

Klaus Menny

Strömungsmaschinen

Hydraulische und thermische Kraft- und Arbeitsmaschinen

5., überarbeitete Auflage

Mit 227 Abbildungen, 36 Tabellen und 47 Beispielen



Teubner

Energie des Massenelements zu berücksichtigen, also $dm(u_1 + c_1^2/2 + gz_1)$ bzw. $dm(u_2 + c_2^2/2 + gz_2)$.

Die gesamte Energiebilanz lautet damit

$$dQ_{1,2} + dW_{1,2} + dm \left[\left(p_1 v_1 + u_1 + \frac{c_1^2}{2} + gz_1 \right) - \left(p_2 v_2 + u_2 + \frac{c_2^2}{2} + gz_2 \right) \right] = 0$$

oder nach Division durch dt und mit $h = u + pv$

$$\dot{Q}_{1,2} + P_{1,2} = \dot{m} \left[\left(h_2 + \frac{c_2^2}{2} + gz_2 \right) - \left(h_1 + \frac{c_1^2}{2} + gz_1 \right) \right]. \quad (1.6)$$

Das ist die Gleichung des 1. Hauptsatzes für ein offenes System, eine Verallgemeinerung der Bernoulli-Gleichung, in die Gl. (1.6) übergeht, wenn $\dot{Q}_{1,2} = P_{1,2} = 0$ und $u_1 = u_2$ gesetzt werden. Die Bernoulli-Gleichung gilt deshalb nur für reibungsfreie Strömungen, denn sobald Reibungseffekte auftreten, wird sich die innere Energie des Fluids zu Lasten der übrigen Energieformen erhöhen. Für den ersten Hauptsatz gibt es keine solche Einschränkung. Gleichung (1.6) gilt sogar auch dann, wenn die Voraussetzung der stationären Strömung im Inneren des Systems nicht streng erfüllt ist. Entscheidend ist nämlich nur, dass am Ein- und Austritt stationäre Zustände vorliegen.

1.2.4 Ideales Gas

Gaskonstante, spezifische Wärmekapazität und Isentropenexponent. Als ideales Gas wird ein Stoff bezeichnet, für den die thermische Zustandsgleichung

$$pv = RT \quad (1.7)$$

gilt, worin R die individuelle Gaskonstante und T die absolute Temperatur sind. Auch für wirkliche Gase bildet Gl. (1.7) eine gute Näherung, obgleich sie genau genommen nur das Grenzgesetz ist für den Fall, dass der Druck gegen null geht. Für viele Gase sind die Abweichungen in den für die Technik wichtigen Zustandsbereichen jedoch gering, sodass man Gl. (1.7) vielfältig anwenden kann.

Die Enthalpie eines Stoffes, der Gl. (1.7) genügt, ist nur von der Temperatur abhängig, also

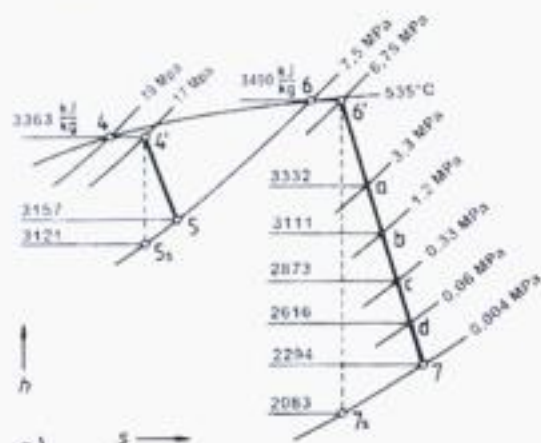
$$h = \int_{T_0}^T c_p(t) dt.$$

Dabei ist T_0 die Temperatur, für die die Enthalpie willkürlich gleich null gesetzt wird, und $c_p(t)$ die wahre spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck, die auch bei idealen Gasen von der Temperatur abhängt, bei anderen Stoffen außerdem auch vom Druck.

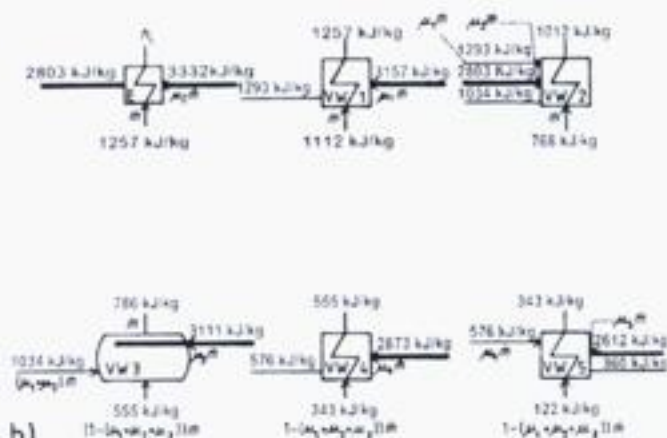
In Anwendung des Mittelwertsatzes der Integralrechnung wird auch

$$h = \int_{T_0}^T c_p(t) dt = [c_p]_{T_0}^T (T - T_0) \quad (1.8)$$

- VW 1: $(1257 - 1012) \text{ kJ/kg} = \mu_1 (3157 - 1293) \text{ kJ/kg}$; $\mu_1 = 0,131$
 VW 2: $(1012 - 786) \text{ kJ/kg} = \mu_2 (2803 - 1034) \text{ kJ/kg} + \mu_1 (1293 - 1034) \text{ kJ/kg}$; $\mu_2 = 0,109$
 VW 3: $786 \text{ kJ/kg} = (1 - \mu_1 - \mu_2 - \mu_3) 555 \text{ kJ/kg} + (\mu_1 + \mu_2) 1034 \text{ kJ/kg} + \mu_3 3111 \text{ kJ/kg}$; $\mu_3 = 0,045$
 VW 4: $(1 - \mu_1 - \mu_2 - \mu_3) (556 - 343) \text{ kJ/kg} = \mu_4 (2873 - 576) \text{ kJ/kg}$; $\mu_4 = 0,069$
 VW 5: $(1 - \mu_1 - \mu_2 - \mu_3) (343 - 122) \text{ kJ/kg} = \mu_5 (2612 - 360) \text{ kJ/kg} + \mu_4 (576 - 360) \text{ kJ/kg}$; $\mu_5 = 0,064$
 Enthitzer: $h_1 - 1257 \text{ kJ/kg} = \mu_2 (3332 - 2803) \text{ kJ/kg}$; $h_1 = 1315 \text{ kJ/kg}$; $t_1 = 296 \text{ }^\circ\text{C}$.



a)



b)

Bild 3.13 zu Beispiel 3.4

a) h, s -Diagramm

b) Vorwärmer mit Stoffströmen und Enthalpien

Leistung, Massenstrom und Wirkungsgrad. Durch die Anzapfungen wird die Turbine in sechs Teile unterteilt, durch die unterschiedliche Massenströme fließen. In Tabelle 3.5 sind diese Teilturbinen mit ihren jeweiligen inneren Enthalpiegefällen, Massenströmen und Teilleistungen aufgelistet.

Tabelle 3.5 Innere Enthalpiegefälle, Massenströme und Leistungen der Teilturbinen (Beispiel 3.4)

j	Abschnitt	Δh_{ij}	\dot{m}_j / \dot{m}	P_{ij} / \dot{m}
		kJ/kg	1	kWs/kg
0	4 bis 5	206	1,000	206,0
1	6 bis a	158	0,869	137,3
2	a bis b	221	0,760	168,0
3	b bis c	239	0,715	170,9
4	c bis d	257	0,646	166,0
5	d bis 7	322	0,582	187,4
Σ			$P_j / \dot{m} = 1035,6$	

Die zuzuführende Wärme ist gleich

$$q_m = (h_4 - h_1) + (1 - \mu_1)(h_6 - h_2) = (3363 - 1315) \text{ kJ/kg} + 0,869(3490 - 3157) \text{ kJ/kg} \\ = 2337 \text{ kJ/kg.}$$

Damit wird der innere thermische Wirkungsgrad des Kreisprozesses

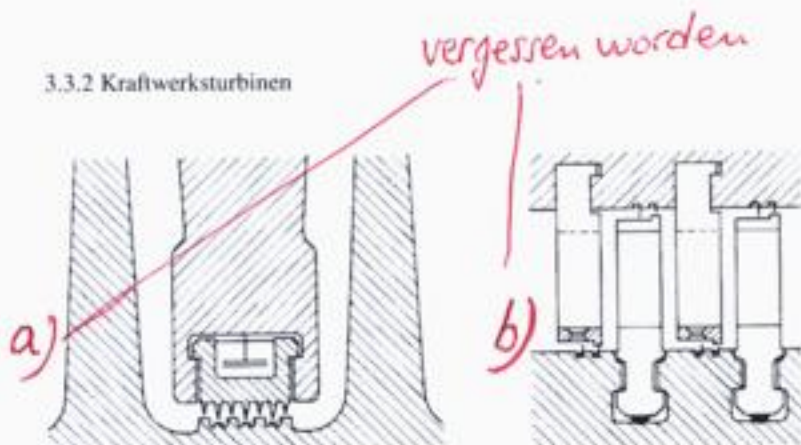
$$\eta_{thi} = \frac{\Sigma(P_{ij} / \dot{m})}{q_m} = \frac{1036 \text{ kJ/kg}}{2337 \text{ kJ/kg}} = 0,443.$$

Damit ist der Kreisprozess vollständig berechnet. Die Ergebnisse können allerdings nur als vorläufig gültig betrachtet werden. Zahlreiche Daten konnten nur geschätzt werden. Da z. B. die Stufeneinteilung der Turbine noch nicht vorliegt, und deren innerer Wirkungsgrad nur ganz pauschal angenommen wurde, bedarf es noch einer Korrektur, sobald diese Daten endgültig vorliegen. Ein anderes Beispiel sind die angenommenen Temperaturspannen für die Wärmeübergänge in den Vorwärmern. Erst wenn die erforderlichen Heizflächen berechnet sind, kann man sicher sein, ob sie überhaupt einzuhalten sind.

3.2.5 Der Sattdampfprozess

Der bisher beschriebene Kreisprozess, bei dem die Expansion in der Turbine im Überhitzungsgebiet liegt und nur geringfügig in das Nassdampfgebiet eindringt, findet Anwendung bei Anlagen mit fossil gefeuerten Dampferzeugern, also z. B. mit Kohle, Öl oder Erdgasfeuerung. Er wäre auch in Kernkraftwerken mit gasgekühlten Hochtemperaturreaktoren oder mit Natrium gekühlten schnellen Brutreaktoren denkbar. Bei den in Deutschland vorhandenen Kernkraftwerken des Druck- und Siedewassertyps, bei denen der Reaktor mit Wasser moderiert und gekühlt wird, ist die Erzeugung überhitzten Dampfes nicht möglich, sodass mit Sattdampf gearbeitet werden muss.

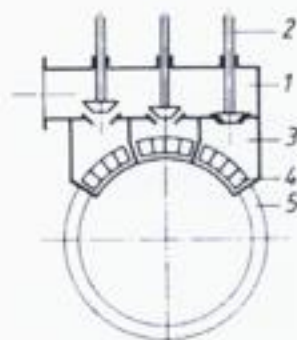
Der vereinfachte Schaltplan eines Druckwasser-Reaktor-Kraftwerks (Bild 3.14) zeigt folgende Unterschiede zur konventionellen Anlage (Bild 3.12): Im Dampferzeuger wird Sattdampf, bzw. Nassdampf mit der geringen Feuchtigkeit von etwa 0,05 % erzeugt. Um ein unzulässiges Anwachsen der Feuchtigkeit bei der Expansion zu vermeiden, wird zwischen den beiden Teilturbinen ein Wasserabscheider vorgesehen, der die Flüssigkeit

**Bild 3.17** Innendichtungen

- a) am Zwischenboden einer Kammerturbine (Escher Wyss)
 b) an den Deckbändern einer Trommelturbine (Siemens)

Der in der Beschauelung auftretende Axialschub ist beträchtlich. Um ihm entgegenzuwirken, wird ein Ausgleichkolben (5) vorgesehen und auf seine Vorderseite über eine Verbindungsleitung (6) der Druck des Austrittsstutzens gegeben. Bei richtiger Dimensionierung wird der auf den Ausgleichkolben wirkende Achsschub gerade den entgegengesetzten Schub der Läufertrommel aufheben. An seinem Umfang muss der Kolben durch Labyrinth abgedichtet werden, wobei ein weiterer Spaltverlust entsteht. Bei symmetrischer Anordnung einer zweiflutigen Maschine kann auf den Ausgleichkolben verzichtet werden, oder wenn mehrere Teilturbinenläufer so gegeneinander geschaltet werden, dass ihre Achsschübe einander aufheben.

Regelstufen. Als Stellglied für die Regelung wird den Trommel- und den Kammerturbinen oft eine teilbeaufschlagte Gleichdruckstufe in einfacher oder in Curtis-Bauart vorgeschaltet, bei der der Beaufschlagungsgrad durch das Zu- und Abschalten von Düsendruppen veränderbar ist (Bild 3.18). Der Dampf gelangt dabei vom Einströmkasten (1) über die Ventile (2) in die Kammern (3) durch die Düsensegmente (4) zum Laufrad (5).

**Bild 3.18**
Regelstufe
Erläuterungen im Text

3.3.2 Kraftwerksturbinen

Dampfturbinen werden bis zu den größten Leistungen gebaut, die von keiner anderen Kraftmaschine auch nur annähernd erreicht werden. Zur Zeit liegt die Leistungsgrenze bei 1300 MW. Der Übergang zu noch größeren Leistungen erscheint möglich, falls dafür ein Bedarf entstehen sollte.

Ist die Schauffelllänge im Verhältnis zum mittleren Durchmesser klein, so genügt es, die Berechnung für einen mittleren Durchmesser durchzuführen und den Schauffeln über die ganze Länge die gleichen Profile zu geben. Bei längeren Schauffeln ist es dagegen notwendig, die Berechnung für mehrere Schnitte durchzuführen. Die Schauffeln sind dann in sich verwunden (Abschn. 3.4.5).

3.4.2 Eindimensionale Stufentheorie

In einem mittleren Schnitt durch eine Turbinenstufe sollen die Zustände in den Ebenen 1 und 2 (Bild 3.28) berechnet werden. Gegeben sei der Zustand des Fluids bei 0, also die thermodynamischen Zustandsgrößen p_0 und t_0 , sowie die Zuströmgeschwindigkeit c_0 , außerdem das isentrope Enthalpiegefälle der Stufe und der Reaktionsgrad.

Enthalpiegefälle. Mit dem Reaktionsgrad nach Gl. (1.55)

$$r = \frac{\Delta h_s''}{\Delta h_s' + \Delta h_s''} = \frac{\Delta h_s''}{\Delta h_s} \quad \Delta h_s''$$

ergeben sich die isentropen Enthalpiegefälle für das Leit- und das Laufschaufelgitter

$$\Delta h_s' = (1-r)\Delta h_s \quad \text{und} \quad \Delta h_s'' = r\Delta h_s \quad \Delta h_s'' \quad (3.8)$$

$\Delta h_s = \Delta h_s' + \Delta h_s''$ und damit Gl. (3.8) ist nur näherungsweise richtig. Da die Isobaren im h,s -Diagramm mit steigender Temperatur divergieren, ist $\Delta h_s''$ ein wenig größer als $\Delta h_s''$ (Bild 3.28 c), also $\Delta h_s < \Delta h_s' + \Delta h_s''$. Die Näherung der Gl. (3.8) ist aber wegen der Geringfügigkeit des Effektes stets zulässig. Mit $\Delta h_s'$ und $\Delta h_s''$ lassen sich die Punkte 1s und 2s* in das h,s -Diagramm eintragen und damit die Drücke p_1 und p_2 auf zeichnerischem Weg finden. Für idealen Dampf ergeben sie sich auch rechnerisch mit Gl. (1.17).

Leitgitter. Zur Berechnung der Geschwindigkeit c_1 wird davon ausgegangen, dass im feststehenden Leitgitter keine Arbeit geleistet werden kann, und weiter, dass dem Dampf dort auch keine Wärme entzogen wird. Das ist eine realistische Annahme, die der Wirklichkeit gut entspricht. Für diese adiabate Strömung gilt der Energieerhaltungssatz Gl. (1.6) in der Form

$$h_0 + \frac{c_0^2}{2} = h_1 + \frac{c_1^2}{2}$$

Abstand
↓

$$\frac{c_1^2}{2} = (h_0 - h_1) + \frac{c_0^2}{2}$$

Für eine gedachte verlustfreie, also isentrope Strömung gilt entsprechend

$$\frac{c_{1s}^2}{2} = (h_0 - h_{1s}) + \frac{c_0^2}{2} = (1-r)\Delta h_s + \frac{c_0^2}{2}$$

Die kinetische Energie der wirklichen Strömung ist wegen der verschiedenen Verluste geringer. Ohne sie zunächst im Einzelnen zu untersuchen, werden sie durch einen Leitgitterwirkungsgrad η' berücksichtigt, also

$$\frac{c_1^2}{2} = \eta' \frac{c_{1s}^2}{2}; \quad c_1 = \sqrt{\eta' [(1-r) \Delta h_s + c_0^2]}. \quad (3.9)$$

$c_1 = \sqrt{\eta' [(1-r) \cdot 2 \cdot \Delta h_s + c_0^2]}$

Nach Kenntnis von c_1 lässt sich der wirkliche Expansionsendpunkt der Leitgitterströmung berechnen

$$h_1 = h_0 - \frac{c_1^2 - c_0^2}{2}. \quad (3.10)$$

Damit ergibt sich der Punkt I im h,s -Diagramm (Bild 3.28 c), also auch die Temperatur t_1 und das spezifische Volumen v_1 , das auch rechnerisch mit Gl. (1.15) gefunden werden kann. Die noch fehlenden Größen des Eintrittsdreiecks (Bild 3.28 b) lassen sich berechnen, indem geeignete Werte für α_1 und u_1 eingesetzt werden.

$$\begin{aligned} c_{1m} &= c_1 \sin \alpha_1; & c_{1u} &= c_1 \cos \alpha_1 \\ w_{1m} &= c_{1m}; & w_{1u} &= c_{1u} - u_1 \\ w_1 &= \sqrt{w_{1m}^2 + w_{1u}^2} \\ \beta_1 &= \arctan\left(\frac{w_{1m}}{w_{1u}}\right) & \text{falls } w_{1u} > 0 \\ \beta_1 &= 180^\circ + \arctan\left(\frac{w_{1m}}{w_{1u}}\right) & \text{falls } w_{1u} < 0. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Laufgitter. Bei der weiteren Expansion gilt für die Relativströmung nach Gl. (1.52) bei einer gedachten isentropen Strömung

$$\begin{aligned} h_1 + \frac{w_1^2}{2} - \frac{u_1^2}{2} &= h_{2s} + \frac{w_{2s}^2}{2} - \frac{u_2^2}{2} \\ \frac{w_{2s}^2}{2} &= (h_1 - h_{2s}) + \frac{w_1^2 - u_1^2 + u_2^2}{2} = r \Delta h_s + \frac{w_1^2 - u_1^2 + u_2^2}{2}. \end{aligned}$$

Zur Berücksichtigung der Verluste wird entsprechend zu Gl. (3.9) ein Laufgitterwirkungsgrad eingeführt, sodass

$$w_2 = \sqrt{\eta'' (r \Delta h_s + w_1^2 - u_1^2 + u_2^2)}. \quad (3.12)$$

\div ist nicht Division hier, sondern bedeutet "bis"

Da die Volumenströme in Dampfturbinenstufen sehr unterschiedlich sein können, sollten die Durchflusszahlen einen großen Bereich überdecken. Bei der Schaufellänge sind die Grenzen etwa durch $l_2/D_2 = 0,02 \div 0,4$ gegeben. Unter der Voraussetzung senkrechter Abströmung ist $c_{2m}/u_2 = \tan(180^\circ - \beta_2)$, und für β_2 kann der Bereich $\beta_2 = 165^\circ \div 135^\circ$ angenommen werden. Damit und mit $r = 0,9 \div 0,95$; $\epsilon = 1$ ergibt sich für vollbeaufschlagte Stufen

nicht minus

$$\varphi = 4 (0,02 \div 0,4) (\tan 15^\circ - \tan 45^\circ) (0,95 \div 0,9)$$

$$\varphi = 0,02 \div 1,52.$$

$$\varphi_{\min} = 4 \cdot 0,02 \cdot \tan(15^\circ) \cdot 0,90 = 0,0193$$

$$\varphi_{\max} = 4 \cdot 0,4 \cdot \tan(45^\circ) \cdot 0,95 = 1,52$$

soll \div sein

Dieser Bereich kann bei kleiner Reaktion noch nach unten durch Teilbeaufschlagung $\epsilon < 1$ erweitert werden. Sind die Volumenströme so groß, dass sie auch mit den höchsten Durchflusszahlen nicht durchgesetzt werden können, so müssen Stufen in mehrflutiger Anordnung parallel geschaltet werden.

Zur besseren Übersicht sind die Kennzahlen für Kammer- und Trommelstufen in Tabelle 3.6 zusammengefasst.

Tabelle 3.6 Kenngrößen axialer Dampfturbinenstufen

	r	v	ψ	φ	l_2/D_2	α_1	β_2
Kammerstufen	0,05	0,38	7	0	0,02	12°	165°
	0,2	0,5	4	1,52	0,4	30°	135°
Trommelstufen	0,5	0,5	4	0,02	0,02	15°	165°
		0,71	2	1,52	0,4	45°	135°

Beispiel 3.5. Es soll je eine Kammer- und eine Trommelstufe ausgelegt werden. Für beide Fälle ist gegeben:

$p_0 = 2,5 \text{ MPa}$; $t_0 = 400 \text{ °C}$; $c_0 = 100 \text{ m/s}$; $u_1 = u_2 = 300 \text{ m/s}$; $n = 50 \text{ 1/s}$; $\dot{m} = 120 \text{ kg/s}$.

Diese Daten sind aus der Auslegung der Turbine als Ganzes bzw. der Berechnung der vorangehenden Stufe bekannt. Gesucht sind die Zustände am Stufenende, die Geschwindigkeitspläne, die Leistung und der Wirkungsgrad sowie die Hauptabmessungen der Stufen.

Lösung.

Mit dem Mollier-Programm (Abschn. 1.2.5), hilfsweise mit den Gleichungen des idealen Dampfes (Gln. 1.14 bis 1.19) findet man:

$v_0 = 0,1201 \text{ m}^3/\text{kg}$

$h_0 = 3239,96 \text{ kJ/kg}$

$s_0 = 7,0168 \text{ kJ/(kg K)}$

$\kappa = 1,2866$.

Damit ergibt sich die Berechnung der beiden Turbinenstufen

ob $\eta' = 1,0$ dann $h_1 = 2996,96 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$
 ob $\eta' = 0,9$ dann $h_1 = 3021,76 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$

Tabelle 3.7 Zu Beispiel 3.5

		Kammer- stufe	Trommel- stufe	
r	1	0,1	0,5	gewählt nach Tabelle 3.6
ψ	1	6	3,6	"
α_1	"	15	20	"
β_2	"	160	160	"
Δh_s	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	270	162	$\Delta h_s = \psi u_2^2/2$ (3.20)
$\Delta h_s'$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	243	81	$\Delta h_s' = (1-r)\Delta h_s$ (3.8)
$\Delta h_s''$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	27	81	$\Delta h_s'' = r\Delta h_s$ (3.8)
h_1	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	2969,96	3158,96	Mollier-Programm oder (3.10)
p_1	MPa	1,02305	1,89266	Mollier-Programm oder (1.14)
v_1	m^3/kg	0,2397	0,1499	Mollier-Programm oder (1.15)
h_2	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	2969,96	3077,96	Mollier-Programm oder (3.13)
p_2	MPa	0,9151	1,4066	Mollier-Programm oder (1.14)
v_2	m^3/kg	0,2612	0,1875	Mollier-Programm oder (1.15)
η'	1	0,9	0,9	geschätzt
c_1	m/s	668,13	393,45	$c_1 = \sqrt{\eta' (2\Delta h_s' + c_0^2)}$ (3.10)
c_{1m}	m/s	172,93	134,57	$c_{1m} = c_1 \sin \alpha_1$ (3.11)
c_{1u}	m/s	645,37	369,72	$c_{1u} = c_1 \cos \alpha_1$ (3.11)
w_{1u}	m/s	345,37	69,72	$w_{1u} = c_{1u} - u$ (3.11)
w_1	m/s	386,24	151,56	$w_1 = \sqrt{c_{1m}^2 + w_{1u}^2}$ (3.11)
β_1	"	26,6	62,6	$\beta_1 = \arctan(c_{1m}/w_{1u})$ (3.11)
η''	1	0,8	0,9	geschätzt
w_2	m/s	403,17	408,01	$w_2 = \sqrt{\eta'' (2\Delta h_s'' + w_1^2)}$ (3.13)
w_{2m}	m/s	137,89	139,55	$w_{2m} = w_2 \sin \beta_2$ (3.14)
w_{2u}	m/s	-378,86	-383,40	$w_{2u} = w_2 \cos \beta_2$ (3.14)
c_{2u}	m/s	-78,86	-83,40	$c_{2u} = w_{2u} + u$ (3.14)
c_2	m/s	158,85	162,57	$c_2 = \sqrt{w_{2m}^2 + c_{2u}^2}$ (3.14)
α_2	"	119,8	120,9	$\alpha_2 = 180^\circ + \arctan(w_{2m}/c_{2u})$

$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$

ob $\eta' = 0,8$
 \downarrow
 3015,08

$\Delta h_s''$

(3.13) 3.12

Tabelle 3.7 Fortsetzung

		Kammer- stufe	Trommel- stufe	
D	m	1,91	1,91	$D = u/(\pi n)$
τ_1	l	0,9	0,92	geschätzt
l_1	m	0,0308	0,0242	$l_1 = \dot{m} v_1 / (\pi D c_{1m} \tau_1)$
τ_2	l	0,92	0,92	geschätzt
l_2	m	0,0412	0,029	$l_2 = \dot{m} v_2 / (\pi D w_{2m} \tau_2)$
Y_a	kJ/kg	217,27	135,94	$Y_a = u(c_{1a} - c_{2a})$ (3.15)
P_a	kW	26064	16312	$P_a = \dot{m} Y_a$
η_a	l	0,828	0,884	$\eta_a = Y_a / (\Delta h_a + (c_0^2 - c_2^2)/2)$ (3.17)

P_a ~~B~~

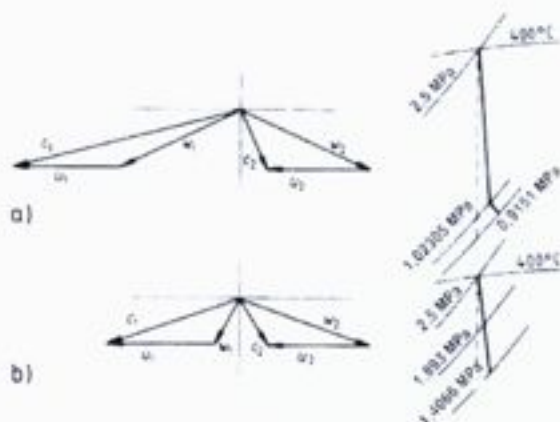


Bild 3.30

Geschwindigkeitspläne und
Expansionslinien zu Beispiel 3.5

- a) Kammerstufe
b) Trommelstufe

3.4.4 Curtis-Stufen

Eine Stufe nach dem Curtis-Prinzip (Abschn. 3.1) ist eine fast immer teilbeaufschlagte Gleichdruckstufe, die zur Verarbeitung großer Enthalpiegefälle bei sparsamem Bauaufwand geeignet ist, aber einen kleinen Wirkungsgrad hat.

Arbeitsprinzip. Aus dem Druckverlauf (Bild 3.31) ist zu entnehmen, dass das gesamte Enthalpiegefälle in der Leitschaufelung in Geschwindigkeitsenergie umgesetzt wird. Da die Curtis-Stufe große Enthalpiegefälle verarbeitet, wird die Schallgeschwindigkeit in der Regel überschritten, und die Leitschaufelkanäle sind erweiterte Laval-Düsen.

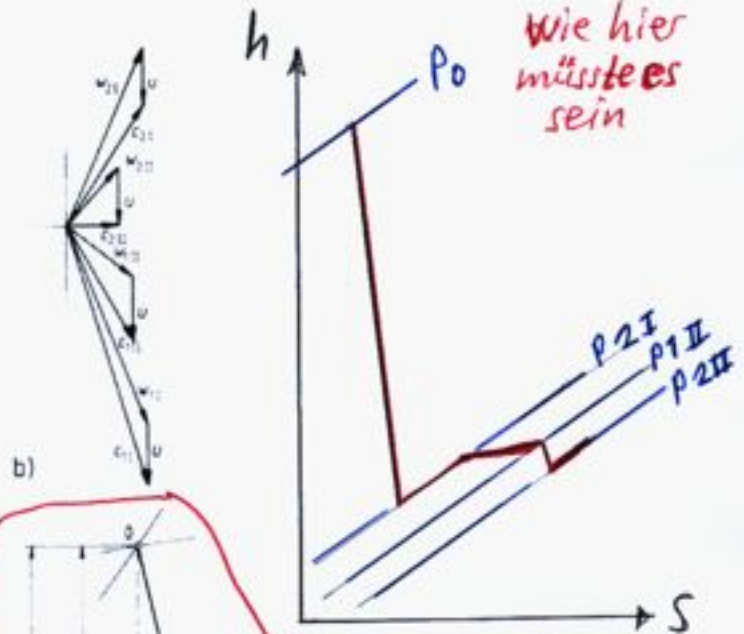


Bild 3.31

- Zweikränzige Curtis-Stufe
 a) Schaufeln mit Druck- und Geschwindigkeitsverlauf
 b) Geschwindigkeitsplan
 c) h,s -Diagramm bei Reaktion

Würde die hohe Geschwindigkeitsenergie des Dampfes in einer gewöhnlichen Gleichdruckstufe ausgenutzt, so ergäbe sich bei einer günstigen Laufzahl eine hohe, aus Festigkeitsgründen nicht ausführbare Umfangsgeschwindigkeit. Daher wird eine kleinere Laufzahl gewählt, was eine große Geschwindigkeit c_{2I} zur Folge hat. Der Dampf verlässt also den ersten Laufschaufelkranz mit hoher kinetischer Energie. Zu deren Ausnutzung ist der zweite Laufschaufelkranz vorgesehen. Bevor der Dampf in ihn eintritt, wird er aber im Umlenkgerüst in eine geeignete Richtung gebracht, seine Geschwindigkeit erhält also eine positive Umfangskomponente. Beide Laufgitter und auch das Umlenkgerüst sind Gleichdruckgitter.

Das beschriebene Verfahren der Energieumsetzung nennt man auch Geschwindigkeitsstufung. Das darf aber nicht zu einer Verwechslung mit der Druckstufung einer mehrstufigen Maschine führen. Im Sinne der Druckstufung ist die gesamte Curtis-Anordnung eine einzige Stufe.

Mit den abgewandelten Gleichungen (3.10) und (3.13) lassen sich jetzt die Enthalpien und die spezifischen Volumina berechnen

$$\begin{aligned}
 h_0 &= 3349,97 \text{ kJ/kg} \\
 h_{11} &= h_0 - \frac{c_{11}^2 - c_0^2}{2} = 3012,95 \text{ kJ/kg}; \quad v_{11} = 0,0929 \text{ m}^3/\text{kg} \\
 h_{21} &= h_{11} - \frac{w_{21}^2 - w_{11}^2}{2} = 3058,50 \text{ kJ/kg}; \quad v_{21} = 0,0968 \text{ m}^3/\text{kg} \\
 h_{111} &= h_{21} - \frac{c_{111}^2 - c_{21}^2}{2} = 3065,78 \text{ kJ/kg}; \quad v_{111} = 0,1009 \text{ m}^3/\text{kg} \\
 h_{211} &= h_{111} - \frac{w_{211}^2 - w_{111}^2}{2} = 3055,50 \text{ kJ/kg}; \quad v_{211} = 0,1075 \text{ m}^3/\text{kg}.
 \end{aligned}$$

Die Enthalpien steigen beim durchfahren des Curtis 2C-Rad. Deswegen stimmt Abbild 3.31c nicht.

Zur Festlegung der Hauptabmessungen wird zunächst der mittlere Durchmesser berechnet:

$$D = \frac{u}{\pi n} = \frac{201 \text{ m/s}}{\pi \cdot 150 \text{ 1/s}} = 0,427 \text{ m}.$$

Bei voller Beaufschlagung ergäbe sich $l_{11} = 1,5 \text{ mm}$. Um eine so kleine Schaufelhöhe zu vermeiden, die hohe Randverluste zur Folge hätte, wird die Turbine teilbeaufschlagt, und zur Festlegung des Beaufschlagungsgrades eine Schaufelhöhe von 12 mm vorgeschrieben. Damit wird

$$\epsilon = \frac{\dot{m} v_{11}}{\pi D l_{11} c_{11} \tau_{11}} = \frac{4,43 \text{ kg/s} \cdot 0,0929 \text{ m}^3/\text{kg}}{\pi \cdot 0,427 \text{ m} \cdot 0,012 \text{ m} \cdot 226 \text{ m/s} \cdot 0,9} = 0,1256$$

und die übrigen Schaufelhöhen

$$l_{21} = \frac{\dot{m} v_{21}}{\pi D c_{21} \tau_{21} \epsilon} = \frac{4,43 \text{ kg/s} \cdot 0,0968 \text{ m}^3/\text{kg}}{\pi \cdot 0,427 \cdot 207 \text{ m/s} \cdot 0,9 \cdot 0,1256} = 0,0137 \text{ m}$$

$$l_{111} = \frac{\dot{m} v_{111}}{\pi D c_{111} \tau_{111} \epsilon} = \frac{4,43 \text{ kg/s} \cdot 0,1009 \text{ m}^3/\text{kg}}{\pi \cdot 0,427 \cdot 177 \text{ m/s} \cdot 0,9 \cdot 0,1256} = 0,0167 \text{ m}$$

$$l_{211} = \frac{\dot{m} v_{211}}{\pi D c_{211} \tau_{211} \epsilon} = \frac{4,43 \text{ kg/s} \cdot 0,1075 \text{ m}^3/\text{kg}}{\pi \cdot 0,427 \cdot 161 \text{ m/s} \cdot 0,9 \cdot 0,1256} = 0,0194 \text{ m}.$$

Um die Beschauelung der Turbine im Meridianschnitt aufzuzeichnen, fehlt noch die axiale Breite der Schaufeln. Sie kann nicht nach strömungstechnischen Gesichtspunkten festgelegt werden. Hier wird zunächst $b = 16 \text{ mm}$ angenommen, was gegebenenfalls nach einer Festigkeitsberechnung noch zu korrigieren ist.

Die aerodynamische Stufenarbeit errechnet sich analog zu Gl. (3.15)

$$Y_s = u(c_{1a1} - c_{2a1} + c_{1a11} - c_{2a11}) = 201 \text{ m/s}(789 + 312 + 306 - 9) \text{ m/s} = 281,00 \cdot 10^3 \text{ m}^2/\text{s}^2 = 281 \text{ kJ/kg}$$

Beispiel 3.7. Aus dem Niederdruckteil einer Kondensationsturbine soll eine Einzelstufe berechnet werden.

Gegeben sind:

Eintrittszustand	$p_0 = 0,06 \text{ MPa}; h_0 = 2631,00 \text{ kJ/kg}; c_0 = 89 \text{ m/s}$
isentropes Enthalpiegefälle	$\Delta h_s = 65,00 \text{ kJ/kg}$
Massenstrom	$\dot{m} = 28,7 \text{ kg/s}$
mittlerer Durchmesser	$D = 1,511 \text{ m}$
Drehzahl	$n = 50 \text{ 1/s}$
Reaktionsgrad im Mittelschnitt	$r = 0,5$

Lösung. Zunächst werden für den Mittelschnitt die Geschwindigkeitsdreiecke berechnet, die hier symmetrisch sind.

Tabelle 3.10 Berechnung der Geschwindigkeitsdreiecke im Mittelschnitt (Beispiel 3.7)

<i>soll wohl β_2 sein</i>	$u_1 = u_2 = 237 \text{ m/s}$	$u = \pi n D$
	$\eta' = \eta'' = 0,92$	geschätzt
	$c_1 = w_2 = 259 \text{ m/s}$	$c_1 = \sqrt{\eta' [(1-r) 2 \Delta h_s + c_0^2]}$
	$\alpha_1 = 180^\circ - \beta_1 = 20^\circ \rightarrow 20,1$	gewählt
	$c_{1m} = w_{2m} = 89 \text{ m/s}$	$c_{1m} = c_1 \sin \alpha_1$
	$c_{1u} = -w_{2u} = 243 \text{ m/s}$	$c_{1u} = c_1 \cos \alpha_1$
	$w_{1u} = -c_{2u} = 6 \text{ m/s}$	$w_{1u} = c_{1u} - u$
	$w_1 = c_2 = 89 \text{ m/s}$	$w_1 = \sqrt{c_{1m}^2 + w_{1u}^2}$

Die Enthalpie am Expansionsendpunkt errechnet sich nach den Gln. (3.10) und (3.13) zu $h_2 = 2571,84 \text{ kJ/kg}$. Damit liefert das Mollier-Programm $v_2 = 3,9012 \text{ m}^3/\text{kg}$. Mit einem geschätzten $\tau_2 = 0,915$ wird damit die Schaufellänge

$$l_2 = \frac{\dot{m} v_2}{\pi D_2 c_{2m} \tau_2} = \frac{28,7 \text{ kg/s} \cdot 3,9012 \text{ m}^3/\text{kg}}{\pi \cdot 1,511 \text{ m} \cdot 89 \text{ m/s} \cdot 0,915} = 0,290 \text{ m}.$$

Damit ist der Durchmesser am Innenrand des Strömungskanals $D_i = 1,221 \text{ m}$ und am Außenrand $D_a = 1,801 \text{ m}$. Innerhalb dieses Bereiches werden nun für fünf verschiedene Durchmesser die Geschwindigkeitsdreiecke nach dem Potentialwirbelgesetz (Gl. (3.24)) umgerechnet, wobei von den Daten des Mittelschnitts ausgegangen wird. Durch Auflösen der Gln. 3.9 und 3.12 nach $\Delta h_s'$ bzw. $\Delta h_s''$ ist auch der Reaktionsgrad in den fünf Zylinderschnitten zu berechnen

$$r = \frac{\Delta h_s''}{\Delta h_s' + \Delta h_s''}$$

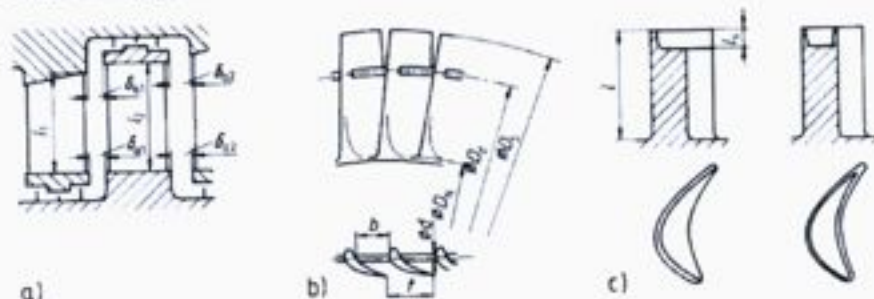


Bild 3.37 Einflüsse auf die Gitterverluste

- a) Deckbandbeschaukelung
 b) Dämpfungsdraht
 c) Zuschärfungen

$$\Delta \zeta = 8 \zeta_w \sin^2 \beta_2 \left(\frac{l_1}{b} \right)^2 \frac{D_d d}{D_S^2 - D_N^2}$$

soll $\left(\frac{t}{b} \right)^2$ sein also nicht L sondern t
 In Auflage 2, 1995 ist es korrekt gedruckt.

Dabei ist der Widerstandbeiwert für einen runden Draht $\zeta_w = 1,2$.

Um Folgeschäden beim Anstreifen zu vermeiden, werden frei endende Schaufeln zugeschärft. Entweder geschieht das einseitig, und zwar so, dass das Profil auf der konvexen Seite erhalten bleibt, oder in Form der Kronenzuschärfung, bei der durch elektroerosive Bearbeitung die Stirnfläche des Schaufelblattes ausgetieft wird, sodass längs der Profilbearbeitung nur ein schmaler Grat stehen bleibt (Bild 3.37 c). Während im letzten Fall kein zusätzlicher Verlust entsteht, weil das Schaufelprofil unangetastet bleibt, beträgt bei einseitiger Zuschärfung die Korrektur

$$\Delta \zeta = 0,2 \left(\frac{l_1}{l} \right) \quad (3.29)$$

Beispiel 3.8. Für die Kammerstufe des Beispiels 3.5 sind die dort geschätzten Gitterwirkungsgrade nachzurechnen. Die Profilschenenlänge der Leitschaufeln soll mit $s^l = 70 \text{ mm}$ und der Laufschaufeln mit $s^N = 25 \text{ mm}$ gegeben sein. Ferner wird vorausgesetzt, dass der betrachteten Stufe eine ähnliche Kammerstufe mit den gleichen Geschwindigkeitsdreiecken vorausgeht, bei der die Laufschaufelhöhe $l_{2N} = 25 \text{ mm}$ ist. Die axialen Spalte sind mit $\delta_{a1} = \delta_{a2N} = 3 \text{ mm}$ gegeben.

Lösung. Mit $\alpha_1 = 15^\circ$ und $s = 70 \text{ mm}$ ist nach Bild 3.36 a

$$\zeta_p = 0,044$$

und mit $l_1 = 31,6 \text{ mm}$

$$\zeta_{\text{rot}} = 0,028 \frac{70 \text{ mm}}{31,6 \text{ mm}} = 0,062.$$

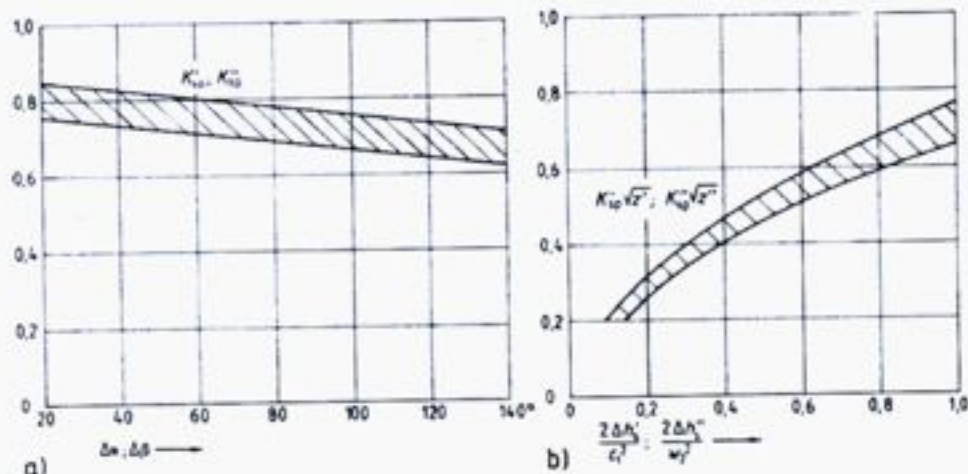


Bild 3.38 Spaltverlustkoeffizienten (nach [12])

- a) Frei endende Schaufeln. K_{sp} in Abhängigkeit vom Umlenkwinkel $\Delta\alpha$ bzw. $\Delta\beta$
 b) Deckbandbeschaukelungen $\sqrt{z} K_{sp}$ in Abhängigkeit von $2\Delta h_1'/c_1^2$ bzw. $2\Delta h_1''/w_2^2$
 mit $z = \text{Anzahl der Dichtspitzen}$ n

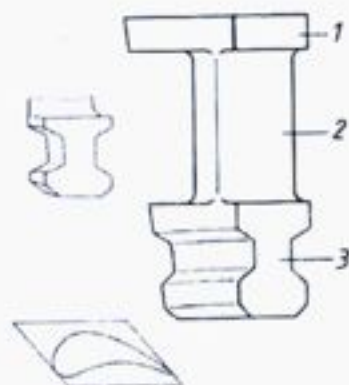


Bild 3.39

Laufschaufel mit Deckplatte (AEG-Kanis)

- 1 Deckplatte
 2 Schaufelblatt
 3 Schaufelfuß

Spaltquerschnitte. Die Ringflächen A_{sp}' und A_{sp}'' in Gl. (3.30) errechnen sich zu

$$A_{sp} = \pi D_{sp} \delta_{sp}$$

Dabei ist D_{sp} der Durchmesser am Spalt und δ_{sp} die radiale Spaltweite, die aus Gründen der Betriebsicherheit ausreichend groß sein muss. Als Anhalt dient

$$\delta_{sp} \geq \frac{D_{sp}}{1000} + 0,2 \text{ mm}; \quad \delta_{sp} \geq 0,4 \frac{L_{sp}}{1000} \quad (3.31)$$

Einheit für δ_{sp} und L_{sp} fehlt, aber soll

$\delta_{sp} [\text{mm}]$ $D_{sp} [\text{mm}]$ $L_{sp} [\text{mm}]$

wo L_{sp} den Abstand vom nächstgelegenen Lager des Rotors bedeutet. Der jeweils größere Wert der beiden Bedingungen ist einzuhalten.

Radreibungsverluste. Nach Gl. (1.60) wird die Leistung, die durch die Reibung der Rotorflächen, insbesondere der großen Radseitenflächen der Kammerturbinen im umgebenden Fluid entsteht, der Fluidichte, der dritten Potenz der Drehzahl und der fünften Potenz des Scheibendurchmessers proportional sein. Daraus ergibt sich der Ansatz

$$P_{\text{verR}} = k_R \frac{n^3 D_N^5}{v}$$

Hier ist D_N der Scheiben- bzw. der Nabendurchmesser der Beschauflung und v der Mittelwert der spezifischen Volumina vor bzw. hinter dem Laufrad. Für den Koeffizienten k_R gilt nach [12]

$$k_R = 0,37 \left(\frac{\pi D_N^2 n}{v} \right)^{-0,2} \quad (3.32)$$

Dabei ist v die kinematische Zähigkeit des Dampfes (Tabelle 9.4 und 9.5). Der Klammerausdruck ist die mit dem Durchmesser D_N und der Umfangsgeschwindigkeit der Scheibe $u_N = \pi n D_N$ gebildete Reynoldszahl.

Indem mit $\Delta h_{\text{verR}} = P_{\text{verR}}/\dot{m}$ ein spezifischer Radreibungsverlust eingeführt wird und auf die isentrope Enthalpiedifferenz der Stufe bezogen wird, entsteht der dimensionslose Ausdruck für den Radreibungsverlust.

$$\zeta_R = \frac{\Delta h_{\text{verR}}}{\Delta h_s} = \frac{P_{\text{verR}}}{\dot{m} \Delta h_s} = k_R \frac{n^3 D_N^5}{\dot{m} v \Delta h_s}$$

Ist nicht Zähigkeit sondern spezifisches Volumen (3.33)

Ventilationsverlust. Bei teilbeaufschlagten Gleichdruckturbinen wirken die Laufschaufeln im nicht beaufschlagten Teil des Umfangs ähnlich wie die Flügel eines Ventilators, da sie notwendigerweise im dämpferfüllten Raum umlaufen müssen. Die entsprechende Förderleistung bildet den Ventilationsverlust.

Da die Ventilationsleistung der Dichte, der dritten Potenz der Umfangsgeschwindigkeit $(\pi n D_2)^3$ und dem nicht beaufschlagten Teil des Ringquerschnitts $(1 - \epsilon) \pi D_2 l_2$ proportional sein wird, ergibt sich mit dem Koeffizienten k_V der Ansatz

$$P_{\text{verV}} = k_V (1 - \epsilon) \frac{n^3 D_2^4 l_2}{v}$$

spezifisches Volumen

Hier ist D_2 der mittlere Beschauflungsdurchmesser, l_2 die Länge der Schaufel und v das spezifische Volumen im Laufschaufelbereich.

Der dimensionslose Ventilationsverlust ist

$$\zeta_V = \frac{\Delta h_{\text{verV}}}{\Delta h_s} = \frac{P_{\text{verV}}}{\dot{m} \Delta h_s} = k_V (1 - \epsilon) \frac{n^3 D_2^4 l_2}{\dot{m} v \Delta h_s} \quad (3.34)$$

Der Buchstabe v wird verwendet für spezifische Volumen, kinematische Zähigkeit, Laufradzahl und für Drehzahlverhältnisse } *macht Missverständnis!*

Bei einer Stufe, die nur teilweise im Nassdampfgebiet arbeitet, ist nur das unterhalb der Wilson-Linie gelegene Teilgefälle einzusetzen. Die Wilson-Linie ist eine Kurve im h,s -Diagramm, bei deren Unterschreiten nach anfänglicher Unterkühlung die Kondensation einsetzt. Für die hier beabsichtigte Näherung kann jedoch die Wilson-Linie durch die Grenzkurve ersetzt werden (Bild 3.41). Damit und mit $x_0 = 1$ ergibt sich

$$P_{\text{verlN}} = k_N \dot{m} \Delta h_{sN} \left(\frac{1-x_2}{2} \right) \quad \Delta h_s$$

Wie bei den anderen Verlusten wird auf das isentrope Stufengefälle bezogen, also

$$\zeta_N = \frac{\Delta h_{\text{verlN}}}{\Delta h_s} = \frac{P_{\text{verlN}}}{\dot{m} \Delta h_s} = k_N \left(1 - \frac{x_0 + x_2}{2} \right)$$

bzw.
$$\zeta_N = k_N \frac{\Delta h_{sN}}{\Delta h_s} \left(\frac{1-x_2}{2} \right) \quad (3.35)$$

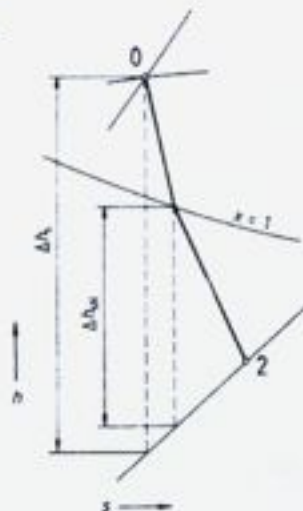


Bild 3.41

h,s -Diagramm einer teilweise im Nassdampfgebiet arbeitenden Stufe

Innere Stufenarbeit und innerer Wirkungsgrad. Die jetzt vollständig behandelten Stufenverluste, einschließlich der Beschauelungsverluste (Abschn. 3.4.2) haben die Eigenschaft gemeinsam, dass die „verlorene“ Energie vom Arbeitsfluid aufgenommen wird, dessen Enthalpie sich um den genau entsprechenden Betrag erhöht. Man nennt sie innere Verluste. Die Enthalpie am Stufenende ist

$$h_3 = h_2 + \Sigma \Delta h_{\text{verl}} = h_2 + \Delta h_s (\zeta_{\text{sp}} + \zeta_{\text{R}} + \zeta_{\text{V}} + \zeta_{\text{N}}) = h_2 + \Delta h_s \Sigma \zeta \quad (3.36)$$

Die Beschauelungsverluste sind bereits in h_2 enthalten (Gl. (3.10) und Gl. (3.13)).

Die innere Stufenarbeit (Bild 3.42) ist

$$Y_i = Y_a - \Delta h_s \Sigma \zeta \quad (3.37)$$

Innere Wirkungsgrad. Analog zum aerodynamischen (Gl. (3.16) bis Gl. (3.18)) werden innere Stufenwirkungsgrade definiert

$$\eta_{\text{id}} = \frac{\Delta h_i}{\Delta h_s} = \frac{h_0 - h_3}{\Delta h_s} = \eta_{\text{ad}} - \Sigma \zeta \quad (3.38)$$

$$\eta_i = \frac{Y_i}{\Delta h_s + (c_0^2 - c_2^2)/2} = \eta_a - \frac{\Delta h_s}{\Delta h_s + (c_0^2 - c_2^2)/2} \Sigma \zeta \quad (3.39)$$

$$\eta_{IE} = \frac{Y_i}{\Delta h_s + c_0^2/2} = \eta_{aE} - \frac{\Delta h_s}{\Delta h_s + c_0^2/2} \Sigma \zeta. \quad (3.40)$$

Weil c_0 und c_2 ungefähr gleich sind, ist der Bruch $\Delta h_s / [\Delta h_s + (c_0^2 - c_2^2)/2]$ nur wenig von 1 verschieden, und es bedeutet keinen nennenswerten Fehler, einfach $\eta_i = \eta_a - \Sigma \zeta$ zu setzen. Bei η_{IE} ist die Abweichung durch die entsprechende Vereinfachung zwar etwas größer, sie ist aber wegen der Unsicherheit der ζ -Werte ebenfalls gerechtfertigt, sodass

$$\eta_i = \eta_a - \Sigma \zeta; \quad \eta_{IE} = \eta_{aE} - \Sigma \zeta. \quad (3.41)$$

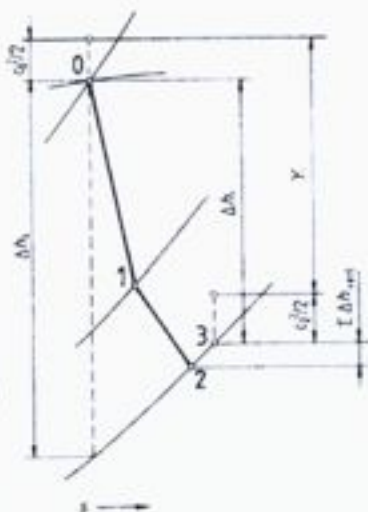


Bild 3.42

Innere Stufenarbeit im h,s -Diagramm

Beispiel 3.9. In Fortsetzung des Beispiels 3.5 sollen die inneren Wirkungsgrade je einer Stufe der Kammer- und der Trommelbauart, beide mit Deckbandbeschauelungen berechnet werden.

Aus dem Beispiel 3.5 und aus der Entwurfszeichnung sind die folgenden Daten bekannt (Tabelle 3.14).

Tabelle 3.14 zu Beispiel 3.9

		Kammerstufe	Trommelstufe
n	1/s	50	50
\dot{m}	kg/s	120	120
Δh_s	kJ/kg	270	162
$\Delta h_s'$	kJ/kg	243	81
$\Delta h_s''$	kJ/kg	27	81
c_1	m/s	668,1	393,5
α_1	°	15	20
w_2	m/s	403,2	408,0
β_2	°	160	160
v_1	m ² /g	0,240	0,150
v_2	m ² /kg	0,271	0,188
$D_1 = D_2$	m	1,910	1,910

Also nicht $\Delta h_s'$

Tabelle 3.14 Fortsetzung

		Kammerstufe	Trommelstufe
l_1	m	0,0308	0,0242
l_2	m	0,0412	0,0292
η_3	l	0,828	0,884
D_{sp}	m	0,450	1,868
D_{sp}'	m	1,970	1,958
D_{sp}''	m	1,867	1,880
δ_{sp}	mm	0,8	1,5
δ_{sp}'	mm	1,5	1,5
z'	l	5	3
z''	l	3	3

Tabelle 3.15 zu Beispiel 3.9

1. Spaltverlust

		Kammerstufe	Trommelstufe	
A_{sp}'	m^2	$1,131 \cdot 10^4$	$7,04 \cdot 10^3$	$\pi D_{sp}' \delta_{sp}'$
A_1	m^2	0,1848	0,1452	$\pi D_1 l_1$
$2\Delta h_s'/c_1^2$	l	1,09	1,05	
$K_{sp}' \sqrt{z'}$	l	0,69	0,69	Bild 3.38 b
K_{sp}'	l	0,31	0,40	
ζ_{sp}'	l	0,007	0,057	Gl. (3.30)
A_{sp}''	m^2	$9,28 \cdot 10^3$	$9,23 \cdot 10^3$	$\pi D_{sp}'' \delta_{sp}''$
A_2	m^2	0,247	0,175	$\pi D_2 l_2$
$2\Delta h_s''/w_2^2$	l	0,332	0,984	
$K_{sp}'' \sqrt{z''}$	l	0,40	0,69	Bild 3.38 b
K_{sp}''	l	0,23	0,40	
ζ_{sp}''	l	0,024	0,061	Gl. (3.30)

Tabelle 3.15 Fortsetzung

2. Radreibung

		Kammerstufe	Trommelstufe	
v	m^2/s	$5,5 \cdot 10^{-6}$		<u>Bild 9.1</u> Tabelle 9.4 und 9.5
k_R	l	$9,3 \cdot 10^{-3}$		Gl. (3.32)
v	m^3/kg	0,258		$(v_1 + v_2)/2$
ζ_R	l	0,003		Gl. (3.33)

nicht hoch 3, sondern hoch -3

$1,131 \cdot 10^{-3}$

$8,803 \cdot 10^{-3}$

$9,283 \cdot 10^{-3}$

$9,226 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 3.15 Fortsetzung
3. Innerer Wirkungsgrad

		Kammerstufe	Trommelstufe	
$\Sigma\zeta$	1	0,034	0,118	$\zeta_{sp} + \zeta_{sp}' + \zeta_R$
η_i	1	0,794	0,760	$\eta_a - \Sigma\zeta$

3.5 Auslegung mehrstufiger Turbinen

3.5.1 Rückgewinn

Der innere Wirkungsgrad einer aus mehreren Einzelstufen bestehenden Turbine ist besser als der Mittelwert der inneren Wirkungsgrade nach Abschn. 3.4.8.

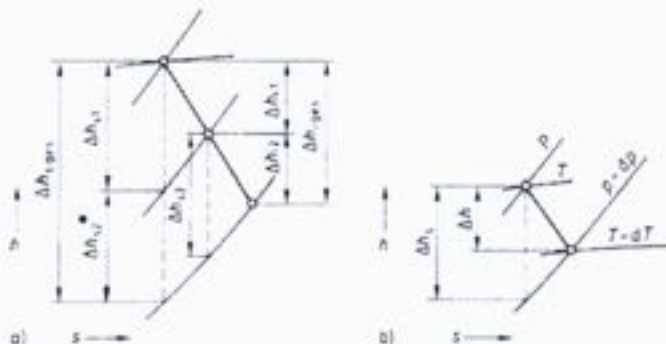


Bild 3.43

Wärmerückgewinn

- a) Expansion in zwei Stufen
b) Expansion bei differentiell kleiner Druckdifferenz

Zweistufige Turbine. Aus dem h,s -Diagramm (Bild 3.43 a) lassen sich die isentropen inneren Wirkungsgrade beider Stufen ablesen

$$\eta_{wi1} = \frac{\Delta h_{i1}}{\Delta h_{s1}} \quad \text{und} \quad \eta_{wi2} = \frac{\Delta h_{i2}}{\Delta h_{s2}}$$

Der innere Wirkungsgrad der Gesamtturbine ist

$$\eta_{wi ges} = \frac{\Delta h_{i ges}}{\Delta h_{s ges}} = \frac{\Delta h_{i1} + \Delta h_{i2}}{\Delta h_{s ges}} \quad (3.42)$$

Nun ist die Summe der beiden isentropen Stufengefälle Δh_{s1} und Δh_{s2} etwas größer als das isentrope Gesamtgefälle $\Delta h_{s ges}$.

$$\Delta h_{s1} + \Delta h_{s2} > \Delta h_{s ges}$$

Anders ausgedrückt: Infolge der Verluste der ersten Stufe steht der zweiten Stufe ein etwas größeres isentrope Enthalpiegefälle zur Verfügung als bei einer verlustlosen Expansion in der ersten Stufe.

$$\cancel{\Delta h_{s2} > \Delta h_{s2}^*} \quad \Delta h_{s2} > \Delta h_{s2}^*$$

Ein Teil der Verluste der ersten Stufe wird also bei der nachfolgenden Expansion „zurückgewonnen“.

Zur rechnerischen Berücksichtigung wird eine Rückgewinnziffer f eingeführt. Es gilt

$$\Delta h_{s1} + \Delta h_{s2} = (1+f)\Delta h_{s\text{ges}}$$

und mit Gl. (3.42)

$$\eta_{s\text{ges}} = (1+f) \frac{\Delta h_{s1} + \Delta h_{s2}}{\Delta h_{s1} + \Delta h_{s2}} = (1+f) \frac{\eta_{s1} \Delta h_{s1} + \eta_{s2} \Delta h_{s2}}{\Delta h_{s1} + \Delta h_{s2}} = (1+f) \bar{\eta}_s \quad (3.43)$$

hierbei ist $\bar{\eta}_s$ der gewichtete Mittelwert der inneren Stufenwirkungsgrade.

Polytrope Zustandsänderung. Diese Überlegungen lassen sich auf beliebig vielstufige Turbinen übertragen. Für die thermodynamische Berechnung ist aber eine gedachte Expansion in unendlich vielen Stufen besonders einfach. Die Rückgewinnziffer nähert sich dann dem Grenzwert f_∞ und der innere Stufenwirkungsgrad dem polytropen Wirkungsgrad η_p . Für die Expansion um ein differentiell kleines dp kann nämlich die polytrope Zustandsänderung zugrundegelegt werden.

Polytroper Wirkungsgrad. Aus der Polytropengleichung

$$\frac{T}{p^{\frac{n-1}{n}}} = \text{konst}$$

folgt durch Logarithmieren und Differenzieren

$$\frac{dT}{T} = \frac{n-1}{n} \frac{dp}{p}$$

Damit errechnet sich das Gefälle dh Bild (3.42 b)

$$dh = c_p dT = c_p \frac{T}{p} \frac{n-1}{n} dp$$

und entsprechend bei isentroper Expansion um das gleiche differentiell kleine dp

$$dh_s = c_p \frac{T}{p} \frac{\kappa-1}{\kappa} dp$$

Hiermit ergibt sich der polytrope Wirkungsgrad

$$\eta_p = \frac{\Delta h}{\Delta h_s} = \frac{\kappa(n-1)}{n(\kappa-1)} \quad (3.44)$$

womit der Zusammenhang zwischen den drei Größen κ , n und η_p hergestellt ist.

Rückgewinnziffer. Ausgehend vom 1. Hauptsatz in der Form $T ds = dh - v dp$ ergibt sich mit $ds = 0$ das isentrope Enthalpiegefälle

$$dh_s = v dp.$$

Mit Gl. (3.44) und durch Einsetzen des spezifischen Volumens aus der Polytropengleichung $p v^n = p_1 v_1^n$ folgt das Enthalpiedifferential

$$dh = \eta_p v_1 p_1^{1/n} p^{-1/n} dp.$$

Die Integration ergibt

$$\int_{h_2}^{h_1} dh = \eta_p p_1^{1/n} v_1 \int_{p_2}^{p_1} p^{-1/n} dp$$

$$h_1 - h_2 = \eta_p p_1 v_1 \frac{n}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right].$$

soll weg also p_1 weg!

Für die isentrope Expansion gilt entsprechend mit $\eta_p = 1$ und $n = \kappa$

$$h_1 - h_{2s} = p_1 v_1 \frac{\kappa}{\kappa-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right].$$

Damit wird der innere Wirkungsgrad der Gesamtexpansion

$$\eta_{\text{ges}} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{2s}} = \eta_p \frac{n(\kappa-1)}{\kappa(n-1)} \frac{1 - (p_2/p_1)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{1 - (p_2/p_1)^{\frac{n-1}{n}}}$$

$\frac{n-1}{n}$

$\frac{\kappa-1}{\kappa}$

Nach Gl. (3.43) ist aber auch

$$\eta_{\text{ges}} = (1 + f_w) \eta_p.$$

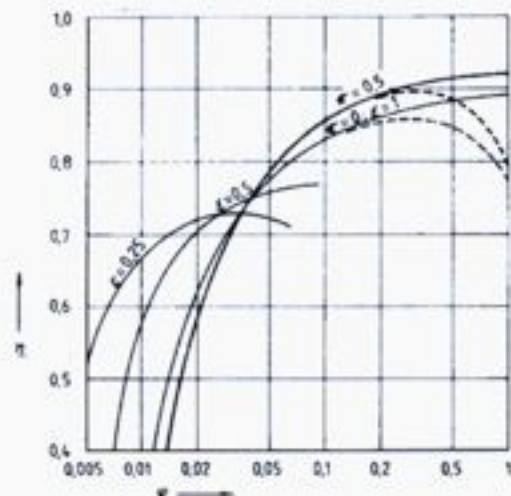
Durch Gleichsetzen ergibt sich unter Benutzung von Gl. (3.44)

$$1 + f_w = \frac{1}{\eta_p} \frac{1 - (p_2/p_1)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{1 - (p_2/p_1)^{\frac{n-1}{n}}} \quad (3.45)$$

Beispiel 3.10. In einer Kondensationsturbine expandiert Dampf von $p_1 = 6 \text{ MPa}$ auf $p_2 = 0,004 \text{ MPa}$. Welcher Rückgewinnfaktor ($1 + f_w$) und welcher innere Wirkungsgrad sind zu erwarten, wenn folgende vereinfachende Annahmen getroffen werden?

Die Turbine hat sehr viele (fast unendlich viele) Stufen, die alle den gleichen inneren Wirkungsgrad $\eta_p = 0,76$ haben. Der Isentropenexponent ist mit $\kappa = 1,322$ im ganzen Bereich konstant.

genaueren Unterlagen vorliegen. Einen eindeutigen Zusammenhang zwischen dem Wirkungsgrad und der Durchflusszahl gibt es jedoch nicht, denn die Wirkungsgrade hängen außer von den dimensionslosen Kenngrößen auch von den Stufenabmessungen und von konstruktiven Einzelheiten ab.



Stufenwirkungsgrad

Bild 3.44

Auslegungsdiagramm innerer Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Durchflusszahl

Stufendurchmesser. Für die Auslegung einer Stufengruppe (Bild 3.45) können der Eintrittszustand α und der Gegendruck p_w als bekannt vorausgesetzt werden. Mit einem geschätzten inneren Wirkungsgrad der Stufengruppe lässt sich auch der Diagrammpunkt ω festlegen. Außerdem ist der Massenstrom und häufig auch die Drehzahl vorgegeben.

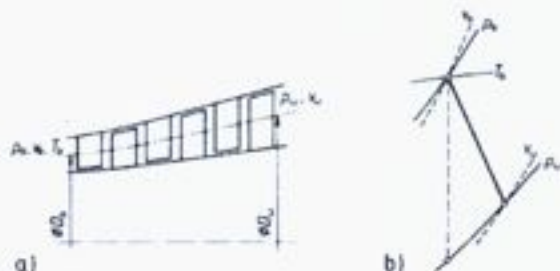


Bild 3.45

Stufengruppe
a) schematischer Längsschnitt
b) h,s -Diagramm

Aus der Definitionsgleichung der Durchflusszahl (Gl. (3.19)) ist der Austrittsdurchmesser einer Stufe zu berechnen, wenn v_2 und φ gegeben sind.

$$D_2 = \sqrt{\frac{4 \dot{m} v_2}{\pi^2 n \varphi}}$$

nicht Mal 3

$$\left[\frac{4 \cdot \dot{m} \cdot v_2}{\pi^2 \cdot n \cdot \varphi} \right]^{\frac{1}{3}} \text{ besser!}$$

Der Brennkammerwirkungsgrad η_b in Gl. (4.22) berücksichtigt die Verluste durch Wärmeabstrahlung an die Umgebung und durch unvollständige Verbrennung, die insbesondere bei den thermisch hoch belasteten Flugzeubbrennkammern auftritt.

4.4 Anwendungen

4.4.1 Elektrische Energieversorgung

Spitzenlast. Mit Gasturbinen nach dem einfachen Joule-Prozess ohne Vorwärmung kann das Problem der Spitzenlastdeckung sehr kostengünstig gelöst werden. Neben den geringen Anlagekosten bedürfen diese Maschinen nur geringer Wartung. Sie können sogar ganz ohne personelle Überwachung ferngesteuert werden. Da keine langen Anwärmzeiten nötig sind, lassen sie sich kurzfristig an- und abfahren. Es wird kein Kühlwasser und nur wenig Grundfläche benötigt, wodurch eine große Standortunabhängigkeit erreicht wird, sodass die Installation in der Nähe des Verbrauchschwerpunktes möglich ist. Wegen des geringen Bauvolumens sind auch fahrbare Notstromaggregate für den Einsatz an wechselnden Standorten ausführbar.

Grundlast. In kommunalen und in Industriekraftwerken wird die Wirtschaftlichkeit durch Ausnutzung der Abwärme zu Heiz- oder Fabrikationszwecken gesteigert. Für fossil befeuerte Kraftwerke der öffentlichen Energieversorgung werden die kombinierten Gas-Dampfanlagen (Abschn. 4.2.5) den reinen Dampfkraftwerken vorgezogen, weil mit ihnen besonders hohe Wirkungsgrade erreicht werden.

Energiespeicherung. In Gasturbinen-Luftspeicher-Kraftwerken wird ähnlich wie in hydraulischen Pumpspeicherwerken (Abschn. 5.5.7) Energie gespeichert. In diesen Anlagen arbeiten Verdichter und Turbine nicht gleichzeitig (Bild 4.18). In Zeiten geringer Stromabnahme, vor allem nachts, können die Grundlastkraftwerke durch den Antrieb des Verdichters zusätzlich belastet werden. Die verdichtete Luft wird in einem Hohlraum gespeichert und in Zeiten erhöhten Strombedarfs wieder entnommen. Nach Aufheizung in der Brennkammer gibt sie ihre Energie wieder ab, wobei die gesamte Leistung für den Generator zur Verfügung steht, da ja kein Verdichter anzutreiben ist.

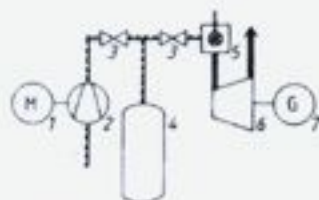


Bild 4.18

Vereinfachte Schaltung eines Luftspeicherkraftwerkes

- | | |
|-----------------|---------------|
| 1 Motor | 5 Brennkammer |
| 2 Verdichter | 6 Turbine |
| 3 Absperrorgane | 7 Generator |
| 4 Luftspeicher | |

Während bei Pumpspeicherkraftwerken die bei Spitzenbedarf verfügbare elektrische Energie kleiner ist als die zuvor aufgewendete, ist sie hier erheblich größer, weil in der Brennkammer zusätzlich Wärme eingebracht wird. Als geeignete Luftspeicher dienen unterirdische Hohlräume, die durch Ausspülen von Salzstöcken gewonnen werden. Luftspeicherkraftwerke sind deshalb ganz ähnlich wie Pumpspeicherwerke an bestimmte geologische Voraussetzungen gebunden.

Der Anteil der kinetischen Energie beträgt etwa 10 bis 40 %, nur in Ausnahmefällen mehr. Um auch diesen Teil noch in Druckenergie umzusetzen, wird hinter dem Laufrad ein Diffusor angeordnet, der aus einem schaufellosen Ringraum oder aus einem Kranz feststehender Leitschaufeln bestehen kann, bei einer Endstufe außerdem oder ausschließlich aus dem Spiralgehäuse der Pumpe.



Bild 5.2
Laufradvergleich
a) Turbine
b) Pumpe

Der Volumenstrom einer Kreiselpumpe ist stark von der spezifischen Stutzenarbeit und beide von der Drehzahl abhängig. Deshalb müssen Laufradform und Maschinenabmessungen an die Betriebsbedingungen sorgfältig angepasst werden. Der Wirkungsgrad ist kleiner als bei einer Turbine mit vergleichbaren Betriebsdaten, weil der Reibungseinfluss in den längeren Schaufelkanälen stärker ist und auch die Radseitenreibung wegen des größeren Laufraddurchmessers verstärkt ist.

Kavitation. Kurz hinter der Eintrittskante treten auf der Saugseite der Laufschaufeln, insbesondere in der Nähe des Außenkranzes hohe Relativgeschwindigkeiten auf. An diesen Stellen besteht deshalb die größte Kavitationsgefahr. Da hier anders als in der Turbine die Dampfbläschen im Inneren der Laufradkanäle kondensieren, ist auch der Materialverschleiß bei gleichem Kavitationsgrad größer. Dazu kommt noch, dass schon in der Unterdruckzone vor dem Laufrad in der Flüssigkeit gelöste Gase in Form feiner Bläschen ausgeschieden werden können. Diese wirken einerseits als Siedekeime und verstärken die Kavitation, andererseits mindern sie deren Wirkung, da das kompressible Gas dämpfend wirkt.

5.2 Bauformen

5.2.1 Schnellläufigkeit und Laufradform

Bei drallfreier Zuströmung zum Laufrad lautet die Hauptgleichung Gl. (1.49)

$$Y_{sch} = g H_{th} = u_2 c_{2u} = \pi n D_2 c_{2u}$$

Hieraus ist für die Form eines langsamläufigen Laufrades zu schließen, dass für eine gegebene spezifische Schaufelarbeit Y_{sch} bei kleiner Drehzahl der Laufradaußendurchmesser D_2 groß sein muss, wenn man vom Einfluss der Umfangskomponente der absoluten Austrittsgeschwindigkeit c_{2u} absieht. Da der Eintrittsdurchmesser vom geforderten Volumenstrom abhängt und nicht ebenfalls groß sein darf, ergibt sich ein Laufrad mit radialer Meridianform und mit einfach gekrümmten Laufschaufeln nach Bild 5.3 a.

wird der Speicher wieder entladen, indem die Turbine die jetzt als Generator wirkende elektrische Maschine antreibt und die Energie ins Netz zurückgegeben wird.

Bei dem in Bild 5.48 gezeigten Maschinensatz läuft die Francis-Turbine beim Betrieb der Speicherpumpe leer mit. Um dabei die Ventilationsverluste klein zu halten, wird das Leitrad geschlossen und der Laufradraum mit Druckluft leergeblasen. Im Turbinenbetrieb wird die Pumpe abgekuppelt, stillgesetzt und entleert. Für den Übergang vom Turbinen- in den Pumpenbetrieb muss deshalb die Pumpe zunächst hochgefahren, dann synchronisiert und gekuppelt werden. Hierzu dient eine kleine Pelton-Anwurf-turbine in Verbindung mit einer Zahnkupplung.

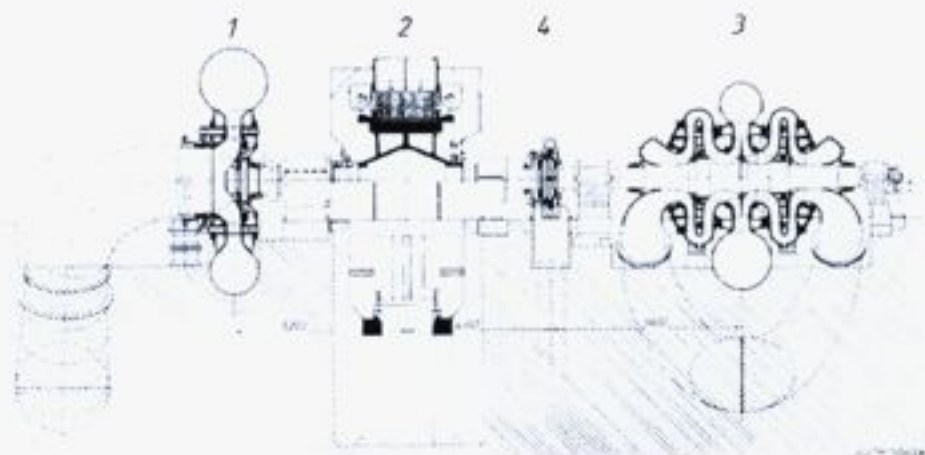


Bild 5.48 Maschinensatz eines Pumpspeicherkraftwerks (Voith)

Turbinenleistung 150 MW, Pumpenleistung 71 MW, Fall-Förderhöhe 260 ÷ 290 m

- 1 Francis-Turbine
- 2 Motor/Generator
- 3 Speicherpumpe
- 4 Pelton-Anwurf-turbine mit Zahnkupplung

Umkehrbare Pumpenturbinen. Da eine Kreiselpumpe bei gutem Wirkungsgrad auch als Turbine arbeiten kann, ist es naheliegend, den Bauaufwand eines Pumpspeicherkraftwerks dadurch zu reduzieren, dass auf die Turbine ganz verzichtet wird, und die Speicherpumpe in beiden Drehrichtungen im Pumpen- und im Turbinenbetrieb eingesetzt wird. Dadurch wird nicht nur eine von zwei hydraulischen Maschinen mit den erforderlichen Absperrorganen gespart, sondern auch die Rohrleitungen werden einfacher und der Platzbedarf des Maschinensatzes kleiner, wodurch die Baukosten insgesamt erheblich verringert werden. Der Speicherwirkungsgrad andererseits ist kleiner als bei einem Dreimaschinensatz. In den längeren Schaufelkanälen der Pumpenturbine entstehen höhere Reibungsverluste und wegen des größeren Laufraddurchmessers ist auch die Radseitenreibung größer. Dadurch werden im Turbinenoptimum keine so hohen Wirkungsgrade erreicht wie mit einer nur für den Turbinenbetrieb gestalteten Maschine. Der Effekt wird dadurch verstärkt, dass der

Abstand zwischen den 2 Wörtern.

$$p_2 = p_1 \left(1 + \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{\Delta h_s''}{RT_1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} = 0,1 \text{ MPa} \left(1 + \frac{0,4 \cdot 28,734 \text{ kJ/kg}}{1,4 \cdot 0,287 \text{ kJ/(kgK)} \cdot 288 \text{ K}} \right)^{\frac{1,4}{0,4}} = 0,139 \text{ MPa}$$

$$h_2 - h_1 = \frac{1}{2} (w_1^2 - w_2^2 + u_2^2 - u_1^2) = \frac{1}{2} (369,7^2 - 267^2) \text{ m}^2/\text{s}^2 = 32,7 \text{ kJ/kg}$$

$$t_2 = t_1 + \frac{h_2 - h_1}{[c_p]_{t_1}^2} = 15 \text{ }^\circ\text{C} + \frac{32,695 \text{ kJ/kg}}{1,006 \text{ kJ/(kgK)}} = 47,5 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$\Delta h_s' = \frac{1}{2} (c_2^2 - \frac{c_1^2}{\eta'}) = \frac{1}{2} (259,1^2 - \frac{216^2}{0,88}) \text{ m}^2/\text{s}^2 = 7,06 \text{ kJ/kg}$$

$$p_3 = p_2 \left(1 + \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{\Delta h_s'}{RT_2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}$$

$$= 0,139 \text{ MPa} \left(1 + \frac{0,4 \cdot 7,06 \text{ kJ/kg}}{1,4 \cdot 0,287 \text{ kJ/(kgK)} \cdot 320,5 \text{ K}} \right)^{\frac{1,4}{0,4}} = 0,150 \text{ MPa}$$

$$h_3 - h_2 = \frac{1}{2} (c_2^2 - c_1^2) = \frac{1}{2} (259,1^2 - 216^2) \text{ m}^2/\text{s}^2 = 10,2 \text{ kJ/kg}$$

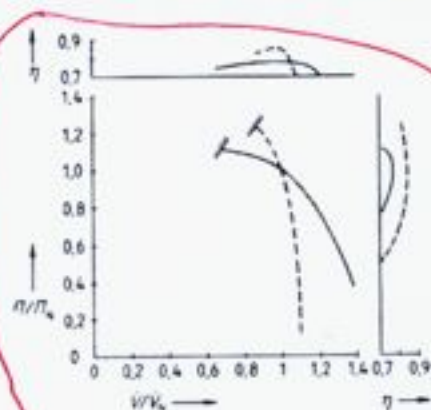
$$t_3 = t_2 + \frac{h_3 - h_2}{[c_p]_{t_2}^2} = 47,5 \text{ }^\circ\text{C} + \frac{10,2 \text{ kJ/kg}}{1,006 \text{ kJ/(kgK)}} = 57,7 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$r = \frac{\Delta h_s''}{\Delta h_s' + \Delta h_s''} = \frac{28,734 \text{ kJ/kg}}{(7,057 + 28,734) \text{ kJ/kg}} = 0,803$$

$$\eta_s = \frac{\Delta h_s + (c_2^2 - c_1^2)/2}{h_3 - h_1 + (c_2^2 - c_1^2)/2} = \frac{\Delta h_s' + \Delta h_s''}{(h_3 - h_2) + (h_2 - h_1)} = \frac{(7,057 + 28,734) \text{ kJ/kg}}{(10,238 + 32,695) \text{ kJ/kg}} = 0,834.$$

6.3.5 Kennlinien

Vergleich zwischen Radial- und Axialverdichtern. Die Kennlinien der Verdichter bei konstanter Drehzahl sind grundsätzlich ähnlich wie bei Kreiselpumpen. Statt der



sieht komisch aus!

Bild 6.20

Vergleich der Kennlinien eines Radialverdichters (ausgezogen) und eines Axialverdichters (gestrichelt). Die Pumpgrenzen sind angedeutet