

**Zeitschrift:** Schweizerische Bauzeitung  
**Herausgeber:** Verlags-AG der akademischen technischen Vereine  
**Band:** 91/92 (1928)  
**Heft:** 4

**Artikel:** Die rückgewinnbare Wärme im Dampfturbinen-Prozess  
**Autor:** Bremi, Th.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-42435>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 03.04.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**



TABELLE I.

| S    | p (at abs.) | i (kcal/kg) | tg α  |
|------|-------------|-------------|-------|
| 1,60 | 10,0        | 674,6       | 473,0 |
|      | 16,0        | 698,8       | 527,6 |
|      | 26,0        | 727,0       | 589,8 |
|      | 40,0        | 754,0       | 649,3 |
|      | 60,0        | 782,0       | 708,7 |
| 1,70 | 3,0         | 662,0       | 427,3 |
|      | 6,0         | 697,1       | 506,3 |
|      | 10,0        | 726,4       | 570,3 |
|      | 26,0        | 792,2       | 710,0 |
| 1,80 | 1,60        | 675,6       | 450,5 |
|      | 2,50        | 699,2       | 503,0 |
|      | 9,00        | 781,5       | 678,0 |
| 1,90 | 0,25        | 635,0       | 358,0 |
|      | 0,50        | 664,6       | 422,6 |
|      | 2,00        | 741,0       | 588,3 |
|      | 4,00        | 788,2       | 687,0 |

*Einfluss des Schaufelwirkungsgrades.*

Da thermodynamisch eine Expansion mit schlechtem Wirkungsgrad durch eine grosse Entropie-Zunahme charakterisiert ist, wie oben ausgeführt, der Wärmerückgewinnungsfaktor mit abnehmendem Schaufelwirkungsgrad wachsen. Eine Verbesserung des Schaufelwirkungsgrades bringt daher keine verhältnismässige Verbesserung des ganzen Turbinenwirkungsgrades mit sich, was deutlich in Erscheinung tritt bei qualitativ verschiedenen Hochdruckteilen kombinierter Turbinen<sup>1)</sup>. [Vergleiche Abschnitt IV.]

*Einfluss der Stufenzahl.*

Die Reibungs- und Wirbelungsenergie der letzten Stufe entgeht der Rückgewinnung; R muss daher mit der Stufenzahl wachsen und sich asymptotisch dem maximalen Wert für unendlich viele Stufen  $R_{\infty} = 1 + r_{\infty}$  nähern. Bei zwei Stufen liefert nur die erste Hälfte des Gesamtgefälles  $H_0$  einen Beitrag für R, daher  $r_2 \cong \frac{1}{3} \cdot r_{\infty}$ , bei drei Stufen sind die oberen  $\frac{2}{3}$  des Gesamtgefälles beteiligt und bei n Stufen analog  $\frac{n-1}{n}$  Teile des Gefälles. Wir können daher näherungsweise schreiben

$$(R_n - 1) = \frac{n-1}{n} (R_{\infty} - 1) \dots (4)$$

Tabelle II gibt einen Vergleich dieser Formel mit der von Zinzen entwickelten exakten Formel für ideale Gase (bei Abnahme der Stufendrucke nach einer geometrischen Reihe):

$$R_n = R_{\infty} \eta_s \frac{1 - q^n}{1 - q} \dots (5)$$

TABELLE II.

| n  | 2     | 4     | 8     | 16    | 32    |
|----|-------|-------|-------|-------|-------|
| I  | 0,478 | 0,735 | 0,865 | 0,930 | 0,963 |
| II | 0,500 | 0,750 | 0,875 | 0,938 | 0,967 |

In Zeile I sind mit  $\eta_s = 70\%$ ,  $\frac{p_2}{p_1} = 0,2$ ,  $x = 1,30$  die Werte  $\frac{R_n - 1}{R_{\infty} - 1}$  nach Formel (5), in Zeile II die selben Werte nach (4) berechnet, enthalten. Die Uebereinstimmung ist sehr befriedigend.

Wir können uns also füglich mit der Aufstellung einer Berechnungs-Methode für  $R_{\infty}$  begnügen und mit Benützung von (4) auf die Werte für n Stufen schliessen. — Die schon erwähnte Unstetigkeit der  $p = \text{konstant}$ -Kurven im  $f$ -S-Diagramm an der Sättigungsgrenze bedingt eine getrennte Behandlung der Frage für Nass- und Heissdampf.

<sup>1)</sup> Forner: „Der Einfluss der rückgewinnbaren Verlustwärme des Hochdruckteiles auf den Dampfverbrauch der Dampfmaschinen“. 1922.

II. DER WÄRMERÜCKGEWINNUNGSFAKTOR IM NASSDAMPFGEBIET.

Die Dreiecke  $D_0KE$  und  $GKE$  in Abb. 2 ergeben

$$D_0G = ds (\text{tg} \alpha - \text{tg} \alpha_2)$$

wenn  $KG$  parallel zu  $D'D$  gemacht wird.  $D_0G$  entspricht der Gefällsvergrösserung  $\Delta h$  durch den Entropiezuwachs  $ds$  in der Stufe  $CD$ . Nach der Definition des Wärmerückgewinnungsfaktors

$$R = \frac{\Sigma h}{H_0} = \frac{\Sigma (h_0 + \Delta h)}{H_0} = \frac{H_0 + \Sigma \Delta h}{H_0}$$

worin  $h_0$  das Stufengefälle auf der Adiabate  $AB'$  gemessen, darstellt, ergibt sich also

$$R_{\infty} = \frac{H_0 + \int_A^B ds (\text{tg} \alpha - \text{tg} \alpha_2)}{H_0} \dots (6)$$

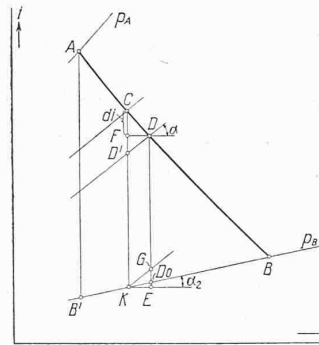


Abb. 2.

Andererseits entsteht aus  $FD \text{tg} \alpha = -F'D$   
 $= -(CD' - CF)$   
 $= -\left(\frac{di}{\eta_s} - di\right)$

die Beziehung

$$ds \text{tg} \alpha = -\frac{1 - \eta_s}{\eta_s} di.$$

Da ausserdem das Verhältnis  $CD' : CF$  den Schaufelwirkungsgrad darstellt, also  $di_{ad} = \frac{di}{\eta_s}$ , lassen sich in Formel (6) die Grenzen des Integrales auf A und B' überführen.

Endlich soll noch die auch im Nassdampfgebiet gültige Beziehung  $\text{tg} \alpha = \alpha'_0 + \beta' i$  herangezogen werden. Formel (6) geht damit über in

$$R_{\infty} = 1 - (1 - \eta_s) \left[ 1 + \frac{\text{tg} \alpha_2}{H_0} \int_A^{B'} \frac{di_{ad}}{\alpha'_0 + \beta' i} \right]$$

oder integriert zwischen den Grenzen  $i_A$  und  $i_{B'}$

$$R_{\infty} = 1 + (1 - \eta_s) \left[ 1 + \frac{\text{tg} \alpha_2}{\beta' H_0} \ln \left( \frac{\alpha'_0 + \beta' \cdot i_{B'}}{\alpha'_0 + \beta' \cdot i_A} \right) \right] (7)$$

Substituieren wir schliesslich noch

$$\alpha'_0 + \beta' i = \beta' i' \text{ mit } i' = i - i_0, \text{ wobei } i_0 = -\frac{\alpha'_0}{\beta'}$$

so erhalten wir nach einigen Umformungen als endgültiges Resultat

$$R_{\infty} = 1 + (1 - \eta_s) \left[ 1 - \frac{\ln q_i}{q_i - 1} \right] \dots (8)$$

mit

$$q_i = \frac{i'_A}{i'_{B'}} = \frac{i_A - i_0}{i_{B'} - i_0}$$

Für den Wert  $i_0 = -\frac{\alpha'_0}{\beta'}$  als einer Funktion der Entropie, seien folgende Zahl-Werte angeführt (Abb. 3):

|       |      |      |      |              |
|-------|------|------|------|--------------|
| S     | 1,50 | 1,60 | 1,70 | 1,80         |
| $i_0$ | 98,0 | 82,7 | 56,8 | 33,5 kcal/kg |

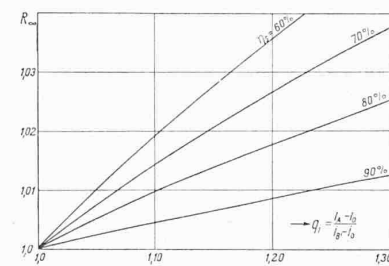


Abb. 3.

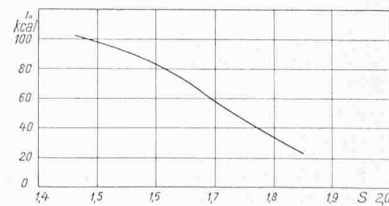


Abb. 4. Wärmerückgewinnungsfaktor im Nassdampfgebiet.

Abb. 4 stellt die Werte von  $R_{\infty}$  für Nassdampf in Funktion von  $q_i$  für verschiedene Parameter  $\eta_s$  graphisch zusammen. Zur Bestimmung des Wärmerückgewinnungsfaktors R für eine im Nassdampfgebiet verlaufende Expansion genügt also das Ablesen der Wärme-Inhalte  $i_A$  und  $i_{B'}$  des Anfangs- bzw. Endzustandes des Dampfes bei adiabatischer Expansion, woraus mit Hilfe von Abb. 3 die Werte  $i'_A = i_A - i_0$  und  $i'_{B'} = i_{B'} - i_0$  zu finden sind. Der

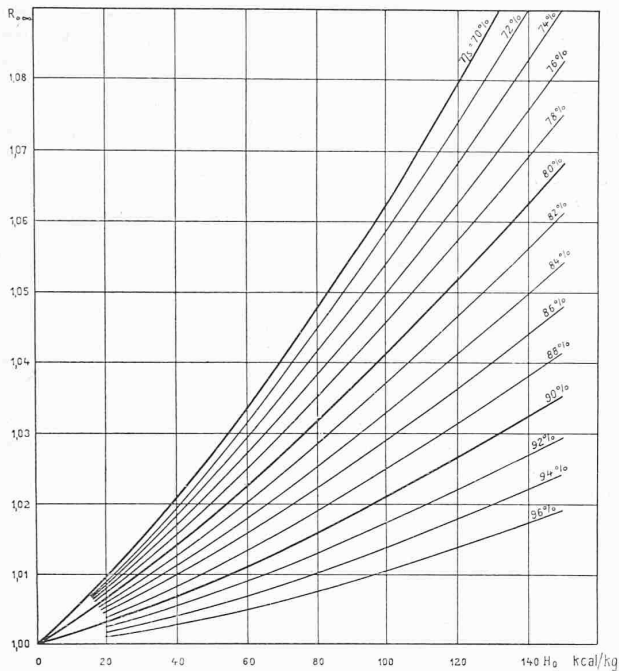


Abb. 5. Wärmerückgewinnungsfaktor für Heissdampf.  
Anfangspunkt der Expansion:  $i = 774,6$  kcal/kg,  $t = 400^\circ\text{C}$ ,  
 $s = 1,70$ ,  $p = 20,2$  at abs.

Quotient  $\frac{i'_A}{i'_B} = q_i$  dient in Abb. 4 als Abszisse, womit für jeden Schaufelwirkungsgrad  $\eta_s$  der zugehörige Wärmerückgewinnungsfaktor  $R_\infty$  entnommen werden kann.

III. DER WÄRMERÜCKGEWINNUNGSFAKTOR IM HEISSDAMPFBEBIET.

Die konvexe Krümmung der  $p$ -Kurven machen eine Integration in obigem Sinne sehr schwerfällig, doch können wir mit der angeführten Bezeichnung

$$\frac{di}{ds} = -\frac{1}{K} \operatorname{tg} \alpha \text{ mit } K = \frac{1 - \eta_s}{\eta_s} \quad (9)$$

einen allgemeineren Weg beschreiten. Durch Einsetzen von (3) in (9) erhalten wir unmittelbar als Gleichung der Expansionslinie

$$\frac{di}{ds} + \frac{\beta}{K} i = -\frac{1}{K} [a + bs + cs^2 + ds^3]$$

oder integriert

$$i_E = a_0 + a_1 s + a_2 s^2 + a_3 s^3 - C e^{-\frac{\beta}{K} s} \quad (10)$$

mit

$$a_0 = -\frac{a}{\beta} + \frac{b}{\beta^2} K - \frac{2c}{\beta^3} K^2 + \frac{6d}{\beta^4} K^3 \quad a_2 = -\frac{c}{\beta} + \frac{3d}{\beta^2} K$$

$$a_1 = -\frac{b}{\beta} + \frac{2c}{\beta^2} K - \frac{6d}{\beta^3} K^2 \quad a_3 = -\frac{d}{\beta}$$

Ebenso können wir die Gleichung einer  $p$ -Kurve

$$\frac{di}{ds} = a + bs + cs^2 + ds^3$$

integrieren

$$i_P = a'_0 + a'_1 s + a'_2 s^2 + a'_3 s^3 + C' e^{\beta s} \quad (11)$$

mit

$$a'_0 = -\frac{a}{\beta} - \frac{b}{\beta^2} - \frac{2c}{\beta^3} - \frac{6d}{\beta^4} \quad a'_2 = -\frac{c}{\beta} - \frac{3d}{\beta^2}$$

$$a'_1 = -\frac{b}{\beta} - \frac{2c}{\beta^2} - \frac{6d}{\beta^3} \quad a'_3 = -\frac{d}{\beta}$$

wobei  $C'$  aus der Randbedingung  $S_B = S_A$  für  $i_B = i_A - H_0$  zu berechnen ist. Die transzendente Form der Funktionen für  $i_E$  und  $i_P$  verhindert die analytische Bestimmung des Schnittpunktes beider Linien. Der gesuchte Endpunkt der wirklichen Expansion kann aber mit gleicher Genauigkeit durch Einzeichnen der nach (10) berechneten Expansionslinie in die  $J$ - $S$ -Tafel gefunden werden. Andererseits dient uns die Funktion  $i_P$  durch Vergleich mit der Entropietafel als Kriterium für die Genauigkeit der Annahme  $\operatorname{tg} \alpha = f(S, i)$  nach Formel (3). Die Nachrechnung der

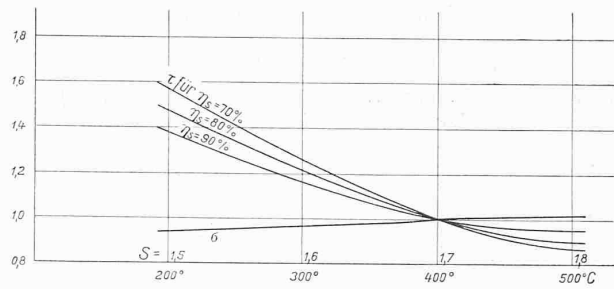


Abb. 6.

Linie  $p = 2,5$  at abs. ergibt von  $S = 1,70$  als Ausgangspunkt weg, bei  
 $S = 1,80$ ,  $i = 700,006$  kcal/kg  
 (nach  $J$ - $S$ -Tafel 699,80 kcal/kg)  
 $S = 1,90$ ,  $i = 756,65$  kcal/kg  
 (nach  $J$ - $S$ -Tafel 755,80 kcal/kg)

Aehnliche kleine Abweichungen zeigen auch andere nach (11) berechnete Drucklinien dieses Gebietes, sodass die Annäherung als befriedigend betrachtet werden kann. Mit Kenntnis des effektiven Endpunktes  $i_B$ ,  $S_B$  der Expansion ergibt sich mit Rücksicht auf die bekannte Beziehung<sup>1)</sup>

$$R_\infty = \frac{\eta_i}{\eta_s} = \frac{H_i}{\eta_s H_0} = \frac{\int di_E}{\eta_s H_0} \quad (12)$$

durch Integration in den Grenzen  $A$  und  $B$  der Wärmerückgewinnungsfaktor  $R_\infty$  für überhitzten Wasserdampf, wenn  $q_s = \frac{S_B}{S_A}$  bezeichnet:

$$R_\infty = \frac{1}{\eta_s H_0} \left[ a_1 S_A (q_s - 1) + a_2 S_A^2 (q_s^2 - 1) + a_3 S_A^3 (q_s^3 - 1) - C e^{-\frac{\beta}{K} S_A} \left\{ e^{-\frac{\beta}{K} S_A (q_s - 1)} - 1 \right\} \right] \quad (13)$$

$$a_1 = 5226,88 + 2598,24 K + 648,52 K^2$$

$$a_2 = -2819,34 - 703,26 K$$

$$a_3 = 508,57 \quad \beta = 2,1695 \quad K = \frac{1 - \eta_s}{\eta_s}$$

In Abb. 5 ist  $R_\infty$  (mit  $R_{0\infty}$  bezeichnet) in Funktion des adiabatischen Wärmegefälles  $H_0$  für verschiedene Schaufelwirkungsgrade  $\eta_s$  dargestellt, wobei als Ausgangspunkt für die Expansion<sup>2)</sup>  $S = 1,70$ ,  $t_1 = 400^\circ\text{C}$  ( $p_1 = 20,2$  at abs.) angenommen wurde. Eine Reihe weiterer Auswertungen für andere Dampfverhältnisse ermöglichten durch Vergleich mit den Resultaten von Abb. 5 die näherungsweise Aufstellung von Korrekturkurven (Abb. 6), bezogen auf die Werte  $R_{0\infty}$ .  $\sigma$  gibt die Veränderlichkeit von  $R_\infty$  mit der Entropie,  $\tau$  diejenige mit der Temperatur wieder. Damit berechnet sich  $R_\infty$  für einen beliebigen Dampfzustand nach der Formel

$$(R_\infty - 1) = (R_{0\infty} - 1) \sigma \tau \quad (14)$$

also z. B. für eine 6-stufige Expansion von 20 at abs.  $350^\circ\text{C}$  auf 6 at abs., d. h. für ein adiabatisches Gefälle von 70 kcal/kg ergibt sich vorerst aus Abb. 5 mit  $\eta_s = 85\%$   $R_{0\infty} = 1,02$ . Der Anfangspunkt der Expansion liegt bei  $S = 1,662$ , was nach Abb. 6 ein  $\sigma = 0,995$  ergibt. Ferner ist dort für  $t_1 = 350^\circ\text{C}$ ,  $\tau = 1,09$  zu entnehmen, sodass nach (14) entsteht:  $R_\infty - 1 = 0,02 \cdot 0,995 \cdot 1,09 = 0,0217$  und mit (4)  $R_\infty - 1 = \frac{1}{6} \cdot 0,0217 = 0,018$ , oder  $R_\infty = 1,018$ . Berechnet nach Formel (1) für ideale Gase erhalten wir  $R_\infty = 1,0176$ .

Allgemein können wir feststellen, dass  $R$  für Heissdampf mit der Temperatur stark variiert, und zwar mit steigender Temperatur in der Gegend der Sättigungsgrenze rasch, nachher langsamer abnimmt.

IV. EINFLUSS DER WÄRMERÜCKGEWINNUNG AUS DER HOCHDRUCKSTUFE AUF DEN WIRKUNGSGRAD DER GANZEN TURBINE.

In Abb. 7 sind zwei Expansionen  $ABC$  und  $ABC'$  verglichen, wobei für die erste eine verlustlose Hochdruckstufe angenommen sei. Dabei ist  $h_H = aH$  und  $h_N = bH$ ,

<sup>1)</sup> Stodola, „Dampf- und Gasturbinen“. 5. Auflage, Seite 249.  
<sup>2)</sup> Allen Rechnungen wurde die  $J$ - $S$ -Tafel von Bantlin, 1925, zu Grunde gelegt.

also  $\frac{h_H}{h_N} = \frac{a}{b} = c$  und die in Abschnitt I erklärte Gefälls-  
vergrößerung des Niederdruckteiles sei  $r = \frac{h'_N}{h_N}$ . Führen  
wir noch die innern Wirkungsgrade  $\eta_H$  (für  $AB'$ ) und  
 $\eta_H = 1,0$  (für  $AB$ ) ein, daneben für den Niederdruckteil  
 $\eta_N$ , so ergeben sich mit dem stündlichen Dampfgewicht  $G$   
die innern Leistungen

$$\left. \begin{aligned} \text{für } ABC \quad L_i &= \frac{GaH}{860} + \frac{GbH}{860} \eta_N \\ \text{für } AB'C' \quad L'_i &= \frac{GaH}{860} \eta_H + \frac{GrbH}{860} \eta_N \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Mit der theoretischen Leistung  $L_0 = \frac{GH}{860}$  entsteht  
für die innern Wirkungsgrade  
 $\eta_i = a + b \eta_N$  bzw.  $\eta'_i = a \eta_H + b r \eta_N$

Das Verhältnis  $\eta'_i : \eta_i = K'$   
stellt den Zusammenhang zwi-  
schen der Expansion  $ABC$  und  
 $AB'C'$  dar, mit Rücksicht auf  
die rückgewinnbare Verlust-  
wärme des Hochdruckteiles:

$$K' = \frac{\frac{C}{\eta_N} \eta_H + r}{\frac{C}{\eta_N} + 1} \quad (16)$$

Als ganz willkürlich gewähl-  
tes Beispiel ist in Abb. 8  $K'$  für  
eine Expansion von 16 at, 350°  
auf 0,05 at entwickelt, wobei  
als Trennungsdruck  $p_Z$  zwischen  
Hoch- und Niederdruckteil 3,5  
und 7 at, und  $\eta_N = 85\%$  ge-

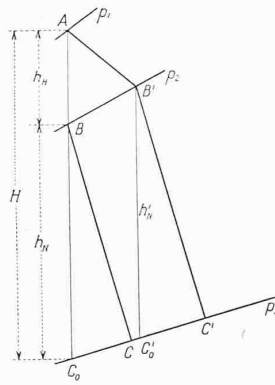


Abb. 7.

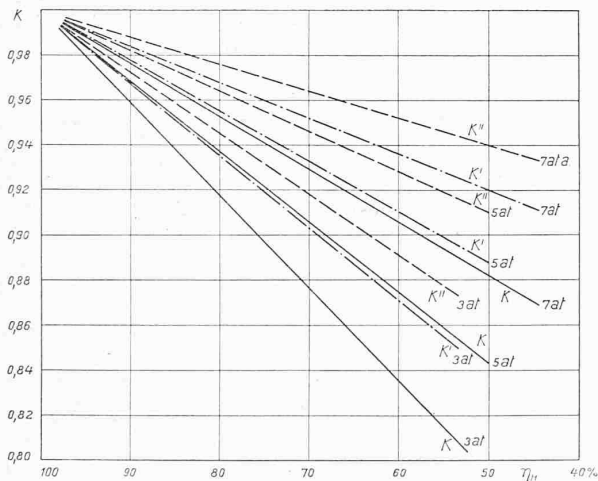


Abb. 8.

wählt wurde. Diese Kurven verlaufen praktisch geradlinig,  
sodass mit der Berechnung eines Punktes der Verlauf charak-  
terisiert ist, indem für  $\eta_H = 100\%$ ,  $K'_{100} = 1,0$  sein muss.  
Setzt man noch  $r = 1$ , so gibt

$$K = \frac{\frac{C}{\eta_N} \eta_H + 1}{\frac{C}{\eta_N} + 1} \quad (17)$$

die Wirkungsgrad-Verschlechterung von  $AB'C'$  gegenüber  
 $ABC$  ohne Rücksicht auf die rückgewinnbare Wärme wieder.  
Die Gegenüberstellung der Kurven  $K$  und  $K'$  Abb. 8 ver-  
anschaulicht daher den Einfluss der Wärmerückgewinnung  
einerseits bei verschiedenen Hochdruckwirkungsgraden  $\eta_H$ ,  
andererseits bei verschiedener Gefällsverteilung  $C$  auf Hoch-  
und Niederdruckteil.

Es ist noch zu erwähnen, dass mit der Verschlech-  
terung von  $\eta_H$  die Anfangstemperatur für den Niederdruck  
steigt. Damit reicht die Niederdruckexpansion weniger tief  
ins Nassdampfgebiet hinein und entzieht sich mehr und  
mehr dem schädlichen Einfluss der sich ausscheidenden  
Wassertropfen. Neben der längst bekannten unerwünschten  
Erosionserscheinung tritt dabei eine direkte Wirkungsgrad-

Verschlechterung ein durch den Stoss der langsamer als  
die Dampfmoleküle strömenden Wassertropfen auf die  
Rückseite der rotierenden Schaufeln.

Mit  $\eta'_N = \left(1 + \frac{\Delta t}{2000}\right) \eta_N = \gamma \eta_N$

können wir die auch neuerdings bestätigte empirische  
Regel heranziehen, nach der eine Temperaturerhöhung von  
20° C eine etwa einprozentige Wirkungsgradverbesserung  
des Niederdruckteiles mit sich bringt. Damit geht  $K'$  über in

$$K'' = \frac{\frac{C}{\eta_N} \eta_H + \gamma r}{\frac{C}{\eta_N} + 1} \quad (18)$$

Diese Geraden zeigen sinngemäss die geringste Nei-  
gung und verdeutlichen die Unempfindlichkeit von  $\eta_i$  einer  
ganzen Turbine gegenüber Veränderungen von  $\eta_H$  im be-  
sonderen bei kleinem Gefällsanteil des Hochdruckteiles.  
Mit den Formeln (16), (17) und (18) kann man also vom  
Wirkungsgrad  $\eta_{i0}$  der Expansion mit verlustlosem Hoch-  
druckteil (in Abb. 7  $ABC$ ) auf das wirkliche  $\eta_i$  der ganzen  
Turbine schliessen und zwar:

- $\eta_i = K \eta_{i0}$  ohne Rücksicht auf Wärmerückgewinnung und Einfluss des Nassdampfes,
- $\eta'_i = K' \eta_{i0}$  mit Rücksicht auf Wärmerückgewinnung, aber ohne Einfluss des Nassdampfes,
- $\eta''_i = K'' \eta_{i0}$  mit Rücksicht auf Wärmerückgewinnung und Einfluss des Nassdampfes.

Zur Erläuterung kann aus Abb. 8 (betr. die oben  
erwähnte Expansion von 16 at abs. 350° C auf 0,05 at abs.)  
beispielsweise für  $p_Z = 5$  at abs. ( $h_H = 61,7$  kcal/kg  
 $h_N = 162,1$  kcal/kg) also  $\eta_{i0} = 89,2\%$  für eine Verbesse-  
rung des  $\eta_H$  von 70% auf 77% folgendes entnommen  
werden:

TABELLE III.

|               | I                       |                            | II                         |                               | III                           |                               |
|---------------|-------------------------|----------------------------|----------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
|               | $r = 1$ u. $\gamma = 1$ | $r \neq 1$ u. $\gamma = 1$ | $r \neq 1$ u. $\gamma = 1$ | $r \neq 1$ u. $\gamma \neq 1$ | $r \neq 1$ u. $\gamma \neq 1$ | $r \neq 1$ u. $\gamma \neq 1$ |
| $\eta_{i0}$   | 70                      | 77                         | 70                         | 77                            | 70                            | 77                            |
| $K' K'' K'''$ | 0,9055                  | 0,9280                     | 0,9330                     | 0,9490                        | 0,9460                        | 0,9590                        |
| $\eta_i$      | 80,6                    | 82,70                      | 83,2                       | 84,5                          | 84,2                          | 85,4                          |
| $\epsilon$    |                         | 2,5                        |                            | 1,6                           |                               | 1,50                          |
| $\epsilon_1$  | 0                       | 0                          | 3,2                        | 2,2                           | —                             | —                             |

Darin bedeutet  $\epsilon$  die Wirkungsgradverbesserung der  
ganzen Turbine bei der angenommenen Steigerung von  $\eta_H$ .  
 $\epsilon_1$  gibt die lediglich durch die Rückgewinnung der Rei-  
bungswärme resultierende thermodynamische Verbesserung.

Im Beispiel, Tabelle III, entspricht einer 10%-igen  
Verbesserung des Hochdruckteiles, der 27,5% des ge-  
samten Gefälles umfasst, nur eine 1,5%-ige Verbesserung  
der ganzen Turbine, also nur 60% von der rein arith-  
metisch bestimmten Verbesserung von 2,5% (Kolonne I  
und III). Dies verdeutlicht die oft unterschätzte Tatsache,  
dass durch eine Wirkungsgradveränderung im Hochdruck-  
teil, das Niederdruckgefälle als Folge der Rückgewinnung  
der Reibungswärme ebenfalls stark variiert (und zwar mit  
zunehmendem  $\eta_H$  abnimmt), sodass die Veränderung des  
Gesamtwirkungsgrades sehr abgeschwächt wird. Ausserdem  
sind dabei die konstanten Verluste (Lagerreibung, Hilfs-  
antriebe), noch nicht berücksichtigt, die eine weitere, wenn  
auch weniger einschneidende Verkleinerung des prozen-  
tualen Gewinnes bei Verbesserung von  $\eta_H$  verursachen.

ZUSAMMENFASSUNG.

Im Anschluss an eine Beschreibung der wichtigsten  
Eigenschaften des mit Wärmerückgewinnung ablaufenden  
Expansionsprozesses in mehrstufigen Dampfturbinen, wird  
für Nass- und Heissdampf je ein Verfahren zur Berechnung  
des Wärmerückgewinnungsfaktors  $R$  abgeleitet, das un-  
mittelbar auf die Eigenschaften des Wasserdampfes, wie  
sie im  $J$ - $S$ -Diagramm in Erscheinung treten, Bezug nimmt.  
Für Heissdampf ergibt sich daraus eine Abnahme von  $R$   
mit steigender Temperatur. Des weitern wird eine Nähe-  
rungsmethode entwickelt, die den Einfluss der Wärmerück-  
gewinnung aus dem Hochdruckteil auf den Wirkungsgrad  
der ganzen Anlage veranschaulicht.