

Prom. Nr. 3221

Grundlagen einer Theorie der Naßdampfturbine

VON DER
EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN HOCHSCHULE IN ZÜRICH
ZUR ERLANGUNG DER
WÜRDE EINES DOKTORS DER TECHNISCHEN WISSENSCHAFTEN
GENEHMIGTE
PROMOTIONSARBEIT

VORGELEGT VON
GEORG GYARMATHY
dipl. Masch.-Ing.
ungarischer Staatsangehöriger

Referent: Herr Prof. Dr. W. Traupel
Korreferent: Herr Prof. Dr. J. Ackeret

Juris-Verlag Zürich
1962

Erscheint als Mitteilung Nr. 6
aus dem Institut für thermische Turbomaschinen
an der Eidgenössischen Technischen Hochschule
in Zürich

Juris-Verlag Zürich

Nagybátyám,
Jendrassik György emlékének
és
édes jó Szüleimnek,
akik annyi áldozatot hoztak értünk

Leer - Vide - Empty

VORWORT

In der vorliegenden Arbeit wird versucht, eine strenge theoretische Darstellung der Vorgänge in Nassdampfturbinen zu geben und daraus die Umrisse einer allgemeinen Theorie zu gewinnen. Die Arbeit habe ich am Institut für Thermische Turbomaschinen der Eidgenössischen Technischen Hochschule ausgeführt.

Mein ganz besonderer Dank gebührt Herrn Prof. Dr. W. Traupel, der mich zu dieser Arbeit angeregt und mir die Ausführung an seinem Institut ermöglicht hat. Seine umfassende Uebersicht, seine stete Aufmerksamkeit und seine vielen wertvollen Hinweise haben mir bei meiner Arbeit wesentlich geholfen.

Ferner danke ich Herrn Dr. C. Seippel, Direktor der Aktiengesellschaft Brown, Boveri & Cie. (Baden), dafür, dass er mir gestattet hat, die für die Promotion vorgeschriebenen Vorbereitungen während meiner Tätigkeit in Baden zu treffen und dass er mir seitdem in grosszügiger Weise ermöglichte, die experimentellen Arbeiten der Firma zu verfolgen.

Meinen Kollegen, Herrn dipl. Ing. U. La Roche und vor allem Herrn dipl. Ing. W. Riess, möchte ich herzlichst danken für die ständige Bereitschaft, über Probleme meiner Arbeit zu diskutieren. Vieles habe ich dadurch klarer erkannt. Auch für die sorgfältige sprachliche Redaktion des Textes gebührt mein Dank Herrn W. Riess.

Der Schweizerische Schulrat hat an die Druckkosten der Pflichtexemplare einen Beitrag bewilligt, wofür ich auch an dieser Stelle danken möchte.

Schliesslich schulde ich Dank und grosse Bewunderung Fräulein O. Pallavicini, die die Fertigstellung des Manuskriptes mit grosser Sorgfalt und in unerhört kurzer Zeit bewältigt hat.

INHALTSVERZEICHNIS

Vorwort	5
Inhaltsverzeichnis	6
Bezeichnungen	9

I. Teil

Kurze Zusammenfassung der Ergebnisse	17
--------------------------------------	----

1.1 Zur Entwicklung der Kenntnisse über Nassdampfturbinen	17
1.2 Das physikalische Bild der Nassdampfturbine	20
1.3 Praktische Folgerungen	28

II. Teil

Die Entstehung der Dampfmasse und die Erscheinungsformen des Wassers in der Turbine

2.1 Auslegung zweier Turbinen als Grundlage für Anwendungsbeispiele	30
2.2 Schleppkräfte und Wärmeübergang zwischen Tropfen und Dampf	41
2.3 Das physikalische Verhalten des Dampfes im Nassdampfgebiet	49
a) Uebersättigung und Unterkühlung	49
b) i, s -Diagramm für vollständig unterkühlten Dampf	51
c) Das Verhalten kleiner Wassertropfen im Dampf	52
d) Dampf mit Nebeltropfen	56
2.4 Das erste Erscheinen von Wasser in der Turbine: Kondensation an den Schaufeln	60
a) Wo kann Vorkondensation stattfinden?	60
b) Grenzschichtberechnungen	64
c) Kondensationsstärke an den Schaufeln	68

2.5 Die spontane Kondensation des Dampfes und der Zustand des entstandenen Nebels	72
a) Keimbildung	73
b) Strömungsgleichungen für kondensierenden Dampf	75
c) Anwendung der Strömungsgleichungen auf Expansionen mit Kondensation	80
d) Analytische Bestimmung des Kondensationsbeginns und der Eigenschaften des entstandenen Nebels	85
e) Einige Folgerungen für Nassdampfmaschinen	106
2.6 Strömung und Expansion des Nebels	111
a) Strömungsmässiges Verhalten des Nebels	111
b) Thermodynamisches Verhalten des Nebels	122
2.7 Bewegung des Wassers an den Schaufel- und Gehäusewänden	130
2.8 Entstehung, Wirkung und Geschick der grossen Tropfen	138
a) Zerstäubung der abgerissenen Tropfen	138
b) Bewegung der abgerissenen Tropfen	141
c) Zur erodierenden Wirkung der abgerissenen Tropfen	144
d) Die wiederabgeprallten Tropfen	146
2.9 Die Erscheinungsformen des Wassers, seine Verteilung und die Abweichung des Dampfzustandes vom thermodynamischen Gleichgewicht	151
a) Berechnungsgang	151
b) Beispiele	163

III. Teil

Die Nässeverluste	186
3.1 Allgemeines	186
3.2 Bremsverluste	190
3.3 Schleppverluste	196
a) Schleppverluste an den Nebeltropfen	197
b) Schleppverluste an den grossen Tropfen	204

3.4	Thermodynamische Verluste	206
3.5	Sonstige Nässeverluste in einer Stufe	210
3.6	Änderung des Austrittsverlusts	215
3.7	Berechnung der Nässeverluste und Folgerungen	217
	a) Zusammenfassung des Berechnungsganges	217
	b) Beispiele	218
3.8	Schlussbemerkungen	230
	a) Auslegung	230
	b) Modellgesetze der Nassdampfturbine	232
	Nachwort	237
	Verzeichnis der zitierten Literaturstellen	239
	Anhang: Kurvenblätter (Stoffgrößen für H ₂ O)	242
	Lebenslauf / Summary in English	246
	Beilage: i, s-Diagramm für unterkühlten Wasserdampf (mit Wilson-Linien)	

BEZEICHNUNGEN

Die Numerierung der Gleichungen, Zahlentafeln und Abbildungen fängt in jedem Abschnitt neu an. Auf Gleichungen, Zahlentafeln und Abbildungen anderer Abschnitte wird auf die Art "Gl. 2.3(12)", "Abb. 2.3.1" etc. hingewiesen, worunter die Gl. (12) bzw. Abb. 1 des Abschnittes 2.3 gemeint ist.

Bis auf wenige Ausnahmen, die ausdrücklich vermerkt sind, wird in allen Formeln das MKS-Masssystem vorausgesetzt. Wir zitieren kurz die wichtigsten Umrechnungsformeln (wobei kg^* = "Kraftkilogramm"): $1 \text{ m} = 39,37 \text{ in}$; $1 \text{ kg} = 0,102 \text{ kg}^* \text{ sec}^2 / \text{m} = 2,205 \text{ lb}$; $1 \text{ N} \equiv 1 \text{ kg m/sec}^2 = 0,102 \text{ kg}^* = 0,225 \text{ lb. wt.}$; $1 \text{ bar} \equiv 10^5 \text{ N/m}^2 = 1,02 \text{ ata} = 14,51 \text{ psi}$; $1 \text{ kJ} \equiv 10^3 \text{ J} \equiv 10^3 \text{ kgm}^2/\text{sec}^2 = 0,239 \text{ kcal} = 0,948 \text{ BTU}$.

Die Fülle der vorkommenden physikalischen Grössen machte es unvermeidlich, gleiche Buchstaben für mehrere Grössen zu verwenden. Die Unterscheidung geschieht dann mittels Indices, die verständlichkeitshalber oft ziemlich lang sind.

Im folgenden zählen wir die wichtigsten Symbole auf, d. h. diejenigen, die in mehreren Abschnitten vorkommen, ferner alle diejenigen Indices, die verschiedenen Symbolen eine spezifische Bedeutung geben können.

SYMBOLE

a	m/sec	Schallgeschwindigkeit
A	m^2	Oberfläche
b	m	Subtangente bei der ΔT -Konstruktion, vgl. Abschn. 2.6b
b_e	m	erodierte Breite, vgl. Abb. 2.8.2
B	N/m^3	Bremskraft
c	m/sec	Absolutgeschwindigkeit
c_D	-	Widerstandsbeiwert der Kugel
c_F	-	Reibungskoeffizient der Wandgrenzschicht
c_p	J/kgK	spez. Wärme des Dampfes bei konst. Druck
c_w	J/kgK	spez. Wärme des Wassers (bei konst. Druck)
D	m	Durchmesser eines Schaufelkranzes
D_m	m	Schaufelmittelkreisdurchmesser

E_n	-	Funktion zur Angabe der Nebeltropfenzahlverminderung, vgl. Gl. 2. 6(24)
f_{c_D}, f_{α_r}	-	Faktoren zur Berücksichtigung des Kn-Einflusses auf c_D und α_r , vgl. Gl.n. 2. 2(27), (28)
F	N/m^3	Feldkraft
g	-	Funktionen der Grössen G
G	-	Dimensionslose Grössen, die das Verhalten von Tropfen bestimmen und zwar je nach Index bei: Ablagerung auf Profilnase (N) oder auf Profilhohlseite (H) oder auf grosse Tropfen (g); Bersten (B); in periodisch schwankender (P) und in turbulenter (T) Dampfströmung
h	J/kg	(spezifische) Totalenthalpie
i	J/kg	(spezifische) Enthalpie
i_*	J/kg	Normalenthalpienullpunkt, vgl. [20] S. 5 (dort i_o genannt)
i_v	J/kg	effektiver Verlust infolge Δq , vgl. Gl. 3. 1(7)
J	$m^{-3} \text{ sec}^{-1}$	Keimbildungshäufigkeit
k	J/K	Boltzmannsche Konstante ($= 1,380 \cdot 10^{-23}$)
k	-	Massstabsfaktor des Modells (Abschn. 3. 8b)
K	-	Umrechnungsfaktor zw. Uebersättigung und Unterkühlung. Def.: Gl. 2. 3(6)
Kn	-	Knudsen-Zahl für Kugel. Def.: Gl. 2. 2(5)
\bar{l}	m	mittlere freie Weglänge der Dampfmoleküle
$l_{ax, \text{Schfl}}$	m	vgl. Abb. 2. 1. 4
L	J/kg	Verdampfungswärme
m_r	kg	Masse eines Tropfens
\dot{m}_f	$kg/m \text{ sec}$	Wasserdurchsatz in einer fliessenden Wasserschicht
\dot{m}_k, \dot{m}_n	$kg/m^2 \text{ sec}$	Kondensationsstärke, Nebeltropfeneinfall
M	-	Mach-Zahl
\dot{M}	kg/sec	Massendurchsatz in der Turbine (mit Index: Teildurchsatzmenge, vgl. Gl. 2. 9(1))
$\dot{M}_{k, \text{Schfl}}$	kg/sec	an einer Schaufel sekundlich kondensierende Menge

n	kg ⁻¹	Tropfenzahl pro Kilogramm Nassdampf (ohne Index: Nebeltropfen), mit Ausnahme des Abschn. 2.8a
N	kg ⁻¹	Molekülzahl im Kilogramm H ₂ O (= 3,35 · 10 ²⁵)
Nu	-	Nusselt-Zahl
p	N/m ²	Druck
P _a	m ⁻¹	logarithmischer axialer Druckgradient
\dot{P}	sec ⁻¹	Expansionsschnelligkeit. Def.: Gl. 2.1(4)
Pr	-	Prandtl-Zahl
Δq	J/kg	Nässeverlust in einer Stufe (mit Index: Teilverluste, vgl. Gl. 3.7(1))
\dot{Q}	J/sec	Wärmeabfuhr von einem Tropfen
r	m	Tropfenradius
\bar{r}	m	durchschnittlicher Radius einer bestimmten Tropfensorte (Index laut Abschn. 2.9a)
r _{krit}	m	kritischer Tropfenradius
r _{B, max}	m	Radius der grössten nicht-berstenden Tropfen
R	J/kgK	Gaskonstante des Wasserdampfes (= p v _d /T _d)
R _N	m	Krümmungsradius der Profilnase
Re	-	Reynolds-Zahl
s	J/kgK	(spezifische) Entropie
s _H , s _R	m	Profilkonturlängen, vgl. Abb. 2.1.4
s _{Sehne}	m	Profilsehnenlänge, vgl. Abb. 2.1.4
S	m	lineare Umlenkung, vgl. Abb. 2.1.4
St	-	Stanton-Zahl
t	sec	Zeit
t _{Schfl}	m	Schaufelteilung im Mittelkreis, vgl. Abb. 2.1.4
Δ t _{abk}	sec	"Abkühlzeit" eines Tropfens. Def.: Gl. 2.2(37)
Δ t _{brems}	sec	"Bremszeit" eines Tropfens. Def.: Gl. 2.2(33)
T	K	Temperatur

T_r	K	"kapillare Sättigungstemperatur" (vgl. Gl. 2.3(11)), d. h. die Oberflächentemperatur eines Tropfens
ΔT	K	Unterkühlung des Dampfes. Def.: Gl. 2.3(4)
ΔT^*	K	maximale Unterkühlung bei der spontanen Kondensation; als $\Delta T^*(\xi_2)$ bedeutet sie die im Sinne des Abschn. 2.5e verstandene "Wilson-Unterkühlung"
ΔT_{eff}	K	für Wärmeabfuhr massgebender Temperaturunterschied zwischen einer Oberfläche und dem umgebenden Dampf
ΔT_{GS}	K	adiabatische Grenzschichterhitzung ("Stautemperatur")
ΔT_h	K	Ortskurve der horizontalen Tangenten in Abb. 2.6.5
ΔT_m	K	für die Unterkühlungsverluste massgebender Mittelwert von ΔT in einem Schaufelkranz
ΔT_r	K	"kapillare Unterkühlung". Def.: Gl. 2.3(10)
u	m/sec	Umfangsgeschwindigkeit; in Abschn. 2.7: Wassergeschwindigkeit in einer fliessenden Schicht
U	m/sec	Dampfgeschwindigkeit ausserhalb der Grenzschicht
U_r	m/sec	Relativgeschwindigkeit eines Tropfens gegenüber dem Dampf
v	m^3/kg	spezifisches Volumen
w	m/sec	Relativgeschwindigkeit gegenüber dem Laufrad
W	N	Reibungswiderstand eines Tropfens im Dampf
x	kg/kg	spezifischer Dampfgehalt
y	kg/kg	spezifischer Wassergehalt; mit Index (vgl. Abschn. 2.9a): durch eine spezielle Erscheinungsform dargestellter Wassergehalt
Δy	kg/kg	spezifischer Feuchtefehlbetrag. Def.: Gl. 2.3(16)
z	-	Schaufelzahl
Z	N/m^3	Zentrifugal-Feldkraft
Z_0 bis Z_8	div.	diverse Stoffgrössengruppen, vgl. Kurvenblätter III und IV im Anhang. Für Definitionen siehe [45]
α	$\text{J}/\text{m}^2 \text{ secK}$	Wärmeübergangszahl
α_{Bm}	-	Baumansche Nässeverlustkoeffizient, vgl. Abschn. 3.1

δ	m	Schichtdicke (ausgen. δ_b in Abschn. 2. 5d)
ε	-	Massenaustauschkoeffizient, Indices laut Abschn. 2. 9a
ξ	-	Nässeverlustziffer
η	m	Koordinate
η_i	-	innerer Wirkungsgrad einer Turbine
η_p	-	polytroper Wirkungsgrad einer Expansion
κ	-	Verhältnis der spez. Wärmen des Dampfes, zugleich als Isentropenexponent verwendet
λ	J/msecK	Wärmeleitfähigkeit
Λ	-	logarithmische Uebersättigung ($\equiv \ln p/p_s$)
μ	kg/msec	dynamische Viskosität
ν	m ² /sec	kinematische Viskosität
$\nu(\xi_e)$	kg ⁻¹	Tropfenzahlverteilungsfunktion, vgl. Gl. 2. 5(13)
ξ	m	Koordinate
ξ_a	m	Axialkoordinate in der Turbine ($\xi_a = 0$ beim Eintritt)
ξ_e	m	vgl. Abschn. 2. 5b
$\Delta\xi'_a, \Delta\xi''_a$	m	vgl. Abb. 2.1.4. Ferner ist $\Delta\xi_a \equiv \Delta\xi'_a + \Delta\xi''_a$
Π	-	Uebersättigung ($\equiv p/p_s$)
Π_r	-	"kapillare Uebersättigung", vgl. Gl. 2. 3(9)
ϱ	kg/m ³	Dichte
σ	N/m	Oberflächenspannung
σ	m	Ordinate der Stromlinien (Abschn. 2. 6a und 3. 3)
τ	N/m ²	Wandschubspannung
χ	-	bezogene log. Uebersättigung, vgl. Gl. 2. 5(31)
ω	rad/sec	Winkelgeschwindigkeit der Welle
Ω_a	m ²	achsnormale Strömungsquerschnitt

INDICES ETC.

a	Axialkomponente
ad	adiabatisch
A	Anfangswert
b	im Bezugspunkt
d	der Dampfphase
E	Endwert
f	fliessend (vgl. Abschn. 2. 9a)
g	grosser Tropfen (vgl. Abschn. 2. 9a)
gg	zurückgeprallter grosser Tropfen (vgl. Abschn. 2. 9a)
gr	grobförmige Wasserformen (zusammenfassend für f, g, gg und h)
GS	Grenzschicht
h	hinauszentrifugiert (vgl. Abschn. 2. 9a); Ausnahme: ΔT_h
h, drin	hinauszentrifugiert, jedoch nicht abgeleitet (vgl. Abschn. 2. 9a)
H	Profilhohlseite (Druckseite)
K	Kondensator
M	Modell
n	Nebeltropfen (vgl. Abschn. 2. 9a)
nn	zweitgeborene Nebeltropfen (vgl. Abschn. 2. 9a)
nach	unmittelbar nach einem Kondensationsstoss
o	für Kontinuumsströmung
r	eines Tropfens
R	Profiltrückseite (Saugseite)
s	Sättigungs- (als p_s , T_s , \bar{l}_s)
t	Tangentialkomponente
tr	"trocken", d. h. dem homogen-idealen Fall entsprechend
u	Umfangskomponente

- vor unmittelbar vor einem Kondensationsstoss
- w der Wasserphase
- 0 vor dem Leitrad der Stufe
- 1 zwischen Leit- und Laufrad der Stufe
- 2 nach dem Laufrad der Stufe
- ∞ bei thermodynamischem Gleichgewicht (gleiches i und s vorausgesetzt);
Ausnahme: U_{∞}

- ' für gesättigtes Wasser oder für das Leitrad
- " für gesättigten Dampf oder für das Laufrad
- * am Orte des Wilson-Punktes
- ** am Orte, wo die plötzliche Kondensation als beendet betrachtet werden darf
- 0 im homogen-idealen Fall
- ^ entsprechend der wirklichen Expansionslinie
- gemittelter Wert

Leer - Vide - Empty

I. Teil

Kurze Zusammenfassung der Ergebnisse

Nach einer kritischen Uebersicht der einschlägigen Literatur im Abschn. 1.1 wird in den Abschnitten 1.2 und 1.3 eine kurze Darstellung der auf Grund des II. und III. Teils dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse gegeben.

Der Leser, der nur am Berechnungsgang zur Ermittlung der Verteilung der Nässe auf verschiedene Erscheinungsformen und der Nässeverluste in einer Turbine interessiert ist, ohne tiefere Einsicht in die Vorgänge gewinnen zu wollen, braucht nach den Abschnitten 1.2 und 1.3 nur den Abschnitten 2.1, 2.9a, 3.7a und 3.8a Beachtung zu schenken.

1.1 Zur Entwicklung der Kenntnisse über Nassdampfturbinen

Trotz vielen Bemühungen während der letzten fünf Jahrzehnte sind unsere Kenntnisse über Nassdampfturbinen unvollständig. Man hat zwar viel praktische Erfahrung gesammelt und mehrere wichtige Fragen befriedigend geklärt, doch fehlt uns immer noch eine geschlossene Deutung der Vorgänge. Der Hauptgrund dafür ist der, dass gerade die wichtigste aller Fragen, die Art und Weise der Kondensation, lange Zeit weitgehend unerforscht war.

Inzwischen (und zwar schon gegen Ende der Dreissigerjahre) haben die Kenntnisse über die Kondensation grosse Fortschritte gemacht, sowohl in theoretischer wie auch in experimenteller Hinsicht. Diese Resultate fanden jedoch nur in der Meteorologie und im Windkanalbau Anklang, nicht im Dampfturbinenbau. In der vorliegenden Arbeit wird versucht, sie auch für die Dampfturbinen fruchtbar zu machen. Es wird sich dabei zeigen, dass von den Gesetzmässigkeiten der Kondensation ausgehend möglich ist, ein theoretisches Gesamtbild über die physikalischen Vorgänge zu gewinnen, in das sich die empirischen Beobachtungen gut einfügen, ohne dass man gezwungen wäre, gerade in wesentlichen Punkten gewagte willkürliche Annahmen zu Hilfe zu ziehen.

Das Bild, das sich auf Grund der Untersuchung einzelner Vorgänge zusammensetzen lässt, wird in Abschn. 1.2 umrissen, und in Abschn. 1.3 werden daraus praktische Folgerungen gezogen. Zunächst nehmen wir aber zu den wichtigsten einschlägigen Arbeiten in kritischer Weise Stellung.

Baumann stellte auf Grund von Dampfverbrauchsmessungen an Kondensations-turbinen schon um 1910 herum fest (vgl. am besten in [1]), dass das Eindringen der Expansion in das Nassdampfgebiet mit einer Wirkungsgradverschlechterung verbunden ist. (Seine Regel ist: eine Endnässe y_E kg/kg bewirkt eine Verschlechterung des Wirkungsgrades im Nassdampfteil um einen Faktor $1 - y_E/2$.) Kurz darauf folgte eine Theorie von Martin [2], in welcher - gestützt auf Experimente mit Düsen - angenommen wurde, die Expansion in der Turbine verlaufe nicht in thermodynamischem Gleichgewicht, sondern bei ständiger starker Unterkühlung. Es gelang ihm, die Baumannschen Verlustwerte ziemlich gut wiederzugeben, allerdings mit Hilfe der nicht anderweitig begründeten Annahme, es werde immer nur ein Fünftel der jeweiligen theoretischen Feuchtigkeit ausgeschieden. In seinem 1922 erschienenen Werk [3] gibt Stodola eine tiefgründige Behandlung des Verhaltens von Wassertropfen im Dampf, die grundsätzliche Wichtigkeit hat, und schenkt auch den Fragen der Unterkühlung grosse Aufmerksamkeit¹⁾. Seine Düsenexperimente bringen den ersten Beweis der plötzlichen Kondensation in strömendem Dampf. Da ihm jedoch keine Theorie zur Verfügung stand, die die spontane Tropfenbildung im Dampfe zu beschreiben imstande war, konnte ihm keine geschlossene theoretische Deutung der Vorgänge gelingen. 1927 stellt v. Freudenreich [4] für die Nässeverluste eine Formel auf, auf Grund der Annahme, die Wasserphase bewege sich langsamer als der Dampf, besitze aber ähnlich geartete Geschwindigkeitsdreiecke wie dieser. Er führt auch die ersten Wirkungsgradmessungen an einer Dampfturbine mit starker Variation der Endnässe aus und findet dabei eine etwas stärkere Verschlechterung des Wirkungsgrades als Baumann. Er benützt diese Resultate, um darauf zurückzuschliessen, wie viel kleiner die Geschwindigkeit der Wasserphase ist - ein Vorgehen, das genau so willkürlich ist, wie Martins Rückschluss auf die Stärke der Feuchtigkeitsausscheidung. Zeitbeständig sind hingegen seine vorbildlichen Untersuchungen über die Grösse und Bewegung der von Schaufelhinterkanten abgerissenen Wassertropfen. Zerkowitz [5] formuliert 1928 den fruchtbaren Begriff der "inhomogenen Entspannung", in welcher der Wasserphase überhaupt keine Bewegungsenergie erteilt wird, und zieht daraus Schlüsse für den Nässeverlust. Flügel fasst in seinem Buch über Dampfturbinen [6] den Stand der Kenntnisse am Anfang der Dreissigerjahre zusammen. Er erwähnt die anfängliche Unterkühlung nach dem Ueberschreiten der Sättigungslinie und den darauf-

1) Allerdings legt er seinen Betrachtungen die Annahme zugrunde, dass der Dampf während einer Expansion mit den in ihm enthaltenen, gleich grossen Nebeltropfen ständig in - kapillarem - Gleichgewicht bleibt, d. h. dass die jeweilige Unterkühlung ΔT mit der kapillaren Unterkühlung ΔT_r (vgl. unseren Abschn. 2.3) übereinstimmt und daher eindeutig durch die Nebeltropfengrösse bestimmt ist. Da aber ein solches Gleichgewicht labil und ausserdem die Tropfengrösse in Wirklichkeit nicht einheitlich ist, trifft diese Annahme auf die wirklichen Verhältnisse überhaupt nicht zu.

folgenden plötzlichen Uebergang zum thermodynamischen Gleichgewicht (Wilson-Linie), betont aber, dass die Hauptursache der Nässeverluste in der Bremswirkung der grossen Tropfen liege. Er nimmt - ohne Begründung - an, dass schon bei 3 % Nässe der grösste Teil des Wassers in solchen grossen Tropfen enthalten ist¹⁾. Diese Vorstellung war sehr verbreitet und lag auch den Luftturbinenversuchen von Flatt [8] zugrunde, wo relativ grosse Tropfen ($> 10^{-6}$ m) künstlich in die Strömung eingespritzt worden sind und ihre Wirkung auf den Wirkungsgrad gemessen wurde. - Sowohl über die von Freudenreichschen Untersuchung über die abgerissenen Tropfen, wie über die Flattschen Luftturbinenversuche sei festgehalten, dass sie einen äusserst wertvollen Einblick in die Bremswirkung der grossen Tropfen gestatten und zu diesem Zweck auch von uns herangezogen werden, dass es aber unzulässig ist, aus ihnen auf die Gesamtwirkung der Dampfeuchtigkeit zu schliessen²⁾.

Die Ueberzahl der zahlreichen Veröffentlichungen in der zweiten Hälfte der Dreissigerjahre stand im Banne der Erosionsschäden und befasst sich mit Vorschlägen zu ihrer Beseitigung³⁾. Die oft verheerenden Schaufelschäden stärkten offenbar die Ueberzeugung, dass das Wasser vorwiegend grosse Tropfen bildet. Senger [11] warnt zwar vor dieser "irrtümlichen Auslegung" der v. Freudenreichschen Ergebnisse, legt aber ebenfalls das Hauptgewicht seiner Ausführungen auf das Verhalten des grobförmigen Wassers, worüber er einen umfassenden Ueberblick vermittelt. Seine Feststellungen liegen in dieser Hinsicht auch unseren Vorstellungen zugrunde.

Nach dem zweiten Weltkrieg ist es immer mehr Mode geworden, von äusserst wirksamen Entwässerungseinrichtungen zu sprechen. Allerdings kann man sich des Eindruckes nicht erwehren, dass diese Aeusserungen vielfach eher durch Wunschenken und verkaufpsychologische Erkenntnisse, als durch stichhaltige Messungen motiviert gewesen waren.

In neuester Zeit werden sorgfältige Versuche an Kondensationsturbinen mit grösstem Aufwand in Angriff genommen ([12], [13]). Eine wesentliche Erkenntnis wurde gleich am Anfang erzielt: dass nämlich der Wirkungsgrad der Niederdruckstufen durch verbesserte Formgebung der Schaufeln beträchtlich gehoben werden kann. Das führte dazu, dass man heutzutage die Nässeverluste etwas kleiner annimmt, als früher (meistens die Hälfte bis zwei Drittel des von Baumann angegebenen Wertes). Durch periskopische Beobachtungen [14], die einen Einblick in das

1) Derselbe non sequitur kommt z. B. auch bei Goodenough [7] klar zum Vorschein.

2) Vgl. Goerke [9].

3) Ein ausführliches Literaturverzeichnis ist darüber bei Preiskorn [10] zu finden. Ueberhaupt gibt seine Arbeit eine hervorragende Uebersicht über die Erosionsprobleme und enthält zahlreiche stichhaltige Ratschläge zu ihrer Beherrschung.

Innere einer Nassdampfturbine gestattet, wurde festgestellt, dass die Sichtverhältnisse in der Turbine durch dichten Nebel stark beeinträchtigt werden, falls die Feuchtigkeit beträchtlich ist. In Ablösungsgebieten der Strömung konnten riesengrosse Wassertropfen beobachtet werden.

Es ist zu hoffen, dass mit Hilfe geeignet ausgelegter Versuchsturbinen und grosse Messgenauigkeit gestattender Messeinrichtungen gewonnene neue experimentelle Auskünfte über diese Fragen bald allgemein bekannt werden. Auch sollten die theoretischen Aussagen der vorliegenden Arbeit mittels Turbinenversuchen noch experimentell überprüft werden.

Eine Uebersicht über die Arbeiten auf dem Gebiet der spontanen Kondensation in strömendem Dampf, die für die Nassdampfturbine eine ausschlaggebende Bedeutung besitzen, wird im Abschn. 2.5 gegeben.

1.2 Das physikalische Bild der Nassdampfturbine

In diesem Abschnitt werden die wesentlichsten physikalischen Vorgänge in einer Nassdampfturbine kurz geschildert. Wir stützen uns dabei auf die im II. und III. Teil dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen, wobei vollständigshalber - vor allem bezüglich des grobförmigen Wassers - auch Feststellungen wiederholt werden, die schon in früheren Arbeiten über Nassdampfturbinen ausgesprochen worden sind¹⁾. Beweise und weitere Einzelheiten findet man in den entsprechenden Abschnitten des II. und des III. Teils, auf die jeweils in den Fussnoten hingewiesen wird.

Eine Nassdampfturbine kann sich in der Praxis auf zwei Arten ergeben: Entweder wird eine Turbine schon am Eintritt mit gesättigtem oder gar nassem Dampf gespiesen (etwa in Kernenergieanlagen) oder wird der anfangs überhitzte Dampf im Verlaufe der Expansion feucht (Kondensationsturbinen); in diesem Falle verstehen wir unter "Nassdampfturbine" denjenigen Teil der Turbine, der mit der Stufe beginnt, in welcher der Dampf den Sättigungszustand erreicht. - Wir beschränken unsere Ausführungen einfachheitshalber auf den Fall, wo der Dampf am Eintritt in die Nassdampfturbine keine Wassertropfen mit sich schleppt. Ferner halten wir uns bei allen Berechnungen die Niederdruck-Nassdampfturbinen vor Augen, also solche, in denen die Sättigungslinie bei einem kleineren Druck als etwa 3 bar überschritten wird.

Zu Beginn müssen diejenigen Erscheinungen erörtert werden, die unmittelbar nach dem Ueberschreiten der Sättigungslinie auftreten. Aus der i, s -Tafel ist ersichtlich, dass hier sofort Kondensation eintreten sollte. Jedoch gilt die i, s -Tafel, wie sie üblicherweise entworfen ist, nur für das sogenannte "thermodynamische

1) Auf die Angabe der Quellen wollen wir in diesem Abschnitt nicht eingehen.

Gleichgewicht", d. h. für den Zustand, der sich in einem Gemisch von Dampf und Wasser nach genügend langer Zeit einstellt. Die Expansion in der Dampfturbine spielt sich in sehr kurzer Zeit ab (es vergehen nur wenige Millisekunden, bis der Dampf vom Sättigungszustand aus in einen Zustand gelangt, wo z. B. 15 % Wasser ausgeschieden werden sollten!), und es ist nicht von vornherein gesagt, dass sich das thermodynamische Gleichgewicht in dieser Zeit einstellen kann. Beim Beginn der Kondensation besteht noch eine weitere Schwierigkeit: der Niederschlag kann sich nur an einer nicht allzu stark gekrümmten Oberfläche ausscheiden, die ausserdem gekühlt werden muss, damit sie durch die freigewordene Verdampfungswärme nicht dermassen erhitzt werde, dass keine weitere Kondensation mehr erfolgen kann. Nun stellt sich bei näherer Untersuchung heraus¹⁾, dass die Schaufeln, Wandungen, die im Dampf befindlichen Staubeilchen, die evtl. von den Schaufeln abgerissenen Wassertropfen etc. eine viel zu kleine und schlecht gekühlte Oberfläche darstellen, als dass an ihnen die Kondensation in vollem Umfang eintreten könnte. Die Wassermenge, die an ihrer Oberfläche tatsächlich ausscheidet, macht höchstens einige Promille derjenigen aus, die bei thermodynamischem Gleichgewicht ausscheiden würde. Damit entspricht der Zustand bei weitem nicht dem thermodynamischen Gleichgewicht: Der Dampf wird übersättigt oder, was dasselbe aussagt, unterkühlt²⁾.

Zunächst wächst die Uebersättigung praktisch unbehindert an, weil die erwähnte makroskopische Kondensation (an den Schaufeln etc.) sehr schwach ist und weil das Bestreben der Dampfmoleküle, sich in mikroskopischen, aus wenigen Molekülen bestehenden "Wassertröpfchen" zu vereinen - ein Bestreben, das sofort nach der Sättigung eintritt - vorerst zum Scheitern verurteilt ist. Die winzigen Molekülsammlungen sind nämlich in nur wenig unterkühltem Dampf unbeständig³⁾ und verdampfen bald nach ihrem Entstehen.

Je grösser aber beim Fortschreiten der Expansion die Uebersättigung wird, umso kleiner wird die "kritische" Tropfengrösse, die ein Tropfen haben muss, um bestehen zu können. Wenn diese kritische Tropfengrösse etwa so klein geworden ist, dass auch schon Tröpfchen, die nur 30 bis 100 Moleküle enthalten, stabil sind, setzt im Dampf eine heftige Bildung solcher stabiler Tröpfchen ("Keime") ein, - je kleiner nämlich ein solches Gebilde ist, umso grösser ist die Wahrscheinlichkeit, dass es durch Zufall entsteht⁴⁾. Diese Keime stellen eine Oberfläche dar, an der die Kondensation des Dampfes mit grosser Heftigkeit einsetzen kann⁵⁾, wodurch die Keime sehr

1) Vgl. Abschn. 2. 4

2) S. Abschn. 2. 3a

3) Vgl. Abschn. 2. 3c

4) Vgl. Abschn. 2. 5a

5) Kleine Tropfen besitzen ausserordentlich hohe Wärmeübergangszahlen!

rasch zu relativ grossen Tropfen anwachsen. (Der Radius der Keime beträgt ursprünglich etwa $6 \cdot 10^{-10}$ bis $8 \cdot 10^{-10}$ m, und sie erreichen meistens Endgrössen von 10^{-8} bis 10^{-6} m.) Dieser Vorgang, die sog. spontane Kondensation, tritt in raschen Expansionen plötzlich, oft sogar stossartig auf und führt dazu, dass sich der trockene Dampf in Nebel¹⁾ umwandelt, wobei das thermodynamische Gleichgewicht - zumindest annähernd - hergestellt wird.

Die Stelle, wo die spontane Kondensation eintritt (genauer: wo die Uebersättigung ihr Maximum hat), wird Wilson-Punkt genannt, und die Verbindungslinie verschiedener - zur gleichen Expansionsschnelligkeit gehörender - Wilson-Punkte in der i, s -Tafel wird als Wilson-Linie bezeichnet²⁾. In Bezug auf die spontane Kondensation des Dampfes lassen sich folgende Aussagen machen³⁾:

- 1) Die Lage des Wilson-Punktes, die Heftigkeit der spontanen Kondensation und die Beschaffenheit des Nebels hängt vor allem von der örtlichen Schnelligkeit der Drucksenkung ab ["Expansionsschnelligkeit": $\dot{P} \equiv (-1/p)dp/dt$].
- 2) Je nach der Grösse von \dot{P} wird als Spitzenwert eine 3- bis 6-fache Uebersättigung erreicht (was etwa 25 bis 35°C maximale Unterkühlung bedeutet), so dass die Wilson-Linie irgendwo zwischen den Linien 2 % bis 4 % theoretischer Nässe liegt (vgl. das i, s -Diagramm im Anhang).
- 3) Nach dem Abschluss der Nebelbildung haben alle Nebeltropfen nahezu einheitliche Grössen.
- 4) Die Anzahl der Nebeltropfen pro Masseneinheit Dampf hängt sehr stark von der Expansionsschnelligkeit ab, sodass auch ihre durchschnittliche Grösse von dieser sehr stark abhängig wird⁴⁾.

Es zeigt sich, dass diese Empfindlichkeit des spontanen Kondensationsvorganges auf die Expansionsschnelligkeit in Nassdampfturbinen eine massgebende Rolle spielt. Die Expansion geht nämlich in den Turbinenstufen nicht mit konstanter Schnelligkeit vor sich: innerhalb der Schaufelkränze treten meistens grosse Expansionsschnelligkeiten auf ($\dot{P}_{\max} = 10^3$ bis 10^4 sec^{-1}), in den axialen Zwischenräumen hingegen bleibt der Druck eine Weile konstant ($\dot{P} = 0$) oder kann örtlich sogar etwas ansteigen (negatives \dot{P}). Also ist in Turbinen sowohl die Möglichkeit vorhanden, feine Nebeltropfen zu erhalten, wie auch grobe, und es sind beliebige Zwischenfälle denkbar. (Für den fein-

- 1) In unserem Wortbrauch ist "Nebel" = Dampf + Nebeltropfen, wobei unter "Nebeltropfen" Wassertropfen mit Radien zwischen 10^{-8} und 10^{-6} m verstanden werden, die im Strömungsraum praktisch gleichmässig verteilt sind.
- 2) S. Abschn. 2.3b und das i, s -Diagramm (Anhang).
- 3) Vgl. Abschn. 2.5c und d.
- 4) Eine Verzehnfachung der Expansionsschnelligkeit steigert die Anzahl der Nebeltropfen um einen Faktor 200 bis 300 und setzt die mittlere Nebeltropfengrösse dementsprechend etwa um einen Faktor 6 herab, vgl. Abb. 2.5.14.

sten in Turbinen vorkommenden Nebel berechnet sich als mittlerer Nebeltropfenradius etwa $2 \cdot 10^{-8}$, für den grössten $5 \cdot 10^{-7}$ m). Auch wenn die Auslegung einer Turbine bekannt ist, kann nicht ein für allemal gesagt werden, was für Nebeltropfen in ihr entstehen, weil der Wilson-Punkt je nach Betriebszustand der Maschine bei verschiedenen \dot{P} erreicht werden kann¹⁾. Würde die Lage des Wilson-Punktes in der Turbine auf die Beschaffenheit des Nebels keinen Einfluss ausüben oder hätte der Nebel keinen Einfluss auf die weiteren Vorgänge, so hätte all dies keine praktische Bedeutung. Doch stellt es sich bei näherer Untersuchung heraus, dass das Verhalten der von Nebel durchströmten Teile der Turbine in allererster Linie durch die Beschaffenheit dieses Nebels bestimmt wird. Davon hängt ab, wie gross oder wie klein der Anteil der Nässe ist, der schädliche Tropfen bildet (Erosion!), wie stark der Dampfzustand vom thermodynamischen Gleichgewicht abweicht und wie gross oder wie klein die Nässeverluste sind. Je feinere Nebeltropfen entstehen, umso günstiger verhält sich die Nassdampfturbine. Im folgenden schildern wir kurz das Verhalten des Nebels in der Turbine und seine Folgen.

Die Nebeltropfen können während der kurzen Zeit, die sie in der Turbine verbringen, praktisch überhaupt nicht koagulieren, sodass eine Bildung grosser Tropfen durch unmittelbare Verschmelzung mehrerer Nebeltropfen nicht stattfindet²⁾. Hingegen setzt sofort nach der Entstehung des Nebels ein anderer Mechanismus ein, der Wasser von der Nebeltropfenform in die Form grosser Tropfen überführt. Er besteht darin, dass in einem jeden Schaufelkranz ein Teil der durchströmenden Nebeltropfen durch die Schaufeln aufgefangen wird und sich von diesen nur in Form viel grösserer Tropfen lostrennt. Das Aufprallen der Nebeltropfen findet vor allem an der Vorderkante der Schaufeln - in der Nähe des Staupunktes - und an der Hohlseite statt, wo eine starke Umlenkung der Dampfströmung bewirkt wird³⁾. Im Falle kleiner Nebeltropfen und grosser Dampfdichten wird in jedem Kranz nur ein geringer Anteil der durchströmenden Tropfen gegen die Schaufeln geschleudert; hingegen scheidet im Falle grober Nebeltropfen und geringer Dampfdichten erheblich mehr aus, weil grobe Tropfen die Dampfbewegung weniger gut mitmachen können. Doch nur in seltenen Fällen kann ein Kranz mehr als 10 % des Nebeltropfenstromes auffangen, meistens beläuft sich der aufgefangene Anteil auf 1 bis 5 %. Das führt dazu, dass auch am Ende der Nassdampfturbine, wo der Nebel schon durch mehrere Schaufelkränze geströmt ist, der grösste Teil der Dampfmasse in Nebeltropfenform vorhanden ist und nur ein relativ kleiner Teil (5 bis 30 %) in grobe Formen übergegangen ist.

1) Vgl. Abschn. 2. 5e.

2) Vgl. Abschn. 2. 6a.

3) Vgl. ebenfalls Abschn. 2. 6a.

Das Wasser, das durch die Schaufeln aufgefangen wurde, bildet dünne Wasserschichten (die sich oft auch zu einzelnen Wasseradern zusammenziehen) und fliesst unter der Wirkung der Dampfreibung oder der Zentrifugalkraft in eine bestimmte Richtung¹⁾.

An den Leitschaufeln wird das Wasser nur durch die Dampfreibung getrieben, sodass es in die Strömungsrichtung des Dampfes fliesst. Es kommt meistens erst im Windschattengebiet der Hinterkante zum Stillstand und sammelt sich dort an. Somit bilden sich grosse Wassertropfen, die an der Hinterkante hängen und durch die Dampfströmung in ständiger Schwingung gehalten werden. Von Zeit zu Zeit wird ein Teil von ihnen immer wieder weggerissen. Diese abgerissenen Tropfen dürften im ersten Augenblick noch ziemlich gross sein (vielleicht 1 mm), werden aber vom Dampfstrom unverzüglich in viele kleine Stücke zerrissen²⁾. Die durchschnittliche Grösse der letzten Endes entstehenden Tropfen beträgt meistens $r = 10^{-4}$ bis 10^{-5} m (je nach Dampfdichte und -geschwindigkeit), sodass sie um Grössenordnungen grösser sind, als die im Dampf spontan zustandekommenden Nebeltropfen. Sie werden daher als "grosse Tropfen" bezeichnet. Sie können der Dampfbewegung praktisch überhaupt nicht folgen und prallen auf den Vorderkantenrücken der nächsten Laufschaufeln mit grosser Geschwindigkeit auf³⁾; dabei können sie die bekannten Schaufelerosionen hervorrufen.

Ueber die Erosionserscheinungen stehen viele Veröffentlichungen und auch sehr gute Zusammenfassungen zur Verfügung. Der eigentliche Mechanismus, der die Erosionen hervorruft, ist aber heute noch weitgehend unbekannt. In der vorliegenden Arbeit wollen wir auf diesen Fragenkomplex nicht eingehen, umso weniger, weil die Erosion nicht zum Kern des Nassdampfproblems gehört, sondern nur eine Begleiterscheinung darstellt.

Die grossen Tropfen, die gegen eine Schaufel aufprallen, bleiben dort entweder haften oder prallen (eventuell als mehrere kleinere Tropfen) zurück und werden vom Dampf weitergeschwemmt. Dabei gelangen sie plötzlich in Gebiete, wo der Druck niedriger ist; das kann - namentlich bei den grösseren unter ihnen - dazu führen, dass ihre Innentemperatur nicht rasch genug abnimmt, sodass sie aufkochen und in Stücke gesprengt werden ("Bersten")⁴⁾. Auf keinen Fall tritt aber eine Zerkleinerung der grossen Tropfen bis zur Nebeltropfengrösse ein; immer bleibt der Unterschied zwischen grossen Tropfen und Nebeltropfen deutlich erhalten.

1) Die Dicke dieser Wasserfilme oder -adern beträgt meist nur einige 10^{-6} m, vgl. Abschn. 2. 7.

2) Vgl. Abschn. 2. 8a.

3) Vgl. Abschn. 2. 8b.

4) Vgl. Abschn. 2. 8d.

Das Wasser, das an die Laufschaufeln gelangt, fliesst nahezu radial nach aussern, weil die Wirkung der Zentrifugalkraft diejenige der Dampfreibung meistens bei weitem übertrifft¹⁾. Von der Schaufelspitze oder vom Deckband sprüht dann das Wasser ab und trifft entweder auf die Gehäusewand auf oder wird durch Entwässerungsschlitze aus dem Strömungskanal entfernt. Falls die Ableitung des durch die Laufschaufeln hinauszentrifugierten Wassers nicht oder nur zum Teil bewerkstelligt wird, so bleibt dieses zum Teil an der Gehäusewand haften und fliesst dort, getrieben durch die Dampfreibung, nach hinten, zum Teil gelangt es aber wieder in die Dampfströmung zurück und führt dazu, dass in der Nähe der Gehäusewand eine an grossen Tropfen besonders reiche Zone entsteht, in welcher die Erosionsgefahr erhöht wird und auch grosse Verluste entstehen.

Die im Strömungsraum herumschwirrenden grossen Tropfen verschlingen vermutlich alle Nebeltropfen, mit denen sie zusammentreffen. In Niederdruckturbinen ist jedoch die Nebeltropfenmenge, die auf diese Weise in Grosstropfenform hinübergeht, sehr klein gegenüber der Menge, die durch die Schaufeln aufgefangen wird. Es sind nämlich in den ersten Stufen des Nassdampftheils noch keine oder nur sehr wenige grosse Tropfen vorhanden, und in denjenigen Stufen, wo sie zahlreich werden, ist die Dichte des Dampfes und damit die räumliche Häufigkeit der Nebeltropfen sehr klein. Hingegen dürfte dieser Vorgang in Hochdruck-Nassdampfturbinen eine Rolle spielen und z. B. ermöglichen, dass auch ein wesentlicher Teil des in Nebeltropfenform enthaltenen Wassers mittels separater Wasserabscheider aus dem Dampf entnommen werden kann.

Die zweite Erscheinung, die mit der Beschaffenheit des Nebels aufs Engste verknüpft ist, ist die Abweichung des Dampfzustandes vom thermodynamischen Gleichgewicht, mit anderen Worten, die Grösse der Unterkühlung an den verschiedenen Orten in der Turbine. Wir haben erwähnt, dass nach dem Ueberschreiten der Sättigungslinie die Unterkühlung des Dampfes zunächst unbehindert zunimmt, solange bis die spontane Kondensation einsetzt, und dass sie dann infolge der Nebelbildung sehr rasch zusammenbricht. Wenn aber dieser Nebel adiabatisch weiterexpandiert wird, wie das in Turbinen immer der Fall ist, so kann sich nie ein vollkommenes thermodynamisches Gleichgewicht einstellen, weil ja im Laufe der Expansion immer neu Wasser ausscheiden muss. Die praktisch einzige Oberfläche, die zur Kondensation zur Verfügung steht, ist die der Nebeltropfen. Also muss ständig von den Nebeltropfen Wärme abgeführt werden, und das ist nur so möglich, dass der Dampf, der sie umgibt, kälter ist als ihre Oberfläche, d. h. dass Unterkühlung herrscht. Je feintröpfiger der Nebel ist, umso grösser ist die gesamte Oberfläche,

1) Vgl. Abschn. 2. 7.

die die Tropfen darbieten, und umso günstiger sind auch die Wärmeübergangszahlen. Die Unterkühlung muss also in diesem Fall nicht gross sein. Wenn hingegen der Nebel grobtröpfig ist, so braucht es eine grosse Unterkühlung, um die freiwerdende Wärme von den Nebeltropfen laufend wegzubringen.

Die Unterkühlung hat zweierlei praktische Folgen. Erstens verursacht der im Nebel bei endlichen Temperatursprüngen vor sich gehende innere Wärmeaustausch einen Verlust, der in der Wirkungsgradverschlechterung der Maschine zum Ausdruck kommt; zweitens ist das spezifische Volumen eines unterkühlten Nebels bei gegebenem Druck kleiner, als eines im thermodynamischen Gleichgewicht befindlichen: die Unterkühlung verkleinert also das Durchflussvolumen. Dieser Einfluss sollte schon bei der Auslegung der Maschine berücksichtigt werden.

Bei grobtröpfigem Nebel kann es u. U. eintreten, dass die Unterkühlung nochmals so gross wird, dass eine heftige spontane Kondensation ausgelöst wird. Das heisst, dass im Nebel eine zweite Nebeltropfenschar entsteht, die mit den erstgeborenen Tropfen vermischt ist. Die zweitgeborenen Nebeltropfen können natürlich eine andere Grösse haben, als die erstgeborenen; meistens sind sie viel kleiner als diese¹⁾.

Die Grösse der Unterkühlung beträgt in Niederdruckturbinen bei sehr feintröpfigem Nebel im Mittel zwischen 1° und 4°C ; bei grobtröpfigem ist sie meist zwischen 10° und 25° , kann aber auch 30°C und noch mehr erreichen, wobei dann eine nochmalige spontane Kondensation eintritt. Nach dem Austritt aus der letzten Stufe wird das thermodynamische Gleichgewicht in allen Fällen sehr bald hergestellt.

Auf Grund dieser Einsichten in die Vorgänge der Nassdampfturbine lassen sich diejenigen Verluste berechnen, die von den Eigentümlichkeiten des Nassdampfes herühren²⁾. Es zeigt sich, dass die Nässeverluste mannigfacher Art sind. Es gibt drei Vorgänge, die zu besonders grossen Verlusten führen: das Aufprallen von Tropfen - Nebeltropfen und grossen Tropfen - auf die Schaufeln ("Bremsverluste"), das Mitschleppen, Beschleunigung etc. von Tropfen durch den Dampf, das mittels Reibung geschieht ("Schleppverluste") und die vorhin erwähnten thermodynamischen Verluste, die von der Grösse der Unterkühlung abhängen. Nebst diesen drei Hauptverlusten treten noch einige weniger wichtige Verluste auf³⁾ (Zentrifugation, Umwandlung der kinetischen Energie der aufgefangenen Wassertropfen in Wärme, Störung der Profilmgrenzschichten durch Wassertropfen etc.), die insgesamt etwa gleichviel ausmachen, wie einer der drei Hauptverluste. Am Ende der Turbine tritt meistens eine Austrittsverlustersparnis auf, weil das Volumen des

1) Vgl. Abschn. 2.9.

2) Vgl. Abschn. 3.1 bis 3.6.

3) In dieser Arbeit "sonstige Verluste" genannt.

unterkühlten Dampfes etwas kleiner und deshalb seine Austrittsgeschwindigkeit etwas geringer wird, als im idealen (nicht unterkühlten) Fall.

Was die Grösse des Nässeverlustes anbelangt, findet man¹⁾, dass die Summe der einzeln berechneten Nässeverluste mit dem in der Praxis beobachteten globalen Nässeverlust in ziemlich guter Uebereinstimmung steht. Ferner findet man, dass zwischen einer Ueberdruckturbine und einer Gleichdruckturbine, die beide die gleiche Expansion bewirken, nur ein ganz geringer Unterschied aufgezeigt werden kann, dass aber in der Ueberdruckturbine etwas mehr Wasser in schädlichen Formen enthalten ist. Den Nässeverlust in einer Stufe darf man auf keinen Fall proportional zur mittleren Nässe setzen. Je nach den Verhältnissen kann die Verteilung der Verluste auf die Stufen ganz verschiedenartig ausfallen. Es stellt sich ferner heraus, dass die Nässeverluste sehr stark von der Beschaffenheit des Nebels abhängen: für extrem feinen Nebel sind sie nicht einmal halb so gross, wie für den extrem groben.

Für die Wirkungsgradverschlechterung - bezogen auf 1 % mittlere Nässe - ergibt sich aus der Durchrechnung der als Beispiel benützten Turbinen (13 % Endnässe, 0,035 bar Enddruck) 0,4 bis 0,65 % bei Ueberdruck- und 0,4 bis 0,6 % bei Gleichdruckbauart²⁾. Bei extrem feinem Nebel kann der sehr niedrige Wert von 0,3 % erreicht werden; bei extrem groben Nebel und gar keiner Entwässerung gelten etwa die Werte 0,9 % (Ueberdruck) und 0,7 % (Gleichdruck)³⁾. Diese letzteren können mit Hilfe der denkbar besten Entwässerungsvorrichtungen auf etwa 0,6 % bzw. 0,5 % herabgedrückt werden, die also immer noch fast doppelt so gross sind, wie die ohne Entwässerung aber mit feinem Nebel.

Was die beiden als Beispiel benützten Turbinen anbetrifft, werden sie im Abschn. 2. 1 beschrieben und in den Abbn. 2. 1. 2 und 2. 1. 3 abgebildet; ihre Expansionslinie ist aus Abb. 2. 1. 1 ersichtlich. Der durch Rechnung gefundene Unterkühlungsverlauf und Wasserverteilung auf die verschiedenen Tropfenformen etc. wurden in den Abbn. 2. 9. 4 bis 2. 9. 11 dargestellt (für beide Bauarten wurden drei Varianten untersucht, vgl. S. 164). Die Nässeverluste in den einzelnen Stufen wurden für dieselben Fälle in den Abbn. 3. 7. 1 und 3. 7. 2 als Flächen dargestellt. Schliesslich zeigt Abb. 3. 8. 1 die Form der Expansionslinie mit Berücksichtigung der Nässeverluste.

Im nächsten Abschnitt versuchen wir auf Grund dieses physikalischen Gesamtbildes einige praktische Aspekte festzuhalten.

1) Vgl. Abschn. 3. 7.

2) Vgl. Abschn. 3. 7b.

3) Es sei hierzu bemerkt, dass die kleineren Verluste in der Gleichdruckturbine nicht durch den Reaktionsgrad, sondern durch die Stufenzahl bedingt sind. Diese hängt mit dem Reaktionsgrad nur insofern zusammen, dass bei kleinem Reaktionsgrad in einer Stufe üblicherweise mehr Gefälle verarbeitet wird.

1.3 Praktische Folgerungen

Nach dem Ueberschreiten der Sättigungslinie bleibt der Dampf eine Weile noch praktisch trocken. Erst anschliessend an den Wilson-Punkt, d. h. an einer Stelle, wo theoretisch schon etwa 2,5 bis 3 % Nässe vorhanden sein sollte, scheidet die erste grössere Menge Wasser aus und zwar in Form sehr kleiner Nebeltropfen, die der Strömung des Dampfes gut folgen können.

Auch am Ende der Turbine ist der grösste Teil der Nässe noch in Nebeltropfenform vorhanden. Man darf daher stets annehmen, die Nässe besitze nahezu dieselbe Geschwindigkeit wie der Dampf.

Die schädlichen, der Dampfbewegung nicht folgenden und deshalb abscheidbaren grossen Tropfen verkörpern nur einen kleinen Teil der Dampfeuchtigkeit. Es lässt sich deshalb auch mit den wirksamsten Entwässerungsvorrichtungen nur ein geringer Teil der gesamten Nässe aus dem Strömungsraum entfernen.

Es stellt sich im Dampf, währenddem er in der Turbine expandiert wird, kein thermodynamisches Gleichgewicht ein. Infolge der Unterkühlung hat der Dampf ein kleineres spezifisches Volumen, was zu einer Aenderung der Durchströmverhältnisse führt und deshalb bei der Formgebung der Nassdampfturbine in Rechnung gezogen werden muss.

Für die Grösse des Nässeverlusts in einer Stufe gibt es keine allgemeine Regel. Nebst den Eigenschaften der Stufe hängt sie insbesondere von der Verteilung des Wassers auf die verschiedenen Erscheinungsformen ab und kann von einem Betriebszustand zum anderen ganz grosse Aenderungen aufweisen.

Sowohl die Menge des auf die schädlichen Formen entfallenden Wassers, sowie auch die Grösse der Unterkühlung und der Nässeverluste hängt sehr stark von der Tropfengrösse im Nebel ab, der in der Turbine gebildet wird. Da ein feintröpfiger Nebel sich in jeder Hinsicht viel günstiger verhält als ein grobtröpfiger, muss das Hauptziel der Bestrebungen sein, die Nassdampfturbine so auszubilden, dass in allen wichtigeren Betriebszuständen ein feintröpfiger Nebel entstehe. Der Weg dazu ist der, dass man durch geeignete Massnahmen den Wilson-Punkt immer in einem Gebiet zu halten versucht, wo der Druck rasch abnimmt.

Die Sicherstellung der feinen Nebelbildung ist die wirksamste Massnahme zur Herabsetzung der Erosionsgefahr und vor allem zur Verminderung der Nässeverluste.

Die Schaufelteilung soll im von Nebel durchströmten Teil der Turbine eher etwas zu gross gewählt werden, damit möglichst wenig Nebeltropfen durch die Schaufeln aufgefangen werden.

Zwecks Herabsetzung der Erosionsanfälligkeit sind breite axiale Zwischenräume hinter Laufrädern sinnlos; diese müssen eher hinter den Leiträdern angebracht werden, weil grosse Tropfen nur von diesen abreißen.

Durch wirksame Entwässerungsvorrichtungen - d. h. durch solche, die alles grobförmige Wasser abscheiden (den Rest kann man ja gar nicht!) - können Erosionsgefahr und Nässeverlust etwas verringert werden, der letztere jedoch nie in wirklich einschneidendem Masse.

Modellversuche sind an Nassdampfturbinen gut möglich, vor allem, wenn der mittlere Nebeltropfendurchmesser ungefähr gleich gross ist, wie die mittlere freie Weglänge der Dampfmoleküle¹⁾.

Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass eine Nassdampfturbine in Bezug auf Erosionsgefahr und Nässeverluste umso besser ist, je vollkommenere Entwässerungsvorrichtungen sie besitzt und - je weniger (!) Wasser durch diese abgeschieden wird. Das bedeutet nämlich, dass die Nässe grösstenteils in Nebeltropfenform bleibt, die unschädlich sind. (Leider kann aber das scheinbar gleiche Resultat, d. h. die geringfügige Wasserabscheidung, auch mit grobförmigem Nebel und schlechten Entwässerungen erzielt werden ...)

1) Vgl. Abschn. 3. 8b.

II. Teil

Die Entstehung der Dampfnässe
und die Erscheinungsformen des Wassers
in der Turbine

2.1 Auslegung zweier Turbinen als Grundlage für Anwendungsbeispiele

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung des Verhaltens des Dampfes in Niederdruck-Kondensationsturbinen. Je nach der Bauart der Turbine kann dieses Verhalten verschiedenartig sein. Um den Einfluss der Bauart auf die Vorgänge in der Turbine beurteilen zu können, wurden zwei Turbinen ausgelegt und als Anwendungsbeispiele benützt, die eine in Ueberdruck-, die andere in Gleichdruckbauart. Beide Turbinen haben dieselbe Expansionslinie; sie liegt fast völlig im Nassdampfgebiet. Die Ueberdruckturbine weist doppelt so viele Stufen auf, wie die Gleichdruckturbine. Beide Turbinen stellen in ihrer Art Extremfälle dar. Die Ueberdruckturbine weist eine übertrieben grosse axiale Baulänge auf, die Schaufelteilungen sind eher grösser, die Umlenkungen eher kleiner als üblich. Dagegen ist die Gleichdruckturbine ausserordentlich kurz, ihre (Lauf-)Schaufeln stehen dicht und bewirken eine grosse Umlenkung. Die Uebertreibungen wurden bewusst gemacht, damit die Unterschiede im Verhalten der beiden Turbinenbauarten besser ersichtlich werden.

Wir geben nachstehend die für die weiteren Rechnungen nötigen Daten der beiden Turbinen an und diskutieren nachher, wie man daraus den Verlauf einiger Grössen ermitteln kann, deren Kenntnis in den nachfolgenden Abschnitten vorausgesetzt wird.

Die Auslegung der Turbinen erfolgte auf Grund des i, s -Diagrammes für thermodynamisches Gleichgewicht, und im angenommenen Wirkungsgrad wurden keine Nässeverluste berücksichtigt. Somit können die Daten nur als eine erste Näherung für die Wirklichkeit betrachtet werden. Wie die Expansion in Wirklichkeit verläuft, kann erst am Schluss der vorliegenden Arbeit auf Grund der durchgeführten Untersuchungen bestimmt werden.

Unsere Betrachtungen beschränken wir einfachheitshalber auf die Verhältnisse im Schaufelmittelkreis.

Die Ausgangsdaten für beide Turbinen sind:

Massendurchsatz (keine Anzapfungen!)	\dot{M}	= 40 kg/sec
Drehzahl 3000 U/min., bzw.	ω	= 314,2 rad/sec
Anfangszustand des Dampfes	p_A	= 1,4 bar
	i_A	= 2700 kJ/kg

(Anfängliche Ueberhitzung: ca. 4,5°C)

Enddruck (Kondensatordruck)	$p_K = 0,035 \text{ bar}$
Endnässe	$y_E \approx 13 \%$
Reaktionsgrad Ueberdruckturbine	50 % (40 %) ¹⁾
Reaktionsgrad Gleichdruckturbine	5 % (30 %) ¹⁾

Die Expansionslinie ist in Abb. 1 dargestellt. Abb. 2 und 3 enthalten die Meridianschnitte und Schaufelformen der beiden Turbinen, sowie einige charakteristische Geschwindigkeitsdreiecke.

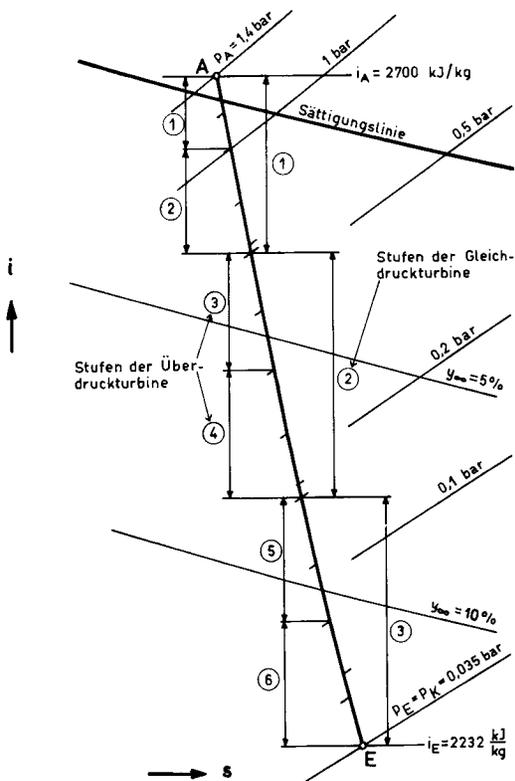


Abb. 2.1.1 Die Expansionslinie der als Beispiel benützten Turbinen (ohne Rücksicht auf Nässeverluste)

1) In Klammern der Reaktionsgrad der letzten Stufe, im Mittelkreis.

Die genaueren Daten sind in Zahlentafel 2.1.1 für die Ueberdruckturbine und in Zahlentafel 2.1.2 für die Gleichdruckturbine zusammengestellt. Die Bedeutung der einzelnen Grössen ist aus Abb. 4 ersichtlich. Bezüglich der Grössen t und \bar{P}_a muss noch folgendes bemerkt werden: Die Strömungszeit t wurde aus dem Axialgeschwindigkeitsverlauf ermittelt, laut

$$t = \int_0^{\xi_a} \frac{d\xi_a}{c_a(\xi_a)} \quad (1)$$

(auf die Ermittlung des Verlaufes von c_a kommen wir noch zurück); \bar{P}_a ist der Durchschnittswert des logarithmischen axialen Druckgradienten

$$P_a \equiv - \frac{1}{p} \frac{dp}{d\xi_a} = - \frac{d(\ln p)}{d\xi_a} \quad (2)$$

in einem Schaufelkranz und berechnet sich z. B. im Falle eines Leitrades aus

$$\bar{P}_a = \frac{\ln p_0 - \ln p_1}{\xi_{a1} - \xi_{a0}} \quad (3)$$

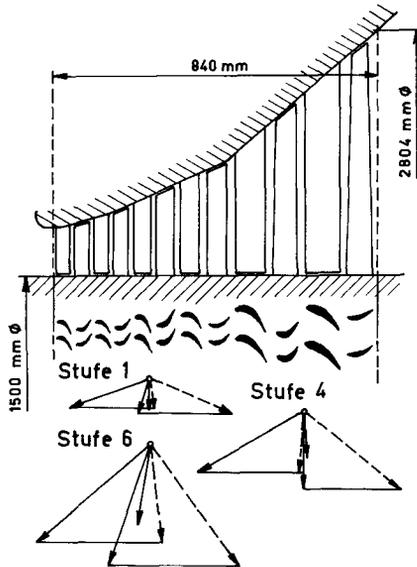


Abb. 2.1.2 Beschauelung und Geschwindigkeitsdreiecke für die Ueberdruckturbine (vgl. auch Zahlentafel 2.1.2)

Für eine genaue Untersuchung des Strömungsvorganges in Turbinen muss man den Verlauf einiger Grössen längs der Axialkoordinate kennen, insbesondere den von p , P_a und c_a . Nachstehend erörtern wir, wie sich diese Funktionen auf Grund der in den Zwischenräumen zwischen den Schaufelkränzen bekannten Auslegungsdaten ermitteln lassen.

Der Druck nimmt innerhalb einer Stufe nicht etwa linear ab, sondern stufenförmig. Im schaufellosen Zwischenspalt bleibt er annähernd konstant, nimmt dafür aber an den Stellen, wo die Strömung die stärksten Beschleunigungen erfährt, umso rascher ab. Der Druckverlauf an den Schaufeloberflächen, für den im Schrittmum zahlreiche Messungen zu finden sind, hängt stark von der Profilform ab, und ist gegen eine Aenderung der Anströmrichtung empfindlich. In der Kanalmitte sollte es hingenen möglich sein, den Charakter der Drucksenkung in ziemlich allgemein gültiger

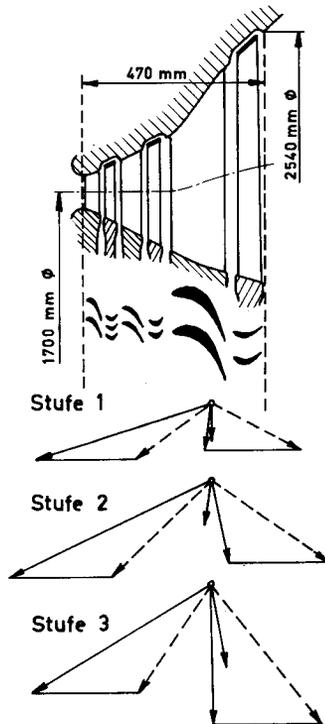


Abb. 2.1.3 Beschauelung und Geschwindigkeitsdreiecke für die Gleichdruckturbine (vgl. auch Zahlentafel 2.1.2)

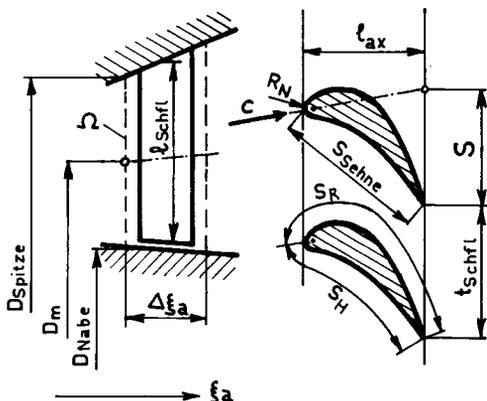


Abb. 2.1.4 Erklärungen zu den Zahlentafeln 2.1.1 und 2.1.2

Form anzugeben, vgl. Abb. 5a. Zu dieser wellenförmigen Kurve gelangt man etwa so, dass man den Druck in logarithmischem Massstab aufträgt und in dieser Darstellungsweise (Abb. 5b) der Verbindungsgeraden der beiden Zwischendrucke vor und nach dem Kranz eine Sinuslinie überlagert, derart, dass die resultierende Kurve in den Zwischenräumen eine horizontale Tangente besitzt.

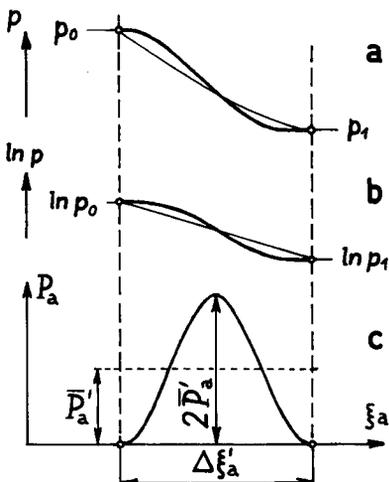


Abb. 2.1.5 Sinusförmige Näherung für den Druckverlauf und für den logarithmischen axialen Druckgradienten in einem Schaufelkranz (gezeichnet für Leitrad)

Zahlentafel 2.1.1

(Ueberdruckturbine)

Stufe:	1				2				3				4				5				6			
Schaufelkranz:	vor 1'	1'	zw. 1', 1" 1"	zw. 1", 2'	2'	zw. 2', 2" 2"	2"	zw. 2", 3'	3'	zw. 3', 3" 3"	3"	zw. 3", 4'	4'	zw. 4', 4" 4"	4"	zw. 4", 5'	5'	zw. 5', 5" 5"	5"	zw. 5", 6'	6'	zw. 6', 6" 6"	6"	nach 6"
ξ_a m	0	0,05		0,10	0,15			0,20	0,26			0,32	0,39			0,46	0,56			0,64	0,75			0,84
i kJ/kg	2700	2675		2650	2614,5			2578,5	2538,5			2497	2452,5			2407,5	2460			2320	2267			2232
p bar	1,40	1,20		1,01	0,790			0,612	0,454			0,330	0,236			0,168	0,111			0,0785	0,0485			0,035
v m ³ /kg	1,25	1,41		1,635	2,05			2,60	3,36			4,40	6,00			8,30	11,8			16,2	25,5			34,3
y _∞ kg/kg	-	0,003		0,011	0,022			0,033	0,045			0,057	0,069			0,082	0,095			0,106	0,121			0,130
c _a m/sec	81,8	81,0		83,8	94,5			103,5	114,7			129,4	155,6			188,3	200			222	252			312
c m/sec	81,8	→ 241,2		89,1	→ 281,3			103,6	→ 301,0			130,0	→ 324,3			188,3	→ 361			224	→ 395			327
w m/sec	-	86,4	→	243,6	94,6	→		289,0	115,1	→		314,2	155,7	→		343,5	200	→		358	→			390
u m/sec	254,5	256,9		259,3	261,7			265,2	269,4			274,1	279,1			284,3	298			310	325			338
D _{Spitze} m	1,7400	1,7706		1,8012	1,8318			1,8784	1,9344			1,9904	2,0556			2,1210	2,3000			2,444	2,642			2,804
D _m m	1,6200	1,6353		1,6506	1,6659			1,6892	1,7172			1,7452	1,7778			1,8105	1,9000			1,972	2,071			2,152
D _{Nabe} m	1,5000	1,5000		1,5000	1,5000			1,5000	1,5000			1,5000	1,5000			1,5000	1,5000			1,500	1,500			1,500
Ω m ²	0,611	0,697		0,781	0,869			1,004	1,172			1,344	1,542			1,765	2,39			2,93	3,72			4,41
l _{Schfl} m		0,126	0,142		0,157	0,177			0,202	0,232			0,262	0,292			0,356	0,434			0,520	0,608		
z -		121	117		121	130			106	108			106	104			71	94			62	70		
t _{Schfl} m		0,042	0,044		0,043	0,040			0,050	0,050			0,052	0,054			0,080	0,064			0,100	0,093		
s _{Sehne} m		0,054	0,054		0,054	0,054			0,067	0,067			0,067	0,066			0,100	0,074			0,109	0,078		
R _N m		0,0025	0,0025		0,0025	0,0025			0,0030	0,0030			0,0030	0,0030			0,0035	0,0030			0,0035	0,0030		
l _{ax} m		0,038	0,038		0,038	0,039			0,047	0,049			0,052	0,054			0,071	0,060			0,088	0,069		
S m		0,039	0,024		0,024	0,037			0,049	0,048			0,047	0,040			0,064	~0,044			0,052	~0,025		
Δξ _a m		0,050	0,050		0,050	0,050			0,060	0,060			0,070	0,070			0,100	0,080			0,110	0,090		
s _H m		0,057	0,057		0,057	0,057			0,069	0,069			0,069	0,068			0,103	0,078			0,110	0,079		
s _R m		0,066	0,066		0,066	0,066			0,096	0,096			0,096	0,082			0,128	0,092			0,127	0,088		
t _{Pa} sec	0	5,4 · 10 ⁻⁴		10,8 · 10 ⁻⁴	15,9 · 10 ⁻⁴			20,4 · 10 ⁻⁴	25,0 · 10 ⁻⁴			29,3 · 10 ⁻⁴	33,7 · 10 ⁻⁴			37,4 · 10 ⁻⁴	42,1 · 10 ⁻⁴			45,6 · 10 ⁻⁴	49,7 · 10 ⁻⁴			52,6 · 10 ⁻⁴
P _a m ⁻¹		3,1	3,5		4,9	5,1			5,2	5,0			4,8	4,8			4,1	4,3			4,3	3,7		
P _{max} sec ⁻¹		620	730		1070	1270			1530	1580			1690	1990			1920	2150			2500	2450		

Leer - Vide - Empty

Zahlentafel 2.1.2

(Gleichdruckturbine)

Stufe:		1				2				3			
Schaufelkranz:		vor 1'	1'	zw. 1', 1" 1"	zw. 1", 2'	2'	zw. 2', 2" 2"	2"	zw. 2", 3'	3'	zw. 3', 3" 3"	3"	nach 3"
ξ_a	m	0	0,05		0,09	0,16		0,21	0,38		0,47		
i	kJ/kg	2700	2584,5		2578,5	2416		2407,5	2284,5		2232		
p	bar	1,4	0,64		0,612	0,179		0,168	0,0565		0,035		
v	m ³ /kg	1,25	2,50		2,60	7,8		8,30	22,1		34,3		
y_∞	kg/kg	-	0,031		0,033	0,079		0,082	0,116		0,130		
c_a	m/sec	100,0	150		120	254		222	283		359		
c	m/sec	100,0	491		123	584		227	544		359		
w	m/sec	-	252		271	362		384	334		471		
u	m/sec	267	267		267	267		267	289		298		
D_{Spitze}	m	1,7936	1,8249		1,8623	1,930		1,980	2,380		2,540		
D_m	m	1,7000	1,7000		1,7000	1,700		1,700	1,840		1,900		
D_{Nabe}	m	1,6064	1,5751		1,5377	1,470		1,420	1,300		1,260		
Ω	m ²	0,500	0,667		0,866	1,229		1,496	3,12		3,82		
l_{Schfl}	m		0,110	0,145		0,200	0,254		0,425	0,585			
z	-		108	254		108	178		54	90			
t_{Schfl}	m		0,050	0,021		0,050	0,030		0,099	0,064			
s_{Sehne}	m		0,070	0,33		0,081	0,039		0,193	0,078			
R_N	m		0,0020	0,0013		0,0025	0,0016		0,0050	0,0035			
l_{ax}	m		0,040	0,032		0,053	0,038		0,146	0,075			
S	m		0,058	0,030		0,055	0,050		0,158	0,068			
$\Delta \xi_a$	m		0,050	0,040		0,070	0,050		0,170	0,090			
s_H	m		0,074	0,040		0,084	0,044		0,207	0,083			
s_R	m		0,098	0,055		0,097	0,064		0,253	0,102			
t	sec	0	$3,3 \cdot 10^{-4}$		$5,3 \cdot 10^{-4}$	$8,4 \cdot 10^{-4}$		$10,0 \cdot 10^{-4}$	$15,5 \cdot 10^{-4}$		$18,0 \cdot 10^{-4}$		
\bar{P}_a	m ⁻¹		15,7	1,1		17,6	1,3		9,6	5,3			
\dot{P}_{max}	sec ⁻¹		5840	560		10400	1020		7430	4280			

Leer - Vide - Empty

Auf Grund dieser Kurve für $\ln p(\xi_a)$ lässt sich auch der Verlauf des logarithmischen axialen Druckgradienten P_a leicht ermitteln, wie es in Abb. 5c auch getan ist. P_a verläuft cosinusförmig, geht in allen Zwischenräumen auf den Wert Null zurück und hat dazwischen ein Maximum von der Höhe $2\bar{P}_a$ (\bar{P}_a berechnet sich aus Gl. (3)).

Auch der Axialgeschwindigkeitsverlauf $c_a(\xi_a)$ kann auf ähnliche Weise abgeschätzt werden. Aus der Turbinenauslegung sind die c_a -Werte in den Zwischenräumen bekannt. Zwischen ihnen würde c_a gleichmässig verlaufen (Linie k in Abb. 6), falls die Schaufeln unendlich dünn wären. Da aber diese einen Teil des Strömungsquerschnittes versperren, muss c_a im Kranz ansteigen. Abschätzen kann man dies etwa so, dass man den Geschwindigkeitswert, der dem gleichmässigen Verlauf entsprechen würde, im Verhältnis der Querschnittsversperrung erhöht, vgl. Bild.

Die auf diese Weise erhaltenen Kurven für $P_a(\xi_a)$ und $c_a(\xi_a)$ sind für die ausgelegte Ueberdruckturbinen in Abb. 7, für die Gleichdruckturbinen in Abb. 8 dargestellt. Zur Berechnung der Durchströmzeiten t aus Gl. (1) für die beiden Zahlentafeln 1 und 2 wurden diese c_a -Kurven benützt.

Eine weitere Grösse, deren Kenntnis in den folgenden Abschnitten vorausgesetzt wird und die mit dem logarithmischen axialen Druckgradienten nahe verwandt ist, ist die Expansionsschnelligkeit

$$\dot{p} = - \frac{1}{p} \frac{dp}{dt} = P_a c_a \quad (4)$$

Ihren Verlauf innerhalb der Schaufelkränze werden wir meistens mit einer cosinusförmigen Linie annähern, die mit dem Wert Null beginnt und endet (vgl. z. B. in Abb. 2.9.3). Ihre Scheitelhöhe beträgt

$$\dot{p}_{\max} = (P_a c_a)_{\max} \quad (5)$$

Für die vorliegenden Turbinen wurde \dot{p}_{\max} aus dem P_a - und c_a -Verlauf für jeden Kranz bestimmt und in die Zahlentafeln eingetragen.

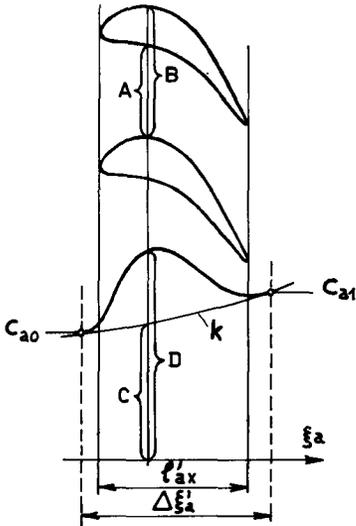


Abb. 2.1.6 Geschätzter Verlauf der Axialgeschwindigkeit in einem Schaufelkranz.
Es soll A:B = C:D sein.

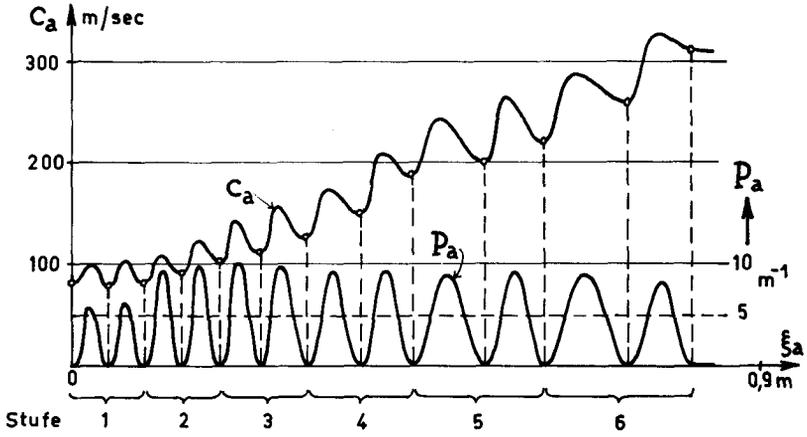


Abb. 2.1.7 Verlauf von $P_a(\xi_a)$ und $c_a(\xi_a)$ in der Ueberdruckturbin

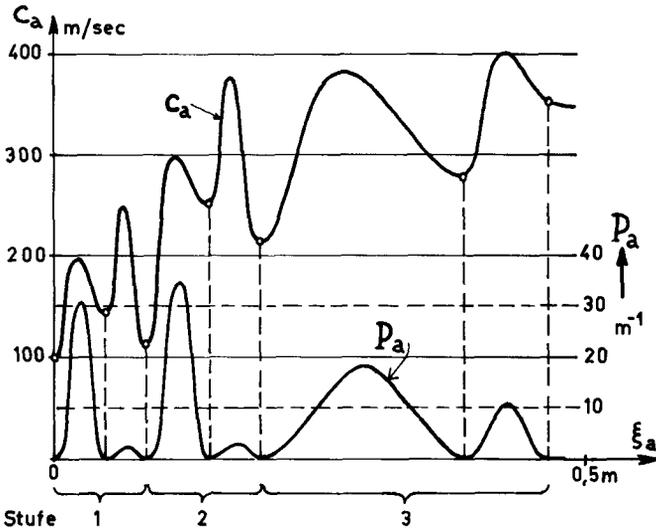


Abb. 2.1.8 Verlauf von $P_a(\xi_a)$ und $c_a(\xi_a)$ in der Gleichdruckturbin

2.2 Schleppkräfte und Wärmeübergang zwischen Tropfen und Dampf

In der vorliegenden Arbeit setzen wir immer stillschweigend voraus, dass die Wassertropfen kugelförmig sind, falls das Gegenteil nicht ausdrücklich vermerkt wird. Diese Annahme trifft für die wichtigsten Tropfengrößen (Durchmesser $< 1 \mu$) ausgezeichnet zu. So kleine Tropfen können nämlich der Dampfbewegung gut folgen, wodurch die durch die Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Dampf bedingte Variation der Druckkräfte am Umfang, die die Verzerrung verursacht, in engen Grenzen bleibt; die Oberflächenspannung ist somit imstande, für die Aufrechterhaltung der Kugelform zu sorgen. Bei grösseren Tropfen treten grössere Relativgeschwindigkeiten auf, und die verzerrenden Kräfte können u. U. so gross werden, dass sie den Tropfen nicht nur in Formänderungsschwingungen bringen, sondern auch zerreißen. Auf diese Fragen wird im Abschnitt 2.8 näher eingegangen.

Wir definieren für die Kugel den Widerstandskoeffizienten c_D und die Wärmeübergangszahl α_r auf die übliche Weise durch

$$W = c_D (\pi r^2) \left(\frac{1}{2} \rho_d U_r^2 \right), \quad (1)$$

bzw.

$$\dot{Q} = \alpha_r (4\pi r^2) (T_r - T_{r,ad}). \quad (2)$$

Hier ist W die Schleppkraft, die vom Dampf aus den Tropfen ausgeübt wird, wenn die Relativgeschwindigkeit U_r beträgt. \dot{Q} ist die vom Tropfen sekundlich abgeführte Wärme. Die "adiabatische Tropfentemperatur" $T_{r,ad}$ ist um die Grenzschichtwärme ΔT_{GS} höher, als die Temperatur T_d des umgebenden Dampfes:

$$T_{r,ad} = T_d + \Delta T_{GS}. \quad (3)$$

ΔT_{GS} wird erst bei grossen Relativgeschwindigkeiten merklich. (Bei Dampf erreicht sie 1°C bei etwa $U_r = 60 \text{ m/sec}$). Oft wird α_r auch mit Hilfe der Nusselt-Zahl ausgedrückt, welche definiert ist durch

$$Nu_r = \frac{2r \cdot \alpha_r}{\lambda_d}. \quad (4)$$

Die ganze Frage der Schleppkraft und Kondensation ist somit auf die Bestimmung von c_D , α_r und ΔT_{GS} zurückgeführt. Bevor wir aber Formeln für ihre Berechnung angeben, müssen wir etwas Grundsätzliches über Strömungen im allgemeinen erörtern.

Die Navier-Stokes-Gleichungen, auf welchen die übliche Betrachtung von Strömungen beruht, setzen ein kontinuierliches Medium voraus. Wenn diese Annahme

der Wirklichkeit gut nahekkommt, sprechen wir von einer **Kontinuumsströmung**. Wenn aber infolge der sehr kleinen Dichte des Mediums oder der sehr kleinen Abmessungen der umströmten Körper die freie Weglänge der Moleküle Grössenordnungen annimmt, die mit den Körperabmessungen vergleichbar sind, treten Abweichungen von der Kontinuumsströmung auf.

Als Mass dieser Abweichungen benützt man die **Knudsen-Zahl Kn**, die das Verhältnis der mittleren freien Weglänge zur Hauptabmessung des fraglichen Körpers (in unserem Fall zum Tropfendurchmesser $2r$) angibt

$$\text{Kn} \equiv \frac{\bar{l}}{2r} \quad . \quad (5)$$

Zur Berechnung der mittleren freien Weglänge steht uns die aus der kinetischen Gastheorie gewonnene Formel zur Verfügung:

$$\bar{l} = 1,5 \sqrt{\alpha} \frac{\nu_d}{a_d} = 1,5 \frac{\mu_d}{\rho_d \sqrt{RT_d}} \frac{(1,5 \mu_d \sqrt{RT_d})}{p} \quad , \quad (6)$$

wo ν_d und μ_d die kinematische bzw. dynamische Viskosität des Dampfes und a_d die Schallgeschwindigkeit in demselben bedeuten. Die Grösse $(1,5 \mu_d \sqrt{RT_d})$ ist in Funktion des Dampfdruckes im Kurvenblatt III (Anhang) aufgetragen, und im Kurvenblatt I ist die mittlere freie Weglänge in gesättigtem Dampf, \bar{l}_s , als Funktion des Druckes dargestellt. Man sieht, dass z. B. in gesättigtem Dampf von $p = 1 \text{ bar} = 10^5 \text{ N/m}^2$ ($T_d = T_s = 99,6^\circ$) die mittlere freie Weglänge etwa $\bar{l} = 8 \cdot 10^{-8} \text{ m}$ beträgt. Mit Hilfe von Gl. (6) kann man Kn auch durch die Reynolds-Zahl

$$\text{Re}_r \equiv \frac{2r \cdot U_r}{\nu_d} = \frac{2r \rho_d U_r}{\mu_d} \quad (7)$$

und die Machzahl

$$\text{M}_r \equiv \frac{U_r}{a_d} \quad (8)$$

ausdrücken:

$$\text{Kn} = \frac{1,5}{2r} \frac{\mu_d}{\rho_d \sqrt{RT_d}} = 1,5 \sqrt{\alpha} \frac{\text{M}_r}{\text{Re}_r} \quad . \quad (9)$$

Sind die Abweichungen von der Kontinuumsströmung nicht sehr stark, dann ist es möglich, eine Theorie aufzustellen, die mit der Erfahrung gut übereinstimmende Resultate liefert, indem man die Navier-Stokes Gleichungen als gültig beibehält, aber die Haftbedingung an der Wand aufgibt und sie durch das Postulat einer endlichen Geschwindigkeit an der Wand, der sog. Schlupfgeschwindigkeit, ersetzt. Daher werden solche Strömungen als **Schlupfströmungen** ("slip flow") bezeichnet. In analoger Weise wird auch bei der Temperatur ein Sprung zwischen Wandtemperatur und Strömungsmitteltemperatur an der Wand angenommen.

Bei den ganz grossen Knudsen-Zahlen, wo die Körperabmessungen klein sind gegenüber der freien Weglänge der Moleküle, lassen sich die Vorgänge auf Grund der kinetischen Gastheorie berechnen, weil man hier das "Strömungsmedium" als eine Schar von einzelnen, unabhängigen Teilchen betrachten kann. In solchen Fällen spricht man von Freimolekülströmungen ("free molecular flow").

Zwischen Schlupfströmungen und Freimolekülströmungen erstreckt sich ein Gebiet, das bis heute keiner theoretischen Behandlung zugänglich ist, das Gebiet der sog. Uebergangsströmungen ("transition flow"). Die hierfür benützten c_D - und α_r -Werte ermittelt man mangels anderer Unterlagen durch Extrapolation aus den beiden Nachbargebieten her.

Es sind keine scharfen Grenzen zwischen diesen Strömungsformen vorhanden. Doch kann man sich etwa an folgende Aufteilung halten:

- Kn < 0,01 : Kontinuumsströmung
- 0,01 < Kn < 0,18 : Schlupfströmung
- 0,18 < Kn < 4,5 : Uebergangsströmung
- Kn > 4,5 : Freimolekülströmung.

Eine sehr gute Zusammenfassung all dieser Fragen befindet sich in [15].

Für die Kontinuumsströmungen ergibt sich aus der Aehnlichkeitstheorie, dass c_D und Nu_r von der Reynolds-Zahl abhängen. (Mit Index o kennzeichnen wir die für Kontinuumsströmungen gültigen Werte.) Wir schreiben also

$$c_D = c_{Do} = c_{Do}(Re_r) , \tag{10}$$

$$Nu_r = Nu_{ro} = Nu_{ro}(Re_r) . \tag{11}$$

Die Art der Abhängigkeit wurde empirisch bestimmt, siehe dazu die Darstellungen in [16] bzw. [17]. Grundsätzlich hätte man in Gl.(11) auch noch eine Abhängigkeit von der Prandtl-Zahl

$$Pr = \frac{c_p \mu_d}{\lambda_d} \tag{12}$$

berücksichtigen müssen; die Variation von Pr ist aber unter unseren Verhältnissen so unbedeutend, dass der Effekt keine Rolle spielt.

Für sehr kleine Reynolds-Zahlen können die Relationen auch analytisch hergeleitet werden:

$$c_{Do} = \frac{24}{Re_r} = \frac{12 \mu_d}{\rho_d U_r r} \text{ ("Stokes-Gesetz")} \tag{13}$$

$$Nu_{ro} = 2 \quad \text{oder} \quad \alpha_{ro} = \frac{\lambda_d}{r} \tag{14}$$

} für $Re_r < 1$.

Für einen etwas höher liegenden Bereich der Reynolds-Zahlen, der vor allem für die von Schaufelkanten abgerissenen Tropfen wichtig ist, gilt auf Grund von Experimenten (vgl. [16] bzw. [17])

$$c_{D0} \approx \frac{12,0}{\sqrt{Re_r}} , \quad (15)$$

$$Nu_{r0} \approx 0,66 \sqrt{Re_r} \text{ oder } \alpha_{r0} \approx 0,33 \sqrt{Re_r} \cdot \frac{\lambda_d}{r} \quad \left. \vphantom{Nu_{r0}} \right\} \text{für } 20 < Re_r < 800 . \quad (16)$$

Für die Grenzschichtwärmmung gilt bei (laminaren) Kontinuumsströmungen (vgl. etwa [16])

$$\Delta T_{GS0} = \sqrt{Pr} \frac{U_r^2}{2c_p} . \quad (17)$$

Für Schlupfströmungen gelten (vgl. [15])

$$c_D = c_{D0} \frac{(1 + 15 Kn)(1 + 4 Kn) + \frac{24}{\pi} Kn^2}{(1 + 15 Kn)(1 + 6 Kn) + \frac{36}{\pi} Kn^2 (4 + 18 Kn)} , \quad (18)$$

$$\alpha_r = \alpha_{r0} \frac{1}{1 + 3,42 \frac{M_r}{Re_r Pr} Nu_0} = \alpha_{r0} \frac{1}{1 + \frac{3,42 Nu_0}{1,5 \sqrt{Pr}} Kn} , \quad (19)$$

$$\Delta T_{GS} \approx \Delta T_{GS0} . \quad (20)$$

Hier sind c_{D0} bzw. α_{r0} der Reynolds-Zahl entsprechend einzusetzen.

Für Freimolekülströmungen findet man von der Tropfengrösse unabhängige c_D - und α_r -Werte. Sie sind in [15] in exakter Form angegeben. Wir schreiben sie hier nur für die uns interessierenden kleinen Machzahlen an, was eine starke Vereinfachung der Ausdrücke mit sich bringt. Weiter setzen wir voraus, dass das Zurückprallen der Moleküle von der Tropfenoberfläche reemissionsartig erfolgt. Das bedeutet, dass die Energieverteilung der zurückgestossenen Moleküle durch die zur Temperatur der Oberfläche gehörenden Maxwell-Verteilung bestimmt ist, ungeachtet dessen, welche Energien diese vor dem Aufprallen innehatten - und dass die Flugrichtungen der zurückgestossenen Moleküle einer räumlichen Cosinus-Verteilung gehorchen, ohne Rücksicht auf die Flugrichtungen vor dem Aufprall. Durch Experimente fand man, dass bei verschiedenen Gas-Metall-Kombinationen etwa 90 % der Moleküle auf diese Art zurückgestossen werden; für Tropfen und Dampf, wo die Oberfläche und das Medium aus gleichen Molekülen bestehen, ist ein noch viel bes-

seres Zutreffen dieser Annahme zu erwarten. Wir setzen voraus, dass sie für alle Moleküle gültig ist. Somit ergeben sich folgende Formeln:

$$c_D = \frac{35}{6\sqrt{\pi}} \frac{2}{\sqrt{\kappa}} \left(1 + \frac{4\pi}{35} \sqrt{\frac{T_r}{T_d}} \right) \frac{1}{M_r} \approx \frac{5,50 a_d}{U_r}, \quad (21)$$

$$\alpha_r = \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{2}{\kappa}} \frac{\kappa+1}{\kappa} c_p \varrho_d a_d \approx 0,305 c_p \varrho_d a_d, \quad (22)$$

$$\Delta T_{GS} \approx 2,65 \frac{\kappa}{2} \frac{\kappa-1}{\kappa+1} T_d M_r^2 \approx 0,754 \frac{U_r^2}{c_p}, \quad (23)$$

wobei $\kappa \approx 1,32$ und $T_r \approx T_d$ verwendet wurden. Diese Gleichungen lassen sich mit Hilfe von (7), (9), (12), (13), (14) und (17) auf folgende Form bringen:

$$c_D \approx c_{D0} \frac{1,5\sqrt{\kappa} 5,50/24}{Kn} \approx c_{D0} \frac{0,395}{Kn} \quad (24)$$

$$\alpha_r \approx \alpha_{r0} \frac{1,5\sqrt{\kappa} \cdot 0,305 Pr/2}{Kn} \approx \alpha_{r0} \frac{0,315}{Kn} \quad (25)$$

für $Re_r < 1$,

$$\Delta T_{GS} \approx \Delta T_{GS0} \cdot \frac{2,65 \kappa}{\kappa+1} \frac{1}{\sqrt{Pr}} \approx \Delta T_{GS0} \cdot \frac{1,51}{Pr}. \quad (26)$$

Grössere Reynolds-Zahlen treten nur bei grösseren Tropfen auf, und bei diesen sind die Abweichungen von der Kontinuumsströmung sowieso unmerklich.

Für Uebergangsströmungen besitzen wir zwar heute keine Formeln, jedoch ist eine Extrapolation von beiden Nachbargebieten her umso besser möglich, weil die für Schlupfströmungen angegebenen Lösungen für grosse Knudsen-Zahlen ziemlich gut in diejenigen für Freimolekülströmungen übergehen.

Wenn man die Formeln (10), (18), (24) bzw. (11), (19), (25) miteinander vergleicht, drängt sich die Idee auf, den Widerstandskoeffizienten und die Wärmeübergangszahl (für kleine Reynoldszahlen) in je einer einzigen Formel darzustellen, die alle Strömungstypen umfasst. Diese sollen lauten:

$$c_D = c_{D0} \cdot f_{c_D}(Kn), \quad (27)$$

$$\alpha_r = \alpha_{r0} \cdot f_{\alpha_r}(Kn), \quad (28)$$

wo c_{D0} und α_{r0} durch die Gln.(13) bzw. (14) gegeben sind. Die Funktionen f_{c_D} und f_{α_r} haben den Wert Eins für Kontinuumsströmungen und sind im übrigen durch die Faktoren in den Gln.(18), (24) bzw. (19), (25) gegeben. Abb.1 zeigt ihren Verlauf. Im nachfolgenden werden wir unter f_{c_D} und f_{α_r} stets folgende Ausdrücke verstehen:

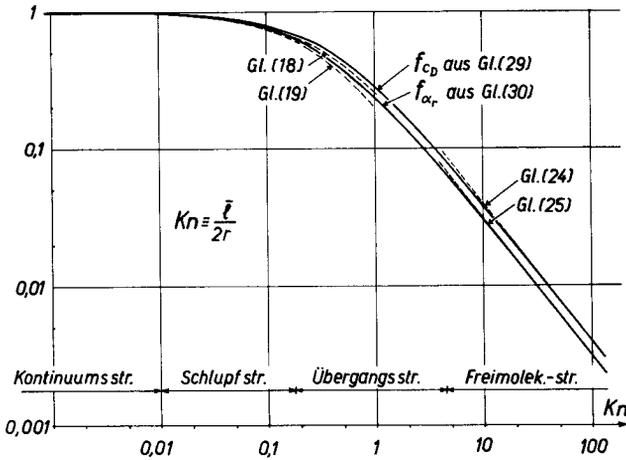


Abb. 2.2.1 Die Funktionen $f_{c_D} = c_D/c_{D0}$ und $f_{\alpha_r} = \alpha_r/\alpha_{r0}$ zur Berücksichtigung des Einflusses kleiner Dampfdichten auf den Widerstandsbeiwert und auf die Wärmeübergangszahl bei einer Kugel

$$f_{c_D} = \frac{1}{1 + 2,53 Kn} \quad (29)$$

$$f_{\alpha_r} = \frac{1}{1 + 3,18 Kn} \quad (30)$$

Sie erlauben eine einfache und hinreichend genaue Wiedergabe der Verhältnisse über den gesamten Kn -Bereich, wie es aus Abb. 1 ersichtlich ist. In den Berechnungen der vorliegenden Arbeit wird der Einfluss der geringen Dampfdichten immer mit Hilfe dieser Formeln berücksichtigt.

Für geringe Reynolds-Zahlen ($Re_r < 1$) wird daher mit

$$c_D = \frac{24}{Re_r} \frac{1}{1 + 2,53 Kn} \quad (31)$$

bzw. mit

$$\alpha_r = \frac{\lambda_d}{r} \frac{1}{1 + 3,18 Kn} \quad (32)$$

gerechnet. Für grosse Reynolds-Zahlen ist der Dichteeffekt im Falle von Wassertropfen in der Turbine meistens gering (weil die Knudsen-Zahlen klein sind), so dass man einfach die Gln. (15) und (16) benutzen darf.

Zum Schluss muss noch auf einen Effekt hingewiesen werden. Alle soeben aufgeführten Formeln gelten für den Fall, dass das Strömungsmedium an der Kugel vorbeiströmt. Wegen der Kondensation an der Tropfenoberfläche wird aber dieser Umströmung eine radiale Senkenströmung überlagert. Es wurde eingehend untersucht, ob diese durch Kondensation hervorgerufene Störung unter unseren Verhältnissen imstande sei, merkliche Aenderungen der c_D - und α_r -Werte zu verursachen. Das Ergebnis ist auch für den Fall der kleinen Tropfen, an denen die Kondensation am heftigsten ist, negativ ausgefallen; der Einfluss der Kondensation macht nie mehr als 1 bis 2 % Aenderung aus. Das wird sofort plausibel, wenn man bedenkt, dass der Effekt nur dort auftreten kann, wo α_r (und auch c_D) schon sowieso beträchtlich gross ist.

Als Mass für die Trägheit eines Tropfens wollen wir nun zwei Grössen einführen.

Die mechanische Trägheit des Tropfens lässt sich durch eine "Bremszeit" Δt_{brems} charakterisieren. Diese wird definiert als

$$\Delta t_{\text{brems}} \equiv - \frac{U_r}{\dot{c}_r}, \quad (33)$$

wo $U_r = c_r - c$ die Relativgeschwindigkeit des Tropfens gegenüber dem Dampf und \dot{c}_r seine augenblickliche absolute Beschleunigung bedeuten. Wenn die Strömungsgeschwindigkeit c des Dampfes konstant ist, dann ist \dot{c}_r gleich der relativen Beschleunigung \dot{U}_r und demzufolge gibt Δt_{brems} diejenige Zeit an, in welcher der Tropfen die Dampfgeschwindigkeit erreichen würde ($U_r = 0$), falls seine Beschleunigung diesen konstanten Wert beibehalten würde. Newtons Gesetz für den Tropfen lautet $m_r \dot{c}_r = -W$, wo W durch Gl. (1) gegeben ist und die Tropfenmasse m_r auch durch den Radius ausgedrückt werden kann. Somit wird aus Gl. (33)

$$\Delta t_{\text{brems}} = \frac{8 \varrho_w r}{3 \varrho_d c_D U_r}, \quad (34)$$

Für kleine Reynolds-Zahlen gilt für c_D Gl. (31), welche auf

$$\Delta t_{\text{brems}} = \frac{1 + \frac{1,27 \bar{l}}{r}}{(9\mu_d/2\varrho_w)} r^2 \quad (\text{für } Re_r \lesssim 1) \quad (35)$$

führt. Für unseren anderen wichtigen Reynolds-Zahl-Bereich, nämlich für abgerisene, "grosse" Tropfen, gilt Gl. (15) und dementsprechend

$$\Delta t_{\text{brems}} = \frac{r^2}{(9\mu_d/2\varrho_w)} \frac{2}{\sqrt{Re_r}} \quad (\text{für } 20 < Re_r < 800), \quad (36)$$

wobei allerdings der Einfluss der Knudsen-Zahl nicht berücksichtigt wurde. Die Stoffgrössen finden sich auf Kurvenblatt III im Anhang.

Die thermische Trägheit des Tropfens kann auf ganz analoge Weise durch eine "Abkühlzeit" Δt_{abk} charakterisiert werden. Ihre Definition erhält man, wenn man in Gl. (33) statt Relativgeschwindigkeit Uebertemperatur, statt Beschleunigung Erwärmung einsetzt. Sie lautet also

$$\Delta t_{\text{abk}} \equiv - \frac{T_r - T_d}{\dot{T}_r} . \quad (37)$$

An die Stelle von Newtons Gesetz tritt die Abkühlungsformel $-c_w m_r \dot{T}_r = \dot{Q}$, wo die abgeführte Wärme \dot{Q} durch Gl. (2) gegeben ist. Daraus folgt, analog zu Gl. (34),

$$\Delta t_{\text{abk}} = \frac{\varrho_w c_w r}{3 \alpha_r} . \quad (38)$$

Für kleine Reynolds-Zahlen nimmt sie mit Gl. (32) die Form

$$\Delta t_{\text{abk}} = \frac{1 + \frac{1,59 \bar{I}}{r}}{(3\lambda_d/\varrho_w c_w)} r^2 \quad (\text{für } Re_r \lesssim 1) \quad (39)$$

an, für etwas grössere Reynolds-Zahlen mit Gl. (16) die Form

$$\Delta t_{\text{abk}} = \frac{r^2}{(3\lambda_d/\varrho_w c_w)} \frac{1}{3,3 \sqrt{Re_r}} \quad (\text{für } 20 < Re_r < 800) , \quad (40)$$

wobei der Einfluss der Knudsen-Zahl wiederum vernachlässigt wurde. Für die Stoffgrößen vgl. Kurvenblatt III im Anhang.

Als Beispiel berechnen wir die Brems- und Abkühlzeit aus Gl. (35) bzw. (39) für einige Tropfengrößen in gesättigtem Dampf bei $p = 0,12$ bar. Die Werte gelten für Tropfen, die mit dem Dampf praktisch mitströmen ($U_r \approx 0$). Zum Vergleich sind in Klammern die entsprechenden Werte für $U_r = 200$ m/sec aufgeführt, falls diese Annahme Reynolds-Zahlen ergab, die im Gültigkeitsbereich der Gln. (36) bzw. (40) lagen.

Zahlentafel 2.2.1

r	m	10^{-8}	10^{-7}	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}
Δt_{brems}	sec	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$ ($0,7 \cdot 10^{-3}$)	0,190 (0,022)
Δt_{abk}	sec	$6,2 \cdot 10^{-7}$	$6,8 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$7,5 \cdot 10^{-3}$ ($3,9 \cdot 10^{-3}$)	0,69 (0,12)

Trägheitseffekte wird man bei solchen Tropfen erwarten dürfen, deren Trägheitszeiten mit den Strömungszeiten vergleichbar sind. Der Dampf braucht etwa $5 \cdot 10^{-4}$ Sekunden, um durch einen Schaufelkranz zu strömen; grob kann man also sagen, dass die Trägheitseffekte erst bei $r \gtrsim 10^{-6}$ m bedeutend werden. Aus den Zahlen ist ersichtlich, dass die Wärmeträgheit eines Tropfens etwas grösser ist als seine mechanische Trägheit.

2.3 Das physikalische Verhalten des Dampfes im Nassdampfgebiet

a) Uebersättigung und Unterkühlung

Ein sich selbst überlassenes System, das zwei Phasen des gleichen Stoffes enthält, strebt einem Gleichgewichtszustand entgegen. In diesem sog. thermodynamischen Gleichgewicht herrscht überall im System konstante Temperatur ("Sättigungstemperatur") und konstanter Druck ("Sättigungsdruck"). Zwischen diesen beiden Grössen besteht eine feste Beziehung, die allerdings von Stoff zu Stoff verschiedenen ist ("Dampfdruckkurve"). Sie kann angegeben werden in der Form

$$T_s = T_s(p) \text{ oder } p_s = p_s(T), \quad (1)$$

je nachdem, ob man sich den Druck oder die Temperatur vorgeschrieben denkt.

Im Falle von Kondensation muss die Kondensationswärme, die an denjenigen Oberflächen, wo sich der Dampf niederschlägt, laufend freigesetzt wird, auch laufend weggeführt werden. Wäre das nicht der Fall, so würde eine Erwärmung der Oberflächen und dadurch eine Verhinderung der weiteren Kondensation eintreten. Falls die Abgabe der Wärme nach aussen nicht möglich ist, so muss sie an die Dampfphase abfliessen, wozu diese etwas kälter sein muss, als die Kondensationsflächen. Durch die Güte des Wärmeübergangsprozesses wird die Schnelligkeit der Kondensation bestimmt.

Wenn anfangs überhitzter Dampf während der Expansion etwa in einer Turbine oder Düse den Sättigungszustand erreicht, dann steht zunächst für die Kondensation nur diejenige Oberfläche zur Verfügung, welche die festen Wandungen und die eventuell im Dampf schwebenden Staubteilchen darstellen. Die an diesen einsetzende Kondensation ist aber, wie in Abschn. 2.4 gezeigt wird, zu schwach, um merkliche Wassermengen auszuscheiden. Der Dampf expandiert praktisch so weiter, als ob gar kein Wasser ausgeschieden würde, und gerät somit in labile Zustände. Diese labilen Zustände sind dadurch gekennzeichnet, dass der Sättigungszustand zwar schon überschritten wurde, aber Druck und Temperatur trotzdem nicht der festen Beziehung

gehörchen, welche in Gl. (1) wiedergegeben ist. Vielmehr ist der Dampfdruck p höher, als der zur Dampftemperatur T_d gehörende Sättigungsdruck $p_s(T_d)$ oder, mit den Temperaturen ausgedrückt, ist die Dampftemperatur niedriger als die zum Dampfdruck gehörende Sättigungstemperatur $T_s(p)$, vgl. Abb. 1.

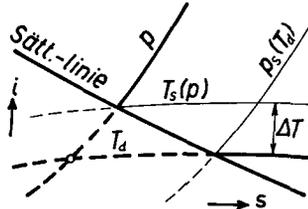


Abb. 2.3.1 Zur Definition der Uebersättigung und der Unterkühlung

Als Mass für die Abweichung eines solchen labilen Zustandes vom thermodynamischen Gleichgewicht benützt man die sogenannte Uebersättigung Π , welche das Verhältnis des Dampfdruckes zu dem zur Dampftemperatur gehörenden Sättigungsdruck angibt:

$$\Pi \equiv \frac{p}{p_s(T_d)} . \tag{2}$$

Oft werden wir auch dessen Logarithmus, die "logarithmische Uebersättigung" Λ benützen:

$$\Lambda \equiv \ln \Pi = \ln \frac{p}{p_s(T_d)} . \tag{3}$$

Ebensogut kann aber ein solcher Zustand durch die Unterkühlung gekennzeichnet werden. Diese wird definiert als der Unterschied zwischen Sättigungstemperatur und tatsächlicher Dampftemperatur:

$$\Delta T \equiv T_s(p) - T_d . \tag{4}$$

Zwischen der Uebersättigung und der Unterkühlung besteht folgender einfacher Zusammenhang. Entwickeln wir die durch Gl. (1) gegebene Dampfdruckkurve beim Druck $p = p_b$ in die Taylorsche Form

$$T_s(p) = T_s(p_b) + \left. \frac{dT_s}{d \ln p} \right|_{p_b} \cdot \lambda + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2 T_s}{(d \ln p)^2} \right|_{p_b} \cdot \lambda^2 + \dots , \tag{5}$$

wo

$$\lambda \equiv \ln \frac{p}{p_b} .$$

$T_s(p_b)$ sowie die weiteren Koeffizienten sind Stoffgrößen. Wählt man nun den Bezugsdruck so, dass $p_b = p_s(T_d)$, dann wird $\lambda = \Lambda$ und deshalb

$$T_s(p) = T_d + \left. \frac{dT_s}{d \ln p} \right|_{p_s(T_d)} \cdot \Lambda + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2 T_s}{(d \ln p)^2} \right|_{p_s(T_d)} \cdot \Lambda^2 + \dots$$

Daraus folgt, mit der Abkürzung

$$K = K(T_d, \Lambda) \equiv \frac{1}{T_d} \left(\left. \frac{dT_s}{d \ln p} \right|_{p_s(T_d)} + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2 T_s}{(d \ln p)^2} \right|_{p_s(T_d)} \cdot \Lambda + \dots \right), \quad (6)$$

der gesuchte Zusammenhang:

$$\Delta T = K T_d \Lambda = K T_d \ln \Pi. \quad (7)$$

Diese Beziehung wird in den nachfolgenden Berechnungen oft verwendet. Die Funktion K ist im Kurvenblatt II (s. Anhang) abgebildet.

Durch die Wahl $p_b = p$ gelangt man auf ganz ähnliche Weise zu einem Umrechnungsfaktor $K(p, \Lambda)$, welcher im Kurvenblatt I dargestellt wurde. Dann berechnet man ΔT besser aus der Formel

$$\Delta T = T_s(p) \frac{K \Lambda}{1 + K \Lambda}, \quad (8)$$

die durch Elimination von T_d aus Gl. (7) mittels der Gl. (4) entsteht.

Ob man Gl. (7) oder Gl. (8) benützt, hängt davon ab, ob T_d oder p gegeben ist.

b) i, s -Diagramm für vollständig unterkühlten Dampf

Die beiliegende i, s -Tafel (s. Anhang) stellt eine Ergänzung des bekannten Diagrammes von Dzung und Rohrbach dar, vgl. [18], für den Fall, dass der Dampf in einer gewissen Zone unterhalb der Sättigungslinie trocken-unterkühlte Zustände annimmt.

Ueblicherweise nennt man diejenige Grenze in einem i, s -Diagramm, bei welcher die Unterkühlung infolge spontaner Kondensation des Dampfes zusammenbricht, die "Wilson-Linie", und man zeichnet sie ungefähr parallel zu den $x = \text{konst.}$ Linien ein. Es wurde aber vielfach erkannt (vgl. etwa [19], [20], [31]), dass es sich hierbei um keine feststehende Grenze handelt, sondern dass die Kondensation je nach den Verhältnissen früher oder später auftreten kann. Dabei spielt die Schnelligkeit des Druckabfalles an der Stelle, wo die Kondensation eintritt, die massgebende Rolle. Die in [45] entwickelte Methode (vgl. hierzu auch Abschn. 2.5d) bietet einen Weg, diesen Einfluss rechnerisch zu erfassen.

Für mehrere, parallel verschobene Expansionslinien wurde die Lage des Wilson-Punktes in Abhängigkeit von der Expansionsschnelligkeit \dot{P} rechnerisch bestimmt. Die Verbindung der zum selben \dot{P} gehörenden Wilson-Punkte lieferte dann die gesuchten Wilson-Linien. Für Wilson-Kammern und dgl. gilt etwa $\dot{P} = 10$, für Turbinenstufen $\dot{P} = 500$ bis 5000, für kurze Laval-Düsen 1000 bis 10000 und noch mehr. Der Verlauf der Linien stimmt mit den Resultaten der sorgfältig ausgeführten Messungen von Binnie und Woods [21] sehr gut überein.

Nach dem Wilson-Punkt wird im expandierten Dampf zwar kein vollkommenes, doch ein annäherndes thermodynamisches Gleichgewicht hergestellt. Daher sind im unterhalb der Wilson-Linien liegenden Teil des Diagrammes die für das thermodynamische Gleichgewicht gültigen Verhältnisse aufgeführt, genau so, wie sie üblicherweise dargestellt werden. Im Bereiche der verschiedenen Wilson-Linien überlappen sich beide Kurvenscharen, weil ja der Uebergang von der einen auf die andere bei verschiedenen schnellen Expansionen an verschiedenen Stellen erfolgt.

c) Das Verhalten kleiner Wassertropfen im Dampf

In thermodynamischer Hinsicht besteht ein wesentlicher Unterschied zwischen einer gekrümmten Wasserfläche, wie sie die Oberfläche eines Tropfens darstellt, und einer flachen, wie sie etwa an den Wandungen und grösseren Fremkörpern zustandekommen kann. Der Unterschied rührt davon her, dass je stärker die Krümmung der Oberfläche, desto schwächer die resultierende intramolekulare Anziehungskraft ist, die ein Molekül in der Oberflächenschicht festhält. Die praktische Folge davon ist, dass ein Tropfen nur in einer übersättigten Dampfatmosfera fortdauernd bestehen kann, und zwar muss die Uebersättigung umso grösser sein, je kleiner der Tropfen ist.

Die Grösse dieser zur Stabilität des Tropfens vom Radius r nötigen Uebersättigung Π_r ist durch die sog. Thomsonsche Formel¹⁾ gegeben:

$$\ln \Pi_r = \frac{2 \sigma}{\rho' RT} \cdot \frac{1}{r} . \quad (9)$$

Hier ist σ die Oberflächenspannung und ρ' die Dichte des Wassers, R die spezifische Gaskonstante des Dampfes. Bei der Ableitung wurde überall die gleiche Temperatur T vorausgesetzt. Die Grösse $2\sigma/\rho'RT$ ist im Kuvenblatt II (Anhang) in Funktion der Temperatur aufgetragen.

1) Oft wird sie auch als Helmholtzsche oder Kelvin-Helmholtzsche Formel bezeichnet.

Wenn man Zahlen einsetzt, sieht man, dass diese Uebersättigung erst für sehr kleine Tropfen merklich wird. Z. B. bei $T = 30^{\circ}\text{C}$ gilt folgende Tabelle:

Zahlentafel 2.3.1

r (Meter)	∞	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-7}	10^{-8}	10^{-9}
Π_r	1	1,000 00	1,000 01	1,000 10	1,001 00	1,010 05	1,105	2,72
$\Delta T_r \text{ }^{\circ}\text{C}$	0	0,000	0,000	0,002	0,017	0,17	1,7	17

Bei der Ableitung der Thomsonschen Formel wird angenommen, dass die Oberflächenspannung auch für ganz kleine, aus wenigen Molekülen bestehende Wassertropfen denselben Wert hat, wie für eine ebene Wasseroberfläche. Diese Annahme trifft sicher nicht zu, jedoch haben wir bis heute keine festen Kenntnisse über die Variation von σ mit r. Sogar in Bezug darauf gehen die Auffassungen auseinander, ob der in Gl. (9) einzusetzende σ -Wert für kleine Tropfen kleiner oder grösser ist, als der an ebenen Flächen feststellbare Wert. In der vorliegenden Arbeit umgehen wir dieses Problem - mangels einer gut fundierten Theorie - auf die folgende Weise. Die spontane Tropfenbildung in unterkühltem Dampf wurde durch verschiedene Autoren vor allem mit Hilfe von Düsenexperimenten genau verfolgt (s. Abschn. 2.5). Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden einige solche Experimente mit Annahme von verschiedenen $\sigma(r)$ -Abhängigkeiten nachgerechnet, und aus diesen $\sigma(r)$ -Funktionen wurde für die weiteren Rechnungen diejenige beibehalten, welche auf die beste Uebereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment führte. Als solche hat sich ganz eindeutig die Annahme radiusunabhängiger Oberflächenspannung erwiesen. Es wird also im nachfolgenden immer

$$\sigma = \text{unabhängig von } r = \sigma(T)$$

vorausgesetzt. Die Abhängigkeit von der Temperatur ist schwach, siehe Kurvenblatt II im Anhang.

Aus Gl. (9) lassen sich zwei wichtige Folgerungen ziehen. - Anstatt von der Temperatur auszugehen und nach der Uebersättigung zu fragen, können wir vom Druck im Dampfraum ausgehen und nach der Temperatur T_r fragen, die ein Tropfen vom Radius r höchstens annehmen darf, um gerade noch bestehen zu können. Diese muss unterhalb der Sättigungstemperatur liegen. Die Grösse der Abweichung, die wir "kapillare Unterkühlung", ΔT_r , nennen wollen, folgt aus Gl. (9) und Gl. (7)¹⁾:

1) Dabei wird stillschweigend vorausgesetzt, dass auch der mit dem Tropfen in Berührung stehende Dampf die Temperatur T_r besitzt. Das ist im Fall, dass der Dampf als Kontinuum angesehen werden darf, automatisch erfüllt, weil um den (Fortsetzung FN 1 s. S. 54.)

$$\Delta T_r \equiv T_s(p) - T_r = KT_r \cdot \left(\frac{2\sigma}{\rho'RT_r} \right) \frac{1}{r} . \quad (10)$$

Einige Werte von ΔT_r sind in Zahlentafel 1 eingetragen. Man begeht keinen grossen Fehler, wenn man sowohl für K wie für $2\sigma/\rho'RT_r$ ihren Zahlenwert bei $T_s(p)$ - anstatt den bei T_r - einsetzt. Diese sind vom Kurvenblatt I beim Druck p abzulegen.

Die Temperatur

$$T_r = T_s(p) - KT_r \left(\frac{2\sigma}{\rho'RT_r} \right) \frac{1}{r} \approx T_s(p) - KT_s \left(\frac{2\sigma}{\rho'RT_s} \right) \frac{1}{r} \quad (11)$$

spielt für einen Tropfen dieselbe Rolle, wie die Sättigungstemperatur T_s für eine ebene Wasserfläche. Eine ebene Wasserfläche, die mit einer Dampfatmosfera vom Druck p in Berührung steht, strebt immer - mit Hilfe von Kondensation oder Verdampfung - der Temperatur $T_s(p)$ zu. Ebenso sucht ein Tropfen seine Oberflächentemperatur auf T_r zu halten. Wurde diese erreicht, dann kann ein weiterer Stoffaustausch zwischen dem Tropfen und dem Dampf, etwa Kondensation an den Tropfen, nur dann erfolgen, wenn die dabei freiwerdende Kondensationswärme vom Tropfen abgeführt wird. Wäre das nicht der Fall, dann würde die Temperatur des Tropfens über T_r steigen; damit kann er aber in der betreffenden Dampfatmosfera nicht mehr bestehen bleiben, fängt an zu verdampfen und verliert solange Masse, bis er durch die entzogene Verdampfungswärme wieder auf T_r abgekühlt wird. Dazu muss aber genau soviel verdampfen, wie vorhin kondensiert wurde - d. h. alles bleibt beim gleichen.

Also muss der Dampf bei fortwährender Kondensation am Tropfen eine niedrigere Temperatur haben, als dieser, sodass die in Abb. 2 gezeigte Temperaturverteilung herrscht. Dabei ist für den Wärmeübergang und somit für die Stärke der Kondensation die effektive Unterkühlung

$$\Delta T_{\text{eff}} = T_r - T_d \quad (12)$$

massgebend¹⁾. Die totale Unterkühlung des Dampfes, ΔT , beträgt damit

$$\Delta T = \Delta T_r + \Delta T_{\text{eff}} , \quad (13)$$

wie das aus Abb. 2 ersichtlich ist.

Tropfen herum eine thermische Grenzschicht entsteht (s. Abb. 2), deren innerste Zone tatsächlich die Temperatur T_r hat. Hingegen bei grosser freier Weglänge im Dampf können auch "kältere" Dampfmoleküle den Tropfen erreichen, was im Gegensatz zu unserer Voraussetzung steht. Aus Untersuchungen von Stodola ([3], S. 362) folgt jedoch, dass Gl. (10) auch in diesem Fall mit guter Näherung stimmt.

1) Wenn sich der Tropfen gegenüber dem Dampf mit nicht vernachlässigbarer Geschwindigkeit ($U_r > 50$ m/sec) bewegen würde, dann müsste T_d durch $T_{r, \text{ad}}$ ersetzt werden und in Gl. (13) müsste als drittes Glied die Grösse ΔT_{GS} auftreten, vgl. Abschn. 2.2. Bei kleinen Tropfen ($r < 10^{-6}$ m) wird aber dieser Effekt nie bemerkbar.

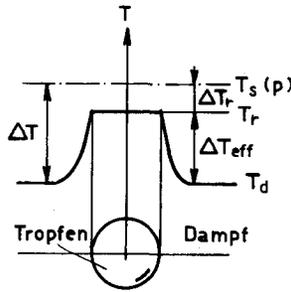


Abb. 2.3.2 Temperaturverhältnisse bei der Wärmeabgabe von einem Wassertropfen an den umgebenden unterkühlten Dampf (im Dampfraum herrscht der Druck p)

Wenn \dot{m}_r die Dampfmenge bezeichnet, die in der Sekunde an einem Tropfen kondensiert, dann ist $\dot{m}_r L$ die sekundlich freigesetzte Kondensationswärme, und diese muss der durch Wärmeübergang abführbaren Wärme \dot{Q} gleich sein. Daraus folgt, wenn man für \dot{Q} Gl. 2.2(2) verwendet,

$$\dot{m}_r = \frac{\dot{Q}}{L} = \frac{\alpha_r (4\pi r^2) (T_r - T_d)}{L} \quad (14)$$

Die Wärmeübergangszahl α_r ist durch Gl. 2.2(32) gegeben. Die Gl. (14) enthält zwei Vernachlässigungen: die adiabatische Grenzschichttemperatur wurde durch die Dampftemperatur T_d ersetzt, und es wurde stillschweigend angenommen, dass auch dann die gesamte Kondensationswärme L frei wird, wenn der Dampf nicht an eine ebene Oberfläche, sondern an einen kleinen Tropfen kondensiert. Erstere ist für kleine Tropfen immer zulässig, weil ihre Relativgeschwindigkeiten zum Dampf nie allzu gross werden. Was die zweite Vernachlässigung anbetrifft, wird in Wirklichkeit etwas weniger Wärme frei, weil die Vergrößerung der Tropfenoberfläche durch das neu hinzugekommene Wasser wegen der Arbeit gegen die Oberflächenspannung einen Teil der Kondensationswärme für sich beansprucht. Für alle Tropfengrößen, mit denen wir zu tun haben werden, ist aber diese Korrektur verschwindend klein.

Die zweite Folgerung aus Gl. (9) führt auf den Begriff des kritischen Tropfenradius. Ist eine übersättigte Dampfatmosfera gegeben, dann lässt sich mit Hilfe der Thomsonschen Formel, Gl. (9), diejenige Tropfengröße angeben, welche im Dampf gerade stabil ist:

$$r_{\text{krit}} = \frac{2\sigma}{\rho'RT_d} \frac{1}{\Lambda} \quad (15)$$

Die Benennung "kritisch" rührt daher, dass grössere Tropfen zum Weiterwachsen,

kleinere zum Verschwinden neigen, weil ihre Oberfläche höhere bzw. kleinere Temperaturen annimmt als T_d und sie demzufolge an den Dampf ständig Wärme abgeben bzw. von ihm Wärme aufnehmen können. Dass im Dampf auch Tröpfchen unterkritischer Grössen vorübergehend entstehen können, und einige von ihnen sogar überkritische Grössen erreichen, ist einzig der ungeordneten thermischen Bewegung der Moleküle zuzuschreiben, die auf die zufällige Bildung solcher aneinandergeliebter Molekülgruppen bzw. Tröpfchen führt. Weiteres hierüber findet sich in Abschn. 2.5.

d) Dampf mit Nebeltropfen

Nachdem einmal die Unterkühlung zusammengebrochen ist, schweben im Dampf überall gleichmässig verteilte kleine Wassertropfen, die ihr Entstehen der spontanen Kondensation verdanken. Sie sind zwar nicht alle gleich gross, doch streuen ihre Grössen zwischen so engen Grenzen, dass es zulässig ist, sie als Tropfen einheitlicher Grösse zu betrachten. Ihr Durchmesser liegt im allgemeinen stark unter $1 \mu = 10^{-6}$ m. Wir bezeichnen sie als Nebeltropfen, im Gegensatz zu den wesentlich grösseren Tropfen, die etwa durch das Zerreißen angesammelter Wassermassen entstehen können. Dieser Wortbrauch spiegelt sowohl die Entstehungsart wie auch die äusserliche Erscheinung dieser Dampf-Wasser-Gemische wieder.

Auch wenn die Nebeltropfen nur einen kleinen Teil (etwa 2 bis 4 %) der gesamten ursprünglichen Dampfmenge verkörpern, stellen sie eine beträchtliche Oberfläche dar. Zudem kommt noch, dass die Wärmeübergangszahlen für so kleine Tropfen ausserordentlich hoch sind. Somit ist der Nebel meistens imstande, die in der Turbine oder Düse im Laufe der weiteren Expansion zur Ausscheidung ständig neu fällig werdende Wassermenge auf sich zu kondensieren, ohne dass dazu grosse Temperatursprünge zwischen Tropfen und Dampf nötig wären. Zur Illustration soll folgendes Beispiel dienen.

Es befinde sich $y = 0,04 = 4\%$ des Dampfes in Form von Nebeltropfen mit einem Radius von $r = 0,2 \mu = 2 \cdot 10^{-7}$ m. Nehmen wir für Druck und Dampftemperatur die Werte $p = 0,2 \text{ bar} = 2 \cdot 10^4 \text{ N/m}^2$ und $T_d = 60^\circ\text{C}$ an. Die Anzahl der Tropfen in 1 kg Gesamtmenge ist dann, mit $\rho' = 10^3 \text{ kg/m}^3$, $n = 3y/4\pi r^3 \rho' = 12,0 \cdot 10^{14} \text{ kg}^{-1}$ und ihre Gesamtoberfläche $A = n \cdot 4\pi r^2 = 600 \text{ m}^2/\text{kg}$. Die Wärmeübergangszahl lässt sich auf Grund von Abschn. 2.2 bestimmen. Lesen wir die mittlere freie Weglänge $\bar{l} \approx \bar{l}_g(p)$ vom Kurvenblatt I ab und bilden damit die Knudsen-Zahl $\text{Kn} = \bar{l}/2r \approx 0,87$, dann sehen wir, dass man um den Tropfen herum mit einer sog. Uebergangsströmung zu tun hat. α_r berechnet sich aus Gl. 2.2(32) (weil die Relativgeschwindigkeit zwischen so kleinen Tropfen und dem Dampf sehr gering ist): $\alpha_r = \lambda_d/r(1 + 3,18 \text{ Kn}) =$

= 27000 J/m² °K sec. Nehmen wir ferner an, dass die Expansion mit solcher Schnelligkeit vor sich geht, dass in der Sekunde pro kg Gemisch $\dot{y} = 20 \text{ kg/kg} \cdot \text{sec}$ neues Wasser kondensiert, was den Verhältnissen in Turbinen etwa entspricht. Somit ergibt sich für den effektiven Temperatursprung, der nötig ist, um die Abgabe der Kondensationswärme von den Tropfen an den Dampf zu ermöglichen, der Wert $\Delta T_{\text{eff}} = \dot{y}L/\alpha_r A = 2,9^\circ\text{C}$. - Bei einer Unterkühlung von diesem Betrag ist es noch zulässig, den Dampf so zu betrachten, als ob er im thermodynamischen Gleichgewicht wäre. (Höchstens könnte man noch kontrollieren, ob der Kapillareffekt keine wesentliche Vergrößerung der nötigen Unterkühlung verursacht. Nach Gl. (10) wird, mit $K = 0,065$, $\Delta T_r = (2\sigma/RT_r \rho') K T_d/r \approx 0,09^\circ\text{C}$; somit ist der genauere Wert der Unterkühlung $\Delta T = \Delta T_{\text{eff}} + \Delta T_r \approx 3,0^\circ\text{C}$.)

Befinden sich im expandierenden Dampf nebst den Nebeltropfen auch noch andere Körper, die eine Kondensationsfläche bieten (etwa grössere Wassertropfen, Wandungen etc.), dann findet ein Teil der Kondensation an diesen statt. Massgebend für die Wirksamkeit einer Oberfläche der Grösse A ist aber das Produkt αA ; die zusätzlichen Kondensationsflächen können in Turbinen und dgl. höchstens die selbe Grössenordnung erreichen, wie die Oberfläche der Nebeltropfen. Ihre Wärmeübergangszahlen sind aber durchwegs 50 bis 100 mal kleiner, als diejenigen für Nebeltropfen. Daher kann man ihren Anteil an der Kondensation, falls auch Nebeltropfen in genügender Anzahl vorhanden sind, vernachlässigen.

Im folgenden müssen wir noch besprechen, wie man Dampf, dessen Unterkühlung klein aber nicht vernachlässigbar ist (also etwa zwischen 3 und 15°C liegt), auf Grund einer i, s-Tafel für thermodynamisches Gleichgewicht behandeln kann.

Die Abweichungen des unterkühlten Dampfes vom gesättigten Dampf im thermodynamischen Gleichgewicht entstehen teils dadurch, dass beim ersteren weniger Wasser ausgeschieden wird, teils dadurch, dass der Dampf eine niedrigere Temperatur hat (Abweichungen der Wassertemperatur vom Sättigungswert können ausser acht gelassen werden, weil die praktisch wichtigsten Tropfen immer nahezu die Sättigungstemperatur haben). Beide Einflüsse lassen sich leicht erfassen, man muss aber zuerst die fehlende Feuchtigkeitsmenge aus der Unterkühlung bzw. Uebersättigung berechnen können. Das geschieht auf folgende Weise:

Es sei uns durch die Enthalpie i und die Entropie s ein Punkt im i, s-Diagramm gegeben, die im Nassdampfgebiet liegt. Aus dem Diagramm lässt sich ein Feuchtigkeitswert $y_{\infty} \equiv 1 - x_{\infty}$ ablesen, welcher aber nur dann zutrifft, wenn sowohl Dampf als Wasser die Sättigungstemperatur besitzen. Ist aber der Dampf unterkühlt um ΔT °C, dann gehört eine andere Feuchtigkeit, $y < y_{\infty}$, zum durch i und s gegebenen Punkt des i, s-Diagrammes. Um den spezifischen Feuchtefehlbetrag

$$\Delta y \equiv y_{\infty} - y \tag{16}$$

bestimmen zu können, nehmen wir an, dass im i, s -Diagramm für unterkühlten Dampf und in demjenigen für Dampf im thermodynamischen Gleichgewicht die Drucklinien zusammenfallen, was für mässige Werte der Unterkühlung ΔT eine gute Annäherung bedeutet. Dann ist in Abb. 3 das unterkühlte Gemisch zusammengesetzt aus $x = 1 - y$ kg Dampf des Zustandes 1 und aus y kg Wasser des Zustandes 2 (gesättigt).

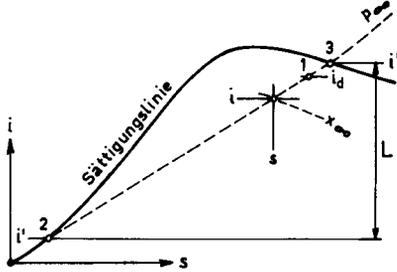


Abb. 2.3.3 Zur Ableitung des Feuchtefehlbetrages

Im Falle thermodynamischen Gleichgewichtes besteht das Gemisch aus $x_{\infty} = 1 - y_{\infty}$ kg Dampf des Zustandes 3 (gesättigt) und aus y_{∞} kg Wasser des Zustandes 2. Beide führen auf das selbe i (und, im Rahmen der Annäherung, auch auf das selbe s). Daher lässt sich schreiben:

$$(1 - y) i_d + y i' = i = (1 - y_{\infty}) i'' + y_{\infty} i' . \tag{17}$$

Nun ist aber

$$i_d = i'' - c_p \Delta T , \tag{18}$$

so dass

$$i'' - y i'' - (1 - y) c_p \Delta T + y i' = i'' - y_{\infty} i'' + y_{\infty} i' .$$

Wenn man von Gl. (16) und von $i'' - i' = L$ Gebrauch macht, führt das auf den Feuchtefehlbetrag

$$\Delta y = \frac{c_p}{L} x \cdot \Delta T , \tag{19}$$

wo man bei vollständiger Unterkühlung $x = 1$ und bei unterkühltem nassen Dampf $x \approx x_{\infty}$ setzt. Für Drücke unter 10 bar kann man $c_p/L \approx \text{konst.} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ nehmen. Somit lässt sich feststellen, wie viel weniger Feuchtigkeit im unterkühlten Dampf enthalten ist, als es der aus dem gewöhnlichen i, s -Diagramm abgelesene Wert $x_{\infty} = 1 - y_{\infty}$ angibt. Ist etwa $x_{\infty} = 0,90$, $\Delta T = 20^{\circ}$ und der Dampf nass, dann ergibt sich $\Delta y = 0,014$; anstatt 10 % ist nur 8,6 % Feuchtigkeit vorhanden. (Eine

exakte Ableitung von Δy , welche auch der Unterschiedlichkeit der Isobaren Rechnung trägt, führt auf eine ähnliche Formel wie (19), nur kommt dort noch ein Korrekturfaktor vor, der für kleine ΔT gegen Eins strebt. Doch ist der genaue Wert von Δy auch für $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ nur 1,05 bis 1,07 mal grösser, als der aus Gl. (19) berechnete - 1,05 gilt bei etwa 0,2 bar, 1,07 bei etwa 20 bar -, so dass die Genauigkeit von Gl. (19) für uns vollständig ausreicht.)

Nun sind wir imstande, das spezifische Volumen des durch i, s und ΔT gekennzeichneten Dampf-Wasser-Gemisches anzugeben. Gehört zum Zustand i, s im Falle des thermodynamischen Gleichgewichtes der Druck p_∞ und das spezifische Volumen v_∞ , so gilt bei einer Unterkühlung ΔT für das Volumen v folgendes:

$$v = xv_d + y \cdot v'(p) \approx xv_d \approx (x_\infty + \Delta y) v'' \frac{T_d}{T_s} \quad (20)$$

Benützt man die Gl. (19) und setzt man $T_d = T_s - \Delta T$, ferner $v_\infty \approx x_\infty v''$, dann erhält man

$$v = v_\infty \left[1 - \Delta T \left(\frac{1}{T_s} - \frac{c_p}{L} \right) \right] \quad (21)$$

Der Ausdruck in runden Klammern ist als Funktion des Druckes auf Kurvenblatt I dargestellt; $\Delta T, i$ und s ist als gegeben vorausgesetzt und v_∞ liest man von der i, s -Tafel ab. Bei niederen Drücken und $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ beträgt die Korrektur etwa 5 %.

Aber auch der Druck p_∞ bedarf bei genauerer Untersuchung einer Korrektur. Der wahre Druck p , der zum durch $i, s, \Delta T$ beschriebenen Zustand gehört, ist um den Betrag Δp kleiner als der vom i, s -Diagramm für Gleichgewicht abgelesene p_∞ :

$$p = p_\infty - \Delta p \quad (22)$$

und für Δp gilt

$$\frac{\Delta p}{p_\infty} = \frac{\kappa}{2(\kappa - 1)} \left[\frac{\Delta T}{T_s(p_\infty)} \right]^2 \quad (23)$$

Diese Korrektur beruht darauf, dass für unterkühlten Dampf andere Drucklinien gelten, als die ins Diagramm für Gleichgewicht eingezeichnet sind. Deshalb kann die Formel (23) nicht auf dem einfachen Wege hergeleitet werden, wie Gl. (19), sondern nur von genaueren Voraussetzungen ausgehend. Die Ableitung lassen wir weg, umso mehr, weil $\Delta p/p_\infty$ gegenüber den anderen Korrekturen klein ist (bei $p_\infty = 0,2$ bar und $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ beträgt es etwa 0,9 %).

Zusammenfassend: Die Gln. (19), (21) und (23) ermöglichen, Feuchte, Volumen und Druck eines unterkühlten Dampf-Wasser-Gemisches, dessen Unterkühlung ΔT bekannt ist, aus seiner Enthalpie i und Entropie s anhand eines gewöhnlichen i, s -Diagrammes zu berechnen.

2.4 Das erste Erscheinen von Wasser in der Turbine:

Kondensation an den Schaufeln

Aus Laval-Düsen-Experimenten ist bekannt, dass der expandierte reine Dampf, wenn sein Zustand die Sättigungslinie überschreitet, zunächst unterkühlt wird, und dass seine Unterkühlung, sobald ihre Grösse ein gewisses Mass (30 bis 40°C) erreicht hat, plötzlich zusammenbricht, weil der Dampf spontan in Form von Nebeltropfen kondensiert. In Düsen tritt vor der Stelle, wo dieser Nebel entsteht, keine Kondensation auf, weil die Grenzschicht an den Düsenwänden überall überhitzt ist. In Turbinen ist die Lage etwas anders, weil die Grenzschichttemperatur der aufeinander folgenden Schaufelreihen immer tiefer wird. Es wurde von Traupel [22] erkannt, dass dadurch die Möglichkeit gegeben ist, dass sich an der Oberfläche von Turbinenschaufeln Wasser ausscheidet, bevor die spontane Kondensation im Dampf selbst einsetzt. Zu einer ähnlichen Erscheinung führen auch die Staubteilchen, die im strömenden Dampf enthalten sind.

Wir nennen diese vor der Nebelbildung auftretende Wasserausscheidung "Vorkondensation" und befassen uns in diesem Abschnitt mit der Frage, an welchen Oberflächen sie stattfindet und wie stark sie ist. Das Nachstehende stellt zum Teil eine ausführlichere Wiederholung der in [22] beschriebenen Berechnungen dar, führt jedoch zur Schlussfolgerung, dass die Vorkondensation keinen merklichen Einfluss auf die Vorgänge in einer Nassdampfturbine ausübt.

a) Wo kann Vorkondensation stattfinden?

An allen festen Oberflächen, die mit dem Dampf in Berührung stehen, setzt bekanntlich Kondensation ein, sobald der Dampfzustand die Sättigungslinie überschritten hat. Dem müssen allerdings zwei wichtige Bemerkungen beigelegt werden: Erstens darf die Krümmung dieser Oberflächen nicht so stark sein, dass sie einen merklichen Kapillareffekt verursacht. Ihr Krümmungsradius muss dazu laut Zahlentafel 2.3.1 grösser sein als etwa 10^{-7} m = 0,1 μ ; diese Bedingung ist sowohl für die Bauteile der Maschine wie auch für die meisten u. U. im Dampf enthaltenen Staubteilchen erfüllt. Zweitens dürfen diese Oberflächen nicht so stark geheizt sein, dass ihre Temperatur schon ohne Kondensation gleich hoch oder noch höher ist, als die Sättigungstemperatur, die zum Druck des umgebenden Dampfes gehört. Eine solche Heizung stellt auch die Grenzschichtreibung dar, durch welche bekanntlich alle umströmten Körper auf eine adiabatische Grenzschichttemperatur T_{GS} aufgeheizt werden, die höher ist als die statische Temperatur des vorbeiströmenden Strömungsmediums.

Vorkondensation ist an zwei Arten von fremden Flächen denkbar: an den Begrenzungsflächen der Strömung (Schaufeln, Gehäusewände) und an der Oberfläche der Staub- und Salzteilchen, die sich im Dampf befinden. Wir befassen uns zuerst mit diesen letzteren.

In Bezug auf die Staubteilchen wurde für den Fall, dass das Strömungsmedium atmosphärische Luft ist (Windkanäle) von Oswatitsch nachgewiesen, dass die Staubteilchen bei der Kondensation der Luftfeuchtigkeit keine Rolle spielen. Umso mehr dürfen wir sie bei unseren Betrachtungen über Dampfturbinen ausser acht lassen, weil erstens der Dampf in modernen Dampfanlagen viel sauberer ist als die atmosphärische Luft und zweitens weil die pro Volumeneinheit auftretende Kondensation bei reinem Dampf viel heftiger ist, als bei einem dampfarmen Dampf-Luft-Gemisch.

Ueber den Salzstaub, der in Dampfanlagen heutzutage wohl die einzige Verunreinigung von einiger Bedeutung darstellt, lässt sich mehr aussagen. Der Salzgehalt des Dampfes beträgt in modernen Anlagen etwa 1 bis 3 mg/kg. Bei hohen Drücken und Temperaturen (Frischdampf!) ist die Löslichkeit der Salze im Dampf ein Vielfaches dieses Wertes (in gesättigtem oder überhitztem Dampf bei 150 bar beträgt die Löslichkeit für NaCl etwa 40 mg/kg). Man kann daher erwarten, dass alles Salz, das im Kessel - meistens in Form von feinem Staub - in den Dampf gelangt, auf der Wegstrecke bis zur Turbine vollständig aufgelöst wird. (Vgl. hierzu Hömig [23], S.143.) Während der nachfolgenden Expansion in der Turbine kann zwar diese Salz-Dampf-Lösung übersättigt werden, weil die Löslichkeit sinkt, jedoch ist die Konzentration der Salzmoleküle so ungeheuer klein (auf 10^6 Dampf-moleküle entfällt ein Salzmolekül), dass eine Bildung von Salzkristallen, die zahlreiche Moleküle enthalten, völlig undenkbar ist. Das Salz ist also überhaupt nicht imstande, für die Kondensation des Dampfes Oberfläche zur Verfügung zu stellen. Ein allerdings geringer Teil des Salzes scheidet sich an den Schaufeloberflächen aus, wie man am Salzbelag der Schaufeln des Niederdruckteiles sieht. Der überwiegende Teil des Salzes bleibt bis zum Kondensator in gelöster Form im Dampf zurück und tritt dort ins Kondensat über.

Aus diesen Ueberlegungen geht hervor, dass ausser den Begrenzungsflächen der Strömung praktisch keine Oberfläche für eine Vorkondensation in Frage kommt. Was die Wirksamkeit der Begrenzungsflächen anbelangt, so kommt es darauf an, wie schnell sie die freigesetzte Kondensationswärme abgeben können. Wir wollen erstens untersuchen, ob die Wärmeabgabe an den vorbeiströmenden unterkühlten Dampf oder die Wärmeleitung durch das Metall nach aussen wichtiger ist.

Für die von einer gegebenen Oberfläche nach verschiedenen Richtungen abgeführten Wärmemengen sind die Produkte Wärmeübergangszahl mal Temperaturdifferenz entscheidend. Die für den Wärmübergang nach dem strömenden Dampf gültige

Wärmeübergangszahl α_{innen} kann anhand von Gl. (3) und Abb. 5 abgeschätzt werden. Mit den niedrigen Werten $St = 0,002$, $(c_p \rho_d U) = 1 \cdot 10^5 \text{ J/m}^2 \text{ K sec}$ wird $\alpha_{\text{innen}} \approx 200 \text{ J/m}^2 \text{ K sec}$; ferner kann $\Delta T_{\text{eff}} = T_s - T_{\text{GS}}$ etwa 15°K betragen. Das Produkt kommt also mindestens auf $(\alpha_{\text{innen}} \cdot \Delta T_{\text{eff}}) \approx 3000 \text{ J/m}^2 \text{ sec}$. Die Stärke der Wärmeleitung nach aussen wird in erster Linie dadurch bestimmt, womit die Gehäusewand aussen in Berührung steht - sie hängt also von der Konstruktion der Turbine ab. Hat der Dampf, der die Aussenfläche der Kanalwand bespült, höhere Temperatur als die Grenzschichttemperatur der Innenfläche oder herrscht aussen ungefähr dieselbe Temperatur (Dampf aus der nächstfolgenden Anzapfstelle), so wird praktisch keine Wärme nach aussen abgeleitet, bzw. es strömt sogar etwas Wärme herein. Steht aber die Kanalwandung mit Abdampf oder seltener mit der Aussenluft in Berührung, dann ist ein namhaftes Temperaturgefälle vorhanden. In diesem Falle sind jedoch die Wärmeübergangsverhältnisse an der Aussenseite sehr schlecht, weil ja im ersten Fall die Dichte, im zweiten die Strömungsgeschwindigkeit (freie Konvektion!) gering ist. Als Abschätzung soll folgendes dienen: Aussentemperatur des Abdampfes oder der Luft 30°C , womit $\Delta T_{\text{total}} = 90 - 30 = 60^\circ \text{C}$; Wärmeübergangszahl nach aussen¹⁾ $\alpha_{\text{aussein}} \approx 10 \text{ J/m}^2 \text{ Ksec}$ ($\approx 9 \text{ kcal/m}^2 \text{ h}^\circ \text{C}$); Wandstärke $\delta = 5 \text{ cm} = 0,05 \text{ m}$, Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{\text{Stahl}} = 50 \text{ J/m Ksec}$, woraus die resultierende Wärmedurchgangszahl α_{res} berechnet werden kann. Es ist $1/\alpha_{\text{res}} = 1/\alpha_{\text{aussein}} + \delta/\lambda_{\text{Stahl}} = 0,101$, $\alpha_{\text{res}} \approx 10$. Das massgebende Produkt wird also $(\alpha_{\text{res}} \cdot \Delta T_{\text{total}}) = 10 \cdot 60 = 600 \text{ J/m}^2 \text{ sec}$.

Somit findet man, dass mindestens etwa fünfmal so viel Wärme an den Dampf übergeht, wie durch die Wand nach aussen abfliesst. Bei Schaufeln tritt noch eine zusätzliche Drosselung des Wärmeflusses im Schaufelhals auf, und bei Laufschaufeln fällt die Wärmeleitung nach aussen sowieso völlig weg. Man macht also keinen grossen Fehler, wenn man die Wände der Niederdruckturbinen als Wärmeundurchlässig betrachtet und die Kondensationsstärke einzig aus dem Wärmeübergang an den Dampf berechnet.

Die adiabatische Grenzschichttemperatur einer Schaufel (z. B. einer Laufschaufel) beträgt bei ablösungsfreier Strömung

$$T_{\text{GS}} = (T_d)_1 + \sqrt[3]{Pr} \frac{w_1^2}{2c_p} \quad (1)$$

(Für eine Leitschaufel ist sinngemäss $(T_d)_1$ durch $(T_d)_0$ und w_1 durch c_0 zu ersetzen.) In Abb. 1 und 2 sind für die beiden im Abschn. 2.1 ausgelegten Turbinen, anhand von welchen wir im Nachfolgenden die Verhältnisse erläutern wollen, die Dampfzustände dargestellt, die in den Schaufelgrenzschichten der einzelnen Kränze auftreten, ähnlich wie es in der erwähnten Arbeit von Traupel getan wurde.

1) Vgl. etwa "Hütte".

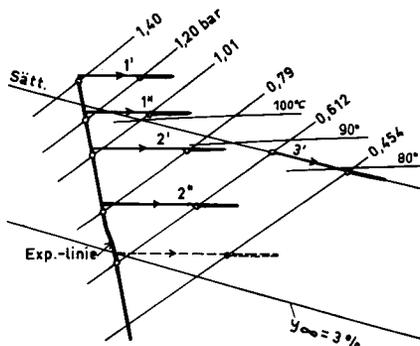


Abb. 2. 4. 1 Dampfzustand in den verschiedenen Schaufelgrenzschichten unserer Ueberdruckturbinen

Diskutieren wir zunächst die Ueberdruckturbinen anhand von Abb. 1. Im Leitrad der ersten Stufe (1') tritt keine Kondensation auf, weil die ganze Grenzschicht überhitzt ist. Im darauffolgenden Laufrad (1'') kann nur in der Nähe der Profilnase etwas kondensieren, sonst ist die Grenzschicht auch hier überhitzt. In den Rädern 2' und 2'' erfolgt Kondensation längs der ganzen Schaufelkontur. Sie ist in 2'' stärker als in 2', weil hier die Unterkühlung des Dampfes grösser ist. Die eingangs erwähnte spontane Kondensation, die zum Verschwinden der Unterkühlung führt, tritt in Turbinen etwa dort auf, wo die Expansionslinie die Linie $y_{\infty} = 2,5\%$ theoretischer Nässe erreicht. In den meisten Fällen (vgl. hierüber auch Abschn. 2. 5 und 2. 9) wird der Dampf von hier an nahezu gesättigt, so dass der Zustand der Dampfkomponente in Nähe der Sättigungslinie verläuft. In Abb. 1 ist der Zustandsverlauf des Dampfes im Kranz 3' für den Idealfall dargestellt; der Zustand des gesamten Nebels in der Grenzschicht wird durch die gestrichelte Linie wiedergegeben. An den Schaufeln kondensiert von hier an praktisch kein Dampf mehr; die gesamte ausscheidende Wassermenge wird von den Nebeltropfen aufgenommen, wie das schon in Abschn. 2. 3d dargelegt wurde.

In unserer Gleichdruckturbinen (vgl. Abb. 2) kondensiert im ersten Leitrad (1') wegen der Grenzschichterhitzung nichts. Im darauffolgenden Laufrad 1'' und später findet auch keine Kondensation an den Profilen statt, hier aber deshalb, weil die Unterkühlung infolge der spontanen Kondensation des Dampfes schon verschwunden ist. (Stärkere Laständerungen der Turbinen könnten allerdings in diesem Falle bewirken, dass der Druckverlauf sich so ändert, dass die spontane Kondensation erst weiter hinten erfolgt. Dann kann doch im Kranz 1'' - eventuell sogar in 2' - Vorkondensation stattfinden.)

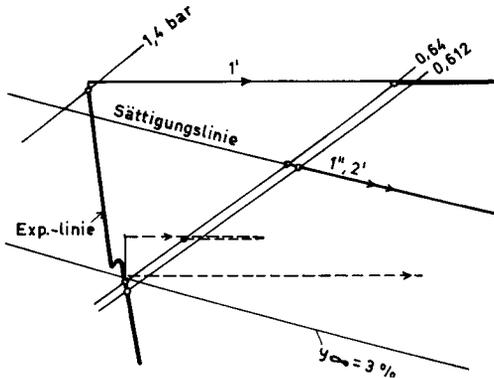


Abb. 2.4.2 Dampfzustand in den verschiedenen Schaufelgrenzschichten unserer Gleichdruckturbine

Um die Kondensation an einer Schaufel nicht nur summarisch, sondern auch ihrer lokalen Stärke nach erfassen zu können, führen wir nachstehend Grenzschichtberechnungen aus. Zugleich werden uns diese auch in die Grösse der Schubspannung einen Einblick gestatten, der für die Untersuchung der Bewegung des an die Schaufeln gelangten Wassers von Nutzen sein wird (Abschn. 2.7).

b) Grenzschichtberechnungen

Für Grenzschichtberechnungen muss der Druck- bzw. Geschwindigkeitsverlauf längs der Profilkontur immer vorgegeben sein. Man sollte also für eine jede Profilform (und für einen jeden Anströmwinkel) durch Messungen oder etwa mit Hilfe der Potentialtheorie zuerst den Druckverlauf bestimmen, um daraufhin die Berechnung der Grenzschichteigenschaften beginnen zu können. Da wir uns aber hier für den allgemeinen Charakter der Grenzschichten und nicht für das Verhalten einer bestimmten Beschauelung in einem bestimmten Betriebszustand einer bestimmten Turbine interessieren, können wir uns den ersten Teil der Rechnung ersparen, indem wir uns als Beispiel einen möglichst typischen Druckverlauf vorgeben. Dabei kann man sich auf verschiedene theoretische (wie [24]) und experimentelle Arbeiten (wie [25], [26]) stützen. Der von uns für die nachstehenden Berechnungen gewählte Druckverlauf ist in Abb. 3 dargestellt. Für seine Wahl wurde ungefähr die Profilform in der zweiten Stufe der ausgelegten Ueberdruckturbine zugrundegelegt.

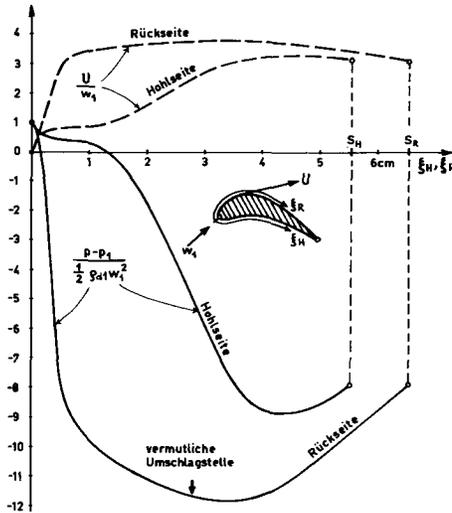


Abb. 2.4.3 Für die Grenzschichtberechnungen zugrundegelegter Druckverlauf längs der Schaufelkontur (vgl. auch Abb. 2.5.13a).
Gestrichelt: der zugehörige Geschwindigkeitsverlauf

Das Ziel dieser Grenzschichtberechnungen ist die Bestimmung des Verlaufs der Wandschubspannung τ und der Wärmeübergangszahl α entlang der Profilkontur. Wir führen diese, wie üblich, auf Grund der Formeln

$$\tau(\xi) = c_F(\xi) \cdot \frac{1}{2} \rho_{d1} w_1^2 \quad (2)$$

und

$$\alpha(\xi) = St(\xi) \cdot c_p \rho_{d1} w_1 \quad (3)$$

auf dimensionslose Größen zurück, nämlich auf den Reibungskoeffizienten c_F bzw. auf die Stanton-Zahl St , für welche in der Literatur verschiedene Bestimmungsmethoden angegeben sind. (Die Gln. (2) und (3) sind zugleich als Definitionsgleichungen für c_F bzw. St aufzufassen. Für ein Leitradprofil ist ρ_{d1} durch ρ_{d0} und w_1 durch w_0 zu ersetzen.)

Die Berechnung von c_F und St geht für laminare und turbulente Grenzschichten auf verschiedene Weise vor sich, weshalb man sich schon vor Beginn der Rechnung klar machen muss, welchen Charakter die Grenzschicht an Turbinenschaufelprofilen hat. Wenn die Anströmung des Schaufelrades nur schwach turbulent wäre (Gitterversuch!), dann würde der Umschlag der anfangs laminaren Grenzschicht ins Turbulente

erst kurz vor derjenigen Stelle erfolgen, von wo an der Druck wieder zu steigen beginnt. (Ein solcher Fall wurde z. B. von Bam m e r t in [27] untersucht.) In Turbomaschinen ist jedoch die Strömung so stark turbulent, dass die Grenzschicht schon weit vorn die Neigung hat, umzuschlagen, und dass ein frühzeitiger Umschlag nur durch eine fortwährende starke Drucksenkung verhütet werden kann. Abb. 3 zeigt, dass dies an die Rückseite (Saugseite) der Schaufeln der Fall ist, nicht aber an der Hohl-(Druck)seite; demzufolge müssen wir annehmen, dass die Grenzschicht an der Hohlseite praktisch von Anfang an turbulent ist. Was die Rückseite anbetrifft, so nehmen wir an, dass die Turbulenz der Strömung die Umschlagstelle nicht wesentlich vorverschoben kann; wir führen jedoch eine Rechnung auf für den Fall durch, wenn die Umschlagstelle vorn liegt, weil das durch einen brutalen Störeffekt (wie ständiges Auf- und Abprallen von falsch einfallenden Wassertropfen bei tiefer im Nassdampfgebiet liegenden Schaufelkränzen, vgl. Abschn. 2.8), doch zustandegebracht werden könnte.

Für den laminaren Teil wurde das Berechnungsverfahren von C o h e n und R e s h o t k o [28] verfolgt. Im turbulenten Teil wurde der c_F -Verlauf mit der Methode von T r u c k e n b r o d t (vgl. [16], S. 470 ff.) und der α -Verlauf auf Grund von c_F und der Reynolds'schen Analogie berechnet (vgl. v. K á r m á n, [29]). Die Resultate der Rechnungen sind in Abb. 4 und 5 dargestellt. Es wurden dabei

$$\text{Re}_{\text{Schfl}} \cong \frac{w_1 \varrho_{d1} s_{\text{Sehne}}}{\mu_d} = 2,5 \cdot 10^5 \quad (4)$$

und

$$\text{Pr}_1 \cong \left(\frac{\mu_d c_F}{\lambda_d} \right)_1 = 1,2 \quad (5)$$

angenommen, was in Stufe 2 unserer Ueberdruckturbine gut erfüllt ist. Die erhaltenen St-Werte sind etwas höher, als die sich aus Gitterexperimenten ergebenden. Der Grund dafür dürfte darin liegen, dass hier eine stärkere Turbulenz vorausgesetzt wurde. Auf eine nähere Interpretation der Form dieser Kurven wollen wir nicht eingehen, möchten aber darauf hinweisen, dass sowohl c_F wie St auch den direkten Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit U (vgl. Abb. 3, Geschwindigkeitsverläufe) in sich schliessen, weil ja in Gl. (2) bzw. (3) τ und α auf die Eintrittsgrößen bezogen wurden.

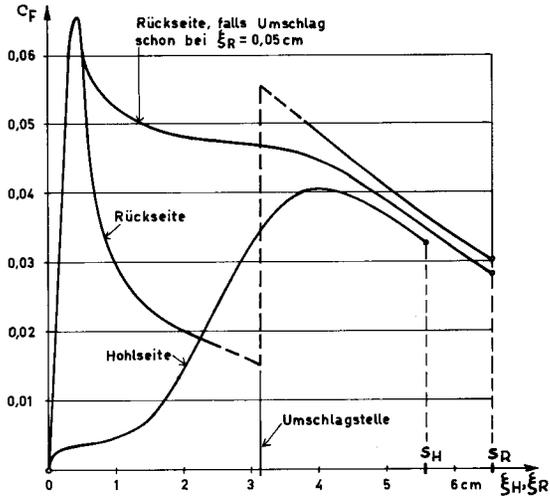


Abb. 2.4.4 Reibungskoeffizient in der Profilgrenzschicht (berechnet für den in Abb. 3 dargestellten Druckverlauf)

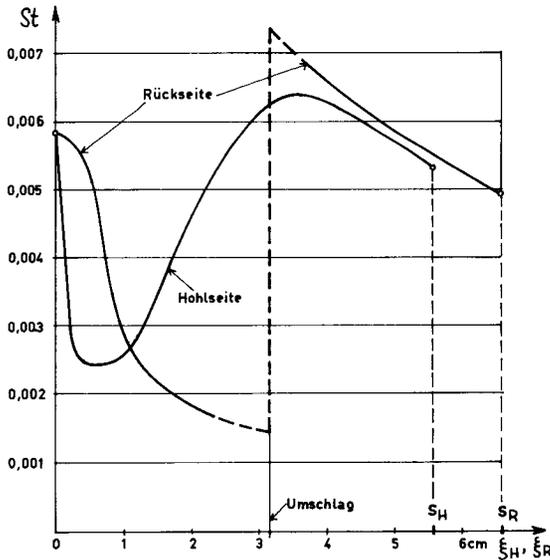


Abb. 2.4.5 Stanton-Zahl in der Profilgrenzschicht (berechnet für den in Abb. 3 dargestellten Druckverlauf)

c) Kondensationsstärke an den Schaufeln

Für die Menge des pro Flächen- und Zeiteinheit an einer Schaufel kondensierenden Dampfes erhält man aus der Gleichheit der freiwerdenden und abgeführten Wärmemengen die Gleichung

$$\dot{m}_k(\xi) = \frac{\alpha(\xi)}{L} (T_{\text{Schfl}} - T_{\text{GS}}), \quad (6)$$

wo L die Verdampfungswärme, T_{Schfl} die tatsächliche Temperatur der Schaufel (bzw. der sie umhüllenden Wasserschicht) und T_{GS} die Temperatur bedeutet, die die Schaufel in Abwesenheit der Kondensation haben würde.

Die Temperatur der Schaufel stellt sich überall auf die örtliche Sättigungstemperatur ein, also ist $T_{\text{Schfl}} = T_s(\xi)$. Somit nimmt Gl. (6) unter Berücksichtigung der Gl. (3) die Gestalt

$$\dot{m}_k(\xi) = \frac{c_p \varrho_{\text{dl}} w_1}{L} \cdot \text{St}(\xi) [T_s(\xi) - T_{\text{GS}}] \quad (7)$$

an, wo T_s aus dem Druckverlauf und T_{GS} aus Gl. (1) berechnet werden können. Aus dieser örtlichen Kondensationsstärke \dot{m}_k folgt $\dot{M}_{k, \text{Schfl}}$, die gesamte Menge des an einer Schaufel kondensierenden Dampfes, durch Integration für beide Schaufelseiten:

$$\dot{M}_{k, \text{Schfl}} = l_{\text{Schfl}} \left[\int_0^{s_H} \dot{m}_k(\xi_H) d\xi_H + \int_0^{s_R} \dot{m}_k(\xi_R) d\xi_R \right]. \quad (8)$$

Es wurde hierbei angenommen, die Wärmeübergangsverhältnisse seien über die ganze Schaufellänge gleich, was aber auch bei nicht zylindrischen Schaufeln hinreichend gut erfüllt sein dürfte.

Wir wollen nun einen "Massenaustauschkoeffizienten" berechnen, der angibt, welcher Anteil der Dampfmenge \dot{M}_d , die in einem bestimmten Schaufelkranz eintritt, an den Schaufeln dieses Kranzes kondensiert. Offenbar ist dieser Massenaustauschkoeffizient,

$$\varepsilon_{d-f} \equiv \frac{z \cdot \dot{M}_{k, \text{Schfl}}}{\dot{M}_d}, \quad (9)$$

von Kranz zu Kranz stark verschieden, vor allem deshalb, weil der in Gl. (7) ersichtliche Temperatursprung sehr verschieden sein kann. (Der Index von ξ deutet an, dass es sich um einen Uebergang von Dampfform in fließendes Wasser handelt.) Je kleiner ε_{d-f} für Turbinen herauskommt, desto unbedeutender ist die Vorkondensation an den Schaufeln, desto besser trifft also die Behauptung zu, dass die Unterkühlung des Dampfes durch Vorkondensation nicht beeinträchtigt wird.

Auf Grund der Abb. 5 und der Gln. (7), (8) und (9) kann jetzt eine überschlägige Rechnung rasch durchgeführt werden. Wir wollen von Durchschnittswerten ausgehen, bei deren Annahme wir uns vor Augen halten, dass der hintere Teil des Profils für den Wärmeübergang die wichtigere Rolle spielt. Der Temperatursprung kann auf einfache Weise aus Abb. 1 bestimmt werden, man muss nur die Temperaturdifferenz zwischen Grenzschichtzustand und Sättigungslinie ablesen. Der Durchschnittswert von St folgt aus Abb. 5. Wir finden für

$$\begin{aligned} \text{Kranz 2': } \quad & \overline{T_S - T_{GS}} \approx 6^\circ\text{C} \quad , \quad \overline{St_H} \approx 0,005 \quad , \quad \overline{St_R} \approx 0,0045 \quad ; \\ \text{Kranz 2'': } \quad & \overline{T_S - T_{GS}} \approx 20^\circ\text{C} \quad , \quad \overline{St_H} \approx 0,005 \quad , \quad \overline{St_R} \approx 0,0045 \quad . \end{aligned}$$

Mit $c_p/L = 8 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ und Zahlentafel 2.1.1 ergibt sich (da $\varrho_{d1} \approx 1/v_1$ ist)

$$\frac{c_p \varrho_{d1} w_1}{L} = \begin{cases} 0,044 \text{ kg/m}^2 \text{ Ksec} & (\text{für Kranz 2'}) \\ 0,037 \text{ kg/m}^2 \text{ Ksec} & (\text{für Kranz 2'') ,} \end{cases}$$

womit aus Gl. (7) für

$$\begin{aligned} \text{Kranz 2': } \quad & \begin{cases} \overline{(\dot{m}_k)_H} = 0,044 \cdot 0,005 \cdot 6 \approx 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ kg/m}^2 \text{ sec} \\ \overline{(\dot{m}_k)_R} = 0,044 \cdot 0,0045 \cdot 6 \approx 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ kg/m}^2 \text{ sec} \end{cases} \\ \text{Kranz 2'': } \quad & \begin{cases} \overline{(\dot{m}_k)_H} = 0,037 \cdot 0,005 \cdot 20 \approx 3,7 \cdot 10^{-3} \text{ kg/m}^2 \text{ sec} \\ \overline{(\dot{m}_k)_R} = 0,037 \cdot 0,0045 \cdot 20 \approx 3,3 \cdot 10^{-3} \text{ kg/m}^2 \text{ sec} . \end{cases} \end{aligned}$$

Die Integrale in Gl. (8) können nun als \overline{m}_k mal Konturlänge s berechnet werden, so dass die Gln. (8) und (9) sich zu

$$\xi_{d-f} = \frac{z \cdot 1 \text{ Schfl} \left[\overline{(\dot{m}_k)_H} \cdot s_H + \overline{(\dot{m}_k)_R} \cdot s_R \right]}{\dot{M}_d} \quad (10)$$

vereinfachen. Der Dampfdurchsatz ist für den Kranz 2' $\dot{M}_d = \dot{M} = 40 \text{ kg/sec}$, weil hier noch alles dampfförmig ist; für den Kranz 2'' wird man ihn erst dann bestimmen können, wenn man die Verminderung des Dampfdurchsatzes infolge der Kondensation am Kranz 2' kennt. Mit Zahlentafel 2.1.1 erhalten wir für die beiden Kränze der Reaktionsturbine, wo Vorkondensation auftritt, nämlich für Kranz 2':

$$\xi'_{d-f} = \frac{121 \cdot 0,157 \left[1,3 \cdot 0,057 + 1,2 \cdot 0,066 \right] \cdot 10^{-3}}{40} = 0,000073 \quad (11)$$

und für Kranz 2'':

$$\xi''_{d-f} = \frac{130 \cdot 0,177 \left[3,7 \cdot 0,057 + 3,3 \cdot 0,066 \right] \cdot 10^{-3}}{(1 - 0,000073) \cdot 40} = 0,000247 \quad . \quad (12)$$

Diese Massenaustauschkoeffizienten sind sehr klein, also setzt sich nur ein verschwindend kleiner Teil des durchströmenden Dampfes an den Schaufeln ab. Man kann dieses Resultat auch mit Hilfe des Dampfgehaltes bzw. Wassergehaltes y ausdrücken und mit dem idealen Wassergehalt y_{∞} vergleichen, der bei vollkommenem thermodynamischen Gleichgewicht vorhanden sein müsste (laut Zahlentafel 2. 1. 1):

Nach Kranz 1":

$$x = 1, \quad y = 0; \quad y_{\infty} = 0,011. \quad (13)$$

Nach Kranz 2':

$$x = (1 - 0,000073) = 0,999927, \quad y = 0,000073; \quad y_{\infty} = 0,022. \quad (14)$$

Nach Kranz 2":

$$x = 0,999927 (1 - 0,000247) = 0,999680, \quad y = 0,000320; \quad y_{\infty} = 0,033. \quad (15)$$

Demnach macht die an den Schaufeln tatsächlich kondensierte Wassermenge y hinter der zweiten Stufe der Ueberdruckturbine nicht einmal 1 % des "Sollwertes" y_{∞} aus!

Dieses Wasser bildet an den Schaufeln dünne Wasserschleier oder Wasserfäden, die durch die Dampfreibung und an Laufschaufeln durch die Zentrifugalkraft in Bewegung gesetzt werden. In Abschn. 2. 7 wird gezeigt, dass das fließende Wasser an Leitschaufeln zur Hinterkante getrieben wird und dort in Form von grösseren Tropfen absprüht, an Laufschaufeln hingegen fast restlos zur Schaufelspitze gelangt und von dort nach aussen abspritzt. Somit ist das an Laufschaufeln kondensierte Wasser nicht imstande, einen weiteren Einfluss auf die Kondensationsvorgänge inmitten der Dampfströmung auszuüben. Die von Leitschaufeln abspritzenden Tropfen bleiben jedoch in der Dampfströmung, und an ihrer Oberfläche kann weitere Kondensation einsetzen. Ihre durchschnittliche Grösse wird durch Gl. 2. 8(6) angegeben, die auf die Verhältnisse in der Stufe 2 angewendet lautet:

$$\bar{r}_g = \frac{9\sigma}{\rho_{d1} c_1^2} = \frac{9 \cdot 62 \cdot 10^{-3}}{0,49 \cdot 281,3^2} \approx 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ m} . \quad (16)$$

Um das Ausmass der Kondensation an diesen Tropfen berechnen zu können, müssen wir drei Sachen kennen: ihre Gesamtoberfläche, die Wärmeübergangszahl zwischen ihnen und dem Dampf und ihre Verweilzeit im Dampf. Pro 1 Kilogramm durchströmenden Dampf reisst vom Kranz 2' laut Gl. (14) $y = 7,3 \cdot 10^{-5}$ kg Wasser ab. Die Oberfläche der aus diesem Wasser geformten abgerissenen Tropfen beträgt

$$A_g = (4\pi \bar{r}_g^2) \frac{3y}{4\pi \cdot \bar{r}_g^3} = \frac{3y}{\rho' \bar{r}_g} = 0,0146 \text{ m}^2 . \quad (17)$$

Für die Wärmeübergangszahl $\alpha_{r,g}$ ist zu beachten, dass für die Tropfen die Bedingungen der Kontinuumsströmung herrschen (vgl. Abschn. 2. 1), weil $Kn = 1,0 \cdot 10^{-7}/$

$/2 \cdot 1,5 \cdot 10^{-5} = 0,0033$ beträgt. Mit $U_r = 220$ m/sec Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Dampf ergibt sich $Re_r = 270$ (mit $\mu_d = 12 \cdot 10^{-6}$ kg/m sec), so dass Gl. 2. 2(16) gilt und mit $\lambda_d = 0,021$ J/m Ksec auf

$$\alpha_{r, g} = 0,33 \sqrt{Re_r} \frac{\lambda_d}{\bar{r}_g} = 7600 \text{ J/m}^2 \text{ Ksec} \quad (18)$$

führt. Die Verweilzeit eines Tropfens im Dampf bis zu seinem Auftreffen auf eine Schaufel des nächsten Kranzes kann ebenfalls auf Grund von Abschn. 2. 8 abgeschätzt werden. Zur Abschätzung der Fluggeschwindigkeit dient Abb. 2. 8. 3, zuerst muss man aber den Trägheitsparameterwert für die in Frage stehenden Tropfen berechnen. Die "Bremszeit" der Tropfen ergibt sich aus Gl. 2. 2(36), mit $(9\mu_d/2\varrho_w) = 6,0 \cdot 10^{-8}$ m²/sec, zu $\Delta t_{\text{brems}} = 4,6 \cdot 10^{-4}$ sec, so dass der Trägheitsparameter den Wert $(\frac{1}{2} U_r \Delta t_{\text{brems}}) = 0,050$ m besitzt. Man sieht aus Abb. 2. 8. 3, dass solche Tropfen sehr rasch beschleunigt werden. Wenn sie bis zum Auftreffen $\xi = 3$ cm = 0,03 m weit fliegen, dann werden sie auf etwa $0,5 c_1 \approx 140$ m/sec beschleunigt. Mit 70 m/sec als mittlere Fluggeschwindigkeit erhält man für die Flugzeit

$$\Delta t_{\text{Flug}} \approx \frac{0,03}{70} \approx 4,3 \cdot 10^{-4} \text{ sec} . \quad (19)$$

Wenn wir noch annehmen, dass während dieser Zeit der Temperaturunterschied zwischen Tropfenoberfläche und Dampf $\Delta T = 25^\circ\text{C}$ beträgt, aber davon $\Delta T_{\text{GS}, g} = \sqrt{1,2} \cdot 220^2/2 \cdot 2 \cdot 10^3 \approx 13^\circ\text{C}$ zum Abtransport der Reibungswärme aus der Grenzschicht benötigt werden, womit zur Abfuhr der Kondensationswärme nur

$$\Delta T_{\text{eff}, g} = \Delta T - \Delta T_{\text{GS}, g} \approx 12^\circ\text{C} \quad (20)$$

übrig bleiben, dann haben wir alle Angaben, die zur Bestimmung der Kondensation an den von Kranz 2' abgerissenen Tropfen nötig sind.

Wir wollen das Resultat in Form eines Massenaustauschkoeffizienten ϵ_{d-g} bekommen (Index: "von d-ampf auf g-rosse Tropfen"), der den Bruchteil des Dampfes angibt, der sich an diesen fliegenden Tropfen niederschlägt. Offenbar wird dieser

$$\epsilon_{d-g} = \frac{\alpha_{r, g} A_g \Delta T_{\text{eff}, g} \Delta t_{\text{Flug}}/L}{x} , \quad (21)$$

wo im Zähler der pro Kilogramm Gemisch kondensierte Dampf, im Nenner die gesamte Dampfmenge vor dieser Kondensation steht. Die Gln. (14) und (17) bis (20) führen auf

$$\epsilon_{d-f} = \frac{7600 \cdot 0,0146 \cdot 12 \cdot 4,3 \cdot 10^{-4}/2,28 \cdot 10^6}{0,999927} = 2,5 \cdot 10^{-7} \ll y_{\infty} , \quad (22)$$

so dass man, zusammenfassend, zum eindeutigen Schluss gelangt, dass weder durch

die Kondensation an den Schaufeln, noch an den von diesen hinten abspritzenden Tropfen ein merklicher Teil des Dampfes in den flüssigen Zustand übergeht.

Für die als Beispiel dienende Gleichdruckturbine gilt diese Feststellung mindestens ebensogut; anhand von Abb. 2 kamen wir sogar zum Schluss, dass dort u. U. gar keine Vorkondensation stattfindet.

Die Abwesenheit einer namhaften Vorkondensation hat zur Folge, dass die Unterkühlung des expandierenden Dampfes ungehemmt wachsen kann, was dann bald zur spontanen Kondensation des Dampfes (Nebelbildung) führt. Im nächsten Abschnitt nehmen wir diesen Vorgang unter die Lupe.

2.5 Die spontane Kondensation des Dampfes und der Zustand des entstandenen Nebels

In Turbinen wurde die plötzliche Kondensation des Dampfes unseres Wissens noch nie unmittelbar beobachtet. Das Vorhandensein eines dichten Nebels in den letzten Stufen von Kondensationsturbinen ist jedoch eine feststehende Tatsache [14]. Dass die Nebelbildung auch in Turbinen auf die gleiche Weise vor sich gehen muss, wie in einer einzelnen Laval-Düse, folgt daraus, dass der expandierende Dampf in beiden Fällen dasselbe Schicksal erlebt: nach der Sättigung tritt Uebersättigung ein und nimmt rasch zu, weil praktisch keine Kondensation möglich ist.

Für die Untersuchung der plötzlichen Kondensation in Ueberschalldüsen (sog. "Kondensationsstöße") wurden zahlreiche Experimente durchgeführt, vgl. [19], [21], [30], [31]. Schon vor langem wurde erkannt, dass die plötzliche Kondensation auf eine spontane Keimbildung im Dampfe selbst zurückzuführen ist. Später ist es gelungen, die Keimbildung auf thermodynamisch-statistischem Wege mathematisch zu erfassen; die klarste Darstellung dieser Theorie ist bei Frenkel [32] zu finden. Ein entscheidender Schritt, der die Theorie mit den Experimenten in Einklang brachte, wurde von Oswatitsch [33] getan, indem er die theoretisch gewonnene Formel für die Keimbildungshäufigkeit mit den gewöhnlichen Strömungsgleichungen und mit einem Wachstumsgesetz für die entstandenen Tropfen in einem Gleichungssystem vereinte, mit welchem er imstande war, durch schrittweise Rechnung den Druckverlauf in einer Düse mit spontaner Kondensation zu bestimmen. Die Uebereinstimmung zwischen dem errechneten Druckverlauf und dem experimentellen war beachtlich gut. — Eine sehr gute Zusammenfassung des ganzen Problemkreises ist bei Stever [34] zu finden; er gibt sowohl über die Theorie wie über Experimente eine ausgezeichnete Uebersicht.

Für die Untersuchung der Vorgänge, die sich im hinteren, von Nebel durchströmten Teil einer Nassdampfturbine abspielen, ist es unerlässlich, die Eigen-

schaften des Nebels zu kennen. Dieser Abschnitt bildet also den Angelpunkt für die Nachfolgenden. Zunächst wollen wir uns kurz mit der Keimbildung befassen, um dann im Abschnitt b - ähnlich wie Oswatitsch - ein Gleichungssystem aufzustellen, welches uns erlaubt, Expansionsvorgänge mit Kondensation zu berechnen (sowohl in Turbinen wie in Düsen). Das richtige Funktionieren des Gleichungssystems wird durch Nachahmung einiger Düsenexperimente geprüft. Daraufhin berechnen wir die Expansion in einer Niederdruckturbine, woraus einige wesentliche Züge des Vorganges ersichtlich werden. Diese Einsichten verhelfen uns zu einer einfacheren, analytischen Berechnungsmethode des Kondensationsvorganges, die in Abschnitt d umrissen wird und uns schliesslich erlaubt, in Abschnitt e einige wichtige Folgerungen zu ziehen.

a) Keimbildung

Unter Keim verstehen wir einen Tropfen, der gerade gross genug ist, um in einer übersättigten Dampfatosphäre, die ihn umgibt, von sich aus weiter zu wachsen. Von dem in Abschn. 2. 3c eingeführten Begriff der kritischen Tropfengrösse Gebrauch machend, verstehen wir unter einem Keim einen solchen Tropfen, der die kritische Grösse gerade (sagen wir um ein Molekül) übertrifft. Aus Gl. 2. 3(15) sieht man, dass die Keimgrösse bei geringer Uebersättigung Λ gross ist, bei grosser hingegen klein. In praktischen Fällen setzt die heftige Keimbildung dann ein, wenn die kritische Tropfengrösse auf etwa 30 bis 100 Moleküle heruntergegangen ist.

Wieso ist es aber überhaupt möglich, dass im Dampf solche Wassertröpfchen entstehen? Die Antwort liegt darin, dass in einem Dampf - wie auch in einem idealen Gas - infolge der thermischen Bewegung der Moleküle ständig Dichteschwankungen auftreten. Wenn der Dampf im Laufe der Expansion nahezu gesättigt oder gar übersättigt wird, dann kommt es immer öfters vor, dass einige Moleküle beim Zusammenstossen eine Zeitlang aneinander kleben bleiben. Diese mikroskopische Flüssigkeitsbildung kommt einer extrem starken Dichteschwankung gleich. Dass sie doch häufig auftritt, beruht - thermodynamisch gesprochen - darauf, dass in der Nähe des Sättigungszustandes die flüssige Form des Stoffes ungefähr gleich "wahrscheinlich" ist, wie die dampfförmige.

Nun kann mit Hilfe des Boltzmannschen Gesetzes $S = k \ln W$ für eine bestimmte Anzahl Dampfmoleküle berechnet werden, wie gross die relative Wahrscheinlichkeit W/W_0 dafür ist, dass man sie alle zu einem Wassertropfen zusammengeballt vorfindet. Man braucht nur den Betrag zu kennen, um welchen die Entropie zunimmt, wenn sich der Tropfen aus lauter Dampfmolekülen bildet. In einem grossen Dampf-

raum, wo sehr viele Moleküle enthalten sind, gibt die Grösse dieser relativen Wahrscheinlichkeit zugleich denjenigen Anteil aller Moleküle an, der jederzeit in solchen Tropfen enthalten ist¹⁾. Somit lässt sich z. B. bestimmen, wie viele kritische Tropfen in einer gewissen Dampfmenge gleichzeitig zu finden sind. Ferner kann man berechnen, wie viele kritische Tropfen im Laufe einer Sekunde ein weiteres Molekül aufnehmen: das gibt dann die gesuchte Keimbildungshäufigkeit. Die Formel lautet (siehe [32] oder [34])

$$J = \frac{\sqrt{2\sigma/\pi N}}{\varrho'} \cdot \frac{p^2}{(k T_d)^2} \cdot e^{-\frac{4\pi\sigma r_{\text{krit}}^2}{3kT_d}} \quad (1)$$

J ist die Anzahl der Keime, die in 1 m^3 Dampf pro Sekunde entstehen, und N die Anzahl der Moleküle in einem Kilogramm Dampf. Setzt man r_{krit} aus Gl. 2.3(15) in diese Gleichung ein und beachtet, dass $Nk = R$, dann erhält man die für praktische Rechnungen geeignete Form

$$J = \left(\frac{\sqrt{2\sigma N^3/\pi}}{\varrho'(RT_d)^2} \right) \cdot p^2 e^{-\left(\frac{16\pi\sigma^3 N}{3\varrho'^2(RT_d)^3} \right)} \cdot \frac{1}{\Lambda^2} e^{-\frac{Z_1^2}{\Lambda^2}} \equiv Z_0 p^2 e^{-\frac{Z_1^2}{\Lambda^2}} \quad (2)$$

wo die logarithmische Uebersättigung laut Gl. 2.3(3) als

$$\Lambda \equiv \ln \frac{p}{p_s(T_d)} \quad (3)$$

definiert ist. Die beiden, mit Z_0 und Z_1 abgekürzten Grössen hängen nur von der Dampftemperatur ab und sind in Kurvenblatt IV (s. Anhang) dargestellt.

Auf Grund verschiedener Experimente, die alle eine plötzliche Kondensation zeigen, wird man erwarten, dass die Keimbildungshäufigkeit mit wachsender Uebersättigung sehr stark ansteigt. Wenn wir typische Werte für die Grössen in Gl. (2) einsetzen, dann erhält sie etwa folgende Gestalt:

$$J = 10^{24} \cdot (0,3 \cdot 10^5)^2 \cdot e^{-45/\Lambda^2} \approx 10^{33} \cdot 10^{-20/\Lambda^2} .$$

Man sieht es leicht, dass J ausserordentlich stark von Λ abhängt. Wächst nämlich

1) Genau gesagt kommt diese Gleichgewichtsverteilung der Tropfen in Wirklichkeit nie zustande. Die Ermittlung einer der Wirklichkeit besser entsprechenden quasistationären Tropfenverteilung war der schwierigste Punkt der Theorie.

die Uebersättigung p/p_s vom Zweifachen (entspricht $\Lambda \approx 0,7$) auf das Vierfache ($\Lambda \approx 1,4$) an, dann steigt J vom Werte 10^{-8} auf 10^{+23} Keime/m³sec. Eine Verdopplung der Uebersättigung kann also eine Steigerung der Keimbildung um mehr als dreissig Zehnerpotenzen zur Folge haben!

b) Strömungsgleichungen für kondensierenden Dampf

Die Gleichungen des Systems, das die Expansion des Dampfes in einer Düse oder Turbine beschreibt, können - wie auch im Falle irgend eines anderen Mediums - in zwei Gruppen eingeteilt werden. Die einen, nämlich die Kontinuitätsgleichung, die Energiegleichung und die Bewegungsgleichung, drücken allgemeine physikalische Gesetze aus und enthalten auch Angaben über die Besonderheiten der Expansion, z. B. über Kanalform, Reibung etc. Die übrigen Gleichungen enthalten nur die Eigenschaften des Strömungsmediums und bestehen z. B. im einfachsten Falle des idealen Gases aus der thermischen Zustandsgleichung, $pv = RT$, und aus der kalorischen, $di = c_p dT$. Für kondensierenden Dampf wird diese zweite Gruppe der Gleichungen viel komplizierter, was aber grundsätzlich nichts an der Sache ändert.

In Bezug auf unser Strömungsmedium machen wir zwei wichtige Annahmen, die auch in der Wirklichkeit weitgehend erfüllt sind: erstens dass der Dampf nur durch Keimbildung und durch die weitere Kondensation an diese Keime kondensieren kann, nicht aber an Wandungen, Fremdkörper und dgl.; zweitens, dass die entstandenen Tropfen sich überall mit der gleichen Geschwindigkeit bewegen, wie der Dampf selbst.

Die Expansion setzen wir adiabatisch aber reibungsbehaftet voraus. Falls es sich um eine Turbine handelt, denken wir diese durch ein Modell ersetzt, das die gleiche Expansion auf übersichtlicherem Wege bewirkt: diese Modellturbine soll aus unendlich vielen Stufen mit unendlich kleinem Druckverhältnis bestehen, die imstande sind, die Arbeit dem Strömungsmedium kontinuierlich zu entziehen, d. h. seine Totalenthalpie (nach einem beliebigen vorgeschriebenen Gesetz) kontinuierlich zu verringern. In der Bewegungsgleichung wird sich diese Vorstellung in einer Feldkraft äussern, welche der Strömung entgegengerichtet ist und gegen die das Medium Arbeit leisten muss. Damit bleibt der in diesem Zusammenhang wesentliche Aspekt der Expansion, nämlich der zeitliche Ablauf von dem, was ein strömendes Dampfteilchen erlebt, weitgehend erhalten; hingegen fällt der hier unwichtige zweidimensionale Charakter der Gitterströmung völlig weg. Wir können also die an sich komplizierte Strömung in einer Turbine bei Verwendung einer geeigneten Feldkraft mit vollem Recht eindimensional behandeln, ebenso wie die in einer Düse. Wir brauchen uns nur um die axiale Geschwindigkeit c_a und um den achsnormalen (Ring-) Quer-

schnitt Ω_a zu kümmern. Die Angaben, durch welche wir eine Turbine oder Düse spezifizieren müssen, sind somit der Verlauf des achsnormalen Querschnitts entlang der Axialkoordinate, $\Omega_a(\xi_a)$, derjenige der Totalenthalpie, $h(\xi_a)$, und eine Aussage über die Reibungswärmeentwicklung (worunter wir alle möglichen Verluste zusammenfasst und im ganzen Strömungsquerschnitt gleichmässig verteilt denken) etwa mit Hilfe des polytropen Wirkungsgrades η_p . Es sind also vorgegeben

$$\Omega_a = \Omega_a(\xi_a) , \quad (4)$$

$$h = h(\xi_a) \quad (\text{für Düse: konstant}) , \quad (5)$$

$$\eta_p = \eta_p(\xi_a) \quad (\text{annähernd konstant}) . \quad (6)$$

Als weitere Angaben sind noch der Massendurchsatz \dot{M} kg/sec und der Anfangszustand des Dampfes, p_A , i_A , erforderlich. Der Dampf soll am Eintritt noch keine Tropfen enthalten.

Die Kontinuitätsgleichung lautet

$$c_a = \frac{\dot{M} v}{\Omega_a} , \quad (7)$$

die Energiegleichung

$$i + \frac{c_a^2}{2} = h . \quad (8)$$

Die Grössen v und i beziehen sich auf die Masseneinheit des gesamten Strömungsmediums, unabhängig davon, ob es sich bei diesem um reinen Dampf oder um Nebel handelt.

In der Bewegungsgleichung wird der Umstand, dass das Strömungsmedium nach aussen Arbeit abgibt, durch ein Feldkraftglied F (Kraft/Volumeneinheit) in Rechnung gezogen, dessen Grösse wir noch auf den vorgeschriebenen Totalenthalpieverlauf $h(\xi_a)$ zurückführen werden. Auch die Reibung lässt sich auf analoge Weise durch eine Bremskraft B berücksichtigen. Beziehen wir alle Glieder auf die Volumeneinheit, dann lautet die Bewegungsgleichung

$$\frac{c_a}{v} \frac{dc_a}{d\xi_a} = - \frac{dp}{d\xi_a} - F - B . \quad (9)$$

Nun lässt sich F mit $h(\xi_a)$ und B mit $\eta_p(\xi_a)$ in Zusammenhang bringen: auf die Masseneinheit des Strömungsmediums wirkt die Feldkraft vF . Die Arbeit, die während einer Weiterströmung um die Strecke $d\xi_a$ gegen die Feldkraft geleistet wird, ist gleich der Totalenthalpieverminderung des Mediums, d. h.

$$vF d\xi_a = - \frac{dh}{d\xi_a} d\xi_a ,$$

woraus

$$F = - \frac{1}{v} \frac{dh}{d\xi_a} . \quad (10)$$

Die Reibungskraft B muss so gross sein, dass sie immer soviel Arbeit dissipiert, wie es dem örtlichen polytropen Wirkungsgrad entspricht. Die Reibungskraft während der Verrückung $d\xi_a$ beträgt pro Masseneinheit $vB d\xi_a$ und muss gleich gross sein wie $-(1 - \eta_p) di_s = -(1 - \eta_p) vdp$, woraus

$$B = -(1 - \eta_p) \frac{dp}{d\xi_a} . \quad (11)$$

Setzt man F und B in Gl. (9) ein, dann erhält die Bewegungsgleichung die Form

$$c_a \frac{dc_a}{d\xi_a} = -\eta_p v \frac{dp}{d\xi_a} + \frac{dh}{d\xi_a} . \quad (12)$$

Im folgenden wenden wir uns den Eigenschaften des Strömungsmediums zu. Entweder handelt es sich um reinen Dampf oder um Nebel, d. h. um ein Gemisch von Dampf und mitströmenden kleinen Tropfen. Diese Nebeltropfen haben verschiedene Grössen, je nachdem, ob sie früher oder später entstanden sind, weil ja die älteren mehr Zeit zum Wachsen zur Verfügung hatten. Im folgenden charakterisieren wir jeden Tropfen durch den Ort ξ_e , wo er als Keim entstanden ist¹⁾. Alle Grössen, die auf einzelne Tropfen hinweisen, sind daher nicht nur Funktionen des Ortes ξ_a , sondern auch davon, auf welche Tropfen sie sich beziehen, also des Entstehungsortes ξ_e . Wir sprechen daher von Tropfenradius $r(\xi_e, \xi_a)$, von Tropfenmasse $m_r(\xi_e, \xi_a)$, von Tropfentemperatur $T_r(\xi_e, \xi_a)$ etc. Tröpfchen, die kleiner sind als die Keimgrösse, werden im Wassergehalt überhaupt nicht berücksichtigt, weil ihr Masse- und Energieanteil verschwindend klein ist. Mit anderen Worten nehmen wir an, dass der Dampf plötzlich fertige Keime produziert. Die Keimbildungshäufigkeit ist aus Gl. (2) bekannt, so dass wir die Anzahl $v(\xi_e) d\xi_e$ derjenigen Tropfen berechnen können, welche pro Kilogramm Strömungsmedium zwischen den Orten ξ_e und $\xi_e + d\xi_e$ entstehen:

$$v(\xi_e) d\xi_e = J(\xi_e) v(\xi_e) \frac{d\xi_e}{c_a(\xi_e)}$$

(das eingenommene Volumen ist nämlich $v(\xi_e)$ und die Verweilzeit des Mediums zwischen den beiden Orten $d\xi_e/c_a$). Daraus folgt für die Verteilungsfunktion der Tropfen über die Entstehungsorte ξ_e

1) Die Bezeichnung $\xi_{a,e}$ wäre an sich die konsequente; einfachheitshalber lassen wir aber den Index 'a' weg.

$$v(\xi_e) = \frac{J(\xi_e) v(\xi_e)}{c_a(\xi_e)} . \quad (13)$$

Der Dampf wird als idealer Dampf vorausgesetzt (vgl. Traupel [20]); er gehorcht also den Zustandsgleichungen

$$pv_d = \frac{\kappa - 1}{\kappa} (i_d - i_*) \quad (14)$$

und

$$c_p T_d = i_d - i_* , \quad (15)$$

wobei κ und i_* über weite Bereiche als konstant angenommen werden können und $\frac{\kappa - 1}{\kappa} \cdot c_p = R$ ist.

Das Wasser sei inkompressibel, mit bekannter Temperaturabhängigkeit der Dichte,

$$\rho_w = \rho_w(T_w) , \quad (16)$$

und mit bekanntem Enthalpie-Temperatur-Zusammenhang

$$i_w = i_w(T_w) . \quad (17)$$

Die Tropfen sind so klein, dass wir ohne merklichen Fehler ihre Innentemperatur T_w der Oberflächentemperatur T_r gleichsetzen dürfen. Es ist also

$$T_w = T_r , \quad (18)$$

wobei aber zu beachten ist, dass T_r immer kleiner ist, als die örtliche Sättigungstemperatur, und zwar um einen Betrag, der laut Gl. 2.3(11) je nach Tropfengrösse verschieden gross ist:

$$T_r(\xi_e, \xi_a) = T_s(p) - \frac{2\sigma}{\rho RT_s} \frac{K T_s}{r(\xi_e, \xi_a)} . \quad (19)$$

(Für den Faktor K siehe Gl. 2.3(6).)

Der direkte Einfluss der Oberflächenspannung auf die Enthalpie des Tropfens mittels der Oberflächenenthalpie $(5/3)\sigma \cdot 4\pi r^2$ darf vernachlässigt werden.

Zwischen Tropfenradius und -masse besteht der Zusammenhang

$$m_r(\xi_e, \xi_a) = \frac{4\pi}{3} \rho_w(T_w) \cdot r(\xi_e, \xi_a)^3 . \quad (20)$$

Den spezifischen Wassergehalt y des Strömungsmediums am Orte ξ_a können wir berechnen, indem wir die Masse aller Tropfen zusammenzählen, die seit dem Ueberschreiten der Sättigungslinie ($\xi_a = \xi_s$) bis zur laufenden Stelle ξ_a entstanden sind:

$$y \equiv 1 - x = \int_{\xi_s}^{\xi_a} m_r(\xi_e, \xi_a) \cdot v(\xi_e) d\xi_e . \quad (21)$$

Das spezifische Volumen des gesamten Strömungsmediums folgt aus

$$v = x v_d + \frac{4\pi}{3} \int_{\xi_s}^{\xi_a} r(\xi_e, \xi_a)^3 \cdot v(\xi_e) d\xi_e \approx x v_d \quad (22)$$

(da ja das vom Wasser eingenommene Volumen neben dem Dampfvolmen vernachlässigbar ist) und seine spezifische Enthalpie aus

$$i = x i_d + \int_{\xi_s}^{\xi_a} i_w(\xi_e, \xi_a) \cdot m_r(\xi_e, \xi_a) \cdot v(\xi_e) d\xi_e . \quad (23)$$

(i_w ist infolge der Gln. (17) bis (19) je nach Tropfengröße verschieden.)

Zuletzt müssen wir uns noch mit dem Massenaustausch zwischen den beiden Phasen befassen. Dieser wird durch Keimbildung und durch Kondensation an den schon vorhandenen Tropfen bedingt. Für die erstere gilt die Formel Gl. (2); das weitere Wachstum eines Tropfens infolge der fortlaufenden Kondensation an ihn beträgt laut Gl. 2.3(14)

$$\dot{m}_r = \frac{\alpha_r (4\pi r^2) (T_r - T_d)}{L} . \quad (24)$$

Die Wärmeübergangszahl α_r ist durch Gl. 2.2(32) gegeben. Summiert man diese \dot{m}_r für alle vorhandenen Tropfen auf, und addiert man sie zur Menge, die durch Keimbildung in die Flüssigkeitsform übergeht, dann erhält man den gesamten örtlichen Zuwachs des Wassergehaltes. Dieser ist also

$$\frac{dy}{d\xi_a} = \frac{J v}{c_a} \cdot \frac{4\pi}{3} \varrho_w r_{\text{krit}}^3 + \frac{1}{c_a} \int_{\xi_s}^{\xi_a} \dot{m}_r(\xi_e, \xi_a) v(\xi_e) d\xi_e , \quad (25)$$

weil ja $dt = d\xi_a / c_a$ ist und die Keimgröße durch den kritischen Radius gegeben ist, welcher laut Gl. 2.3(15)

$$r_{\text{krit}} = \frac{2\sigma}{\varrho' RT_d} \cdot \frac{1}{\Lambda} \quad (26)$$

beträgt.

Die Gln. (7), (8), (12) zusammen mit den das Verhalten des Strömungsmediums beschreibenden Gleichungen (13), (14), (15), (16), (17), (18), (19), (20), (21 oder 25), (22), (23), (24), (2), (3), (26) stellen ein Differentialgleichungssystem dar, aus welchem der Verlauf der Expansion durch schrittweise Auflösung bestimmt werden kann. Allerdings ist die Rechnung ausserordentlich zeitraubend und eignet sich daher nur für automatische Rechengeräte.

Im nächsten Abschnitt berichten wir über einige Anwendungen dieses Gleichungssystems auf Expansionen, und wir werden im übernächsten zeigen, dass man dem Gleichungssystem die wesentlichen Aussagen auch auf schnellere Weise mit genügender Genauigkeit entnehmen kann.

c) Anwendung der Strömungsgleichungen auf Expansionen mit Kondensation

Mit der Aufstellung des Gleichungssystems für Expansion verfolgten wir das Ziel, den Ablauf der Expansion in einer Turbine berechnen zu können. Bevor wir aber dies tun, scheint es nötig zu sein, das Gleichungssystem vorerst auf solche Expansionen anzuwenden, deren Verlauf aus Experimenten genau bekannt ist. Damit sollte sich nicht nur die Frage entscheiden, ob die Gleichungen die Vorgänge bloss qualitativ richtig beschreiben, sondern es sollte festgestellt werden können, ob der Ort des Kondensationsbeginns richtig bestimmt werden kann.

Von den in der Literatur auffindbaren Düsenexperimenten schienen diejenigen von Binnie und Woods [21] zum Ausprobieren des Gleichungssystems am besten geeignet zu sein, weil sie mit grosser Sorgfalt gemessen und mit ausführlichem Datenmaterial beschrieben worden ist. Aus den zahlreichen Messungen - wobei der Eintrittsdruck immer konstant gelassen, die Eintrittstemperatur (Ueberhitzung) aber variiert wurde - wurden vier zur Nachrechnung ausgewählt; der Kondensationsbeginn lag bei einem unmittelbar hinter der engsten Stelle, bei einem anderen nahe dem Ende der Düse und bei den zwei übrigen dazwischen. Der Querschnittsverlauf war aus den Düsenabmessungen bekannt; der Verlauf des polytropen Wirkungsgrades wurde durch Probieren so bestimmt, dass der Druckverlauf ohne Kondensation mit den gemessenen übereinstimmte. Die Stoffgrössen wurden durchwegs konstant eingesetzt.

Die Rechnung wurde an der ERMETH¹⁾, einer Digitalmaschine von etwa 60 Elementaroperationen pro Sekunde Rechengeschwindigkeit, ausgeführt. Das Programm wurde so aufgebaut, dass die Schrittweite der Auflösung bereichsweise von Hand eingestellt werden konnte und dass man freie Wahl zwischen zwei verschieden hochwer-

1) Elektronische Rechenmaschine der ETH.

tigen Auflösungsverfahren (Euler-Cauchy, Runge-Kutta) hatte. Das bot die Möglichkeit zur Kontrolle der mathematischen Genauigkeit der Rechnung, indem einige Fälle mit zwei verschiedenen Schrittweiten oder mit zwei verschiedenen Lösungsmethoden durchgerechnet wurden. Die Rechenzeit für einen Fall - mit Kondensation - betrug im Durchschnitt 1 1/2 Stunden.

Die erhaltenen Druckverläufe werden in Abb. 1 mit den gemessenen verglichen. Der gemessene Druck zeigt stellenweise einen stark welligen Verlauf, der auf zwei-dimensionale Effekte zurückzuführen ist und deshalb durch die Rechnung nicht erfasst wurde. Von diesem Nebeneffekt abgesehen ist die Uebereinstimmung der Rechnung mit dem Experiment durchaus gut. Sowohl der Ort der Kondensation wie auch die Druckerhöhung wurde richtig wiedergegeben. Einzig bei Test No. 99 besteht eine merkliche Diskrepanz. Bei näherer Untersuchung des Datenmaterials von Binnie und Woods stellte es sich jedoch heraus, dass die Messung No. 99 mit anderen Messungen, die mit benachbarten Anfangszuständen erfolgt sind, nicht kohärent ist, somit also mit irgendeinem Fehler behaftet gewesen sein muss.

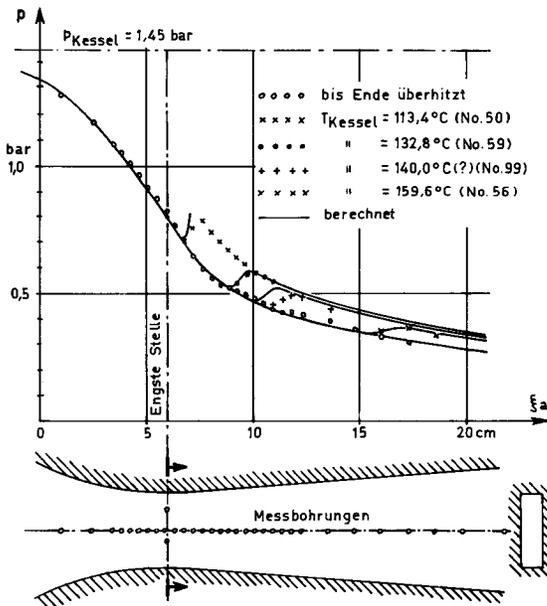


Abb. 2.5.1 Zur Prüfung des Rechenverfahrens: gemessene und nachgerechnete Druckverläufe in der Düse von Binnie und Woods [21]

Nachdem diese Rechnungen erwiesen hatten, dass das Gleichungssystem den Kondensationsvorgang richtig erfasst, wurde eine Turbinenexpansion durchgerechnet.

Wir ersetzten deshalb die in Abschn. 2.1 beschriebene Ueberdruckturbine durch eine kontinuierlich entspannende Modellturbine, worauf schon in Abschn. b hingewiesen wurde.

Für den Wirkungsgrad wurde $\eta_p = \text{konst} = 0,87$ eingesetzt. Der vorgeschriebene Ω_a - und h-Verlauf ist in Abb. 3 gezeigt. Die schrittweise Rechnung wurde zweimal durchgeführt, mit gleichen Schrittweiten, aber mit verschiedenen Auflösungsverfahren. Die Uebereinstimmung der beiden Rechnungen war gut. Die Schrittweite betrug im Bereich $0 < \xi_a < 0,15$ m jeweils 1 cm; in der Zone merklicher Keimbildung und raschen Tropfenwachstums ($0,15 < \xi_a < 0,225$ m, vgl. Abb. 2) wurde zu 1 mm übergegangen. Von $\xi_a = 0,225$ an wurde die Rechnung mit 5 mm Schrittweite zu Ende geführt. Die Keimbildung wurde nur dort berücksichtigt, wo $J > 10^{10}$ war (ihr Maximalwert betrug mehr als 10^{19} !). Die Tropfen wurden in so viele Gruppen aufgeteilt, wie Rechenschritte auf den Bereich mit $J > 10^{10}$ entfielen (31 Gruppen).

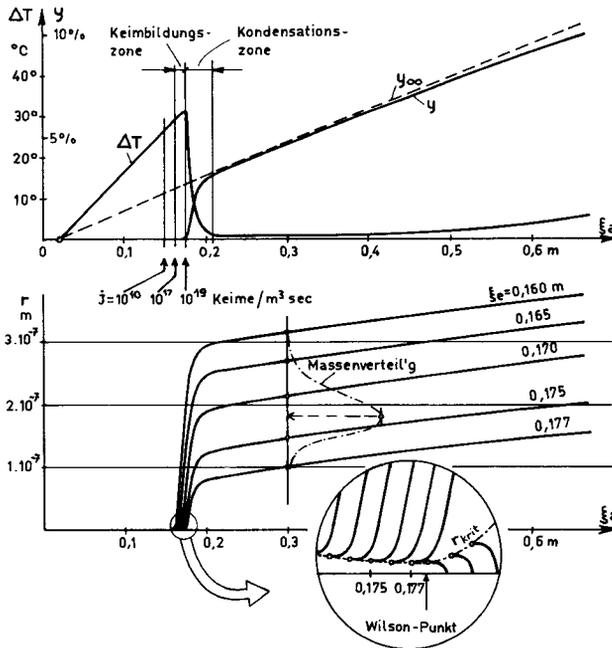


Abb. 2.5.2 Berechneter Unterkühlungsverlauf, Nässegehalt und Nebeltropfengrösse in einer kontinuierlich entspannenden Turbine

Die Resultate der Rechnung sind in den Abb. 2, 3 und 4 dargestellt. Der obere Teil der Abb. 2 zeigt, dass die Unterkühlung $\Delta T = T_s - T_d$ zunächst ungestört wächst; der Dampf expandiert wie wenn er noch überhitzt wäre. Erst bei einer Unterkühlung ΔT von etwa 27°C erreicht die Keimbildung eine merkliche Stärke. Damit, und mit dem darauffolgenden Wachstum der Tropfen setzt die Kondensation ein. Das Wachstum der Tropfen ist im unteren Teil der Abb. 2 ersichtlich. Kurz nach ihrem Entstehen wachsen die Tropfen ausserordentlich rasch an; dieses schnelle Wachsen wird erst durch das Verschwinden der Unterkühlung abgebremst. Der Verlauf des spez. Wassergehaltes y zeigt, dass vom Merklichwerden der Keimbildung an binnen sehr kurzer Zeit fast das vollständige thermodynamische Gleichgewicht ($y \approx y_{\infty}$) erreicht wird. Die Bildung des Wassers und das Verschwinden der Unterkühlung gehen Hand in Hand.

Die Anzahl der Tropfen hängt laut Gl. (13) mit der Stärke der Keimbildung an dem Ort zusammen, wo diese entstanden sind. Später geborene Tropfen sind zahlreicher als früher geborene: jedoch erreichen sie nur eine geringere Grösse. Daraus ergibt sich eine Verteilung der Masse auf die einzelnen Tropfengruppen wie sie in Abb. 2 angedeutet ist. Das Spektrum der Tropfen ist ziemlich schmal: diese Tatsache wird später noch weitgehend ausgenützt, weil sie die Möglichkeit bietet, die Nebeltropfen bei verschiedenen weiteren Untersuchungen als gleich gross anzusehen. Die Keime, die in unmittelbarer Nähe der maximalen Uebersättigung (Unterkühlung) oder gar nachher entstehen, können nicht anwachsen, weil sie ständig unter der von hier an ansteigenden kritischen Tropfengrösse bleiben. Ihre Grösse nimmt ab, bis sie vollständig verdampft sind (unter die Lupe genommene Partie der Abb. 2). Somit kann die Stelle der maximalen Unterkühlung als die Grenze zwischen zwei Zonen aufgefasst werden: vor ihr spielt sich die Entstehung der Tropfen ab, jedoch wird noch keine merkliche Wassermenge ausgeschieden ("Keimbildungszone"); hinter ihr bilden sich keine beständigen Tropfen mehr, aber hier erfolgt der eigentliche Wasserausfall und zwar durch Wachstum der vorhandenen Tropfen ("Kondensationszone").

Abb. 3 zeigt, dass die Strömungsgeschwindigkeit in der Kondensationszone stark ansteigt. In Abschn. d werden wir zeigen, dass dies bei Unterschallströmungen der Fall ist (weil ja das spezifische Volumen plötzlich zunimmt) und dass bei Ueberschallströmungen genau das Gegenteil gilt. Im Druckverlauf merkt man keinen Sprung; das ist darauf zurückzuführen, dass die Strömungsgeschwindigkeit relativ gering ist und deshalb die Impulsänderung, die bei der plötzlichen Beschleunigung auftritt, auch bescheiden bleibt.

Abb. 4 zeigt die Expansionslinie. (Sie wurde so ermittelt, dass dem Gleichungssystem weitere Gleichungen beigefügt wurden, die eine laufende Bestimmung der En-

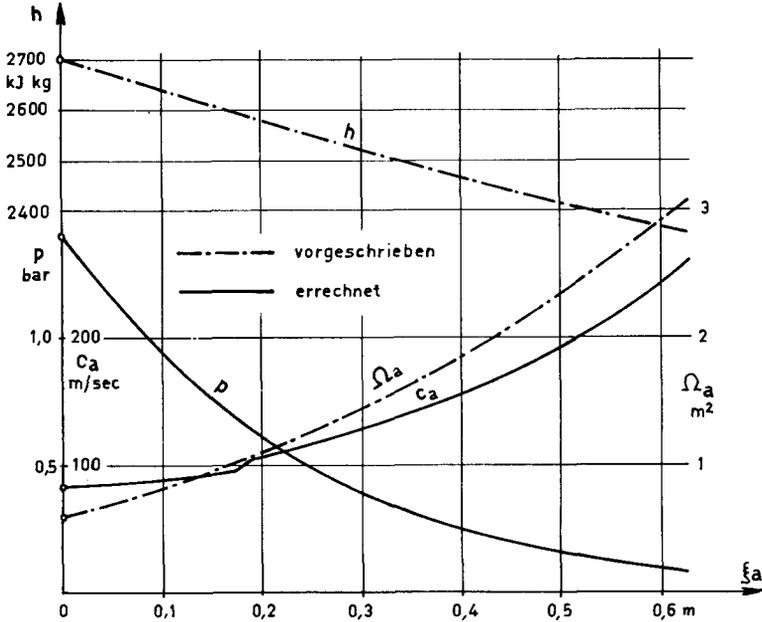


Abb. 2.5.3 Der für die kontinuierlich entspannende Turbine zugrundegelegte Verlauf der Totalenthalpie h und des achsnormalen Strömungsquerschnittes Ω_a , sowie der errechnete Druck- und Axialgeschwindigkeitsverlauf

tropie gestatteten.) Man sieht, dass die Kondensation mit einer Entropievergrößerung verbunden ist. Diese ergab sich zu $\Delta s = 0,7 \text{ J/kgK}$. Im Abschnitt d werden auch bezüglich der Grösse von Δs allgemeine Aussagen gemacht. Der Wilson-Punkt (in unserer Terminologie der Ort der grössten Uebersättigung bzw. Unterkühlung) liegt bei etwa 2,6 % theoretischer Nässe. Der Zustandsverlauf der Dampfphase schmiegt sich nach Einsetzen der Kondensation rasch der Sättigungslinie an.

In den hinteren Teilen der Turbine merkt man, dass die Unterkühlung wieder ansteigt und dementsprechend y merklich hinter y_{∞} zurückbleibt, vgl. Abb. 2. Diese Frage hängt mit der Verschlechterung des Wärmeüberganges an den Nebeltropfen bei geringeren Dampfdichten zusammen und wird im Abschn. 2.6 ausführlich behandelt.

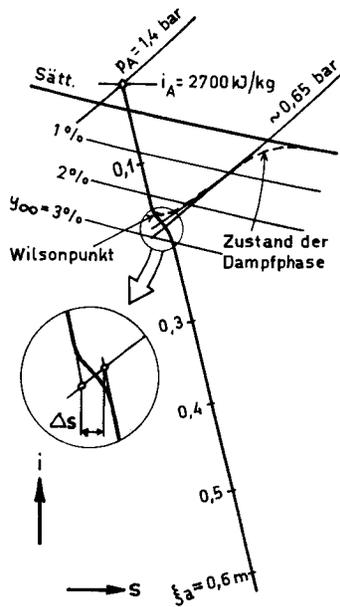


Abb. 2.5.4 Die für die kontinuierlich entspannende Turbine errechnete Expansionslinie

d) Analytische Bestimmung des Kondensationsbeginns und der Eigenschaften des entstandenen Nebels

Die Berechnung der spontanen Nebelbildung auf Grund des in Abschn. b aufgestellten Gleichungssystems, wie das in den Beispielen des Abschn. c getan wurde, braucht einen sehr grossen Aufwand an Rechenarbeit. Es drängt sich die Frage auf, ob man nicht auf einfachere Weise eine hinreichend genaue Antwort auf die wesentlichen Fragen erhalten könnte. Eine geschlossene, wenn auch nur annähernde, analytische Methode hätte auch noch den grossen Vorteil, dass sie die Rolle einzelner Faktoren (Expansionsschnelligkeit, Machzahl etc.) leicht erkennen liesse. Es wären dabei folgende Fragen zu beantworten: Wo tritt die spontane Kondensation ein (Wilson-Punkt)? Wie sieht der Knick in der Expansionslinie aus? Wie gross sind die entstandenen Nebeltropfen?

Die im vorangehenden Abschnitt berechneten Beispiele führten zur Erkenntnis, dass man den Ablauf der spontanen Kondensation in zwei Etappen eingeteilt denken

kann (dieser Gedanke wurde erstmals von O s w a t i t s c h [33] ausgesprochen): In der ersten Etappe ("Keimbildungszone") entstehen die Keime, aus denen Nebeltropfen werden, doch sind sie vorerst noch so klein, dass insgesamt nur sehr wenig Wasser in ihnen enthalten ist, siehe Abb. 5. (Tropfenzahl n steigt an, aber es bleibt $y \ll y_{\infty}$.)

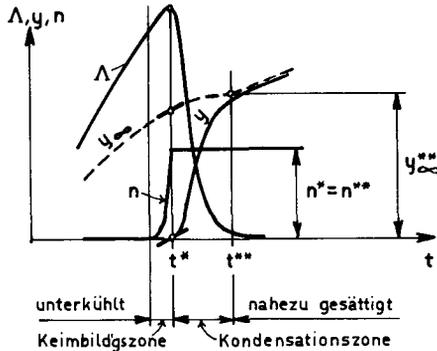


Abb. 2.5.5 Zum zeitlichen Ablauf der spontanen Kondensation

In der zweiten Etappe ("Kondensationszone") entstehen keine neuen Keime mehr¹⁾, also bleibt n konstant: die ausfallende Wassermenge wird einzig durch das Wachstum der vorhandenen Tropfen aufgenommen. Das Wachsen der Tropfen hört erst dann auf, wenn praktisch die ganze Wassermenge y_{∞} , die dem thermodynamischen Gleichgewicht entsprechend zur Ausscheidung fällig ist, tatsächlich ausgeschieden wurde, also wenn praktisch $y = y_{\infty}$ erreicht ist. Soweit das physikalische Bild.

Dank dieser Aufteilung werden vereinfachungen möglich, die eine analytische Berechnung erst durchführbar machen: In der ersten Rechenetappe berechnet man die Keimbildung, wobei man die Rückwirkung der Kondensation auf den Zustandsverlauf ausser acht lässt: als Resultate erhält man den Ort des Wilson-Punktes und die Anzahl der entstandenen Tropfen. In der zweiten Etappe kümmert man sich nicht mehr um den Mechanismus der Kondensation, sondern schaut, was für eine Wirkung die Ausscheidung der theoretischen Nässe auf die Strömung ausübt; aus dieser Betrachtung wird sich der Zustand nach beendeter Kondensation ergeben. Schliesslich folgt aus den Resultaten der beiden Etappen die mittlere Grösse der fertig ausgewachsenen Nebeltropfen, womit dann alle eingangs gestellten Fragen beantwortet sind. Wir befassen uns nun mit diesen Rechenetappen einzeln.

1) Genauer: Keine neuen Keime, die nachher anwachsen und zu beständigen Tropfen führen.

Keimbildungszone

Die nachfolgenden Ausführungen sind auf ein Rechenverfahren gestützt, das in [45] unter allgemeineren Annahmen (Zweikomponenten-Atmosphäre, höhere Drücke) hergeleitet und an zahlreichen experimentellen Ergebnissen geprüft wurde. Hier sollen lediglich die Grundgedanken des Verfahrens gezeigt werden, sowie die Resultate und deren Verwendung. Wir beschränken uns dabei auf reinen Wasserdampf und auf den Grenzfall niederer Drücke, wo das Tropfenwachstum für die in Frage kommenden winzigen Tropfen durch molekulare Gesetze geregelt wird.

Man stellt sich den physikalischen Vorgang in einem Dampfelement, währenddem dieses durch die Keimbildungszone strömt, folgendermassen vor. In allen Teilen des Dampfelementes entstehen fortwährend neue Tropfen, die bei ihrer Geburt jeweils die (der augenblicklichen Uebersättigung entsprechende) kritische Grösse haben. Die Bildungshäufigkeit solcher Keime pro Volumeneinheit nimmt in der Zeit immer mehr zu, weil ja die Uebersättigung vorerst noch ständig grösser wird. An den Keimen setzt sofort weitere Kondensation ein, so dass parallel mit der Geburt von neuen Tropfen auch Wachstum der älteren vor sich geht. Das Wachstum eines Tropfens wird durch Wärmeübergangsgesetze geregelt, hängt also in erster Linie vom Radius des Tropfens und von der Grösse der Uebersättigung (genauer: Unterkühlung) ab. - Gibt es nun eine Möglichkeit, für alle Grössen, die die Keimbildung und das Tropfenwachstum beeinflussen, ihren zeitlichen Verlauf in der Keimbildungszone vorausszusagen, so wird: 1) die Keimbildungshäufigkeit J eine bekannte Funktion der Zeit und somit die Anzahl der bis zu einem beliebigen Zeitpunkt geborenen Tropfen bekannt, 2) der Verlauf des Tropfenwachstums, also die Funktion $r(t)$, für einen jeden dieser Tropfen eindeutig bestimmt. (Diese letztere müsste allerdings auch dann für einen jeden Tropfen durch die Lösung einer Differentialgleichung bestimmt werden.) Im Besitze von $J(t)$ und aller $r(t)$ könnte man dann die Kondensationsstärke dy/dt als Funktion der Zeit bilden:

$$\frac{dy}{dt} = m_{krit} \cdot Jv + \sum_{\text{für alle Tropfengruppen}} e^{-4\pi r^2} \frac{dr}{dt} \cdot \left(\begin{array}{l} \text{Anzahl der Tropfen} \\ \text{der betr. Gruppe} \end{array} \right). \quad (28)$$

Das erste Glied bedeutet hier die durch Keimbildung bedingte Kondensation, entsprechend der Festlegung, dass die entstehenden Tröpfchen erst von dann an zur kondensierten Phase gezählt werden, wenn sie die kritische Grösse überschritten haben. Das zweite Glied ist die Kondensation infolge des Wachstums (dr/dt) der überkritischen Tropfen, die wir z. B. mit ihrem Geburtsdatum gekennzeichnet und in dementsprechende Gruppen eingeteilt denken können.

Wieso kann man aber den Verlauf der Zustandsgrößen in der Keimbildungszone ohne vorherige Kenntnis der Kondensation voraussagen? Das folgt aus der vorhin erwähnten Erkenntnis (vgl. Abb. 5), dass in der ganzen Keimbildungszone nur so wenig Feuchtigkeit ausgeschieden wird, dass die Zustandsänderung praktisch der trockenen Uebersättigung entspricht. Es soll also eine Extrapolation des trockenen Expansionsverlaufs zulässig sein. Ferner hat sich in Abschn. c herausgestellt, dass die Keimbildungszone sehr schmal ist¹⁾, so dass sich die meisten Größen prozentual nur sehr wenig ändern. Das legt die weitere Vereinfachung nahe, dass man alle Größen, die auf die Keimbildung nur einen sekundären Einfluss haben, konstant setzt (Druck, Strömungsgeschwindigkeit, Temperatur, Stoffgrößen etc.). Für die logarithmische Uebersättigung Λ , welche ja die Keimbildung massgebend bestimmt, wird ein linearer Anstieg mit der Zeit angenommen. (In Abb. 2 zeigt der ΔT -Verlauf, den man mit Massstabverzerrung auch als Λ -Verlauf interpretieren kann, dass dies gut zulässig ist. Uebrigens ist diese Annahme, wie in [45] gezeigt, praktisch gleichbedeutend mit der Annahme konstanter Expansionsschnelligkeit \dot{P} .)

Auf Grund dieser Annahmen gewinnt man erstens eine Formel für $J = J(t)$, zweitens kann man, durch Lösung der Differentialgleichung (24), die Funktion $r(t)$ für die zu verschiedenen Zeiten entstandenen Tropfen bestimmen. Es zeigt sich, dass diese an sich komplizierten Funktionen hinreichend genau wiedergegeben werden können durch Gerade, die erst mit einer gewissen Verzögerung nach dem Entstehen des Tropfens als Keim von Null aus zu steigen beginnen. (Für Tropfen verschiedenen Geburtsdatums sind diese $r(t)$ -Linien parallel, aber zeitlich verschoben, ähnlich, wie die exakten r -Kurven in Abb. 2.) Setzt man diese $r(t)$ in Gl. (28) ein und bestimmt man die Anzahl der Tropfen aus dem Wert der Keimbildungshäufigkeit im Zeitpunkt, wo sie geboren wurden, so kann die Summierung (bzw. Integration) über die Tropfen ausgeführt werden. Somit hat man dy/dt als eine analytisch gegebene Funktion von t erhalten.

Es ist leicht einzusehen, dass der Wilson-Punkt (= Uebersättigungsmaximum) dort liegt, wo

$$\frac{dy}{dt} = \frac{dy_{\infty}}{dt}, \quad (29)$$

vgl. Abb. 5, weil dann $(y_{\infty} - y)$, die zum thermodynamischen Gleichgewicht fehlende Wassermenge, nicht mehr weiter zunimmt, also auch die Uebersättigung zu wachsen aufhört. Die Grösse dy_{∞}/dt ist natürlich durch die Schnelligkeit der Expansion gegeben und kann innerhalb der Keimbildungszone als Konstante angesehen werden.

1) Im Prinzip beginnt die Keimbildung schon sofort nach dem Uebertreten der Sättigungslinie. Vorerst ist sie aber so schwach, dass als "Keimbildungszone" praktisch nur ein schmales Gebiet unmittelbar vor dem Wilson-Punkt in Betracht kommt.

Setzt man den aus Gl. (28) gewonnenen analytischen Ausdruck für dy/dt in Gl. (29) ein, so erhält man eine algebraische Gleichung der Form

$$f(t) = \text{Konst.}, \quad (30)$$

deren Wurzel t^* die dem Wilson-Punkt zugeordnete Strömungszeit angibt. Aus dieser lassen sich dann die übrigen Zustandsgrößen im Wilson-Punkt (Λ^* , p^* etc.) leicht ermitteln.

Liegt einmal der Wilson-Punkt fest, dann kann schliesslich auch die Anzahl n^{**} der Nebeltropfen pro Kilogramm Nebel bestimmt werden, indem man die Funktion $J \cdot v$ bis zum Wilson-Punkt integriert.

Die dargelegten Ueberlegungen führen zu folgendem Rechenverfahren: Man wählt als Bezugspunkt einen Punkt an der Expansionslinie, der etwas vor derjenigen Stelle liegt, wo man den Wilson-Punkt vermutet - in langsameren (Turbinen-)Expansionen bei etwa 2, 5 bis 3 % theoretischer Nässe, in raschen (Düsen-)Expansionen bei etwa 3 bis 3, 5 %. Aus einer für unterkühlten Dampf angelegten i, s -Tafel (siehe Anhang) liest man hier den Druck p_b und die Dampftemperatur $T_{d,b}$ ab. Ferner bestimmt man aus der Neigung der Expansionslinie den polytropen Wirkungsgrad $\eta_{p,b}$ und berechnet aus den Auslegungsdaten den örtlichen Wert der Expansions-schnelligkeit \dot{P}_b (vgl. etwa Abschn. 2. 1). Aus $T_{d,b}$ folgen dann mit Hilfe der Kurvenblätter II und IV (Anhang) die zugehörigen Werte der Uebersättigung

$$\Lambda_b = \ln \frac{p_b}{p_s(T_{d,b})}, \quad (31)$$

und die der Grössen Z_1, Z_2, \dots, Z_5 , die verschiedene Stoffgrössenkombinationen darstellen, ferner mit $T_{d,b}$ und Λ_b auch der Wert des Umrechnungsfaktors K .

Zweckmässig führt man die "bezogene log. Uebersättigung"

$$\chi \equiv \frac{\Lambda}{(Z_1)_b} \quad (32)$$

ein, deren Wert im Bezugspunkt sich aus

$$\chi_b = \frac{\Lambda_b}{(Z_1)_b} \quad (33)$$

ergibt. Sodann berechnet man die dimensionslosen Parameter

$$\gamma_b \equiv \frac{(Z_3)_b}{\Lambda_b^3} \cdot \frac{\dot{P}_b^4}{p_b^4} \quad (34)$$

und

$$\delta_b \equiv \frac{(Z_2)_b}{\Lambda_b^{5/4}} \quad (35)$$

Diese zwei Parameter treten in der Endform der Gl. (30) auf, sie allein bestimmen also die Lage des Wilson-Punktes. Man kann die Wurzeln der Gl. (30) in allgemeingültiger Form als Funktion dieser Parameter darstellen, siehe Abb. 6, wo anstatt des an sich nichtssagendem t^* der Wert der bezogenen log. Uebersättigung im Wilson-Punkt, χ^* , aufgetragen wurde. Liest man χ^* aus Abb. 6 ab, so hat man über den Wilson-Punkt die erste Angabe erhalten.

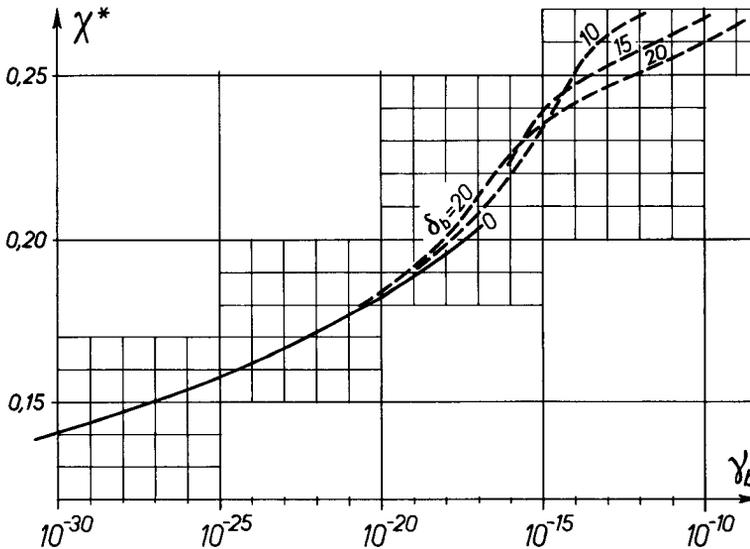


Abb. 2. 5. 6 Diagramm zur Bestimmung der bezogenen log. Uebersättigung im Wilson-Punkt

An dieser Stelle kann zugleich kontrolliert werden, ob die Wahl des Bezugspunktes richtig war. Das ist dann der Fall, wenn mit dem erhaltenen χ^* die Relation

$$0,92 \leq \frac{\chi_b}{\chi^*} \leq 0,98 \quad (36)$$

erfüllt ist; dann liegt nämlich der Bezugspunkt inmitten der Keimbildungszone. Andernfalls muss ein günstigerer Bezugszustand angenommen und damit χ^* neu bestimmt werden.

Liegt χ^* endgültig fest, dann folgen die log. Uebersättigung Λ^* und die Uebersättigung Π^* im Wilson-Punkt aus

$$\Lambda^* = \ln \Pi^* = (Z_1)_b \chi^* , \tag{37}$$

und die Unterkühlung im Wilson-Punkt aus

$$\Delta T^* = K_b T_{d,b} \Lambda^* . \tag{38}$$

Der zum Wilson-Punkt gehörende Druck p^* bestimmt sich aus

$$p^* = p_b [1 - (Z_4)_b (\chi^* - \chi_b)] . \tag{39}$$

Schliesslich ergibt sich n^{**} , die Anzahl der Tropfen pro Masseneinheit Nassdampf, die zu beständigen Nebeltropfen führen und somit Schlüsse auf die mittlere Tropfengrösse erlauben werden, aus

$$n^{**} = (Z_5)_b \frac{p_b}{\bar{p}_b} \cdot \bar{\Xi} , \tag{40}$$

wo $\bar{\Xi}$ einen Integralausdruck abkürzt und als Funktion von χ^* und der aus den Parametern gebildeten Grösse $\gamma_b \delta_b^4$ ausgedrückt werden kann. Sein Wert ist von Abb. 7 abzulesen. Damit ist die Berechnung der ersten Etappe (Keimbildungszone) beendet.

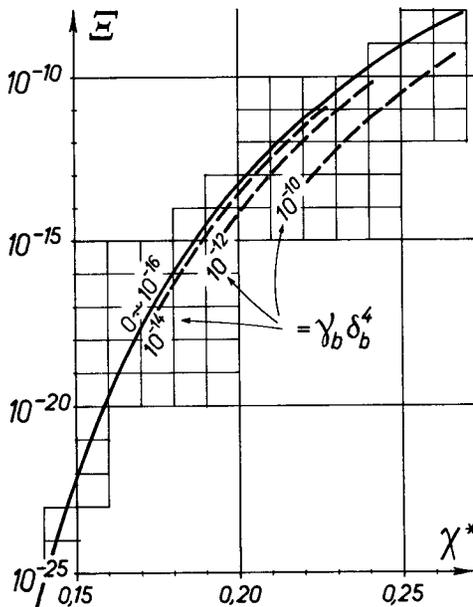


Abb. 2.5.7 Diagramm zur Tropfenzahlberechnung

Die wichtige Rolle der Expansionsschnelligkeit lässt sich aus Abb. 6 und 7 leicht herauslesen. Werden z. B. bei einer Expansion dieselben Dampfzustände zehnmal schneller durchlaufen als bei einer anderen, so bleibt δ_b ungefähr konstant, hingegen wird γ_b um einen Faktor 10^4 grösser. Dadurch ergibt sich ein um etwa 15 % grösseres χ^* und ein etwa 10^4 mal grösseres Ξ , was schliesslich zu einer tausenfach vergrösserten Tropfenzahl führt!

Uebrigens zeigen die Gleichungen auch, dass eine Erniedrigung des Druckes eine ähnliche Wirkung hat, wie die Erhöhung von \dot{P} .

Aus dem Dargelegten folgt, dass zu verschiedenen Expansionsschnelligkeiten verschiedene Wilson-Linien gehören; diese wurden unter der Annahme isentroper Expansion ($\eta_p = 1$) für Wasserdampf berechnet und in unser Enthalpie-Entropie-Diagramm (Anhang) eingezeichnet¹⁾. Auch wurden (ebenfalls mit $\eta_p = 1$) die auftretenden grössten Unterkühlungen berechnet und in Funktion der Expansionsschnelligkeit und des Druckes in Abb. 8 aufgetragen. (Einfachheitshalber haben wir \dot{P} und p auf den Wilson-Punkt bezogen, da ja bei richtiger Wahl des Bezugspunktes sowieso $\dot{P}_b \approx \dot{P}^*$ und $p_b \approx p^*$ sind.)

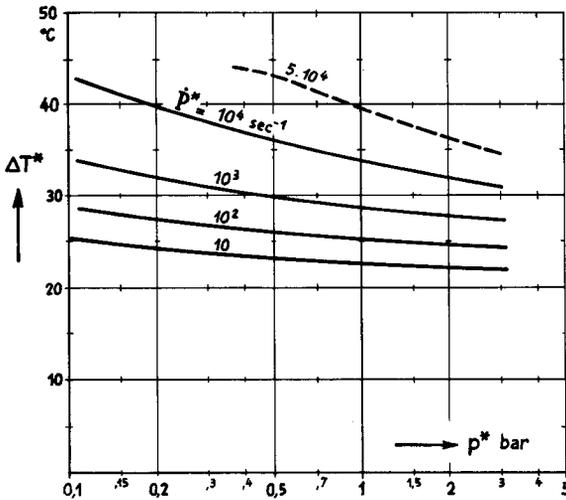
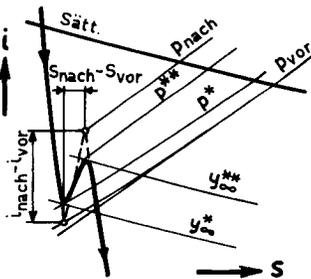
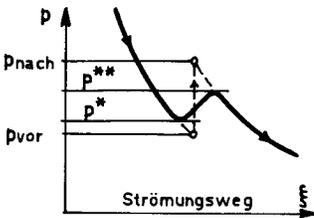


Abb. 2.5.8 Grösse der Wilson-Unterkühlung für verschiedene Expansionsschnelligkeiten und Drücke, bei isentroper Expansion

1) Eine Verschlechterung von η_p um 10 % hat ungefähr dieselbe Wirkung, wie wenn \dot{P} um etwa 15 % kleiner wäre. (Laut Kurvenblatt IV sinkt nämlich Z_3 dadurch auf die Hälfte, und $\sqrt[4]{1/2} \approx 0,85$, was anhand der Gl. (34) zur obigen Feststellung führt.)

Kondensationszone

In dieser zweiten Rechenetappe befassen wir uns mit der Aenderung der Zustandsgrößen und der Strömungsgeschwindigkeit in der Kondensationszone. Um eine schrittweise numerische Auflösung des in Abschn. b aufgestellten Differentialgleichungssystems wiederum vermeiden zu können, bedienen wir uns der Annahme, dass der Uebergang des Dampfes vom vollständig unterkühlten Zustand zum thermodynamischen Gleichgewicht sprunghaft erfolgt ("Kondensationsstoss"). Da die Kondensationszone in Wirklichkeit eine endliche Breite hat, nimmt man den Stoss am besten nicht sofort im Wilson-Punkt an, sondern etwas weiter hinten, vgl. dazu die Darstellung in Abb. 9. Als Zustand vor dem Stoss gilt dann ein hypothetischer Zustand, den man durch Extrapolation des unterkühlten Expansionsverlaufes gewinnt. Aus den



setzen der Kondensationsstöße kann man daraus einen ebenfalls hypothetischen Zustand nach dem Stoss bestimmen, aus welchem sich der Expansionsverlauf unter Annahme von thermodynamischem Gleichgewicht fortsetzen lässt. Innerhalb der Kondensationszone hat diese Fortsetzung keine physikalische Gültigkeit, erst von ihrem Ende (p^{**}) an stellt sie eine gültige Annäherung für den wirklichen Expansionsverlauf dar.

Den Ort des Stosses könnte man innerhalb der Kondensationszone an sich willkürlich annehmen. Wir setzen ihn dorthin, wo in Wirklichkeit die Hälfte des im Wilson-Punkt fälligen Wassers y_{∞}^* kondensiert ist. Dieser Ort kann mit Hilfe des Tropfenwachstumsgesetzes, das für die Keimbildungszonenberechnung verwendet wurde, bestimmt werden. Es ergibt sich laut [45]

Abb. 2.5.9 Druckverlauf und Expansionslinie bei spontaner Kondensation (ausgezogen: entsprechend der Lösung des Differentialgleichungssystems; gestrichelt: mit Annahme eines Kondensationsstosses). Der gezeichnete Fall tritt in Uberschallströmungen auf.

$$p_{vor} \approx p^* - \frac{\dot{p}^*}{Z_6 \cdot \Lambda^*} \cdot \sqrt[3]{\frac{3y_{\infty}^*}{8\pi \varrho' n^*}}, \quad (40)$$

$$\Lambda_{vor} \approx \Lambda^* + \frac{Z_1}{Z_4} \frac{p^* - p_{vor}}{p^*}, \quad (41)$$

wodurch der Zustand vor dem Stoss eindeutig bestimmt ist. y_{∞}^* kann man einer i, s -Tafel entnehmen, da man den Wilson-Punkt aus der vorange-

henden Rechnung schon kennt. Die Stoffgrößen Z_1 , Z_4 und Z_6 soll man aus Kurvenblatt IV (s. Anhang) bei der Dampftemperatur im Wilson-Punkt ablesen. In allen praktischen Fällen wird $p^* - p_{\text{vor}}$ nur wenige Prozente von p^* ausmachen.

Die Berechnung der Kondensationsstöße erfolgt im allgemeinen auf ähnliche Weise, wie die einer geraden Verdichtungsstöße in einem strömenden Gas: man schreibt die drei Grundgleichungen (Kontinuitätsgleichung, Energiegleichung, Bewegungsgleichung) in eindimensionaler Form für die Stosstelle an und löst sie. Ihre Lösung stößt auf keine Schwierigkeiten, weil sie alle algebraisch sind. Bei Stever [34] wird auf einige ähnliche Arbeiten hingewiesen. Diese befassen sich mit einer plötzlichen Wärmezufuhr bekannter Stärke an ein strömendes ideales Gas. Man findet, dass für die Eigenschaften des Stosses zwei dimensionslose Parameter massgebend sind: M_{vor} , die Machzahl vor dem Stoss, und $(Q_{\text{zu}}/h_{\text{vor}})$, die pro Masseneinheit des Strömungsmediums zugeführte Wärmemenge, bezogen auf dessen Totalenthalpie vor dem Stoss.

Im Falle reinen Dampfes stellt sich die Frage etwas anders, vor allem deshalb, weil man den Betrag der freiwerdenden Wärme nicht zum voraus angeben kann. (Z. B. sind bei hohen Machzahlen auch so starke Verdichtungsstöße möglich, dass der Dampfzustand in das überhitzte Gebiet hinausspringt, so dass dann schlussendlich gar nichts kondensiert bleibt.) Ferner tritt beim Dampf eine Aenderung des Isentropenexponenten κ auf, und es verschwindet ausserdem ein Teil der volumenbeanspruchenden Masse (weil ja das spezifische Volumen des Wassers vernachlässigbar klein ist). Mit der Berücksichtigung dieser Besonderheiten wurden vom Verfasser Berechnungen für Kondensationsstöße in Wasserdampf ausgeführt, siehe [46]. An die Stelle des vorgeschriebenen Wärmebetrages trat die Angabe der Unterkühlung vor dem Stoss (bezogen auf die Dampftemperatur) und die Bedingung, dass nach dem Stoss thermodynamisches Gleichgewicht herrscht.

Demnach sind die beiden dimensionslosen Parameter, die die Eigenschaften des Stosses in reinem Dampf festlegen, M_{vor} und $(\Delta T/T_d)_{\text{vor}}$. Die Berechnungen wurden für mehrere Anfangsdrücke ausgeführt und umfassten den Machzahl-Bereich bis etwa $M_{\text{vor}} = 2$ und einzelne Werte von $(\Delta T/T_d)_{\text{vor}}$, die zwischen 0 und 0,15 lagen, siehe Abbn. 10 und 11. Es zeigte sich, dass die Stossdiagramme, die zu verschiedenen Ausgangsdrücken p_{vor} gehören, nicht genau identisch sind, was den Eigentümlichkeiten des Wasserdampfes (Dampfdruckkurvenform, Verdampfungswärmevariation) zuzuschreiben ist. Die Form der Kurven bleibt jedoch ähnlich, und die Aenderung des Ausgangsdruckes bewirkt ungefähr dasselbe, wie eine bestimmte Aenderung des Kurvenparameters $(\Delta T/T_d)_{\text{vor}}$. Aus diesem Umstand folgt, dass die Abweichungen infolge p_{vor} -Aenderungen durch Korrektur des $(\Delta T/T_d)_{\text{vor}}$ -Wertes ziemlich genau be-

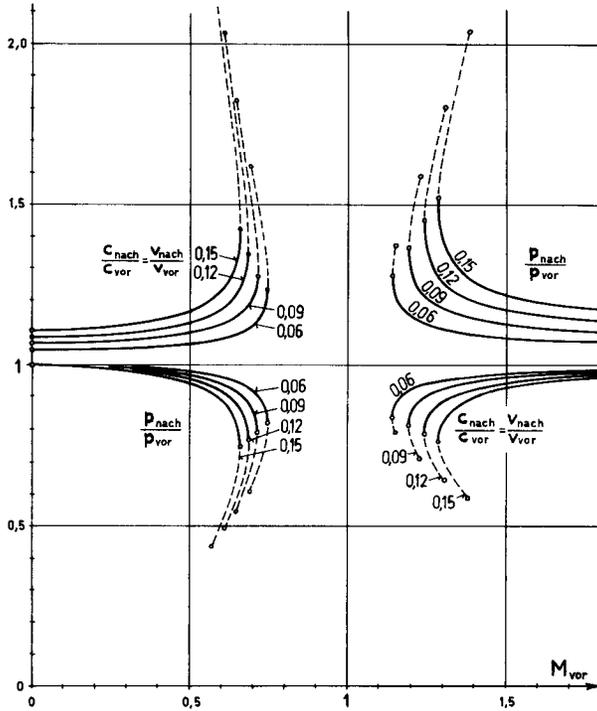


Abb. 2.5.10 Druck- und Geschwindigkeitsänderung infolge eines Kondensationsstosses als Funktion der Mach-Zahl vor dem Stoss, bei verschiedenen anfänglichen Unterkühlungen (bezüglich Kurvenparameter vgl. Text)

rücksichtigt werden können. Als Korrektur stellt sich die zahlenmässige Aenderung der Verdampfungswärme L als am besten geeignet heraus. Diese Darlegungen führen zur folgenden Vorschrift: Die in Abbn.10 und 11 abgebildeten Kurven, die ursprünglich für $p_{vor} = 0,5$ bar und mit $(\Delta T/T_d)_{vor}$ als Kurvenparameter gelten, dürfen auch für andere Ausgangsdrücke ($0,05 < p_{vor} < 5$ bar mindestens) benützt werden, falls man

in Abb. 10 die Grösse
$$\left[\left(\frac{\Delta T}{T_d} \right)_{vor} \cdot \frac{L(p_{vor})}{L(0,5 \text{ bar})} \right],$$

in Abb. 11 die Grösse
$$\left[\left(\frac{\Delta T}{T_d} \right)_{vor} \cdot \frac{L(0,5 \text{ bar})}{L(p_{vor})} \right]$$

als Kurvenparameter benützt.

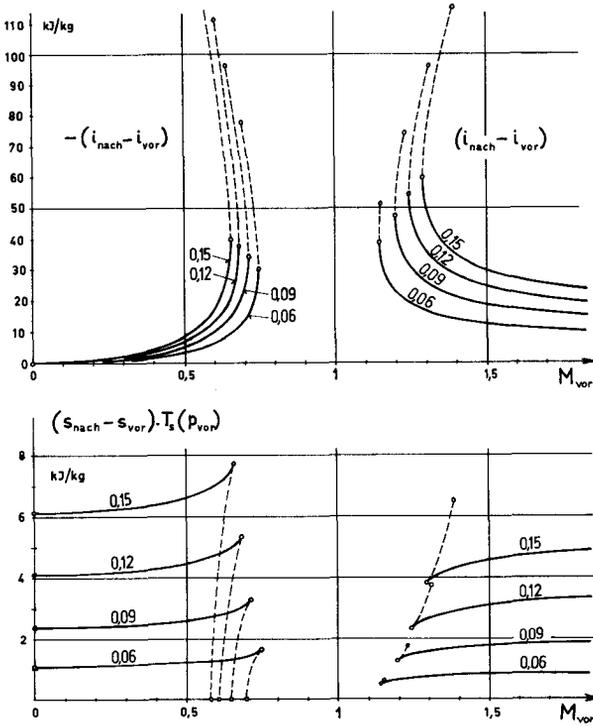


Abb. 2.5.11 Enthalpie- und Entropiesprung infolge eines Kondensationsstosses als Funktion der Mach-Zahl vor dem Stoss, bei verschiedenen anfänglichen Unterkühlungen (bezüglich Kurvenparameter vgl. Text)

Aus Abb.10 sieht man, dass der Einfluss der Kondensation auf die Strömung nicht nur von der Stärke der anfänglichen Unterkühlung, sondern auch von der Machzahl der Strömung sehr stark abhängt. Laut Abb.10 ist die Kondensation an Stellen, wo Unterschallströmung herrscht, mit Druckabfall und Geschwindigkeitserhöhung, an Stellen, wo Ueberschallströmung herrscht, mit Druckanstieg und Geschwindigkeitsverminderung verbunden. Für $M_{vor} = 0$ wird der Vorgang isobar; das Geschwindigkeitsverhältnis, das zugleich das M_{vor} Verhältnis ist, ist grösser als Eins, weil die Kondensation bei gleichbleibendem p eine Vergrösserung des Volumens bewirkt. Für $M_{vor} \rightarrow \infty$ wird sich der Vorgang bei unverändertem Volumen abspielen.

Das Auffälligste, das aus Abb.10 hervorgeht, ist das Fehlen der Kondensationsstösse in der Umgebung von $M_{vor} = 1$. In diesem Gebiet hat das gegebene Gleichungs-

system keine Lösung. Was dies bedeutet, kann man sich etwa folgendermassen klar machen: Bei der vorliegenden Untersuchung des Kondensationsstosses wurden von vornherein zwei selbstverständlich scheinende Voraussetzungen gemacht: dass nämlich durch geeignete Auslegung einer Düse (z. B. durch Wahl des Totaldruckes) der Stoss sich bei einer beliebigen Machzahl erzeugen lässt und dass sich die Strömung stationär verhält. Jeder stationäre Zustand muss aber einmal durch einen instationären Anlaufvorgang eingeleitet werden, der asymptotisch in ihn übergeht. Nun ist es durchaus denkbar, dass unter gewissen Bedingungen der gewünschte asymptotische Uebergang gar nicht zustandekommen kann. Nämlich - in unserem Fall - dann nicht, wenn der Kondensationsstoss während des Anlaufvorganges in das verbotene Machzahl-Gebiet eindringen möchte. Sollte dieses Eindringen bei Unterschall erfolgen, so entsteht eine Rückwirkung auf die Zustände vor der Düse; falls dort ein bestimmter Druck erzwungen wird, muss der Massendurchsatz kleiner werden; wird der Massendurchsatz erzwungen, dann muss sich der Druck aufstauen; auf alle Fälle kann der vorgeschriebene Satz von Bedingungen nicht erfüllt werden, sondern es stellt sich ein anderer ein. Im anderen Falle, wenn der Anlaufvorgang so verläuft, dass der Kondensationsstoss die Grenze des verbotenen Gebietes von den Ueberschall-Machzahlen her erreicht, ist eine Rückwirkung auf die Verhältnisse stromaufwärts ausgeschlossen, die Eintrittsbedingungen bleiben also unbeeinträchtigt. Da hingegen laut unserer Gleichungen ein solcher stationärer Zustand nicht möglich ist, kann auch kein asymptotischer Uebergang in einen solchen erfolgen. Für die Untersuchung der Vorgänge, die sich in einem solchen Fall abspielen, sollte man die stationären Gleichungen durch die Gleichungen des instationären Verhaltens ersetzen. Die Lösungen dieser Gleichungen für den Zustand nach dem Anlaufvorgang hätten dann periodischen Charakter, d. h. der Strömungszustand würde irgendwelche Pendelungen ausführen. Diese müssten übrigens von verhältnismässig hoher Frequenz sein, damit die instationären Beschleunigungsglieder gegenüber den stationären auch wirklich wesentlich in Betracht fallen. Man hätte es also mit einer mehr oder minder intensiv schwingenden Strömung zu tun. Diese Schlussfolgerungen werden gestützt durch die sporadische Beobachtung, dass bei Nassdampfturbinen Schaufelbrüche durch Schwingungen herbeigeführt wurden, die man auf keine der bekannten Ursachen zurückführen konnte. Sie konnten nur beseitigt werden durch eine Veränderung der Querschnitte, somit also durch grundsätzlich andere Strömungsbedingungen.

Die beiden Grenz-Machzahlen, bei denen ein Kondensationsstoss gerade noch möglich ist, liegen umso weiter von Eins entfernt, je sträker die Kondensation ist, also je grössere Unterkühlung vor dem Stoss herrscht (beachte die zunehmende Entfernung der Wendepunkte der Kurven von $M_{\text{vor}} = 1$ für steigende Parameterwerte).

Theoretisch sind in der Nähe der Wendepunkte bei gegebener M_{vor} zwei Lösungen möglich. Die ausgezogenen Kurven gelten für den "schwachen" Fall, wenn nur die unbedingt nötigen Folgen einer Kondensation auftreten, die gestrichelten für den sog. "starken" Kondensationsstoss, der nach Oswatitsch [35] als das gleichzeitige Auftreten eines (schwachen) Kondensationsstosses und eines gewöhnlichen geraden Verdichtungs- bzw. Verdünnungsstosses gedeutet werden kann. Die Erfahrung lässt darauf schliessen, dass in praktischen Fällen schwache Stösse auftreten, weil die absolute Schlagartigkeit der Kondensation, die für einen starken Stoss notwendig wäre, in der Wirklichkeit gar nicht gewährleistet ist. Auf die Endpunkte der gestrichelten Kurvenäste kommen wir noch zurück.

In Abb. 11 ist die Grösse des Enthalpiesprunges und des Entropiesprunges, die durch den Stoss hervorgerufen werden, aufgetragen. Die Entropievergrösserung wurde dabei mit einem Temperaturwert multipliziert, so dass sie sofort einen Anhaltspunkt für den durch den Stoss verursachten Arbeitsverlust liefert. Aus der Grösse der beiden Sprünge sind wir imstande, denjenigen Punkt des i, s -Diagrammes zu bestimmen, von dem aus sich die Expansion hinter dem Stoss fortsetzt, falls der Punkt vor dem Stoss bekannt ist. Beispielsweise ergeben sich für $p_{vor} = 0,5 \text{ bar}$, $(\Delta T/T_{dvor}) = 0,12$ und für verschiedene Machzahlen die in Abb. 12 dargestellten Zustandspunkte hinter dem Stoss.

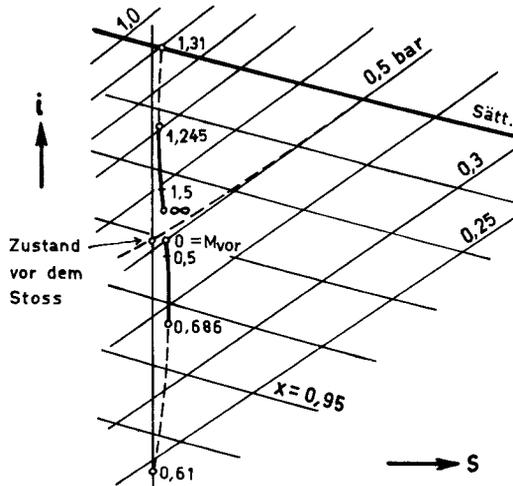


Abb. 2. 5. 12 Die Ortskurve der Dampfzustände nach dem Stoss im i, s -Diagramm, berechnet für $p_{vor} = 0,5 \text{ bar}$ und $(\Delta T/T_{dvor}) = 0,12$. Welcher Sprung auftritt, wird durch die Grösse der Mach-Zahl M_{vor} bestimmt.

Anhand der Abb.12 lassen sich auch die Kurven der Abb.11 besser diskutieren. Im Falle ruhenden Dampfes ($M_{\text{vor}} = 0$) ändert sich die Enthalpie nicht; die Entropievergrößerung hat genau den Wert, der nötig ist, um von der gebogenen (Unterkühlungs-) Isobare auf die geradlinige (Gleichgewichts-) Isobare überzugehen. Laut Abb.11 ist die Entropievergrößerung umso grösser, je grösser die Unterkühlung ist. (Und zwar fast quadratisch!) - Für Unterschallströmungen erfolgt der Sprung nach unten, d. h. die Enthalpie nimmt ab (da ja Beschleunigung!). Mit steigender Machzahl wird die Entropievergrößerung etwas grösser und erreicht ihr Maximum bei der höchsten Unterschall-Machzahl, wo ein Kondensationsstoss noch möglich ist. Dem gestrichelten Kurvenast entsprechende Fälle, die praktisch zwar nicht auftreten, aber theoretisch möglich sind, führen auf viel kleinere Entropiezunahmen, weil sie mit einem Expansionsstoss verbunden sind. Im Grenzfall gleichbleibender Entropie hört auch die theoretische Möglichkeit zur Existenz solcher Stösse auf - das ist der Grund, weshalb auch in Abb.10 den gestrichelten subsonischen Kurvenästen ein Ende gesetzt wird.

Im Uberschall-Bereich tritt bei der kleinsten Machzahl, wo ein Stoss noch überhaupt auftreten kann, ein ziemlich starker positiver Enthalpiesprung auf. Für grössere Machzahlen wird der Sprung im realen Fall (ausgezogene Kurve) immer weniger ausgeprägt, ist aber selbst für $M_{\text{vor}} = \infty$ mit einer merklichen Enthalpieerhöhung verbunden. Die Entropiezunahme bleibt stets etwas kleiner als bei Unterschall und ist bei der Grenz-Machzahl am kleinsten. Der "starke" Stoss (gestrichelter Ast) führt auf starke Enthalpieerhöhungen, die im Extremfall auf einen trockengesättigten Zustand führen. Dadurch ist der stärkste theoretisch mögliche Kondensationsstoss festgelegt.

In Wirklichkeit ist der Sprung weniger ausgeprägt, weil sich die Entwicklung der Kondensationswärme auf eine endliche Zeitdauer erstreckt. In Abb.9 ist der eckige, mit Hilfe der Stossvorstellung berechnete Expansionsverlauf mit dem "exakten" verglichen, welcher sich aus einer schrittweisen Auflösung des in Abschn.9 aufgestellten Gleichungssystems ergeben würde. Ebenso, wie der vordere Scheitelpunkt (der Wilson-Punkt) bei einem Druck $p^* > p_{\text{vor}}$ liegt, liegt auch der hintere Scheitelpunkt nicht bei p_{nach} , sondern bei einem kleineren Druck p^{**} , dessen Grösse aus dem Zeitbedarf der Kondensation abgeschätzt werden kann. Mit hinreichender Genauigkeit kann man, wenn man p_{vor} durch Gl. (40) definiert,

$$p^{**} = p_{\text{nach}} - 2(p^* - p_{\text{vor}}) \quad (42)$$

nehmen. ($p_{\text{nach}} - p^{**}$) wird deshalb grösser als $(p^* - p_{\text{vor}})$, weil die Kondensation gegen Ende zu langsamer abläuft, da die Unterkühlung schon zurückgegangen ist.

Wir können nun den Berechnungsgang für die Kondensationszone zusammenfassen. Die Rechnung gilt streng genommen nur für enge eindimensionale Kanäle, in denen immer senkrechte Kondensationsstöße auftreten. Auf den Fall von Turbinengittern, in denen eine weitgehend zweidimensionale Strömung herrscht, kommen wir am Ende noch zurück. - Nachdem man den Wilson-Punkt gefunden hat (also p^* und Λ^* bekannt sind), berechnet man p_{vor} und Λ_{vor} aus Gl. (40) bzw. (41), womit die Sprungstelle festgelegt ist. Die massgebenden Parameter des Stosses ergeben sich aus

$$M_{\text{vor}} = \sqrt{\frac{2}{\kappa + 1} \left[\left(\frac{p_{\text{tot}}}{p_{\text{vor}}} \right)^{\eta_p \frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right]} \quad (43)$$

und

$$\left(\frac{\Delta T}{T_d} \right)_{\text{vor}} = K(p_{\text{vor}}, \Lambda_{\text{vor}}) \cdot \Lambda_{\text{vor}} \quad (44)$$

p_{tot} ist der Totaldruck der Strömung. Der Koeffizient K - eingeführt in Abschn. 2.3a - ist auf Kurvenblatt I (s. Anhang) dargestellt. Wenn man die Berechnung der Keimbildungszone überspringen und den Wilson-Punkt auf Grund der in die i, s -Tafel eingezeichneten Wilson-Linien bestimmen will, so liest man am einfachsten zugleich auch ΔT von der Tafel oder von Abb. 8 ab und bringt es mit T_d in Beziehung, wodurch dann Gl. (44) überflüssig wird.

Darauf bestimmt man auf Grund von M_{vor} , $(\Delta T/T_d)_{\text{vor}}$ und p_{vor} und mit Hilfe der Abbn. 10 und 11 die Eigenschaften des Kondensationsstosses, d. h. die Grössen

$$\frac{p_{\text{nach}}}{p_{\text{vor}}}, \quad (i_{\text{nach}} - i_{\text{vor}}), \quad (s_{\text{nach}} - s_{\text{vor}}) \quad .$$

Mit diesen kann man den Druck p_{nach} und denjenigen Punkt des i, s -Diagrammes bestimmen, von welchem aus die Expansion ihre Fortsetzung nimmt. Von hier aus zieht man die Expansionslinie etwa mit dem früheren Wirkungsgrad weiter, vgl. Abb. 9.

Schiesslich lässt sich aus Gl. (42) und (40) p^{**} , der in Wirklichkeit erreichte Druck am Ende der Kondensationszone, bestimmen und so eine Annäherung für den wirklichen Expansionsverlauf gewinnen (ausgezogene Linie in Abb. 9). Beim Druck p^{**} liest man an der Expansionslinie y_{∞}^{**} ab, das die Menge des plötzlich ausgeschiedenen Wassers angibt und deshalb eine wichtige Grundlage für die Bestimmung der mittleren Tropfengrösse bildet. Unsere zweite Rechenetappe ist damit beendet.

Bevor wir aber zum Endziel, zur Tropfengrösse weitergehen, soll noch kurz darauf eingegangen werden, was für einen Einfluss der zweidimensionale Charakter

der Turbinengitterströmungen auf das Auftreten der Kondensationsstösse hat. Der Grund für die Abweichungen, die man in Schaufelgittern gegenüber schmalen, geraden Düsen feststellen wird, ist der, dass in Gittern die Kondensation nicht gleichzeitig an allen Stromlinien einsetzt und deshalb eine Verzerrung des Stromlinienbildes gegenüber dem kondensationslosen Fall eintritt. Um zu ermitteln, wie der Kondensationsstoss in einem Schaufelgitter liegt, führen wir folgende Ueberlegungen durch.

Falls die Kondensation keinerlei störende Wirkung auf die Strömungsverhältnisse hätte (falls also kein Stoss auftreten würde), so wäre das Stromlinien- und Isobarenbild im Schaufelgitter genau dasselbe, wie ohne Kondensation, siehe Abb. 13, a. Nur hätte man hinter der Isobare p^* (p^* ist der Wilson-Druck, bei dem die Kondensation einsetzt¹⁾) mit einem Nebel zu tun. Nun ist aber in Wirklichkeit die spontane Kondensation mit einem Stoss verbunden. Denken wir uns zunächst, dass wir die gezeichneten Stromlinien durch dünne, starre Blechwände ersetzen, vgl. Abb. b. Somit wurde die Strömung in vier getrennte Stromfäden geteilt, die so schmal sind, dass sie eindimensional betrachtet werden dürfen. In diesen Kanälen entstehen dann senkrechte Stösse und zwar gestaffelt, entsprechend dem Verlauf der Linie p^* . Nehmen wir nun die Blechwände heraus, so ist das Strömungsfeld zwischen den beiden Schaufelprofilen wieder kontinuierlich, und muss natürlich auch durch den Stoss auf kontinuierliche Weise durchquert werden. Diese Stosslinie wird aber offenbar nicht senkrecht auf die Stromlinien verlaufen. Ein solcher Fall, der sog. "schiefer Kondensationsstoss", lässt sich auf Grund der senkrechten Stösse leicht erfassen, indem man die Strömungsgeschwindigkeit in eine auf den Stoss senkrechte und eine zu ihm parallele Komponente zerlegt (Abb. c). Die Normalkomponente unterliegt den Stossgesetzen, die Parallelkomponente bleibt durch den Stoss unbeeinträchtigt. Das führt dann zu einem Knick in der Stromlinie, der für den Fall einer Unterschallströmung die gezeichnete Form hat, weil ja in diesem Fall die Normalkomponente durch den Stoss vergrössert wird. (Die massgebende Machzahl M_{vor} ist mit der Normalkomponente zu bilden!) Auf Grund dieser Tatsache kann man sich vorstellen, wie das wirkliche Stromlinienbild aussieht, vgl. Abb. d. Die Form des Knickes führt dazu, dass der dem Schaufelrücken benachbarte Faden vor dem Stoss etwas breiter werden muss gegenüber Abb. a oder b. Nach Bernoulli nimmt aber dann der Druck langsamer ab, sodass der Wilson-Druck p^* etwas später erreicht und somit der Stoss ein bisschen stromabwärts verschoben wird. Im Faden an der Hohlseite tritt die entgegengesetzte

1) Genau genommen ist p^* nicht für alle Stromlinien gleich, sondern hängt noch von der örtlichen Expansionsschnelligkeit ab. Wir lassen hier diese Abhängigkeit beiseite - auf die Form der Stösse übt sie nur einen geringen Einfluss aus -, werden aber in einem anderen Zusammenhang in Abschn. e ausführlich darüber sprechen.

Wirkung auf, sodass der Stoss schlussendlich eine Form hat, die weniger von der senkrechten abweicht, wie die ausgangs angenommene Linie für p^* in Abb. a. In Profilnähe muss der Stoss senkrecht sein, weil ja hier wegen der festen Wand kein Knick in den Stromlinien auftreten kann. Damit haben wir die gesuchte Form des Kondensationsstosses in einem Schaufelgitter aufgefunden.

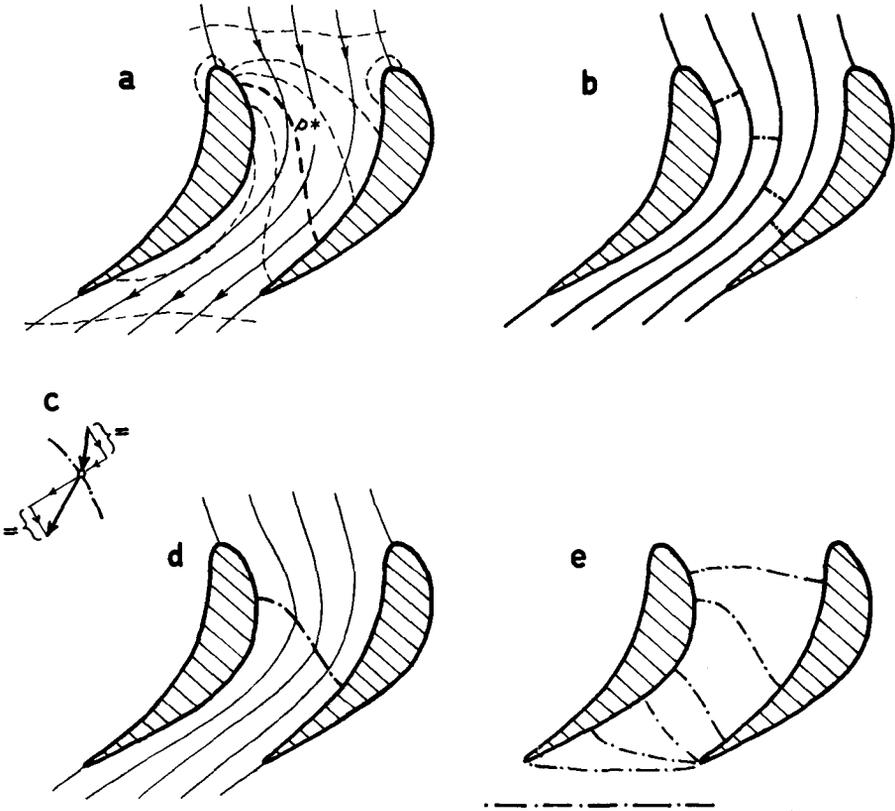


Abb. 2.5.13 Zur Lage des Kondensationsstosses in einem Schaufelgitter

Natürlich kann der Wilson-Druck zufällig auch weiter vorn oder weiter hinten im Gitter erreicht werden. Wird z. B. durch Aenderung des Zustandes vor dem Gitter dafür gesorgt, dass der Druck p^* sukzessive immer weiter hinten erreicht werde, dann verschiebt sich auch der Stoss in der in Abb. e dargestellten Weise. Wenn dabei der Endpunkt des Stosses an der Profilhohlseite die Austrittskante schon erreicht hat, und der Eintrittszustand noch weiter geändert wird, dann wird sich die Stromlinie doch nicht von der Austrittskante trennen und im freien Raum enden, sondern bleibt an dieser haften: es wird nämlich eine strahlablenungsartige Umströmung der Austrittskante stattfinden, die zu einer örtlichen Beschleunigung, d. h. örtlichen Drucksenkung führt, die sich genau so einspielt, dass der Druck p^* an der Kante erreicht wird. Bei weiterer Steigerung des Druckniveaus vor dem Gitter wird die Strahlablenkung immer stärker, solange bis auch das andere Ende der Stosslinie zur Austrittskante wandert. Erst durch noch weitere Hebung des Druckniveaus kann die Stosslinie vom Gitter getrennt werden. Im Falle einer Turbine wandert dann der Stoss in den axialen Zwischenraum hinaus oder sogar in den nächsten Schaufelkranz hinüber.

Schliesslich muss noch ein Wort über dreidimensionale Effekte gesagt werden. In Turbinen ist der Druck im Zwischenraum vor einem Gitter meistens nicht an allen Radien konstant. Dementsprechend gelten für verschiedene Radien verschiedene der in Abb. 13e gezeichneten Stosslinien, d. h. die Stossfläche steht etwas schief zwischen den Schaufeln.

Je stärker der Druck im Zwischenraum mit dem Radius variiert, umso mehr weicht die Stossfläche von der zylindrischen Form ab. Jedoch wird dieser Einfluss des Druckes durch die Variation des Reaktionsgrades, die die Stärke der Drucksenkung im Gitter selber bestimmt und dadurch die Form der Stossfläche ebenfalls beeinflusst, meistens zum Teil wettgemacht. Trotzdem ist es z. B. denkbar, dass die Stossfläche unter gewissen Umständen an der Nabe zwischen Laufschaufeln liegt, im Mittelkreis den Zwischenraum überquert und in Nähe der Gehäusewand zwischen die nächstfolgenden Leutschaufeln eindringt. Im Abschn. e wird kurz diskutiert, ob diese dreidimensionalen Effekte wesentliche Folgen für das Verhalten einer Turbine haben können.

Die Grösse der Nebeltropfen und der bleibenden Unterkühlung

In der ersten Rechenetappe (Keimbildungszone) haben wir nebst dem Ort des Wilson-Punktes die Anzahl n^{**} der entstandenen Nebeltropfen bestimmt. Die zweite Rechenetappe (Kondensationszone) führte unter Berücksichtigung der Eigenschaften der Strömung zum Wassergehalt y_{∞}^{**} am Ende der Kondensationszone bei thermodynamischem Gleichgewicht. Wenn am Ende der Kondensationszone in den Nebeltropfen die spezifische Wassermenge y_n^{**} enthalten ist, so haben diese im Mittel den Halbmesser

$$\bar{r}_n^{**} = \sqrt[3]{\frac{y_n^{**}}{(4\pi \rho'/3)n^{**}}}, \quad (45)$$

wo bei mässigen Drücken $4\pi \rho'/3 \approx 4100 \text{ kg/m}^3$ beträgt. (Falls das thermodynamische Gleichgewicht nahezu völlig hergestellt ist und ausser in den Nebeltropfen kein Wasser vorhanden ist, darf man $y_n^{**} \approx y_{\infty}^{**}$ setzen.)

Auf Grund der Gl. (45) und mit Hilfe der Berechnungsmethoden für Keimbildungs- und Kondensationszone kann man den Einfluss der Expansionsschnelligkeit, des Druckes und der Machzahl auf die mittlere Nebeltropfengrösse ermitteln. Als Resultat entsteht die Abb. 14, woraus man die ausschlaggebende Bedeutung der Expansionsschnelligkeit klar erkennt. Die Ursache dieses starken Einflusses ist die, dass in schnellen Expansionen grössere Unterkühlungen erreicht werden - vgl. Abb. 8! - so dass die Keimbildungshäufigkeit, wenn auch nur kurzzeitig, sehr hohe Werte annimmt, was in einer sehr grossen Tropfenzahl zum Ausdruck kommt. Da sich andererseits die ausgeschiedene Wassermenge nicht erheblich ändert, führt das zu einer starken Verkleinerung der Tropfengrösse.

Hiermit haben wir auf alle Fragen, die am Anfang dieses Abschnittes d gestellt wurden, eine Antwort erhalten und kommen zuletzt noch auf die am Ende der Kondensationszone zurückbleibende Unterkühlung ΔT^{**} zu sprechen. Diese tritt nur deshalb auf, weil der Dampf weiter expandiert wird und dabei ständig neu Wasser ausscheiden muss. Das Wasser kondensiert an der Oberfläche der Nebeltropfen, und seine Kondensationswärme wird an den (um ΔT^{**} kälteren) Dampf abgegeben. Die Wärmebilanz lautet

$$L \frac{dy_{\infty}}{dt} \Big|_{t^{**}} = n^{**} \cdot (4\pi \bar{r}_n^{**2}) \alpha_r^{**} \Delta T^{**}, \quad (46)$$

wo sich die Wärmeübergangszahl α_r^{**} auf Tropfen der Grösse \bar{r}_n^{**} beim Druck p^{**} bezieht und durch Gl. 2. 2(32) gegeben ist. Durch Umformung und Einführung der Expansionsschnelligkeit erhält man

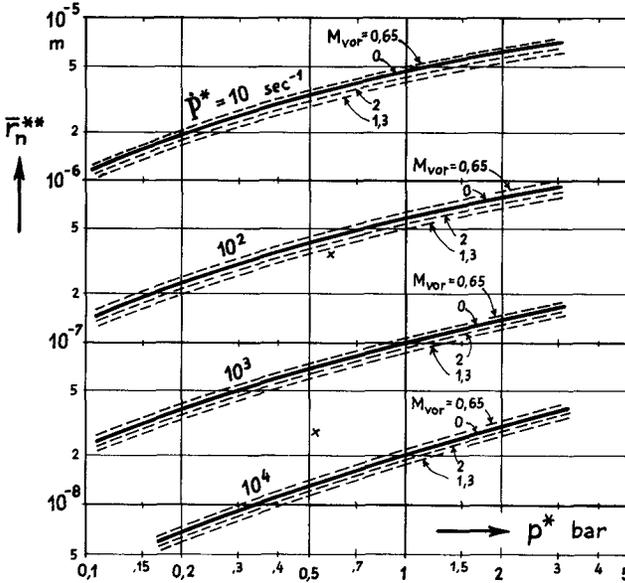


Abb. 2.5.14 Durchschnittliche Tropfengrösse im Nebel, für verschiedene im Wilson-Punkt herrschende Expansionsschnelligkeiten und Drücke und für verschiedene Machzahlen, unter der Annahme, dass die gesamte theoretische Nässe ausscheidet ($y_n^{**} = y_\infty^{**}$).

$$\Delta T^{**} = Z_8(p^{**}) \frac{\dot{p}^{**} \bar{r}_n^{**2}}{y_\infty^{**}} \left[1 + \frac{1,59 \bar{l}(p^{**})}{\bar{r}_n^{**}} \right]. \quad (47)$$

Hierbei wurden in Z_8 die Stoffgrössen zusammengefasst:

$$Z_8(p, \eta_p) \equiv \frac{Q' L}{3 \lambda_d} \frac{dy_\infty}{d(-\ln p)}. \quad (48)$$

Z_8 hat für verschiedene polytrope Wirkungsgrade etwas verschiedene Werte, die im Kurvenblatt III (s. Anhang) aufgetragen wurden. \bar{l} kann aus Gl. 2.2 (6) berechnet oder von Kurvenblatt I abgelesen werden. In Düsen beträgt ΔT^{**} gewöhnlich 1 bis 3°C ; für Turbinen, in denen die Expansionsschnelligkeit stark variiert, lässt sich keine allgemeine Aussage machen, weil bei der Grösse von ΔT^{**} sehr stark darauf ankommt, wie viel \dot{p}^{**} , die lokale Expansionsschnelligkeit, gerade beträgt. Der weitere Verlauf der Unterkühlung wird in Abschn. 2.6 b behandelt.

e) Einige Folgerungen für Nassdampfturbinen

Die Untersuchung des spontanen Kondensationsvorganges im Abschn. d. galt für Expansionen, in welchen die Expansionsschnelligkeit \dot{P} keinen starken Aenderungen unterworfen ist. Die Expansion in Turbinen stellt leider keinen so einfachen Fall dar, weil die Expansionsschnelligkeit ausserordentlich starke Schwankungen aufweist. (Sie ist gross innerhalb der Schaufelkränze und geht praktisch auf Null zurück in Zwischenräumen.) Damit ist die Annahme, dass die Uebersättigung mit der Zeit linear ansteigt, nicht mehr erfüllt, und deshalb wird die Anwendbarkeit der in Abschn. d beschriebenen Methode zur Bestimmung des Wilson-Punktes (wo ja diese Annahme eine der grundlegenden Voraussetzungen war!) in Frage gestellt. Es kann jedoch gezeigt werden, dass die Methode auch für Expansionen mit zeitlich (oder, was dasselbe ist, örtlich) variablem \dot{P} richtige Resultate liefert, falls man den massgebenden Wert für \dot{P} auf geeignete Weise bestimmt.

Für die Expansionen mit konstantem \dot{P} stellt sich nämlich heraus [45], dass an der Wasserausscheidung bis zum Wilson-Punkt immer nur diejenigen Tropfen stark beteiligt sind, welche im Druckbereich

$$1,02 p^* > p > p^* \quad (49)$$

entstehen. Das gibt einen Anhaltspunkt für die Breite der Keimbildungszone. Im oberen Teil der Abb. 15 ist eine solche Expansion dargestellt. Für die Lage des Wilson-Punktes und für die Anzahl der Tropfen ist nur wichtig, wie schnell die Expansion in dieser Zone verläuft. Was vorher geschah, ist belanglos, weil die dort entstandenen Tropfen wegen ihrer relativ geringen Anzahl keine Rolle spielen. Es würde also am Kondensationsvorgang praktisch nichts ändern, wenn die Expansion nicht nach dem geraden, sondern nach dem krummlinigen, gestrichelt gezeichneten Druckverlauf vor sich gegangen wäre.

Damit ist der Schlüssel zur Berechnung von Turbinenexpansionen gegeben. Man muss den stufenförmigen Druckverlauf, wovon ein Ausschnitt im unteren Teil der Abb. 15 gezeichnet ist, durch Stücke mit $\dot{P} = \text{konst}$ ersetzen, aber so, dass diese Annäherungen immer einen Bereich von mindestens 2 % Druckänderung umfassen, siehe Bild. Die Neigung dieser Geraden im $(\ln p)$, t -Schaubild gibt überall den für die Keimbildung massgebenden Wert von \dot{P} an. In den Zwischenräumen darf man also nicht $\dot{P} = 0$ setzen, wie es lokal auftreten kann, sondern man setzt

$$\dot{P}_{\min} = \frac{0,02}{\Delta t_{\text{Zwr}}} \approx \frac{0,02 \cdot c_a}{\Delta \xi_{a, \text{Zwr}}}, \quad (50)$$

wo die Bedeutung von Δt_{Zwr} aus Abb. 15 ersichtlich ist und $\Delta \xi_{a, \text{Zwr}}$ die axiale Breite des Zwischenraumes bezeichnet. Mit $\Delta \xi_{a, \text{Zwr}} = 2 \text{ cm}$ und $c_a = 100 \text{ m/sec}$ ergibt sich z. B. $\dot{P}_{\min} \approx 100 \text{ sec}^{-1}$.

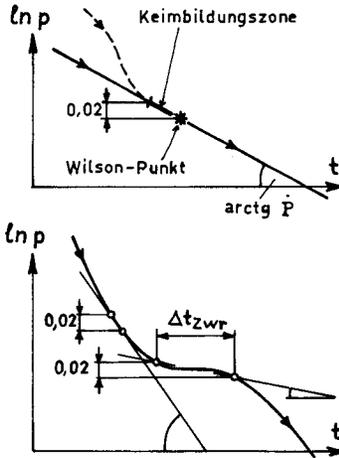


Abb. 2.5.15 Zur Bestimmung von \dot{P}^* in einer Turbine. Oben: Verhältnisse bei $\dot{P} = \text{konst}$; unten: Annäherung einer Turbinenexpansion durch Expansionsstücke mit $\dot{P} = \text{konst}$.

Will man nun den Wilson-Punkt in einer Turbine auffinden, so zeichnet man auf Grund dieser Regel den Verlauf von \dot{P} für diejenigen Schaufelkränze auf, die in dem Bereich liegen, wo man den Eintritt der Kondensation vermutet, vgl. Abb. 16 oben. (Gestrichelt sind die lokalen Werte von \dot{P} angedeutet; man sieht, dass die Mittelung nur in den axialen Zwischenräumen zu wesentlichen Abweichungen führt.) Aus dem $\dot{P}(\xi_a)$ -Verlauf bestimmt man dann mit Hilfe der Abb. 8 den Verlauf der "Wilson-Unterkühlung" $\Delta T^*(\xi_a)$, vgl. Abb. 16, unten¹⁾. Diese Kurve gibt für eine jede Stelle ξ_a an, wie gross dort die Unterkühlung werden muss, damit plötzliche Kondensation eintritt. Andererseits kann man auf Grund der Auslegungsdaten (etwa mit Hilfe eines i, s -Diagrammes für unterkühlten Dampf) die Grösse der Unterkühlung $\Delta T = T_s(p) - T_d$ in den Zwischenräumen bestimmen und in das für ΔT^* gezeichnete Bild eintragen. Verbindet man diese Punkte durch eine wellenförmig ansteigende Linie (siehe Abb. 16), so hat man den Verlauf der Unterkühlung

1) Da Abb. 8 für den Idealfall $\eta_p = 1$ ermittelt wurde, ist bei ihrer Anwendung auf wirkliche Expansionen eine Korrektur anzubringen. Für $\eta_p < 1$ gelten durchwegs etwas kleinere ΔT^* -Werte, und zwar macht - wie es schon erwähnt wurde - 10% Wirkungsgradverschlechterung ungefähr dasselbe aus, wie wenn $\eta_p = 1$ geblieben, dafür aber \dot{P}^* kleiner geworden wäre um etwas 15 %.

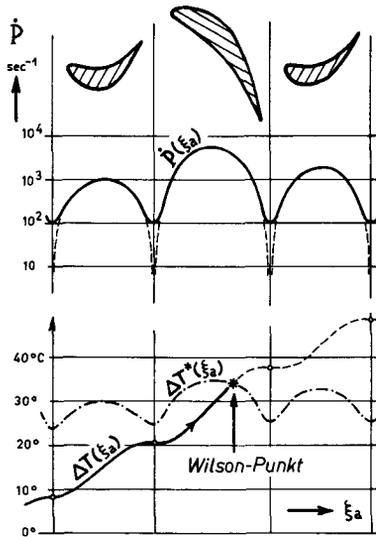


Abb. 2.5.16 Zur Bestimmung des Wilson-Punktes in einer Turbine

innerhalb der Schaufelkränze mit hinreichender Genauigkeit. – Der Wilson-Punkt liegt nun dort, wo die Linie $\Delta T(\xi_a)$ erstmals die Kurve $\Delta T^*(\xi_a)$ erreicht. Man liest hier die Werte der Expansionsschnelligkeit $\dot{p} = \dot{p}^*$ und des Druckes $p = p^*$ ab, und hat damit die beiden Angaben, aus welchen Verlust, Tropfengrösse etc. in der früher beschriebenen Weise folgen.

An dieser Stelle möchten wir auf etwas hinweisen, das für die oft unerklärlichen Unterschiede, die man im Verhalten auch ganz ähnlich beschaffener Nassdampfturbinen beobachtet, eine Erklärung liefert. Würde in der Turbine, wofür Abb. 16 entworfen ist, die Sättigungslinie etwas früher oder später überschritten – was z. B. infolge etwas anderer Auslegung der Zwischendrucke, oder auch infolge eines von der Auslegung abweichenden Betriebszustandes leicht vorkommen kann –, so würde sich die ganze Kurve $\Delta T(\xi_a)$ etwas nach oben bzw. nach unten verschieben, wie es in Abb. 17 für einige Beispiele gezeichnet ist. (Die Kurve ΔT^* bleibt praktisch unverändert, weil ihr Verlauf in erster Linie von \dot{p} abhängt, und dieses vom Absolutwert des Druckes unabhängig ist.) Wenn sich aber der Verlauf von ΔT ändert, so wird auch der Wilson-Punkt an einer anderen Stelle liegen: wenn die Sättigungslinie statt bei S z. B. bei B überschritten wird, so rutscht der Wilson-Punkt leicht nach vorn, bleibt aber noch im Bereich, wo \dot{p} einen hohen Wert besitzt. Erst bei noch

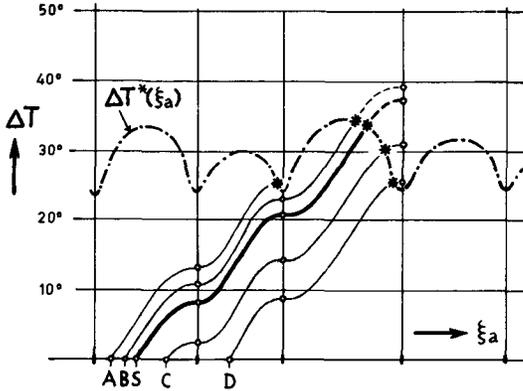


Abb. 2.5.17 Verschiebung des Wilson-Punktes in einer Turbine, falls der Druckverlauf verändert wird. (Dick: Auslegungszustand)

weiter vorn (bei A) eintretender Sättigung wird die Kondensation schon im Zwischenraum vor dem Kranz losgehen. Umgekehrt, wenn die Sättigungslinie erst später erreicht wird (C), dann rutscht der Wilson-Punkt weiter nach hinten im Kranz, bis er schliesslich (D) in den Zwischenraum hinausgelangt, wodurch eine zu A analoge Situation, d. h. spontane Kondensation bei geringem \dot{P} , herbeigeführt ist.

Wir finden also, dass die Nebelbildung in einer Turbine sowohl bei grossem \dot{P} , wie auch bei kleinem \dot{P} eintreten kann, je nachdem, wie der Dampfzustand zufällig von Kranz zu Kranz verläuft. Welche Folgen das für die Beschaffenheit des Nebels hat, kann aus Abb. 14 herausgelesen werden: für $\dot{P}^* = 4000 \text{ sec}^{-1}$, das etwa dem Wilson-Punkt an der dick ausgezogenen Kurve in Abb. 17 entspricht, liest man einen Nebeltropfenhalbmesser $\bar{r}_n^{**} \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ m}$ ab; für $\dot{P}^* \approx 150 \text{ sec}^{-1}$ hingegen, das etwa den Kurven A und D entspricht, einen solchen von $\bar{r}_n^{**} \approx 3,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}$! (Siehe Kreuze in Abb. 14.) Also sind die Nebeltropfen, falls die Kondensation in einem Zwischenraum eintritt, etwa zehnmal (!) grösser als wenn die Kondensation während der starken Drucksenkung innerhalb eines Kranzes eintreten würde. Die Bedeutung dieser Feststellung wird in den folgenden Abschnitten zu Tage treten, wo es gezeigt wird, dass feine Nebeltropfen wesentlich kleinere Nässeverluste und geringere Erosionsgefahr verursachen als grobe.

Bisher haben wir uns darüber hinweggesetzt, dass nicht alle Dampfteilchen, die durch einen Kranz hindurchströmen, dieselbe Drucksenkung erleben. Die Verschiedenheiten rühren einerseits von der Eigenart der Gitterströmungen her, andererseits beruhen sie darauf, dass der Reaktionsgrad längs der Turbinenschaufeln

im allgemeinen nicht konstant ist. Wenn sich aber die Kondensation in Dampfteilen, die an verschiedenen Stellen durch einen Kranz treten, unter verschiedenen Bedingungen abspielt, so lässt sich nicht mehr von einer einheitlichen Nebeltropfengrösse im ganzen Strömungsraum sprechen, weil ja bereichsweise verschiedene Tropfengrössen vorkommen werden. Den Einfluss der Gitterströmung kann man beurteilen, indem man den Expansionsverlauf und den Wilson-Punkt ausser an der mittleren Stromlinie (für welche Abb. 16 etc. gezeichnet wurde) auch z. B. an den beiden Stromlinien in unmittelbarer Nähe der Schaufelprofile (Druck- und Saugseite) bestimmt. Dazu können z. B. die in Abb. 2.4.3 gezeichneten Druckverläufe verwendet werden. Jedoch findet man - trotz der starken Unterschiedlichkeit der Druckverläufe -, dass die Kondensation in den meisten Fällen im ganzen Schaufelkanal unter fast gleichen Bedingungen (bei fast gleichen örtlichen \dot{P}) stattfindet, d. h. dass durch diese Effekte die einheitliche Tropfengrösse nicht stark "verschmiert" wird. Die Stellen, wo man die Wilson-Punkte findet, stehen meistens in Einklang mit den Kondensationsstosslinien in Abb. 13e. - Was den Einfluss der Veränderung der Strömungsverhältnisse in radialer Richtung anbetrifft, so kann dieser u. U. zu krassen Unterschieden führen, indem z. B. in der Zone um den Rotor herum grobe, in der Zone in der Nähe der Gehäusewand feine Nebeltropfen entstehen (oder auch umgekehrt), je nachdem, wo die Kondensation bei einem kleinen und wo bei einem groben Wert von \dot{P} eintritt. Je kleiner l_{Schfl}/D_m ist, umso einheitlicher werden die Nebeltropfen im ganzen Strömungsraum.

Aus den anhand von Abb. 17 gewonnenen Einsichten lassen sich zwei praktische Folgerungen ziehen. Erstens bietet sich eine Möglichkeit, die Richtigkeit dieser theoretischen Ausführungen experimentell nachzuprüfen: wenn man in einer Nassdampfturbine den Wilson-Punkt durch geeignete Mittel verschiebt, so müsste infolge der damit verbundenen Variation der Nebeltropfengrösse z. B. eine Variation der Grösse der Nässeverluste auftreten, die man durch Messung des Wirkungsgrades ausfindig machen könnte. Während man den Wilson-Punkt durch eine Stufe hindurchzieht, sollten die Nässeverluständerungen eine Periode durchlaufen.

Zweitens folgt ein grundlegendes Gebot für die Konstruktion der Nassdampfturbinen: Man soll darnach trachten, dass die spontane Kondensation zu möglichst feinem Nebel führt. Als Mittel dazu dient, dass man durch entsprechende Auslegung des Druckverlaufes und durch Kurzhalten der Partien mit langsamem Druckabfall (Zwischenräume!) den Wilson-Punkt möglichst immer innerhalb eines Schaufelkranzes mit steiler Drucksenkung hält.

2.6 Strömung und Expansion des Nebels

Vom Zusammenbruch der Uebersättigung an ist das Strömungsmedium kein reiner Dampf mehr, sondern Nebel, d. h. ein Gemisch von Dampf und sehr vielen winzigen Wassertropfen. (Beachte, dass in unserem Wortbrauch der Begriff "Nebel" auch den Dampf in sich schliesst. Nur grössere Wassertropfen sind davon ausgeschlossen.) Würde man diesen Nebel in Ruhe belassen, dann würde sich in ihm das thermodynamische Gleichgewicht rasch einstellen, indem sich Tropfen- und Dampftemperatur einander angleichen würden. Wird jedoch der Nebel einer weiteren Expansion unterworfen, so wird ständig mehr und mehr Wasser zur Ausscheidung fällig, und dieses muss - da sonst keine genügend grosse Oberflächen zur Verfügung stehen - an den Nebeltropfen kondensieren. Das ist nur so möglich, dass der Dampf etwas kälter ist, als die Tropfen. Die Grösse der so bedingten "bleibenden Unterkühlung" hängt von verschiedenen Faktoren ab (Gesamtoberfläche der Tropfen, in der Zeiteinheit abzuführende Kondensationswärme, Güte des Wärmeüberganges) und kann sich im Verlauf der weiteren Expansion ganz erheblich ändern. Da jede Abweichung vom thermodynamischen Gleichgewicht einen Verlust bedeutet, werden wir im zweiten Teil dieses Abschnittes auf die Bestimmung der bleibenden Unterkühlung näher eingehen.

Andererseits ist im Nebel eine beträchtliche Menge Wasser enthalten, die Erosionsgefahr und verschiedene weitere Verlustmöglichkeiten in sich birgt. Die Nebeltropfen sind zwar so klein ($\bar{r}_n = 0,2 \cdot 10^{-7}$ bis $6 \cdot 10^{-7}$ m), dass sie der sich ständig ändernden Bewegung des Dampfes fast vollständig folgen können, doch wird an jedem Schaufelkranz ein Teil von ihnen gegen die Schaufeloberflächen geschleudert, was zur Ansammlung von Wasser und Abreissen grober Wassertropfen führt. Auch könnte man vermuten, dass die Nebeltropfen untereinander zusammenstossen und sich zu grösseren Tropfen zusammenballen. Ferner können Nebeltropfen gegen langsamer fliegende grössere Wassertropfen aufprallen und von diesen verschluckt werden. Im folgenden wollen wir zuerst auf die Vorgänge eingehen, die die Anzahl der Nebeltropfen vermindern.

a) Strömungsmässiges Verhalten des Nebels

Wir suchen eine Antwort auf folgende Fragen: Bleiben die Nebeltropfen während der Expansion individuell bestehen oder ballen sie sich zu grösseren Tropfen zusammen? Wie gross ist der Anteil der Nebeltropfen, der sich während der Strömung durch die weiteren Schaufelkränze an die Schaufeln absetzt? Wie gross ist der Anteil, der durch grosse Wassertropfen verschluckt wird?

Um eine Vorstellung von der Verteilung der Tröpfchen im Nebel zu erhalten, berechnen wir die mittlere Distanz \bar{d} , die zwei Nebeltropfen im Durchschnitt voneinander trennt. Wir denken uns das Dampfvolmen in kleine Würfel mit der Kantenlänge \bar{d} aufgeteilt, von denen jeder gerade einen Tropfen enthält. Berechnen wir zunächst \bar{d} im soeben entstandenen Nebel, also im Zustand, der mit ** gekennzeichnet wird: es ist $\bar{d}^{**} = (v^{**}/n^{**})^{1/3} = (4\pi \varrho_w \bar{r}_n^{**3} v^{**}/3y_n^{**})^{1/3}$, oder $\bar{d}^{**}/2\bar{r}_n^{**} = (\pi \varrho_w v^{**}/6y_n^{**})^{1/3}$. In einem typischen Fall mit $y_n^{**} = 0,03$, $v^{**} = 2,5 \text{ m}^3/\text{kg}$, $\varrho_w = 1000 \text{ kg/m}^3$ ergibt sich $\bar{d}^{**}/2\bar{r}_n^{**} = 35$, was schon zeigt, dass Zusammenstösse zweier Nebeltropfen eher selten sein werden. Da aber das spezifische Dampfvolmen v bis zum Ende der Turbine noch stark anwächst, wird der mittlere Tropfenabstand noch grösser und man kann daher im allgemeinen mit $\bar{d}/2\bar{r}_n = 30 \sim 70$ rechnen.

Eine zweite Grösse, die einen Einblick in die Verhältnisse im Nebel gewähren mag, ist die Bremszeit der Nebeltropfen, die das Verhältnis der auf sie wirkenden Trägheits- und Reibungskräfte illustriert. Die Bremszeit wurde für verschiedene Tropfengrössen am Ende des Abschnittes 2.2 berechnet (Zahlentafel 2.2.1). Der Radius der Nebeltropfen liegt in der Grössenordnung von 10^{-7} m , ihre Bremszeiten betragen also höchstens einige 10^{-6} Sekunden, was ein sehr kleiner Wert ist. Man kann daher sagen, dass die Nebeltropfen durch die Reibung im Dampf sozusagen "festgenagelt" sind.

Einblick von einer anderen Seite in das Wandern der Nebeltropfen im Dampf erhält man, wenn man die Nebeltropfen als grosse Moleküle ansieht, die ein "Tropfengas" bilden, welches mit reinem Dampf vermenget ist. Wir dürfen annähernd thermodynamisches Gleichgewicht zwischen den beiden "Gasen" annehmen. Dann gilt das Aequipartitionsgesetz, und die kinetische Gastheorie liefert für die mittlere thermische Geschwindigkeit der Tropfen (vgl. etwa [36])

$$\bar{c}_{\text{therm}} = \sqrt{\frac{8 kT}{\pi m_r}} = \sqrt{\frac{6 kT}{\pi^2 \varrho_w \bar{r}_n^3}} \quad (1)$$

Mit den Daten des obigen Beispiels erhält man etwa $\bar{c}_{\text{therm}} = 2 \text{ cm/sec}$ (während die Dampfmoeküle eine mittlere Geschwindigkeit von über 600 m/sec besitzen!). Man kann mit Hilfe von \bar{c}_{therm} eine Abschätzung für diejenige Zeit geben, welche ein Nebeltropfen im Mittel benötigt, um mit einem anderen zusammenzustossen. Diese Zeit nennen wir die mittlere Lebensdauer eines Tropfens, weil beim Zusammenstoss sich die beiden Tropfen mit grosser Wahrscheinlichkeit zu einem grösseren Tropfen vereinen. Nun erfolgt ein Zusammenstoss im Mittel dann, wenn der mit \bar{c}_{therm} hin- und herfliegende Tropfen mit seiner Stirnfläche $\pi(2\bar{r}_n)^2$ das auf einen Tropfen entfallende Raumvolmen v/n überstrichen hat. Die "Stirnfläche" berechnet sich des-

halb mit dem doppelten Tropfenradius, weil ein Zusammenstoss schon dann erfolgt, wenn die Zentren der beiden Tropfen $2\bar{r}_n$ voneinander entfernt sind. Demnach ist $\pi(2\bar{r}_n)^2 \bar{c}_{\text{therm}} \cdot \Delta t_{\text{Leben}} = v/n = v 4\pi \epsilon_w \bar{r}_n^3 / 3y_n$, woraus

$$\Delta t_{\text{Leben}} = \frac{\epsilon_w v \bar{r}_n}{3 y_n \bar{c}_{\text{therm}}} . \quad (2)$$

Nehmen wir die obigen Zahlenwerte, $v = 2,5 \text{ m}^3/\text{kg}$ und $y_n = 5\%$ Nässe an, dann ergibt sich $\Delta t_{\text{Leben}} = 0,17 \text{ sec}$ - ein sehr grosser Wert, wenn man beachtet, dass der Dampf nur $(2 \sim 4) \cdot 10^{-3}$ Sekunden braucht, um durch den ganzen Niederdruckteil einer Dampfturbine zu strömen!

Damit haben wir auf die Koagulation der Nebeltropfen von zwei Seiten her Licht geworfen. Unsere erste Ueberlegung zeigte, dass die Reibung im umgebenden Medium gross ist gegenüber der Trägheit der Tropfen. Dadurch ist die Möglichkeit einer raschen Koagulation infolge Zentrifugation, Turbulenz etc. ausgeschlossen. Die zweite Ueberlegung zeigte, dass auch gaskinetische Betrachtungen keine merkliche Zusammenballung der Tropfen während so kurzer Zeit aufzeigen. Wenn man noch bedenkt, dass die Verschmelzung zweier Tropfen vom Radius r_n einen solchen vom Radius $\sqrt[3]{2} \cdot r_n = 1,26 r_n$ ergibt, - also einen, der sich von den ursprünglichen nur ganz geringfügig unterscheidet - dann kann man es wohl als erwiesen betrachten, dass die Eigenschaften des Nebels während der Durchströmung der Turbine durch Koagulation nicht beeinflusst werden. Damit ist die Antwort auf unsere erste Frage gegeben.

Zur Beantwortung der zweiten Frage überlegen wir zunächst, welche Ursachen eine Abscheidung der Nebeltropfen bewirken können. Als solche kommt in erster Linie die Tatsache in Frage, dass die Schaufeln dem vorbeiströmenden Dampf stark gekrümmte Stromlinien aufzwingen. Die mitgeschleppten Tropfen folgen diesen Richtungsänderungen nur mit einer, wenn auch kleinen, Verzögerung, und dabei prallt ein Teil von ihnen an die Wand. Dieser Effekt tritt in der Nähe des Staupunktes und an der konkaven (Druck-) Seite des Profils auf. Eine weitere Ursache könnte in der Brownschen Bewegung der Nebeltropfen liegen; wenn ein Tropfen zufällig die Wand berührt, bleibt er an dieser haften. Damit setzt eine gegen die Wand gerichtete Diffusion der Nebeltropfen ein. Diese Tendenz könnte durch eventuelle elektrische Anziehungskräfte noch verstärkt werden. Im folgenden untersuchen wir die erwähnten Erscheinungen der Reihe nach.

Vor der Profilnase hat das Strömungsbild eine weitgehende Aehnlichkeit mit der Strömung um einen Kreiszyylinder. Wir können also die Bewegung der Nebeltropfen vor der Profilnase genügend treu nachbilden, wenn wir die Tropfenbahnen im - vor der komplexen Darstellung her bekannten - Strömungsfeld um den Zylinder berechnen, vgl. Abb. 1. Die Differentialgleichungen des Problems erhält man aus

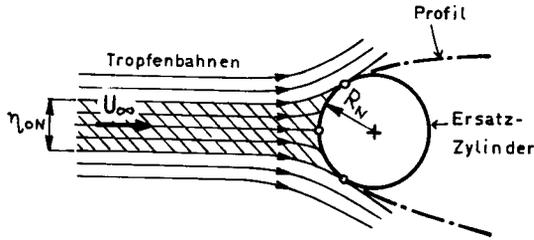


Abb. 2.6.1 Zur Ablagerung der Nebeltropfen an der Profilnase

dem Newtonschen Bewegungsgesetz. Das System dieser beiden Gleichungen lässt sich nicht analytisch lösen, kann aber ohne weiteres schrittweise aufgelöst werden. Die Aufgabe wurde für die **ERMETH**¹⁾ programmiert unter der Voraussetzung, dass die Tropfen im Abstände von einem Zylinderdurchmesser vor dem Staupunkt, aber beliebig ausserhalb der Symmetrieachse in die Strömung gebracht und mit der dortigen örtlichen Strömungsgeschwindigkeit versehen werden. Aus den so erhaltenen Bahnkurven kann man leicht auf den Fall schliessen, dass die Tropfen unendlich weit vor dem Zylinder in die Strömung gebracht werden. Für verschiedene Tropfengrössen, oder, genauer gesagt, für verschiedene Werte des massgebenden dimensionslosen Parameters

$$G_N \equiv \frac{(9\mu_d/2\varrho_w)}{1 + 2,53 Kn} \cdot \frac{R_N}{U_\infty \bar{r}_n^2} = \frac{R_N}{U_\infty \Delta t_{\text{brems},n}} \quad (3)$$

wurden eine Anzahl Bahnlinien berechnet, und aus diesen diejenige ausgesucht, welche den Zylinder gerade noch berührt. Es gibt zwei solche, die symmetrisch liegen. Alle Tropfen, die zwischen diesen beiden fliegen, prallen auf den Zylinder auf, alle anderen weichen ihm aus, siehe Abb.1. Die ursprüngliche Distanz der beiden tangierenden Bahnlinien, η_{0N} , gibt die Breite des auftreffenden Bahnlinienbündels an. Es wurde folgender Zusammenhang gefunden:

$$\eta_{0N} = 2 R_N g_N(G_N) \quad (4)$$

Die Funktion g_N hat den in Abb.2 dargestellten Verlauf. Der Fall $g_N = 1$ (also G_N klein, etwa weil Tropfen sehr gross) bedeutet, dass alle Tropfen, deren Geschwindigkeit im Unendlichen auf den Zylinder gerichtet war, auf diesen auch auftreffen, während $g_N = 0$ vollständigem Ausweichen entspricht.

Für feinere Nebeltropfen ($\bar{r}_n \approx 2 \cdot 10^{-7}$ m) ist G_N von der Grössenordnung 10. Von solchen Tropfen setzen sich also an die Vorderkanten der Schaufeln nur sehr

1) Elektronische Rechenmaschine der ETH.

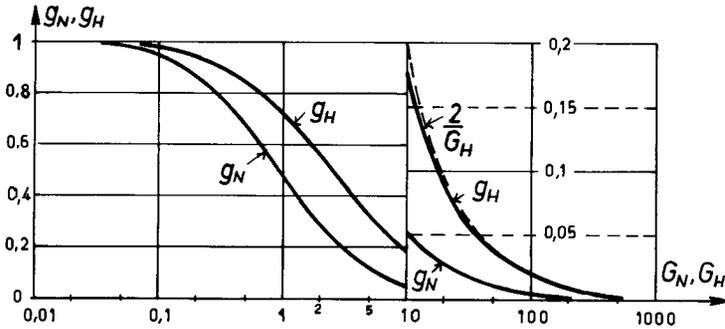


Abb. 2.6.2 Einfluss der Parameter G_N und G_H auf die Ablagerung der Nebeltropfen, vgl. Gl. (4) bzw. (17)

wenige ab. Wenn hingegen die Nebeltropfen größer sind (z. B. $\bar{r}_n = 6 \cdot 10^{-7} \text{ m}$, $\Delta t_{\text{brems}, n} = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ sec}$), so hat G_N etwa den Wert Eins und es wird $\eta_{oN} \approx R_N$, was schon eine merkliche Nebeltropfenabscheidung bedeutet.

Was das Hinausschleudern der Tropfen aus der Strömung gegen die Hohlseite der Schaufeln angeht, kann man die Resultate auf einfachem analytischem Wege herleiten. Eine gute Wiedergabe der Wirklichkeit erlaubt die einfache Annahme, dass die Hohlseite des Profils und damit in ihrer Nähe auch die Stromlinien $\sigma(\xi)$ des Dampfes eine parabolische Form haben. Mit den Bezeichnungen von Abb. 3 lautet dann die Gleichung der Stromlinien

$$\sigma(\xi) = \text{konst} + \gamma_1 \xi + \gamma_2 \xi^2, \quad (5)$$

wo

$$\gamma_1 = \frac{S - S_1}{l_{ax}} \quad (6a), \quad \gamma_2 = \frac{S}{l_{ax}^2}. \quad (6b)$$

Ferner nehmen wir an, dass die Axialkomponente der Geschwindigkeit der Tropfen, $c_{r,a}$, mit der Axialgeschwindigkeit des Dampfes immer übereinstimmt und dass beide konstant sind:

$$c_{r,a} = c_a = \text{konst}. \quad (7)$$

Somit brauchen wir die Bewegungsgleichung der Tropfen nur für die tangentielle Richtung anzuschreiben. Sie lautet $m_r \dot{c}_{r,t} = W_t$, wo der Reibungswiderstand durch die Gln. 2.2(1) und (31) gegeben ist. Nach Umformen erhält die Bewegungsgleichung die Form

$$\frac{dc_{r,t}}{dt} = \frac{9\mu_d / \rho_w \bar{r}_n^2}{2(1 + 2,53 \text{ Kn})} (c_t - c_{r,t}), \quad (8)$$

wo für die tangentielle Komponente der Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Dampf $c_t - c_{r,t}$ gesetzt wurde.

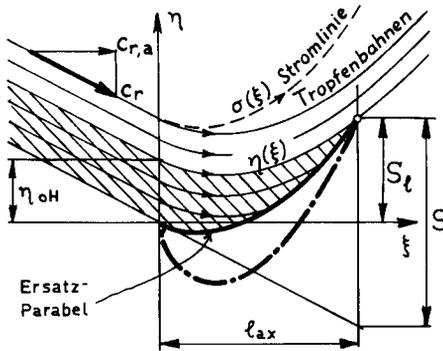


Abb. 2. 6. 3 Zur Ablagerung der Nebeltropfen auf die Hohlseite eines Schaufelprofils

Um entscheiden zu können, welche Tropfen auf die Schaufel aufprallen und welche nicht, müssen wir die Bahnlinien der Tropfen kennen. Stellen wir diese durch die Funktion $\eta = \eta(\xi)$ dar, so lässt sich schreiben

$$\frac{d\eta}{d\xi} = \frac{c_{r,t}}{c_{r,a}} = \frac{c_{r,t}}{c_a} \quad (9)$$

weil ja die Geschwindigkeit des Tropfen immer in die Tangentenrichtung seiner Bahnlinie zeigt. Ein analoger Zusammenhang besteht zwischen c_t/c_a und der Form der Stromlinien:

$$\frac{d\sigma}{d\xi} = \gamma_1 + 2\gamma_2\xi = \frac{c_t}{c_a} \quad (10)$$

wobei aus der in Gl. (5) wiedergegebenen parabolischen Stromlinienform Gebrauch gemacht wurde.

Da die Nebeltropfen der Dampfbewegung im allgemeinen gut folgen können, scheint es als Anfangsbedingung zweckmässig zu sein, Tropfen- und Dampfgeschwindigkeit am Eintritt in den Kranz ($\xi = 0$) identisch vorauszusetzen. Für die Bahnlinie bedeutet dies, dass ihre Tangente bei $\xi = 0$ mit derjenigen der Stromlinien übereinstimmen muss, wie es in Abb. 3 gezeichnet ist:

$$\left. \frac{d\eta}{d\xi} \right|_{\xi=0} = \left. \frac{d\sigma}{d\xi} \right|_{\xi=0} = \gamma_1 \quad (11)$$

Aus der Bewegungsgleichung (8) lässt sich, mit Gebrauch von Gl. (9) und (10) und unter Beachtung der Relation $dt = d\xi/c_a$ folgende Differentialgleichung für die Bahnlinie ableiten:

$$l_{ax} \frac{d^2 \eta}{d\xi^2} = \frac{(9\mu_d/2\varrho_w)}{1 + 2,53 \text{ Kn}} \frac{l_{ax}}{c_a \bar{r}_n^2} \left(\gamma_1 + 2\gamma_2 \xi - \frac{d\eta}{d\xi} \right). \quad (12)$$

Sie ist linear und zweiter Ordnung, ihre Lösung bietet also keine Schwierigkeiten. Bevor wir aber die Lösung anschreiben, müssen wir eine zweite Randbedingung formulieren, die die Lösung zusammen mit Gl. (11) festlegt.

Aehnlich wie bei der Profilmase, interessiert uns auch hier vor allem diejenige Bahnlinie, welche die aufprallenden Tropfen von den nicht aufprallenden abgenzt. Diese ist dadurch gekennzeichnet, dass sie durch die Austrittskante geht. Sie erfüllt also die Gleichung

$$\eta(l_{ax}) = S_1, \quad (13)$$

womit die gesuchte zweite Randbedingung gefunden ist.

Die Lösung der Gl. (12) mit den Randbedingungen (11) und (13) lautet

$$\eta(\xi) = \gamma_1 \xi + \gamma_2 \xi^2 + \frac{2\gamma_2 l_{ax}^2}{G_H^2} \left(G_H - \frac{G_H \xi}{l_{ax}} + e^{-G_H} - e^{-\frac{G_H \xi}{l_{ax}}} \right), \quad (14)$$

wobei in Analogie zu Gl. (3)

$$G_H \equiv \frac{(9\mu_d/2\varrho_w)}{1 + 2,53 \text{ Kn}} \cdot \frac{l_{ax}}{c_a \bar{r}_n^2} = \frac{l_{ax}}{c_a \Delta t_{\text{brems},n}} \quad (15)$$

gesetzt wurde. (Die Bremszeit $\Delta t_{\text{brems},n}$ wurde aus Gl. 2.2(35) eingesetzt.)

Massgebend für die Breite des aufschlagenden Bahnlinienbündels ist der Wert dieser Funktion bei $\xi = 0$, den wir mit η_{oH} bezeichnen wollen, vgl. Abb. 3. Aus Gl. (14) gewinnt man

$$\eta_{oH} = \frac{2\gamma_2 l_{ax}^2}{G_H^2} (G_H + e^{-G_H} - 1), \quad (16)$$

oder, nach Einsetzen von γ_2 aus Gl. (6b),

$$\eta_{oH} = S \frac{2(G_H + e^{-G_H} - 1)}{G_H^2} \equiv S \cdot g_H(G_H). \quad (17)$$

Also hängt die tangentielle Breite des auf die Hohlseite des Profils auftreffenden Bündels, η_{oH} , bezogen auf die "lineare Umlenkung" S (siehe Bild), nur vom dimensionslosen Parameter G_H ab, in welchem die physikalischen Grössen zusammengefasst sind. Die Funktion g_H ist in Abb. 2 dargestellt.

Als Zahlenbeispiel nehmen wir wieder $\bar{r}_n = 2 \cdot 10^{-7}$ m Tropfenradius und ein Profil mit $l_{ax} = 0,05$ m, $c_a = 130$ m/sec. Je nach Grösse der Knudsen-Zahl (also je nach Druck) ergibt sich dann $G_H = 200 \sim 100$. (Für niedrige Drucke ist G_H kleiner.) Man liest g_H aus Abb. 2 ab und erhält damit $\eta_{oH} \approx (0,01 \sim 0,02)$ S. Stimmt S ungefähr mit der Schaufelteilung überein (was sehr oft der Fall ist), dann heisst das, dass in jedem Kranz etwa 1 bis 2 % der durchströmenden Nebeltropfen gegen die Schaufeln geschleudert werden. Das ist an sich zwar sehr wenig; doch spielt dieser Effekt eine ganz wesentliche Rolle für die Turbine, weil das einmal an die Schaufeln gelangte Wasser nur in Form von grossen Tropfen in die Strömung zurückgelangt.

Der Anteil der Nebeltropfen, der sich beim Durchströmen des Kranzes an die Schaufelprofile setzt, wird nach Gl. (17) und (4), wenn wir mit t_{Schfl} die Schaufelteilung bezeichnen,

$$\epsilon_{n-f} = \frac{S}{t_{Schfl}} g_H(G_H) + \frac{2R_N}{t_{Schfl}} g_N(G_N) . \quad (18)$$

Der Index n-f deutet an, dass dabei das Wasser aus der Nebeltropfenform in fließendes Wasser übergeht.

Ein zweiter Mechanismus, der Tropfen zur Schaufelwand befördern kann, ist die Diffusion. Die Schaufelblätter wirken wie Senken, welche die zu ihnen gelangten Nebeltropfen verschlingen. Die Diffusionskonstante spielt bei diesem Vorgang die selbe Rolle, wie die Wärmeleitzahl bei der Wärmeströmung in einem Körper. Sie kann für eine bestimmte Tropfengrösse berechnet werden. Ihr Wert für Nebeltropfen ist sehr klein, weil diese Tropfen gegenüber einem Dampfmolekül ungeheuer gross sind. Ferner kann die partielle Differentialgleichung, die sich aus dem Diffusionsgesetz für die Verteilung der Tropfen im Raume ergibt, für die Strömung durch ein (geometrisch vereinfachtes) Gitter gelöst werden, und daraus lässt sich bestimmen, wie viele Nebeltropfen in der Sekunde gegen die Schaufelwände diffundieren. Man findet, dass das weniger als den hunderttausendsten Teil aller durchströmenden Nebeltropfen ausmacht. Aus diesem Grunde verzichten wir auf eine Wiedergabe der Rechnung und halten bloss das Resultat fest, dass die Diffusion nicht imstande ist, einen merklichen Teil der Nebeltropfen an die Schaufel zu bringen.

Bei Dampfturbinen hat man oft eine statische elektrische Aufladung der Welle festgestellt. Weil man diese Beobachtung nur bei Kondensationsturbinen machte, hat man die Ursache der Aufladung im Vorhandensein der Wassertropfen vermutet. In einer Arbeit von Gruber und Hansen [37] und im anschliessenden Diskussionsbeitrag von R. Beach sind diesbezüglich wertvolle Anregungen enthalten. An sich kann man über solche statische Aufladungseffekte kaum mehr als qualitative Aussagen machen. Doch scheint es, dass einerseits das Auftreffen statisch geladener Ne-

beltropfen eine Erklärung für die Wellenspannung liefern könnte, andererseits aber, dass die elektrischen Kräfte viel zu klein sind, um auf die Bewegung der Tropfen irgendeinen Einfluss auszuüben.

Zuletzt müssen wir noch von einer anderen Erscheinung sprechen, die unter Umständen ebenfalls namhafte Wassermengen aus der Nebeltropfenform in grosse Tropfen überführen kann. Die grossen Tropfen, die von Schaufeln abreißen oder zurückprallen, brauchen eine relativ lange Zeit, bis sie die Dampfgeschwindigkeit mehr oder weniger erreicht haben. Während dieser Zeit haben sie eine - anfangs sehr grosse und später abnehmende - Relativgeschwindigkeit gegenüber dem Dampf. Es stellt sich die Frage, ob die mit dem Dampf strömenden Nebeltropfen den grossen Tropfen ausweichen können oder ob sie mit diesen zusammenstossen und somit verschluckt werden.

Zur Abklärung der Verhältnisse können die Resultate herangezogen werden, die wir für die Profilnase erhalten haben. Ersetzt man nämlich in Gl. (3) den Profilnasenradius R_N durch r_g , den Radius des in Frage stehenden grossen Tropfens, dann erhält man mit dem berechneten G_N aus Abb. 2 denjenigen Anteil der zuströmenden Nebeltropfen, der von einem Zylinder aufgefangen wird, der denselben Durchmesser besitzt, wie unser grosser Tropfen. Der Unterschied zwischen einem Zylinder und einer Kugel wird kaum so gross sein, dass man das Resultat für eine Abschätzung nicht benützen dürfte. Wir berechnen also jetzt den Parameter

$$G_g \equiv \frac{(9\mu_d/2\epsilon_w)}{1 + 2,53 Kn} \cdot \frac{r_g}{U_r \bar{r}_n^2} = \frac{r_g}{U_r \Delta t_{\text{brems},n}}, \quad (19)$$

wo \bar{r}_n den Radius der Nebeltropfen, r_g denjenigen des grossen Tropfens und U_r die Relativgeschwindigkeit des grossen Tropfens gegenüber dem Nebel bedeutet. Der Zähler im ersten Faktor kann vom Kurvenblatt III abgelesen, oder $\Delta t_{\text{brems},n}$ (für die Nebeltropfen!) aus Zahlentafel 2.2.1 entnommen werden.

Nehmen wir als typische Werte $r_g = 5 \cdot 10^{-5}$ m, $\bar{r}_n = 2 \cdot 10^{-7}$ m und $U_r = 100$ m/sec, dann ergibt sich in Niederdruckturbinen grössenordnungsmässig $G_g \approx 0,05$. Liest man die Funktion g_N in Abb. 2 für diesen Wert von G_N ab, so sieht man, dass praktisch $g_N = 1$ ist, d. h. dass praktisch alle Nebeltropfen, die auf einen grossen Tropfen zufliegen, auf diesen aufprallen (und mit grösster Wahrscheinlichkeit dabei verschlungen werden).

Die grossen Tropfen, die auf diese Weise Nebeltropfen verschlucken können, werden in zwei Gruppen eingeteilt, je nachdem, ob sie soeben von der Hinterkante einer (Leit-) Schaufel abgerissen oder ob sie von der Flanke einer Schaufel zurückgeprallt sind. Die Tropfen der ersten Gruppe (Index g) werden immer vom Stillstand aus beschleunigt, die der zweiten (Index gg) treten ihren Flug mit einer oft beträcht-

lichen Anfangsgeschwindigkeit an, die auf zufallsbedingte Weise stromaufwärts oder stromabwärts gerichtet sein kann.

Untersuchen wir zuerst die frisch abgerissenen grossen Tropfen und nehmen dabei an, dass sie alle ungefähr gleich gross sind¹⁾, d. h. alle den Radius \bar{r}_g haben. Legt ein solcher Tropfen bis zu seinem nächsten Aufprall den Relativweg s_{rel} gegenüber dem strömenden Nebel zurück, dann überstreicht er ein Volumen $V_{rel} = \pi \bar{r}_g^2 s_{rel}$ und verschluckt dabei alle in diesem enthaltenen Nebeltropfen. Bezeichnen wir mit y_g die auf die Masseneinheit des gesamten durchströmenden Nassdampfes bezogene Masse, die in diesen soeben abgerissenen Tropfen enthalten ist, so gilt für die Anzahl der Tropfen $n_g = 3 y_g / 4 \pi \rho_w \bar{r}_g^3$. Das Verhältnis $V_{rel} n_g / v$ gibt denjenigen Anteil des Dampfolumens an, dessen Nebeltropfen durch diese Tropfen verschluckt werden. Man kann etwa annehmen, dass die abgerissenen Tropfen bis zu ihrem Aufprall auf die Laufschaufeln auf ein Viertel der Dampfgeschwindigkeit c_1 beschleunigt werden. Dann beträgt ihr Relativweg gegenüber dem Dampf ungefähr $s_{rel} \approx 0,25 c_1 \Delta t_{brems,g}$, sodass der verschluckte Nebeltropfenanteil unter diesen Annahmen

$$\varepsilon_{n-g} = \frac{V_{rel} n_g}{v} \approx \frac{3}{4 \rho_w} \frac{0,25 \Delta t_{brems,g}}{\bar{r}_g} \frac{c_1}{v_1} y_g \quad (20)$$

wird.

Für die zurückgeprallten grossen Tropfen lässt sich eine ganz analoge Ueberlegung machen, nur besitzt hier s_{rel} keinen für alle Tropfen gemeinsamen Wert, sondern hängt von der Grösse und Richtung der Anfangsgeschwindigkeit des einzelnen Tropfens ab. Man kann aber zeigen, dass der Durchschnittswert der Relativwege aller Tropfen mit dem Relativweg der von Stillstand aus beschleunigten Tropfen genau übereinstimmt, wenn gleich viel Tropfen stromaufwärts wie stromabwärts abspritzen. Das dürfte gewährleistet sein, weil ja die meisten grossen Tropfen etwa senkrecht gegen die Schaufelrücken aufprallen, vgl. z. B. Abb. 2.8.2. Wir können also Gl. (20) sinngemäss übernehmen; einzig der Einfluss der Tropfenbewegung quer zu den Stromlinien des Dampfes muss noch - zumindest überschlägig - mitberücksichtigt werden. Zu diesem Zwecke fügen wir der Gl. (20) einen Faktor $\sqrt{2}$ zu und erhalten somit für den von zurückgeprallten grossen Tropfen verschlungenen Nebeltropfenanteil in einem Kranz

$$\varepsilon_{n-gg} \approx \sqrt{2} \frac{3}{4 \rho_w} \frac{0,25 \Delta t_{brems,gg}}{\bar{r}_{gg}} \frac{w_1}{v_1} \cdot y_{gg}, \quad (21)$$

wo y_{gg} die in den zurückgeprallten grossen Tropfen enthaltene spezifische Masse darstellt. Dieser Vorgang spielt sich auch in Leiträdern ab, dort ist w_1/v_1 durch

1) Dass diese Annahme hinreichend gut erfüllt ist, wird in Abschn. 2.8a erwiesen.

c_0/v_0 zu ersetzen. Die mittlere Grösse der beiden Sorten grosser Tropfen, \bar{r}_g und \bar{r}_{gg} , wird auf Grund des Abschn. 2.8 bestimmt werden können.

Wenn zum Beispiel die Dampfnässe $y = 0,05$ beträgt und 10 % davon in den zwischen den Schaufeln hin- und herprallenden grossen Tropfen enthalten ist, also $y_{gg} = 0,10 \cdot 0,05 = 0,005$ beträgt, und der Radius dieser Tropfen $\bar{r}_{gg} = 10^{-5}$ m misst, dann ergibt sich, mit Gl. 2.2(36) und $w_1 = 200$ m/sec, $v_1 = 10$ m³/kg, der Wert $\epsilon_{n-gg} \approx 0,005$. Die Anzahl der Nebeltropfen, die durch langsamer fliegende grosse Tropfen von Kranz zu Kranz verschlungen wird, ist also mit der, die durch die Schaufeln aufgefangen wird, einigermaßen vergleichbar.

Als Zusammenfassung kann man folgendes sagen: Die Anzahl der im strömenden Dampf befindlichen Nebeltropfen wird im Laufe der Durchströmung der Turbine vermindert. Diese Verminderung kann vor allem auf drei Effekte zurückgeführt werden: Auf die Zentrifugierung gegen die Hohlseite der Schaufelblätter, auf die Ablagerung an die Vorderkanten und - in geringerem Masse - auf die verschluckende Wirkung der langsamer fliegenden Grosstropfen. Die ersten beiden Wirkungen sind in allen Kränzen vorhanden; die dritte kann erst dort merklich werden, wo schon eine genügende Wassermenge in Form von grösseren (abgerissenen) Tropfen vorhanden ist. Der Koeffizient, der die Verminderung der Nebeltropfenzahl im Dampf beim Durchtritt durch einen Kranz angibt, kann als

$$\epsilon_n = \epsilon_{n-f} + \epsilon_{n-g} + \epsilon_{n-gg} \quad (22)$$

angeschrieben werden.

Mit den ϵ_n -Faktoren der einzelnen Kränze kann man die Aenderung der Anzahl der Nebeltropfen berechnen. Sie war an der Stelle ξ_a^{**} , wo sich die Nebelbildung gerade abgeschlossen hatte, pro Masseneinheit des Dampfes n^{**} gewesen und hat nach dem k-ten Kranz auf

$$n_{\text{nach } k} = n^{**} (1 - \epsilon_n)_i (1 - \epsilon_n)_{i+1} \dots (1 - \epsilon_n)_k \quad (23)$$

abgenommen. Index i bezieht sich auf den ersten Kranz, der nach der Stelle ξ_a^{**} folgt.

Da die einzelnen ϵ_n je nach Schaufelform und Zusammensetzung des Nassdampfes meistens zwischen 0,005 und 0,10 liegen, also ziemlich klein sind, wird auch noch am Ende der Turbine der grösste Teil des Wassergehaltes (etwa 60 - 90 %) in Form von fein verteilten Nebeltropfen vorhanden sein. Diese Feststellung wird durch Beobachtungen an Kondensationsturbinen bestätigt. Die Sicht im Innern der Turbine ist nämlich durch dichten Nebel stark beeinträchtigt.

b) Thermodynamisches Verhalten des Nebels

Die Eigenschaften des Nebels, der beim Zusammenbruch der Unterkühlung entsteht, können auf Grund von Abschn. 2.5d hinreichend genau bestimmt werden. Insbesondere kennen wir am Orte ξ_a^{**} , d. h. unmittelbar nach dem Zusammenbruch der Unterkühlung, die Gesamtmasse aller Nebeltropfen pro kg Dampf, y_n^{**} , den durchschnittlichen Nebeltropfenradius \bar{r}_n^{**} und den Zustandspunkt im i, s -Diagramm, von dem aus die Expansion ihre Fortsetzung nimmt. Die zu erwartende weitere Expansionslinie ist aus der Auslegung der Turbine bekannt und daraus können wir den polytropen Wirkungsgrad η_p entnehmen. Ferner kennt man den Axialgeschwindigkeitsverlauf $c_a(\xi_a)$ und den Druckverlauf $p(\xi_a)$. Aus letzterem kann man den Verlauf des axialen logarithmischen Druckgradienten $P_a(\xi_a)$ berechnen, wie das in Abschn. 2.1 gezeigt wurde. Diese Angaben genügen, um die weitere Expansion physikalisch eindeutig zu bestimmen. Wir setzen dabei voraus, dass ausser den Nebeltropfen im Dampfe kein Wasser enthalten ist.

Für unsere weiteren Rechnungen treffen wir zwei vereinfachende Annahmen: erstens, dass alle Nebeltropfen gleich gross sind (ihren Radius bezeichnen wir mit \bar{r}_n), zweitens, dass die Anzahl n der Nebeltropfen in 1 kg Nebel - vgl. Gl. (23) - zumindest schätzungsweise bekannt und als Funktion der Axialkoordinate, etwa in graphischer Form gegeben ist:

$$n(\xi_a) = n^{**} \cdot E_n(\xi_a) . \quad (24)$$

Ferner setzen wir voraus, dass die Nebeltropfen im Inneren die gleiche Temperatur haben, wie an der Oberfläche, und dass der Kapillareffekt unmerklich ist. Dann wird

$$T_w = T_r = T_s(p) .$$

Die Relativgeschwindigkeit zwischen Nebeltropfen und Dampf dürfen wir für die nachfolgenden Ueberlegungen vernachlässigen. - Diese Vereinfachungen sind zulässig in allen praktischen Fällen, die in Niederdruck-Expansionen auftreten.

Um das Problem mathematisch zu formulieren, betrachten wir anhand von Abb. 4 eine bestimmte Nebelmenge m , welche einen Tropfen der Masse m_r und die darauf entfallende Dampfmenge m_d enthält. Offensichtlich ist

$$m = m_d + m_r \quad (25)$$

oder, mit dem spezifischen Nebeltropfengehalt und Dampfgehalt ausgedrückt

$$\frac{m_r}{m} = y_n , \quad \frac{m_d}{m} = 1 - y_n = x . \quad (26)$$

Wir können nun den ersten Hauptsatz (in der geläufigen Form $dQ = dI - Vdp$) anschreiben; er lautet für den Dampf

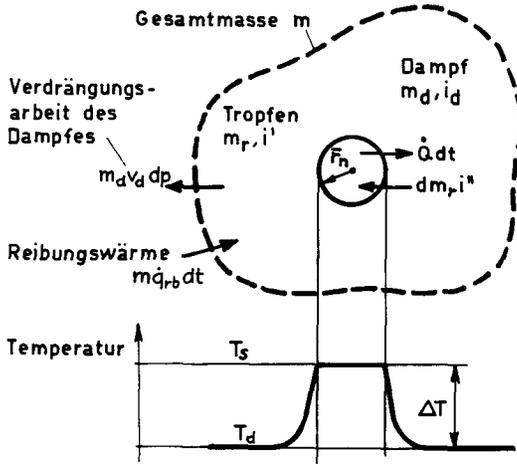


Abb. 2.6.4 Zur Aufstellung der Bilanzgleichungen für den Nebel

$$\dot{Q}dt - dm_r i'' + m\dot{q}_{rb}dt = d(m_d i_d) - m_d v_d dp \quad (27)$$

und für den Tropfen:

$$dm_r i'' - \dot{Q} dt = d(m_r i') - \frac{m_r}{\rho'} dp . \quad (28)$$

Hier bedeutet \dot{q}_{rb} die Reibungswärmeentwicklung in 1 kg Nebel pro Zeiteinheit, und lässt sich ausdrücken als

$$\dot{q}_{rb} = -(1 - \eta_p) v dp/dt . \quad (29)$$

Dieser Ausdruck ist sofort plausibel, wenn man beachtet, dass zur "Reibung" der ganze Verlust dazugehört, der aus dem polytropen Wirkungsgrad η_p folgt, und dass $|di_s| = -vdp$ ist.

Die vom Tropfen an den Dampf abgegebene Wärme ist

$$\dot{Q} = 4\pi \bar{r}_n^2 \alpha_r (T_s - T_d) , \quad (30)$$

wo, aus Gl. 2.2(32),

$$\alpha_r = \frac{\lambda_d}{\bar{r}_n} \frac{1}{1 + 3,18 Kn} . \quad (31)$$

Für die Knudsen-Zahl siehe Gl. 2.2(5) oder (9).

Beachten wir noch, dass

$$m_r = \frac{4\pi}{3} \rho' \bar{r}_n^3 , \quad (32)$$

und setzen voraus, dass alle Stoffeigenschaften, etwa als Funktion von p , bekannt sind, dann haben wir ein vollständiges Gleichungssystem, welches die Expansion des Nebels beschreibt.

Wir interessieren uns für den Verlauf der Unterkühlung $\Delta T \equiv T_s - T_d$ und des spezifischen Nebeltropfengehaltes y_n im Nebel, während dieser durch die Turbine (oder durch eine bestimmte Stufengruppe) strömt. Als unabhängige Variable wird aus praktischen Gründen die Axialkoordinate ξ_a verwendet (es ist $dt = d\xi_a/c_a$).

Die Gleichungen (24) bis (33) lassen sich so umformen, dass für ΔT und für y_n zwei simultane Differentialgleichungen übrigbleiben. Gl. (27) führt auf

$$\frac{d\Delta T}{d\xi_a} = \frac{1}{c_p} (\eta_p RT_d - \frac{di''}{d \ln p}) P_a - \frac{3\lambda_d}{\varrho' c_p} \frac{y_n^{**2/3} E_n^{2/3}}{\bar{r}_n^{**2} c_a} \frac{y_n^{1/3}}{(1+3,18 Kn)x} \Delta T - \frac{dx}{d\xi_a} \frac{\Delta T}{x} \quad (34)$$

und Gl. (28) auf

$$- \frac{dx}{d\xi_a} = \frac{3\lambda_d}{\varrho' L} \frac{y_n^{**2/3} E_n^{2/3}}{\bar{r}_n^{**2} c_a} \frac{y_n^{1/3}}{1+3,18 Kn} \Delta T - \frac{1}{L} \frac{di'}{d \ln p} P_a \cdot y_n + \frac{p}{\varrho' L} P_a \cdot y_n \quad (35)$$

Hierbei wurde $i'' - i' = L$, $i_d = i'' - c_p \Delta T$ und $pv = x pv_d = x RT_d$ gesetzt. Die Knudsen-Zahl des Tropfens kann mit Hilfe von y_n und der Tropfenzahlverminderungsfunktion $E_n(\xi_a)$ auf folgende Art ausgedrückt werden:

$$Kn \equiv \frac{\bar{l}}{2r_n} = \frac{\bar{l}(p)}{\bar{r}_n^{**}} \left(\frac{y_n^{**} \cdot E_n}{y_n} \right)^{1/3}, \quad (36)$$

weil ja $\bar{r}_n/\bar{r}_n^{**} = (y_n/y_n^{**} E_n)^{1/3}$ ist.

Die letzten Glieder der beiden Gleichungen (34) und (35) sind wesentlich kleiner als alle anderen. Der Fehler, den ihr Weglassen bedeuten würde, ist nur ebenso gross, wie die Fehler, die wir durch Vernachlässigung der Kapillarität und der inneren Uebertemperatur der Tropfen schon sowieso gemacht haben. Ferner dürfen wir im Koeffizienten des ersten Gliedes der Gl. (34) RT_d mit guter Annäherung durch RT_s ersetzen, wodurch dieser Koeffizient einzig vom Druck und dem Verlauf der Expansionslinie abhängig wird. Es kann nachgewiesen werden, dass

$$\frac{\varrho'}{3\lambda_d} (\eta_p RT_s - \frac{di''}{d \ln p}) = \frac{\varrho' L}{3\lambda_d} \frac{dy_\infty}{d(-\ln p)} \equiv Z_8(p, \eta_p) \quad (37)$$

ist - vgl. Gl. 2.5(48) -, so dass sich schliesslich für Gl. (34)

$$\frac{d \Delta T}{d \xi_a} = \frac{3 \lambda_d}{\varrho' c_p} \left[Z_8 P_a - \frac{y_n^{**2/3} E_n^{2/3}}{\bar{r}_n^{**2} c_a} \cdot \frac{y_n^{1/3}}{(1 + 3, 18 \text{ Kn})x} \cdot \Delta T \right] \quad (38)$$

und für Gl. (35)

$$- \frac{dx}{d \xi_a} = \frac{3 \lambda_d}{\varrho' L} \left(\frac{y_n^{**2/3} E_n^{2/3}}{\bar{r}_n^{**2} c_a} \right) \frac{y_n^{1/3}}{1 + 3, 18 \text{ Kn}} \Delta T - \left(\frac{1}{L} \frac{di'}{d \ln p} \right) P_a \cdot y_n \quad (39)$$

schreiben lässt. Das ist ein System zweier nichtlinearer Differentialgleichungen erster Ordnung. Die Koeffizienten sind alle abhängig vom Druck oder, was auf dasselbe herauskommt, von ξ_a . Eine Lösung in analytischer Form kommt nicht in Frage und auch ein Potenzreihenansatz zeigt sich als fruchtlos. Wir werden daher eine graphische Methode entwickeln, welche uns auch für einen stark variablen axialen logarithmischen Druckgradienten P_a die Bestimmung von $\Delta T(\xi_a)$ erlauben wird. Ein graphisches Verfahren ist umso naheliegender, weil ja auch $p(\xi_a)$, $P_a(\xi_a)$, $c_a(\xi_a)$, $E_n(\xi_a)$ in graphischer Form vorliegen.

Für die Lösung $x(\xi_a)$ kennen wir eine erste Näherung; das ist der Dampfgehalt im Falle des thermodynamischen Gleichgewichts, $x_\infty(\xi_a)$, den wir aus dem i, s -Diagramm entlang der Expansionslinie ablesen und über die Axialkoordinate auftragen können. Die Werte von x werden im Falle von Unterkühlung stets grösser sein als die entsprechenden Werte im Idealfall. Letztere könnte man grundsätzlich auch aus den Gleichungen (38), (39) gewinnen, durch Setzung von $\Delta T = 0$, $\alpha_r = \lambda_d = \infty$ und $\lambda_d \cdot \Delta T = \infty$, jedoch ist das direkte Ablesen vom Diagramm viel einfacher.

Wenn wir aber im Besitze einer ersten Näherung für $x = 1 - y_n$ sind, dann können wir auf eine genauere Lösung der Gl. (39) vorerst verzichten und eine erste Näherung für $\Delta T(\xi_a)$ suchen, indem wir in Gl. (38) $y_n = 1 - x_\infty(\xi_a) = y_\infty(\xi_a)$ einsetzen:

$$\frac{d \Delta T}{d \xi_a} = \frac{3 \lambda_d}{\varrho' c_p} \left[Z_8 P_a - \left(\frac{y_n^{**2/3} E_n^{2/3}}{\bar{r}_n^{**2} c_a} \right) \frac{y_\infty^{1/3}}{(1 + 3, 18 \text{ Kn}) x_\infty} \cdot \Delta T \right] \quad (40)$$

In dieser Gleichung sind alle Faktoren Konstanten oder bekannte Funktionen des Druckes bzw. von ξ_a . (Auch in der Gl. (36) für die Knudsen-Zahl ist y_n durch y_∞ zu ersetzen, was hier durch einen Index angedeutet wurde.) Die Stoffgrössen können zu einem jeden Druck aus Kurvenblatt III (s. Anhang) abgelesen werden.

Man kann aus Gl. (40) ein Richtungsfeld bestimmen, indem man für verschiedene Wertepaare $\xi_a, \Delta T$ die Tangenten $d \Delta T / d \xi_a$ berechnet. Das Ergebnis ist schematisch in Abb. 5 dargestellt. Wie ersichtlich, ist das Feld so geartet, dass alle Lösungen, die von links nach rechts (also in Richtung des sinkenden Druckes) verlaufen, bündelförmig konvergieren müssen.

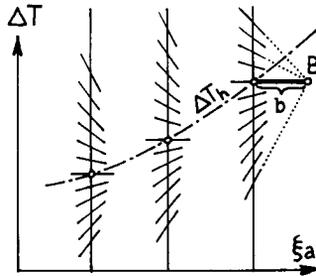


Abb. 2.6.5 Richtungsfeld der Gl. (40)

Besonders einfach berechnet sich in diesem Feld die Ortskurve derjenigen Punkte, in welchen die Tangenten horizontal stehen. Wir bezeichnen diese Kurve mit $\Delta T_h(\xi_a)$. Bei $\Delta T = \Delta T_h$ muss dann die linke Seite von Gl. (40) Null sein:

$$0 = \frac{3\lambda_d}{\varrho' c_p} \left[Z_8 P_a - \left(\frac{y_n^{**2/3} E_n^{2/3}}{\bar{r}_n^{**2} c_a} \right) \frac{y_\infty^{1/3}}{(1 + 3,18 Kn_\infty) x_\infty} \Delta T_h \right], \quad (41)$$

woraus

$$\Delta T_h = \frac{Z_8 P_a x_\infty}{\left(\frac{y_n^{**2/3} E_n^{2/3}}{\bar{r}_n^{**2} c_a} \right) \cdot \frac{y_\infty^{1/3}}{1 - 3,18 Kn_\infty}} \quad (42)$$

oder, wenn man umformt und Gl. (36) sowie Gl. 2.1(4) verwendet:

$$\Delta T_h = Z_8 \frac{\dot{P}}{E_n} \cdot \frac{\bar{r}_n^{**2}}{y_n^{**}} \left[\left(\frac{y_n^{**} E_n}{y_\infty} \right)^{1/3} + \frac{1,59 \bar{1}}{\bar{r}_n^{**}} \left(\frac{y_n^{**} E_n}{y_\infty} \right)^{2/3} \right] x_\infty. \quad (43)$$

Der Faktor Z_8 und die Grösse $(1,59 \bar{1})$ sind nur vom Druck abhängig. Man kann ihre Grösse zu jedem ξ_a mit Hilfe des Kurvenblattes III bzw. I (Anhang) bestimmen, weil ja der Druck zu jedem ξ_a bekannt ist. y_n^{**} und \bar{r}_n^{**} sind gegebene Eigenschaften des Nebels am Anfang; der Faktor $(\dot{P}/E_n) \cdot (\bar{r}_n^{**2}/y_n^{**})$ ist für die Grösse der Unterkühlung in erster Linie ausschlaggebend. Die eckige Klammer, die in Abb. 6 aufgetragen wurde, spielt nur bei niederen Drücken eine wesentliche Rolle. Sie spiegelt eigentlich den Einfluss des Anwachsens der gesamten Tropfenoberfläche und der Verschlechterung des Wärmeüberganges bei kleinen Dampfdichten wider. Der Faktor x_∞ ist nahezu Eins und ändert sich wenig.

Somit lässt sich der Verlauf von ΔT_h bestimmen. Im folgenden wird gezeigt, dass davon ausgehend eine rasche graphische Bestimmung des gesuchten Unterkühlungsverlaufes $\Delta T(\xi_a)$ erfolgen kann.

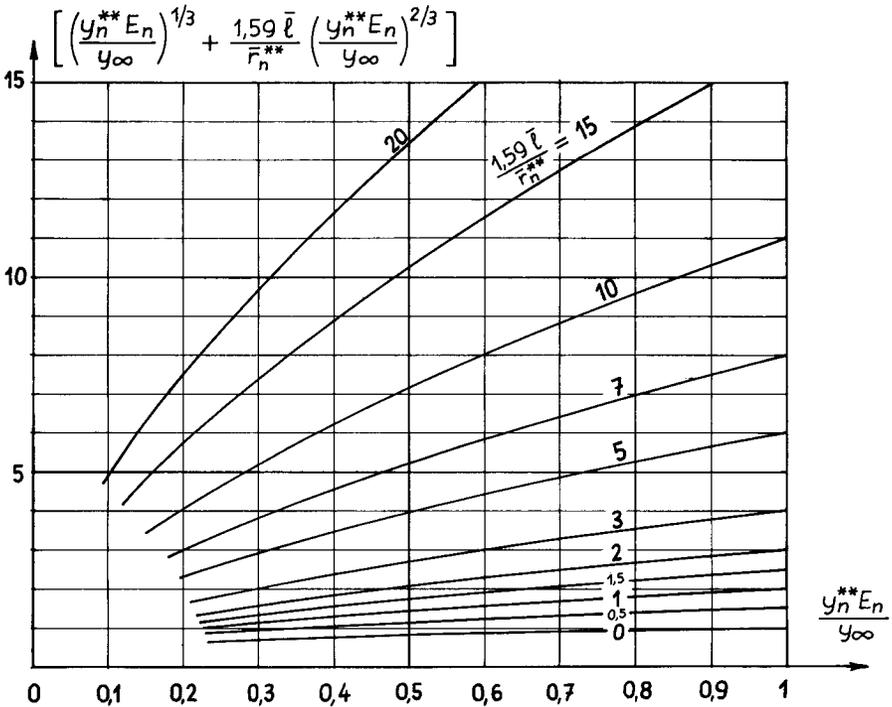


Abb. 2.6.6 Werte des Ausdrucks, der in den Gln. (43) und (46) in eckigen Klammern steht

Subtrahieren wir Gl. (41) von Gl. (40). Das führt auf

$$\frac{d\Delta T}{d\xi_a} = \frac{3\lambda_d}{\epsilon' c_p} \left(\frac{y_n^{**2/3} E_n^{2/3}}{\bar{r}_n^{**2} c_a} \right) \frac{y_{\infty}^{1/3}}{(1 + 3,18 Kn_{\infty}) x_{\infty}} (\Delta T_h - \Delta T) \quad (44)$$

bzw., auf ähnliche Weise umformend wie bei Gl. (43),

$$\frac{d\Delta T}{d\xi_a} = \frac{\Delta T - \Delta T_h}{\left(\frac{\epsilon' c_p}{3\lambda_d} \right) \bar{r}_n^{**2} c_a \left[\left(\frac{y_n^{**} E_n}{y_{\infty}} \right)^{1/3} + \frac{1,59 \bar{l}}{\bar{r}_n^{**}} \left(\frac{y_n^{**} E_n}{y_{\infty}} \right)^{2/3} \right] x_{\infty}} \quad (45)$$

Trägt man nun die Distanz

$$b = b(\xi_a) \equiv \left(\frac{c_p}{3\lambda_d} \right) \frac{c_a}{E_n} \frac{\bar{r}_n^{**2}}{y_n^{**}} \left[\left(\frac{y_n^{**} E_n}{y_\infty} \right)^{1/3} + \frac{1,59 \bar{l}}{\bar{r}_n^{**}} \left(\frac{y_n^{**} E_n}{y_\infty} \right)^{2/3} \right] \cdot x_\infty, \quad (46)$$

die die Dimension einer Länge hat, ausgehend vom Punkte $(\Delta T_h, \xi_a)$, horizontal auf (vgl. Abb. 5), so gelangt man zu einem Punkt B, der die Eigenschaft besitzt - wie aus Abb. 5 anhand von Gl. (45) sofort zu ersehen ist -, dass die Tangenten in allen Punkten, die zum betreffenden ξ_a aber zu verschiedenen Unterkühlungen gehören, auf ihn gerichtet sind.

Die Tatsache, dass die Kenntnis der beiden Grössen ΔT_h und b genügt, um die jeweilige Tangente der Linie $\Delta T(\xi_a)$ bestimmen zu können, legt die nachstehend beschriebene graphische Methode zur Bestimmung von $\Delta T(\xi_a)$ nahe. Zugleich fassen wir den Gang der ganzen Rechnung zusammen.

Wir wollen in einer von Nebel durchströmten Turbine den Verlauf der Unterkühlung bestimmen. Am Anfang ($\xi_a = \xi_a^{**}$) sind die Eigenschaften des Nebels (charakt. Tropfenradius \bar{r}_n^{**} , spezifischer Feuchtegehalt y_n^{**}) und der Zustandspunkt im i, s -Diagramm bekannt. Für die anschliessende Expansion liegen der polytrope Wirkungsgrad η_p und die Funktionen $p(\xi_a)$, $c_a(\xi_a)$, $\dot{P}(\xi_a)$, $E_n(\xi_a)$ vor (Druck, Axialgeschwindigkeit, Expansionsschnelligkeit, Verminderung der Nebeltropfenzahl). Aus diesen bestimmen wir zunächst mit Gl. (43) bzw. (46) unter Zuhilfenahme der Kurvenblätter des Anhanges den Verlauf der beiden Grössen ΔT_h und b und tragen ΔT_h über ξ_a in einem Diagramm auf, siehe Abb. 7. Von einem jeden Punkt dieser Kurve aus zeichnen wir den zugehörigen Wert $b(\xi_a)$ in Richtung der Strömung als horizontale Strecke auf. Somit erhalten wir eine andere, verschobene Kurve B, welche uns die Richtung der Tangenten im Sinne von Abb. 5 festlegt.

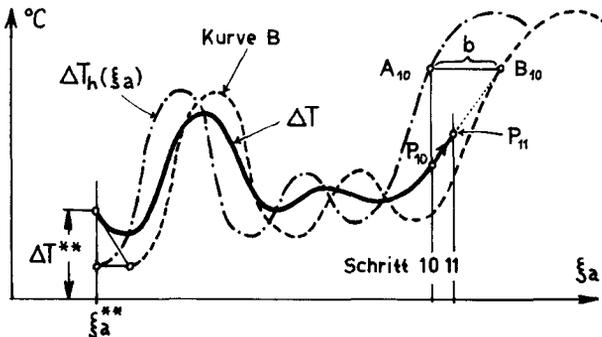


Abb. 2.6.7 Zur graphischen Ermittlung des Unterkühlungsverlaufs $\Delta T(\xi_a)$. Kurve B entsteht durch Verschiebung der Punkte der Kurve $\Delta T_h(\xi_a)$ um die jeweilige Länge b nach rechts; für weitere Erklärungen vgl. Text.

Ist nun irgendwo ein Anfangswert für die Unterkühlung, z. B. der zu ξ_a^{**} gehörige Wert ΔT^{**} , gegeben, so können wir von diesem ausgehend den Verlauf der Kurve ΔT Schritt für Schritt graphisch bestimmen (siehe Abb. 7): haben wir z. B. im 10-ten Schritt den Punkt P_{10} der gesuchten Kurve $\Delta T(\xi_a)$ erhalten, dann suchen wir den zugehörigen Punkt A_{10} auf der ΔT_h -Kurve und damit den Punkt B_{10} auf der Kurve B. Wir verbinden P_{10} mit B_{10} und das gibt uns die Richtung, in welcher wir die Kurve ΔT weiterziehen müssen, um zum Punkt P_{11} zu gelangen. - Die Schrittweiten können ganz beliebig gewählt werden; an Stellen, wo die Linie ΔT starke Krümmungen aufweist, empfehlen sich kleinere Schritte.

Somit hat man einen Unterkühlungsverlauf erhalten, der darauf beruht, dass in Gl. (38) der unbekannte Dampfgehalt x durch den zum thermodynamischen Gleichgewicht gehörenden Wert x_∞ ersetzt wurde. Das erhaltene ΔT ist also keine exakte Lösung des Systems Gl. (38), (39), sondern nur eine erste Näherung dafür. Dass wir jedoch auf weitere Verfeinerungen verzichten können, geht schon daraus hervor (vgl. Gl. (43) und Abb. 6), dass der Verlauf des Feuchtegehaltes nur einen zweitrangigen Einfluss auf den Unterkühlungsverlauf ausübt.

An sich kann aber der Unterschied zwischen y_n und y_∞ durchaus merklich werden. Man sollte daher mit dem erhaltenen ΔT in Gl. (38) eingehen und daraus den Verlauf $y_n = y_n(\xi_a) = 1 - x$ bestimmen. Das wäre zwar der konsequente Weg, doch ist er überflüssig, weil aus der Unterkühlung der Feuchtefehlbetrag Δy mit Hilfe von Gl. 2.3(19) unmittelbar berechnet werden kann. Es ist demnach

$$y_n(\xi_a) = y_\infty - \Delta y = y_\infty - \frac{c_p}{L} x_\infty \Delta T . \quad (47)$$

Soweit gilt alles nur für den vorausgesetzten Fall, dass nämlich der gesamte Wassergehalt des Dampfes in den Nebeltropfen enthalten ist, also dass $y = y_n$ ist. In Turbinen können aber u. U. bedeutende Wassermengen in anderen Formen (grosse Tropfen etc.) vorkommen. Dieses Wasser spielt für die Kondensation des Dampfes keine Rolle, weil es insgesamt nur wenig Kondensationsfläche bietet und weil bei diesen Flächen meistens auch die Grenzschichterhitzung gross ist. Ihr Anteil am Wassergehalt muss jedoch berücksichtigt werden, so dass man statt Gl. (47)

$$y_n = y_\infty - \Delta y - (y_g + y_{gg} + y_h) \quad (48)$$

schreiben muss. Die selbe Ueberlegung gilt auch für die erste Näherung für y_n , die im Laufe der Rechnung nötig war, um den Verlauf von ΔT_h und b aus den Gln. (43) bzw. (46) zu bestimmen; vorhin haben wir $y_n = y_\infty$ gesetzt, unter Berücksichtigung anderer Wasserformen soll man aber y_∞ in den Gln. (43) und (46) überall durch

$$(y_n)_\infty = y_\infty - (y_g + y_{gg} + y_h) \quad (49)$$

ersetzen. Die in Klammern stehende Grösse, die den in anderen Formen vorhandenen Wassergehalt bedeutet, muss aus anderen Berechnungen bekannt sein, kann also als gegebene Funktion von ξ_a betrachtet werden. Näheres darüber findet sich in Abschn. 2.9.

Wollen wir nun das Durchsatzvolumen richtig - d. h. mit Berücksichtigung der Unterkühlung - berechnen, so müssen wir das spezifische Volumen des Nassdampfes bestimmen. Für thermodynamisches Gleichgewicht ist dieses

$$v_{\infty} = (1 - y_{\infty}) v''(p), \quad (50)$$

weil man ja bei niederen Drücken das Volumen des Wassers vernachlässigen kann. Ist aber der Dampf unterkühlt, dann ist sein spezifisches Volumen kleiner, und zwar ist laut Gl. 2.3(21)

$$v = v_{\infty} \left[1 - \Delta T \left(\frac{1}{T_s} - \frac{c_p}{L} \right) \right]. \quad (51)$$

Die Grösse $(1/T_s - c_p/L)$ ist im Kurvenblatt I über dem Druck aufgetragen.

Die hier beschriebene graphische Methode kann auch auf einen Abschnitt des von Nebel durchströmten Turbinenteils, etwa auf die letzte Stufe, angewendet werden. In diesem Falle bleibt bei der Rechnung alles gleich, einzig der Anfangswert der Unterkühlung, aus welchem man $\Delta T(\xi_a)$ graphisch ermittelt, wird anders. Am besten nimmt man ihn durch Probieren so an, wie es dem periodischen Verlauf der Unterkühlung am besten entspricht.

2.7 Bewegung des Wassers an den Schaufel- und Gehäusewänden

Wasser kann auf Grund der Darlegungen der vorangehenden Abschnitte auf zwei Arten in namhaften Mengen an die Wandungen gelangen: durch Kondensation des vorbeiströmenden Dampfes und durch Auftreffen von Tropfen. Vor der Stelle, wo die Nebelbildung erfolgt, ist das erste, nachher das zweite ausschlaggebend. Bei dem auftreffenden Tropfen ist zu unterscheiden zwischen Nebeltropfen, die nicht zurückprallen, weil sie sehr klein sind und ausserdem meistens unter einem sehr flachen Winkel auftreffen, und zwischen grossen Tropfen, die etwa von den Hinterkanten des vorhergehenden Kranzes abgerissen sind und auf die Schaufelwand nahezu senkrecht aufschlagen. Es ist zu erwarten, dass ein Teil dieser Tropfen zurückprallt, sogar noch Teile der an der Wand befindlichen Wasserschicht mitreissend, und dass nur ein geringer Teil haften bleibt.

Auf das Wasser, das sich an einer Wandung befindet, wirken Kräfte, die es in Bewegung setzen. Die Dampfreibung und das Druckgefälle treiben es in Richtung der wandnahen Strömung. Die Bewegung des Wassers wird durch seine innere Reibung gebremst. Die Oberflächenkräfte, unterstützt durch die unvermeidbaren Unebenheiten der Wand (Rillen etc.), suchen den zusammenhängenden Wasserschleier in einzelne Ströme aufzuspalten, die sich im Salzbelag oder gar im Metall selber geeignete Bahnen suchen und diese immer weiter auswaschen. An Laufschaufeln kommt noch die Zentrifugalkraft hinzu und übernimmt, wie sich leicht zeigen lässt, die führende Rolle. Wenn an Leitschaufeln Ablösungsgebiete vorkommen, so kommt dort das Wasser zur Ruhe und hat Zeit, sich zu grossen Tropfen anzusammeln, die dann, wenn sie gross genug sind, abspritzen und von der Strömung zerstäubt werden. Die Hinterkante einer Leitschaufel, die gewöhnlich 0,5 bis über 2 mm Breite aufweist, stellt in allen Fällen ein solches Ablösungsgebiet dar.

Wir untersuchen zunächst die Verhältnisse in einer sehr dünnen, laminar strömenden Wasserschicht. Die Betrachtung gilt auch für einzelne Stromfäden hinreichend gut, weil ihre Breitenausdehnung ihre Dicke im allgemeinen weit übertrifft. In solchen Fällen herrschen weitgehend eindimensionale Strömungsverhältnisse; die zur Wand senkrechte Komponente der Geschwindigkeit ist nämlich wegen der geringen Dicke der Schicht vernachlässigbar und die Geschwindigkeit in Querrichtung deshalb, weil wir - vorläufig willkürlich - annehmen, dass die Kräfte, die eine solche Bewegung hervorrufen könnten, neben den in der Längsrichtung wirkenden Kräften vernachlässigt werden können. (An ruhenden Wänden sind die massgebenden Kräfte der Druckgradient und die Dampfreibung, an den Laufschaufelwänden die Zentrifugalkraft.) Bezeichnen wir die Strömungsgeschwindigkeit mit $u(\eta, \xi)$, die Feldkraft, die auf die Volumeneinheit des Wassers in der Schicht wirkt, mit F (sie sei parallel zu u), und legen wir das Koordinatensystem so, wie es in Abb. 1 gezeichnet ist. Die meisten Glieder der Navier-Stokeschen Gleichung können unter den gemachten Voraussetzungen vernachlässigt werden (vgl. etwa [16]), so dass die Strömungsgleichung lautet

$$\mu_w \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} = -F = -F(\xi) \quad (1)$$

Die Kontinuitätsgleichung nimmt, wenn $\delta(\xi)$ die Schichtdicke und \dot{m}_f den auf die Breitereinheit entfallenden und als gegeben vorausgesetzten Massendurchsatz in der Schicht bedeuten, folgende Form an:

$$\rho_w \int_0^{\delta} u \, d\eta = \dot{m}_f = \dot{m}_f(\xi) \quad (2)$$

Wir haben dabei angedeutet, dass F und \dot{m}_f keine Konstanten sein müssen, sondern

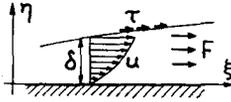


Abb. 2.7.1 Kräfte und Geschwindigkeiten in einer Wasserschicht

mit ξ variieren dürfen. Als Randbedingungen schreiben wir vor, dass die Geschwindigkeit an der Wand Null wird,

$$u(0, \xi) = 0 \quad (3)$$

und dass die Schubspannung an der Oberfläche der Schicht den von der Aussenströmung ausgeübten und vorgegebenen Wert $\tau(\xi)$ besitzt, also dass

$$\mu_w \left. \frac{\delta u}{\delta \eta} \right|_{\eta = \delta} = \tau(\xi) \quad (4)$$

Die Ermittlung von δ und u , die die Gleichungen (1) bis (4) befriedigen, bietet keine Schwierigkeiten. Für die Schichtdicke $\delta(\xi)$ erhält man die Gleichung

$$\left[\frac{F}{3} \cdot \delta(\xi) + \frac{\tau}{2} \right] \cdot \delta(\xi)^2 = \frac{\mu_w}{\varrho_w} \dot{m}_f \quad (5)$$

und für das Geschwindigkeitsprofil eine Parabel,

$$u(\eta, \xi) = - \frac{F}{\mu_w} \cdot \frac{\eta^2}{2} + \left[\frac{\tau}{\mu_w} + \frac{F}{\mu_w} \cdot \delta(\xi) \right] \cdot \eta \quad (6)$$

Die mittlere Geschwindigkeit in der Schicht erhält man aus

$$\bar{u}(\xi) \equiv \frac{\dot{m}_f}{\varrho_w \delta(\xi)} = \frac{\delta(\xi)}{\mu_w} \left[\frac{F}{3} \cdot \delta(\xi) + \frac{\tau}{2} \right] \quad (7)$$

Wir wenden nun diese Gleichungen auf die Wasserströmung an Turbinenschaufeln und Gehäusewänden an.

Schaufeln

Bei Leitschaufeln tritt keine Zentrifugalkraft auf. Die Schicht wird durch die Dampfreibung τ_d , durch den durch die auftreffenden Nebeltropfen übertragenen Impulsstrom τ_n und durch das Druckgefälle $dp/d\xi$ vorwärtsgetrieben. Die ξ -Achse legen wir in Strömungsrichtung, vgl. Abb. 2. Es wird

$$\tau(\xi) = \tau_d(\xi) + \tau_n(\xi) = c_F \frac{1}{2} \varrho_{d0} c_0^2 + \dot{m}_n U \quad (8)$$

wobei τ_d aus Gl. 2.4(2) eingesetzt wurde (dort wurde es durch τ bezeichnet) und die durch Nebeltropfen erzeugte "Schubspannung" τ_n sich als die pro Zeit- und Flächen-

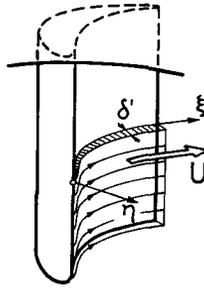


Abb. 2.7.2 Wasserschicht an einer Leitschaufel
(anschaulichkeithalber nur zum Teil dargestellt)

einheit auftretende Masse \dot{m}_n mal ihre Geschwindigkeit beim Auftreffen, U , berechnet. Die Feldkraft rührt von der Drucksenkung her, kann aber bei dünnen Schichten, wie sie an den Schaufeln auftreten, zumindest in erster Näherung vernachlässigt werden:

$$F(\xi) = - \frac{dp}{d\xi} \approx 0 \quad (9)$$

Vor allem interessieren wir uns für die Schichtdicke. Sie ergibt sich aus Gl. (5) zu

$$\delta(\xi)' \approx \left(\frac{2\mu_w}{\varrho_w} \cdot \frac{\dot{m}_f'(\xi)}{c_F \frac{1}{2} \varrho_{d0} c_0^2 + \dot{m}_n U} \right)^{1/2} \quad (\text{Leitschaufel}) \quad (10)$$

Ein Zahlenbeispiel geben wir erst später, damit wir dann sogleich Lauf- und Leitschaufeln miteinander vergleichen können.

An einer Laufschaufel überragt die Zentrifugalkraft bei weitem (Beweis folgt später), also wird das Koordinatensystem so gelegt, dass ξ radial nach aussen zeigt, vgl. Abb. 3. Die Feldkraft F ist mit der Zentrifugalkraft Z identisch zu setzen,

$$F = Z \approx \text{konst.} = \frac{\varrho_w D_m \omega^2}{2} \quad (11)$$

wo D_m der Durchmesser des Schaufelradmittelpunktes ist. Da der Dampf nahezu axial strömt, wirkt keine Schubspannung in radialer Richtung auf die Schicht, so dass

$$\tau(\xi) = 0 \quad (12)$$

Für die Schichtdicke ergibt sich aus Gl. (5)

$$\delta(\xi)'' = \left(\frac{3\mu_w}{\varrho_w} \cdot \frac{\dot{m}_f''(\xi)}{\frac{1}{2} \varrho_w D_m \omega^2} \right)^{1/3} \quad (\text{Laufschaufel}) \quad (13)$$

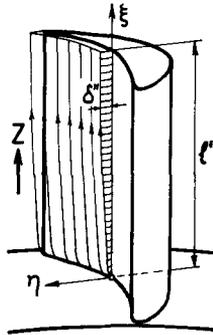


Abb. 2.7.3 Wasserschicht an einer Laufschaufel (anschaulichkeithalber nur zum Teil dargestellt); die Dampfreibung wurde vernachlässigt

Vergleichen wir nun z. B. die Leit- und Laufschaufeln der vorletzten Stufe der in Abschn. 2.1 beschriebenen Reaktionsturbine (siehe Zahlentafel 2.1.1). Wir setzen ein: $\mu_w = 5,5 \cdot 10^{-4}$ kg/m sec, $\rho_w = 10^3$ kg/m³, $\rho_{d0} = 0,12$ kg/m³, $D_m = 1,90$ m, $c_0 = 188,3$ m/sec, $\omega = 314$ sec⁻¹. Wir berechnen die Schichtdicken an der Hohlseite beider Schaufeln, kurz vor der Hinterkante (wo schätzungsweise $U = 360$ m/sec, $c_F = 0,035$), bzw. kurz unter der Schaufelspitze. Der Nebeltropfengehalt im strömenden Dampf soll $y_n = 8\%$ betragen, wovon sich in einem Kranz $\epsilon_{n-f} = 2\%$ an die Schaufeln absetzen.

Da die gesamte Durchsatzmenge $\dot{M} = 40$ kg/sec ist, beträgt der Massendurchsatz in allen hohlseitigen Schichten eines Kranzes $\dot{M}_f = \epsilon_{n-f} \cdot y_n \cdot \dot{M} = 0,064$ kg/sec. Alle Hinterkanten des Leitkranzes stellen den Schichten die Gesamtbreite $z'_{Schfl} \approx 26$ m und alle hohlseitigen Profilkonturen des Laufkranzes eine solche von $z'' \cdot s''_H \approx 7,3$ m zur Verfügung. Demnach ist $\dot{m}'_f = 0,064/26 = 2,5 \cdot 10^{-3}$ kg/m sec und $\dot{m}''_f = 0,064/7,3 = 9 \cdot 10^{-3}$ kg/m sec. Nehmen wir an, dass der einfallende Nebeltropfenstrom auf die ganze Hohlseite gleichmäßig stark verteilt ist, dann beträgt \dot{m}_n , mit $A'_{Schfl,H} = z'_{Schfl} \cdot l'_{Schfl} = 2,6$ m² beaufschlagter Gesamtfläche, $\dot{m}_n = 0,064/2,6 = 2,5 \cdot 10^{-2}$ kg/m²sec. Somit sind die Schichtdicken und Wassergeschwindigkeiten an den Leitschaufeln in der Nähe der Hinterkanten aus Gl. (10) bzw. (7)

$$\delta' = \left(1,1 \cdot 10^{-6} \frac{2,5 \cdot 10^{-3}}{74 + 9} \right)^{1/2} = 0,57 \cdot 10^{-5} \text{ m, } \bar{u}' = 0,44 \text{ m/sec} \quad (14)$$

und an den Laufschaufeln, in der Nähe der Schaufelspitzen, aus Gl. (13) bzw. (7)

$$\delta'' = \left(1,65 \cdot 10^{-6} \frac{9 \cdot 10^{-3}}{9,4 \cdot 10^7} \right)^{1/3} = 0,54 \cdot 10^{-5} \text{ m}, \quad \bar{u}'' = 1,7 \text{ m/sec} . \quad (15)$$

Wenn nun die Wasserschichten nicht die ganze zur Verfügung stehende Breite zusammenhängend ausfüllen, sondern sich zu Stromfäden zusammenziehen, die insgesamt z. B. nur 5 % der Breite benetzen, dann wird \dot{m}_f in beiden Fällen das zwanzigfache und es ergibt sich

$$\delta' = \sqrt{20} \cdot 0,57 \cdot 10^{-5} \approx 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}, \quad \bar{u}' \approx 1,0 \text{ m/sec} , \quad (16)$$

$$\delta'' = \sqrt[3]{20} \cdot 0,54 \cdot 10^{-5} \approx 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}, \quad \bar{u}'' \approx 12 \text{ m/sec} . \quad (17)$$

Man sieht also, dass die Dicke der Wasserschicht oder der Wasserfäden nicht mehr als einige Hundertstel Millimeter betragen kann.

Wir schulden noch den Beweis, dass die Wirkung der Dampfreibung beim Vorhandensein einer Zentrifugalkraft vernachlässigt werden darf. Dies ist dann der Fall, wenn die Geschwindigkeit, die einer gegebenen Schicht durch die Zentrifugalkraft verliehen wird, diejenige Geschwindigkeit stark übertrifft, die allein durch die Reibung erzeugt würde. Auf Grund der Gl. (7) muss dazu $Z \delta/3 \gg \tau/2$ sein. Nehmen wir z. B. $\delta = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ und sonst die obigen Daten, dann wird $Z \delta/3 \approx 470$ und $\tau/2 \approx 42 \text{ kg/m sec}^2$; die Vereinfachung war also tatsächlich berechtigt. Nur bei ganz dünnen Schichten wäre eine zweidimensionale Behandlung des Problems notwendig.

Aus dem Verhältnis der Zentrifugal- und Reibungskräfte kann man auf die Fliessrichtung an den Laufschaufeln schliessen. Eine grobe Abschätzung erhält man, indem man sagt, die Axialkomponente der Strömungsgeschwindigkeit in der Schicht sei so gross, wie wenn keine Zentrifugalkraft wirkte, und die Radialkomponente wie wenn keine Reibung da wäre. Daraus ergibt sich für den Winkel φ , der die Abweichung der Fliessrichtung von der radialen Richtung angibt, die Abschätzung

$$\text{tg } \varphi \approx \frac{\bar{u}_{ax}}{\bar{u}_{rad}} = \frac{\tau/2}{Z \delta/3} . \quad (18)$$

Mit den obigen Daten ergibt sich für eine Schicht von $\delta = 1,0 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ der Winkel $\varphi = 7,5^\circ$, für eine "dicke" Schicht (bzw. Stromfaden) von $\delta = 2 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ etwa $\varphi = 3,8^\circ$. Also ist in den letzten Laufschaufelkränzen eine nahezu radiale Strömung zu erwarten. Dieses Resultat stimmt mit den in der Praxis beobachteten Erosionsspuren (vgl. [8]) tatsächlich überein. Aus dieser fast radialen Strömung folgt, dass nur ein geringer Teil des gesamten durch eine Laufschaufel aufgefangenen Wassers die Hinterkante erreicht. Auch kann sich vermutlich ein Teil dieses Wassers unter der Wirkung des Zentrifugalkraftfeldes zwischen den kleinen Unebenheiten des Hin-

terkantenrückens einen Weg bis zur Schaufelspitze verschaffen, so dass nur ein kleiner Rest von der Hinterkante wegspritzt, den man ruhig vernachlässigen darf. Diese Feststellung findet in der Praxis ihre Bestätigung darin, dass man an Leitschaufel-Vorderkanten (die ja von solchen Tropfen direkt getroffen würden) geringe oder meistens gar keine Erosionen findet, während solche Schäden an den Laufschaufeln immer feststellbar sind.

Gehäusewände

An der Gehäusewand sind die Verhältnisse ähnlich wie an den Leitschaufeln, mit folgenden Unterschieden. Erstens muss hier meistens mehr Wasser pro Breitereinheit durchfliessen, also ist \dot{m}_f grösser. Zweitens sind die treibenden Reibungskräfte kleiner, weil an die Gehäusewand praktisch keine Nebeltropfen auftreffen, weshalb in Gl. (8) τ_n wegfällt, und auch weil wegen der grösseren Grenzschichtdicken der Reibungskoeffizient c_F einen kleineren Wert hat als an den Schaufeln. Die Sekundärströmungen begünstigen ein Anschwellen der Wasserschicht in der Nähe der Saugseiten der Schaufeln. Wegen der grösseren Schichtdicken wird der Einfluss des Druckgefälles nicht ausser acht gelassen werden dürfen. Mit $\tau_n = 0$ (also $\tau = \tau_d$) und $F = -\frac{dp}{d\xi}$ lautet Gl. (5), wenn ξ in die Fliessrichtung der Schicht zeigt,

$$\left[-\frac{1}{3} \frac{dp}{d\xi} \cdot \delta(\xi) + c_{F, \text{Gehäuse}} \frac{\varrho_{d0} c_0^2}{4} \right] \cdot \delta(\xi)^2 = \frac{\mu_w}{\varrho_w} \dot{m}_{f, \text{Gehäuse}}, \quad (19)$$

woraus die Schichtdicke berechnet werden kann.

Als Beispiel berechnen wir die Schichtdicke an der Wand zwischen zwei Leitschaufeln. Man darf $c_{F, \text{Gehäuse}} = 0,01$ annehmen und ferner, dass ringsherum an der Wand $\dot{M}_{f, \text{Gehäuse}} = 0,4 \text{ kg/sec}$ Wasser strömt (das entspricht 1 % des gesamten Massendurchsatzes, ist also, wie es sich in Abschn. 2.9 herausstellen wird, eine übertrieben hohe Annahme). Die Breite, die dieser Strömung zur Verfügung steht, ist von der Grössenordnung des Gehäuseumfanges, also etwa $2,20 \cdot \pi \approx 7 \text{ m}$. Doch dürfen wir eher annehmen, dass infolge Bächleinbildung und Wasseransammlung in der saugseitigen Ecke nur ein Teil dieser Breite, sagen wir nur etwa 2 m, von der Strömung ausgenützt wird. Dann ist $\dot{m}_{f, \text{Gehäuse}} = 0,4/2 = 0,2 \text{ kg/m sec}$. Für μ_w , ϱ_w , ϱ_{d0} und c_0 setzen wir die selben Werte ein, wie vorhin. Der Druckgradient kann anhand der Zahlentafel 2.1.1 abgeschätzt werden. Der mittlere axiale Druckgradient im Kranz 5' beträgt $(dp/d\xi_a)_{\text{mittl}} \approx -p_{\text{mittl}} (-2 \ln p/d\xi_a)_{\text{mittl}} = -p_{\text{mittl}} \cdot \bar{P}_a \approx -0,14 \cdot 10^5 \cdot 4,1 \approx -0,6 \cdot 10^5 \text{ N/m}^3$; der Druckgradient entlang der Stromlinien der Wasserschicht ist einerseits etwas grösser als das, weil im Kranz der

Dampfstrom stark beschleunigt wird, anderseits etwas kleiner, weil ξ nicht axial steht. Wir nehmen daher $dp/d\xi = -1 \cdot 10^5 \text{ N/m}^3$ an. Somit lautet Gl.(19)

$$\left[0,33 \cdot 10^5 \cdot \delta + 10,7 \right] \cdot \delta^2 = 1,1 \cdot 10^{-7}, \quad (20)$$

woraus

$$\delta_{\text{Gehäuse}} \approx 0,9 \cdot 10^{-4} \text{ m}, \quad \bar{u}_{\text{Gehäuse}} = \frac{\dot{m}_{\text{f, Gehäuse}}}{\rho_w \delta_{\text{Gehäuse}}} \approx 2,2 \text{ m/sec.} \quad (21)$$

Die Schichtdicke der an der Gehäusewand strömenden Bächlein kann also beträchtlich grösser werden als die Schichtdicken an den Schaufeln, ist aber immer noch kaum grösser als ein Zehntel Millimeter!

Das Wasser, das der Gehäusewand entlang rinnt, wird ständig in Gebiete getrieben, wo der Druck niedriger ist. Es ist denkbar, dass dabei die Wasserschicht aufkochen würde, ähnlich, wie in einem Drucktopf das Wasser aufkocht, wenn man den Druck im Topf plötzlich vermindert. Diese Gefahr des Aufkochens ist umso grösser, je schneller der Druck, dem ein strömendes Wasserteilchen ausgesetzt ist, abnimmt. (Grosse Strömungsgeschwindigkeit, steiler Druckabfall.) Der Schicht stehen zwei Möglichkeiten zur Verfügung, ihre Temperatur ohne Aufkochen zu erniedrigen. Sie kann an ihrer Oberfläche Wärme abgeben, indem dort Verdampfung eintritt, und sie kann an die Gehäusewand Wärme abgeben, weil ja diese oft etwas kälter ist. Je dünner die Schicht ist, desto besser kommen diese beiden Effekte zur Wirkung.

Nun kann man berechnen, dass bei Schichtdicken und -geschwindigkeiten wie sie etwa in Gl.(21) stehen, die Uebertemperatur, die im Inneren der Wasserschicht entstehen muss, damit durch die Wärmeleitung nach beiden Seiten hin eine fortwährende Abkühlung der Schicht stattfinden könne, nur einige Zehntel Grad Celsius beträgt. Da die Temperatur der dampfseitigen Oberfläche der Wasserschicht durch geeignete starke Verdampfung ständig mit der örtlichen Sättigungstemperatur übereinstimmt, heisst das, dass das Schichtinnere um einige Zehntel Grad überhitzt ist. Nun braucht aber eine Flüssigkeit im allgemeinen einige Grade Ueberhitzung, um in ihrem Inneren aufzukochen. (Aehnlich wie der Dampf etwa 30°C Unterkühlung braucht, um spontan zu kondensieren.) Ansonst könnten sich höchstens an der Wandseite der Schicht Dampfblasen bilden. - Auf alle Fälle kann man feststellen, dass ein heftiges Aufkochen der Wasserschicht und das damit verbundene Zurückschleudern des Wassers in die Dampfströmung in Form von mehr oder minder groben Tropfen in Turbinen kaum zu erwarten ist.

2.8 Entstehung, Wirkung und Geschick der grossen Tropfen

Das Wasser, das auf irgendeine Weise an die Schaufeln gelangt und sich an den Hinterkanten oder in Ablösungsgebieten ansammelt, wird von dort durch den Dampfstrom von Zeit zu Zeit abgerissen. Diese abspritzenden Wasserklumpen können anfänglich eine ähnliche Grösse haben wie Regentropfen (1 mm \varnothing oder auch mehr), sie werden aber infolge der grossen Geschwindigkeit des Dampfes sofort in viele Bruchstücke zerrissen. Diese kleinen Tropfen sind jedoch immer noch sehr gross gegenüber den im Dampf entstandenen Nebeltropfen. Wie nachfolgend errechnet wird, liegen ihre Radien zwischen 10^{-5} und 10^{-4} m. Wir werden sie immer als die "grossen Tropfen" bezeichnen und die auf sie bezogenen Grössen mit dem Index g versehen. Wenn vorhanden, können auch Vorsprünge und dgl. an der Gehäusewand die dort fliessenden Wasserströme zum Absprühen bringen und so zur Entstehen solcher grosser Tropfen führen.

Dass sich das Verhalten dieser "grossen Tropfen" ganz krass von demjenigen der Nebeltropfen unterscheidet, kann schon daraus ersehen werden, dass ihr Radius etwa hundertmal grösser, also ihre Masse rund das Millionenfache (!) der Masse eines Nebeltropfens ist. Es sind diese grossen Tropfen, die die Erosionen bewirken.

a) Zerstäubung der abgerissenen Tropfen

Vorerst muss die Grösse der Tropfen bekannt sein, die durch Zerreißen eines abspritzenden Wasserklumpens entstehen. Diese Frage wurde von v. Freudenreich [4] eingehend behandelt. Er führte Tropfenfallversuche durch, bei welchen grosse Wassertropfen durch einen vertikalen Luftstrom zerblasen wurden. Ähnliche Versuche wurden für andere Zwecke auch schon früher angestellt, vgl. Lenárd [38] und Hochschwender [39].

Als dimensionslose Kennzahl für die Stabilität eines Tropfens ergibt sich

$$Kz \equiv \frac{\varrho_d \cdot U_r^2 \cdot 2r}{\sigma} \quad , \quad (1)$$

die das Verhältnis der deformierenden Druckkräfte (die proportional zu $\frac{1}{2} \varrho_d U_r^2$ sind) zu den zusammenhaltenden Oberflächenspannungskräften ausdrückt (letztere sind proportional zu $2\sigma/r$). Der Wert dieser Kennzahl für die grössten noch stabilen Tropfen, Kz_{\max} , lässt sich aus den Experimenten ermitteln. Lenárd fand $Kz_{\max} = 6$, Hochschwender 9 bis 16, v. Freudenreich etwa 20. (Zu Lenárds Versuchen ist zu bemerken, dass dort die Tropfen im Luftstrom in der Schwebe gehalten wurden, wodurch zum Zerblasen der einzelnen Tropfen viel Zeit zur Verfügung stand.) Für unsere Berechnungen verwenden wir den Wert

$$Kz_{\max} = 15 \quad , \quad (2)$$

wodurch sich für den Radius des grössten noch stabilen Tropfens die Beziehung

$$r_{g, \max} = \frac{15}{2} \frac{\sigma}{\rho_d U_r^2} \quad (3)$$

ergibt. Tropfengrössenkriterien, die für andere Formen des Flüssigkeitszerfalls, z. B. für Zerstäubung gelten, sind hier unbrauchbar, weil sie weitgehend auf dem Einfluss der inneren Turbulenz des Flüssigkeitsstrahles beruhen, die in unserem Falle gar nicht existiert.

Die Grösse der Tropfen ist durch Gl. (3) nach oben hin begrenzt. Eine entsprechende feste untere Grenze gibt es nicht, durch Zufall können auch ganz kleine Tropfen entstehen. Erfahrungsgemäss kommen aber sehr kleine Tropfen relativ selten vor. Die Verteilung der Tropfenzahl über die Grösse wurde durch verschiedene Autoren mittels Tropfenzählung bestimmt. Eine elegante theoretische Herleitung der Verteilungskurven findet sich bei Troesch [40]. Er erhält aus statistischen Ueberlegungen für die Verteilung der Tropfenzahl über die verschiedenen Radien die Formel

$$dn = \frac{3}{4 \pi \rho_w} \cdot \frac{r_g}{e^{-\beta} + \beta \cdot Ei(-\beta)} \cdot \frac{e^{-\left(\beta \frac{r_{g, \max}}{r_g}\right)}}{r_{g, \max}} \cdot dr_g \quad (4)$$

und für die Verteilung der Tropfenmasse

$$dm = \frac{e^{-\left(\beta \frac{r_{g, \max}}{r_g}\right)}}{e^{-\beta} + \beta \cdot Ei(-\beta)} \cdot \frac{dr_g}{r_{g, \max}} \quad (5)$$

(dn ist die Anzahl, dm die Masse der Tropfen pro Kilogramm Gesamtwasser menge, deren Radien zwischen r_g und $r_g + dr_g$ fallen.)

Das Parameter β kennzeichnet die Art der Zerstäubung. Seine Grösse ergibt sich aus dem Vergleich der durch Gl. (5) gegebenen Verteilungskurven mit solchen, die man experimentell ermittelt hat. Troesch stellt fest, dass für Zerstäubungen grössenordnungsmässig $\beta \approx 0,35$ zutrifft. Für Fallversuche, wo ja ein anderer Mechanismus für den Zerfall sorgt, braucht nicht der gleiche Wert von β zu gelten. Diesbezügliche Auszählungskurven findet man bei Hochschwender; sie werden am besten durch die Wahl $\beta = 2$ wiedergegeben, vgl. Abb. 1.

Die für uns wichtige Aussage dieser Verteilungskurven ist die, dass die durchschnittliche Tropfengrösse nur wenig kleiner ist als $r_{g, \max}$ mit anderen Worten, dass die Tropfengrössen ein schmales Spektrum aufweisen. Daher dürfen wir alle grossen Tropfen auf Grund eines repräsentativen Grosstropfenradius \bar{r}_g einheitlich

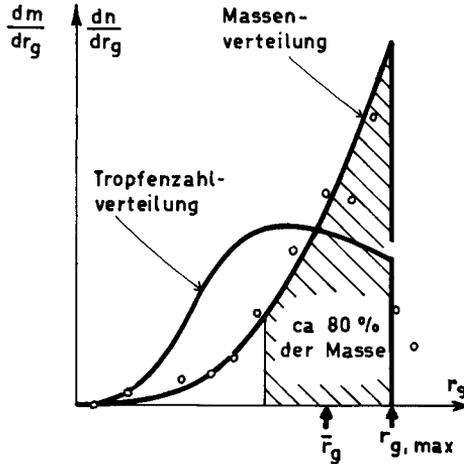


Abb. 2.8.1 Verteilung der Tropfenzahl und der -Masse für zerblasene Tropfen, berechnet aus den Gln.(4) bzw. (5) mit $\beta = 2$. Kreise: experimentell [39]

behandeln, dessen Grösse wir so wählen, dass er alle Tropfen möglichst gut annähert. Falls wir $\bar{r}_g = 0,8 r_{g, \max}$ wählen, dann ist in den Tropfen, deren Radius sich um nicht mehr als $\pm 25\%$ von r_g unterscheidet¹⁾, mehr als 80% der gesamten Masse enthalten. Auf Grund der Gl.(3) ergibt sich dann

$$\bar{r}_g = 0,8 r_{g, \max} = 6,0 \frac{\sigma}{\rho_d U_r^2} \quad (6)$$

Die massgebende Strömungsgeschwindigkeit U_r , die wir hier einsetzen müssen, wäre im Falle der Tropfen, die von der Hinterkante einer Leitschaufel abgerissen werden, gleich der Austrittsgeschwindigkeit aus der Schaufelung (c_1), falls der Dampf mit voller Geschwindigkeit die vorerst noch stillstehenden Tropfen anblasen würde. Da aber in der Grenzschicht und in der Nachlaufströmung eine geringere Dampfgeschwindigkeit herrscht, setzen wir schätzungsweise

$$|U_r| \approx 0,8 c_1 \quad (7)$$

ein, womit wir für die repräsentative Grösse der von Leitschaufelhinterkanten abspritzenden grossen Tropfen schliesslich die Formel

$$\bar{r}_g = \frac{9\sigma}{\rho_d c_1^2} = \frac{(9\sigma RT_d)_1}{p_1 c_1^2} \quad (8)$$

1) Bei solchen Grössenabweichungen treten im Verhalten der Tropfen noch keine wesentlichen Unterschiede auf.

erhalten, wo für Drücke unter 10 bar ($9\sigma RT_d$) = konst. = $8,7 \cdot 10^4$ kgm/sec gesetzt werden kann.

Mit $\sigma = 0,067$ N/m ergibt sich z. B. für eine Dampfdichte $\rho_{d1} = 0,08$ kg/m³ beim Leitradaustritt (entspricht etwa 0,12 bar Druck) und $c_1 = 360$ m/sec der Tropfenradius

$$\bar{r}_g = 7 \cdot 10^{-5} \text{ m} , \tag{9}$$

was etwa einen Zehntel Millimeter Tropfendurchmesser bedeutet. Diese "grossen" Tropfen sind also, verglichen mit den Nebeltropfen, tatsächlich riesig gross.

b) Bewegung der abgerissenen Tropfen

In Kenntnis der Tropfengrösse lässt sich auf Grund des Abschn. 2.2 die Bewegung der Tropfen beurteilen. Bezeichnen wir mit ξ den Weg, den ein Tropfen seit seinem Abreissen zurückgelegt hat (vgl. Abb. 2) und setzen seine Geschwindigkeit am Anfang gleich Null

$$c_r(0) = 0 . \tag{10}$$

Die Bewegung des Tropfens lässt sich auf Grund des Newtonschen Gesetzes berechnen, wobei man als beschleunigende Kraft die Dampfreibung W aus Gl. 2.2 (1) einsetzt. Eine solche Lösung der Bewegungsgleichung wurde z. B. in [4] durchgeführt.

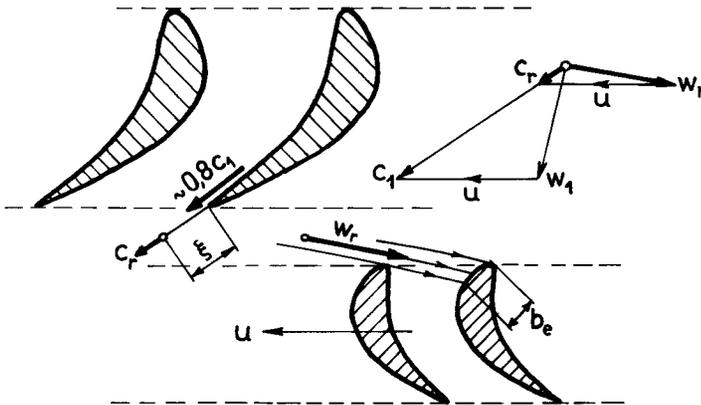


Abb. 2.8.2 Zur Bewegung der von der Leitschaukelhinterkante abgerissenen Tropfen

Nun trifft aber der grösste Teil der abgerissenen Tropfen, wie sich bald herausstellen wird, auf die nächsten Laufschaufeln auf, so dass es für unsere Zwecke genügt, ihre Bewegung auf einer kurzen Anfangsstrecke ($\xi \leq 5$ cm) zu kennen. Eine einfache Abschätzung ihrer Bewegung kann bewerkstelligt werden, indem wir annehmen, dass die Reibungskraft, die auf einen Tropfen wirkt, auf dieser Anfangsstrecke nicht merklich abnimmt. Diese Annahme ist erfüllt, solange die Relativgeschwindigkeit nicht wesentlich kleiner geworden ist, als sie am Anfang war. Dann bleibt auch \dot{c}_r , die Beschleunigung des Tropfens, konstant:

$$\dot{c}_r \approx \dot{c}_r(0) \quad , \quad (11)$$

und nach einer elementaren Formel der Mechanik beträgt die Tropfengeschwindigkeit nach dem zurückgelegten Weg

$$c_r(\xi) = \sqrt{2 \dot{c}_r(0) \cdot \xi} \quad . \quad (12)$$

Die Berechnung von $\dot{c}_r(0)$ kann mit Hilfe der durch Gl. 2.2(33) definierten Bremszeit erfolgen, die ein Mass für die Reibungskraft darstellt. Sie folgt aus Gl. 2.2(36), indem man dort $r = \bar{r}_g$ und in der Reynolds-Zahl $U_r = 0,8 c_1$ verwendet. Mit Einführung der Bremszeit erhält Gl. (12) die Form

$$c_r(\xi) = \sqrt{2 \frac{-U_r(0)}{\Delta t_{\text{brems}}(0)} \cdot \xi} \quad . \quad (13)$$

Da die Tropfen von Ruhe aus starten, ist $U_r(0) = -c$. Die Dampfgeschwindigkeit c wird wiederum konstant genommen und $c \approx 0,8 c_1$ eingesetzt, weil ja voraussichtlich die meisten dieser Tropfen in der Nachlaufdehle bleiben. Im Nachfolgenden kümmern wir uns um das negative Vorzeichen von U_r nicht mehr, sondern verstehen darunter den Absolutwert der Relativgeschwindigkeit zwischen Dampf und Tropfen. Nach Umformung führt Gl. (13) auf

$$\frac{c_r(\xi)}{c_1} = \sqrt{\frac{2 \cdot 0,8 \xi}{c_1 \Delta t_{\text{brems}}(0)}} = 0,8 \sqrt{\frac{\xi}{\left(\frac{1}{2} U_r \Delta t_{\text{brems}}\right)_{\xi=0}}} \quad . \quad (14)$$

Der Verlauf der Tropfengeschwindigkeit ist also vom Parameter $\left(\frac{1}{2} U_r \Delta t_{\text{brems}}\right)_{\xi=0}$ abhängig. Einige solche Kurven sind in Abb. 3 dargestellt.

Das Trägheitsparameter wird auf Grund von Gl. 2.2(36) berechnet:

$$\left(\frac{1}{2} U_r \Delta t_{\text{brems}}\right)_{\xi=0} = \frac{\bar{r}_g^2}{(9\mu_d/2\varrho_w)} \cdot \frac{U_r(0)}{\sqrt{\text{Re}_r(0)}} \approx \left(\frac{0,14 \varrho_w \sqrt{RT}}{\sqrt{\mu_d}} \right) \cdot \frac{\bar{r}_g^{3/2} \sqrt{c_1}}{p_1} \quad . \quad (15)$$

Die in Klammern stehende Stoffgrösse ändert sich wenig mit dem Druck; für Nieder-

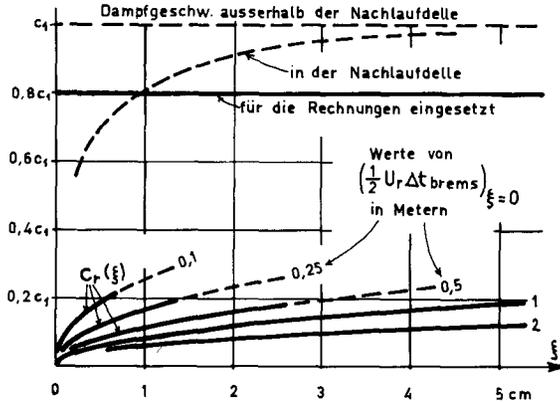


Abb. 2.8.3 Angenährter Verlauf der Absolutgeschwindigkeit c_r eines abgerissenen Tropfens, berechnet aus Gl. (14)

druckturbinen kann für sie der Wert $1,6 \cdot 10^7$ gesetzt werden, falls man \bar{r}_g , c_1 und p_1 in m, m/sec bzw. N/m² einsetzt. Als Beispiel berechnen wir die Werte des Trägheitsparameters für verschiedene Tropfengrößen bei $c_1 = 360$ m/sec, $p_1 = 0,15$ bar:

Zahlentafel 2.8.1

\bar{r}_g m	10^{-5}	$2 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$	10^{-4}
$(\frac{1}{2} U_r \Delta t_{brems})_{\xi=0}$ m	0,08	0,22	0,88	2,5

An andere Werte des Druckes und der Dampfgeschwindigkeit lassen sich diese Parameterwerte anhand von Gl. (15) leicht übertragen.

Eine weitere Korrektur wäre wegen der Abweichung der Tropfen von der Kugelform nötig. Für verzerrte Tropfen sind die Widerstandsbeiwerte grösser als für vollkommen runde, weshalb ihre Bremszeit geringer wird. Aus Lenárd's Versuchen kann man darauf schliessen, dass die Verzerrung bei Tropfen, die kleiner sind als $0,3 r_{g, \max}$, nicht merklich ist. Bei $0,8 r_{g, \max}$, die wir als charakteristische Tropfengröße \bar{r}_g benutzen, ergibt sich der Widerstandsbeiwert ungefähr um einen Faktor 1,9 grösser, als der Kugelform entsprechen würde. Diese starke Erhöhung des Widerstandes gilt allerdings nur für einen kurzen Augenblick; mit abfallender Relativgeschwindigkeit nimmt der Tropfen wieder die Kugelform an. Da somit die Tropfen

wegen ihrer Verzerrung eine Zeitlang eine erhöhte Beschleunigung erfahren, wird der Fehler, den wir durch die Annahme von Gl. (11) in unsere Rechnung eingeführt haben, teilweise aufgehoben. Wir können uns also auf die Kurven der Abb. 3, die wir sowieso nur für grobe Abschätzungen benützen wollen, gut verlassen.

Die typischen Angaben $p = 0,15$ bar, $c_1 = 360$ m/sec, $\bar{r}_g = 7 \cdot 10^{-5}$ m führen auf $(\frac{1}{2} U_r \Delta t_{\text{brems}})_{\xi=0} \approx 1,5$ m (durch Interpolation in Zahlentafel 1). Ein Blick auf Abb. 3 zeigt, dass diese Tropfen nur sehr zögernd beschleunigt werden. Z. B. nach $\xi = 3$ cm Flugweg beträgt ihre Geschwindigkeit c_r nur etwa 10 % von c_1 , also $0,10 \cdot 360 = 36$ m/sec!

Das führt dazu, dass die abgerissenen Tropfen aus ganz falscher Richtung her und mit grosser Relativgeschwindigkeit auf die nächsten Laufschaufeln aufprallen (siehe die Geschwindigkeitsdreiecke in Abb. 2). Diese Tatsache wurde schon vor langer Zeit als die Hauptursache der Erosionen erkannt. Allerdings wurde dabei immer angenommen, dass der gesamte Wassergehalt des Dampfes so grosse, schädliche Tropfen bildet.

Da es sich hingegen in der vorliegenden Arbeit (vgl. Abschn. 2.9) mit Entschiedenheit herausstellt, dass in dieses Phänomen nur ein geringer Teil der gesamten Nässe verwickelt ist - eine Aussage, die auch im Lichte der praktischen Beobachtungen durchaus nicht unmöglich erscheint -, wollen wir im Nachfolgenden kurz einige Betrachtungen über die Schädlichkeit der grossen Wassertropfen anstellen.

c) Zur erodierenden Wirkung der abgerissenen Tropfen

Ueber die Erosion der Turbinenschaufeln etc. lässt sich auf theoretischem Wege nicht viel aussagen. Sie ist wahrscheinlich die Folge einer komplizierten Zusammenwirkung mechanischer-metallurgisch-chemischer und ev. sogar elektrischer Effekte. Bei ihrem Studium ist man vollständig auf den Versuch angewiesen. Allerdings ist es schwierig, die Verhältnisse in einer Nassdampfturbine durch eine einfache Versuchseinrichtung nachzuahmen. Oft arbeitet man ausschliesslich mit grossen Tropfen oder sogar mit einem Wasserstrahl. Solche Versuche gestatten aber nur eine qualitative Einsicht in die Vorgänge und einen Vergleich zwischen verschiedenen Materialien (beim Wasserstrahlversuch ist auch das durchaus fraglich).

Zur Illustration des Tropfenschlages führen wir nun zwei kurze Rechnungen durch. - Erstens wollen wir den örtlichen Druck abschätzen, der beim Auftreffen eines Tropfens auf die Schaufel entsteht. Gegenüber dem Laufrad beträgt die kinetische Energie des Tropfens beim Auftreffen $\frac{1}{2} m_r w_r^2$ (siehe Abb. 2). Nehmen wir an, dass der Tropfen senkrecht auf die Schaufeloberfläche auftrifft und dass, wäh-

rendem er zum Stillstand gebracht wird, sein Schwerpunkt sich um eine Radiuslänge vorwärtsbewegt. Dann kann man die Kraft berechnen, die zum Abbremsen nötig ist: $\frac{1}{2} m_r w_r^2/r$, und diese Kraft, dividiert durch die Stirnfläche des Tropfens, gibt einen Anhaltspunkt für die momentane örtliche Druckerhöhung:

$$\Delta p_{\text{Tropfenschlag}} \approx \frac{\frac{1}{2} m_r w_r^2}{(\pi r^2) r} = \frac{2}{3} \epsilon_w w_r^2. \quad (16)$$

Diese ist also unabhängig von der Tropfengrösse und beträgt z. B. bei $w_r = 250$ m/sec etwa 420 bar oder, im technischen Masssystem ausgedrückt, $4,2 \text{ kg/mm}^2$. Man sieht also, dass der entstehende Druck vom Standpunkte der Festigkeit aus ziemlich klein ist.

Die zweite Frage, die wir abklären wollen, ist folgende: wie oft erleidet im Mittel ein Punkt der beaufschlagten Schaufelpartie solche Schläge? - Die Breite des erodierten Bandes (vgl. Abb. 2) soll $b_e = 4 \text{ mm} = 4 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ betragen. Der gesamte Wassergehalt sei $y = 10 \%$, wovon nur $1/20$ Teil auf die auftreffenden grossen Tropfen entfallen soll. Mit $\dot{M} = 40 \text{ kg/sec}$ Gesamtdurchsatz trifft dann auf alle Schaufeln des Laufrades $\dot{M}_g = 40 \cdot 0,10/20 = 0,20 \text{ kg/sec}$ Masse, oder, mit $\bar{r}_g = 7 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ Tropfenradius, die Anzahl von $3\dot{M}_g/4\pi \rho_w \bar{r}_g^3 = 1,4 \cdot 10^8$ Tropfen/sec auf. Stellen nun alle Schaufelvorderkanten des betreffenden Kranzes die Gesamtlänge $z''_{\text{Schfl}} = 40 \text{ m}$ dar, dann beträgt die gesamte beaufschlagte Schaufelfläche $z''_{\text{Schfl}} b_e = 0,16 \text{ m}^2$. Wollte man diese Fläche mit dicht nebeneinander gestellten Kugeln der Grösse eines Wassertropfens bedecken, dann brauchte man dazu $z''_{\text{Schfl}} b_e / \pi \bar{r}_g^2 = 0,16/15 \cdot 10^{-8} = 1,1 \cdot 10^7$ Kügelchen. Das Verhältnis der Zahl der sekundlich auftreffenden Tropfen zu dieser Zahl gibt an, wie oft auf ein und dieselbe Stelle der Oberfläche ein Tropfen aufschlägt. Es ergibt sich, dass pro Sekunde $1,4 \cdot 10^8 / 1,1 \cdot 10^7 = 13$ Tropfenschläge auf einen jeden Punkt des beaufschlagten Flächenstreifens erfolgen. Während einer 5000 stündigen Betriebszeit der Turbine erhält also ein jeder Punkt der Eintrittspartie der Laufschaufeln etwa $5000 \cdot 3600 \cdot 13 = 2,3 \cdot 10^8$ kleine Schläge.

Die Beanspruchungen bleiben bei den Schlägen weit unter der Fliessgrenze, sie betreffen aber nur ein Gebiet, das ungefähr einem Kristallkorn entspricht. Es stellt sich die Frage, ob eine solche Beanspruchung der Oberfläche, wenn sie sich so oft wiederholt, nicht imstande ist, die Kristallstruktur des Metalls zu zerstören. Eine weitere Verfolgung dieser Frage ist allerdings nicht Ziel der vorliegenden Arbeit.

Auf Grund der alten Vorstellung, dass alles Wasser, das in der Turbine vorhanden ist, in Form grosser Tropfen herumfliegt, könnte uns zunächst ungläubhaft erscheinen, dass in Wirklichkeit nur ein geringer Teil des Wassers für die Erosio-

nen verantwortlich ist. Wo liegt aber der Unterschied zwischen den beiden Auffassungen? Falls man zur alten Anschauung zurückkehren würde, dann würde sich bloss die Häufigkeit der Schläge erhöhen (im obigen Beispiel auf das Zwanzigfache, es würden also in 5000 Stunden $4,6 \cdot 10^9$ Schläge anstatt von $2,3 \cdot 10^8$ erfolgen); ihre Stärke würde aber gleichbleiben. Die Erklärung der Erosionen würde ebenso schwierig bleiben, weil ja das Hauptproblem nicht in der Anzahl der erforderlichen Aufschläge, sondern in der Art ihrer Wirkung liegt.

d) Die wiederabgeprallten Tropfen

Was das Geschick der abgerissenen Tropfen nach ihrem ersten Aufprall auf eine Schaufel ist, lässt sich in Ermangelung diesbezüglicher Beobachtungen nur mit Unsicherheit beurteilen. Ein Teil des in ihnen enthaltenen Wassers prallt wahrscheinlich von der Schaufeloberfläche sofort ab, ein anderer Teil bleibt haften. Das Haftenbleiben wird nach allgemeiner Ansicht durch die Aufrauhung der Vorderkanten begünstigt. Unter der Wirkung der Zentrifugalkraft beginnt sich dann dieses Wasser an den Schaufeln radial nach aussen zu bewegen, wobei aber wahrscheinlich ein Teil von den Rauigkeiten abspritzt und wieder in die Dampfströmung gelangt. (Durch radial in die Schaufeln gefräste Rillen dürfte das Wiederabspritzen verhütet werden.) Die durchschnittliche Grösse der zurückgelangten Tropfen - sei es durch Zurückprallen oder durch Wiederabspritzen - ist offenbar etwas kleiner, als die der auftreffenden Tropfen.

Die zurückgelangten Tropfen werden von der Dampfströmung erfasst und zwischen den Schaufeln durchgeblasen. In Gebieten rascher Drucksenkung kann dabei eine Erscheinung auftreten, die wir "Bersten" (engl. "flashing") nennen wollen und die darin besteht, dass das Wasser im Inneren des Tropfens aufkocht und den Tropfen in Stücke sprengt. Auf diese Erscheinung in Turbinen wurde durch Wood hingewiesen [41].

Damit das Wasser von sich aus aufkocht, braucht es eine gewisse Ueberhitzung (laut diesbezüglichen Experimenten grössenordnungsmässig etwa 5°C). Diese Ueberhitzung kommt in Turbinen so zustande, dass der Druck in der Umgebung des Tropfens plötzlich abnimmt, wodurch auch die Sättigungstemperatur absinkt. Die Oberfläche des Tropfens kann sich der neuen Sättigungstemperatur mittels Verdampfung sehr rasch anpassen; das Innere kann hingegen nur durch Wärmeleitung abgekühlt werden, so dass im Tropfen eine Uebertemperatur entsteht, d. h. der Tropfen überhitzt wird. Da die höchste Temperatur in der Tropfenmitte auftritt, lässt sich die Bedingung für das Bersten in der Form

$$T_{\text{Mitte}} - T_{\text{S}} = 5^{\circ}\text{C} \quad (17)$$

schreiben. Grosse Tropfen sind für das Bersten anfälliger als kleine, weil sie eine grössere Wärmeträgheit haben. Im folgenden leiten wir auf Grund des Kriteriums Gl. (17) eine Formel für die Grösse der grössten Tropfen her, die die Drucksenkung im Schaufelkranz gerade noch überleben.

Die Art der Senkung der Sättigungstemperatur innerhalb eines Schaufelkranzes (z. B. Leitrad) wird in der in Abb. 4 angedeuteten Weise linearisiert. Fangen wir die Zeitrechnung im Punkt P an, so ergibt sich für die zeitliche Variation der Sättigungstemperatur für einen mit konstanter Geschwindigkeit fliegenden Tropfen das einfache Gesetz

$$T_s(t) = T_{s0} + \left(\frac{dT_s}{dt} \right) dt, \quad (18)$$

wo, unter Beachtung der Gl. 2. 1(2)

$$\frac{dT_s}{dt} = - \frac{dT_s}{d \ln p} \left(\frac{-d \ln p}{d \xi_a} \right) \frac{d \xi_a}{dt} = - \left(\frac{dT_s}{d \ln p} \right) \cdot 2 \bar{P}_a \cdot c_{r, a} \quad (19)$$

beträgt. $c_{r, a}$ ist die Axialkomponente der Geschwindigkeit des Tropfens.

Der Einfluss der Kapillarität kann für die in Frage kommenden Tropfengrössen - etwa 10^{-5} m - vernachlässigt werden (vgl. Zahlentafel 2.3. 1), so dass T_r , die Oberflächentemperatur der Tropfen, mit der jeweiligen Sättigungstemperatur übereinstimmt:

$$T_r = T_s(t). \quad (20)$$

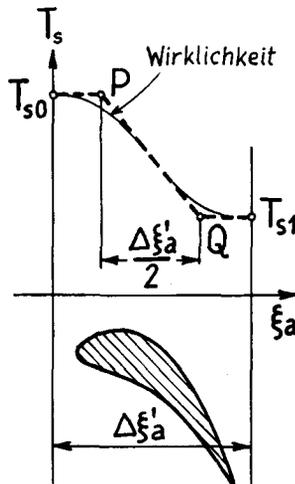


Abb. 2. 8. 4 Verlauf der Sättigungstemperatur in einem Kranz

Der Temperaturverlauf im Inneren einer Kugel, deren Oberflächentemperatur in der Zeit linear geändert wird, kann durch Lösung der diesbezüglichen Wärmeleitungsgleichung ermittelt werden (vgl. [42], Seite 235). Dabei wird angenommen, dass der Tropfen zur Zeit Null (Abb. 4, Punkt P) in seinem ganzen Inneren die Temperatur T_{s0} aufweist, was sowohl für die abgerissenen wie auch für die zurückprallenden Tropfen gut zutreffen dürfte. Als Lösung ergibt sich

$$T_{\text{Mitte}} - T_s = - \left(\frac{dT_s}{dt} \right) \frac{\varrho_w c_w}{\lambda_w} \frac{r^2}{6} \left[1 + \frac{12}{\pi^2} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k^2} e^{-\text{konst} \cdot k^2 t} \right]. \quad (21)$$

Hierbei wurde auch Gl. (20) mitberücksichtigt. Die Abkürzung "konst" im Exponent steht für $(\pi^2 \lambda_w / r^2 \varrho_w c_w)$ und r bedeutet den Tropfenradius.

Die grösste Temperaturerhöhung tritt - falls der Tropfen nicht schon früher birst - im Punkt Q auf, wofür $t = \Delta \xi'_a / 2 c_{r,a}$ gilt. Aus Gl. (21) erhält man also, wenn man diesen Wert für t einsetzt und Gl. (19) beachtet,

$$(T_{\text{Mitte}} - T_s)_Q = \left(\frac{dT_s}{d \ln p} \right) \bar{P}_a \Delta \xi'_a \left\{ \frac{1}{6G_B} \left[1 + \frac{12}{\pi^2} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k^2} e^{-\pi^2 k^2 G_B} \right] \right\}, \quad (22)$$

wo als Wärmeträgheitsparameter für das Bersten die Grösse

$$G_B \equiv \left(\frac{\lambda_w}{\varrho_w c_w} \right) \cdot \frac{\Delta \xi'_a}{2 c_{r,a}} \cdot \frac{1}{r^2} \quad (23)$$

auftritt. (Für ein Laufrad ist $\Delta \xi'_a$ durch $\Delta \xi''_a$ zu ersetzen.) Der erste Faktor ist eine Stoffgrösse (Temperaturleitzahl) und hat für Wasser den ungefähr konstanten Wert von $1,6 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{sec}$. Der Ausdruck in geschweiften Klammern in Gl. (22) ist eine Funktion von G_B allein und wird mit $g_B(G_B)$ bezeichnet. Sein Wert kann aus Abb. 5 abgelesen werden. Für die Grösse $(dT_s/d \ln p)$ lässt sich für niedere Drücke etwa 20°C einsetzen.

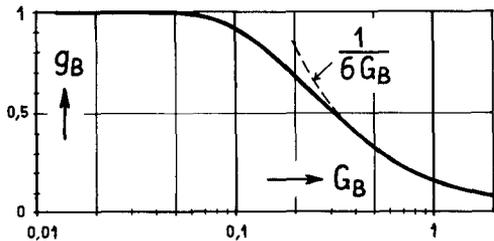


Abb. 2.8.5 Die Funktion $g_B(G_B)$

Nun kann man Gl. (22) mit dem Kriterium für das Bersten, Gl. (17), verbinden. Man erhält, dass diejenigen Tropfen vom Bersten verschont bleiben, bei denen

$$(T_{\text{Mitte}} - T_s)_Q = 20^0 \bar{P}_a \Delta \xi'_a g_B(G_B) < 5^0 \quad ,$$

also

$$\bar{P}_a \Delta \xi'_a \cdot g_B(G_B) < 0,25 \quad (24)$$

ist.

Aus diesem Kriterium kann man den Radius $r_{B, \text{max}}$ der grössten nicht-berstenden Tropfen berechnen. Man bestimmt g_B aus

$$g_B = \frac{0,25}{\bar{P}_a \Delta \xi'_a} \quad (25)$$

und liest dazu aus Abb. 5 G_B ab. (Falls $g_B > 1$ herauskommt, dann bersten im Kranz überhaupt keine Tropfen, weil die Drucksenkung zur Auslösung des Aufkochens nicht ausreicht.) Mit diesem G_B folgt dann $r_{B, \text{max}}$ aus

$$r_{B, \text{max}} = \sqrt{\left(\frac{\lambda_w}{Q_w c_w} \right) \frac{\Delta \xi'_a}{2 c_{r, a}} \frac{1}{G_B}} \quad (26)$$

Als Beispiel berechnen wir $r_{B, \text{max}}$ im Laufrad 5" der in Abschn. 2.1 ausgelegten Ueberdruckturbine. Es ist dort $\Delta \xi'_a = 0,64 - 0,56 = 0,08 \text{ m}$, $\bar{P}_a = 4,3 \cdot \text{m}^{-1}$, so dass man $g_B = 0,25/4,3 \cdot 0,08 = 0,73$ und aus Abb. 5 $G_B = 0,18$ erhält. Die Axialgeschwindigkeit $c_{r, a}$ der Tropfen (und zwar ist darunter ein mittlerer Wert zu verstehen, mit welchem sie zwischen den Punkten P und Q in Abb. 4 fliegen) müssen wir zunächst abschätzen; Abb. 3 gibt uns dafür einen Anhaltspunkt: etwa 5 cm nach der Abreissstelle haben die in Frage kommenden Tropfen etwa die Geschwindigkeit $c_r = (0,3 \text{ bis } 0,5) \cdot c_1$ erreicht, also ist grob gesagt $c_{r, a} \approx (0,3 \text{ bis } 0,5) \cdot c_{a1}$ geworden. Nehmen wir $c_{r, a} = 80 \text{ m/sec}$ an, dann wird

$$r_{B, \text{max}} = \sqrt{1,6 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{0,08}{2 \cdot 80} \cdot \frac{1}{0,18}} \approx 2,1 \cdot 10^{-5} \text{ m} \quad (27)$$

Die obere Grenze, die durch das Bersten der Grösse der Tropfen gesetzt wird, ist also in diesem Beispiel etwas kleiner, als das durch mechanische Zerteilung bedingte $r_{g, \text{max}}$, vgl. Gl. (6) und (9).

Abschliessend fassen wir das Bild, das sich somit für das Geschick der grossen Tropfen ergibt, zusammen. Die von der Leitschaufelhinterkante abgerissenen Tropfen (siehe a in Abb. 6), die in allgemeinem Grössen von $\bar{r}_g = (2 \sim 10) \cdot 10^{-5} \text{ m}$ aufweisen - vgl. Gl. (6) -, treffen bei b auf die Schaufeln des nächsten Laufrades auf.

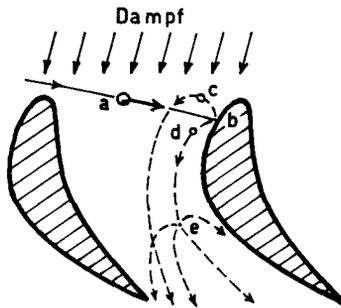


Abb. 2.8.6 Zum Geschick der grossen Tropfen in einem Schaufelkranz
(gezeichnet für ein Laufrad)

Ein Teil des durch sie dargestellten Massenstromes bleibt hier haften und fliesst unter der Wirkung der Zentrifugalkraft an der Schaufeloberfläche radial nach aussen. Der übrige Teil gelangt (entweder durch Zurückprallen oder durch Wiederabsprühen von Oberflächenrauigkeiten) in den Dampfstrom zurück. Die kleineren von diesen Tropfen werden vom Dampfstrom allmählich beschleunigt und treten unveränderter Grösse hinten aus dem Kranz aus (c). Diejenigen hingegen, die zufällig etwas grösser sind (d), können die plötzliche Drucksenkung im Kranz nicht aushalten und bersten (e). Für die Grösse der zurückgeprallten grossen Tropfen (Index gg), die aus einem Kranz hinten austreten, kann nur eine überschlägige Schätzung gemacht werden: sie sind wahrscheinlich kleiner als vor ihrem ersten Aufprall, und auf alle Fälle kleiner als $r_{B, \max}$ für den betreffenden Kranz. Wir können für ihre durchschnittliche Grösse die grobe Schätzung

$$\bar{r}_{gg} \approx \frac{r_{B, \max}}{2} \leq \frac{\bar{r}_g}{2} \quad (29)$$

machen. In praktischen Fällen ergibt sich etwa $\bar{r}_{gg} \approx 1 \cdot 10^{-5}$ m, was also immer noch viel grösser ist, als die Nebeltropfengrösse. Auch diese Tropfen können der Dampfbewegung nur sehr schlecht folgen.

2.9 Die Erscheinungsformen des Wassers, seine Verteilung und die Abweichung des Dampfzustandes vom thermodynamischen Gleichgewicht

In den Abschnitten 2.4 bis 2.8 haben wir die Vorgänge, die im Zusammenhang mit der Nässe in Turbinen eine Rolle spielen, einzeln untersucht. Auf Grund der so gewonnenen Formeln lässt sich nun ein allgemeines Rechenverfahren aufbauen, mit dessen Hilfe das Gesamtbild der physikalischen Vorgänge in einer Nassdampfturbine untersucht werden kann.

Wir verfolgen zwei Ziele: Erstens möchten wir berechnen, wieviel Wasser tatsächlich vorhanden ist und wie sich dieses auf die verschiedenen Tropfengrößen verteilt; zweitens möchten wir wissen, wie stark der Zustand des Dampfes vom thermodynamischen Gleichgewicht abweicht, also wie gross die Unterkühlung ist. Auf Grund der Resultate werden wir imstande sein, über die mögliche Wirksamkeit der Entwässerungen und - im dritten Teil der Arbeit - über die Grösse der Nässeverluste Aussagen zu machen. Zuerst zeichnen wir den Weg auf, auf dem man zu den Resultaten gelangt, und diskutieren dann die Ergebnisse anhand der beiden Turbinen, die im Abschn. 2.1 beschrieben sind.

a) Berechnungsgang

Es wurde gezeigt, dass das Wasser in Turbinen verschiedene Erscheinungsformen annimmt (wie z. B. Nebeltropfen, diverse grosse Tropfen, fliessendes Wasser etc.), und dass sein Verhalten je nach diesen Formen verschieden ist. Wir unterteilen deshalb die gesamte Durchsatzmenge \dot{M} der Turbine in Teildurchsatzmengen:

$$\dot{M} = \dot{M}_d + \dot{M}_n + \dot{M}_f + \dot{M}_g + \dot{M}_{gg} + \dot{M}_h + \dot{M}_{nn} . \quad (1)$$

Die Indices haben folgende Bedeutung:

- d - Dampf
- n - Nebeltropfen
- f - an Schaufeln fliessendes Wasser
- g - grosse Tropfen, soeben abgerissen
- gg - grosse Tropfen, zurückgeprallt
- h - herauszentrifugiertes Wasser
- nn - Nebeltropfen aus einer nochmaligen Nebelbildung.

Das Verhalten der einzelnen Formen kann auf Grund früherer Resultate wie folgt kurz charakterisiert werden (vgl. Abb. 1): "n" folgt im grossen und ganzen der Strömung des Dampfes; "f" fliesst auf Leitschaufeln zur Hinterkante und reisst dort in

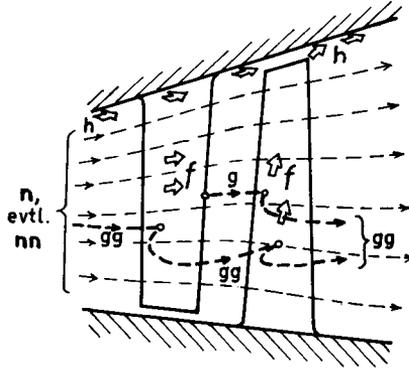


Abb. 2.9.1 Die Erscheinungsformen des Wassers

Form von "g" ab; auf Laufschaufeln fließt "f" nahezu radial nach aussen und trägt zu "h" bei; "g" legt nach seinem Abreißen einen kurzen Flugweg zurück und prallt gegen die nächsten Laufschaufeln auf; "gg" prallt zwischen den Schaufeln hin und her; "h" kann entweder durch Fangvorrichtungen aus der Strömung entnommen werden oder wird sich (z. T. in grossen Tropfen, z. T. als an der Wand fließendes Wasser) in der Nähe der Gehäusewand bewegen; "nn" wird nur in besonderen Fällen gebildet (wenn nämlich in einer Turbine, in welcher sehr rasche Drucksenkungen auftreten, bei der ersten Nebelbildung zufällig ein grobtropfiges "n" gebildet wurde) und besteht meistens aus viel feineren Tropfen als "n". Für die folgenden Ausführungen setzen wir voraus, dass keine zweite Nebelbildung auftritt ($\dot{M}_{nn} = 0$) und auch dass kein Dampf aus der Strömung entnommen wird. Auf die Berücksichtigung von "nn" werden wir später noch kurz zurückkommen.

Während der Durchströmung der Turbine tritt ständig Menge von einer Erscheinungsform in eine andere über. Von den vielen denkbaren Uebergängen sind aber nur einige von Belang, weil die meisten überhaupt nicht oder nur in äusserst geringem Masse auftreten. In Abb. 2 sind die wichtigeren Uebergänge durch Pfeile angedeutet, wozu folgende Erläuterungen beizufügen sind:

- d \rightarrow f : durch Kondensation an den Schaufeln; tritt nur in denjenigen Kränzen auf, wo die Unterkühlung durch die Grenzschichterwärmung nicht wettgemacht wird (also wo $\Delta T > \text{ca. } 20^\circ\text{C}$) und ist auch dort kaum merkbar;
- d \rightarrow n : durch Nebeltropfenbildung und durch weitere Kondensation an diese;

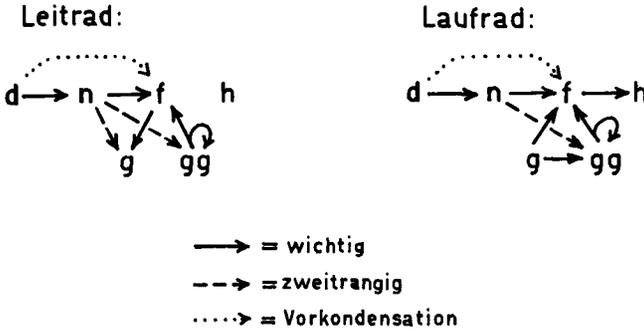


Abb. 2.9.2 Uebergänge von Masse aus einer Erscheinungsform in eine andere

- $n \longrightarrow f$: durch Ausschleudern von Nebeltropfen gegen die Vorderkante und die Hohlseite der Schaufeln;
- $n \longrightarrow g$: } durch Verschlucken von Nebeltropfen durch grosse Tropfen;
- $n \longrightarrow gg$: }
- $f \longrightarrow g$: durch Abreissen von der Hinterkante (in Leiträdern);
- $f \longrightarrow h$: durch Absprühen von Schaufelspitze oder Deckband (in Laufrädern);
- $g \longrightarrow gg$: durch Zurückprallen nach dem Aufprall auf Schaufeln;
- $g \longrightarrow f$: durch Haftenbleiben nach dem Aufprall auf Schaufeln;
- $gg \longrightarrow gg$: ähnlich wie $g \rightarrow gg$;
- $gg \longrightarrow f$: ähnlich wie $g \rightarrow f$.

Die Stärke dieser Uebergänge kann auf anschauliche Weise mit Hilfe von "Masseaustauschkoeffizienten" ϵ ausgedrückt werden. Diese geben an, welcher Anteil eines gewissen Teilmassenstromes, der in einen Kranz eintritt, bis zum Austritt aus dem Kranz in eine bestimmte andere Form übergetreten ist. Nachstehend geben wir einige Hinweise:

- ϵ_{d-f} : vgl. Gl. 2.4(10);
 - ϵ_{d-n} : wird nicht eingeführt, weil die Nebelbildung und das Wachstum der Nebeltropfen unmittelbar aus Abschn. 2.5 und 2.6b berechnet werden;
 - ϵ_{n-f} : vgl. Gl. 2.6(18);
 - ϵ_{n-g} : vgl. Gl. 2.6(20);
 - ϵ_{n-gg} : vgl. Gl. 2.6(21);
 - ϵ_{f-g} = 1 (nur für Leiträder!)
 - ϵ_{f-h} = 1 (nur für Laufräder!)
- } vgl. Abschn. 2.7;

$$\begin{array}{l}
 \epsilon_{g-f} \quad : \\
 \epsilon_{gg-f} \quad : \\
 \epsilon_{g-gg} \quad = \\
 \epsilon_{gg-gg} \quad =
 \end{array}
 \left. \begin{array}{l}
 : \\
 : \\
 = \\
 =
 \end{array} \right\}
 \begin{array}{l}
 \text{liegen zwischen Null und Eins (kleiner für glatte, grösser für auf-} \\
 \text{gerauhte Schaufeloberflächen), wobei man auf willkürliche Annah-} \\
 \text{men angewiesen ist;} \\
 \\
 \left. \begin{array}{l}
 1 - \epsilon_{g-f} \\
 1 - \epsilon_{gg-f}
 \end{array} \right\} \text{weil praktisch keine grossen Tropfen ohne Aufprall} \\
 \left. \begin{array}{l}
 \\
 \\
 \end{array} \right\} \text{durch einen Kranz gelangen.}
 \end{array}$$

Nicht alle Erscheinungsformen treten in der Turbine gleichzeitig auf. Z. B. kommen grosse Tropfen erst dann vor, wenn vorher schon von Leitschaufelhinterkanten Wasser abgerissen wurde; dazu musste aber dieses Wasser irgendwie auf die Schaufeln gelangt sein usw. Vor allem in den ersten Stufen des Nassdampftheils einer Turbine kommt es vor, dass gewisse Uebergänge noch fehlen, wodurch sich die Berechnung solcher Stufen vereinfacht.

Wir schildern im folgenden die Berechnungsmethode für eine vielstufige Nassdampfturbine. Die Rechnung schreitet von Schaufelkranz zu Schaufelkranz weiter. Sie fängt mit demjenigen Kranz an, in welchem die Sättigungslinie überschritten wird. Es wird vorausgesetzt, dass die Auslegungsdaten der Turbine - im Sinne des Abschn. 2.1 - bekannt sind und dass man alle notwendigen Stoffgrössen kennt (siehe Kurvenblätter). Indices 0, 1, 2 beziehen sich auf die Zwischenräume vor, in und nach einer Stufe, ' und " auf Grössen, die für die (oder innerhalb der) Kränze gelten. (Wenn Grössen, die sich in einem Kranz ändern, mit ' oder " versehen werden, dann sind damit ihre arithmetischen Mittelwerte im Kranz gemeint; so sind z. B. $p' \equiv (p_0 + p_1)/2$, $\bar{t}'' = (\bar{t}_1 + \bar{t}_2)/2$ etc.)

Die Schaufelkränze vor dem Wilson-Punkt

Die erste Aufgabe ist die Bestimmung der Lage des Wilson-Punktes in der Turbine. Die Lösungsmethode wurde in Abschn. 2.5e beschrieben. Der Wilson-Punkt liegt entweder innerhalb eines Schaufelkranzes oder in einem axialen Zwischenraum. Ueber den Kranz, in welchem oder unmittelbar nach welchem er liegt, wird nachstehend ausführlicher gesprochen.

Falls sehr grosse Gefälle in einem Kranz vorkommen (Gleichdruckturbine), so ist denkbar, dass der Wilson-Punkt im selben Kranz erreicht wird, wo die Sättigungslinie überschritten wurde, vgl. z. B. Abb. 8. Ist das nicht der Fall, dann gibt es einen oder mehrere Kränze, in denen unterkühlter Dampf strömt. (Z. B. in Abb. 4 wird im Kranz 1' die Sättigungslinie überschritten, in 1'' sowie 2' wird der Dampf immer mehr unterkühlt, bis endlich in Kranz 2'' der Wilson-Punkt erreicht wird.) In den von unterkühltem Dampf durchströmten Kränzen kann u. U. Vorkondensation an den Schaufeln stattfinden, sie ist aber in allen praktischen Fällen so gering, dass man sie völlig

ausser acht lassen darf. Man kann also annehmen, dass vor dem Kranz mit dem Wilson-Punkt gar kein Wasser vorhanden ist, also dass $y = 0$ bleibt. Die theoretische Nässe, y_{GD} , wächst parallel mit der Unterkühlung an; sie ist gleich dem aus Gl. 2.3(19) bestimmbaren Feuchtefehlbetrag Δy .

In diesen Kränzen entstehen noch keine Nässeverluste, weil die Unterkühlung erst dann einen Verlust verursacht, wenn gleichzeitig Kondensation stattfindet.

Der Schaufelkranz mit dem Wilson-Punkt¹⁾

Der Kranz, in welchem (oder im Zwischenraum hinter welchem) die Nebelbildung stattfindet, bedarf einer näheren Besprechung. Da der Wilson-Punkt schon bestimmt ist, kennt man die entsprechenden Werte des Druckes, der Expansionsschnelligkeit und der Unterkühlung (p^* , \dot{P}^* , ΔT^*). Daraus könnte man auf Grund des Abschn. 2.5d den genauen Dampfzustand am Ende der Kondensationszone bestimmen. Meistens wird man sich aber mit einer überschlägigen Ermittlung von \bar{r}_n^{**} und y_n^{**} begnügen, umso mehr, weil auch p^* , \dot{P}^* und ΔT^* mit Unsicherheiten behaftet sind. Man geht dann folgendermassen vor: Auf Grund von p^* überlegt man sich, ungefähr an welcher Stelle des Schaufelgitters die Kondensation eintritt (vgl. Abb. 2.5.13e), damit man die Mach-Zahl M_{vor} abschätzen kann. (In der Ueberszahl der Fälle wird M_{vor} erheblich kleiner als Eins sein.) Mit M_{vor} , p^* , \dot{P}^* lässt sich dann \bar{r}_n^{**} , der mittlere Nebeltropfenradius am Ende der Kondensationszone, aus Abb. 2.5.14 herauslesen. Grob gesagt ist in den Nebeltropfen so viel Wasser enthalten, wie im Wilson-Punkt noch zum thermodynamischen Gleichgewicht gefehlt hat, also ist

$$y_n^{**} \approx \Delta y^* = (1 - y^*) \frac{c_p}{L} \Delta T^* , \quad (2)$$

wo Δy^* laut Gl. 2.3(19) mit ΔT^* ausgedrückt wurde. Falls es sich um die erstmalige Nebelbildung in der Turbine handelt, so ist wegen der Vernachlässigbarkeit der Vorkondensation $y^* = 0$. Durch \bar{r}_n^{**} und y_n^{**} ist die Beschaffenheit des Nebels ausreichend beschrieben. Diese Angaben bilden den Ausgangspunkt für die Bestimmung des weiteren Zustandsverlaufes in der Turbine.

Der Verlauf der Unterkühlung in den von Nebel durchströmten Stufen wird mit der graphischen Methode ermittelt, die in Abschn. 2.6b dargelegt wurde. Als Anfangspunkt für diese Konstruktion sollten der Ort ξ_a^{**} , wo die Nebelbildung als abgeschlossen betrachtet werden darf, und ΔT^{**} , der Wert der Unterkühlung an dieser Stelle, genau bekannt sein. In Turbinen ist jedoch oft keine klare Grenze zu sehen zwischen

1) Bei den Indices wird angenommen, dass es sich zufällig gerade um ein Leitrad handelt.

der "Bildung" der Nebeltropfen und der weiteren Kondensation an ihnen, weil u. U. die Unterkühlung gar nicht plötzlich zusammenbricht. (Dies tritt insbesondere dann auf, wenn der Wilson-Punkt bei einem kleinen \dot{P} liegt, wenn also grobe Nebeltropfen entstehen. Die Unterkühlung nimmt in einem solchen Fall nur viel langsamer ab, als wenn die Nebeltropfen fein wären, vgl. z. B. die gestrichelten Kurvenstücke in Abb. 5 oder 6.) Glücklicherweise ist eine genaue Kenntnis von ξ_a^{**} und ΔT^{**} für unsere Zwecke nicht unbedingt nötig, weil der Fehler, den man begeht, wenn man die Konstruktion des Unterkühlungsverlaufs von einem willkürlich gewählten Punkt aus beginnt, schon in der nächstfolgenden Stufe praktisch völlig verschwindet. Z. B. zeigen die gestrichelten Linienstücke in Abb. 5 und 9 die Unterkühlung, wie sie in diesen Fällen hinter dem Wilson-Punkt etwa in Wirklichkeit verläuft. Die ausgezogene Kurve wurde hingegen von einem willkürlich gewählten Ausgangspunkt aus mit der graphischen Methode ermittelt. Man sieht, dass die Abweichungen auf etwa anderthalb Kranzbreiten beschränkt sind. Andererseits hat selbst ein grosser Fehler in ΔT keine schwerwiegenden Konsequenzen: den Unterkühlungsverlust werden wir trotzdem richtig berechnen können (Abschn. 3.4), und auf den lokalen Wert der Nebeltropfengrösse hat ΔT nur einen geringen Einfluss (etwa eine um 5°C zu klein angenommene Unterkühlung bewirkt, dass man für den Nebeltropfenradius einen um 6 % zu kleinen Wert berechnet).

Also verzichten wir auf eine genaue Bestimmung des Zustandsverlaufs in der Kondensationszone und rechnen so, als ob die Nebelbildung im selben Kranz (bzw. im selben axialen Zwischenraum) abgeschlossen wäre, in welchem sie eingesetzt hat, ungeachtet dessen, ob das in Wirklichkeit so ist oder nicht. Als Ausgangspunkt für die graphische Bestimmung des Unterkühlungsverlaufes nehmen wir am Austritt aus diesem Kranz¹⁾ einen geschätzten Wert ΔT_1 für die Unterkühlung an (zwischen 0 und 1°C , falls die Nebeltropfen fein sind, und grösser, wenn sie gross sind). In den Zahlentafeln wurden diese angenommenen Unterkühlungswerte durch Unterstreichen gekennzeichnet und sind in den Abbn. 4 bis 6 und 8 bis 10 als Anfangspunkte der ausgezogenen ΔT -Linie klar zu erkennen.

Wenn ΔT_1 somit festgesetzt ist, können die noch fehlenden Grössen am Kranzaustritt berechnet werden. Aus Gl. 2.3(19) wird der Feuchtefehlbetrag Δy_1 bestimmt, und damit folgt die gesamte ausgeschiedene spezifische Wassermenge y_1 aus

$$y_1 = y_{\infty 1} - \Delta y_1 \quad (3)$$

Da bisher noch - abgesehen von der Vorkondensation - keine grossen Tropfen erzeugt wurden, sind $y_{g1} = y_{gg1} = y_{h1} = 0$ und deshalb ist

$$y_{n1} = y_1 \quad (4)$$

1) Siehe Fussnote S. 155.

Die Nebeltropfenzahl hat im Kranz praktisch noch keine Verminderung erfahren, also ist $E_{n1} = 1$, und die Grösse der Nebeltropfen beim Austritt aus dem Kranz erhält man aus

$$\bar{r}_{n1} = \bar{r}_n^{**} \left(\frac{y_{n1}}{y_n^{**}} \right)^{1/3} \quad (5)$$

Berechnung einer beliebigen Nassdampfstufe

Aus der Berechnung des vorangehenden Kranzes seien y_{n0} , y_{gg0} , y_{h0} , E_{n0} , ΔT_0 und \bar{r}_{n0} schon bekannt (y_{g0} ist Null, weil ja der vorausgehende Kranz ein Laufkranz ist, wovon praktisch keine Tropfen abreißen), und für ϵ_{g-f} , ϵ_{gg-f} , ϵ_{g-gg} , ϵ_{gg-gg} seien schon irgend welche Annahmen getroffen. Man beginnt mit der Berechnung der Vorgänge im

Leitrad

und bestimmt als erstes die Nebeltropfenmenge, die sich an die Schaufeln absetzt. Laut Gl. 2.6(15) ist

$$G'_H = \frac{(9\mu_d/2\varphi_w)'}{1 + 2,53 Kn'} \cdot \frac{l'_{ax}}{c_{a0} \bar{r}_{n0}^2} \quad (6)$$

und, laut Gl. 2.6(3),

$$G'_N = \frac{(9\mu_d/2\varphi_w)'}{1 + 2,53 Kn'} \cdot \frac{R'_N}{c_0 \bar{r}_{n0}^2} \quad (7)$$

wo

$$Kn' = \frac{\bar{l}'}{2\bar{F}_{n0}} = \frac{(1,5\mu_d \sqrt{RT_d})'}{p' \cdot 2\bar{F}_{n0}} \quad (8)$$

Aus Abb. 2.6.2 folgen g'_H und g'_N und daraus der aufgefangene Nebeltropfenanteil

$$\epsilon_{n-f} = \frac{S'}{t'_{Schfl}} \cdot g'_H + \frac{2 R'_N}{t'_{Schfl}} \cdot g'_N \quad (9)$$

Nebst den Nebeltropfen kann auch ein Teil der aufprallenden grossen Tropfen an den Schaufeln haften bleiben, so dass sich der Wassergehalt y'_f , der durch die Wasserschichten an den Leitschaufeln dargestellt ist, aus der Formel

$$y'_f = \epsilon'_{n-f} y_{n0} + \epsilon'_{gg-f} \cdot y_{gg0} \quad (10)$$

bestimmen lässt.

Die Menge der abgerissenen Tropfen beim Verlassen des Leitrades, y_{g1} , setzen wir gleich y'_f vermehrt um den Betrag, um den die abgerissenen Tropfen durch Verschlucken von Nebeltropfen während ihrer Beschleunigungszeit noch wachsen. Das Verschlucken wird durch Gl. 2.6(20) beschrieben:

$$\varepsilon'_{n-g} = \frac{3}{4\varrho_w} \cdot \frac{0,25 \Delta t_{\text{brems},g}}{\bar{r}_g} \cdot \frac{c_1}{v_1} \cdot y'_f \approx \frac{0,25}{2} \left(\sqrt{\frac{\sigma}{\mu_d}} \right)_1 \frac{y'_f}{\sqrt{c_1}}, \quad (11)$$

wo Gl. 2.2(36) und für die Grösse der abgerissenen Tropfen Gl. 2.8(8), d. h.

$$\bar{r}_g = \frac{(9\sigma RT_d)_1}{p_1 c_1^2} \quad (12)$$

verwendet und $v_{d1} \approx v_1$ gesetzt wurde. (Für Niederdruckturbinen ergibt sich für Gl. (11) $\varepsilon'_{n-g} \approx 12,5 y'_f / \sqrt{c_1}$, wo c_1 in m/sec einzusetzen ist.) Sodann wird

$$y_{g1} = y'_f + \varepsilon'_{n-g} y_{n0} \quad (13)$$

Auf ganz analoge Weise wird auch die Masse des von den Leitschaufeln zurückprallenden Wassers, ($\varepsilon'_{gg-gg} \cdot y_{gg0}$), durch Verschlucken von Nebeltropfen vermehrt. Aus Gl. 2.6(21) ist

$$\varepsilon'_{n-gg} \approx \sqrt{2} \frac{3}{4\varrho_w} \frac{0,25 \Delta t_{\text{brems},gg}}{\bar{r}_{gg}} \cdot \frac{c_0}{v_0} (\varepsilon'_{gg-gg} \cdot y_{gg0})$$

oder, mit der für diese Zwecke hinreichend genauen Annahme $\bar{r}_{gg} \approx \bar{r}_g/2$ und ähnlich umformend wie bei Gl. (11):

$$\varepsilon'_{n-gg} \approx \frac{0,25}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{\frac{\sigma}{\mu_d}} \right)_1 \frac{\sqrt{c_0/c_1}}{\sqrt{c_1}} (\varepsilon'_{gg-gg} \cdot y_{gg0}) \approx \frac{12,5}{\sqrt{c_1}} \sqrt{c_0/c_1} (\varepsilon'_{gg-gg} \cdot y_{gg0}) \quad (14)$$

Für die Masse der vom Leitrad zurückgeprallten grossen Tropfen ergibt sich also am Leitradaustritt

$$y_{gg1} = \varepsilon'_{gg-gg} \cdot y_{gg0} + \varepsilon'_{n-gg} \cdot y_{n0} \quad (15)$$

Im Leitrad wird kein Wasser hinauszentrifugiert, also bleibt

$$y_{h1} = y_{h0} \quad (16)$$

Die Verminderung der Nebeltropfenzahl im Kilogramm Strömungsmedium wird gemäss der Gl. 2.6(24) - vgl. auch Gln. 2.6(22) und (23) - durch

$$E_{n1} = (1 - \varepsilon'_{n-f} - \varepsilon'_{n-g} - \varepsilon'_{n-gg} - \varepsilon'_{n-gg}) \cdot E_{n0} \quad (17)$$

beschrieben. Um die Gesamtmasse der Nebeltropfen zu ermitteln, müssen wir folgenden Weg einschlagen. Der Nebeltropfengehalt y_{n1} ist offenbar derjenige Teil des gesamten tatsächlich kondensierten Wassergehaltes y_1 , der nach Abzug von y_{g1} ,

y_{gg1} und y_{h1} übrigbleibt. Da y_1 um den Feuchtefehlbetrag Δy_1 kleiner ist als das von der Auslegung her bekannte $y_{\infty 1}$ und Δy_1 erst aus der Unterkühlung berechnet werden kann, muss vorerst der Unterkühlungsverlauf im Leitrad bestimmt werden. Dazu dient die in Abschn. 2.6b entwickelte graphische Methode, welche das Aufzeichnen der Funktion ΔT_h und ihre Verschiebung um den örtlichen Betrag b erfordert - vgl. Gl. 2.6(43) und (46). Dabei kann man sich die Vereinfachung erlauben, dass man in Gl. 2.6(43) bis auf \dot{P} alle Grössen konstant setzt (z. B. $x_{\infty} = 1 - y_{\infty 0}$, $\bar{I} = \bar{I}'$ etc.) und für \dot{P} eine cosinusförmige Näherung annimmt, wie es in Abb. 3 angedeutet wurde, sodass auch der ΔT_h -Verlauf cosinusförmig wird und (nach Bestimmung des Wertes $\Delta T_{h, \max}$ aus \dot{P}_{\max}) leicht aufgezeichnet werden kann. Auch in Gl. 2.6(46) genügt es, allein c_a als veränderlich anzusehen, wozu vgl. die Abbn. 2.1.7 und 8. Für die in diesen Gleichungen vorkommende Grösse $(y_n^{**} E_n / y_{\infty})$ soll man im Sinne der Gl. 2.6(49) die Abschätzung

$$\left(\frac{y_n^{**} E_n}{y_{\infty}} \right)' \approx \frac{y_n^{**} E_{n1}}{y_{\infty 0} - (v_{gg0} + y_{h0})} \quad (18)$$

treffen. Aus der ΔT_h -Kurve und aus ihrer um b verschobenen Schwesterkurve bestimmt man, aus ΔT_0 ausgehend, durch schrittweise Konstruktion (vgl. Abbn. 2.6.5 und 7) den Verlauf der Unterkühlung ΔT innerhalb des Kranzes. Für die Kontroll-

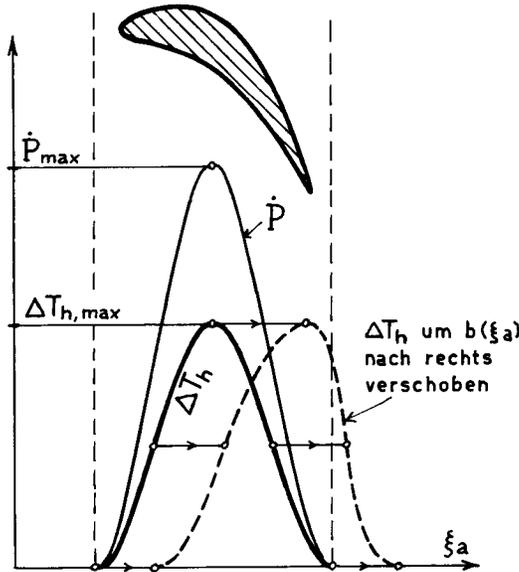


Abb. 2.9.3 Cosinusförmige Näherung für ΔT_h in einem Kranz

ebene nach dem Kranz erhält man schliesslich einen Wert ΔT_1 , aus welchem mit Gl. 2.3(19) der Feuchtefehlbetrag

$$\Delta y_1 = \frac{c_p}{L} (1 - y_{\infty 1}) \Delta T_1 \quad (19)$$

folgt und damit aus

$$y_1 = y_{\infty 1} - \Delta y_1 \quad (20)$$

die effektiv vorhandene Nässe bestimmt werden kann. Schliesslich lässt sich der Nebeltropfengehalt

$$y_{n1} = y_1 - (y_{g1} + y_{gg1} + y_{h1}) \quad (21)$$

berechnen und auch die mittlere Grösse der Nebeltropfen nach dem Leitrad:

$$\bar{r}_{n1} = \bar{r}_n^{**} \left(\frac{y_{n1}}{y_n^{**} E_{n1}} \right)^{1/3} \quad (22)$$

Somit haben wir den vollständigen Satz y_{n1} , y_{g1} , y_{gg1} , y_{h1} , E_{n1} , ΔT_1 und \bar{r}_{n1} erhalten und können das

Laufrad

an die Reihe nehmen. Die Vorgänge im Laufrad sind - abgesehen von der Zentrifugation - im Grunde genommen dieselben wie im Leitrad, also bleibt auch der Berechnungsgang identisch. Wir beschränken uns bloss auf eine Aufzählung der Formeln und fügen nur dort Erklärungen bei, wo ein grundsätzlicher Unterschied gegenüber dem Leitrad vorliegt.

Es wird

$$G_H'' = \frac{(9\mu_d/2 \rho_w)''}{1 + 2,53 Kn''} \cdot \frac{l_{ax}''}{c_{al} \bar{r}_{n1}^2} \quad (23)$$

$$G_N'' = \frac{(9\mu_d/2 \rho_w)''}{1 + 2,53 Kn''} \cdot \frac{R_N''}{w_1 \bar{r}_{n1}^2} \quad (24)$$

$$Kn'' = \frac{\bar{l}''}{2\bar{r}_{n1}} = \frac{(1,5 \mu_d \sqrt{RT_d})''}{p'' \cdot 2\bar{r}_{n1}} \quad (25)$$

$$\xi_{n-f}'' = \frac{S''}{t_{Schfl}''} \cdot g_H'' + \frac{2R_N''}{t_{Schfl}''} \cdot g_N'' \quad (26)$$

Da (im Gegensatz zu y_{g0}) y_{g1} nicht Null ist, wird

$$y_f'' = \epsilon_{n-f}'' y_{n1} + \epsilon_{g-f}'' \cdot y_{g1} + \epsilon_{gg-f}'' \cdot y_{gg1} , \quad (27)$$

und da wegen der Zentrifugierung von den Laufschaufelhinterkanten praktisch keine Tropfen abreißen, werden die Grössen ϵ_{n-g}'' und \bar{r}_{g2} sinnlos und es wird

$$y_{g2} = 0 . \quad (28)$$

Auf die Laufschaufeln schlagen sowohl frisch abgerissene wie auch schon hin- und hergeprallte grosse Tropfen auf, und von beiden prallt ein Teil wieder zurück, sodass

$$\epsilon_{n-gg}'' \approx \frac{0,25}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{\frac{\sigma}{\mu_d}} \right) \frac{\sqrt{w_1/c_1}}{\sqrt{c_1}} \cdot (\epsilon_{g-gg}'' y_{g1} + \epsilon_{gg-gg}'' y_{gg1}) \quad (29)$$

wird, wobei $(0,25/\sqrt{2}) \cdot \sqrt{\sigma/\mu_d} \approx 12,5 \text{ m/sec}^{\frac{1}{2}}$ beträgt für Niederdruckturbinen.

Somit ist nach dem Laufrad folgender Wassergehalt in wieder abgeprallten grossen Tropfen enthalten:

$$y_{gg2} = \epsilon_{g-gg}'' y_{g1} + \epsilon_{gg-gg}'' y_{gg1} + \epsilon_{n-gg}'' y_{n1} . \quad (30)$$

Alles Wasser, das an den Laufschaufeln haften geblieben ist, wird hinauszentrifugiert, sodass

$$y_{h2} = y_{h1} + y_f'' . \quad (31)$$

Ferner ist

$$E_{n2} = (1 - \epsilon_{n-f}'' - \epsilon_{n-gg}'') \cdot E_{n1} , \quad (32)$$

worauf die graphische Bestimmung von ΔT_2 folgt, u. a. mit der Setzung von

$$\left(\frac{y_n^{**} E_n}{y_{\omega}} \right)'' \approx \frac{y_n^{**} E_{n2}}{y_{\omega 1} - (y_{g1} + y_{gg1} + y_{h1})} . \quad (33)$$

Schliesslich berechnet man noch

$$\Delta y_2 = \frac{c}{L} (1 - y_{\omega 2}) \Delta T_2 , \quad (34)$$

$$y_2 = y_{\omega 2} - \Delta y_2 , \quad (35)$$

$$y_{n2} = y_2 - (y_{gg2} + y_{h2}) \quad (36)$$

und

$$\bar{r}_{n2} = \bar{r}_n^{**} \left(\frac{y_{n2}}{y_n^{**} E_{n2}} \right)^{1/3} . \quad (37)$$

Damit hat man die Grössen y_{n2} , y_{gg2} , y_{h2} , E_{n2} , ΔT_2 , \bar{r}_{n2} erhalten, die den Ausgangspunkt für die Berechnung der nächsten Stufe bilden.

Bemerkungen

Die Gln. (14) und (29) beruhen auf einer groben Annahme für die Grösse der zurückgeprallten grossen Tropfen (nämlich auf $\bar{r}_{gg1} = \bar{r}_{gg2} = \bar{r}_{g1}/2$), die die Berechnung erheblich vereinfacht und eine für diese Zwecke hinreichend gute Näherung gibt, weil ja die durch ξ'_{n-g} und ξ''_{n-g} dargestellten Vorgänge (das Verschlucken von Nebeltropfen) neben den anderen Massenübergängen nur eine untergeordnete Rolle spielen. Doch kann - nämlich für die Berechnung der Nässeverluste - eine genauere Kenntnis von \bar{r}_{gg} erforderlich sein, weshalb man auch $r_{B, max}$, die der Tropfengrösse infolge Bersten gesetzte obere Grenze, bestimmen muss. Für ein Leitrad ergibt sich aus Gl. 2.8(26), mit $c_{r, a} \approx 0,4 c_{a1}$,

$$r'_{B, max} \approx \sqrt{\left(\frac{\lambda_w}{\rho_w c_w}\right)' \frac{\Delta \xi'_a}{2 \cdot 0,4 c_{a1}} \frac{1}{G'_B}}, \tag{38}$$

wo G'_B mit Hilfe der Abb. 2.8.5 aus

$$g'_B = \frac{0,25}{\bar{P}'_a \Delta \xi'_a} \tag{39}$$

ermittelt wird. (Bei Laufrädern geht alles gleich, nur kann bei kleinen Reaktionsgraden $g''_B > 1$ vorkommen, was zeigt, dass im Laufrad überhaupt kein Bersten auftritt.)

Nun werden aus einem Leitrad nur diejenigen zurückgeprallten Tropfen unverseht heraustreten, die kleiner sind als $r'_{B, max}$; die grösseren bersten, d. h. zerfallen in kleinere Stücke. Für die resultierende durchschnittliche Grösse der zurückgeprallten Tropfen beim Austritt aus dem Leitrad kann daher als grobe Abschätzung

$$\bar{r}_{gg1} \approx \frac{r'_{B, max}}{2} \text{ aber auf alle Fälle } \leq \bar{r}_{gg0} \tag{40}$$

genommen werden. Hinter dem Laufrad setzt sich "gg" z. T. aus Tropfen zusammen, die vor dem Laufrad zu y_{g1} , z. T. aus solchen, die zu y_{gg1} gehörten (aber der erste Anteil wird meistens stark überwiegen). Nebenbei ist es gar nicht sicher, dass $r''_{B, max}$ überhaupt existiert und hinreichend klein ist. Wir setzen, ebenfalls als grobe Abschätzung,

$$\bar{r}_{gg2} \approx \frac{r''_{b, max}}{2} \text{ aber auf alle Fälle } \leq \frac{\bar{r}_{g1}}{2}. \tag{41}$$

Die Unsicherheit der aus Gl. (40) und (41) berechneten \bar{r}_{gg} -Werte ist an sich sehr gross - vielleicht ein Faktor 2 oder 3 -, kann aber ruhig geduldet werden, weil sie nur zum Abschätzen einiger unwichtigen Verluste dienen.

Eine zweite Bemerkung gilt dem Fall, wenn eine abermalige Nebelbildung auftritt ("nn"). Das kann vor allem in Gleichdruckturbinen vorkommen, aber nur dann, wenn beim ersten Mal ein grobröpfiger Nebel entstanden ist. In diesem Fall kann nämlich die Unterkühlung trotz Anwesenheit der Nebeltropfen nochmals so stark anwachsen (meistens im ersten Leitrad, das nach der Nebelbildung folgt), dass wieder eine heftige Keimbildung ausgelöst wird. Die Stelle, wo dieser zweite Wilson-Punkt liegt, kann ebenfalls aus dem - graphisch ermittelten - Unterkühlungsverlauf bestimmt werden, mit der gleichen Methode wie der erste Wilson-Punkt (s. Abb. 2.5.16). Meistens liegt er innerhalb des Leitrades, also ist \dot{P}^* gross, sodass die zweite Nebeltropfenschar aus feinen Tropfen besteht. Der Fall, dass wieder grobe Nebeltropfen entstehen und dann u. U. auch noch eine dritte Nebelbildung eintritt, ist nicht ausgeschlossen, hat aber eine sehr geringe Wahrscheinlichkeit. Auf diesen Fall wollen wir nicht eingehen.

Nachdem diese winzigen Nebeltropfen der zweiten Auflage erschienen sind, reissen sie den Löwenanteil der Kondensation an sich, weil sie gesamthaft eine viel grössere Oberfläche und auch höhere Wärmeübergangszahlen besitzen, als die vielleicht zehn- oder zwanzigmal so grossen "erstgeborenen" Tropfen. Man kann daher den weiteren Verlauf der Unterkühlung einzig mit Berücksichtigung der Nebeltropfen "nn" bestimmen und annehmen, dass die Nebeltropfen "n" überhaupt nicht mehr wachsen. Im übrigen stimmt das Verhalten der Nebeltropfen "nn" im Prinzip mit demjenigen von "n" überein, sodass für die diesbezüglichen Massenaustauschkoeffizienten - mutatis mutandis - die gleichen Formeln gelten.

b) Beispiele

Wir wollen nun die Resultate diskutieren, die sich aus der Anwendung des dargelegten Berechnungsverfahrens auf die beiden im Abschn. 2.1 ausgelegten Turbinen ergeben. Für beide Turbinen wurden mehrere Varianten durchgerechnet, aus Gründen, die nachstehend erörtert werden.

Aus Abschn. 2.5 wurde die wichtige Schlussfolgerung gezogen, dass die Grösse der Nebeltropfen, die bei der spontanen Kondensation in einer Turbine erzeugt werden, weitgehend durch einen Zufall bestimmt wird: nämlich dadurch, ob sich die Keimbildung in einem Bereich rapider Drucksenkung abspielt oder ob im Raum zwischen zwei Schaufelkränzen, wo der Druck für eine Weile nahezu konstant bleibt.

Es wurde auch darauf hingewiesen, dass es durch eine Aenderung des Druckverlaufes im allgemeinen möglich ist, in ein und derselben Turbine beide Fälle zu verwirklichen: Daher wurden für beide Turbinenbauarten zwei Varianten untersucht, die eine mit den feinstmöglichen, die andere mit den gröbstmöglichen Nebeltropfen¹⁾.

Falls grobe Nebeltropfen entstehen, werden verhältnismässig viele davon durch die Schaufeln aufgefangen. Auf die Verluste dürfte es einen wesentlichen Einfluss haben, ob das aufgefangene Wasser zentrifugiert und abgeschieden wird oder ob es in Form von grossen Tropfen in der Strömung bleibt und zwischen den Schaufeln hin- und herprallt. Deshalb wurden bei den Varianten mit grobem Nebel zwei Extremfälle untersucht: der eine ohne Entwässerung, wo auch "h" im Strömungskanal bleibt, der andere mit den denkbar besten Entwässerungseinrichtungen, die auf eine möglichst grosse "h"-Menge führen und diese aus der Strömung entfernen.

Wenn der Nebel feintröpfig ist, ist die durch die Schaufeln aufgefangene Wassermenge so klein, dass der Unterschied zwischen gar keiner Entwässerung und wirksamer Entwässerung kaum bemerkbar ist. Deshalb wurde auf die Durchrechnung des letzteren Falles verzichtet.

Die drei durchgerechneten Fälle tragen folgende Bezeichnungen (Üb = Ueberdruckturbine, Gl = Gleichdruckturbine):

- "Üb 1", "Gl 1" : mit Keimbildung inmitten eines Kranzes (also mit feintröpfigem Nebel);
- "Üb 2", "Gl 2" : mit Keimbildung in einem axialen Zwischenraum (= grobtröpfiger Nebel), ohne Entwässerungen;
- "Üb 3", "Gl 3" : dasselbe, mit denkbar besten Entwässerungen.

Wenn der Zustandsverlauf in einer Turbine festliegt - und durch die Auslegung in Abschn. 2. 1 ist ja diese Festlegung für unsere beiden Turbinenbeispiele erfolgt -, dann ergeben sich daraus Wilson-Punkt, Nebeltropfengrösse etc. in zwingender Weise. Um die Extremfälle mit feintröpfigem und mit grobtröpfigem Nebel trotzdem erzeugen zu können, haben wir den Druckverlauf in unseren Beispielen jeweils so abgeändert, dass der Wilson-Punkt an der gewünschten Stelle erreicht werde. Diese an sich willkürlichen Abänderungen beschränken sich einfachheitshalber auf die Schaufelkränze bis und mit dem Wilson-Punkt, und die Grössen, die auf diesem abgeänderten Zustandsverlauf beruhen, wurden in den Zahlentafeln in Klammern gefasst. Einzig im Fall "Gl 1" konnte die ursprüngliche Auslegung beibehalten werden.

1) In ausgeführten Turbinen spielt sich die Nebelbildung nicht an allen Radien unter den selben Umständen ab, weil der Zustandsverlauf nicht überall der Gleiche ist (Variation des Reaktionsgrades längs den Schaufeln). Deshalb werden diese Extremfälle in der Praxis nie in voller Reinheit auftreten.

Die feintröpfigen Varianten stellen nahezu absolute Extremfälle dar, weil grössere Expansionsschnelligkeiten, als bei welcher die Nebelbildung bei ihnen vor sich geht, in Turbinen kaum zu erwarten sind. Was hingegen die grobtröpfigen Varianten anbetrifft, ist es denkbar, dass bei gewissen Turbinenausführungen (breite axiale Zwischenräume etc.) u. U. ein noch grobtröpfigerer Nebel entstehen kann, weil die für die Keimbildung massgebende Expansionsschnelligkeit erheblich unter dem hier angenommenen Wert, $\dot{P}^* = 150 \text{ sec}^{-1}$, herabsinken kann.

In Abschn. a wurde gesagt, dass man die Vorkondensation vernachlässigen darf, ohne damit einen merklichen Fehler zu begehen. Bei den vorliegenden Berechnungen wurde sie jedoch überall dort berücksichtigt, wo sie laut Abschn. 2.4 auftritt (Kränze 2' und 2'' der Ueberdruckturbine), um die Richtigkeit dieser Behauptung aufzuzeigen.

Die Resultate der Berechnungen sind in den Zahlentafeln 1 bis 6 (siehe S. 174 ff) und in den Abbildungen 4 bis 11 wiedergegeben. Vorgegebene Grössen waren y_{∞} und die übrigen, in Zahlentafel 2.1.1 bzw. 2.1.2 zusammengestellten Daten.

Der Unterkühlungsverlauf - oberer Teil der Abbn. 4, 5, 6 und 8, 9, 10 - wurde hinter dem Wilson-Punkt graphisch bestimmt; die in die Tabellen aufgenommenen Kontrollebenenwerte (ΔT) und Höchstwerte in den Kränzen (ΔT_{max}) wurden von den Kurven abgelesen. Die Wasserverteilung - unterer Teil derselben Abbildungen - ergibt sich aus den berechneten Kontrollebenenwerten (Δy bis y_h).

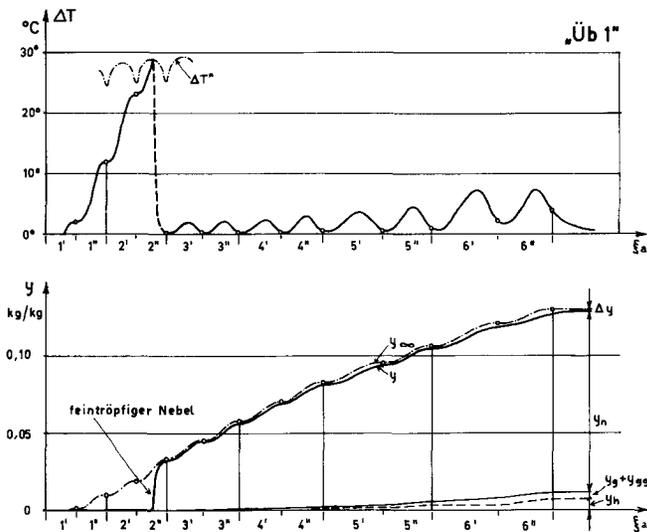


Abb. 2.9.4 Unterkühlungsverlauf und Verteilung des Wassers in der Ueberdruckturbine (Variante 1)

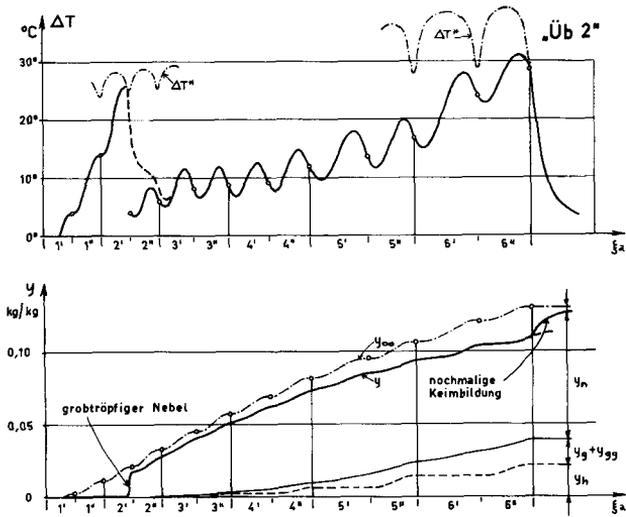


Abb. 2.9.5 Unterkühlungsverlauf und Verteilung des Wassers in der Ueberdruckturbine (Variante 2)

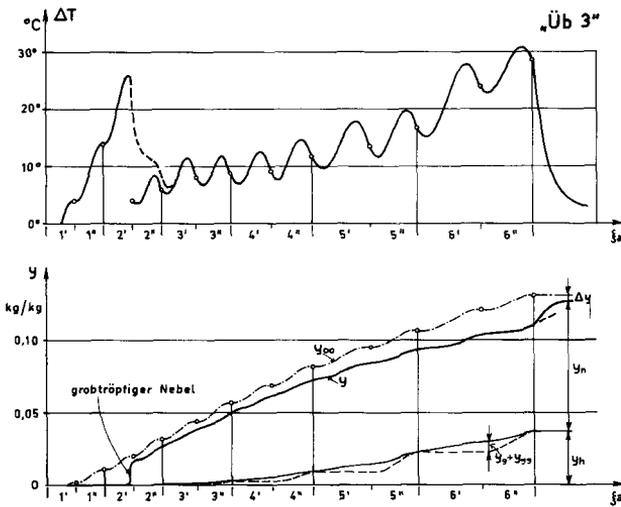


Abb. 2.9.6 Unterkühlungsverlauf und Verteilung des Wassers in der Ueberdruckturbine (Variante 3)

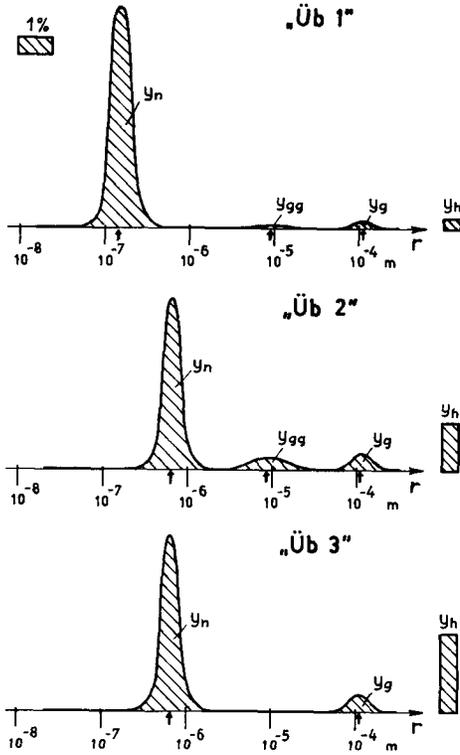


Abb. 2.9.7 Massenverteilung des Wassers über den Tropfenradius vor dem letzten Laufrad der Ueberdruckturbine (Flächeninhalt ist proportional zum Massengehalt; die Pfeile deuten die berechneten mittleren Radien an)

Ferner ist E_n der zahlenmässige Anteil der Nebeltropfen, der im strömenden Dampf geblieben ist, also den Schaufeln immer auszuweichen vermochte; E_{nn} ist dasselbe für die zweitgebildeten Nebeltropfen, falls es zur Bildung solcher kommt. Durch die auffangende Wirkung der Schaufeln geht immer mehr und mehr Wasser in die grössten Formen über; ihre Gesamtmenge in den Zwischenräumen, bezogen auf die theoretische Wassermenge, ist durch die Grösse $(y_g + y_{gg} + y_n)/y_{\infty}$ gegeben; in der darunterliegenden Zeile ist, ebenfalls prozentual ausgedrückt, die Menge des hinauszentrifugierten Wassers angegeben, die zugleich die oberste Grenze der durch Entwässerungseinrichtungen abschiedbaren Wassermenge bedeutet.

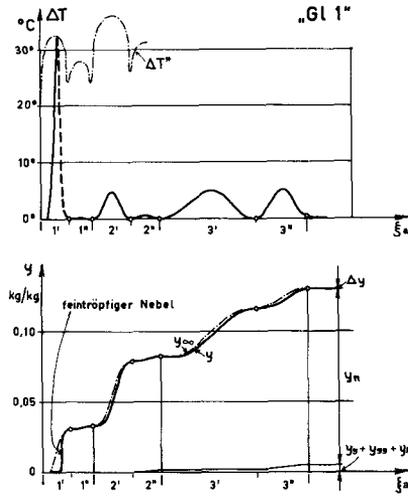


Abb. 2.9.8 Unterkühlungsverlauf und Verteilung des Wassers in der Gleichdruckturbine (Variante 1)

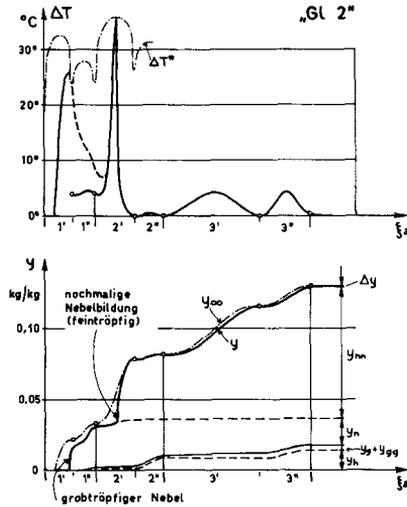


Abb. 2.9.9 Unterkühlungsverlauf und Verteilung des Wassers in der Gleichdruckturbine (Variante 2)

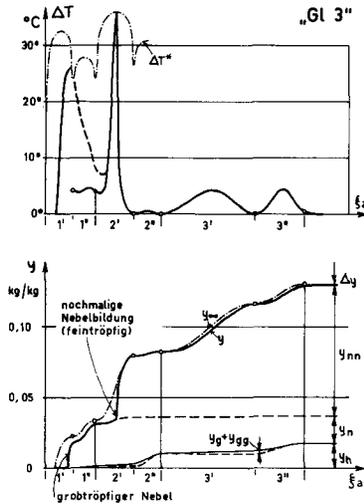


Abb. 2.9.10 Unterkühlungsverlauf und Verteilung des Wassers in der Gleichdruckturbine (Variante 3)

Zuunterst in den Tabellen sind die durchschnittlichen Grössen (Radien) der verschiedenen Tropfensorten aufgeführt; in der darüberliegenden Zeile ist für jeden Kranz $r_{B, \max}$ der Radius der grössten noch nicht berstenden Tropfen, angegeben. Man sieht, dass das Bersten nur bei niederen Drücken eine Bedeutung gewinnt, weil bei grösseren Dampfdichten die mechanische Zerkleinerung von vornherein auf genügend kleine Tropfen führt. Die Verteilung der Masse auf die Tropfen verschiedener Grösse vor dem letzten Laufrad wurde in den Abb. 7 bzw. 11 dargestellt.

Nach diesen allgemeinen Bemerkungen soll nun die Diskussion der Resultate folgen.

In allen Fällen sticht ins Auge, dass auf die groben Formen des Wassers (schädliche Tropfen, herauszentrifugiertes Wasser) ziemlich wenig Masse entfällt. Wenn die Nebelbildung feine Tropfen produziert ("Üb 1", "Gl 1"), dann macht das grobförmige Wasser selbst am Ende der Turbine nur 8,6 % bzw. 3,8 % des theoretisch vorhandenen Wassers aus; wenn ein großtröpfiger Nebel entsteht, dann steigt es auf etwa 29 % bzw. 13 % an. Dass in der Ueberdruckturbine etwa doppelt so viel grobförmiges Wasser produziert wird, wie im entsprechenden Fall in der Gleichdruckturbine, ist vor allem darauf zurückzuführen, dass hier der

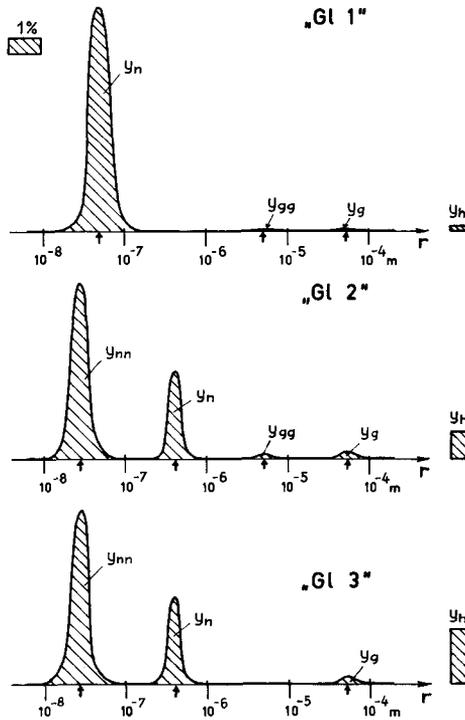


Abb. 2.9.11 Massenverteilung des Wassers über den Tropfenradius vor dem letzten Laufrad der Gleichdruckturbine (Flächeninhalt ist proportional zum Massegehalt; die Pfeile deuten die berechneten mittleren Radien an)

Nebel durch doppelt so viele Schaufelkränze strömen muss (Ablagerung!) und nicht etwa darauf, dass die Reaktionsgrade verschieden sind.

Die Nebeltropfenzahl im Dampf nimmt nur schwach ab; selbst im schlimmsten Fall bleiben am Ende der Turbine immer noch mehr als 50 % der Nebeltropfen im Dampfe, wie durch die E_n -Werte gezeigt wird. Bei feinem Nebel nimmt E_n selbstverständlich viel langsamer ab; im Fall "Gl 1" sinkt es von Eins bloss auf 0,9469 herunter.

Für die entwässerte Menge bedeutet dies, dass selbst mit Turbinenkonstruktionen, die alles grobförmige Wasser herauszentrifugieren und abführen können,

nur ein kleiner Teil des gesamten theoretischen Wassers abgeschieden werden kann ("Üb 3": 28,6 %, "Gl 3": 13,1 %). Wenn man bei Messungen an Turbinen eine grössere Wasserabscheidung feststellt, so muss dem entweder ein Messfehler oder eine katastrophal ungünstige Nebelbildung zugrundeliegen.

Die Unterkühlung ΔT ist laut den Abbildungen - vor allem in den letzten Kränzen (grosse Vacua, schlechter Wärmeübergang zwischen Nebeltropfen und Dampf!) - beträchtlich gross. Für den Unterkühlungsverlauf ist die Grösse der gebildeten Nebeltropfen von erstrangiger Bedeutung.

Was die Ueberdruckturbine angeht, findet man für "Üb 1" einen ähnlichen Unterkühlungsverlauf, wie in Abschn. 2.5c für das vereinfachte Turbinenmodell gefunden wurde (vgl. Abb. 2.5.2): die Unterkühlung bricht nach dem Wilson-Punkt plötzlich zusammen und bleibt hinterher ganz gering, nur gegen Ende der Turbine erklimmt sie Höhen von 6 bis 7°C. Entsteht hingegen ein grobtröpfiger Nebel ("Üb 2", "Üb 3"), so verschwindet ΔT nach dem Wilson-Punkt nicht völlig, sondern schwankt in der Höhe von 10°C herum und erreicht in den letzten Kränzen Spitzenwerte von sogar über 25°C. So grosse bleibende Unterkühlung verursacht einerseits einen beträchtlichen thermodynamischen Verlust (siehe Abschn. 3.4), andererseits einen bedeutenden Feuchtefehlbetrag Δy , der in den Beispielen mitunter über 10 % der theoretischen Nässe ausmacht. Für die letzten Kränze, wo die Unterkühlung beträchtlich wird, wurde der Verlauf der Wilson-Unterkühlung ΔT^* aufgetragen (s. Abb. 5), damit man feststellen kann, ob hier eine nochmalige heftige Nebelbildung ausgelöst wird. Wie man sieht, fehlt im Beispiel "Üb 2" (und ebenso auch in "Üb 3") nur sehr wenig dazu. Nebenbei sei bemerkt, dass nach der letzten Stufe die Keimbildung doch noch merklich werden kann, weil hier nicht mehr weiter expandiert wird ($\dot{P} \approx 0$), sodass die dazu erforderliche Unterkühlung ΔT^* stark absinkt. Diese Keimbildung spielt aber für die Vorgänge in der Turbine keine Rolle mehr.

In der Gleichdruckturbine kommen noch grössere Expansionsschnelligkeiten vor, und deshalb treten die durch die Nebeltropfengrösse verursachten Unterschiede noch krasser zum Vorschein. Falls ganz feine Nebeltropfen entstehen ("Gl 1", Abb. 8), so bleibt die Unterkühlung vom Wilson-Punkt an niedrig; in den Laufrädern, wo der Druck auf einem praktisch konstanten Wert verharret, verschwindet sie fast vollständig, in den Leiträdern wächst sie aber vorübergehend immer wieder an, weil ja hier starke Expansionen stattfinden. - Wenn die Nebelbildung in einem Zwischenraum erfolgt ("Gl 2", "Gl 3") und grobe Nebeltropfen produziert, die nur eine verhältnismässig begrenzte Oberfläche für die Kondensation zur Verfügung stellen, so tritt ein ganz anderes Bild auf: im Laufrad nach dem Wilson-Punkt (1") fällt die Unterkühlung nur bis auf etwa 5 bis 7°C herunter und schießt im darauffolgenden Leitrad, sobald dort

die starke Expansion eintritt, wieder in die Höhe. Dabei wird die anhand von Abb. 2.5.16 erläuterte Kurve der Wilson-Unterkühlung ΔT^* bald wieder erreicht, es tritt wieder heftige Keimbildung im Dampfraum ein, und die neugeborenen Nebeltropfen bewirken einen nochmaligen Zusammenbruch der Unterkühlung. Diese zweitgebildeten Nebeltropfen sind viel feiner als die ersteren (weil bei grossem \dot{P} entstanden), sodass sich von hier an bezüglich der Unterkühlung im wesentlichen dasselbe Bild bietet, wie bei der Variante "Gl 1". Die zweite Nebeltropfenschar besitzt eine viel grössere Oberfläche und viel bessere Wärmeübergangszahlen, als die mit ihr vermengte erste, sodass sie praktisch die ganze Kondensation an sich reisst: die in ihr enthaltene Wassermenge (y_{nn}) wächst ständig weiter, hingegen nimmt die Masse der ersten Nebeltropfenschar (y_n) beträchtlich ab, weil ihre Tropfen praktisch nicht wachsen, dafür aber wegen ihrer verhältnismässig grossen Trägheit durch die Schaufeln mit Vorliebe aufgefangen werden.

Aus den Abbn. 7 und 11, wo die "Tropfenspektren" im Zwischenraum hinter dem letzten Leitrad der beiden Turbinen aufgezeichnet wurden, sieht man, dass in der Turbine Wassertropfen sehr verschiedener Grössen vorkommen, aber auch, dass sich die Tropfensorten verschiedener Herkunft in ihrer Grösse deutlich voneinander unterscheiden. (Die Breite der Häufigkeitskurven für y_n und y_{nn} beruht auf Abschn. 2.5c, für y_g auf Abschn. 2.8a. Für y_{gg} ist sie unverbindlich angenommen worden.)

Ferner sieht man aus Abb. 7, wenn man z. B. die Tropfenspektren von "Üb 1" und "Üb 2" vergleicht, dass der Unterschied zwischen "feinen" und "groben" Nebeltropfen nicht einmal so gross ist (um Grössenordnungen geringer als der Unterschied zwischen Nebeltropfen und abgerissenen Tropfen!), aber dass diese leichte Verschiebung der Nebeltropfengrösse ein starkes Anwachsen der auf "g", "gg" und "h" entfallenden Masse herbeiführt. Bei absolut nicht reflektierenden Schaufeln ("Üb 3") nimmt namentlich die herauszentrifugierte Menge y_n zu und zwar auf Kosten der hin- und herprallenden grossen Tropfen ("gg"), die in einer solchen Turbine gar nicht vorkommen.

Die im Falle "Gl 1" entstehenden Nebeltropfen (siehe Abb. 11) sind etwa dreimal kleiner, als die in "Üb 1". Einerseits dies, andererseits die geringere Stufenzahl der Gleichdruckturbine ist der Grund dafür, dass hier so verschwindend wenig Wasser in die groben Formen übergeht. – In den Fällen "Gl 2" und "Gl 3" ist der Löwenanteil der Wassermenge zwischen den zwei Nebeltropfensorten aufgeteilt, deren mittlere Grösse um mehr als einen Faktor 10 verschieden ist.

Zusammenfassend kann man sagen, dass in Fällen mit günstiger Nebelbildung ("Üb 1", "Gl 1") beide Turbinenbauarten zu sehr wenig grobförmigem Wasser führen. Falls hingegen der gebildete Nebel grobröpfig ist, verhält sich die Gleichdrucktur-

bine, zumindest was die Wasserverteilung anbetrifft, deutlich günstiger als die Ueberdruckturbine; vor allem deshalb, weil neben den groben nachträglich auch noch feine Nebeltropfen erzeugt werden. Dadurch wird sowohl die Unterkühlung niedrig gehalten, wie auch der Uebergang zuviel Wassers in die grössten Formen verhütet. Ferner ist aus Abbn. 7 und 11 zu erkennen, dass in der Gleichdruckturbine auch noch eine günstigere Verteilung des in den grössten Formen befindlichen Wassers zustandegebracht wird, indem das meiste davon herauszentrifugiert werden kann. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Nebeltropfen mehrheitlich von Laufschaufeln aufgefangen werden (vgl. die y_f -Werte in den Zahlentafeln).

Dabei muss aber gesagt werden, dass die Beispiele "Gl 2" und "Gl 3" den ungünstigsten Fall, der in Gleichdruckturbinen überhaupt auftreten kann, bei weitem nicht so gut wiedergeben, wie "Üb 2" und "Üb 3" dies für die Ueberdruckturbine tun. In einer Gleichdruckturbine ist nämlich - infolge des geringen Druckabfalls in den Laufkränzen - viel eher möglich, dass noch erheblich gröbere Nebeltropfen entstehen, als hier angenommen wurde. Auch sind ungünstige Zwischenfälle denkbar, z. B. dass die erstmals gebildeten Nebeltropfen gerade nur so grob sind, dass die Unterkühlung zwar gross wird, aber nicht dazu ausreicht, dass nochmals eine heftige Keimbildung einsetzt; oder kann - in äusserst seltenen Fällen - auch die zweitgeborene Nebeltropfenschar aus groben Tropfen bestehen und dann noch eine dritte Nebeltropfenbildung auftreten.

Eine weitere Gegenüberstellung dieser Beispiele wird erst anhand der Nässeverluste in Abschn. 3.7 möglich sein.

Leer - Vide - Empty

Zahlentafel 2.9.1

Beispiel "Üb 1": Ueberdruckturbine, falls Nebel feintröpfig und Entwässerungsvorrichtungen schlecht.

Stufe:	1		2		3		4		5		6		
Schaufelkranz:	1'	1''	2'	2''	3'	3''	4'	4''	5'	5''	6'	6''	
y_{∞} kg/kg	-	(0,00160)	(0,00960)	(0,01850)	0,03300	0,04500	0,05700	0,06900	0,08200	0,09500	0,10600	0,12100	0,13000
Δy kg/kg	-	(0,00160)	(0,00960)	(0,01843)	0,00016	0,00024	0,00024	0,00024	0,00040	0,00032	0,00080	0,00176	0,00312
y kg/kg	-	0	0	0,00007	0,03284	0,04476	0,05676	0,06876	0,08160	0,09468	0,10520	0,11924	0,12688
y_n kg/kg	-	-	-	-	0,03252	0,04432	0,05608	0,06765	0,07972	0,09290	0,09990	0,11165	0,11574
y_f kg/kg	-	-	-	$0,7 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$4,1 \cdot 10^{-4}$	$7,5 \cdot 10^{-4}$	$11,1 \cdot 10^{-4}$	$21,5 \cdot 10^{-4}$	$20,8 \cdot 10^{-4}$	$33,1 \cdot 10^{-4}$	-
y_g kg/kg	-	-	-	$0,7 \cdot 10^{-4}$	-	$1,2 \cdot 10^{-4}$	-	$4,3 \cdot 10^{-4}$	-	$11,6 \cdot 10^{-4}$	-	$22,1 \cdot 10^{-4}$	-
y_{gg} kg/kg	-	-	-	-	$0,7 \cdot 10^{-4}$	$0,7 \cdot 10^{-4}$	$2,0 \cdot 10^{-4}$	$2,0 \cdot 10^{-4}$	$6,5 \cdot 10^{-4}$	$6,7 \cdot 10^{-4}$	$19,2 \cdot 10^{-4}$	$20,1 \cdot 10^{-4}$	$44,5 \cdot 10^{-4}$
y_h kg/kg	-	-	-	-	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$4,8 \cdot 10^{-4}$	$4,8 \cdot 10^{-4}$	$12,3 \cdot 10^{-4}$	$12,3 \cdot 10^{-4}$	$33,8 \cdot 10^{-4}$	$33,8 \cdot 10^{-4}$	$66,9 \cdot 10^{-4}$
E_n	-	-	-	-	1	0,9963	0,9909	0,9831	0,9720	0,9575	0,9245	0,9030	0,8744
$(y_g + y_{gg} + y_h)/y_{\infty}$	-	-	-	0,4%	1,0%	1,0%	1,2%	1,6%	2,3%	3,2%	5,0%	6,3%	8,6%
y_h/y_{∞}	-	-	-	-	0,8%	0,6%	0,8%	0,7%	1,5%	1,3%	3,2%	2,8%	5,1%
Bemerkung:	Der Dampf ist noch überhitzt	Sättigungslinie wird überschritten			Spontane Kond. im Kranz bei $\dot{p}^* \approx 1100 \text{ sec}^{-1}$								
ΔT_{\max} °C	-	-	-	-	$\Delta T^* \approx 29^{\circ}$	$2,0^{\circ}$	$2,1^{\circ}$	$2,4^{\circ}$	$3,1^{\circ}$	$3,7^{\circ}$	$4,6^{\circ}$	$7,2^{\circ}$	$7,3^{\circ}$
ΔT °C	-	ca. 2°	ca. 12°	ca. 23°	$0,2^{\circ}$	$0,3^{\circ}$	$0,3^{\circ}$	$0,3^{\circ}$	$0,5^{\circ}$	$0,4^{\circ}$	$1,0^{\circ}$	$2,2^{\circ}$	$3,9^{\circ}$
$r_{B, \max}$ m	-	-	-	$4,0 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	
\bar{r}_n m	-	-	-	-	$0,9 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$
\bar{r}_g m	-	-	-	$1,4 \cdot 10^{-5}$	-	$2,1 \cdot 10^{-5}$	-	$3,5 \cdot 10^{-5}$	-	$6,0 \cdot 10^{-5}$	-	$11,5 \cdot 10^{-5}$	-
\bar{r}_{gg} m	-	-	-	-	$0,7 \cdot 10^{-5}$	$0,7 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$0,9 \cdot 10^{-5}$	$0,9 \cdot 10^{-5}$

Leer - Vide - Empty

Zahlentafel 2.9.2

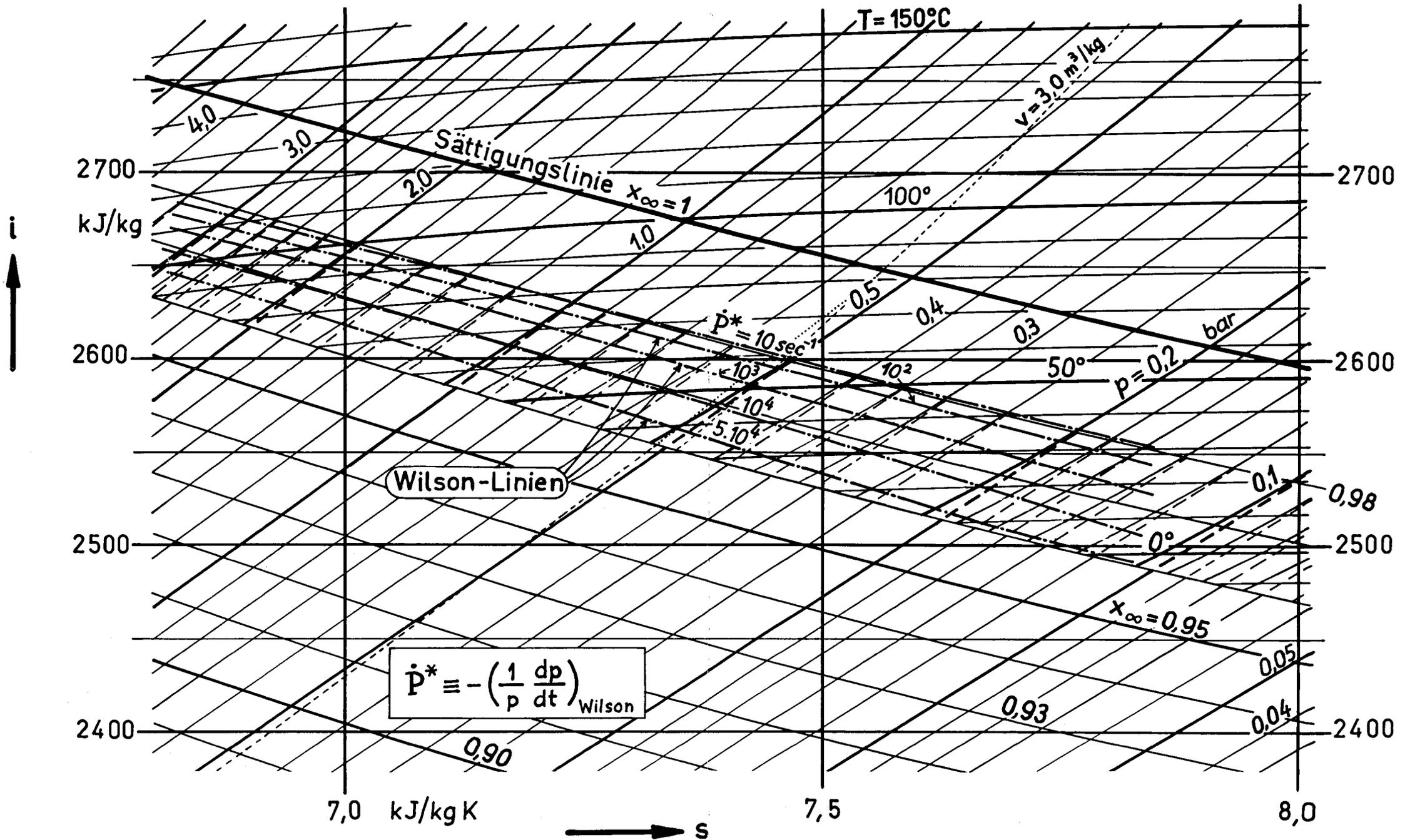
Beispiel "Üb 2": Ueberdruckturbine, falls Nebel grobtröpfig und Entwässerungsvorrichtungen schlecht.

Stufe:	1		2		3		4		5		6		
Schaufelkranz:	1'	1''	2'	2''	3'	3''	4'	4''	5'	5''	6'	6''	
y_{∞} kg/kg	-	(0,003 20)	(0,011 20)	(0,020 80)	0,033 00	0,045 00	0,057 00	0,069 00	0,082 00	0,095 00	0,106 00	0,121 00	0,130 00
Δy kg/kg	-	(0,003 20)	(0,011 20)	0,003 20	0,004 80	0,006 50	0,006 80	0,006 90	0,008 70	0,009 80	0,012 00	0,017 00	0,020 00
y kg/kg	-	0	0	(0,017 60)	0,028 20	0,038 50	0,050 20	0,062 10	0,073 30	0,085 20	0,094 00	0,104 00	0,110 00
y_n kg/kg	-	-	-	(0,017 53)	0,027 69	0,037 16	0,047 37	0,056 83	0,063 83	0,070 28	0,070 67	0,073 48	0,071 57
y_f kg/kg	-	-	-	$0,7 \cdot 10^{-4}$	$4,4 \cdot 10^{-4}$	$8,1 \cdot 10^{-4}$	$14,8 \cdot 10^{-4}$	$25,0 \cdot 10^{-4}$	$39,4 \cdot 10^{-4}$	$51,2 \cdot 10^{-4}$	$81,0 \cdot 10^{-4}$	$65,9 \cdot 10^{-4}$	$73,0 \cdot 10^{-4}$
y_g kg/kg	-	-	-	$0,7 \cdot 10^{-4}$	-	$8,3 \cdot 10^{-4}$	-	$25,8 \cdot 10^{-4}$	-	$53,4 \cdot 10^{-4}$	-	$68,8 \cdot 10^{-4}$	-
y_{gg} kg/kg	-	-	-	-	$0,7 \cdot 10^{-4}$	$0,7 \cdot 10^{-4}$	$9,1 \cdot 10^{-4}$	$9,3 \cdot 10^{-4}$	$36,1 \cdot 10^{-4}$	$37,2 \cdot 10^{-4}$	$93,7 \cdot 10^{-4}$	$96,8 \cdot 10^{-4}$	$171,7 \cdot 10^{-4}$
y_h kg/kg	-	-	-	-	$4,4 \cdot 10^{-4}$	$4,4 \cdot 10^{-4}$	$19,2 \cdot 10^{-4}$	$19,2 \cdot 10^{-4}$	$58,6 \cdot 10^{-4}$	$58,6 \cdot 10^{-4}$	$139,6 \cdot 10^{-4}$	$139,6 \cdot 10^{-4}$	$212,6 \cdot 10^{-4}$
E_n	-	-	-	1	0,9748	0,9457	0,9087	0,8587	0,7975	0,7295	0,6421	0,5767	0,5145
$(y_g + y_{gg} + y_h)/y_{\infty}$	-	-	-	0,4%	1,5%	3,0%	5,0%	7,9%	11,6%	15,7%	22,0%	25,2%	29,6%
y_h/y_{∞}	-	-	-	-	1,3%	1,0%	3,4%	2,8%	7,1%	6,2%	13,2%	11,5%	16,4%
Bemerkung:	Der Dampf ist noch überhitzt	Sättigungs- linie wird überschritten		Spont. Kond. im Zw.-raum bei $\dot{p}^* \approx 150 \text{ sec}^{-1}$									
ΔT_{max} °C	-	-	-	$\Delta T^* \approx 26^\circ$	$8,5^\circ$	$11,6^\circ$	$11,9^\circ$	$12,7^\circ$	$14,6^\circ$	$17,9^\circ$	$19,8^\circ$	$28,1^\circ$	$30,9^\circ$
ΔT °C	-	ca. 4°	ca. 14°	4°	$6,0^\circ$	$8,1^\circ$	$8,7^\circ$	$9,2^\circ$	$11,7^\circ$	$13,5^\circ$	$16,8^\circ$	$24,1^\circ$	$28,6^\circ$
$r_{B, \text{max}}$ m	-	-	-	$4,0 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	
\bar{r}_n m	-	-	-	$(3,3 \cdot 10^{-7})$	$3,9 \cdot 10^{-7}$	$4,3 \cdot 10^{-7}$	$4,7 \cdot 10^{-7}$	$5,1 \cdot 10^{-7}$	$5,5 \cdot 10^{-7}$	$5,8 \cdot 10^{-7}$	$6,1 \cdot 10^{-7}$	$6,4 \cdot 10^{-7}$	$6,6 \cdot 10^{-7}$
\bar{r}_g m	-	-	-	$1,4 \cdot 10^{-5}$	-	$2,1 \cdot 10^{-5}$	-	$3,5 \cdot 10^{-5}$	-	$6,0 \cdot 10^{-5}$	-	$11,5 \cdot 10^{-5}$	-
r_{gg} m	-	-	-	-	$0,7 \cdot 10^{-5}$	$0,7 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$0,9 \cdot 10^{-5}$	$0,9 \cdot 10^{-5}$

Leer - Vide - Empty

Leer - Vide - Empty

i,s-Diagramm für Wasserdampf (mit Berücksichtigung der Unterkühlung)



Leer - Vide - Empty

Zahlentafel 2.9.4
 Beispiel "Gl 1": Gleichdruckturbine, falls Nebel feintröpfig und Entwässerungsvorrichtungen schlecht

Stufe:	1			2			3		
	1'	1''	2'	2''	3'	3''			
Schaufelkranz:									
y_{CO} kg/kg	0,03100	0,03300	0,07900	0,08200	0,11600	0,13000			
Δy kg/kg	0,00008	0,00000	0,00008	0,00000	0,00008	0,00040			
y kg/kg	0,03092	0,03300	0,07892	0,08200	0,11592	0,12960			
y_n kg/kg	0,03092	0,03289	0,07876	0,08044	0,11391	0,12469			
y_f kg/kg	-	1,1 · 10 ⁻⁴	0,5 · 10 ⁻⁴	14,0 · 10 ⁻⁴	4,3 · 10 ⁻⁴	28,8 · 10 ⁻⁴			
y_g kg/kg	-	-	-	0,5 · 10 ⁻⁴	0,5 · 10 ⁻⁴	5,2 · 10 ⁻⁴			
y_{gg} kg/kg	-	-	-	1,1 · 10 ⁻⁴	15,1 · 10 ⁻⁴	43,9 · 10 ⁻⁴			
y_h kg/kg	-	1,1 · 10 ⁻⁴	1,1 · 10 ⁻⁴	1,1 · 10 ⁻⁴	15,1 · 10 ⁻⁴	43,9 · 10 ⁻⁴			
E_n	1	0,9965	0,9949	0,9771	0,9717	0,9469			
$(y_g + y_{gg} + y_h) / y_{CO}$	-	0,3%	0,2%	1,9%	1,7%	3,8%			
	-	0,3%	0,1%	1,8%	1,3%	3,4%			
Bemerkung:	Der Dampf ist noch überhitzt	Spont. Kond. im Kranz bei $p \approx 4200 \text{ sec}^{-1}$							
ΔT_{max} °C	0,1°	0,2°	4,8°	0,5°	5,0°	0,5°			
ΔT °C	0,1°	0,2°	0,1°	0,5°	0,0°	0,5°			
$r_{B, max}$ m	1,1 · 10 ⁻⁵	-	0,8 · 10 ⁻⁵	-	1,1 · 10 ⁻⁵	1,3 · 10 ⁻⁵			
r_n m	3,1 · 10 ⁻⁸	3,2 · 10 ⁻⁸	4,2 · 10 ⁻⁸	4,3 · 10 ⁻⁸	4,8 · 10 ⁻⁸	5,0 · 10 ⁻⁸			
r_g m	-	-	1,4 · 10 ⁻⁵	-	4,6 · 10 ⁻⁵	-			
r_{gg} m	-	-	-	0,7 · 10 ⁻⁵	0,5 · 10 ⁻⁵	0,6 · 10 ⁻⁵			

Zahlentafel 2.9.5

Beispiel "Gl 2": Gleichdruckturbine, falls Nebel grobtröpfig und Entwässerungsvorrichtungen schlecht

Stufe:	1			2			3		
	1'	1''	2'	2''	3'	3''			
Schaufelkranz:									
y_{∞} kg/kg	-	0,03300	0,07900	0,08200	0,11600	0,13000			
Δy kg/kg	-	0,00320	0,00016	0,00000	0,00008	0,00024			
y kg/kg	-	0,01760	0,07884	0,08200	0,11592	0,12976			
y_n kg/kg	-	0,01760	0,02966	0,03230	0,02534	0,01919			
y_{nn} kg/kg	-	-	-	0,04398	0,04675	0,08332			
y_f kg/kg	-	13,7·10 ⁻⁴	11,7·10 ⁻⁴	73,1·10 ⁻⁴	19,2·10 ⁻⁴	51,8·10 ⁻⁴			
y_g kg/kg	-	-	-	11,9·10 ⁻⁴	-	19,9·10 ⁻⁴			
y_{gg} kg/kg	-	-	-	-	12,3·10 ⁻⁴	33,9·10 ⁻⁴			
y_h kg/kg	-	-	13,7·10 ⁻⁴	13,7·10 ⁻⁴	86,8·10 ⁻⁴	130,6·10 ⁻⁴			
E_n	-	1	0,9184	0,8786	0,6890	0,5217			
E_{nn}	-	-	-	-	0,9908	0,9745			
$(y_g + y_{gg} + y_h) / y_{\infty}$	-	-	4,2%	3,2%	12,1%	13,3%			
y_h / y_{∞}	-	-	4,2%	1,7%	10,6%	10,7%			
Bemerkung:	Der Dampf ist noch überhitzt	Sättigungs- Spont. Kond. linie im Zw.-raum wird überschritten bei $p^* \approx 150 \text{ sec}^{-1}$	im Kranz nochmalige Sp. Kond. bei $p^* \approx 9500 \text{ sec}^{-1}$						
ΔT_{max} °C	$\Delta T^* \approx 26^\circ$	4,5°	4,0°	0,2°	0,0°	0,3°			
ΔT	$\Delta T^* \approx 26^\circ$	4,5°	4,0°	0,2°	0,0°	0,3°			
$r_{B,\text{max}}$ m	1,1·10 ⁻⁵	-	0,8·10 ⁻⁵	-	1,1·10 ⁻⁵	1,3·10 ⁻⁵			
r_n m	-	(3,3·10 ⁻⁷)	4,0·10 ⁻⁷	4,2·10 ⁻⁷	4,2·10 ⁻⁷	4,2·10 ⁻⁷			
r_{nn} m	-	-	2,3·10 ⁻⁸	2,3·10 ⁻⁸	2,8·10 ⁻⁸	2,9·10 ⁻⁸			
r_g m	-	-	1,4·10 ⁻⁵	-	4,6·10 ⁻⁵	-			
r_{gg} m	-	-	-	-	0,7·10 ⁻⁵	0,6·10 ⁻⁵			

Zahlentafel 2.9.6

Beispiel "Gl 3": Gleichdruckturbine, falls Nebel grobtröpfig und Entwässerungsvorrichtungen ideal gut

Stufe:	1		2		3	
	1"	2"	2"	2"	3"	3"
Schaufelkranz:						
y_{∞} kg/kg	0,03300	0,07900	0,08200	0,11600	0,13000	
Δy kg/kg	0,00320	0,00016	0,00000	0,00008	0,00024	
y kg/kg	0,01760	0,07884	0,08200	0,11592	0,12976	
y_n kg/kg	0,02966	0,03230	0,02938	0,02354	0,01925	
y_{nn} kg/kg	-	0,04398	0,04675	0,08052	0,09347	
y_f kg/kg	-	11,7 · 10 ⁻⁴	85,0 · 10 ⁻⁴	19,2 · 10 ⁻⁴	71,7 · 10 ⁻⁴	
y_g kg/kg	-	-	11,9 · 10 ⁻⁴	19,9 · 10 ⁻⁴	-	
y_{gg} kg/kg	-	-	-	98,7 · 10 ⁻⁴	-	
y_h kg/kg	-	13,7 · 10 ⁻⁴	13,7 · 10 ⁻⁴	98,7 · 10 ⁻⁴	170,4 · 10 ⁻⁴	
E_n	1	0,8786	0,6901	0,6406	0,5236	
E_{nn}	-	1	0,9913	0,9876	0,9768	
$(y_g + y_{gg} + y_h) / y_{\infty}$	-	4,2%	12,0%	10,2%	13,1%	
y_n / y_{∞}	-	4,2%	1,7%	8,5%	13,1%	
Bemerkung:	Der Dampf ist noch überhitzt	Sättigungs- Spont. Kond. linie im Zw.-raum wird überschritten bei $p \approx 150 \text{ sec}^{-1}$	im Kranz nochmalige sp. Kond. bei $p \approx 9500 \text{ sec}^{-1}$			
ΔT_{max} °C	$\Delta T^* \approx 26^\circ$	$\Delta T^* \approx 26^\circ$	$\Delta T^* \approx 33^\circ$	4,1°	0,3°	
ΔT °C	5°	0,2°	0,5°	0,1°	4,2°	
$r_{B, \text{max}}$ m	1,1 · 10 ⁻⁵	0,8 · 10 ⁻⁵	-	1,1 · 10 ⁻⁵	1,3 · 10 ⁻⁵	
r_n m	-	4,0 · 10 ⁻⁷	4,2 · 10 ⁻⁷	4,2 · 10 ⁻⁷	4,2 · 10 ⁻⁷	
r_{nn} m	-	-	2,3 · 10 ⁻⁸	2,3 · 10 ⁻⁸	2,9 · 10 ⁻⁸	
r_g m	-	-	1,4 · 10 ⁻⁵	4,6 · 10 ⁻⁵	-	
r_{gg} m	-	-	-	-	-	

III. Teil

Die Nässeverluste

3.1 Allgemeines

Bei der Berechnung einer Nassdampfturbine wird zunächst angenommen, auch der nasse Dampf stelle ein homogenes Strömungsmedium dar - wie der überhitzte - und Wasserphase und Dampfphase befänden sich ständig in thermodynamischem Gleichgewicht. Für diesen "homogenen Idealfall" würden sich die Verluste in der Turbine von denjenigen für überhitzten Dampf überhaupt nicht unterscheiden, und die Berechnung könnte einfach z. B. mit Hilfe einer herkömmlichen i_s -Tafel erfolgen. Auf dieser Basis erfolgte die Auslegung der beiden als Beispiel dienenden Turbinen in Abschn. 2.1.

In Wirklichkeit sind aber diese Annahmen bei weitem nicht erfüllt. Der Nassdampf führt auf zusätzliche Verluste, die durch seine Abweichung vom homogenen und dem Gleichgewicht entsprechenden Verhalten bedingt sind. Diese Verluste nennt man Nässeverluste. Sie bilden den Gegenstand der Untersuchung für die folgenden Abschnitte.

Für die Berechnung der Nässeverluste hat sich in der Fachwelt die Baumannsche Faustregel ([3], S. 501) eingebürgert, die die Wirkungsgradverschlechterung des Nassdampfes einer Turbine auf globale Weise mit der theoretischen Endnässe $y_{\infty E}$ in ein einfaches Proportionalitätsverhältnis bringt:

$$\eta_i = \eta_{i, \text{tr}} \left(1 - \alpha_{\text{Bm}} \frac{y_{\infty E}}{2} \right). \quad (1)$$

Hier ist α_{Bm} der von Baumann eingeführte Proportionalitätsfaktor¹⁾, η_i ist der innere Wirkungsgrad des Nassdampfes und $\eta_{i, \text{tr}}$ der "trockene" innere Wirkungsgrad, d. h. der Wirkungsgrad im homogenen Idealfall. Ihre Definitionen lauten

$$\eta_i = \frac{\Delta h}{\Delta h_s} \quad \text{bzw.} \quad \eta_{i, \text{tr}} = \frac{\Delta h_{\text{tr}}}{\Delta h_s}, \quad (2)$$

vgl. Abb. 1. Punkt A bezeichnet den Dampfzustand am Anfang des Nassdampfes, d. h. vor der Stufe, in welcher die Sättigungslinie überschritten wird, und Punkt E bzw. \hat{E} den Endzustand, d. h. den Zustand am Austritt aus der letzten Stufe. Für α_{Bm} gilt dann

1) Er wird oft auch "Wasserbremsungskoeffizient" genannt.

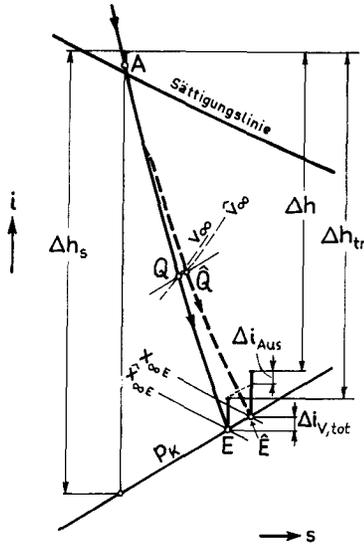


Abb. 3.1.1 Expansionslinien für eine Nassdampfturbine
 Ausgezogen: im "homogenen Idealfall"
 Gestrichelt: in Wirklichkeit

$$\alpha_{Bm} = \frac{\Delta h_{tr} - \Delta h}{\Delta h_{tr}} \cdot \frac{2}{y_{\infty E}} \quad (3)$$

Die Differenz $(\Delta h_{tr} - \Delta h)$ setzt sich, wie aus Abb. 1 ersichtlich, aus zwei Teilen zusammen: aus der Differenz der statischen Enthalpien und aus der Differenz der kinetischen Energien. Der erstere ist gleich $\Delta i_{V, tot}$ der Summe aller Nässeverluste, der letztere wird mit Δi_{Aus} bezeichnet und im Abschn. 3.6 näher untersucht. Zwischen den Nässeverlusten und α_{Bm} besteht also der Zusammenhang

$$\alpha_{Bm} = \frac{\Delta i_{V, tot} + \Delta i_{Aus}}{\Delta h_{tr}} \cdot \frac{2}{y_{\infty E}} \quad (4)$$

wo Δh_{tr} , das Totalenthalpiegefälle des Nassdampfes im homogenen Idealfall, durch

$$\Delta h_{tr} = i_A + \frac{c_A^2}{2} - i_E - \frac{c_E^2}{2} \quad (5)$$

gegeben ist und auf Grund der Auslegung berechnet werden kann (vgl. Abschn. 2.1).

Für unsere beiden Turbinen ergibt sich

$$\Delta h_{tr} = \begin{cases} 417,8 \text{ kJ/kg} & \text{(Ueberdruckturbine) ,} \\ 408,5 \text{ "} & \text{(Gleichdruckturbine) .} \end{cases} \quad (6)$$

Bezüglich des Zahlenwertes von α_{Bm} gehen die Meinungen stark auseinander. Baumann gab auf Grund damaliger Beobachtungen zahlreicher in Betrieb befindlicher Kondensationsturbinen den durchschnittlichen Wert von etwa 1,0 an. Später fand von Freudenreich [4] aus Versuchen an einer Kondensationsturbine den Wert 1,18. Luftturbinenversuche von Flatt [8], wobei allerdings nicht mit natürlicher Nebelbildung, sondern mit künstlicher Wassereinspritzung gearbeitet wurde, ergaben etwa 1,4. In den letzten Jahren beginnt sich in der Praxis die Auffassung durchzusetzen, dass der richtige Wert von α_{Bm} erheblich unter Eins liegt - vermutlich um 0,5 bis 0,7 herum - und dass die früher vermuteten hohen Werte nur auf die ungünstige strömungstechnische Ausbildung der Niederdruckstufen zurückzuführen sind. Diese Ansichten werden durch experimentelle Ergebnisse bekräftigt, [12], [13], bei denen erhebliche Verbesserung der Niederdruckstufen durch ausschliesslich strömungstechnische Massnahmen gelungen ist. Demnach wären also die Verluste, die man tatsächlich den Eigentümlichkeiten des Nassdampfes zuschreiben muss, beträchtlich kleiner, als man früher gemeint hatte.

Ein örtlicher Verlust Δq , der irgendwo im Verlaufe der Expansion auftritt, wird während der Fortsetzung der Expansion bekanntlich zum Teil zurückgewonnen. Den bestehenbleibenden Verlust, der also in der Verschlechterung der ganzen Expansion letzten Endes zum Vorschein kommt, erhält man (vgl. [20], S. 19), wenn man den örtlichen Verlust mit einem Faktor $\left[1 - \left(1 - \frac{T_K}{T} \right) \cdot \eta_{s, \text{hint}} \right]$ multipliziert. Hierbei ist T die Temperatur an der Stelle, wo der Verlust entsteht, $T_K = T_s(p_K)$ die Temperatur im Kondensator und $\eta_{s, \text{hint}}$ der isentrope Wirkungsgrad desjenigen Teilstücks der Expansion, das hinter dem Entstehungsort des Verlusts liegt. Als örtlicher Verlust wird in den nachfolgenden Rechnungen immer der Verlust in einer bestimmten Stufe (Δq) auftreten, so dass der durch ihn bedingte tatsächliche Arbeitsverlust aus

$$\Delta i_V = \Delta q \cdot \left[1 - \left(1 - \frac{T_K}{T_2} \right) \cdot \eta_{s, \text{hint}} \right] \quad (7)$$

berechnet werden kann (T_2 ist die Temperatur am Ende der betreffenden Stufe). Wir formen Gl. (7) noch etwas um und ersetzen, ohne damit einen merklichen Fehler zu verursachen, $\eta_{s, \text{hint}}$ einfachheitshalber durch den vorgegebenen inneren Wirkungsgrad $\eta_{i, tr}$. Wir erhalten somit

$$\Delta i_V = \Delta q \left[\frac{T_K}{T_2} + (1 - \eta_{i, tr}) \cdot \left(1 - \frac{T_K}{T_2}\right) \right]. \quad (8)$$

Da sowohl T_K/T_2 wie auch $\eta_{i, tr}$ nahe an Eins liegen, ist das zweite Glied in der Klammer stets viel kleiner als das erste.

Die einzelnen Stufenverluste Δq können auf Grund der Abschn. 3.2 bis 3.5 berechnet werden. Für eine jede Stufe muss dann aus Gl. (4) Δi_V , der reduzierte Stufenverlust, bestimmt werden, und die Summe dieser Δi_V zuzüglich der im Austrittsstutzen entstehende Unterkühlungsverlust $\Delta i_{Untk}^{Stutzen}$ (vgl. Abschn. 3.4) liefert die gesuchte Erhöhung der statischen Austrittsenthalpie:

$$\Delta i_{V, tot} = \sum_{\text{Stufen}} \Delta i_V + \Delta i_{Untk}^{Stutzen}. \quad (9)$$

Es wurde verschiedentlich vorgeschlagen, auch für die Wirkungsgradverschlechterung einer einzigen Nassdampfstufe eine ähnliche Formel aufzustellen, wie Gl. (1). Sie würde dann etwa

$$\eta_{su} = \eta_{su, tr} \left(1 - \alpha_{Bm, St} \frac{y_{\infty 0} + y_{\infty 2}}{2} \right) \quad (10)$$

lauten, wo η_{su} und $\eta_{su, tr} \equiv (i_0 - i_2)/\Delta i_s$ die "isentropen Wirkungsgrade der Stufe am Umfang" sind und $\alpha_{Bm, St}$ den für die Stufe gültigen Baumannschen Faktor bezeichnet. Wenn Δq , der gesamte Nässeverlust in der Stufe, bekannt ist, so lässt sich $\alpha_{Bm, St}$ aus der zu Gl. (4) analogen Formel

$$\alpha_{Bm, St} = \frac{\Delta q}{i_0 - i_2} \cdot \frac{2}{y_{\infty 0} + y_{\infty 2}} \quad (11)$$

bestimmen. Es soll hier vorausgeschickt werden, dass die $\alpha_{Bm, St}$ der einzelnen Stufen sehr grosse Unterschiede aufzeigen können.

Für die bei Traupel [20] definierte Nässeverlustziffer ζ (dort "Bremsverlustziffer" ζ_B genannt) schreibt sich

$$\zeta \equiv \eta_{su, tr} \frac{\Delta q}{i_0 - i_2}. \quad (12)$$

Es gibt mehrere physikalische Vorgänge, die an den Nässeverlusten schuld sind. In den nachstehenden Abschnitten wird ihr Beitrag zum gesamten Nässeverlust in einer Stufe (Δq) einzeln untersucht. Wir begnügen uns dabei überall mit Näherungsformeln, weil ja von den Angaben, die man auf Grund des Abschn. 2.9 berechnet hat und die man als Ausgangspunkt für die Bestimmung der Verluste benützt, von vornherein keine allzu grosse Genauigkeit zu erwarten ist. Im letzten Abschnitt bestimmen wir die Verluste für die in Abschn. 2.9b berechneten Beispiele und gewinnen daraus für beide Turbinenarten die theoretischen Werte für α_{Bm} .

3. 2 Bremsverluste

Der im vorigen Abschnitt eingangs erwähnte heterogene Charakter des Nassdampfes äussert sich u. a. darin, dass seine verschiedenen Komponenten (Dampf, diverse Tropfen, Wasserschleier etc.) verschiedene Geschwindigkeiten besitzen. Auch weichen alle diese Geschwindigkeiten von derjenigen gemeinsamen Geschwindigkeit ab, die sie im homogenen Idealfall haben würden.

Als "Bremsverluste" bezeichnen wir diejenigen Verluste, die auf Grund der wirklichen Geschwindigkeitsverhältnisse gegenüber dem homogenen Idealfall auf rein kinematische Weise aufgezeigt werden können¹⁾. Lange Zeit dachte man den gesamten Nässeverlust auf diese Weise erklären zu können (v. Freudenreich [4]), wobei allerdings stets angenommen wurde, dass die gesamte Nässe in Form grosser Tropfen vorhanden ist, die der Dampfbewegung nicht folgen können und deshalb in jedem Kranz gegen die Schaufeln prallen. Im Lichte des II. Teiles dieser Arbeit und insbesondere des Abschn. 2. 9 ist diese Annahme nicht haltbar. Nur ein kleiner Teil des gesamten Wassergehaltes entfällt auf solche schädliche Tropfen, weshalb den Bremsverlusten nur eine relativ geringe Bedeutung beizumessen ist.

Eine exakte Bestimmung des Bremsverlustes in einer Stufe könnte auf die Art erfolgen, dass man für eine jede Erscheinungsform die Geschwindigkeitsdreiecke bestimmt, daraus (in Kenntnis der respektiven Massen) ihre im Laufrad abgegebenen Arbeiten ermittelt und diese aufsummiert. Die Differenz gegenüber der Arbeitsumsetzung im homogenen Idealfall würde dann den Bremsverlust ergeben. Diese Methode wäre an sich die Exakte; sie ist jedoch sehr umständlich, weil man die wirklichen Geschwindigkeitsvektoren für eine jede Erscheinungsform (einschliesslich den Dampf!) einzeln bestimmen müsste. Es wird sich zeigen, dass man für die Bremsverluste auf sehr einfache Weise eine gute Näherung finden kann. Dazu führen wir, gestützt auf Zerkovitz [5], die nachfolgende Ueberlegung durch.

Im homogenen Idealfall haben Dampf und Wasser genau die gleichen Geschwindigkeiten. Die Geschwindigkeitsdreiecke einer Stufe sind in Abb. 1a aufgezeichnet. Dieser Fall wird in der Wirklichkeit sehr gut angenähert, wenn das Wasser in Form feiner Nebeltropfen verteilt ist (Abb. 1b), weil dann die Tropfengeschwindigkeiten (Index n) von den Dampfgeschwindigkeiten (Index d) nur geringfügig abweichen.

Als Gegensatz zum hypothetischen homogenen Idealfall kann man einen ebenfalls hypothetischen "heterogenen Idealfall" definieren, der dadurch gekennzeichnet

1) In der Fachliteratur werden sie nach Traupel [20] oft auch "direkte Bremsverluste" genannt, zur Unterscheidung von den "indirekten Bremsverlusten". Die letzteren werden in dieser Arbeit als "Schleppverluste" bezeichnet (Abschn. 3. 3).

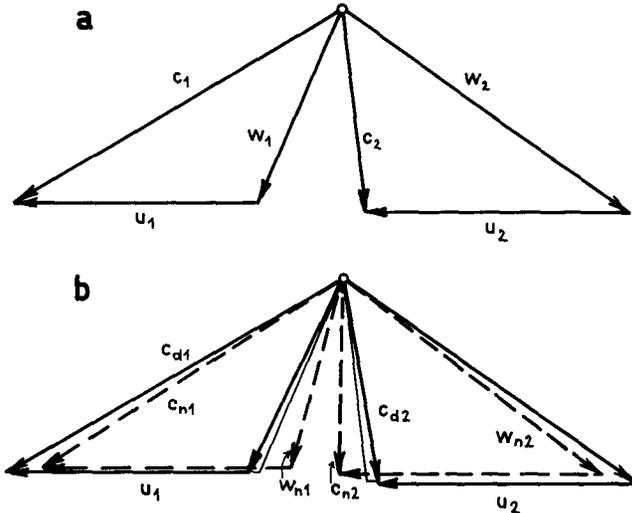


Abb. 3. 2. 1 Geschwindigkeitsdreiecke einer Stufe
 a) im homogenen Idealfall und
 b) für seine physikalische Annäherung durch Dampf
 und Nebeltropfen (dünn: homogener Idealfall)

ist, dass die Wasserphase immer die Absolutgeschwindigkeit Null besitzt, mit anderen Worten, dass das Gefälle in jedem Kranz ausschliesslich zur Erhöhung der kinetischen Energie der Dampfphase verwendet wird. Es sollen dabei keine zusätzlichen Verluste entstehen und auch das thermodynamische Gleichgewicht soll bewahrt bleiben. Dann bleibt aber das Gefälle überall gleich gross und der Dampf wird - grob gesprochen - um einen Faktor $1/\sqrt{x}$ schneller strömen (siehe Abb. 2a). In einer Turbine könnte man einen ähnlichen Fall etwa so verwirklichen, dass man das Wasser aus dem Dampf herausnimmt und ausserhalb der Beschauelung einer Wand entlang langsam fliessen lässt (Abb. 2b).

Wenn man die Turbinengleichungen für den homogenen und für den heterogenen Idealfall anschreibt (vgl. Traupel, [20] S. 328) und sie vergleicht, sieht man, dass die in beiden Fällen im Laufrad umgesetzten Arbeiten L_u bzw. L_u^0 sich nur um den Betrag

$$L_u - L_u^0 = \frac{c_0^2 - x_0 c_{d0}^2}{2} - \frac{c_2^2 - x_2 c_{d2}^2}{2} \quad (1)$$

unterscheiden, der wegen der näherungsweise überall erfüllten Beziehung $c_d^0 \approx c/\sqrt{x}$

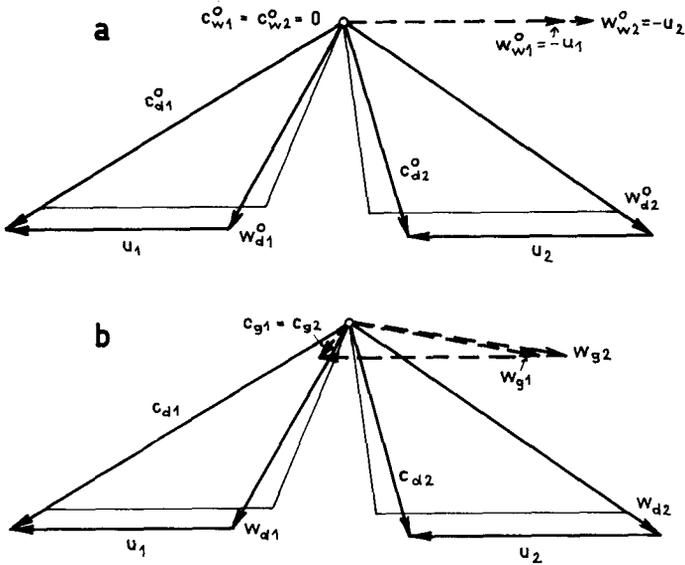


Abb. 3.2.2 Geschwindigkeitsdreiecke einer Stufe
 a) im heterogenen Idealfall und
 b) für seine physikalische Annäherung durch Dampf
 und sich langsam bewegendes Wasser
 (dünn: homogener Idealfall)

mit fast exakter Genauigkeit Null wird. Wir finden also, dass im heterogenen Idealfall kein Bremsverlust entsteht.

Falls sich ein wirklicher Fall aus diesen beiden Extremfällen zusammensetzen lässt (indem man sich vorstellt, ein geeignet grosser Teil der Durchflussmenge gehorche dem einen, der Rest dem anderen Extremfall), so führt auch dieser zusammengesetzte Fall zu keinem Bremsverlust. Die Zusammensetzbarkeit ist nahezu erfüllt bei den in Abb. 1b und 2b dargestellten Fällen, sodass man behaupten kann, dass infolge der im Dampf bleibenden Nebeltropfen und infolge des aus dem Dampf entnommenen und z. B. an der Gehäusewand fließenden Wassers kein Bremsverlust entsteht. Dabei wird nämlich die geringere (bzw. gar keine) Arbeitsleistung der Wasserphase durch die erhöhte Arbeitsleistung der Dampfphase wettgemacht. (Dass bei nicht unendlich feiner Verteilung des Wassers auch der Wärmekontakt zwischen den beiden Phasen nie vollkommen ist, erlaubt in wirklichen Fällen keine so starke Erhöhung der Arbeitsfähigkeit des Dampfes; dieser Verlust ist aber nicht durch die

kinematische Heterogenität des Dampfes bedingt, wird also hier nicht erfasst. Dasselbe gilt für die Reibungsverluste zwischen den Tropfen und dem Dampf. Sie kommen erst in den nächsten Abschnitten an die Reihe.)

Nun wenden wir uns denjenigen Fällen zu, in welchen diese Zusammensetzung nicht einmal näherungsweise möglich ist und die demzufolge zu grossen Bremsverlusten führen. Es handelt sich dabei um diejenigen Wassertropfen, die gegen die Laufschaufeln aufprallen: Teils sind es Nebeltropfen, die gegen die Hohlseite der Schaufeln geschleudert werden und dort haften bleiben (Index $^{hf}_n$), teils sind es grosse Tropfen, die mit einer schiefen Relativgeschwindigkeit w_{g1} gegen die Laufschaufeln fliegen. Beim Aufschlag kann ein Teil ihrer Masse zurückprallen (Index $^{zp}_g$), der Rest bleibt an der Schaufeloberfläche haften (Index $^{hf}_g$). Die Verhältnisse sind in Abb. 3 anschaulich gemacht. Uebersichtlichkeitshalber wurden dabei nur die vom vorausgehenden Leitrad hinten abgerissenen grossen Tropfen ("g") berücksichtigt, nicht aber die vom Leitrad zurückgeprallten ("gg"). Für diese letzteren gilt nämlich qualitativ genau dasselbe wie für "g", nur haben ihre Geschwindigkeiten beim Eintritt ins Laufrad etwas höhere Werte und sind etwas mehr axial gerichtet.

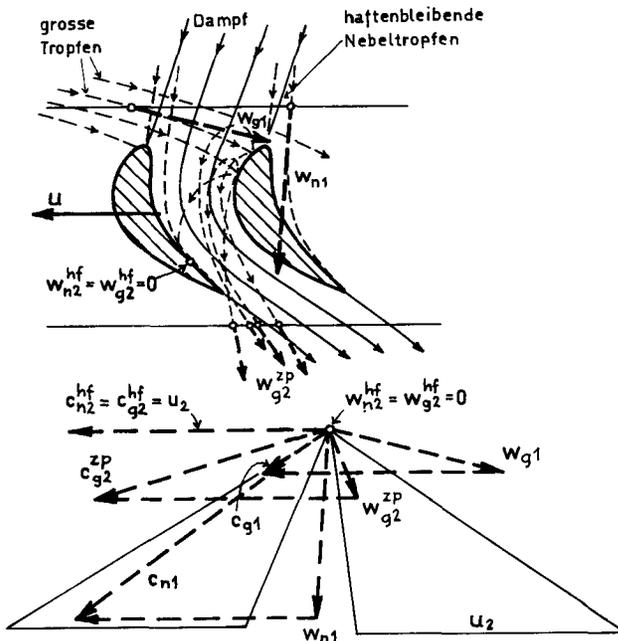


Abb. 3.2.3 Zur Bewegung der grossen Tropfen und der sich ablagernden Nebeltropfen in einem Laufrad

Alle Haftengebliebenen haben die absolute Austrittsgeschwindigkeit u_2 , und auch die zurückgeprallten Tropfen verlassen das Laufrad - wegen ihrer relativ kleinen und nicht allzu schief gestellten Relativgeschwindigkeit w_{g2}^{zp} - mit einer Absolutgeschwindigkeit c_{g2}^{zp} , deren Umfangskomponente nur wenig von u_2 abweicht. Nun folgt aus unseren früheren Ausführungen, dass nur dann keine Bremsverluste entstehen würden, wenn auch diese Tropfen die in Abb. 1b bzw. 2b dargestellten Austrittsgeschwindigkeiten c_{n2} bzw. c_{g2} besässen. Da ihre wirklichen Austrittsgeschwindigkeiten immer grössere Umfangskomponenten besitzen als diese (vgl. Abb. 4), muss ein Bremsverlust entstehen. Auf Grund des Drallsatzes beträgt seine Grösse, jeweils auf die Einheitsmasse der beteiligten Tropfen bezogen, für die haftenbleibenden Nebeltropfen:

$$\Delta L_{u,n} = (c_{n,u2}^{hf} - c_{n,u2}) \cdot u_2 \quad (2)$$

für den haftenbleibenden Teil der grossen Tropfen:

$$\Delta L_{u,g}^{hf} = (c_{g,u2}^{hf} - c_{g,u2}) \cdot u_2 \quad (3)$$

und für ihren zurückprallenden Teil

$$\Delta L_{u,g}^{zp} = (c_{g,u2}^{zp} - c_{g,u2}) \cdot u_2 \quad (4)$$

Die drei eingeklammerten Grössen sind in Abb. 4a, 4b und 4c dargestellt. Da in den bremsverlustlosen Fällen die Austrittsgeschwindigkeit nur eine sehr kleine Umfangskomponente hat, die wirkliche Austrittsgeschwindigkeit hingegen entweder identisch mit der Umfangsgeschwindigkeit u_2 ist oder sehr ähnlich, kann man die Näherung $(c_{n,u2}^{hf} - c_{n,u2}) \approx (c_{g,u2}^{hf} - c_{g,u2}) \approx (c_{g,u2}^{zp} - c_{g,u2}) \approx u_2$ machen, die auf die sehr einfache Formel

$$\Delta L_{u,n} \approx \Delta L_{u,g}^{hf} \approx \Delta L_{u,g}^{zp} \approx u_2^2 \quad (5)$$

führt. In den meisten praktischen Fällen gibt das ungefähr einen um 10 bis 20 % zu grossen Wert für die Bremsarbeiten.

Die Verluste beziehen sich immer auf die Massenarbeit des gesamten Strömungsmediums, sodass man die Arbeiten ΔL_u mit der Menge der betreffenden Tropfen in 1 Kilogramm Nassdampf multiplizieren muss. Somit ergibt sich für die von haftenbleibenden Nebeltropfen verursachten Bremsverluste in einer Stufe pro Kilogramm Strömungsmedium

$$\Delta q_{\text{Brems},n} = \varepsilon_{n-f}'' y_{n1} \Delta L_{u,n} \approx \varepsilon_{n-f}'' y_{n1} \cdot u_2^2 \quad (6)$$

und für den von grossen Tropfen verursachten Bremsverlust

$$\Delta q_{\text{Brems},g} = y_{g1} (\varepsilon_{g-f}'' \Delta L_{u,g}^{hf} + \varepsilon_{g-gg}'' \Delta L_{u,g}^{zp}) \approx y_{g1} u_2^2 \quad (7)$$

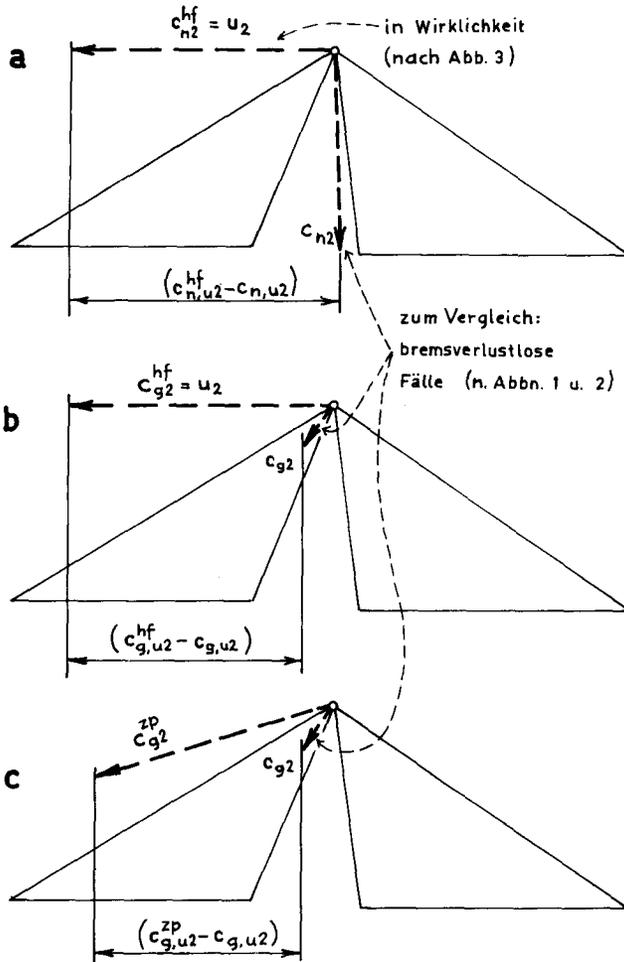


Abb. 3.2.4 Zur Berechnung der Bremsverluste:

- a) infolge haftenbleibender Nebeltropfen
- b) infolge des haftenbleibenden und
- c) infolge des zurückgeprallten Teils der einfallenden grossen Tropfen

Da man für die schon einmal zurückgeprallten grossen Tropfen ("gg") und für den im Strömungskanal bleibenden Anteil des herauszentrifugierten Wassers ("h, drin") ebenfalls ungefähr die in Abb. 3 für "g" gezeichneten Geschwindigkeitsdreiecke findet, berechnen sich die durch diese verursachten Bremsverluste auf die gleiche Weise wie $\Delta q_{\text{Brems, g}}$:

$$\Delta q_{\text{Brems, gg}} \approx y_{\text{gg1}} \cdot u_2^2, \quad (8)$$

$$\Delta q_{\text{Brems, h}} \approx y_{h1, \text{drin}} \cdot u_2^2 \quad (9)$$

Der gesamte Bremsverlust in einer Stufe, bezogen auf die Masseneinheit des Nassdampfes, beträgt also

$$\Delta q_{\text{Brems}} = \Delta q_{\text{Brems, n}} + \Delta q_{\text{Brems, g}} + \Delta q_{\text{Brems, gg}} + \Delta q_{\text{Brems, h}} \quad (10)$$

wo sich die einzelnen Glieder aus den Gln. (6) bis (9) berechnen lassen.

Als Beispiel betrachten wir die vorletzte Stufe der in Abschn. 2.1 ausgelegten Ueberdruckturbine. Hier ist laut Zahlentafel 2.1.1 $u_2 = 310$ m/sec und die spezifischen Massen können für die drei in Abschn. 2.9 durchgerechneten Fälle aus den Zahlentafeln 2.9.1, 2 bzw. 3 herausgelesen werden. Man erhält für die drei Fälle

$$\Delta q_{\text{Brems}} = \begin{cases} 0,21 + 0,11 + 0,06 + 0,12 = 0,50 \text{ kJ/kg ("Üb 1")} & , \\ 0,78 + 0,51 + 0,36 + 0,56 = 2,21 \text{ " ("Üb 2")} & , \\ 0,78 + 0,52 + 0 \quad + 0 = 1,30 \text{ " ("Üb 3")} & . \end{cases} \quad (11)$$

Da das Stufengefälle in diesem Beispiel ohne Beachtung der Nässeverluste laut Zahlentafel 2.1.1 $2407,5 - 2320 = 87,5$ kJ/kg beträgt, vermindern die Bremsverluste die Stufenleistung um 0,6 %, 2,5 % bzw. 1,5 % je nach Fall. Wollte man die Bremsverluste mit einem Baumanschen Faktor für die Stufe ausdrücken, so würde dieser auf Grund von Gl. 3.1(11) die Grösse 0,06, 0,27 bzw. 0,16 haben. Die allein durch Bremswirkung erklärbaren Verluste bleiben also weit unter dem nach Erfahrung zu erwartenden gesamten Nässeverlust.

3.3 Schleppverluste

Das Mitschleppen der Wassertropfen geschieht mittels Reibungskräften, die zwischen den Wassertropfen und dem Dampf wirken. Da die Reibungskräfte nur durch eine Relativbewegung zwischen Tropfen und Dampf erzeugt werden können, wird vom Dampf an den Tropfen ständig Reibungsarbeit geleistet, sodass ein Teil der kinetischen Energie des Dampfes in Wärme verwandelt wird. Diese Verluste nennen wir der Kürze halber "Schleppverluste". Sie bringen zum Ausdruck, dass selbst das Herstellen des unvollkommenen (nicht homogenen) Strömungszustandes mit Verlusten behaftet ist.

Die Berechnung der Schleppverluste kann nur durch eine Analyse der Tropfenbewegung erfolgen. Es empfiehlt sich, die Bewegung der Nebeltropfen und die der grossen Tropfen auf ganz verschiedene Weise zu behandeln, weil sie krasse Unterschiede zeigen: Die Nebeltropfen können der Dampfbewegung ziemlich gut folgen (vgl. Abschn. 2.6), die grossen Tropfen sind hingegen sehr träge, sie treffen immer wieder die Schaufeln (vgl. Abschn. 2.8) und müssen in jedem Kranz immer neu beschleunigt werden.

a) Schleppverluste an den Nebeltropfen

Infolge des Geschwindigkeitsfeldes in den Schaufelgittern

Die Bewegung des Dampfes und der Nebeltropfen durch eine Stufe ist in der Abb. 1a dargestellt. Man kann sie besonders einfach beschreiben, wenn man dazu ein derart schnell rotierendes Koordinatensystem wählt, dass die Verbindungsgerade der Eintritts- und Austrittspunkte einer Stromlinie – also die der Punkte A und B in Abb. 1a – für den rotierenden Beobachter parallel wird zur Achse, vgl. Abb. 1b (z. B. im Falle gleicher Leit- und Laufschaufelgeometrie muss dazu das Koordinatensystem mit der halben Maschinendrehzahl rotieren). Die ganze nachfolgende Untersuchung setzt ein solches Koordinatensystem voraus.

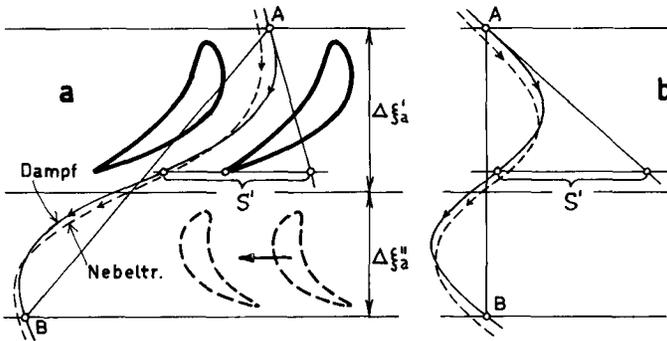


Abb. 3.3.1 Die Bewegung des Dampfes und der Nebeltropfen in einer Stufe:

a) von einem ruhenden Beobachter aus gesehen

b) von einem geeignet schnell rotierenden Beobachter aus gesehen

Auf Grund der Abb. 1b ist es naheliegend, die Stromlinienform $\sigma(\xi)$ des Dampfes im genannten Koordinatensystem durch eine einfache Sinuskurve der Periodenlänge

$$\Delta \xi_a = \Delta \xi'_a + \Delta \xi''_a \quad (1)$$

anzunähern, deren Gleichung lautet

$$\sigma = \frac{S'}{\pi} \sin\left(\frac{2\pi}{\Delta \xi_a} \xi\right) \quad (2)$$

ξ ist die Axialkoordinate (mit $\xi = 0$ für die Kontrollebene vor der Stufe), und die Amplitude S'/π entspricht, wie man leicht einsehen kann, der Umlenkung im Leitrad.

Als weitere Vereinfachung setzen wir für die Axialgeschwindigkeit des Dampfes

$$c_a = \text{konstant} = \bar{c}_a \quad (3)$$

So ergibt sich für die Tangentialkomponente der Dampfgeschwindigkeit die Formel

$$c_t = c_a \frac{d\sigma}{d\xi} = \frac{2S'}{\Delta\xi_a} \bar{c}_a \cos\left(\frac{2\pi}{\Delta\xi_a} \xi\right) \quad (4)$$

Diese letzten beiden Gleichungen legen unser Modell für die Dampfströmung fest.

Untersuchen wir nun die Bewegung der Nebeltropfen in einer solchen Strömung. Nehmen wir einfachheitshalber auch jetzt - wie in Abschn. 2.6a - an, dass $c_{r,a}$, die Axialkomponente der Tropfengeschwindigkeit, immer mit c_a übereinstimmt:

$$c_{r,a} = c_a = \bar{c}_a \quad (5)$$

Dann ist die Axialkomponente der durch

$$U_r \equiv c_r - c \quad (6)$$

definierten Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Dampf identisch Null:

$$U_{r,a} = 0 \quad (7)$$

In Abschn. 2.6a wurde die Bewegungsgleichung unter diesen Voraussetzungen schon einmal hergeleitet, vgl. Gl. 2.6(8). Sie lautet, wenn man der Kürze halber zugleich aus Gl. 2.2.(35) $\Delta t_{\text{brems},n}$ einführt:

$$\frac{dc_{r,t}}{dt} = \frac{1}{\Delta t_{\text{brems},n}} (c_t - c_{r,t}) \quad (8)$$

Da wir hier, im Gegensatz zu Abschn. 2.6, in erster Linie nicht an der Absolutbewegung der Nebeltropfen interessiert sind, sondern an der Grösse der Relativgeschwindigkeit U_r , übergehen wir von $c_{r,t}$ auf

$$U_{r,t} = c_{r,t} - c_t \quad (9)$$

Ferner lässt sich ξ wegen $d\xi = dt/c_a$ als unabhängige Variable einführen und die Gleichung mit Hilfe der Grösse $\Delta\xi_a$ in dimensionslose Form bringen:

$$\frac{d}{d(\xi/\Delta\xi_a)} \left(\frac{U_{r,t}}{\bar{c}_a} \right) = - \frac{\Delta\xi_a}{\bar{c}_a \Delta t_{\text{brems},n}} \left(\frac{U_{r,t}}{\bar{c}_a} \right) - \frac{d}{d(\xi/\Delta\xi_a)} \left(\frac{c_t}{\bar{c}_a} \right) \quad (10)$$

Das letzte Glied ist durch Gl. (4) als Funktion von ξ gegeben, sodass der Bestimmung von $(U_{r,t}/\bar{c}_a)$ nichts mehr im Wege steht.

Wir suchen nun die rein periodische Lösung der Gl. (10), d. h. diejenige Tropfenbewegung, die sich in Wirklichkeit nach dem Durchlaufen einer grossen Anzahl Sinusperioden einstellen würde. In einer Turbine dürfte dieser Fall gut angenähert

sein, weil mehrere, mehr oder weniger gleichgeartete Stufen hintereinandergeschaltet sind und die Anlauferscheinungen ziemlich rasch abklingen. Die letztere Behauptung begründet sich einerseits dadurch, dass die Abweichungen vom asymptotischen Verlauf von vornherein klein sind (die Nebeltropfen haben ja bei ihrer Geburt dieselbe Geschwindigkeit, wie der Dampf), andererseits dadurch, dass die Bremszeiten für die Nebeltropfen (siehe Zahlentafel 2.2.1) im allgemeinen viel kleiner sind als die Durchströmzeit durch eine Stufe.

Aus einem einfachen Sinusansatz findet man für die rein periodische Lösung der Gl. (10)

$$U_{r,t} = \bar{c}_a \cdot \frac{4\pi}{\sqrt{4\pi^2 + G_P^2}} \cdot \frac{S'}{\Delta \xi_a} \cdot \sin \left[2\pi \left(\frac{\xi}{\Delta \xi_a} - \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{2\pi}{G_P} \right) \right], \quad (11)$$

wo für die das Verhalten der Nebeltropfen in einer solchen periodischen Dampfströmung kennzeichnende dimensionslose Gruppe die Abkürzung

$$G_P \equiv \frac{\Delta \xi_a}{\bar{c}_a \Delta t_{\text{brems},n}} \quad (12)$$

eingeführt wurde.

Was die Reibungswärmeentwicklung anbetrifft, beträgt die an einem Nebeltropfen während der Zeit dt geleistete Reibungsarbeit $WU_r dt$, wo W die Schleppkraft ist. Die Reibungsarbeit ΔL_{rb} , die während der Durchströmzeit einer Stufe an allen Nebeltropfen eines Kilogramm Nassdampfes geleistet wird, beträgt, wenn n die Anzahl der Tropfen bezeichnet.

$$\Delta L_{rb} = n \int_{t_0}^{t_2} WU_r dt. \quad (13)$$

Mit Hilfe des Newtonschen Gesetzes und der Gl. 2.2(33) lässt sich für die Schleppkraft $W = -m_r \dot{c}_r = m_r U_r / \Delta t_{\text{brems},n}$ schreiben; m_r ist die Masse eines Nebeltropfens, also ist $n \cdot m_r = y_n$. Da ferner $dt = d\xi / c_a$ ist, wird

$$\Delta L_{rb} = \frac{y_n}{\bar{c}_a \Delta t_{\text{brems},n}} \int_0^{\Delta \xi_a} U_r^2 d\xi = \frac{y_n}{\bar{c}_a \Delta t_{\text{brems},n}} \left[\int_0^{\Delta \xi_a} U_{r,t}^2 d\xi + \int_0^{\Delta \xi_a} U_{r,a}^2 d\xi \right] \quad (14)$$

Diese Formel kann in erster Näherung auf Grund des obigen, vereinfachten Strömungsmodells ausgewertet werden. Für das erste Integral ergibt sich aus Gl. (11)

$$\int_0^{\Delta \xi_a} U_{r,t}^2 d\xi = \frac{8\pi^2}{4\pi^2 + G_P^2} \left(\frac{S'}{\Delta \xi_a} \right)^2 \bar{c}_a^2 \Delta \xi_a, \quad (15)$$

das zweite wird wegen Gl. (7) Null. Also findet man für die Reibungsarbeit in einem solchen Fall (wobei nur tangentielle Schwankungen der Geschwindigkeit berücksichtigt werden)

$$\Delta L_{rb,t} = 2y_n \frac{4\pi^2 G_P}{4\pi^2 + G_P^2} \left(\frac{S'}{\Delta \xi_a} \right)^2 \bar{c}_a^2 = 2y_n \left(\frac{S'}{\Delta \xi_a} \right)^2 \bar{c}_a^2 \cdot g_P(G_P). \quad (16)$$

Die Funktion

$$g_P = g_P(G_P) \equiv \frac{4\pi^2 G_P}{4\pi^2 + G_P^2} \quad (17)$$

bringt den Einfluss der Trägheit der Nebeltropfen zum Ausdruck und wurde in Abb. 2 dargestellt. Ihr Verlauf zeigt, dass die an den Nebeltropfen geleistete Reibungsarbeit bei sonst gleichen Verhältnissen sehr stark von der Grösse der Tropfen abhängt und dass sie für eine gewisse Tropfengrösse ein Maximum besitzt. Der Scheitelpunkt von g_P liegt bei $G_P = 2\pi$, was mit dem typischen Wert von $(\Delta \xi_a' + \Delta \xi_a'')/\bar{c}_a = 8 \cdot 10^{-4}$ sec einer Bremszeit $\Delta t_{brems,n} = 1,3 \cdot 10^{-4}$ sec entspricht. Laut Zahlentafel 2.2.1 gehört diese Bremszeit bei $p = 0,12$ bar Druck etwa zur Tropfengrösse $r_n = 2,5 \cdot 10^{-6}$ m. Die Grösse der in Turbinen wirklich auftretenden Nebeltropfen (vgl. Abschn. 2.9) ist also wesentlich kleiner, als diese ungünstigste Tropfengrösse.

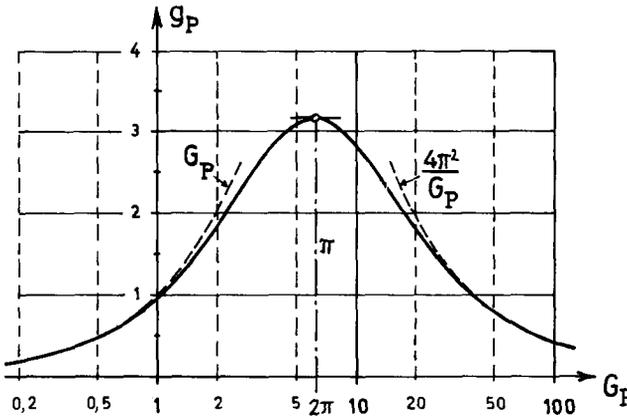


Abb. 3.3.2 Die Funktion $g_P(G_P)$

Würde das bisher verwendete Modell die Strömung in einem Turbinengitter voll erfassen, so würde der Ausdruck Gl. (16) die gesuchten, durch die Gitterströmung bedingten Schleppverluste $\Delta q_{\text{Schlp},n}^{\text{Gitter}}$ genau angeben. In Wirklichkeit ist aber auch die Axialgeschwindigkeit des Dampfes starken Aenderungen ausgesetzt, siehe etwa Abb. 2.1.7 oder 8. Infolgedessen ist auch $U_{r,a}$ von Null verschieden. Da $c_a(\xi)$ im wesentlichen periodischen Charakter hat, wird $U_{r,a}$ ebenfalls periodisch schwanken und könnte daher auf analoge Weise untersucht werden wie $U_{r,t}$. Der Kürze halber beschränken wir uns auf eine rasche Abschätzung des zweiten Integrals in Gl. (14).

Die tangentialen Schwankungen der Dampfgeschwindigkeit - vgl. Gl. (4) - hatten die Amplitude $2S'\bar{c}_a/\Delta\xi_a$, die grössenordnungsmässig etwa $(0,5 \sim 0,7) \cdot c_a$ beträgt (beachte die Zahlentafeln 2.1.1 und 2). Die Schwankungen der Axialgeschwindigkeit sind kleiner, gemäss den Abbn. 2.1.7 und 8 beträgt ihre Amplitude nur etwa $(0,2 \sim 0,3) \cdot c_a$, also etwa die Hälfte derjenigen von c_t . Hingegen hat c_a die doppelte Frequenz, weil sich in einem jeden Kranz eine volle Schwankung abspielt. Die Nebeltropfen haben mehr Mühe, einer solchen Schwankung zu folgen, und das äussert sich darin, dass G_p , in dessen Zähler eigentlich die Periodenlänge der Schwankungen steht, kleiner wird, und zwar die Hälfte des vorigen Wertes. - Da für praktische Fälle immer $G_p \gg 4\pi$ ist, sieht man aus der Gl. (11), dass die Schwankungsamplitude der Relativgeschwindigkeit proportional ist zur Schwankungsamplitude der Dampfgeschwindigkeit dividiert durch G_p . Im Falle der axialen Schwankungen werden diese beiden Grössen etwa halb so gross, sodass die Amplitude von $U_{r,a}$ ungefähr gleich gross sein muss, wie die von $U_{r,t}$. Das hat zur Folge, dass das zweite Integral in Gl. (14) etwa gleich gross ist wie das erste.

Also sind die durch Gitterströmungseffekte in Wirklichkeit verursachten Schleppverluste etwa doppelt so gross, wie der in Gl. (16) berechnete Betrag¹⁾:

$$\Delta q_{\text{Schlp},n}^{\text{Gitter}} \approx 2\Delta L_{r,b,t} = 4 y_n \left(\frac{S'}{\Delta\xi_a} \right)^2 \bar{c}_a^2 \cdot g_p(G_p) \quad (18)$$

G_p berechnet sich aus Gl. (12) und g_p kann aus der Abb. 2 abgelesen werden. Für y_n setzt man am besten y_{n1} ein.

Nehmen wir als Beispiel wiederum die vorletzte Stufe unserer Ueberdruckturbine. Es sind laut Zahlentafel 2.1.1 $\Delta\xi_a = 0,180$ m, $S' = 0,064$ m, ferner $\bar{c}_a = 220$ m/sec (aus Abschätzung von Abb. 2.1.7). Die in Abschn. 2.9 erfolgte Wasser-

1) Infolge räumlicher Strömungseffekte tritt in Turbinenstufen auch noch eine radiale Geschwindigkeitsschwankung auf. Sie bringt jedoch keine wesentliche Erhöhung der Schleppverluste, weil ihre Amplitude klein ist relativ zu ihrer Periodenlänge.

verteilungsberechnung ergab für die Variante "Üb 1" $y_{n1} = 0,09290$ und $\bar{r}_{n1} = 1,3 \cdot 10^{-7} \text{ m}$, für die Variante "Üb 2" und "Üb 3" $y_{n1} = 0,07028$ bzw. $0,07051$ und $\bar{r}_{n1} = 5,8 \cdot 10^{-7} \text{ m}$. Aus Gl. 2.2(35) findet man für diese Tropfengrößen $\Delta t_{\text{brems},n} = 10^{-6}$ bzw. $1,44 \cdot 10^{-5} \text{ sec}$, sodass sich für "Üb 1" $G_P = 373$, bzw. für "Üb 2" und "Üb 3" $G_P = 57$ ergibt. Man berechnet daraus (vgl. Abb. 2) $g_P \approx 4\pi^2/373 = 0,106$ bzw. $g_P \approx 4\pi^2/57 = 0,69$. Schliesslich setzt man alles in Gl. (18) ein und erhält

$$\Delta q_{\text{Schlp},n}^{\text{Gitter}} = \begin{cases} 0,25 \cdot 10^3 \text{ J/kg} & \text{"Üb 1"}, \text{ bzw.} \\ 1,25 \cdot 10^3 \text{ "} & \text{"Üb 2", "Üb 3"} \end{cases} \quad (19)$$

Die Schleppverluste infolge der Gitterströmung haben also in dieser Stufe ähnliche Grössen wie die Bremsverluste, vgl. Gl. 3.2(11).

Infolge Turbulenz

Den durch Gittereffekte hervorgerufenen Dampfgeschwindigkeitsschwankungen überlagern sich kleine hochfrequente Schwankungen, die durch die Turbulenz bedingt sind. Dabei muss man sich eines vor Augen halten: wenn man mit einer trägheitsfreien Messsonde den zeitlichen Verlauf der Geschwindigkeitsschwankungen in einer Turbine misst, dann erhält man zwar eine gewisse Auskunft über die Turbulenz, aber nicht diejenige, die für die mitschwimmenden Tropfen ausschlaggebend ist. Man sollte eine Messung machen können, wo die Sonde sich mit dem Dampf mitbewegt und nur die von ein und demselben Dampfteilchen erlebten Geschwindigkeitsfluktuationen registriert. In Ermangelung solcher Unterlagen begnügen wir uns mit einer plausibel scheinenden Annahme, die uns mindestens soviel erlaubt, über die Schleppverluste infolge Turbulenz eine Ahnung zu gewinnen.

Wir nehmen an, dass die Geschwindigkeit eines Dampfteilchens in einer Stufe zehn Schwankungsperioden durchmacht. Die Schwankungen sollen sich auf alle Raumkomponenten beziehen, und ihre Amplitude soll in allen Richtungen z. B. 1 % der mittleren Axialgeschwindigkeit \bar{c}_a betragen. Die Annahme von zehn Schwankungsperioden pro Stufe entspricht etwa einer Schwankungsfrequenz von 10^4 sec^{-1} , weil mit z. B. $\bar{c}_a = 150 \text{ m/sec}$, $\Delta \xi'_a + \Delta \xi''_a = 0,15 \text{ m}$ die Durchströmzeit für eine Stufe $0,15/150 = 1 \cdot 10^{-3} \text{ sec}$ beträgt, sodass die Dauer einer Schwankung $1 \cdot 10^{-3}/10 = 10^{-4} \text{ sec}$ wird. Turbulenzmessungen an Strömungsmaschinen zeigen [43], dass die Frequenz von 10^4 sec^{-1} an der oberen Grenze des Bereiches liegt, wo die Schwankungen eine namhafte Intensität haben. Mit Annahme einer eher zu hohen Frequenz erhält man aber zu hohe Verlustwerte¹⁾, sodass die daraus erhaltenen Resultate als

1) Diese Behauptung trifft für den Fall $G_T > 2$ zu, was in praktischen Fällen immer erfüllt ist. Für $G_T > 10$ nimmt sogar der Verlust mit steigender Frequenz quadratisch zu.

obere Schranken zu verstehen sein werden. Zur Wahl der Amplitude sei bemerkt, dass die mit stationären Sonden gemessenen hohen Turbulenzgrade (10 bis 15 %) aus den erwähnten Gründen auf die Relativbewegung zwischen Tropfen und Dampf nicht übertragbar sind.

Mit diesen Annahmen für die turbulenten Schwankungen der Dampfgeschwindigkeit kann man die Schleppverluste für eine jede der drei Schwankungsrichtungen grundsätzlich auf die gleiche Weise berechnen, wie es vorhin für die tangentialen Schwankungen getan wurde. Das Verhalten der Nebeltropfen in Turbulenz wird durch den zu G_P analogen Parameter

$$G_T \equiv \frac{(\Delta \xi_a / 10)}{\bar{c}_a \Delta t_{\text{brems}, n}} \quad (20)$$

gekennzeichnet. Für den gesamten Schleppverlust infolge Turbulenz in einer Stufe findet man (nach Summierung für die drei Raumrichtungen)

$$\Delta q_{\text{Schlp}, n}^{\text{Turb}} = \frac{3}{2} y_n 0,01^2 \bar{c}_a^2 \cdot 10 g_T(G_T) \quad , \quad (21)$$

wo die Funktion $g_T(G_T)$ ganz nach der Analogie von $g_P(G_P)$ gebildet wurde und deshalb ebenfalls von der Abb. 2 abgelesen werden kann.

Für unser Beispiel, die vorletzte Stufe der Ueberdruckturbine, lassen sich mit den schon erwähnten Angaben und mit $G_T = G_P / 10 = 373 / 10 = 37,3$ ("Üb 1"), bzw. $57 / 10 = 5,7$ ("Üb 2" und "Üb 3") folgende Schleppverluste infolge Turbulenz nachweisen:

$$\Delta q_{\text{Schlp}, n}^{\text{Turb}} = \begin{cases} 7 \text{ J/kg} = 0,007 \text{ kJ/kg} & \text{("Üb 1") ,} \\ 16 \text{ " } = 0,016 \text{ " } & \text{("Üb 2", "Üb 3") .} \end{cases} \quad (22)$$

Die durch Turbulenz verursachten Schleppverluste an den Nebeltropfen sind also verschwindend klein, verglichen mit denen, die durch die Gitterströmung verursacht werden. Wir lassen sie daher völlig ausser acht und berechnen die gesamten Schleppverluste an den Nebeltropfen einfach als

$$\Delta q_{\text{Schlp}, n} \approx \Delta q_{\text{Schlp}, n}^{\text{Gitter}} = 4 y_n \left(\frac{s'}{\Delta \xi_a} \right)^2 \bar{c}_a^2 g_P(G_P) \quad . \quad (23)$$

G_P kann aus Gl. (12) berechnet und g_P von der Abb. 2 abgelesen werden. Für y_n soll man y_{n1} einsetzen. Für diejenige Stufe, in der die Nebeltropfen entstehen, ist der Verlust nur ein Teil des aus Gl. (23) berechneten Wertes, entsprechend dem, wo in der Stufe Nebel entsteht.

In unserer als Beispiel benützten Stufe ergibt sich für die gesamten Schleppverluste an den Nebeltropfen

$$\Delta q_{\text{Schlp, n}} = \begin{cases} 0,25 \text{ kJ/kg} & (\text{"Üb 1"}) \\ 1,25 \text{ "} & (\text{"Üb 2", "Üb 3"}) \end{cases} \quad (24)$$

Im Zusammenhang mit den Nebeltropfen wäre noch eine Art Schleppverlust zu berücksichtigen, der dann entsteht, wenn die Nebeltropfen plötzlich in ein Raumgebiet gelangen, wo eine viel kleinere Dampfgeschwindigkeit herrscht, und hier durch Reibung abgebremst werden (Profilgrenzschicht, Nachlaufdehle, Ablösungsgebiete). Davon wird aber immer nur ein geringer Teil des Nebeltropfenstromes betroffen, sodass wir diesen Verlust wohl vernachlässigen dürfen.

b) Schleppverluste an den grossen Tropfen

Die Beschleunigung der grossen Tropfen durch den Dampfstrom, die nach jedem Abreissen oder Zurückprallen stattfindet, kostet Reibungsverluste, deren Grösse nach Traupel [20] sehr einfach berechnet werden kann. Er leitet für einen Dampfstrom konstanter Geschwindigkeit c_d her, dass der bei der Beschleunigung eines Tropfens entstehende Arbeitsverlust von der Art des Widerstandsgesetzes des Tropfens unabhängig ist und nur von der vom Tropfen erreichten Endgeschwindigkeit c_r abhängt. Der auf die Masse des beschleunigten Tropfens bezogene Verlust beträgt

$$\Delta L_r = c_d c_r - \frac{c_r^2}{2} \quad (25)$$

Als solche Tropfen kommen in einer Stufe die von den Leitschaufelhinterkanten abgerissenen Tropfen (y_{g1}), die von beiden Schaufelreihen zurückgeprallten Tropfen (y_{gg1} und y_{gg2}) und der im beschauelten Raum bleibende Teil des herauszentrifugierten Wassers ($y_{h1, drin}$ und $y_{h2, drin}$) in Frage. Für die massgebende Dampfgeschwindigkeit c_d können wir für die abgerissenen Tropfen ("g") - wie auch in Abschn. 2.6 getan wurde - $c_d = 0,8 c_1$ einsetzen. Die zurückprallenden Tropfen ("gg") verkörpern meistens eine kleinere Gesamtmenge als die abgerissenen. Sie sind auch kleiner als diese und legen im Dampf einen längeren Flugweg zurück, weil sie ja schon vorne, jeweils in der Nähe der Eintrittskanten der Schaufeln in die Strömung gelangen (siehe Abb. 2.8.6). Aus diesen Gründen ist ihre Endgeschwindigkeit, mit der sie auf die nachfolgende Schaufelreihe wieder auftreffen, sicher beträchtlich grösser, als die der von den Hinterkanten abgerissenen Tropfen. Wir geben uns für sie mit einer groben Abschätzung der Verluste zufrieden. Wir nehmen an, die Dampfgeschwindigkeit habe während der ganzen Beschleunigung soviel betragen wie beim Austritt aus dem Schaufelgitter (also c_1 bzw. w_2) und die Tropfen haben die

Hälfte dieser Geschwindigkeit erreicht, was von der Wirklichkeit nicht allzu weit entfernt liegen dürfte. Den Massenanteil "h" behandeln wir auf ähnliche Weise, wie "gg".

Auf Grund der Gl. (25) lässt sich somit schreiben für die Schleppverluste infolge der Beschleunigung der verschiedenen grossen Tropfen in einer Stufe, bezogen auf die Masseneinheit des Nassdampfes,

$$\Delta q_{\text{Schlp, gr}} = y_{g1} \left(0,8 c_1 c_g - \frac{c_g^2}{2} \right) + (y_{gg1} + y_{h1, \text{drin}}) 0,75 \frac{c_1^2}{2} + (y_{gg2} + y_{h2, \text{drin}}) \cdot 0,75 \frac{w_2^2}{2} \quad (26)$$

Die einzige Grösse, die hier noch unbekannt ist, ist c_g , die Geschwindigkeit der von Hinterkanten abgerissenen grossen Tropfen beim Aufprall auf die Laufschaufeln. Sie kann aber in Kenntnis der Tropfengrösse \bar{r}_g (vgl. etwa Abschn. 2.9) und des Flugweges, den diese Tropfen von der Hinterkante weg bis zum Aufschlag auf die nächste Laufschaufelreihe zurücklegen, mit Hilfe der Abb. 2.8.3 einfach bestimmt werden.

Als Beispiel sei wieder die vorletzte Stufe unserer Ueberdruckturbine verwendet, wo $c_1 = 361$ m/sec und $w_2 = 358$ m/sec betragen. Laut Zahlentafel 2.9.1 ist $\bar{r}_{g1} = 6,0 \cdot 10^{-5}$ m, wofür sich $\Delta t_{\text{brems, g}} = 7,6 \cdot 10^{-3}$ sec ergibt, sodass der Kurvenparameter in Abb. 2.8.3 auf $\left(\frac{1}{2} U_r \Delta t_{\text{brems, g}} \right)_{\xi=0} = \frac{1}{2} 0,8 \cdot 361 \cdot 7,6 \cdot 10^{-3} = 1,1$ m zu stehen kommt. Der totale Flugweg beträgt ca. 4 cm (aus Beschauelungsplan zu entnehmen), sodass man für die Endgeschwindigkeit c_g von Abb. 2.8.3 $c_g = 0,16 c_1 = 0,16 \cdot 361 = 58$ m/sec abliest. Mit den in Abschn. 2.9 berechneten spezifischen Massgehaltenern ergibt sich dann aus Gl. (26)

$$\Delta q_{\text{Schlp, gr}} = \begin{cases} 0,02 + 0,09 + 0,26 = 0,37 \text{ kJ/kg für "Üb 1",} \\ 0,08 + 0,47 + 1,12 = 1,67 \text{ " " "Üb 2",} \\ 0,08 + 0 + 0 = 0,08 \text{ " " "Üb 3".} \end{cases} \quad (27)$$

Diese grossen Unterschiede beruhen darauf, dass in den drei Fällen die Menge des im Strömungskanal befindlichen grobförmigen Wassers ganz verschieden ist. Im allgemeinen sind die Schleppverluste an den grossen Tropfen mit denjenigen an den Nebeltropfen vergleichbar, vgl. Gl. (24).

Zusammenfassend, für alle Schleppverluste in einer Stufe ergibt sich

$$\Delta q_{\text{Schlp}} = \Delta q_{\text{Schlp, n}} + \Delta q_{\text{Schlp, gr}} \quad (28)$$

wobei das erste Glied aus Gl. (23), das zweite aus Gl. (26) berechnet werden kann.

Für unser Beispiel, die vorletzte Stufe der Ueberdruckturbine, findet man die Zahlenwerte

$$\Delta q_{\text{Schlp}} = \begin{cases} 0,25 + 0,37 = 0,62 \text{ kJ/kg für "Üb 1"} \\ 1,25 + 1,67 = 2,92 \text{ " " "Üb 2"} \\ 1,25 + 0,08 = 1,33 \text{ " " "Üb 3"} \end{cases} \quad (29)$$

was etwa 0,8 bis 3,6 % des (ohne Nässeverluste berechneten) Stufengefälles entspricht und etwas grösser ist, als die im Abschn. 3. 2 berechneten Bremsverluste.

3. 4 Thermodynamische Verluste

Die thermodynamischen Verluste entstehen im Laufe der Wärmeaustauschvorgänge zwischen den beiden Phasen, weil ja diese nicht genau auf der gleichen Temperatur sind. Der interne Wärmeaustausch ist eine unvermeidliche Begleiterscheinung eines jeden Kondensationsvorganges, falls die freiwerdende Verdampfungswärme auf irgendwelche Weise nicht sofort nach aussen abgeführt wird.

Es tritt kein Verlust auf, wenn entweder die Zustandsänderung in thermodynamischem Gleichgewicht verläuft (kein Temperatursprung zwischen Dampfphase und Wasserphase) oder wenn trotz Unterkühlung keine Kondensation stattfindet ("vollkommene Unterkühlung").

Die Grösse des Verlusts ergibt sich aus folgender Ueberlegung. Soll an der Oberfläche der Tropfen, die die Temperatur T_r besitzen, die Dampfmenge dm kondensieren, sodass die dabei freigesetzte Verdampfungswärme $L \cdot dm$ an den umgebenden Dampf übertragen wird, dessen Temperatur T_d niedriger ist als T_r . Das ist ein irreversibler Vorgang; er würde sich auf die Weise umkehrbar machen lassen, dass man zwischen der Temperatur T_r und T_d eine Carnot-Maschine arbeiten liesse, die dabei die Arbeit $L \cdot dm \cdot (1 - T_d/T_r)$ erzeugen würde. Diese Arbeit gibt den Verlust an, der beim wirklichen Vorgang entsteht. Beziehen wir seine Grösse auf 1 kg Nassdampf, dann ist dm durch dy zu ersetzen und der entstehende Verlust dq beträgt

$$dq = L \cdot dy \left(1 - \frac{T_d}{T_r}\right) \quad (1)$$

Es ist zweckmässig, bei den thermodynamischen Verlusten im Laufe einer Expansion diejenigen Verluste, die bei einem plötzlichen Zusammenbruch der Unterkühlung (Nebelbildung) auftreten, getrennt zu behandeln von denen, die während der weiteren Kondensation an den Nebeltropfen als Folge der fortwährenden Unterkühlung entstehen. An sich besteht kein physikalischer Unterschied zwischen den beiden,

doch ist der thermodynamische Verlust, der während einer plötzlichen Kondensation entsteht, stets mit einem aerodynamisch bedingten – positiven oder negativen – weiteren Verlust verbunden, der ihn weiter vergrößert oder verkleinert. (Der rein thermodynamische Verlust würde bei der Mach-Zahl Null auftreten.) Der resultierende Verlust beim Kondensationsstoss wurde schon in Abschn. 2.5 berechnet und in Abb. 2.5.11 dargestellt. Für die Verlustberechnungen werden wir seinen Wert immer von dort entnehmen, wir setzen also

$$\Delta q_{\text{Spont}} = (s_{\text{nach}} - s_{\text{vor}}) \cdot T_s(p_{\text{vor}}) \quad \text{laut Abb. 2.5.11} \quad (2)$$

und belasten damit immer diejenige Stufe, in der (oder im axialen Zwischenraum unmittelbar nach welcher) der Wilson-Punkt liegt. – Für Δq_{Spont} darf man immer denjenigen Verlust einsetzen, den man von Abb. 2.5.11 für die Mach-Zahl $M_{\text{vor}} = 0$ abliest, ausgenommen in dem Fall, dass der Wilson-Punkt an einer Stelle erreicht wird, wo die Strömung durch dicht stehende Schaufeln beidseitig fest begrenzt ist und zugleich eine beträchtlich hohe Mach-Zahl ($> 0,6$) herrscht. Da das Ablesen von der Abb. 2.5.11 zu wenig genau ist, wurden die bei $M_{\text{vor}} = 0$ auftretenden Verlustwerte in Abb. 1 für verschiedene Drücke in Abhängigkeit der Unterkühlung im Wilson-Punkt (ΔT^*) aufgetragen. (An sich wäre es richtiger, ΔT_{vor} statt ΔT^* zu schreiben, sowie auch den Kurvenparameter mit p_{vor} statt mit p^* zu bezeichnen, jedoch

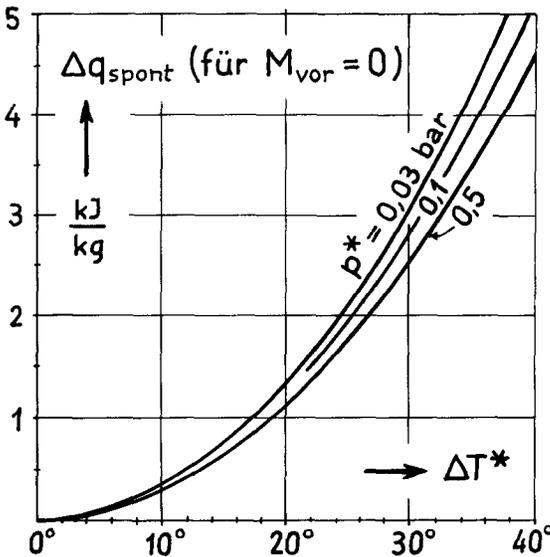


Abb. 3.4.1 Der rein thermodynamische Verlust bei der spontanen Kondensation des Dampfes in Abhängigkeit von der grössten Unterkühlung, für verschiedene Drücke

begeht man mit dieser Vereinfachung in praktisch vorkommenden Fällen keinen grossen Fehler.) In den Fällen, wo man den Einfluss der Mach-Zahl nicht ausser acht lassen darf, liest man mit Vorteil zuerst den Verlustbetrag für $M_{\text{vor}} = 0$ von der Abb. 1 ab und benützt dann Abb. 2. 5. 11 bloss zu einer Korrektur.

Diejenigen Verluste hingegen, die infolge der fortwährenden Unterkühlung auftreten, werden auf Grund der Gl. (1) bestimmt. Ihre Grösse in einer Stufe erhält man, wenn man Gl. (1) für die Stufe integriert:

$$\Delta q_{\text{Untk}} = \int_{\xi_{a0}}^{\xi_{a2}} L \frac{dy}{d\xi_a} \frac{T_r - T_d}{T_r} d\xi_a \quad (3)$$

Da bei ausgewachsenen Nebeltropfen der Kapillareffekt keine merkliche Rolle mehr spielt, ist $T_r - T_d = T_s - T_d = \Delta T$; ferner ändert sich $T_r = T_s$ nur wenig und kann als \bar{T}_s ("mittlere Sättigungstemperatur in der Stufe") vor das Integralzeichen genommen werden. Es ergibt sich dann

$$\Delta q_{\text{Untk}} = \frac{L}{\bar{T}_s} \int_{\xi_{a0}}^{\xi_{a2}} \frac{dy}{d\xi_a} \Delta T d\xi_a \quad (4)$$

Sind die Verläufe $\Delta T(\xi_a)$ und $y(\xi_a)$ für die betreffende Stufe bekannt - wie sie für die berechneten Beispiele in den Abbn. 2. 9. 4 etc. aufgezeichnet wurden -, so lässt sich Δq_{Untk} aus Gl. (4) durch graphische Integration im Prinzip ohne weiteres bestimmen. Der Verlauf $y(\xi_a)$, der uns zur Verfügung steht, ist jedoch sehr ungenau, weil die Berechnung nach Abschn. 2. 9 die y -Werte nur in den axialen Zwischenräumen liefert. Umso ungenauer wird ein aus diesem $y(\xi_a)$ gewonnener Verlauf von $dy/d\xi_a$. Es ist daher angezeigt, die Formel Gl. (4) von vornherein durch eine Näherung zu ersetzen, die dann ausserdem noch viel einfacher zu berechnen ist. Man setzt

$$\Delta q_{\text{Untk}} = \frac{L}{\bar{T}_s} \left[(y_1 - y_0) \Delta T'_m + (y_2 - y_1) \Delta T''_m \right] \quad (5)$$

und verlegt damit alle Unsicherheiten in die Bestimmung geeigneter Werte für die massgebende Unterkühlung ΔT_m . Da $dy/d\xi_a$ etwa proportional zu dy/dt ist und dieses wiederum etwa proportional zu ΔT (Wärmeübergangsgesetz!), ergibt sich für ΔT_m die Näherung

$$\Delta T_m = \frac{\overline{\Delta T^2}}{\Delta T} \quad (6)$$

wo $\overline{\Delta T}$ und $\overline{\Delta T^2}$ durch

$$\overline{\Delta T^n} \equiv \frac{1}{\xi_{a2} - \xi_{a0}} \int_{\xi_{a0}}^{\xi_{a2}} \Delta T^n d\xi_a \quad (n = 1, 2) \quad (7)$$

definiert sind und aus dem auf Grund des Abschn. 2.9 graphisch vorliegenden $\Delta T(\xi_a)$ -Verlaufes zumindest schätzungsweise leicht bestimmten werden können. Verläuft ΔT in einem Kranz wellenförmig, so gibt die Formel

$$\Delta T_m = \overline{\Delta T} + \frac{(\Delta T_{\max} - \Delta T_{\min})^2}{8 \overline{\Delta T}} \quad (8)$$

einen sehr guten Näherungswert für das gesuchte ΔT_m . ΔT_{\max} und ΔT_{\min} bedeuten die Extremwerte, die im Kranz auftreten. (Die Formel würde streng gelten, wenn der ΔT -Verlauf die Form einer um $\overline{\Delta T}$ gehobenen Sinusperiode hätte.)

Ein weiterer thermodynamischer Verlust entsteht im Abdampfstutzen, weil der Dampf beim Austritt aus der letzten Stufe oft noch beträchtlich unterkühlt ist. Für die Grösse des Verlustes spielt es keine Rolle, ob die Unterkühlung nur mittels Kondensation an den schon vorhandenen Nebeltropfen zum Verschwinden gebracht wird oder ob auch noch eine frische Keimbildung einsetzt, was ja bei grossen Unterkühlungen am Austritt der Fall sein kann. Die spezifische Menge des unterkühlten Dampfes beträgt $(1 - y_E)$, sodass der Verlust aus

$$\Delta i_{\text{Untk}}^{\text{Stutzen}} = (1 - y_E) \Delta q_{\text{Spont}} \quad (9)$$

berechnet werden kann¹⁾, wobei man Δq_{Spont} aus Abb. 1 bestimmt. Es sind dabei $p^* = p_K$ und $\Delta T^* = \Delta T_E$ zu setzen. (ΔT_E ist die Unterkühlung am Austritt aus der letzten Stufe.) Da aus diesem Verlust in Niederdruckturbinen sowieso nichts mehr zurückgewonnen werden kann, wurde er mit Δi und nicht mit Δq bezeichnet.

Als Zahlenbeispiel betrachten wir eine längere Expansion, wobei die spezifische Wassermenge $y_{\text{end}} - y_{\text{anfg}} = 0,10$ an die Nebeltropfen niedergeschlagen wird, so dass dabei die Unterkühlung immer konstant bleibt. (Sie soll z. B. $\Delta T = 1^\circ, 5^\circ$ bzw. 20°C betragen.) So ist (wegen $\overline{\Delta T^2} = \Delta T^2$ und $\overline{\Delta T} = \Delta T$) $\Delta T_m = \Delta T$ und das führt mit $L = 2,3 \cdot 10^3$ kJ/kg und $T_s = 350^\circ\text{K}$ auf folgenden Verlust:

$$\left. \begin{aligned} \Delta q_{\text{Untk}} &= \frac{2300}{350} 0,1 \cdot 1 = 0,66 \text{ kJ/kg} \quad \text{für } \Delta T = 1^\circ\text{C} , \\ \Delta q_{\text{Untk}} &= \frac{2300}{350} 0,1 \cdot 5 = 3,3 \quad \text{"} \quad \text{"} \quad \Delta T = 5^\circ\text{C} , \\ \Delta q_{\text{Untk}} &= \frac{2300}{350} 0,1 \cdot 20 = 13,2 \quad \text{"} \quad \text{"} \quad \Delta T = 20^\circ\text{C} . \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

1) Den Einfluss der Machzahl kann man von vornherein vernachlässigen, da hier meistens keine feste Begrenzung der Strömung mehr vorliegt.

Das isentrope Gefälle bei dieser Expansion beträgt ca. 330 kJ/kg, sodass die Verluste einer Verschlechterung des Wirkungsgrades um etwa 0,2 %, 1 % bzw. 4 % entsprechen.

Als anderes Beispiel nehmen wir die vorletzte Stufe der in Abschn. 2.1 ausgelegten Ueberdruckturbine. Bei $p = 0,11$ bar ist $L = 2,39 \cdot 10^3$ kJ/kg, $\bar{T}_s = 48^\circ\text{C} = 321^\circ\text{K}$, und aus der in Abschn. 2.9 erfolgten Berechnung entnimmt man für die drei untersuchten Varianten (vgl. Zahlentafeln 2.9.1 bis 3) folgende Kondensationsmengen:

$$\begin{aligned} \text{für "Üb 1": } & y_1 - y_0 = 0,01308 \text{ und } y_2 - y_1 = 0,01052 \text{ kg/kg,} \\ \text{"Üb 2": } & \quad \quad \quad = 0,01190 \quad \quad \quad = 0,00880 \quad \quad \quad , \\ \text{"Üb 3": } & \quad \quad \quad = 0,01190 \quad \quad \quad = 0,00890 \quad \quad \quad . \end{aligned}$$

Auf Grund des graphischen Unterkühlungsverlaufs (Abbn. 2.9.4 bis 6) ermittelt man

$$\begin{aligned} \text{für "Üb 1": } & \Delta T'_m = 2,2^\circ\text{C}, & \Delta T''_m = 2,8^\circ\text{C}, \\ \text{"Üb 2": } & \Delta T'_m = 14,2^\circ\text{C}, & \Delta T''_m = 16,2^\circ\text{C}, \\ \text{"Üb 3": } & \Delta T'_m = 14,1^\circ\text{C}, & \Delta T''_m = 16,0^\circ\text{C}, \end{aligned}$$

sodass sich aus Gl. (5) folgende Unterkühlungsverluste ergeben:

$$\Delta q_{\text{Untk}} = \begin{cases} 0,21 + 0,22 = 0,43 \text{ kJ/kg} & (\text{"Üb 1"}), \\ 1,25 + 1,06 = 2,31 \quad \quad \quad & (\text{"Üb 2"}), \\ 1,24 + 1,06 = 2,30 \quad \quad \quad & (\text{"Üb 3"}). \end{cases} \quad (11)$$

Die Unterkühlungsverluste in einer Stufe haben also etwa die gleiche Grössenordnung wie die Brems- oder die Schleppverluste.

3.5 Sonstige Nässeverluste in einer Stufe

Ausser den drei Hauptverlustarten, die in den Abschn. 3.2 bis 3.4 behandelt wurden, gibt es noch eine Vielzahl weniger ergiebiger Verlustquellen, die wir jetzt der Reihe nach untersuchen wollen. Bei der Suche nach weiteren Verlusten muss man stets aufpassen, nicht etwas zu "entdecken", das in einer anderen Weise schon einmal berücksichtigt wurde.

Zentrifugationsverluste an den Laufschaufeln: Das Wasser, das an den Laufschaufeln haftenbleibt, wird hinauszentrifugiert, d. h. fliesst an der Schaufeloberfläche radial nach aussen und sprüht dann von der Schaufelspitze (oder vom Deckband) ab. Während ihrer Verschiebung zu den Schaufelspitzen erhalten die Wasserteilchen immer grössere Umfangsgeschwindigkeiten, d. h. dass das Laufrad eine Pumpleistung an sie abgeben muss. Diese Leistung gilt als Verlust, weil die

kinetische Energie des absprühenden Wassers beim Aufprall an die Gehäusewand etc. restlos in Wärme zurückverwandelt wird. Beziehen wir wieder alles auf die Masseneinheit des durchströmenden Nassdampfes, dann ist die an den Laufschaufeln haften-gebliebene Wassermenge durch y_f'' gegeben und der Verlust beträgt laut der Eulerschen Momentengleichung

$$\Delta q_{Zfg} = y_f'' (u_{2, Spitze}^2 - u_2^2) . \quad (1)$$

Die Verwendung von u_2 entspricht hier der Vorstellung, dass alles Wasser im Mittelkreis auf die Schaufeln gelangt. Das ist eine plausible Annahme; noch mehr, sie ist die einzig zulässige, weil ja die Bremsverluste in Abschn. 2.2 unter der Annahme berechnet wurden, dass dem am Laufrad haftengebliebenen Wasser die Umfangsgeschwindigkeit u_2 erteilt wird.

In der vorletzten Stufe unserer Ueberdruckturbine ist $u_2 = 310$ m/sec, $u_{2, Spitze} = 384$ m/sec und $y_f'' = 21,5 \cdot 10^{-4}$ ("Üb 1"), $81,0 \cdot 10^{-4}$ ("Üb 2"), bzw. $134,8 \cdot 10^{-4}$ ("Üb 3"). Daraus ergibt sich

$$\Delta q_{Zfg} = \begin{cases} 111 \text{ J/kg} = 0,11 \text{ kJ/kg} & (\text{"Üb 1"}), \\ 420 \text{ " } = 0,42 \text{ " } & (\text{"Üb 2"}), \\ 696 \text{ " } = 0,70 \text{ " } & (\text{"Üb 3"}), \end{cases} \quad (2)$$

was weniger als etwa ein Zehntel der Summe der drei Hauptverluste ausmacht, vgl. die Gln. 3.2(11), 3.3(29) und 3.4(11).

Zentrifugationsverluste an Nebeltropfen: Falls $c_{n,u}$ die Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit der Nebeltropfen, von Null verschieden ist, wirkt eine Zentrifugalkraft Z_r auf einen jeden Tropfen und schiebt ihn radial nach aussen. Ihre Grösse ist im Mittelkreis der Beschauelung (Durchmesser D_m) durch $Z_r = 2m_r c_{n,u}^2 / D_m$ gegeben. Wenn Z_r konstant bleibt, dann stellt sich gegenüber dem Dampf eine radial nach aussen gerichtete, konstante relative Tropfengeschwindigkeit U_r ein, die so gross ist, dass der Reibungswiderstand W der Zentrifugalkraft Z_r genau die Waage hält. Da $W = m_r U_r / \Delta t_{b, n}$ ist (vgl. Abschn. 2.2), folgt aus der Bedingung $W = Z_r$ für die Relativgeschwindigkeit die Formel

$$U_r = 2 \frac{c_{n,u}^2}{D_m} \Delta t_{b, n} . \quad (3)$$

Mit der Abschätzung $c_{n,u}^2 \approx u_1^2$ greift man sicher höher als der Durchschnittswert von $c_{n,u}^2$ in einer Stufe. Somit erhält man z. B. in der vorletzten Stufe der Ueberdruckturbine

$$U_r \approx 2 \cdot \frac{298^2}{1,900} \Delta t_{\text{brems},n} = \begin{cases} 0,19 \text{ m/sec} & (\text{"Üb 1"}), \\ 1,3 \text{ m/sec} & (\text{"Üb 2", "Üb 3"}). \end{cases} \quad (4)$$

(Die Bremszeiten wurden für das Beispiel Gl. 3.3(19) schon einmal berechnet.) Die Geschwindigkeit, mit der die Nebeltropfen radial nach aussen wandern, ist also sehr klein. Das ist der Grund, weshalb Nebeltropfen sich nicht einfach hinausschleudern lassen. Tatsächlich beträgt $\Delta \xi_r$, die radiale Verschiebung der Tropfen gegenüber dem Dampf innerhalb dieser Stufe, (da die Verweilzeit in der Stufe laut Zahlentafel 2.1.1 etwa $t_2 - t_0 = (45,6 - 37,4) \cdot 10^{-4} = 8,2 \cdot 10^{-4}$ sec beträgt) nur

$$\Delta \xi_r \approx U_r (t_2 - t_0) = \begin{cases} 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ m} & (\text{"Üb 1"}), \\ 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ m} & (\text{"Üb 2", "Üb 3"}), \end{cases} \quad (5)$$

d. h. höchstens ein Millimeter! - Der Reibungsverlust ist gleich der Arbeit der Reibungskräfte an allen n Nebeltropfen in der Masseinheit des Nassdampfes, er beträgt also

$$nW\Delta \xi_r = n m_r \frac{z_r}{m_r} \Delta \xi_r \approx y_{n1} \frac{2u_1^2}{D_{m1}} \Delta \xi_r = \begin{cases} 1,4 \text{ J/kg} & (\text{"Üb 1"}), \\ 7,6 \text{ " } & (\text{"Üb 2", "Üb 3"}). \end{cases} \quad (6)$$

Verglichen mit den anderen Verlusten, sind diese Verluste verschwindend klein, so dass wir sie völlig ausser acht lassen werden.

Reibungsverluste in den fließenden Wasserschichten: Die Wasserschichten oder Wasseradern werden durch die Dampfreibung und (an Laufschaufeln) durch das Zentrifugalkraftfeld in Bewegung gehalten. Die inneren Reibungsverluste, die in einer von der Dampfströmung getriebenen Wasserschicht entstehen, bedeuten keinen zusätzlichen Verlust, weil die Verluste in der Dampfgrenzschicht etwa entsprechend kleiner werden. (Anstatt einer stehenden Wand wird nämlich der Dampfstrom durch eine mitbewegte Oberfläche begrenzt.) Andererseits dürfen auch die Reibungsverluste, die dann entstehen, wenn die Wasserschicht durch Zentrifugalkräfte getrieben wird, nicht als zusätzliche Verluste betrachtet werden, weil sie eigentlich einen Teil der zur Zentrifugation erforderlichen Pumpleistung darstellen und diese schon gesamthaft als Verlust angesehen wurde. (Der übrige Teil der Pumpleistung entfällt auf die Ueberwindung eines - unbedeutenden - radialen Druckgradienten und, vor allem, auf die Erhöhung der kinetischen Energie des Wassers. Im Absolutsystem muss die Umfangskomponente der Geschwindigkeit des Wassers am Ende der Schaufeln $u_{2, \text{Spitze}}$ betragen, die Grösse der Radialkomponente ist aber frei und kann sich der Reibung entsprechend einstellen.)

Zunahme der Dampfreibung an den Schaufeln: Eine starke Erhöhung der Profilverluste unmittelbar infolge erhöhter Oberflächenrauigkeit der Schaufeln kommt – mindestens in einer Turbine, wo die Erosionen tragbar bleiben – kaum in Frage, weil die Aufrauung der Schaufeln immer auf schmale Streifen beschränkt bleibt. Das Entstehen von Unebenheiten, die die fabrikatorisch bedingte Rauigkeit der Schaufeloberflächen übertreffen, durch eine Welligkeit der Oberfläche der Wasserschichten ist von vornherein ausgeschlossen, weil die Wasserscheider sehr dünn sind ($\sim 10^{-5}$ m).

Die Grenzschicht an der Saugseite (Rückseite) der Schaufelprofile ist normalerweise in der ersten Hälfte laminar (vgl. Abb. 2.4.4, ferner [20] S. 277) und wird erst gegen die Mitte turbulent. Nun wird aber die erosionsbedingte Aufrauung der Vorderkantenpartie eventuell einen frühzeitigen Umschlag der Grenzschicht bewirken können und somit – auf mittelbare Weise – zu einer Erhöhung der Profilverluste führen. (Dass die in Nassdampfturbinen übliche Aufrauung, auch wenn sie nur geringfügig ist, zur Herbeiführung des Umschlages ausreicht, ergibt sich auf Grund von [44].) Der Umschlag ins Turbulente wird durch den Störeffekt, den die starke Bombardierung der Vorderkanten durch die grossen Tropfen bedeutet, wahrscheinlich begünstigt. An Leitschaufeln, wo das haftengebliebene Wasser in Richtung der Dampfströmung getrieben wird, kann an derjenigen Stelle der Profilkontur, wo der Druck plötzlich absinkt (vgl. Abb. 2.4.3) ein Aufkochen des Wasserfilms eintreten, das sich ebenfalls als Störung der Grenzschicht bemerkbar macht und einem frühzeitigen Umschlag behilflich ist. Daher ist es angezeigt, den Verlustbetrag, um den die Profilverluste zunehmen, falls auch die saugseitige Grenzschicht praktisch von Anfang an turbulent ist, als Nässeverlust anzusehen.

Eine grobe, aber für unsere Zwecke genügend gute Abschätzung dieser Zusatzverluste ist auf Grund experimenteller Unterlagen über Profilverluste (vgl. [20] S. 287) und der in Abschn. 2.4b für beide Varianten erfolgten Grenzschichtberechnungen möglich, indem wir die naheliegende Annahme machen, dass die Profilverluste im gleichen Verhältnis zunehmen, wie die über den ganzen Profilkontur integrierte Schubspannung. Die Schubspannungsvergrösserung kann mit Hilfe des in Gl. 2.4(2) definierten Reibungskoeffizienten c_F bestimmt werden, dessen Verlauf für das dort verwendete Profil in der Abb. 2.4.4 dargestellt ist. Durch Integration findet man, dass die integrierte Schubspannung – d. h. das über die ganze Kontur integrierte c_F – um etwa 16 % zunimmt, wenn die Grenzschicht auch an der Rückseite auf ihrer ganzen Länge turbulent wird.

Da die allein durch Grenzschichtreibung bedingten Profilverluste in Turbinengittern etwa 3 bis 4 % Verlust ausmachen (vgl. [20] S. 287), bringt der frühzeitige

Umschlag etwa $0,16(3 \sim 4 \%) \% = (0,48 \sim 0,64) \%$ Verlusterhöhung mit sich. Falls viel grobförmiges Wasser vorhanden ist, tritt der frühzeitige Umschlag in beiden Schaufelkränzen auf, bei wenig grobförmigem Wasser hingegen wahrscheinlich nur im Laufrad. Deshalb benützen wir für die Abschätzung der Verluste in der Stufe, die auf die Erhöhung der Grenzschichtreibung zurückzuführen sind, die Formel

$$\Delta q_{GS} = (0,003 \sim 0,006) \cdot (i_0 - i_2) , \quad (7)$$

wo die kleineren Koeffizientenwerte eher für Fälle gelten, wo auf die Leitschaufeln relativ wenig grobes Wasser auftritt (kleines y_{gg}), die grösseren für Fälle, wo y_{gg} relativ eher gross ist. Für die vorletzte Stufe unserer Ueberdruckturbine bedeutet das einen Verlust von

$$\Delta q_{GS} = \begin{cases} 0,003 \cdot 87,5 = 0,26 \text{ kJ/kg} & (\text{"Üb 1"}) , \\ 0,006 \cdot 87,5 = 0,5 \text{ "} & (\text{"Üb 2"}) , \\ 0,004 \cdot 87,5 = 0,3 \text{ "} & (\text{"Üb 3"}) , \end{cases} \quad (8)$$

wobei beachtet wurde, dass im beschauelten Raum nur im Fall "Üb 2" viel grobförmiges Wasser vorhanden ist.

Auffangverluste: Ueberall, wo rasch bewegte Wasserteilchen auf Wandungen auftreffen, entsteht ein dem Austrittsverlust verwandter Verlust dadurch, dass die kinetische Energie dieser Teilchen in Wärme verwandelt wird. Als solchen Verlust müssen wir allerdings nur die kinetische Energie der auf die Schaufeln auftreffenden Nebeltropfen betrachten, weil die übrigen ähnlichen Verluste schon anderswo (Bremsverlust, Zentrifugationsverlust) berücksichtigt wurden oder vernachlässigbar klein sind. Die Menge der von den beiden Kränzen aufgefangenen Nebeltropfen beträgt pro Kilogramm Nassdampf $\varepsilon'_{n-f} y_{n0}$ bzw. $\varepsilon''_{n-f} y_{n1}$, sodass der Auffangverlust etwa

$$\Delta q_{\text{Auffg}} = \varepsilon'_{n-f} y_{n0} \frac{c_{a0}^2}{2} + \varepsilon''_{n-f} y_{n1} \frac{c_{a1}^2}{2} \quad (9)$$

beträgt. Für die vorletzte Stufe der Ueberdruckturbine ergibt sich z. B.

$$\Delta q_{\text{Auffg}} = \begin{cases} 0,06 \text{ kJ/kg} & (\text{"Üb 1"}) , \\ 0,25 \text{ "} & (\text{"Üb 2"}, \text{"Üb 3"}) . \end{cases} \quad (10)$$

Zusammenfassung: Unter "sonstigen Nässeverlusten" Δq_{Sonst} fassen wir die weniger wichtigen Verluste in der Stufe zusammen:

$$\Delta q_{\text{Sonst}} = \Delta q_{\text{Zfg}} + \Delta q_{\text{GS}} + \Delta q_{\text{Auffg}} . \quad (11)$$

Die einzelnen Glieder berechnen sich aus den Gln.(1), (7) bzw. (9). Für unser Beispiel, die vorletzte Stufe der Ueberdruckturbine, betragen sie

$$\Delta q_{\text{Sonst}} = \begin{cases} 0,11 + 0,26 + 0,06 = 0,43 \text{ kJ/kg} & (\text{"Üb 1"}), \\ 0,42 + 0,50 + 0,25 = 1,17 \text{ "} & (\text{"Üb 2"}), \\ 0,70 + 0,30 + 0,25 = 1,25 \text{ "} & (\text{"Üb 3"}), \end{cases} \quad (12)$$

was etwa gleich viel ist, wie einer der drei Hauptverluste.

3.6 Aenderung des Austrittsverlusts

Die kinetische Energie, die der Dampf nach Verlassen der letzten Stufe noch besitzt, wird durch Verwirbelung meistens praktisch vollständig in Wärme umgewandelt. Im homogenen Idealfall beträgt dieser Austrittsverlust, bezogen auf die Masseneinheit des Dampfes, $c_E^2/2$, wo c_E die (absolute) Austrittsgeschwindigkeit aus dem letzten Laufrad bedeutet, also identisch ist mit dem in Zahlentafel 2.1.1 bzw. 2.1.2 aufgeführten c_2 für die letzte Stufe.

In wirklichen Fällen wird der Austrittsverlust etwas anders, weil - wie im folgenden gezeigt wird - die Austrittsgeschwindigkeit nicht die gleiche ist und weil ausserdem ein Teil des Massenstromes nur mit geringer Geschwindigkeit aus der letzten Stufe tritt oder sogar schon früher abgeleitet wurde.

Wir wollen nun den Betrag Δi_{Aus} berechnen, um welchen der wirkliche Austrittsverlust grösser ist, als der Austrittsverlust im homogenen Idealfall, und machen dazu zwei vereinfachende Annahmen. Erstens nehmen wir an, die Abströmrichtung des Dampfes sei nahezu axial, sodass dessen kinetische Energie praktisch $c_a^2/2$ ist; zweitens setzen wir die Geschwindigkeit der Nebeltropfen derjenigen des Dampfes gleich. Die beiden Fehler, die wir somit begehen, heben sich z.T. auf. Wenn man ferner beachtet, dass die Teilmasse, die am Ende der Turbine in den groben Wasserformen ("gg", "h") enthalten ist, praktisch keine Axialgeschwindigkeit besitzt, kann man für die Austrittsverlusterhöhung schreiben:

$$\Delta i_{\text{Aus}} \approx (1 - y_{\text{gg}} - y_{\text{h}})_E \cdot \frac{\hat{c}_{aE}^2}{2} - \frac{c_{aE}^2}{2} \quad (1)$$

Index E weist auf die Verhältnisse am Ende der Turbine, d.h. auf den Austritt aus der letzten Stufe hin. Die mit $\hat{}$ versehenen Grössen beziehen sich auf die - vom homogenen Idealfall abweichenden - wirklichen Verhältnisse.

Wenn man die Kontinuitätsgleichung für den Endquerschnitt Ω_{aE} anschreibt, lautet sie $\dot{M}v_E = \Omega_{aE} c_{aE}$ bzw. $\dot{M}\hat{v}_E = \Omega_{aE} \hat{c}_{aE}$, sodass $\hat{c}_{aE}/c_{aE} = \hat{v}_E/v_E$ sein muss und somit Gl.(1) die Form

$$\Delta i_{\text{Aus}} \approx - \frac{c_{aE}^2}{2} \left[1 - (1 - y_{gg} - y_h)_E \frac{\hat{v}_E^2}{v_E^2} \right] \quad (2)$$

erhält. Die einzige Unbekannte in dieser Formel ist \hat{v}_E/v_E , das Verhältnis des spezifischen Volumens des Dampfes in Wirklichkeit zu dem im homogenen Idealfall. Der Unterschied zwischen \hat{v}_E und v_E beruht auf zwei Ursachen. Erstens darauf, dass der Endpunkt der Expansion in beiden Fällen verschieden ist (s. Punkte \hat{E} und E in der Abb. 3.1.1), zweitens darauf, dass im wirklichen Falle kein thermodynamisches Gleichgewicht herrscht ($\Delta T_E \neq 0$). Bezeichnen wir mit $\hat{v}_{\infty E}$ das spezifische Volumen, das der Dampf im Punkt \hat{E} (Abb. 3.1.1) bei thermodynamischem Gleichgewicht hätte, so gilt - da ja das Volumen der Wasserphase vernachlässigt werden darf -

$$\frac{\hat{v}_{\infty E}}{v_E} = \frac{\hat{x}_{\infty E}}{x_{\infty E}} = 1 + \frac{\hat{x}_{\infty E} - x_{\infty E}}{x_{\infty E}} \quad (3)$$

Die Verdampfungswärme L ist gleich dem Enthalpieunterschied zwischen den zu $x_{\infty} = 1$ und $x_{\infty} = 0$ gehörenden Punkten, und $\Delta i_{V, \text{tot}}$ ist der Enthalpieunterschied zwischen den Punkten \hat{E} und E . Deshalb gilt $(\hat{x}_{\infty E} - x_{\infty E}) : 1 = \Delta i_{V, \text{tot}} : L$, und Gl. (3) lautet

$$\frac{\hat{v}_{\infty E}}{v_E} = 1 + \frac{\Delta i_{V, \text{tot}}}{x_{\infty E} L} \quad (4)$$

Der Unterschied zwischen $\hat{v}_{\infty E}$ und \hat{v}_E kann seinerseits aus der vorliegenden Unterkühlung ΔT_E mit Hilfe der Gl. 2.3(21) berechnet werden:

$$\frac{\hat{v}_E}{\hat{v}_{\infty E}} = 1 - \left(\frac{1}{T_s} - \frac{c_p}{L} \right)_E \cdot \Delta T_E \quad (5)$$

Wenn man Gl. (4) und (5) in Gl. (2) einsetzt, umformt und die Produkte zweier und mehrerer kleiner Grössen vernachlässigt, erhält man schliesslich die Formel

$$\Delta i_{\text{Aus}} \approx - \frac{c_{aE}^2}{2} \left[(y_{gg} - y_h)_E - \frac{2 \Delta i_{V, \text{tot}}}{x_{\infty E} \cdot L} + 2 \left(\frac{1}{T_s} - \frac{c_p}{L} \right)_E \cdot \Delta T_E \right], \quad (6)$$

woraus die Aenderung des Austrittsverlusts berechnet werden kann. Die Stoffgrössen können vom Kurvenblatt I (s. Anhang) abgelesen werden.

Sind z. B. $c_{aE} = 330$ m/sec, $(y_{gg} + y_h)_E = 0,020$ kg/kg, $\Delta i_{V, \text{tot}} = 20$ kJ/kg, $x_{\infty E} = 0,87$ kg/kg, $\Delta T_E = 20^\circ\text{C}$ und $p_E = 0,035$ bar, so erhält man

$$\Delta i_{\text{Aus}} \approx - 54,5 \cdot 10^3 [0,020 - 0,019 + 0,103] = - 5,67 \cdot 10^3 \text{ J/kg}.$$

Δi_{Aus} ist also negativ, mit anderen Worten, ein Teil der Nässeverluste $\Delta i_{V, \text{tot}}$

wird durch die Austrittsverluständerung wettgemacht! Wieviel zurückgewonnen wird, hängt in erster Linie von der Grösse von ΔT_E , der Unterkühlung am Ende der Turbine ab. Im obigen Beispiel macht Δi_{Aus} 29 % von $\Delta i_{V, \text{tot}}$ aus; hätte aber ΔT_E nur 1°C betragen, so hätte man bloss 1,5 % der Nässeverluste zurückerhalten.

3.7 Berechnung der Nässeverluste und Folgerungen

In den Abschn. 3.2 bis 3.6 wurden die Formeln aufgestellt, die die Grösse der Nässeverluste verschiedener Herkunft angeben. Diese können nun dazu verwendet werden, den gesamten Nässeverlust in einer Stufe und daraus die Wirkungsgradverschlechterung der ganzen Turbine zu berechnen. In Abschn. a wird kurz der Berechnungsgang erörtert, in Abschn. b werden die Resultate für die in Abschn. 2.9 behandelten Beispiele dargelegt und diskutiert.

a) Zusammenfassung des Berechnungsganges

Der gesamte Nässeverlust in einer Stufe, Δq , setzt sich zusammen aus

$$\Delta q = \Delta q_{\text{Brems}} + \Delta q_{\text{Schlp}} + \Delta q_{\text{Spont}} + \Delta q_{\text{Untk}} + \Delta q_{\text{Sonst}} \quad (1)$$

wo die einzelnen Glieder aus den Gln. 3.2(10), 3.3(28), 3.4(2), 3.4(5), bzw. 3.5(11) berechnet werden können. Das dritte Glied hat nur in derjenigen Stufe einen von Null verschiedenen Wert, wo spontane Nebelbildung stattfindet. Zur Berechnung der einzelnen Teilverluste sind ausser den Auslegungsdaten der Turbine (Geschwindigkeiten, Stoffgrössen etc.) selbstverständlich auch die auf Grund des Abschn. 2.9a zu bestimmenden Angaben (z. B. Menge des Wassers in den einzelnen Erscheinungsformen, Unterkühlung, Tropfengrössen etc.) erforderlich. Mit Hilfe der aus Gl. (1) berechneten Δq kann man dann - aus Gl. 3.1(11) bzw. (12) - den Baumannschen Faktor oder die Nässeverlustziffer der betreffenden Stufe bestimmen.

Zur Bestimmung der Nässeverluste in der ganzen Turbine schlägt man folgenden Weg ein. Nachdem man Δq für eine jede Nassdampfstufe bestimmt hat, berechnet man mittels Gl. 3.1(8) die einzelnen Δi_V , d. h. denjenigen Teil des Stufenverlustes, der während der anschliessenden Expansion nicht mehr zurückgewonnen wird ("reduzierter Stufenverlust"). Summiert man diese Δi_V für alle Stufen auf und addiert man dazu das aus Gl. 3.4(9) ermittelte $\Delta i_{\text{Untk}}^{\text{Stutzen}}$, so erhält man $\Delta i_{V, \text{tot}}$ - vgl. Gl. 3.1(9) -, die die Erhöhung der statischen Enthalpie infolge der Nässeverluste am Austritt aus dem letzten Laufrad angibt. Daraufhin lässt sich aus Gl. 3.6.(6) Δi_{Aus} , die (meistens negative) Änderung des Austrittsverlusts bestimmen. Der Betrag $\Delta i_{V, \text{tot}} + \Delta i_{\text{Aus}}$ bedeutet die gesamte Verminderung des Totalenthalpiege-

fällen in der Turbine infolge der Nässeverluste, schlechthin also den gesamten Nässeverlust. Man bestimmt alsdann aus Gl. 3.1(4) α_{Bm} , den Baummannschen Faktor für die ganze Turbine, der eine globale Beurteilung der Verluste und somit einen Vergleich mit den empirischen Beobachtungen gestattet. Damit ist die Verlustberechnung beendet.

Die Berechnung der Verluste kann ziemlich rasch durchgeführt werden, wenn einmal die aus Abschn. 2.9 gewonnenen Unterlagen vorliegen. Die Formeln für die Verluste sind im allgemeinen sehr einfach, einzig für die Schleppverluste ist eine vorbereitende Rechnung erforderlich (zwecks Bestimmung von g_p , das je nach Stufe und Nebeltropfengrösse anders ist, und von c_g , das in einer jeden Stufe einen anderen Wert hat). Wenn auch eine zweite Nebeltropfenbildung stattfindet, so hat Δq_{Spont} auch in einer zweiten Stufe einen von Null verschiedenen Wert. Die Verluste infolge der zweiten Nebeltropfenschär ("nn") können auf Grund derselben Formeln behandelt werden, wie diejenigen infolge von "n".

b) Beispiele

In den Zahlentafeln 3.7.1 bis 6 sind die Nässeverluste zusammengefasst, die sich für die Beispiele ergeben, die in Abschn. 2.9 untersucht worden sind. Die Zahlenwerte wurden für die Ueberdruckturbine in Abb. 1, für die Gleichdruckturbine in Abb. 2 anschaulich gemacht.

Diskutieren wir zunächst die Ueberdruckturbine. Wir rufen in Erinnerung, dass "Üb 1" denjenigen Extremfall darstellt, in dem bei der spontanen Kondensation im ganzen Strömungsquerschnitt feine Nebeltropfen entstehen. (In Abschn. 2.9 wurde gezeigt, dass das einerseits dazu führt, dass die bleibende Unterkühlung gering wird, andererseits dazu, dass das meiste Wasser in Nebeltropfenform bleibt.) Die beiden anderen Fälle "Üb 2" und "Üb 3" setzen hingegen voraus, dass die Nebeltropfen grob sind, und unterscheiden sich voneinander nur in der Güte der Entwässerungsvorrichtungen. (In "Üb 2" wird gar nicht entwässert, auch y_h bleibt im Strömungskanal; in "Üb 3" wird alles Wasser entnommen, das einmal auf die Schaufeln gelangt ist.) In beiden dieser Fälle wurde eine grosse bleibende Unterkühlung festgestellt und es hat sich herausgestellt, dass relativ viel Wasser in die Form grosser Tropfen übergeht.

Betrachten wir die Abb. 1. An der Abszissenachse wurde nicht die axiale Breite der Stufen aufgetragen, sondern jeweils $(i_0 - i_2)$, das – für den homogen-idealen Fall berechnete – Stufengefälle, weil das eine ähnliche, aber sinnvollere Darstellung der Resultate erlaubt. Ueber diese Stufengefälle wurden die Nässeverluste als Flächen aufgetragen und der Beitrag der einzelnen Teilverluste durch Schraffierung

gekennzeichnet. Die Höhe der Verlustrechtecke hat die Bedeutung $\xi/\eta_{su, tr}$, ist also gleich der Nässeverlustziffer ξ dividiert durch den isentropfen Wirkungsgrad am Umfang für die betreffende Stufe ohne Berücksichtigung der Nässeverluste (trocken). Für diesen letzteren wurde in unseren Berechnungen (Abschn. 2.1) ungefähr der Wert 0,88 angenommen.

Was die Grösse der Nässeverluste anbelangt, fällt vor allem auf, dass sie in den drei Fällen sehr stark verschieden sind. Doch stellt man einige grundsätzliche Aehnlichkeiten fest: in der ersten Stufe entsteht kein Nässeverlust (weil auch kein Wasser vorhanden ist); in der zweiten Stufe tritt ein in allen Fällen ungefähr gleich grosser thermodynamischer Verlust auf (infolge Ueberschreitung des Wilson-Punktes); von der dritten Stufe an nehmen die Verluste von Stufe zu Stufe rasch zu, was einerseits auf das Ansteigen der bleibenden Unterkühlung, andererseits an die (fast exponentielle!) Zunahme der Menge des grobförmigen Wassers zurückzuführen ist. – Im Falle "Üb 1" ist die bleibende Unterkühlung viel kleiner als in "Üb 2" oder "Üb 3", was in der Grösse der thermodynamischen Verluste von der Stufe 3 an deutlich zum Vorschein kommt; auch die Ablagerung der Nebeltropfen auf die Schaufeln bleibt im Falle "Üb 1" in bescheidenem Rahmen: deshalb sind die Brems- und Schleppverluste so gering. Dagegen führt die relativ kleine Unterkühlung am Austritt zu einer unbedeutenden Austrittsverlustersparnis. – Im Falle "Üb 3" wird das grobförmige Wasser aus dem Strömungsraum entfernt: das führt zu einer starken Verminderung der Brems- und Schleppverluste gegenüber dem Fall "Üb 2", dafür aber zu einer – allerdings geringfügigen – Zunahme der "sonstigen Verluste" infolge der erhöhten Zentrifugation. In beiden Fällen hat man von der Stufe 3 an viel grössere thermodynamische und strömungstechnische Verluste, als im Fall "Üb 1".

Für den Baumannschen Faktor der ganzen Turbine erhielt man für die drei Fälle die Werte 0,31, 0,91 und 0,57. Um aus diesen unter extremalen Annahmen gewonnenen Werten auf die wirklichen Verhältnisse in Turbinen schliessen zu können, müssen wir erstens bedenken, dass die Wirksamkeit der Entwässerungen in der Praxis weder Null sein wird, wie das im Fall "Üb 2" angenommen wurde, noch so vollkommen gut, wie das in "Üb 3" vorausgesetzt war. Die Wirklichkeit wird vielmehr irgendwo dazwischen liegen, sodass wir für den Extremfall mit grobtröpfigem Nebel als Richtwert wohl etwa $\alpha_{Bm} = (0,91 + 0,57)/2 = 0,74$ nehmen dürfen. Somit kommen wir zum Schluss, dass α_{Bm} in unserer Ueberdruckturbine einen Wert zwischen 0,31 und 0,74 haben wird, je nachdem, wie fein oder wie grob die entstehenden Nebeltropfen sind. Da die Grösse der Nebeltropfen bei einer Aenderung des Zustandsverlaufes in der Turbine stark geändert werden kann, ist für verschiedene Betriebszustände eine starke Streuung der Nässeverluste zu erwarten.

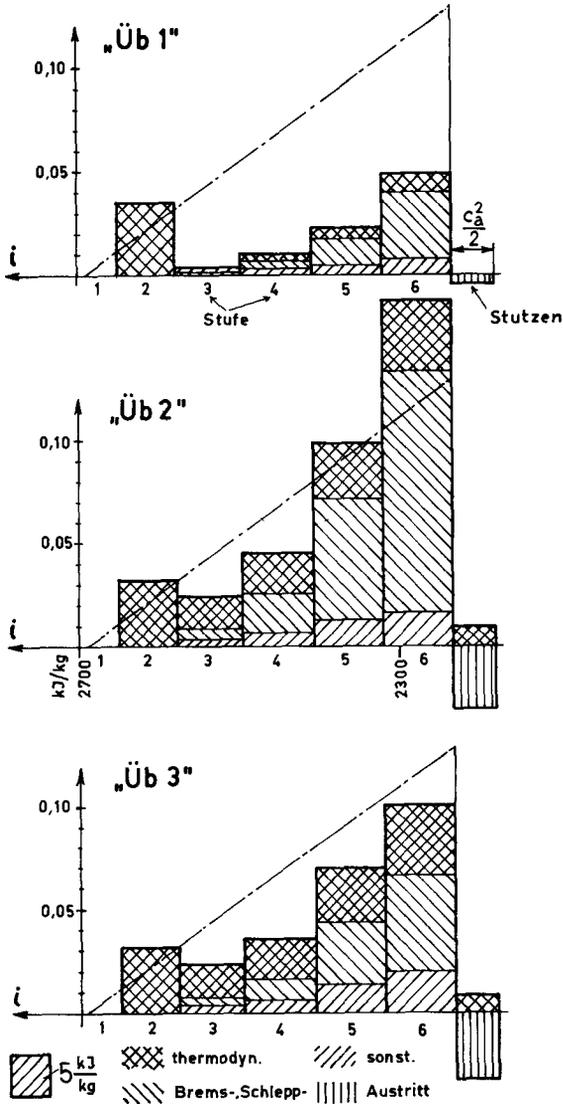


Abb. 3.7.1 Verteilung der Nässeverluste auf die Stufen in der Ueberdruckturbinе; Verlust = Flächeninhalt

— — — — laut Baumanscher Regel, mit $\alpha_{Bm, St} = \text{konst.} = 1,0$

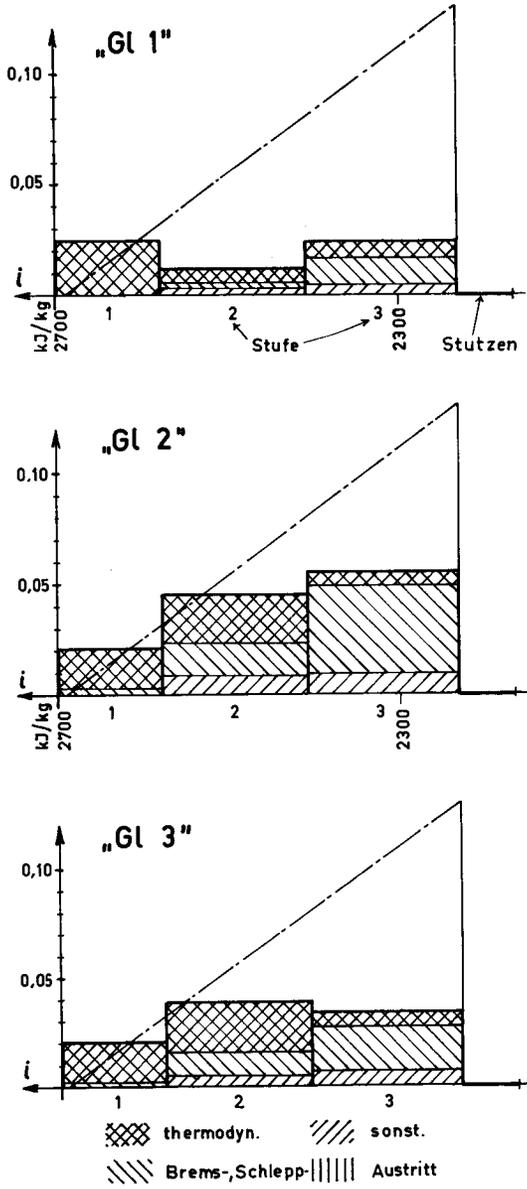


Abb. 3.7.2 Verteilung der Nässeverluste auf die Stufen in der Gleichdruckturbine
(Erläuterungen siehe bei Abb. 3.7.1)

In ausgeführten Turbinen ist der Zustandsverlauf des Dampfes am Rotor nicht der gleiche, wie an den Schaufelspitzen; so wird aber kein einheitlicher Nebel im ganzen Strömungsquerschnitt entstehen: in Rotornähe wird z. B. ein grobtröpfigerer, in Gehäusenähe ein feintröpfigerer gebildet oder umgekehrt, und zwischen den beiden wird ein kontinuierlicher Uebergang bestehen. Die Extremfälle treten also in voller Reinheit gar nicht auf, sodass der Spielraum von α_{Bm} etwas eingeschränkt wird. Wenn man dies vor Augen hält, kann man zusammenfassend folgendes sagen: Auf Grund unserer Rechnungen lässt sich für die als Beispiel benützte Ueberdruckturbinen die Schlussfolgerung ziehen, dass α_{Bm} je nach Betriebszustand einen Wert zwischen 0,4 und 0,65 haben wird.

Diese Zahlenwerte gelten nur für diese besondere Turbinen, man kann aber leicht beurteilen, was für Folgen eine etwas andere Turbinenkonstruktion gehabt hätte. Wenn die Turbinen z. B. dieselbe Expansion mit mehr Stufen bewirkt hätte, so hätte man an den Schaufeln mehr Nebeltropfen aufgefangen; man hätte also in den letzten Stufen mehr Wasser in groben Erscheinungsformen gehabt. Das hätte zu einer Erhöhung der Nässeverluste geführt, weil die gleiche Wassermenge mehr schadet, wenn sie grosse Tropfen bildet, als wenn sie in Nebeltropfenform bleibt. - Als anderes Beispiel denken wir uns eine Expansionslinie, die weniger tief in das Nassdampfgebiet eindringt, z. B. indem wir die letzte Stufe unserer Turbinen weglassen. Das für die gekürzte Turbinen erhaltene α_{Bm} würde sicher kleiner sein, als für die ursprüngliche, weil die letzte Stufe mit unverhältnismässig viel Nässeverlust behaftet ist. Allerdings lässt sich α_{Bm} auf diese Weise nicht beliebig tief verringern, weil bei einer allzu starken Kürzung der Expansionslinie der thermodynamische Verlust, der bei der Nebelbildung auftritt, zu einer grossen Belastung für die ganze Turbinen wird.

Nehmen wir nun unsere Gleichdruckturbinen an die Reihe, vgl. die Zahlentafeln 4 bis 5 und vor allem die Abb. 2 (diese ist ähnlich aufgebaut wie die Abb. 1).

Im Fall "G1 1" (sehr feiner Nebel) hat man in der ersten Stufe einen grossen thermodynamischen Verlust, weil dort die Nebelbildung stattfindet (und zwar bei einem hohen Spitzenwert der Unterkühlung, $\Delta T^* = 33^{\circ}$!). In den Stufen 2 und 3 sind die Verluste relativ klein, vor allem wenn man bedenkt, dass hier schon eine beträchtliche Wassermenge vorhanden ist. Der Anstieg der Verluste von der zweiten zur dritten Stufe ist - wie auch bei der Ueberdruckturbinen - auf den Zuwachs der Brems- und Schleppverluste zurückzuführen (zunehmende Masse in grossen Tropfen). - In den Fällen "G1 2" und "G1 3" tritt in der zweiten Stufe wieder eine spontane Kondensation auf, was sich in grossen thermodynamischen Verlusten bemerkbar macht. Erst in der letzten Stufe wird der thermodynamische Verlust herunterge-

Zahlentafel 3.7.1

Nässeverluste in der Ueberdruckturbine im Falle "Üb 1"

Stufe	1	2	3	4	5	6
$\Delta q_{\text{Brems, n}}$ J/kg	-	-	18	60	206	378
$\Delta q_{\text{Brems, g}}$ "	-	5	9	34	112	252
$\Delta q_{\text{Brems, gg}}$ "	-	-	6	17	65	230
$\Delta q_{\text{Brems, h}}$ "	-	-	18	39	118	386
Δq_{Brems} kJ/kg	-	0,01	0,05	0,15	0,50	1,25
$\Delta q_{\text{Schlp, n}}$ J/kg	-	-	15	52	253	632
$\Delta q_{\text{Schlp, gr}}$ "	-	12	40	117	366	967
Δq_{Schlp} kJ/kg	-	0,01	0,06	0,17	0,62	1,60
Δq_{Spont} "	-	2,46	-	-	-	-
Δq_{Untk} "	-	-	0,21	0,30	0,43	0,76
Δq_{Zfg} J/kg	-	4	5	22	111	263
Δq_{GS} "	-	-	-	270	260	260
Δq_{Auffg} "	-	-	3	12	63	156
Δq_{Sonst} kJ/kg	-	0,00	0,01	0,30	0,43	0,68
Δq "	0	2,48	0,33	0,92	1,98	4,29
$\alpha_{\text{Bm, St}}$ -	0	1,58	0,09	0,15	0,24	0,41
Δi_{V} kJ/kg	0	2,15	0,29	0,86	1,91	4,29
$\Sigma \Delta i_{\text{V}} = 9,50 \text{ kJ/kg}$ $\Delta i_{\text{Untk}}^{\text{Stutzen}} = 0,04 \text{ "}$ $\Delta i_{\text{V, tot}} = 9,54 \text{ "}$ $\Delta i_{\text{Aus}} = -1,19 \text{ "}$ $(\Delta i_{\text{V, tot}} + \Delta i_{\text{Aus}}) = 8,35 \text{ "}$						
$\alpha_{\text{Bm}} = 0,31$						

Zahlentafel 3.7.2

Nässeverluste in der Ueberdruckturbine im Falle "Üb 2"

Stufe	1	2	3	4	5	6
$\Delta q_{\text{Brems, n}}$ J/kg	-	31	111	319	779	834
$\Delta q_{\text{Brems, g}}$ "	-	5	62	209	513	786
$\Delta q_{\text{Brems, gg}}$ "	-	-	5	75	358	1106
$\Delta q_{\text{Brems, h}}$ "	-	-	33	155	563	1595
Δq_{Brems} kJ/kg	-	0,04	0,21	0,76	2,21	4,32
$\Delta q_{\text{Schlp, n}}$ J/kg	-	3	103	333	1250	2324
$\Delta q_{\text{Schlp, gr}}$ "	-	17	106	538	1670	3623
Δq_{Schlp} kJ/kg	-	0,02	0,21	0,87	2,92	5,95
Δq_{Spont} "	-	1,81	-	-	-	-
Δq_{Untk} "	-	0,42	1,32	1,76	2,31	3,02
Δq_{Zfg} J/kg	-	7	33	118	420	581
Δq_{GS} "	-	-	250	500	500	500
Δq_{Auffg} "	-	2	14	69	253	394
Δq_{Sonst} kJ/kg	-	0,01	0,30	0,69	1,17	1,48
Δq "	0	2,30	2,04	4,08	8,61	14,77
$\alpha_{\text{Bm, St}}$ -	0	1,46	0,56	0,65	1,05	1,42
Δi_{V} kJ/kg	0	1,99	1,83	3,79	8,29	14,77
$\begin{aligned} \Sigma \Delta i_{\text{V}} &= 30,67 \text{ kJ/kg} \\ \Delta i_{\text{Untk}}^{\text{Stutzen}} &= 2,46 \text{ "} \\ \Delta i_{\text{V, tot}} &= 33,13 \text{ "} \\ \Delta i_{\text{Aus}} &= -8,28 \text{ "} \\ (\Delta i_{\text{V, tot}} + \Delta i_{\text{Aus}}) &= 24,85 \text{ "} \end{aligned}$						
$\alpha_{\text{Bm}} = 0,91$						

Zahlentafel 3.7.3

Nässeverluste in der Ueberdruckturbine im Falle "Üb 3"

Stufe	1	2	3	4	5	6
$\Delta q_{\text{Brems, n}}$ J/kg	-	31	111	319	783	845
$\Delta q_{\text{Brems, g}}$ "	-	5	62	200	514	792
$\Delta q_{\text{Brems, gg}}$ "	-	-	-	-	-	-
$\Delta q_{\text{Brems, h}}$ "	-	-	-	-	-	-
Δq_{Brems} kJ/kg	-	0,04	0,17	0,53	1,30	1,64
$\Delta q_{\text{Schlp, n}}$ J/kg	-	3	103	333	1250	2360
$\Delta q_{\text{Schlp, gr}}$ "	-	2	21	45	81	50
Δq_{Schlp} kJ/kg	-	0,01	0,12	0,38	1,33	2,41
Δq_{Spont} "	-	1,81	-	-	-	-
Δq_{Untk} "	-	0,42	1,32	1,76	2,30	3,04
Δq_{Zfg} J/kg	-	8	52	195	696	1140
Δq_{GS} "	-	-	250	300	300	300
Δq_{Auffg} "	-	2	14	69	254	399
Δq_{Sonst} kJ/kg	-	0,01	0,32	0,56	1,25	1,84
Δq "	0	2,29	1,93	3,23	6,18	8,93
$\alpha_{\text{Bm, St}}$ -	0	1,45	0,53	0,52	0,75	0,86
Δi_V kJ/kg	0	1,98	1,74	3,00	5,95	8,93
$\Sigma \Delta i_V$		= 21,60 kJ/kg				
$\Delta i_{\text{Untk}}^{\text{Stutzen}}$		= 2,33 "				
$\Delta i_{V, \text{tot}}$		= 23,93 "				
Δi_{Aus}		= -8,49 "				
$(\Delta i_{V, \text{tot}} + \Delta i_{\text{Aus}})$		= 15,44 "				
α_{Bm}		= 0,57				

Zahlentafel 3.7.4

Nässeverluste in der Gleichdruckturbine im Falle "Gl 1"

Stufe	1	2	3
$\Delta q_{\text{Brems, n}}$ J/kg	8	100	256
$\Delta q_{\text{Brems, g}}$ "	-	4	40
$\Delta q_{\text{Brems, gg}}$ "	-	-	4
$\Delta q_{\text{Brems, h}}$ "	-	8	134
Δq_{Brems} kJ/kg	0,01	0,11	0,43
$\Delta q_{\text{Schlp, n}}$ J/kg	10	129	1008
$\Delta q_{\text{Schlp, gr}}$ "	3	104	592
Δq_{Schlp} kJ/kg	0,01	0,23	1,60
Δq_{Spont} "	2,95	-	-
Δq_{Untk} "	0,00	1,11	1,37
Δq_{Zfg} J/kg	2	36	201
Δq_{GS} "	-	500	500
Δq_{Auffg} "	1	46	126
Δq_{Sonst} kJ/kg	0,00	0,58	0,83
Δq "	2,97	2,03	4,23
$\alpha_{\text{Bm, St}}$ -	1,53	0,21	0,23
Δi_{V} kJ/kg	2,57	1,89	4,23
$\Sigma \Delta i_{\text{V}} = 8,69 \text{ kJ/kg}$ $\Delta i_{\text{Untk}}^{\text{Stutzen}} = 0,00 \text{ "}$ $\Delta i_{\text{V, tot}} = 8,69 \text{ "}$ $\Delta i_{\text{Aus}} = +0,00 \text{ "}$ $(\Delta i_{\text{V, tot}} + \Delta i_{\text{Aus}}) = 8,69 \text{ "}$			
$\alpha_{\text{Bm}} = 0,33$			

Zahlentafel 3.7.5

Nässeverluste in der Gleichdruckturbine im Falle "Gl 2"

Stufe	1	2	3
$\Delta q_{\text{Brems, n}}$ J/kg	98	494	381
$\Delta q_{\text{Brems, nn}}$ "	-	27	79
$\Delta q_{\text{Brems, g}}$ "	-	85	177
$\Delta q_{\text{Brems, gg}}$ "	-	-	112
$\Delta q_{\text{Brems, h}}$ "	-	98	770
Δq_{Brems} kJ/kg	0,10	0,70	1,52
$\Delta q_{\text{Schlp, n}}$ J/kg	140	1028	2470
$\Delta q_{\text{Schlp, nn}}$ "	-	40	390
$\Delta q_{\text{Schlp, gr}}$ "	38	819	2585
Δq_{Schlp} kJ/kg	0,18	1,89	5,45
Δq_{Spont} "	1,81	3,20	-
Δq_{Untk} "	0,38	0,68	1,13
Δq_{Zifg} J/kg	20	186	362
Δq_{GS} "	-	1000	1000
Δq_{Auffg} "	15	244	255
Δq_{Sonst} kJ/kg	0,04	1,43	1,62
Δq "	2,51	7,90	9,72
$\alpha_{\text{Bm, St}}$ -	1,29	0,80	0,52
Δi_{V} kJ/kg	2,17	7,35	9,72
$\Sigma \Delta i_{\text{V}} = 19,24 \text{ kJ/kg}$ $\Delta i_{\text{Untk}}^{\text{Stutzen}} = 0,00 \text{ "}$ $\Delta i_{\text{V, tot}} = 19,24 \text{ "}$ $\Delta i_{\text{Aus}} = -0,00 \text{ "}$ $(\Delta i_{\text{V, tot}} + \Delta i_{\text{Aus}}) = 19,24 \text{ "}$			
$\alpha_{\text{Bm}} = 0,72$			

Zahlentafel 3.7.6

Nässeverluste in der Gleichdruckturbine im Falle "Gl 3"

Stufe	1	2	3
$\Delta q_{\text{Brems, n}}$ J/kg	98	494	381
$\Delta q_{\text{Brems, nn}}$ "	-	27	79
$\Delta q_{\text{Brems, g}}$ "	-	85	177
$\Delta q_{\text{Brems, gg}}$ "	-	-	-
$\Delta q_{\text{Brems, h}}$ "	-	-	-
Δq_{Brems} kJ/kg	0,10	0,61	0,64
$\Delta q_{\text{Schlp, n}}$ J/kg	140	1028	2470
$\Delta q_{\text{Schlp, nn}}$ "	-	40	390
$\Delta q_{\text{Schlp, gr}}$ "	-	96	44
Δq_{Schlp} kJ/kg	0,14	1,16	2,90
Δq_{Spont} "	1,81	3,20	-
Δq_{Untk} "	0,38	0,68	1,13
Δq_{Zfg} J/kg	20	216	501
Δq_{GS} "	-	500	500
Δq_{Auffg} "	15	244	255
Δq_{Sonst} kJ/kg	0,04	0,96	1,26
Δq "	2,47	6,61	5,93
$\alpha_{\text{Bm, St}}$ -	1,27	0,67	0,32
Δi_{V} kJ/kg	2,14	6,15	5,93
$\sum \Delta i_{\text{V}} = 14,22 \text{ kJ/kg}$ $\Delta i_{\text{Untk}}^{\text{Stutzen}} = 0,00 \text{ "}$ $\Delta i_{\text{V, tot}} = 14,22 \text{ "}$ $\Delta i_{\text{Aus}} = -0,04 \text{ "}$ $(\Delta i_{\text{V, tot}} + \Delta i_{\text{Aus}}) = 14,18 \text{ "}$			
$\alpha_{\text{Bm}} = 0,53$			

drückt, weil hier die zweitgebildete, aus feinen Tropfen bestehende Nebeltropfenschar für eine geringe Unterkühlung sorgt. Die Brems- und Schleppverluste sind im Fall "Gl 2" etwa doppelt so gross, wie in "Gl 3", sind aber in den beiden Fällen wesentlich grösser, als in "Gl 1", und steigen gegen das Ende der Turbine stark an. Dem grossen thermodynamischen Verlust in der zweiten Stufe ist zuzuschreiben, dass im Fall "Gl 3" der grösste Verlust in dieser Stufe auftritt. Da die Unterkühlung am Austritt in allen drei Fällen sehr klein ist, wird im Stutzen keine Verlustersparnis gemacht.

Für den Baumanschen Faktor der ganzen Turbine findet man die Werte 0,33, 0,72 bzw. 0,53. Da in praktischen Fällen die Güte der Entwässerungen auch in einer Gleichdruckturbine etwa in der Mitte zwischen den beiden Extremfällen liegen dürfte, können wir für den Fall mit grobtröpfigem Nebel den Richtwert $\alpha_{Bm} = (0,72 + 0,53)/2 = 0,63$ annehmen. – Was diejenigen Fälle anbetrifft, die hier nicht untersucht worden sind und die einen Uebergang zwischen den Fällen mit extrem feinen und extrem groben Nebeltropfen bilden, muss bemerkt werden, dass viele dieser Zwischenfälle in einer Gleichdruckturbine eher ungünstig sind, weil sobald die Nebeltropfen etwas gröber werden als im feintröpfigen Extremfall, grosse Unterkühlungsspitzen in den Leiträdern entstehen, die zu grossen thermodynamischen Verlusten führen. (Auch zum Auslösen einer zweiten spontanen Kondensation brauchen die Nebeltropfen gar nicht allzu grob zu werden.) Daher lässt sich für die in der Gleichdruckturbine in Wirklichkeit zu erwartenden Verhältnisse die Schlussfolgerung ziehen, dass α_{Bm} je nach Betriebszustand zwischen 0,4 und 0,6 liegt¹⁾.

Man findet also, dass die Nässeverluste in den beiden als Beispiel benützten Turbinen ungefähr gleich gross sind. Das dürfte für Ueberdruck- und Gleichdruckturbinen auch ganz allgemein zutreffen, weil bei der Auslegung unserer Turbinen (Abschn. 2.1) darnach getrachtet wurde, die Unterschiede zwischen den beiden Bauarten möglichst stark in Erscheinung treten zu lassen.

Wenn auch bezüglich der Grösse der Verluste kein wesentlicher Unterschied zwischen Ueberdruck- und Gleichdruckturbine gefunden wird, so ist doch ein gewis-

1) Dabei stellt sich allerdings noch die grundsätzliche Frage, ob die bei den Leiträdern der Gleichdruckturbinen üblichen hohen Machzahlen die Bildung eines feintröpfigen Nebels überhaupt zulassen. Zwischen $M = 0,7$ und $1,2$ ist nämlich kein Kondensationsstoss möglich (vgl. Abschn. 2.5d), und da die raschen Drucksenkungen meistens mit einer hohen Machzahl gepaart vorkommen, wird der Verdacht nahegelegt, dass die Kondensation bei wirklich hohen Expansionsschnelligkeiten vielleicht überhaupt nicht auftreten kann. Somit würde in Gleichdruckturbinen der hier angenommene feine Nebel nie gebildet (auch bei der zweiten Nebelbildung nicht), und es könnte eintreten, dass sich nach jedem Leitrad immer wieder frische - grobe - Nebeltropfen bilden, was zu grossen Verlusten führen würde.

ser Unterschied zwischen der Herkunft der Verluste bemerkbar. In der Ueberdruckturbine überwiegen deutlich die strömungstechnischen Verluste (Brems-, Schlepp- und "sonstiges"), in der Gleichdruckturbine halten sich strömungstechnische und thermodynamische Verluste ungefähr die Waage. Das hängt einerseits mit der grossen Menge der grossen Tropfen in der Ueberdruckturbine zusammen, die auf die Brems- und Schleppverluste vergrössernd wirkt, andererseits mit der kürzeren Strömungszeit in der Gleichdruckturbine, die für die selbe Wasserausscheidung eine grössere Unterkühlung erfordert.

Ein Vergleich der Verlustwerte mit den in Abschn. 2. 9 berechneten Mengen des hinauszentrifugierten - und daher abscheidbaren - Wassers (siehe y_h in den Abbn. 2. 9. 7 und 11) zeigt, dass die Nässeverluste bei weitem nicht dann am kleinsten sind, wenn man am meisten Wasser aus der Turbine herausnehmen kann. Es ist zwar wahr, dass man bei einer gegebenen Nebeltropfengrösse durch eine wirksame Entwässerung die Verluste verringern kann ("Üb 3" versus "Üb 2", "Gl 3" versus "Gl 2"), ausschlaggebend für die Verluste ist jedoch, wie gross die Nebeltropfen sind. Möglichst feine Nebeltropfen zu erzeugen über einen breiten Bereich von Betriebszuständen - das ist das Ziel, das man in der Nassdampf-turbinenkonstruktion anstreben muss. Dabei wird man zwar relativ wenig Wasser aus der Turbine herausnehmen können, was aber nur eine Folgeerscheinung dessen ist, dass sich überhaupt nur sehr wenig Wasser an den Schaufeln sammelt und dadurch in schädliche Formen übergeht. Wenn es möglich ist, eine einheitliche feintröpfige Nebelbildung zu verwirklichen, so ist auch die Möglichkeit gegeben, mit der zulässigen Endnässe höher zu gehen, ohne dabei die Erosionsgefahr zu erhöhen. Eine Entwicklung der Nassdampf-turbinen in dieser Richtung hätte vor allem dann eine wirtschaftliche Bedeutung, wenn man dadurch auf eine Zwischenerhitzung verzichten könnte.

3. 8 Schlussbemerkungen

a) Auslegung

Nachdem auf Grund der provisorischen Auslegung (Abschn. 2. 1) aus Abschn. 2. 9 der Zustandsverlauf des Dampfes und aus Abschn. 3. 7 die Grösse der Nässeverluste in den einzelnen Stufen bestimmt wurden, kann die endgültige Auslegung einer Turbine durchgeführt werden.

Bei der provisorischen Auslegung wird immer der "homogene Idealfall" vorausgesetzt, d. h. dass der Nassdampf sich dem thermodynamischen Gleichgewicht entsprechend verhält, dass seine beiden Phasen untrennbar sind und dass daher die

Verluste genau so gross sind, wie wenn die Turbine von überhitztem Dampf durchströmt wäre.

Nun muss diese Auslegung unter Berücksichtigung der Nässeverluste und der Unterkühlung korrigiert werden. Dabei zieht man vom isotropen Stufengefälle ausser den übrigen Verlusten noch den jeweiligen Nässeverlust Δq ab, was zu einer Aenderung der Expansionslinie, der Geschwindigkeitsdreiecke etc. führt. Die neue Expansionslinie wird etwa die in Abb. 3. 1. 1 gestrichelt gezeichnete Form haben. Wenn wir die ursprünglichen Zwischendrücke beibehalten, dann werden sich die Zustandspunkte in den Zwischenraum-Kontrollebenen auf die durch die Punkte Q und \hat{Q} angegebene Art verschieben. Bei der Berechnung des axialen Strömungsquerschnittes (d. h. der Schauffellänge) ist zu beachten, dass das im Punkt \hat{Q} vom i, s-Diagramm abgelesene spezifische Volumen (\hat{v}_{∞}) infolge der Unterkühlung einer Korrektur bedarf, deren Grösse aus Gl. 2. 3(21) berechnet werden kann.

Die einzige grundlegende Schwierigkeit bei dieser Korrektur besteht darin, dass nicht von vornherein bekannt ist, welche Verlust- und Unterkühlungswerte man sich zugrundelegen soll: diejenigen, die man für feinen Nebel oder die man für groben Nebel berechnet hat? Solange die Aussagen der vorliegenden Arbeit nur auf rein theoretische Ueberlegungen gestützt werden können, ist gegen sie ein gesundes Misstrauen sowieso am Platz; man wird sich daher nicht viel Kopfzerbrechen machen, sondern nimmt Δq - und ΔT -Werte an, die etwa in der Mitte zwischen denen der untersuchten Extremfälle liegen. Immerhin bleiben dabei zwei wesentliche Aspekte erhalten: dass man überhaupt mit einer Unterkühlung rechnet und dass man nicht einfach annimmt, die Nässeverluste stiegen proportional zur mittleren Nässe in den Stufen an.

Wenn einmal eine experimentelle Bestätigung unserer theoretischen Folgerungen erfolgen würde, so würde es sofort einen Sinn haben, der Verwirklichung der günstigen Nebelbildung Aufmerksamkeit zu schenken, und man würde dann auch die Auslegung auf diesen Fall ausrichten: man würde also kleinere Nässeverluste und kleinere Unterkühlungen einsetzen.

Wenn diese zweite Auslegung der Turbine erfolgt ist, so könnte man im Prinzip eine nochmalige Iteration durchführen, indem man die Verlustwerte und den Unterkühlungsverlauf aufs Neue bestimmt und auf deren Grund eine nochmalige Korrektur der Turbinenauslegung vornimmt. Unsere Verlustformeln etc. sind aber von vornherein zu genau, als dass eine solche Iteration sinnvoll wäre.

b) Modellgesetze der Nassdampfturbine

Zum Schluss wollen wir noch eine Antwort finden auf folgende Frage: Ist es bei Nassdampfturbinen möglich, aus Messungen an einem massstäblich verkleinerten Modell auf das Verhalten der ausgeführten Turbinen zu schliessen?

Denken wir uns ein Modell, das eine k -fache Verkleinerung der Ausführung darstellt. Durch Erhöhung der Drehzahl des Modells um den Faktor k lassen sich die gleichen Geschwindigkeitsdreiecke verwirklichen, wie in der Ausführung, sodass auch die Stufenfälle und (abgesehen von einer Aenderung der Verluste) die Expansionslinie unverändert bleibt. Für unsere Betrachtungen wollen wir diejenigen Einflüsse, die in allen Turbinen (nicht nur in Nassdampfturbinen) auftreten, von denjenigen trennen, die nur von den Eigenschaften des Nassdampfes und von den Nässeverlusten herrühren, und unsere Betrachtungen auf die letzteren beschränken.

Vor allem wird man von Modellversuchen Auskünfte erwarten über die günstigste strömungstechnische Gestaltung der Turbine und über den Wirkungsgrad, der sich damit erreichen lässt.

Bezüglich der Gestaltung der Turbine wird man auf Grund des Modells nur dann genaue Schlüsse ziehen können, wenn sich das Strömungsmedium im Modell genau so verhält, wie in der Ausführung. Es ist aber gar nicht von vornherein gesagt, dass das zutrifft, weil - trotz gleichen Gefällen und gleichen Drücken - andere Durchsatzvolumina auftreten können, einfach deshalb, weil im Modell der Unterkühlungsverlauf nicht der gleiche ist. - Was die zweite Frage, den Wirkungsgrad, angeht, müssen wir die Unterschiede in den Nässeverlusten kennen, wozu nebst der Unterkühlung auch die im Modell auftretende Verteilung des Wassers auf einzelne Erscheinungsformen bekannt sein muss.

Unseren Wunschtraum stellt der Fall dar, dass sich weder der Unterkühlungsverlauf, noch die Wasserverteilung im Modell und Ausführung unterscheiden, sodass überall genau entsprechende Durchsatzvolumina und Nässeverluste auftreten.

Da sowohl die Unterkühlung, wie auch die Ablagerung der Nebeltropfen auf die Schaufeln in erster Linie durch die Grösse der Nebeltropfen bestimmt wird, liegt der Schlüssel zur Lösung des Problems in der Beantwortung der Frage, wie sich die Nebeltropfengrösse im Modell zu derjenigen in der Ausführung verhält. Natürlich ist die Nebeltropfengrösse nicht in allen Betriebszuständen gleich, sondern hängt - wie es in Abschn. 2.5e begründet wurde - davon ab, an welcher Stelle der Wilson-Punkt erreicht wird. Wir müssen daher die Frage so formulieren: in welchem Verhältnis steht die Grösse der Nebeltropfen in Modell und Ausführung im Falle, dass der Wilson-Punkt an geometrisch genau entsprechenden Stellen liegt?

Diese Frage lässt sich aber auf Grund der Abb. 2. 5. 14 sehr einfach beantworten. Der Druck im Wilson-Punkt und die entsprechende Mach-Zahl stimmen nämlich für Modell und Ausführung überein (gleiche Betriebszustände vorausgesetzt), nur die Expansionsschnelligkeit \dot{P}^* ist anders und zwar wird sie für das Modell (Index M)

$$\dot{P}_M^* = k \dot{P}^* \tag{1}$$

betragen, weil ja hier die gleiche Expansion in einer k-mal kleineren Zeitspanne stattfindet. Aus der Abb. 2. 5. 14 lässt sich (bei konstantem Druck und Mach-Zahl) für den in Turbinen vorkommenden \dot{P}^* -Bereich (zwischen etwa 10^2 und $3 \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1}$) der Zusammenhang

$$\bar{r}_n^{**} \approx \text{konst} \cdot (\dot{P}^*)^{-0,8} \tag{2}$$

herauslesen. Für die mittlere Nebeltropfengrösse im Modell lässt sich dann schreiben

$$\bar{r}_{n,M} \approx \frac{\bar{r}_{n,M}^{**}}{\bar{r}_n^{**}} \cdot \bar{r}_n \approx \left(\frac{\dot{P}_M^*}{\dot{P}^*} \right)^{-0,8} \cdot \bar{r}_n \approx k^{-0,8} \cdot \bar{r}_n \tag{3}$$

Damit ist der Ausgangspunkt für die weiteren Untersuchungen gegeben.

Betrachten wir zunächst, in welchem Sinne sich ϵ_{n-f} , der sich in einem Kranz auf die Schaufeln ablagernde Nebeltropfenanteil ändert. Er ist gegeben durch Gl. 2. 6(18); hierin bleiben die Grössen S/t_{Schfl} und $2R_N/t_{\text{Schfl}}$ unverändert, und bei praktisch vorkommenden Verhältnissen lässt sich für g_H (und analog auch für g_N) immer $g_H \approx 1/G_H = c_a \Delta t_{\text{brems},n}/l_{ax}$ setzen. Da laut Gl. 2. 2(35) $\Delta t_{\text{brems},n}$ bei kleinen Knudsen-Zahlen ($Kn \equiv 1/2\bar{r}_n < 0,01$) proportional zu \bar{r}_n^2 ist, für grossen Knudsen-Zahlen (> 5) proportional zu \bar{r}_n - vgl. Gl. 2. 2(35) und Abb. 2. 2. 1 -, findet man

$$\epsilon_{n-f,M} \approx \frac{g_{H,M}}{g_H} \cdot \epsilon_{n-f} \approx \frac{c_{a,M}}{c_a} \cdot \frac{\Delta t_{\text{brems},n,M}}{\Delta t_{\text{brems},n}} \cdot \frac{l_{ax}}{l_{ax,M}} \cdot \epsilon_{n-f} \approx 1 \cdot k^{-(1,6 \sim 0,8)} \cdot k \cdot \epsilon_{n-f}$$

d. h.

$$\epsilon_{n-f,M} \approx (k^{-0,6} \sim k^{0,2}) \epsilon_{n-f} \tag{4}$$

Hier gilt der vorn stehende Koeffizient bei kleinen, der hinten stehende bei grossen Kn. Da in einer Niederdruckturbine die Massgebende Nebeltropfenablagerung immer bei sehr kleinen Drücken stattfindet, wo die Knudsen-Zahlen sogar für grobe Nebeltropfen ziemlich gross sind (auf alle Fälle über 0,5), wird man nicht allzu stark fehlgreifen, wenn man mit dem Exponenten Null rechnet, d. h.

$$\epsilon_{n-f,M} \approx \epsilon_{n-f} \tag{5}$$

nimmt. Daraus folgt für Niederdruckturbinen, dass die Nebeltropfenablagerung und demzufolge die Verteilung des Wassers auf einzelne Erscheinungsformen im Modell und in der Ausführung ungefähr die gleiche ist.

Wenden wir uns nächstens der Grösse der Unterkühlung ΔT zu. Laut Abschn. 2. 6b ergibt sich der Unterkühlungsverlauf aus dem Verlauf der Grössen ΔT_h und b . Zuzufolge der Gln. 2. 6(43) und (46) und der obigen Ausführungen wird

$$\Delta T_{h, M} \approx \left[\frac{\dot{P}_M}{\dot{P}} \left(\frac{\bar{r}_{n, M}^{**}}{\bar{r}_n^{**}} \right)^2 \sim \frac{\dot{P}_M}{\dot{P}} \left(\frac{\bar{r}_{n, M}^{***}}{\bar{r}_n^{***}} \right) \right] \cdot \Delta T_h ,$$

$$b_M \approx \left[\left(\frac{\bar{r}_{n, M}^{**}}{\bar{r}_n^{**}} \right)^2 \sim \left(\frac{\bar{r}_{n, M}^{***}}{\bar{r}_n^{***}} \right) \right] \cdot b ,$$

weil die Grössen c_a , E_n , y_n^{**} , x_{CO} etc. praktisch unbeeinträchtigt bleiben. Die vorn stehenden Koeffizienten gelten für kleine Knudsen-Zahlen, die hinteren für grosse. Mit Gln. (2) und (3) erhält man

$$\Delta T_{h, M} \approx (k^{-0,6} \sim k^{0,2}) \cdot \Delta T_h \tag{6}$$

und

$$b_M \approx (k^{-1,6} \sim k^{-0,8}) b . \tag{7}$$

b hat die Bedeutung einer Länge, die bezeichnend ist dafür, wie schnell die Nebeltropfen imstande sind, das thermische Gleichgewicht im Nebel herbeizuführen. Wichtig für den Unterkühlungsverlauf ist das Verhältnis $b/\Delta \xi_a$, wo $\Delta \xi_a$ irgendeine Längenabmessung, z. B. die axiale Breite der betreffenden Stufe bedeutet. Man findet hierfür

$$\left(\frac{b}{\Delta \xi_a} \right)_M \approx (k^{-0,6} \sim k^{0,2}) \cdot \frac{b}{\Delta \xi_a} . \tag{8}$$

An denjenigen Stellen der Turbine, wo die Knudsen-Zahl der Nebeltropfen ungefähr den Wert Eins besitzt, also ihr Durchmesser etwa gleich gross ist, wie die mittlere freie Weglänge der Dampfmoleküle, gilt für die Formeln Gl. (6) und (8) der Exponent Null¹⁾, sodass $\Delta T_{h, M} \approx \Delta T_h$ und $(b/\Delta \xi_a)_M \approx b/\Delta \xi_a$ werden. Auf Grund der Gln. 2. 6(45) und (46) lässt sich einsehen, dass in diesem Fall die Unterkühlung an entsprechenden Stellen des Modells und der Ausführung die gleichen Werte annimmt. Für Knudsen-Zahlen, die vom Wert Eins wesentlich abweichen (> 3 oder $< 0,3$),

1) Das lässt sich auf Grund der Abb. 2. 2. 1 zeigen.

tritt zwischen dem Unterkühlungsverlauf im Modell und dem in der Ausführung ein merklicher Unterschied auf und zwar nicht nur im Betrag der Unterkühlungswerte, sondern auch in der Form der Kurven, d. h. im Verhältnis der grössten zur kleinsten Unterkühlung in den einzelnen Stufen. Diese Abweichungen werden aber nur in extremen Fällen wesentlich, sodass wir auch für die Grösse der tatsächlichen Unterkühlung die Formel

$$\Delta T_M \approx (k^{-0,6} \sim k^{0,2}) \cdot \Delta T \quad (9)$$

als Richtlinie ansehen können, mit Exponent Null für $Kn \equiv \bar{1}/2\bar{r}_n \approx 1$, mit $-0,6$ für sehr kleine $Kn (< 0,01)$ und $+0,2$ für grosse $Kn (> 5)$.

Es sei hier bemerkt, dass in unseren durchgerechneten Turbinen für Kn als kleinster vorkommender Wert $Kn = 0,16$ gefunden wurde (im Falle grober Nebeltropfen und an einer Stelle, wo der Druck relativ hoch ist, $p = 0,7$ bar); hierfür besteht etwa die Relation $\Delta T_M \approx k^{-0,35} \Delta T$. Als grösster überhaupt vorkommender Wert wurde $Kn = 25$ gefunden (im Falle sehr kleiner Nebeltropfen und beim niedrigsten Druck, $p = 0,035$ bar), wofür $\Delta T_M \approx k^{0,2} \Delta T$ gilt. Man findet also, dass die Grösse der Unterkühlung im Modell und Ausführung sogar in extremen Fällen nicht allzu stark differieren wird. (Mit $k = 3$ wird die Unterkühlung im Modell selbst im Falle grober Nebeltropfen und hohen Druckes immer noch mehr als $2/3$ und selbst im Falle der feinsten Nebeltropfen und niedersten Drücken nicht mehr als $5/4$ des Wertes betragen, den sie im entsprechenden Fall in der Ausführung haben würde. In einem breiten Bereich von Betriebszuständen, wo mittelgrosse Nebeltropfen entstehen, wird man ungefähr gleiche Unterkühlung, also völlig treu nachgebildetes Durchflussverhalten erwarten dürfen.)

Was schliesslich die Nässeverluste im Modell anbetrifft, ist folgendes zu sagen. Die Bremsverluste bleiben ungefähr gleich gross, weil sie nur von der Umfangsgeschwindigkeit und der Wasserverteilung abhängen. Für die Schleppverluste an den Nebeltropfen findet man (ähnlich, wie für ϵ_{n-f}) die Formel

$$\Delta q_{\text{Schlp}, n, M} \approx (k^{-0,6} \sim k^{0,2}) \Delta q_{\text{Schlp}, n} \quad (10)$$

wo für den Exponenten dieselben Bemerkungen gelten, wie bei Gl. (9). Die Schleppverluste an den grossen Tropfen bleiben grob gesagt gleich, weil die Wasserverteilung praktisch die gleiche ist. Da, wie anhand von Gl. (9) gezeigt wurde, der Faktor in Gl. (10) nie stark von Eins abweicht und weil ausserdem $\Delta q_{\text{Schlp}, n}$ gewöhnlich etwa nur die Hälfte der gesamten Schleppverluste ausmacht, bleiben auch die Schleppverluste fast gleich.

Die Unterkühlungsverluste hängen mit dem massgebenden Wert der Unterkühlung linear zusammen, sodass infolge Gl. (9)

$$\Delta q_{\text{Untk, M}} \approx (k^{-0,6} \sim k^{0,2}) \cdot \Delta q_{\text{Untk}} \quad (11)$$

wird. In der Modellturbine wird man also in den Fällen, wo grobtröpfiger Nebel entsteht, etwas kleinere Unterkühlungsverluste erhalten und in den Fällen, wo der Nebel feintröpfig ist, etwas grössere. Der Verlust bei der spontanen Kondensation wird im Modell ein bisschen grösser, weil infolge der grösseren Expansionsschnelligkeit etwas höhere Spitzenunterkühlungen ΔT^* erreicht werden. Die sonstigen Verluste sind klein, wir lassen daher ihre Aenderung ausser Betracht. Die Austrittsverlustersparnis hängt vor allem von der Unterkühlung ab, so dass sich

$$\Delta i_{\text{Aus}} \approx (k^{-0,6} \sim k^{0,2}) \cdot \Delta i_{\text{Aus}} \quad (12)$$

schreiben lässt. Da Δi_{Aus} fast immer negativ ist, wirkt seine Aenderung der Aenderung der übrigen Verluste entgegen.

Auf Grund dieser Ausführungen lässt sich sagen, dass sich der gesamte Nässeverlust in den sich entsprechenden Stufen nur sehr wenig unterscheidet. Bei groben Nebeltropfen, d. h. in Fällen, wo an sich grosse Verluste entstehen, erhält man im Modell etwas zu kleine Verluste, und umgekehrt, im Falle von feinen Nebeltropfen etwas zu grosse. Das führt dazu, dass man im Modell nur eine geringere Streuung der α_{Bm} -Werte feststellt als in der Ausführung. Der mittlere Wert von α_{Bm} bleibt aber ungefähr gleich, weil bei Mittelgrossen Nebeltropfen ($\text{Kn} \approx 1$) die Nässeverluste übertragbar sind.

Zusammenfassend kann man sagen, dass Modellversuche an Niederdruck-Nassdampfturbinen - infolge eines glücklichen Zusammenspiels der Faktoren, die das Verhalten des Nebels beeinflussen - ziemlich gut möglich sind. Die Wasserverteilung, die Durchflussvolumina, die Nässeverluste weichen nur geringfügig von denen in der Ausführung ab. Besonders gut wird die Uebereinstimmung zwischen Modell und Ausführung in denjenigen Fällen, in welchen die Knudsen-Zahl für die Nebeltropfen vornehmlich in den letzten Stufen der Turbine ungefähr den Wert Eins hat.

NACHWORT

Zum Schluss sei noch zu einigen Aspekten der vorliegenden Theorie in kritischer Weise Stellung genommen. Den Angelpunkt unserer Ausführungen bildet die Grösse der Nebeltropfen; sie wurde auf Grund der Theorie der spontanen Kondensation berechnet. In Bezug auf die Voraussage des Wilson-Punktes ist diese Theorie experimentell geprüft, nicht aber in Bezug auf die berechneten Nebeltropfengrössen. Wenn auch diese experimentell genau bestätigt wären, so könnte man auf die Richtigkeit der weiteren Folgerungen - Wasserverteilung, Verluste etc. - mit ziemlicher Sicherheit vertrauen, weil diese sonst fast ausnahmslos auf experimentell geprüften Unterlagen fussen (z. B. Reibungs- und Wärmeübergangsverhältnisse an einer Kugel, Grösse der abgerissenen Tropfen etc.), bzw. mit Beobachtungen an in Betrieb stehenden Turbinen in Einklang stehen (Erosions- und Fliesspuren etc.).

In Wirklichkeit steht uns aber kein zuverlässiger experimenteller Anhaltspunkt über die Nebeltropfengrösse zur Verfügung. Die bisher ausgeführten Tropfengrössenmessungen mittels Diffraktion des Lichtes (z. B. [19]) ergaben zwar ähnliche Tropfengrössen wie die berechneten; diese Messmethode ist aber nicht genau. Leider sind auch die herkömmlichen Auffangmethoden bei sehr kleinen Tropfen ($< 10^{-6}$ m) nicht mehr brauchbar. Solange es nicht gelingt, eine Messmethode zu finden, die eine hinreichend genaue Bestimmung der Nebeltropfengrösse gestattet, muss die auf Grund des spontanen Kondensationsvorganges rechnerisch ermittelte Nebeltropfengrösse mit einem Fragezeichen versehen werden.

Die grosse Unbekannte bei diesen Rechnungen ist die Abhängigkeit der Oberflächenspannung σ vom Tropfenradius. Da sie zur Zeit noch überhaupt nicht geklärt ist, scheint kein anderer Weg gangbar zu sein, als dass man die Keimbildungstheorie anhand von Düsenexperimenten "eicht", wie es in Abschn. 2.5b getan wurde. Mangels geeigneterer Messungen wurden dabei diejenigen von Binnie und Woods benutzt, obwohl sie z. B. mit den Messungen von Yellot und Holland nicht voll übereinstimmen. (Diese letzteren stellten die spontane Kondensation bei etwas grösseren theoretischen Nässen fest, und der Unterschied lässt sich allein aus der etwas grösseren Expansionsschnelligkeit bei den letzteren nicht völlig erklären.) Es wäre daher dringend nötig, genaue Düsenexperimente durchzuführen und dabei dem Einfluss der Expansionsschnelligkeit vermehrte Aufmerksamkeit zu schenken. Wenn der starke Einfluss dieser letzteren auf die Lage der Wilson-Linie nachgewiesen würde, so wäre eine der wesentlichsten Folgerungen unserer Theorie bestätigt. Auf Grund solcher Messungen liessen sich ferner einige Formeln neu eichen, d. h. es liesse sich z. B. ein geeigneterer Oberflächenspannungswert finden. U. U. würde dabei eine merkliche

Verschiebung der Wilson-Linien auftreten, doch würde der neue σ -Wert die Grösse der Nebeltropfen nur geringfügig ändern. Allerdings wäre damit immer noch kein direkter Beweis für die Richtigkeit dieser Nebeltropfengrösse erbracht.

Für die Praxis ist jedoch nicht die Nebeltropfengrösse selbst wichtig, sondern ihre Folgen in der Turbine; diese können aber mittels einer Versuchsturbine unmittelbar untersucht werden. Nebst der absoluten Grösse des Nässeverlusts wäre dabei auch seine Variation bei Verschiebungen des Zustandsverlaufes zu untersuchen. Am geeignetsten wäre dazu eine Turbine, in der die Nebelbildung im ganzen Strömungsquerschnitt unter gleichen Umständen vor sich geht.

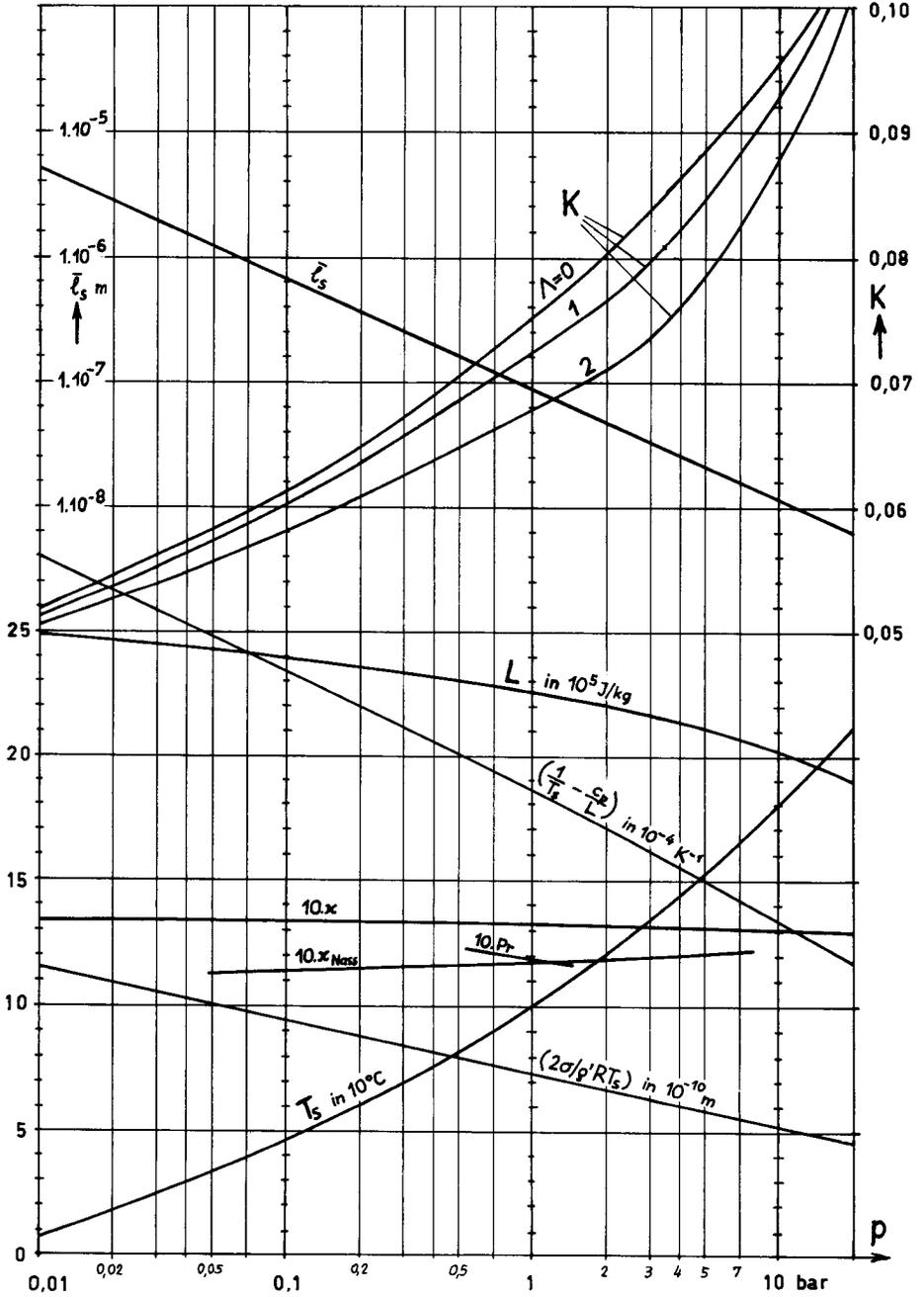
Verzeichnis der zitierten Literaturstellen

- [1] Baumann, K.: Some recent developments in large steam turbine practice. Engrg. Bd. 111 (1921) S. 435.
- [2] Martin, H.M.: A new thoery of the steam turbine. Engrg. Bd. 106 (1918) S. 1, 53, 107, 161, 189, 245.
- [3] Stodola, A.: Dampf- und Gasturbinen, 5. Aufl. Berlin: Springer, 1922.
- [4] Freudenreich, J. v.: Der schädliche Einfluss der Dampfhnässe in Dampfturbinen. Brown Boveri Mitt. Bd. 14 (1927) S. 119. (Auch in Z. VDI Bd. 71 (1927) S. 664.)
- [5] Zerkowitz, G.: Die Entspannung von Nassdampf in der Dampfturbine. Arch. f. Wärmewirtschaft und Dampfkesselwesen Bd. 10 (1929) S. 271.
- [6] Flügel, G.: Die Dampfturbinen. Leipzig: Joh. Ambr. Barth, 1931.
- [7] Goodenough, G. A.: Supersaturation and the flow of wet steam. Power Bd. 66 (1927) S. 466, 511.
- [8] Flatt, F.: Untersuchungen über Wasserausscheidung bei Dampfturbinen. Escher-Wyss-Mitt. Bd. XII (1939) Heft 1 - 2.
- [9] Goerke, H.: Neues aus der Dampfturbinenforschung. Elektrizitätswirtschaft Bd. 38 (1939) S. 686.
- [10] Preiskorn, G.: Erosionsschäden an Endstufen von Kondensations-Dampfturbinen und Massnahmen zu ihrer Minderung. Maschinenbautechnik Bd. 7 (1958) S. 593.
- [11] Senger, U.: Die Dampfhnässe in den letzten Stufen von Kondensationsturbinen. Elektrizitätswirtschaft Bd. 38 (1939) S. 354.
- [12] Downs, J.E., und Cotton, K.C.: Low-pressure turbine testing. Mech. Engrg. Bd. 80/2 (1958) S. 63.
- [13] Meyler, Seglem und Wagner: A turbine testing facility. Mech. Engrg. Bd. 82 (1960) S. 47.
- [14] Seippel, C.: Brown Boveri Mitt. Bd. 40 (1953) S. 271.
- [15] Schaaf, S.A., und Chambré, P. L.: Flow of rarified gases. Section H in Emmons, H.W.: Fundamentals of Gas Dynamics. Princeton: Princ. Univ. Press, 1958.
- [16] Schlichting, H.: Boundary Layer Theory. London: Pergamon, 1955.
- [17] McAdams, W.H.: Heat Transmission. London: McGraw-Hill, 1954.
- [18] Dzung, L.S., und Rohrbach, W.: Enthalpie-Entropie-Diagramme für Wasserdampf und Wasser. Berlin: Springer 1955.

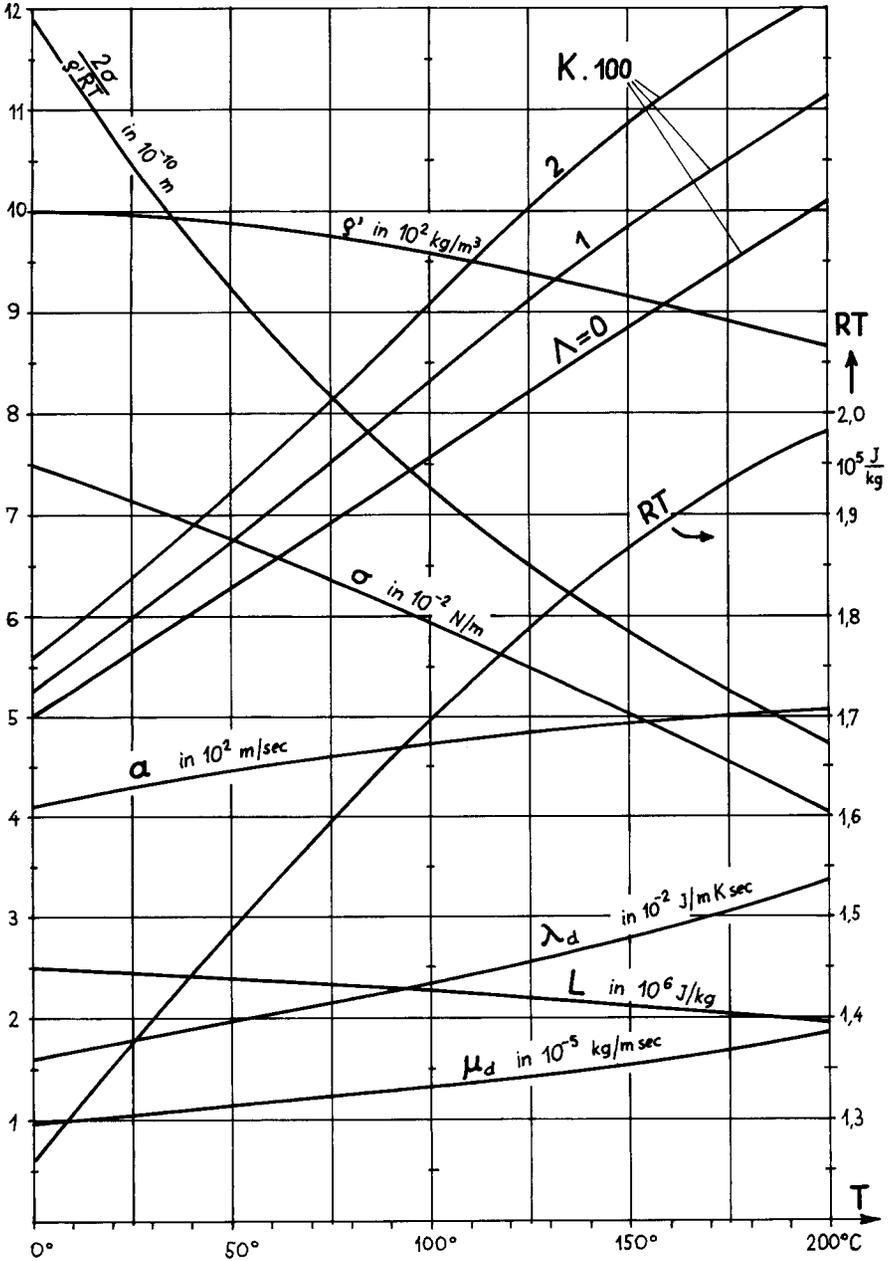
- [19] Yellot, J. I., und Holland, C. K.: The condensation of flowing steam: condensation in diverging nozzles. *Engrg. Bd.* 143 (1937) S. 703.
- [20] Traupel, W.: *Thermische Turbomaschinen*, Bd. I, 1. Aufl. Berlin: Springer, 1958.
- [21] Binnie, A. M., und Woods, M. W.: The pressure distribution in a convergent-divergent steam nozzle. *Proc. I. Mech. Engrs*, London, Bd. 138 (1938) I., S. 229.
- [22] Traupel, W.: Zur Theorie der Nassdampfturbine. *Schweiz. Bauzeitung* Bd. 77 (1959) Heft 20, S. 24.
- [23] Hömig, H. E.: *Physikochemische Grundlagen der Speisewasserchemie*. Essen: Vulkan, 1959.
- [24] Schlichting, H.: Berechnung der reibungslosen inkompressiblen Strömung für ein vorgegebenes ebenes Schaufelgitter. *VDI-Forschungsheft* 447 (1955).
- [25] Leist, K.: Beitrag zur Untersuchung von stehenden geraden Turbinengittern mit Hilfe von Druckverteilungsmessungen. Köln: Westdeutscher Verlag, 1954.
- [26] Scholz, N.: Strömungsuntersuchungen an Schaufelgittern. *VDI-Forschungsheft* 442 (1954).
- [27] Bammert, K.: Der Wärmeübergang bei Umströmung von innengekühlten Ueberdruckschaufeln. *Forsch. Ing.-Wes.* Bd. 18 (1952) S. 81.
- [28] Cohen, C. B., und Reshotko, E.: Similar solutions for the compressible laminar boundary layer with heat transfer and pressure gradient, NACA TN 3325, und: The compressible laminar boundary layer with heat transfer and arbitrary pressure gradient, NACA TN 3326 (1955).
- [29] Kármán, Th. v.: The analogy between fluid friction and heat transfer. *Trans. ASME* Bd. 61 (1939) S. 705.
- [30] Wegener, P. P.: Water vapor condensation process in supersonic nozzles. *J. Appl. Phys.* Bd. 25 (1954) S. 1485.
- [31] Stever, H. G., und Rathbun, K. C.: Theoretical and experimental investigation of condensation of air in hypersonic wind tunnels. NACA TN 2559 (1951).
- [32] Frenkel, J.: *Kinetic Theory of Liquids*. Oxford: Clarendon, 1946.
- [33] Oswatitsch, K.: Kondensationserscheinungen in Ueberschalldüsen. *ZAMM* Bd. 22 (1942) S. 1.

- [34] Stever, H. G. : Condensation Phenomena in High-Speed Flows. Section F in Emmons, H. W. : Fundamentals of Gas Dynamics. Princeton: Princ. Univ. Press, 1958.
- [35] Oswatitsch, K. : Gasdynamik. Wien: Springer, 1952.
- [36] Joos, G. : Lehrbuch der theoretischen Physik, 7. Aufl. Leipzig: Akad. Verlagsges., 1950.
- [37] Gruber, J. M., und Hansen, E. F. : Electrostatic shaft voltage on steam-turbine rotors. Trans. ASME, Ser. A, Bd. 85 (1959) S. 97.
- [38] Lenárd, P. : Meteorolog. Z. (1904) S. 249.
- [39] Hochschwender, E. : Dissertation, Heidelberg, 1919.
- [40] Troesch, H. - A. : Die Zerstäubung von Flüssigkeiten. Diss. ETH, Zürich, 1954.
- [41] Wood, B. : Wetness in steam cycles. Proc. I. Mech. Engrs., London, Bd. 174 (1960) S. 491.
- [42] Carslaw, H. S., und Jaeger, J. C. : Conduction of Heat in Solids, 2nd Ed. Oxford: Clarendon, 1959.
- [43] de Haller, P. : Das Verhalten von Tragflügelgittern in Axialverdichtern und im Windkanal. Brennstoff-Wärme-Kraft Bd. 5 (1953) S. 333.
- [44] Smith, A. M. O., und Clutter, D. W. : The smallest height of roughness capable of affecting boundary-layer transition. J. Aero/Space Sci. Bd. 26 (1959) S. 229.
- [45] Gyarmathy, G. : Eine analytische Berechnungsmethode für spontane Kondensationsvorgänge (wird demnächst veröffentlicht).
- [46] Gyarmathy, G. : Kondensationsstosdiagramme für Wasserdampfströmungen. Erscheint demnächst in Forsch. Ing.-Wes. Bd. 29 (1963) Heft 3 oder 4.

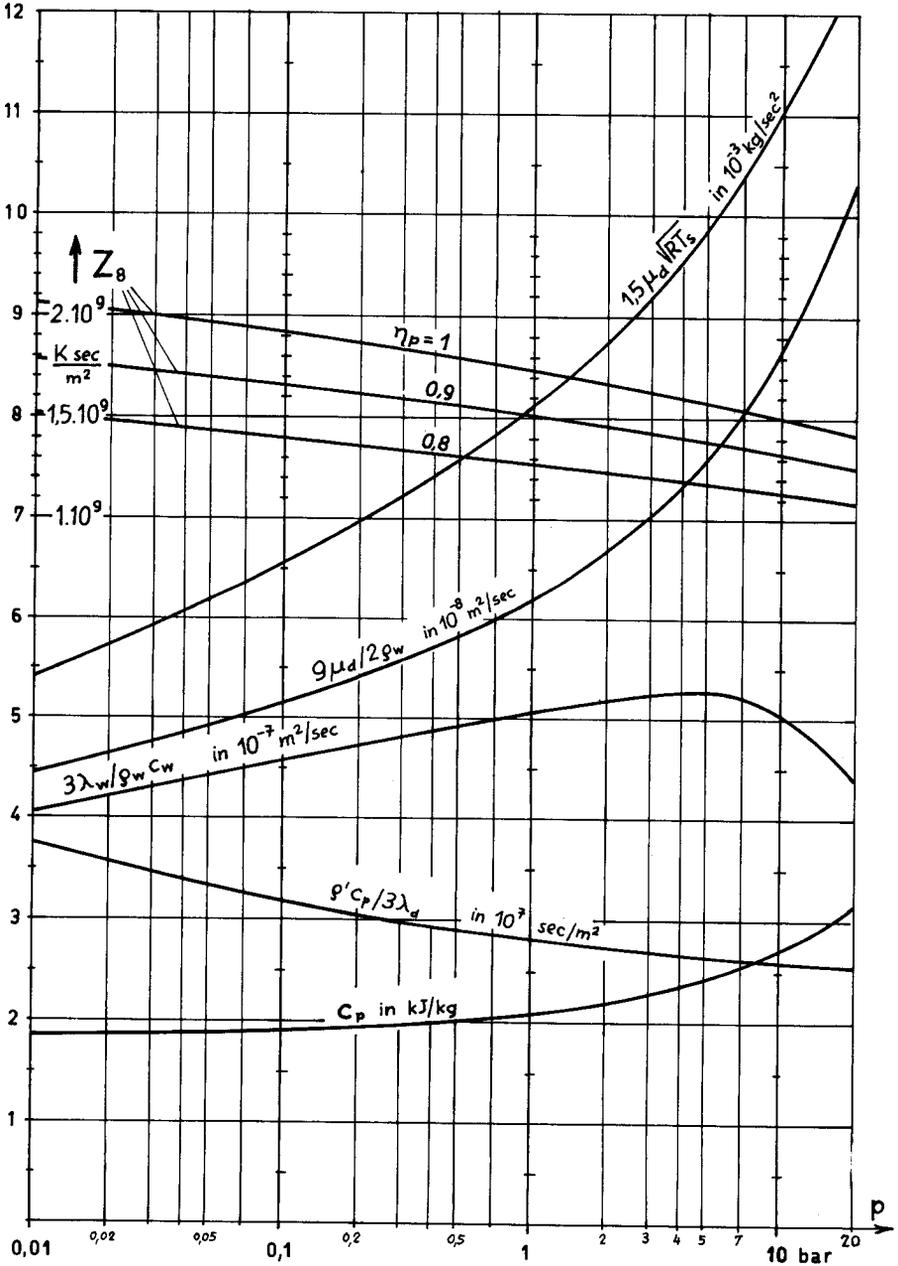
Kurvenblatt I



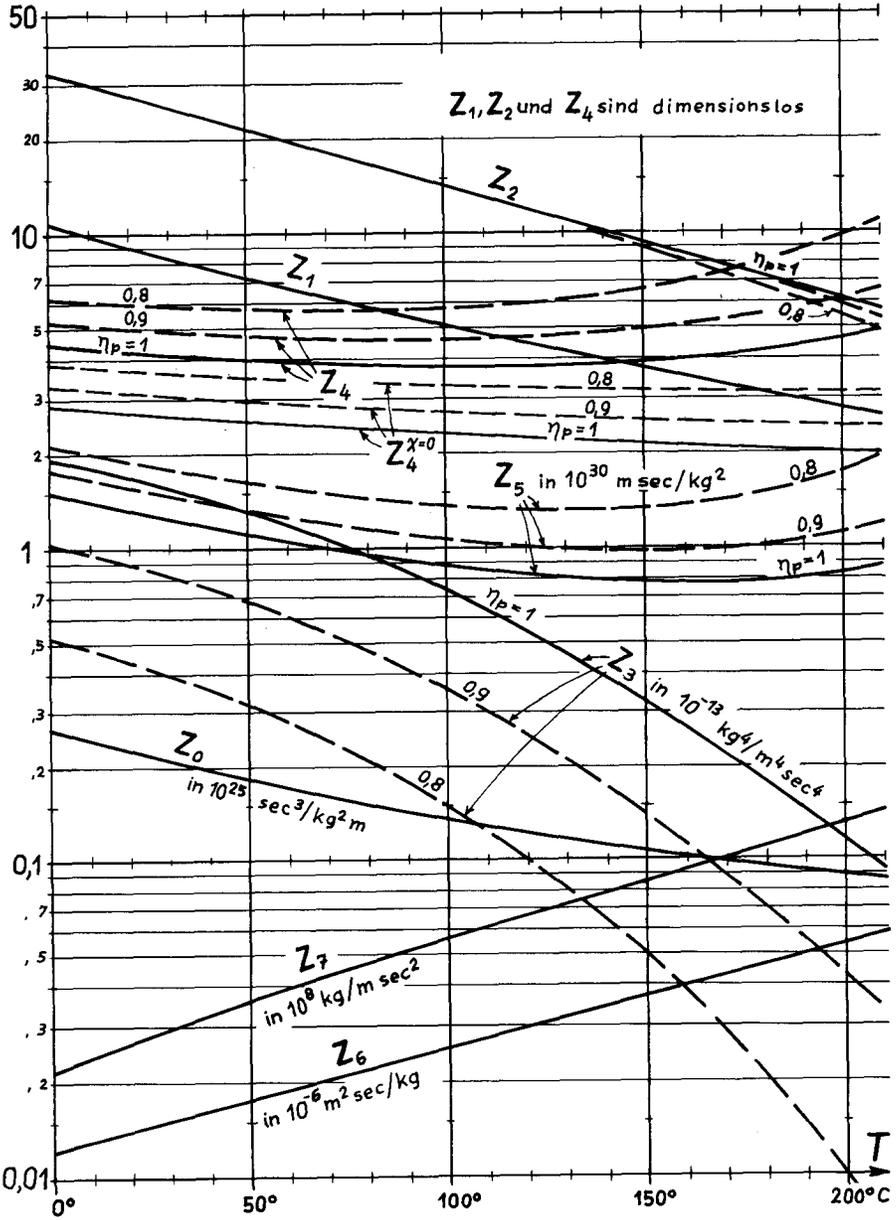
Kurvenblatt II



Kurvenblatt III



Kurvenblatt IV



Summary

A satisfactory analysis of the phenomena in low-pressure steam turbines caused by the presence of wetness and by the non-equilibrium behaviour of wet steam is only possible if the arbitrary assumptions on droplet size, a common characteristic of most earlier publications on this topic, are replaced by more reliable informations. In the present work the attempt is made to derive an initial average droplet size by analysing the nucleation process, and to use this for a theoretical analysis of the processes the moisture is involved in while passing through the stages of the turbine.

Concerning the onset of moisture formation, there is only an utterly insignificant condensation on the surface of the blades and the walls after passing the saturation line. As a matter of fact, supersaturation increases rapidly and brings about a spontaneous nucleation of the steam ("Wilson-line"). The exact position of the Wilson-line and particularly the size of the produced "fog" droplets depends strongly on the expansion rate, which prevails in the region where the nucleation takes place. If the nucleation zone is within a blade row where a considerable expansion takes place, the medium fog droplet diameter is of the order of $2\bar{r}_n^{**} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ m} = 0,05 \mu$ (see Fig. 2.5.14); if, however, nucleation happens to take place in a region where the pressure is almost constant, relatively large fog droplets ($2\bar{r}_n^{**} \approx 10^{-6} \text{ m} = 1 \mu$) are produced. A fraction of these fog droplets impinges on and is captured by the blades in the following stages (other types of coagulation turn out to be unimportant), thus giving rise to water films or brooklets which flow towards the trailing edge (on stator blades) or towards the blade tip (on rotor blades) and spray off as relatively large, erosive drops. (Drop sizes of the order of $2r_g = 10^{-4} \text{ m} = 100 \mu$.)

Droplet sizes and the distribution of moisture mass among the various droplet classes along the stages of the turbine have been calculated for several representative examples (Chapter 2.9). Depending on the initial fog droplet size and the number of stages the fog has to pass through, the mass of water transferred to the "dangerous" (erosive) forms amounts to 5% to 30% of the total wetness present at the end of the turbine. The rest prevails in form of a finely distributed fog (see y -charts in Figs. 2.9.4 etc.). Also the amount of undercooling necessary to keep condensation going on at the surface of the droplets is largely dependent on the fog droplet size (see ΔT -charts in Figs. 2.9.4 etc.).

The various efficiency losses, resulting from the presence of wetness and from the non-equilibrium states of steam, have been calculated. One finds, rather independently from the kind of turbine, a worsening of the total efficiency of the wet stages by 0,3% referred to 1% medium wetness for extremely small and by 0,7% for extremely large initial fog droplet sizes. Meanwhile, the loss in the individual stages is shown to be far from proportional to the medium wetness of the stage, see Figs. 3.7.1 and 3.7.2.

On the basis of these results several conclusions of practical interest can be drawn, e.g.: A high degree of drainage indicates that the turbine is running under unfavourable conditions (large fog droplets are being produced). Since only the "dangerous" drops can be removed from the steam, no really high degree of drainage can ever be expected. The most promising way to improve the efficiency and to reduce the danger of erosions consists in assuring a fine fog quality, i.e. in keeping the nucleation zone within a region where the pressure is sinking rapidly.

Lebenslauf

Als Sohn des dipl. Ingenieurs Gyarmathy István und der Nelly, geborene Jendrassik, bin ich am 5. April 1933 in Budapest auf die Welt gekommen. Dank der Hingabe meiner Eltern konnte ich während meiner ganzen Schulbildung die Geborgenheit der Familie genießen, was leider keine Selbstverständlichkeit war. Ich erhielt meine gesamte Schulbildung in Budapest: Elementarschule, anschließend humanistische Gymnasialausbildung im erzbischöflichen und später staatlichen Rákóczi-Gimnázium, die ich im Frühjahr 1951 mit der Maturitätsprüfung abschloss. Von 1951 bis Ende 1955 studierte ich an der Technischen Universität Budapest und erwarb im Frühjahr 1956 das Maschineningenieur-Diplom. Meine berufliche Tätigkeit trat ich im Staatl. Projektierungsbüro für Wärmekraftwerke in Budapest an.

Im Herbst 1956 erfasste mich der Sturm der Geschichte – und verwehte mich in die Schweiz. Es folgten zweieinhalb Jahre Konstruktionsarbeit in der Gasturbinenabteilung der A.-G. Brown, Boveri & Cie., Baden, und, seit Frühjahr 1959, meine Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für thermische Turbomaschinen der Eidgenössischen Technischen Hochschule. Während dieser letzteren entstand die vorliegende Arbeit.

Am 25. September 1961 trat ich mit Catherine Amherd den Ehebund ein.