

zapomocą spawania połączone z cienkim pierścieniem (na rysunkach czarno zaznaczonym), a na wystającą jego część nawalcowuje się silny pierścień zewnętrzny. Ponieważ ostatni posiada dość dużą wytrzymałość, przeto wystarczy stosunkowo słabe jego połączenie z wirnikiem, dokonane również zapomocą nawalcowania jednej części na drugą. Ze względu na różnicę temperatur, panujących w poszczególnych częściach, wirniki turbiny, uwidocznionej na rys. 48, składają się z trzech części, połączonych ze sobą stosunkowo słabymi pierścieniami  $Z$  (nawalcowanie). Ponieważ część wysokoprężna turbiny jest zawsze reakcyjną, zasilaną na całym obwodzie, możliwa jest tylko regulacja jakościowa zapomocą dławienia pary admisyjnej.

Pod względem zużycia pary turbiny promieniowe Ljungstroem'a osiągają nie gorsze wyniki, niż wielostopniowe turbiny osiowe. Przy zmniejszeniu obciążenia zużycie pary wzrasta tutaj z powodu zastosowania regulacji jakościowej szybciej, niż w turbinach, zaopatrzonych w regulację ilościowo-jakościową.

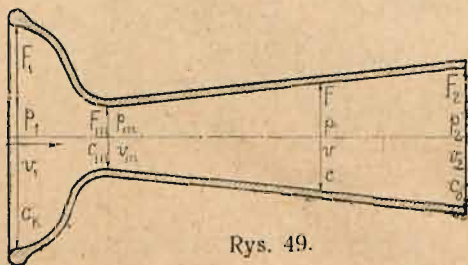
Pomimo, że silnik Ljungstroem'a posiada bezsprzeczną zaletę małej długości samej turbiny, wątpić należy, czy znajdzie on równie szerokie rozpowszechnienie, jak wielkie turbiny osiowe, bo wymaga zastosowania dwóch generatorów elektrycznych, a wykonanie warsztatowe wymaga szerokiego stosowania spawania elektrycznego i nawalcowywania; takich sposobów wyrobu części wirujących inżynierowie naogół niechętnie używają, ponieważ obawiają się, że niezawodność części wirujących, w ten sposób wykonanych, nie będzie dostateczna.

## IV. Obliczanie turbin parowych.

### § 11. Teoria dyszy.

Dysze służą do rozprężania pary o danem ciśnieniu  $p_1$  na wyznaczoną przeciwność  $p_2$ , czyli do zamiany energii prężności pary na energię kinetyczną.

Para, przyptywająca z kotła, niechaj posiada w początkowym przekroju dyszy  $F_1$ , przedstawionej na rys. 49, ciśnienie  $p_1$  w  $\text{kg/m}^2$ , objętość właściwą  $v_1$  w  $\text{m}^3/\text{kg}$ , czyli ciężar właściwy



Rys. 49.

$\gamma_1 = \frac{1}{v_1}$  w  $\text{kg/m}^3$  i prędkość  $c_1$ , która jest w stosunku do wylotowej prędkości pary z dyszy tak mała, że można przyjąć  $c_1 = 0$ . Ponieważ dysza posiada różne przekroje, przeto w każdym przekroju panuje różne, lecz określone ciśnienie pary. Kierunek przepływu pary przez dyszę oznacza strzałka.

Prędkość płynących cząsteczek zwiększa się przy przepływie z jednego przekroju do drugiego, a pracę do tego potrzebną wykonywa się kosztem spadku ciśnienia.

W przekroju dyszy  $F$  niechaj para posiada ciśnienie  $p$ , objętość właściwą  $v$  i prędkość  $c$ . Na nieskończenie małą masę  $m$ , płynącą z przekroju  $F$  do drugiego, nieskończenie blisko położonego przekroju, działa w kierunku prądu ciśnienie  $f \cdot p$ , a przeciw prądowi ciśnienie  $f(p + dp)$ ; czyli ciśnienie wypadkowe, pchające masę  $m$  w kierunku prądu, równa się  $(-f \cdot dp)$ . Oznaczmy przez  $dc$  zwiększenie się prędkości pomiędzy tymi dwoma

przekrojami, to otrzymamy: przyspieszenie  $= \frac{dc}{dt}$ , a ciśnienie przyspieszające  $= m \frac{dc}{dt}$ .



Poprzednio oznaczyliśmy ciśnienie przyspieszające przez  $(-f \cdot dp)$ , czyli otrzymujemy wzór:

$$-f \cdot dp = m \frac{dc}{dt}$$

Ponieważ  $m = \frac{f \cdot \gamma}{g} \cdot ds$ , jeśli oznaczymy przez  $g = 9,81 \text{ m/sek}^2$  przyspieszenie ziemskie i przez  $ds$  nieskończenie małą drogą przebytą, to otrzymujemy wzór:

$$dp = -\frac{\gamma}{g} \cdot \frac{ds}{dt} dc = -\frac{\gamma}{g} \cdot c \cdot dc.$$

Ponieważ  $\gamma = \frac{1}{v}$ , zaś  $c \cdot dc = d \frac{c^2}{2}$ , przeto mamy:

$$-v \cdot dp = d \left( \frac{c^2}{2g} \right) \quad (8)$$

Wzór powyższy oznacza, że praca  $-v \cdot dp$ , wykonana przy zmniejszeniu ciśnienia o  $dp$ , równa się zwiększeniu  $d \left( \frac{c^2}{2g} \right)$  energii kinetycznej  $\frac{c^2}{2g}$  (liczonej na 1 kg).

Jeśli przyjmiemy, że w przedstawionej na rys. 49 dyszy odbywa się pomiędzy przekrojem  $F_1$  i  $F$  adjabatyczna ekspansja pary, t. j. bez wymiany ciepła i bez strat na tarcie, to mamy:  $p_1 \cdot v_1^k = p \cdot v^k$  lub też  $p_1^{\frac{1}{k}} \cdot v_1 = p^{\frac{1}{k}} \cdot v = \text{stałej} = C$ , czyli:

$$v = C \cdot p^{-\frac{1}{k}} \quad (9)$$

Wykładnik  $k$  posiada następujące wartości:

$k = 1,135$  dla pary suchej,

$k = 1,035 + 0,1 x$  dla pary nasyconej, —  $x$  oznacza ilość właściwą pary przy ciśnieniu  $p_1$ ,

$k = 1,3$  dla pary przegrzanej przy początku i przy końcu przebiegu.

Po zcałkowaniu wzoru (8) i wprowadzeniu wartości  $v$  ze wzoru (9) otrzymujemy

$$\begin{aligned} \frac{c^2}{2g} &= - \int_{p_1}^p v \cdot dp = \int_p^{p_1} v \cdot dp = \int_p^{p_1} C \cdot p^{-\frac{1}{k}} \cdot dp = \frac{C \cdot k}{k-1} \left[ p_1^{\frac{k-1}{k}} - p^{\frac{k-1}{k}} \right] = \\ &= \frac{k}{k-1} \cdot v_1 \cdot \left[ p_1^{\frac{1}{k}} \cdot p_1^{\frac{k-1}{k}} - p_1^{\frac{1}{k}} \cdot p^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{k}{k-1} p_1 \cdot v_1 \left[ 1 - \frac{p^{\frac{k-1}{k}}}{p_1 \cdot p_1^{-\frac{1}{k}}} \right] \end{aligned}$$

Ponieważ przyjęliśmy  $c_k = 0$ , otrzymujemy prędkość pary  $c$  w przekroju  $F$  ze wzoru:

$$c = \sqrt{2g \cdot \frac{k}{k-1} \cdot p_1 \cdot v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \quad (10)$$

We wzorze powyższym nieznane jest jedynie ciśnienie  $p$ , które przy końcu dyszy jest określone przez wyznaczoną przeciwpoprężność  $p_2$ .

Jeśli oznaczymy przez  $G$  w kg ciężar pary, która przepływa w 1 sekundzie przez przekrój  $F$  w  $m^2$ , a przez  $v$  objętość właściwą pary w przekroju  $F$ , to przepływająca przez  $F$  objętość pary wynosi:  $G \cdot v = F \cdot c$ .

Po zastąpieniu w powyższym wzorze wartości  $c$  wzorem (10), otrzymujemy:

$$G = F \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_1}{v_1} \left[ \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} \quad \text{w kg/sek.} \quad (11),$$

czyli w skróceniu:  $G = F \cdot \varphi(p)$ .

Z wyliczenia ostatniego wzoru można przekonać się, że funkcja  $\varphi(p)$  przy zmniejszaniu się ciśnienia  $p$  najpierw wzrasta, osiąga swą największą wartość, a potem znowu zmniejsza się; — fakt ten jest podstawowego znaczenia w budowie dysz. Ponieważ w stanie ustalonym iloczyn  $F \cdot \varphi(p)$  nie może się zmieniać, przeto ciśnienie  $p_m$ , przy którym  $\varphi(p)$  jest największe, może zachodzić tylko w najmniejszym przekroju dyszy  $F_m$ . Oprócz  $F \cdot \varphi(p)$  jest niezmienną także wartość  $2g \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_1}{v_1}$ , jeśli wykładnik  $k$  jest stałym, skutkiem czego  $F$  osiągnie najmniejszy przekrój  $F_m$ , jeśli  $\left[ \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]$  będzie maksimum.

W celu znalezienia najmniejszego przekroju  $F_m$ , w którym para posiada ciśnienie  $p_m$ , objętość właściwą  $v_m$  i prędkość  $c_m$ , przyrównajmy do zera pochodną funkcji  $y = \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}}$ , przyjmując za zmienną  $p$ , oraz za stałe  $p_1$  i  $k$ . — Wówczas otrzymamy:

$$\frac{dy}{dp} = \frac{2}{k p_1} \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}-1} - \frac{k+1}{k p_1} \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}-1} = 0$$

skąd po skróceniu przez  $k \cdot p_1$  i rozwiązaniu równania względem  $p$  wypadnie:

$$p_m = p_1 \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (12)$$

Ciśnienie  $p_m$  nazywamy ciśnieniem krytycznym. Po wprowadzeniu we wzór (10)  $p_m$  zamiast  $p$  i przy uwzględnieniu wzoru (12) znajdujemy:

$$c_m = \sqrt{2g \cdot \frac{k}{k-1} \cdot p_1 \cdot v_1 \cdot \left[ 1 - \frac{2}{k+1} \right]} \quad \text{czyli}$$

$$c_m = \sqrt{2g \cdot \frac{k}{k+1} \cdot p_1 \cdot v_1} = \text{t. zw. prędkość krytyczna} \quad (13)$$

Po wprowadzeniu we wzór (11)  $F_m$  i  $p_m$  otrzymujemy:

$$G = F_m \sqrt{2g \cdot \frac{k}{k+1} \cdot \frac{p_1}{v_1} \cdot \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}}} = \chi \cdot F_m \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} \quad (14)$$

We wzorach (12), (13) i (14) spostrzegamy ten charakterystyczny objaw, że  $p_m$ ,  $c_m$  i  $G$  zależą wyłącznie od stanu pary przed dyszą ( $p_1$ ,  $v_1$ ) i od przekroju  $F_m$ , oraz od wykładnika  $k$ . Zarazem należy podkreślić, że prędkość  $c_m$  równa się prędkości głosu w parze o stanie, jaki panuje w najmniejszym przekroju  $F_m$ .

Gdyby dysza kończyła się przekrojem  $F_m$ , to para uchodząca posiadałaby tylko prędkość  $c_m$ . W celu osiągnięcia większej prędkości należy za przykładem de Laval'a przedłużyć dyszę, rozszerzając ją stopniowo z przekroju  $F_m$  na przekrój  $F_2$ , skutkiem czego ciśnienie zmniejsza się z  $p_m$  na  $p_2$ , a prędkość wzrasta z  $c_m$  na  $c_0$ . Jeśli przyjmiemy, że para rozpręża się w powyższem przedłużeniu dyszy także



adjabatycznie, to obliczamy końcowy przekrój dyszy  $F_2$ , w którym para ma posiadać ciśnienie  $p_2$ , objętość właściwą  $v_2$  i prędkość  $c_0$ , dzieląc wzór (11) przez wzór (14):

$$\frac{F_2}{F_m} = \sqrt{\frac{\frac{k-1}{k+1} \cdot \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{2}{k-1}}}{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}}}} \quad (15)$$

Przekroje  $F_m$  i  $F_2$  możemy także obliczyć podług wzorów:

$$F_m = \frac{G \cdot v_m}{c_m} \quad (16)$$

$$F_2 = \frac{G \cdot v_2}{c_0} = \frac{F_m \cdot v_2 \cdot c_m}{v_m \cdot c_0} \quad (17)$$

jeśli  $c_0$  obliczymy podług wzoru (10).

Przy adjabatycznej ekspansji pary otrzymujemy ze wzorów (12), (13) i (14), przy wyrażeniu  $p$  w kg/cm<sup>2</sup> (poprzednio we wzorach przyjęto  $p$  w kg/m<sup>2</sup>),  $c$  w m/sek,  $G$  w kg/sek,  $F$  w m<sup>2</sup> i  $v$  w m<sup>3</sup>/kg:

I. dla pary suchej przy wykładniku  $k = 1,135$  wzory:

$$p_m = 0,5774 p_1 \quad (18)$$

$$c_m = 325 \sqrt{p_1 \cdot v_1} \quad (19)$$

$$G = 199 F_m \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} \quad (20)$$

II. a dla przebiegu w obrębie pary przegrzanej przy wykładniku  $k=1,3$  wzory:

$$p_m = 0,5457 p_1 \quad (21)$$

$$c_m = 333 \sqrt{p_1 \cdot v_1} \quad (22)$$

$$G = 209 \cdot F_m \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} \quad (23)$$

Wyliczone podług powyższych wzorów prędkości pary  $c_m$  dochodzą przy parze suchej (nasyconej) do około 460 m/sek, a przy parze przegrzanej do około 560 m/sek, i powiększają się przy wzrastającym ciśnieniu  $p_1$  bardzo nieznacznie, np. prędkość  $c_m$  przy  $p_1 = 12$  atm. abs. jest tylko o około 12 m/sek większa od  $c_m$  przy  $p_1 = 5$  atm. abs. Z powyższego wyniku jeszcze dobitniej znaczenie przedłużenia dyszy z przekroju  $F_m$  na przekrój  $F_2$ .

Streszczając poprzednie rozważania, możemy dysze określić jako przyrządy, służące do zamiany energii ciśnienia na energię kinetyczną w tych wypadkach, w których panująca w końcowym przekroju  $F_2$  przeciwpężność  $p_2$  jest mniejsza od ciśnienia krytycznego  $p_m$ , czyli w których  $c_0 > c_m$ ; — skutkiem tego dysze muszą posiadać końcowy przekrój  $F_2$  większy od najmniejszego przekroju  $F_m$ . Dysz używa się więc w jednostopniowych turbinach akcyjnych, w kilkostopniowych turbinach o stopniowaniu prędkości i czasem w wielostopniowych turbinach akcyjnych, a służą one równocześnie do wprowadzenia strumienia pary pod wskazanym kątem do wieńca łopatkowego wirnika.

Wzory wyprowadzone pozwalają nam wprowadzić wniosek w istotę przebiegu, który odbywa się w dyszy, lecz oddają przy obliczaniu dysz małą przysługę, ponieważ są ważne



tylko dla adjabatycznej ekspansji pary i nie uwzględniają strat tarcia i t. d. w dyszy, dalej, ponieważ przebieg rozprężania rzadko rozpoczyna się przy parze suchej ( $x = 1$ ), oraz rzadko znajduje się wyłącznie w obrębie pary przegrzanej. Przy uwzględnieniu rzeczywistych warunków oblicza się dyszę w sposób najprostszy przy pomocy wykresów entropijnych.

## § 12. Ciepłik całkowity i entropja.

Pracę wykonaną mierzymy w dynamice przez iloczyn siły (kg) i drogi (m), wzdłuż której ta siła działa. Jeśli jedynym skutkiem pracy jest powstanie ciepła, to bez względu na charakter przemiany, ilość ciepła jest proporcjonalna do pracy straconej (prawo Joule'a). Wybierając odpowiednio jednostki dla określenia ciepła i pracy, możemy wprost powiedzieć, że ilość ciepła i praca są sobie równe. Zwykle pracę mierzymy w kgm, zaś ilość ciepła w ciepłostkach. Wówczas, jak wykazały doświadczenia, pomiędzy temi jednostkami zachodzi następująca zależność:

$$1 \text{ kgm} = \frac{1}{427} \text{ ciepł.} \quad \text{lub} \quad 1 \text{ ciepł.} = 427 \text{ kgm.}$$

Z powyższych rozważań widzimy, że wystarczy zmierzyć ilość ciepła, pobranego lub doprowadzonego w czasie przemiany, aby określić pracę.

Jeśli z 1 kg. wody w temperaturze  $0^\circ \text{C.}$  chcemy otrzymać 1 kg. pary suchej (nasyconej) o temperaturze  $t_s^\circ \text{C.}$ , to musimy doprowadzić pewną ilość ciepła  $\lambda$ , którą nazywamy ciepłikiem całkowitym pary w określonym stanie. Składa się on z ciepłika cieczy  $q$ , potrzebnego do ogrzania wody od temperatury  $0^\circ \text{C.}$  do temperatury  $t_s^\circ \text{C.}$  i z ciepłika parowania  $r$ , który wodę o temperaturze  $t_s^\circ$  zamienia na parę o tej samej temperaturze. Ciepłik  $r$  składa się znowu z ciepła wewnętrznego  $\rho$ , potrzebnego do zamiany wody w parę, to jest ciepła, które zwiększa energję wewnętrzną czynnika, oraz ciepła zewnętrznego  $A \cdot p (v - \sigma)$ , potrzebnego do zwiększenia objętości od początkowej objętości wody  $\sigma$  do końcowej objętości pary  $v$ .

Według powyższych wywodów otrzymujemy wzór:

$$\lambda = q + r = q + \rho + A \cdot p (v - \sigma) \quad (24)$$

Ciepło  $A \cdot p (v - \sigma)$  znajduje się zatem w parze jedynie pod postacią zwiększonej objętości i nie wpływa na energję wewnętrzną. Energja wewnętrzna pary, ujęta jako energja cieplna, wyrazi się wzorem:

$$U = q + \rho \quad (25)$$

Podług zasad termodynamiki wyrażamy „ciepłik całkowity przy stałym ciśnieniu“ wzorem:

$$i = U + A p v \quad (26)$$

a zatem otrzymujemy dla suchej pary nasyconej:

$$i = q + \rho + A p (v - \sigma) + A p \sigma = \lambda + A p \sigma \quad (27)$$

Ze wzoru powyższego widzimy, że  $i$  dla pary suchej jest większe od  $\lambda$  o wartość  $A p \sigma$ . Wielkość ta oznacza w jednostkach cieplnych pracę, jaka została zużyta do podniesienia ciśnienia wody od  $p = 0$  do ciśnienia, jakie posiada para w rozpatrywanym stanie. W zastosowaniu do praktyki  $A \cdot p \cdot \sigma$  oznacza efektywną pracę pomp, zasilających kocioł. Różnica pomiędzy  $\lambda$  oraz  $i$  jest jednakże tak mała, że przy obliczaniu ilości ciepłika całkowitego praktycznie nie odgrywa roli.



Aby z suchej pary nasyconej o temperaturze  $t_s^0$  otrzymać parę przegrzaną o temperaturze  $t^0$ , musimy doprowadzić pewną ilość ciepła. Jeśli przez  $(c_p)_m$  oznaczymy średnie ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu dla pary przegrzanej w granicach temperatur  $t_s^0$  i  $t^0$ , to ciepłok całkowity wyrazi się wzorem:

$$i_p = q + r + (c_p)_m(t - t_s) \quad \text{względnie} \quad i_p = i + (c_p)_m(t - t_s) \quad (28)$$

Przy obliczaniu tłokowych maszyn parowych, przedstawiamy wykonaną pracę mechaniczną w wykresach  $p \cdot v$  (ciśnienie  $\times$  objętość), w turbinach parowych natomiast przedstawiamy przebieg cieplny w wykresach entropijnych, ponieważ za ich pomocą można przejrzeć śledzić wpływy oporów przy przepływie przez dysze i kanałki łopatkowe, czyli w sposób najdogodniejszy przeprowadzić obliczenie turbiny. Przy budowie tych wykresów posługujemy się funkcją, którą Clausius nazwał entropją, dlatego właśnie wykresy te nazywamy entropijnymi. Funkcja Clausiusa ma postać  $dS = \frac{dQ}{T}$ , gdzie  $S$  = entropja,  $Q$  = ilość ciepła,  $T$  = temperatura absolutna.

Funkcję tę możemy przepisać w postaci:

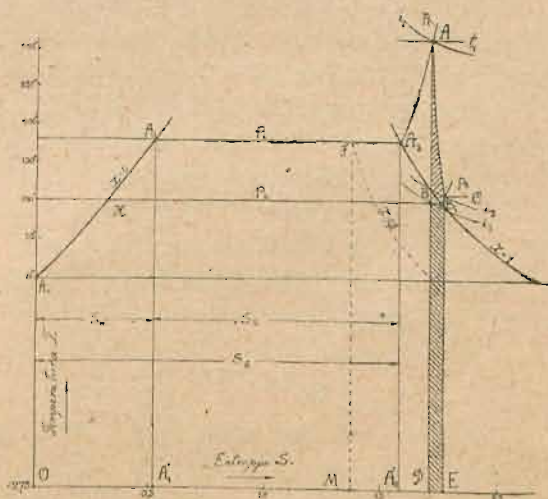
$$dQ = T \cdot dS \quad \text{lub} \quad S = \int \frac{dQ}{T} \quad (29),$$

co oznacza, że przyrost ciepła mierzy się iloczynem z przyrostu entropji przez temperaturę absolutną, podobnie jak praca mierzy się iloczynem siły przez drogę. Pojęciem entropji posługujemy się jako pewną wielkością matematyczną, ułatwiającą nam wyliczenia, tak jak np. w obliczeniach wytrzymałościowych wprowadzamy pojęcie momentu bezwładności. Wartości bezwzględnej entropji nie znamy. Możemy obliczyć tylko przyrosty entropji od stanu początkowego, który dowolnie obieramy. Próby fizycznego określenia entropji dotychczas nie powiodły się.

### § 13. Tablice entropijne T—S.

Wprowadzwszy definicję entropji, możemy wszystkie przemiany termodynamiczne przedstawić w funkcji  $T$  i  $S$ , odkładając na rzędnej temperaturę absolutną  $T$ , a na odciętej przyrosty entropji  $S$  (rys 50). Odrazu zauważymy, że dla adjabaty  $dQ=0$ , więc i  $dS=0$ ; przemiana adjabatyczna w wykresie  $T-S$  wyrazi się zatem prostą, równoległą do osi  $T$ , zaś przemiana izotermiczna dla  $T=const.$  wyrazi się prostą równoległą do osi  $S$ .

Początkową wartość entropji, od której liczyć będziemy jej przyrosty, możemy w układzie  $T-S$  obrać dowolnie, ponieważ, jak wyżej powiedziano, wartość ta nie jest nam znana i nie jest nam potrzebna, gdyż przy obliczeniach korzystamy tylko z przyrostu entropji, a nie jej wielkości bezwzględnej. Zwykle za punkt wyjściowy dla dolnej krzywej granicznej obieramy



Rys. 50.



$T = 273^\circ \text{ abs.} = 0^\circ \text{ C}$ . Przyrosty entropji w obrębie cieczy  $S_w$  obliczamy od obranego punktu na podstawie wzoru Dieterici'ego:

$$S_w = 0,16202 + 2,71962 \log \frac{T}{313} - 0,00066963 t + 0,0000010365 t^2 \quad (30)$$

Odłożenie wartości  $S_w$  dla szeregu temperatur w wykresach  $T-S$  wyznaczy nam dolną krzywą graniczną dla  $x=0$ , odgraniczającą obręb cieczy od obrębu par.

Poczynając od dolnej krzywej granicznej t. j. dla obrębu pary nasyconej (parowania przy stałym ciśnieniu), temperatura nie powiększa się, a przyrost entropji wynosi:

$$S_r = \frac{r}{T} \quad (31)$$

Całkowite powiększenie entropji  $S_s$  przy przejściu wody o temperaturze  $0^\circ \text{ C}$  w stan suchej pary nasyconej ( $x=1$ ) o temperaturze  $T=273^\circ + t_s$  wynosi:

$$S_s = S_w + S_r \quad (32)$$

Odkładając wartości  $S_s$  dla różnych temperatur, znajdziemy górną krzywą graniczną dla  $x=1$ , poza którą znajduje się obręb par przegrzanych. Jeśli oznaczymy przez  $\tau$  powiększenie temperatury przy przejściu ze stanu suchej pary nasyconej w stan przegrzania, to całkowite powiększenie entropji przy przejściu ze stanu wody przy  $0^\circ \text{ C}$  do stanu pary przegrzanej przy stałym ciśnieniu wyniesie w przybliżeniu:

$$S_p = S_s + \left( \frac{c_p}{T} \right)_m \cdot \tau \quad (33)$$

jeśli ciepło właściwe pary przegrzanej przy stałym ciśnieniu  $c_{pm}$  przyjmiemy za wielkość stałą, obliczaną w obrębie małych różnic temperatur.

Rozdzieliwszy w ten sposób obszar  $T-S$  na trzy części, przy pomocy równań termodynamicznych, różnych dla każdego z obrębów: cieczy, pary nasyconej i pary przegrzanej, oraz przy pomocy tabel parowych, rysujemy na wykresie  $T-S$  krzywe dla  $p = \text{const.}$  w atm. abs.;  $v = \text{const.}$  (objętości właściwej pary);  $x = \text{const.}$  oraz  $i = \text{const.}$  dla różnych wartości tych stałych.

Tablice  $T-S$  mają tę niedogodność, że wymagają planimetrowania powierzchni ponieważ ciepło odprowadzone lub doprowadzone w czasie przemiany (praca uzyskana lub włożona) mierzymy jako powierzchnię, znajdującą się między krzywą przemiany i osią przeprowadzoną przez punkt  $T = -273^\circ \text{ C}$ . Można również dla uniknięcia planimetrowania odczytać tę ilość ciepła (pracy) z krzywych dla  $i$ .

Np. w rys. 50 przedstawiają powierzchnie:  $0A_0 A_1 A_1'$  — ciepło cieczy  $q$ ;  $A_1 A_2 A_2'$  — ciepło parowania  $r$ ;  $0A_0 A_1 A_2 A_2'$  — ciepło całkowite  $\lambda$  dla pary suchej;  $0A_0 A_1 FM$  — ciepło całkowite  $\lambda$  dla pary nasyconej przy  $x=0,8$ .

Zaletą wykresu  $T-S$  jest to, że daje plastyczny obraz energii cieplnej, którą można zamienić na energję mechaniczną.

#### § 14. Tablice entropijne $J-S$ (Mollier'a).

Praktycznie dogodniejszymi do określania pracy są tablice  $J-S$  (rys. 51), w których wszystkie przemiany przedstawiamy w funkcji  $J$  (ciepłota całkowitego) oraz  $S$  (entropji). Podobnie jak w poprzednich tablicach, adjabata wyrazi się prostą równoległą do osi  $J$ , zaś przemiana przy stałym ciepłiku całkowitym (dławienie), linią prostą, równoległą do osi  $S$ . Z tablic tych można bezpośrednio odmierzyć ilości ciepła doprowadzo-



nego lub odprowadzonego przy pewnej przemianie, jako długości linii prostych i łatwo liczbowo je obliczyć. Dlatego wykresy  $J-S$  są najdogodniejsze przy obliczeniu turbin parowych. Oczywiście tablice te muszą być także zaopatrzone w krzywe dla  $p$  w atm. abs.,  $v$ ,  $t$  oraz  $x$ .

### § 15. Obliczanie dysz z uwzględnieniem strat.

Jeśli 1 kg pary o ciśnieniu  $p_1$ , dopływającej do przekroju  $F_1$  dyszy z prędkością  $c_k = 0$  (rys. 49), rozpręża się w dyszy aż do końcowego przekroju  $F_2$  na ciśnienie  $p_2$ , przy którym para, po adyabatycznej ekspansji w dyszy, ma posiadać prędkość teoretyczną  $c_0$ , to podług wzoru (8) w § 11 [patrz całkowanie przed wzorem (10)] energia kinetyczna równa się pracy wykonanej:

$$\frac{c_0^2}{2g} = \int_{p_2}^{p_1} v \cdot dp = L \text{ kgm} \quad (34)$$

Ponieważ przy obliczaniu turbin parowych wyrażamy pracę w ciepłotkach, przeto mnożymy wzór powyższy przez równoważnik cieplny  $A = \frac{1}{427}$  i otrzymujemy energię kinetyczną w ciepłotkach:

$$A \cdot L = \frac{A \cdot c_0^2}{2g} \text{ ciepł.} \quad (35).$$

Tę energię kinetyczną, wyrażoną w ciepłotkach, uzyskuje się przez rozprężanie pary o ciśnieniu  $p_1$  w atm. abs. na ciśnienie  $p_2$  w atm. abs., czyli przez spadek ciepłika  $i_1$ , który posiada para w stanie  $p_1$ , na ciepłik  $i_2$ , który posiada para w stanie  $p_2$  (patrz rys. 51). Wzór (35) możemy więc zastąpić wzorem:

$$i_1 - i_2 = \frac{A \cdot c_0^2}{2g} \quad (36),$$

czyli

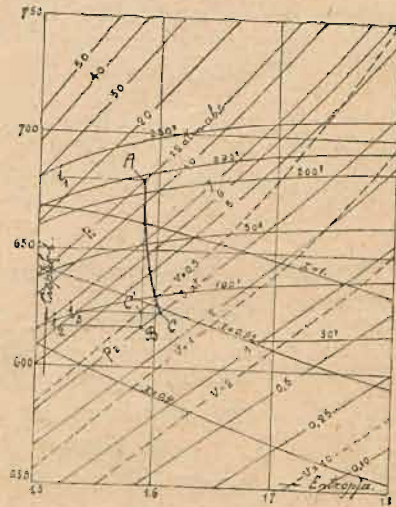
$$c_0 = \sqrt{(i_1 - i_2) \frac{2g}{A}} = 91,5 \sqrt{i_1 - i_2} \quad (37).$$

Rzeczywista prędkość  $c_1$ , z którą parą wychodzi z dyszy, jest mniejsza od teoretycznej  $c_0$ , gdyż w dyszy zachodzą straty przez tarcie poszczególnych cząsteczek pary o siebie, a przede wszystkim o powierzchnię dyszy, przez wiry, spowodowane odłączeniem się strumienia pary od powierzchni dyszy, oraz przez odprowadzanie ciepła. Jediną miarą praktyczną do oceny tych strat jest właśnie zmniejszenie prędkości wylotowej.

Jeśli straty w dyszy oznaczmy przez współczynnik  $\varphi$ , to prędkość  $c_1$  wynosi:

$$c_1 = \varphi \cdot c_0 \quad (38)$$

Badania, przeprowadzone przez Christlein'a, Fluegel'a, Stodolę i Brown-Boveri'ego, wykazały, że straty w dyszy nie są tak duże, jak dawniej przyjmowano. Jako średnie wartości  $\varphi$ , oznaczonego podług powyższych badań, można dla dysz, w których  $F_m < F_2$ , przyjąć następujące:



Rys. 51.



|                  |       |       |       |      |            |
|------------------|-------|-------|-------|------|------------|
| przy $c_0 = 400$ | 500   | 600   | 700   | 750  | 800 m/sec. |
| $\varphi = 0,95$ | 0,962 | 0,967 | 0,969 | 0,97 | 0,968      |

Jeśli powyższe wartości  $c_0$  odłożymy na odciętej, a  $\varphi$  na rzędnej, to otrzymamy krzywą, przedstawiającą t. zw. charakterystykę dysz.

Przy obliczaniu dysz poleca się przyjmować  $\varphi$  o około 2% mniejsze od podanego w tabelce, ponieważ powierzchnia wewnętrzna dyszy nie zawsze jest w praktyce tak dokładnie wykonana, jak dla specjalnych doświadczeń, więc np. przy  $c_0 = 700$  m/sec liczyć z  $\varphi = 0,95$ .

Straty w dyszy, wyrażone w ciepłostkach przez  $A \cdot Z$ , możemy także (dla wyobraźni plastycznej) określić jako pewien procent całkowitego spadku ciepłika ( $i_1 - i_2$ ) w dyszy, a po oznaczeniu rzeczywistej energii kinetycznej przy końcu dyszy przez  $\frac{A \cdot c_1^2}{2g}$ , otrzymujemy wzór:

$$A \cdot Z = \zeta (i_1 - i_2) = \frac{A \cdot c_0^2}{2g} \cdot \zeta = \frac{A \cdot c_0^2}{2g} - \frac{A \cdot c_1^2}{2g} = \frac{A \cdot c_0^2}{2g} (1 - \varphi^2) \quad (39)$$

czyli współczynnik  $\zeta$ , oznaczający straty w procentach całkowitego spadku ciepłika, wynosi:

$$\zeta = 1 - \varphi^2$$

Charakterystyczne wolne przekroje dyszy  $F_m$  i  $F_2$  możemy oczywiście obliczyć tylko dla pewnych stanów pary na początku i przy końcu dyszy, więc także tylko dla pewnego stosunku  $p_1 : p_2$ . Jeśli stosunek  $p_1 : p_2$  zmniejszy się (np. przez powiększenie  $p_2$ ), to powstają, z powodu kompresji pary po poprzedniej ekspansji, uderzenia w dyszy, skutkiem czego  $\varphi$  zmniejsza się znacznie; — jeśli natomiast stosunek  $p_1 : p_2$  powiększa się, to najpierw wzrasta  $\varphi$  z powodu dalszej ekspansji, a przy dalszym powiększeniu stosunku  $p_1 : p_2$  zmniejsza się  $\varphi$ . Nadmienić należy, że po ogłoszeniu badań Christlein'a stosuje się obecnie dość często dalszą ekspansję w budowie turbin parowych.



Rys. 52.

Teoretycznie powoduje najmniejsze straty tarcia pary o powierzchnię, czyli najlepszą jest ta dysza, która posiada największy wolny przekrój przy najmniejszym obwodzie, czyli przekrój koła. W rzeczywistości straty tarcia mniej zależą od kształtu dyszy, a głównie od jakości wewnętrznej powierzchni, która winna być możliwie gładką. Przekrój najmniejszy  $F_m$  posiadał dawniej najczęściej kształt koła, — obecnie natomiast posiada przeważnie kształt prostokąta, ze względu na łatwiejsze wykonanie warsztatowe. Zwykle długość dyszy  $l_1$  jest możliwie krótka, a promień  $r$  dostatecznie duży (rys. 52), aby straty tarcia na długości aż do przekroju  $F_m$  były możliwie najmniejsze. Podług większości badań straty na długości  $l_1$  nie są duże (wyjątek stanowią doświadczenia Christlein'a), tak że dla spadku ciepłika  $i_1$  na ciepłik  $i_m$ , panujący w przekroju  $F_m$ , można przy obliczaniu dysz przyjąć:

$$\zeta_m \simeq 4,5\% \text{ do } 2\% \quad \text{czyli} \quad \varphi_m \simeq 0,975 \text{ do } 0,99.$$

Potwierdzają to także najnowsze doświadczenia Brown-Boveri'ego, które stwierdziły jako średnią wartość  $\chi$  we wzorze (14) tak dla przebiegu w obrębie przegrzania jak i dla przebiegu w obrębie nasycenia pary:  $\chi = 2,055$ . (W dawniejszych doświadczeniach Bendemann'a i Loschge'go znaleziono dla pary przegrzanej  $\chi = 2,03$ ). Powyższe  $\chi$  równa się mniej więcej teoretycznemu  $\chi$  dla pary przegrzanej ze wzoru (23), a różnica z teore-



tycznem  $\chi$  dla pary nasyconej ze wzoru (20) polega na dochładzaniu pary nasyconej (para nasycona posiada niższą temperaturę, niż powinna mieć przy danem ciśnieniu), zachodzącym przy wypływie jej z dyszy.

Na długości dyszy  $l_2$  należy, oprócz uzyskania możliwie małych strat tarcia, dbać o to, aby strumień pary otrzymał możliwie najlepsze prowadzenie, w celu uniknięcia odłączenia się go od wewnętrznej powierzchni dyszy. Im mniejszy jest kąt  $\vartheta$ , tem więcej jest zapewniona ciągła styczność pary z dyszą, lecz tem większą długość posiada dysza, a zbyt długa dysza powoduje większe straty tarcia. Zwykle używa się:

$$\vartheta = 4^\circ \text{ do } 12^\circ.$$

Dla wylotowego przekroju dyszy  $D - E$  stosowano dawniej przekrój eliptyczny (np. de Laval), lecz korzystniejszy jest obecnie używany przekrój prostokątny (rys. 52), nakrywający całą wysokość łopatek, skutkiem czego rozpryskiwanie pary jest mniejsze, niż przy przekroju eliptycznym.

Kąt pochylenia dyszy  $\alpha_1$  względem wieńca wirnikowego powinien być możliwie mały, aby osiągnąć dobry współczynnik sprawności; ze względów konstrukcyjnych, aby nie otrzymać zbyt grubych łopatek, wykonywamy:

$$\alpha_1 = 10^\circ \text{ do } 25^\circ.$$

Straty, powstałe przez tarcie w dyszy, można najplastyczniej przedstawić w wykresie  $T-S$ . Do dyszy niechaj dopływa para o ciśnieniu  $p_1$  i temperaturze  $t_1$  (punkt  $A$  w rys. 50), a rozpręża się w niej na ciśnienie  $p_2$ . Przy adjabatycznej ekspansji z punktu  $A$ , w którym para posiada ciepłok  $i_1$ , otrzymalibyśmy przy  $p_2$  ciepłok  $i_2$ . Straty, zachodzące w dyszy, obliczamy w ciepłostkach podług wzoru (39) jako  $A \cdot Z = \zeta(i_1 - i_2)$ , czyli że ciepłok  $i_3$ , który posiada para, wypływająca z dyszy o ciśnieniu  $p_2$ , wynosi:

$$i_3 = i_2 + \zeta(i_1 - i_2) = i_2 + (1 - \varphi^2) \cdot (i_1 - i_2) = i_2 + A(1 - \varphi^2) \frac{c^2_0}{2g} \quad (40)$$

Po wyliczeniu  $i_3$  znajdujemy w wykresie entropijnym na linii ciśnienia  $p_2$  punkt  $C$ . Widzimy więc, że, z powodu zamiany pracy tarcia w dyszy na ciepło, para posiada przy końcu dyszy większą wartość ciepłą  $i_3$  przy tem samym ciśnieniu  $p_2$ , czyli że para jest jakościowo lepszą, t. j. przegrzaną, względnie mniej wilgotną. Straty tarcia w dyszy przedstawiają się w wykresie  $T-S$  jako powierzchnia (rys. 50):

$$A \cdot Z = i_3 - i_2 = 0 A_0 H B_1 C E - 0 A_0 H B D = B B_1 C E D,$$

natomiast powierzchnia:  $A C B_1 B$  = odzyskanej pracy tarcia, czyli przedstawia ciepło, doprowadzone do pary przez pracę tarcia.

W wykresach  $J-S$  (rys. 51) przedstawiają się straty jako długość, o którą zmniejsza się adjabatyczny spadek ciepłika  $i_1 - i_2$ , np.  $B C'$  przedstawia stratę w dyszy, z powodu której ekspansja dochodzi do punktu  $C$ , czyli że  $A C'$ :  $A B$  oznacza współczynnik sprawności dyszy.

Z powodu strat tarcia ekspansja w dyszy odbywa się podług linii  $A C$ , (rys. 50 i 51), czyli następuje powiększenie entropji; — ponieważ na długości dyszy  $l_1$  (rys. 52 aż do  $F_m$ ) straty są małe, wykreślamy linię  $A C$  w ten sposób, że w pobliżu punktu  $A$  odchyła się ona bardzo mało od linii  $A B$ .

Przekroje dyszy  $F_m$  i  $F_2$  musimy wykonać tak duże, aby wystarczały dla przepływu ilości pary  $G$  kg/sek., którą spotrzebowuje turbina przy pewnym stanie pary dolotowej



i wylotowej. Z powodu strat, oznaczonych przez  $\varphi$ , rzeczywiście potrzebne przekroje dyszy  $F_m$  i  $F_2$  muszą być większe od teoretycznie obliczonych podług wzorów (16) i (17), mianowicie przekrój  $F_2$  obliczamy:

$$F_2 = \frac{G \cdot v_3}{c_1} \quad (41),$$

natomiast przekrój  $F_m$  obliczamy graficznie na podstawie przebiegu ekspansji podług linii  $AC$  w wykresie entropijnym; — jeden z najprostszych sposobów obliczenia  $F_m$  jest pokazany w poniżej umieszczonym przykładzie.

#### Przykład.

Obliczyć wymiary dyszy dla  $G = 0,15$  kg/sek. pary o ciśnieniu  $p_1 = 12$  atm. abs. i temperaturze  $t = 219^\circ C$ , która ma rozprężyć się na 3 atm. abs.

W tablicy entropijnej  $J-S$  (Stodola V wydanie) odpowiada stanowi pary  $p_1 = 12$  atm. i  $219^\circ$  punkt  $A$  (rys 51), przy którym znajdujemy  $i_1 = 683,5$  ciepł.; — przy adabatycznej ekspansji pary z punktu  $A$  na ciśnienie  $p_2 = 3$  atm. abs. otrzymujemy punkt  $B$ , przy którym  $i_2 = 621$  ciepł. Podług wzoru (37) jest  $c_0 = 91,5 \sqrt{i_1 - i_2} = 91,5 \sqrt{62,5} \cong 723$  m/sek. Po przyjęciu  $\varphi = 0,95$  znajdujemy podług wzoru (38):  $c_1 = 0,95 \cdot 723 \cong 687$  m/sek. Straty w dyszy wynoszą podług wzoru (39):

$$A \cdot Z = A(1 - \varphi^2) \frac{c_0^2}{2g} = \frac{1}{427} (1 - 0,95^2) \frac{723^2}{2 \cdot 9,81} \cong 6,1 \text{ ciepł.}$$

Para będzie więc przy opuszczaniu dyszy posiadała podług wzoru (40):  $i_3 = 621 + 6,1 = 627,1$  ciepł. Po odłożeniu 6,1 ciepł. od punktu  $B$ , znajdujemy punkt  $C'$ , a na linii ciśnienia  $p_2 = 3$  atm. abs. punkt  $C$ , który łączymy z punktem  $A$ . Przy stanie pary  $C$  znajdujemy  $x = 0,955$  i obliczamy, biorąc z tabel parowych Schuele'go  $v = 0,619$  m<sup>3</sup>/kg dla pary suchej o ciśnieniu 3 atm. abs., objętość właściwą pary przy  $C$  jako  $v_3 = 0,955 \cdot 0,619 \cong 0,591$ . Podług wzoru (41) otrzymujemy przekrój końcowy  $F_2 = \frac{G \cdot v_3}{c_1} = \frac{0,15 \cdot 0,591}{687} = 129$  mm<sup>2</sup>. Teraz musimy obliczyć przekrój  $F_m$ ; — gdyby ekspansja pary odbywała się aż do tego przekroju bez strat, to dla przebiegu w obrębie pary przegrzanej otrzymalibyśmy podług wzoru (21) ciśnienie krytyczne  $p_m = 0,5457 \cdot 12 = 6,548$  atm. abs. Ponieważ ekspansja odbywa się podług linii  $AC$ , przeto obliczamy przy pomocy tablicy  $J-S$ , odpowiednio do linii  $AC$ , dla ciśnień 6,25; 6,5; 6,75; 7 i 7,25 atm. ze spadku ciepłika prędkość  $c_{mx}$ , objętość wł.  $v_{mx}$  oraz  $F_{mx} = \frac{G \cdot v_{mx}}{c_{mx}}$  i ustawiamy tabelkę:

| atm. abs. | $c_{mx}$ | $v_{mx}$ | $F_{mx}$ |
|-----------|----------|----------|----------|
| 6,25      | 505      | 0,307    | 91,2     |
| 6,5       | 490      | 0,296    | 90,55    |
| 6,75      | 480      | 0,286    | 89,5     |
| 7         | 465      | 0,278    | 89,8     |
| 7,25      | 448      | 0,269    | 90       |

Jeśli powyższe ciśnienia odłożymy w pewnej skali na rzędnej, a odnośne  $F_{mx}$  na odciętej, to znajdziemy graficznie najmniejszy przekrój  $F_m \cong 89,4$  mm<sup>2</sup> przy  $p_m \cong 6,8$  atm.

Oprócz podanej metody obliczania  $F_m$  istnieją inne, które nie są prostsze.



## § 16. Przepływ pary i praca wykonana w wirnikach.

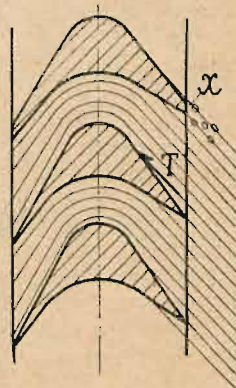
## a) Turbiny akcyjne.

Para, wychodząca z dyszy względnie z kierownicy, płynie przez szczelinę pomiędzy kierownicą a wirnikiem, a potem przez wieniec łopatkowy wirnika i wykonywa tam pracę, wirując razem z wirnikiem. W celu osiągnięcia małych strat wlotowych początek łopatek powinien posiadać ostre krawędzie (w przeciwnym razie zachodzą uderzenia przy  $X$  rys. 53) i być równoległy do prędkości względnej  $w_1$ , którą podług § 4, znajdujemy z prędkości bezwzględnej  $c_1$  i z prędkości obwodowej  $u$  (rys. 54), aby uniknąć uderzenia pary o grzbiet łopatki (przy  $T$  rys. 53), które powoduje wiry pary i wpływ hamujący na wirnik.

Przy przepływie przez wieniec wirnika zachodzą straty z powodu tarcia pary o ścianki, które można, podobnie jak w dyszach, ocenić w stosunku do prędkości względnej  $w_1$  pary. Według nowszych badań straty te zmniejszają się najpierw dość szybko przy zwiększającej się prędkości pary, są najmniejsze przy  $w_1 \cong 500 \text{ m/sek.}$ , a powiększają się przy dalszym powiększeniu się prędkości pary. Naogół nie są one duże i mogą wynosić 1% do 3% wszystkich strat w łopatkach wirnikowych.

Największą rolę odgrywają straty, spowodowane zmianą kierunku prądu pary w łopatkach wirnika, a zależą one przede wszystkim od promienia, którym zatoczone są łopatki, od wielkości zmiany kierunku, kształtu kanałku łopatkowego, prowadzenia pary po stronie wylotowej i t. d. Z chwilą rozpoczęcia zmiany kierunku w kanałku łopatkowym powstają w parze silne wiry, których ocena jest chwilowo jeszcze niedostatecznie zbadana. Im mniejszy jest promień  $r$  (rys. 54-a) i im mniejsza jest suma kątów  $\beta_1 + \beta_2$ , tem większe są straty z powodu zmiany kierunku, drugostronnie jednakże duży promień  $r$  wywołuje z powodu większej szerokości łopatek większe straty tarcia i większą długość turbiny, a większe kąty  $\beta_1 + \beta_2$  powiększają prędkość wylotową, więc stratę wylotową.

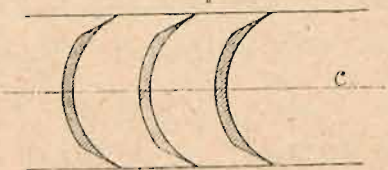
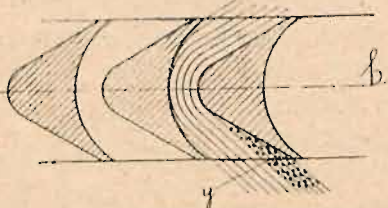
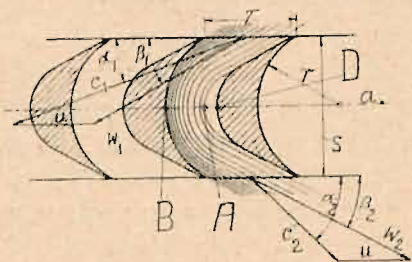
Jeśli nie uwzględnimy zachodzących w rzeczywistości wirów, to strumień pary (rys. 54 a) zostaje z powodu zmiany kierunku w kanałku łopatkowym sprężony, tak że odłącza się przy  $D$  od grzbietu łopatki, a przy  $B$  panuje znacznie większe ciśnienie niż przy  $A$ , skutkiem czego para posiada przy  $B$  mniejszą prędkość niż przy  $A$ . W celu uwzględnienia tej kompresji zaczęto budować łopatki podług rys. 54 b, lecz obecnie, na podstawie doświadczeń, panuje zapatrywanie, że łopatki o takim kształcie pracują niezadawalająco. Najwięcej używane są dla dużych naprężeń łopatki podług rys. 54 a, a dla małych naprężeń łopatki z blachy podług rys. 54 c. Przy wyborze szerokości kanałku pomiędzy dwiema łopatkami i zmiany kierunku prądu pary należy dbać o to, aby po stronie wylotowej para posiadała dobre prowadzenie, aby nie odłączała się od grzbietu łopatki przy wylocie (patrz  $y$  na rys. 54 b). Z tej przyczyny strumień pary w kanałku łopatkowym nie powinien być za szeroki, lecz również nie może być zbyt wąski, bo wtedy powstają przy dużej liczbie łopatek większe straty z powodu uderzeń o krawędzie i z powodu tarcia o ścianki łopatek. W celu uwzględnienia tych warunków i osiągnięcia możliwie krótkiej turbiny stosuje się w praktyce przeważnie (rys. 54a) dla krótkich łopatek: szerokość  $s = 8$  do  $14 \text{ mm}$ , podziałkę  $\tau = 5$  do  $8 \text{ mm}$ , dla długich łopatek: szerokość  $s = 25$  do  $30 \text{ mm}$ , podziałkę  $\tau = 15$  do  $20 \text{ mm}$ , jednakże w ostatnim czasie



Rys. 53.



uwidoczni się dążność do stosowania dla długich łopatek większej szerokości i większej podziałki, mianowicie  $s = l : 12$ , jeśli oznaczymy przez  $l$  wystającą ponad wieniec wirnika długość łopatki, i  $\tau = s$  na zewnętrznym obwodzie wienca łopatkowego.



Rys. 51.

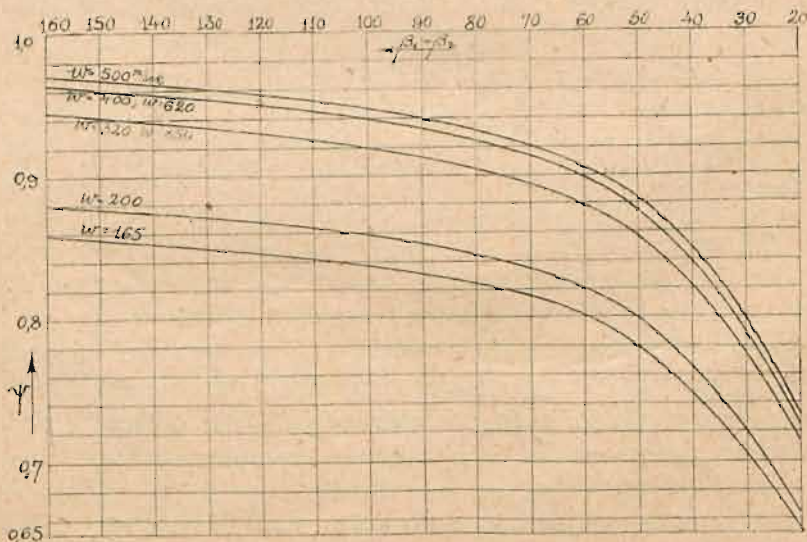
Podziałka łopatek powinna być tak dobrana, aby przekrój wylotowy dyszy względnie kierownicy nakrywał całkowicie pewną liczbę kanałków łopatkowych, gdyż w razie przeciwnym, podobnie jak przy małym stopniu zasilania wirnika, powstają większe straty.

Streszczając poprzednie rozważania, można określić jako najważniejsze straty przy przepływie pary przez wieniec łopatkowy wirnika następujące:

- 1) straty wlotowe, spowodowane ssaniem pary ze szczeliny i uderzaniem o krawędzie,
- 2) straty tarcia,
- 3) straty z powodu zmiany kierunku prądu pary.

Straty wymienione pod 1) nie zostały jeszcze należycie zbadane, a wymienione pod 2) i 3) badali przede wszystkim: Rateau, Stodola, Briling, Bánki, Anderhub, Loeliger, Huguenin, Wagner, Christlein, Maurice Poincet i Brown-Boveri. Niestety wyniki badań tych są często sprzeczne. Przyjmując za podstawę nowsze badania Brown-Boveri'ego dla strat

1) i 2), a Stodoli i Wagnera dla strat 3), można przy obliczaniu turbin, nie uwzględniając wpływu długości łopatek, wprowadzać współczynnik strat w łopatkach wirnika:



Rys. 55.

$$\psi = w_2 : w_1 \quad \text{czyli} \quad w_2 = \psi \cdot w_1 \quad (42)$$

podług danych przedstawionych na rys. 55, jeśli oznaczymy przez  $w_1$  względną prędkość



wlotową, a przez  $w_2$  względną prędkość wylotową; — na rysunku tym  $\phi$  jest wyrażone w funkcji sumy kątów ( $\beta_1 + \beta_2$ ). Podkreślić jednakże należy, że współczynniki te nie są jeszcze dostatecznie poparte doświadczeniami i że przy małym stopniu zasilania należy przyjmować mniejsze  $\phi$  niż podług rys. 55.

Znając prędkości pary po stronie wlotowej i wylotowej, możemy obliczyć siłę, którą wywiera para na łopatkę wirnika w kierunku ruchu łopatek na podstawie zasady Newton'a, według której ilością ruchu masy nazywamy iloczyn z masy i prędkości  $= m \cdot c$ . Niechaj do łopatek wirnika dopływa w 1 sekundzie  $G$  kg pary z prędkością  $c_1$ , to ilość ruchu wynosi  $\frac{G}{g} \cdot c_1$  sek. kg, a w tym samym czasie odpływa z parą, uchodzącą z łopatek wirnika,  $\frac{G}{g} \cdot c_2$  sek. kg.

Ponieważ siła równa się powiększeniu w czasie 1 sekundy ilości ruchu w kierunku siły, to możemy obliczyć przy pomocy wykresu prędkości rys. 54 dla turbin osiowych:

1) siłę, działającą na łopatki w kierunku osi turbiny, jako zmianę ilości ruchu w tym kierunku ze wzoru:

$$P_0 = \frac{G}{g} (c_1 \cdot \sin \alpha_1 - c_2 \cdot \sin \alpha_2) \quad (43)$$

2) siłę, działającą w kierunku ruchu łopatek, jako zmianę ilości ruchu w tym kierunku ze wzoru:

$$P = \frac{G}{g} (c_1 \cdot \cos \alpha_1 - [-c_2 \cdot \cos \alpha_2]) = \frac{G}{g} (c_1 \cdot \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) \quad (44).$$

Ponieważ z wykresów prędkości znajdujemy:

$$c_1 \cdot \cos \alpha_1 = w_1 \cdot \cos \beta_1 + u \quad \text{oraz} \quad c_2 \cdot \cos \alpha_2 = w_2 \cdot \cos \beta_2 - u,$$

$$\text{to otrzymujemy: } P = \frac{G}{g} (w_1 \cdot \cos \beta_1 + w_2 \cdot \cos \beta_2) = \frac{G \cdot w_1}{g} (\cos \beta_1 + \phi \cdot \cos \beta_2) \quad (45).$$

Pracę, wykonaną w czasie 1 sekundy, otrzymujemy przez pomnożenie ostatniego wzoru przez drogę, przebytą w 1 sekundzie przez łopatkę t. j. prędkość obwodową  $u$ :

$$\text{Praca, wykonana przez } G \text{ kg/sek pary} = \frac{G}{g} \cdot w_1 \cdot u (\cos \beta_1 + \phi \cdot \cos \beta_2) \quad (46),$$

czyli praca, wykonana na obwodzie wirnika w 1 sekundzie przez 1 kg pary:

$$L_u = \frac{w_1 \cdot u}{g} (\cos \beta_1 + \phi \cdot \cos \beta_2) \quad (47).$$

Wzory powyższe odnoszą się tylko do turbin osiowych, natomiast w turbinach promieniowych prędkość obwodowa  $u_1$  przy wlocie do łopatki różni się znacznie od prędkości obwodowej  $u_2$  przy wylocie z łopatki. Według zasady o momencie ilości ruchu otrzymujemy dla turbin promieniowych:

$$L_u = \frac{1}{g} (u_1 \cdot c_1 \cdot \cos \alpha_1 + u_2 \cdot c_2 \cdot \cos \alpha_2) \quad (48).$$

We wzorach (44) do (48) wstawiono znak  $+$ , ponieważ przyjęto, że  $\alpha_2 < 90^\circ$ , czyli że  $c_2 \cdot \cos \alpha_2$  posiada kierunek przeciwny do  $c_1 \cdot \cos \alpha_1$ ; — gdyby  $\alpha_2 > 90^\circ$ , czyli  $c_2 \cdot \cos \alpha_2$  posiadało ten sam kierunek co  $c_1 \cdot \cos \alpha_1$ , to należałoby wstawić znak  $-$ .



## b) Turbiny reakcyjne.

Przy przepływie przez wieńce łopatkowe turbin reakcyjnych, zbudowanych podług zasad, przedstawionych na rys. 46, współczynnik  $\psi$  powinien mniej więcej równać się przedstawionemu na rys. 55. Natomiast w turbinach reakcyjnych, budowanych podług zasad Parsons'a, więc bez nakrycia wieńca łopatkowego pierścieniem, a ze szczeliną pomiędzy łopatkami wirnika a osłoną turbiny, zachodzą oprócz strat, określonych współczynnikiem  $\psi$ , jeszcze straty z powodu przepływu pary przez szczelinę. Wprawdzie współczynnik  $\psi$  dla przepływu przez sam wieńiec łopatkowy powinien być tutaj o około 1% do 3% korzystniejszy niż podany na rys. 55 dla turbin akcyjnych, ponieważ odpada strata, spowodowana ssaniem pary ze szczeliny pomiędzy kierownicą (dyszą) a wirnikiem, lecz dochodzi do tego strata, wywołana uchodzeniem pary przez szczelinę pomiędzy łopatkami a osłoną. Ostatnia strata wynosi w przybliżeniu według doświadczeń Anderhub'a:

$$\zeta_s = 1 - \psi_s^2 = 1,73 \frac{\delta^{1,4}}{l} \quad \text{czyli} \quad \psi_s = \sqrt{1 - 1,73 \cdot \frac{\delta^{1,4}}{l}} \quad (49)$$

jeśli oznaczamy przez  $\delta$  w mm szczelinę pomiędzy łopatką a osłoną, a przez  $l$  w mm długość łopatek. Dodając  $\psi_s$  do  $\psi$ , przyjętego podług poprzednich danych, otrzymujemy  $\psi_r$  jako całkowity współczynnik strat prędkości przy przepływie przez wieńiec łopatkowy i przez szczelinę:

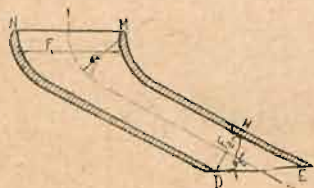
$$\psi_r = \psi + \psi_s \quad (50)$$

Obliczanie wielostopniowych turbin reakcyjnych na podstawie  $\psi_r$  jest bardzo uciążliwe; — z tej przyczyny przeprowadza się obliczenie graficznie na podstawie doświadczeń.

Siła obwodowa i praca na obwodzie turbin reakcyjnych równają się danym, wyrażonym we wzorach (44) do (48).

## § 17. Straty w kierownicach.

Zamiast dysz, posiadających  $F_2 > F_m$ , używa się kierownic (rys. 56), służących do zamiany energii ciśnienia na energię kinetyczną w tych wypadkach, w których panująca w końcowym przekroju  $F_2$  przeciwpężność  $p_2$  jest większa od ciśnienia krytycznego



Rys. 56.

$p_m$ , względnie w krańcowym wypadku równa się  $p_m$ , w których więc przez ekspansję osiąga się prędkość mniejszą lub równającą się krytycznej  $c_m$ ; — w kierownicy zmniejszają się poszczególne wolne przekroje z  $F_1$  na najmniejszy przekrój  $F_2$ , który musi być większy od  $F_m$ , a w krańcowym wypadku może równać się  $F_m$ , obliczonemu podług wzoru (14). Kierownice stosuje się przede wszystkim w wielostopniowych turbinach, w których umieszcza się je przed pierwszym wirnikiem i pomiędzy dwoma stopniami ciśnienia, a służą one także zarazem do wprowadzenia strumienia pary pod wskazanym kątem do wieńca łopatkowego wirnika.

Wielkość strat w kierownicach przyjmuje się zależnie od tego, czy w kierownicach wyzyskuje się prędkość wylotową pary z poprzedniego wirnika lub też nie.

## a) Straty w kierownicach, nie wyzyskujących prędkości wylotowej.

Do kierownic tego rodzaju zalicza się wszystkie kierownice przed pierwszymi wirnikami, oraz zwykle częściowo zasilane kierownice pomiędzy dwoma stopniami ciśnienia



w wielostopniowych turbinach akcyjnych Zoelly'ego i Rateau'a, w których przyjmujemy, że prędkość wylotowa z poprzedniego wirnika zostaje zużyta przez wiry przed kierownicą, powiększając ciepłok całkowity i entropję. Straty prędkości w kierownicach w stosunku do teoretycznej prędkości wylotowej  $c_0$  z kierownicy są według nowszych badań mniej więcej takie same jak w dyszach. Przy obliczaniu kierownic należy przyjmować współczynnik  $\varphi$  o około 2% mniejszy od liczb, podanych na tabelce następującej:

|                  |      |       |       |       |                 |
|------------------|------|-------|-------|-------|-----------------|
| przy $c_0 = 200$ | 300  | 400   | 500   | 600   | 650 — 700 m/sek |
| $\varphi = 0,92$ | 0,94 | 0,953 | 0,962 | 0,968 | 0,97            |

b) *Straty w kierownicach, wyzyskujących prędkość wylotową.*

Opory przy przepływie pary przez wieniec łopatkowy kierownicy są tutaj mniej więcej takie same, jak przy przepływie przez wieniec łopatkowy wirnika. W kierownicach, umieszczonych pomiędzy dwoma wieniecami wirnikowymi turbin Curtis'a, a służących jedynie do zmiany kierunku prądu pary, dalej turbin reakcyjnych podług rys. 46 i tych wielostopniowych turbin akcyjnych, które wyzyskują prędkość wylotową z poprzedniego wirnika, więc pracujących z tym samym stopniem zasilania w następujących po sobie stopniach ciśnienia, należy więc przyjmować współczynnik  $\phi$  podług danych § 16 pod a) w zależności od prędkości wylotowej z poprzedniego wirnika  $c_2$ ; — dodać jednak należy, że przy małej prędkości wlotowej liczymy w wielostopniowych turbinach akcyjnych ze współczynnikiem  $\varphi$  dla znalezienia prędkości wylotowej. W kierownicach turbin reakcyjnych, budowanych podług zasad Parsons'a, należałoby natomiast przyjmować współczynnik  $\phi$  podług danych § 16 pod b).

## § 18. Straty wewnętrzne w turbinie.

Wewnątrz turbiny zachodzą następujące straty:

I. Straty w dyszach względnie w kierownicach, dla których współczynniki podano w § 15 i § 17, wynoszą podług wzoru (38):

$$A \cdot Z = A \cdot (1 - \varphi^2) \cdot \frac{c_0^2}{2g} \text{ względnie } A \cdot (1 - \phi^2) \frac{c_2^2}{2g} \quad (51)$$

II. Straty w łopatkach wirnika, dla których współczynniki  $\phi$  podano w § 16, wynoszą:

$$A \cdot Z_1 = A \cdot (1 - \phi^2) \frac{w_1^2}{2g} \quad (52)$$

przy założeniu, że początek łopatki jest równoległy do prędkości względnej  $w_1$ .

Gdyby kierunek prędkości  $w_1$ , znalezionej z  $c_1$  i  $u$ , (rys. 57) nie był równoległy do początku łopatki, to prędkość względna  $w_1$  rozkładałaby się na dwie składowe, mianowicie jedną  $w'_1$ , równoległą do początku łopatki, a drugą  $w_p$ , prostopadłą do początku łopatki; — z powodu zachodzącego uderzenia zmniejszałaby się praca, wykonana przez turbinę, gdyż  $w'_1 < w_1$  i  $w'_1 \cdot \cos \beta'_1 < w_1 \cdot \cos \beta_1$  (patrz wzór 47). Ponieważ grzbiet łopatki i wewnętrzna jej strona posiadają przeważnie inne pochylenie, wykonywamy zwykle początek grzbietu łopatki równoległy do  $w_1$ , ponieważ uderzenie pary o stronę wewnętrzną łopatki nie wywiera wpływu hamującego i jest skutkiem tego mniej szkodliwe. W ogólności straty, spowodowane takim uderzeniem, nie są duże, jeśli kąt  $\eta$  pomiędzy  $w_1$  i początkiem łopatki nie jest duży.

Zaznaczyć jeszcze należy, że w kierownicach można uzyskać dalszą ekspansję pary w skośnie ściętej części kanału kierowniczego i w szczelinie pomiędzy łopatkami kiero-