gasvolumenstrom oft so klein gewählt werden, daß die konvektive Wärmezufuhr nicht mehr ausreicht. Deshalb werden in solchen Fällen Rohrbündel und andere Einbauten direkt im Fließbett angeordnet [308 bis 310]. Mit diesen Einbauten läßt sich die Wärme sehr wirkungsvoll direkt ans Trocknungsgut übertragen. Der Fließbettrockner arbeitet dann zumindest teilweise als Kontaktrockner.

Bild 9.13 verdeutlicht die Funktionsweise eines kontinuierlichen Fließbettrockners. Das rieselfähige Naßgut wird dem Trockner durch die Zellradschleuse 1 oder eine andere Dosiereinrichtung für Schüttungen zugeführt. Auf dem Anströmboden 2 wird der feuchte Feststoff fluidisiert und durch Schwerkraft oder eine Schwingförderung zum Auslaufwehr 3 transportiert. Ruhende Fließbetten mit reiner **Schwerkraftförderung** des Feststoffs kommen nur für sehr gut fluidisierbare Trocknungsgüter (beispielsweise Getreide) in Frage. Zur Auf-

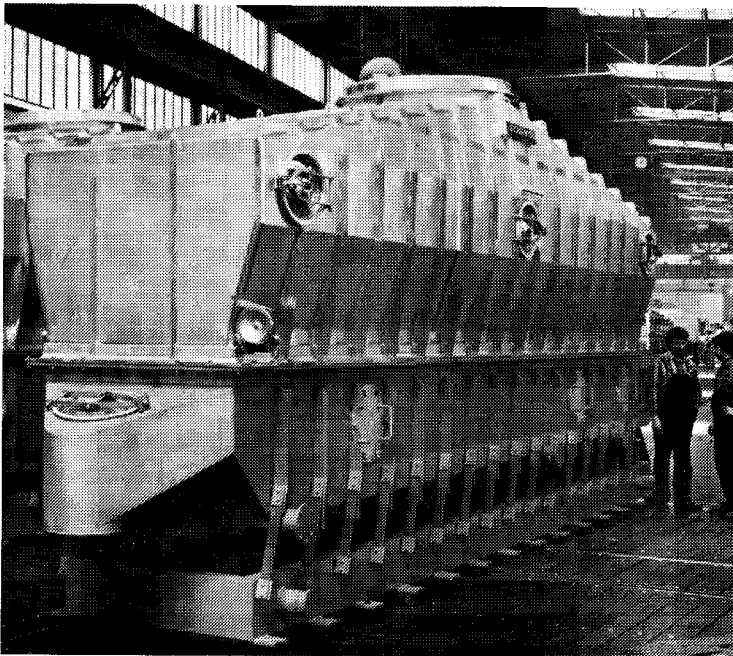


Bild 9.12. Kontinuierlich arbeitender Fließbettrockner mit Schwingförderung. (Escher Wyss, CH-8000 Zürich)

rechterhaltung einer konstanten Höhe des Fließbetts werden die Trockner mit einstellbarer Neigung des Anströmbodens gebaut [314]. Trocknungsgüter, welche im Fließbett zum Agglomerieren neigen, werden dagegen mit Vorteil in Apparaten mit **Schwingförderung** (vibrating conveyor) getrocknet. Bei diesen ist das Trocknergehäuse, wie aus Bild 9.12 ersichtlich, federnd gelagert und wird durch Vibrationsmotoren in Richtung des Gutdurchsatzes in Schwingung versetzt. Dies ermöglicht auch bei schwer fluidisierbaren Gütern eine gut steuerbare Förderung durch den Trockner (theoretische Grundlagen der Feststoffbewegung in Fließbettrocknern ([315] und [316], S. 138/139 und 146/148).

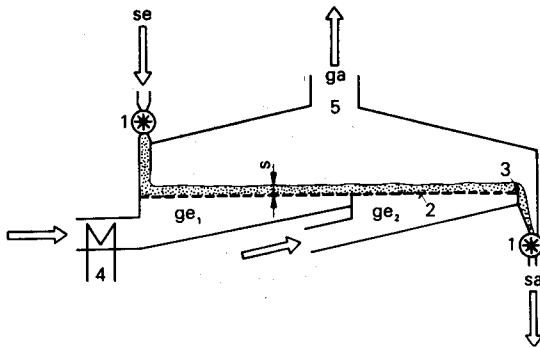


Bild 9.13. Schnitt durch einen kontinuierlich arbeitenden Fließbettrockner. 1 Zellradschleusen, 2 Anströmboden, 3 Ablaufwehr, 4 Wärmeübertragung (Erhitzer), 5 Austritt der feuchten Luft. sa: Austritt des Trockenguts; se: Eintritt des Naßguts; ga: Austritt des beladenen Trocknungsgases; ge₁: Eintritt des heißen Trocknungsgases; ge₂: Eintritt des kalten Trocknungsgases.

Die Trocknungsluft wird durch einen Ventilator gefördert und im Wärmeübertrager 4 (Bild 9.13) auf die geforderte Eintrittstemperatur erhitzt. Falls das feuchte Gut während der Trocknung eine merkliche Erwärmung erfährt, kann es in einem zweiten Trocknerteil mit kalter Luft weitergetrocknet werden. Dabei wird die vom Gut aufgenommene fühlbare Wärme zurückgewonnen. Das feuchte Trocknungsgas verläßt den Trockner durch den Stutzen 5.

Je nach der Breite der Korngrößenverteilung des Trocknungsguts wird mit dem austretenden Gasstrom ein mehr oder weniger großer Feinkornanteil mitgerissen. Damit der Feststoffaustrag nicht zu groß wird, sollte das Verhältnis der maximalen zu minimalen Korngröße d_{pmax}/d_{pmin} für die Fließbettrocknung unter 10 liegen. Das aus dem Trockner strömende feuchte Gas ist zur Abtrennung des mitgerisse-

nen Feinanteils im allgemeinen einem mechanischen Trennapparat (meist einem Zyklonabscheider) zuzuführen und zu diesem Zweck mit einem weiteren Gebläse zu fördern. Den Trocknungsverlauf in einem gemäß Bild 9.13 aufgebauten, kontinuierlichen Fließbettrockner werden wir in einem Auslegungsbeispiel berechnen.

Die im Bereich der pneumatischen Förderung arbeitenden **Stromtrockner** (pneumatische Trockner, pneumatic dryer) erlauben nur sehr kurze Trocknungszeiten von wenigen Sekunden. Da sie im Gleichstrom arbeiten, nähert sich oberflächenfeuchtes Gut zunächst der Kühlgrenztemperatur. Dies erlaubt auch bei thermisch empfindlichen Gütern hohe Eintrittstemperaturen des Trocknungsgases. Die einfachsten Stromtrockner bestehen aus einem senkrechten Rohr, in welchem die größeren Teilchen langsamer, die feineren rascher steigen ([1], S. 63/67, [317]). Da die Anteile mit kleiner Korngröße auch kürzere Trocknungszeiten erfordern, kommt die unterschiedliche Verweilzeit verschiedener Teilchengrößen den Erfordernissen der Trocknung entgegen. Falls die Trocknung wesentlich durch den Feuchtigkeitstransport aus dem Gutinnern bestimmt wird, können die größeren Teilchen nach der Abscheidung in einem Zyklon (oder einem anderen Windsichter) erneut der Trocknung zugeführt werden. Mit solchen Trocknern lassen sich deshalb auch Güter mit sehr breiter Korngrößenverteilung gleichmäßig trocknen. Die auf diesem Prinzip beruhenden zahlreichen Ausführungsformen werden in [295], S. 355/364, besprochen. Um dem Nachteil des großen Platzbedarfs der Stromtrockner zu begegnen, wird oft eine Drallströmung erzwungen, die zu kompakteren Anlagen führt ([295], S. 364/370, [318 und 319]). Der in Bild 9.14 gezeigte Stromtrock-

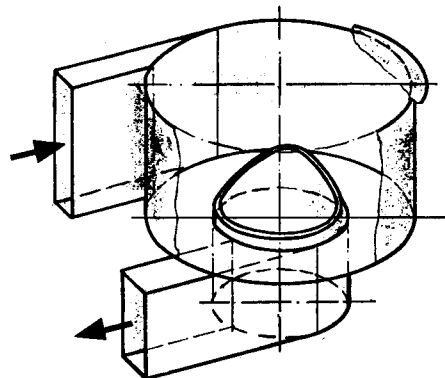


Bild 9.14. Stromtrockner Convex. (Buss, CH-4133 Pratteln)

ner ist ähnlich einem Zyklonabscheider aufgebaut. Er vereinigt Trockner und Sichter. Das mit dem Trocknungsgas tangential einströmende feuchte Gut kreist so lange im Apparat, bis seine Masse soweit reduziert worden ist, daß es in die zentrale Austrittsöffnung mitgerissen wird. Durch die Serieschaltung mehrerer dieser Trockner lassen sich auch längere Trocknungszeiten erzielen. Näheres zu den Stromtrocknern in [223], S. 20–55/58, [295], S. 336/377, [320 bis 322].

Auch in den **Sprühtrocknern** (Zerstäubungstrockner, spray dryer) unterliegt die Bewegung des Trocknungsguts den im Kapitel 4 der Verfahrenstechnik I behandelten Gesetzen der Sedimentation. Im Gegensatz zu den Stromtrocknern ist aber das Naßgut eine pumpbare Suspension oder Emulsion. Es wird meist mit Fliehkraftzerstäubern, aber auch mit Druck- und Zweistoffdüsen (Kapitel 3 der Verfahrenstechnik I) zerstäubt: **Bild 9.15**. Das Trocknungsgas kann wie in **Bild 9.15** im Gleichstrom oder im Gegenstrom zu den nach unten fallenden Tröpfchen geführt werden. Auf dem Weg zum konischen Teil der Trockenkammer wird die kontinuierliche flüssige Phase des Naßguts verdampft, und das Trockengut kann dem Sprühtrockner als Pulver (beispielsweise durch eine Zellradschleuse) entnommen werden. Die Zerstäubung des Naßguts zu Tröpfchen mit Durchmessern unter etwa 0,2 mm ergibt dank der großen spezifischen Oberfläche (Abschnitt 2.2 der Verfahrenstechnik I) und dem kleinen

Weg für die zu entfernende flüssige Phase aus dem Innern der Tröpfchen einen ausgezeichneten Wärme- und Stofftransport. Dies führt zu den für die Trocknung im Flug erforderlichen sehr kurzen Trocknungszeiten. Zerstäubungstrockner eignen sich deshalb auch für die Trocknung temperaturempfindlicher Güter aus der flüssigen Phase (beispielsweise Milchpulver- oder Tomatenpulverherstellung). Das entstehende feine Pulver läßt sich bei späterer Verwendung leicht wieder auflösen. Näheres zu den Sprühtrocknern in [223], S. 20–58/68, [234], S. 735/748, [295], S. 377/518, [323 bis 325].

Zur kontinuierlichen Trocknung großer Massenströme körniger Güter werden häufig **Trommeltrockner** (rotary dryer) eingesetzt. Diese gleichen äußerlich den im Kapitel I der Verfahrenstechnik I besprochenen Kugelmöhlen: **Bild 9.16**. In einer langsam drehenden zylindrischen Trommel wird das Trocknungsgut mit am Umfang angeordneten Hubschaufeln oder anderen Einbauten laufend angehoben.

Nach einem gewissen Drehwinkel fällt das Gut auf darunter folgende Einbauten oder auf den Grund der Trommel. Zur Gewährleistung des Feststofftransports ist die Rotationsachse der Trommel leicht geneigt. Das Trocknungsgas (meist Rauchgas) durchströmt das von den Einbauten fallende Gut im Gleichstrom. Mit Trommeltrocknern werden vorwiegend temperaturempfindliche Güter mit hohen Trocknungszeiten getrocknet. Weitere Informationen zu den Trommeltrocknern in [233], S. 20–32/44, [234], S. 727–733, [295], S. 289/304, [326].

Die **Wahl** des für eine bestimmte Trocknungsaufgabe bestgeeigneten **Trockners** ist infolge der zahlreichen Einflußgrößen schwierig. Die jeweiligen Eigenschaften eines bestimmten Trocknungsguts sind meist entscheidend. Eine stets zunehmende Bedeutung kommt dem für die gleiche Trocknungsaufgabe bei verschiedenen Trocknerbauarten unterschiedlichen Energiebedarf zu, da sich der Energiebedarf auf die Betriebskosten erheblich auswirkt. Auch Zuverlässigkeit, Betriebssicherheit, einfache Reinigungsmöglichkeiten und geringer Wartungsaufwand sind neben den Anschaffungskosten von Bedeutung. Die erforderliche Vorbehandlung des Trocknungsguts kann den Entscheid ebenfalls beeinflussen. So kann es etwa zur Verwendung eines Sprühtrockners nötig sein, dem Naßgut vor der Zerstäubung zusätzliche Feuchtigkeit zuzuführen. Ein weiteres Entscheidungskriterium ist die mechanische Beanspruchung des Trocknungsguts. Oft sind auch mit be-

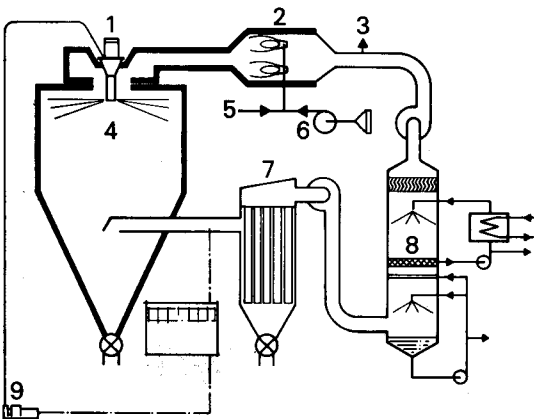


Bild 9.15. Sprühtrockner für Gleichstrombetrieb mit Lösungsmittelrückgewinnung und Teilrückführung des Trocknungsgases. 1 Zerstäuber, 2 Erhitzer, 3 Entlüftung, 4 Trockenkammer, 6 Luft, 7 Filter, 8 Kühler, 9 Pumpe. (Anhydro, DK-2860 Søborg)

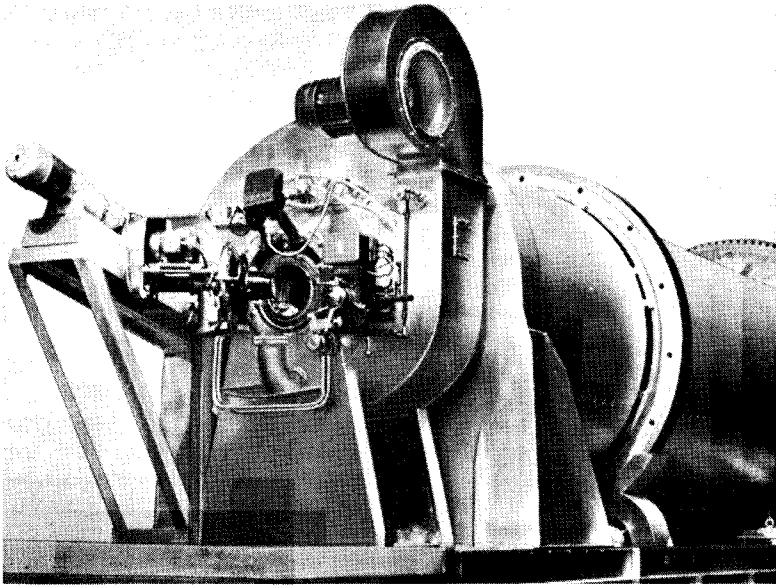


Bild 9.16. Trommeltrockner. (Humboldt Wedag, D-4630 Bochum)

stimmten Bauarten gesammelte Betriebserfahrungen ausschlaggebend. Es gibt deshalb keine einfachen, allgemeingültigen Regeln zur Trocknerauswahl. Wertvolle Entscheidungshilfen zu den für eine bestimmte Trocknungsaufgabe in Frage kommenden Trocknerbauarten sind in [223], S. 20–18/20, [295], S. 659/664, und [305] zusammengestellt.

9.3 Durchführung der Trocknung

Die Trocknung wird meist bei Umgebungsdruck durchgeführt. Das Trocknen **temperaturempfindlicher Substanzen** erfolgt dagegen oft als **Vakuumtrocknung** bei niedrigen Drücken. Bei der Trocknung verläuft der Stofftransport einseitig vom Gut in die Gasphase. Der diffusionsbedingte Transportanteil wird deshalb durch das STEFANSche Gesetz (1.29) beschrieben. Es besagt, daß der Stofftransport durch den STEFAN-Strom um so deutlicher begünstigt wird, je mehr sich der Gesamtdruck dem Partialdruck des diffundierenden Stoffs nähert. Falls der Druck bei der Vakuumtrocknung auf den Dampfdruck der aus dem Gut zu entfernenden Flüssigkeit gesenkt wird, kann man mit einer Verdampfungstrocknung auch **Güter mit hohem innerem Stofftransportwiderstand** gut trocknen ([293], S. 350/356). Die Vakuumtrocknung wird besonders interessant, wenn die dem Gut entzogene Feuchtigkeit zurückgewonnen werden kann.

Bei vielen Konvektionstrocknern wird im **offenen Betrieb** Umgebungsluft als Trocknungsgas angesaugt, in Wärmeübertragern erhitzt und nach der Feuchtigkeitsaufnahme über einen häufig notwendigen Staubabscheider wieder an die Umgebung abgegeben. Das Erhitzen des Trocknungsgases kann auch direkt durch Verbrennung (Bild 9.15) erfolgen. Je nach den Wärme- und Stoffübertragungsbedingungen im Trockner ist die austretende warme Abluft noch fähig, weitere Feuchtigkeit aufzunehmen. Sie wird dann, wie im Beispiel Bild 9.3 gezeigt, nur teilweise an die Umgebung ausgestoßen und zum oft größeren Teil als Umluft der angesaugten Frischluft beigemischt. Dieser **Umluftbetrieb** (recirculation of air) kann gegenüber dem offenen Betrieb bedeutende Einsparungen ergeben [332 und 333]. Im Beispiel des Bildes 9.15 wird dem Trocknungsgas nach der Staubabscheidung in einem mechanischen Trennapparat der größte Teil der Feuchtigkeit durch Kondensation entzogen. Das Trocknungsgas gelangt darauf teils an die Umgebung, teils als Umluft in den Erhitzer.

Schließlich kann die Trocknung im völlig **geschlossenen Kreislauf** (closed loop) erfolgen: **Bild 9.17**. Im geschlossenen Kreislauf wird die im Trockner aufgenommene Feuchtigkeit in einem Kondensator ausgeschieden. Das Trägergas wird dem Trockner über den Erhitzer wieder zugeführt. Das Trägergas muß nur noch so-

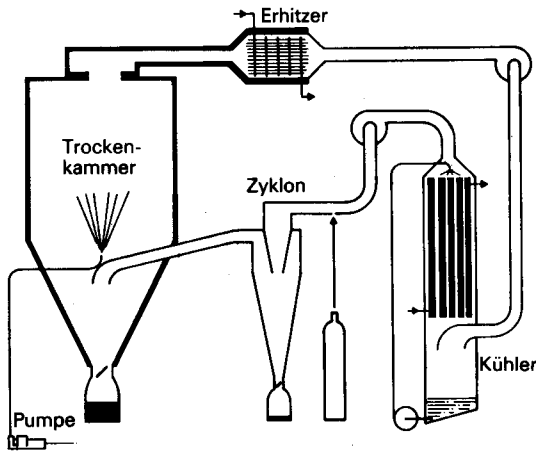


Bild 9.17. Trocknung im geschlossenen Kreislauf am Beispiel einer Gegenstromsprühtrocknungsanlage. (Anhydro, DK-2860 Søborg)

weit ersetzt werden, als es durch Undichtheiten in der Anlage und den Produktaustritt entweichen kann. Anstelle von Luft können für Stoffe, welche mit Sauerstoff nicht in Berührung kommen dürfen, oder zum Vermeiden einer Explosionsgefahr Inertgase (wie Stickstoff) als Trägergase verwendet werden. Falls bei Vakuumbetrieb oder bei hohen Temperaturen [340] im Verdampfungsbereich getrocknet wird, entfällt der Trägergasstrom weitgehend oder ganz. Damit treten auch die mit dem Kühlen und Wiedererwärmen des Trägergases verbundenen Energieverluste nicht mehr auf. Bei der Trocknung lösungsmittelfeuchter Stoffe verhindert der geschlossene Kreislauf das Austreten von Lösungsmitteln an die Umgebung und ermöglicht deren Rückgewinnung. Zur **Lösungsmittelrückgewinnung** sind die im Verdampfungsbereich arbeitenden Trockner besonders interessant, weil bei diesen ohne das aufwendige Abkühlen und Wiedererhitzen eines Trägergases praktisch reine Lösungsmitteldämpfe kondensiert werden können. Falls die Kondensatorabwärme (beispielsweise mit einer Wärmepumpe) genutzt werden kann, bietet der geschlossene Kreislauf auch in bezug auf Energiebedarf Vorteile. Weitere Einzelheiten zur Trocknung im geschlossenen Kreislauf in [295], S. 585/589, [334 und 335].

Ohne Wärmerückgewinnung entspricht der **Energiebedarf** zum Trocknen mindestens dem Energiebedarf zum Verdampfen der Feuchtigkeit. Die Betriebskosten von Trocknungsanlagen werden deshalb maßgebend durch die ho-

hen Energiekosten bestimmt. Zur Reduktion des Energiebedarfs von Konvektionstrocknern wurde der Umluftbetrieb bereits erwähnt. Dieser kann in gewissen Fällen durch eine Wärmeübertragung von der warmen Abluft an die kalte Zuluft mit Wärmeübertragung oder Regeneratoren (Kapitel 2) ergänzt werden. Das Erreichen kleiner Temperaturdifferenzen zwischen austretender Abluft und eintretender Zuluft ist allerdings Voraussetzung für den Erfolg solcher Maßnahmen. In diesem Zusammenhang wird deshalb auch die Verwendung von Wärmeleitrohren (Verdampfung auf warmer und Kondensation auf kalter Seite sowie Rückfluß des Kondensats durch ein Kapillarsystem, [336 und 337]) vorgeschlagen.

Der Energiebedarf zum Verdampfen der zu entfernenden Feuchtigkeit kann aber nur unterschritten werden, wenn die Abluft durch Wärmerückgewinnungsanlagen soweit gekühlt wird, daß dabei auch Feuchtigkeit auskondensiert. Bei geringen Feuchtigkeiten, wie sie bei Konvektionstrocknern häufig vorkommen, sind dazu tiefe Kondensationstemperaturen nötig. Die Abwärmenutzung ist dann im allgemeinen nur noch mit Wärmepumpen möglich. Bei Konvektionstrocknern ist deshalb die Senkung des Energiebedarfs unter die Verdampfungswärme mit bedeutenden Investitionskosten verbunden. Die Rückgewinnung der Kondensationswärme kann bei um so höherer Temperatur erfolgen, je größer der Partialdruck der zu kondensierenden Lösungsmittel ist (vergleiche Kapitel 5). Da aus im Verdampfungsbereich arbeitenden Trocknern (Kontaktrockner, Konvektionstrockner bei hohen Temperaturen) praktisch reine Lösungsmittel anfallen, erfolgt deren Kondensation bei höheren Temperaturen. Dies erleichtert die Wärmerückgewinnung wesentlich. Weiterführende Informationen zur Senkung des Energiebedarfs bei der Trocknung sind zu finden in [332, 333, 338] und [339], S. 92/99.

9.4 Auslegung von Trocknern

Falls sich die Gut- und die Gasbewegung in Trocknern einigermaßen rechnerisch erfassen lassen, kann im allgemeinen auch der Wärme- und Stofftransport in der Gasphase mit hinreichender Genauigkeit vorausberechnet werden. Der Feuchtigkeitstransport aus dem Gutinneren und der Wärmetransport ins Gutinnere sind dagegen ohne Versuche treffenden Voraus-

sagen kaum zugänglich. Auch das durch Sorptionsisothermen zu beschreibende Gleichgewicht muß für jedes Gut durch Versuche ermittelt werden. Die Vorausberechnung des Trocknungsverlaufs gelingt deshalb nur mit mehr oder weniger einschneidenden vereinfachenden Annahmen und (zumindest für die durch die Transportvorgänge aus dem Gutinnern bestimmten Trocknungsabschnitte) einigen experimentellen Informationen zum jeweiligen Trocknungsgut.

Die Berechnungsannahmen sind je nach den Ansprüchen an die zu erreichende Genauigkeit und je nach Art der Wärmeübertragung, der Stromführung und den Eigenarten der jeweiligen Trocknerbauart verschieden. Zur Trocknerdimensionierung existiert deshalb eine Vielzahl von Berechnungsmethoden [293, 339, 341 bis 345].

Wir werden die zur Auslegung von Trocknern erforderlichen Beziehungen anhand des Beispiels eines kontinuierlichen Fließbettrockners gemäß Bild 9.13 herleiten und die theoretischen Überlegungen an einem Auslegungsbeispiel verdeutlichen. Die folgenden Ausführungen gelten deshalb in gewissen Teilen nur für die **Konvektionstrocknung körniger Feststoffe im Kreuzstrom**. Für andere Trocknungsaufgaben und Trocknerbauarten ist aber analog vorzugehen.

9.4.1 Erster Trocknungsabschnitt

Bei einem oberflächenfeuchten Gut verdunstet zunächst ein allfällig vorhandener Flüssigkeitsfilm über der Gutoberfläche. Das Trocknungsgut bleibt aber auch im Verlauf der weiteren Trocknung noch oberflächenfeucht, solange die Feuchtigkeit aus dem Gutinnern ohne spürbaren Widerstand an die Oberfläche nachzufließen vermag. Man spricht vom ersten Trocknungsabschnitt (constant rate period), solange die Gutoberfläche oberflächenfeucht ist. Im ersten Trocknungsabschnitt wird der Trocknungsvorgang im wesentlichen durch den Wärme- und Stofftransport in der Gasphase bestimmt.

9.4.1.1 Strömungsmechanik

Wie in Kapitel 5 der Verfahrenstechnik I [1] erörtert wurde, erfahren die Feststoffteilchen in Gas-fest-Fließbetten eine intensive Durchmischung. Dies kann man zum Auslegen eines kontinuierlichen Fließbettrockners durch Un-

terteilen des Fließbetts in einzelne, vollständig durchmischte Zellen berücksichtigen: **Bild 9.18**. Die Verweilzeitverteilung des Feststoffs kann mit diesem **Zellenmodell** wie für eine Kaskade idealer Rührbehälter nach den Ausführungen in der Verfahrenstechnik I bestimmt werden. Der Vergleich mit Verweilzeitmessungen ergab, daß die Länge der als ideal durchmischt anzunehmenden Zellen im normalen Betriebsbereich von Fließbettrocknern (Verhältnis der Gasgeschwindigkeit zur Fluidisierungsgeschwindigkeit 2 bis 3, geringe Fließbetthöhen) etwa der mittleren Fließbetthöhe der betreffenden Zelle s_n entspricht [347 und 348].

Bild 9.13 läßt erkennen, daß bei Vernachlässigung von Druckverlusten im Trocknergehäuse der Druck vor dem Anströmboden p_e und nach dem Fließbett p_a längs dem Trockner konstant sein muß. Der Anströmboden muß eine gleichmäßige Gasverteilung über den ganzen Fließbettquerschnitt gewährleisten. Zu diesem Zweck besteht er aus porösen Platten (Fritten), Lochböden, Düsenböden und anderen Gasverteil-einrichtungen ([316], S. 484/485, [349]). Für eine ausreichende Gasverteilung müssen auch strömungstechnisch gut ausgebildete Anströmböden einen Druckverlust von mehr als 10 % des Trocknungsgutdruckverlustes am Fluidisierungspunkt aufweisen.

Die Berechnung der Fluidisierungsgeschwindigkeit, der Austragsgeschwindigkeit und des Druckverlusts am Fluidisierungspunkt wurde in Kapitel 5 der Verfahrenstechnik I ausführlich gezeigt und wird deshalb an dieser Stelle nicht wiederholt. Die Bestimmung der mittleren Fließbettporosität der im allgemeinen inhomogenen Fließbetten kann ebenfalls nach den Angaben in der Verfahrenstechnik I erfolgen. Für die Trocknung genügt es aber, die mittlere Fließbettporosität durch Gleichsetzen der Beziehungen für den Druckverlust am Fluidisierungspunkt und den Druckverlust in einer durchströmten Schüttung zu berechnen. Mit den betreffenden Gleichungen aus [1] erhält man damit für das Beispiel einer Kugelschüttung:

$$\frac{(1-\epsilon)^2}{\epsilon^3} (160 \text{ Re} + 3,1 \text{ Re}^{1,9}) - \text{Ar} = 0 \quad (9.10)$$

Darin sind Re die REYNOLDS-Zahl aus der Gleichung (1.61) und Ar die ARCHIMEDES-Zahl ([1], S. 68):

$$\text{Ar} = \frac{g d_p^3 (\rho_s - \rho_g) \rho_g}{\eta_g^2} \quad (9.11)$$

Feuchtigkeit (Wasser- oder Lösungsmitteldampf):

$$h_G = c_{pG} \vartheta_g + Y (h_{igo} + c_{p1g} \vartheta_g) \quad (9.16)$$

In den Gleichungen (9.15) und (9.16) sind c_{pS} beziehungsweise c_{pG} die mittleren spezifischen Wärmekapazitäten des reinen Feststoffs beziehungsweise des reinen Trocknungsgases und c_{p11} beziehungsweise c_{p1g} die mittleren Wärmekapazitäten der Feuchtigkeit (Wasser oder Lösungsmittel) in den beiden Phasen. h_{igo} ist die spezifische Verdampfungsenthalpie der Feuchtigkeit bei 0 °C. Für die Trocknung wasserfeuchter Produkte mit Luft können c_{pG} , c_{p11} und c_{p1g} den Tabellen 9.1 und 9.2 entnommen werden; die spezifische Verdampfungsenthalpie von Wasser beträgt bei 0 °C $2,502 \cdot 10^6$ J/kg [41].

Da auch Fließbettrockner mit im Fließbett angeordneten Heizregistern ausgerüstet werden können, stellen wir die **Gesamtenergiestrombilanz** einer beliebigen Zelle n unter Berücksichtigung eines ihr allfällig zugeführten Wärmestroms \dot{Q}_n auf:

$$\dot{M}_S h_{Sn-1} + \dot{M}_{Gn} h_{Ge} + \dot{Q}_n = \dot{M}_S h_{Sn} + \dot{M}_{Gn} h_{Gan} \quad (9.17)$$

Daraus erhalten wir für die spezifische Enthalpie des aus der Zelle n tretenden Trocknungsgases:

$$h_{Gan} = h_{Ge} + \frac{\dot{Q}_n}{\dot{M}_{Gn}} + \left(\frac{\dot{M}_S}{\dot{M}_{Gn}}\right) (h_{Sn-1} - h_{Sn}) \quad (9.18)$$

Zur **Berücksichtigung des Wärme- und Stofftransports** stellen wir für die Gasphase noch zwei separate Bilanzgleichungen auf.

Bei Vernachlässigung der im Abschnitt 1.2.3 erörterten Besonderheiten des einseitigen Stofftransports kann der in eine Zelle übergehende Stoffstrom aus der Gleichung (9.1) berechnet werden. Die **Wassermassenstrombilanz für die Gasphase** lautet deshalb für eine beliebige Zelle n :

$$\dot{M}_{Gn} Y_e + \beta (c_{1En} - c_{1gn}) A_n = \dot{M}_{Gn} Y_{an} \quad (9.19)$$

Daraus erhalten wir die Feuchte der aus der Zelle tretenden Gasphase zu:

$$Y_{an} = Y_e + \frac{\beta (c_{1En} - c_{1gn}) A_n}{\dot{M}_{Gn}} \quad (9.20)$$

Die Gleichgewichtskonzentration des Wassers (oder Lösungsmittels) in der an die feuchte Oberfläche grenzenden Gasphase folgt mit der Tabelle 1.1 aus dem Dampfdruck des Wassers (oder Lösungsmittels) P_{En} bei der Temperatur T_{En} an der Gutoberfläche:

$$c_{1En} = \frac{\varphi_{En} P_{En} M_1}{R T_{En}} \quad (9.21)$$

In dieser Gleichung ist φ_{En} die relative Feuchtigkeit, bei der die Gasphase mit der flüssigen Phase des übergehenden Stoffs im Gleichgewicht ist. Sie ist in Abhängigkeit der Gutfeuchtigkeit mit der Sorptionsisotherme bestimmt. Die **relative Gleichgewichtsfeuchtigkeit** φ_{En} erfaßt die im Abschnitt 5.3.1 erörterte Dampfdruckerniedrigung, wenn die Gutfeuchte als Lösung vorliegt. Sie beträgt beispielsweise bei gesättigten Kochsalzlösungen zwischen 10 und 90 °C rund 0,75 ([350], S. 527). Wenn die zu verdunstende Flüssigkeit im feuchten Gut nicht gebunden ist, beträgt die relative Gleichgewichtsfeuchtigkeit $\varphi_{En} = 1$.

Das hier benützte Zellenmodell geht von der Annahme einer idealen Vermischung beider Phasen innerhalb einer Zelle aus. Die Feuchte der Gasphase ist deshalb innerhalb einer Zelle konstant und somit mit dem Austrittswert Y_{an} identisch. Dasselbe gilt auch für die Gastemperatur ($T_g = T_{gan}$). Die Feuchtigkeitskonzentration in der Gasphase c_{1g} kann deshalb mit den Molmassen der Feuchtigkeit M_1 und des Trägergases M_G aus ihrer Feuchte berechnet werden:

$$c_{1gn} = \frac{p Y_{an}}{R T_{gan} (Y_{an}/M_1 + 1/M_G)} \quad (9.22)$$

Die Gleichungen (9.21) und (9.22) führen nach dem Einsetzen in (9.20) auf eine quadratische Gleichung zum Bestimmen von Y_{an} . Der von der Gasphase ans Trocknungsgas übergehende Wärmestrom kann aus der Gleichung (9.3) berechnet werden. Von dem pro Zelle allenfalls zusätzlich zugeführten Wärmestrom \dot{Q}_n geht der Anteil $\nu \dot{Q}_n$ ($0 \leq \nu \leq 1$) an die Gasphase. Mit dem übergehenden Feuchtigkeitsmassenstrom

$\dot{M}_1 = \dot{M}_{Gn} (Y_{an} - Y_e)$ erhält die Gasphase den zusätzlichen Energiestrom $\dot{M}_1 h_{1g}$ (h_{1g} ist die spezifische Enthalpie der gasförmigen Feuchtigkeit). Die **Energiestrombilanz für die Gasphase** lautet somit:

$$\dot{M}_{Gn} h_{Ge} + \dot{M}_{Gn} (Y_{an} - Y_e) h_{1g} + v \dot{Q}_n = \alpha (T_{gan} - T_{En}) \dot{M}_{Gn} h_{Gan} \quad (9.23)$$

/) A_n

Diese Energiestrombilanz liefert die auf (1 + Y) Kilogramm bezogene spezifische Enthalpie des aus der Zelle tretenden feuchten Gases:

$$h_{Gan} = h_{Ge} + (Y_{an} - Y_e) h_{1g} + \frac{v \dot{Q}_n - \alpha (T_{gan} - T_{En}) A_n}{\dot{M}_{Gn}} \quad (9.24)$$

Wenn wir nun mit einer weiteren Vereinfachung für den ersten Trocknungsabschnitt örtliche Temperaturänderungen im Gut vernachlässigen, können wir in den Beziehungen (9.21) und (9.24) die Temperatur an der Gutoberfläche T_{En} durch die Guttemperatur T_{sn} ersetzen. Die in den Gleichungen (9.20) und (9.24) benötigte Oberfläche des Trocknungsguts in einer Zelle ist nach dem Kapitel 2 der Verfahrenstechnik I zu berechnen. Sie beträgt für kugelförmige Teilchen:

$$A_n = 6 (1 - \epsilon) b z_n s_n / d_p \quad (9.25)$$

9.4.1.3 Berechnungsablauf

Zur Auslegung eines Trockners benötigen wir den Massenstrom \dot{M}_S des zu trocknenden Gutes, die Feuchte (Wassermassenbeladung) X_e und die Temperatur T_e des Naßgutes sowie die gewünschte Endfeuchte nach der Trocknung X_a . Weiter müssen die Temperatur T_{ge} und die Feuchte Y_e des eintretenden Trocknungsgases, die Form der Gutteilchen und ihr gleichwertiger Kugeldurchmesser d_p , die Porosität der ruhenden Schüttung (Festbettporosität) ϵ , der Druck vor dem Anströmboden des Trockners p_e und die Stoffwerte der Trägerphasen und des durch die Trocknung zu entfernenden Wassers oder Lösungsmittels bekannt sein. Mit der Wahl eines Verhältnisses der Gasgeschwindigkeit zur Fluidisierungsgeschwindigkeit, eines Druckverlustanteils des Anströmbodens, einer Feststoffgeschwindigkeit in der ersten Zelle w_s sowie einer Trocknerbreite b kann der Trockner von Zelle zu Zelle durchgerechnet werden.

Zunächst sind die Gasgeschwindigkeit w_g , die Fließbettporosität ϵ und die Fließbetthöhe s_n in der ersten Zelle zu bestimmen. Dieser strömungsmechanische Teil der Auslegung stützt sich mit Ausnahme der Ergänzungen des Abschnitts 9.4.1.1 auf Kapitel 5 der Verfahrenstechnik I [1]. Dabei ist zu beachten, daß der mit der ersten Zelle festgelegte Austrittsdruck p_a (Bild 9.18) längs dem Trockner konstant bleibt. Aus der Bedingung eines konstanten Gesamtdruckverlusts $p_e - p_a$ sind Strömungsgeschwindigkeit, Porosität und Fließbetthöhe wie erwähnt von Zelle zu Zelle neu zu berechnen. Dazu sind jeweils die Stoffwerte der Vorzelle einzusetzen, weil die Temperaturen in den einzelnen Zellen durch den Trocknungsverlauf bestimmt werden. Für die strömungsmechanische Durchrechnung der ersten Zelle ist deshalb ein iteratives Vorgehen nötig.

Nach dem strömungsmechanischen Teil sind die am Austritt aus einer Zelle zu erwartenden Temperaturen T_{sa} und T_{gan} sowie die Feuchten X_a und Y_{an} zu ermitteln. Für die Bestimmung dieser vier Unbekannten stehen uns die vier Bilanzgleichungen (9.14), (9.18), (9.20) und (9.24) zur Verfügung. Falls für eine bestimmte Teilchenform brauchbare Beziehungen für die Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten gefunden werden, lassen sich die unbekanntenen Austrittsfeuchten und Austrittstemperaturen berechnen. Der dazu einzuschlagende Berechnungsweg ist mit erheblichem Aufwand verbunden und deshalb mit einem Computer auszuführen. Wir wollen das Vorgehen anhand des **Bildes 9.19** für das Beispiel kugelförmiger Gutteilchen kurz skizzieren:

Zunächst sind die Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten mit den Stoffwerten der Vorzelle zu berechnen. Obwohl für Fließbetten in Trockenrinnen eigene Beziehungen publiziert wurden [351], übernehmen wir für das Beispiel kugelförmiger Teilchen die bisher für Festbetten benutzten Gleichungen (1.60) und (9.6). Wie in [17], S. 485/486, erläutert wird, ist dies für Fließbettporositäten bis 0,8 statthaft (vergleiche dazu auch [352]).

Dann ist mit $z_n = s_n$ die Gesamtoberfläche der Gutteilchen in einer Zelle zu bestimmen. Die Gleichung (9.13) liefert den durch die Zelle tretenden Trägergasmassenstrom.

Wie Bild 9.19 veranschaulicht, erfolgt die Weiterrechnung mit den vier Bilanzgleichungen (9.14), (9.18), (9.20) und (9.24) durch eine äußere und eine innere Iterationsschleife. Die innere Iteration wird abgebrochen, wenn die aus

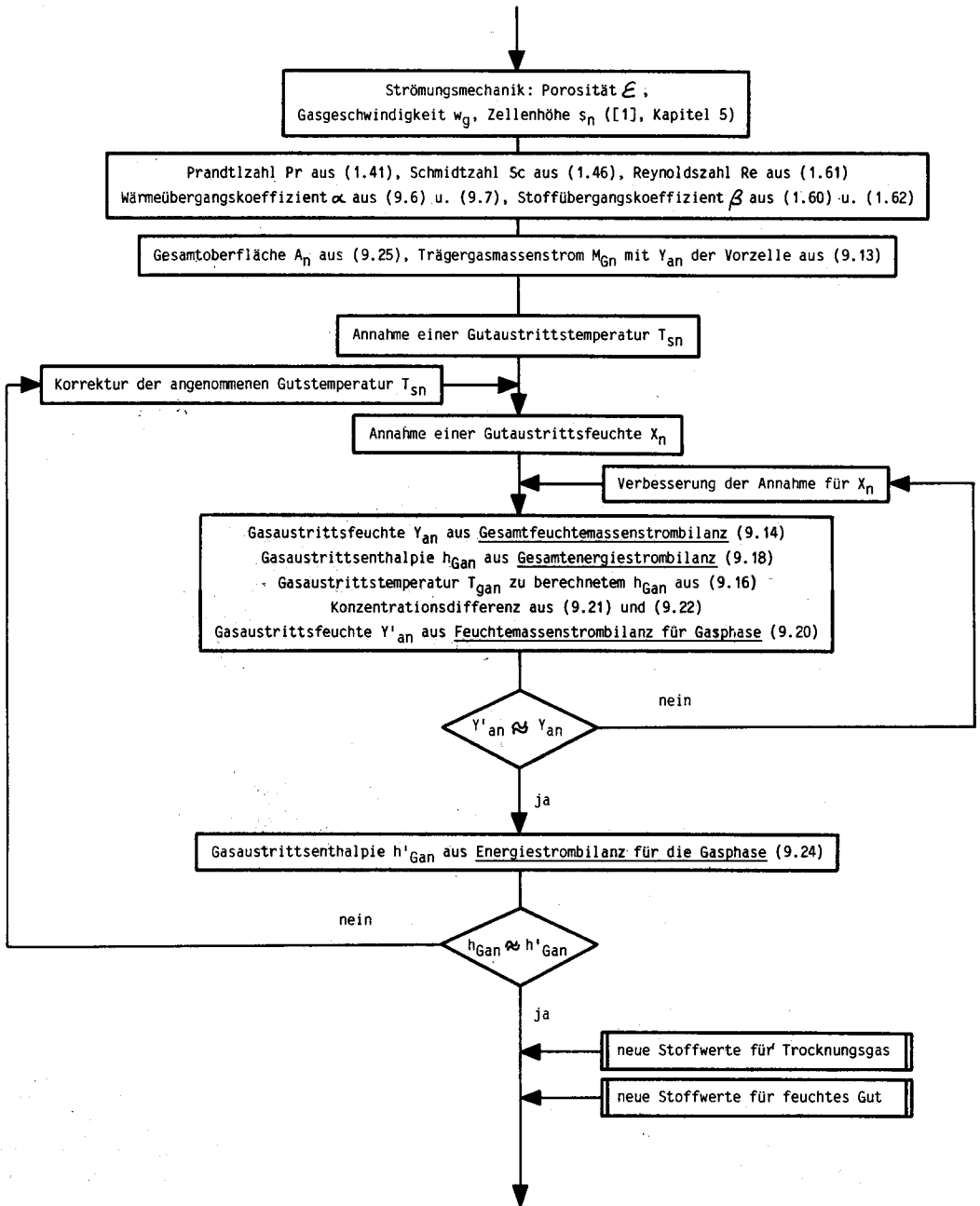


Bild 9.19. Berechnungsweg für die Trocknung in einer Zelle eines kontinuierlichen Fließbettrockners für das Beispiel kugelförmiger Feststoffteilchen.

der Feuchtigkeitsmassenstrombilanz für die ganze Zelle und der Feuchtigkeitsmassenstrombilanz für die Gasphase errechneten Feuchten übereinstimmen. Die äußere Iterationsschleife wird verlassen, wenn sich die Gasaustrittsenthalpie aus der Gesamtenergiestrombilanz und der Energiestrombilanz für die Gasphase entsprechen.

Nach der vollständigen Durchrechnung einer Zelle sind die Stoffwerte zum Berechnen der strömungsmechanischen Eigenschaften und der Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten der folgenden Zelle mit den neuen Temperaturen T_{gan} und T_{sn} zu bestimmen. Anschließend an eine Summation der für das Schlußergebnis interessanten Ergebnisse kann mit der Durchrechnung der nächsten Zelle begonnen werden. Die Rechnung ist abzubrechen, sobald die Gutfeuchte nach k Zellen den geforderten Endwert erreicht oder unterschreitet. Dann können wir die Trocknerlänge aus

$$z = \sum_1^k z_n \quad (9.26)$$

und den Gesamtmassenstrom des Trägergases aus

$$\dot{M}_G = \sum_1^k \dot{M}_{Gn} \quad (9.27)$$

berechnen. Die mittlere Feuchte des aus dem Trockner tretenden Gases erhalten wir aus der nun auf den ganzen Trockner zu beziehenden Feuchtigkeitsmassenstrombilanz (9.14):

$$Y_a = Y_e + (\dot{M}_S/\dot{M}_G) (X_e - X_a) \quad (9.28)$$

Zum Berechnen der mittleren Temperatur des austretenden Trocknungsgases aus der Gleichung (9.16) benötigen wir seine mittlere Enthalpie:

$$h_{Ga} = \frac{\sum_1^k h_{Gan} \dot{M}_{Gn}}{\dot{M}_G} \quad (9.29)$$

Den zur Lufterhitzung notwendigen Wärmestrom erhalten wir mit der spezifischen Enthalpie des Trocknungsgases nach dem Gebläse von h_{Go} zu:

$$Q = \dot{M}_G (h_{Ge} - h_{Go}) \quad (9.30)$$

Schließlich interessiert noch die verlustlose Gebläseleistung:

$$P_v = \Delta p \dot{V} = \Delta p \frac{\dot{M}_G (1 + Y_e)}{\rho_{ge}} \quad (9.31)$$

Beispiel 9.2

Kochsalz wird nach einer Eindampfkristallisation durch Schubzentrifugen von der gesättigten Salzlösung (Mutterlauge) getrennt. Dabei fallen $\dot{M}_S = 2,78$ kg/s Kochsalz mit einer Wassermassenbeladung von $X_e = 0,022$ und einer Temperatur von $T_{se} = 305$ K an. Die Kochsalzkristalle weisen infolge der stofftransportkontrollierten Kristallisation annähernd kugelhähnliche Gestalt auf. Ihre Korngrößenverteilung läßt sich als RRSB-Verteilung (Kapitel 2 der Verfahrenstechnik I [1]) mit $n = 3,5$ und $d_p' = 0,57$ mm beschreiben. Diese Kochsalzkristalle sind in einem Fließbettrockner gemäß Bild 9.13 auf einen Austrittswassermassenbruch von $X_a = 0,0005$ zu trocknen. Dazu wird Umgebungsluft mit einer Feuchte (absolute Luftfeuchtigkeit) von $Y_e = 0,01218$ im ersten Trocknerteil auf $T_{ge1} = 390$ K erhitzt. Im zweiten Trocknerteil wird sie ohne Erwärmung mit $T_{ge2} = 295$ K eingeblasen. Die Trocknerbreite wird zu $b = 1,2$ m und die Feststoffgeschwindigkeit im Fließbett zu $w_s = 0,0138$ m/s gewählt. Das Verhältnis der Gasgeschwindigkeit zur Fluidisierungsgeschwindigkeit soll in der ersten Fließbettzelle 2,5 und der Druckverlustanteil des Anströmbozens 20 % betragen. Die Luft weist vor dem Anströmboden einen Druck von $p_e = 1,02 \cdot 10^5$ Pa auf. Im Fließbett sind keine Einbauten zur direkten Wärmeübertragung vorgesehen ($\dot{Q}_n = 0$).

Die Stoffwerte von reinem Kochsalz entnehmen wir [350]: Dichte $\rho_S = 2164$ kg/m³, spezifische Wärmekapazität in [J/kg K] in Abhängigkeit der Temperatur in [°C] $c_{pS} = 465,9 + 2,157 \vartheta_s - 0,00275 \vartheta_s^2$, spezifische Bindungsenthalpie (= spezifische Lösungsenthalpie) $h_B = 11800$ J/kg. Die relative Gleichgewichtsfeuchtigkeit, welche die Dampfdruckerniedrigung in der gesättigten Kochsalzlösung berücksichtigt, kann im interessierenden Bereich als konstant angenommen werden und beträgt $\varphi_{En} = 0,75$. Aus dem Verlauf der Sorptionsisothermen [353] geht hervor, daß die Trocknung von Kochsalz bis zur geforderten Endfeuchte mit genügender Näherung als reine Oberflächentrocknung (nur erster Trocknungsabschnitt) betrachtet werden darf. Die Stoffwerte von Luft und Wasser sind den Tabellen 9.1 und 9.2 zu entnehmen.

Wie groß sind die Temperaturen und Feuchten der Luft (Trocknungsgas) und des Kochsalzes (Trocknungsgut) nach der ersten Zelle des Fließbettrockners?

→ beladung

Die im vorangehenden erörterte Theorie geht von der Annahme gleich großer Teilchen aus. In der hier vorliegenden Kochsalzschüttung weisen 90 % der Gesamtmasse Korngrößen von 0,24 bis 0,78 mm auf. Die Trocknerauslegung ist deshalb mit der hier erörterten Theorie nur noch als Näherung mit dem gleichwertigen Kugeldurchmesser durchzuführen. Der gleichwertige Kugeldurchmesser des zu trocknenden Kochsalzes beträgt nach dem zweiten Kapitel der Verfahrenstechnik I mit einer Sphärizität von 1 und den angegebenen Parametern der RRSB-Verteilung $d_p = 0,00046$ m.

Bei bekannten Temperaturen der Luft im Fließbett könnten die Luftgeschwindigkeit, die Porosität und die Höhe des Fließbetts nach Kapitel 5 der Verfahrenstechnik I und nach Abschnitt 9.4.1.1 berechnet werden. Da die Lufttemperatur erst nach dem Erfassen des Wärme- und Stofftransports in der ersten Zelle feststeht, ist vorerst eine Lufttemperatur anzunehmen. Damit ist die ganze Zelle durchzurechnen. Dann ist die Durchrechnung mit einer korrigierten Lufttemperatur zu wiederholen. Die Iteration kann erst abgebrochen werden, wenn die Ausgangslufttemperatur mit der aus der vollständigen Durchrechnung erhaltenen übereinstimmt.

Es würde viel zu weit führen, die zahlreichen mit einem Computer durchzuführenden Iterationen im einzelnen zu zeigen. Wir gehen deshalb von den Ergebnissen für die erste Zelle aus und werden sie in diesem Beispiel lediglich überprüfen. Sie lauten: Luftaustrittstemperatur $T_{gal} = 307,74$ K, Luftaustrittsfeuchte $Y_{a1} = 0,02623$, Salzaustrittstemperatur $T_{s1} = 307,60$ K und Salzaustrittsfeuchte $X_1 = 0,02132$. Dafür ergeben sich bei einem mittleren Druck in der Zelle von $1,01 \cdot 10^5$ Pa folgende Stoffwerte der Luft: Dichte $\rho_g = 1,13$ kg/m³, dynamische Viskosität $\eta_g = 1,83 \cdot 10^{-5}$ kg/ms, Wärmeleitfähigkeit $\lambda_g = 0,0268$ W/mK, PRANDTLzahl $Pr_g = 0,705$. Der Diffusionskoeffizient von Wasserdampf in Luft beträgt $D_g = 3,11 \cdot 10^{-5}$ m²/s, die SCHMIDTzahl $Sc_g = 0,523$ und die Dichte des feuchten Kochsalzes $\rho_s = 2140$ kg/m³.

Mit diesen Werten ergibt die **strömungsmechanische Fließbettberechnung** nach Kapitel 5 der Verfahrenstechnik I und nach Abschnitt 9.4.1.1 für die erste Zelle eine Fließbettporosität von $\epsilon = 0,586$ und eine Gasgeschwindigkeit von $w_g = 0,544$ m/s. Der Druck nach dem Fließbett beträgt $p_a = 1,00 \cdot 10^5$ Pa, der Gesamtdruckverlust $p_e - p_a = 2000$ Pa. Die Kontinuitätsgleichung

$$s_n = \frac{M_s}{\rho_s (1 - \epsilon) b w_s} \quad (9.32)$$

liefert damit eine mittlere Fließbetthöhe von $s_1 = 0,189$ m. Die Zellenlänge z_1 beträgt somit ebenfalls 0,189 m.

Die Berechnung der Trocknung in der ersten Zelle verfolgen wir nun anhand des Bildes 9.19.

Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten

- (1.61) $Re = [1/(1 - 0,586)] (0,544 \cdot 1,13 \cdot 0,00046) / 1,83 \cdot 10^{-5} = 37,3$
- (9.6) $Nu = (0,12 + 0,586) 37,3 \cdot 0,705^{1/3} [3,72/37,3^{2/3} + 1,06/(30 + 37,3^{1/3})] = 8,55$
- (9.7) $\alpha = 8,55 [(1 - 0,586)/0,586] 0,0268 / 0,00046 \text{ W/m}^2 \text{ K} = 352 \text{ W/m}^2 \text{ K}$
- (1.60) $Sh = (0,12 + 0,586) 37,3 \cdot 0,523^{1/3} [3,72/37,3^{2/3} + 1,06/(30 + 37,3^{1/3})] = 7,74$
- (1.62) $\beta = 7,74 [(1 - 0,586)/0,586] 3,11 \cdot 10^{-5} / 0,00046 \text{ m/s} = 0,370 \text{ m/s}$

Gesamtoberfläche in der ersten Zelle aus (9.25):
 $A_1 = 6 (1 - 0,586) 1,2 \cdot 0,189 \cdot 0,189 / 0,00046 \text{ m}^2 = 232 \text{ m}^2$

Trägergasmassenstrom durch erste Zelle aus (9.13):

$$\dot{M}_{G1} = 0,544 \cdot 0,189 \cdot 1,2 \cdot 1,13 / (1 + 0,02623) \text{ kg/s} = 0,136 \text{ kg/s}$$

Zum Vermeiden der Iterationen gehen wir auch für die weiteren Rechnungen vom Schlussergebnis ($T_{s1} = 307,6$ K; $X_1 = 0,02132$) aus.

Gasaustrittsfeuchte aus Feuchtigkeitsmassenstrombilanz (9.14):

$$Y_{a1} = 0,01218 + (2,78/0,136) (0,022 - 0,02132) = 0,0261.$$

Die Abweichung vom Wert des Schlussergebnisses 0,02623 ist auf Rundungsfehler zurückzuführen. Schon mit $X_1 = 0,02131$ würde man ein Y_{a1} von 0,0263 erhalten!

Gasaustrittsenthalpie aus Gesamtenergiestrombilanz (9.18) mit

- $h_{Ge} = 1,511 \cdot 10^5 \text{ J/kg}$ für $T_{ge} = 390$ K und $Y_e = 0,01218$ aus (9.16)
- $h_{Sn-1} = 3,006 \cdot 10^4 \text{ J/kg}$ für $T_{se} = 305$ K und $X_e = 0,022$ aus (9.15)
- $h_{Sn} = 3,245 \cdot 10^4 \text{ J/kg}$ für $T_{s1} = 307,6$ K und $X_1 = 0,02132$ aus (9.15)
- $\dot{Q}_n = 0$:

$$h_{Ga1} = 1,511 \cdot 10^5 + (2,78/0,136) (3,006 \cdot 10^4 - 3,245 \cdot 10^4) \text{ J/kg} = 1,02 \cdot 10^5 \text{ J/kg}.$$

Dazugehörige Temperatur mit $Y_{a1} = 0,02623$ aus (9.16): $T_{gal} = 307,74$ K.

Gleichgewichtswasserkonzentration an der Grenze zur Gutoberfläche aus (9.21) mit einem

Dampfdruck von 5448 Pa für $T_{E1} = T_{s1} = 307,6 \text{ K}$:

$$c_{IE1} = 0,75 \cdot 5448 \cdot 18,02 / (8314,3 \cdot 307,6) \text{ kg/m}^3 = 0,0287900 \text{ kg/m}^3$$

Mittlere Wasserkonzentration in der Trocknungsluft aus (9.22):

$$c_{lg1} = \frac{1,01 \cdot 10^5 \cdot 0,02623}{8314,3 \cdot 307,74 (0,02623 / 18,02 + 1 / 28,96)} = 0,0287724 \text{ kg/m}^3$$

Gasaustrittsfeuchte aus **Feuchtigkeitsmassenstrombilanz für die Gasphase** (9.20):

$$Y_{a1}' = 0,01218 + 0,370 (0,0287900 - 0,0287724) 232 / 0,136 = 0,0233.$$

Dieser Wert reagiert sehr empfindlich auf kleine Änderungen von Y_{a1} . So würde er beispielsweise für $Y_{a1} = 0,02622$ (statt $0,02623$) bereits $0,0299$ betragen. Der Wert $Y_{a1} = 0,02622$ ist demzufolge genügend genau; das Abbruchkriterium für die Iteration ist erreicht. Der physikalische Grund dafür ist, daß infolge der hohen Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten in Verbindung mit einer großen bezogenen

Oberfläche von über $5400 \text{ m}^2/\text{m}^3$ praktisch Gleichgewicht zwischen den beiden Phasen erreicht wird. Dies äußert sich in nahezu verschwindenden Temperaturdifferenzen zwischen den beiden Phasen und im Austritt von Trocknungsluft mit annähernd relativer Gleichgewichtsfeuchtigkeit.

Die spezifische Enthalpie der austretenden feuchten Luft kann nun ermittelt werden aus der **Energiestrombilanz für die Gasphase** (9.24) mit $h_{Ge} = 1,511 \cdot 10^5 \text{ J/kg}$, $Q_n = 0$ und der spezifischen Enthalpie des Wasserdampfs h_{lg} bei $T_{E1} = T_{s1} = 307,6 \text{ K}$ von $2,565 \cdot 10^6 \text{ J/kg}$.

$$h_{Ga1}' = 1,511 \cdot 10^5 + (0,02623 - 0,01218) 2,565 \cdot 10^6 - 352 (307,74 - 307,60) 232 / 0,136 \text{ J/kg} = 1,031 \cdot 10^5 \text{ J/kg}.$$

Dieser Wert stimmt mit dem aus der Gesamtenergiestrombilanz (9.18) berechneten gut überein.

Die Ergebnisse für die erste Zelle sind damit bestätigt. Selbstverständlich ist der Aufwand zu ihrer Ermittlung unvergleichlich höher, da sie ja erst nach zahlreichen inneren und äußeren Iterationen gefunden werden. Die Korrektur der

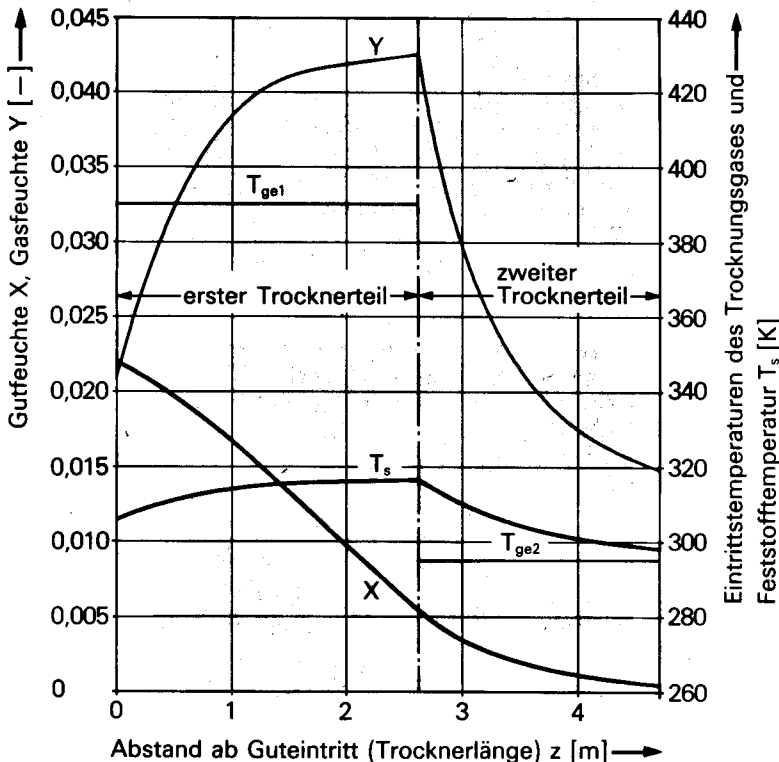


Bild 9.20. Berechneter Verlauf der Trocknung von Kochsalz in einem kontinuierlichen Fließbettrockner mit beheiztem und unbeheiztem Abschnitt für die Auslegungsdaten des Beispiels 9.2.

zunächst angenommenen Werte muß dabei mit einer numerischen Methode erfolgen. Wie dieses Zahlenbeispiel verdeutlicht, muß in Fällen, bei denen sich zwischen den beiden Phasen beinahe Gleichgewicht einzustellen vermag, zudem sehr genau gerechnet werden. Schon der erste Trocknungsabschnitt ist deshalb einer «Handrechnung» kaum zugänglich.

In **Bild 9.20** sind die mit einem auf dem beschriebenen Lösungsweg beruhenden Computerprogramm [354] berechneten **Ergebnisse für das Beispiel 9.2** über dem Abstand ab dem Naßguteintritt aufgetragen. Nach dem Erreichen einer ungefähr konstanten Feststofftemperatur nimmt die Gutfeuchte annähernd linear ab. Dieser Bereich konstanter Trocknungsgeschwindigkeit ist bei konstanter Guttemperatur für den ersten Trocknungsabschnitt charakteristisch. Bild 9.20 illustriert aber deutlich, daß dies nur bei konstanter Guttemperatur zutrifft.

Im zweiten Trocknerteil wird die Luft nach dem Gebläse nicht mehr erhitzt. Hier wird die fühlbare Wärme des im ersten Teil erwärmten Gutes zur Trocknung genutzt. Das Trocknungsgut kühlt sich dabei wieder ab, und in der Folge wird die Trocknungsgeschwindigkeit stets kleiner.

Infolge des ausgezeichneten Wärme- und Stofftransports ist die Temperatur der aus dem Fließbett tretenden Luft von der Feststofftemperatur um weniger als 0,2 K verschieden und deshalb nicht separat aufgezeichnet. Aus dem gleichen Grund erreicht die aus dem Fließbett tretende Luft annähernd die relative Gleichgewichtsfeuchtigkeit von 0,75. Die Fließbetthöhe nimmt im ersten Teil von 0,189 auf 0,187 m und im zweiten Teil von 0,189 auf 0,188 m ab. Nach einer Länge des ersten Teils von 2,65 m beträgt die Wassermassenbelastung des Kochsalzes noch 0,00524. Im gut 2 m langen zweiten Teil wird sie ohne Lufterhitzung auf den geforderten Endwert reduziert. Der Massenstrom der trockenen Luft (Trägergasmassenstrom) beträgt im ersten Trocknerteil 1,82 und im zweiten 1,52 kg/s. Die aus dem ersten Teil strömende Luft weist bei einer mittleren Temperatur von 314,0 K eine mittlere Wassermassenbelastung von 0,03784 auf. Dies entspricht einer relativen Luftfeuchtigkeit von 0,728. Die aus dem zweiten Trocknerteil tretende Luft weist bei einer mittleren Temperatur von 303,2 K eine mittlere Feuchte von 0,02094 auf. Die verlustlose Gebläseleistung folgt mit $\Delta p = 2000$ Pa, $Y_e = 0,01218$, $\rho_{ge} = 1,2$ kg/m³ und $\dot{M}_G = 1,82$ kg/s beziehungsweise 1,52 kg/s aus der Beziehung

(9.31) zu 3070 W im ersten und zu 2560 W im zweiten Trocknerteil. Der zur Lufterhitzung im ersten Teil erforderliche Wärmestrom folgt mit $h_{Ge} = 1,511 \cdot 10^5$ J/kg (für $T_{ge} = 390$ K und $Y_e = 0,01218$) und $h_{Go} = 0,530 \cdot 10^5$ J/kg (für $T_{go} = 295$ K und $Y_e = 0,01218$) aus der Gleichung (9.30) zu $1,79 \cdot 10^5$ W.

Diesen Ergebnissen ist beizufügen, daß sie auf der Annahme gleichgroßer kugelförmiger Teilchen beruhen, obwohl in Wirklichkeit eine RRSB-Korngrößenverteilung nicht exakt kugelförmiger Teilchen vorliegt. Gemäß den Verteilungsparametern der Aufgabenstellung kommen Kochsalzkristalle von 0,1 bis 0,95 mm vor. Gegen den Schluß der Trocknung ist auch die Annahme einer konstanten relativen Gleichgewichtsfeuchtigkeit nicht mehr ganz erfüllt. Mit dem rechnerischen Erfassen einer von der Gutfeuchte abhängigen relativen Gleichgewichtsfeuchtigkeit werden wir uns im nächsten Abschnitt noch befassen.

Weiter ist zu bedenken, daß in unserer Rechnung keine Wärmeverluste berücksichtigt wurden. Bei einem Trockner mit den errechneten Abmessungen können diese beträchtlich sein. Sie ließen sich ohne Ergänzung der hergeleiteten Gleichungen über negative Q_n -Werte erfassen. Auch die Zweiphasenströmung des Fließbetts wurde als ideal angenommen, indem weder Unregelmäßigkeiten in der Luftverteilung über den ganzen Anströmquerschnitt noch eine über die Trocknerbreite ungleichmäßige Verteilung der Trocknungsgutgeschwindigkeit berücksichtigt wurde. Die mitgeteilten berechneten Längen der beiden Trocknerteile sind deshalb als Minimalwerte aufzufassen. Das gilt auch für die mit der Trocknerlänge verknüpften Luftmassenströme und Ventilatorleistungen wie auch für die Heizleistung im ersten Trocknerteil.

9.4.2 Zweiter Trocknungsabschnitt

Nach dem Erreichen einer **kritischen Gutfeuchte** X_c (Knickpunktfuchte, critical moisture content) kann die Feuchtigkeit nicht mehr ungehindert an die Oberfläche des Trocknungsguts nachfließen. Die kritische Gutfeuchte ist im Grenzfall gleich groß wie die Gleichgewichtsfeuchte X_{Eo} nach der Sorptionsisotherme des betreffenden oberflächenfeuchten Stoffs (Abschnitt 8.2). Je nach dem Transportwiderstand für die aus dem Innern an die Oberfläche zu führende Feuchtigkeit liegt die kritische Gutfeuchte aber mehr oder weniger unter diesem

Grenzwert. Die kritische Gutfeuchtigkeit ist demzufolge nicht nur stoffabhängig. Sie wird auch vom Weg, den die Feuchtigkeit bis zur Oberfläche zurückzulegen hat, und von der Geschwindigkeit, mit der die Trocknung verläuft, beeinflusst. Die kritische Gutfeuchte ist somit auch eine Funktion der Korngröße (oder der Dicke ebener Schichten) des Trocknungsguts und der **Trocknungsgeschwindigkeit** (übergehende Feuchtigkeitsmassenstromdichte, rate of drying):

$$\dot{m}_1 = \dot{M}_1/A = \frac{M_s}{A} \frac{dX}{dt} \quad (9.33)$$

In [293], S. 297/319, werden diese Zusammenhänge ausführlich erörtert und mit zahlreichen Meßergebnissen verdeutlicht. Qualitativ ergibt sich die in **Bild 9.21** dargestellte Abhängigkeit

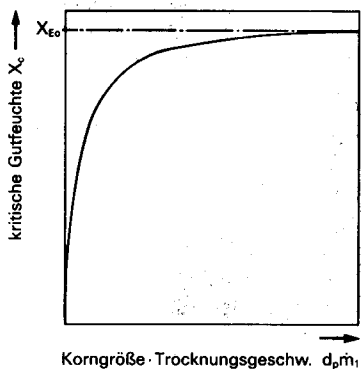


Bild 9.21. Abhängigkeit der kritischen Feuchte vom Produkt aus Korngröße (beziehungsweise Schichtdicke) und Trocknungsgeschwindigkeit. X_{E0} = Gleichgewichtsgutfeuchte für oberflächenfeuchten Stoff aus der Sorptionsisotherme.

der kritischen Gutfeuchte vom Produkt aus Korngröße (beziehungsweise Schichtdicke) und Trocknungsgeschwindigkeit. Bei der technischen Trocknung befindet man sich im allgemeinen oberhalb des Bereichs mit starkem Anstieg der kritischen Gutfeuchte. Die kritische Gutfeuchte nähert sich dann dem aus der Sorptionsisotherme zu bestimmenden Grenzwert X_{E0} . Zu der in Bild 9.21 gezeigten Abhängigkeit kommt noch ein erheblicher Temperatureinfluß, weil sowohl die Gleichgewichtsfeuchte wie auch der Feuchtigkeitstransport aus dem Gutinnern temperaturabhängig sind.

Der Feuchtigkeitstransport aus dem Gutinnern erfolgt durch Porendiffusion, Oberflächendiffusion (Abschnitt 8.5.3) und kapillaren Transport. Er kann praktisch nur durch Messungen erfaßt werden. Deshalb muß im allgemeinen auch die kritische Gutfeuchte durch Versuche bei dem auszulegenden Trockner möglichst entsprechenden Trocknungsgeschwindigkeiten und Temperaturen bestimmt werden. Wir werden auf solche Versuchstrockner noch zurückkommen. Für zahlreiche industriell mit Luft getrocknete Güter können die kritischen Gutfeuchten aus den in [293], S. 303/368, wiedergegebenen Versuchsergebnissen ermittelt werden. Anhaltswerte für weitere Trocknungsgüter sind in [3], S. 705/706, zusammengestellt.

Auch die im Abschnitt 8.2 erläuterten **Sorptionsisothermen** sind experimentell zu bestimmen. Entsprechende Versuche sind in [295], S. 39/44, und [356] beschrieben. Gemessene Sorptionsisothermen sind in [3], S. 700/701, [293], S. 54/63, und [357] für viele Güter aufzeichnet.

Nach dem Unterschreiten der kritischen Gutfeuchte nimmt die Trocknungsgeschwindigkeit \dot{m}_1 infolge des Feuchtigkeitstransports aus dem Gutinnern gegenüber dem Wert \dot{m}_{10} an der Grenze zum ersten Trocknungsabschnitt ($X = X_c$) ab. Der Trocknungsverlauf ist im zweiten Trocknungsabschnitt nicht nur temperaturab-

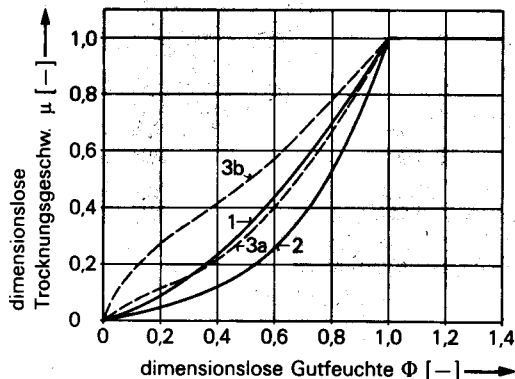


Bild 9.22. Dimensionsloser Trocknungsverlauf (normierter Trocknungsverlauf). 1: Trocknung von Kibuschi-Tonerde bei Lufttemperaturen von 288 bis 318 K und relativen Luftfeuchtigkeiten von 0,15 bis 0,76; Werte nach KAMEI aus [3]. 2: Trocknung von Molekularsieb 13X (Durchmesser 2,2 mm) bei Lufttemperaturen von 310 bis 370 K im Fließbett; Werte aus [341]. 3: Trocknung von Aluminiumsilikat M 3 (Durchmesser 3,1 mm) bei Lufttemperaturen von 310 K (Kurve 3a) und 372 K (Kurve 3b); Werte aus [341].

hängig, sondern von Produkt zu Produkt verschieden. Er muß wie die kritische Gutfeuchte im allgemeinen aus Messungen bestimmt werden, da der Stofftransport im Gutinnern einer Berechnung nicht zugänglich ist. Für die Aufnahme von Trocknungsverlaufskurven konstruierte Labortrockner sind beispielsweise in [293], S. 301/302, [341], [344] und [355] beschrieben.

Die Ergebnisse solcher Trocknungsversuche werden zweckmäßigerweise in der in **Bild 9.22** gezeigten dimensionslosen Form aufgezeichnet. Damit läßt sich die Zahl der Einflußgrößen und damit auch der Versuchsaufwand reduzieren. Die spätere Verwendung der Meßergebnisse zum Auslegen technischer Trockner wird durch die geringere Zahl von Einflußgrößen ebenfalls erleichtert. Die **dimensionslose Trocknungsgeschwindigkeit** ist das Verhältnis der Trocknungsgeschwindigkeit zur Trocknungsgeschwindigkeit im ersten Trocknungsabschnitt bei kritischer Gutfeuchte:

$$\mu = \dot{m}_1 / \dot{m}_{10} \quad (9.34)$$

Die **dimensionslose Gutfeuchte** ist das Verhältnis der Differenz zwischen der Gutfeuchte und der Gleichgewichtsfeuchte zur Differenz zwischen der kritischen Gutfeuchte und der Gleichgewichtsfeuchte:

$$\Phi = \frac{X - X_E}{X_c - X_E} \quad (9.35)$$

In der Darstellung nach **Bild 9.22** fallen die Trocknungsverlaufskurven bei gleicher Geometrie des Trocknungsgutes trotz unterschiedlicher Trocknungstemperaturen und relativer Feuchtigkeiten der Trocknungsluft häufig zusammen. Die dimensionslosen Trocknungsverlaufskurven decken sich (wie im Beispiel der Tonerde und des Molekularsiebs in **Bild 9.22**), wenn das Gut im zweiten Trocknungsabschnitt in eine innere feuchte und eine äußere trockene Zone mit scharfer, während der Trocknung nach innen wandernder Front beschrieben werden kann. Diese Modellvorstellung bezeichnen wir als **Verdunstungsfrontmodell** (Trockenspiegelmodell). Sie ist gut erfüllt, wenn der kapillare Feuchtigkeitstransport aus dem Gutinnern keine Rolle spielt. Bei anderen Trocknungsgütern ist der Übergang zwischen der äußeren

trockenen und inneren feuchten Zone fließend. Dann decken sich die dimensionslosen Trocknungsverlaufskurven (wie in **Bild 9.22** bei Aluminiumsilikat) nicht. Dies wird in [341] und [344] begründet.

Für die näherungsweise Auslegung von Trocknern genügt es oft, den dimensionslosen Trocknungsverlauf im zweiten Trocknungsabschnitt als Gerade anzunehmen ($\mu \approx \Phi$). Mit dieser Näherung sind für die Berechnung des Trocknungsverlaufs im zweiten Abschnitt gegenüber dem ersten Trocknungsabschnitt lediglich die kritischen Gutfeuchten und die Sorptionsisothermen nötig.

Ohne inneren Transportwiderstand könnte der übergehende Feuchtigkeitsmassenstrom auch für kleine Gutfeuchten mit dem Ausdruck im Zähler der Gleichung (9.20) berechnet werden. Dazu wäre die relative Gleichgewichtsfeuchtigkeit ϕ_{En} zur Ermittlung der Gleichgewichtskonzentration aus (9.21) zum jeweiligen Wert der Gutfeuchte X aus der Sorptionsisotherme zu bestimmen. Zusätzlich ist nun in der Gleichung (9.20) der **innere Transportwiderstand** zu berücksichtigen, indem anstelle des Stoffübergangskoeffizienten β das Produkt aus der dimensionslosen Trocknungsgeschwindigkeit und dem Stoffübergangskoeffizienten $\mu\beta$ eingesetzt wird.

Weiter ist zu beachten, daß die zum Verdampfen der Feuchtigkeit erforderliche Wärme nun ins Gutinnere transportiert werden muß. Dies ist nur möglich, wenn im Trocknungsgut ein entsprechender Temperaturabfall entsteht. Die Temperatur des feuchten Gutes T_s sinkt deshalb im zweiten Trocknungsabschnitt unter die Temperatur an der Gutoberfläche T_{En} . Für die Trocknerauslegung ist es im allgemeinen hinreichend, für den **Wärmetransport** vom erwähnten **Verdunstungsfrontmodell** auszugehen: **Bild 9.23**. Dabei wird angenommen, daß das kugelförmige Teilchen bis zum Durchmesser d die kritische Feuchte X_c und in der äußeren Schicht (vom Durchmesser d bis zum Durchmesser d_p) bereits die mit der Sorptionsisotherme bestimmte Gleichgewichtsfeuchte X_E aufweise. Die Gesamtfeuchtigkeitsmasse im Gut setzt sich demzufolge aus einem inneren und einem äußeren Anteil zusammen:

$$(\pi/6) d_p^3 \rho_s X = (\pi/6) d^3 \rho_s X_c + (\pi/6) (d_p^3 - d^3) \rho_s X_E \quad (9.36)$$

Daraus erhalten wir mit der Beziehung (9.35) den Durchmesser d der Verdunstungsfront:

$$d = d_p \sqrt[3]{\Phi} \quad (9.37)$$

Die vom Trocknungsgas an das Teilchen übergehende Verdampfungswärme ist durch Wär-

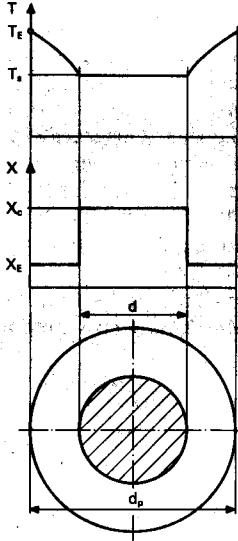


Bild 9.23. Verdunstungsfrontmodell zum Erfassen des Wärmetransports ins Gutinnere.

meileitung von der Kugeloberfläche bis zur Verdunstungsfront weiterzutransportieren. Die Beziehung (9.3) und die Gleichung für die stationäre Wärmeleitung in einer Hohlkugel ([21], S. 28/29, [293], S. 93/95)

$$\dot{Q} = \frac{2 \pi \lambda_s}{1/d - 1/d_p} (T_E - T_s) \quad (9.38)$$

liefern mit dem Durchmesser der Verdunstungsfront aus (9.38) und der Oberfläche der kugelförmigen Teilchen ($A = \pi d_p^2$) die folgende Beziehung zum Bestimmen der Temperatur T_E an der Phasengrenzfläche:

$$T_E = \frac{\alpha d_p (1/\sqrt[3]{\Phi} - 1) T_g + 2 \lambda_s T_s}{2 \lambda_s + \alpha d_p (1/\sqrt[3]{\Phi} - 1)} \quad (9.39)$$

Nach unendlich langer Trocknungszeit nimmt das ganze Trocknungsgut die mit der Sorptionsisotherme bestimmte Gleichgewichts-

feuchte X_E an. Da dann keine Feuchtigkeit mehr verdunstet, also auch keine Verdampfungswärme mehr benötigt wird, ist in diesem Grenzfall $T_g = T_s = T_E$.

Die Wärmeleitfähigkeit der im allgemeinen porösen trockenen Feststoffe λ_s kann, soweit keine Meßwerte vorliegen, nach [293], S. 104/113, und [358] geschätzt werden.

Damit für unser Beispiel des Fließbettrockners auch die Energiestrombilanz für die Gasphase (9.24) formal übernommen werden kann, ist darin der Wärmeübergangskoeffizient α durch einen Wärmedurchgangskoeffizienten k zu ersetzen. Wir erhalten den auf die Kugeloberfläche bezogenen Wärmedurchgangskoeffizienten mit den Gleichungen (9.3), (9.37) und (9.38) mit zu den Ausführungen im Abschnitt 2.1 analogen Überlegungen:

$$k = \left[\frac{d_p (1/\sqrt[3]{\Phi} - 1)}{2 \lambda_s} + \frac{1}{\alpha} \right]^{-1} \quad (9.40)$$

Die den Gleichungen (9.39) und (9.40) zugrunde liegenden Annahmen eines quasistationären Wärmetransports ins Gutinnere ist zulässig, solange die Temperaturänderung im zweiten Trocknungsabschnitt nicht sehr rasch erfolgt. Für die Auslegung technischer Trockner ist die quasistationäre Behandlung des Wärmetransports im allgemeinen hinreichend.

Im übrigen ist die Berechnung des Trocknungsverlaufs im zweiten Trocknungsabschnitt mit jenem des ersten identisch. Für unser Beispiel des kontinuierlichen Fließbettrockners wollen wir dies anhand des Bildes 9.19 kurz verfolgen. Bis zur Gasaustrittsenthalpie aus der Gesamtenergiestrombilanz (9.18) ergeben sich für den zweiten Trocknungsabschnitt keine Änderungen. Es ist lediglich zu beachten, daß die Bindungsenthalpie nach den Ausführungen des Abschnitts 8.3 mit fortschreitender Trocknung stark zunehmen kann.

Mit der Sorptionsisotherme ist zur relativen Feuchtigkeit des Trocknungsgases die Gleichgewichtsfeuchte X_E zu bestimmen. Die Gleichung (9.35) liefert daraus mit der kritischen Gutfeuchte am Ende des ersten Trocknungsabschnitts X_c und der mittleren Gutfeuchte X die dimensionslose Gutfeuchte Φ . Der experimentell bestimmte dimensionslose Trocknungsverlauf (Bild 9.22) oder die Näherung $\mu \approx \Phi$ ergeben damit die dimensionslose Trocknungsgeschwindigkeit. In der Feuchtigkeitsmassen-

strombilanz für die Gasphase (9.20) ist nun der Stoffübergangskoeffizient β zu ersetzen durch den scheinbaren Stoffübergangskoeffizienten

$$\beta_{sch} = \mu \beta \quad (9.41)$$

Weiter ist die Gleichgewichtskonzentration c_{1En} mit der für die jeweilige Gutfeuchte X aus der Sorptionsisotherme ermittelten relativen Gleichgewichtsfeuchtigkeit φ_{En} , der Temperatur T_{En} aus (9.39) und dem Dampfdruck P für $T = T_{En}$ aus (9.21) zu berechnen.

Schließlich ist in der Energiestrombilanz für die Gasphase (9.24) der Wärmeübergangskoeffizient α durch den Stoffdurchgangskoeffizienten k aus der Gleichung (9.40) zu ersetzen.

Beispiel 9.3

Bild 9.24 zeigt den auf die erläuterte Weise errechneten Trocknungsverlauf für die Trocknung von 1 kg/s 3A-Molekularsiebkugeln mit

einem Durchmesser von 3 mm in einem kontinuierlichen Fließbettrockner. Die mit einem Computerprogramm [354] durchgeführten Rechnungen beruhen auf einer kritischen Gutfeuchte X_c von 0,23, der Sorptionsisotherme aus dem Bild 8.3, der Näherung eines linearen dimensionslosen Trocknungsverlaufs $\mu = \Phi$, einer Feststoffdichte ρ_s von 1250 kg/m³, einer Wärmeleitfähigkeit des trockenen Molekularsiefs von $\lambda_s = 0,13$ W/mK, der aus dem Bild 8.8 ermittelten Bindungsenthalpie, einer Porosität der ruhenden Schüttung von 0,4, einer Feststoffgeschwindigkeit w_s von 0,0071 m/s, einem Verhältnis der Gasgeschwindigkeit zur Fluidisierungsgeschwindigkeit in der ersten Zelle von 2, einem mittleren Druck im Fließbett von $1,008 \cdot 10^5$ Pa, einer Lufteintrittstemperatur von 400 K und einer Eintrittsluftfeuchte von 0,00609.

Im ersten Trocknungsabschnitt nimmt die Feuchte des Molekularsiefs annähernd linear

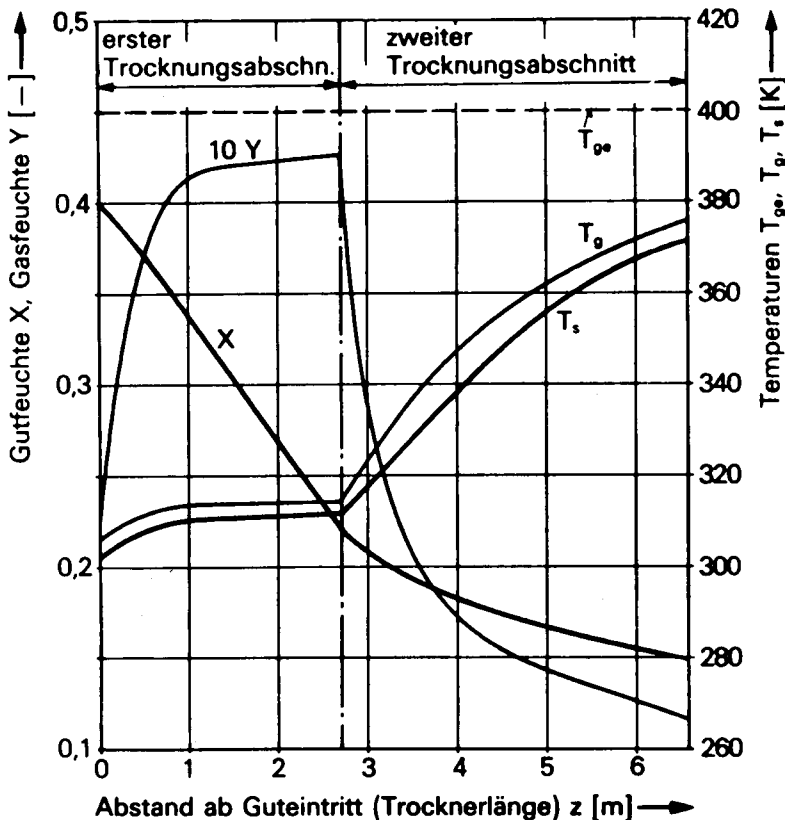


Bild 9.24. Berechneter Verlauf der Trocknung von kugelförmigem 3A-Molekularsieb mit einem Durchmesser von 3 mm in einem kontinuierlichen Fließbettrockner. Ausgangsdaten im Beispiel 9.3.

ab. Im zweiten Trocknungsabschnitt verlangsamt sich dann die Trocknungsgeschwindigkeit zusehends. Die in gleich langen Trocknerabschnitten erreichte Feuchteabnahme wird deshalb im zweiten Trocknungsabschnitt immer kleiner und würde beim Erreichen der mit der Sorptionsisotherme durch den Zustand der Trocknungsluft gegebenen Gleichgewichtsfeuchte ganz verschwinden.

Da die Teilchen nun wesentlich größer sind als die Kochsalzkristalle des Beispiels 9.2, läßt sich ein deutlicher Unterschied zwischen der Gas- und der Feststofftemperatur erkennen. Gegen das Ende des ersten Trocknungsabschnitts nehmen Gut und Trocknungsluft fast konstante Temperaturen an. Im zweiten Trocknungsabschnitt streben sie nach einer starken Änderung mit abnehmender Trocknungsgeschwindigkeit der Eintrittstemperatur der Trocknungsluft zu.

Die relative Feuchtigkeit der aus dem Trockner tretenden Luft erreicht im ersten Trocknungsabschnitt etwa 83 % und fällt dann im zweiten stark ab. Die (in Bild 9.24 nicht eingetragene) mittlere Fließbetthöhe sinkt längs des Trockners von 0,286 m in der ersten Zelle auf 0,257 m in der letzten Zelle.

Übersichtshalber seien die wichtigsten zum Berechnen des Trocknungsverlaufs in Fließbett-trocknern getroffenen **Annahmen** nochmals stichwortartig zusammengestellt:

Erster Trocknungsabschnitt

- 1.1: Zellenmodell mit vollständiger Durchmischung beider Phasen innerhalb der einzelnen Zellen.
- 1.2: Keine örtlichen Temperaturunterschiede innerhalb des Gutes im ersten Trocknungsabschnitt
- 1.3: Keine Berücksichtigung des einseitigen Stofftransports
- 1.4: Alle Teilchen sind gleich groß
- 1.5: Über dem gesamten aktiven Trocknerquerschnitt konstante Gasgeschwindigkeit
- 1.6: Im ganzen Trockner konstante Gutgeschwindigkeit

Zweiter Trocknungsabschnitt (zusätzlich)

- 2.1: Die Teilchen sind kugelförmig
- 2.2: Modell einer scharfen Verdunstungsfront für den Wärmetransport
- 2.3: Quasistationäre Berechnung des Wärmetransports von der Gasphase zur Verdunstungsfront

Abschließend ist festzuhalten, daß eine rein rechnerische Trocknerauslegung nur bei einfachen Teilchengometrien für den ersten Trocknungsabschnitt möglich ist. Im zweiten Trocknungsabschnitt muß sich die rechnerische Auslegung auch bei kugelförmigen Teilchen auf gemessene Sorptionsisothermen, gemessene kritische Gutfeuchten und (möglichst) auf experimentell ermittelte dimensionslose Trocknungsverläufe stützen. Auch die hier erläuterte, auf zahlreichen Vereinfachungen beruhende Trocknerauslegung ist nur mit Hilfe eines Computerprogramms mit vertretbarem Aufwand möglich. Deshalb ist es nicht verwunderlich, daß Trockner in der Praxis noch weitgehend aufgrund von Erfahrungswerten und Versuchen an Großapparaten dimensioniert werden.

Zweck der hier am Beispiel des kontinuierlichen Fließbetttrockners vorgestellten Theorie ist eine physikalisch besser begründete Interpretation von Meßergebnissen an industriellen Trocknern und damit ein sicheres Übertragen auf größere Apparate (Maßstabvergrößerung, scale-up). Dazu sind die notwendigerweise auf stark vereinfachenden Annahmen beruhenden Modellrechnungen mit Meßergebnissen an ausgeführten Trocknern zu vergleichen. Auf diese Weise können Korrekturkoeffizienten gefunden werden, die mit den gezeigten Rechnungen eine verlässlichere Trocknerdimensionierung ermöglichen.

Bei sehr weitgehender Trocknung ist in der letzten Trocknungsphase nur noch die adsorbierte Flüssigkeit zu entfernen. Diese letzte Trocknungsphase ist durch einen weiteren Abfall der Trocknungsgeschwindigkeit gekennzeichnet. Sie wird deshalb oft als **dritter Trocknungsabschnitt** bezeichnet. Mit dem erörterten Vorgehen wird auch diese letzte Trocknungsphase erfaßt. Deshalb erübrigt sich eine separate Behandlung des dritten Trocknungsabschnitts.

Literatur

- 1 Zogg M.: Verfahrenstechnik 1: Grundlagen der mechanischen Verfahrenstechnik, Blaue TR-Reihe, Heft 131, Hallwag Verlag, Bern/Stuttgart, 1978.
- 2 Ullmanns Enzyklopädie der technischen Chemie, Band 1: Allgemeine Grundlagen der Verfahrens- und Reaktionstechnik, Verlag Chemie, Weinheim, 1972.
- 3 Ullmanns Enzyklopädie der technischen Chemie, Band 2: Verfahrenstechnik I, Verlag Chemie, Weinheim, 1972.
- 4 Ullmanns Enzyklopädie der technischen Chemie, Band 3: Verfahrenstechnik II und Reaktionsapparate, Verlag Chemie, Weinheim, 1973.
- 5 Chisholm D.: Developments in Heat Exchanger Technology, Applied Science Publishers Ltd., London, 1980.
- 6 Gregor R.: Wärmeaustausch und Wärmeaustauscher, Verlag Sauerländer, Aarau/Frankfurt a. M., 1973.
- 7 Riedel L.: Physikalische Chemie, Eine Führung für Ingenieure, Bibliographisches Institut, Mannheim/Wien/Zürich, 1974.
- 8 Denbigh K.: Prinzipien des chemischen Gleichgewichts, D. Steinkopf Verlag, Darmstadt, 1959.
- 9 Cussler E. L.: Multicomponent diffusion, Chemical Engineering Monograph, Bd. 3, Elsevier Scientific Publishing Comp., Amsterdam/Oxford/New York, 1976.
- 10 Burghardt A., Krupizka R.: Multicomponent equimolar diffusion, int. chem. Engng. 15 (1975) 1, 55/64.
- 11 Schaber A., Obermeier E.: Ein Stoffgruppenmodell für die Berechnung der Diffusion in polynären Gasgemischen, Wärme u. Stoffübertr. 8 (1975) 1, 23/31.
- 12 Reid R. C., Prausnitz J. M., Sherwood T. K.: The Properties of Gases and Liquids, 3. Aufl., McGraw-Hill Book Company, New York/London/Düsseldorf, 1977.
- 13 Eckert E. R. G., Draker R. M.: Analysis of heat and mass transfer, Mc Graw-Hill, New York/London/Düsseldorf, 1972.
- 14 Grassmann P.: Physikalische Grundlagen der Verfahrenstechnik, 2. Aufl., Sauerländer, Aarau/Frankfurt a. M., 1970.
- 15 Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen: Transportprozesse I, Bd. 2, 6. Aufl., Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg, 1969.
- 16 Ghai R. K., Ertl H., Dullien F. A. L.: Liquid diffusion of nonelectrolytes. 1. Teil: AIChE U. 19 (1973) 5, 881/900, 2. Teil: AIChE J. 20 (1974) 1, 1/20.
- 17 Brauer H., Mewes D.: Stoffaustausch einschließlich chemischer Reaktionen, Sauerländer, Aarau/Frankfurt a. M., 1971.
- 18 Prandtl L.: Führer durch die Strömungslehre, 6. Aufl., Friedr. Vieweg + Sohn, Braunschweig, 1965.
- 19 Brauer H.: Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen, Sauerländer, Aarau/Frankfurt a. M., 1971.
- 20 Treyball R. E.: Mass transfer operations, 2. Aufl., Mc Graw-Hill, New York/London/Düsseldorf, 1968.
- 21 Eckert E.R.G.: Einführung in den Wärme- und Stoffaustausch, 3. Aufl., Springer, Berlin/Heidelberg/New York, 1966.
- 22 Sherwood T. K., Pigford R. L., Wilke C. R.: Mass transfer, Mc Graw-Hill, New York/London/Düsseldorf, 1975.
- 23 Zogg M.: Modifizierte Stoffübergangskoeffizienten für bilanzmäßige Stoffübergangsberechnungen an laminaren Rieselfilmen, Chem.-Ing.-Tech. 44 (1972) 15, 930/935.
- 24 VDI-Wärmeatlas, 3. Aufl., VDI-Verlag, Düsseldorf, 1977.
- 25 Sastri S. R. S., Gokhale M.V.: Prandtl Numbers for liquid hydrocarbons, Chem. Process Engng. 50 (1969) 8, 77/78.
- 26 Skelland A. H. P.: Diffusional Mass Transfer, John Wiley + Sons, New York/London, 1974.
- 27 Roetzel W., Schaber A.: Schmidt- und Prandtlzahl binärer Gasgemische, Forsch. Ing.-Wes. 38 (1972) 1, 25/30.
- 28 Kast W.: Konvektive Wärme- und Stoffübertragung in einheitlicher Betrachtung, Verfahrenstechnik 6 (1972), 10, 346/354.
- 29 Nienow A. W.: Transfer processes with a high mass flux, Brit. chem. Engng. 12 (1967), 11, 1737/1743.
- 30 Hausen H.: Wärmeübertragung im Gegenstrom, Gleichstrom und Kreuzstrom, 2. Aufl., Springer, Berlin/Heidelberg/New York, 1976.
- 31 Cronjäger A.: Einsatz von regenerativen Wärmetauschern in industrieller Abluft, Haus d. Techn. Vortr. veröff. (1978) 412, 23/21.
- 32 Schack K.: Ein einfaches Modell zur Berechnung von Regeneratoren, Gaswärme int. 22 (1974) 4, 133/138.
- 33 Weiss S., Adolphi H.-V., Militzer K.-E.: Thermische Verfahrenstechnik I, 2. Aufl., Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1978.
- 34 Raznjevic K.: Thermodynamische Tabellen, VDI Verlag, Düsseldorf, 1977.
- 35 Saechtling H.: Kunststoff-Taschenbuch, 18. Aufl., Carl Hanser, München, 1971.
- 36 Lax E., Synowietz C.: Taschenbuch für Chemiker und Physiker, Bd. I, 3. Aufl., Springer Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 1967.
- 37 Rottmann K.: Mathematische Formelsammlung, 2. Aufl., Bibliographisches Institut, Mannheim, 1961.
- 38 Thermal Handbook, ALFA-LAVAL, VM 60198 E.Reg.No.350, Västrås, 1969.
- 39 Nitsche M.: Entscheidungskriterien für die Auswahl eines flüssigen organischen Wärmeträgers, Verfahrenstechnik 8 (1974) 10, 297/305.
- 40 Mirisch G., Kuschel J.: Wärmeübertragungsmedien, VDI-Ber. (1974) 216, 11/17.
- 41 Schmidt E., Grigull U.: Properties of Water and Steam in SI-Units, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 1979.
- 42 Piatti L.: Kühlflüssigkeiten und Kälteträger, Sauerländer Verlag, Aarau/Frankfurt a.M., 1968.
- 43 Reich H.: Eigenschaften und Anwendungskriterien der Kälteträger, Luft-Kältetechn. 12 (1976) 3, 140/144.
- 44 Wagner W.: Wärmeträgertechnik mit organischen Medien, 3. Aufl., Technischer Verlag Resch KG, Gräfelfing, 1977.
- 45 Titze H.: Elemente des Apparatebaus, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 1967.
- 46 Raschke E.: Instabilitätsverhalten von Faltenbälgen im Mantel von Rohrbündelwärmeaustauschern, Dechema-Monogr. 76 (1974) 1486-1504, 51/68.
- 47 Slipcevic B.: Auslegung von Wärmeübertragern mit Kreisscheiben und -ringen, Technische Rundschau Sulzer 58 (1976) 3, 114/120.
- 48 Eisinger F. L.: Prevention and cure of flow-induced vibration problems in tubular heat exchangers, J. of Press. Vessel Technol. 102 (1980) 2, 138/145.
- 49 Notz K.-H., Kuxdorf B., Wesselmann R.: Rohrschwingungen und deren Auswirkungen bei Rohrbündelwärmeaustauschern, Chemie-Ing.-Techn. 48 (1976) 4, 337.
- 50 Böhm J.: Der Wärmeübergang an Plattenwärmeaustauschern, Chemie-Ing.-Techn. 29 (1957) 9, 624/625.
- 51 Steinhilper W., Amend P., Bormann K.: Platten- und Spiralwärmeaustauscher. Einsatz, Aufbau und Dimensionierung, Chemie-Technik 4 (1975) 1, 11/17.
- 52 Roetzel W., Nicole F. J. L.: Mean Temperature Difference for Heat Exchanger Design, A General Approximate Explicit Equation, Trans. ASME, Ser. C97 (1975) 1, 5/8.

- 53 Käferstein P., Sankol B.: Zur Auslegung von Rohrbündelwärmeübertragern. Chem. Techn. 30 (1978) 5, 237/240.
- 54 Gnielinski I. V., Gaddis E. S.: Berechnung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten im Außenraum von Rohrbündel-Wärmeaustauschern mit Segment-Umlenklechen. Verfahrenstechnik 12 (1978) 4, 211/217.
- 55 Hausen H.: Erweiterte Gleichung für den Wärmeübergang in Rohren bei turbulenter Strömung, Wärme- und Stoffübertragung 7 (1974) 4, 222/225.
- 56 Slipcevic B.: Druckabfall im Mantelraum von Rohrbündelwärmeübertragern mit Kreisscheiben und -ringen, Technische Rundschau Sulzer 60 (1978) 1, 28/30.
- 57 Lahrs J.: Wärmeübergang und Geschwindigkeitsverteilung in laminar und turbulent durchströmten Ringspalten, Fortschr.-Ber. VDI-Z. (1975) R3, Nr. 40.
- 58 Kilger H.-J., Kuxdorf B., Wesselmann R.: Wärmeübergang und Druckverlust an vertikalen Spiralwärmeaustauschern bei Gegenstrom und turbulenter Strömung von Flüssigkeiten, Chemie-Ing.-Techn. 47 (1975) 5, 199.
- 59 Rybinova H.: Contribution to the Problem of Heat Transfer and Pressure Drop in Plate Heat Exchangers, Verfahrenstechnik 4 (1970) 9, 413/416.
- 60 Raesfeld A.: Wärmeübergang und Druckabfall im Anlaufgebiet von luftdurchströmten Spalten, Chemie-Ing.-Techn. 25 (1953) 5, 249/252.
- 61 Price A. F., Fattah A.-F.: Hydrodynamic characteristics of a plate heat exchanger channel, Trans. of the Instit. Chem. Eng. 56 (1978) 4, 217/228.
- 62 Kutateladze S. S.: Boiling and bubbling heat transfer under free convection of liquid. In J. of Heat Mass Transfer 22 (1979) 2, 289/299.
- 63 Grassmann P., Widmer F.: Einführung in die thermische Verfahrenstechnik, 2. Auflage. Walter de Gruyter, Berlin/New York 1974.
- 64 Bode H.: Stoff- bzw. Wärmeübergang in der Umgebung einer einzelnen Dampfblase. Chemie-Ing.-Techn. 43 (1971) 5, 292.
- 65 Stephan K., Hesse G.: Grundlagen des Wärmeüberganges bei der Verdampfung. Chemie-Technik I (1972) 9, 421/425.
- 66 Mäyinger F.: Blasenbildung und Wärmeübergang beim Sieden in freier und erzwungener Konvektion. Chemie-Ing.-Tech. 47 (1975) 18, 737/748.
- 67 Katto Y.: A generalized correlation of critical heat flux for the forced convection boiling in vertical uniformly heated round tubes. Int. J. Heat Mass Transfer 22 (1979) 6, 783/794.
- 68 Rohsenow W. M.: Modern developments in heat transfer. Academic Press, New York 1963, S. 85/158.
- 69 Labunzov D. A.: Toploenergetika 7 (1960), 76/81.
- 70 Mikielewicz J.: Semi-empirical method of determining the heat-transfer coefficient for subcooled, saturated boiling in a channel. Int. J. Heat Mass Transfer 17 (1974) 10, 1129/1134.
- 71 Chawla J. M.: Correlation of convective heat transfer coefficient for two-phase liquid-vapour flow. 4th Int. Heat Transfer Conference, Versailles, September 1970.
- 72 Körner M.: Beitrag zum Wärmeübergang bei der Blasenverdampfung binärer Gemische. Diss. TH Aachen, 1967.
- 73 Shock R. A. W.: Nucleate boiling in binary mixtures. Int. J. Heat Mass Transfer 20 (1977) 6, 701/709.
- 74 Stephan K., Preusser P.: Wärmeübergang und maximale Wärmestromdichte beim Behältersieden binärer und ternärer Flüssigkeitsgemische. Chemie-Ing.-Techn. 51 (1979) 1, 37.
- 75 Schlünder E. U.: Über den Wärmeübergang beim Blasenverdampfen von Gemischen, Verfahrenstechnik 16 (1982) 9, 692/698.
- 76 Schneider A.: Rationelle Wärmenutzung und -versorgung in der chemischen Industrie. Chemie-Ing.-Techn. 51 (1979) 9, 833/839.
- 77 Fuchs O.: Physikalische Chemie als Einführung in die chemische Technik. Sauerländer, Aarau/Frankfurt am Main, 1957.
- 78 Rant Z.: Verdampfen in Theorie und Praxis. 2. Auflage, Sauerländer, Aarau/Frankfurt am Main, 1977.
- 79 Evaporation Handbook, Firmenschrift VW 60562 E, Alfa-Laval.
- 80 Burberry R. K.: New plate evaporator harnesses the benefits of the falling-film principle. Process Engineering Heat Transfer Survey (1973) 16/17, 19.
- 81 Struve H.: Der Wärmeübergang an einem verdampfenden Rieselfilm. VDI-Forschungsheft 534, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1969.
- 82 Roetzel W.: Gemeinsame Gleichungen für den Wärmeübergang bei laminarer freier Konvektion, Filmkondensation und Filmverdampfung. Chemie-Ing.-Techn. 43 (1971) 14, 785/791.
- 83 Mostofizadeh Ch., Stephan K.: Strömung und Wärmeübergang bei der Oberflächenverdampfung und Filmkondensation, Wärme- u. Stoffübertrag. 14 (1981) 2, 93/115.
- 84 Dünnschichttechnik, Druckschrift der Firma Luwa AG, Zürich.
- 85 Widmer F., Schweizer P.: Fluidodynamik des mechanisch beeinflussten Flüssigkeitsfilmes. Swiss Chem. I (1979) 6, 91/96.
- 86 Komanskii I., Abdonkin A. F., Sokolov V. N.: Convective heat transfer in a vertical film-type rotary apparatus with rigidly fixed blades. J. appl. Chem. USSR 46 (1973) 11, 2641/2644.
- 87 Bussenius S.: Möglichkeiten zur Behebung mechanischer Schäden an Dünnschichtverdampfern durch eine Untersuchung der verfahrenstechnischen und mechanischen Einflüsse. Chem. Techn. 29 (1977) 1, 26/29.
- 88 Miyashita H., Hoffmann T. W.: Local heat transfer in scraped-film heat exchangers. J. of chem. Engineering Japan, Tokyo, 11 (1978) 6, 444/450.
- 89 Freese H. L., Glover W. B.: Mechanically agitated thin-film evaporators. Chem. Engineering Progr. 75 (1979) 1, 52/58.
- 90 Grüter H., Hauschild W., Pfenninger H. J.: Über die Entwicklung der Dünnschichtapparate, Swiss Chem. I (1979) 6, 69/72.
- 91 Shinn B. E.: The Centri-Therm Evaporator and its application to heat sensitive foods. J. Appl. Chem. Biotechnol. 21 (1971) 12.
- 92 Hallström B.: Eindampfer mit rotierenden konischen Heizflächen, Verfahrenstechnik 11 (1977) 8, 448/454.
- 93 Grigull U.: Die Grundgesetze der Wärmeübertragung, 3. Auflage, Springer, Berlin/Göttingen/Heidelberg, 1963.
- 94 Wilkins D. G., Bromley L. A.: Dropwise condensation phenomena, AIChE J. 19 (1973) 4, 839/845.
- 95 Isachenko V. P., Solodov A. P., Maltsev A. P.: Kondensation von Wasser mit hydrophoben Zusätzen, Toploenergetika 23 (1976) 12, 82/85.
- 96 Bromley L. A., Read S. M.: Dropwise condensation, AIChE J. 21 (1975) 2, 391/392.
- 97 Wu W. H., Maa J. R.: On the heat transfer in dropwise condensation, chem. Engng. J. 12 (1976) 3, 225/231.
- 98 Linke W.: Zum Wärmeübergang bei der Verdampfung von Flüssigkeitsfilmen, Kältetechnik, 5 (1953) 10, 275/279.
- 99 Cerro R. L., Whitaker S.: Entrance region flows with free surface, the falling liquid film, Chem. Engng. Sci. 26 (1971) 6, 785/798.

- 100 Stücheli A., Ozisik M. N.: Hydrodynamic entrance lengths of laminar falling films, *Chem. Engng. Sci.* 31 (1976) 5, 369/372.
- 101 Shelland A. H. P., Popadic V. O.: Pseudoplastic falling films with concurrent gas streams, *AIChE J.* 21 (1975) 5, 861/865.
- 102 Feind K.: Strömungsuntersuchungen bei Gegenstrom von Rieselfilmen und Gas in lotrechten Röhren, *VDI-Forschungsheft* 481, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1960.
- 103 Kosky P. G.: Thin liquid films under simultaneous shear and gravity forces, *Int. J. of Heat Mass Transfer* 14 (1971) 8, 1220/1224.
- 104 Gerhart K.: Die Dicke von Rieselfilmen im gasdurchströmten Rohr, *Verfahrenstechnik* 7 (1973) 2, 40/43.
- 105 Coulon H.: Stabilitätsverhältnisse bei Rieselfilmen, *Chem.-Ing.-Tech.* 45 (1973) 6, 362/368.
- 106 Anshus B. E., Ruckenstein E.: The appearance of dry patches on a wetted wall, *J. Colloid Interface Sci.* 51 (1975) 1, 12/22.
- 107 Nusselt W.: Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes, *VDI-Z.* 60 (1916) 27, 541/546.
- 108 Dornieden M.: Zur Berechnung ein- und mehrgängiger Rohrbündelkondensatoren, *Chem.-Ing.-Tech.* 44 (1972) 9, 618/622.
- 109 Grigull U.: Wärmeübergang bei Filmkondensation, *Forsch. Ing.-Wes.* 18 (1952), 10/12.
- 110 Hell F.: Grundlagen der Wärmeübertragung, *VDI-Verlag*, Düsseldorf, 1973.
- 111 Stephan K.: Wärmeübertragung mit Phasenänderung in verfahrenstechnischen Prozessen, *Chem.-Ing.-Tech.* 50 (1978) 2, 100/107.
- 112 Tamir A., Merchuk J. C.: Verification of a theoretical model for multicomponent condensation, *Chem. Engng. J.* 17 (1979) 2, 125/139.
- 113 Maschek H.-J.: Die Berechnung des Wärmeübergangs bei der Kondensation von Dampfgemischen mit und ohne Inertgasanteil, *Chem. Tech.*, Leipzig, 29 (1977) 1, 12/14.
- 114 Krishna R., Standart G. L.: Determination of interfacial mass and energy transfer rates for multicomponent vapour-liquid systems, *Letter Heat Mass Transfer* 3 (1976), 153/182.
- 115 Röhm H.-J.: Zur Berechnung der Kondensation von Mehrkomponenten-Dampfgemischen, *Chem.-Ing.-Tech.* 50 (1978) 12, 963.
- 116 Blass E.: Die Kondensation von binären Dampfgemischen, *Chem.-Ing.-Tech.* 45 (1973) 13, 865/912.
- 117 Tamir A., Taitel Y., Schlünder E. U.: Direct contact condensation of binary mixtures, *Int. J. of Heat Mass Transfer* 17 (1974) 10, 1253/1260.
- 118 Asano K., Nakano Y., Inaba M.: Forced convection film condensation of vapors in the presence of noncondensable gas on a small vertical flat plate, *J. of chem. Engng. Japan*, Tokyo, 12 (1979) 3, 196/202.
- 119 Ackermann D.: Beitrag zur Berechnung des Wärmeübergangs bei Kondensation in Anwesenheit von Inertgas, *Wärme- und Stoffübertragung*, 1 (1968), 246/250.
- 120 Ferreira S. M. M.: Forced convection condensation of vapor flowing around a circular cylinder, *Chem. Engng. J.* 6 (1973) 2, 81/90.
- 121 Jones W. P., Renz U.: Condensation from a turbulent stream onto a vertical surface, *Int. J. of Heat Mass Transfer* 17 (1974) 9, 1019/1028.
- 122 Maa J. R., Chuang H. K.: On the design of cooler condenser for mixed vapor containing uncondensable gas, *Let. in Heat and Mass Transfer* 5 (1978) 6, 379/389.
- 123 Grant I. D. R.: Condenser performance - the effect of different arrangements for venting noncondensing gases, *Brit. Chem. Engng.* 14 (1969) 12, 1709/1711.
- 124 Kasat H.: Luftgekühlte Kondensatoren auf Rektifizierkolonnen, *Verfahrenstechnik* 5 (1971) 11, 443/447.
- 125 Kühns W.: Zur kostengünstigen Auslegung von luftgekühlten Kondensatoren, *Verfahrenstechnik* 7 (1973) 6, 175/179.
- 126 Schwabe K.: *Physikalische Chemie*, Bd. 1, 2. Aufl., Akademie-Verlag, Berlin, 1975.
- 127 Riedel L.: *Physikalische Chemie, eine Einführung für Ingenieure*, Bibliographisches Institut, Mannheim, Wien, Zürich 1974.
- 128 Reid R. C., Prausnitz J. M., Sherwood T. K.: *The Properties of Gases and Liquids*, 3. Aufl., McGraw-Hill Book Company, New York, London, Düsseldorf 1977.
- 129 Prausnitz J. M., Eckert C. A., Orye R. V., O'Connell J. P.: *Computer Calculations for Multicomponent Vapor-Liquid-Equilibria*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J. 1967.
- 130 Fredenslund A., Gmehling J., Rasmussen P.: *Vapor-Liquid Equilibria Using UNIFAC*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, Oxford, New York 1977.
- 131 Weisshaupt J.: *Thermodynamisches Gleichgewicht siedender Gemische, in Landolt-Börnstein, Neue Serie, Gruppe IV: Makroskopische und technische Eigenschaften der Materie, Bd. 3*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1975.
- 132 Gmehling J., Onken U.: *Chemistry Data Series, Vol. 1: Vapor-Liquid Equilibrium Data Collection, Teile 1 bis 8*, DECHEMA, Frankfurt, ab 1977.
- 133 Wichterle I., Linek J., Halá E.: *Vapor-Liquid Equilibrium Data Bibliography*, American Elsevier, New York, 1973.
- 134 Billet R.: *Industrielle Destillation*, Verlag Chemie, Weinheim, 1973.
- 135 Hegner B., Hesse D., Wolf D.: *Möglichkeiten der Berechnung bei hetero-azeotroper Destillation*, *Chem.-Ing.-Tech.* 45 (1973), 14, 942/945.
- 136 Kaltenbacher E., Schlünder E. U.: *Absatzweise Schlepptitteldestillation eines Isopropanol-Wasser-Gemisches in einer Rieselfilmsäule*, *Verfahrenstechnik* 13 (1979), 3, 161/163.
- 137 Kirschbaum E.: *Destillier- und Rektifizierertechnik*, 4. Aufl., Springer, Berlin, Heidelberg, New York 1969.
- 138 Landolt-Börnstein, 6. Aufl., Bd. 4: *Wärmetechnik*, Bandteil a, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1967.
- 139 Landolt-Börnstein, New Series, Gruppe 4: *Makroskopische und technische Eigenschaften, Bd. 1: Dichte und Wärmekapazität flüssiger Systeme, Bandteil a: Nichtwäßrige Systeme und ternäre wäßrige Systeme, 1974; Bandteil b: Dichten binärer wäßriger Systeme und Wärmekapazitäten flüssiger Systeme*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1976.
- 140 Delyannis A. A., Delyannis E. A.: *Water Desalting*, 8. Aufl., Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1974.
- 141 Spiegler K. S.: *Salt-Water-Purification*, 2. Aufl., Plenum Press, New York, 1974.
- 142 Femstet C., Michels T.: *Wasserentsalzungsanlagen für Erdölraffinerien*, *Brown Boveri Mitt.* 64 (1977), 9, 524/529.
- 143 Houghton J., Bailes R. K.: *Economics of multiple effect evaporators*, *chem. Eng.* (1975) 294, 82/83, 90.
- 144 Sato M., Ikazaki F., Toyama S.: *Characteristics of a multistage flash evaporator for the desalination of sea-water under partial-foeod operation*, *Int. chem. Engng.* 19 (1979), 4, 631/638.
- 145 Walter R. O., Kondorosy P.: *Wirtschaftliche Entscheidungsgrundlagen für die Systemwahl bei Verdampfungsprozessen*, *Escher Wyss Mitt.* 48 (1975), 2, 3/9.

- 146 Casten J. W.: Mechanical recompression evaporators, Chem. Engng. Progr. 74 (1978), 7, 61/67.
- 147 Bennett R. C.: Recompression evaporation, Chem. Engng. Progr. 74 (1978), 7, 67/71.
- 148 Weast R. C.: CRC Handbook of Chemistry and Physics, 58. Aufl., CRC Press, Cleveland, 1978.
- 149 Begemann E.: *Rektifikation, Teilkondensation und Druckverlust von Zweistoffgemischen in innen berieselten dünnen Röhren*, VDI-Forschungsheft 553, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1972.
- 150 Röhm H.-J.: Zur einfachen Berechnung von Dephlegmatoren binärer Dampfgemische, Wärme- und Stoffübertragung 11 (1978) 63/72.
- 151 Zuiderweg F. J.: Recommended Test Mixtures for Distillation Columns, Institution of Chemical Engineers, London, 1969.
- 152 Thomann A.: *Rektifizierkolonne mit Füllkörperpackung*, Diplomarbeit, Ingenieurschule Burgdorf, 1975.
- 153 Koch R., Koziol A.: *Hydraulik und Stoffaustausch auf Siebböden mit großen Bohrungen*, Chem.-Ing.-Tech. 30 (1978) 9, 449/452.
- 154 Stichlmair J.: *Grundlagen der Dimensionierung des Gas/Flüssigkeit-Kontaktapparates Bodenkolonne*, Verlag Chemie, Weinheim/New York, 1978.
- 155 Smith V. C., Delnicki W. V.: Optimum sieve tray design, chem. Engng. Progr. 71 (1975) 8, 68/73.
- 156 Tassev S., Stefanov S., Petrov P.: *Ventil-Siebböden*, Chem.-Ing.-Tech. 49 (1977) 8, 650/651.
- 157 Diery W.: *Entwicklungsstand der Rektifikationsböden*, Chem.-Ing.-Tech. 47 (1975) 23, 964/970.
- 158 Ruff K., Pilhofer T., Mersmann A.: *Vollständige Durchströmung von Lochböden bei der Fluid-Dispergierung*, Chem.-Ing.-Tech. 48 (1976) 9, 759/764.
- 159 Stichlmair J.: *Maximale Gasbelastung von Kolonnenböden*, Verfahrenstechnik 8 (1974) 11, 323/326.
- 160 Arnold G.: *Formeln der Mathematik*, 2. Aufl., Carl Hanser Verlag, München/Wien, 1975.
- 161 Kubisa R., Paško Z., Królikowski L.: *Verweilzeit und Durchmischung der Flüssigkeit auf dem Boden und im Überlauf der industriellen Destillationskolonne*, Chemie-Technik 7 (1978) 12, 519/522.
- 162 Bell R. L., Solari R. B.: Effect of nonuniform velocity fields and retrograde flow on distillation tray efficiency, AIChE J. 20 (1974) 4, 688/695.
- 163 Stichlmair J.: *Dimensionierung des Gas/Flüssigkeit-Kontaktapparates Bodenkolonne, Teil 1*: Chem.-Ing.-Tech. 50 (1978) 5, 383/387, *Teil 2*: Chem.-Ing.-Tech. 50 (1978) 6, 453/456.
- 164 A.I.Ch.E.: *Bubble-Tray Design Manual*, New York, 1958.
- 165 *Flexitray Design Manual*, Koch Engineering, 4111 East 37th St. North, Wichita, Kansas 67208.
- 166 Kubakov M. I., Dillman V. V.: Liquid spreading through a packing, Theor. Foundat. of chem. Engng. 7 (1973) 4, 492/500.
- 167 Bemer G. G., Zuiderweg F. J.: Radial liquid spread and maldistribution in packed columns under different wetting conditions, Chem. Engng. Sci. 33 (1978) 12, 1637/1643.
- 168 Kloss H. J.: Zur Verteilung kleiner Flüssigkeitsmengen in Stoffaustauschkolonnen, Chemie-Technik 3 (1974) 3, 89/93.
- 169 Manteufel R. P.: *Auswahlkriterien großtechnischer Flüssigkeitsverteiler für Gegenstromkolonnen*, Chem.-Anl. u. Verf. (1979) 5, 161/164, 168, 170 und (1979) 6, 179/180, 182/183.
- 170 Kubakov M. I.: Effect of initial liquid distribution on efficiency of packed absorbers, Sov. chem. Ind. 5 (1973) 10, 651/654.
- 171 Reichelt W.: *Strömung und Stoffaustausch in Füllkörperapparaten bei Gegenstrom einer flüssigen und einer gasförmigen Phase*, Verlag Chemie, Weinheim, 1974.
- 172 Kast W.: *Gesetzmäßigkeiten des Druckverlustes in Füllkörpersäulen*, Chem.-Ing.-Tech. 36 (1964) 5, 464/468.
- 173 Engasser J. M., Horvath C.: Efficiency of mass and momentum transport in homogeneous and two-phase flow, Ind. Eng. Chem. Fundam. 14 (1975) 2, 107/110.
- 174 Szekey J., Poverome J. J.: Flow maldistribution in packed beds: a comparison of measurements with predictions, AIChE J. 21 (1975) 4, 769/775.
- 175 Hoppe K., Keller J., Krell L.: *Einsatzmöglichkeiten und Leistungsparameter einer neuentwickelten Hochleistungspackung (Perform-Grid) für den Dampf-Flüssigkeit-Kontakt*, Verfahrenstechnik 10 (1976) 7/8, 521/524.
- 176 Manteufel R.: *Impuls-Packung, eine raumsymmetrische Packung von Füllkörpern*, Verfahrenstechnik 10 (1976) 6, 380, 382, 384, 386.
- 177 Mewes D., Dahm F. L. und Kurandt U.: *Konstruktive Lösungen zur Maßstabsvergrößerung von mehrphasig durchströmten Apparaten*, Chem.-Ing.-Tech. 51 (1979) 9, 852/857.
- 178 Huber M.: *Sulzer-Kolonne für die Vakuumrektifikation*, Technische Rundschau Sulzer, Winterthur, 49 (1967) 1, 30/36.
- 179 Meier W.: *Sulzer-Kolonnen für Rektifikation und Adsorption*, Technische Rundschau Sulzer, Winterthur, 61 (1979) 2, 49/61.
- 180 Zogg M.: *Strömungs- und Stoffaustauschuntersuchungen an der Sulzer-Gewebepackung*, Dissertation 4886, ETH Zürich, 1972.
- 181 Zogg M.: *Stoffaustausch in der Sulzer-Gewebepackung*, Chem.-Ing.-Tech. 45 (1973) 2, 67/74.
- 182 Mersmann A.: *Zur Berechnung des Flutpunkts in Füllkörperschüttungen*, Chem.-Ing.-Tech. 37 (1965) 3, 218/226.
- 183 Feind K.: *Strömungsuntersuchungen bei Gegenstrom von Rieselfilmen und Gas in lotrechten Röhren*, VDI-Forschungsheft 481, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1960.
- 184 Zogg M.: *Auswertung von Druckverlustmessungen an BX- und CY-Packungen*, unveröffentlicht.
- 185 Paris A.: *Les procédés de rectification dans l'industrie chimique*, Dunod, Paris, 1959.
- 186 Hobler T., Fronschie A., Trochimowicz W.: *Investigation of the degree of utilisation of a surface*, Theor. Foundat. of chem. Engng. 7 (1973) 3, 282/287.
- 187 Bravo J. L., Fair J. R.: *Generalized correlation for mass transfer in packed distillation columns*, Ind. and Engng. Chem., Process Des. Dev. 21 (1982) 1, 162/170.
- 188 Puranik S. S., Vogelpohl A.: *Effective interfacial area in irrigated packed columns*, Chem. Engng. Sci. 28 (1973) 29, 501/507.
- 189 Onda K., Takeuchi H., Okumoto Y.: *Mass transfer coefficients between gas and liquid phase in packed columns*, J. of chem. Engng. Japan, Tokyo, 1 (1968) 1, 56/62.
- 190 Kayikan F., Sandall O. C., Mellichamp D. A.: *Simultaneous heat and mass transfer in binary distillation*, Chem. Engng. Sci. 32 (1977), 7, 747/754.
- 191 Semmelbauer R.: *Die Berechnung der Schütthöhe bei Absorptionsvorgängen in Füllkörperkolonnen*, Chem. Engng. Sci. 22 (1967) 1237/1255.

- 192 Schmidt R.: Zweiphasengegenstrom und Stoffaustausch in Schüttungsschichten, Beitrag zur Vorausberechnung von Füllkörpersäulen, VDI-Forschungsheft 550, Düsseldorf, 1972.
- 193 Kwasiak J.: Stoffaustausch in Füllkörpersäulen, Teil 1: Kondensations- und Verdampfungseffekte, Verfahrenstechnik 8 (1974) 11, 315/318.
- 194 Norman W. S.: Absorption, Distillation, Cooling Towers, Longmans, London, 1961.
- 195 Mika V.: Model of packed absorption column: I. Physical absorption, Coll. Czechoslov. Chem. Commun. 32 (1967) 2933/2943.
- 196 Bakopoulos A.: Flüssigkeitsseitiger Stoffübergang in berieselten Einzelrohren, Chem.-Ing.-Tech. 51 (1979) 9, 898/899.
- 197 Renz U., Gromoll B.: Der Einfluß der Welligkeit von Rieselfilmen auf den Wärme- und Stoffaustausch an der Phasengrenze, Chem.-Ing.-Tech. 48 (1976) 5, 483.
- 198 Braun D., Hiby J. W.: Der gaseitige Stoffübergangskoeffizient am Rieselfilm, Chem.-Ing.-Tech. 42 (1970) 6, 345/349.
- 199 Hikita H., Ishimi K., Omothera Y., Fukase T.: Mass transfer into turbulent gas streams in wetted-wall columns with cocurrent and counter-current gas-liquid-flow, J. of chem. Engng. Japan, Tokyo, 11 (1978) 2, 96/101.
- 200 Bereiter R.: Stoffübergang in der flüssigen Phase bei Sulzer-Gewebepackungen, Chemische Rundschau 28 (1975) 33, 1/3.
- 201 Bomio P.: Stoffaustauschuntersuchungen an der Sulzer-Packung aus Kunststoff, Chem.-Ing.-Tech. 49 (1977) 11, 895/897.
- 202 Schumacher R.: Gasbelastung und Druckverlust von berieselten Füllkörper-Schüttungen, Verfahrenstechnik 10 (1976) 11, 727/732.
- 203 Mix T. J. u. a.: Energy conservation in distillation, Chem. Engng. Progr. 74 (1978) 4, 49/55.
- 204 Danziger R.: Distillation columns with vapor recompression, Chem. Engng. Progr. 75 (1979) 9, 58/64.
- 205 Huber M., Zmasek R., Paulsen G.: Possible improvements in the separation of hydrogen isotopes by means of water distillation, Technische Rundschau Sulzer, Winterthur, 60 (1978) 45/48.
- 206 Null H. R.: Heat pumps in distillation, Chem. Engng. Progr. 72 (1976) 7, 58/64.
- 207 Labitte C., Locquet J. J., Darrigo R.: Utilisation d'une pompe à chaleur à eau en rectification, Inf.-Chim., Paris (1978) 117, 255/259.
- 208 Holland C. D.: Multicomponent Distillation, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1963.
- 209 Futterer E., Lang G., Neumann K. K.: Bodenkolonnenberechnung mittels Näherung, Boden-zu-Boden-Rechnung und Matrizenverfahren, Dechema-Monogr. 73 (1974) 1410-1431, 147/164.
- 210 Wagner H.: Thermodynamischer Entwurf von Mehrstoffrefraktifikationen, Chem.-Ing.-Tech. 48 (1976) 8, 705/708; 9, 790/792; 10, 875/878; 11, 1059/1062; 12, 1195/1196.
- 211 Ketchum R. G.: A continued relaxation-Newton method as a new global approach to the computation of thermal separation processes, Chem. Engng. Sci. 34 (1979) 3, 387/395.
- 212 Weiss S.: Zur Stoffübertragung bei der Destillation; Stand und Tendenzen, Chem. Tech., Leipzig, 31 (1979) 9, 459/463.
- 213 Krishna R., Standard G. L.: Mass and energy transfer in multicomponent systems, Chem. Engng. Commun. 3 (1979) 4+5, 201/275.
- 214 Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik. 6. Aufl., Bd. IV: Technik, 4. Teil: Wärmetechnik, Bandteil c: Gleichgewicht der Absorption von Gasen in Flüssigkeiten, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Teil c1: Absorption in Flüssigkeiten mit niedrigem Dampfdruck, 1976, Teil c2: Absorption in Flüssigkeiten mit hohem Dampfdruck, 1980.
- 215 Stephen H., Stephen T.: Solubilities of Inorganic and Organic Compounds, Vols. 1 and 2, Pergamon Press, Oxford, 1963.
- 216 Horvath A. L.: Temperature and pressure effects on solubility: Selection and consistency, Chem.-Ing.-Tech. 48 (1976) 2, 144/146.
- 217 Hütte, Des Ingenieurs Taschenbuch, 29. Aufl., Physikhütte, Bd. II, Wilhelm Ernst & Sohn, Berlin, München, Düsseldorf, 1971.
- 218 Baehr H. D.: Thermodynamik, 4. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1978.
- 219 N-Methylpyrrolidon, Druckschrift M 1584d, 8639 (6113) der BASF, D-6700 Ludwigshafen.
- 220 Hildebrand J. H., Prausnitz J. M., Scott R. L.: Regular and Related Solutions. The Solubility of Gases, Liquids and Solids, Van Nostrand Reinhold Co., New York, 1970.
- 221 Brandani V., Prausnitz J. M.: Thermodynamics of gas solubility in liquid solvents and solvent mixtures, Fluid Phase Equilibria, Amst. 7 (1981) 3, 259/274.
- 222 Mersmann A., Hofer H., Stichlmair J.: Absorption und Absorber, Chem.-Ing.-Tech. 51 (1979) 3, 157/166.
- 223 Perry R. H., Chilton C. H.: Chemical Engineers' Handbook, 5. Aufl., McGraw-Hill Book Company, New York, London, Düsseldorf, 1973.
- 224 Ramm W. H.: Absorptionsprozesse in der chemischen Industrie, Verlag Technik, Berlin, 1952.
- 225 Perry J. H.: Chemical Engineers' Handbook, 4. Aufl., McGraw-Hill Book Company, New York, London, 1963.
- 226 Seidell A.: Solubilities of Inorganic and Organic Compounds, Van Nostrand, New York, 1952.
- 227 Rivas O. R., Prausnitz J. M.: Sweetening of sour natural gases by mixed-solvent absorption: Solubilities of ethane, carbon dioxide and hydrogen sulfide in mixtures of physical and chemical solvents, AIChE J. 25 (1979) 6, 975/984.
- 228 Weber E., Schütz M.: Absorptionsapparate, Staubreinhaltung der Luft 36 (1976) 8, 340/348.
- 229 Der Strahlapparat als Wäscher und Reaktor, Verfahrenstechnik 12 (1980) 11, 831/835.
- 230 Stichlmair J.: Regenerierung der Absorptionsmittel, VDI-Ber. (1976) 253, 60/63.
- 231 Shah Y. T., Sharma M. M.: Desorption with or without chemical reaction, Trans. Instn. chem. Engrs. 54 (1976) 1, 1/41.
- 232 Beck H., Groll H.: Kreiselpumpen mit Energierückgewinnungsturbinen für die Hochdruck-Gaswäsche, Technische Rundschau Sulzer, Winterthur, 58 (1976), Sonderheft ACHEMA, 13/14.
- 233 Mersmann A.: Thermische Verfahrenstechnik: Grundlagen und Methoden, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1980.
- 234 Coulson J. M., Richardson J. F., Backhurst J. R., Harker J. H.: Chemical Engineering, Bd. 2, 3. Aufl., Pergamon Press, Oxford, New York, Frankfurt u. a. O. 1978.
- 235 Danckwerts P. V.: Gas-Liquid Reactions, McGraw-Hill Book Company, New York, London, Düsseldorf 1970.
- 236 Stepanek J. P., Shilimhan R. V.: Enhancement factor in absorption with instantaneous irreversible reaction at high mass transfer rates, Trans. of the Insti. Chem. Eng. 52 (1974), 4, 313/316.

- 237 Merchuk J. C.: Further considerations on the Danckwerts-Gillham method for design of gas absorbers, *AIChE J.* 21 (1975) 4, 815/817.
- 238 Zogg M.: Fortran-Programm zur Auslegung von Füllkörperkolonnen für die isotherme Adsorption, Burgdorf 1981 (kann beim Verfasser bezogen werden).
- 239 Zogg M.: Fortran-Programm zur Auslegung von Füllkörperkolonnen mit gekoppeltem Wärme- und Stofftransport und Berücksichtigung der Adsorptionswärme, Burgdorf 1981 (kann beim Verfasser bezogen werden).
- 240 Bourne J. R., v. Stockar U., Coggan G. C.: Gas absorption with heat effects, *I&EC Process Des. Devel.* 13 (1974) 2, 115/132.
- 241 Röhm H.-J.: Berechnung der Adsorption mit und ohne überlagerte chemische Reaktion und mit großen Wärmeeffekten in Füllkörpersäulen, *Chem.-Ing.-Tech.* 50 (1978) 8, 639.
- 242 Kast W.: Adsorption aus der Gasphase: Grundlagen und Verfahren; *Chem.-Ing.-Tech.* 53 (1981) 3, 160/172.
- 243 Jüntgen H.: Physikalisch-chemische und verfahrenstechnische Grundlagen von Adsorptionsverfahren, Haus der Technik, Vortragsveröffentlichungen, (1978) 404, 5/23.
- 244 Richardson J. F., Peacock D. G.: *Chemical Engineering*, Bd. 3, 2. Aufl., Pergamon Press, Oxford, 1979.
- 245 Wirth H.: Staubreinhalung der Luft 36 (1976) 7, 288/292.
- 246 Seewald H.: Technisch verfügbare Adsorbentien, Haus der Technik, Vortragsveröffentlichungen (1978) 404, 24/34.
- 247 Jüntgen H.: Herstellung und Eigenschaften von Aktivkohle, Veröffentlichung des Bereichs und Lehrstuhls für Wasserchemie, Universität Karlsruhe (1975) 9, 23/35.
- 248 v. Kienle H., Bäder E.: *Aktivkohle und ihre industrielle Anwendung*, Ferdinand Enke Verlag, Stuttgart, 1980.
- 249 Naujokas A. A.: Preventing carbon bed combustion problems, *Chem. Engng. Progr., Loss Prev.* 12 (1979) 128/135.
- 250 Molekularsiebe, Broschüre 0-3-673 HD 77.1 der Grace GmbH, D-6380 Bad Homburg.
- 251 Silica Gel, Broschüre 0-3-473 HD 47.1 der Grace GmbH, D-6380 Bad Homburg.
- 252 Silicagel, Diamantgel und Molekularsieb Uetikon, Broschüren der Chemischen Fabrik Uetikon, CH-8707 Uetikon.
- 253 Fritz W., Merk W., Schlünder E. U.: Konkurrierende Adsorption organischer Wasserinhaltsstoffe an Aktivkohle, *Verfahrenstechnik* 13 (1979) 6, 536/543.
- 254 Dreher H., Kast W.: Gleichgewicht bei der Adsorption mehrerer Komponenten aus der Gasphase, *Chem.-Ing.-Techn.* 51 (1979) 12, 1245.
- 255 Juhola A. J., Palumbo A. J., Smith S. B.: Comparison of pore size distributions of activated carbons calculated from Nitrogen, *J. Am. Chem. Soc.* 74 (1952) 61/64.
- 256 Richter E., Knoblauch K., Jüntgen H.: Auslegung querdurchströmter Wanderbettadsorber am Beispiel der Rauchgasentschwefelung mittels Aktivkoks, *Verfahrenstechnik* 14 (1980) 5, 338/342.
- 257 Noack R., Knoblauch K.: Betriebserfahrungen mit dem Babcock-BF-Verfahren zur Rauchgasentschwefelung, Mitteilung Nr. 66, Deutsche Babcock AG, D-4200 Oberhausen 1.
- 258 Jüntgen H., Reichenberger J.: Reaktivierung von Aktivkohle, *Chem.-Ing.-Tech.* 49 (1979) 2, 159.
- 259 Yakubeny N. A. u. a.: Reactivation of active carbon by removal of high-boiling organic substances, *J. of appl. Chem. USSR, N.Y.* 52 (1979) 11, 2404/2408.
- 260 Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik, 6. Aufl., Band 2, Teil 4: Kalorische Zustandsgrößen, Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg 1961.
- 261 Luft-, Gas- und Flüssigkeitstrocknung, Firmenschrift 5000 DDV 4.71 der Gebr. Herrmann, D-5000 Köln 30.
- 262 Knoblauch K., Jüntgen H., Peters W.: Gastrennung mit Kohlenstoffmolekularsieben, Erdöl und Kohle Erdgas Petrochem. 32 (1979) 12, 551/556.
- 263 Werner D. H., Schlichtharke G. A.: Operating experience with large pressure-swing adsorption plants for the purification of hydrogen, *Chem. Engng. Progr. Ammonia Plant Safety* 22 (1980), 12/18.
- 264 Knoblauch H., Reichenberger J.: Druckwechselverfahren zur Gastrennung, Haus der Technik, Vortragsveröffentlichungen (1978) 404, 86/97.
- 265 Browning J. E.: Activated carbon beds for wastewater treatment jobs, *chem. Engng.* 77 (1980) 19, 32/34.
- 266 Dengler W., Blenke H.: Untersuchung des Einflusses der Alterung technischer Adsorbentien auf das Adsorptionsgleichgewicht und die Sorptionsgeschwindigkeit, *Chem.-Ing.-Tech.* 46 (1974) 6, 244/245.
- 267 Dengler W., Blenke H.: Alterung technischer Adsorbentien, *Verfahrenstechnik* 8 (1974) 8, 239/245.
- 268 Kato K. u. a.: The thermal regeneration of spent activated carbon, *J. of chem. Engng. Japan, Tokyo*, 13 (1980) 3, 214/219.
- 269 Weiner A. L.: Trocknung von Gasen und Flüssigkeiten, *Chemie-Technik* 8 (1979) 6, 269/275.
- 270 Uhlmann H.-J., Krückels W.: Methode zur vereinfachten Berechnung des adiabaten Festbettadsorbers, *Verfahrenstechnik* 9 (1975) 1, 19/23.
- 271 Carter J. W., Husain H.: The prediction of the performance of fixed-bed adsorptive gas purifiers, *Chem.-Ing.-Tech.* 49 (1977) 6, 517.
- 272 Ikeda K.: Performance of the nonisothermal fixed bed adsorption column with nonlinear isotherms, *Chem. Engng. Sci.* 34 (1979), 941/949.
- 273 Uhlmann H. J., Krüchel W.: Berechnung des adiabaten Festbett-Adsorbers mit intrapartikulärer Diffusion, *Chem.-Ing.-Tech.* 47 (1975) 5, 219.
- 274 Marcussen L.: Comparison of experimental and predicted breakthrough curves for adiabatic adsorption in fixed bed, *Chem. Engng. Sci.* 37 (1982) 2, 299/309.
- 275 Rosen J. B.: General numerical solution for solid diffusion in fixed beds, *Ind. and Engng. Chem.* 46 (1954) 8, 1950/1594.
- 276 Dreher H., Kast W.: Analytische Näherungslösung für die Durchbruchkurve bei nichtlinearer Adsorptionsisotherme, *Chem.-Ing.-Tech.* 51 (1979) 2, 122/124.
- 277 Hoppe H., Worch E.: Ein einfaches Modell zur Beschreibung der Gleichgewichtsadsorptionsdynamik, *Chem. Tech., Leipzig* 31 (1979) 9, 464/467.
- 278 Ozil P.: Theoretical prediction of temperature profiles in an adsorbent fixed-bed, *Chem. Engng. Sci.* 33 (1978) 9, 1233/1237.
- 279 Richter E., Knoblauch K., Jüntgen H.: Modellierung isothermer Festbettadsorber, *Chem.-Ing.-Tech.* 50 (1978) 8, 600/611.
- 280 Martin K.: Untersuchung der Adsorption von Kohlendioxid an Molekularsieb am Einzelkorn und im Festbett, Dissertation, Technische Universität München, 1975.
- 281 Komiyama H., Smith J. M.: Surface diffusion in liquid-filled pores, *AIChE J.* 20 (1974) 6, 1110/1117.
- 282 Roethe A., Roethe K. P., Gelbin D.: Beitrag zum Diffusionsverhalten in verformten Zeolithen, *Chem. Tech., Leipzig* 29 (1977) 1, 46/49 und 5, 276/279.
- 283 Ruthven D. M., Doetsch I. H.: Diffusion of hydrocarbons in 13X zeolite, *AIChE J.* 22 (1976) 5, 882/886.
- 284 Kast W., Jokisch F.: Überlegungen zum Verlauf von Sorptionsisothermen und zur Sorptionskinetik an porösen Feststoffen, *Chem.-Ing.-Tech.* 44 (1972) 8, 556/563.

- 285 Dengler W., Krückels W.: Diffusion von Wasserdampf in Einzelkörnern technischer Adsorbentien, Chem.-Ing.-Tech. 42 (1970) 20, 1258/1266.
- 286 Shah D. B., Ruthven D. M.: Measurement of zeolitic diffusivities and equilibrium isotherms by chromatography, AIChE J. 23 (1977) 6, 804/809.
- 287 Arnold K. H.: Ionenaustauscher in der chemischen Technik, Chem.-Ing.-Tech. 47 (1975) 14, 583/588.
- 288 Martinola F.: Ionenaustauscher und Adsorber: Vielseitiges Hilfsmittel der chemischen Industrie, Chem.-Ing.-Tech. 51 (1979) 7, 728/736.
- 289 Blasius E., Janzen K.-P.: Abhängigkeit der Ionenaustauscher-Eigenschaft von der chemischen Struktur, Chem.-Ing.-Tech. 47 (1975) 14, 594/601.
- 290 Ullmanns Enzyklopädie der technischen Chemie, Bd. 13, 4. Aufl., Verlag Chemie, Weinheim/Bergstraße, 1977.
- 291 Helfrich F.: Ion Exchange, McGraw-Hill, New York, 1962.
- 292 Dorfner K.: Ionenaustauscher, Walter de Gruyter Verlag, Berlin, 1970.
- 293 Krischer O., Kast W.: Trocknungstechnik. Bd. 1, 3. Aufl., Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 1978.
- 294 Kröll K.: Trocknungstechnik. Bd. 2, 2. Aufl., Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 1978.
- 295 Kneule F.: Das Trocknen. 3. Aufl., Sauerländer, Aarau/Frankfurt a. M., 1975.
- 296 Kessler H. G.: Gefriertrocknung mit Produktumlagerung, Verfahrenstechnik 8 (1974) 12, 348/355.
- 297 Lichtfield R. J., Liapis A. I.: An adsorption-sublimation model for a freeze dryer, Chem. Engng. Sci. 34 (1979) 9, 1085/1090.
- 298 Reimert R.: Schleusen für Druckreaktoren-Konzepte und -Ausführungen, Chem.-Ing.-Tech. 53 (1981) 5, 335/344.
- 299 Tuma V.: Kontinuierliche Vakuumchleuse, Verfahrenstechnik 14 (1980) 12, 821/824.
- 300 Beveridge G. S. G., Lyne C. W.: Continuous vacuum band dryer, Chem. Eng. (1976) 311, 513/515, 521.
- 301 Strehler W.: Anwendung der Kontakttrocknung für abriebempfindliche, pastöse oder schäumende Produkte im Bandtrockner, Dechema Monogr. 73 (1974) 1410-1431, 75/80.
- 302 Fritze H.: Wärme- und Stoffaustauschprobleme bei der Herstellung von Lebensmitteln auf Walzentrocknern, Escher Wyss Mitteilungen 46 (1973) 2, 3/9.
- 303 Preger M.: Maßnahmen zur Leistungssteigerung dampf-beheizter Walzentrockner, Maschinenmarkt 81 (1975) 18, 294/297.
- 304 Fritze H.: Der Einsatz des Walzentrockners bei der Aufarbeitung von verschiedenen Industrierückständen zu hochwertigen Futtermitteln, Escher Wyss Mitteilungen 49 (1976) 1, 36/44.
- 305 Vorholz R.: Auswahl von Trennverfahren (insbesondere Trocknungsverfahren), Chem.-Anl. u. Verf. (1974) 12, 44/50.
- 306 Tittmann E.: Fortschritte auf dem Gebiet der Einbandtrockner; Teil 1: Auslegungsverfahren, Verfahrenstechnik 13 (1979) 1, 15/25.
- 307 Schlip R., Baumgärtner S.: Fortschritte auf dem Gebiet der Bandtrockner; apparatetechnische Entwicklung, Konvektion und Stoffaustausch, Verfahrenstechnik 13 (1979) 7, 629/632, und 10, 806/818.
- 308 Offergeld E.: Wirbelbetten mit beheizten Einbauten in der Wirbelschicht, Verfahrenstechnik 8 (1974) 12, 336/338.
- 309 Florin G., Indruch H.: Einfluß von Wärmetauschern in Fließbetten bei der Trocknung von Kunststoffen, Escher. Wyss Mitteilungen 49 (1976) 1, 3/7.
- 310 Poersch W.: Wärmeaustausch in Wirbelbetten beim Trocknen und Kühlen, Maschinenmarkt 81 (1975) 88, 1766/1770.
- 311 Heyde M., Klocke H.-J.: Wärmeübergang zwischen Wirbelschicht und Wärmetauschereinbauten, Verfahrenstechnik 13 (1979) 11, 886/892.
- 312 Mersmann A., Noth H., Ringer D., Wunder R.: Maximaler Wärmeübergang in Apparaten mit dispersen Zweiphasensystemen, Chem.-Ing.-Tech. 52 (1980) 3, 189/198.
- 313 Molerus O., Bock H. J.: Modellierung des Wärmeübergangs zwischen Heizflächen und kontaktierenden Schüttungen am Beispiel der Gas-Feststoff-Wirbelschicht, Verfahrenstechnik 14 (1980) 5, 311/314.
- 314 Peter U.: Wirbelschichttrockner und -kühler, Aufbereitungstechnik 16 (1975) 9, 464/466.
- 315 Botterill J. S. M., Abdul-Halim B. H.: The open-channel flow of fluidized solids, Powder Technol., Lausanne, 23 (1979), 67/78.
- 316 Ullmanns Enzyklopädie der technischen Chemie; Bd. 3, 4. Aufl.: Verfahrenstechnik und Reaktionsapparate, Verlag Chemie, Weinheim, 1973.
- 317 Weber M.: Strömungsfördertechnik, Krausskopf-Verlag, Mainz, 1974.
- 318 Brink H.-J., Coch J., Fischer J., Behrens F.: Die Trocknung von pulverförmigen und feinkörnigen Produkten im Zentrifugalstromtrockner, Chem. Tech., Leipzig, 27 (1975) 11, 664/667.
- 319 Koller H.: Zwei neue kontinuierlich arbeitende Konvektionstrockner für flüssige, pastöse und sandige Produkte, Aufbereitungstechnik 12 (1975) 10, 599/609.
- 320 Stein W. A.: Berechnung der Trocknung feuchter Produkte im Stromtrockner, Chem.-Ing.-Tech. 45 (1973) 6, 1032/1039.
- 321 Hilgraf P.: Berechnung der Trocknung von Feststoffen im Stromtrockner, Aufbereitungstechnik 17 (1976) 6, 288/294.
- 322 Mendes M. de J.: Über die Berechnung von Stromtrocknern, Verfahrenstechnik 12 (1978) 12, 791/794.
- 323 Stein W. A.: Berechnung der Verdampfung von Flüssigkeiten aus feuchten Produkten im Sprühturm, Verfahrenstechnik 7 (1973) 9, 262/267.
- 324 Katta S., Gauvin W. H.: Some fundamental aspects of spray drying, AIChE J. 21 (1975) 1, 143/152.
- 325 Masters K.: Spray Drying Handbook, third edition, George Godwin Limited, London, and John Wiley & Sons, New York, 1979.
- 326 Poersch W.: Verweilzeitmessung und Bewertung von Trockentrommeln, Chem.-Ing.-Tech. 47 (1975) 18, 765.
- 327 Bachmann R.: Kontakttrocknung in der horizontalen, mechanisch beeinflussten dünnen Schicht, Verfahrenstechnik 6 (1972) 8, 269/274.
- 328 Klocke H.-J.: Kombinationsmöglichkeiten der positiven Eigenschaften von Dünnenschichtkontakt- und Vakuumschaufeltrocknern, Verfahrenstechnik 8 (1974) 12, 356/360.
- 329 Lorétan B.: Einsatz und Aufbau der Luwa-Kontakttrockner, Swiss Chem 1 (1979) 6, 82/89.
- 330 List H., Schwenk W.: Das AP-Prinzip und seine Anwendung, Chemische Rundschau 26 (1973) 43, 7, 9.
- 331 Heyde M., Klocke H.-J., Neuschwander H.: Verminderter Leistungsbedarf durch hydrostatischen Antrieb beim schnelllaufenden Schaufeltrockner, Verfahrenstechnik 12 (1978) 9, 542/548.
- 332 Lang R. W.: The effect of energy costs, safety and environmental factors on dryer design, Proc. of the first int. Sympos. Drying, Princeton (1978), 230/235.
- 333 Kast W.: Möglichkeiten der Energieeinsparung bei Trocknungsprozessen, VDI-Berichte (1979) 345, 55/61.

- 334 Külling W., Simon E. J.: Umweltschutz bei Wirbelschichtverfahren in der pharmazeutischen Industrie. *Chemie-Technik* 7 (1978) 11, 475/480.
- 335 Wietzke A., Baumgärtner S.: Inerte Kreisgassysteme in der Trocknungstechnik. *Verfahrenstechnik* 15 (1981) 1, 36/41.
- 336 Luikov A. V., Vasiliev L. L.: Progress in heat pipe and porous exchanger technology. *Int. J. of Heat Mass Transfer* 18 (1975) 2, 177/190.
- 337 Brost O., Groll M.: Wärmerohre-Auslegung; Betrieb, Anwendungsbeispiele. *Wärme* 86 (1980) 3, 36/40.
- 338 Hausmann H.: Wärmerückgewinnung in industriellen Trockneranlagen. *Haus der Technik, Vortragsveröffentlichung* (1978) 412, 18/23.
- 339 Key R. B.: *Introduction to Industrial Drying Operations*. Pergamon Press, Oxford, 1978.
- 340 Stradling L. J., Thygeson R. J.: The inverse region criterion in the design of through-circulation dryers. *Proc. of the first int. Sympos. Drying, Princeton* (1978), 130/135.
- 341 Schlünder E. U.: Fortschritte und Entwicklungstendenzen bei der Auslegung von Trocknern für vorgeformte Trocknungsgüter. *Chem.-Ing.-Tech.* 48 (1976) 3, 190/198.
- 342 Key R. B.: Process design of continuous drying equipment. *AIChE Sympos. Ser.* 73 (1977) 163, 1/11.
- 343 Kisakurek B., Peck R. E., Cakaloz T.: Generalized Drying Curves for Porous Solids. *Canad. J. of chem. Engng.* 53 (1975) 2, 53/59.
- 344 Haertling M.: Vorausberechnung von Trocknungsverlaufskurven. *Verfahrenstechnik* 13 (1979) 12, 923/927.
- 345 Key R. B.: Vereinfachte Analyse der Trocknung kugelförmiger Güter. *Verfahrenstechnik* 13 (1979) 12, 933/938.
- 346 Günes S., Schlünder E. U., Gnielinski V.: Kontakt-trocknung von grobkörnigem Granulat im Vakuum. *Verfahrenstechnik* 14 (1980) 1, 31/39.
- 347 Reay D.: Particle residence time distributions in «plug flow» fluid bed dryers. *Proc. of the first int. Sympos. Drying, Princeton* (1978), 136/144.
- 348 Poersch W.: Anwendungsbereich und Zustände von Wirbelschichten zum Trocknen und Kühlen von Schüttgut. *Maschinenmarkt* 81 (1975) 79, 1480/1483.
- 349 Qureshi A. E., Creasy D. E.: Fluidised bed gas distributors. *Powder Technol., Lausanne*, 22 (1979), 113/119.
- 350 Kaufmann D. W.: *Sodium Chloride*. Reinhold Publishing Corporation, New York, 1960.
- 351 McGraw D. R.: Heat transfer in shallow cross-flow fluidized bed heat exchangers. *Int. J. of Heat Mass Transfer* 19 (1976) 6, 657/671.
- 352 Reh L.: Strömungs- und Austauschverhalten von Wirbelschichten. *Chem.-Ing.-Tech.* 46 (1974) 5, 180/189.
- 353 Irani R. R., Vandersall H. L., Morgenthaler W. W.: Water Vapor Sorption in flow conditioning and cake inhibition. *Ind. and Engng. Chem.* 53 (1961) 2, 141/142.
- 354 Zogg M.: FORTRAN-Programm zur Auslegung kontinuierlich arbeitender Fließbett-trockner. Burgdorf, 1981 (kann beim Verfasser bezogen werden).
- 355 Gummel P., Zabescek G., Schlünder E. U.: Experimentelle Bestimmung der Trocknungsgeschwindigkeit von durchströmten Haufwerken durch die kontinuierliche Messung der Abluftfeuchte. *Verfahrenstechnik* 10 (1976) 12, 766/769.
- 356 Poersch W.: Sorptionsisothermen; Ihre Ermittlung und Auswertung. *Die Stärke* 15 (1963) 11, 405/412.
- 357 Heiss R.: *Haltbarkeit und Sorptionsverhalten wasserarmer Lebensmittel*. Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 1968.
- 358 Saegusa T., Kamata K.: Thermal conductivities of porous solids. *Int. chem. Engng.* 14 (1974) 1, 169/173.

Sachwortverzeichnis

- Abkühlzeit 152
Ablaufwehr 91
Absorber 117
Adsorption 113
– adiabatische 129
– – Auslegung 129
– – Berechnungsweg 130
– Auslegungsprogramm 129
– chemische 113, 116, 122
– – Einsatzbereiche 116
– Durchführung 117
– einer Komponente 113
– isotherme 120
– – Absorberauslegung 122
– – Bodenkolonnen 122
– – Füllkörperkolonnen 124
– mehrerer Komponenten 113
– mit Kühlung 133
– mit Wärmeeffekt und chemischer Reaktion 133
– physikalische 113
– – Einsatzbereiche 116
Absorptionsbedingungen 115
Absorptionsenthalpie, Berechnung 117
Absorptionsgleichgewicht 113, 130
Absorptionsgleichgewichtsdaten 116
Absorptionsmittel (Waschmittel) 113, 115
– chemisch wirkende 115
– physikalische 113
Absorptionswärme 117
Absorptiv 115
Abstand, dimensionsloser 24, 147
Abtriebsgerade 88
Abtriebsteil 83
Abwärmenutzung, Rektifikation 112
Abwasserreinigung 142
Adsorbens 134
Adsorption 134
– physikalische 134
Adsorptionsisotherme 137
Agglomeration 161
Aktivitätskoeffizient 76
Aktivkohle 135
Alterung, Sorptionsmittel 143
Aluminiumoxid, aktiviertes 135
Aluminiumoxidgel 135
Analogie Impuls-/Wärme-/Stofftransport 26
– Wärme-/Stoffübergang 26, 153
Anionenaustauscher 51
Anpassungsparameter 147
Anzahl Übertragungseinheiten 39, 105, 127
Archimedeszahl 166
Arrheniusche Gleichung 55
Auflageboden 97
Auftragswalze 158
Ausbrennpunkt 49
Ausdehnungskoeffizient, thermischer 28
Auspressen 152
Austauschgröße, turbulente 21
Austauschzone 151
Austragsgeschwindigkeit 166
azeotroper Punkt 77
Bachbildung 98
Bandrockner 157
Beharrungstemperatur 153
Beheizung, indirekte 40
– zentrale 40
Beladung 15
Beladungsdiagramm 115, 137
Belastungsgrenze, obere 93
– – Füllkörperkolonnen 100
– untere 92
– – Füllkörperkolonnen 100
Benetzbarkeit 97
Benetzung 57, 60, 104, 106
BET-Gleichung 139
Bewegungsenergie 140
Bilanzgerade, Wärmeübertragung 36
Bilanzgleichungen 25, 85, 119, 167
Bilanzlinie 87, 119
Bildungswärme 117
Bindung, chemische 113
Bindungsenthalpie 167
Bindungswärme 141
Blasenablösung 48
Blasensäulen 31, 118
Blasenverdampfung 48, 51
– Gemische 54
Boden 91
– idealer 95
Bodenabstand 92, 94, 123
– minimaler 94
Bodenarten 91
Bodenkolonne 91, 118
Bodenkonstruktion 91
Bodenverstärkungsverhältnis, Adsorption 123
– Rektifikation 96
Bodenzahl 95
Brüden 55
Brüdenverdichtung 81, 112
Brüdenraum 55
Chemisorption 134
Clausius-Clapeyronsche Gleichung 117
Dalton'sches Gesetz 15, 66, 68, 70, 72
Dampf/Flüssig-Gleichgewicht 69
– ideale Gemische 69, 71
– reale Gemische 75
Dampfdruck 71
Dampfdruckgleichung von ANTOINE 72
Dampfstrahlverdichter 81
Darre 160
Dehnwulst 42
Dephlegmator 84
Desorption 115, 139
Destillation 69
– Energiebedarf 78
– extraktive 78
– heteroazeotrope 77
Diffusion 17
– axiale 144
– einseitige 19
– instationäre 146
Diffusionskoeffizient 18
– effektiver 144
– Flüssigkeiten 18
– Gase 18
– korrigierter 127
– scheinbarer 146, 149
Doppelrohrkondensator 68
Doppelrohrwärmeübertrager 44, 68
Druck, kritischer 70
– reduzierter 70
Druckverlust, Bodenkolonnen 96
– Fluidisierungspunkt 166
– Füllkörperkolonnen 110
– Sorberschütterung 144, 148
– Sulzer-Packung 110
Druckwechselverfahren 143
– Energiebedarf 142
Dünnschichtrockner 159
Dünnschichtverdampfer 57
Durchbruchkurve 146
– Einfluß des Diffusionskoeffizienten 149
Durchbruchpunkt 142, 149, 151
Durchlaufverdampfer 57
Durchmesser, Bodenkolonnen 92, 124
– Füllkörperkolonnen 100, 124
– hydraulischer 100, 102
Durchregnen 92
Eindampfung 79
– Brüdenverdichtung 81
– Energiebedarf 81
– Heizdampfverbrauch 81
– Verdampferbauarten 55
Einlaufkennzahl 109
Einlaufstelle 27
Einrührverfahren 144
Einspritzkondensator 68
Einwalzentrockner 158
Emulsion 163
Energiebedarf, Rektifikation 111
– Sorption 142
– Trocknung 152, 163, 165
Energietrombilanz, Adsorption 121
– Rektifikation 84
– Trocknung 167
– Wärmeübertrager 35
Enthalpie, Gemisch 69
– Trocknungsgut 167
Entropie 69
Entspannungsregeneration 118
Erwärmungsregeneration 118
Extraktion 143
F-Faktor 93
Fällung 119
Fallfilmverdampfer 57
Fallrohr 55
Fehlerfunktion 147
Festbett 142, 151, 160
Festbettbandrockner 160
Festbettdurchmesser, Sorption 148
Festbettsorber, Auslegung 144
Festbettrockner 160
Feuchte 167
Feuchtigkeit, absolute 167
– kritische 174
– relative 137, 153, 168
Feuchtigkeitsmassenstrombilanz 167

- Feuchtigkeitstransport im Trocknungsgut 175
 – kapillarer 176
 Ficksches Gesetz 18
 Filmaufstau 61
 Filmkondensation 60
 – Gasgemische 66
 – reine Stoffe 62
 Filmlänge, vermischungsfreie 109
 Filmverdampfung, instabile 48
 – stabile 49
 Filterkuchen 144
 Filterpresse 144
 Filterzentrifuge 144
 Fließbett 141, 151, 160
 Fließbettmischung 151
 Fließbettrockner 161
 – Anströmboden 166
 – Auslegungsannahmen 179
 – Austrag 162, 166
 – Berechnung 169
 – Gasgeschwindigkeit 161
 – kontinuierlicher, Länge 171
 – mit Einbauten 161
 – mit Schwerkraftförderung 161
 – Strömungsmechanik 166
 – Zellenmodell 166
 Fließbild 118, 143
 Fließverhalten, Newtonsches 61
 Flüchtigkeit, relative 73
 Flüssigkeitsbetriebsinhalt 96
 Flüssigkeitsgemisch, einphasig 69
 – ideal 71
 – real 76
 Flüssigkeitsverteiler 57, 97
 Fluid 24
 Fluidisierung 161
 Fluidisierungsgeschwindigkeit 166
 Flutpunkt 100
 Förderung, pneumatische 162
 Froudezahl 51, 92, 108
 Füllkörper 97
 Füllkörperarten 97
 Füllkörperkolonne 91, 97, 118
 – Aufbau 97
 Füllkörperpackung 97
 Füllkörperschüttung 97
 – Höhe 106, 128
 Fugazität 78

 Galileizahl, Füllkörperschüttungen 108
 Gas/Flüssig-Gleichgewicht 69
 Gase, ideale 70
 – reale 15, 70
 Gasgemisch, reales 70
 Gasgeschwindigkeit, Festbett-sorber 144
 – Füllkörperkolonne 101
 Gasgesetz, ideale Gase 15
 – reale Gase 70
 Gaskonstante, universelle 15
 Gasmischung, ideale 15, 69
 Gastheorie, kinetische 18
 Gastrennung durch Sorption 143
 Gasverteiler 166
 Gebläseleistung 171
 Gefriertrocknung 156

 Gegendiffusion, molstromgleiche 17
 Gegenstromführung 35, 41, 68, 141, 156
 Gegenstromtrocknung 156
 Gemisch, binäres 72
 – ideales 69
 – negativ azeotropes 78
 – positiv azeotropes 77
 Gesamtdruck 71
 – ideales Gemisch 72
 Gewebepackung 99
 Gleichgewichtsfeuchtigkeit, relative 168
 Gleichgewichtsgerade, Wärmeübertragung 36
 Gleichgewichtslinie 75, 87, 115, 137
 Gleichgewichtstemperatur 152
 Gleichstromführung 36, 41, 156
 – Kondensation 66, 68
 Gleichstromtrocknung 156
 Glockenboden 92
 Grashofzahl 28
 Grundfließbild 117
 Gutfeuchte, dimensionslose 176
 – kritische 174
 – kritische, Versuchsergebnisse 175
 Gutoberflächentemperatur, Trocknung 177

 Haarnadel-Rohrbündelwärmeübertrager 44
 Haltbarkeitsverbesserung 152
 Hauptströmung 21
 Heißdampfverbrauch, Eindampfung 81
 Heizflächenbelastung 49
 – aufgezungene 49
 – maximale 49
 Heizregister 156
 Henrykoeffizient 113
 Henrysches Gesetz 113
 Höhe, Füllkörperschüttungen 102, 106, 125
 – Sorptionsmittelschüttung 148
 – einer Übertragungseinheit 39, 105, 127
 HTU-Wert 39, 105, 127
 hydrophober Stoff 60, 167
 Hysterese 139

 Impulsaustauschgröße 52
 Impulstransport 21
 Induktionstrocknung 155
 Inertgas 66
 Inertgasabsaugung 68
 Inertgastrocknung 165
 Ionenabtrennung 151
 Ionenaustauscher 151
 – Aufbau 151
 – Festbett 151
 – Fließbett 151
 – Regeneration 151
 Ionenaustauscherharz 151
 Isomergemisch 71
 Isotopengemisch 71

 Kammertrockner 156
 Kanalbildung 161

 Kapillarkondensation 134, 139
 Kationenaustauscher 151
 Kennzahlen, dimensionslose 23
 Kettenmolekül 136
 Kieselgel 135
 Knetkontaktrockner 160
 Knickpunktfeuchte 174
 Kohlenwasserstoffe, homologe 71
 Kolonnendurchmesser, Bodenkolonnen 92, 123
 – Füllkörperkolonnen 100, 124
 Kolonneneinbauten 91
 Kolonnenhöhe 106
 Kompaktwärmeübertrager 42
 Kompensator 42
 Komponente, leichter flüchtige 72
 – schwerer flüchtige 72
 Kondensatabscheider 67, 80
 Kondensatfilm 60
 Kondensation 60
 – bei Inertgasanteil 66
 – Gasgemische 66
 – Gegenstromführung 68
 – Gleichstromführung 68
 – Rauigkeitseinfluß 67
 – Stromführung 68
 – überhitzte Gase 68
 – wellige Oberfläche 67
 Kondensationswärme 117, 140, 165
 – Rückgewinnung 165
 Kondensator, Reinigungsmöglichkeiten 68
 Kondensatorbauarten 67
 Kondensatoren, Sonderbauarten 68
 Kontaktrockner 156
 Kontaktrocknung 155
 Konvektion, erzwungene 51
 – freie 28, 50
 Konvektionstrockner, mit Gutdurchströmung 160
 Konvektionstrocknung 155
 – absatzweise 156
 – mit Gutüberstömung 156
 Konvektionsverdampfung 52
 Konzentrat 55
 Konzentration 15
 – mittlere 25
 Konzentrationsdifferenz, mittlere 28
 Konzentrationsgefälle, treibendes 25, 156
 Kopfprodukt 83
 Kopplung von Wärme- und Stofftransport 129, 144, 152
 Korngrößenverteilung 174
 Kreislaufgas 142
 Kreuzstromführung 35, 156
 Kreuzstromtrocknung 155
 Kristallgitter 136
 Kristallisator 56
 Kühlgrenztemperatur 152
 – Kugelschüttung 154
 Kugeldurchmesser, gleichwertiger 98
 Kurzrohrverdampfer 55

 Labortrockner 176
 Länge, charakteristische 24
 Laminarströmung 21
 Langmuir-Isotherme 139

- Langrohrverdampfer 56
 – mit Zwangsumlauf 56
 Löslichkeit, Gase in Flüssigkeiten 114
 – physikalische 113
 – selektive 113
 Löslichkeitsdaten 115
 Lösung, physikalische 113
 Lösungsmittel 114
 Lösungsmittelregenerierung 115
 Lösungsmittelrückgewinnung 165
 Lösungsmittelverhältnis 120
 Lösungswärme 117, 167
 Luft, feuchte, Stoffwerte 154
 – – Wasserkonzentration 154
 – – Wassermassenbelastung 154
 Luftgeschwindigkeit, vergleichbare 93
 Lufttrocknung 138
- Masse, molare 14
 Massenbelastung 15
 Massenbruch 14
 Massenkonzentration 15
 Massenstrom 18
 Massenstrombilanz 29, 145, 164, 168
 Massenstromdichte 18
 Maßstabsvergrößerung 144, 179
 Meerwasserentsalzung 80
 Mehrkomponentensorption 137
 Mehrstufenverdampfung 80
 – optimale Stufenzahl 81
 Membran, semipermeable 20
 Mikroporen 134
 Mischbettionenaustauscher 151
 Mischkondensator 67
 Mischung, einphasig 69
 – ideale 16, 71
 Mischungsentropie 69
 Mischungswärme 69
 Mitreißen 92
 – Feinkornanteil 162
 Molbelastung 15
 Molekül, sphärisches 136
 Moleküldurchmesser, kritischer 136
 Molekülvolumen 70
 Molekularsieb 136
 Molekularstruktur, ähnliche 71
 Molenbruch 14
 Molkonzentration 15
 Molmasse 14
 Molstrom 18
 Molstromdichte 18
 Molzahl 14
- Newtonsche Flüssigkeit 61
 Niederhalteboden 97
 Normkubikmeter 114
 Nusseltsche Wasserhauttheorie 62
 Nusseltzahl, Konvektionsverdampfung 52
 – mittlere 28
 – örtliche 24
 – Verdampfung 52
 NTU-Wert 39, 105, 127
- Oberfläche, bezogene 98, 146
 – innere 134
 – spezifische 134
 – Trocknungsgut 169
- Oberflächendiffusion 146, 175
 Oberflächenkraft 138
 Oberflächentemperatur 169
- Partialdichte 15
 Partialdruck 15
 Pécletzahl 28
 Pfropfenströmung 144
 Phasengleichgewicht 69, 113
 Phasengrenzfläche 103
 – bezogene 103, 106
 Phasengrenztemperatur, Trocknung 177
 Plattenkondensator 68
 Plattenwärmeübertrager 33, 39, 45
 Porendiffusion 146, 175
 Porengrößenverteilung 138
 Porenradienverteilung 134
 Porenradius 134
 Porosität 99
 – Fließbett 166
 – Füllkörperschüttung 101
 Prandtlzahl 24
 – Flüssigkeiten 25
 – Gase 25
 Puffergel 135
 Pulversorption 144
- Randgängigkeit 99
 Randwinkel 138
 Raoult'sches Gesetz 71, 113
 – – negative Abweichung vom 78
 – – positive Abweichung vom 76
 Raschigring 97
 Rauchgasreinigung 142
 Reaktion, reversible 115
 Reaktionswärme 117
 Reaktivierung 142
 – chemische 143
 Realfaktor (Realgasfaktor) 70
 Regeneration, Ionenaustauscher 151
 – Sorption 137
 – mit Rektifikation 118
 Regenerationsbedingungen, chemische Adsorption 119
 – physikalische Adsorption 118
 Regenerationsgas 142
 Regenerator 31, 117, 141
 Reingas 142
 Rektifikation 69, 83, 118
 – Energiebedarf 90
 – Mehrstoffgemische 112
 – Wärmerückgewinnung 112
 Rektifizierkolonne 83
 Resttrocknung 152
 Reynoldszahl 24
 – Füllkörperkolonnen 100, 106
 – Rieselfilm 62
 – Sulzer-Packung 101
 – Verdampfung 51
 Rieselfilm 24, 60
 – geschlossener 62
 – laminar 60
 – Oberflächenschubspannung 61
 – Oberflächenwellen 109
 Rieselfilmdicke 61, 101
 Rieselfilmströmung 60
 Rieselkolonne 102
- Rieselrohr 101, 109
 Ringfüllkörper 98
 Robert-Verdampfer 55
 Rohgas 142
 Rohrboden 42
 Rohrbündel 42, 161
 Rohrbündelkondensator 67
 Rohrbündelumlaufverdampfer 55
 Rohrbündelverdampfer 55
 Rohrbündelwärmeübertrager 42
 – Bauteile 43
 – Schwimmkopf 44
 – Wärmeübertragungsfläche 44
 Rohrschwingungen 43
 Rücklauf 83
 Rücklaufkondensator 83
 Rücklaufverhältnis 87
 – minimales 90
 Rührbehälter 118
 Rührbehälterkaskade 166
- Sättigung, relative 137
 Sättigungsgrad 137
 Sättigungskonzentration 152
 Sattelfüllkörper 99
 Scale-up (Maßstabsvergrößerung) 144, 179
 Schauffeltrockner 160
 Schaumzerstörung 58
 Schichtverfahren 144
 Schleppmittel 77
 Schmitzzahl 25
 – Flüssigkeiten 25
 – Gase 25
 Schnittpunktgerade 88
 Schubspannungskraft 61
 Schwankungsbewegung, turbulente 21
 Schwerkraft 61
 Schwerkraftförderung 161
 Schwingförderung 162
 Sedimentation 163
 Selektivität, Sorptionsmittel 134, 136
 Sherwoodzahl, mittlere 28
 – örtliche 25
 – Rieselfilm, flüssigkeitsseitig 109
 – Sulzer-Packung, gasseitig 109
 Sichter 163
 Siebboden 91
 Siebventilböden 92
 Siedelinie 73
 – bei konstantem Druck 74
 – bei konstanter Temperatur 72
 Sieden, unterkühltes 51
 Siedetemperaturerhöhung 80
 Silicagel 135
 Sorbens 134
 Sorbervolumen 143
 Sorption 134
 – diskontinuierliche 142
 – Durchführung 141
 – Festbett, Auslegung 144
 – Festbettsorber, Konzentrationsverlauf 146
 – Fließbett 141
 – kontinuierliche 141
 – Regenerationsmöglichkeiten 137, 142

- staubhaltiger Gase 142
- Wärmeeffekt 145
- Wanderbett 141
- Sorptionsanlage 143
- Sorptionsenthalpie 140, 167
 - differentielle 140
 - integrale 140
 - molare 140
- Sorptionsgleichgewicht 137
 - Beladungsdiagramm 137
 - Konzentrationsdiagramm 139
- Sorptionsisothermen 141
- Sorptionsisotherme 137, 174
 - lineare 144
 - Steigung 146
 - Trocknungsgüter 175
- Sorptionsmittel 134
 - Abrieb 142
 - Alterung 143
 - hydrophile 134
 - hydrophobe 134
 - innere Oberfläche 134
 - Mikroporen 134
 - pulverförmig 144
 - Reaktivierung 142
 - Regeneration 137, 142
 - selektives 134
- Sorptionsmittelkorngröße 144
- Sorptionsmittelkuchen 144
- Sorptionsmittelschüttung, Höhe 148
- Sorptionsversuche 144
- Sorptionswärme 140
- Sorptionszeit, dimensionslose 147
- Sorptionszone 142, 150
 - Lage 150
- Sorptiv 134
- Sorptivmassenstrombilanz 145
- Spiralkondensator 68
- Spiralwärmeübertrager 45, 68
- Sprudelschicht 92
- Sprudelschichthöhe 94
- Sprühabsorber 118
- Sprühkolonnen 31
- Sprühtrockner 163
- Sprühtrommeltrockner 158
- Stantonzahl 28
- Staubabscheidung 164
- Stefansches Gesetz 20, 164
- Stefanstrom 20, 127, 164
- Steigung der Gleichgewichtslinie 105, 126
- Stoffaustausch, Rektifizierkolonnen 91
- Stoffdurchgangskoeffizient, molare 105, 126
- Stoffmenge 14
- Stoffstrombilanz, Absorption 119
 - Rektifikation 84
 - Sorption 145
 - Trocknung 167
- Stofftransport 14
 - einseitiger 127, 153, 164
 - im Sorptionsmittel 146
 - instationär 144
 - kapillarer 175
 - konvektiver 21
 - molekularer 17
 - turbulenter 21
- Stofftransportgeschwindigkeit 78, 143
- Stofftransportwiderstand, innerer 164
- Stoffübergang 23
 - Absorption, chemische 122
 - Füllkörperschüttungen 107
 - - flüssigkeitsseitig 107
 - - gasseitig 107
 - Sorption 145
 - - Sulzer-Packung, gasseitig 109
 - - flüssigkeitsseitig 109
- Stoffübergangskoeffizient 25
 - Kugelschüttung 153
 - mittlerer 27
 - molarer 103, 126
 - örtlicher 23, 25
 - scheinbarer 178
- Stoffübergangswiderstand, dimensionsloser 147
- Stoffwerte, Luft, feuchte 154
 - Wasser am Siedepunkt 155
- Strahlabsorber 118
- Strahlungstrocknung 155
- Strippen 119, 137
- Strippgas 119
- Strömungsgeschwindigkeit, Wärmeübertragerrohre 43
- Strömungskennzahl, dimensionslose 101
- Stromtrockner 162
 - Convex 162
- Stromverhältnis 36
 - Absorption 120
 - - minimales 120
 - - maximales 36
 - - optimales 36
- Sublimation 156
- Sublimationstrocknung 156
- Sulzer-Packung 99
- Sumpf 83
- Sumpfprodukt 83
- Suspension 163
- Suspensionsverfahren 144
- Taulinie 73
 - bei konstantem Druck 74
 - bei konstanter Temperatur 72
- Tellertrockner 157
- Temperatur, kritische 70
 - mittlere 24
 - reduzierte 70
- Temperaturdifferenz, aufgezogene 49
 - mittlere 28
- Temperaturempfindlichkeit 55
- Temperaturgefälle, treibendes 35, 90, 156
- Temperaturgradient 17
- Temperaturleitfähigkeit 24
- Temperaturwechselverfahren 142
 - Energiebedarf 142
- Temperaturwelle 150
- Trägergas, Trocknung 165
- Trägerkomponente 15
- Transport, molekularer 17
- Transportgleichungen 167
- Transportwiderstand, innerer 176
- Trennmittel 78
- Trennstufe 95
- Trennstufenzahl 94, 123
- Trennverfahren, mechanische 152, 162, 164
- Trinkwasserreinigung 151
- Trockenperlen 135
- Trockenspiegelmodell 176
- Trockner, Hauptwärmezufuhr 155
 - pneumatische 162
- Trocknerauslegung 165, 169
 - Berechnungsannahmen 166
 - Berechnungsmodelle 166
 - Versuche 166, 179
- Trocknerauswahl 163
- Trocknerbauarten 155
- Trocknung 152
 - absatzweise 155
 - Bilanzgleichungen 167
 - diskontinuierlich 155
 - Durchführung 164
 - Energiebedarf 152, 163, 165
 - Energiestrombilanz 168
 - geschlossener Kreislauf 164
 - kontinuierlich 155
 - krustenbildender Stoffe 160
 - Kugelschüttung, oberflächenfeuchte 152
 - Lebensmittel 157
 - lösungsmittelfeuchter Stoffe 165
 - offener Betrieb 164
 - optimale 152
 - pharmazeutische Produkte 157
 - rechnerische Auslegung, Grenzen 179
 - Ribbildung 156
 - Stromführung 155
 - temperaturempfindlicher Stoffe 156, 163
 - Transportgleichungen 167
 - Umluftbetrieb 164
- Trocknungsabschnitt, dritter 179
 - erster 152, 166
 - zweiter 152, 174
- Trocknungsgeschwindigkeit 175
 - dimensionslose 176
- Trocknungsgut, oberflächenfeucht 166
 - Oberflächentemperatur 169
 - Vorbehandlung 163
 - hygroskopisch 167
- Trocknungsverlauf, Berechnung 166
- Trocknungsverlaufskurven 176
- Trocknungsversuche 176
- Trommeltrockner 163
- Tropfenabscheidung 55, 58
- Tropfenkondensation 60
- Troutonsche Regel 79
- Troutonscher Koeffizient 79
- Turboverdichter 82
- Turbulenzballen 21
- Turbulenzgrad 21
- U-Bündelwärmeübertrager 44
- Übergangskoeffizient 23
- Übergangskoeffizienten, Verhältnis 151
- Überlaufhöhe 94

Umlenkring 42
 Umlenkscheibe 42
 Umlenksegment 42
 Umluft 164
 Ungleichverteilung 98

 Vakuumbandrockner 157
 Vakuumrektifikation 97
 Vakuumschleusen 157
 Vakuumtrocknung 156, 164
 Vakuumverdampfer 55
 Ventilboden 92
 Ventilteller 92
 Venturi-Absorber 118
 Verdampfen 48, 152, 156
 Verdampferbauarten 55
 Verdampfung bei erzwungener Konvektion 51
 – bei freier Konvektion 48, 50
 – thermisch schonende 55, 57
 Verdampfungsenthalpie 167
 – Gemische 79
 – reine Stoffe 79
 – Troutonsche Regel 79
 – Troutonscher Koeffizient 79
 Verdampfungsformen 48
 Verdampfungstrocknung 164
 Verdampfungswärme 152
 Verdrängungsstrom 20
 Verdunsten 152, 156
 Verdunstungsfront 176
 – Durchmesser der 177
 Verdunstungsfrontmodell 176
 Verdunstungskühlung 156
 Verfahrensfließbild 118, 143
 Verkrustung 82, 92, 160
 Vermischung, ideale 168
 – seitliche 100
 Verschmutzung, Wärmeübertrager 33
 Verstärkungsgerade 87
 Verstärkungsteil 83
 Verweilzeit 55
 – mittlere 56
 Verweilzeitverteilung 56
 Vibrationsmotor 162
 Viskosität, dynamische 24
 – kinematische 24
 Volumenänderung beim Mischen 16, 69
 Vorwärmer 57

 Wärme-/Stofftransport, gekoppelt 129, 144, 152
 Wärmeaustauscher 31
 Wärmedurchgang 31
 Wärmedurchgangskoeffizient 31
 – Absorption 132
 – Trocknung 177
 Wärmedurchgangskoeffizienten, Anhaltswerte 33
 Wärmekapazität 22, 24
 – Flüssigkeiten 78
 – Flüssigkeitsgemische 78
 Wärmeleitfähigkeit 17, 25, 32
 – Verschmutzungen 32
 – Werkstoffe 32
 Wärmeleitrohr 165
 Wärmeleitung 17

Wärmepumpe 165
 – Rektifikation 112
 Wärmerückgewinnung, Eindampfung 80
 – Rektifikation 112
 – Trocknung 152, 165
 Wärmestrom 17
 Wärmestromdichte 17
 Wärmeträger 40
 – Alkalimetalle 42
 – flüssige 42
 – Hochtemperaturschmelzen 41
 – Natrium 42
 – organische 41
 – Salze 41
 – Wasser 41
 Wärmetransport 14
 – instationär 144
 – konvektiver 21
 – molekularer 17
 – turbulenter 21
 Wärmeübergang 23
 – Filmkondensation, horizontales Einzelrohr 64
 – – horizontales Rohrbündel 64
 – – laminar 62
 – – turbulent 65
 – Verdampfung, erzwungene Konvektion 51
 – – freie Konvektion 50
 Wärmeübergangskoeffizient 23, 32
 – Blasenverdampfung, Gemische 54
 – Kugelschüttung 153
 – mittlerer 27
 – örtlicher 23
 – Plattenwärmeübertrager 34
 – Verdampfer 48
 Wärmeübertrager 31
 – Bauarten 42
 – Übertragungsfläche 38
 – Werkstoffe für 33
 Wärmeübertragung 31
 Walzentrockner 157
 Wanderbett 141
 Waschmittel (Absorptionsmittel) 118
 Wasser, Stoffwerte am Siedepunkt 155
 Wasseraufbereitung 151
 Wasserentsalzung 151
 Wassermassenstrombilanz, Gasphase 168
 Wasserenthärtung 151
 Weberzahl, Füllkörperschüttungen 107
 – Siebbodenkolonnen 92
 Wechselwirkungskräfte 134, 138
 Wehrlänge 94
 Widerstandsbeiwert, Füllkörperschüttung, trocken 100
 Windsichter 162
 Wirbelschichtrockner 161

 Zellradschleuse 161, 163
 Zentrifugalverdampfer 58
 Zentrifugieren 152
 Zeolith 136
 Zerfall thermisch empfindlicher Verbindungen 55

Zerstäuber 163
 Zerstäubungstrockner 163
 Zuckereinfärbung 151
 Zulauf 83
 Zulaufwehr 91
 Zulaufzone 88
 Zusammensetzungsgefälle, treibendes 90, 125
 Zusammensetzungsmasse 14
 Zweiwalzentrockner 158
 Zyklonabscheider 56, 162
 Zyklonabsorber 118
 Zykluszeit 142