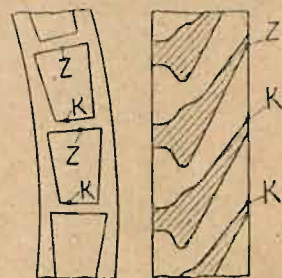


kowego strumienia pary w dyszy w miejscu przecięcia z krawędzią  $DE$  (więc na rys 58 przeprowadzony przez punkt  $K$ ). Inni konstruktorzy starają się opanować ekspansję w trójkacie wylotowym, np. Escher i Wyss wykonywa końcowy przekrój dyszy o kształcie trapezu (rys. 66), aby strumień pary, który przy wewnętrznej krawędzi  $K$  rozszerza się więcej niż przy zewnętrznej  $Z$ , wypełniał całkowicie kanałki łopatkowe wirnika. Dalej spotykamy konstrukcję, w której krótsza strona dyszy jest ścięta podług rys. 67, aby skłonić parę do wydatniejszego rozprężania się w tym kierunku.

## § 22. Jednostopniowe osiowe turbiny akcyjne.

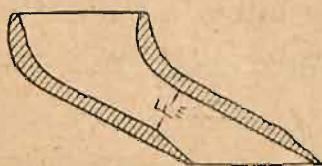
Opis tych turbin podano w § 3 i 5. Do opisu tego należy dodać jeszcze pewne uzupełnienia, które po przedstawieniu strat, zachodzących w turbinie, będą lepiej zrozumiałe.

W przeciwstawieniu do rys. 1, na którym dysze są równomiernie rozdzielone na obwodzie wieńca, umieszcza się obecnie dysze tuż obok siebie, aby wieńiec wirnika był zasilany możliwie złączonym strumieniem pary, w celu zmniejszenia strat, spowodowanych wentylacją. Opór wentylacji jest bowiem tem większy, im częściej próżny, więc nienapełniony parą kanałek łopatkowy stanie przed dyszą, im częściej zmieniają się napełnione i próżne kanałki, czyli wtedy, jeśli dysze są równomiernie rozdzielone na całym obwodzie wirnika. Jeśli umieści się dysze tuż obok siebie, to na tej części obwodu wirnika, przed którą znajdują się dysze, będą kanałki łopatkowe wciąż napełnione parą, a próżne kanałki będą dochodziły przed dyszę tylko w jednym miejscu.



Rys. 66.

Końcowa wysokość dyszy  $W$  zależy od wysokości łopatek  $l_1$  po stronie wlotowej (rys. 68); — ze względu na niedokładności wykonania warsztatowego przyjmuje się zwykle  $l_1 = W + 1$  do 2 mm, aby możliwie wszystka para przepływała przez wieńiec łopatkowy wirnika, a nie mogła uchodzić poza nim. Ponieważ  $l_1 > W$ , para zostaje do kanałku łopatkowego wessana ze szczeliny, znajdującej się pomiędzy dyszą a wieńcem łopatek, którą ze względu na niezawodność biegu turbiny wykonywa się  $h = 2$  do 4 mm. Ssanie tego rodzaju powstaje także z powodu grubości ścianek dysz; — na rys. 68 czarno zaznaczone przekroje w szczelinie musi wypełnić para, znajdująca się w szczelinie. W większej jeszcze mierze zachodzi ssanie pary ze



Rys. 67.

szczeliny przez te kanałki łopatkowe, które przy częściowym zasilaniu wirnika opróżniają się (rys. 68 przy C). Skutkiem zaznaczonego ssania powstają pewne straty i różnica ciśnień po obu stronach wirnika nawet w turbinach akcyjnych; — różnicę ciśnień można usunąć przez wywiercenie kilku otworów w tarczy wirnikowej.

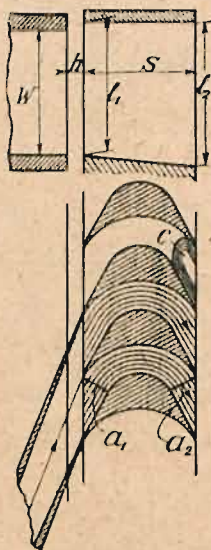
Oprócz jednostronnego nacisku z powodu ssania pary ze szczeliny, powstaje w turbinach akcyjnych nacisk, równoległy do osi turbiny, także z innych przyczyn, mianowicie ponieważ para, wychodząca z dyszy względnie z kierownicy, uderza o krawędzie łopatek i ponieważ w pierwszej części łopatki wirnika panuje większa prędkość względna i większe tarcie pary o ścianki niż w drugiej części. Chociaż nacisk wymieniony jest niewielki w turbinach akcyjnych, należy stosować przy końcu wału łożo stopowe.



Obliczanie jednostopniowej turbiny akcyjnej (patrz rys. 2) przeprowadza się w sposób następujący.

Dane: stan pary admisyjnej  $p_1$  i  $t_1^0$ ; przeciwprężność  $p_2$ ; moc  $N_e$  i liczba obrotów na minutę  $n$ .

1) Dysza. Z adjabatycznego spadku ciepłika ( $i_1 - i_2$ ) obliczamy teoretyczną prędkość wylotową pary z dyszy podług wzoru (37):  $c_0 = 91,5 \sqrt{i_1 - i_2}$ , a rzeczywistą prędkość wylotową ze wzoru (38):  $c_1 = \varphi \cdot c_0$ . Strata energii kinetycznej w dyszy wynosi na 1 kg pary podług wzoru (39):  $A \cdot Z = A \cdot (1 - \varphi^2) \frac{c_0^2}{2g}$ , a rzeczywisty ciepłik pary przy wypływie z dyszy:  $i_3 = i_2 + A \cdot Z$ .



Rys. 68.

2) Wieniec wirnikowy. Podług § 15 przyjmujemy kąt  $\alpha_1$ , określający pochylenie dyszy względem wienca wirnikowego,  $\alpha_1 = 10^\circ$  do  $25^\circ$ . Potem na podstawie poniżej umieszczonych danych obieramy prędkość obwodową  $u$  i znajdujemy z wykresu prędkości (rys. 2) względną prędkość wlotową  $w_1$  oraz kąt  $\beta_1$ , pod którym powinien być pochylony początek grzbietu łopatki wirnika. Względna prędkość wylotową obliczamy podług wzoru (42):  $w_2 = \psi \cdot w_1$ .

Ze względu na mały stopień zasilania wirnika w jednostopniowych turbinach akcyjnych należy tutaj przyjmować  $\psi$  mniejsze od wartości, podanych na rys. 55.

Stratę energii kinetycznej w łopatkach wirnika na 1 kg pary obliczamy podług wzoru (52):  $A \cdot Z_1 = A \cdot (1 - \psi^2) \frac{w_1^2}{2g}$ , a para posiada przy odpływie z wirnika ciepłik całkowity:  $i_4 = i_3 + A \cdot Z_1$ .

3) Strata wylotowa. Przyjmujemy kąt pochylenia grzbietu łopatki po stronie wylotowej  $\beta_2$ , pod którym para odpływa z prędkością względną  $w_2$  z wirnika (rys. 2); — często wykonywa się  $\beta_2 = \beta_1$ . Z wykresu prędkości znajdujemy bezwzględną prędkość wylotową  $c_2$ , której w turbinie wyznaczyć nie możemy, a przyjmujemy, że zostaje ona zużyta w rurze wylotowej przez wiry.

Strata wylotowa energii kinetycznej na 1 kg pary wynosi:  $A \cdot Z_2 = \frac{A \cdot c_2^2}{2g}$ , skutkiem czego para posiada ciepłik całkowity:  $i_5 = i_4 + A \cdot Z_2$ .

4) Rozpryskiwanie. Stratę z powodu rozpryskiwania pary  $A \cdot Z_3$  przyjmujemy 2% do 5% od adjabatycznego spadku ciepłika ( $i_1 - i_3$ ) i obliczamy wynikający stąd ciepłik pary:  $i_6 = i_5 + A \cdot Z_3$ .

5) Praca tarcia i wentylacji. Straty powstałe obliczamy podług wzoru (55) w KM jako  $N_r$ , a strata, wyrażona w ciepłostkach, wynosi na 1 kg pary:

$$A \cdot Z_4 = \frac{A \cdot 75 \cdot N_r}{G_{sek}} \quad (79).$$

6) Spółczynniki sprawności i zużycie pary.

Podług § 20 jest:

$$\text{praca teoretyczna} = A \cdot L_0 = i_1 - i_2 = \frac{A \cdot c_0^2}{2g} \quad (80)$$



$$\text{praca na obwodzie} = A \cdot L_u = \frac{A \cdot c_0^2}{2g} - A \cdot Z - A \cdot Z_1 - A \cdot Z_2 \text{ w ciepł.} \quad (81)$$

$$\text{spółczynnik sprawności na obwodzie} = \eta_u = \frac{A \cdot L_u}{A \cdot L_0} \quad (82)$$

$$\text{rzeczywisty współczynnik sprawności na obwodzie} = \eta'_u = \frac{A \cdot L_u - A \cdot Z_3}{A \cdot L_0} \quad (83)$$

Przyjmujemy podług § 19 mechaniczny współczynnik sprawności  $\eta_m$  i obliczamy podług wzoru (66) termodynamiczny współczynnik efektywny  $\eta_e = \eta'_u \cdot \frac{N_e}{N_r + N_m + N_e}$ ,

a podług wzoru (60) rzeczywiste zużycie pary na 1 KM<sub>e</sub> — godz.  $= G_e = \frac{632,3}{\eta_e (i_1 - i_2)}$ ,

oraz ze wzoru (68) całkowite zużycie pary przez turbinę w czasie 1 sekundy  $= G_{sek} = \frac{G \cdot N_e}{3600}$  w kg.

Znając  $G_{sek}$ , możemy teraz obliczyć ze wzoru (79)  $A \cdot Z_4$  i ciepłik całkowity  $i_7$ , który posiada para o ciśnieniu  $p_2$  przy opuszczaniu turbiny  $i_7 = i_6 + A \cdot Z_4$  oraz wyznaczyć całkowity bilans cieplny. Indikowany współczynnik sprawności wynosi podług wzoru (64):

$$\eta_i = \frac{A \cdot L_i}{A \cdot L_0} = \frac{A \cdot L'_u - A \cdot Z_4}{A \cdot L_0}$$

#### 7) Obliczenie wolnych przekrojów.

Wszystkie wolne przekroje należy obliczyć dla przepływu  $G_{sek}$  kg pary w 1 sekundzie. Wolne przekroje dysz wyznacza się podług § 15. Podziałkę łopatek wirnika wykonujemy podług § 16, a wolne przekroje kanałków pomiędzy łopatkami obliczamy w następujący sposób. Niechaj oznacza (rys. 54 a i 68):

$a_1$  = szerokość strumienia, a  $l_1$  = wysokość kanałku łopatkowego po stronie wlotowej,  $a_2$  = szerokość strumienia, a  $l_2$  = wysokość kanałku łopatkowego po stronie wylotowej,

$$f_1 = \text{osiowy wolny przekrój wlotowy} = \frac{G \cdot v_3}{c_1 \cdot \sin \alpha_1} = \frac{G \cdot v_3}{w_1 \cdot \sin \beta_1},$$

$$f_2 = \text{osiowy wolny przekrój wylotowy} = \frac{G \cdot v_4}{w_2 \cdot \sin \beta_2}.$$

W przekroju  $f_1$  para o ciśnieniu  $p_2$  posiada ciepłik  $i_3$  i objętość właściwą  $v_3$ , a w przekroju  $f_2$  ciepłik  $i_4$  i objętość właściwą  $v_4$ . Ponieważ:  $G = \frac{f_1 \cdot w_1 \cdot \sin \beta_1}{v_3} =$

$$= \frac{f_2 \cdot w_2 \cdot \sin \beta_2}{v_4}, \text{ przeto otrzymujemy: } f_2 = f_1 \cdot \frac{w_1 \cdot \sin \beta_1}{w_2 \cdot \sin \beta_2} \cdot \frac{v_4}{v_3} \quad (84).$$

Oczywiście po stronie dopływowej wykonujemy  $l_1 = w + 1$  do 2 mm.

Praca na obwodzie wieńca łopatkowego (patrz rys. 54) wynosi podług wzoru (81):

$$\begin{aligned} L_u &= \frac{c_0^2}{2g} - Z - Z_1 - Z_2 = \frac{1}{2g} [c_0^2 - (c_0^2 - c_1^2) - (w_1^2 - w_2^2) - c_2^2] = \\ &= \frac{1}{2g} [c_1^2 - w_1^2 + w_2^2 - c_2^2] \quad (85). \end{aligned}$$

Ponieważ:

$$\begin{aligned} w_1^2 &= c_1^2 + u^2 - 2 \cdot u \cdot c_1 \cdot \cos \alpha_1, \\ c_2^2 &= w_2^2 + u^2 - 2 \cdot u \cdot w_2 \cdot \cos \beta_2, \end{aligned}$$



przeto otrzymujemy:

$$L_u = \frac{1}{2g} (c_1^2 - c_2^2 - u^2 + 2u \cdot c_1 \cdot \cos \alpha_1 + w_2^2 - w_1^2 - u^2 + 2u \cdot w_2 \cdot \cos \beta_2)$$

$$L_u = \frac{u}{g} (c_1 \cdot \cos \alpha_1 - u + w_2 \cdot \cos \beta_2) = \frac{w_1 \cdot u}{g} (\cos \beta_1 + \psi \cdot \cos \beta_2) \quad (86).$$

Z powyższego wynika, że praca na obwodzie  $L_u$ , wyliczona podług wzoru (85), jest identyczna z pracą  $L_u$ , oznaczoną podług wzoru (47), wyprowadzonego na podstawie zasady ilości ruchu.

Jeśli przyjmiemy  $\beta_1 = \beta_2$ , to znajdujemy:  $w_2 \cdot \cos \beta_2 = \psi \cdot w_1 \cdot \cos \beta_1 = \psi (c_1 \cdot \cos \alpha_1 - u)$ , oraz ze wzoru (86):

$$L_u = \frac{u}{g} (1 + \psi) (c_1 \cdot \cos \alpha_1 - u) \quad (87).$$

Spółczynnik sprawności na obwodzie określono wzorem (62) jako  $\eta_u = \frac{L_u}{L_0}$ . Jeśli przyjmiemy  $\beta_1 = \beta_2$  i wprowadzimy podług wzoru (80)  $L_0 = \frac{c_0^2}{2g} = \frac{c_1^2}{\varphi^2 \cdot 2 \cdot g}$  oraz  $L_u$  ze wzoru (87), to otrzymamy wzór Bánki'ego:

$$\eta_u = 2\varphi^2 (1 + \psi) \left( \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1} \right) \cdot \frac{u}{c_1} \quad (88).$$

Spółczynnik  $\eta_u$  zależy wyłącznie od stosunku  $\frac{c_1}{u}$  i osiąga swoją największą wartość:

$$\eta_{u_{max}} = \frac{\varphi^2}{2} (1 + \psi) \cos^2 \alpha_1, \text{ jeśli } u = \frac{c_1 \cdot \cos \alpha_1}{2} \quad (89).$$

Przy małym kącie  $\alpha_1$  jest współczynnik  $\eta_u$  największy, jeśli prędkość obwodowa  $u$  równa się mniej więcej połowie prędkości pary  $c_1$  [patrz wzór (6)].

Spółczynnik  $\eta_u$  zmienia się z prędkością  $u$  podług zasady paraboli, jeśli  $c_1$ ,  $\varphi$ ,  $\psi$  i  $\alpha_1$  pozostają stałe, oraz  $\beta_1 = \beta_2$  i wlot pary do wirnika odbywa się bez uderzenia.

**Przykład:** Obliczyć turbinę de Laval'a o mocy efektywnej 35 KW. Stan pary przed dyszami:

$$p_1 = 10 \text{ atm. abs.}, t = 230^\circ \text{ C.}$$

$$\text{Ciśnienie wylotowe: } p_2 = 1 \text{ atm. abs.}, n = 15000 \text{ obr./min.}$$

$$\text{Przyjmujemy } \eta_{\text{dynamo}} = 0,882.$$

$$N_{\text{z turbiny}} = \frac{1,36 \cdot 35}{0,882} \cong 54 \text{ KM.}$$

$$\text{Przyjmiemy } \eta_m = 0,9; N_i = \frac{54}{0,9} = 69 \text{ KM.}$$

Z tablic  $J - S$  (Stodola V wyd.) przy adyabatycznej ekspansji ze stanu pary przed dyszami  $p_1 = 10 \text{ atm. abs.}, t = 230^\circ \text{ C}$  (punkt A rys. 69) do  $p_2 = 1 \text{ atm. abs.}$  znajdujemy (punkt B) spadek ciepła dla 1 kg. pary:

$$\text{A. } L_0 = i_1 - i_2 = 692 - 592 = 100 \text{ ciepłostek.}$$



Teoretyczne zużycie pary przez idealną turbinę na 1 KM—godz.:  $G_0 = \frac{632,3}{100} \cong 6,32$  kg. Teoretyczna prędkość wylotowa z dyszy:  $c_0 = 91,5 \sqrt{100} = 915$  m./sek. Przyjmujemy  $\varphi = 0,946$  i obliczamy rzeczywistą prędkość wylotową:  $c_0 = 0,946 \cdot 915 \cong 865$  m./sek.

Jeżeli przyjmiemy  $\beta_2 = \beta_1$ , to podług wzoru (89) współczynnik  $\eta_u$  jest najkorzystniejszy, gdy prędkość obwodowa  $u = \frac{c_1 \cos \alpha_1}{2}$ . Przyjmujemy dla środkowego strumienia  $\alpha_1 = 20^\circ$  (rys. 69), wtedy

$$u = \frac{865 \cdot 0,94}{2} \cong 406,5 \text{ m./sek.}$$

Ta prędkość obwodowa jest za duża. W większych turbinach de Laval'a, więc około 300 konnych, stosuje się  $u = 400$  m./sek., w mniejszych staramy się  $u$ , o ile możliwości zmniejszyć. Przyjmijmy  $D = 300$  m/m (licząc do środka wysokości łopatek) wówczas  $u = \frac{0,3 \cdot \pi \cdot 15000}{60} \cong 235,5$  m./sek.

Mając  $c_1$  i  $u$ , znajdujemy z wykresu prędkości (rys. 69)  $w_1 = 650$  m./sek. i kąt  $\beta_1 = 27^\circ 10'$ . Przyjmiemy  $\beta_2 = \beta_1$ , a  $\phi = 0,7$ ; stąd otrzymamy  $w_2 = 0,7 \cdot 650 = 455$  m./sek. Z  $w_2$  i  $u$  znajdujemy  $c_2 \cong 273$  m./sek. oraz kąt  $\alpha_2 = 50^\circ 45'$ .

Straty 1 kg. pary, wyrażane w ciepłotkach, wynoszą:

- 1) dysza:  $A \cdot Z = \frac{1}{427} \cdot (1 - 0,946^2) \cdot \frac{915^2}{2 \cdot 9,81} = 10,5$  ciepł.
- 2) łopatki wirnika:  $A \cdot Z_1 = \frac{1}{427} \cdot (1 - 0,7^2) \cdot \frac{650^2}{2 \cdot 9,81} = 25,6$  "
- 3) strata wylotowa:  $A \cdot Z_2 = \frac{1}{427} \cdot \frac{273^2}{2 \cdot 9,81} = 8,9$  "

Suma strat na obwodzie  $A \cdot L_s = 45,0$  ciepł.

Praca teoretyczna 1 kg. pary  $A \cdot L_0 = i_1 - i_2 = 100,0$  "

Praca na obwodzie 1 kg. pary  $A \cdot L_u = 55,0$  ciepł.

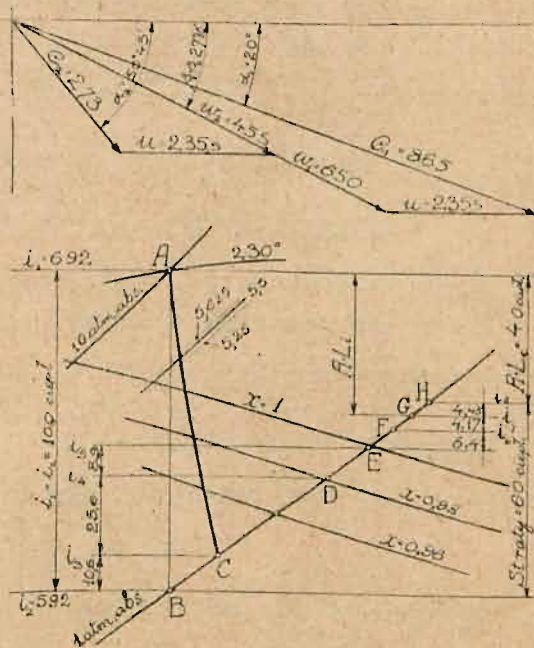
$\eta_u = \frac{55}{100} = 0,55$ . Stratę rozpryskiwania i t. d. przyjmujemy = 6,4% całkowitego

spadku ciepła, czyli  $\eta'_u = \frac{55 - 6,4}{100} = 0,486$ .

Straty, spowodowane przez pracę tarcia części wirujących w parze i przez wentylację (wzór 55):

$N_r = N_t + N_w = (\beta_1 \cdot D^2 + \epsilon \cdot \beta_2 \cdot D \cdot D^{1,5}) \cdot \frac{u^3}{10^6} \cdot \gamma$ ; gdzie współczynnik  $\beta_1 = 1,46$ ,

a  $\beta_2 = 0,83$ ; długość łopatek przyjmujemy na razie  $l = 20$  m/m., następnie przyjmujemy  $\epsilon = 0,82$  czyli, że 18% obwodu wirnika będzie zasilane.



Rys. 69.



Przy wylocie pary z dyszy dla  $p_2 = 1$  atm. abs. mamy:  $i_3 = 592 + 10,5 = 602,5$  ciepł. (punkt C na rys. 69);  $x = 0,935$ ; objętość właściwa pary suchej przy 1 atm. abs.  $v = 1,721 \text{ m}^3/\text{kg.}$  (wg. tabel Schüle'go);  $v'_3 = 1,721 \cdot 0,935 \cong 1,61 \text{ m}^3/\text{kg.}$  Po stronie wylotowej wieńca łopatkowego otrzymujemy:  $i_4 = 602,5 + 25,6 = 628,1$  ciepł. (punkt D);  $x = 0,982$ ;  $v'_4 = 1,721 \cdot 0,982 \cong 1,69 \text{ m}^3/\text{kg.}$

Ponieważ z jednej strony wirnika mamy objętość właściwą pary, odpowiadającą punktowi C, z drugiej strony — punktowi D, możemy przeto w przybliżeniu przyjąć średnią wartość  $v = \frac{1,61 + 1,69}{2} = 1,65 \text{ m}^3/\text{kg.}$ , a ciężar właściwy wyniesie  $\gamma = \frac{1}{1,65} \cong 0,61 \text{ kg/m}^3$ . Mamy zatem wszystkie dane dla określenia strat:

$$N_r = (1,46 \cdot 0,3^2 + 0,82 \cdot 0,83 \cdot 0,3 \cdot 2^{1,5}) \cdot \frac{235,5^3}{10^6} \cdot 0,61 \cong 5,64 \text{ KM.}$$

Straty zewnętrzne przy  $\eta_m = 0,9$  wynoszą:  $N_m = N_t - N_r = 6 \text{ KM.}$

Znając wszystkie straty, możemy określić termodynamiczny współczynnik efektywny turbiny podług wzoru (66):  $\eta_e = 0,486 \cdot \frac{54}{54 + 5,64 + 6} = 0,4$ .

Rzeczywiste zużycie pary na 1 KM. — godz.:  $G_e = \frac{6,32}{0,4} = 15,8 \text{ kg.}$  Całkowite zapotrzebowanie pary przez turbinę na 1 sekundę:

$$G_{\text{sek}} = \frac{15,8 \cdot 54}{3600} = 0,237 \text{ kg.}$$

Bilans ciepła 1 kg. pary przedstawia się następująco:

- 1) straty w dyszy . . .  $A \cdot Z = 10,5$  ciepł.;  $i_3 = 602,5$  ciepł.; punkt C
- 2) „ „ wirniku . . .  $A \cdot Z_1 = 25,6$  „ ;  $i_4 = 628,1$  „ ; „ D
- 3) „ wylotowe . . .  $A \cdot Z_2 = 8,9$  „ ;  $i_5 = 637,0$  „ ; „ E
- 4) „ rozpryskiwania  $A \cdot Z_3 = 6,4$  „ ;  $i_6 = 643,4$  „ ; „ F
- 5)  $N_r = \frac{75 \cdot 5,64}{427 \cdot 0,237} = A \cdot Z_4 = 4,17$  „ ;  $i_7 = 647,57$  „ ; „ G
- 6)  $N_m = \frac{75 \cdot 6}{427 \cdot 0,237} = A \cdot Z_5 \cong 4,43$  „ ;  $i_8 = 652,0$  „ ; „ H

$$\text{Suma strat . . .} = 60 \text{ ciepł.}$$

$$A \cdot L_0 = i_1 - i_2 = 100 \text{ ciepł.}$$

$i_1 - i_8 = 692 - 652 = A \cdot L_e = 40$  ciepłostek pozostaje z 1 kg. pary na użyteczną pracę mechaniczną.

Termodynamiczny współczynnik efektywny sprawności, jaki został osiągnięty, jest stosunkowo niski. Aby stwierdzić, czy przez powiększenie prędkości obwodowej nie dałoby się otrzymać lepszych wyników, należy założyć kilka prędkości obwodowych, większych od przyjętej i obliczyć dla nich poszczególne straty, zachowując niezmiennie  $D$ ,  $\varepsilon$  i  $\eta_m$ , co przy zachowaniu warunków zadania nie odpowiada rzeczywistości, a zrobione jest jedynie w celu porównania. Rachunek taki wykazuje, że współczynnik  $\eta_e$  powiększyłby się bardzo nieznacznie ze zwiększeniem  $u$ .

Przekroje dysz. Przy  $p_2 = 1$  atm. abs. i  $i_3 = 602,5$  ciepł. mamy  $x = 0,935$ . Przy  $p_2 = 1$  atm. abs. para sucha posiada objętość właściwą  $v_s = 1,721 \text{ m}^3/\text{kg.}$ , czyli objętość właściwa dla naszych warunków będzie  $v'_s = 0,935 \cdot 1,721 \cong 1,61 \text{ m}^3/\text{kg.}$  Przy zastosowaniu 4 dysz, przekrój wylotowy dyszy wyniesie:



$$F_2 = \frac{0,237 \cdot 1,61}{865,4} \cong 110,2 \text{ mm}^2, \text{ a średnica przekroju koła wynosi: } d_2 = 11,85 \text{ m/m.}$$

Wysokość łopatek wykonamy  $l=14 \text{ m/m}$ . Przy obliczaniu  $N_r$  przyjęliśmy  $l=20 \text{ m/m}$ , czyli o 6  $\text{m/m}$  za dużo.

Obliczamy przekrój  $F_m$ : gdyby ekspansja pary odbywała się aż do tego przekroju bez strat na tarcie, to dla przebiegu w obrębie pary przegrzanej otrzymalibyśmy podług wzoru (21) ciśnienie krytyczne  $p_m = 0,5457 \cdot 10 = 5,457 \text{ atm. abs.}$ , a dla ekspansji w obrębie pary nasyconej podług wzoru (18):  $p_m = 0,5774 \cdot 10 = 5,774 \text{ atm. abs.}$  Rzeczywiste  $p_m$  będzie się znajdowało pomiędzy temi dwoma wartościami. Ponieważ ekspansja odbywa się podług linii  $AC$ , przeto zakładamy na tej linii ciśnienia: 5,25, 5,5 i 5,625 atm. abs. i znajdujemy dla nich  $v_x$ , oraz ze spadku ciepła  $c_{mx}$ , a następnie  $F_{mx}$ .

atm. abs.	$c_{mx}$	$v_x$	$F_{mx}$
5,25	492,5	0,382	45,9
5,5	480	0,364	44,9
5,625	466	0,357	45,25

Najmniejszy przekrój, znaleziony graficznie odpowiada ciśnieniu  $p_m = 5,51 \text{ atm. abs.}$  i wynosi  $F_m = 44,89 \text{ mm}^2$ ;  $d_m \cong 7,55 \text{ m/m}$ . Koniec dyszy de Laval'a posiada eliptyczny przekrój; wysokość wylotowa dyszy  $= 11,85 \text{ m/m}$ ; — długość wylotowa dyszy:

$$e = \frac{11,85}{\sin \alpha_1} = \frac{11,85}{0,342} \cong 34,7 \text{ m/m.}$$

Przy 4 dyszach stosunek niezasilanej części do całego obwodu wyniesie:

$$\varepsilon = \frac{\pi \cdot 300 - 4 \cdot 34,7}{\pi \cdot 300} \cong 0,854.$$

Przy obliczaniu  $N_r$  przyjęliśmy  $\varepsilon = 0,82$ , czyli za mało, natomiast długość łopatek  $l$  — za dużą. Moglibyśmy teraz  $N_r$  przeliczyć nanowo według wartości  $\varepsilon$  i  $l$ , otrzymanych z rachunku. Jednak różnica wypadłaby bardzo mała, tak, że ostatecznie zadawalniamy się wartością dla  $N_r$  poprzednio znaną, tembardziej, że wzór dla  $N_r$  nie jest zupełnie ścisły.

Na podstawie powyższego obliczenia możemy wykreślić dysze oraz łopatki. Wartości kątów dla łopatek mamy:  $\beta_1 = \beta_2 = 27^\circ 10'$ . Szerokość łopatek przyjmujemy  $= 10 \text{ m/m}$ ; promień  $r = 6 \text{ m/m}$ ; szerokość strumienia  $a \cong 0,5 r = 3,07 \text{ m/m}$ ; podziałka  $\tau = \frac{a}{\sin \beta_1} = \frac{3,07}{0,457} = 6,72 \text{ m/m}$ , jeśli nie uwzględnimy grubości krawędzi łopatek.

### § 23. Osiowe turbiny akcyjne o stopniowaniu prędkości.

Obliczanie turbin tego rodzaju przeprowadza się w sposób podobny do podanego w § 22, np. jednostopniową turbinę Curtis'a o dwóch stopniach prędkości następująco

$$1) \text{ Dysza. } c_0 = 91,5 \sqrt{i_1 - i_2}; \quad c_1 = \varphi \cdot c_0; \quad A \cdot Z = A \cdot (1 - \varphi^2) \cdot \frac{c_0^2}{2g}.$$

$$2) \text{ Pierwszy wieniec wirnika. (Oznaczanie prędkości patrz rys. 20 i 71). Przyjmuje-}$$

$$\text{my } \alpha_1 \text{ i } u, \text{ a znajdujemy } w_1 \text{ i } \beta_1, \text{ oraz } w_2 = \psi \cdot w_1; \quad A \cdot Z_1 = A \cdot (1 - \psi^2) \cdot \frac{w_1^2}{2g}.$$

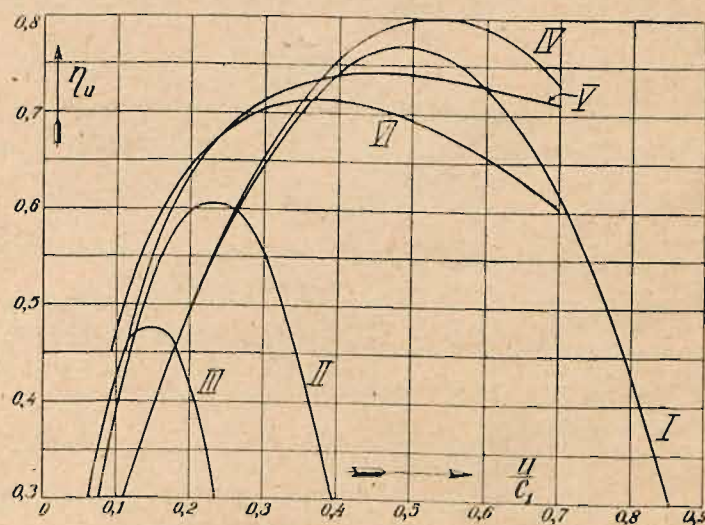
Po przyjęciu kąta  $\beta_2$  znajdujemy  $c_2$  i  $\alpha_2$ .







Przy obliczaniu turbin Curtis'a o kilku stopniach ciśnienia stosuje się często te same prędkości pary w poszczególnych stopniach ciśnienia. Najpierw dzielimy tutaj adyabatyczny spadek ciepłota na równe części, odpowiednio do wymaganej liczby stopni ciśnienia i obliczamy dla jednego stopnia ciśnienia (t. j. dla jednej części spadku ciepłota) straty oraz dla całej turbiny termodynamiczną sprawność efektywną  $\eta_e$ . Dalsze obliczenie przeprowadzamy na mocy założenia, że suma strat w poszczególnych stopniach ciśnienia pozostaje niezmienną i równa się obliczonej. Ponieważ para przed II i III stopniem ciśnienia posiada, z powodu odzyskania części strat ciepła, większą ilość ciepłota niż odpowiada adyabatycznej ekspansji pary, przeto należy, w celu uzyskania równych prędkości pary we wszystkich stopniach ciśnienia,



Rys. 70.

przyjąć w pierwszym stopniu większy spadek ciepłota niż wynika z podziału całkowitego adyabatycznego spadku ciepłota na równe części. Po podziale spadku ciepłota z uwzględnieniem odzyskanych strat ciepła na równe części przeprowadzamy obliczenie na nowo, pozostawiając jednakże sumę strat poprzednio obliczonych niezmienną.

Zaznaczyć należy, że stosowanie równych prędkości w poszczególnych stopniach ciśnienia nie jest konieczne, że pożądane jest nawet używanie w pierwszych stopniach większych prędkości pary (patrz rys. 20).

Przykład. Obliczyć turbinę Curtis'a (jedno koło z dwoma wieńcami łopatkowymi) o mocy 60 kW, mierzonej przy sprzęgle pomiędzy turbiną i dynamo;  $p_1 = 11$  atm abs.; para sucha ( $x = 1$ ); przeciwpężność  $p_2 = 2,5$  atm. abs.;  $n = 4500$  obr./min.

Wykres prędkości.

Z tablic J — S znajdujemy:  $i_1 = 664$  ciepł.;  $i_2 = 601$  ciepł.

$$i_1 - i_2 = 63 \text{ ciepł.}$$

$$c_0 = 91,5 \cdot \sqrt{63} = 726 \text{ m/sek. Przyjmujemy } \varphi = 0,95;$$

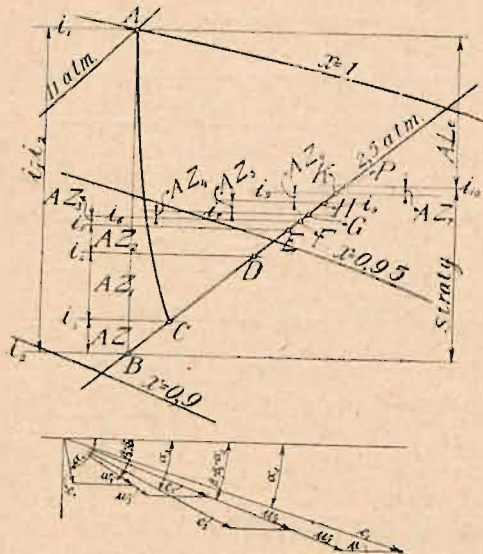
$$c_1 = \varphi \cdot c_0 = 0,95 \cdot 726 \approx 690 \text{ m/sek.}$$

Przyjmujemy średnicę, mierzoną do środka wysokości łopatek,  $D = 500$  mm oraz  $\alpha_1 = 17^\circ$ .

$$u = \frac{\pi \cdot 0,5 \cdot 4500}{60} = 117,8 \text{ m/sek.}$$



Z wykresu prędkości (rys. 71) znajdujemy  $w_1 = 578,5 \text{ m/sek.}$ ;  $\beta_1 = 20^\circ 30'$ . Dalej przyjmujemy  $\beta_2 = \beta_1$  oraz  $\psi$  o około 2% mniejsze, niż wynika z rys. 55 przy  $\beta_1 + \beta_2 = 41^\circ$ , czyli  $\psi \approx 0,82$ ;



Rys. 71.

$$w_2 = 0,82 \cdot 578,5 \approx 474 \text{ m/sek.}$$

Z wykresu prędkości znajdujemy:  $c_2 = 366 \text{ m/sek.}$ ;  $\alpha_2 = 26^\circ 50'$ . Przyjmujemy:  $\alpha_3 = \beta_1$  oraz przy  $\alpha_2 + \alpha_3 = 47^\circ 20'$  podług rys. 55 jak wyżej  $\psi_k = 0,83$ .

$$c_3 = 0,83 \cdot 366 \approx 304 \text{ m/sek.}$$

Z wykresu prędkości znajdujemy:  $w_3 = 198 \text{ m/sek.}$ ;  $\beta_3 = 32^\circ 30'$ . Przyjmujemy:  $\beta_4 = \beta_3$ ;  $\psi_1 = 0,81$  (rys. 55 jak wyżej);

$$w_4 = 0,81 \cdot 198 \approx 160 \text{ m/sek.}$$

Z wykresu prędkości znajdujemy  $c_4 = 88 \text{ m/sek.}$ ;  $\alpha_4 = 78^\circ 15'$ .

Straty 1 kg pary:

- 1) w dyszy . . . . .  $A \cdot Z = \frac{1}{427} (1 - 0,95^2) \frac{726^2}{2 \cdot 9,81} \approx 6,12 \text{ ciepł.}$
- 2) w I wieńcu wirnika .  $A \cdot Z_1 = \frac{1}{427} (1 - 0,82^2) \frac{578,5^2}{2 \cdot 9,81} \approx 13,06 \text{ „}$
- 3) w kierownicy . . . .  $A \cdot Z_2 = \frac{1}{427} (1 - 0,83^2) \frac{366^2}{2 \cdot 9,81} \approx 4,96 \text{ „}$
- 4) w II wieńcu wirnika  $A \cdot Z_3 = \frac{1}{427} (1 - 0,81^2) \frac{198^2}{2 \cdot 9,81} \approx 1,61 \text{ „}$
- 5) strata wylotowa . . .  $A \cdot Z_4 = \frac{1}{427} \cdot \frac{88^2}{2 \cdot 9,81} = \dots \approx 0,92 \text{ „}$

---


$$AL_s \approx 26,67 \text{ ciepł.}$$

$$i_1 - i_2 = AL_v = 63,00 \text{ „}$$

---


$$AL_u = 36,33 \text{ ciepł.}$$

$$\eta_u = \frac{36,33}{63} \approx 0,577.$$

Na rozpryskiwanie i nieszczelności przyjmujemy 5% adiabaticznego spadku ciepła, czyli  $A \cdot Z_s = 0,05 \cdot 63 = 3,15 \text{ ciepł.}$ ;  $26,67 + 3,15 = 29,82 \text{ ciepł.}$

$$\eta'_u = \frac{63 - 29,82}{63} \approx 0,526.$$

Straty tarcia i wentylacji obliczamy jak następuje:

Po wyjściu pary z dyszy przy  $i_3 = i_2 + AZ = 607,12 \text{ ciepł.}$  (na rys. 71 punkt C) z tablic  $J-S$  znajdujemy  $x = 0,92$ ; para sucha przy 2,5 atm, abs. (w/g tabel Schuelego)



posiada objętość właściwą  $v = 0,735 \text{ m}^3/\text{kg}$ , czyli dla punktu  $C$  otrzymamy dla pary wilgotnej:

$$v_3 = 0,92 \cdot 0,735 \cong 0,676 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Po wyjściu z I wieńca wirnika przy  $i_4 = i_3 + A$ .  $Z_1 = 620,18$  ciepł. (punkt  $D$ ) znajdziemy  $x = 0,945$ ;

$$v_4 = 0,945 \cdot 0,735 \cong 0,695 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Po wyjściu z kierownicy przy  $i_5 = i_4 + A$ .  $Z_2 = 625,14$  ciepł. (punkt  $E$ ) znajdziemy  $x = 0,955$ ;

$$v_5 = 0,955 \cdot 0,735 \cong 0,701 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Po wyjściu z II wieńca wirnika przy  $i_6 = i_5 + A$ .  $Z_3 = 626,75$  ciepł. (punkt  $F$ ) znajdziemy  $x = 0,958$ ;

$$v_6 = 0,958 \cdot 0,735 \cong 0,704 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Średnio otrzymamy:

$$v = \frac{v_3 + v_4 + v_5 + v_6}{4} = 0,694 \text{ czyli } \gamma = \frac{1}{0,694} \cong 1,44 \text{ kg/m}^3.$$

Mnożąc wzór (55) przez 1,3 i zakładając  $\varepsilon = 0,9$  oraz  $l = 14 \text{ m/m}$  otrzymamy z powyższego:

$$N_r = 3,01 \text{ KM}.$$

Zużycie pary.

$$N_e = 60 \cdot 1,36 \cong 81,6 \text{ KM}_e.$$

Przyjmując  $\eta_m = 0,94$ , otrzymamy  $N_i = \frac{81,6}{0,94} = 87 \text{ KM}_i$ ;  $N_m = N_i - N_e = 87 - 81,6 = 5,4 \text{ KM}$ .

$$\eta_e = 0,526 \cdot \frac{81,6}{81,6 + 3,01 + 5,4} \cong 0,477.$$

Teoretyczne zużycie pary na 1 KM/godz. wynosi:

$$G_0 = \frac{632,3}{63} \cong 10,04 \text{ kg}.$$

Rzeczywiste zużycie pary na 1  $\text{KM}_e$ /godz.:

$$G_e = \frac{10,04}{0,477} \cong 21,1 \text{ kg}.$$

Zużycie pary przez turbinę na 1 sek.:

$$G_{\text{sek}} = \frac{21,1 \cdot 81,6}{3600} \cong 0,479 \text{ kg}.$$



## Bilans ciepła.

- 1) Straty w dyszy . . . . .  $A \cdot Z = 6,12$  ciepł.;  $i_8 = 607,12$  ciepł.; p.  $C$ ;
- 2) „ w I wieńcu wirnika . . .  $A \cdot Z_1 = 13,06$  „ ;  $i_4 = 620,18$  „ ; „  $D$ ;
- 3) „ w kierownicy . . . . .  $A \cdot Z_2 = 4,96$  „ ;  $i_5 = 625,14$  „ ; „  $E$ ;
- 4) „ w II wieńcu wirnika . . .  $A \cdot Z_3 = 1,61$  „ ;  $i_6 = 626,75$  „ ; „  $F$ ;
- 5) „ wylotowe . . . . .  $A \cdot Z_4 = 0,92$  „ ;  $i_7 = 627,67$  „ ; „  $G$ ;
- 6) „ rozpryskiwania i t. d. . .  $A \cdot Z_5 = 3,15$  „ ;  $i_8 = 630,82$  „ ; „  $H$ ;
- 7) „  $N_r = \frac{75 \cdot 3,01}{427 \cdot 0,479}$  . . .  $A \cdot Z_6 = 1,10$  „ ;  $i_9 = 631,92$  „ ; „  $K$ ;
- 8) „  $N_m = \frac{75 \cdot 5,4}{427 \cdot 0,479}$  . . .  $A \cdot Z_7 = 1,98$  „ ;  $i_{10} = 633,90$  „ ; „  $P$ ;

Suma strat . . . = 32,90 ciepł.

$$i_1 - i_2 = 63,00 \text{ „}$$

$i_1 - i_{10} = 664 - 633,90 = 30,10$  ciepł. pozostaje z 1 kg pary na użyteczną pracę mechaniczną.

## Dysze.

Ze wzorów (18) i (19) dla pary suchej ( $x=1$ );  $p_1 = 11$  atm. abs.;  $v = 0,1815 \text{ m}^3/\text{kg}$  (w/g Schuele'go) znajdziemy:

$$c_m = 323 \sqrt{11 \cdot 0,1815} \cong 457 \text{ m/sek.}$$

$$p_m = 0,5774 \cdot 11 \cong 6,35 \text{ atm. abs.}$$

Z tablic  $J-S$  dla punktu przecięcia krzywej  $p_m$  z krzywą przemiany znajdujemy  $x = 0,964$ . Dla pary suchej przy 6,35 atm. abs. jest  $v = 0,3054 \text{ m}^3/\text{kg}$ , czyli

$$v_m = 0,964 \cdot 0,3054 \cong 0,294 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Zakładamy 4 dysze, które mają pracować przy pełnym obciążeniu turbiny i obliczamy dla jednej dyszy:

$$F_m = \frac{0,479 \cdot 0,294}{4 \cdot 457} = 77 \text{ m/m}^2.$$

Dla przekroju kwadratowego bok kwadratu wyniesie 8,78 m/m.

Ponieważ  $c_1 = 690 \text{ m/sek}$ , zaś  $v_3 = 0,676 \text{ m}^3/\text{kg}$ , przeto przekrój końcowy dyszy wyniesie:

$$F_2 = \frac{0,479 \cdot 0,676}{4 \cdot 690} = 117,4 \text{ m/m}^2.$$

Wykonamy przekrój prostokątny o wysokości  $W = 8,78 \text{ m/m}$  i szerokości  $\sim 13,4 \text{ m/m}$ ; wówczas ścięta długość dyszy wyniesie:  $\frac{13,4}{\sin \alpha_1} \cong 45,7 \text{ m/m}$ .

$$\varepsilon = \frac{\pi \cdot 500 - 4 \cdot 45,7}{\pi \cdot 500} = 0,883.$$

Przy obliczaniu pracy tarcia i wentylacji przyjęto  $\varepsilon = 0,9$ , różnica jest bardzo mała i nie wymaga poprawek w obliczeniu.

Aby mieć możliwość przeciążania turbiny, wykonamy 6 dysz; — dopływ pary do tych dwóch dysz dodatkowych jest otwierany ręcznie.



## Łopatkki.

Pierwszy wieniec wirnika:

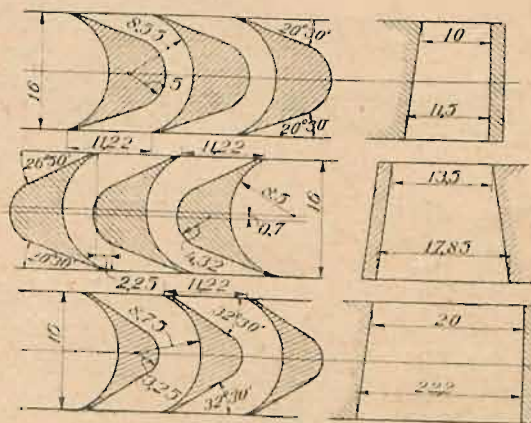
a) na wlocie  $f_1 = \frac{G_{\text{nek}} \cdot v_3}{c_1 \cdot \sin \alpha_1} = \frac{0,479 \cdot 0,676}{690 \cdot 0,2924} \cong 1591 \text{ m/m}^2$ , a w stosunku do jednej dyszy  $\frac{1591}{4} \cong 398 \text{ m/m}^2$ .

Przyjmujemy:  $s = 16 \text{ m/m}$ ;  $r = 8,55 \text{ m/m}$  (rys. 72), szerokość strumienia  $a_1 \cong 0,46 r = 3,93 \text{ m/m}$ ; stąd otrzymamy podziałkę:

$$\tau = \frac{3,93}{\sin \beta_1} = \frac{3,93}{0,35} = 11,22 \text{ m/m},$$

jeśli nie uwzględnimy grubości krawędzi łopatkki.

Liczba łopatek  $\frac{\pi \cdot 500}{11,22} = 140$ . Przekrój wylotowy dyszy nakrywa całkowicie kanałków łopatkowych:  $\frac{45,7}{11,22} \cong 4$ . Wol-



Rys. 72.

ny przekrój wlotowy, jednego kanałka  $\frac{398}{4} = 99,5 \text{ m/m}^2$ . Wysokość łopatek  $l_1 = \frac{99,5}{11,22} \cong 8,85 \text{ m/m}$ . Ponieważ przy obliczaniu wolnych przekrojów w kanałkach wirnika nie uwzględniono grubości końców łopatek, przeto zwiększamy teoretyczną wysokość łopatek  $l_1$  przez wprowadzenie współczynnika 0,97, czyli  $l_1 = \frac{8,85}{0,97} = 9,15 \text{ m/m}$ . Wykonamy  $l_1 = 10 \text{ m/m}$ .

b) na wylocie zakładamy  $a_2 = a_1$ ;

$$l_2 = l_1 \frac{v_4 \cdot w_1 \cdot \sin \beta_1}{v_3 \cdot w_2 \cdot \sin \beta_2} = 9,15 \frac{0,695 \cdot 578,5}{0,676 \cdot 474} \cong 11,47 \text{ m/m};$$

Wykonamy  $l_2 = 11,5 \text{ m/m}$ .

## Kierownica.

Podziałka ta sama, jak w pierwszym wieńcu wirnika. Teoretyczna wysokość łopatek na wlocie:  $l_3 = l_2 = 11,47 \text{ m/m}$ ; wykonamy  $l_3 = 13,5 \text{ m/m}$ .

Na wylocie  $l_4 = l_3 \cdot \frac{v_5 \cdot c_2 \cdot \sin \alpha_2}{v_4 \cdot c_3 \cdot \sin \alpha_3} = 11,47 \frac{0,701 \cdot 366 \cdot 0,45}{0,695 \cdot 304 \cdot 0,35} \cong 17,85 \text{ m/m}$ ; wykonamy  $l_4 = 17,85 \text{ m/m}$ .

## Drugi wieniec wirnika.

Podziałka, jak w pierwszym wieńcu wirnika. Teoretyczna wysokość łopatek na wlocie:  $l_5 = l_4 = 17,85 \text{ m/m}$ ; wykonamy  $l_5 = 20 \text{ m/m}$ .

Na wylocie  $l_6 = l_5 \cdot \frac{v_6 \cdot w_3 \cdot \sin \beta_3}{v_5 \cdot w_4 \cdot \sin \beta_4} = 17,85 \frac{0,704 \cdot 198}{0,701 \cdot 160} = 22,2 \text{ m/m}$ ; wykonamy  $l_6 = 22,2 \text{ m/m}$ .

Przykład. Obliczyć turbinę Curtis'a (jedno koło z dwoma wiencami łopatkowymi) o mocy 60 KW, mierzonej przy sprzęgle pomiędzy turbiną a dynamo;  $p_1 = 11 \text{ atm. abs.}$ ;



para sucha ( $x = 1$ ); przeciwpężność  $p_2 = 2,5$  atm. abs.;  $n = 4500$  obr./min. Wszystkie kąty wylotowe łopatek mają być mniejsze od wlotowych.

Wykres prędkości.

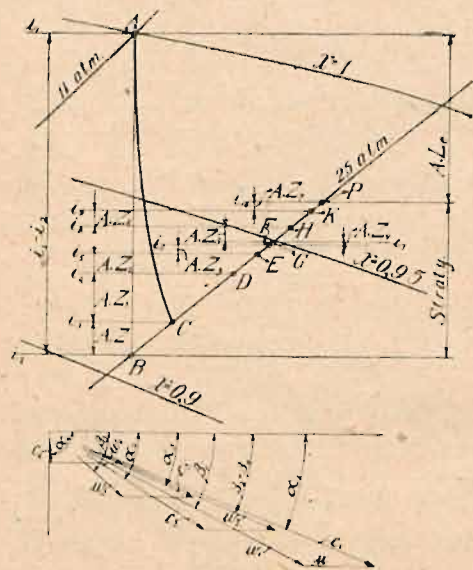
Z tablic  $J - S$  znajdujemy:  $i_1 = 664$  ciepł.;  $i_2 = 601$  ciepł.

$$i_1 - i_2 = 63 \text{ ciepł.}$$

$c_0 = 91,5 \sqrt{63} \cong 726$  m/sek. Przyjmujemy  $\varphi = 0,95$ ;

$$c_1 = \varphi \cdot c_0 = 0,95 \cdot 726 \cong 690 \text{ m/sek.}$$

Przyjmujemy średnicę, mierzoną do środka wysokości łopatek,  $D = 590$  m/m oraz  $\alpha_1 = 22^\circ$ ;



Rys. 73.

$$u = \frac{\pi \cdot 0,59 \cdot 4500}{60} \cong 139 \text{ m/sek.}$$

Z wykresu prędkości (rys. 73) znajdujemy:  $w_1 = 563$  m/sek.;  $\beta_1 = 27^\circ 5'$ . Dalej przyjmujemy  $\beta_2 = 23^\circ$  oraz  $\psi$  o około 2% mniejsze, niż wynika z rys. 55 przy  $\beta_1 + \beta_2 = 50^\circ 5'$ , czyli  $\psi \cong 0,86$ ;

$$w_2 = 0,86 \cdot 563 \cong 484 \text{ m/sek.}$$

Z wykresu prędkości znajdujemy:  $c_2 = 360$  m/sek.;  $\alpha_2 = 31^\circ 50'$ . Przyjmujemy:  $\alpha_3 = 24^\circ$  oraz z rys. 55 jak wyżej  $\psi_k = 0,86$ ;

$$c_3 = 0,86 \cdot 360 \cong 310 \text{ m/sek.}$$

Z wykresu prędkości znajdujemy:  $w_3 = 191$  m/sek.;  $\beta_3 = 40^\circ 40'$ . Przyjmujemy:  $\beta_4 = 23^\circ$ ;  $\phi_1 = 0,805$  (rys. 55 jak wyżej);

$$w_4 = 0,805 \cdot 191 \cong 154 \text{ m/sek.}$$

Z wykresu prędkości znajdujemy:  $c_4 = 60$  m/sek.;  $\alpha_4 = 87^\circ$ .

Straty 1 kg pary:

1. w dyszy . . . .  $A \cdot Z = \frac{1}{427} (1 - 0,95^2) \frac{726^2}{2 \cdot 9,81} \cong 6,12$  ciepł.
2. w I wieńcu wirnika  $A \cdot Z_1 = \frac{1}{427} (1 - 0,86^2) \frac{563^2}{2 \cdot 9,81} \cong 9,85$  „
3. w kierownicy . .  $A \cdot Z_2 = \frac{1}{427} (1 - 0,86^2) \frac{360^2}{2 \cdot 9,81} \cong 4,03$  „
4. w II wieńcu wirnika  $A \cdot Z_3 = \frac{1}{427} (1 - 0,805^2) \frac{191^2}{2 \cdot 9,81} \cong 1,53$  „
5. strata wylotowa .  $A \cdot Z_4 = \frac{1}{427} \cdot \frac{60^2}{2 \cdot 9,81} \cong 0,43$  „

---


$$A L_s = 21,96 \text{ ciepł.}$$

$$i_1 - i_2 = A L_0 = 63,00 \text{ „}$$

---


$$A L_u = 41,04 \text{ ciepł.}$$

$$\eta_u = \frac{41,04}{63} \cong 0,651.$$



Na rozpryskiwanie i nieszczelności przyjmujemy 5% adyabatycznego spadku ciepła, czyli  $A \cdot Z_s = 0,05 \cdot 63 = 3,15$  ciepł.;  $21,96 + 3,15 = 25,11$ ;

$$\eta_{ps} = \frac{63 - 25,11}{63} \approx 0,601.$$

Straty tarcia i wentylacji obliczamy jak następuje:

po wyjściu pary z dyszy przy  $i_3 = i_2 + A \cdot Z = 607,12$  ciepł. (na rys. 73 punkt C) z tablic  $J - S$  znajdziemy  $x = 0,92$ ; para sucha przy 2,5 atm. abs. (w/g tabel Schuelego) posiada objętość właściwą  $v = 0,735 \text{ m}^3/\text{kg}$ , czyli dla punktu C otrzymamy dla pary wilgotnej:

$$v_3 = 0,92 \cdot 0,735 = 0,676 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Po wyjściu z I wieńca wirnika przy  $i_4 = i_3 + A \cdot Z_1 = 616,97$  ciepł. (punkt D) znajdziemy  $x = 0,939$ ;

$$v_4 = 0,939 \cdot 0,735 \approx 0,69 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Po wyjściu z kierownicy przy  $i_5 = i_4 + A \cdot Z_2 = 621$  ciepł. (punkt E) znajdziemy  $x = 0,947$ ;

$$v_5 = 0,947 \cdot 0,735 \approx 0,696 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Po wyjściu z II wieńca wirnika  $i_6 = i_5 + A \cdot Z_3 = 622,53$  ciepł. (punkt F) znajdziemy  $x = 0,95$ ;

$$v_6 = 0,95 \cdot 0,735 \approx 0,699 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Średnio otrzymamy:

$$v = \frac{v_3 + v_4 + v_5 + v_6}{4} \approx 0,69 \text{ m}^3/\text{kg}. \text{ czyli } \gamma = \frac{1}{0,69} \approx 1,45 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Mnożąc wzór (55) przez 1,3 i zakładając  $\epsilon = 0,9$  oraz  $l = 15 \text{ m/m}$ , otrzymamy z powyższego:

$$N_r \approx 6,67 \text{ KM}.$$

Zużycie pary.

$$N_r = 60 \cdot 1,36 \approx 81,6 \text{ KM}_r.$$

Przyjmując  $\eta_m = 0,94$ , otrzymamy  $N_i = \frac{81,6}{0,94} \approx 87 \text{ KM}_i.$

$$N_m = N_i - N_r = 87 - 81,6 = 5,4 \text{ KM}.$$

$$\eta_{ps} = 0,601 \cdot \frac{81,6}{81,6 + 6,67 + 5,4} \approx 0,524.$$

Teoretyczne zużycie pary na 1 KM/godz. wynosi:

$$G_0 = \frac{632,2}{63} \approx 10,04 \text{ kg}.$$

Rzeczywiste zużycie pary na 1 KM<sub>r</sub>/godz.:

$$G_r = \frac{10,04}{0,524} \approx 19,2 \text{ kg}.$$

Zużycie pary przez turbinę na 1 sekundę:

$$G_{sek} = \frac{19,2 \cdot 81,6}{3600} \approx 0,435 \text{ kg}.$$



## Bilans ciepła.

1.	Straty w dyszy	$A \cdot Z = 6,12$ ciepł.; $i_3 = 607,12$ ciepł.; punkt C
2.	" w I wieńcu wirnika	$A \cdot Z_1 = 9,85$ " ; $i_4 = 616,97$ " ; " D
3.	" w kierownicy	$A \cdot Z_2 = 4,03$ " ; $i_5 = 621,00$ " ; " E
4.	" w II wieńcu wirnika	$A \cdot Z_3 = 1,53$ " ; $i_6 = 622,53$ " ; " F
5.	" wylotowe	$A \cdot Z_4 = 0,43$ " ; $i_7 = 622,96$ " ; " G
6.	" rozpryskiwania i t. d.	$A \cdot Z_5 = 3,15$ " ; $i_8 = 626,11$ " ; " H
7.	" $N_r = \frac{75 \cdot 6,67}{427 \cdot 0,435}$	$A \cdot Z_6 = 2,69$ " ; $i_9 = 628,80$ " ; " K
8.	" $N_m = \frac{75 \cdot 5,4}{427 \cdot 0,435}$	$A \cdot Z_7 = 2,18$ " ; $i_{10} = 630,98$ " ; " P

Suma strat = 29,98 ciepł.

$$i_1 - i_2 = 63,00 \text{ "}$$

$i_1 - i_{10} = 664 - 630,98 = 33,02$  ciepł. pozostaje z 1 kg pary na użyteczną pracę mechaniczną.

Dysze. Ze wzorów (18) i (19) dla pary suchej ( $x = 1$ );  $p_1 = 11$  atm. abs.;  $v = 0,1815 \text{ m}^3/\text{kg}$  (w/g Schuelego) znajdziemy:

$$c_m = 323 \sqrt{11 \cdot 0,1815} \cong 457 \text{ m/sek}$$

$$p_m = 0,5774 \cdot 11 \cong 6,35 \text{ atm. abs.}$$

Z tablic  $J - S$  dla punktu przecięcia przywey  $p_m$  z krzywą przemiany znajdujemy  $x = 0,964$ . Dla pary suchej przy 6,35 atm. abs. jest  $v = 0,3054 \text{ m}^3/\text{kg}$ , czyli

$$v_m = 0,964 \cdot 0,3054 \cong 0,294 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Zakładamy 4 dysze, które mają pracować przy pełnym obciążeniu turbiny i obliczamy dla jednej dyszy:

$$F'_m = \frac{0,435 \cdot 0,294}{4 \cdot 457} \cong 69,9 \text{ m/m}^2.$$

Dla przekroju kwadratowego bok kwadratu wyniesie  $\sim 8,36 \text{ m/m}$ . Ponieważ  $c_1 = 690 \text{ m/sek.}$ , zaś  $v_3 = 0,676 \text{ m}^3/\text{kg.}$ , przeto przekrój końcowy dyszy wyniesie:

$$F_2 = \frac{0,435 \cdot 0,676}{4 \cdot 690} \cong 106,4 \text{ m/m}^2$$

Wykonamy przekrój prostokątny o wysokości  $W = 8,36 \text{ m/m}$  i szerokości  $\sim 12,72 \text{ m/m}$ ; wówczas ścięta długość dyszy wyniesie  $\frac{12,72}{\sin \alpha_1} \cong 34 \text{ m/m}$ .

$$\varepsilon = \frac{\pi \cdot 590 - 4 \cdot 34}{\pi \cdot 590} \cong 0,927.$$

Przy obliczaniu pracy tarcia i wentylacji przyjęto  $\varepsilon = 0,9$ , różnica jest bardzo mała i nie wymaga poprawek w obliczeniu.

Aby mieć możliwość przeciążania turbiny, wykonamy 6 dysz; — dopływ pary do tych dwóch dysz dodatkowych jest otwierany ręcznie.

Lopatki. Pierwszy wieniec wirnika:

$$\text{a) na wlocie } f_1 = \frac{G_{\text{sek}} \cdot v_3}{c_1 \cdot \sin \alpha_1} = \frac{0,435 \cdot 0,676}{690 \cdot 0,375} \cong 1137 \text{ m/m}^2,$$

a w stosunku do jednej dyszy  $\frac{1137}{4} = 284,4 \text{ m/m}^2$ . Przyjmujemy:  $s = 16 \text{ m/m}$ ;  $r = 8,85 \text{ m/m}$ ;



$\tau = 8,42 \text{ m/m}$  (rys. 74). Liczba łopatek  $\frac{\pi \cdot 590}{8,42} = 220$ . Przekrój wylotowy dyszy nakrywa całkowicie kanałków łopatkowych:  $\frac{34}{8,42} \cong 4$ . Wolny przekrój wlotowy jednego kanałka  $\frac{284,4}{4} = 71,1 \text{ m/m}^2$ . Wysokość łopatek  $l_1 = \frac{71,1}{8,42} \cong 8,44 \text{ m/m}$ . Uwzględniamy grubość końców łopatek na wlocie, wprowadzając współczynnik 0,97 czyli  $l_1 = \frac{8,44}{0,97} = 8,7 \text{ m/m}$ . Wykonamy  $l_1 = 9,5 \text{ m/m}$ .

b) na wylocie biorąc tą samą podziałkę, otrzymamy:  $l_2 = l_1 \frac{v_4 \cdot w_1 \cdot \sin \beta_1}{v_3 \cdot w_2 \cdot \sin \beta_2} = 8,7 \frac{0,69 \cdot 563 \cdot 0,456}{0,676 \cdot 484 \cdot 0,391} \cong 12 \text{ m/m}$ . Wykonamy  $l_2 = 12 \text{ m/m}$ .

Kierownica.

Podziałka ta sama, jak w łwieńcu wirnika. Teoretyczna wysokość łopatki na wlocie  $l_3 = l_2 = 12 \text{ m/m}$ . Wykonamy  $l_3 = 14 \text{ m/m}$ .

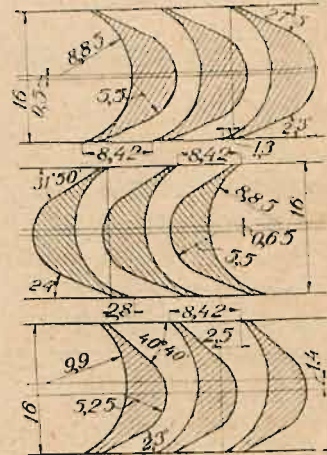
Na wylocie

$l_4 = l_3 \frac{v_5 \cdot c_2 \cdot \sin \alpha_2}{v_4 \cdot c_3 \cdot \sin \alpha_3} = 12 \frac{0,696 \cdot 360 \cdot 0,5274}{0,69 \cdot 310 \cdot 0,4067} \cong 18,23 \text{ m/m}$ . Wykonamy  $l_4 = 18,5 \text{ m/m}$ .

Drugi wieńiec wirnika.

Podziałka jak w pierwszym wieńcu wirnika. Teoretyczna wysokość łopatek na wlocie  $l_5 = l_4 = 18,23 \text{ m/m}$ . Wykonamy  $l_5 = 20,5 \text{ m/m}$ .

Na wylocie  $l_6 = l_5 \frac{v_6 \cdot w_3 \cdot \sin \beta_3}{v_5 \cdot w_4 \cdot \sin \beta_4} = 18,23 \frac{0,699 \cdot 191 \cdot 0,652}{0,696 \cdot 154 \cdot 0,4067} = 36,48 \text{ m/m}$ . Wykonamy  $l_6 = 36,5 \text{ m/m}$ .



Rys. 74.

## § 24. Moc maksymalna turbin osiowych.

Jak w opisie rodzajów turbin zaznaczono (str. 30), moc maksymalna turbiny przy pewnej liczbie obrotów jest określona przez wolny przekrój przepływowy dla pary w wieńcu łopatkowym ostatniego wirnika, więc przez średnicę tegoż wirnika i długość jego łopatek. Ponieważ z przyczyn, podanych na stronie 31 wykonywamy tę długość łopatek po stronie wylotowej  $l_2 \leq \frac{D_m}{5}$ , a tylko w wyjątkowych wypadkach używamy

dłuższych łopatek aż do  $l_2 = \frac{D_m}{3,5}$ , jeśli przez  $D_m$  oznaczmy średnią średnicę wieńca łopatkowego ostatniego wirnika, to wolny przekrój wylotowy ostatniego wirnika i moc maksymalna turbiny są określone przez wielkość średnicy  $D_m$ .

Moc maksymalną turbiny można wprawdzie powiększyć, jeśli zastosuje się większą prędkość wylotową  $c_2$ , lecz wtedy wzrosłaby niepomniernie strata wylotowa, a zatem powiększyłoby się zużycie pary. Ponieważ strata wylotowa nie powinna wynosić więcej niż 3% do 5% całkowitego adyabatycznego spadku ciepła w turbinie, czyli  $\zeta_a = 0,03$  do 0,05, przeto musimy stosownie wykonać wolny przekrój ostatniego wirnika.







Jeśli oznaczymy przez  $\eta_e$  — termodynamiczny efektywny współczynnik sprawności turbiny, a przez  $\eta_d$  — współczynnik sprawności generatora elektrycznego, to obliczamy zużycie pary na 1 kW·godz. ze wzoru:

$$G_{el} = \frac{632,3}{0,736 \cdot \eta_e \cdot \eta_d \cdot (i_1 - i_2)} \quad (97)$$

Moc maksymalna w kW, którą można osiągnąć zapomocą turbiny osiowej wynosi więc:

$$N_{kw} = \frac{3600 \cdot G_{sek}}{G_{el}} = \frac{3600 \cdot 91,5 \cdot \sin \alpha_2 \cdot \lambda \cdot \pi \cdot D_m \cdot l_2 \cdot \eta_e \cdot \eta_d \cdot (i_1 - i_2)^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{\zeta_a}}{858 \cdot v_k} \quad (98)$$

## § 25. Wielostopniowe osiowe turbiny akcyjne.

Opis tego systemu, podany w § 7, należy uzupełnić kilku uwagami, odnoszącymi się do obliczenia tych turbin. Podług wzorów (37) i (38) prędkość pary  $c_1$ , uzyskana przez ekspansję, jest proporcjonalną do pierwiastka z rozporządzalnego spadku ciepła. W turbinie akcyjnej o  $z$  stopniach ciśnienia, w której w każdym stopniu zamienia się na energję kinetyczną  $z$  — ta część całkowitego spadku ciepła, wynosi prędkość  $c_1$  w poszczególnym stopniu tylko  $\sqrt{z}$  — tą część tejże prędkości w jednostopniowej turbinie. Skutkiem tego przy zastosowaniu w obydwu rodzajach turbin tego samego stosunku  $u : c_1$ , może prędkość obwodowa  $u$  turbiny o  $z$  stopniach ciśnienia równać się  $\sqrt{z}$  — tej części tejże prędkości turbiny jednostopniowej, bez wywierania ujemnego wpływu na współczynnik  $\eta_m$ . W wielostopniowej turbinie akcyjnej można więc osiągnąć znacznie mniejsze prędkości obwodowe, czyli mniejszą liczbę obrotów i mniejsze średnice wirników, niż w jednostopniowej, zmniejszając zarazem ścieranie się łopatek z powodu zmniejszenia obciążenia jednostkowego tychże.

Wielostopniowe turbiny akcyjne można podzielić na dwa rodzaje:

I) turbiny, pracujące z mniejszą prędkością pary od prędkości krytycznej,

II) turbiny, pracujące z większą prędkością pary od prędkości krytycznej;

oczywiście często buduje się turbiny, w których para posiada w jednej części stopni mniejszą, a w drugiej części większą prędkość od krytycznej.

Wymienione dwa rodzaje turbin mogą pracować z wyzyskaniem wylotowej prędkości pary z pewnego wirnika w następnym stopniu ciśnienia, lub też bez tego wyzyskania. Wyzyskanie wylotowej prędkości, tworzącej prędkość wlotową w następnej kierownicy, wymaga umieszczenia kierownicy w małym odstępnie od wirnika poprzedniego stopnia, a następuje zawsze przy zasilaniu wirników na całym obwodzie, jeśli średnica  $D_m$  pozostaje ta sama.

Przy częściowym zasilaniu można wspomnianą prędkość wylotową również wyzyskać przez zasilanie wirników na tym samym łuku obwodowym w poszczególnych po sobie następujących stopniach ciśnienia. Turbiny tego rodzaju budują np. fabryki Oerlikon w Szwajcarii i Bergmann w Berlinie. Kilka wirników częściowo wysoko- i częściowo nisko- prężnej są tutaj zasilane na tym samym łuku obwodowym, skutkiem czego długość łopatek musi dość znacznie wzrastać w poszczególnych stopniach ciśnienia, — wirniki nisko- prężne, umieszczone w pobliżu wysokoprężnych w tej samej osłonie, są natomiast zasilane na całym obwodzie. W turbinach tych nie można więc wyzyskać wylotowej prędkości