

Chmielewski

Inż. Heliodor Chmielewski.

TURBINY WODNE

według wykładów

p. prof. Stanisława Zwierzchowskiego.

KOMISJA NAUKOWA KOŁA MECHANIKÓW
Studentów Politechniki Warszawskiej.

Zakł. Graf. F. REGULSKI, Warszawa.

SKŁAD GŁÓWNY
W KSIĘGARNI TECHNICZNEJ
PRACELNI WYBNIOWSKO
WARSZAWA - CZACKIEGO 15



Chmielewski

Inż. Heliodor Chmielewski.

TURBINY WODNE²

według wykładów

p. prof. Stanisława Zwierzchowskiego¹.

KOMISJA NAUKOWA KOŁA MECHANIKÓW
Studentów Politechniki Warszawskiej.

Zakł. Graf. F. REGULSKI, Warszawa.



nr. 484



~~Nr. inw. 13~~

BG03P/319-19

Wojciech

P R Z E D M O W A

Skrypt niniejszy jest wiernym odbiciem, tak co do zakresu jak i ujęcia, wykładów moich z turbin wodnych, którym poświęcam trzy godziny tygodniowo przez jeden semestr.

Autor uzupełnił notatki niektórymi dodatkowymi szczegółami, zaczerpniętymi z objaśnień dawanych podczas ćwiczeń na sali konstrukcyjnej, względnie z innych książek.

Stanisław Zwierzchowski

Profesor

Warszawa dn. 22. VI - 1939.

S p i s r z e c z y.

Rozdział I : Pojęcia podstawowe	str.	1
1. Postacie energii		1
2. Zasady budowy turbin wodnych		6
3. Założenia		8
4. Równanie bilansu		9
5. Teoria reakcji		18
A - Siła reakcji.Przewody stałe		18
B - Moment reakcji.Przewody stałe		29
C - Moment reakcji.Przewody wirujące		32
D - Moc reakcji.Przewody wirujące		37
Rozdział II : Silniki wodne		
6. Spadki wodne		41
7. Klasyfikacja turbin wodnych		47
8. Typy turbin		50
9. Równanie bilansu dla przepływu wody w turbinie.Turbina Francisa		58
Rozdział III :Zasady konstruowania turbin wodnych		
10. Normalne i najlepsze warunki pracy turbiny		65
11. Wejście bez uderzenia		68
12. Wyjście normalne		69

	13.	Najlepsza prędkość obwodowa	70
	14.	Cechy turbin wodnych	74
	15.	Warunki liczbowe współczynników charakterystycznych turbin wodnych	87
Rozdział	IV :	Turbiny śmigłowe	
	16.	Turbiny o stałych łopatkach	114
		Turbiny o nastawnych łopatkach	117
	18.	Projektowanie turbin osiowych	119
	19.	Moment obrotowy łopatki	128
Rozdział	V :	Zasilanie turbiny wodą	
	20.	Koła zasilające /kierownice/	131
	21.	Regulacja ilości wody	136
	22.	Praca regulacji	146
	23.	Spirala zasilająca	148
Rozdział	VI :	Odprowadzanie wody	
	24.	Rury ssące	158
	25.	Konstrukcja rur ssących	174
Rozdział	VII :	Działanie uboczne wody przepływającej przez wirnik	

	26.	Napór osłowy	181
Rozdział	VIII :		
	27.	Koło Peltona.	193
Rozdział	IX :		
	28.	Zjawisko kawitacji w turbinach wodnych /korozja i erozja/	204
Rozdział	X :	Charakterystyki.	
	29.	Wyznaczanie charakterystyk.	213
	30.	Zastosowanie charakterystyk.	
Rozdział	XI :	Regulacja.	
	31.	Samoregulowanie się turbin.	
	32.	Teoria regulacji.	
	33.	Turbiny regulowane.	
	34.	Automatyczna regulacja mechaniczna.	260
	35.	Regulatory izodromowe.	284
Rozdział	XII :		
	36.	Możliwości wyzyskania sił wodnych w Polsce.	238
		Literatura.	
		Spis rzeczy.	

Chmielowski

ROZDZIAŁ I^o.

POJĘCIA PODSTAWOWE

& 1. Postacie energii

Ciało o masie m , poruszające się z szybkością v posiada energję kinetyczną :

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{G}{g} \frac{v^2}{2} \quad [\text{kgm}] \quad / 1 /$$

gdzie G - oznacza ciężar danego ciała, g - przyspieszenie ziemskie.

Rzeka reprezentuje również pewien zasób energii który zależy od ilości i szybkości z jaką woda przepływa. Strumień wody przedstawia sobą bowiem masę ciągłą, dlatego też przy określaniu energii zawartej w nim, musimy uwzględnić czas. Mamy więc w tym przypadku do czynienia z pojęciem energii na sekundę, czyli z mocą. Jeżeli w pewnym

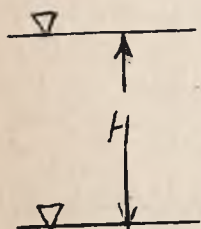
punkcie przekroju strugi przepływa $Q m^3$ wody w ciągu sekundy, to uwzględniając zależność między ciężarem i objętością $G = \gamma Q$, gdzie γ - ciężar właściwy Q - objętość, energię zawartą w tej strudze wyrazimy jako:

$$E = \gamma Q \frac{v^2}{2g} \quad [kgm/sek] \quad /2/$$

Jeżeli ciało spada z wysokości H , to szybkość

końcowa wyniesie: $v = \sqrt{2gH}$

a stąd: $H = \frac{v^2}{2g}$



Rys. 1.

Podstawiając równanie /2/ zamiast

$$\frac{v^2}{2g} = H \text{ otrzymamy:}$$

$$E = \gamma Q H \quad [kgm/sek] /3/$$

Widzimy stąd, iż jeżeli mamy dwa poziomy wody, przyczym różnica tych poziomów wynosi H , to posiadamy źródło energii, -trzeba tylko, aby woda w ilości $Q m^3/sek$ zaczęła płynąć ze zbiornika górnego do zbiornika dolnego. Innymi słowy: -przy różnicy poziomów H , - $Q m^3$ w ciągu sekundy przepływającej wody posiada energię:

$$E = \gamma Q H$$

Weźmy rurę o przekroju A wypełnioną wodą do wysokości H ciężar wody zawartej w tej rurze wyniesie:

$$G = AH\gamma$$

Hydrostatyczne ciśnienie zaś u dołu rury posiada wartość:

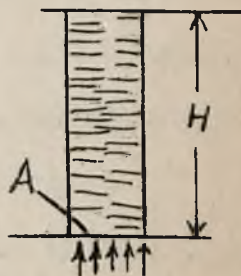
$$p = \frac{G}{A} = \frac{AH\delta}{A} = H\delta \quad [\text{kg/m}^2]$$

stąd:

$$H = \frac{p}{\delta} \quad /4/$$

wstawiając tą wartość do wzoru /1/ otrzymamy:

$$E = \delta Q \frac{p}{\delta} = pQ \quad [\text{kgm/sek}] /5/$$



Rys.2.

Ze wzoru powyższego wynika, iż ciśnienie np. w rurociągu może również być źródłem energii; a o ile ilość wody, płynąca pod tym ciśnieniem wynosi $Q \text{ m}^3/\text{sek}$, to będzie ona miała energię jedynie w postaci ciśnienia = $E = \delta Q \frac{p}{\delta}$

Z przytoczonych wyżej przykładów widzimy, że istnieją trzy postacie energii wodnej pochodzące z: 1/ ruchu / szybkość v / 2/ różnicy poziomów / spadek H / 3/ ciśnienia p -

w dalszych rozważaniach będziemy wszelkie wzory odnosili do 1.kg. wody, przepływającej przez badany przekrój w ciągu sekundy. Uwzględniając zatem że $G = \delta \cdot Q = 1 \text{ kg}$, wzory /2/, /3/ i /5/ przybiorą postać:

$$E = \frac{v^2}{2g} \quad [\text{kgm/sek}]$$

/ energia lkg. wody płynącej z szybkością U /

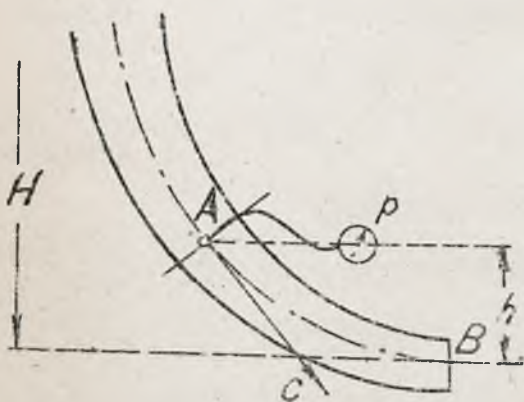
$$E = H \text{ [kqm/sek]}$$

/energia lkg. wody, spadającej z wysokości H /

$$E = \frac{\rho}{\gamma} \text{ [kqm/sek]}$$

/energia lkg. wody przepływającej w rurociągu pod wpływem ciśnienia hydrostatycznego /

Przypuśćmy teraz, że mamy rurę doprowadzającą wodę i musimy określić jaka jest energia w punkcie B .



Rys. 3.

Postępujemy w następujący sposób : w dogodnym p-cie A, znajdującym się w niewielkiej odległości od p. B, wstawiamy manometr i stwierdzamy tam ciśnienie p . Prędkość C z jaką woda przepływa wyliczymy z ilości wody, wypływającej z rury na sekundę, znając średnicę rury w badanym p-cie A. Znana jest także różnica poziomów h , między A i B. Wówczas energia wody w punkcie B wyrazi się:

$$E = \frac{\rho}{\gamma} + \frac{c^2}{2g} + h \quad / 6 /$$

Energię tą możemy utożsamiać z energią, pochodzącą wyłącznie od spadku H , wówczas nasz przybierze postać:

$$H = \frac{p}{\gamma} + \frac{c^2}{2g} + h \quad / \text{ m} /$$

Oznaczenie ilości energii wysokością H będziemy stosowali i dalej, bez względu na postać, w jakiej energia ta występuje. Mówić więc będziemy o energii spadku nawet tam, gdzie spadek ów nie będzie widoczny.

Energia wodna $\gamma Q H$ w potocznym języku zwana "siłą wodną", jako moc w koniach mech. wyrazi się:

$$HP = \frac{\gamma Q H}{75} \quad [KM] \quad / \text{ s} /$$

Mając moc tę do dyspozycji w przyrodzie, musimy ją dostosować do celów technicznych, dlatego używamy odpowiednich maszyn /silników/, które jednak niezależnie od konstrukcji, rozpraszają część dostarczonej energii wodnej, oddając do użytku tylko:

$$HP_e = \frac{\gamma Q H}{75} \eta \quad / \text{ s} /$$

gdzie η jest współczynnikiem skutku użytecznego.

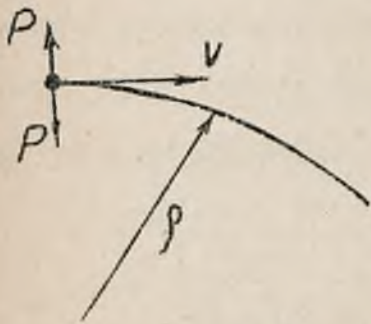
Z a s a d y b u d o w y t u r b i n w o d n y c h

Maszyny-silniki, przetwarzające energię, zawartą w wodzie, na pracę mechaniczną, mogą wykonywać ruch posuwisty /jak maszyna parowa/, bądź też ruch obrotowy jako koła nasię-, podsię-, śródsiębierne i turbiny. Z tych najważniejsze są turbiny, gdyż pracują one z najmniejszymi stratami. Działanie ich oparte jest na wykorzystaniu dwu zasadniczych praw fizyki: 1/ akcji i reakcji, oraz 2/ krzywolinijskiego biegu cząsteczki.

Jeżeli jakieś ciało porusza się z szybkością i żadne siły nań nie działają, to pozostaje ono w ruchu prostolinijszym; aby je zmusić do poruszania się po torze krzywolinijszym, musimy poddać to ciało działaniu siły dośrodkowej $P = \frac{mv^2}{r}$, zwróconej do chwilowego środka krzywizny toru. Z prawa akcji i reakcji wynika, iż cząsteczka poddana działaniu tej siły dośrodkowej, będzie oddziaływała na tor z siłą równą co do wielkości, lecz przeciwną co do kierunku sile dośrodkowej, a więc siłą /odśrodkowa/ P .

W turbinach strugę wody, którą mamy do dyspozycji przeprowadzamy przez zakrzywione kawałki t.zw. łopatki. Zmuszając wodę do tego rodzaju przepływu, otrzymujemy dzięki powyżej

Podanym dwóm prawom, pewną siłę z jaką woda cisnie na łopatkę. Jeśli więc łopatkę tę osadzimy w wieńcu, umocowanym na wale, to otrzymamy wówczas składową siłę obwodową P , a jeżeli nadto pod działaniem tej siły pozwolimy wieńcowi obracać się z szybkością v , wówczas uzyskamy na wale moc:



Rys. 4.

$$HP_e = P \cdot v$$

Pamiętając, że moc tą uzyskaliśmy, wyzyskując energię spadku wody H , możemy napisać:

$$HP_e = \frac{\gamma Q H}{75} \eta$$

gdzie η - sprawność turbiny.

Turbiny wodne należą do najbardziej sprawnych ma-

szyn. współczynnik η wynosi 0,8 - 0,94

Straty energii wodnej, przy zamianie

jej na moc turbiny, połączone są ze

zjawiskiem lepkości cieczy i chropo-

watości ścianek przewodów. Prócz strat

tarcia mamy jeszcze straty pochodzące

na skutek wirów i uderzeń, t.j. gwałtownych zmian kierunku



Rys. 5

i prędkości wody. Dochodzi jeszcze strata na wyjściu, gdyż, wyzyskując cały spadek wysokości $H = \frac{v^2}{2g}$ należałoby wodę całkowicie zatrzymać. Musimy jednak wodę z pod turbiny odprowadzać, czyli zostawić jej pewną prędkość, a więc zrezygnować z części energii spadku. Dlatego też nigdy nie osiągniemy sprawności równej 100 %, nawet gdyby woda była cieczą idealną.

3. Z a ł o ż e n i a

Do dalszych rozważań naszych potrzebne są pewne założenia, co do istoty cieczy i jej ruchu. Przyjmujemy że:

- 1/ woda jest nieściśliwa,
- 2/ przewody nie są elastyczne,
- 3/ cząsteczki wody płyną po określonych torach
/ istnieją tylko szybkości styczna do toru /,
które są osiami przewodu,
- 4/ w dowolnym rozpatrywanym przekroju - ciśnienie i szybkość wody w każdym punkcie/co ewentualnie znaczyć będzie, że dany strumień wody podzielimy na szereg strug o b.małym przekroju/ przekroju jest ta sama,
- 5/ istnieje ciągłość ruchu wody, t.zn. że gdy ciecz przepływa przez przekroje A_1 , A_2 , A_3 , ...

z prędkościami $C_1, C_2, C_3 \dots$, to jest spełniona zależność

$$A_1 C_1 = A_2 C_2 = \dots = \text{const.}$$

W dalszych rozważa-

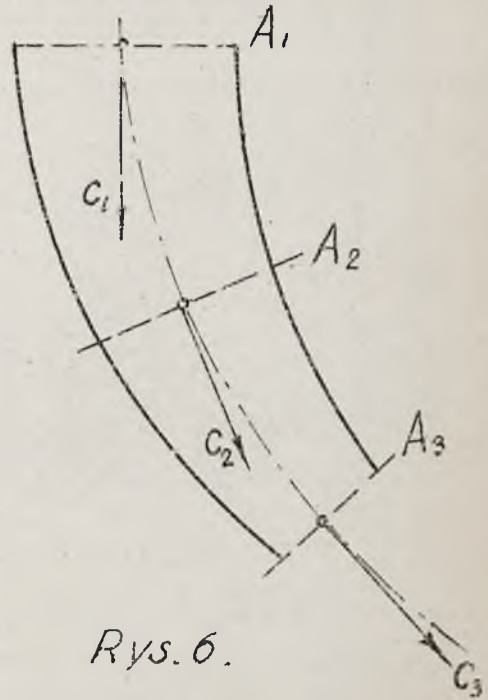
niach przekroje mierzyć będziemy w m^2 , objętości w m^3 , ciśnienia w kg/m^2 , prędkość w m/sek , przyspieszenia w m/sek^2 .

4. R ó w n a n i e b i l a n s u

Mamy nieruchomy prze-
wód, przez który płynie wo-
da. Przypuśćmy, że p.1 jest
zanurzony na głębokość H_1 od powierzchni wody w zbiorniku,
a p.2 na głębokości H_2 . W punktach tych mamy również
odpowiednie ciśnienie p_1 i p_2 , oraz prędkość C_1 i C_2 .

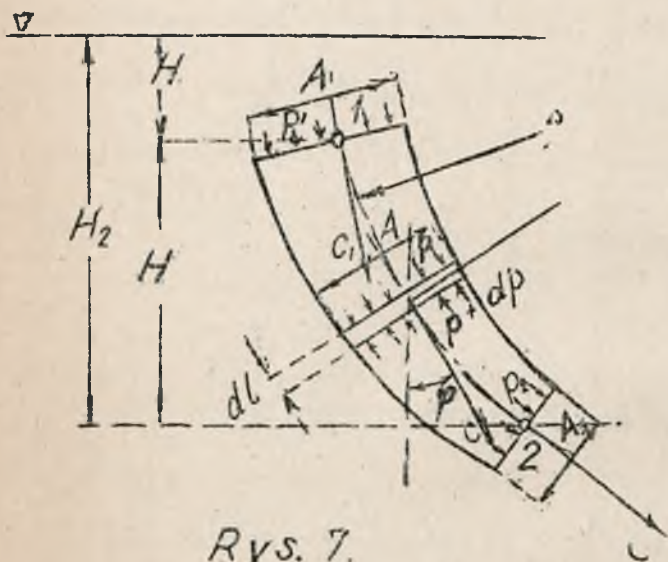
Weźmy pod uwagę cząstkę cieczy między punktami 1 i 2
Przypuszczając zgodnie z naszymi założeniami, że woda pły-
nie po osi przewodu. Grubość płytki elementarnej jest dl ,
zaś φ kąt jaki tworzy z pionem normalna do płytki, będąca
kierunkiem ruchu.

Na cząstkę wody w przekroju środkowym działa z góry



Rys. 6.

ciśnienie p , z dołu $p+dp$. Zbadajmy, jakie siły działają na tę cząsteczkę, a głównie jaka na nią działa siła wypadkowa



wa w kierunku ruchu. W kierunku z góry na płytkę elementarną działa siła $A_1 p$ w przeciwnym kierunku $A_2 (p+dp)$ poza tym ciężar własny płytki $A dl \gamma \cos \varphi$

Ponieważ woda płynie po torze zakrzywionym, zatem działa też siła dośrodkowa $\frac{mc^2}{\rho}$, siła ta jednak nie ma wpływu na ruch wody w przewodzie, gdyż działa prostopadle do toru wody. W przewodach mamy jeszcze do czynienia z oporem tarcł naskutek chropowatości ścianek. Opór ten wyrażamy słupem wody H_f , z czego na cząstkę długości dl przypada dH_f działający w kierunku przeciwnym do ruchu wody. Aby napisać równanie równowagi tych sił, musimy wysokość dH_f zamienić na siłę, co uzyskamy mnożąc dH_f przez $A \gamma$. Siły te działające na cząstkę masy $A \gamma dl$ wody, udziela jej pewnego przyspieszenia $\frac{dc}{dt}$, a zatem równanie równowagi będzie

$$m \frac{dc}{dt} = A \frac{dl}{g} \gamma \frac{dc}{dt} =$$

$$= Ap - A - (p + dp) + Adl \gamma \cos \varphi - A \gamma dH_f$$

a po przekształceniu:

$$A \frac{dl}{g} \gamma \frac{dc}{dt} = - Adp + Adl \gamma \cos \varphi - A \gamma dH_f$$

Dzielimy obydwie strony przez:

$$\frac{dl}{g} \cdot \frac{dc}{dt} = dl \cos \varphi - \frac{dp}{\gamma} - dH_f$$

$dl \cos \varphi$ jest to element wysokości równy dH zaś

$\frac{dl}{dt}$ jest szybkością C , a więc:

$$\frac{cdc}{g} = dH - \frac{dp}{\gamma} - dH_f$$

całkując od p.1 do p.2 otrzymamy:

$$\int_{c_1}^{c_2} \frac{cdc}{g} = \int_{H_1}^{H_2} dH - \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{\gamma} - \int_0^{H_f} dH_f$$

lub:

$$\frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} = H_2 - H_1 - \left(\frac{p_2}{\gamma} - \frac{p_1}{\gamma} \right) - H_f$$

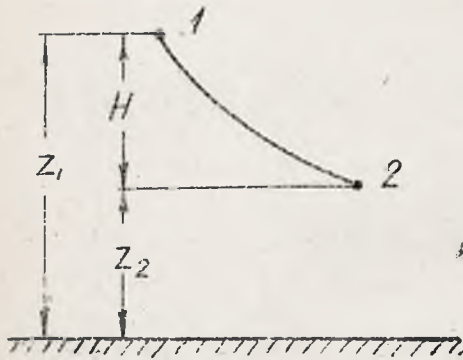
ponieważ $H_2 - H_1 = H$ więc:

$$\frac{p_2}{\gamma} + \frac{c_2^2}{2g} = \frac{p_1}{\gamma} + \frac{c_1^2}{2g} + H - H_f \quad / s /$$

Zależność powyższa w tej formie, nazywa się równaniem bilansu i jak widzimy jest to rozszerzone /bo uwzględniające stratę H_f /równanie Bernoulliego /7a/. Wyraża ono

iz energia, którą mamy na końcu przewodu $\left(\frac{c_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\delta}\right)$,
zawarta w każdym kilogramie wody opuszczającej przewód,

jest równa energii, jaką mieliśmy na początku $\left(\frac{c_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\delta}\right)$, więcej energii, jaką uzyskaliśmy dzięki spadkowi $(+H)$, mniej energia stracona na tarcie $(-H_f)$.



Rys. 8.

/ Równanie Bernoulliego

/rys. 8 /

$$\frac{p_1}{\delta} + \frac{c_1^2}{2g} + Z_1 = \frac{p_2}{\delta} + \frac{c_2^2}{2g} + Z_2 = \text{const}$$

$$\frac{p_2}{\delta} + \frac{c_2^2}{2g} = \frac{p_1}{\delta} + \frac{c_1^2}{2g} + (Z_1 - Z_2)$$

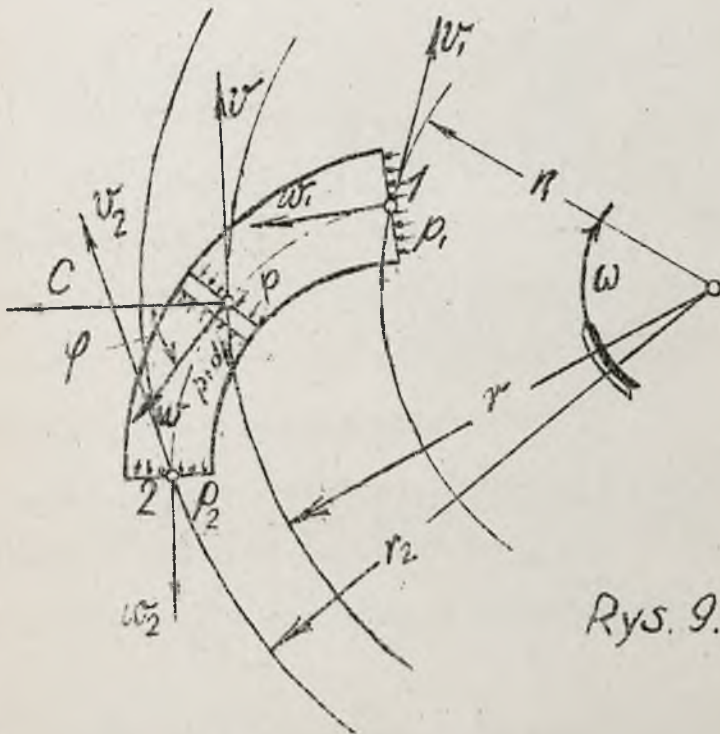
$$Z_1 - Z_2 = H$$

Rozpatrzmy teraz przewody, znajdujące się w ruchu. Przy prostoliniowym, jednostajnym ruchu przewodu, nie mamy żadnych nowych sił i całe równanie /9/ będzie dlań ważne z zastrzeżeniem, iż prędkości w równaniu występujące, są prędkościami względnymi. Prędkości względne oznaczać będziemy przez w , wówczas równanie bilansu będzie wyglą-

dało:

$$\frac{p_2}{\gamma} + \frac{w_2^2}{2g} = \frac{p_1}{\gamma} + \frac{w_1^2}{2g} + |H - H_f| \quad / 10 /$$

W turbinach mamy do czynienia z przewodami wirującymi. Przypuśćmy, że taki przewód wirujący leży w płaszczyźnie poziomej wówczas nie mamy żadnego spadku między punktem 1 i 2 /rys.9 /



Rys. 9.

Weźmy, jak poprzednio, pod uwagę elementarną płytke cieczy między punktami 1 i 2 przewodu, zostawiając również te same oznaczenia. Będą nam tylko szybkości unoszenia U_1 i U_2 w odpowiednich punktach 1 i 2.

Elementarna cząstka wody będzie się znajdowała pod działaniem sił już opisanych poprzednio, tylko, że obecnie siła ciężkości, działająca prostopadle do poziomego toru tej cząstki, nie wywrze żadnego wpływu na jej ruch, natomiast przybywa siła odśrodkowa C , działająca na cząsteczkę wzdłuż promienia. Możemy napisać, że siły te nadają cząsteczce przyspieszenia względne, a zatem:

$$m \frac{dw}{dt} = \frac{A dl}{g} \gamma \frac{dw}{dt} =$$

$$= Ap - A(p + dp) - A \gamma dH_f + C \cos \varphi$$

siła:

$$C = m r \omega^2 = \frac{A dl}{g} \gamma r \omega^2$$

a. zatem:

$$\frac{A dl}{g} \gamma \frac{dw}{dt} = Ap - A(p + dp) - A \gamma dH_f +$$

$$+ \frac{A dl}{g} \gamma r \omega^2 \cos \varphi$$

przekształcając to równanie i uwzględniając, że $dl \cos \varphi = dr$ oraz $\frac{dl}{dt} = w$, otrzymamy:

$$\frac{A}{g} \gamma r dr \omega^2 - A dp - A \gamma dH_f = \frac{A \gamma}{g} w dw$$

dzielimy równanie przez $A \gamma$:

$$\frac{r dr \omega^2}{g} - \frac{dp}{\gamma} - dH_f = \frac{\omega d\omega}{g}$$

Całkując od p.1 do p.2 czyli od r_1 do r_2 otrzymamy:

$$\frac{\omega_2^2}{2g} (r_2^2 - r_1^2) - \left(\frac{p_2}{\gamma} - \frac{p_1}{\gamma} \right) - H_f = \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{2g}$$

ponieważ prędkość obwodowa $v = \omega r$, zatem równanie przy-

bierze postać:

$$\frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} - \left(\frac{p_2}{\gamma} - \frac{p_1}{\gamma} \right) - H_f = \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{2g}$$

lub w formie bilansu:

$$\frac{\omega_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} = \frac{\omega_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} - H_f + \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g}$$

Widzimy, iż jest to równanie analogiczne do tego,

jakie otrzymaliśmy dla prostoliniowego ruchu przewodu,

tylko jest tu uwzględniona dodatkowa energia

$$\frac{v_2^2 - v_1^2}{2g}$$

powstała dzięki wirowaniu przewodu.

Jeśli przewód rozpatrywany nie leży w płaszczyź-

nie poziomej i mamy między punktami 1 i 2 spadek H , to

musimy go uwzględnić w równaniu bilansu. Otrzymujemy wów-

czas:

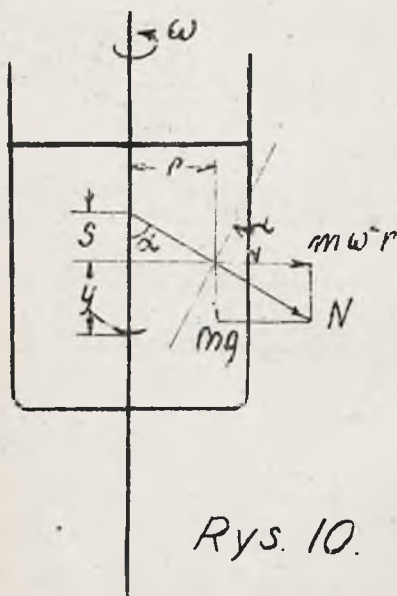
$$\frac{\omega_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} = \frac{\omega_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} - H_f + \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} + H \quad / 11 /$$

Sens fizyczny wyrazu $\frac{v_2^2 - v_1^2}{2g}$ możemy przedstawić w nas-

tępujący sposób. Jeśli mamy naczynie napełnione wodą, wi-

rujące dokoła swej osi, to powierzchnia wody znajdującej

się w naczyniu przyjmuje kształt paraboloidy obrotowej.



Rys. 10.

Równanie tej paraboloidy możemy wyprowadzić w następujący sposób: weźmy pod uwagę cząstkę cieczy o masie m , znajdującą się na powierzchni, w odległości r od osi obrotu. Na cząstkę tą działa siła dośrodkowa $m\omega^2 r$ i siła ciężkości mg , których wypadkowa N dla ruchu ustalonego

jest normalna do powierzchni cieczy. Z podobieństwa trójkątów napiszemy:

$$\frac{s}{r} = \frac{mg}{m\omega^2 r} \quad \text{stąd:} \quad s = \frac{g}{\omega^2} r = \text{const}$$

ponieważ S jest podnormalną i posiada stałą wartość, zatem rozważana krzywa jest parabolą o osi wpadającej w oś obrotu naczynia. Równanie paraboli będzie:

$$s = r \operatorname{ctg} \alpha = r \frac{dr}{dy}$$

$$r dr = s dy$$

$$r^2 = 2sy$$

lub:

a całkując otrzymamy:

lub:

gdzie v prędkość obwodowa.

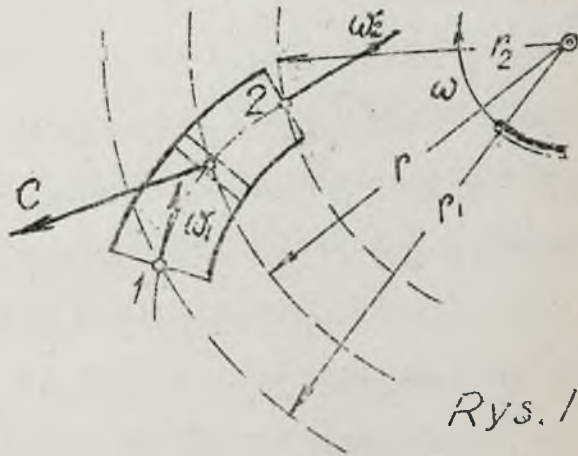
Różnica zaś poziomów między dwoma punktami, znajdującymi się na powierzchni cieczy wyniesie:

$$H' = y_2 - y_1 = \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g}$$

ponieważ każda różnica poziomów, jeżeli pod nią płynie woda, jest energią przeto trzeba ją dodatkowo uwzględnić w równaniu bilansu.

Rozważmy jeszcze jak przedstawia się rachunek bilansu przy zamianie punktów 1 i 2 - t.zn. jeżeli przewód będzie miał kształt poprzeczni, a woda będzie dążyć przewodem do osi obrotu/rys.11 /

Punkt 1 pozostaje jednak punktem wejścia wody, a p.2 punktem wyjścia. Siła odśrodkowa działałaby tu opóźniająco na ruch cieczy, a więc w równaniu poprzed-



Rys. 11.

nim musimy wstawić $-\int \frac{r dr \omega^2}{g}$, granice całkowania będą od r_2 do r_1 , pozatym wszystko bez zmian. Ponieważ jednak



$\int_{r_1}^{r_2} = \int_{r_1}^{r_2}$ więc otrzymamy dokładnie to samo równanie jak w wypadku poprzednim, gdy woda płynie od osi na zewnątrz.

Równanie zatem /11/ jest ważne dla każdego przebiegu wody w przewodach wirujących, o ile woda płynie od p.1 do p. 2. Liczbowo dla każdego przebiegu da ono inne wyniki, gdyż dla ostatnio rozpatrywanego wypadku wyraz $v_2^2 - v_1^2$ będzie miał wartość ujemną.

5 Teoria reakcji

A. Siła reakcji - Przewody stałe .

Weźmy przewód / łopatkę /, przez który płynie woda. Jeśli łopátka znajduje się w spoczynku, to mamy doczynienia z prędkościami bezwzględnymi C_1 i C_2 . Wprowadźmy układ współrzędnych $X Y$ i weźmy pod uwagę dowolny punkt M / rys.12 / na cząsteczkę, znajdującą się w punkcie M działają pewne siły. Przypuśćmy, że tych sił nie znamy, lecz wiemy tylko, że cząsteczka otrzymuje przyspieszenie $\frac{dc}{dt}$. wynika stąd, że wypadkowa tych sił, działająca w kierunku C , będzie równa:

$$F = m \frac{dc}{dt}$$

a zatem cząsteczka będzie reagowała z siłą $-F$ / równą F

lecz przeciwną do kierunku. Siłę F rozkładamy na dwie składowe wzdłuż osi współrzędnych.

Do tych sił zewnętrznych, dających wodzie przyspieszenie w kierunku jej ruchu, dochodzi jeszcze siła pochodząca od zakrzywionego toru. Wielkość tej siły wyrazimy jako:

$$C = \frac{mc^2}{\rho}$$

gdzie ρ - promień krzywizny toru w punkcie m , a C - siła wywierana przez łopatkę na cząsteczkę wody, aby ją zmusić do biegu po torze zakrzywionym. Cząsteczka wody będzie reagowała na łopatkę z siłą $-C$ /taką samą, lecz odwrotnie skierowaną. Siłę C rozłożymy również wzdłuż osi współrzędnych.

Całkowita siła wypadkowa, działająca na cząsteczkę wzdłuż osi x , będzie więc:

$$dP_x = F \sin \varphi + C \cos \varphi \quad /12 a /$$

a w kierunku osi y :

$$dP_y = F \cos \varphi - C \sin \varphi \quad /12 b /$$

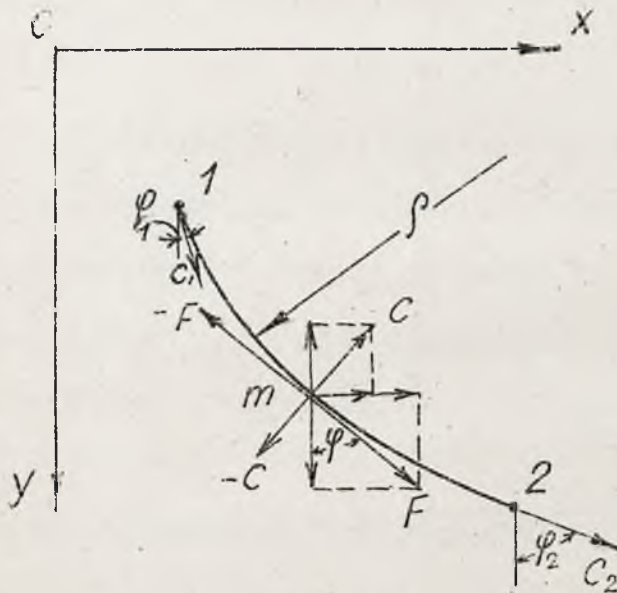
ponieważ $c = \rho \frac{d\varphi}{dt}$ zatem:

$$C = \frac{mc^2}{\rho} = mc \frac{c}{\rho} = mc \frac{d\varphi}{dt}$$

wstawiając to do równań /12a/ i /12b/ otrzymamy:

$$dP_x = m \frac{dc}{dt} \sin \varphi + mc \frac{d\varphi}{dt} \cos \varphi$$

$$dP_y = \frac{m}{dt} \cos \varphi - mc \frac{d\varphi}{dt} \sin \varphi$$



Rys. 12:

lub:

$$dP_x = \frac{m}{dt} (dc \sin \varphi + c \cos \varphi d\varphi)$$

$$dP_y = \frac{m}{dt} (dc \cos \varphi - c \sin \varphi d\varphi)$$

ponieważ:

$$dc \sin \varphi + c \cos \varphi d\varphi = d(c \sin \varphi)$$

$$d(c \cos \varphi) - c \sin \varphi d\varphi = d(c \cos \varphi)$$

zatem:

$$dP_x = \frac{m}{dt} d(c \sin \varphi)$$

$$dP_y = \frac{m}{dt} d(c \cos \varphi)$$

Całkując od p=1 do 2 otrzymamy:

$$P_x = \frac{m}{dt} (c_2 \sin \varphi_2 - c_1 \sin \varphi_1)$$

$$P_y = \frac{m}{dt} (c_2 \cos \varphi_2 - c_1 \cos \varphi_1)$$

Czynnik $\frac{m}{dt}$ oznacza masę na sekundę, co możemy przedstawić

jako:

$$\frac{m}{dt} = \gamma \frac{Q}{g}$$

gdzie Q - wyrażamy w m^3/sek , a zatem:

$$P_x = \frac{\gamma Q}{g} (c_2 \sin \varphi_2 - c_1 \sin \varphi_1)$$

$$P_y = \frac{\gamma Q}{g} (c_2 \cos \varphi_2 - c_1 \cos \varphi_1)$$

Wprowadźmy jeszcze inne oznaczenia, mianowicie:

$c_1 \sin \varphi_1$ - jest składową szybkości C_1 , w kierunku osi X ,

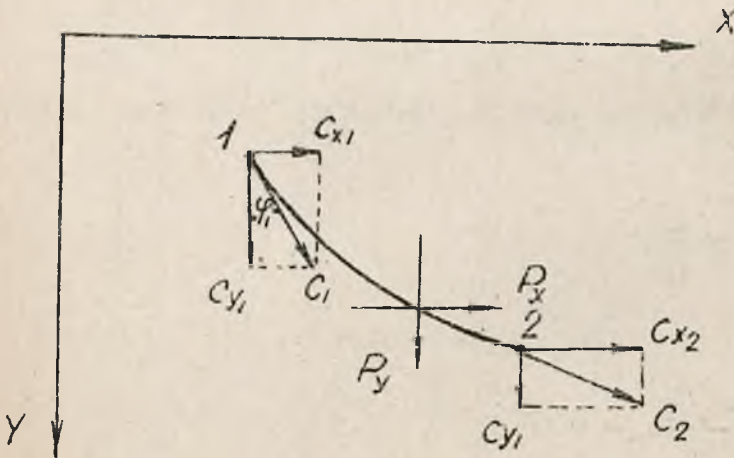
napiżemy więc: $C_{x1} = c_1 \sin \varphi_1$ - zaś $c_2 \sin \varphi_2$ jest skła-

dową C_2 w tymże kierunku, zatem $C_{x2} = c_2 \sin \varphi_2$, podobnie

oznaczymy: $C_{y1} = c_1 \cos \varphi_1$ i $C_{y2} = c_2 \cos \varphi_2$ wówczas:

$$\left. \begin{aligned} P_x &= \frac{\gamma Q}{g} (c_{x2} - c_{x1}) \\ P_y &= \frac{\gamma Q}{g} (c_{y2} - c_{y1}) \end{aligned} \right\} /13/$$

Są to równania, wyrażające nam składowe całkowitej siły, działającej na cząsteczkę wody, przyczym wyrazy w nawiasach przedstawiają całkowitą zmianę prędkości w przyjętych kierunkach /rys.13/



Rys. 13

Całkowita siła $P (P_x, P_y)$, pod której wpływem znajduje się cząsteczkę cieczy, przepływając przez łopatkę od p.1 do p.2, jest wynikiem oddziaływania toru na rozpatrywaną cząsteczkę; a zatem w z ó r / 13 / p r z e d - s t a w i a n a m w i e l k o ś ć s i ł y r e a k c j i

Przewodów stałych, przez które to przewody przepływa Q m³/sek wody z szybkością początkową i końcową C_2 .

Jako kierunki osi X i Y przyjęliśmy kierunki szybkości wody w krańcowym jej punkcie $1/2/C_2 (C_{x2}, C_{y2})$. Trzeba pamiętać o tym, rozpatrując przewody różnych kształtów. Np. dla prze-

wodu wskazanego na

/rys.14/ napiszemy:

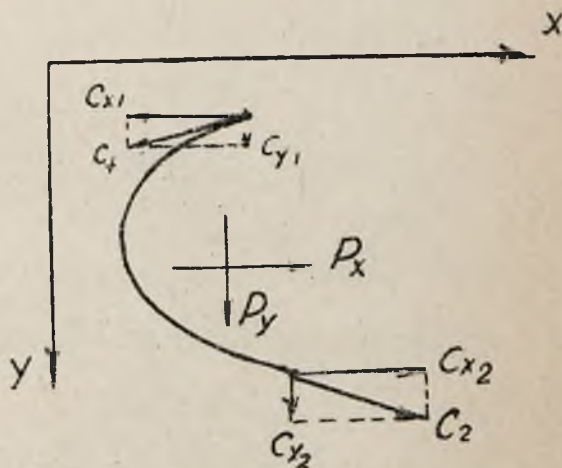
$$P_x = \frac{\delta Q}{g} [c_{x2} - (-c_{x1})]$$

czyli:

$$P_x = \frac{\delta Q}{g} (c_{x2} + c_{x1})$$

i bez zmian:

$$P_y = \frac{\delta Q}{g} (c_{y2} - c_{y1})$$



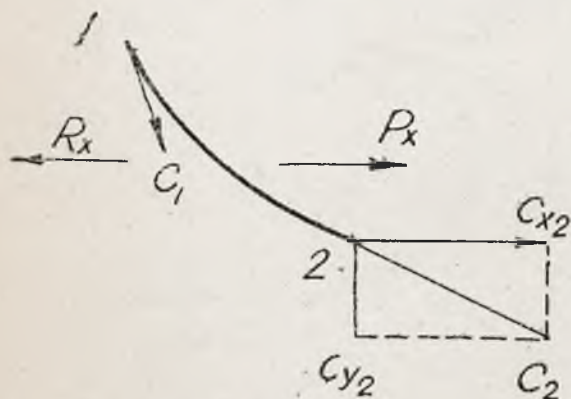
Rys. 14.

Widzimy zatem, że

i w tym przypadku wyrażenie na siłę działającą na cząsteczkę, oprócz stałego czynnika $\frac{\delta Q}{g}$, zawiera czynnik przedstawiający całkowitą zmianę prędkości. Stąd łatwo wysnuć następujący wniosek: tę samą siłę reakcji np. w kierunku osi można otrzymać za pomocą przewodów o różnych kształtach, byleby tylko wartość:

$$C_{x2} - C_{x1} = \text{const.}$$

Wniosek ten jest niezmiernie ważny, mówi nam bowiem, że przewód możemy zakrzywić dowolnie/gdyż promień krzywizny przewodu w ostateczne równanie na siłę reakcji nie wchodzi/, o ile całkowita zmiana prędkości w rozważanym kierunku pozostanie ta sama. A zatem, jeśli łopatką jest za-



Rys. 15

krzywiona /rys.15/, to żadaną reakcję toru, np. w kierunku osi X , osiąga się przy zachowaniu innych warunków, wtedy gdy c_{x2} jest duże, bo

$$P_x = \frac{\delta Q}{g} (c_{x2} - c_{x1})$$

a więc, gdy płynąca woda zwiększa szybkość z c_1 na c_2 , czyli otrzymuje w przewodach przyspieszenie. W ło-

patce zakrzywionej znacznie /rys.16/, przy zachowaniu tych samych warunków co poprzednio, dla uzyskania tej samej reakcji P_x , c_{x2} może być małe, gdyż

$$P_x = \frac{\delta Q}{g} (c_{x2} + c_{x1})$$

czyli woda może płynąć bez przyspieszeń.

Powyższe własności zakrzywionych przewodów mogą stanowić podstawę klasyfikacji turbin. Jeśli woda przepływa przez turbinę jak na rys.15, to widocznie pozostało przy

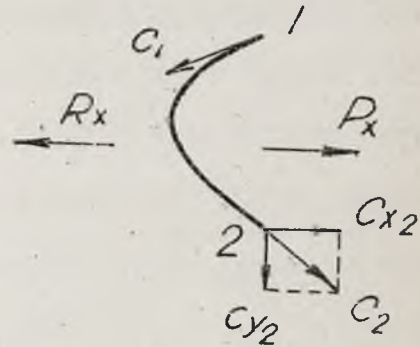
wejściu, w p.l. nadciśnienie, które przyspieszyło bieg wody z C_1 na C_2 . Turbiny, w któ-

rych takie zjawisko zachodzi nazywamy turbinami reakcyjnymi. Gdy zaś woda prze-

pływa przez wirnik jak na rys.16, to widocznie nie było nadciśnienia przy wej-

ściu w p.l., czyli cała energia ciśnienia została za-

mieniona na energię prędkości jeszcze przed wejściem wody na łopatkę wirnika. W tym wypadku mamy do czynienia z t.zw. turbiną reakcyjną.



Rys. 16.

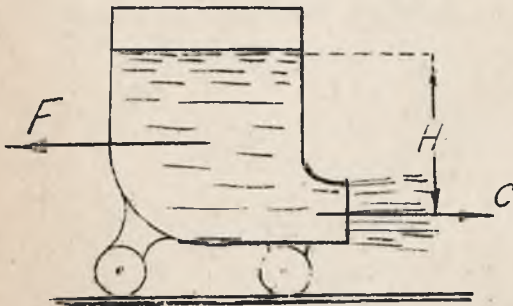
Określenie typów turbin, jako reakcyjne i akcyjne,

jest w rzeczywistości niefortunne, gdyż jak w jednym, tak i w drugim rodzaju turbin, moc pochodzi z siły reakcji łopatek naskutek działania przepływającej wody.

Racjonalne byłoby wprowadzenie nazwy: 1/ turbina ciśnieniowa /w przypadku przyspieszonego biegu wody przez łopatkę, gdy $C_2 > C_1$ /i 2/ turbina bezciśnieniowa gdy $C_2 < C_1$.

Wprowadzono do turbin określenie "reakcyjna" z następującego powodu. W fizyce rozpatrywane jest doświadczenie, polegające na tym, że z naczynia ustawionego na kółkach

wypływa woda przez otwór położony na głębokości H od poziomu wody w naczyniu. Wypływająca struga wody będzie popychała w kierunku przeciwnym / rys.17 /. Siła działająca



Rys 17.

na naczynie pochodzi, jak wiemy z całkowitej zmiany szybkości wody w kierunku poziomym. Ponieważ na początku prędkości w tym kierunku nie było, przeto siła

F wyraża się jako:

$$F = \frac{\gamma Q}{g} (c - 0) = \frac{\gamma Q c}{g}$$

Ilość wody możemy wyrazić za pomocą przekroju otworu i szybkości $Q = A \cdot c$ więc:

$$F = \gamma \frac{A c^2}{g} = \frac{2 \gamma A c^2}{2g}$$

ponieważ $\frac{c}{2g} = H$, więc:

$$F = 2 \gamma A H$$

gdzie γH oznacza ciśnienie statyczne słupa wody o wysokości H , czyli, że w naszym wypadku mamy siłę równą podwójnemu ciśnieniu słupa wody o przekroju A i wysokości H . Był czas kiedy zjawisko to wydawało się bardzo dziwne .

Stwierdzono je doświadczalnie i nie wnikając w przyczyny nazwano siłę popychającą naczynie siłą " reakcji", jako zjawisko silniejsze od zwykłej " akcji ". Odtąd też nazwa ta przeszła do turbin i obecnie mać tylko pojęcie o istotnym działaniu przepływającej przez turbinę wody.

Jak już stwierdziliśmy poprzednio, na cząsteczkę cieczy, przepływającą przez przewody stałe, oddziałują te przewody z siłą $P(P_x, P_y)$ równą:

$$P_x = \frac{\delta Q}{g} (c_{x2} - c_{x1})$$

$$P_y = \frac{\delta Q}{g} (c_{y2} - c_{y1})$$

W myśl prawa akcji = reakcji, cząsteczka cieczy będzie oddziaływała na przewody, po których płynie z siłą R , równą co do wielkości, lecz przeciwną co do kierunku sile P , mianowicie:

$$R = -P$$

czyli:

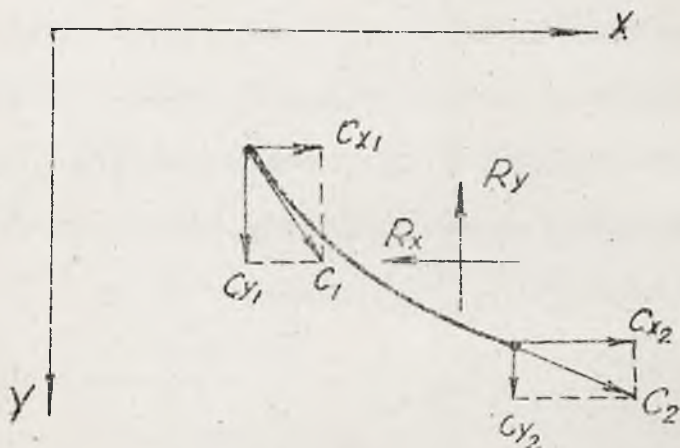
$$R_x = -\frac{\delta Q}{g} (c_{x2} - c_{x1})$$

$$R_y = \frac{\delta Q}{g} (c_{y2} - c_{y1})$$

/14/

Wielkość tej siły zależy, jak to już stwierdziliśmy poprzednio od całkowitej zmiany szybkości. Kierunek zaś

jest przeciwny kierunkowi C_2 (C_{x2}, C_{y2}), który obraliśmy za dodatni /rys.18/



Rys. 18.

Wyprowadzając równanie na siłę reakcji widzieliśmy, iż we wzór ostateczny /np.14 /nie wchodzi wcale krzywizna toru, co oznacza, iż obojętne jest /dla wzoru/, czy łopatki będą łagodne, czy też ostro zakrzywione, - a to dlatego, że wzór powyższy nie uwzględnia oporów przepływu wody. W rzeczywistości jednak uniknąć będziemy ostrych gwałtownych zmian kierunku gdyż okazałoby się wówczas, przy zachowaniu wszystkich innych warunków takich samych, że prędkość C_2 byłaby mniejsza, aniżeli w łopatkach łagodniej zakrzywionych, a to wskutek większych strat energii

między punktami 1 i 2 .

Gdyby przewód rozpatrywany wyżej był w ruchu prostoliniowym i jednostajnym, to nic w nim by się nie zmieniło. Nie byłoby bowiem żadnych dodatkowych sił, działających na cząsteczki, więc i dodatkowych przyspieszeń, przeto nie byłoby również żadnych dodatkowych sił reakcji. Składowe zatem siły reakcji wody, która wchodzi do przewodu z szybkością W_1 , a wychodzi z szybkością W_2 , byłyby:

$$R_x = -\frac{\delta Q}{g} (W_{x2} - W_{x1}) ; R_y = -\frac{\delta Q}{g} (W_{y2} - W_{y1}) \quad /14a/$$

B. Moment reakcji - Przewody stałe.

Powróćmy teraz do nieruchomego, zakrzywionego przewodu ; siły R_x i R_y dadzą nam względem punktu O pewien moment skręcający, który obliczymy w ten sposób: cząstka cieczy w dowolnym punkcie przewodu /rys.19/, posiadająca prędkość $c(c_x, c_y)$, wywierająca siłę reakcji $R(R_x, R_y)$, da nam moment reakcji :

$$dM_R = y dR_x - x dR_y$$

Ponieważ:

$$dR_x = -\frac{\delta Q}{g} dc_x \quad \text{a} \quad dR_y = \frac{\delta Q}{g} dc_y \quad /14b/$$

przeto:

$$dM_R = -\frac{\delta Q}{g} (ydc_x - xdc_y)$$

równanie to przekształcimy tak:

$$dM_R = -\frac{\delta Q}{g} \left[(ydc_x - xdc_y) + \frac{dx dy}{dt} \right]$$

ponieważ $\frac{dx}{dt} = c_x$, $\frac{dy}{dt} = c_y$ więc:

$$dM_R = -\frac{\delta Q}{g} (ydc_x + c_x dy - xdc_y) =$$

$$= -\frac{\delta Q}{g} d(yc_x - xc_y)$$

zastępując $yc_x - xc_y$ przez cl

otrzymamy:

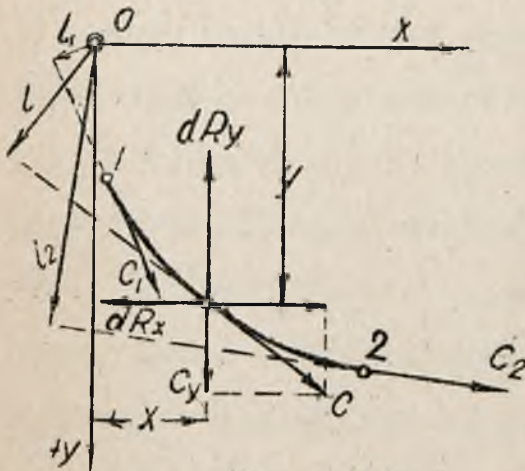
$$dM_R = -\frac{\delta Q}{g} d(cl)$$

a po scałkowaniu:

$$M_R = -\frac{\delta Q}{g} (cl_2 - cl_1) / 15$$

Powyższy wzór

pozwała nam łatwo znaleźć graficznie całkowitą siłę reakcji wody /t.j.wypadkową siłę R_x i R_y /co do kierunku



Rys. 19.

i wielkości. Mianowicie mając przewód /rys.20/ prowadzimy

styczne do niego w punktach końcowych i od punktu przecięcia ich odkładamy odcinki,

odpowiadające co do wielkości

ci $+\frac{\delta Q}{g}c_1$ $\frac{\delta Q}{g}c_2$ z równoległoboku otrzymujemy ich

wypadkową R , która jest

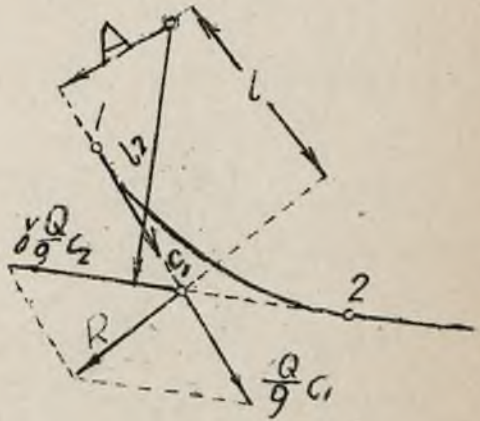
siłą reakcji, gdyż moment

tej wypadkowej równa się

tej wypadkowej równa się

$$RL = -\frac{\delta Q}{g}c_2l_2 + \frac{\delta Q}{g}c_1l_1 =$$

$$= M_R$$



Rys. 20.

Metoda powyższa ma ważne znaczenie przy określaniu kierunku reakcji wody w przewodach. Wzór /15/ przekształcić możemy w następujący sposób. Rozłożmy szybkości w p. 1/rys. 21/

na dwie składowe: promieniową c_{r1} i obwodową c_p , tak samo

szybkości w p. 2 na c_{r2} i c_{p2} . Składowa c_{r1} i c_{r2} , jako przechodząca przez os momentów daje moment równy zero

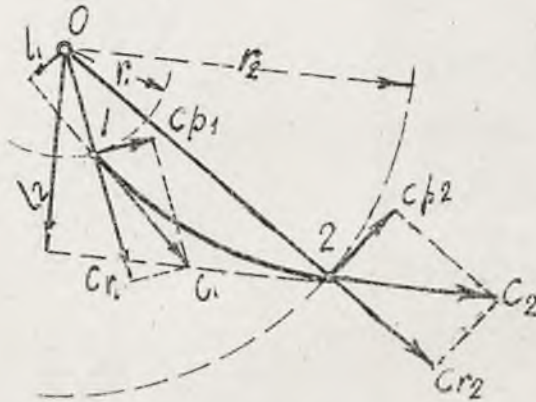
wtedy:

$$c_1l_1 = c_{p1}r_1$$

$$\text{oraz: } c_2l_2 = c_{p2}r_2$$

Podstawiając to do równania na moment reakcji cieczy otrzymujemy:

$$M_R = -\frac{\delta Q}{g} (c_{p2} r_2 - c_{p1} r_1) \quad /15a/$$



Rys. 21.

przyczyn kierunku tego momentu jest przeciwny kierunkowi szybkości c_{p2}

C. Moment reakcji - Przewody wirujące.

Rozpatrzmy teraz moment reakcji dla łopatek, pozostających w ruchu wirowym. Wówczas każda cząstka wody będzie pod wpływem dodatkowych sił i da zatem dodatkowe momenty reakcji. Biorąc pod uwagę jedynie prędkość W ruchu względnego /rys.21/ i nie uwzględniając wirowania

cząsteczek, otrzymalibyśmy moment reakcji:

$$-M'_R = -\frac{\delta Q}{g} (w_{p_2} r_2 - w_{p_1} r_1)$$

W rzeczywistości jednak musimy doń dodać jeszcze dodatkowy moment, powstający wskutek wirowania cząsteczek.

Dowolna cząsteczka w pewnej chwili ma ruch obwodowy po kole o promieniu r i posiada wówczas prędkość $v = r\omega$. W następnym momencie cząsteczka ta przesunie się na koło o promieniu $r + dr$, skutkiem czego jej szybkość obwodowa zwiększy się i będzie $v + dv$; mamy zatem do czynienia z przyspieszeniem $\frac{dv}{dt}$, działającym w kierunku obrotu. Skoro mamy przyspieszenie, to musiała je wywołać siła równa $m \frac{dv}{dt}$. Siła ta da nam moment reakcji:

$$dM''_R = -\frac{\delta Q}{g} d(vr)$$

Ponieważ przyspieszamy w kierunku prędkości v , więc cząstka reagować będzie w kierunku przeciwnym, zatem musimy postawić znak $-$. Całkując od r_1 do r_2 otrzymamy:

$$M''_R = -\int_{r_1}^{r_2} \frac{\delta Q}{g} d(vr)$$

Jeśli teraz rozpatrzmy przewód, przez który woda przepływa do środka z zewnętrznego obrotu, to wyrażenie na ów moment będzie:

$$M''_R = +\int_{r_2}^{r_1} \frac{\delta Q}{g} d(vr)$$

i widzimy że obie całki przedstawiają tę samą wartość:

$$M''_R = \frac{\delta Q}{g} (v_1 r_1 - v_2 r_2)$$

zaś całkowity moment reakcji będzie:

$$M_R = M'_R + M''_R$$

Podstawiając do tego równania odpowiednie wartości, otrzymamy po przekształceniu:

$$M_R = -\frac{\delta Q}{g} \left[(v_2 + w_{p_2}) r_2 - (v_1 + w_{p_1}) r_1 \right] \quad /16a/$$

W każdym punkcie przewodu mamy dwie prędkości v

i w , które po dodaniu

geometrycznym dają

szybkość bezwzględną

C . Woda wchodzi zatem

na wirnik z prędkości

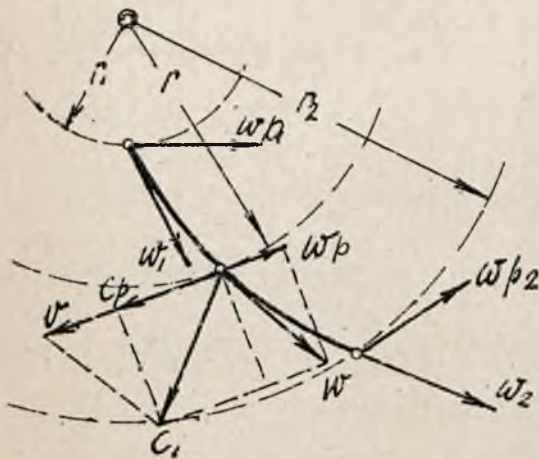
bezwzględnej C_1 , a opływa

cza gc z prędkością

C_2 . Z rys. 23 widzimy

że suma geometryczna

$v_2 + w_{p_2}$ jest rzutem



Rys. 22.

prędkości C_2 na kierunku styczny do wirnika, czyli $v_2 + w_{p_2} = C_2$

i analogicznie $v_1 + w_{p_1} = C_1$, podstawiając to do równania /16a/

otrzymamy:

$$M_R = -\frac{\gamma Q}{g} (c_{p2} r_2 - c_{p1} r_1)$$

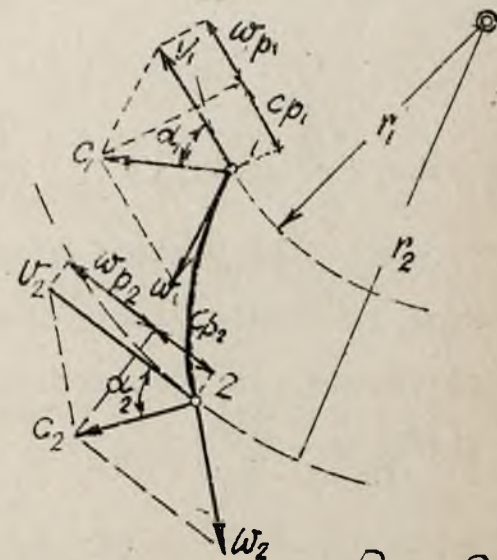
lub:

$$M_R = \frac{\gamma Q}{g} (c_{p1} r_1 - c_{p2} r_2)$$

/16/

Z równania tego widzimy, że moment reakcji cieczy przepływającej przez przewody wirujące zależy od całkowitej zmiany prędkości bezwzględnych, czyli jest taki sam,

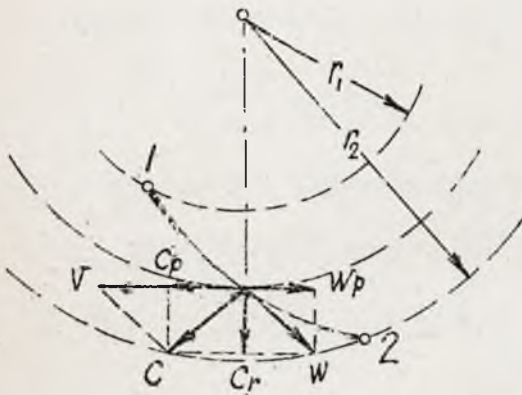
jaki byśmy otrzymali dla przepływu wody przez przewody pozostające w spoczynku, któreby powodowały taką samą zmianę c_{p1} na c_{p2} , jak przewody wirujące; nadto jest ów moment reakcji cieczy równoważny co do wielkości i kierunku momentowi obrotowemu turbiny.



Rys. 23.

Wzór na moment reakcji cieczy, przepływającej przez

przewody ruchome, wirujące, /czyli na czynny moment obrotowy turbiny/ możemy wyprowadzić również w ten sposób. Cząstka m



Rys. 24.

/rys.24/ płynie po torze 1-2 z szybkością W i jest nadto unoszona z szybkością V , posiada zatem wypadkową szybkość bezwzględną C . Szybkość C rozkładamy na składowe C_p i C_r . Elementarna siła reakcji cieczy w punkcie m wyrazi się według wzoru 14b

jako:

$$dR_p = -\frac{\delta Q}{g} d(c_p) \quad \text{i} \quad dR_r = -\frac{\delta Q}{g} d(c_r)$$

znak $-$, gdyż siła reakcji wody ma kierunek przeciwny kierunkowi płynięcia cieczy. Zważywszy, że C_r przechodzi przez oś obrotu, przyrost momentu wyrazimy wzorem:

$$dM_R = -\frac{\delta Q}{g} d(c_p r)$$

a całkowity moment reakcji cieczy, przepływającej przez ruchome przewody będzie:

$$M_R = -\frac{\delta Q}{g} \int_{r_1}^{r_2} d(c_p r) =$$

$$\begin{aligned} &= -\frac{\delta Q}{g} (c_{p_2} r_2 - c_{p_1} r_1) = \\ &= \frac{\delta Q}{g} (c_{p_1} r_1 - c_{p_2} r_2) \end{aligned}$$

czyli jest to ten sam wzór /16/, który wyprowadziliśmy poprzednio.

D. Moc reakcji - Przewody wirujące

Zależność między mocą, a momentem obrotowym jest następująca

$$\begin{aligned} N_R &= M_R \omega = \\ &= \frac{\delta Q}{g} (c_{p_1} r_1 - c_{p_2} r_2) \omega \end{aligned}$$

a ponieważ $r\omega = v$, zatem

$$N_R = \frac{\delta Q}{g} (c_{p_1} v_1 - c_{p_2} v_2)$$

Równanie to możemy przekształcić. Z rys. 23 widać,

że:

$$c_{p_1} = c_1 \cos \alpha_1 \quad \text{oraz:} \quad c_{p_2} = c_2 \cos \alpha_2$$

a więc:

$$N_R = \frac{\delta Q}{g} (c_1 \cos \alpha_1 v_1 - c_2 \cos \alpha_2 v_2)$$

Z trójkąta prędkości c, v, w możemy napisać zależności:

$$w_1^2 = c_1^2 + v_1^2 - 2v_1 c_1 \cos \alpha_2$$

$$W_2^2 = c_2^2 + v_2^2 - 2v_2c_2 \cos \alpha_2$$

stąd:

$$v_1c_1 \cos \alpha_1 = \frac{c_1^2 + v_1^2 - W_1^2}{2}$$
$$-v_2c_2 \cos \alpha_2 = \frac{W_2^2 - c_2^2 - v_2^2}{2}$$

wstawiając te wartości do równania na moc reakcji będzie:

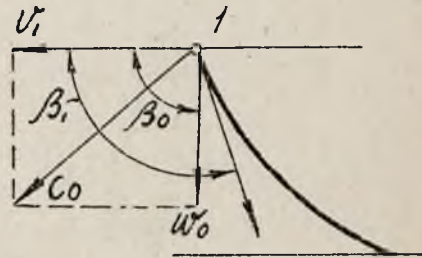
$$N_R = \frac{\delta Q}{g} \left(\frac{c_1^2 + v_1^2 - W_1^2}{2} + \frac{W_2^2 - c_2^2 - v_2^2}{2} \right) =$$
$$= \delta Q \left(\frac{c_1^2 - c_2^2}{2g} - \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} + \frac{W_2^2 - W_1^2}{2g} \right) / 17/$$

Jest to nowa forma na moc turbiny, posiadająca aż sześć zmiennych, z czego widać, że możemy budować nieskończoną ilość turbin, różnych konstrukcyjnie, na jednakową moc.

Do równania /17/ jak i do poprzednich równań nie wchodzi wyraz na krzywiznę toru, na kąty wejścia lub wyjścia. Teoretycznie nie odgrywają zatem / jak i przy sile reakcji / te czynniki roli, jednakże w rzeczywistości wpływają znacznie na ostateczny efekt turbiny.

Idealnie rzecz biorąc, nie obchodzi nas więc nic droga przebiegu wody, lecz tylko początkowe i końcowe wielkości szybkości z jakimi woda przepływa łopatkę. Może się zdarzyć, że będziemy mieli rozkład prędkości na łopatkę

Jak na rys. 25. Woda zbliża się do wirnika z prędkością C_0 , punkt 1 unosi się z prędkością V_1 . Z równoległoboku prędkości otrzymamy prędkość względną V_0 , tworzącą z szybkością V_1 kąt β_0 . Jeśli W_0 nie wpada w kierunku stycznej do łopatki w punkcie 1, czyli $\beta_0 \neq \beta_1$, wówczas



Rys. 25.

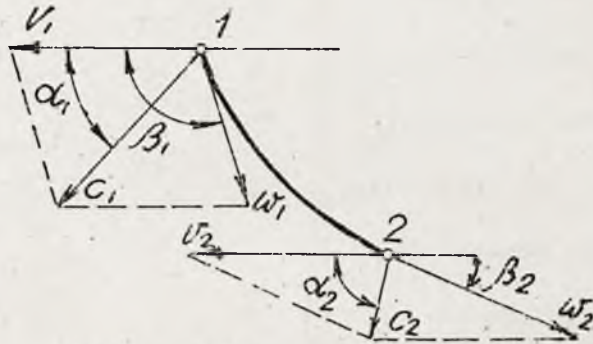
woda musi zmienić nagle na łopatkę swój kierunek z W_0 na W_1 i otrzymamy wtedy t.zw. wejście z uderzeniem. Pamiętać jednak należy, iż dla obliczania siły, czy też mocy reakcji, ważna jest jedynie całkowita zmiana prędkości z W_0 na W_2 , a nie zmiana W_1 na W_2 .

We wzorze na moc, czy też siłę reakcji, oznaczenia wyjściowego stanu pozostaną bez zmiany, zaś oznaczenia wejściowego stanu będą posiadały wskaźniki "0":

$$N_R = \gamma Q \left(\frac{C_0^2 - C_2^2}{2g} - \frac{V_2^2 - V_1^2}{2g} + \frac{W_2^2 - W_0^2}{2g} \right) / 172'$$

edyż nie stanowi żadnej różnicy, przynajmniej teoretycznie. W jaki sposób przeprowadzamy całkowitą zmianę prędkości. W rzeczywistości jednak wskutek uderzeń powstaną wiry

i zaburzenia, pochłaniające bezpowrotnie energię i w końcowym efekcie otrzymujemy mniejszą moc N_R od mocy teoretycznej, obliczonej ze wzoru 17a.



Rys. 26.

Dlatego też, by zmniejszyć straty należy przy konstruowaniu tak dobrać odpowiednie wielkości, by wejście wody do wirnika było bez uderzenia. $\beta_0 = \beta_1$, wówczas wartości ze wskaźnikami "0" mogą być zastąpione przez wartości ze wskaźnikami "1" /patrz rys.26/

R O Z D Z I A Ł I I

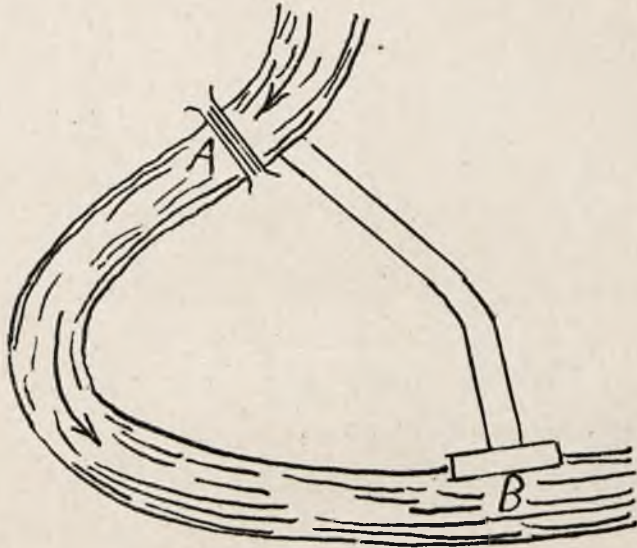
SILNIKI WODNE

6. S p a d k i w o d n e.

Przypuśćmy, iż rzeka płynąca z punktu A do B posiada między tymi punktami pewien spadek H_B . Aby wyzyskać jak najlepiej ów spadek H_B , zagradzamy w punkcie A drogę wodzie i kierujemy ją kanałem lub rurociągiem do punktu B , gdzie ustawiamy turbiny, kierując następnie wodę kanałem do naturalnego koryta rzeki.

Nie można zamienić całkowitej energii, zawartej w danym spadku wody na energię mechaniczną ze względu na nieuniknione straty co do ilości wody, jak i spadku; te straty są najważniejsze. W ogóle straty podzielić

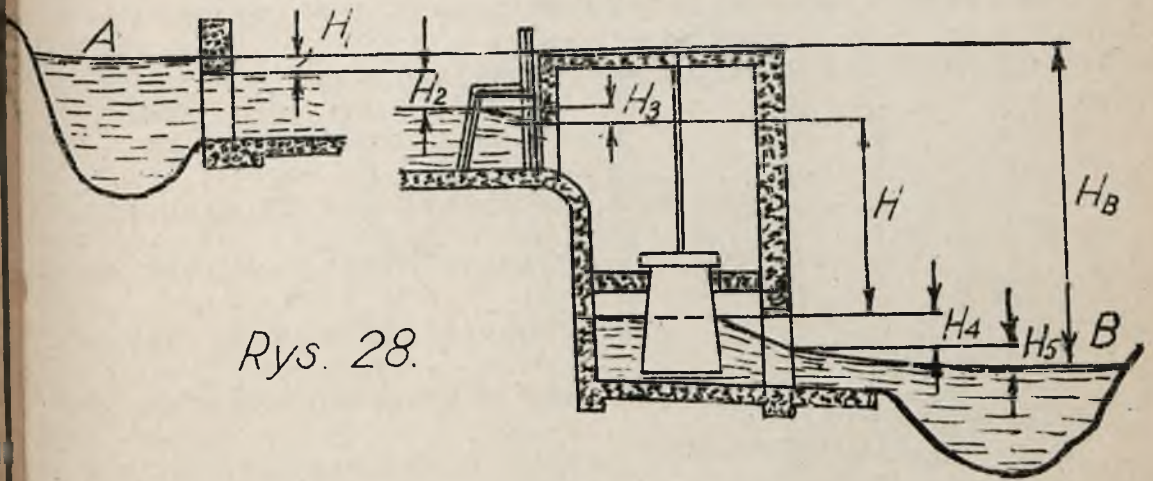
można na straty przed turbiną, wewnątrz turbiny, oraz straty za turbiną.



Rys. 27.

Zazwyczaj przy wejściu wody z rzeki do kanału /rys.28/ daje się grubą kratę, aby oddzielić części stałe płynące zwykle rzeką jak drzewo, gałęzie, kora itp., które dostawszy się do turbiny mogłyby ją uszkodzić. Powoduje to wytworzenie się w danym miejscu pewnego spadku H_1 , który umożliwia wodzie przedostanie się przez kratę. Między skrajnymi punktami kanału musi istnieć pewien spadek H_2 , aby woda mogła w kanale płynąć. Dalej przepuszczamy wodę przez gęstą kratę, aby zatrzymać drobniejsze ciała stałe jak liście, trawę,

słomę i inne z wodą płynące. I tu musimy uwzględnić pewien spadek H_3 , aby woda mogła przepłynąć przez kratę. Po wyjściu z turbiny woda się piętrzy, gdyż, aby mogła odpłynąć do kanału, musi posiadać pewien spadek H_4 . W kanale odpływowym



Rys. 28.

mamy również pewien spadek H_5 . Zaznaczyć przy tym należy, iż spiętrzenie za turbiną $/H_4/$ powstaje przy pionowej rurze odprowadzającej, wskutek braku składowej prędkości w kierunku odpływu wody. Woda zatem sama musi stworzyć sobie warunki odpływu, a więc powstaje spadek $/H_4/$. Aby nie tworzyło się spiętrzenie, należy rury odprowadzające zakrzywić w kierunku ruchu wody /rys. 29/

Wszystkie wymienione spadki wody $/H_1 - H_5/$

Przedstawiają nam energię, której nie możemy zamienić na

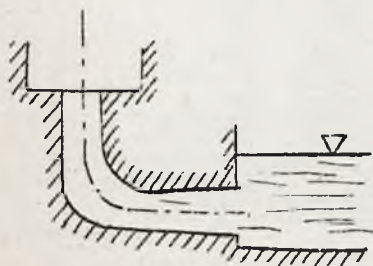
pracę mechaniczną, zatem z całkowitego spadku brutto H_B między poziomami A i B pozostaje do dyspozycji w turbinie:

$$H = H_B - (H_1 + H_2 + H_3) - (H_4 + H_5)$$

H jest więc spadkiem, przedstawiającym różnicę dwóch najbliższych turbin leżących poziomów; jest więc zarazem

spadkiem, który turbina ma w rzeczywistości do dyspozycji.

Jeżeli $H > 10 \div 15$ m, to nie buduje się turbiny zatopionej w otwartej komorze, lecz turbiny zamknięte, do których doprowadza się wodę zapomocą rur./rys.30/W tym wypadku bę-



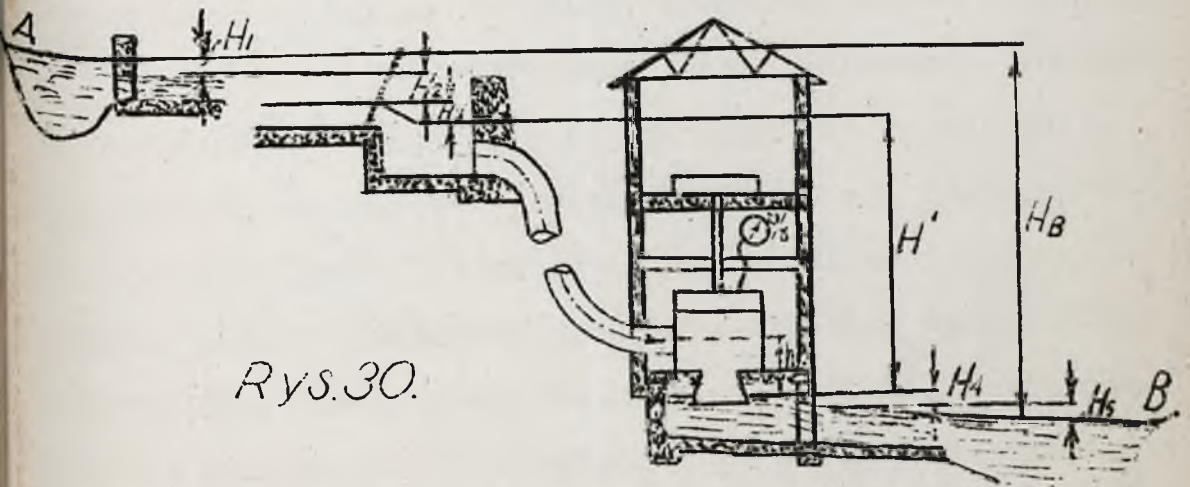
Rys. 29.

dziemy konstruować turbinę nie na wysokość spadku H' , między dwoma poziomami najbliższymi turbinie, lecz na wysokość mniejszą ze względu na straty, zachodzące w rurociągu, które to straty wyrazimy zapomocą spadku H_f - a więc na $H = H' - H_f$, czyli w tym wypadku:

$$\begin{aligned} H &= H_B - (H_1 + H_2 + H_3) - (H_4 + H_5) - H_f = \\ &= H_B - \Sigma H - H_f = \end{aligned}$$

$$= \frac{p}{\gamma} + \frac{c^2}{2g} + h$$

Ilość wody Q , którą będziemy używali do obliczeń wirnika, jest to ta ilość wody, która rzeczywiście przepły-



Rys.30.

nęła przez wirnik turbiny, zatem nie bierzemy pod uwagę tej ilości wody, która się przesączała przez szczeliny między wirnikami, a pozostałymi częściami turbiny; uwzględniamy ją tylko wtedy, gdy idzie o sprawność η całej turbiny.

Moc, którą otrzymujemy na wale określamy wzorem:

$$N = \frac{\gamma Q H}{75} \eta$$

/1/

gdzie Q - ilość wody przepływającej przez turbinę w m^3/sek

γ - ciężar własny wody; H - wysokość spadku w m ;

η - ogólny współczynnik skutku użytecznego.

Współczynnik η dochodzi w nowoczesnych urządzeniach do 0,95, jednak dla obliczeń wstępnych przyjmuje się zazwyczaj $\sim 0,8$, aby upewnić się, iż turbina osiągnie wymaganą moc, bowiem sprawność ogólna η zależy od rodzaju wykonania wszystkich części turbiny.

Ogólny współczynnik skutku użytecznego turbiny η , składa się z dwu czynników: skutku użytecznego mechanicznego E_m /tarcie w łożyskach/, oraz skutku użytecznego hydraulicznego E /zaburzenia przy przepływie i inne/. Wielkość tych czynników określimy w następujący sposób: jeśli rozporządzamy ilością wody Q i spadkiem H , to możliwa do uzyskania teoretycznie moc wynosi:

$$N_t = \frac{\gamma Q H}{75}$$

Rzeczywistą moc, mierzoną na wale turbiny oznaczmy N_e , moc zużytą na pokonanie oporów tarcia w łożyskach i t.p. -przez N_r , wówczas moc hydrauliczna wyniesie:

$$N_E = N_e + N_r$$

i wtedy całkowita sprawność turbiny wyniesie:

$$\eta = \frac{N_e}{N_t}$$

sprawność hydrauliczna:

$$E = \frac{N_E}{N_t}$$

sprawność mechaniczna:

$$E = \frac{N_e}{N_E}$$

mnożąc E przez E_m otrzymamy:

$$E \cdot E_m = \frac{N_E}{N_t} \cdot \frac{N_e}{N_E} = \frac{N_e}{N_t}$$

a więc:

$$\eta = E \cdot E_m$$

7. K l a s y f i k a c j a t u r b i n w o d n y c h

Klasyfikację turbin wodnych możemy przeprowadzić na podstawie różnych zasad, np: 1/hydraulicznych i 2/konstrukcyjnych.

Pod względem hydraulicznym wyodrębniamy następujące typy:

1/turbiny bezciśnieniowe /akcyjne/, w których całkowity spadek H , zamieniony jest na prędkość, zanim woda wpadnie na wirnik.

2/turbiny ciśnieniowe /reakcyjne/, w których tylko część spadku zamieniono na szybkość, a część pozostawiono na wytworzenie przyspieszeń w wirniku.

3/turbiny graniczne.

Na podstawie konstrukcji rozróżniamy, uwzględniając kierunek przepływu wody względem osi wału, następujące rodzaje turbin:

1/osiowe, 2/promieniowe, 3/styczne, 4/mieszane.

Jako dalszy etap tejże klasyfikacji, rozróżniamy w zależności od położenia wału - 1/turbiny poziome i 2/pionowe, a w zależności od ilości wirników osadzonych na jednym wale: 1/pojedyncze i 2/wielokrotne.

Charakter przepływu wody przez łopatki i kształt



Rys. 31.

łopatek mogą być różne:

1/woda płynie przez otwarte łopatki, silnie zakrzywione, nie wypełniając całkowicie przestrzeni międzyłopatkowej. Będzie to turbina bezciśnieniowa, reakcyjna, w której cały spadek H

zamieniono na prędkość $C_p = \sqrt{2gH}$, jeśli nie uwzględnimy tarcia i wirowania, to $W_1 = W_2$, nadto $p_0 = 0$.

2/łopatki zamknięte, woda nie wypełnia całkowicie

przestrzeni między łopatkami, zatem i ta turbina jest akcyj-

na / $C_0 = \sqrt{2gH}$; $W_1 = W_2$; $p_0 = 0$

3/Łopátka zamknięta, wo-

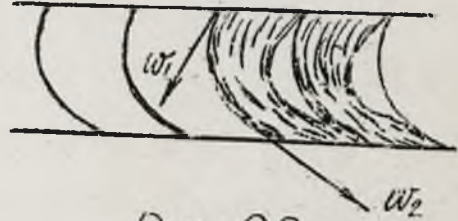
da płynie wypełniając całko-

wicie przekrój, jednak nie

stwarza ciśnienia. Będzie to

turbina graniczna / $w = \sqrt{2gH}$

$W_1 = W_2$; $p_0 = 0$ /



Rys. 32.

Łopátki są łagodnie zakrzywione i zamknięte, woda

między

wypełnia całkowicie przestrzeń łopatkami, stwarzając ciśnie-

nie i zwiększając szybkość przepływu z W_1 na W_2 / $W_2 > W_1$

$C_0 = \sqrt{2gH}$; $\frac{P_2}{\rho} = H - \frac{C_0^2}{2g}$ / w wypadku tym mamy do czynienia z turbiną

ciśnieniową reakcyjną.

Te cztery wypadki wyczerpują zasady, na których oparta

jest budowa łopatek wirni-

kowych. Ogólnie rzecz biorąc,

charakter turbiny zależy od

tego czy w punkcie 1 / na

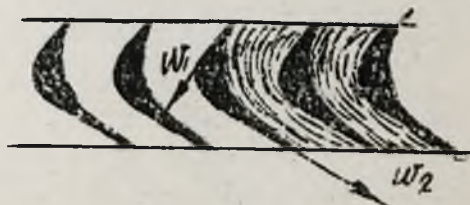
wejściu / spadek H został za-

mieniony całkowicie na szyb-

kość C_0 , czy tylko częściowo

powodując przyspieszenie,

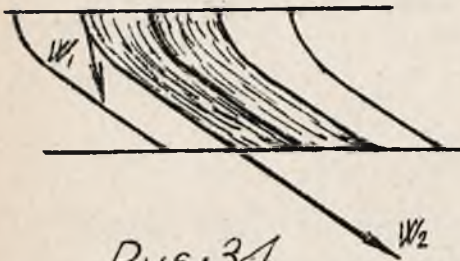
przepływającej przez łopátki wirnika wody. Przyczym jak



Rys. 33.

widzieliśmy wyżej, w turbinach akcyjnych, gdzie woda przepływa przez wirnik bez przyspieszeń, łopatki są silnie zakrzy-

wione, zaś w turbinach reakcyjnych, gdzie jest przyspieszanie wody, łopatki są łagodnie zgięte.



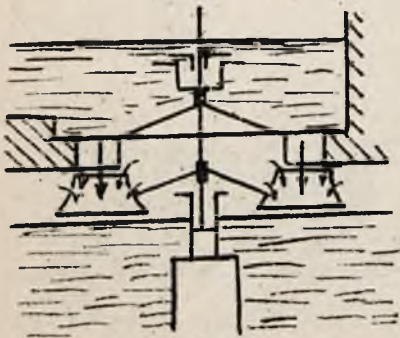
Rys. 34.

8. Typy

t u r b i n

Turbiny osiowe mogą być 3-ech rodzajów: turbina bez ciśnienia, z ciśnieniem i graniczna. Turbina osiowa bez ciśnienia znana jest w literaturze jako turbina Girarda, z ciśnieniem Jonvala, a gra-

niczna Haenela.



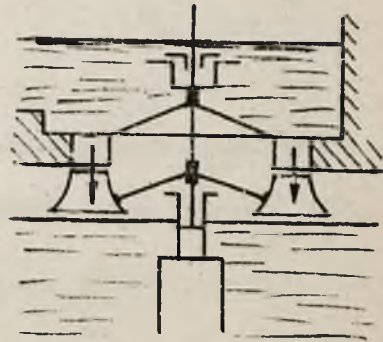
Rys. 35.

Turbina Girarda nie jest całkowicie zatopiona, ma łopatki dość silnie zakrzywione. Wieniec wirnika jest przykryty wieńcem koła kierowniczego. Łopatki wirnika są szersze od łopatek kierowniczych, aby powietrze miało łatwy

dostęp, w tym samym celu dajemy na łopatkach otwory. Chcąc

w turbinie powyższej jaknajlepiej wyzyskać szybkość wody, gdyż ciśnienia nie mamy, musimy zakrzywić silnie łopatki, nadto dawać b.mały kąt łopatce na wylocie, przez co zmniejsza się odległość między łopatkami. Ponieważ woda musi przepłynąć tak wąskim przejściem, a nie ma ciśnienia, któreby ją przepchnęło, trzeba zatem ten przekrój wydłużyć. Dlatego wszystkie turbiny bez ciśnienia mają charakterystyczne rozszerzenie wieńca na wylocie.

Turbina graniczna Haer-
nala podobna jest do turbiny
Girarda. Koło zasilające ma
tę samą szerokość, co i koło
wirnikowe. Łopatki są b.grube,
a więc często z wyjmowanymi
rdzeniami /rys.37/



Rys. 36.

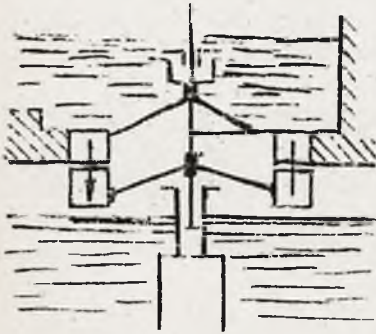
Turbina ciśnieniowa/re-
akcyjna/Jonvala. Łopatki łagodnie zakrzywione, przekrój na
wejściu jest znacznie większy
od przekroju na wyjściu. Wenty-
lacji nie ma, gdyż woda przepły-
wa wirnik pod ciśnieniem.



Rys. 37.

Turbina reakcyjna musi być
zasilana na całym obwodzie, gdyż w przeciwnym wypadku nie

uzyskamy ciśnienia w przestrzeni międzyłopatkowej. Tak samo

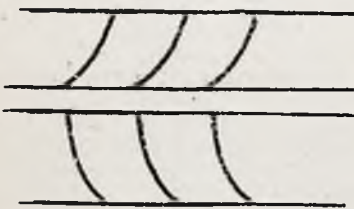


Rys. 38

turbina graniczna musi być zasilana na całym obwodzie, natomiast turbina akcyjna, jako pracująca z wentylacją może być zasilana na części obwodu.

Turbiny promieniowe mogą mieć odśrodkowy lub dośrodkowy przepływ wody.

Turbina Fourneyrona jest odśrodkową turbiną reakcyjną. /rys. 40/. Natomiast Schwamkrug skonstruował odśrodkową



Rys. 39

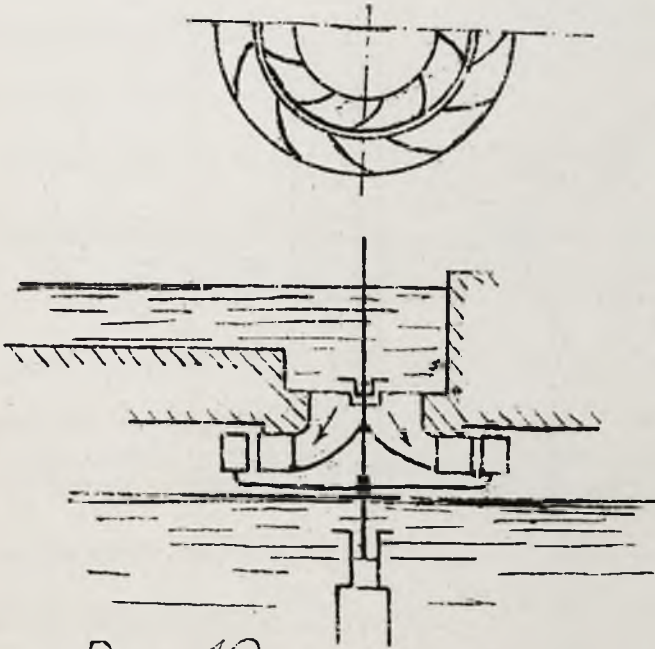
turbinę akcyjną /rys. 41/, która jest podobna do turbiny Girarda, gdyż posiada również rozszerzający się wieniec wirnika, nie ma uszczelnień, posiada otwory dla wentylacji i może być, jak każda turbina akcyjna, zasilana na części

obwodu wirnika.

Budowano również tego typu turbinę graniczną t.j. bez ciśnienia. Turbina taka powinna być zasilana na całym

obwodzie i posiadać b. grube łopatki.

Promieniowe turbiny dośrodkowe powstają przez zamianę miejscami koła kierowniczego i wirnika w turbinach



Rys. 40.

odśrodkowych.

Tego rodzaju turbina z ciśnieniem /reakcyjna / jest

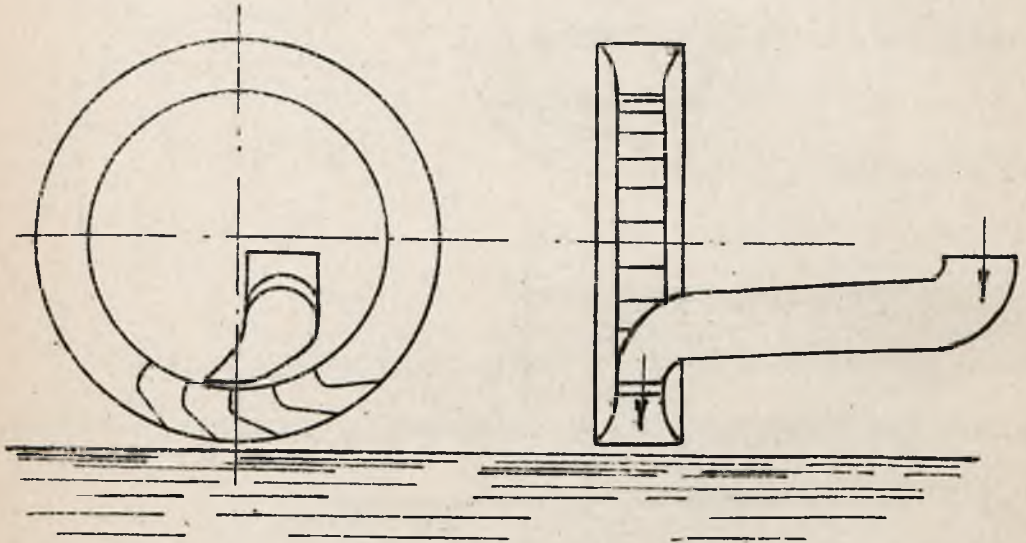
najbardziej znana jako turbina Francis. W turbinie tej

$w_2 > w_1$, oraz $c_0 < \sqrt{2gH}$, konstruować zaś możemy turbi-

nę daną rozmaicie, zależnie od tego czy większą lub mniej-

szą część spadku H pozostawiamy na ciśnienie. Przepływ wo-

dy przez wirnik z biegiem czasu, są nawet takie konstrukcje, że już w chwili wejścia na wirnik woda ma kierunek prawie osiowy tak, iż mamy właściwie do czynienia z turbiną pośrednią między osiową a promieniową.



Rys. 41.

Turbina dośrodkowa bez ciśnienia/akcyjna/została skonstruowana przez Zuppingera /rys.43/Turbina tego rodzaju może posiadać rozmaite kształty i może być zasilana na pewnej tylko części obwodu.

W turbinie dośrodkowej wirowanie przeciwdziała biegowi wody, dlatego racjonalniejszym byłoby zachować część całkowitej energii H na przepchnięcie wody przez łopatki, czyli w tym wypadku konstruować turbiny ciśnieniowe, w do-

środkowej bowiem turbinie bezciśnieniowej nie ma żadnej siły, która by mogła wodę przyspieszyć, a ponieważ wirowanie

przeciwdziała biegowi wody, zatem $W_2 < W_1$;

nadto powstają trudności konstrukcyjne, ze względu na zbyt wielkie przekroje wyłotowe wewnętrzne.

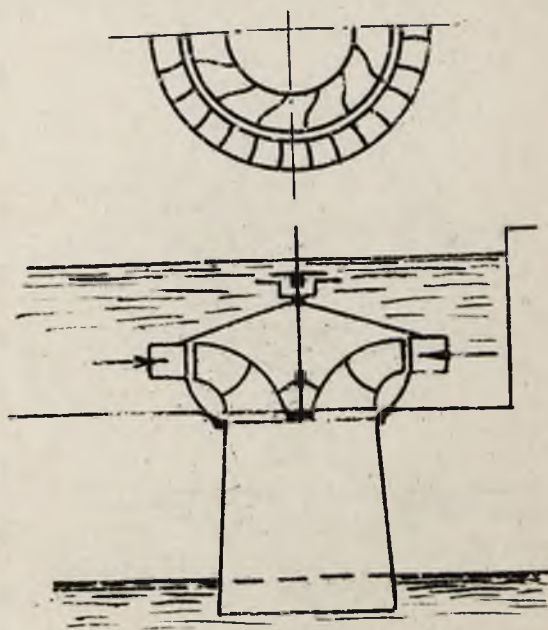
Z tego powodu akcyjna turbina Zuppingera nie należy do dobrych.

Turbiny styczne.

Styczny kierunek biegu wody został zastosowany w kole Peltona

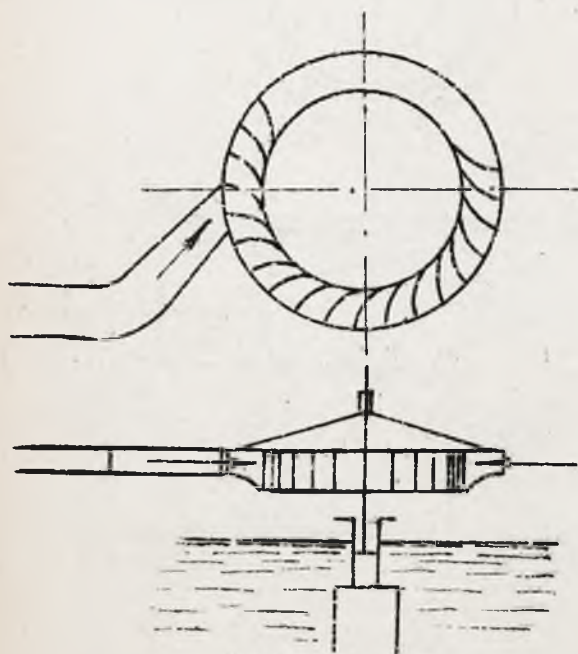
/rys.44/. Na obwodzie tarczy mamy szereg wypolerowanych łopatek /czarek/; na nie wpada struga wody z dyszy. Przekrój łopatek wskazuje rys.

Koło Peltona jest najczystszyim typem turbiny akcyjnej, gdyż cała energia spadku zamieniona została na prędkość przy ciśnieniu atmosferycznym. Woda, przepływając przez gładkie łopatki, zmienia kierunek prawie o 180° , przyczym



Rys 42

Z opisu przytoczonych turbin widzimy, iż niektóre z nich zasilane są na całym obwodzie, inne zaś tylko na

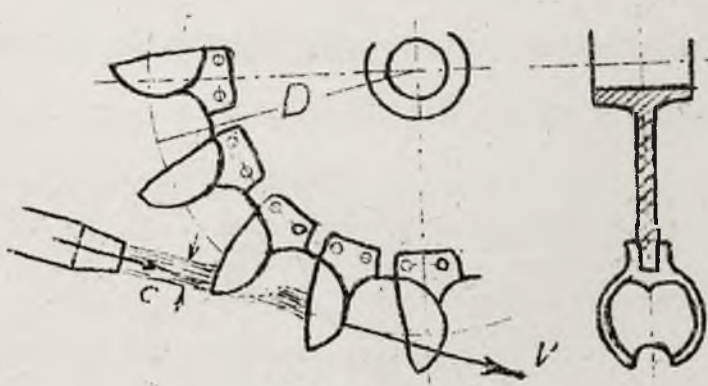
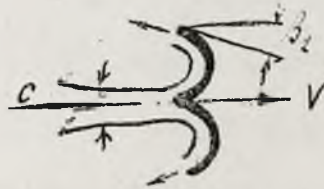


Rys. 43.

części, przyczym reakcyjne turbiny /Francisa, Jonvola, Fourneyrona i graniczna Haenela/muszą być zasilane na całym, zaś akcyjne mogą być zasilane tylko na części obwodu. Praktyka wyeliminowała z użycia, prócz turbiny Francisa i koła Peltona, wszystkie inne, gdyż dążono do znormalizowania

budowy turbin i podniesienia w ten sposób ogólnej sprawności oraz taniości kosztów produkcji. Turbina Francisa jest poza tym b. wygodna w obsłudze i zastosowaniu; przepływający przez nią strumień wody może być uchwycony w rurę ssącą, umieszczoną pod turbiną, czego by nie można było tak łatwo zrobić np. w turbinie Fourneyrona czy też w innych typach. Zastosowanie zaś rury ssącej pozwala nam umieścić wirnik na pewnej wysokości nad ostatnim poziomem wody nie z wysokości spadku nie

tracąc /o czym zresztą mowa będzie później /.Ponieważ okazało się nadto, że wszelkie kombinacje H , Q , HP i n można pokryć tymi dwoma typami turbin /Pelton i Francis/.



Rys. 44.

dlatego zaprzestano budować inne. Używa się zatem obecnie koło Peltona jako turbinę bezciśnieniową / akcyjną / i turbinę ciśnieniową / reakcyjną / Francis, która zwłaszcza w ostatnich latach uległa ogromnym modyfikacjom, co do kierunku przepływu wody / osiowy / i kształtu wirnika / śmigło /.

W dalszych rozważaniach, mówiąc o turbinie w ogóle,

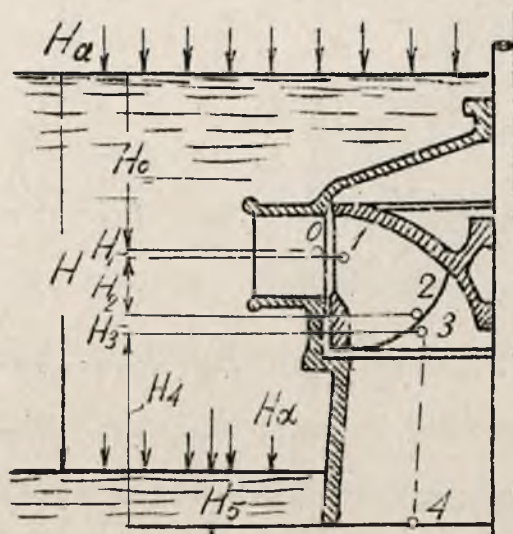
będziemy mieli na myśli przede wszystkim turbinę dośrodkową Francisa /względnie turbinę śmigłową/i równanie bilansu wraz z odpowiednimi oznaczeniami będzie się odnosiło do niej.

9. R ó w n a n i e b i l a n s u

d l a p r z e p ł y w u w o d y w t u r b i n i e .

Turbina dośrodkowa Francisa

Aby zdać sobie sprawę z podziału energii, którą otrzymaliśmy ze spadku wody, musimy ustalić równanie bilansu dla turbiny. W tym celu rozpatrzmy bieg wody przez turbinę, której schemat widzimy na rys. 45.



Rys. 45.

Rozbijemy ten bieg na szereg etapów, biorąc pod uwagę śr dnia strugę wody oznaczoną linią kreskowaną. Punkt 0 leży tuż przy samym wirniku, lecz jeszcze nazewnątrz niego. Punkt 1 leży na krawędzi łopatkki tuż przy wejściu na nią wody. Punkt 2 leży na łopatkce tuż przy wyjściu; punkt 3 - nazewnątrz łopatkki tuż przy wyjściu; punkt 4 - przy wyjściu wody z rury ssącej.

Odpowiednio do tych oznaczeń stan wody w poszczególnych punktach określać będziemy zapomocą właściwych wskaźników.

Od górnego poziomu wody, na który działa ciśnienie atmosferyczne H_a do punktu 0, mamy słup wody H_0 , zatem w punkcie 0 mamy pewne ciśnienie p_0 oraz szybkość wody C_0 .
na skutek czego wartość energii w tym punkcie będzie $\frac{p_0}{\gamma} + \frac{C_0^2}{2g}$.
Możemy zatem napisać, uwzględniając straty tarcia wody o łopatkki H_{f_0} .
równanie bilansu tej części turbiny:

$$\frac{p_0}{\gamma} + \frac{C_0^2}{2g} = H_a + H_0 - H_{f_0}$$

Rozpatrujemy etap drugi od punktu 0 do punktu 1.

Zazwyczaj punkty te leżą tak blisko siebie, iż między nimi spadku nie ma; dla ogólności jednak rozważań przypuszczamy, iż jest tam spadek H_1 . weźmy pod uwagę w tym etapie nie szybkości bezwzględne C , lecz szybkości względne W /prędkość bezwzględna C_0 jest dla wirnika prędkością względną W_0 /, wówczas równanie bilansu będzie:

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{W_1^2}{2g} = \frac{p_0}{\gamma} + \frac{W_0^2}{2g} + H_1 - H_{f1}$$

Etap trzeci od punktu 1 do punktu 2. Między punktami różnica poziomów H_2 . W punkcie 2 mamy względną prędkość

$\frac{W_2}{2g}$ oraz ciśnienie p_2 , zatem energia na wyjściu będzie $\frac{W_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma}$; ale w czasie przejścia przez przewody wodne

razem z łopatkami wirnika wiruje z szybkością unoszenia

U , a więc musimy uwzględnić jeszcze energię wirwania, a zatem równanie bilansu będzie:

$$\frac{p_2}{\gamma} + \frac{W_2^2}{2g} = \frac{p_1}{\gamma} + \frac{W_1^2}{2g} + H_2 - H_{f2} + \frac{U_2^2 - U_1^2}{2g}$$

Etap czwarty od punktu 2 do punktu 3. Bierzymy tu znów pod uwagę szybkości bezwzględne.

$$\frac{p_3}{\gamma} + \frac{C_3^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{C_2^2}{2g} + H_3 - H_{f3}$$

Etap piąty od punktu 3 do punktu 4. Mamy energię ruchu i wysokości:

$$H_a + H_s + \frac{C_4^2}{2g} = \frac{p_3}{\gamma} + \frac{C_3^2}{2g} + H_4 - H_{f4}$$

Mamy zatem 5 równań bilansu dla poszczególnych części turbiny. Po zsumowaniu ich stronami otrzymujemy:

$$\frac{C_0^2}{2g} + \frac{W_0^2}{2g} + \frac{C_4^2}{2g} = \frac{W_0^2}{2g} + \frac{C_2^2}{2g} + \frac{U_2^2 - U_1^2}{2g} +$$

$$+ (H_0 + H_1 + H_2 + H_3 + H_4 - H_5) - (H_{f0} + H_{f1} + H_{f2} + H_{f3} + H_{f4})$$

a po przekształceniu:

$$\frac{c_0^2 - c_2^2}{2g} + \frac{W_2^2 - W_0^2}{2g} - \frac{U_2^2 - U_1^2}{2g} = H - \sum H_f - \frac{c_4^2}{2g}$$

Jest to podstawowy wzór bilansu turbiny. Prawa strona równania przedstawia energię wyzyskaną w turbinie; mianowicie od całkowitego spadku wody H odejmujemy energię straconą na wszelkiego rodzaju opory wewnątrz turbiny $\sum H_f$ oraz $\frac{c_4^2}{2g}$ to jest tę energię, którą woda unosi ze sobą, odpływając z turbiny z szybkością c_4 , gdyż punkt 4 jest ostatnim punktem turbiny. Tyle więc energii powstało do dyspozycji z całkowitego spadku H . Lewa strona równania przedstawia znane wyrażenie na pracę reakcji przewodu wirującego. Jak w teorii reakcji przewodów, tak i w powyższym równaniu widzimy, iż krzywizna przewodu nie wchodzi wcale do równania, t. zn., że praca reakcji nie zależy od rodzaju przewodu. Tak jednak nie jest, gdyż przy raptownej zmianie kierunku strumienia powstają straty na skutek uderzeń.

Z równania na pracę widzimy, iż mamy w nim 6 zmiennych, co znaczy, że celem uzyskania tej samej mocy możemy budować nieskończoną ilość turbin, zmieniając tylko szybkości. Z drugiej strony z równania bilansu $H - \sum H_f - \frac{c_4^2}{2g}$ widzimy, że moc turbiny nie zależy wcale od jej rodzaju,

a więc stopni wyzyskania tej mocy zależy tylko od strat wewnętrznych turbiny H_f ; kwestia zatem sprawności turbin jest tylko kwestią warunków hydraulicznych pracy. Stąd prośby wniosek: turbiny należy budować tak, by woda odchodziła z rury ssącej z szybkością jaknajmniejszą $\frac{c^2}{2g}$ / oraz by straty wewnętrzne były również minimalne $/\Sigma H_f/$.

Rozpatrzmy poszczególne straty. H_{f_0} jest to strata w pierwszym etapie skutkiem przepływu wody przez komorę i łopatkę zasilaającą do punktu p. W ograniczeniu tej straty konstruktor jest zwykle związany warunkami miejscowymi. Przy turbinie otwartej w komorze nieraz trzeba umieszczać belki i t. p. Na ogół straty te są niewielkie. W turbinie zamkniętej natomiast woda musi okręzać turbinę, przyczym mogą powstawać wiry i uderzenia; tu konstruktor musi uważać aby racjonalnie zaprojektować tę osłonę. Również straty powodować mogą nastawne łopatkę kierownicze, o ile nie są racjonalnie skonstruowane, t. zn. jeśli wolne przekroje między łopatkowe powodują to przyspieszenia to opóźnienia przepływającej wody. Zmiany bowiem nagłe przekroju powodują dodatkowe zaburzenia przepływu, a więc stratę energii.

Strata H_{f_1} między punktami 0 i 1 zachodzi przy wyjściu z łopatek kierowniczych z powodu ich znikania oraz przy wejściu wody na łopatkę wirnika. Musimy konstruować w ten

sposób, by woda wpadała na łopatki wirnika bez uderzenia oraz by grubość łopatki była

jaknajmniejsza. Musimy więc starać się, by W_0 miało ten sam kierunek co i W_1 , a więc $\beta_0 = \beta_1$



Rys. 46.

Uderzenie staramy się zmniejszyć przez zagrążenie grzbietu łopatki. Konstruując zgodnie

z powyższym, możemy przyjąć dla uproszczenia, że $W_0 = W_1$,

$C_0 = C_1$; $\beta_0 = \beta_1$, zachodzące małe różnice są uwzględnione w ogólnym wyrazie H_{f_1}

Strata H_{f_2} między punktami 1 i 2 zachodzi w samej łopacie, pochodząc od kształtu łopatki oraz jej chropowatości. Łopatki wirnika winny być tak skonstruowane, by nie było



Rys. 47.

Przewężenia strumienia wody.

Strata H_{f_3} między punktami 2 i 3 zachodzi wskutek zniknięcia końców łopatek wirnika, wobec czego następuje nagły wzrost przekroju i występują zaburzenia, powodujące straty energii. Straty te możemy zredukować, dając możliwie cienkie końce łopatek.

Strata H_{f_4} w rurze ssącej, zależy od kształtu i chro-

powatości rury.

Trawą stroną równania bilansu możemy przedstawić w ten sposób:

$$H - \sum H_f - \frac{c_4^2}{2g} = H(1 - \rho - \tau) = EH$$

gdzie $\sum H_f = \rho H$, zaś $\frac{c_4^2}{2g} = \tau H$

$\rho = 0,04 - 0,16$ jest współczynnikiem tarcia wewnętrznego, τ - współczynnik straty wylotowej, nadto

$1 - \rho - \tau = E$, przyczym sprawność hydrauliczna turbiny wodnej $E = 0,85 - 0,98$.

Równanie bilansu jest podstawą, na której opiera się całe obliczenie turbiny i jej konstruowanie. Zazwyczaj dane są pewne H , H_f i n , na które trzeba zaprojektować rozmiary turbiny. Obliczamy zaś Q , szybkość C i W , wielkość przekroju wlotowego A , średnicę D i szybkość obwodową U . / Szczegółowy przykład obliczenia turbiny podany będzie później. /

ROZDZIAŁ III

ZASADY KONSTRUCOWANIA TURBIN WODNYCH

10. Normalne i najlepsze warunki pracy turbiny

Turbina wodna, jak i każdy inny silnik lub maszyna, posiada najlepszą sprawność w tych warunkach pracy, dla jakich została skonstruowana; w innych warunkach sprawność będzie prawie zawsze mniejsza. Zachodzi więc pytanie, dla jakich warunków pracy należy konstruować turbinę. Przypuśćmy, iż mamy turbinę wodną, która ma dostarczać moc P_n . Przypuśćmy również, iż wszelkie okoliczności, wśród których turbina pracuje są niezmiennie prócz mocy. W pewnych chwilach turbina jest przeciążona, w innych niedociążona. Np.

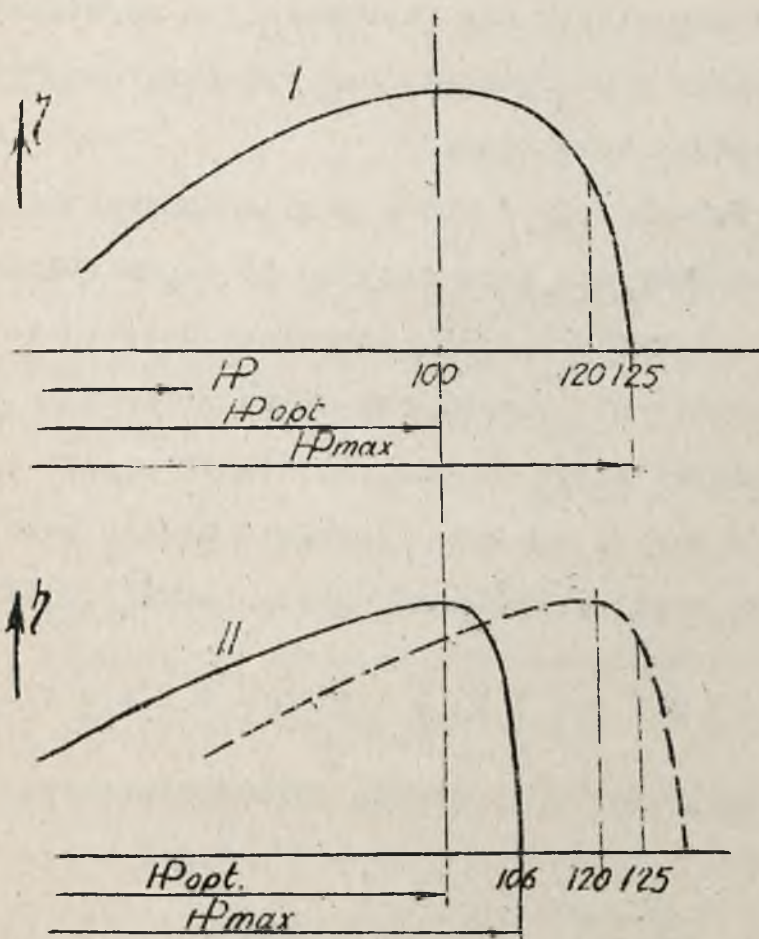
przypuścimy, że najczęściej potrzebna jest moc normalna

$HP_n = 10000$ KM, są jednak chwile, gdy potrzeba, aby ta sama turbina dawała $HP = 12000$ KM. Jak zatem należy konstruować daną turbinę? - Na pierwszy rzut oka zdawałoby się, iż trzeba ją konstruować tak, aby miała największą sprawność w warunkach normalnych, t. zn. takich, wśród których najdłużej pracuje w ciągu pewnego, dłuższego okresu czasu, n. p. w ciągu roku, gdyż wówczas będzie turbina najekonomiczniej pracowała. Wprowadzimy termin - najlepsze warunki pracy - i wobec tego, według wyżej przeprowadzonego rozumowania, najlepiej warunki winny być normalnymi warunkami pracy.

Takie rozumowanie często jest błędne, albowiem wszystkie turbomaszyny / turbiny parowe, wodne, pompy odśrodkowe i t. p. / są bardzo indywidualne. Każda z nich posiada swą charakterystykę, która oznacza, że w zmienionych warunkach pracy efekt maszyny jest również zmienny. Robi wykres zależności η od HP dla różnych turbin, otrzymamy różne krzywe, których kształt zależy wyłącznie od konstrukcji turbiny.

Na rys. 48 mamy podane dwie krzywe charakterystyczne, oraz oznaczone $HP_{opt.}$ i $HP_{max.}$. Z rysunku widzimy, że chcąc obliczać turbinę, posiadającą charakterystykę 1

możemy śmiało w obliczeniach wyjść z obciążenia normalnego / $HP_{norm} = HP_{opt}$ /, gdyż z łatwością i przy względnie



Rys. 48.

dobrej jeszcze sprawności, osiągniemy wymagane 20% mocy więcej / $HP = 12000$ KM / Turbiny II w ten sposób liczyć nie możemy, nie dałaby ona bowiem tej wymaganej w pewnych chwila-

lach 20% nadwyżki mocy. Jako podstawę do obliczeń należało by przyjąć inną moc, większą od normalnej, mimo, iż turbina w warunkach normalnych nie pracowałaby z największą sprawnością, jednakże dostarczałaby nam wymaganą moc $HP = 12000$ /charakterystyka kropkowana/

W przypadku, gdy turbina posiada charakterystykę typu II, konstruktor nie może przyjąć do swych obliczeń mocy potrzebnej w warunkach pracy normalnej. Może on to uczynić, gdy przeciążenie nie przekracza kilku procent /n.p. 4% /

Ponieważ zatem turbiny na niskie spadki mają charakterystykę raczej wg. typu II, przeto możemy powiedzieć regułą, że te turbiny obliczać należy na HP_{max} jako HP_{norm}

11. W e j s c i e b e z u d e r z e n i a .

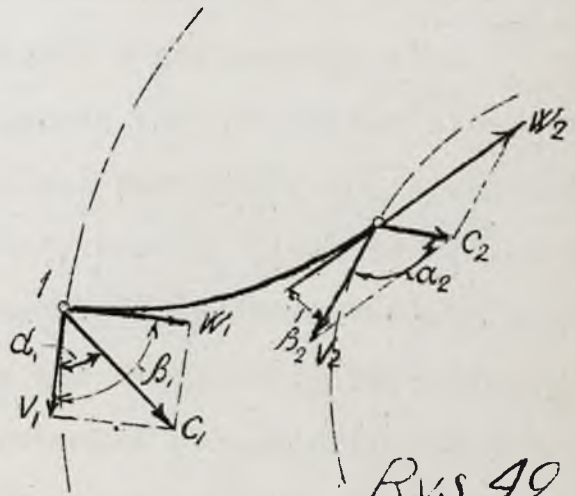
Przyjeliśmy za podstawę obliczenia turbin równanie bilansu:

$$\frac{C_1^2 - C_2^2}{2g} + \frac{W_2^2 - W_1^2}{2g} - \frac{V_2^2 - V_1^2}{2g} = \epsilon H \quad /1/$$

stosując wzory na rozwiązywanie trójkątów wg. rys. 49, przekształcamy równanie bilansu, rugując zeń i otrzymamy wzór znaleziony już poprzednio:

$$V_1 C_1 \cos \alpha_1 - V_2 C_2 \cos \alpha_2 = \epsilon g H \quad /2/$$

mamy w nim 6 zmiennych. Równanie to zostało ułożone dla najkorzystniejszych warunków pracy, gdyż założyliśmy, że woda wpada na łopatki wirnika bez uderzeń, czyli mamy $C_1 = C_0$ i t.d.



12. W y j ś c i e
n o r m a l n e

Rys. 49.

Gdybyśmy teraz zechcieli obliczać średnicę wirnika, to wobec sześciu niewiadomych musielibyśmy prowadzić obliczenia założeniami mniej lub więcej bliskimi rzeczywistości. Możemy jednak zrobić jedno założenie, upraszczające dalsze obliczenia, przyczym w konstruowaniu musimy je uwzględnić. Zakładamy mianowicie, że woda odchodzi z łopatek w płaszczyznach, przechodzących przez oś, czyli normalnie do V_2 , a więc $\alpha_2 = 90$, jest to t.zw. założenie normalnego wyjścia. Wówczas równanie nasze uprości się, bo $\cos 90^\circ = 0$ i otrzymamy:

$$V_1 C_1 \cos \alpha_1 = E g H$$

13/

mamy tu tylko trzy zmienne. Rozważmy jednak czy założenie $\alpha_2 = 90^\circ$ jest racjonalne i czy naskutek tego założenia współczynnik ξ będzie większy.

Woda wypływająca w powyższy sposób z wirnika, będzie wpływała osiowo do rury ssącej. W wypadku $\alpha_2 \neq 90^\circ$, woda przepływałaby przez rurę ssącą spiralnymi strugami. Z punktu widzenia hydraulicznego lepiej jest przeprowadzić wodę prosto-osciowo, gdyż wówczas rurociąg jest najlepiej wyzyskany, droga wody między punktami 3-4 /rys. 45/ najkrótsza, straty tarcia najmniejsze, wobec czego prędkości C_2 i C_3 mogą być również mniejsze, a zatem normalne wyjście wody z wirnika polepsza sprawność hydrauliczną turbiny ξ . Odtąd więc będziemy wychodzili z tego założenia, że turbiny są konstruowane na wejście bez uderzenia i wyjście normalne.

13. N a j l e p s z a p r ę d k o ś ć o b w o d o w a

Obliczamy prędkość obwodową, wyrażając prędkość bezwzględną C_1 z trójkąta prędkości /rys. 49/ :

$$\frac{C_1}{v_1} = \frac{\sin(180^\circ - \beta_1)}{\sin(\beta_1 - \alpha_1)} = \frac{\sin \beta_1}{\sin(\beta_1 - \alpha_1)}$$

stąd:

$$C_1 = \frac{v_1 \sin \beta_1}{\sin(\beta_1 - \alpha_1)}$$

Wstawiamy tę wartość do równania /3/ :

$$v_1 \frac{\sin \beta_1 \cos \alpha_1}{\sin(\beta_1 - \alpha_1)} = \epsilon g H$$

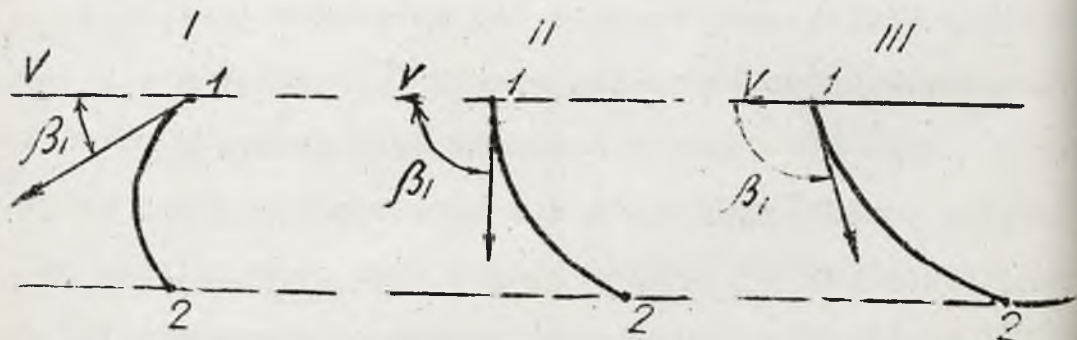
lub:

$$v_1 = \sqrt{\frac{\epsilon g H \sin(\beta_1 - \alpha_1)}{\sin \beta_1 \cos \alpha_1}} = \sqrt{\epsilon g H} \sqrt{1 - \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \beta_1}} \quad (4)$$

Wzór /4/ daje nam najlepszą prędkość obwodową wirnika, bo przy niej będzie wejście bez uderzenia i wyjście normalne. Widzimy, że zależy ona od H i zmienia się jak pierwiastek H . Jest to zupełnie zrozumiałe, bo przecież turbina wodna przedstawia nam sumę otworów, przez które woda przepływa i prędkość wody w nich jest zależna od \sqrt{H} , a więc i wszelkie inne prędkości muszą się tak samo zmieniać w zależności od \sqrt{H} , bo są między sobą powiązane równoległobokami prędkości. Widzimy dalej ze wzoru /4/, że prędkość v jest zależna od kątów α_1 i β_1 . Zależnie więc od nich możemy budować cały szereg typów turbin wodnych, osiągając tę samą moc. Zmieniając odpowiednio α_1 i β_1 , możemy turbinę dostosować do warunków zadania, do danego n , gdyż $v = \frac{\pi D n}{60}$.

Kąty α_1 i β_1 mają wielkie znaczenie przy konstruowaniu turbin; postaramy się wyjaśnić, w jaki sposób ich wielkość

wzływa na rodzaj turbiny. Kąt α_1 jest zawsze ostry $\alpha_1 < 90^\circ$ gdyż kierunek wpadającej strugi jest zawsze zgodny z kierunkiem V , a β_1 jest zawarty między C_1 i V_1 , /w praktyce nie powinien przekraczać w turbinie Francisza 45° , a zatem będzie zawsze $\text{tg } \alpha_1 > 0$. Kąt β_1 jest zawsze większy od α_1 . Jeśli budujemy turbinę z kątem $\beta_1 < 90^\circ$, wówczas mamy I typ łopatkki /rys. 50/, gdy $\beta_1 = 90^\circ$ - mamy drugi typ,



Rys. 50.

gdy $\beta_1 > 90^\circ$ - trzeci typ. Jeżeli $\beta_1 < 90^\circ$ to $\text{tg } \beta_1 > 0$ i ułamek $\frac{\text{tg } \alpha_1}{\text{tg } \beta_1} > 0$, czyli $\sqrt{1 - \frac{\text{tg } \alpha_1}{\text{tg } \beta_1}} < 1$, a zatem $V_1 < \sqrt{EgH}$ i w tym przypadku / $\beta_1 < 90^\circ$ / mamy do czynienia z turbiną wolnobiezną.

Przy $\beta_1 = 90^\circ$; $\text{tg } \beta_1 = \infty$, czyli $\frac{\text{tg } \alpha_1}{\text{tg } \beta_1} = 0$, a więc $V_1 = \sqrt{EgH}$ - turbina średnobieźna.
 Jeżeli $\beta_1 > 90^\circ$, to $\text{tg } \beta_1 < 0$ $\frac{\text{tg } \alpha_1}{\text{tg } \beta_1} < 0$; $\sqrt{1 - \frac{\text{tg } \alpha_1}{\text{tg } \beta_1}}$

i wówczas $v_1 > \sqrt{\epsilon g H}$; są to turbiny szybkobieżne.

Widzimy zatem, iż im większy kąt β_1 , tym większa szybkość obwodowa turbiny. Można więc wykreślić sobie zależność:

$$v_1 = \text{const} \sqrt{\epsilon g H}$$

i używać wyznaczonych krzywych zamiast obliczeń przy projektowaniu turbin.

Kąt α_1 posiada również wpływ na wielkość v_1 ; mianowicie przy $\beta_1 > 90^\circ$ powiększenie α_1 zwiększa równocześnie v_1 , przy $\beta_1 < 90^\circ$ - zwiększenie α_1 powoduje zmniejszenie v_1 , przy $\beta_1 = 90^\circ$ zmiana α_1 nie wpływa na wielkość v_1 .

Należy na koniec pamiętać, iż określenie turbiny jako: szybko-średnio-wolno-bieżnej, jest pojęciem względnym, gdyż szybkość v_1 zależy jak widać ze wzoru /4/ również od H

Równanie bilansu turbiny wodnej:

$$v_1 c_1 \cos \alpha_1 = \epsilon g H$$

możemy napisać jeszcze w innej formie. Uwzględniając, że

$$v_1 = c_1 \frac{\sin(\beta_1 - \alpha_1)}{\sin \beta_1}, \text{ napiszemy:}$$

$$\frac{c_1^2 \sin(\beta_1 - \alpha_1) \cos \alpha_1}{\sin \beta_1} = \epsilon g H$$

stąd:

$$c_1 = \sqrt{\epsilon g H} \sqrt{\frac{\sin \beta_1}{\sin(\beta_1 - \alpha_1) \cos \alpha_1}} \quad /5/$$

a:

$$c_r = c_1 \sin \alpha_1 = \sqrt{\epsilon g H} \sqrt{\frac{\sin \beta_1 \sin^2 \alpha_1}{\sin(\beta_1 - \alpha_1) \cos \alpha_1}} = \sqrt{\epsilon g H} \sqrt{\frac{\epsilon g \alpha_1}{\epsilon \text{ctg} \alpha_1}}$$

14. Cechy turbin wodnych

Przypuśćmy, że mamy turbinę już zbudowaną, to wówczas wzór $v_1 = \sqrt{\epsilon g H} \sqrt{1 - \frac{\text{tg} \alpha_1}{\text{tg} \beta_1}}$ możemy wyrazić jako:

$$v_1 = K_v \sqrt{H} \quad /6/$$

gdyż dla turbiny już zbudowanej wartości ϵ , α_1 i β_1 są stałe i wiadome. K_v nazwalibyśmy współczynnikiem prędkości obwodowej. Posiada on duże znaczenie praktyczne, zależy tylko od wielkości kątów i od współczynnika ϵ , nie zależy zaś od wymiarów, znaczy to, że jeśli zbudujemy cały szereg turbin różnych wymiarów, ale posiadających te same kąty α_1 i β_1 , oraz takie samo dla wszystkich turbin będzie ϵ , to możemy powiedzieć, że dla całej tej serii turbin wartość K_v jest stała i możnaby całą serię tym współczynnikiem pocechować. Łatwo byłoby wówczas w każdej chwili wyznaczyć szybkość v_1 dla każdego wirnika tego typu.

Wiadomo również, że prędkość obwodowa:

$$v_1 = \frac{\pi D_1 n}{60}$$

Przyrównując to równanie do /6/ otrzymamy:

$$\frac{D_1 n}{\sqrt{H}} = \frac{60 K_v}{\pi}$$

wprowadźmy oznaczenie:

$$K_n = \frac{60 K_v}{\pi}$$

które oczywiście jest stałe dla całej serii, wtedy:

$$K_n = \frac{D_1 n}{\sqrt{H}}$$

oznaczając $\frac{n}{\sqrt{H}} = n_1$ otrzymamy:

$$K_n = D_1 n_1$$

/7/

zastanówmy się co oznacza $n_1 = \frac{n}{\sqrt{H}}$. Jeżeli założymy $H = 1m$, wówczas $n_1 = n$. A zatem n_1 jest to ilość obrotów turbiny przy spadku H równym 1m i nazywa się zredukowaną ilością obrotów turbiny czyli n_1 jest charakterystyką danego wirnika i gdybyśmy go nacechowali nią, to

z łatwością moglibyśmy znaleźć ilość obrotów przy każdym innym spadku, mnożąc jedynie n_1 przez \sqrt{H} . Wystarczy również znać zredukowaną ilość obrotów jednego wirnika całej serii:

$$n_1 = \frac{K_n}{D_1}$$

/7 a/

to gdy we wzór /7 a /wstawimy D_i w metrach, wówczas otrzymamy n_i dla każdego wirnika. Ze wzoru /7 a /widzimy iż n_i jest odwrotnie proporcjonalne do średnicy D_i .

Mając dwa wirniki A i B tej samej serii możemy napisać:

$$K_n = \frac{D_A n_A}{\sqrt{H_A}} = \frac{D_B n_B}{\sqrt{H_B}}$$

czyli:

$$\frac{n_A}{n_B} = \sqrt{\frac{H_A}{H_B}} \frac{D_B}{D_A} \quad /7b/$$

lub:

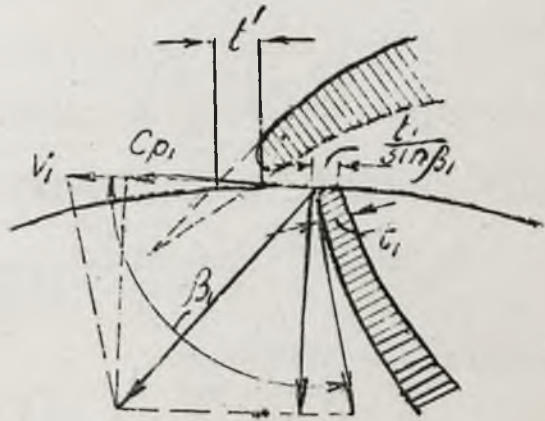
$$\frac{n_{IA}}{n_{IB}} = \frac{D_B}{D_A} \quad /7c/$$

Przechodzimy teraz do mocy turbin, względnie do ilości wody Q przepływającej przez turbinę. Ilość wody możemy określić zapomocą przekroju i szybkości. Przekrój wyrażamy zapomocą średnicy, najlepiej na wejściu. Gdybyśmy chcieli wziąć przekrój na łopatkach wirnika, to musieliśmy go mnożyć przez W_1 , aby otrzymać Q ; W_1 zależy zaś od β_1 . A zatem lepiej wziąć cylindryczny przekrój na wejściu, i mnożąc go przez promieniową składową prędkości bezwzględnej wody C_1 , którą oznaczymy przez C_v , otrzymamy Q .

Przekrój cylindryczny otrzymamy, mnożąc swobodny

obwód cylindra, na powierzchni którego znajduje się szu-
kany przekrój, przez wysokość. Z rys. 51 widzimy, że aby
otrzymać swobodny obwód cylindra musimy odjąć od obwodu
całkowitego grubości łopatek na obwodzie $\frac{D_1 t_1}{\sin \beta_1}$, oraz
 $v t'$, gdzie v_1 ilość łopatek wirnika; v - ilość łopa-
tek kierowniczych; t_1 - grubość łopatki wirnika; t' prze-
krój przedłużenia ło-

patki kierowniczej na
obwodzie cylindra, gdyż
mimo, że łopatka się
kończy jeszcze przed
cylindrem, oraz ze wzglę-
dów czysto technicznych



Rys. 51.

jest zaokrąglony jej
koniec, jednak na jej
przedłużeniu powsta-

ją wiry, zajmujące przestrzeń, przez którą woda nie płynie.

W ten sposób ilość wody Q będzie równa:

$$Q = \left(\pi D_1 - \frac{v_1 t_1}{\sin \beta_1} - v_1 t' \right) B C r$$

gdzie B jest wysokością wirnika.

Wartość Q możemy wyrazić w inny sposób. Zamiast
odejmować poszczególne grubości łopatek : wirnika i kie-

rownicznych, możemy powiedzieć, że tylko część obwodu πD_1 jest swobodna. Wprowadzając pewien współczynnik K_1 , napiszemy:

$$Q = K_1 \pi D_1 B c_r$$

gdzie K_1 - współczynnik zwężenia. Grubość strugi wody wpadającej do wirnika wyrażmy również jako część średnicy:

$$B = K_2 D_1$$

zaś prędkość c_r możemy wyrazić w funkcji spadku, pisząc:

$$c_r = \sqrt{\varepsilon g H} \sqrt{\frac{\tan \alpha_1}{\operatorname{ctg} \alpha_1 - \operatorname{ctg} \beta_1}} = K_3 \sqrt{H}$$

Ostatecznie otrzymamy:

$$Q = K_1 \pi D_1 \cdot K_2 \cdot D_1 \cdot K_3 \sqrt{H}$$

Wprowadzimy oznaczenie $\frac{Q}{\sqrt{H}} = Q_1$, wtedy:

$$\frac{Q}{\sqrt{H}} = Q_1 = \pi \cdot K_1 \cdot K_2 \cdot K_3 D_1^2$$

Wszystkie stałe możemy zastąpić jedną stałą K_a , charakterystyczną dla całej serii turbin, jeżeli te turbiny budowane są jednakowo. K_a jak i poprzednie współczynniki charakterystyczne, zależy tylko od α_1, β_1 i ε . Możemy zatem napisać:

$$Q_1 = K_a D_1^2$$

Q ma tu znaczenie analogiczne do n_1 . Jest to ilość wody przepływająca na sekundę przez turbinę przy spadku = 1 metrowi i nazywa się zredukowaną ilością wody. Zakładając bowiem $H = 1m$ otrzymamy $Q = Q_1$. Zredukowana ilość zużywanej przez turbinę wody jest proporcjonalna do kwadratu średnicy. Jest to zupełnie jasne, bo turbina jest sumą otworów i zawsze ilość wody przez nie przepływająca możemy wyrazić iloczynem powierzchni przez prędkość: prędkość wyrazić można zapomocą wysokości, a powierzchnię jakąś miarą liniową, wziętą do kwadratu, tutaj więc średnicą turbiny.

Rozpatrując dwa wirniki A i B tej samej serii

napiżemy:

$$K_a = \frac{Q_1}{D_1^2} = \frac{Q_{1A}}{D_A^2} = \frac{Q_{1B}}{D_B^2}$$

czyli:

$$\frac{Q_{1A}}{Q_{1B}} = \frac{D_A^2}{D_B^2} \quad / 8 a /$$

albo inaczej:

$$K_a = \frac{Q_1}{D_1^2} = \frac{Q}{\sqrt{H} D_1^2} = \frac{Q_A}{D_A^2 \sqrt{H_A}} = \frac{Q_B}{D_B^2 \sqrt{H_B}}$$

$$\frac{Q_A}{Q_B} = \frac{D_A^2}{D_B^2} \sqrt{\frac{H_A}{H_B}} \quad / 8 a /$$

wzór $Q_1 = K_a D_1^2$ jest drugim wzorem, z którego mo-

żemy obliczyć średnicę turbiny; tutaj z danego Q w zadaniu, znając wartości na K_a

Ponieważ turbina projektowana ma dawać tę ilość obrotów, jaka dana jest w zadaniu i przelikać ilość wody również oznaczoną, trzeba więc ze średnic turbin, obliczonych ze wzorów /7/ i /8/ wybrać średnicę wspólną, która wypadła tak ze wzoru na K_n , jak i na K_a . Może się jednak zdarzyć, że wielkości obliczone z tych wzorów nie będą się wcale pokrywały, ten wypadek omówimy później.

Zazwyczaj dana nam jest moc, którą ma posiadać turbina wyrażamy ją tak:

$$HP = \frac{\gamma Q H}{75} \eta = \frac{\gamma Q H V \sqrt{H}}{75} \eta$$

albo:

$$\frac{HP}{H V \sqrt{H}} = \frac{\eta \gamma}{75} Q_1$$

jeśli napiszemy $HP_1 = \frac{HP}{H V \sqrt{H}}$ i założymy, że $H=1m$, to

$HP_1 = HP$, a więc HP_1 jest to moc turbiny przy spadku 1 metra i nazywa się zredukowaną mocą turbiny:

$$HP_1 = \frac{\eta \gamma}{75} Q_1$$

Wprowadzimy tu wartość na Q_1 ze wzoru /8/, wówczas:

$$HP_1 = \frac{\eta \gamma}{75} K_a D_1^2$$

Jeśli wielkości stałe w powyższym równaniu oznaczamy:

$$K_{HP} = \frac{28}{75} K_a$$

to współczynnik K_{HP} będzie nową charakterystyką całej serii turbin, zatem:

$$HP_i = K_{HP} D_i^2 \quad /9/$$

Dla wirników A i B tej samej serii możemy

napisać:

$$K_{HP} = \frac{HP}{D_i^2} = \frac{HP_{IA}}{D_A^2} = \frac{HP_{IB}}{D_B^2}$$

czyli:

$$\frac{HP_{IA}}{HP_{IB}} = \frac{D_A^2}{D_B^2} \quad /9 a /$$

porównując ten wzór ze wzorem /8 a / napiszemy:

$$\frac{Q_{IA}}{Q_{IB}} = \frac{HP_{IA}}{HP_{IB}} \quad /10/$$

co oznacza, że dla tych samych spadków /np. 1 m / moc jest wprost proporcjonalna do ilości przepływającej wody.

Wzór /9 a / możemy napisać w innej formie:

$$\frac{HP_A}{HP_B} = \frac{D_A^2}{D_B^2} \frac{H_A \sqrt{H_A}}{H_B \sqrt{H_B}} \quad /9 b /$$

Z równań $K_n = D_i n_i$ i $Q_i = K_a D_i^2$ wynika zależność

$$K_n \sqrt{K_a} = n_i \sqrt{Q_i} \quad , \text{a ponieważ:}$$

$$Q_i = \frac{Q}{\sqrt{H}} = \frac{75 HP}{8 \eta H \sqrt{H}} = \frac{75 HP_i}{8 \eta}$$

zatem:

$$K_n \sqrt{K_a} = n_1 \sqrt{\frac{75 P_1}{8 \eta}}$$

jeśli w równaniu tym zastąpimy wielkości stałe nowym współczynnikiem:

$$n_s = K_n \sqrt{K_a} \sqrt{\frac{28}{75}}$$

to otrzymamy:

$$n_s = n_1 \sqrt{P_1}$$

/11/

współczynnik n_s będzie nową charakterystyką całej serii turbin. /W publikacjach amerykańskich spotykamy oznaczenie współczynnika $n_1 \sqrt{P_1}$ jako K_t -charakterystyka typu a to na skutek wprowadzenia tego symbolu przez profesora Zmierzchowskiego w początkowym okresie swych prac w Ameryce /.

Zobaczmy teraz jakie bezpośrednie znaczenie posiadają te współczynniki. Najpierw musimy oznaczyć K_n i K_a . Jeśli w zależności $K_n = D_1 n_1$ założymy $D_1 = 1$, to $K_n = n_1$; znaczy to więc, że K_n jest to zredukowana ilość obrotów wirnika o średnicy 1 m. Zakładając w równaniu $Q_1 = K_a D_1^2$, $D_1^2 = 1m$ otrzymamy $K_a = Q_1$, a więc K_a jest to zredukowana ilość wody, przepływająca przez turbiny o średnicy 1 m. Frzy zachowaniu poprzednich oznaczeń, jeśli do wzoru /11/ wstawimy $P_1 = 1$, to otrzymamy $n_s = n_1$; a więc

n_s jest to zredukowana ilość obrotów turbiny wodnej, posiadającej takie rozmiary, że turbina ta przy spadku 1 m daje moc 1 km. /Dlatego nazywamy n_s często specyficzną albo charakterystyczną ilością obrotów /.

Współczynnik n_s jest, jak to zobaczymy następnie, współczynnikiem charakterystycznym, bardzo ważnym, nosi on miano charakterystyki typu.

Znając powyższe własności turbin, możemy już rozwiązywać pewne zagadnienia praktyczne. Np: mamy zaprojektować siłownię na moc HP obroty n i wysokość spadku H . Rozporządzamy przytym modelem wirnika o średnicy D_A i współczynnikach charakterystycznych K_n, K_a, K_{HP} i n_s , zachodzi pytanie: ile należy zainstalować tych wirników, aby uzyskać żadaną moc?

Moc jednego wirnika, pracującego na spadek H i obroty n obliczamy ze wzorów:

$$HP_{IA} = K_{HP} D_A^2$$

$$HP_A = HP_{IA} H \sqrt{H} = K_{HP} D_A^2 H \sqrt{H}$$

stąd ilość wirników, dostarczająca żadaną moc HP będzie wynosiła:

$$v = \frac{HP}{HP_A}$$

/stosunek mocy całej siłowni do mocy jednego wirnika /
 Uwzględniając, że $HP = HP_1 H \sqrt{H}$, zaś $HP_A = HP_{1A} H \sqrt{H}$, napiszemy:

$$v = \frac{HP_1}{HP_{1A}}$$

/ HP_1 - zredukowana moc całej siłowni, HP_{1A} - jednego wirnika /
 •Mnożąc licznik i mianownik przez n_1^2 , otrzymamy:

$$v = \frac{HP_1 n_1^2}{HP_{1A} n_{1A}^2} = \left(\frac{n_1 \sqrt{HP_1}}{n_{1A} \sqrt{HP_{1A}}} \right)^2$$

ponieważ $n_1 \sqrt{HP_1} = n_s$ i $n_{1A} \sqrt{HP_{1A}} = n_{sA}$ zatem:

$$v = \left(\frac{n_s}{n_{sA}} \right)^2 \quad /12/$$

gdzie n_s - charakterystyka całej siłowni, n_{sA} - charakterystyki pierwszego wirnika.

Przykład 1.

Mamy zbadany wirnik A o średnicy $D_A = 400$ m/m, pracujący normalnie przy spadku $H = 9$ m i obrotach $n = 90^\circ$. Jaka średnicę winien mieć wirnik B tego samego typu pracujący na $H = 16$ m, $n = 160$ oby/min.

Wychodzimy z zależności:

$$D_{1A} n_{1A} = D_{1B} n_{1B}$$

$$n_{1A} = \frac{n_A}{\sqrt{H_A}} = \frac{90}{\sqrt{9}} = \frac{90}{\sqrt{3}} = 30$$

$$n_{1B} = \frac{n_B}{\sqrt{H_B}} = \frac{160}{\sqrt{16}} = \frac{160}{\sqrt{40}} = 40$$

$$D_{1B} = \frac{n_{1A}}{n_{1B}} D_{1A} = \frac{30}{40} 400 = 300 \text{ mm}$$

Przykład 2.

wirnik A o średnicy $D_A = 800$ posiada przy spadku

$H = 16$ i $n = 280$ moc $HP = 960 \text{ KM}$. Chcemy zainstalować

wirnik B tego samego typu o spadku $H = 9$ i $n = 240$.

Ile musi być tych wirników i jaką winny mieć średnicę, aby

dawały tę samą moc $HP = 960 \text{ KM}$

. . .

Obliczamy średnicę nowego wirnika:

$$n_{1A} = \frac{n_A}{\sqrt{H_A}} = \frac{280}{\sqrt{16}} = 70$$

$$n_{1B} = \frac{n_B}{\sqrt{H_B}} = \frac{240}{\sqrt{9}} = 80$$

$$D_{1B} = D_{1A} \frac{n_{1A}}{n_{1B}} = 800 \frac{70}{80} = 700 \text{ mm}$$

Zredukowana moc wirnika A :

$$HP_{IA} = \frac{HP_A}{H_A \sqrt{H_A}} = \frac{960}{16 \sqrt{16}} = 15$$

z zależności: $\frac{HP_{IA}}{HP_{IB}} = \left(\frac{D_{IA}}{D_{IB}}\right)^2$ wyliczamy:

$$HP_{IB} = HP_{IA} \left(\frac{D_B}{D_A}\right)^2 = 15 \left(\frac{700}{800}\right)^2 = 11,484$$

Moc pierwszego wirnika B:

$$HP_B = HP_{IB} H_B \sqrt{H_B} = 11,484 \cdot 9 \sqrt{9} = 310 \text{ KM.}$$

liczba wirników:

$$v = \frac{HP}{HP_B} = \frac{960}{310} = 3,1$$

Należy więc wziąć cztery wirniki, albo powiększając nieco średnicę D_B moglibyśmy uzyskać moc przy pomocy trzech wirników. Oczywiście sprawność silników będzie wówczas nieco mniejsza.

Przykład 3.

Dany jest wzorec wirnika na $n_s = 347$. Obliczyć wymiary i ilość wirników tego typu dla siłowni o mocy

$$H_s = 10000 \text{ KM i } n = 160 \quad \text{przy spadku } H = 16$$

...

$$n_{IA} = \frac{n}{\sqrt{H}} = \frac{160}{\sqrt{16}} = 40; \quad D_{IA} = D_1 \frac{n_1}{n_A} = 660 \frac{100}{40} = 1650 \text{ mm}$$

Ilość wirników:

$$v = \left(\frac{n_s \text{ siłowni}}{n_s \text{ wirnika}} \right)^2$$

dla całej siłowni:

$$HP_{15} = \frac{HP_s}{H\sqrt{H}} = \frac{10000}{16\sqrt{16}} = 156$$

$$n_{s_{siL}} = n_1 \sqrt{HP_{15}} = 40 \sqrt{156} = 500$$

$$v = \left(\frac{500}{347} \right)^2 = 2,05 \approx 2 \text{ wirniki}$$

15. Wartości liczbowe
współczynników charakterystycznych
turbin wodnych

Aby ustalić podstawy do obliczeń zupełnie nowych turbin wodnych, musimy znać wartości liczbowe wszelkich cech i współczynników, zapomocą których obliczamy turbiny nie mających żadnych pierwowzorów.

Pierwszy wzór na średnicę posiada K_n , który zależy od ϵ i kątów α i β

$$K_n = \frac{60}{\pi} \sqrt{\varepsilon g} \sqrt{1 - \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \beta_1}}$$

Wartość współczynnika $\varepsilon = 0,85 \div 0,95$, przytym, im większa turbina, tym naogół większe ε . Dla obliczeń wstępnych bierzemy $\varepsilon = 0,85$. Skoro więc zdecydujemy się w jakich granicach mogą zmieniać się kąty α i β , określimy tym samym granice dla K_n .

Woda wpada na wirnik pod kątem α , jak już wspomnieliśmy dla turbin Francisa $\alpha \leq 45^\circ$, co zostało określone wyłącznie z praktyki. Kąt α nie może być zbyt mały, gdyż wówczas maleje przekrój wlotowy; α nie powinno być mniejsze od $18^\circ \div 20^\circ$. Co do kąta β_1 , to już określiliśmy, że turbiny z $\beta_1 < 90^\circ$ - są wolnobieżne, $\beta_1 = 90^\circ$ średniobieżne i $\beta_1 > 90^\circ$ -szybkiebieżne. Jest rzeczą jasną, że powiększając coraz bardziej β_1 , łopatką musi się mocno wydłużać, przeto w turbinach dośrodkowych, gdzie łopatką jest zwichrzona, byłoby bardzo trudno połączyć punkt 1 z punktem 2 przez samo powiększanie kąta, a nie wydłużanie łopatką. Jako kraniec wartości dla kąta β_1 można przyjąć 135° , w turbinach propelerowych znacznie wyżej/. Zmniejszając β_1 , zmniejszamy przekrój wlotowy wirnika. Im więc mniejszy kąt β_1 , tym łopatki muszą być bardziej zakrzywione. Nie chcą budować turbiny akcyjnej, do której

się zbliżamy, zmniejszając β_1 , musimy się trzymać zdaleka od małych wartości β_1 ; powinny one być większe conajmniej od 65° .

Szybkość c_1 wyrażamy, jak wiemy, wzorem:

$$c_1 = \sqrt{\varepsilon g H} \sqrt{\frac{\sin \beta_1}{\sin(\beta_1 - \alpha_1) \cos \alpha_1}}$$

Gdybyśmy cały spadek zamienili na energię prędkości, to otrzymalibyśmy turbinę akcyjną, przyczym wartość graniczna na c_1 byłaby:

$$c_1 = \sqrt{2 \varepsilon g H}$$

idealnie $c_1 = \sqrt{2 g H}$, czyli że turbina nasza przeszłaby w turbinę bez ciśnienia, gdy:

$$\frac{\sin \beta_1}{\sin(\beta_1 - \alpha_1) \cos \alpha_1}$$

co następuje, gdy $\beta_1 = 2\alpha_1$; chcąc więc mieć turbinę reakcyjną, musimy założyć $\beta_1 > 2\alpha_1$, wówczas:

$$c_1 < \sqrt{2 \varepsilon g H}$$

Ponieważ, jak to ustaliliśmy $\alpha_1 > 18^\circ \div 20^\circ$ przyczym z powodu regulacji α_1 dochodzi do $25^\circ \div 30^\circ$, zatem zważywszy, że $\beta_1 > 2\alpha_1$, winno być:

$$\beta_1 \geq 65^\circ$$

Jest to minimalna wartość kąta β_1 . Względy praktyczne

polecają, zważywszy na gwałtowną korozję, unikać kątów β_1 mniejszych od 90°

Krańcowe wartości kątów są następujące:

$$\alpha_{\min} = 18^\circ$$

$$\alpha_{\max} = 45^\circ$$

$$\beta_{\min} = 65^\circ$$

$$\beta_{\max} = 135^\circ$$

Mając ustalone kąty możemy określić granice, w jakich zawarte są liczbowe wartości innych współczynników. Np:

$$K_n = \frac{60}{\pi} \sqrt{\epsilon g} \sqrt{1 - \frac{\tan \alpha_1}{\tan \beta_1}}$$

Wartość czynnika $\sqrt{1 - \frac{\tan \alpha_1}{\tan \beta_1}}$ możemy przedstawić wykreslnie, w zależności od wartości kąta β_1 . Wykres przedstawi się jak na rys. 52, przyczym każda krzywa jest wykreślona dla odpowiedniej wartości kąta α_1 . Maksymalna wartość pierwiastka wynosi 1,36, minimalna zaś 0,855, przy powyżej podanych granicznych wartościach kątów α_1 i β_1 .

Turbiny podzieliśmy na wolno-, średnio-, i szybkoobrotowe: przeliczywszy odpowiednio wartość na K_n , otrzymamy

$$K_n = 49 \div 55$$

wolnoobrotowe

$$K_n = 55$$

średnioobrotowe

$$K_n = 55 \div 75$$

szybkoobrotowe

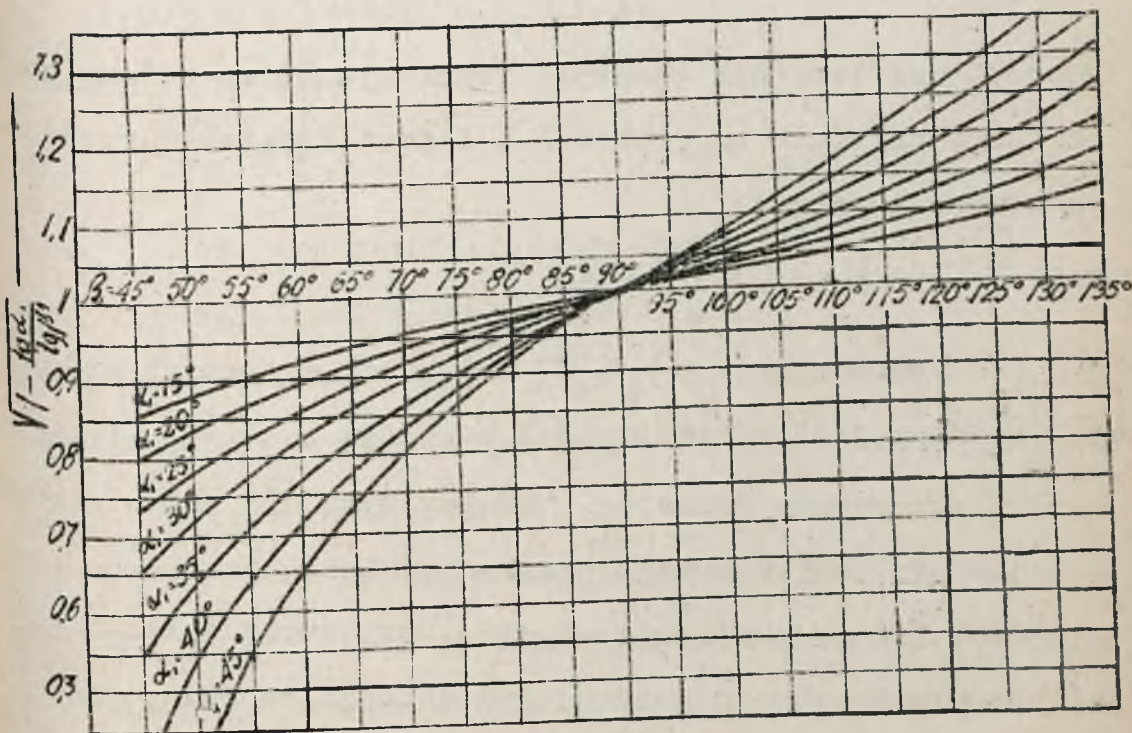
Zważywszy, że $K_n = D_1 n_1$, napiszemy:

$$D_1 = \frac{49 \div 55}{n_1} \quad \text{wolnobieżne}$$

$$D_1 = \frac{55}{n_1} \quad \text{średnobieżne}$$

$$D_1 = \frac{55 \div 75}{n_1} \quad \text{szybkobieżne}$$

a zatem średnice można dostosować do ilości obrotów i ty-



Rys. 52.

pu turbiny.

Związek między ilością wody Q , a średnicą turbiny przedstawia się jako :

$$Q_1 = K_a D_1^2$$

przyczym K_a jest współczynnikiem wydatku i równa się

$$K_a = \pi \cdot K_1 \cdot K_2 \cdot K_3,$$

przyczym:

$$K_1 = \frac{\pi D_1 - \frac{v_1 t_1}{\sin \beta_1} - vt'}{\pi D_1}$$

jest to współczynnik zwężenia przekroju, który możemy sobie obliczyć zależnie od grubości i ilości łopatek. Wartość jego wynosi naogół:

$$K_1 = 0,93 \div 0,98$$

Współczynnik $K_2 = \frac{B}{D}$, stosunek wysokości koła do średnicy, jest w konstrukcji b. ważnym współczynnikiem. Jeżeli zatrzymamy średnicę a powiększymy B , to w pewnym stosunku do powiększonego przekroju wlotowego trzeba powiększyć i inne przekroje wirnika. Przy coraz dalszym powiększaniu przekroju możemy dojść do tego, że dolny pierścień przekroju stanie się równoległy do osi turbiny, a nawet, że będzie występował nazewnątrz. /rys. 53/ Idąc jeszcze dalej, t.j. rozszerzając go coraz bardziej dojdziemy do tego, że woda będzie wchodziła na wirnik osiowo, a nie promieniowo. Jednak nieskończenie daleko w żadnym kierunku

ić nie możemy. Przy b. małych wartościach B , wskutek chropowatości ścianek, przepływ wody

Przez wirnik połączony byłby z wiel-

kimi stratami, nadto turbina mogła-

by się zatkać lodem lub liśćmi. Nie

można dlatego budować turbin o wy-

sokości $B < 20 \div 30 \text{ m}$. Naogół jako

minimum przyjmuje się:

$$K_2 \text{ min} = \frac{B}{D} = \frac{1}{30}$$

Rozważmy teraz od czego za-

leży K_2 maksimum. Im większe B/D ,

tym więcej trzeba oddalić pierścień zewnętrzny od osi, ale

nie można również iść zbyt daleko. Uważano dawniej, że sto-

sunek $\frac{B}{D} = \frac{1}{2}$ jest maksymalny i nie powinno się iść dalej.

Dostrzymało to dalszy rozwój turbin. Nowsze badania oka-

zały, że można iść dalej. Turbiny prof. Zwierzchowskiego

o wielkiej pojemności, przy zachowaniu typu Francisa, posia-

dają $K_2 = 0,65$.

Podobnie jak podzieliśmy wirnik co do prędkości,

wprowadzimy podział na wirnik małej, średniej i dużej po-

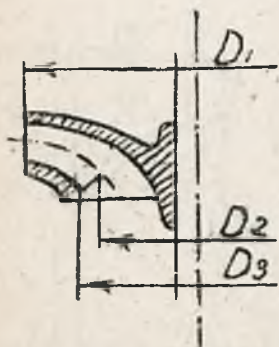
jemności.

Weźmy pod uwagę trzy średnice: D_1 , D_2 , D_3 rys. 54.



Rys 53.

Do pierwszej kategorii t.j. do wirników o małej pojemności zaliczymy wirniki, w których



Rys 54.

$$D_1 > D_2 \geq D_3$$

do II-giej -wirniki o średniej pojemności, gdzie:

$$D_1 \geq D_3 > D_2$$

do III-ciej -wirniki o wielkiej pojemności, w których:

$$D_3 > D_1$$

Wartość współczynnika K_2 wynosi dla tych grup odpowiednio:

$$\frac{B}{D} = \frac{1}{30} \div \frac{1}{8}$$

mała pojemność

$$\frac{B}{D} = \frac{1}{8} \div \frac{1}{4}$$

średnia pojemność

$$\frac{B}{D} = \frac{1}{4} \div \frac{1}{2} \div (0,65)$$

wielka pojemność

maksymalna granica stosunku $\frac{B}{D}$ uwarunkowana jest względami wytrzymałości łopatek; przy przekroczeniu $\frac{B}{D}$ wartości $\frac{1}{4}$, mamy do czynienia z przepływem osiowo-promieniowym.

Współczynnik K_3 zależy wyłącznie od kątów α i β , a wartości tych ostatnich już ustaliliśmy. Wzór na

K_3 brzmi:

$$K_3 = \sqrt{\epsilon g} \sqrt{\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{ctg} \alpha_1 - \operatorname{ctg} \beta_1}}$$

Podstawiając tu odpowiednie wartości otrzymamy:

$\beta_1 < 90^\circ$; $K_3 = 1,18 \div 1,35$ wolnobieżne

$\beta_1 = 90^\circ$; $K_3 = 1,35 \div 1,67$ średnobieżne

$\beta_1 > 90^\circ$; $K_3 = 1,67 \div 1,70$ szybkobieżne

Przy czym: $\alpha_1 = 30^\circ \div 40^\circ$

Widzimy zatem, że można ustalić pewne granice dla

$K_a = \pi \cdot K_1 \cdot K_2 \cdot K_3$. K_1 ma mały wpływ na zmienność, jako prawie stały, natomiast K_2 i K_3 są zależne od typu turbiny i wnoszą $K_2 = \frac{1}{30} \div 0,65$; $K_3 = 1,18 \div 1,79$

Zastanówmy się teraz jakie powinniśmy brać wartości współczynników i przy konstruowaniu turbiny. Ilość przepływającej przez wirnik wody wyrażamy:

$$Q = \pi K_1 K_2 K_3 D^2 \sqrt{H}$$

widzimy stąd, iż Q jest wprost proporcjonalne do K_2 i K_3 ,

czyli zwiększenie K_2 , czy też K_3 oznacza wzrost Q ,

zmniejszenie K_2 lub K_3 - zmniejszenie Q . Zatem turbiny

o dużej pojemności mają $K_2 = \frac{B}{D}$ duże, jak to już stwier-

dziliśmy poprzednio i są szybkobieżne, gdyż K_3 musi mieć

też dużą wartość. Turbiny o małej pojemności mają małe K_2

i małe K_3 , czyli są wolnobieżne. Stąd otrzymujemy nową kla-

syfikację turbin na następujące typy i racjonalne wartości

$$K_a = 0,12 \div 0,5 \quad \text{wolnobieżne o małej pojemności}$$

$$K_a = 0,5 \div 1,2 \quad \text{średnobieżne o średniej pojemności}$$

$$K_a = 1,2 \div 2,6 \quad \text{szybkobieżne o dużej pojemności}$$

a nawet $K_a = 3,6$ /wirnik prof. Zwierzchowskiego/

Rozważmy obecnie zagadnienie dla jakich warunków budujemy turbiny o różnej pojemności? Ze wzoru $HP = \frac{\rho g Q H}{75} \eta$

widzimy, że dla otrzymania pewnej mocy HP „przy małych spadkach H przez turbinę musi przejść dużo wody Q .

Duża ilość Q przepłynie tylko wtedy jeśli $\frac{B}{D}$ jest duże i turbina szybko się obraca / większa szybkość przepływu wody/. Odwrotnie - celem wyzyskania tej samej mocy HP przy

dużym spadku H , turbina winna zużywać mało wody Q , czyli mieć $\frac{B}{D}$ małe i wolno się obracać. Reasumując - na małe

konstruujemy turbiny szybkobieżne o dużej pojemności, zaś na duże spadki - turbiny wolnobieżne o małej pojemności.

Ze wzoru $K_a D_1^2 = Q$, możemy wyliczyć średnicę odpowiedniego typu turbiny:

$$D_1 = (2,94 \div 1,43) \sqrt{Q}$$

wolnobieżna o małej pojemn.

$$D_1 = (1,43 \div 0,91) \sqrt{Q}$$

średnobieżna o średniej pojemn.

$$D_1 = (0,91 \div 0,62) \sqrt{Q_1} \quad \text{szybkobieźna o dużej pojemn.}$$

dla wirnika prof. Zwierzchnickiego $D_1 = 0,525 \sqrt{Q_1}$

Jeśli byśmy mieli obliczać średnicę turbin wg. wzorów powyższych, to wynik otrzymany należy skonfrontować z wynikiem otrzymanym ze wzoru $K_n = D_1 n_1$, mianowicie powinno być $D_1 = \sqrt{\frac{Q_1}{K_n}} = \frac{K_n}{n_1}$ - jest to warunek prawidłowego obliczania średnic.

Przykład. - Obliczyć turbinę pracującą na $H = 7,5 \text{ m}$;

$$HP = 300 \text{ KM} \quad \text{ i } \quad n = 250 \text{ obr/min.}$$

Obliczymy Q zakładając $\eta = 0,80$

$$Q = \frac{75 HP}{8 H \eta} = 3,75 \text{ m}^3/\text{sek}$$

$$n_1 = \frac{n}{\sqrt{H}} = \frac{250}{\sqrt{7,5}} = 91,3$$

$$Q_1 = \frac{Q}{\sqrt{H}} = \frac{3,75}{\sqrt{7,5}} = 1,39$$

Obliczamy średnicę ze wzoru $D_1 = \frac{K_n}{n_1}$

wolnobieżne $D_1 = \frac{49 \div 55}{91,3} = 0,55 \div 0,60$

średniobieźne $D_1 = \frac{55}{91,3} = 0,60$

szybkobieżne $D_1 = \frac{55 \div 75}{91,3} = 0,60 \div 0,82$

a następnie ze wzoru $K_Q D_1^2 = Q_1$

mała pojemn. $D_1 = (2,94 \div 1,43) \sqrt{1,39} = 3,44 \div 1,68$

średnia pojemn. $D_1 = (1,43 \div 0,91) \sqrt{1,39} = 1,68 \div 1,07$

duża pojemn. $D_1 = (0,91 \div 0,525) \sqrt{1,39} = 1,07 \div 0,61$

Porównując obliczone średnice widzimy, że wartości średnic od 0,60 do 0,82m kryją się ze sobą w obu wzorach. A zatem turbina nasza będzie typu szybkobieżnego o dużej pojemności.

Przykład. - Obliczyć turbinę, pracującą na $H = 300$ m;
 $HP = 4000$ KM i $n = 600$ obr/min.

$$Q = 1,25 \text{ m}^3/\text{sek} ; n_1 = \frac{600}{\sqrt{300}} = 34,65 ; Q_1 = \frac{1,25}{\sqrt{300}} = 0,0722$$

Obliczamy średnicę z prędkości:

$$D_1 = \frac{49 \div 55 \div 75}{34,65} = 1,415 \div 1,587 \div 2,165$$

a z ilości wody będzie:

$$D_1 = (2,94 \div 1,43 \div 0,95 \div 0,525) \sqrt{0,0722} =$$

$$= 0,79 \div 0,384 \div 0,245 \div 0,141 \text{ m}$$

Tutaj żadne średnice nie nakrywają się wzajemnie. Najmniejsza średnica, obliczona z ilości obrotów jest większa od największej, obliczonej z ilości wody. Stąd wniosek że musimy przejść do innego typu turbin /koło Peltona /.

Zamiast liczyć tak, jak w obu powyższych wypadkach gdzie orientowaliśmy się tylko co do możliwości typu i rodzaju turbiny, możemy uciec się do charakterystyki typu n_s ,

gdzie n_s wyrażało nam:

$$n_s = n_1 \sqrt{HP_1} = K_n \cdot \sqrt{K_a} \sqrt{\frac{80}{75}}$$

Ponieważ współczynniki K_n i K_a mamy już ustalone, możemy wyliczyć wartości na n_s ;

Turbiny wolnob. o małej pojemn. $n_s = 55 \div 127$

turbiny średnb. o średn. pojemn. $n_s = 127 \div 196$

turbiny szybkob. o dużej pojemn. $n_s = 196 \div 455 \div 520$

Jedną liczbą n_s , którą sobie wyliczymy z danych w zadaniu, powie nam czy turbina jest w ogóle możliwa, a jeżeli tak to jakiego ma ona być rodzaju; od razu również możemy uprzytomnić sobie kształt łopatek.

Aby uprościć sobie obliczenia, zestawmy wszystkie charakterystyczne wartości w tabelkę i zaopatrzymy ją odpowiednimi szkicami.

Metoda obliczania turbiny wodnej będzie więc następująca: z danych otrzymanych w zadaniu obliczamy n_1 i n_s . Jeśli n_s będzie mniejsze od 55, to musimy budować turbinę innego typu /obecnie przeważnie koło Peltona / jeżeli zaś będzie większa od 460 /520/, wówczas konstruujemy nowoczesne typy turbin/propelerowe /, dla których n_s dochodzi do tysiąca, albo, gdy chcemy wycisnąć istniejące już modele, z których każdy ma n'_s , to dajemy kilka wirników. Ilość ich wynosi:

$$\sqrt{v} = \left(\frac{n_1 \sqrt{HP_1}}{n'_s} \right)^2 = \left(\frac{n_s}{n'_s} \right)^2$$

Np. jeśli mamy wirnik na $n_s = 400$, a musimy zaprojektować siłownię na $n_s = 800$, to wówczas dajemy:

$$\sqrt{v} = \left(\frac{800}{400} \right)^2 = 4 \text{ wirniki}$$

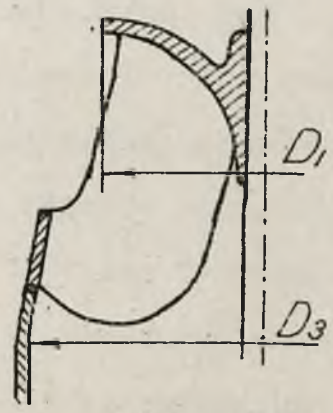
Mając już cyfrową wartość charakterystyki typu n orientujemy się odrazu, co do wyboru typu turbiny i możemy zaraz naszkicować zgruba jej kształty, oraz wybrać racjonalne wartości współczynników. Dzięki temu możemy ustalić racjonalną średnicę wirnika ze wzoru $D_1 = \frac{Kn}{n_1}$

Mając obliczoną średnicę znajdujemy odpowiednią wysokość wirnika B . Wyliczenie kątów α_1 i β_1 , również nie sprawia trudności. Pozostanie tylko ustalenie profilu łopatek. Ogólne pojęcie o nim mamy już z określenia typu turbiny za pomocą n_s .

Zakładając prędkość c_3 możemy wyliczyć średnicę rury ssącej wg: wzoru

$$Q = \frac{\pi D_3^2}{4} c_3 \quad . \text{Prędkość}$$

c_3 winna być jaknaj -
mniejsza, gdyż wtedy woda
uchodząca z wirnika będzie
zawierać jaknajmniej ener-
gii. W dalszych rozważa-



Rys. 55

niach zobaczymy, że energia uchodzącej wody nie jest dla nas całkowicie stracona, gdyż za pomocą rury ssącej znaczną część tej energii odzyskujemy. Mimo to staramy się energię wody opuszczającej wirnik zredukować do minimum.

Zmniejszenie prędkości wyjściowej osiągnąć możemy przez powiększenie przekroju wyjściowego, co pociąga za sobą rozszerzenie pierścienia dolnego. Przy małych wartościach B/D możemy łatwo zmniejszyć prędkość c_3 , po-

większając przekrój wyjściowy. Inaczej jednak będzie, gdy jest on już i tak rozszerzony /przy wielkich n_s /, istnieje bowiem pewna granica tego rozszerzenia, poza którą już dalej iść nie możemy. Musimy więc zrobić pewne odstępstwa od zasady minimalnej prędkości wyjściowej. Wartości względne C_3 będą daleko mniejsze dla stosunku B/D małego /turbiny wolnobieżne/, aniżeli dla B/D dużego /turbiny szybkobieżne/. Najlepiej jednak zależność tę przedstawić jako stosunek energii uchodzącej wody $\frac{C_3^2}{2g}$ do całkowitej energii spadku H , czyli $S_p = \frac{C_3^2}{2gH}$. Gdzie S_p jest współczynnikiem straty pozornej. Wartości powyższego stosunku możemy znaleźć dla każdego rodzaju turbin i zestawioną tabelę uzupełnić następująco:

turbiny wolnob. o małej pojemn. $\frac{C_3^2}{2gH} = 0,03 \div 0,06$

turbiny średn. o średniej pojemn. $\frac{C_3^2}{2gH} = 0,05 \div 0,08$

turbiny szybko. o dużej pojemn. $\frac{C_3^2}{2gH} = 0,08 \div 0,2$

Widzimy więc, że w krańcowym wypadku w turbinie Francisa woda uchodząca zawiera aż do 20% całkowitej energii /w turbinach śmigłowych nawet 30 - 50%/. której jednak w końcowym efekcie nie tracimy, gdyż znaczną jej

część odzyskujemy w rurze ssącej; dlatego też nazywamy współczynnikiem straty pozornej.

W ten sposób mamy wszystkie liczbowe dane, potrzebne do ustalenia głównych wymiarów wirnika.

Przykład. - Obliczyć turbinę wodną na dane: $H = 30 \text{ m}$;
 $HP = 2500 \text{ KM}$; $n = 250 \text{ obr/min}$

Obliczamy ilość wody:

$$Q = \frac{75 \cdot HP}{\gamma \cdot \eta \cdot H} = \frac{75 \cdot 2500}{1000 \cdot 0,80 \cdot 30} = 7,82 \text{ m}^3/\text{sek}$$

$$n_1 = \frac{n}{\sqrt{H}} = \frac{250}{\sqrt{30}} = 45,62$$

$$HP_1 = \frac{HP}{H\sqrt{H}} = \frac{2500}{30\sqrt{30}} = 15,2$$

$$n_s = n_1 \cdot \sqrt{HP_1} = 45,62 \sqrt{15,2} = 178$$

Z tego widać, iż mamy do czynienia z turbiną typu średniobieżnego o średniej pojemności/zbliżonej do kieszowej /Wygląd łopatek będzie jak na rys.56. Obliczymy średnicę:

$$D_1 = \frac{K_n}{n_1} = \frac{55}{45,62} = 1,20 \text{ m}$$

z tablicy widać że kąt $\beta_1 = 90^\circ$ Dobieramy dlań α i obli-

czamy β /lub też dobieramy β , a obliczamy α /. Zakładamy $\alpha_1 = 25^\circ$, małe, aby turbina mogła być przeciążalna. Łopatka w przekroju będzie jak na rys. 57, skąd $c_r = v_1 \operatorname{tg} \alpha$

Ponieważ:

$$v_1 = \frac{\pi D n}{60} = \frac{\pi \cdot 1,2 \cdot 250}{60} = 15,708 \text{ m/sek}$$

a więc:

$$c_r = 15,708 \cdot \operatorname{tg} 25^\circ = 7,33 \text{ m/sek}$$

Warto teraz sprawdzić, czy szybkość v_1 jest zgodna z wartością wypadającą z zasadniczego wzoru równania bilansu. Dla tego typu turbiny

$$\beta = 90^\circ /:$$

$$v_1 = \sqrt{EgH}$$

znając v_1 obliczamy $E = 0,84$

- jest to wartość racjonalna.

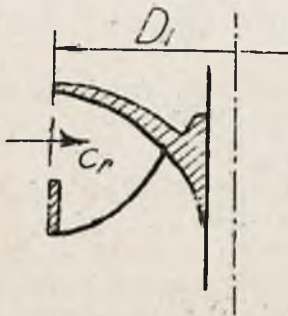
Wysokość koła / B / obliczamy następująco:

czyli następująco:

$$Q = \left(\pi D_1 - \frac{v_1 t_1}{\sin \beta} - v t' \right) B c_r$$

Łopatki zasilające możemy tak skonstruować, aby było $t' = 0$,

t.j., aby strugi wody, które powstają wskutek istnienia łopatek zasilających, łączyły się ze sobą przed obwodem wirnika tak, iż na wirnik wpada całkowity strumień

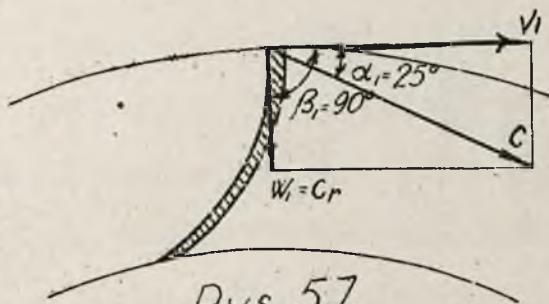


Rys. 56.

wody, nie podzielonej na strugi /rys.58/. Wówczas $v_t = 0$
i otrzymamy:

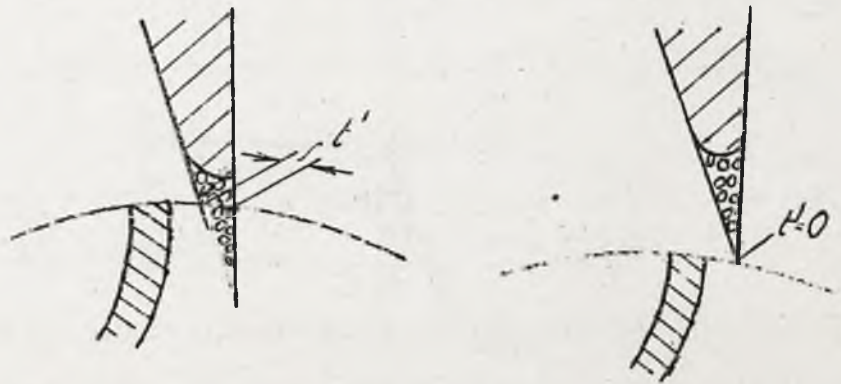
$$Q = \left(\pi D_1 - \frac{v_1 t_1}{\sin \beta} \right) B \cdot c_r$$

Konstruujemy w ten sposób nie tylko dla otrzy-



mania większego, swobodnego przekroju, ale i dlatego, aby strugi zaburzeń zanikały już przed wejściem do wirnika, gdyż inaczej mogą one spowodować znaczną korozję, o której mowa będzie niżej. Do niedawna stosunkowo uważano, iż wodę trzeba prowadzić za pomocą łopatek kierowniczych do samego wirnika, nie zostawiając jej nigdzie samej sobie. Twierdzenie to przeszkadzało dalszemu rozwojowi turbin wodnych w dziedzinie powiększania n_s i Q , dzięki jednak nowszym badaniom zostały wykazane zalety turbin, w których łopatki kierownicze są dość daleko odsunięte od wir-

nika. Pozostawiwszy wodę samej sobie, zdala od wirnika, możemy analitycznie wyliczyć, po jakich ona pojdzie torach.



Rys. 58.

Odsunięcie zatem łopatek kierowniczych, nie oznacza bynajmniej niepewności, po jakich torach przepłynie woda.

W równaniu na wysokość koła kierowniczego wchodzi jeszcze nieznaną liczbą łopatek wirnika ν . Jedni konstruktorzy wolą zostawić tę samą ilość łopatek dla wszelkich średnic wirników jednego typu. Ma to dobrą stronę, gdyż prowadzi do normalizacji produkcji, usystematyzowania pracy w odlewni przez ustalenie odpowiednich koł podziałowych. Inni zaś, wg. wskazań których będziemy postępować, uzależniają ilość łopatek wirnika od jego średnicy

Przy większych średnicach można dawać więcej łopatek, niż przy mniejszych, ze względu na lepsze prowadzenie wody w wirniku.

Liczbę łopatek kierowniczych będziemy dawali parzystą i zazwyczaj podzieloną przez 4 np. 8, 12, 16 i t.d., a to ze względu na ewentualne uźebrowanie oprawy, natomiast liczba łopatek wirnika będzie nieparzysta z tego względu, aby nie było nigdy chwili, w której wszystkie łopatki wirnika stałyby naprzeciw łopatek kierowniczych, natrafiając jednocześnie na powstające wskutek zanikania tychże łopatek wiry, -gdyż wspólne działanie tych zaburzeń mogłoby spowodować drgania turbiny szumy i świsty.

Ilość łopatek dla poszczególnych typów turbin podaje tabela.

Drugą niewiadomą w naszym równaniu jest grubość łopatki t_1 . Zależy ona wyłącznie od materiału z jakiego ma być wykonana turbina i od wielkości wirnika. Łopatki, albo odlewa się razem z wirnikiem, albo też odlewa się każdą oddzielnie, a następnie zalewa w piastę i pierścień, lub też wytłacza się z blachy stalowej, wówczas nie są grube. Dla średnic do 500mm grubość wynosi 3 - 5 mm, gdyż dzięki zwichrzeniu łopatki są dość sztywne mimo swej cienkości. Dla kół 500 - 1000 mm daje się blachę grubości 5 - 7 mm.

Przy średnicach ponad 1000 mm — 10-15 mm. Dla łopatek odlewnych wraz z całym wirnikiem do wartości podanych trzeba dodać 3 - 10 mm. Brzegi łopatek obrabia się zaokrąglając je, aby uzyskać kształt łopatki opływowej, który daje najmniejsze opory hydrauliczne. Przy łopatkach lanych daje się środkowy przekrój nieco grubszy. W celu uniknięcia korozji nieraz, przy dużym H odlewa się łopatki razem z wirnikiem z brązu, przy niedużym H - z żeliwa. Koła na bardzo dużą moc są często odlewane całe ze staliwa i niekiedy nawet dzielone. Obecnie wykonuje się również wirniki spawane.

Powracając do dalszego liczenia, zakładamy dla naszej średnicy $D = 1200$ mm, 21 łopatek grubości 8 mm. Wstawiając to do naszego równania otrzymamy:

$$7,82 = (\pi \cdot 1,2 - 21 \cdot 0,008) B \cdot 7,33$$

stąd: $B = 0,296 \text{ m} \cong 300 \text{ mm}$

jest to 1/4 część średnicy, co właśnie zgadza się z wartością podaną w tablicy. Z powodu tego zaokrąglenia wysokości, obliczymy jeszcze raz C_r , wynosi ono $C_r = 7,2$, wobec tego kąt $\alpha_1 \approx 24^\circ 40'$.

Założmy teraz, że średnica rury ssącej /odpowiednio do danego typu /jest równa D_1 , czyli $D_3 = D_1 = 1,2 \text{ m}$,

zatem:

$$\frac{\pi D_3^2}{4} = 1,131 \text{ m}^2$$

oraz:

$$C_3 = \frac{Q}{\pi D_3^2} = \frac{7,82}{1,131} = 6,91 \text{ m/sek}$$

spółczynnik straty pozornej wyniesie:

$$S_p = \frac{C_3^2}{2gH} = \frac{6,91^2}{2 \cdot 9,81 \cdot 30} = 0,081$$

co stanowi 8,1% całkowitej energii spadku; część tej energii odzyskamy w rurze ssącej.

Gdybyśmy chcieli zmniejszyć tę pozorną stratę wyjściową, to musimy zwiększyć średnicę D_s na $D_s = 1,25 \text{ m}$ wówczas $S_p = 6,75\%$

Przykład. - Zaprojektować turbinę wodną na $H = 9 \text{ m}$;

$HP = 675 \text{ KM}$; $n = 225 \text{ obr/min}$.

$$Q = \frac{75 \cdot HP}{8 \cdot \eta H} = \frac{75 \cdot 675}{1000 \cdot 0,80 \cdot 9} = 7,03 \text{ m}^3/\text{sek}$$

$$n_1 = \frac{n}{\sqrt{H}} = \frac{225}{\sqrt{9}} = 75$$

$$HP_1 = \frac{HP}{H\sqrt{H}} = \frac{675}{9\sqrt{9}} = 2,5$$

$$n_s = n_1 \sqrt{H P_1} = 75 \cdot \sqrt{25} = 375$$

Musimy zatem zbudować turbinę szybkoobrotową, o dużej pojemności. Kształt łopatek będzie jak na rys. 59. /załoczmy

$$K_n = 70 \quad /:$$

$$D_1 = \frac{K_n}{n_1} = \frac{70}{75} = 0,94 \text{ m} = 940 \text{ mm}$$

$$v_1 = \frac{\pi D_1 n_1}{60} = \frac{\pi \cdot 0,94 \cdot 225}{60} = 10,6 \text{ m/sek}$$

Z równania bilansu:

$$v_1 = \sqrt{\varepsilon g H} \sqrt{1 - \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \beta_1}}$$

Zakładając $\varepsilon = 0,84$ obliczymy $\sqrt{1 - \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \beta_1}} = 1,231$



Rys. 59

Jeżeli mamy krzywe przedstawiające tę zależność, to od razu wyznaczymy wartości kątów, jeżeli zaś nie, to obliczymy:

$$1 - \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \beta_1} = 1,231^2$$

$$\operatorname{tg} \beta_1 = - \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{0,513}$$

przyjmując $\alpha_1 = 35^\circ$ otrzymamy

Tych wartości kątów należało się spodzie-

wać choćby już z tabeli .Obliczamy teraz c_r .

$$c_r = \sqrt{\epsilon g H} \sqrt{\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{ctg} \alpha_1 - \operatorname{ctg} \beta_1}} = 4,91 \text{ m/sek}$$

$$Q = \left(\pi D_1 - \frac{\gamma_1 t_1}{\sin \beta_1} \right) B \cdot c_r$$

zakładając $\gamma_1 = 15^\circ$, a $t_1 = 6 \text{ mm}$ otrzymamy $B = 5,05 \text{ m}$;

$$\frac{B}{D} = \frac{5,05}{940} = 0,537 \quad \text{jest właściwym dla tego typu.}$$

Średnicę rury ssącej obliczymy, zakładając energię

wypływającej wody:

$$S_p = \frac{c_3^2}{2gH} = 0,12$$

stąd:

a:

$$c_3 = \sqrt{2gH \cdot 0,12} = 4,6 \text{ m/sek}; \quad \frac{\pi D_3^2}{4} c_3 = Q$$

stąd:

$$D_3 = \frac{4Q}{\pi \cdot c_3} = \frac{4 \cdot 7,03}{\pi \cdot 4,6} \approx 1,4 \text{ m}$$

Ten sposób przeliczania turbiny na duże n_s jest

praktycznie nieściśły, gdyż woda nie wpada tu do wirnika w kierunku czysto promieniowym, lecz w kierunku mieszanym, częściowo i osiowym. Średnica D tych wirników zazwyczaj zmienia się od punktu do punktu wzdłuż krawędzi wejściowej. Rachunek taki pozwala jednakże nam ustalić główne wymiary wirnika i jego przekrój osiowy /profil/. Ostateczne oblicze

nia we wszystkich punktach krawędzi wejściowej i wyjściowej, ustala konstruktor przy opracowaniu rysunków wirnika

Punkty wejścia wody na wirnik i punkty zejścia nie leżą na tej samej średnicy, a więc prędkości obwodowe są zmienne wzdłuż całego profilu i zależą od położenia rozpatrywanego punktu. Kąty β_1 i β_2 zmieniać się będą więc od punktu do punktu wzdłuż krawędzi. Dla każdego punktu wejścia lub zejścia wody z łopatki mamy inny tor, inną powierzchnię, po której woda przepływa. Modelarzowi zatem do wykonania modelu łopatki nie dość jest dać kąty β_1 i β_2 , lecz trzeba sporządzić rysunek warstwicowy powierzchni łopatki. Aby tego dokonać dzielimy naszą turbinę na szereg elementarnych turbin o równych przekrojach, według linii, które są torami cząstek wody, wchodzących do wirnika w równo odległych punktach. Sprawdzamy tę równość przekrojów przez przeprowadzenie trajektorii ortogonalnych do tych torów. Następnie obliczamy i rysujemy dla każdego częściowego wirnika prędkości i kąty, wreszcie za pomocą odpowiedniego rzutowania wykonujemy rysunek warstwicowy łopatki.

Modelarz, przystępując do wykonania modelu łopatki, poskleja daną ilość deszczułek, równych kształtem i grubością warstwom narysowanym i następnie tak sklejo-

ną łopatkę wygładza dopóki nie otrzyma zupełnie równej powierzchni./Szczegółowe wskazówki konstruowania łopatki znajdzie czytelnik w książce Kowalczewskiego - "O projektowaniu wirników turbin Francisa /

R O Z D Z I A Ł IV

TURBINY SMIGŁOWE

16. Turbiny o stałych

łopatkach

Dążność do zmniejszania kosztów instalacyjnych siłowni, zmuszała konstruktorów turbin o dużej mocy, które to turbiny zwłaszcza przy małych spadkach /jak to wynika z zależności $HP = \frac{\rho Q H}{75} \eta$ /, muszą zużywać wielką ilość wody Q , czyli oprócz spełnienia innych jeszcze warunków, muszą być, jakżeśmy już to wykazali, szybkoobrotowe. Konieczność stosowania dużych obrotów n , podyktowana jest jeszcze względami budowy prądnicy. Wiemy bowiem że $p \cdot n = \frac{1}{f}$

p = ilość par biegunów, n - obroty, f - częstotliwość.
Prądnicą będzie prostrza i tańsza, o ile ilość par biegunów będzie mniejsza, co przy wartości $f = 50$, jest równoznaczne ze zwiększeniem ilości obrotów n .

Przy zwiększaniu ilości obrotów i mocy wzrasta wartość n_s , gdyż $n_s = n_1 \sqrt{HP_1}$. Przy małych spadkach H , z którymi najczęściej mamy w Polsce do czynienia, naturalną jest rzeczą, że potrzebna będzie turbina o dużym n_s . Gdy przed kilkunastu laty osiągnięto $n_s = 350-360$, zdawało się, iż jest to maksimum i przez szereg lat nie próbowano iść dalej celem powiększenia n_s , skutkiem czego rozwój turbin na małe spadki był powstrzymany. Do tego stanu przyczyniły się fałszywe założenia, jak n.p. zasada prowadzenia wody przez łopatki kierownicze, aż do samego wirnika, wskutek czego nie można było odsuwać dolnego pierścienia wirnika, ze względu na możliwość operowania łopatkami kierowniczymi. Sądzone nadto, że aby zmniejszyć C_3 /prędkość wejścia wody do rury ssącej/, wystarczy tylko rozwierać pierścien dolny, a woda już sama przepłynie, wypełniając całkowicie utworzoną przestrzeń. Tak jednak nie było, gdyż u wejścia woda była dławiona /A-A/rys. 60, następowała gwałtowna zmiana przekroju, powstawały wiry i puste miejsca. Dopiero kiedy zrozumiano, że łopatki kierownicze mogą być odsunięte

rozwój rurbín poszedł szybko naprzód.

Wirnik prof. Zwierzchowskiego na $n_s = 454-520$

przy zachowaniu typu

Francisa, okazał się pod tym względem przełomowym

stąd był już bowiem krok do dalszego zwiększania

n_s przez ścinanie górnej

części łopatek, a wreszcie opuszczenie pierścienia

dolnego tak, że łopatki

tego wirnika uzyskały

kształt śmigieł. W ten

sposób dochodzi się obec-

nie do turbin osiowych

o bardzo wielkim n_s

/1000/, przy którym łopatki wirnika przekształcają się

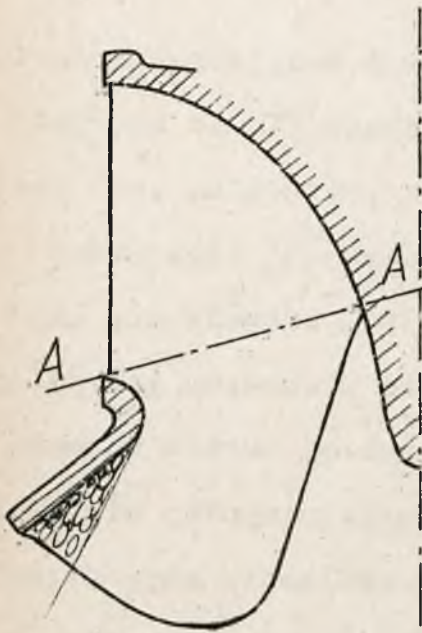
w śmigiełki propelerowe i n_s można powiększyć nie tylko przez

zwiększanie HP t.j. Q , lecz przeważnie przez zwiększe-

nie ilości obrotów, gdyż przy tych kształtach można sto-

sować daleko większe kąty β_1 (170°) aniżeli w wirnikach

turbín promieniowych.



Rys. 60.

17. Turbiny o nastawnych łopatkach

Turbiny wodne, jak zresztą wszystkie silniki

nie pracują stale w tych samych warunkach, ponieważ:

1- zmienia się obciążenie w zależności od zapotrzebowania mocy

2- zmienia się wysokość spadku H w zależności od pory roku, napływu wód i t.p. dlatego też turbina podczas pracy

zużywa różne ilości wody Q jak to tłumaczy wzór:

$$Q = \frac{75HP}{\gamma H \eta}$$

. Zmiana ilości przepływającej przez turbinę

wody Q , powoduje zmianę prędkości C_r , bo $Q = K_1 \pi D B C_r$

Ponieważ z drugiej strony, dla wejścia bez uderzenia

($\alpha_0 = \alpha_1$; $\beta_0 = \beta_1$) i wyjścia normalnego ($\alpha_2 = 90^\circ$) C_r jest u-

zależnione od kątów łopatki wzorem:

$$C_r = \sqrt{\varepsilon g H} \sqrt{\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{ctg} \alpha_1 - \operatorname{ctg} \beta_1}}$$

więc ze zmianą C_r , zmieniają się i te kąty i wtedy już

$\alpha_0 \neq \alpha_1$ i $\beta_0 \neq \beta_1$, t. zn. że woda wchodzić będzie na łopatkę z

z uderzeniem, powodując tym samym stratę energii, a więc po-

gorszenie sprawności η .

Aby zapobiec stratom, powstałym wskutek uderzeń i otrzy-

mać możliwie stałą sprawność turbiny, niezależną od zmian

H i H , a więc i Q , należy dążyć do tego by wejście wody na

wirnik było bezuderzeniowe, osiągnąć się to da jedynie przez nastawność łopatek wirnikowych.

Wskazania teorii o dostosowaniu β_1 /kąt łopatki na wejściu/do β_0 /kąt wejścia wody na łopatkę/, zrealizował prof. Kaplan, budując właśnie turbinę z nastawnymi w ruchu łopatkami wirnika. Łopatki te posiadają sworznie, a odpowiedni mechanizm regulujący, który znajduje się w płaszcie wirnika i wydrążonym wale, pozwala uzyskać nastawność tychże łopatek w ruchu.

Dalszym etapem prac w tym kierunku jest śmigłowa turbina, skonstruowana przez amerykańskiego inżyniera Terry'ego, w której łopatki wirnika, nie są sterowane żadnym mechanizmem regulującym, lecz nastawiają się samoczynnie na otwarcie, odpowiadające najlepiej każdorazowym warunkom pracy. /Cpis tej turbiny znajduje się w art. prof. St. Zwierzchowskiego Przegl. Mechan. t III N 11 /

18. Projektowanie turbin osiowych.

Przejdziemy teraz do wstępnego obliczenia i zaprojektowania wirnika turbiny osiowej-śmigłowej na następujące

dane:

$$HP = 7500 \text{ KM}; H = 10 \text{ m}; n = 150 \text{ obr/min}$$

Zredukowana liczba obrotów:

zredukowana moc:

$$n_1 = \frac{n}{\sqrt{H}} = \frac{150}{\sqrt{10}} = 47,5; \quad HP_1 = \frac{HP}{H\sqrt{H}} = \frac{7500}{10\sqrt{10}} = 237,5$$

Charakterystyka typu:

$$n_s = n_1 \sqrt{HP_1} = 47,5 \cdot 237,5 = 731$$

Ilość wody:

$$Q = \frac{75HP}{8H\eta} = \frac{75 \cdot 7500}{1000 \cdot 10 \cdot 0,85} = 66,2 \text{ m}^3/\text{sek}$$

Spółczynnik straty pozornej, czyli straty na wyjście z wirnika zależy od wielkości n_s i dochodzi do 50%

$$S_p = \frac{c_m^2}{2gH} \leq 0,5$$

gdzie c_m - średnia szybkość przepływu wody przez wirnik.

Wartość orientacyjna współczynnika S_p , w zależności od n_s

Przedstawia wykres. /Tenot tI.str.271/.

Biorę:

$$S_p = \frac{c_m^2}{2gH} \cdot 100 = 30,5 \%$$

stąd:

$$c_m = 774 \text{ m/sek}$$

Stosunek średnic $\xi = \frac{D_2}{D_1}$ stosuje się w praktyce
 $0,35 < \frac{D_2}{D_1} < 0,6$

zakładamy:

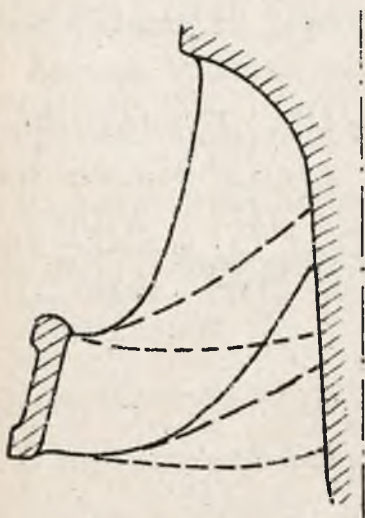
$$\xi = \frac{D_2}{D_1} = 0,40$$

Przekrój przepływowy wirnika, w odróżnieniu od wirnika Francisca, jest stały /jeśli nie uwzględnić zmian grubości łopatek/ i wynosi:

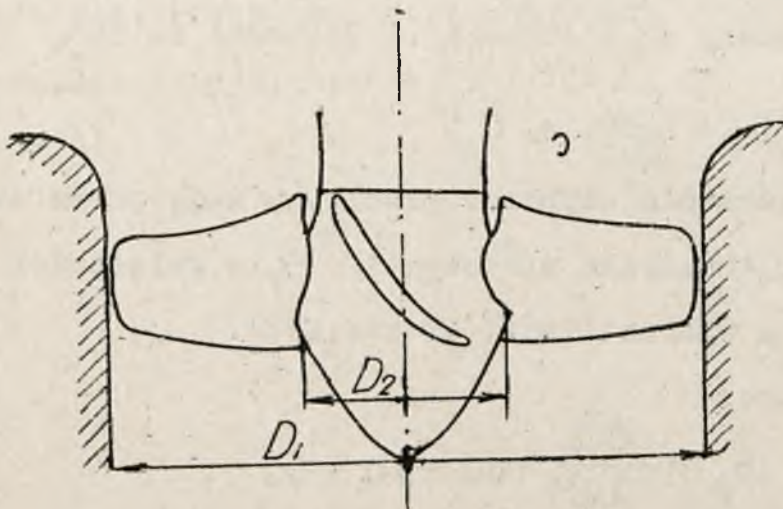
$$A = K_1 \frac{\pi}{4} (D_1^2 - D_2^2)$$

gdzie K_1 współczynnik zwężenia

przekroju, wartość A obliczamy ze wzoru:



Rys. 61.



Rys. 63.

$$A = \frac{Q}{c_m} = \frac{66,2}{7,74} = 8,56 \text{ m}^2$$

Rozwiązując układ równań:

$$\begin{cases} K_1 \frac{\pi}{4} (D_1^2 - D_2^2) = 8,56 \\ D_2/D_1 = 0,4 \end{cases}$$

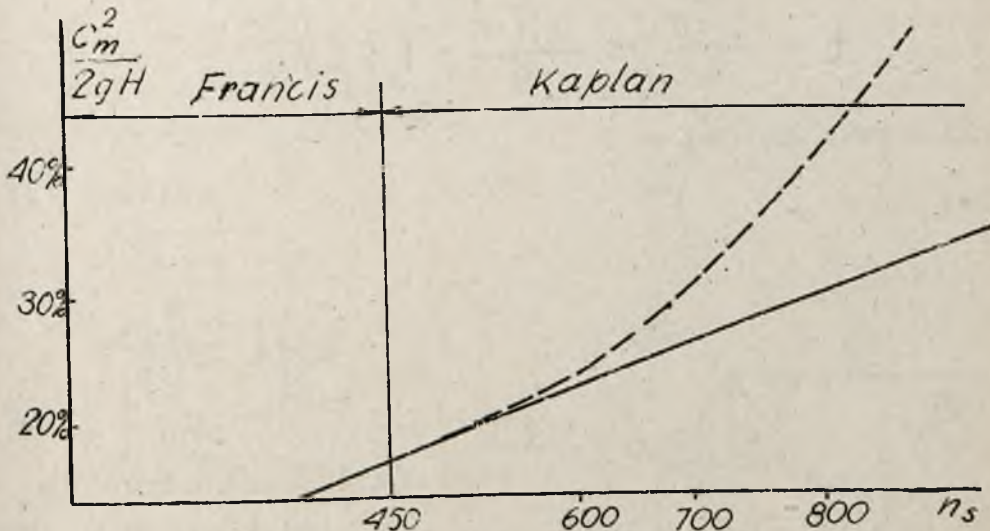
otrzymamy:

$$D_1 = 3600 \text{ mm}; D_2 = 1440 \text{ mm}$$

Szybkość obwodowa:

$$v = \frac{\pi r n}{30} = \frac{\pi \cdot 150}{30} r = 15,7 r$$

Równanie bilansu, przy założeniu wejścia bez uderzenia



R.V.S. 64.

1 wejścia normalnego:

$$v_i c_{p1} = \varepsilon g H$$

sprawność hydrauliczna wynosi:

$$0,85 < \varepsilon < 0,98$$

zakładamy: $\varepsilon = 0,88$ stąd:

$$15,7 r \cdot c_{p1} = 0,88 \cdot 9,81 \cdot 10 \quad ; \quad c_{p1} = \frac{5,49}{r}$$

Ilość łopatek wirnika wynosi

$$2 < \dot{i} < 5$$

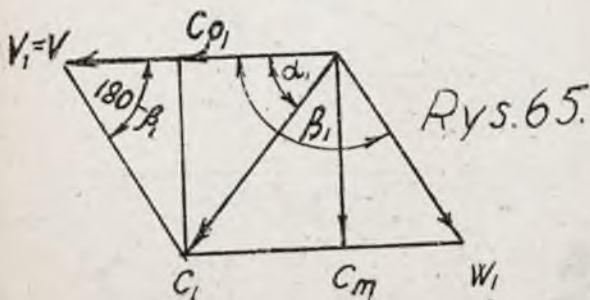
przyjmujemy $\dot{i} = 4$

podziałka:

$$t = \frac{2\pi r}{\dot{i}} = \frac{2\pi r}{4} = 1,57 r$$

Obliczenie kątów:

wejście:



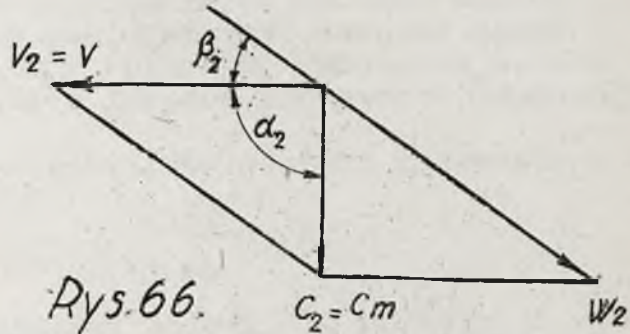
$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{c_m}{c_{p1}}$$

$$\operatorname{tg}(180 - \beta_1) = \frac{c_m}{v_i - c_r}$$

wyjscie:

$$\alpha_2 = 90^\circ$$

$$\operatorname{tg} \beta_2 = \frac{C_m}{v_2}$$



Rys. 66.

Następnie, podobnie jak przy projektowaniu turbiny Francisa, dzielimy wirnik na szereg i /najlepiej/ równych strug, /koncentryczne pierścienie o równych polach/, znajdujemy wielkość promienia r_n tych kół w sposób następujący:

pole jednej strugi wynosi:

$$f = \frac{1}{i} \left(\frac{\pi D_1^2}{4} - \frac{\pi D_2^2}{4} \right)$$

zaś pole koła o promieniu

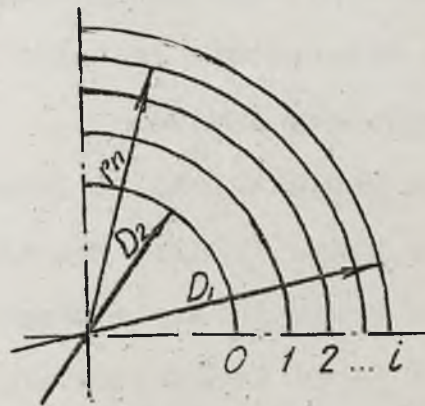
r_n będzie:

$$f_n = \frac{\pi D_2^2}{4} + f \cdot n$$

a że $\frac{\pi d_n^2}{4} = f_n$

stąd $r_n = \sqrt{\frac{f_n}{\pi}}$

i następnie dla każdej stru-



Rys. 67.

gi znajdujemy odnośne wielkości na wejściu r_n, v_1 /w zadaniu $v = 15,7 r_n, C_p (C_p = \frac{5,49}{v_n})$, $C_m (C_m = 7,74)$; $\operatorname{tg}(180^\circ - \beta_1) = \frac{C_m}{v_1 C_p}$, stąd $\beta_1, \operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{C_m}{C_p}$ i α_1 ; - a na wyjściu

znajdziemy $\operatorname{tg} \beta_2 = \frac{c_m}{v_2}$ i β_2 .

Mając te dane przystępujemy do projektowania łopatek wirnika. Kąt δ -rozwarcia łopatki w płaszczyźnie \perp do osi zależy w pierwszym rzędzie od ilości łopatek i :

$$\delta < \frac{360^\circ}{i}$$

a potem od obrotów n , ilości przepływającej wody Q i wysokości spadku H .

Umieszczenie osi obrotu łopatki, czyli stosunek kątów

δ_1 /strona na wejściu/ i δ_2 /strona na wyjściu/ zależy od tego, jaki chcemy mieć moment obracający łopatkę dokoła jej osi. Zazwyczaj $\delta_1 \approx \delta_2$, ale idzie się obecnie w kierunku zwiększenia δ_2 nawet do $2\delta_1$ /w turbinie o samonastawnych łopatkach inż. Terry'ego $\delta_2 \approx 2\delta_1$ /

Wyznaczenie kształtu łopatek wirnikowych odbywa się w następujący sposób:

1-o projektujemy na płaszczyźnie prostopadłej do osi wirnika zarys łopatki w/g szkicu (a) rys. 69

2-o projektujemy w płaszczyźnie przechodzącej przez oś wirnika zarys łopatki np. w/g szkicu (b) /rys. 69/

i teraz traktować będziemy szkic (a) jako rzut prostokątny łopatki na płaszczyznę prostopadłą do osi, zaś szkic (b) jako rzut walcowy tejże łopatki. Dwa te rzuty jednak nie wystarczają do dokładnego odtworzenia kształtu łopatki, dlatego też

Przystąpimy obecnie do sporządzenia rysunku warstwicowego, który jednocześnie będzie służył do wykonania modelu łopatek.

W tym celu podzielimy rzuty łopatek, wykreślone kropkowaną linią, na szereg koncentrycznych wycinków, np. 4 /rys. 70/. Teraz rysujemy wyprostowane poszczególne przekroje:

Przekrój 0-0, /rys. 71/ w układzie Xy znajduje p.c ;

odcięta y_c wyprostowanemu łukowi OC , rzędna x_c odcinkowi

OC z rzutu 2 rys. 70, współ-

rzędne, p. D wynoszą: yD wy-

prostowany łuk OD , xD od-

ciniek OD z rzutu 2. Teraz w

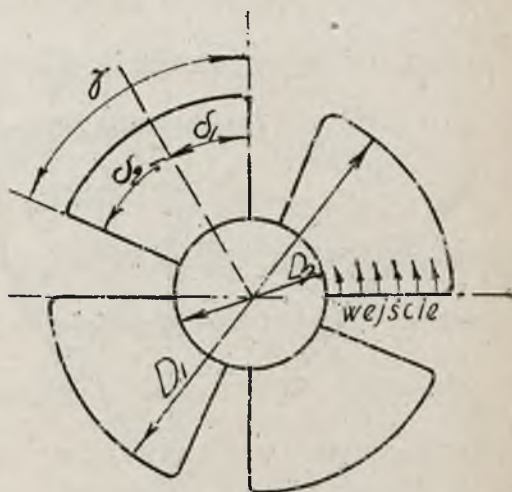
punktach C i D rysujemy obli-

czone dla danej strugi kąty

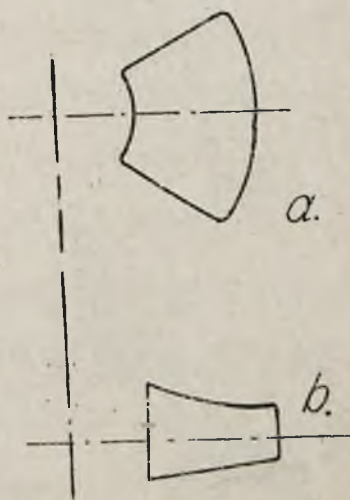
β_1 i β_2 . Zakładamy pewną gru-

bość krawędzi górnej i dol-

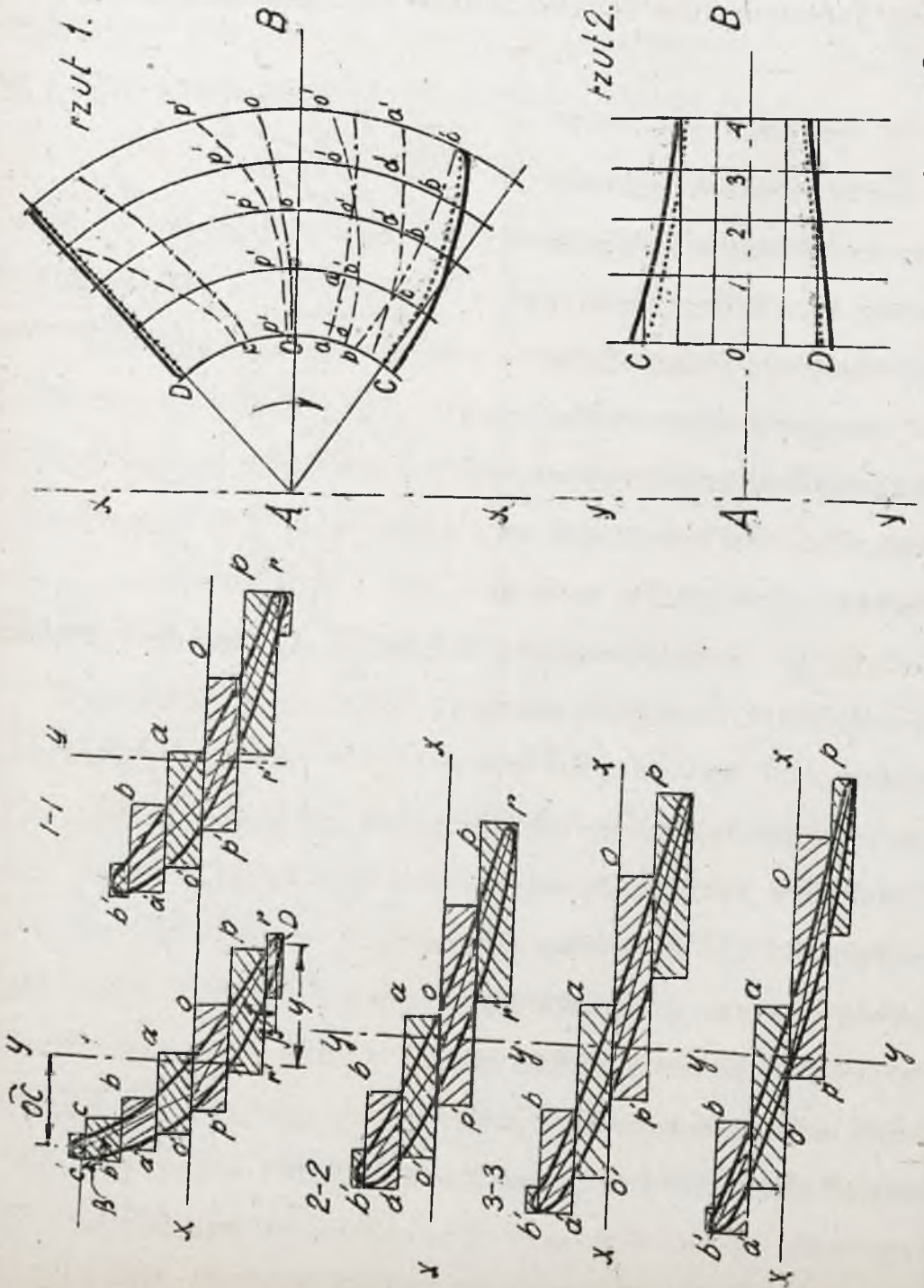
nej /koła/ i projektujemy za-



Rys 68.



Rys. 69.



Rys. 70

Rys. 71.

godną krzywiznę wewnętrzną łopatkki, przyczem krzywizna ta zachowuje na wejściu kąt β_1 , na wyjściu zaś kąt β_2 . Następnie projektujemy zewnętrzną krzywiznę. Profil łopatkki musi być "opływowy", aby nie powodował zaburzeń w przepływie wody, nadto musi odpowiadać warunkom wytrzymałościowym.

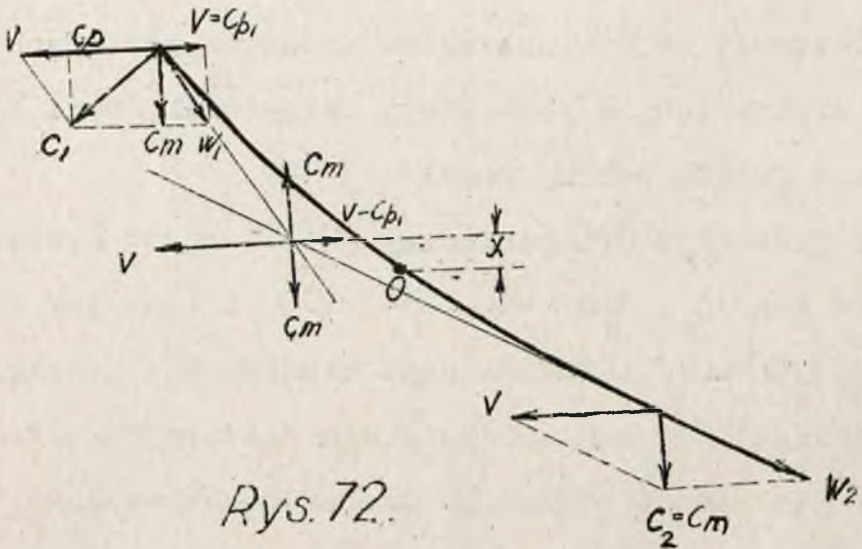
Analogicznie rysujemy dalsze przekroje.

Teraz przystępujemy do sprawdzenia, czy zaprojektowane rzuty łopatkki są racjonalne. Sprawdzenie to będzie równoznaczne z próbą wykonania modelu. W tym celu przekroje łopatek przecinamy, począwszy od X-X, szeregiem prostych, poziomych, pozostających między sobą w jednakowej odległości, będą to grubości desek, z jakich robimy model/.

Z przekroju 0-0 odkładamy $O(CD)$ rzutu 1, wielkość y_0 , jako łuk Oo , $y_a = \widehat{Oa}$, $y_b = \widehat{Ob}$ i t.d., jak również $y_0' = \widehat{Oo'}$, $y_a' = \widehat{Oa'}$, i t.d. To samo czynimy dla przekroju 1-1 i łuku 1 / rzut 1/, i analogicznie dla następnych przekrojów i łuków. W ten sposób otrzymamy szereg punktów: a, a', b, b', \dots i t.d. Łącząc punkty o tej samej nazwie otrzymamy linję, będącą warstwicami łopatkki. Linje te nie mogą mieć załamania, lecz muszą być zdecydowanego kształtu, o krzywiznach zwróconych wypukłością w kierunku obrotu łopatkki, tak jak to wskazuje rzut 1. Gdyby było inaczej, należy wówczas drogą prób zmienić krawędź wlotową / rzut 1/, ułożenie osi AB, względnie kontur łopatkki, w ten sposób, aż uzyskamy żądany kształt warstwic łopatkki

19. M o m e n t o b r o t o w y ł o p a t k i

Przepływająca przez łopatkę wirnika woda, stwarza pewien moment obrotowy łopatki względem jej osi AB /rys. 73/ /nie mieszać z momentem obrotowym względem osi turbiny/. Wyznaczenie tego momentu jest potrzebne do określenia, jeśli łopatki wirnika są stałe, sił występujących w śrubach, łączących łopatkę z piastą wirnika, lub do obliczenia mechanizmu, nastawiającego ruchome łopatki.



Rys. 72.

Zakładamy: 1-o wejście bezuderzenia, 2-o wyjście normalne. Linie działania szybkości W_1 i W_2 przenosimy do wspólnego p-tu A . Rozkładamy W_1 na $V_1 = V_2$ i C_m , zaś W_2 na V_1 i C_m , przytym $V_1 = V_2$, jako wypadkową otrzymamy szybkość C_{p1} , której linia działania oddalona jest od osi obrotu O na odległość λ

Moment działający na łopatkę wyrazi się wzorem:

$$M = \frac{\gamma Q'}{g} C_p x$$

gdzie Q' - ilość wody przepływającej przez jedną łopatkę

wyznaczymy ze wzoru:

$$Q' = \frac{Q}{i}$$

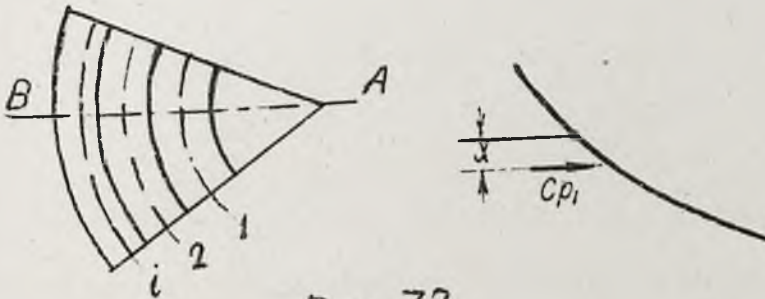
Q - całkowita ilość wody, przepływająca przez turbinę,

i - ilość łopatek wirnika.

Zachodzi teraz pytanie, jakie brać C_p , gdyż szyb-

kości W_1 i W_2 zmieniają się wzdłuż krawędzi łopatki. Otóż

praktycznie postępujemy tak:



Rys. 73.

dzielimy łopatkę wirnika, jak poprzednio na szereg i /
równych strug, dla każdej strugi obliczamy średnie W_1 i W_2 ,
znajdujemy odpowiednie x i C_p , i wtedy całkowity moment
obrotowy łopatki względem jej osi jest sumą poszczególnych

mómentów:

$$M = \sum \Delta M_i$$

R O Z D Z I A Ł V

ZASILANIE TURBINY WODĄ

20. Koła zasilające / kierownicze /

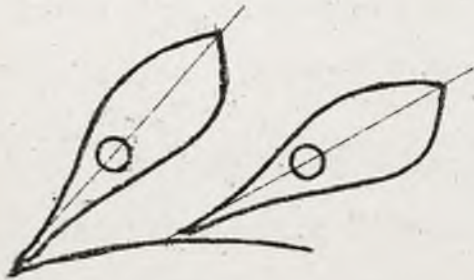
Konstruując wirnik opieramy się na zasadzie bez-

uderzeniowego wejścia wody na łopatki wirnika, obliczając z wielkości HP , H i Q , odpowiednie kąty na wejściu α_1 i β_1 . Aby zasada wejścia bez uderzenia była spełniona, musimy starać się nadać wodzie odpowiedni kierunek.

Do tego celu /między innymi/ służą koła zasilające, które posiadają szereg nastawnych łopatek kierowniczych, wypro-

wadzających wodę na wirnik. Jeżeliby łopatką kierowniczą dochodziła do samego wirnika, to kąt jaki tworzy jej krawędź ze styczną do obwodu, musi być równy α_1 .

Rozważmy teraz, jaki powinien być kształt łopatek kierowniczych, aby zmuszały one każdą cząstkę wody do wpadania na wirnik pod tym samym kątem na całym obwodzie. Analizując to zagadnienie doszlibyśmy do reguły, której niewolniczo trzymała się dawna literatura techniczna, a mianowicie że najodpowiedniejszymi są łopatki z krzywiznami ewolwentowymi, gdyż wówczas tory wszystkich cząstek wody będą do siebie równoległe i pod jednakowym kątem będą przecinały obwód wirnika; przytym długość tych ewolwent miała być prz-



Rys. 74.

najmniej tak duża, aby nakrywała jeszcze nieco koniec następnej łopatki. /74/

W rzeczywistości przestrzeganie tej reguły nie jest konieczne, gdyż wytarczy wodzie dać w kilku punktach obwodu pewien kie-

runek, a już ona sama pójdzie dalej i zupełnie pewnie wpadnie na wirnik pod żądanym kątem. Wobec tego nie potrzeba wody prowadzić do samego wirnika i nie trzeba kon-

struować łopatek z końcami wyłącznie ewolwentowymi.

Obecnie budu-

je się łopatki w ten sposób /rys.75 /, że na linii $a-b$,

stanowiącej wymagany

kąt α_1 , ze styczną do

obwodu projektujemy

opływowy kształt ło-

patki poza tym może

być koniec łopatki odsunięty od obwodu wirnika, a mimo

to woda nie zboczy z nadanego jej raz kierunku.

Ponieważ łopatki są ruchome, przeto należy

sprawdzać, abyśmy przypadkiem, przy pewnym ich położeniu

nie otrzymali dławienia strugi, gdyż przyspieszenie,

a następnie opóźnienie strumienia wody pochłania bez-

użytecznie energię.

Rozpatrzmy teraz, po jakich torach przebie-

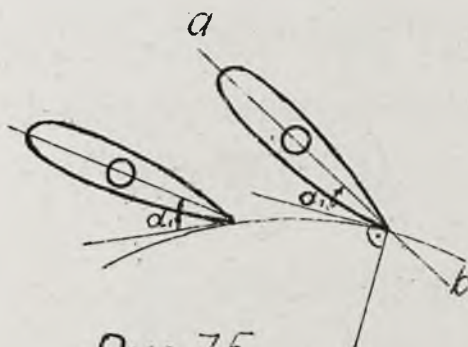
żać będzie strumień wody, któremu na krawędzi A nada-

no pewien kierunek, zaś na długości $A-B$ pozostawio-

no swobodę przepływu. /rys.76/ Weźmy pierścień o prze-

cięciu jakiegokolwiek kształtu. Przypuśćmy, że wysokości

pierścienia na promieniach U_1 , U i U_2 są odpowied-



Rys. 75

nie b_1 , b i b_2 . Ustalmy teraz, po jakim torze przebiega nie cząsteczka wody, jeśli jej damy na obwodzie pierścienia 1, prędkość c_1 , tworzącą ze styczną do obwodu kąt α - czyli jakie będą prędkości c i c_2 oraz kąty α i α_2 .

Na zasadzie prawa ciągłości strugi możemy napisać:

$$Q = 2\pi r_1 c_{r1} b_1 = 2\pi r_2 c_{r2} b_2 = 2\pi r_3 c_{r3} b_3$$

a po uproszczeniu:

$$r_1 b_1 c_{r1} = r_2 b_2 c_{r2} = r b c_r = \text{const.} \quad /1/$$

Jak wiemy z teorii reakcji, woda płynąc po torze zakrzywionym, da nam moment reakcji, który wyraża się wzorem:

$$M_R = \frac{\gamma Q}{g} (c_{p2} r_2 - c_{p1} r_1)$$

Ponieważ w pierścieniu przez nas rozważanym woda przepływa swobodnie, musi więc być:

$$M_R = 0$$

czyli:

$$c_{p2} r_2 = c_{p1} r_1 = c_p r = \text{const} \quad /2/$$

Dzieląc równanie /1/ przez /2/ otrzymamy:

$$\frac{b_1 c_{r1}}{c_{p1}} = \frac{b_2 c_{r2}}{c_{p2}} = \frac{b c_r}{c_p} = \text{const}$$

Uwzględniając że $\frac{c_r}{c_p} = \operatorname{tg} \alpha$ otrzymamy zależność:

$$b_1 \operatorname{tg} \alpha_1 = b_2 \operatorname{tg} \alpha_2 = b \operatorname{tg} \alpha = \operatorname{const}$$

a zatem woda płynie przez pierścień o zmiennym przekroju

tak, że $b \operatorname{tg} \alpha = \operatorname{const}$

Jeśli zatem

mamy d , oraz wyso-

kość b w każdym

przekroju, to możemy

wyznaczyć dla niego

α . Gdyby było

$$b_1 = b_2 = b, \text{ czyli}$$

pierścień prostokątny,

to mielibyśmy wówczas

wzór:

$$\operatorname{tg} \alpha = \operatorname{const}$$

a więc tor, po którym

płynęłaby woda, byłby

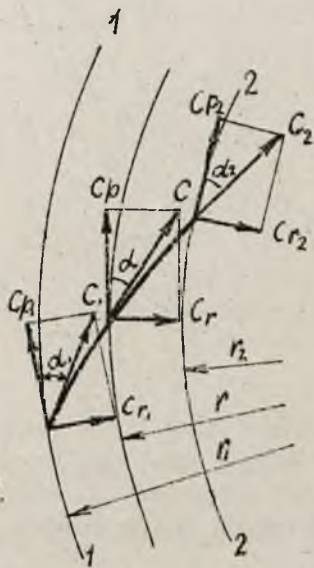
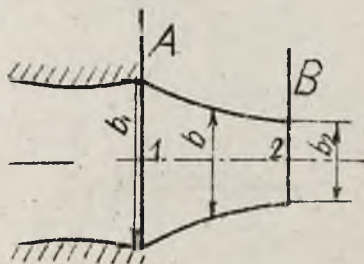
spiralą logarytmiczną.

Widzimy więc, iż rze-

czywiście możemy wodę zostawić samej sobie w pierścieniu,

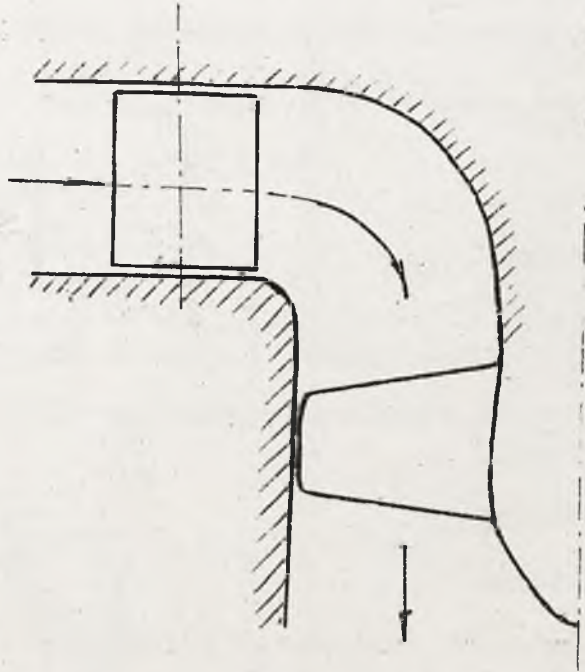
a ona popłynie już po torze, który możemy analitycznie zu-

pełnie pewnie określić. Nie ma więc żadnego niebezpieczeń-



Rys. 76.

stwa w odsuwaniu łopatek kierowniczych od wirnika, co jest szczególnie ważne dla turbin budowanych na wielkie n_s , gdyż odsunięcie łopatek kierowniczych umożliwia



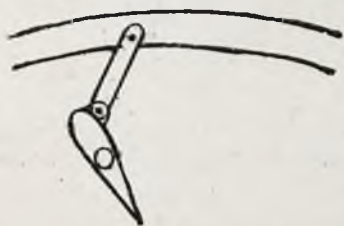
Rys. 77.

rozszerzenie dolnego pierścienia wirnika Francisa i w budowie turbin śmigłowych, zasilanych przez koła kierownicze dosrodkowe, - stworzenie t. zw. "wiru naturalnego"

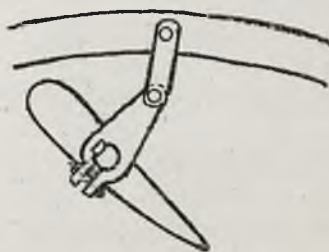
21. Regulacja ilości wody

Koło zasilające jest najlepszym miejscem, zaś 20

Łopatki kierownicze najlepszym środkiem do nadawania kierunku, oraz regulowania ilości przepływającej wody przez turbinę; dlatego też łopatki kierujące są ruchome. Obracają się one około sworzni, umieszczonych w kole zasilającym i połączone są regulującym pierścieniem ruchomym w ten sposób, że wszystkie jednocześnie otwierają lub zamykają przekroje swobodne koła zasilającego.



Rys. 78.

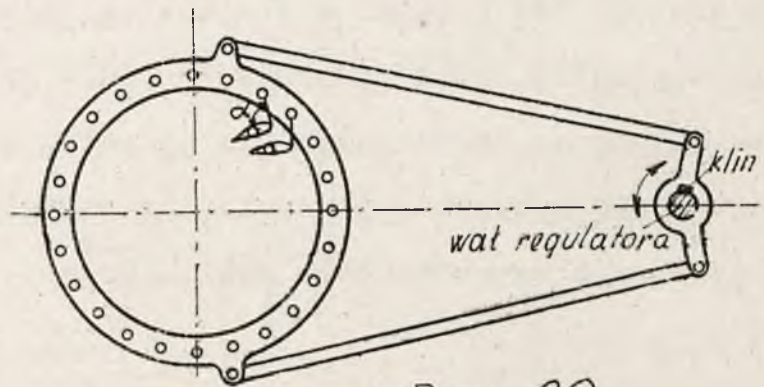


Rys. 79.

Połączenie łopatek kierowniczych z pierścieniem regulującym może być dokonane w dowolny sposób np. rys. 78 i rys. 79.

Mechanizmy, poruszające łopatki są też rozmaite. Jednym z najprostrzych jest wskazany na rys. 80. Nazewnątrż koła zasilającego znajduje się pierścień ruchomy, posia-

dający tyle sworzni, ile mamy łopatek. Uruchamianie pierścienia

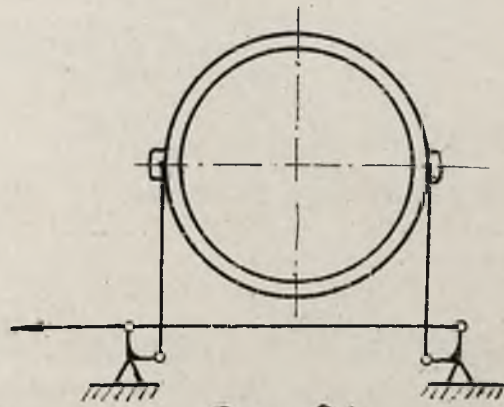


Rys. 80.

nia może być również rozmaicie konstrukcyjnie rozwiązane. Na rys. 80 widzimy wał regulujący, na którym osadzona jest dźwignia dwuramienna, od której prowadzą drążki do pierścienia regulującego. Obracając wał w jedną lub drugą stronę, otwieramy lub też zamykamy łopatki koła kierowniczego. Inne rozwiązanie przedstawia rys. 81 lub rys. 82.

Cały ten mechanizm trzeba przeliczyć, oraz wyznaczyć siłę potrzebną do otwierania lub zamykania łopatek. Obliczone siły mogą się okazać b. duże, tak że wał regulacyjny jest niejednokrotnie nawet większy, aniżeli wał samej turbiny. Przy obliczaniu tych sił trzeba być b. ostrożnym, gdyż mamy tu do czynienia z szeregiem ramion i dźwigni

Przepływająca między łopatkami woda jest źródłem sił działających na te łopatki. Gdyby łopatka była zakrzywiona, mielibyśmy do czynienia z siłami hydrodynamicznymi. Naogół jednak łopatki są proste i symetryczne, o kształtach opływowych i siły występujące są charakteru hydrostatycznego. Wyznaczanie sił hydrodynamicznych rozważyliśmy już poprzednio /teoria reakcji/, podając sposób analityczny i graficzny. Teraz musimy podać metodę wyznaczania sił hydrostatycznych, z jakimi przede wszystkim mamy do czynienia w łopatkach kierowniczych.

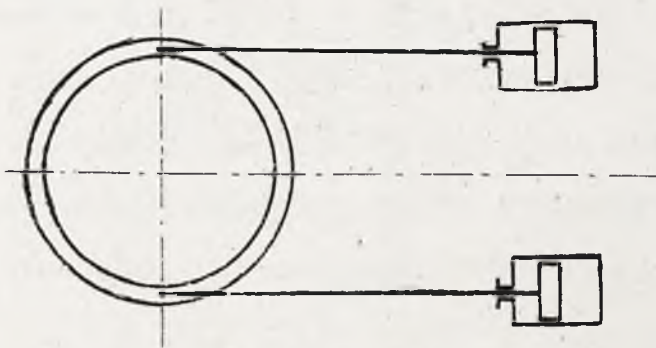


Rys. 81.

Swobodny przekrój, przez który płynie woda wzdłuż łopatek koła kierowniczego, zmienia się dość znacznie, a więc musi się zmieniać i prędkość.

Z równania bilansu wynika, że przy zmianie prędkości musi odpowiednio zmieniać się ciśnienie, gdyż ogólna ilość energii, nie biorąc pod uwagę strat, nie ule-

ga zmianie. Na łopatki kierownicze będzie więc działać



Rys. 82.

pewne ciśnienie zmienne od punktu do punktu wzdłuż łopatki.

Wyznamy teraz wielkość tego ciśnienia:

w punkcie, w którym woda opuszcza łopatki kierownicze

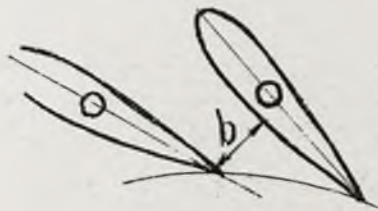
mamy $C_0 \approx C_1$, która to szybkość zależy od kątów α i β .

Mając obliczony wirnik, mamy tym samym prędkość C_1 , co do kierunku i wielkości. Określenie przekrojów swobodnych nie jest w literaturze technicznej jednoznacznie ustalor-

ne; jedni podają swobodny przekrój między łopatkami/rys. 83 jako wymiar b , my zaś uważać będziemy za swobodny przekrój rzut podziałki na prostopadłą do kierunku szybkości wody, czyli $\sum a_1 = t_1 \sin \alpha_1$ i $\sum a = t \sin \alpha$, /rys. 84/. Analogicznie obliczać będziemy inne przekroje

mimo iż tak jedna, jak i druga metoda nie jest zupełnie ścisła.

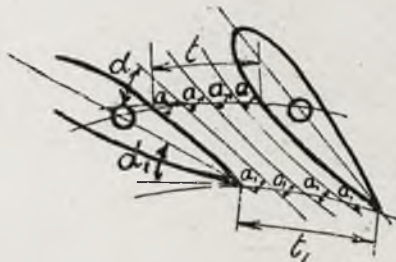
Mając wyliczone w poszczególnych punktach przekroje możemy stosując prawo



Rys. 83

ciągłości strugi, wyznaczyć szybkości wg. równań:

$$c_0 \cdot a_0 = c \cdot a = \text{const}$$



Rys. 84

Nie jest to oczywiście

nie metoda ścisła, ale

wystarczająca do rozwiązywania zagadnień praktycznych.

Cały bowiem sposób liczenia oparty jest na założeniu, że

woda przesuwa się równoległe ku wirnikowi, co jest prawdopodobniejsze, aniżeli to, że woda płynie warstwami prostopadłymi do szybkości w każdym punkcie. Zapewnie woda płynie

inny, pośredni sposób.

inny, pośredni sposób.

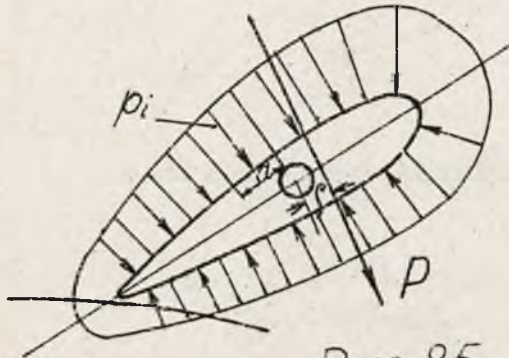
Mając prędkości wody w każdym punkcie, możemy dla

tych punktów wyliczyć odpowiednie ciśnienie, według wzoru:

$$\frac{p}{\gamma} = H_a + H_1 - H_f - \frac{c^2}{2g}$$
 i graficznie je przedstawić,

jako działające na łopatkę z każdej strony. W ten sposób

poprowadzić możemy krzywą ciśnień wokół łopatkę/rys.85/
Ta krzywa jest zarazem wykresem rozkładni sił, działają-
jących na łopatkę.



Rys. 85.

Aby wyznaczyć siłę wypadkową, dzielimy obwód łopatkę na równe części o szerokości a i wyznaczamy przynależną do każdej części wielkość średniego ciśnienia

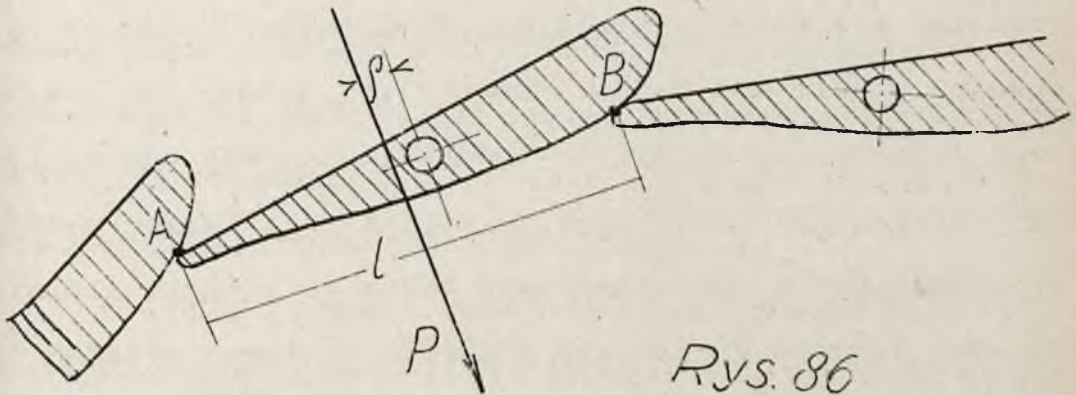
Mnożąc p_i przez szerokość a i wysokość łopatkę B , otrzymamy składową siłę, działającą na odpowiedniej szerokości łopatkę. Te składowe siły P_i dadzą nam wypadkową siłę P /rys.86/.

Teraz już łatwo możemy wyliczyć ostateczny moment działający na łopatkę, względnie jej punkt obrotu:

$$M_o = P g$$

Moment ten może być otwierający, lub zamykający, zależnie od długości i kształtu łopatkę, od punktu umieszczenia osi obrotu, jak również od sposobu, w jaki zmienia się prędkość C_o na C_1 . Badania momentu należy przeprowadzić dla

kilku położen łopatki, od całkowitego jej zamknięcia, do całkowitego otwarcia. Wyniki tych badań możemy zestawić w wykres. Odkładając na osi rzędnych moment M_0 , a na osi

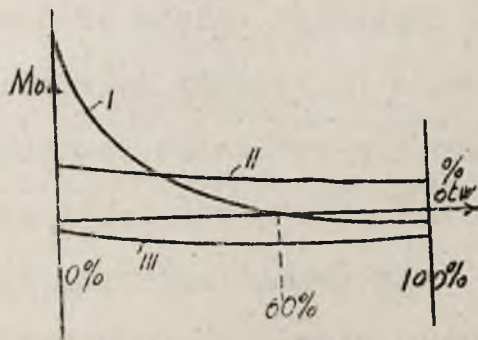


Rys. 86

odciętych otwarcie łopatek, otrzymać możemy krzywe trzech zasadniczych kształtów./rys 87/

Z krzywej I

widzimy, że w miarę otwierania łopatki, moment otwierający łopatkę będzie malał, aż przy np. 60% otwarcia, łopatkę będzie całkowicie zrównoważona, otwierając ją dalej widzimy, iż ma ona tendencje do za-



Rys. 87.

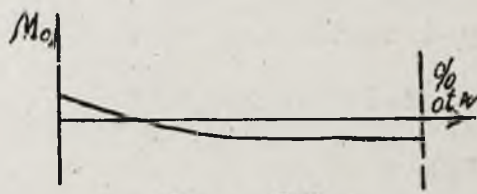
mykania. Mogą być również łopatki, mające tendencje stałego otwierania się, krzywa II, lub stałego zamykania, krzywa III.

Musimy teraz ustalić, jak winien najracjonalniej zmieniać się moment, działający na łopatkę. Tu zdania były dawniej podzielone. Jedni dowodzili, że należy tak konstruować łopatki, aby miały one tendencje stałego zamykania się /krzywa III/, motywując, że łopatki zasilające winny być nie tylko kierowniczymi, ale także do pewnego stopnia organem bezpieczeństwa, aby w chwili jakiegoś wypadku turbina sama się zatrzymała /w chwili np. gdy przymusowe sterowanie zawodzi/. Jasnym jest jednak, że wówczas siły działające będą na łopatki stale w jednym kierunku i będą dość duże, a więc i do regulacji normalnej będą potrzebne duże siły i regulacja będzie trudniejsza. Ponieważ siły, działające stale na łopatki są znaczne, zatem powodują one wycieranie się sworzni, a powstałe w ten sposób luzy mogą popsuć całkowicie regulację automatyczną.

My uważać będziemy, że łopatki kierownicze mają za zadanie kierować i regulować ilość przepływającej wody. Organem bezpieczeństwa zaś powinno być specjalne urządzenie. Wobec tego łopatki winny być zrównoważone przy normalnym otwarciu, t.j. przy tym, przy którym turbina pracuje

przez większą część swego działania, a więc przy pracy normalnej. Osiągamy to, gdy wykres momentów, działających na łopatkę ma charakter krzywej I. Regulacja jest wówczas łatwa, gdyż regulator reguluje przeważnie w bliskości normalnego otwarcia łopatek, a ponieważ łopatki wtedy są zrównoważone, nie ma zatem on zbyt dużych sił do pokonania; unikamy przez to zbytniego wycierania się bcków i otworów, a więc działanie regulatora może być długo precyzyjne.

Gdyby jednak łopatki miały być do pewnego stopnia organem bezpieczeństwa, to wystarczyłoby, by krzywa momentów przecięła oś odciętych już przy tym otwarciu łopatek, przy którym turbina zdolna będzie pokonać opory własne. Wówczas /rys. 88/ siła maksymalna przy całkowitym otwarciu będzie znacznie mniejsza aniżeli wtedy, gdy krzywa osi odciętych nie przecina.



Rys. 88

Ilość łopatek kie-

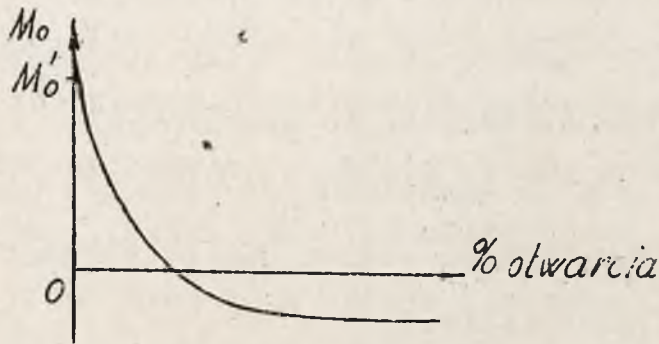
rownicznych obliczać możemy ze wzoru /wg. E. -Dubs / empirycznego:

$$z = 13 \div 2 \sqrt{D_0}$$

gdzie D_0 wewnętrzna średnica koła łopatek kierowniczych w cm.; przyczym Z winno być wielokrotnością 2 lub 4, jak to uzasadniono już poprzednio.

22. P r a c a r e g u l a c j i .

Siłę P , potrzebną do otwierania, lub zamykania łopatek kierowniczych obliczymy w następujący sposób. Z wy-

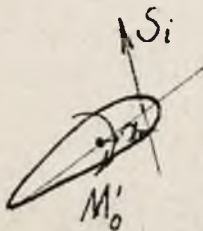


Rys. 89.

kresu momentów dla różnych otwarć bierzemy największą wartość bezwzględną M_0' /rys. 89/.

Z rys. 90 widzimy, że siła w cięgnie wynosi:

$$S_i = \frac{M_0'}{d}$$



Rys. 90.

zaś siła w pierścieniu, pochodząca

od jednej łopatki:

$$P_1 = \frac{S_1}{\cos \alpha}$$

od wszystkich łopatek będzie:

$$\sum P_1 = P_1 z$$

Ponieważ mamy dwa cięgna, zatem z zależności $R_2 P = r \sum P_1$ znajdujemy:

$$P = \frac{r}{2R} \sum P_1$$

Wielkość obliczonej siły możemy sprawdzić wzorem

empirycznym na pracę regulacji /wg. Escher Dubs str. 315/:

$$A = (1,2 \div 2,8) \frac{HP}{\sqrt{H}}$$

gdzie A praca regulacji, $HP = \frac{10H}{75}$ KM H w m

przyczym mniejsze wartości A dla wolnobieżnych, większe wartości - dla szybkobieżnych turbin.

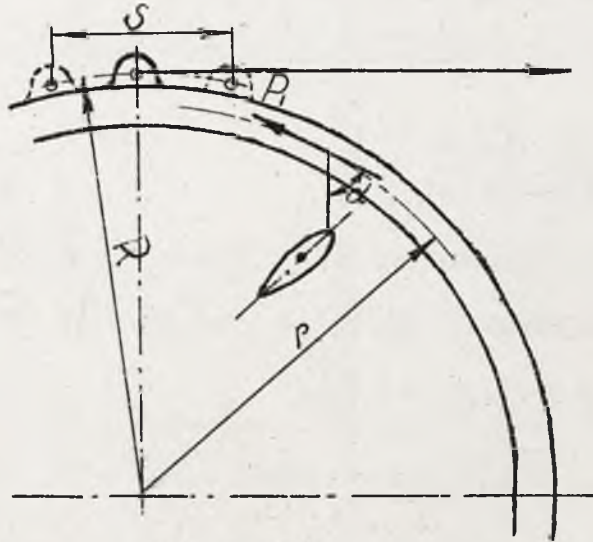
Jeśli maksymalne przesunięcie cięgna /1/ rys. 91/

od całkowitego zamknięcia do całkowitego otwarcia łopatek wynosi S m, wówczas siła P ma wartość:

$$P = \frac{A}{S} = \frac{(1,2 \div 2,8) HP}{S \sqrt{H}}$$

23. S p i r a l a z a s i l a j ą c a .

Zazwyczaj, przy niskich spadkach mamy wirnik zanurzony w wodzie, w zbiorniku otwartym /turbina otwarta/.



Rys. 91.

Jeśli zaś mamy spadek duży, to turbinę umieszczamy w pudle/turbina zamknięta /.

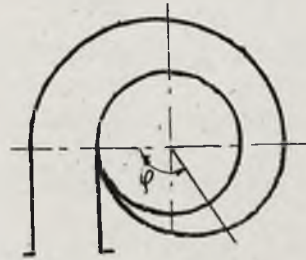
Celem zmniejszenia oporów hydraulicznych i skierowania strumienia wody w sposób najbardziej spokojny na łopatki kierownicze, pudło to, czy osłona otrzymuje kształt spirali zasilającej.

Spirala zasilająca otrzymuje takie przekroje, że

w miarę, jak część wody wpada do koła zasilającego, przekrój pudła odpowiednio się zmniejsza.

Jeden ze sposobów konstruowania, dawniej przeważnie stosowany, wychodzi z założenia zachowania stałej szybkości w każdym przekroju /rys.92/. Musimy zatem ustalić,

jak będziemy mierzyć ten przekrój. Ogólnie biorąc przekrój może być prostokątny lub okrągły. Można by przyjąć za ten właśnie przekrój przewodu zasilającego przekrój aż do krawędzi łopatkki zasilającej



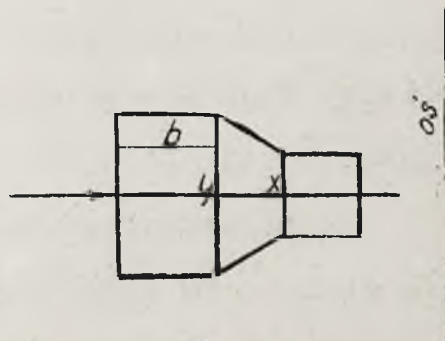
Rys. 92.

/X / rys.93. W miejscu,

w którym przekrój ten miałby równać się zeru, spirala zeszlaby do krawędzi X , czyli

że od punktu, gdzie przekrój spiralny doszedł do położenia prostej Y , krawędzie jej szłyby po powierzchniach stożkowych, co ogromnie u-

trudniałoby wykonanie spirali.



Rys. 93.

Należy więc uważać pierścieni od X , aż do Y , jako

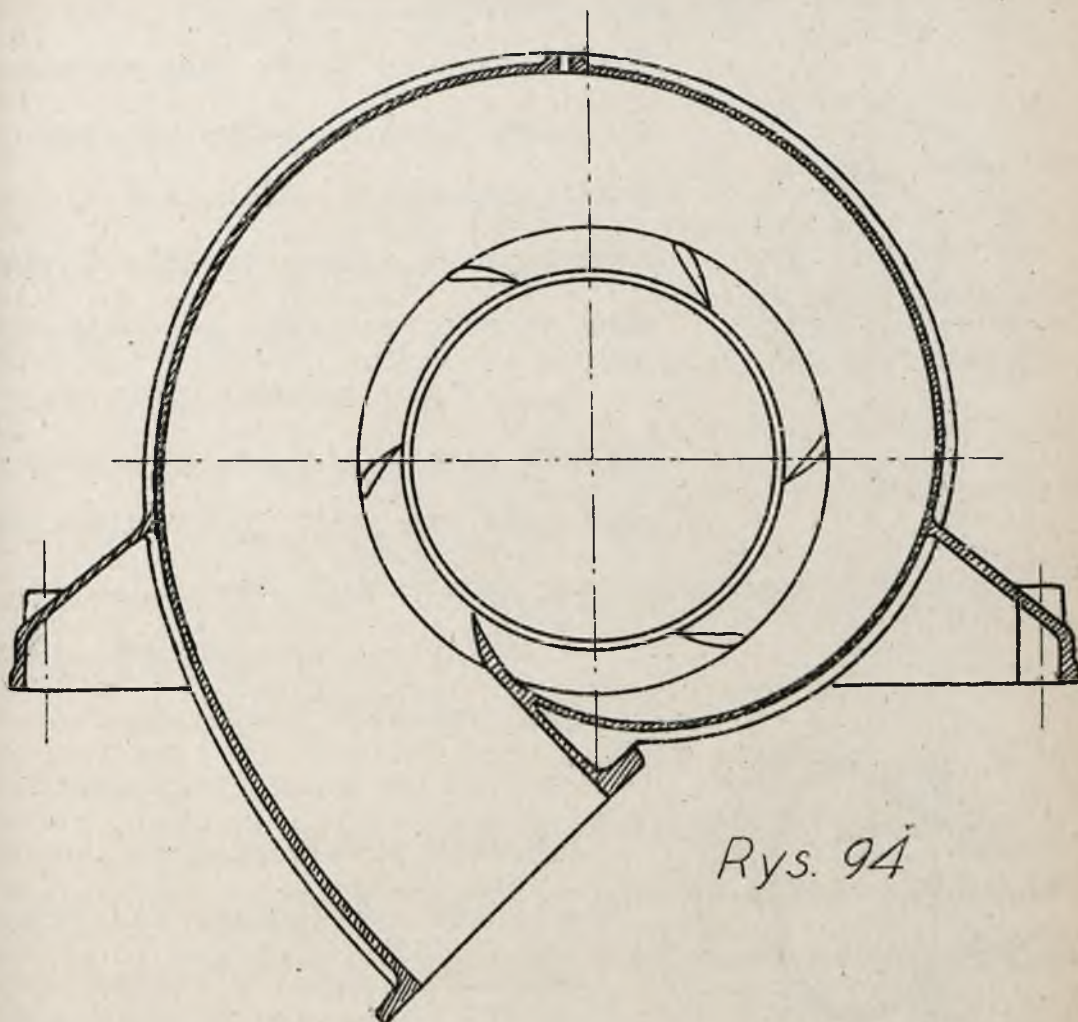
część koła zasilającego, niezmienną na całym obwodzie, a jako spiralną część przewodu, część nazewnątrż od linii y , wówczas bowiem kształt spirali i jej wykonanie będzie racjonalne.

Bardzo często w części pierścienia $X - y$ umieszczamy stałe łopatkki kierownicze, które mają za zadanie, tak jak i spirala, nadanie strumieniowi wody właściwego kierunku płynięcia, nadto służą te łopatkki również do silniejszego zmocowania pudła spirali.

Gdyby przekrój spirali był prostokątny o niezmiennej wysokości, to założenie zachowania niezmiennej prędkości w każdym przekroju znaczyłoby, że szerokość jego b ma się zmieniać w prostym stosunku do odległości od początku spirali w taki sposób, że przechodząc przez cały obwód ma się zredukować od B do 0 , gdyż w miarę przesuwania się wzdłuż obwodu ilość wody, pozostająca w spirali jest w prostym stosunku do pozostałej części obwodu.

Krzywa, tworząca kształt spirali byłaby więc ewolwentą. Chcąc więc skonstruować spiralę zasilającą /rys. 95/ prostokątną, musimy jako tworzącą dać ewolwentę o kule rozwijającym takim, że kiedy rozwiniemy całe koło, to oddalimy się od obwodu koła zasadniczego o obwód koła

rozwijającego, równego szerokości przekroju wejściowego



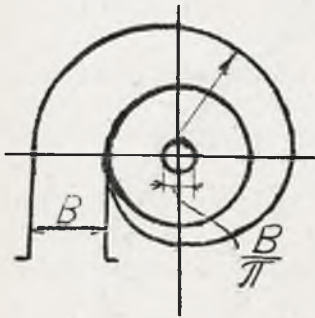
Rys. 94

B ,czyli:

$$\pi D = B \quad \text{skąd } D = \frac{B}{\pi}$$

Gdybyśmy chcieli obrać kołowy przekrój spirali zasilającej, wówczas znów musimy ustalić naprzód jakie pole należy wziąć za przekrój spirali zasilającej. Najracjo-

nalniej będzie obrac pole nazewnątrz od linii γ /rys.96/.



Rys. 95

Będzie to więc część pola zmienna na całym obwodzie; pozostała zaś część nazewnątrz od linii γ jest jednakowa na całym obwodzie i uważamy ją za część koła zasilającego.

W tym wypadku tworząca

spirali nie będzie już ewolwentą, gdyż pole nie jest proporcjonalne

do szerokości przekroju. Przy konstrukcji postępujemy

w ten sposób że rysujemy szereg

pól /rys.97/ o powierzchniach

od 0 aż do pełnego przekroju,

łagodnie przechodzących jedno

w drugie i wyliczamy ich pola.

Znajdujemy teraz w którym miej-

scu obwodu ma się znajdować da-

ny przekrój, przy pomocy wzoru:

$$\varphi = \frac{A}{A_c} 360^\circ$$

gdzie φ kąt promienia wodzącego z osią, A -przekrój rozważany, A_c -przekrój początkowy.

Tak byśmy postępowali uważając, że przekrój zmie-

nia się w prostym stosunku do długości obwodu, co znaczy-
iż założyliśmy stałą prędkość.

Jednakże tak nie jest, gdyż im
dalej od środka koła zasilają-
cego, tym cząsteczki wody będą
miały mniejszą szybkość i od-
wrotnie, ponieważ przepływ przez
spirale jest wirem swobodnym.

Chcąc więc otrzymać racjonalny
kształt spirali trzeba obliczenia oprzeć na prawie, wg.
którego woda ma płynąć t.j.:

$$c_p \cdot r = \text{const}$$

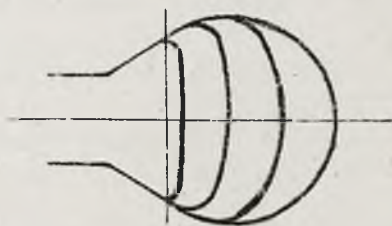
Gdybyśmy mieli spiralę zasilającą o przekroju
prostokątnym, to jak widzieliśmy przy rozważaniu przekro-
ju koła zasilającego, torem wody jest spirala logarytmicz-
na. Konstrukcja jej jest

prosta i zrozumiała z rys.
98.

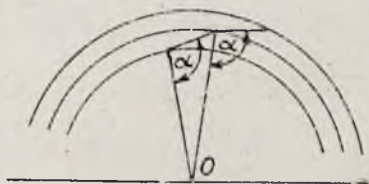
Konstruowanie spira-

li zasilającej o przekroju
kołowym jest dość trudne.

Ponieważ ma być spełniony warunek $c_p r = \text{const}$, więc

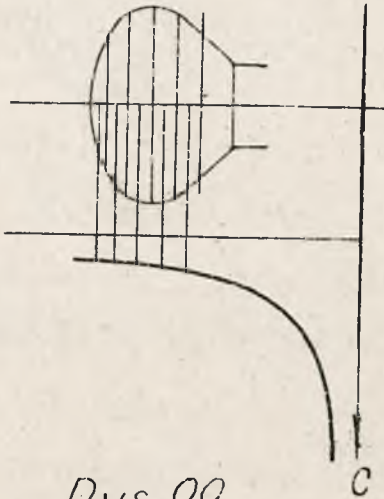


Rys. 97.



Rys. 98.

w każdej odległości od środka spirali będzie odpowiadała inna prędkość C_p . Rysujemy zatem szereg pól, tak by jedno w drugie łagodnie przechodziło /rys. 99/. Pod nimi



Rys. 99.

rysujemy dowolną hyperbole równoramienną, /bo

$$C_p r = \text{const} \quad \text{jest}$$

hyperbolą równoramienną /

której rzędne będą przed-

stawiały w pewnej skali

szybkość wody. Każdy prze-

krój spirali dzielimy na

szereg wąskich pasków i ob-

liczamy ich pola, oraz wy-

znaczamy środki ciężkości

tych pasków. Rzutujemy te środki na hyperbole i znajdujemy

w ten sposób szybkości w odpowiednich przekrojach, mnożąc

te szybkości przez pola, otrzymujemy ilości wody przepływające

przez te paski.

W ten sposób dla całkowitego przekroju będzie:

$$Q' = A_1 c_1 + A_2 c_2 + \dots$$

Robimy tak dla każdego przekroju spirali zasila-
jącej. Mając te poszczególne ilości wody, obliczamy poło-

żenie tych przekrojów na obwodzie koła zasilającego znajdując kąt:

$$\varphi = \frac{Q'}{Q_c} 360^\circ$$

przyczym Q_c jest całkowitą ilością wody, dopływającej do spirali. W ten sposób otrzymujemy wymagany kształt spirali zasilającej.

Tak skonstruowana spirala daje strugi tego rodzaju, po jakich sama woda ma tendencje płynąć / $C_p r = \text{const}$ /, powtórę jest ona jakby dyszą, gdyż mamy tu do czynienia ze stałym przyspieszeniem, albowiem każda cząsteczka zbliżając się do środka, zwiększa szybkość, a to byłoby pożądane z punktu widzenia hydraulicznego.

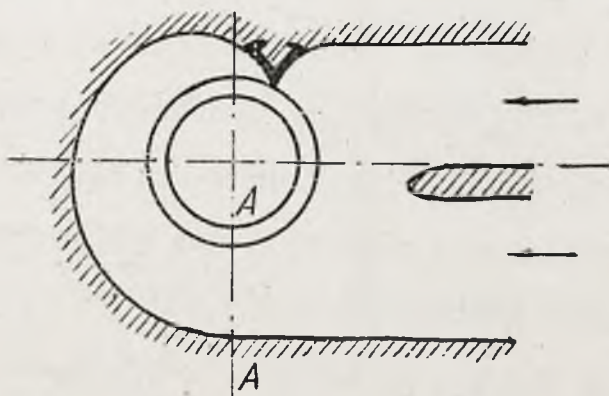
Przy obliczaniu wytrzymałościowym należy zwrócić uwagę na to, że rura spirali jest rozwarta z jednej strony i jest połączona i usztywniona za pomocą pokryw. Przy wielkim ciśnieniu ma ona tendencję rozwierania się czemu zapobiegamy, dając trzpienie usztywniające, lub też nadlewając żebra zewnętrzne, lub też dając żebra wewnętrzne o odpowiednim kształcie.

Przy budowaniu spirali z blachy należy pamiętać również, że przy przekrojach prostych, których się niekiedy używa, mamy do czynienia z prostymi płytami, któ-

re wytrzymują zaledwie b.małe naprężenia i dlatego należy je usztywniać. Spirale z blachy stalowej bywają mocno usztywnione kątownikami lub teownikami. Żebra winny być silne, sztywne i gęsto ustawione. W dużych spiralach wbudowuje się, równoległą do strug, ścianę usztywniającą. W ogóle należy zachować jaknajwiększą ostrożność, szczególnie przy obliczaniu wytrzymałościowym ścian płaskich.

Spirale zasilające są również często odlewane. Dwie spirale dzieli się na części i następnie łączy na kołnierze jak rury.

Dwie jednostki posiadają zazwyczaj spiralę ukształtowaną w betonie. Najczęściej jest to t.zw. półspiralą o kształcie podanym na rys.100.



Rys. 100.

Przekrój wejściowy (A-A) do półspirali obliczany na:

$$Q_1' = \left(\frac{1}{2} \div \frac{2}{3} \right) Q$$

gdzie Q - całkowita ilość wody dopływająca do turbiny.

Należy jeszcze podkreślić, że wszelkie przekroje spirali i kół kierowniczych muszą być tak konstruowane, aby woda, płynąc w kierunku wirnika, zwiększała stale swą prędkość bezwzględną c .

R O Z D Z I A Ł VI

ODPROWADZANIE WODY

24. R u r y s s ą c e

Rura ssąca jest b.ważną częścią turbiny wodnej.

Uzupełnia bowiem ona niejako pracę wirnika, wykorzystując w dużej mierze tę energię, której już wirnik wyzyskać nie może / $\frac{c_2^2}{2g}$ /. A wiemy przecie, że wielkość pozornej straty wylotowej jest duża i wynosi:

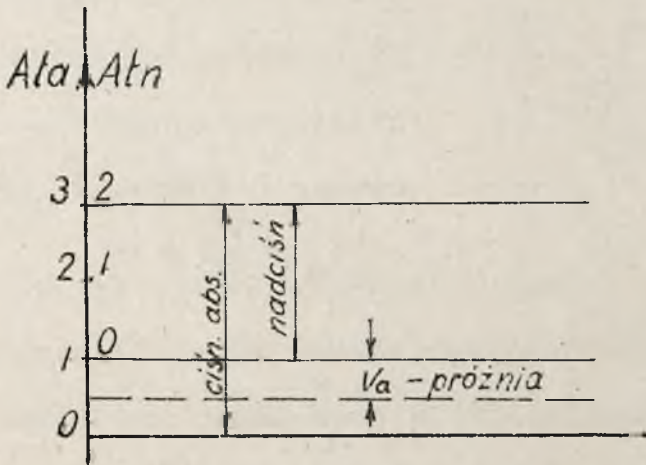
$$\frac{c_2^2}{2gH} 100 = 3\% \div 20\% \div 50\%$$

przyczym większe wartości odnoszą się do turbin o dużym n_s zwłaszcza śmigłowych. Widzimy zatem, iż zadaniem ru-

ry ssącej, jako ostatniej części składowej turbiny, jest odzyskanie pozornie straconej energii ; a więc musimy b. racjonalnie konstruować tę rurę, aby sprawność jej była jak najwyższa.

Przypomnijmy sobie zatem kilka zasadniczych pojęć, które będą b. przydatne w dalszych rozważaniach.

Pomiar ciśnień. Ciśnienia mierzymy w atmosferach absolut-



Rys. 101.

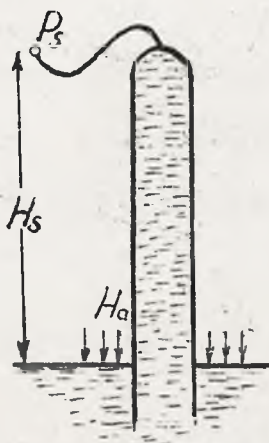
nych /ata/, lub w atmosferach nadciśnienia /a t n /, przy czym:

$$[ata] = [atn] + 1$$

Próżnię, vacuum, / V_a / mierzymy od ciśnienia atmosferycznego / 1 ata / w dół, a nie od ciśnienia 0 ata.

Wiemy z fizyki, że napełniwszy wodą rurkę u góry

zamkniętą, możemy ją wyciągnąć z naczynia napełnionego wodą na pewną wysokość i woda z rurki nie ujdzie. Ta maksymalna wysokość H_a , na którą najwyżej możemy podnieść



Rys. 102.

rurkę, nie powodując wypływu z niej wody, odpowiada ciśnieniu atmosferycznemu i równa jest ~ 10 m/przy poziomie morza/. Przypuśćmy, że w rurce /rys. 102/ na wysokości H_s , ciśnienie wynosi P_s , wówczas równanie równowagi będzie:

$$H_a = \frac{P_s}{\gamma} + H_s$$

Jeżelibyśmy podnosili rurkę coraz wyżej, to przy wysokości $H_s = H_a$ woda oderwałaby się od dna rurki. Właściwie nastąpiłoby to nieco wcześniej, mianowicie gdy:

$$\frac{P_s}{\gamma} = H_{par}$$

gdzie H_{par} jest ciśnieniem parowania wody w danej temperaturze.

Przypuśćmy, że mamy zbiornik o b. dużej pojemności /rys. 103/, z którego prowadzi przewód rurowy pionowy. Możemy powiedzieć, że woda przepływa przez przekrój $\lambda-\lambda$ pod działaniem różnicy ciśnień P_1 i P_2 , czyli $(\frac{P_1}{\gamma} - \frac{P_2}{\gamma})$.

$\frac{P_1}{\gamma}$ jest równe ciśnieniu atmosferycznemu H_a plus głębokość zanurzenia H_t :

$$\frac{P_1}{\gamma} = H_a + H_t$$

Nazywając zaś wysokość od przekroju $X - X$ do dołu przez

H_s otrzymujemy :

$$\frac{P_2}{\gamma} = H_a - H_s$$

a zatem:

$$\frac{P_1}{\gamma} - \frac{P_2}{\gamma} = H_a + H_t - (H_a - H_s) =$$

$$= H_t + H_s = H$$

Jest to, jak widzimy, całkowity spadek wody H . Nie stanowi zatem żadnej różnicy na jakim poziomie umieścimy przekrój $X - X$, gdyż woda przezeń przepływać będzie, pozostając stale pod działaniem całkowitego spadku H , czyli jakgdyby przekrój ten znajdował się na samym dole rury ssącej. Spełniony musi być jedynie warunek, aby wiszący słup wody H_s nie przerwał się. Przechodząc bezpośrednio do turbin możemy powiedzieć, że wysokość H_s umieszczenia turbiny wodnej między dwoma poziomami jest zasadniczo obojętna. Należy uważać tylko, aby wiszący słup wody H_s nie przerwał się. Widzimy zatem, że celem wyzyskania

całkowitego spadku wody H , nie trzeba umieszczać turbiny na dolnym poziomie, lecz możemy umieścić ją wyżej, rozdzielając słup wody na dwie części: część tłoczącą i część ssącą. Gdyby u góry części ssącej ciśnienie spadło poniżej ciśnienia parowania i słup wody się przerwał, wówczas praca przez nią zajmowana napełni się parą i woda spadać będzie w formie deszczu. Zachodzi więc pytanie, pod jakim spadkiem będzie wówczas pracowała turbina. Oczywiście pod różnicą ciśnień, ale wtedy będziemy mieli $H_t + H'_s$, gdzie $H'_s < H_s$; musimy więc tak konstruować rury ssące, by słup wody się w nich nie przerwał.

Warunki lokalne i techniczne zmuszają nas najczęściej do umieszczania turbin wodnych dość wysoko. Poza tym, jak już zaznaczyliśmy potrzebna jest obecność rury ssącej, która umożliwi rewindykację energii / $\frac{c^2}{2g}$ / nie wyzyskanej przez wirnik.

Rozpatrzmy teraz konstrukcję rury ssącej / rys. 10⁴. Przekrój na wysokości $X - X$ zastępujemy otworami turbiny. W poprzednich rozważaniach mieliśmy równania bilansu dla przestrzeni 3-4 następujące:

$$\frac{c_4^2}{2g} + H_a + H_s = \frac{c_3^2}{2g} + \frac{P_3}{\gamma} + H_4 - H_{f4}$$

Stąd wyliczyć możemy ciśnienie w p. 3:

$$\frac{P_3}{\gamma} = H_a - (H_4 - H_s) - \frac{c_3^2 - c_4^2}{2g} + H_{f4}$$

lub:

$$\frac{P_3}{\gamma} = H_a - H'_s - \left(\frac{c_3^2 - c_4^2}{2g} - H_{f4} \right)$$

Gdybyśmy ciśnienie w p.3 wyrazili jako podciśnienie to wyniesie ono:

$$H_a - \frac{P_3}{\gamma} = H'_s + \left[\frac{c_3^2 - c_4^2}{2g} - H_{f4} \right]$$

Jeśli zmniejszymy szybkość na w ten sposób,

że:

$$\left[\frac{c_3^2 - c_4^2}{2g} - H_{f4} \right] > 0$$

czyli że:

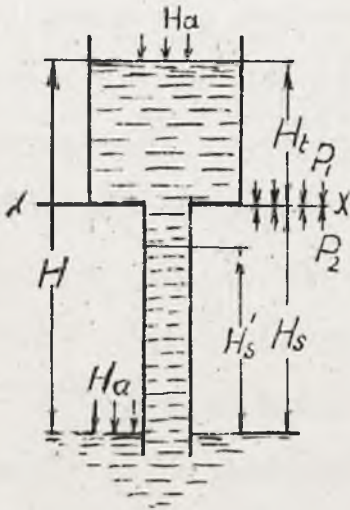
$$\frac{c_3^2 - c_4^2}{2g} > H_{f4}$$

co będzie miało miejsce przy rurze ssącej rozszerzającej się odpowiednio ku dołowi, to podciśnienie w p.3 będzie większe, niż odpowiadające wysokości wstępującego słupa wody

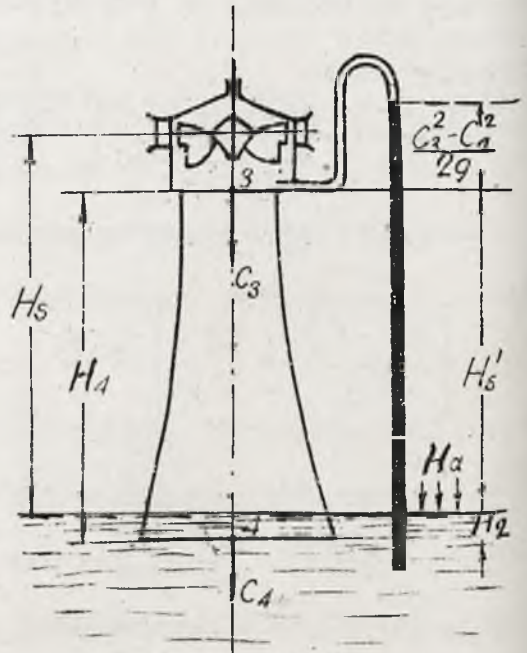
$$H_s, \text{ jako że } H_a - \frac{P_3}{\gamma} = H'_s + \left[\frac{c_3^2 - c_4^2}{2g} \right] > H'_s$$

Stwarzamy więc w ten sposób zwiększenie podciśnienia i rura ssąca staje się wtedy b.ważną częścią turbiny, gdyż dopełnia wirnik. Część energii spadku wody, uchodząca z wirnika jako $\frac{c_2^2}{2g}$ i wynosząca 5 ÷ 50% energii całkowitej

zostaje w rurze ssącej spożytkowana na zwiększenie różnicy ciśnień w wirniku. Rura ssąca powoduje, że wirnik pracuje jakgdyby pod wyższym $\circ \frac{c_3^2 - c_4^2}{2g}$ spadkiem, aniżeli w rzeczywistości. W bilansie ogólnym nie stwarzamy jed-



Rys. 103.



Rys. 104.

nak nowej wartości, gdyż $\frac{c_3^2}{2g}$ samo pochodzi ze spadku.

Racjonalne działanie rury ssącej/najwyższa sprawność, nieprzerwanie się słupa wody/zachodzi tylko do tego momentu kiedy:

$$\frac{P_3}{\gamma} = H_a - H_s - \left[\frac{c_3^2 - c_4^2}{2g} - H_{f_4} \right] > H_{par}$$

stąd możemy wyznaczyć dopuszczalną wysokość umieszcze-

nia turbiny H_s . Mianowicie:

$$H_s < H_a - H_{par} - \frac{c_3^2 - c_4^2}{2g} + H_{f_4}$$

Ze wzoru tego widzimy, iż H_s zależy przede wszystkim od $\frac{c_3^2 - c_4^2}{2g}$, gdyż H_{f_4} /opory tarcia/staramy się zwykle uczynić jaknajmniejsze, zaś H_{par} zależy od temperatury

jaką posiada woda. Zwykle temperatura ta wynosi $5 \div 20^\circ$

a odpowiednie ciśnienie:

$$H_{par} = 0,1 \div 0,24 \text{ m}$$

czyli jest prawie stałe, natomiast wyraz $\frac{c_3^2 - c_4^2}{2g}$ może się zmieniać w dużych granicach w zależności od zmiany

c_3 i c_4 . Wartości tych szybkości zależne są naogół od wielkości spadku pod jakim turbina pracuje i od typu wirnika.

Zdawałoby się napozór, że przerwanie słupa wody zajdzie najprędzej w tym wypadku, gdzie mamy duży współczynnik straty pozornej $k = \frac{c_3^2}{2gH}$, a więc w turbinach na małe spadki i duże n_s . Jednakże tak nie jest, gdyż mierzalne nie są wielkości procentowe, lecz rzeczywiste wartości c_3 i c_4 , a te zwykle bywają większe w turbinach, pracujących na duży spadek H , mimo iż procentowy współczynnik K będzie w tym wypadku mały:

Porównajmy przykłady:

$$A / H = 100 \text{ m} ; \frac{c_3^2}{2gH} = 0,08$$

$$\text{stąd: } \frac{c_3^2}{2g} = 8 \text{ m}$$

$$B / H = 10 \text{ m} ; \frac{c_3^2}{2gH} = 0,34$$

$$\text{czyli: } \frac{c_3^2}{2g} = 3,4 \text{ m}$$

jeśli założymy c_4 , H_f , H_s , i H_a takie samo dla obu wypadków, to wzór na $\frac{p_3}{\gamma}$ możemy przekształcić tak:

$$\frac{p_3}{\gamma} = K - \frac{c_3^2}{2g} > H_{\text{par.}}$$

i teraz widzimy, iż w wypadku A/ mamy:

$$\frac{p_3}{\gamma} = K - 8 > H_{\text{par.}}$$

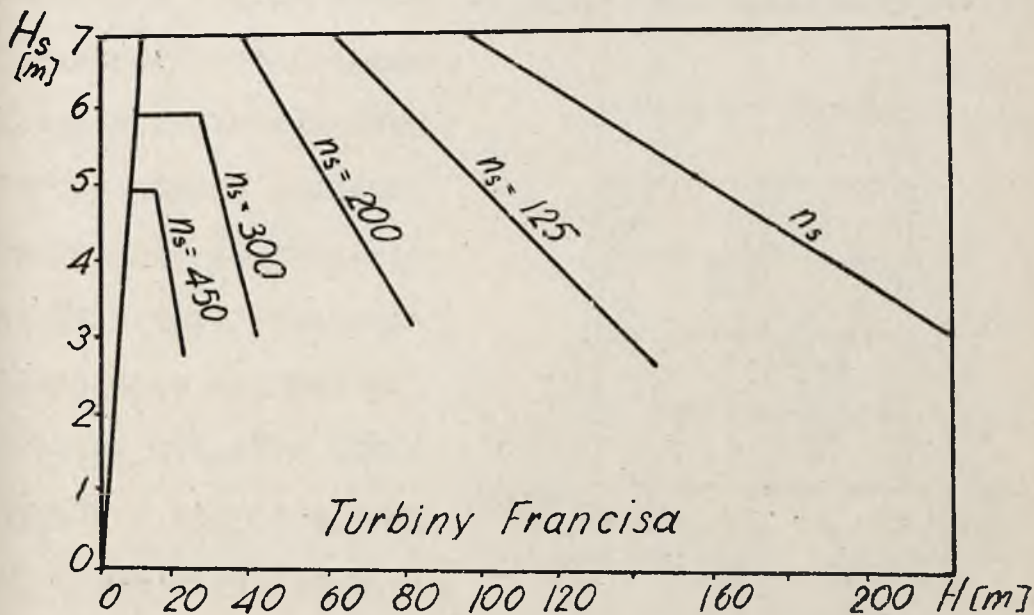
zaś w wypadku B/

$$\frac{p_3}{\gamma} = K - 3,4 > H_{\text{par.}}$$

a więc spadek ciśnienia $\frac{p_3}{\gamma}$ i co z tym idzie przerwanie się słupa wody naogół może nastąpić łatwiej przy pracy turbiny na wysoki spadek H . Stąd wniosek, iż trzeba być b. ostrożnym w zakładaniu H_s , zwłaszcza w turbinach o dużym H

Orientacyjną wysokość ustawienia turbiny / H_s /, w zależności od rodzaju turbiny, charakterystyki typu n_s

wielkości spadku H , podają załączone wykresy /V.D.J.1928/

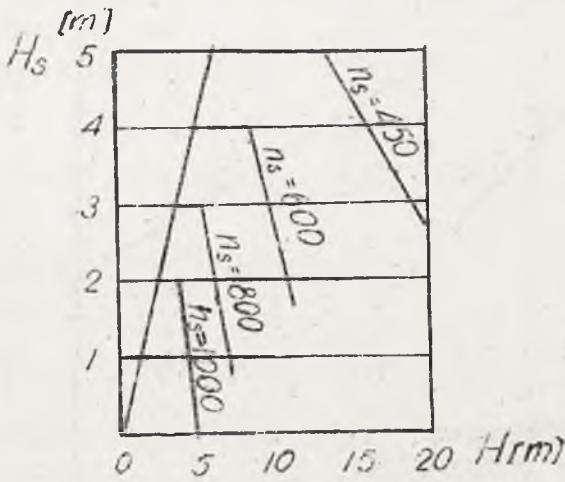


H_s - dopuszczalna wysokość umieszczania rury ssącej.

Rys. 105.

Ponieważ rura ssąca jest b.ważną częścią turbiny
również pomaga wirnikowi, a więc jest pewnego rodzaju silni-
kiem; możemy przeto mówić o jej sprawności. Jest ona b.pros-
ną częścią, sprawność jej zależy wyłącznie od 1-o chropo-
watości i 2-o od kształtu. Badanie kształtu sprowadza się
do badania stopnia, w jakim prędkość C_3 zamienia się na C_4 ,
czyli stopnia zwolnienia ruchu wody.

Kształt rury ssącej może być stożkowy, wklęsły lub beczkowaty. Należy teraz ustalić tylko, który z nich jest



Turbiny śmigłowe.

Rys. 106.

najracjonalniejszy, t. zn. jaki charakter winna posiadać zmiana szybkości C_3 na C_4 . Z hydrauliczki wiemy, iż im szybciej /do pewnych granic/ przepływa woda, tym bardziej zwartą strugę stanowi, a więc tym trudniej będzie ulegała zaburzeniom, któreby mogły powstać

naskutek zwolnienia ruchu. Możemy przyjąć za zasadę, że stopień zwolnienia może być tym większy, im większa jest prędkość ruchu cieczy.

Wyznamy teraz zależność zwolnienia ruchu wody od szybkości dla rur różnego kształtu. / D_3 - mamy określone przez wymiary wirnika, długość rury H_4 wynika z warunków rys. , zaś D_4 wyznaczamy z równania ciągłości strugi, zakładając:

$$C_4 = 0,6 \div 2,5 \text{ m}$$

przyczym większe wartości odnoszą się do większych H

Przypuśćmy, że rura ssąca

ma kształt stożka pros-

tego. Zbadajmy, jak będzie

się zmieniała szybkość

c_3 na c_4 . Za początek

układu obierzemy wierz-

chołek stożka/rys. 108/

i oznaczmy odległość

od niego średnicy D_3

przez X_3 , D_4 przez X_4 ,

oraz dowolnego przekroju

przez X . Kąt rozwarcia

stożka 2α . Na zasadzie

ciągłości strugi możemy napisać:

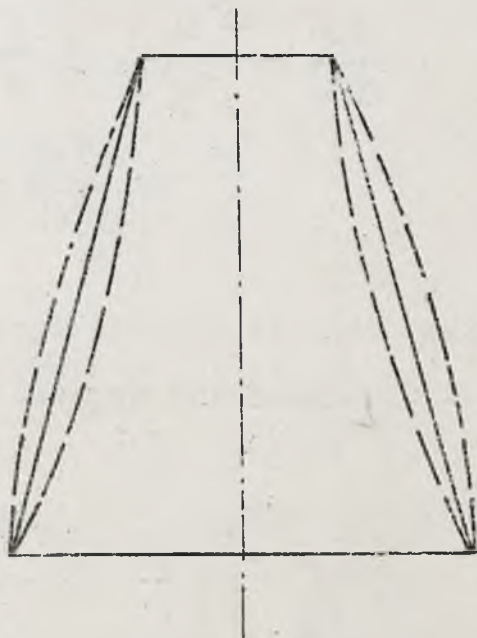
$$\pi r_3^2 c_3 = \pi r_4^2 c_4 = \pi r^2 c$$

stąd:

$$c = \frac{r_3^2 c_3}{r}$$

Ponieważ $\operatorname{tg} \alpha = \frac{r}{x}$ zatem:

$$c = \frac{r_3^2 c_3}{x^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}$$



Rys. 107.

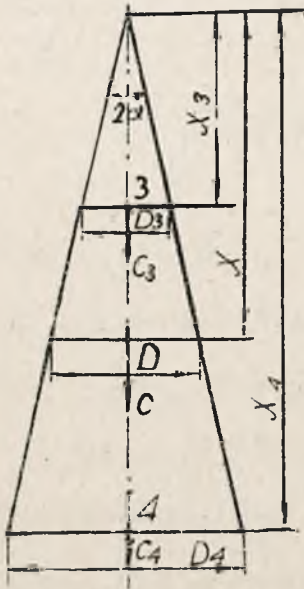
Taką szybkość mamy w każdym punkcie rury.

Przyspieszenie wody będzie wynosiło:

$$\begin{aligned} \frac{d.c}{dt} &= \frac{r_3^2 c_3}{\operatorname{tg}^2 \alpha} d \frac{1}{x^2} = \\ &= \frac{r_3^2 c_3}{\operatorname{tg}^2 \alpha} \left(-\frac{2}{x^3} \frac{dx}{dt} \right) = -\frac{2 r_3^2 c_3}{\operatorname{tg}^2 \alpha} \frac{c}{x^5} \end{aligned}$$

Widzimy stąd, iż stopień zwolnienia zależy od dwu zmiennych

X i C . Chcąc zaś wyrazić ten stopień jako funkcję tylko zmiennej C , musimy uwolnić się od X , podstawiając jego wartość ze wzoru na C .



Rys. 108.

$$\frac{1}{x^2} = \frac{\operatorname{tg}^2 \alpha}{r_3^2} \cdot \frac{c}{c_3} ;$$

$$\frac{1}{x^3} = \frac{\operatorname{tg}^2 \alpha}{r_3^2} \cdot \frac{c}{c_3} \cdot \frac{\operatorname{tg} \alpha}{r_3} \sqrt{\frac{c}{c_3}}$$

zatem:

$$\begin{aligned} \frac{dc}{dt} &= \frac{2 r_3^2 c_3}{\operatorname{tg}^2 \alpha} \cdot \frac{c^2 \operatorname{tg}^3 \alpha}{r_3^3 c_3} \sqrt{\frac{c}{c_3}} = \\ &= -\frac{2 c^2 \operatorname{tg} \alpha}{r_3} \sqrt{\frac{c}{c_3}} = -\frac{2 \operatorname{tg} \alpha}{r_3 \sqrt{c_3}} \sqrt{c^5} \end{aligned}$$

I ostatecznie możemy napisać:

$$\frac{dc}{dt} = \text{const} \sqrt{c^5}$$

widzimy stąd, iż stopień zwolnienia zmienia się jak $\sqrt{c^5}$.
 Aby sobie lepiej uzmysłowić tę zależność rozpatrzmy przy-
 kład. Przypuśćmy, że mamy rurę ssącą o $D_4 = 2D_3$ wówczas:

$$\frac{\pi D_4^2}{4} c_4 = \frac{\pi D_3^2}{4} c_3$$

stąd:

$$\frac{c_3}{c_4} = \frac{\pi D_4^2 \cdot 4}{\pi D_3^2 \cdot 4} = \frac{\pi (2D_3)^2}{\pi D_3^2 \cdot 4} = 4$$

a w p. 3 będzie:

a w p. 4. będzie:

$$\frac{dc_3}{dt} = -\frac{2 \tan \alpha}{r_3 \sqrt{c_3}} \sqrt{c_3^5} \quad ; \quad \frac{dc_4}{dt} = -\frac{2 \tan \alpha}{r_3 \sqrt{c_3}} \sqrt{c_4^5}$$

stosunek zwolnień:

$$\frac{\frac{dc_3}{dt}}{\frac{dc_4}{dt}} = \frac{\sqrt{c_3^5}}{\sqrt{c_4^5}} = 32$$

czyli, że w p.3 zwalniamy 32 razy szybciej, niż w p.4, pod-

czas gdy szybkość w p.3 jest 4 razy większa niż w p.4.

Chociaż pożądanym jest, aby stopień zwolnienia był większy

tam, gdzie szybkość jest większa, to jednak w tym wypadku

stosunek zwolnień jest nieracjonalny, zbyt gwałtowne zwol-

nienie w p.3, a zbyt małe w p.4. Dając mały kąt pochylenia

α , możemy zapobiec zbyt szybkiemu zwalnianiu szybkości. Wówczas jednak długość rury potrzebna do osiągnięcia

pożądaney szybkości C_4 wypada zbyt duża i mogą na nią nie pozwolić warunki lokalne.

Widzimy z tego, że należy znaleźć inny kształt rury ssącej, któryby dawał właściwsze zwolnienia. Zanim zjawily się teoretyczne rozważania na ten temat, budowano rury ssące w taki sposób, aby na całej długości spadek szybkości zachodził wg. linii prostej. Późniejsze prace prof. Prasila udowodniły, że kształt rur ssących otrzymanych w taki sposób, odpowiada także wymaganiom teoretycznym. Prof. Prasil doszedł do tego wniosku, zastanawiając się nad pytaniem, po jakim torze winna biec cząstka wody, wcho-
dząc w p. 3 do rury ssącej, aby była zachowana ciągłość ruchu cieczy. Przyjmując oznaczenia jak na rys. 109 otrzymał Prasil wyrażenie:

$$\cot \delta = \frac{r}{2x}$$

jako równanie toru; przyczym δ jest to kąt, jaki tworzy styczna do toru z poziomem.

$\cot \delta$ można wyrazić również jako:

$$\cot \delta = -\frac{dr}{dx} \quad \text{a więc:} \quad \frac{dr}{dx} = -\frac{r}{2x}$$

lub:

$$2x r dr + r dx = 0$$

a to jest $d(r^2x) = 0$ czyli:

$$r^2x = \text{const}$$

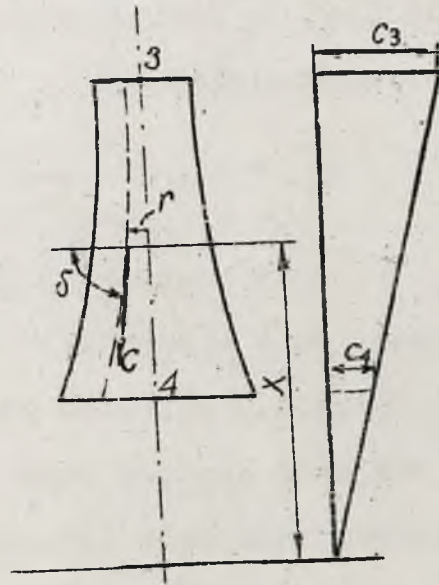
Ponieważ równanie to odnosi się do dowolnej cząstki cieczy, a więc i do tej, która płynie po ścianie, określa nam więc kształt tworzącej rury ssącej powyższe równanie $r^2x = \text{const}$.

Możemy napisać πr^2x

$$= \text{const}, \text{ wiemy również, iż } \pi r c^2 = a$$

ilość wody przepływającej przez turbinę, jest naogół stała, a zatem wzór Prasila oznacza że:

$$c = x \text{const}$$



Rys. 109.

czyli uzasadnia to, do czego doszli już konstruktorzy intuicyjnie, mianowicie, iż rozkład szybkości w rurze ssącej winien przebiegać prostolinijnie.

Jeśli teraz obok rysunku rury ssącej sporządzimy wykres szybkości, to u podstawy szybkość winna być $= 0$, zaś w p. 3 - C_3 i wykres przedstawiać się będzie jako linia

prosta.

Różniczkując równanie zasadnicze znajdziemy stopień w tak skonstruowanej rurze ssącej:

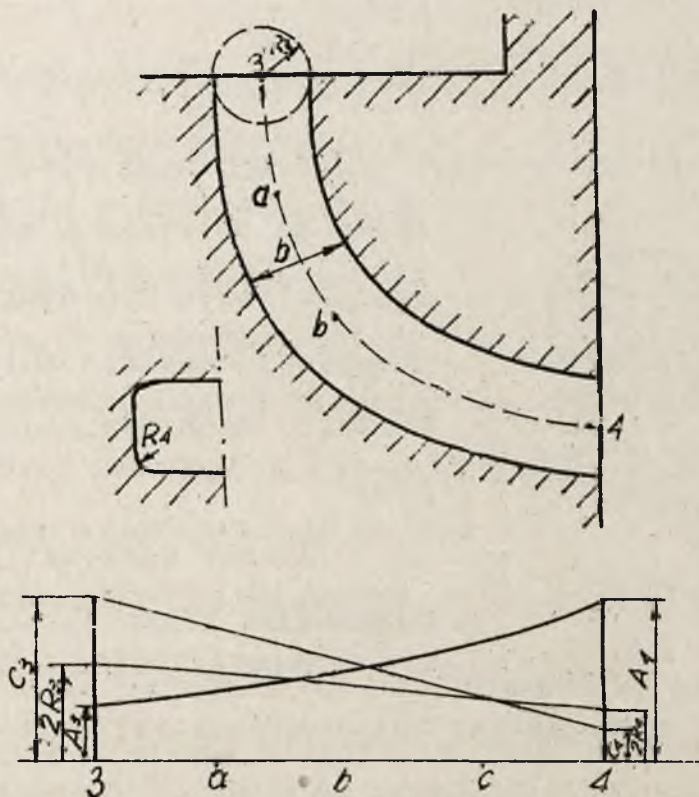
$$\frac{dc}{dt} = \text{const} \frac{dx}{dt} = \text{const} \cdot c$$

czyli jest on wprost proporcjonalny do szybkości i wobec tego racjonalniejszy.

25. Konstrukcja rur ssących

Rury ssące mogą być proste lub zakrzywione. Wykonywane są z blachy albo też z betonu. Rury te są zazwyczaj okrągłe u góry, tam gdzie woda wychodzi z wirnika, zaś przekrój końcowy rury ssącej bywa prostokątny. Aby sprawność rury była jaknajwyższa, nie tylko prędkość C_3 ma łagodnie przejść w C_4 , ale i przekrój okrągły w prostokątny bez żadnych gwałtownych zmian. Dochodzi się do za-
dość uczynienia tym warunkom w sposób następujący: dane są położenia obu punktów 3 i 4, między którymi możemy poprowadzić łagodną linię środków oraz wierzchołków i postaw /rys. 110/. Dzielimy linię środkową na pewną ilość części, oraz na oddzielnym rysunku wyprostowujemy ją i w P. 3 i 4 wystawiamy odpowiednie szybkości i łączymy je prostą, wyznaczając w ten sposób szybkości w pozostałych punktach

tach. Mając szybkości możemy obliczyć przekrój w każdym punkcie.



Rys. 110.

Jeden wymiar /wysokość /każdego przekroju już mamy.

w przekroju prostokątnym mamy tylko łagodne zaokrąglenia w rogach, a więc promień R_3 w przekroju 3 winien łagodnie przejść w R_4 w p. 4. Przejście to możemy przedstawić na tymże rysunku również jakąś krzywą, łagodnie zakrzywioną. W ten sposób mamy w każdym punkcie promień zaokrąglenia

narożników prostokąta.

Mając przekrój A i wielkości b, r wyliczymy a
/rys.111 /ze wzoru:

$$\pi r^2 + a(b - 2r) + (a - 2r)2r = A$$

Mając wszystkie wymiary poszczególnych przekrojów zesta-



Rys. III.

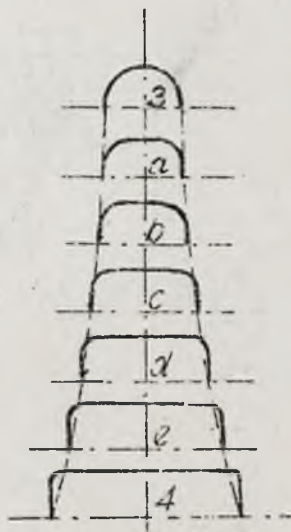
wiamy te ostatnie w oddzielnym
rysunku jeden pod drugim i stwier-
dzamy, czy wszelkie zmiany ich
kształtu zachodzą łagodnie /rys.
112/.

Nieraz zachodzi potrzeba
ustawienia kilku turbin przy wspólnym kanale odpływowym. Tak np. gdybyśmy mieli dwie turbiny o dwóch wirnikach w układzie poziomym, to posiadać one będą dwie rury ssące. Miejsce gdzie się one schodzą powinno być tak skonstruowane, by prędkości wody w obu rurach i szerokości obu rur były równe /rys.113/.

Konstruować należy w następujący sposób: rozwinąć sztywność 3 - 4 i wykreśliwszy linię prędkości C , należy znaleźć położenie miejsca X zejścia się obu rur. Druga rura jest dłuższa od pierwszej, od jej końca dopiero należy odłożyć X i znów konstruować tak, by prędkość

wody w tym miejscu była równa pierwszej. Połączenia rur ssących bywają nieraz b. złożone.

Betonowe rury ssące turbin dla wielkiej mocy i małych spadków posiadają duże przekroje wylotowe, a więc w środku muszą być wzmocnione ścianą dzielącą rurę jakgdyby na dwie części. Zmniejszenie wysokości rury w miejscu $\chi - \chi$, /przy zachowaniu jednak racjonalnego przekroju/, ma na celu "wyprostowanie" strug, które wypływając z wirnika mają tendencje do burzliwego /wirowego/ przepływu.



Rys. 112.

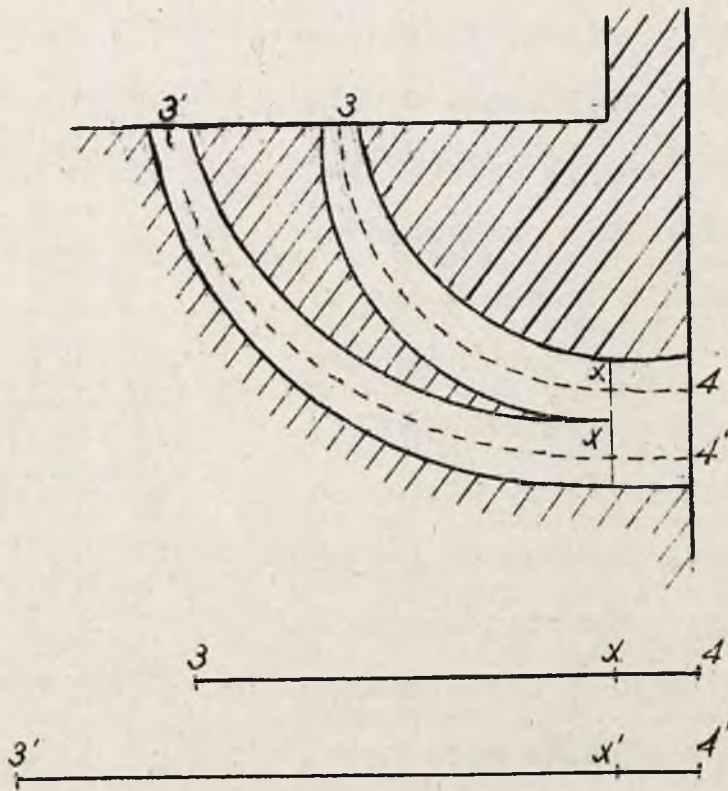
Orientacyjna długość rury ssącej wynosi:

$$L = 5 \div 8 (\sqrt{A_3} - \sqrt{A_4})$$

gdzie A_3 przekrój wejściowy, A_4 - wyjściowy rury ssącej / Thoman II 153 /.

w turbinach na duże n_3 , $\frac{c_3^2}{2gH}$ jest duże i trzeba je zredukować znacznie na odpowiednie c_4 . Do tego celu potrzebna jest długa rura ssąca - jest zatem ona zazwyczaj zakrzywiona jak na poprzednim rysunku. Jeśli jednak

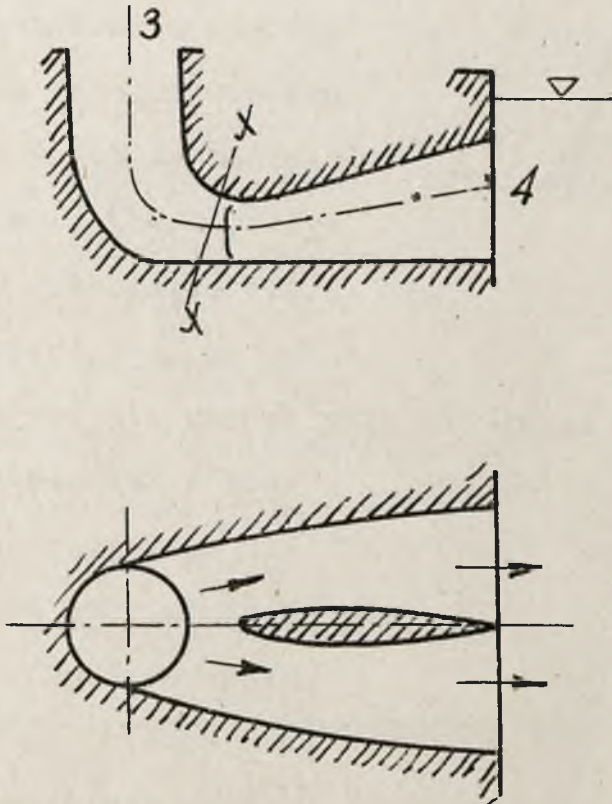
względy lokalne zmuszają nas do budowania rury prostej, to



Rys. 113.

aby otrzymać pożądaną wielkość szybkości wylotowej c_4 , musimy dać odpowiednio duży przekrój A_4 . Ponieważ długość rury L jest w tym wypadku mała, zatem stożkowatość rury może okazać się tak duża, że woda nie wypełni całkowicie rury/rys.115/Aby zapobiec temu zaczęto stosować w rurze dno i zmniejszono pozorny przekrój A_4 /rys.116/Zauważono mianowicie zjawisko następujące:było naczynie z wodą zaopatrzone rurą,które okolicznościowo posiadało u dolnego

swego końca kołnierz /rys.117/. Woda płynęła z górnego



Rys. 114.

zbiornika do dolnego, który posiadał ruchome dno, t. zn. zwykłą deskę unoszoną lub opuszczaną dowolnie. Podciśnienie - nie w rurze było mierzone za pomocą piezometru. Gdy deska była oddalona dość znacznie od rury, wówczas wskazania piezometru dawały $H_0 - H_f$, / H_f - opory tarcia/, gdy jednak zbliżano deskę do wylotu to zamiast spodziewanego spadku podciśnienia, okazał się jego wzrost, czyli zwiększenie

próżni. Tłumaczymy to tym, że działanie rury ssącej nie

skończyło się w p. A , lecz zostało przedłużone za pomocą

przewodu między deską a koł-

nierzem aż do cylindrycznego wylotu o ϕD , a więc zmniej-

szało szybkość C na drodze od

A do B na b. dużym obwo-

dzie. Na środku deski pod rurą tworzy się oczywiście wir

wody w kształcie stożka / rys.

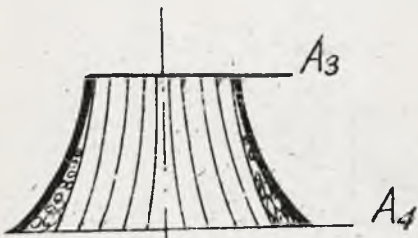
118/dlatego buduję takie

krótkie rury już ze stożkiem.

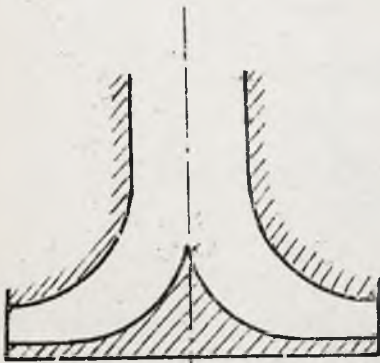
Kiedy więc mamy mało miejsca

pod turbinę na rurę ssącą,

naależy zastosować powyższą konstrukcję.



Rys. 115.



Rys. 116.

R O Z D Z I A Ł VII

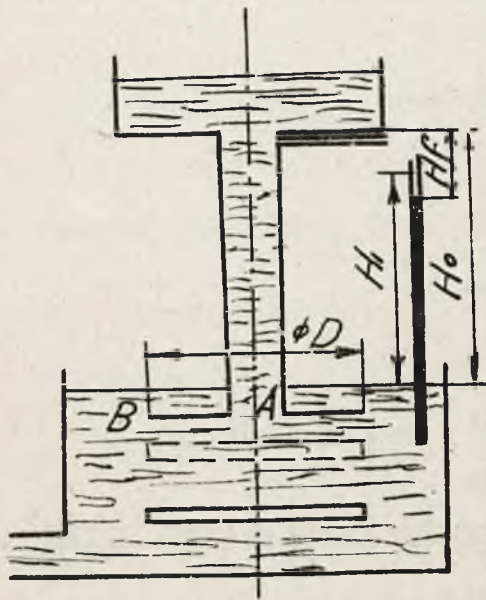
DZIAŁANIE UBOCZNE WODY PRZEPŁYWAJĄCEJ PRZEZ WIRNIK

26. N a p ó r o s i o w y.

Między wirnikiem a kołem zasilającym dajemy pewne luzy, aby zapobiec tarciu między tymi częściami. Ponieważ przy wejściu wody do wirnika mamy ciśnienie wyższe od atmosferycznego, przeto pewna ilość wody popłynie do przes-
trzeni nad wirnikiem szczeliną *C*, oraz do rury ssącej
szczeliną *b* /rys.119/. Przy wejściu do wirnika mamy ciś-
nienie:

$$h_1 = \frac{P_1}{\gamma} = H_a + H_1 - \frac{c_1^2}{2g} - H_f$$

i tyle właśnie wynosi ciśnienie w szczelinie A, gdyż znajduje się ona przy wejściu na wirnik. Dla tego pewna ilość wody popłynie nad wirnik i zapełni znajdującą się tam przestrzeń, utworzoną przez pokrywę i wirnik. Gdyby woda znajdująca się tam, pozostała w spoczynku, to przedstawiałaby słup wysokości h , a waga jej wynosiłaby S_1 . Ponieważ i z dołu na wirnik działają

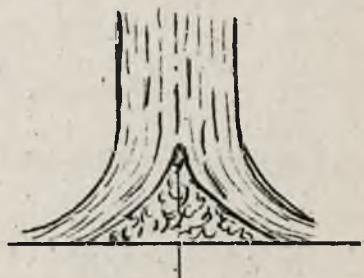


Rys. 117.

łają pewne ciśnienia słupów wody, możemy więc zredukować wszelkie obliczenia do linii środkowej wejścia, czyli w tym wypadku mierzyć będziemy wysokość h_1 od linii, a nie od górnej powierzchni wirnika.

Siły działające w kierunku rury ssącej uważać

będziemy za dodatnie, zaś w przeciwnym kierunku - za ujemne. Przy obliczaniu sił uwzględnić trzeba ciężar własny wirnika zanurzonego w wodzie, z powodu redukowania pomiarów do linii środkowej.



Rys. 118.

Woda, znajdująca się nad wirnikiem będzie wirowała wraz z tym wirnikiem z powodu jego chropowatości z ilością obrotów n' , przyczym n' jest mniejsze od ilości obrotów wirnika i wynosi:

$$n' \approx 0,5n$$

Naskutek wirowania powierzchnia wody przyjmie kształt paraboloidy, której głębokość wynosi $\frac{v'^2}{2g}$ gdzie $v' = \frac{\pi D n'}{60}$, dzięki temu zjawisku część wody z przestrzeni ponad wirnikiem wyjdzie spowrotem do koła zasilającego tak, iż gdy w stanie spoczynku ciśnienie wody wynosiłoby:

$$\frac{\pi D^2}{4} \gamma h_1$$

to wskutek wirowania będzie ono:

$$\frac{\pi D^2}{4} \gamma \left(h_1 - \frac{1}{2} \frac{v'^2}{2g} \right)$$

gdyż objętość paraboloidy wynosi połowę objętości cylindra

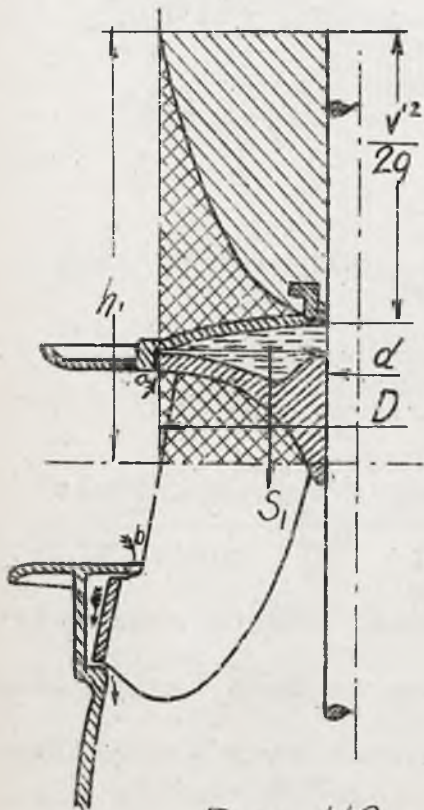
dra o wysokości równej paraboloidzie. Dla ścisłości należy jeszcze odjąć objętość zajmowaną przez wał turbiny na długości $h_1 - \frac{v^{12}}{2g}$. A więc napór wody wyniesie:

$$S_1 = \frac{\pi D^2}{4} \gamma h_1 - \frac{\pi D^2}{4} \gamma \frac{1}{2} \cdot \frac{v^{12}}{2g} - \frac{\pi d^2}{4} \left(\gamma h_1 - \gamma \frac{v^{12}}{2g} \right)$$

Im większe h_1 , tym mniejszy napór wody, a zatem nie należy

przeciwdziałać wirowaniu wody w przestrzeni nadwirnikowej.

Przypuścimy, iż przestrzeń nadwirnikowa połączona jest z rurą ssącą albo przez odpowiednie otwory w górnej części wirnika./rys.120/ albo przez otwory w pokrywie /rys.121/. Otwory te muszą posiadać takie wymiary, by woda mogła swobodnie przepływać do rury ssącej!

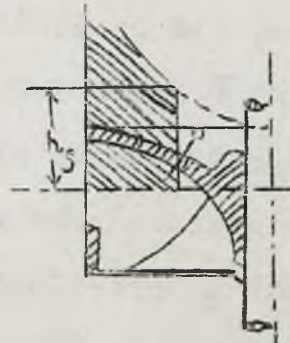


Rys. 119.

a więc w tym miejscu i ciśnienie ponad wirnikiem będzie bliskie ciśnieniu w rurze ssącej. Wysokość wody wówczas spadnie i powierzchnia paraboli znacznie się obniży, tak

lż tuż przy otworach pokrywy wysokość paraboli będzie tylko taka, jaka odpowiada ciśnieniu w rurze ssącej. Przy wejściu do rury ssącej mamy ciśnienie:

$$\frac{P_3}{\gamma} = h_s = H_a - H_s - \frac{c_3^2 - c_4^2}{2g} + H_{f_4}$$



Rys. 120

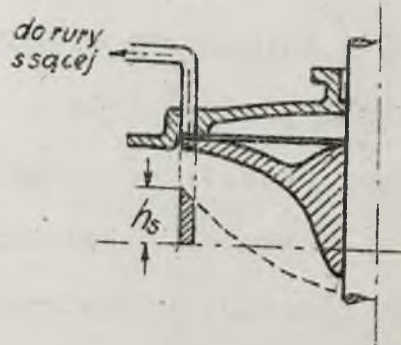
i paraboloida ustali się tak, by jej powierzchnia nad otworami wznosiła się na wysokość h_s , zaś na obwodzie o śred-

nicy D - na odpowiedniej wysokości h_1 , która zazwyczaj będzie mniejsza od h_s . napór

S_1 w tym wypadku obliczać będziemy jako ciężar wody, znajdującej się pod tą para-

boloidą. Praktycznie najlepiej obliczyć to ciśnienie przez wykreślenie paraboli

i wyliczenia stąd ilości wody.



Rys. 121

Pozostaje teraz do rozpatrzenia kwestia ilości strą-

conej wody, która przepływa z pod pokrywy do rury ssącej nie wykonując żadnej pracy. Ilość jej należy zredukować do minimum. Gdy otworów w pokrywie nie robimy tego rodzaju strat nie ma. Jeśli jednak decydujemy się na zmniejszenie siły S_1 przez połączenie zbiornika nad wirnikiem z rurą ssącą, to musimy się starać dawać otwór w pokrywie możliwie szeroko oraz jaknajdalej od osi turbiny położony. Osiągamy to przez umieszczenie otworu nad krawędzią wirnika jak na rys. 121. Największa wysokość paraboli będzie wówczas nieznaczną, do czego właśnie dążymy.

Gdy obmurze turbiny jest betonowe i przeprowadzenie rur sprawia pewne trudności, możemy dać wówczas następujące rozwiązanie. Pokrywa posiada nadlane uźebrowanie oraz ściankę, tak iż woda może swobodnie płynąć między pokrywą i ścianką do wirnika, nie biorąc udziału w wirowaniu /rys. 122/, zaś w wirniku tuż przy piąście dajemy otwór, łączący przestrzeń nadwirnikową z wnętrzem wirnika.

Naskutek nieszczelności między wirnikiem a rurą ssącą powstaje przestrzeń, do której dostaje się woda, zachowująca się podobnie jak w przestrzeni ponad wirnikiem. Działanie tej wody określamy jako siłę S_2 , a wartość jej może być dodatnia, lub też ujemna w zależności od tego, z jaką turbiną będziemy mieli do czynienia.

Rozróżniamy dwa wypadki: 1/gdy turbina /Francisa/

budowana jest na duże n_s i mamy dolny pierścień wirnika rozszerzający się /rys.123/

i 2/gdy wirnik jest budo-

wany na małe n_s , pierścień

dolny zwęża się /rys.124/.

Jeśli w punkcie b

mamy ciśnienie h_1 , to w wir-

niku 1/z powodu wirowania

średnie ciśnienie w przes-

trzeni omawianej będzie

mniejsze, niż przed wirnikiem, gdyż część wody wypłynie.

Narysujemy parabolę i obli-

czymy objętość przez nią o-

graniczoną. Chodzi teraz

o wyznaczenie wysokości tej

paraboli. W każdym bądź razie

siła S_2 skierowana jest w dół.

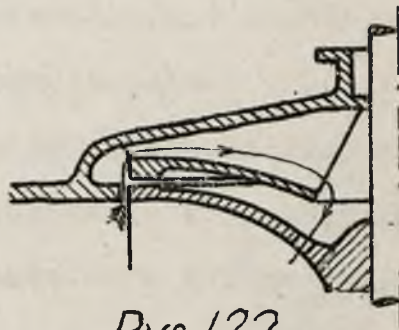
Jeżeli otwory, przez które wo-

da może płynąć do rury ssącej

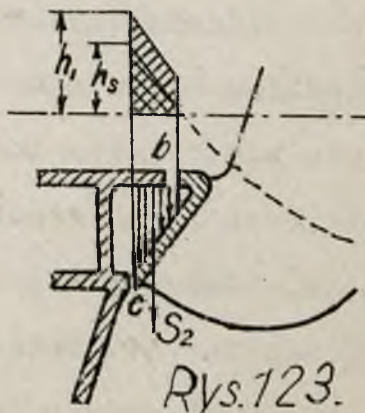
są dość duże, to w badanej

przestrzeni ciśnienie może być tylko trochę większe od

ciśnienia w rurze ssącej, a więc na większej średnicy wir-

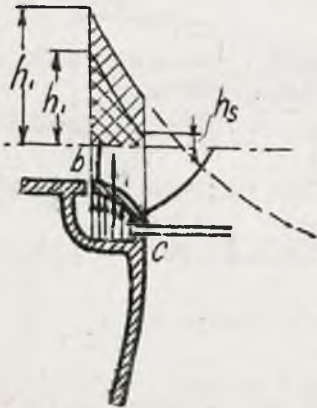


Rys.122.



Rys.123.

nika będzie ciśnienie h_s . Gdyby zaś szczelina w p. C była b. mała i stawiała przepływowi wody duży opór, to ciśnieniem panującym w tej przestrzeni będzie ciśnienie punktu b i średnie ciśnienie będzie wówczas wyższe. Widać



Rys. 124.

stąd, iż konstruktor winien zwrócić baczną uwagę na wielkość szczelin w punktach c i b, zależnie od tego, czy pożądanym jest, aby napór obciążał, czy też odciążał kołyszko sztorcowe turbiny. Naogół chodzi nam o zmniejszenie naporu, a zatem dla turbin o dużym h_s dajemy szczelinę b małą, zaś szczelinę c dużą.

Inaczej sprawa przedstawia się z wirnikiem II. I tutaj mamy dwie różne średnice dolnego pierścienia wirnika, lecz położenie ich wzajemne jest odwrotne aniżeli w wirniku I-szym. Jeżeli szczelina b jest duża, zaś c mała, to ciśnienie w przestrzeni między wirnikiem a rurą ssącą będzie h_1 i siła S_2 byłaby równa ciężarowi pojedynczo zakreskowanej objętości paraboloidy i skierowana w górę. Jeśli zaś b będzie małe, a c duże, to wówczas woda będzie mogła swobodnie przepływać do rury ssącej

i ciśnienie panujące w rozważanej przestrzeni będzie niewiele większe od h_s , a siła S_2 będzie mniejsza a - niżeli w wypadku poprzednim i też skierowana w górę.

A zatem należy stwierdzić jeszcze raz, iż dla turbin na dowolne h_s , konstruktor powinien uzależnić stosunek obu szczelin od wymaganego kierunku naporu.

Rozpatrzmy teraz dalsze siły osiowe, działające na wirnik. Siła hydrostatyczna, pochodząca z zasycającego działania rury ssącej. Jeśli ciśnienie w rurze ssącej wynosi h_s , to siła ta będzie:

$$S_3 = \frac{\pi D_3^2}{4} \gamma h_s$$

i jest skierowana w górę, przyczym:

$$h_s = H_a - H_s - \frac{c_3^2 - c_4^2}{2g} + H_{f4}$$

W kierunku rury ssącej będzie działała siła S_4 , pochodząca stąd, że na wał turbiny działa z zewnątrz ciśnienie atmosferyczne:

$$S_5 = \frac{\pi d^2}{4} \gamma H_a$$

W turbinach na duże h_s mamy jeszcze siłę S_5 , pochodzącą od ciśnienia statycznego:

$$S_5 = \frac{\pi (D_2^2 - D_1^2)}{4} \gamma H_a$$

Ze względu na zmianę kierunku wody w wirniku pow-

staje tam siła hydrodynamiczna S_6 , pochodząca z reakcji i skierowana ku górze:

$$S_6 = \frac{\gamma Q}{g} c_3 = \frac{\gamma}{g} \frac{\pi D_3^2}{4} c_3^2 = 2 \frac{\pi D_3^2}{4} \gamma \frac{c_3^2}{2g}$$

Dodając do tych sił ciężar samego wirnika zanurzonego w wodzie oraz ciężar wału, otrzymamy siłę do obliczenia łożyska i czopa turbiny:

$$P = S_1 \pm S_2 - S_3 + S_4 + S_5 - S_6 + G_{wir} + G_{wał}$$

Jeżeli turbina posiada układ poziomy, wówczas odpadną składowe siły, pochodzące od ciężaru G_{wir} i $G_{wał}$, natomiast siły hydrodynamiczne pozostaną takie same.

Dla turbiny osiowej /śmigłowej/ wielkość naporu wyraża się jako:

$$P = S_1 - S_3 + S_4 + G_{wir} + G_{wał}$$

gdzie S_1 - napór na łopatki wirnika:

$$S_1 = \frac{\pi (D_1^2 - D_2^2)}{4} \gamma h_1$$

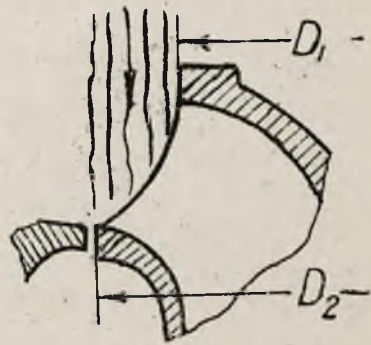
S_3 - działanie rury ssącej:

$$S_3 = \frac{\pi D_1^2}{4} \gamma h_s$$

S_4 - działanie atmosfery na wał i piastę wirnika:

$$S_4 = \frac{\pi D_2^2}{4} \gamma H_a$$

Nakoniec należy zwrócić uwagę, iż przez rozpatrywane wyżej szczeliny przechodzi pewna ilość wody, nie oddając żadnej pracy. Konstruować więc trzeba turbiny z takimi szczelinami, by one nie tylko odpowiadały zamierzonym celom co do naporu, ale aby także redukowały straty nie wykorzystanego przepływu do minimum. Znaczy to, że jeśli mamy dwie kolejne szczeliny,



Rys. 125.

to zawsze jedna z nich powinna być możliwie jaknajmniejsza i stawiająca jaknajwiększy opór przepływowi. Osiągnąć to możemy przez zmianę kilkakrotną kierunku wody i przez zastosowanie tak zwanego uszczelnienia labiryntowego.

Ilości wody przepływającej przez szczeliny nie można obliczyć dokładnie, ze względu na nieznaną rzeźmę rzeczywistych ciśnień, panujących przed i za szczeliną. Nieznany jest również współczynnik tarcia przepływającej wody. Naogół ocenia się straty powyższe zależnie od wielkości

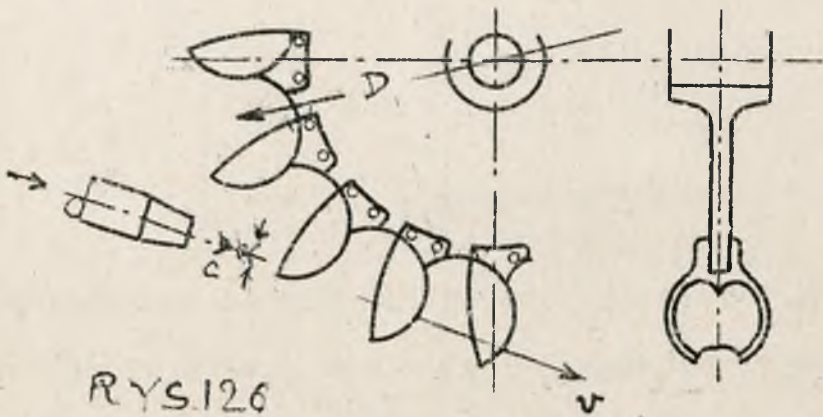
turbiny i spadku jako 1 - 3%.

R O Z D Z I A Ł VIII

27. K o ł a P e l t o n a .

Koło Peltona jest silnikiem wodnym akcyjnym /beziśnieniowym/. Zbudowane jest w ten sposób, że do tarczy przymocowane są łopatkę w kształcie czarek, łyżek, jak to wskazuje rys. 126. Wypływająca z dyszy struga wody rozdziela się na łopatkę na dwie części i płynie wzdłuż powierzchni wklęsłych prawie że ze stałą prędkością $W_1 \approx W_2$, ze względu na gładką powierzchnię czarek. Przyspieszenia żadnego tu niema, gdyż cały spadek H zamieniliśmy na prędkość C w dyszy. Prędkość obwodową mierzoną na kole styczn-

nym do środkowej linii strugi oznaczamy przez V i to koło bierzemy do obliczeń jako $\varnothing D$; średnicę przekroju strugi oznaczamy przez d .



RYS 126

Jeśli wyjście z łopatkki odbywa się pod kątem β , zaś struga wypływa z dyszy z prędkością C , a łopatkka ucieka z prędkością U , to względna prędkość wejścia wody na łopatkę wyniesie:

$$W_1 = C - U$$

zakładając że $W_1 = W_2$ czyli $W_2 = C - U$, otrzymamy siłę

reakcji na obwodzie koła:

$$F = \frac{\gamma A}{g} (w_2 \cos \beta + w_1) = \frac{\gamma A}{g} (c-v)(1+\cos \beta)$$

Mnożąc F przez v otrzymamy moc reakcji:

$$P = \frac{\gamma A}{g} (c-v)v(1+\cos \beta)$$

Zależność ta $P=f(v)$ przedstawia się na wykresie jako parabola. Maksimum mocy otrzymujemy wówczas, gdy

$$v = \frac{1}{2}c, \text{ gdyż jak}$$

wiemy z teorii reakcji

- dla najlepszego wy-

zyskania prędkości wo-

dy, prędkość obwodowa

koła winna być o poło-

wę mniejsza od prędkości

strugi. Szybkość teore-

tyczna wypływu wody z dy-

stry $c = \sqrt{2gH}$, uwzględnia-

jąc jednak wszelkiego ro-

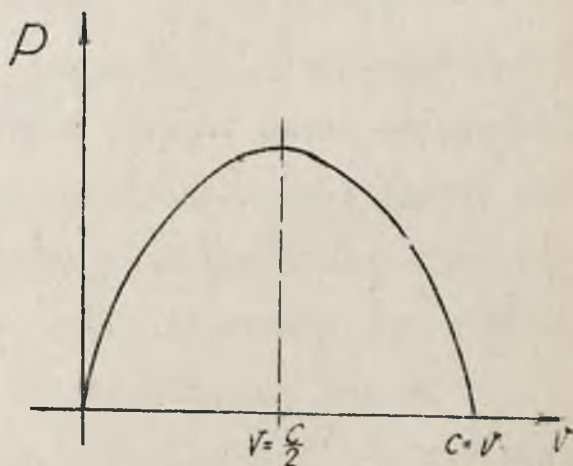
dzaju straty powstałe przy zamianie energii spadku na ener-

gię szybkości, napiszemy $c = \alpha' \sqrt{2gH}$, gdzie $\alpha' = 0,95 \div 0,98$

zważywszy że i szybkość v jest praktycznie nieco mniejsza

od $\frac{c}{2}$, mianowicie $v = (0,98 \div 0,99) \frac{c}{2}$, gdyż nie wszystka

woda wpada na łopatki /rozpryskiwanie/, otrzymamy ostatecz-



Rys. 127

nie:

$$v = \alpha \sqrt{2gH}$$

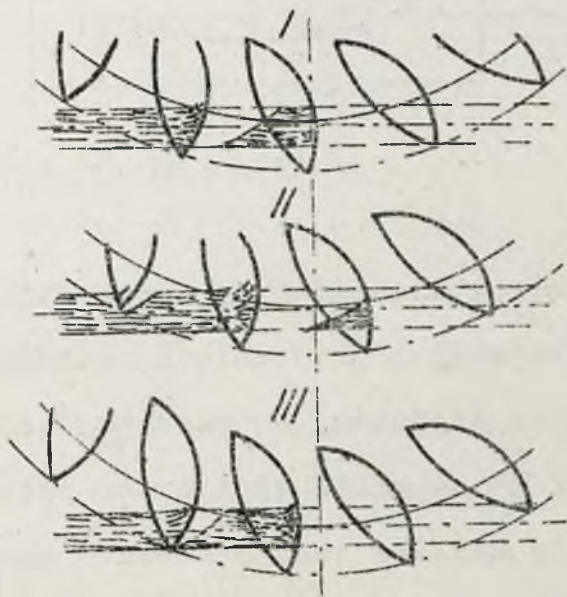
gdzie: $\alpha = 0,45 \div 0,48$

Obserwując pracę koła Peltona zauważymy, że z chwili gdy łopatką dotknie strugi wody, rozpoczyna się odcinanie części tej strugi i w czasie dalszego posuwania się łopatką, następuje dalsze odcinanie i na koniec ostatnia kropla wody, należąca do przekroju strugi, który pierwszy został zagarnięty przez łopatkę pójdzie dalej i zostanie podchwycona przez łopatkę poprzednią. Sledząc więc za biegiem strugi i łopatek, możemy sobie wyrysować położenia poszczególnych przekrojów odciętych jak na rys. 128 i wyznaczyć w ten sposób długości odciętej strugi.

Chodzi teraz o to, aby tak dobrać konstrukcję łopatek, by cały odcinek strugi miał czas dogonić łopatkę, przejść po niej i zmienić kierunek biegu, zanim łopatką wyjdzie ze strefy działania strugi. Dążyć musimy do tego, aby każda kropla wody mogła oddać swą energię łopatkę. Będzie to zależało od: a/ stosunku odpowiednich prędkości i b/ czasu, w ciągu którego łopatką będzie się znajdowała pod działaniem strugi. Długość l cięciwy koła, utworzonej przez przecięcie się strugi z kołem łopatkowym /rys129/

może być miarą tego czasu. Widzimy stąd, że im większe D ,
tym dłuższy jest czas, w ciągu którego łopatką znajduje
się pod działaniem strugi.

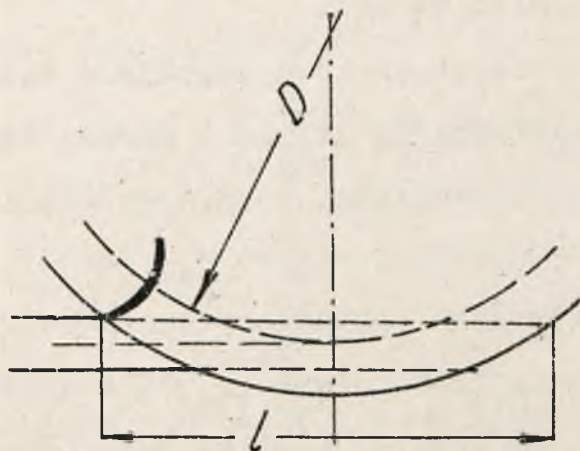
Można przeprowadzić następujące badanie: założyć
że mamy do czynienia ze strugą o pewnej stałej średnicy
i konstruować koło Peltona o różnych średnicach, zbadamy



Rys. 128.

wówczas czy można wyzyskać ostatnią nawet kroplę strugi.
Wpływ duży ma oczywiście oczywiście podziałka, czyli ilość
łopatek umieszczona na tarczy, a ponieważ łopatki zazwyczaj
przymocowuje się za pomocą śrub, przeto nie może ilość tych

Łopatek być dla danego koła zbyt dużą, bo śruby nie mo-



Rys. 129.

głyby się na kole pomieścić. Przy powyższym studium wyjdziemy z najmniejszej praktycznie dopuszczalnej podziałki i w ten sposób dojdziemy do następującego rezultatu. Jeżeli stosunek $\frac{D}{d}$ spadnie do 10, to jesteśmy jeszcze na granicy gdzie możliwe jest całkowite wyczerpanie strumienia. Poniżej 10 - okaże się, że nie cała ilość wody zdąży przejść przez łopatki. Przy wartości $\frac{D}{d} = 9$ - stracilibyśmy w ten sposób około 2 - 3%, t.j. woda wpadnie na łopatkę, lecz nie zdąży już zmienić swego kierunku. Wirniki z przyłanymi łopatkami, ze względu na możliwą mniejszą podziałkę, mogą posiadać $\frac{D}{d}$ dochodzące do 7 - 8. My ozna-

czymy jako minimum:

$$\frac{D}{d} > 10 \quad (9)$$

Jeśli $c = \alpha \sqrt{2gH}$, to pomnożywszy przekrój strugi

przez c otrzymamy Q :

$$Q = \alpha' \sqrt{2gH} \frac{\pi d^2}{4}$$

zaś moc będzie wynosiła:

$$HP = \frac{\gamma Q H}{75} \eta = \frac{\gamma \cdot \alpha' \sqrt{2gH} \cdot \eta \cdot \pi}{75 \cdot 4} d^2 H \sqrt{H}$$

albo:

$$HP = \text{const} \cdot d^2 H \sqrt{H}$$

a zatem:

$$HP_1 = \frac{HP}{H \sqrt{H}} = \text{const} \cdot d^2$$

Wyznamy teraz następane wielkości charakterystyczne:

$$n_s = n_1 \sqrt{HP_1}$$

$$v = \frac{\pi D n}{60} = \alpha \sqrt{2gH}$$

$$n_1 = \frac{n}{\sqrt{H}} = \frac{\alpha \cdot 60 \sqrt{2g}}{\pi D} = \frac{\text{const}}{D} = \frac{K_n}{D}$$

Wartość K_n dla kół Peltona, po wyliczeniu, wynosi 40/ dla

turbin Francisza K_n minimum było 49/

$$n_s = n_1 \sqrt{H_1} = \frac{K n_2}{D} \sqrt{\text{const. } d^2} = \text{const. } \frac{d}{D}$$

wartość tego współczynnika, po wprowadzeniu stałych liczbowych, wynosi:

$$n_s = 240 \frac{d}{D}$$

a więc maksymalne n_s , które osiągnąć można po wstawieniu $\frac{D}{d} = 9$ wynosi:

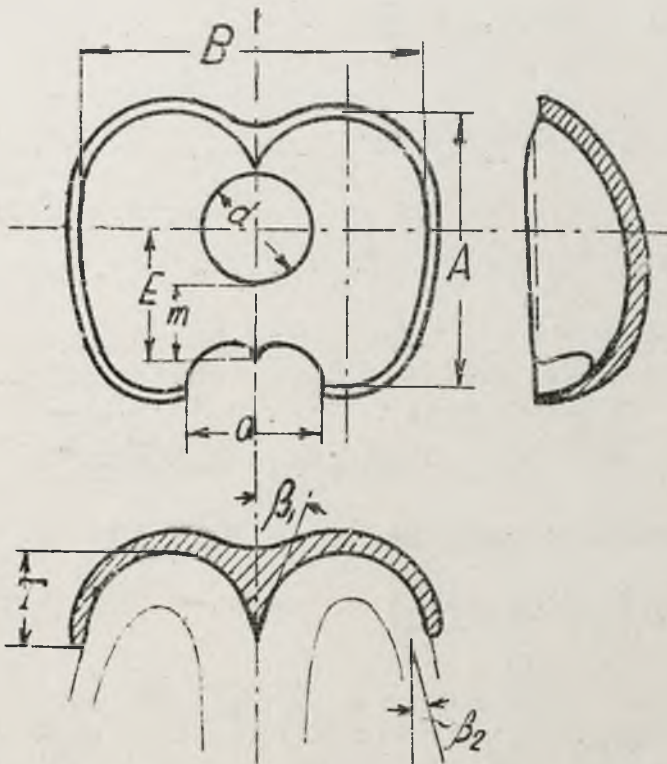
$$n_s \approx 27$$

Dla turbin Francisa n_s minimum wynosiło 45, mamy więc przerwę w ciągłości n_s od 27 do 45. Widać z tego, że należałoby $n_s = 27$ pomnożyć nieomal przez 2, by dojść do n_s , odpowiadających turbinom Francisa, oznacza to zważywszy na zależność $n_s = n_1 \sqrt{H_1}$, że trzeba H pomnożyć przez 4, a 4-krotne zwiększenie się mocy osiąga się dając 4 dysze na jednym kole. W praktyce budujemy dwa koła z dwiema dyszami. Koła te są umieszczone na jednym wale z prądnicą, po obu jej stronach.

Dochodzimy zatem do wniosku, że zapomocą kół Peltona i turbin Francisa pokryć możemy wszelkie wymagania co do n i H przy danych spadkach H , co tłumaczy dlaczego wszystkie inne, starsze typy turbun jak Girarda, Fourneyrona

i t.p. prawie że nie są budowane. Oprócz tych dwu typów t.j. koła Peltona i turbiny Francisa, coraz częściej buduje się turbiny śmigłowe na duże n_s , zwłaszcza z nastawnymi łopatkami.

Nakoniec należy zwrócić uwagę, iż koła Peltona, jako silniki bezciśnieniowe, wyzyskujące energię szybkości wody, pochodzącą ze spadku, nadającą się przede wszystkim na wy-



Rys. 130.

skie spadki H /gdyż wówczas mamy większą prędkość

$$c = \sqrt{2gH} \quad / \quad i \text{ na małe wydatki } Q$$

Zależności dotyczące budowy łopatkki są następujące /rys.130/: szerokość B wynosi:

$$B = 3,4 \div 3,8 d$$

długość:

$$A = 2,3 \div 2,8 d$$

głębokość:

$$T = 0,35 \div 0,4 B$$

$$m = 0,5 \div 0,75 d$$

$$\beta_1 = 5 \div 10^\circ ; \quad \beta_2 = 4 \div 6^\circ$$

Wielkość średnicy dyszy obliczamy ze wzoru:

$$Q = \frac{\pi d^2}{4} c \quad \text{skąd} \quad d = \sqrt{\frac{4Q}{\pi c}}$$

Normalna zależność między D i d :

$$D = (15 \div 20) d$$

Ilość łopatek /wzór empir z $\varepsilon - D$ /

$$z = \frac{0,42}{m} (R + 3d) + 10 \quad \text{gdzie } R = \frac{D}{2}$$

lub:

$$z = 0,35 \left(\frac{D}{d} \right) + 12$$

kąt między łopatkami:

$$\varphi = \frac{2\pi}{z}$$

ROZDZIAŁ IX

28. Zjawisko kawitacji

w turbinach wodnych

/korozja i erozja/

Części turbiny, pracujące w wodzie narażone są na zniszczenie/ścieranie i zżeranie/nasutek mechanicznego i chemicznego działania wody.

Mechaniczne działanie wody /ścieranie i wybijanie materiału/nazywamy erozją, zaś chemiczne /utlenianie, rozkładanie / - korozją.

Erozję potęgują ciała stałe, płynące z wodą np. piasek, lód i t.p., natomiast korozja występuje tym jaskrawiej, im większy jest lokalny spadek ciśnienia, gdyż wówczas wydzielają się z wody gazy, a zwłaszcza tlen, powodując oksydację części metalowych turbiny. Wiadomo bowiem, że woda absorbuje gazy z którymi się styka, a więc i powietrze - według następujących praw:

1-o/ Ilość/wagowo/absorbowanych gazów jest wprost proporcjonalna do ciśnienia, czyli pochłonięte gazy stanowią objętościowo pewien stały procent ilości wody, a zatem przy wzroście ciśnienia, objętość gazów maleje i woda jest zdolna zaabsorbować jeszcze więcej gazów, zaś przy spadku ciśnienia, pochłonięte gazy rozszerzą się i część ich wydzieli się z wody.

2-o/ W zetknięciu z mieszaniną gazów /np. z powietrzem/ ilość pochłoniętych poszczególnych składników zależy w prostym stosunku od ich ciężaru cząsteczkowego, a zatem powietrze absorbowane przez wodę jest bogatsze w tlen/gdyż ciężar cząsteczkowy tlenu jest większy aniżeli azotu /, traktując powietrze jako mieszaninę tlenu i azotu.

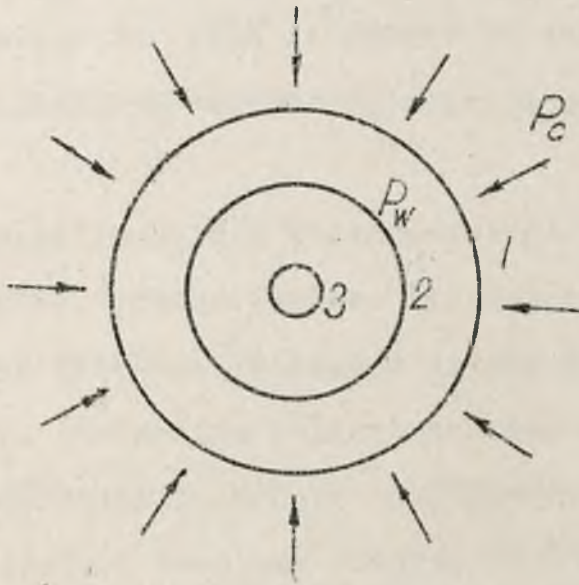
Celem zapobieżenia oksydacji, należy tak konstruować turbiny, aby nie następował w niej raptowny spadek

ciśnien i wydzielenie się tlenu, powodującego wzmożenie się korozji. Taki spadek ciśnienia może zająć przy zejściu wody z łopatek kierowniczych, a więc przed łopatkami wirnika, i przy zejściu wody z łopatek wirnika, wejściu do rury ssącej i w ogóle w miejscach, gdzie przekroje zmieniają się raptownie. W tych więc miejscach musimy sprawdzić wielkość ciśnienia, czy nie spadło ono poniżej atmosferycznego. Nietylko jednak zmiana przekroju, lecz wszelkie zakrzywienia toru i zapory, naskutek lokalnych spiętrzeń, przyspieszeń lub opóźnień cieczy, przyczyniają się do powstawania sił, powodujących wiry i t.zw. "rozdzieranie się" strugi wody, czyli tworzenia się pustych miejsc.

Tworzenie się pustych miejsc w płynących cieczach i następstwa z tego zjawiska wynikające, nazywamy z angielskiego - kawitacją /cavity - pusta przestrzeń/.

Rozważmy teraz, jakie to następstwa wywołuje zjawisko powstawania pustych miejsc. W miejscach pustych, powstałych naskutek przerwania się strugi wody, panuje b.niskie ciśnienie wobec czego, z otaczającej wody wydzielają się gazy i para, wypełniając tę pustą przestrzeń. Mamy zatem teraz do czynienia z pęcherzami gazowymi, które płyną razem z cieczą i których ciśnienie wewnętrzne

p_w równa się ciśnieniu otaczającej cieczy p_c /rys.131/



Rys. 131.

Naskutek burzliwego przepływu cieczy następuje uderzenie wody w pęcherzyk i gazy zawarte w tym pęcherzyku zostają stłoczone, przyjmując objętość 2. Woda wypełnia zwolnioną objętość $/1 - 2/$ i naskutek ogromnej różnicy siły bezwładności wody i gazu, następuje dalsze stłaczanie pęcherzyka do tak małej objętości $/3/$, przy której pochłonięta zostanie nadwyżka energii bezwładności wody.

Następstwem tego sprężania jest wg. obliczeń Föttingera, ciśnienie w pęcherzyku dochodzące kilku tysięcy atmosfer. Całe to zjawisko stłaczania, czyli t.zw. "zapadania się"

pęcherzyków, połączone jest z charakterystycznym szumem, - trwa zaś przez przeciąg b.krótkiego czasu tak, że dzięki temu właśnie uderzenia te mają tak ogromną siłę, a nadto sprężone gazy nie mogą zdążyć dyfundować spowrotem do cieczy.

Jeżeli to sprężanie i zanikanie pęcherzyków następuje w pobliżu jakiejś części turbiny, to wówczas powierzchnia tej części narażona jest przy zetknięciu z pęcherzykami na owe uderzenia o kolosalnej sile, nadto na skutek b.małych wymiarów tychże pęcherzyków, materiał podlega t.zw.nakłuciu .Wysoko sprężone powietrze przenika również przez pory w powierzchni materiału, rozsadzając go.

Jak już wspomnieliśmy, spadek ciśnienia, a więc i zjawisko kawitacji zachodzić może przede wszystkim przy wejściu na wirnik i przy wejściu wody do rury ssącej, jako w tych miejscach, gdzie występuje raptowna zmiana przekroju. Zbadajmy od czego jest zależna wielkość ciśnienia w tych miejscach.

Przy wejściu na wirnik mamy:

$$\frac{P_1}{\gamma} = H_a + H_1 - H_{f1} - \frac{c_1^2}{2g} \quad /1/$$

Jak wiemy już:

$$c_1 = \sqrt{\varepsilon g H} \sqrt{\frac{\sin \beta_1}{\cos \alpha_1 \cdot \sin(\beta_1 - \alpha_1)}} \quad /2/$$

a więc ciśnienie przy wejściu na wirnik zależy także od kątów α_1 i β_1 .

Gdyby było $H_1 = H$, to zn. turbina znajdowała się na wysokości dolnego poziomu i ε wynosiło 100% i $H_{f_1} = 0$, to ciśnienie $\frac{p_1}{\gamma} = H_a$, jedynie przy $\beta_1 = 2\alpha_1$, gdyż wówczas:

$$c_1 = \sqrt{g H} \sqrt{\frac{\sin 2\alpha_1}{\cos \alpha_1 \sin \alpha_1}} = \sqrt{2g H}$$

a więc w tym wypadku ciśnienie spadłoby do ciśnienia atmosferycznego. Jeśli natomiast turbina znajduje się na pewnej wysokości H_s ponad dolnym poziomem, to spadek ciśnienia nastąpi nawet i przy $\beta_1 > 2\alpha_1$.

Należy zatem w każdym przypadku, gdy już mamy obliczone kąty α_1 i β_1 , sprawdzić czy ciśnienie $\frac{p_1}{\gamma}$ nie spadło poniżej H parowania.

Jeżeli do wzoru 1/wstawimy wartość na C wg. wzoru 2/, nadto oznaczymy $H_1 = H - H_s$, gdzie H_s - wysokość umieszczenia turbiny, to wówczas po przekształceniu otrzymamy:

$$\frac{p_1}{\gamma} = \left(1 - \frac{\varepsilon \sin \beta_1}{2 \cos \alpha_1 \sin(\beta_1 - \alpha_1)} \right) H - H_s + H_a - H_{f_1}$$

$$= \sigma H - H_s - H_{f1} + H_a$$

a nadciśnienie przy wejściu na wirnik wyniesie:

$$\frac{P_1'}{\gamma} = \sigma H - H_s - H_{f1}$$

Ze wzoru tego widzimy jasno iż w turbinach na niskie spadki H , wysokość H_s posiada b. duży wpływ na wielkość nadciśnienia P_1'/γ . Są takie wypadki gdy $P_1'/\gamma < p_{atm}$ niezależnie od wielkości kąta β_1 . Dla turbin na wysokie spadki wpływ wielkości H_s jest już mniejszy, aniżeli poprzednio, jednak i w tym wypadku należy dokładnie obliczyć wartość nadciśnienia P_1'/γ ze względu na to, iż przy dużym H mamy do czynienia z odpowiednio większą wartością $\frac{c_1^2}{2g}$, trzeba bowiem pamiętać że:

$$\sigma H = H - \frac{c_1^2}{2g}$$

Istnieje jeszcze inny czynnik, wpływający na spadek ciśnienia i powstawania strefy kawitacji, czynnikiem tym jest raptowne rozszerzenie przekroju przy końcu łopatek zasilających spowodowane przez ich zniknięcie /rys. 132/

Naskutek raptownego powiększenia przekroju /rys. 133/ mamy do czynienia ze stratą energii, wyrażającą się wzorem:

$$s = \frac{(c_0 - c_1)^2}{2g}$$

Obecnie możemy napisać równanie równowagi dla przebiegu wody od p.0 do p.1 i znaleźć spadek ciśnienia jaki na tej drodze następuje. Zakładamy przy tym, że nie ma różnicy poziomów między p.0 i p.1. /turbina Francisa/.

Wobec tego równanie równowagi wyraża się:

$$\frac{c_0^2}{2g} + \frac{p_0}{\gamma} - \frac{(c_0 - c_1)^2}{2g} = \frac{c_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma}$$

zależnie:

$$\begin{aligned} \frac{p_0}{\gamma} &= \frac{p_1}{\gamma} - \frac{c_0^2 c_1^2 - (c_0 - c_1)^2}{2g} = \\ &= \frac{p_1}{\gamma} - (c_0 - c_1) \frac{c_1}{g} \end{aligned}$$

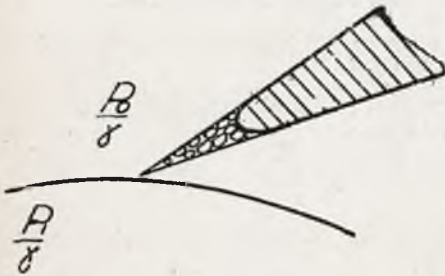
Wobec tego w przestrzeniach, spowodowanych przez zniknięcie końców łopatek kierowniczych, ciśnienie będzie niższe niż przy wejściu na wirnik, w przybliżeniu o wartość $(c_0 - c_1) \frac{c_1}{g}$, jeśli c_0 jest szybkością wyjścia, przy uwzględnieniu grubości łopatek, a bez ich uwzględnienia. Dla turbiny Francisa wartość odpowiednich szybkości będzie:

$$c_0 = \frac{Q}{(\pi D_0 - y t) \sin \alpha_0 \cdot B}$$

zależnie:

$$C_1 = \frac{Q}{\pi D_1 \sin \alpha_1 \cdot B}$$

Analogiczne zjawisko spadku szybkości zajdzie również i na wejściu wcdy do rury ssącej, gdyż w tym



Rys. 132.



Rys. 133.

miejscu zwiększa się raptownie przekrój, naskutek zniknięcia łopatek wirnikowych.

R O Z D Z I A Ł X

CHARAKTERYSTYKI

29. W y z n a c z a n i e c h a r a k t e r y s t y k .

Turbina wodna konstruowana na pewne H , H i n

Pracuje w danych warunkach z określoną sprawnością η .

Sprawność ta będzie się zmieniać w zależności od zmiany

H , H i n . Zespół krzywych, określających zależność

między sprawnością η a H , H i n nazywamy charakte-

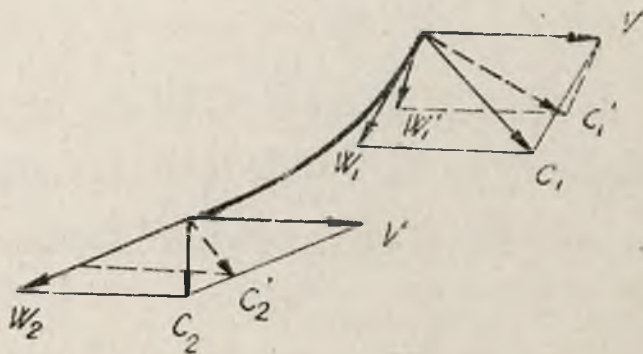
rystyką turbiny. Każda turbina posiada swoją charakterysty-

kę, która określa, z jaką sprawnością pracuje silnik w zależności od zmiany obciążenia, spadku czy też obrotów. Umiejętność wyznaczania i korzystania z charakterystyk jest b. ważna przy konstruowaniu i zamawianiu turbin, - pozwala bowiem wybrać najodpowiedniejszy dla danych warunków typ turbiny.

W turbinach oprócz strat tarcia zachodzą jeszcze straty, pochodzące wskutek zaburzeń przepływu wody. Dotąd nie mamy dokładnych wzorów ani na jedne ani na drugie. Na tych stratach /określenie η /opiera się wyznaczaniu charakterystyk. Ponieważ jednak nie możemy obliczyć strat teoretycznie, przeto musimy przeprowadzić z daną turbiną szereg prób w różnych warunkach pracy tak, aby z tych prób można było otrzymać krzywe charakterystyczne, wskazujące dokładnie, jak w danych warunkach turbina będzie się zachowywać.

Ponieważ turbinę konstruujemy na pewne H , H oraz n , zakładając wejście bez uderzenia i wyjście normalne, przeto dla tych warunków otrzymujemy pewne η . Gdy teraz mamy inne H przy tym samym H oraz n , to wykresy nasze już się zmieniają i np. nie będziemy już mieli wejścia bez uderzenia, któreby było przy tych warunkach dla jakich turbinę konstruowano. Jeśli mamy pewien kształt

łopatki /rys.134/i wykres taki, że szybkość W_1 jest styczna do łopatki, to zmniejszając ilość wody a tym samym prędkość C_1 na C_1' , otrzymamy inny wykres szybkości; powstanie bowiem pewien kąt między W_1' i łopatką, a wejście



Rys. 134.

wody na wirnik zachodziłoby z uderzeniem połączonym ze stratami. W tym wypadku η nie będzie tak duże, jak założyliśmy przy konstruowaniu.

Zatrzymajmy teraz HP stałe, a zmieniajmy n .

Wówczas wielkość szybkości V również się zmieni /rys.135/.

Gdyż $V = \frac{\pi D n}{60}$ i znów będziemy mieli uderzenia i straty, a to powoduje zmniejszanie się η .

Podobnie będzie i na wyjściu wody z łopatki, gdyż zmiana HP lub n spowoduje to, że nie będziemy mieli wyjścia bez uderzenia, a to wywoła znów zwiększenie się długości

strug w rurze ssącej, powstawanie wirów i t.d.a więc η również nie będzie równe założeniu.

Sprawność η jest więc funkcją trzech zmiennych

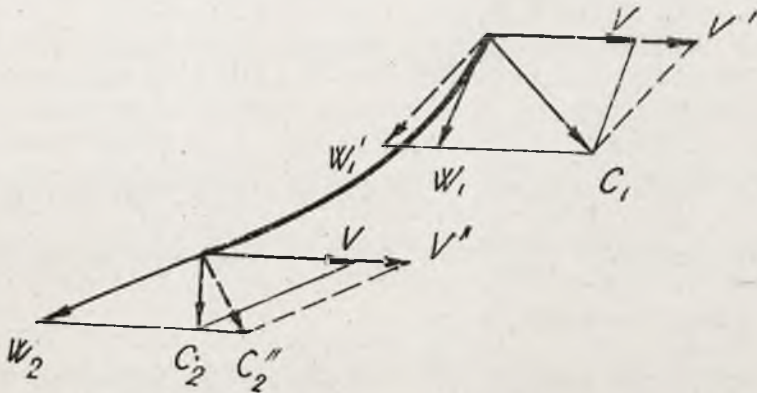
$$\eta = F(H, H, n)$$

.Zważywszy, że $HP_1 = \frac{HP}{HVH}$

a $n_1 = \frac{n}{\sqrt{H}}$, możemy napisać:

$$\eta = f(HP_1, n_1)$$

mamy więc do czynienia teraz z dwiema zmiennymi. Chcąc poznać dokładnie tę zależność musielibyśmy zbudować powierzchnię odpowiadającą powyższej funkcji.



Rys. 135.

Zmiana HP_1 zachodzi przede wszystkim naskutek zmian obciążenia HP , wahania wysokości spadku H mają tu mniejszy wpływ. Jeżeli chodzi o ilość obrotów, to zmiana n_1 zachodzi przeważnie naskutek zmiany spadku H ,

gdź turbina pracuje naogół stale przy tym samym n , bo-
wiew turbiny napędzają zazwyczaj generatory prądu elektry-
cznego, wymagające stałej ilości obrotów.

W celu wyznaczenia krzywych charakterystycznych
turbiny, dokonywamy pomiarów na turbinie instalowanej
w różnych warunkach pracy w następujący sposób. Nastawiamy
naprzód łopatki kierownicze na 100% otwarcia i dokonywa-
my szeregu pomiarów zmieniając liczbę obrotów przez zmia-
nę obciążenia i to od $n = 0$, przy zatrzymaniu turbin,
aż do n_{max} przy biegu luzem. Dalej robimy analogiczną
serię pomiarów dla otwarcia 90%, następnie 80% i t.d.
Jeśli badamy turbinę śmigłową z nastawnymi łopatkami wir-
nika, to wówczas musimy powyższą, całkowitą serię pomiarów
wykonać dla szeregu otwarć łopatek wirnikowych. Na podsta-
wie otrzymanych danych, które zestawiamy w tabelę, możemy
dla każdego szczytu wyliczyć η badając tę tabelę stwierdzi-
my, że zawsze ^{gdzie} zdolność rezerwoarowa stacji jest mała, zmie-
nia się H podczas prób.

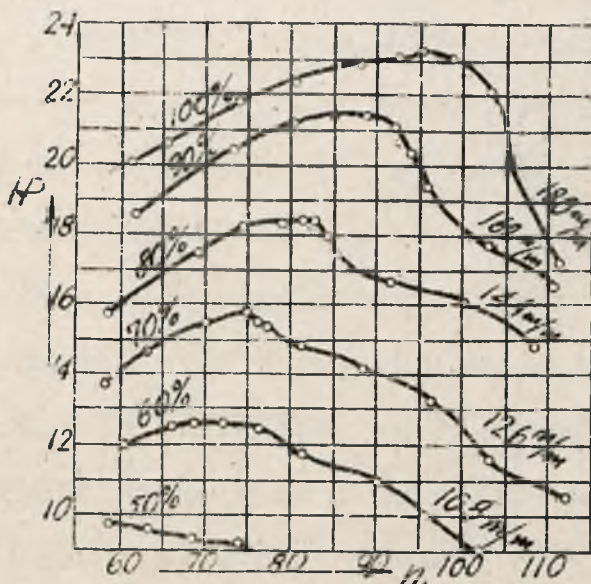
Wyniki prób oparte są na trzech zmiennych. Aby
przedstawić tę zaletę, musimy się uwolnić od jednej ze
zmiennych. Redukujemy zatem wszystkie wyniki do $H = 1m$
czyli obliczamy następujące wartości:

$$n_1 = \frac{n}{\sqrt{H}} ; Q_1 = \frac{Q}{\sqrt{H}} ; H_1 = \frac{HP}{H\sqrt{H}}$$

wówczas będziemy mieli:

$$\eta = f(H_1, n_1) \quad \text{lub} \quad \eta = f(Q_1, n_1)$$

Przeliczone wyniki przedstawiamy wykreslnie.



Rys. 136.

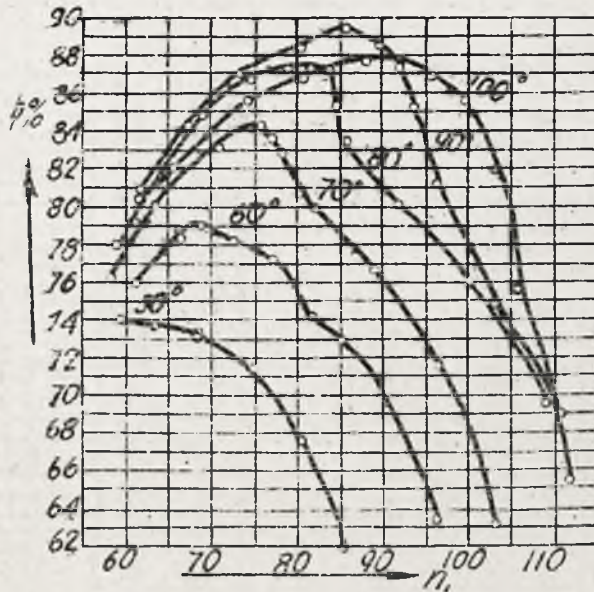
Na osi odciętych odkładamy zredukowaną ilość obrotów n_1 , a na osi rzędnych HP_1 /rys.136/ lub Q_1 , podobnie sporządzamy wykres $\eta = f(n_1)$ -/rys137/ otrzymując w ten sposób krzywe HP_1 i η dla otwarcia łopatek kierowniczych 100%.

STACJA PRÓBNA W HOLYOKE-WIRNIK TURBIZ

ŁOPATEK ZASIL. 12 N^o. 2205. DN. 1 MARCA 1913 R

OTWARCIE ŁOPATEK w%	SPADEK H mtr	JL. OBR. n ₁ min	WYDATEK Q Ltr	MOC HP K.M	SPRAWN. η ₁₁ %	$n_1 = \frac{n}{\sqrt{H}}$	$Q = \frac{Q}{\sqrt{H}}$	$\eta = \frac{\eta}{\sqrt{H}}$
100 (180 m)	5.029	138.50	4011.30	227.32	80.56	61.7	1.88	20.18
	5.014	147.25	4230.26	232.23	82.18	65.7	1.89	20.70
	4.941	164.40	4253.20	240.09	84.94	73.9	1.91	21.41
	4.925	172.25	4284.82	242.88	86.81	80.4	1.93	22.39
	4.919	180.25	4352.01	250.27	88.94	88.8	1.96	22.98
	4.913	208.50	4401.83	257.08	89.48	92.8	1.99	23.17
	4.897	211.50	4491.10	260.94	89.04	93.9	2.00	23.23
	4.901	215.00	4431.97	249.45	85.81	98.4	2.01	23.04
	4.923	218.25	4684.58	270.77	87.16	101.7	2.01	23.03
	4.933	215.25	4704.49	270.13	85.45	103.2	2.03	23.03
	4.947	224.50	4744.45	282.19	85.68	111.9	2.05	23.20
40 (162 m)	5.059	133.25	3526.04	211.19	80.99	61.9	1.72	18.59
	5.018	151.50	3963.43	231.23	84.39	69.7	1.74	18.71
	5.098	160.25	3953.62	231.67	82.13	73.3	1.76	20.46
	5.122	182.00	4035.14	244.81	85.31	80.2	1.78	21.06
	5.112	191.00	4068.58	248.02	84.40	83.5	1.79	21.42
	5.082	190.25	4024.11	240.67	84.42	83.1	1.79	21.42
	5.102	201.25	4027.27	246.86	84.83	88.4	1.81	21.72
	5.086	203.00	4083.24	248.44	84.56	93.0	1.81	21.12
	5.097	212.00	4084.90	245.24	85.30	93.8	1.84	20.40
	5.081	216.75	4020.48	231.57	81.47	96.0	1.84	19.37
	5.076	232.25	4012.30	203.45	79.09	103.2	1.84	18.80
	5.056	244.00	4057.59	184.04	82.13	110.8	1.84	18.59
80 (144 m)	5.169	133.00	3465.70	186.46	78.17	58.3	1.53	15.87
	5.142	158.50	3529.46	205.68	85.06	68.8	1.55	15.56
	5.138	168.25	3561.96	211.83	86.30	71.4	1.55	16.22
	5.130	188.25	3582.70	218.08	84.41	71.8	1.55	16.47
	5.145	184.40	3689.23	216.42	82.54	81.3	1.58	18.47
	5.143	188.00	3584.23	214.15	82.23	82.7	1.59	18.41
	5.144	190.20	3582.20	211.42	82.02	84.0	1.58	18.38
	5.142	194.25	3550.30	204.24	82.46	85.2	1.57	18.38
	5.112	208.50	3548.02	193.60	80.43	92.0	1.57	16.78
	5.112	227.50	3586.58	186.04	76.08	100.3	1.59	16.03
	5.117	246.50	3622.05	172.78	84.98	108.8	1.60	14.97
70 (126 m)	5.219	132.25	3103.70	165.16	76.42	58.1	1.36	14.38
	5.155	148.50	3185.83	174.23	80.24	63.9	1.38	14.73
	5.177	160.25	3122.23	181.40	81.38	70.4	1.39	15.37
	5.163	181.50	3157.10	183.35	84.46	73.3	1.40	15.81
	5.206	174.25	3144.50	183.78	83.89	76.0	1.39	15.63
	5.145	186.50	3170.43	174.41	83.02	73.7	1.40	15.45
	5.124	185.25	3147.48	173.60	86.47	82.0	1.35	14.95
	5.133	201.50	3122.44	164.28	76.42	88.4	1.38	14.18
	5.124	219.25	3132.49	153.64	71.82	96.7	1.38	13.22
	5.164	236.00	3321.35	137.85	63.27	103.8	1.39	11.70
	5.127	264.50	3287.65	123.60	55.04	112.3	1.45	10.65
60 (108 m)	5.267	140.00	2710.39	144.74	76.19	61.0	1.18	12.01
	5.282	153.00	2746.27	151.77	78.67	66.0	1.17	12.45
	5.234	153.50	2740.22	151.80	74.11	68.0	1.20	12.67
	5.233	165.50	2734.90	144.84	78.44	72.3	1.192	12.61
	5.261	176.00	2742.87	144.06	72.54	76.8	1.192	12.43
	5.282	188.25	2722.85	142.43	74.47	81.4	1.19	11.80
	5.303	208.25	2733.23	133.80	69.28	98.3	1.18	10.98
	5.321	223.00	2733.23	123.75	63.85	96.5	1.18	10.08
	5.313	236.25	2734.76	110.40	56.86	102.3	1.18	8.39
	5.310	250.75	2734.76	82.78	45.37	108.3	1.18	7.10
50 (90 m)	5.349	133.00	2270.80	130.04	74.12	59.2	0.93	9.70
	5.376	143.00	2273.58	120.21	73.86	63.7	0.94	9.62
	5.349	158.00	2273.78	118.92	71.30	68.1	0.93	9.56
	5.353	174.00	2270.80	110.83	71.27	73.8	0.93	9.26
	5.348	180.20	2270.80	102.52	67.27	80.6	0.93	8.78
	5.348	196.40	2270.80	100.05	65.07	85.3	0.94	8.28
	5.340	212.50	2270.80	88.93	58.10	100.3	0.94	7.86

następnie kreślimy te same krzywe dla otwarcia 10%, 80% i t.d. i ten wykres przedstawia nam charakterystyki



Rys. 137.

turbiny badanej. Na podstawie tych krzywych możemy określić, jak się będzie zachowywała turbina w danych warunkach pracy.

Wyobraźmy sobie, że mamy instalować turbinę, która ma pracować przy zmiennym spadku od H_{min} poprzez H_{norm} do H_{max} ; musimy zatem wiedzieć, jaką moc i jaką sprawność osiągnie turbina, pracując przy tych trzech charakterystycznych spadkach zachowując stałą ilość obrotów n .

Chodzi nam więc o otrzymanie trzech krzywych $\eta = f(HP)$, które nazwiemy krzywymi gwarancyjnymi turbiny. Wyznaczamy je w następujący sposób. Na odpowiednich liniach η , przecinamy poprzednio otrzymane krzywe charakterystyczne i otrzymujemy dla poszczególnych wartości HP_i odpowiednie wartości η , które zestawiamy w tabelę II.

TABELA II

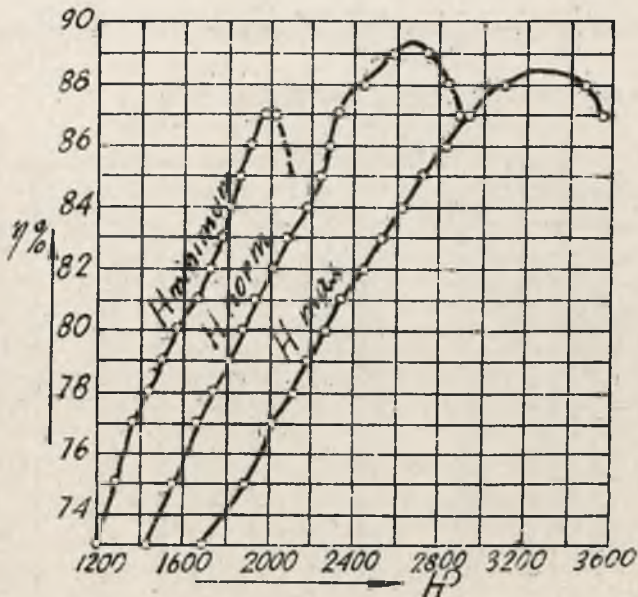
$H_{min} = 20m, n_{min} = 95$			$H_{norm} = 25m, n_{norm} = 80$			$H_{max} = 30m, n_{max} = 77,6$		
η %	HP_i	HP	η %	HP_i	HP	η %	HP_i	HP
73	13,50	1207	73	11,525	1440	73	10,35	1700
75	14,425	1290	75	12,675	1571	75	11,525	1894
77	15,425	1379	77	13,475	1684	77	12,90	2090
78	16,00	1431	78	14,00	1750	78	13,30	2120
79	16,53	1489	79	14,475	1809	79	13,775	2184
80	17,65	1578	80	15,00	1875	80	14,30	2260
81	18,60	1664	81	15,525	1947	81	14,85	2344
82	19,50	1726	82	16,15	2019	82	15,40	2440
83	19,90	1780	83	16,725	2097	83	15,85	2530
84	20,225	1818	84	17,40	2175	84	16,55	2620
85	20,70	1861	85	18,225	2274	85	17,125	2718
86	21,25	1900	86	18,225	2278	86	17,80	2820
87	22,15	1981	87	18,60	2325	87	18,85	2922
87	23,40	2093	88	19,50	2437	88	21,10	3100
			89	20,60	2558	88	21,725	3467
			89	21,80	2725	87		3569
			88	22,525	2816			
			82	23,00	2875			

Wartości HP , zamieniamy na HP wg wzoru $HP = HP_i \sqrt{H/V}$ i wstawiamy do tabeli, jak również i η .

Wyniki tabeli przedstawiamy wykreslnie, otrzymując trzy krzywe /IV 138/, za pomocą których możemy stwierdzić, jak się dana turbina będzie zachowywać, pracując pod spadkiem H_{min} , H_{norm} i H_{max} oraz czy gwarantuje nam osiągnięcie wymaganej maksymalnej mocy turbiny, zwłaszcza przy H_{min} . Z tego to względu krzywe powyższe nazywamy krzywami

mi gwarancyjnymi.

Spostrzegamy jednak iż krzywe te nie dają nam całkowitego obrazu jak dana turbina zachowuje się przy



Rys. 138.

spadkach pośrednich między H_{min} - H_{norm} i H_{norm} - H_{max} . Wykreślmy więc inne jeszcze krzywe, które pozwolą nam odrazu zorientować się w jakich wypadkach turbina będzie pracować najlepiej.

Wiadomo, że $\eta = f(H, n)$, a więc jest funkcją dwóch zmiennych, czyli przedstawia wykreślenie pewną powierzchnię w przestrzeni i obrazem tej zależności jest jakby pagórek, którego wierzchołek odpowiadający najwię-

kszej sprawności, występuje przy pewnych HP_1 i n_1 .

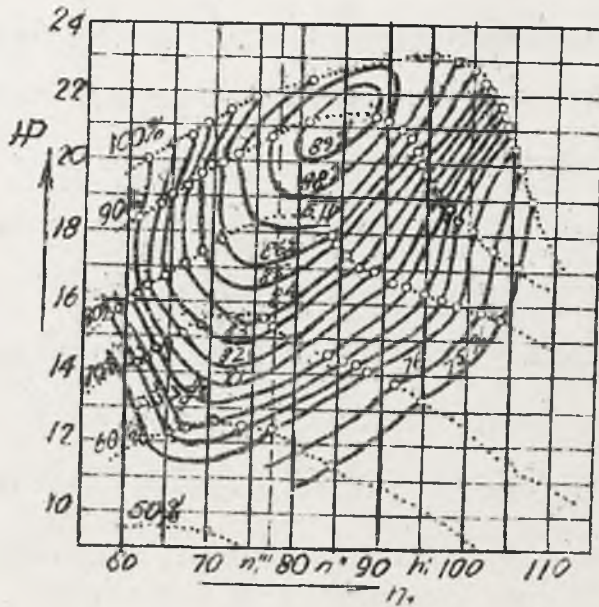
Z danych otrzymanych dla badanego wirnika, wykreślimy szereg zależności $HP_1 = f(n_1)$ oraz odpowiednie $\eta = f(n_1)$. Obecnie przetnijmy otrzymane krzywe $\eta = f(n_1)$ prostymi poziomymi na pewnych wysokościach. Otrzymamy w ten sposób na każdej krzywej po dwa punkty przecięcia. Na przykład 85% sprawności otrzymujemy przy 90% otwarcia w dwóch wypadkach - przy n_1' oraz n_1'' . Znaczy to, że przy tym otwarciu łopatek turbina może dać dwie różne moce, w zależności od tego z jakimi pracuje zredukowanymi obrotami n_1 . Jeżeli teraz chcielibyśmy zbudować wykres:

$$\eta = f(HP_1, n_1)$$

to musielibyśmy przedstawić go warstwicami. Na wykresie $HP_1 = f(n_1)$, na każdej krzywej będą leżały dwa punkty, należące do jednej warstwy. Łącząc teraz punkty należące do tej samej sprawności, otrzymujemy krzywe jednej warstwy /rys. III 139/. W ten sposób otrzymujemy warstwice sprawności 89%, 88% i t.d. Otrzymany rysunek jest jakby rysunkiem topograficznym pagórka, którego wierzchołek przedstawia nam najlepsze η przy najlepszym n_1 oraz HP_1 .

Wykres ten jest już o wiele lepszym od poprzednich,

pozwała bowiem objąć nam całokształt warunków pracy tur-



Rys. 139.

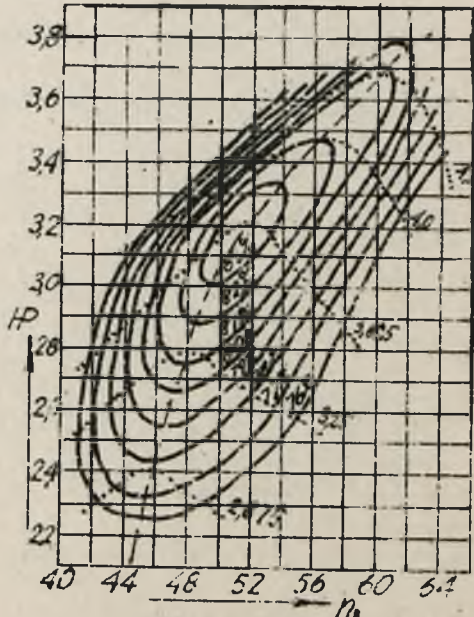
biny. Kreśląc krzywe mające służyć do stworzenia wykresu warstwicowego sprawności, nie należy ich wygładzać, lecz zostawić tak, jak je dały wyniki prób i dopiero wykreślony rysunek warstwicowy wygładzić, gdyż mamy tu do czynienia już z pewną regułą.

Po krótkim doświadczeniu i obejrzeniu rysunku warstwicowego możemy stwierdzić od razu, która z turbin jest najodpowiedniejsza dla danych warunków. Musimy więc rozpatrzyć, jakie ma znaczenie kształt pagórka, wyznaczone

go z zależności $\eta = f(H_p, n_1)$.

Może się zdarzyć, że jeden pagórek jest bardziej stromy, lub drugi bardziej okrągły od innych. Możemy otrzymać pagórek o grzbiecie wydłużonym, ukośnym /rys. 140/ lub też zupełnie odmiennego kształtu /rys. 141/, posiadający grzbiet mniej lub też w innym kierunku pochylony. Ogólnie biorąc im szerzej rozstawione są krzywe wykresu warstwi-cowego, tym bardziej płaskie otrzymuje się krzywe gwaran-cyjne. Nierzadko ta właśnie cecha krzywych gwarancyjnych jest nam najbardziej potrzebna. Należy zwrócić uwagę iż skala wykresów /140 i 141/

musi być ta sama, gdyż tylko w tym wypadku można mówić o większej pochylności, czy też łagodności jednego z pagórków.



Rys 140

Dostarczenie przez turbinę żądanej mocy zależne jest przede wszystkim od spadku H , a potem od ilości przepływającej wody Q . wielkość spadku H

zależy od pory roku. Na wiosnę przy wysokim poziomie wód mamy mały spadek H , w lecie zaś przy niskim stanie wód - duży spadek. Jeśli H maleje, to wówczas, aby otrzymać stałą moc HP musimy przepuścić przez turbinę większą ilość wody Q , gdyż $HP = \frac{\gamma Q H}{75}$, zrealizujemy to, zwiększając obroty turbiny. Na wykresie warstwicowym punkt odpowiadający tym warunkom będzie miał współrzędne $HP_1 > HP_{1, opt}$, gdyż $HP_1 = \frac{HP}{H \sqrt{H}}$, a $HP = const.$, zatem gdy H maleje, to HP_1 rośnie, - nadto $n_1 \gg n_{1, opt}$, gdyż $n_1 = \frac{n}{\sqrt{H}}$; n - rośnie znacznie.

Jeśli zmusimy turbinę do stałych obrotów, to $n = \frac{n}{\sqrt{H}}$ przy H malejącym będzie większe od $n_{1, opt}$; $n_1 > n_{1, opt}$.

Porównując teraz oba pagórki I i II widzimy, iż w I-szym :

$$\Delta n_1 = n_{1, max} - n_{1, opt} = 63 - 52 = 11$$

$$\Delta HP_1 = HP_{1, max} - HP_{1, opt} = 3,7 - 3,2 = 0,5$$

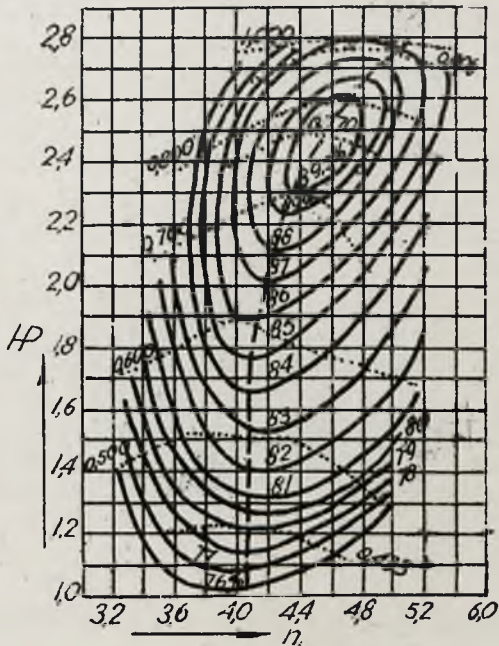
zaś w II-gim:

$$\Delta n_1 = 52 - 46 = 6$$

$$\Delta HP_1 = 2,8 - 2,5 = 0,3$$

ponieważ I-szy pagórek dozwala na większy wzrost n_1 i HP , a zatem turbina, posiadająca taką charakterystykę może łatwiej uzyskać wymaganą moc przy malejącym spadku H , aniżeli turbina o charakterystyce II. Osiągnięcie dużej mocy przy malejących spadkach, okupione jest często małą sprawnością turbiny; godzimy się jednak często z tym, mając dużo wody, jak to jest na wiosnę, natomiast latem, gdy wody brak, zaś spadki są duże, chodzi o wyzyskanie każdej kropli wody, a więc wówczas turbina powinna pracować jak najsprawniej.

Przy zachowaniu stałego n ze wzrostem H , n_1 się zmniejsza, a więc odsunęlibyśmy się od n_{opt} nalewo. W tym wypadku najlepsza byłaby ta turbina, która by przy przesuwaniu się na lewo na wykresie



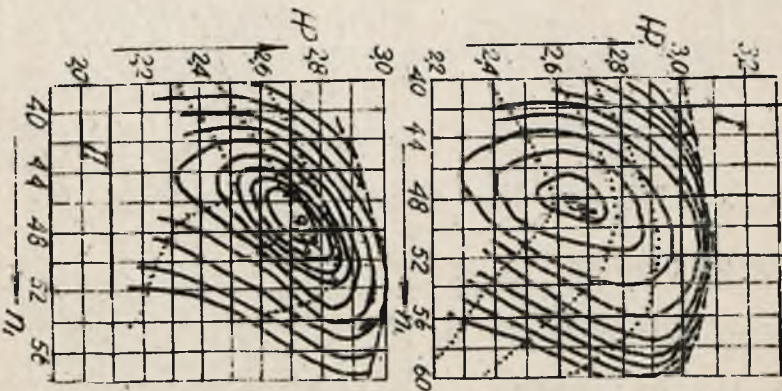
Rys. 141.

warstwicowym, zachowywała jeszcze dużą sprawność. Odpowiada temu warunkowi łagodna pochyłość pagórka w tym kie-

runku /rys.II/.

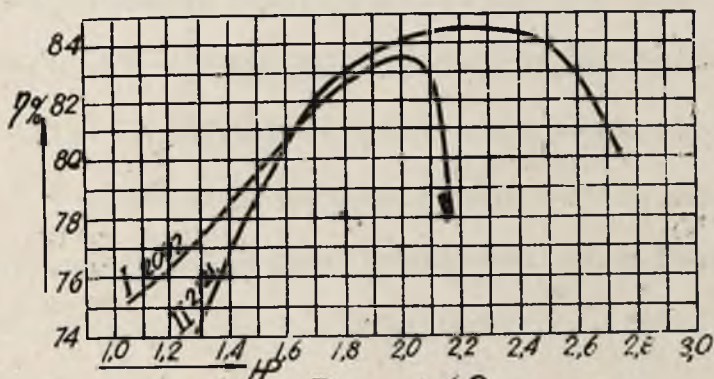
Rysując wykresy warstwiczne zauważymy naogół, że wirniki na duże n_s dadzą pagórki stromo spadające w kierunkach rzędnych po przejściu HP_{opt} , wirniki zaś na małe i średnie n_s dają pagórki w tych kierunkach łagodne, co uwidoczni się w b. gęstych w wypadku I-szym, a szeroko rozstawionych w wypadku II górnych częściach linii warstwice /rys.142/. Praktycznie biorąc znaczy to, że krzywe gwa-

Rys. 142.



rancyjne $\eta = f(HP, n_1)$ - różnić się będą dla tych dwóch wypadków, jak to widać z rys.143. Turbiny na duże n_s przy małych spadkach nie są zdolne dać znacznego i tak dużego HP_{max} w porównaniu do HP_{opt} , jak wirniki o małym i średnim n_s , czyli są mało przeciążalne. To właśnie mieliśmy na

myśli, wprowadzając różnicę między H_{opt} i H_{norm} ./patrz.
Paragr.10/



Rys. 143.

Zupełnie dokładne obliczenie, czy też przewidzenie zachowania się turbiny projektowanej nie da się teoretycznie dokonać, ze względu na to, że obliczenie strat, zachodzących w turbinie, zwłaszcza strat pochodzących z uderzeń nie potrafimy dokładnie wyznaczyć. Możemy więc opierać się tylko na doświadczeniu. To też każda fabryka turbin posiada już wypróbowane typy oraz ich charakterystyki, na podstawie których dadzą się wówczas z dostateczną dokładnością przewidzieć charakterystyki tych turbin, które będą budowane wg. typu już zbadanego.

Doświadczony konstruktor orjentuje się jaki wpływ na ostateczny wynik mają pewne proporcje, kąty i kształty

turbiny. Jeśli mamy np. osiągnąć większy stopień przeciążenia, to wirniki konstruować trzeba o b. dużym przekroju osiowym, nawet gdy n_s nie dochodzi do swej maksymalnej wartości. Jest oczywiste, że wirnik konstruowany na n_s większe od normalnego, celem uzyskania wysokiego stopnia przeciążenia, nie może dać tak wielkiej sprawności najlepszej, jak wirnik konstruowany normalnie.

Jeżeli mamy szereg wykresów warstwicznych dla różnych wirników o różnych średnicach i chcielibyśmy porównać je między sobą, wówczas najlepiej zredukować średnice ich do takich wymiarów, przy których $n_{1, opt}$ byłoby dla wszystkich jednakowe /np. $n_{1, opt} = 100$ /. Wówczas różne n_s ujawnią się jako rozmaite kształty funkcji $\eta = f(H, P_1)$ /rys. 144/.

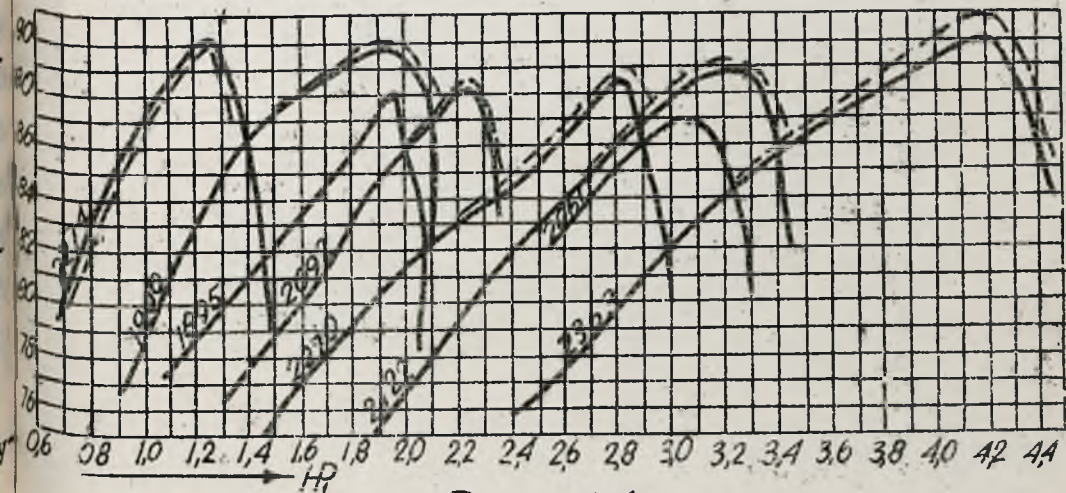
Mając taki wykres przed sobą moglibyśmy cały szereg typów wyeliminować i za pomocą kilku zaledwie, pokryć wszelkie kombinacje wymagań.

Wyznaczanie pagórków sprawności turbin z nastawnymi łopatkami wirnikowymi, jak już wspomniano, trwa dłużej, ze względu na konieczność powtarzania całej serii pomiarów dla każdego otwarcia łopatek wirnika. /Przykład wyznaczenia pagórka sprawności turbin z nastawnymi łopatkami podaje artykuł prof. St. Zwierzchowskiego - Przegl. Mecha-

.III. Nr.11./

30. Zastosowanie charakterystyk

Mając krzywe warstwowe jednego wirnika możemy używać do wykreślenia krzywych gwarancyjnych i dla wirników o innych średnicach, jednak należących do tego samego typu, czyli posiadających to samo Ω_s . Uczynić to możemy dzięki prawom proporcjonalności, obowiązującym w turbinie geometrycznie podobne o wymiarach jakichkolwiek.

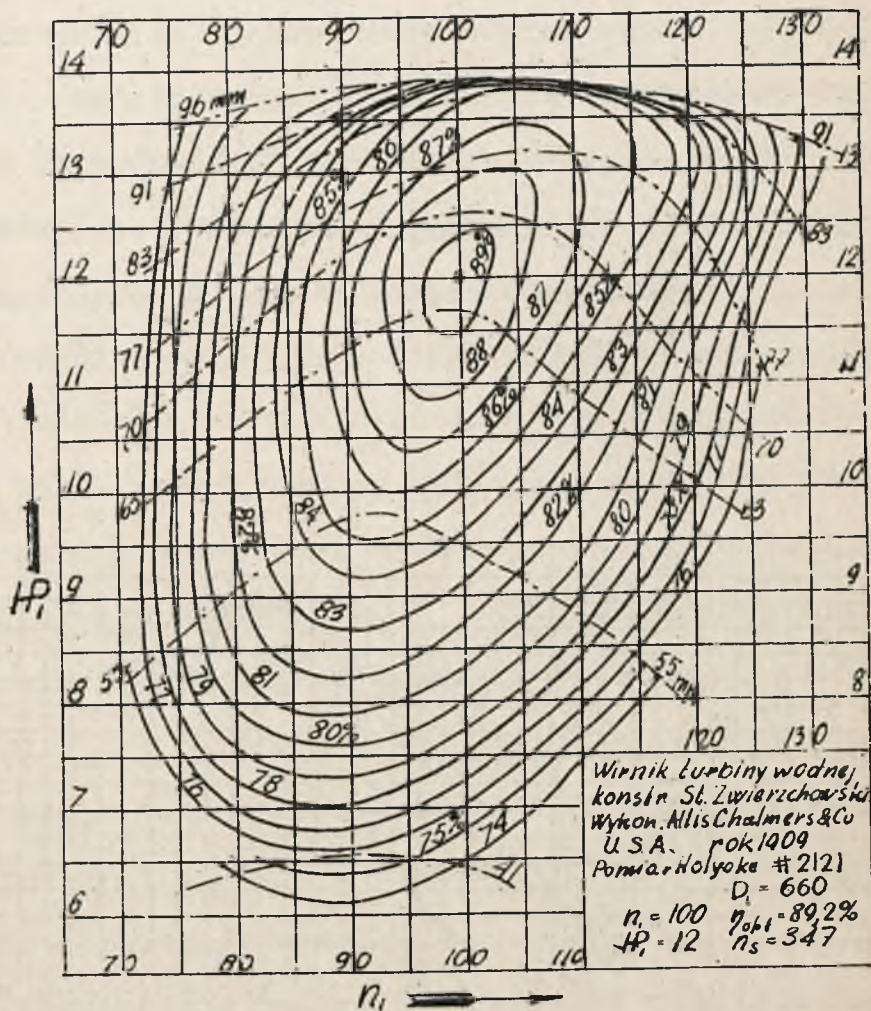


Rys. 144.

Przykład 1.

Dany jest pagórek sprawności wirnika N.2121.

Wykreślić krzywe gwarancyjne dla wirnika A tego samca



typu o średnicy $D_A = 550$ i liczbę obrotów $n = 360$
dla spadków $H_{min} = 7m$, $H_n = 9m$ i $H_{max} = 11m$.
Obliczamy zredukowane ilości obrotów wirnika A .

H	7	9	11
$n_{IA} = \frac{n}{\sqrt{H}}$	137	120	109

aby korzystać z pagórka sprawności musimy wyniki powyższe zredukować na średnicę wzorcową $D_1 = 660$

H	7	9	11
$n_{IW} = n_{IA} \frac{D_A}{D_1}$	144	100	91

teraz tnjemy pagórek sprawności rzędnymi $n_1 = 114, 100, 91$, odczytując wartości HP_{1W} i odpowiednie η .
 p. $n_1 = 100$; $HP_1 = 7,5$, $\eta = 78$; $HP_1 = 8$, $\eta = 80$;
 $HP_1 = 10$, $\eta = 85$ i t. d.

Te wartości dotyczą wirnika wzorcowego, musimy więc odnieść do wirnika A wg. wzoru $\frac{HP_1}{HP_{1A}} = \left(\frac{D_1}{D_{1A}}\right)^2$
 znalazłszy HP_{1A} , obliczamy HP_A z przynależnych η
 kreślimy krzywą $\eta = f(HP)$ dla H_{min}, H_n i H_{max} .

Przykład 2.

Dany jest pagórek sprawności wirnika N 2121. Obliczyć wirnik tego samego typu na $n = 240$ przy spadkach $H_{min} = 7, H_n = 9, H_{max} = 12$, przy czym moc siłowni ma być stała $HP_s = 1000 \text{ K} \cdot n$

Wartości charakterystyczne

H	7	9	12
\sqrt{H}	2,64	3	3,46
$H\sqrt{H}$	18,5	27	41,5
$n_{1A} = \frac{n}{\sqrt{H}}$	91	80	58

Dla normalnych warunków pracy $n_{1A} = 80$ A wirnik wzorcowy $n_1 = 100$, a zatem średnica wirnika A będzie :

$$D_A = D_1 \frac{n_1}{n_{1A}} = 660 \frac{100}{80} \approx 830 \text{ mm.}$$

Siłownia musi stale dostarczyć moc $HP_S = 1000$ a zatem ilość wirników D_A uzależniona będzie od mocy jaką da projektowany wirnik przy najmniejszym spadku

$H_{min} = 7$ w tym celu znajdziemy n_1 wzorcowe, odpowiadające w danych warunkach wirnikowi A :

$$n_{1W} = n_{1A} \frac{D_A}{D_1} = 91 \frac{830}{660} = 115$$

Tej wartości odpowiada na wykresie największa zredukowana $HP_1 \approx 13,5$, a zatem maksymalna moc zredukowana projektowanego wirnika A będzie :

$$HP_{1A} = HP_1 \left(\frac{D_A}{D_1} \right)^2 = 13,5 \left(\frac{830}{660} \right)^2 = 21,3$$

a moc rzeczywista maksymalna:

$$HP_A = HP_{1A} \cdot H\sqrt{H} = 21,3 \cdot 18,5 = 395 \text{ KM}$$

Ilość wirników będzie :

$$v = \frac{HP_s}{HP_A} = \frac{1000}{395} = 2,52$$

Musimy zatem zainstalować 3 wirniki, lub 2 o od-
powiednio większej średnicy D'_A i nie pracujące już
z najlepszą sprawnością.

Obliczamy np. dla $v = 2$ wielkość D'_A —

Jeden wirnik posiada moc:

$$HP'_A = \frac{HP_s}{v} = \frac{1000}{2} = 500 \text{ KM}$$

Zredukowana moc przy $H = 7 \text{ m}$:

$$HP'_{1A} = \frac{HP'_A}{H\sqrt{H}} = \frac{500}{18,5} = 27$$

Wirnik ten, jak i poprzednio obliczony mają być jednego
typu, a więc:

$$\frac{HP'_{1A}}{HP_{1A}} = \left(\frac{D'_A}{D_A} \right)^2$$

a stąd

$$D'_A = D_A \sqrt{\frac{HP'_{1A}}{HP_{1A}}} = 830 \sqrt{\frac{27}{21,3}} = 930 \text{ mm.}$$

Przykład 3.

Dany pagórek sprawności wirnika N 2121 o $D_1 = 660$

Turbina ta pracuje na stałe obciążenie $HP = 640 \text{ KM}$ i stałe obroty $n = 400$. Obliczyć ilość zużywaną wody Q przy H_{\min} i wyznaczyć jednocześnie ten spadek H_{\min} .

Ze zmianą H zmienia się n_1 i HP_1

$$n_1 = \frac{n}{\sqrt{H'}} \quad \text{stąd} \quad \sqrt{H'} = \frac{n}{n_1} \quad \text{a} \quad H = \frac{n^2}{n_1^2}$$

wartości te wstawimy do równania :

$$HP_1 = \frac{HP}{H\sqrt{H'}} = \frac{HP}{\frac{n^2}{n_1^2} \cdot \frac{n}{n_1}} = \frac{HP}{n^2} n_1^2$$

Wykreślmy teraz tę zależność na pagórku sprawności. /Przyczym $HP_1 = \frac{640}{400^3} n_1^3 = 10^{-5} n_1^3$ /

n_1	100	110	111
n_1^3	10^6	$1,33 \cdot 10^6$	$1,367 \cdot 10^6$
$HP_1 = 10^{-5} n_1^3$	10	13,31	13,67

Wielkość spadku H_{min} będzie odpowiadała takiej wartości n_1 , przy której HP_{max} będzie jeszcze w granicach największego otwarcia łopatek. A więc owe HP_{max} będzie na przecięciu krzywej $HP_1 = f(n_1)$ z linią największego otwarcia łopatek. Punkt ten ma współrzędne:

$$n_1 = 111 \text{ i } HP_1 = 13,67 \text{ zaś } \eta = 85\%$$

wobec tego H_{min} wynosi:

$$H_{min} = \left(\frac{n}{n_1} \right)^2 = \left(\frac{400}{111} \right)^2 = 13,2 \text{ m}$$

Wydatek wody:

$$Q = \frac{75HP}{\gamma H \eta} = \frac{75 \cdot 640}{10^3 \cdot 13,2 \cdot 0,85} = 4,3 \text{ m}^3/\text{sek}$$

Nakoniec trzeba jeszcze dodać, iż krzywe charakterystyczne turbiny otrzymuje się na podstawie prób laboratoryjnych, wykonywanych naogół na małych modelach turbin, jakie mają być budowane. Dlatego też, celem wyznaczenia krzywych gwarancyjnych rzeczywistej turbiny, musimy obliczone sprawności poprawić, uwzględniając zmniejszenie się strat, naskutek powiększenia wymiarów. Poprawkę tę uwzględnia kilka wzorów m.innymi wzór prof. Moody'ego:

$$\frac{1 - \eta}{1 - \eta_m} = \left[\frac{D_m}{D} \right]^{1/4}$$

gdzie η_m i D_m odnosi się do modelu, zaś η i D

do turbiny obliczanej.

R O Z D Z I A Ł X I

REGULACJA

31 Samoregulowanie się turbin

Turbiny wodne posiadają tę własność że do pewnego stopnia same się regulują, bez użycia żadnego mechanizmu, któryby nimi kierował, t.zn. , że jeżeli turbina pracuje na odpowiednie HP , które w pewnej chwili gwałtownie zmniejszamy , to sama turbina dostosowuje się do nowego obciążenia i moment czynny turbiny sam spadnie .Dzieje się to naskutek zwiększenia ilości obrotów ,kosztem spad-

ku sprawności η ,/patrz-dowolny pagórek sprawności/.
A więc przy Q i $H = \text{const}$ jeśli maleje η , to maleje
również i HP , gdyż $HP = \frac{\gamma Q H}{75} \eta$. Ten jednakże sposób re-
gulacji jest 1-mo bardzo nie ekonomiczny, gdyż tracimy
bezpowrotnie dużo energii i 2-o zazwyczaj niemożliwy do
zastosowania dzięki wymaganej stałej ilości obrotów tur-
biny.

Inaczej byłoby z jakimkolwiek silnikiem parowym
czy spalinowym. Gdyby tu zredukować obciążenie nie zmie-
niając ilości czynnika pędzącego, wówczas ilość obrotów
zwiększała-by się dotąd, aż nastąpiłoby rozerwanie się
koła zamachowego, albo też przewody przestałyby już puszc-
zać więcej czynnika pędzącego silnik. W turbinie wodnej
jest inaczej, gdyż nawet przy zupełnym odciążeniu maksy-
malne n , do którego turbina dochodzi, jest w rzeczywistoś-
ci o 60-70 % większe dla turbiny Francisa, 70-90 % większe
dla koła Peltona, a w turbinie śmigłowej o 130-150 % wię-
ksze od n_{norm}

Wzór na moc koła Peltona wyraża się :

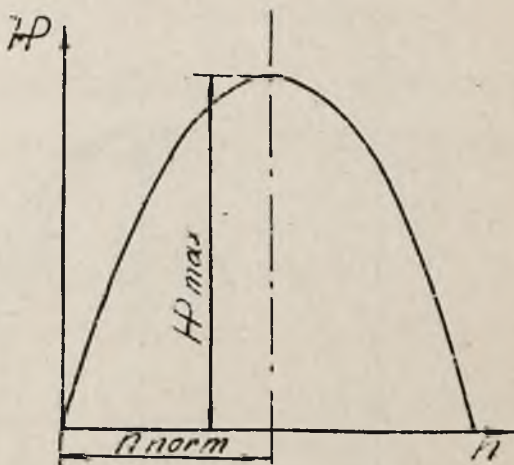
$$HP = \frac{\gamma Q}{g} (c - v) v (1 + \cos \beta) = \text{const} \cdot v - \text{const} \cdot v^2$$

lub inaczej :

$$HP = \text{const} \cdot n - \text{const} \cdot n^2$$

Zależność powyższa przedstawiać się będzie graficznie jako parabola /rys. 145 /.

przy n_{norm} otrzymamy -
jemy HP_{max} . Jest to jednak obraz przebiegu teoretycznego, w rzeczywistości krzywa $HP=f(n)$ nie jest parabolą, gdyż straty zachodzące w turbinie przy pracy anormalnej, nie mają przebiegu parabolicznego



Rys. 145.

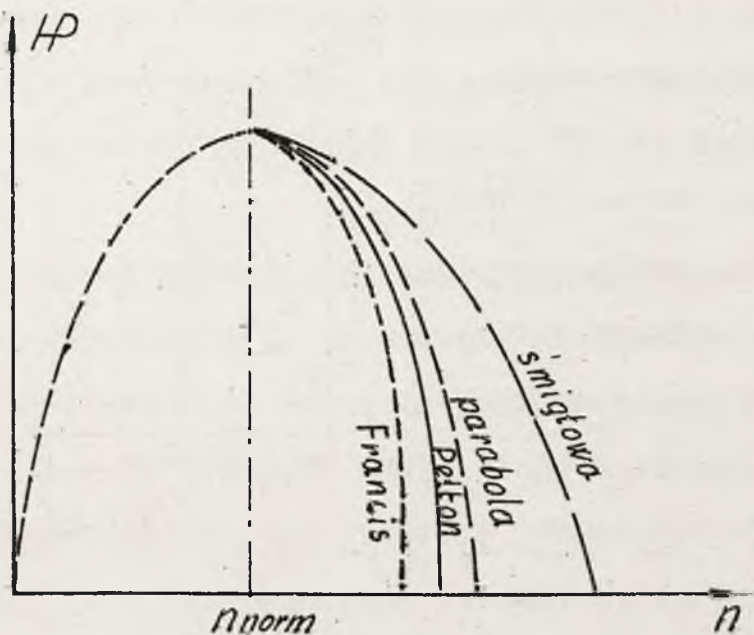
w funkcji n , a więc

i wypadkowa tych krzywych nie jest parabolą. Jest ona przybliżeniem i to dość znacznym zwłaszcza przy kole Feltona i niektórych innych typach. Kształt krzywych wskazuje rys. 146

32. Teoria regulacji

Gdybyśmy chcieli wykreślić rzeczywistą zależność $HP=f(n)$, to nie moglibyśmy znaleźć dla niej żadnego równania matematycznego. Przeto w celu zrozumienia

i przedstawienia przebiegu regulacji wyjdziemy z założenia idealnego, że funkcja $HP = f(n)$ jest parabolą. Nie



Rys. 146.

popęlnimy przez to zbyt wielkiego błędu, gdyż jakkolwiek byłaby ta krzywa, to w otoczeniu punktu n_{opt} gdzie turbina zawsze pracuje możemy przyjąć, że ten wierzchołek jest odcinkiem paraboli.

Regulacja ma na celu utrzymanie możliwie stałej ilości obrotów, czyli odchylenia od n_{opt} winny być niewielkie, z tego też powodu możemy przyjąć zależność $HP = f(n)$ za paraboliczną i nadal tego będziemy się trzymać

dla wszelkiego rodzaju turbin.

Moc równa się momentowi, który daje turbina, pomnożonemu przez szybkość kątową:

$$HP = \frac{M\omega}{75}$$

Szybkość kątową możemy wyrazić zapomocą n , gdyż $\omega = \frac{\pi n}{30}$, zaś HP wyrażamy również jako funkcję $n - HP = const - const \cdot n^2$

Wówczas otrzymamy:

$$const \cdot n - const \cdot n^2 = \frac{M\pi n}{75 \cdot 30}$$

i ostatecznie:

$$M = const \cdot n$$

A więc zależność momentu M od obrotów n przedstawia się jako linia prosta /rys.147/. Celem wyznaczenia stałych

a i b , oprzeć się

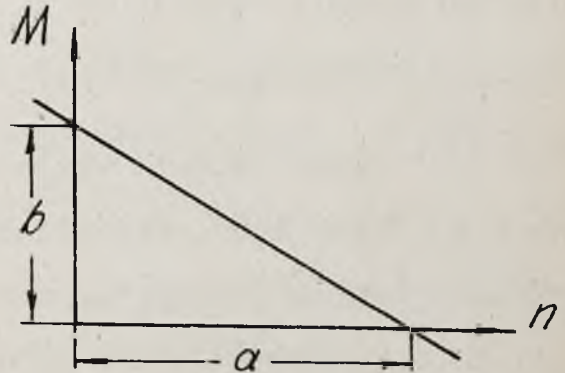
musimy na parabolicznej

zależności mocy HP od

obrotów n /rys.145/:

$$HP = \frac{\gamma a}{g} (c - v) v (1 + \cos^2 \beta) =$$

$$= k(c - v)v$$



Rys. 147.

HP posiada największą wartość dla $v = v_n = \frac{c}{2}$, co

Już stwierdziliśmy poprzednio i wynosi ona $HP_n = K \left(\frac{c^2}{4}\right)$
 Z drugiej strony $v = \frac{\pi D n}{60}$, a zatem największe HP_n zachodzi
 dla $n_n = \frac{60}{\pi D} v_n$.

Moment działający na turbinę znajdziemy w zależności
 ności $HP = \frac{M\omega}{75}$ skąd :

$$M = \frac{75 HP}{\omega} = \frac{75 K (c-v) v r}{v} =$$

$$= k_2 (c-v)$$

dla $v = v_n = \frac{c}{2}$, czyli $n = n_n$ mamy :

$$M = M_n = k_2 \left(\frac{c}{2}\right)$$

jeśli natomiast $v=0$, czyli $n=0$ to :

$$M = M_0 = k_2 c$$

widzimy zatem, iż dla $n=0$:

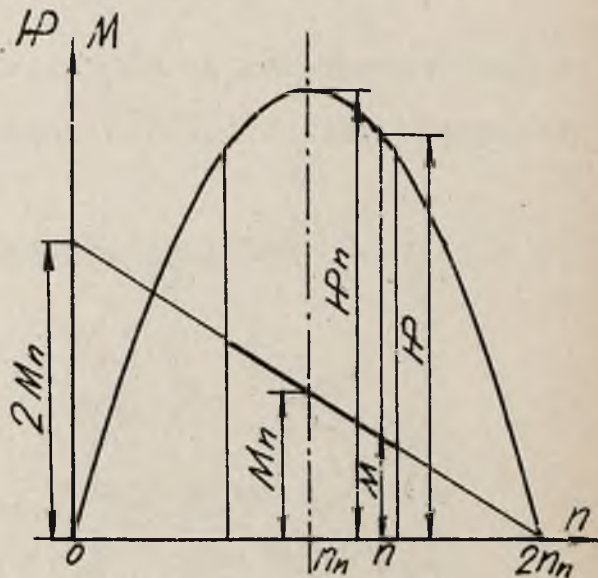
$$M = 2M_n$$

Mają te dwie wartości wykreślamy zależność

$M=f(n)$ /rys. 146/, skąd widać, że gdy $M=0$, to $n=2n_n$,
 gdy zaś turbina pracuje na moment M , to ilość obrotów
 wynosi n , a moc HP . Dla każdego otwarcia łopatek będzie-
 my mieli podobną zależność.

Czynimy drugie założenie, mianowicie, że wierz -

chołki paraboloidalne różnych ilości przepływających przez turbinę wody znajdują się stale na tym samym n_n , co dla kół Peltona jest zgodne z rzeczywistością, a dla turbin Francisa tylko w przybliżeniu. Im większe otwarcie łopatek kierowniczych, tym otrzymuje się wyższe n_n , odpowiadające najlepszej sprawności.



Rys. 148.

Dla uproszczenia jednak przyjmujemy, że n_{opt} jest stałe /rys. 149 /.

Z rysunku 148 możemy sobie wypisać kilka zależności. Jeżeli turbina pracuje przy jakimkolwiek M , to możemy ją wyrazić za pomocą M_{opt} i n mianowicie :

$$\frac{M}{M_n} = \frac{2n_n - n}{n_n} \quad /1/$$

Jest to wzór którym będziemy się często posługiwać. Z niego wyliczamy M :

$$M = \left(2 - \frac{n}{n_n}\right) M_n \quad /1a/$$

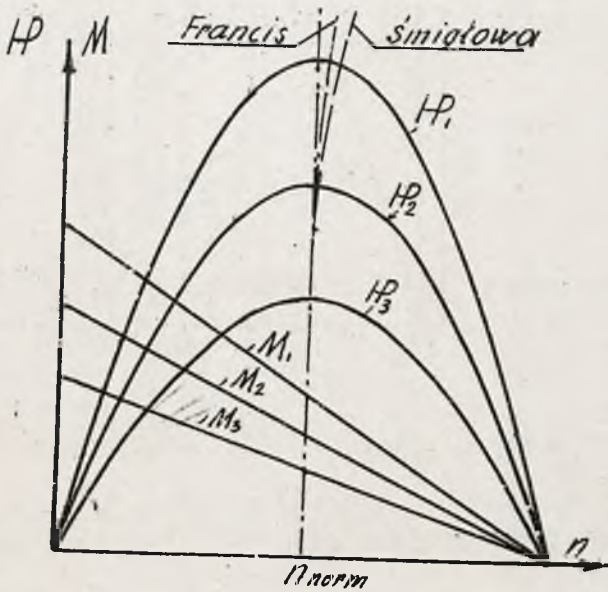
albo :

$$n = \left(2 - \frac{M}{M_n}\right) n_n \quad /2/$$

z tych wzorów, znając moment oporu z łatwością wyliczyć możemy, do jakich obrotów dojdzie turbina sama, lub odwrot-

nie - znając obroty, wyliczymy moment.

Mając dwa stałe równowagi M_0 z odpowiadającym n_0 oraz M_1 z odpowiadającym mu n_1 , możemy wyznaczyć równanie 3, posilkując się rys. 150.



Rys. 149.

$$\frac{n_1 - n_0}{M_0 - M_1} = \frac{n_n}{M_n} \quad /3/$$

lub inaczej uwzględniając wzór 1/3

$$n_1 - n_0 = (2n_n - n_0) \frac{M_0 - M_1}{M_0} \quad /3a/$$

Możemy teraz wyliczyć różnicę obrotów $\Delta n = n_1 - n_0$, wprowadzając wartość różnicy momentu oporu $\Delta M = M_0 - M_1$,

z równania 3/:

$$\frac{\Delta n}{\Delta M} = \frac{n_n}{M_n}$$

lub z równania 3 a /:

$$\Delta n (2n_n - n_0) \frac{\Delta M}{M_0}$$

Jeżeli chodzi o moc, to ponieważ $HP = \frac{M\omega}{75}$ a $\omega = \frac{\pi n}{30}$,

zatem:

$$HP = M_n \left(2n - \frac{n^2}{n_n} \right) \frac{\pi}{30 \cdot 75} \quad /4/$$

uwzględniając, że $M_n \frac{75 HP_n}{\omega_n}$ napiszemy:

$$HP = \left[2 \frac{n}{n_n} - \left(\frac{n}{n_n} \right)^2 \right] HP_n \quad /5/$$

Ponieważ w dalszym ciągu będzie nam chodziło o wartości, otrzymane także przy maksymalnym otwarciu łopatek, przeto dla odróżnienia określać je będziemy we wzorach w ten sposób, że odpowiednie oznaczenia brać będziemy w obwódkę, mianowicie (HP) , (M) i t.d. przyczym wzory wyżej wyprowadzone pozostaną bez zmiany.

Samoregulowanie się turbiny oznacza to, że dostosowuje ona swój moment obrotowy do momentu oporowego, przez zmianę ilości obrotów. Jeżeli mamy ilość obrotów turbiny n , to możemy obliczyć dla każdego innego momentu, do którego się turbina dostosuje, odpowiadającą mu ilość obrotów /wzór 2/.

Weźmy przykład .Przypuśćmy, że mamy turbinę zbudowaną na $HP = 1000 \text{ KM}$, przy $n_n = 200 \text{ obr/min}$.Moc należałoby tu oznaczyć (HP) .Moment obrotowy :

$$(M_n) = 720 \frac{1000}{200} = 5 \cdot 720 \text{ Kgm}$$

Przypuśćmy , że turbina ta w danym czasie pokonywała moment mniejszy np. $M_o = \frac{800}{200} 720 = 4 \cdot 720$, posiadając

n_n obrotów. Jeżeli teraz momentalnie zmniejszymy moment oporowy M_o do $M_1 = 2 \cdot 720 \text{ Kgm}$ to w danej chwili wprowadzamy niezrównoważony moment $\Delta M = 2 \cdot 720$, który będzie przyspieszał bieg turbiny i kiedyś dojdziemy do takiego n , przy którym $\Delta M = 0$, i cały moment obrotowy turbiny będzie pokonywał moment oporowy. To n możemy sobie z łatwością obliczyć ze wzoru:

$$\frac{\Delta n}{\Delta M} = \frac{n_n}{M_o}$$

lub:

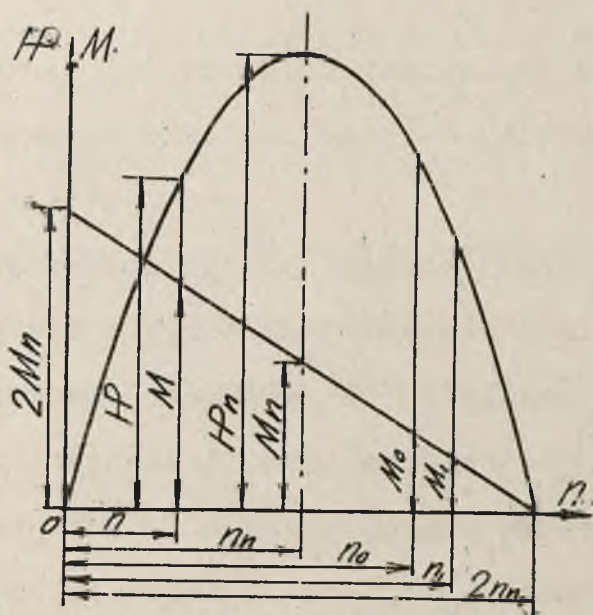
$$\Delta n = \frac{n_n}{M_o} \Delta M = \frac{200 \cdot 2 \cdot 720}{4 \cdot 720} = 100 \text{ obr/min}$$

a więc nowa ilość obrotów wyniesie:

$$n_1 = n_o + \Delta n = 200 + 100 = 300 \text{ obr/min}$$

Sposób obliczenia nie zmieniłby się wcale, gdybyśmy mieli na początku inną ilość obrotów n_o , a nie n_n , t.zn.

gdyby turbina pokonywując moment oporowy M_0 nie pracowa-



Rys. 150.

wała przy swych najlepszych obrotach n_n . Przypuśćmy, że $n_0 = 205$ oraz, że $M_0 = 4.720$. Zmieniamy teraz M_0 na $M_1 = 2.720$. A więc będzie:

$$\frac{\Delta n}{\Delta M} = \frac{2n_n - n_0}{M_0}$$

stąd:

$$\Delta n = \frac{2 \cdot 200 - 205}{4} \cdot 2 = \frac{195}{2} = 97,5 \text{ obr/min}$$

czyli że nowy stan równowagi osiągnelibyśmy przy ilości obrotów:

$$n_1 = 205 + 97,5 = 302,5 \text{ obr/min}$$

Z chwilą gdy obroty dojdą do tej ilości n_1 , wówczas moment obrotowy turbiny zostanie zrównoważony momentem oporowym.

Musimy teraz rozważyć jak to dostosowanie do nowego stanu odbywa się w czasie. Przypuśćmy, że znany nam jest stan turbiny w czasie $t = 0$. Pracuje ona przeciw momentowi oporowemu M_0 i w danej chwili zachodzi równowaga. A więc stan turbiny charakteryzuje: $t = 0$, $n = n_0$, $M = M_0$. Następnie w owej chwili zmieniamy moment oporu np. zmniejszamy go do M_1 . Wprowadzamy zatem zrównoważony moment $M_0 - M_1$, który będzie przyspieszał turbinę tak długo, aż się sam zredukuje do 0 /bo regulacji zewnątrz nie ma/. Weźmy chwilę o t sek. późniejszą od $t = 0$, to przez ten czas nastąpiło przyspieszenie turbiny oraz zmniejszenie się ΔM , i nowy moment wynosił M , zaś obroty n . W tej chwili mamy niezrównoważony moment:

$$\Delta M_t = M - M_1$$

Z rys. 151 widzimy, że $\frac{\Delta M}{\Delta n} = \frac{M_n}{n_n}$, a więc:

$$\Delta M_t = \frac{M_n}{n_n} \Delta n = \frac{M_n}{n_n} (n_1 - n)$$

Pod wpływem tego niezrównoważonego momentu turbina będzie przyspieszać biegu.

Jak wiadomo:

$$M = J \frac{d\omega}{dt}$$

t.zn. moment obrotowy równa się iloczynowi z momentu bezwładności mas w ruchu będących względem osi obrotu i wartości przyspieszenia kąowego. Odnośnie do naszego przykładu będzie:

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\Delta M}{J} = \frac{M_n}{n_n} (n_1 - n) \frac{1}{J}$$

względniając, że $\omega = \frac{\pi n}{30}$, napiszemy:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{30}{\pi} \frac{M_n}{n_n J} (n_1 - n)$$

lub:

$$-dt = \frac{\pi}{30} \frac{n_n}{M_n} J \frac{dn}{n_1 - n}$$

a całkując otrzymamy:

$$t = -\frac{\pi}{30} \frac{n_n}{M_n} J \ln(n_1 - n) + c$$

Wyznamy stałą całkowania. W chwili $t=0$, $n=n_0$,

a więc:

$$0 = -\frac{\pi}{30} \frac{n_n}{M_n} J \ln(n_1 - n_0) + c$$

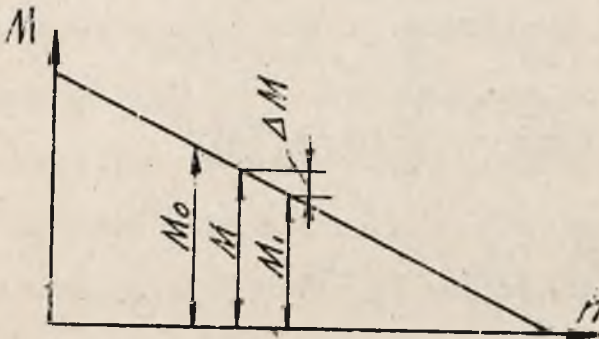
stąd:

$$c = \frac{\pi}{30} \frac{n_n}{M_n} \int \ln(n_1 - n_0)$$

Wobec czego:

$$t = \frac{\pi}{30} \frac{n_n}{M_n} \int \ln \frac{n_1 - n_0}{n_1 - n} \quad /a/$$

Z równania tego widzimy, że do $n = n_1$, turbina dojdzie w czasie $t = \infty$. Jest to oczywiste, ponieważ ze zwiększaniem się n , ΔM maleje, musi więc nastąpić taka chwila, że ΔM jest już tak mała iż nie może popchnąć turbiny



Rys. 151.

do ostatecznego stanu równowagi.

Równanie /a/ możemy napisać jeszcze inaczej:

$$\ln \frac{n_1 - n_0}{n_1 - n} = \frac{30}{\pi} \frac{M_n}{n_n} \frac{1}{J} \cdot t$$

albo:

$$\frac{n_1 - n_0}{n_1 - n} = e^{\frac{30}{\pi} \frac{M_n}{n_n} \cdot \frac{1}{J} t}$$

lub:

$$n_1 - n_0 = (n_1 - n) e^{\frac{30}{\pi} \frac{M_n}{n_n} \cdot \frac{1}{J} t}$$

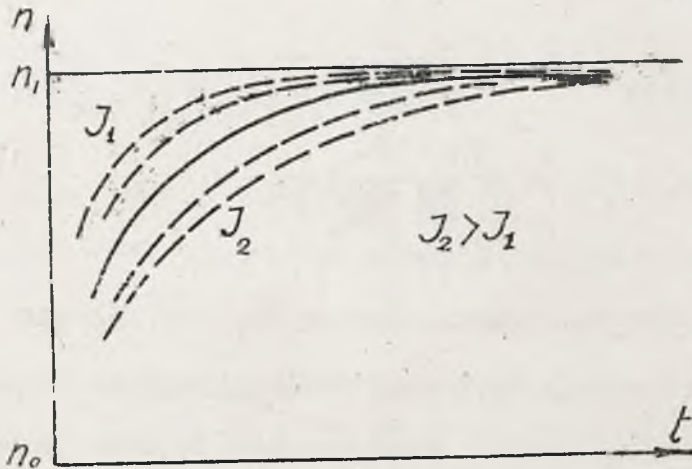
i ostatecznie:

$$n = n_1 - \frac{n_1 - n_0}{e^{\frac{30}{\pi} \frac{M_n}{n_n} \cdot \frac{1}{J} t}}$$

stąd widać, iż n przechodzi w n_1 po upływie nieskończonego długiego czasu. Krzywa, przedstawiająca to równanie, przy pewnych cyfrowych wartościach będzie przebiegała jak na rys. 152, przyczym okaże się, że im większe jest J , tym niższa będzie ta krzywa i tym wolniej n będzie dążyć do n_1 /patrz równanie /a/ - t proporcjonalne do J /.

Wykreślając powyższe krzywe dla pewnych wartości liczbowych, okaże się iż początki krzywych z powodzeniem mogą być zastąpione prostymi, na dość znacznej długości, t.zn. , że w pierwszej chwili po odciążeniu, turbina tak będzie przyśpieszać, jakgdyby ΔM było niezmienne. Ta okoliczność jest dla nas b. ważna , gdyż rozpatrując przebieg regulacji turbiny regulowanej możemy założyć, że w tych krótkich chwilach , w których regulacja jeszcze nie działa, ΔM jest stałe, a więc zastąpimy wzór skomplikowany na n_1 wzorem o wiele prostszym, w którym $\Delta M = \text{const.}$

Takie chwile zachodzą podczas t.zw. straconych



Rys. 152.

czasów, w których regulacja zewnętrzna nie zdąży jeszcze wpłynąć na dostosowanie ilości obrotów do nowego obciążenia. Przyczyna tego zjawiska leży w tym, że wszelkie dzwignie, połączone z regulatorem posiadają luzy, które powodują stratę czasu, a tym samym opóźnienie ich działania.

Zakładając więc, że ΔM nie jest zależne wcale od obrotów n , czyli $\Delta M = \text{const}$, napiszemy:

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\Delta M}{J}$$

lub:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{30}{\pi} \frac{\Delta M}{J}$$

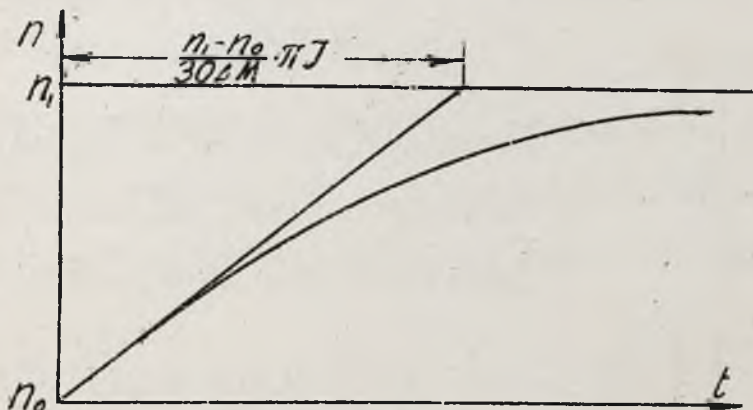
skąd po scażkowaniu:

$$n = n_0 + \frac{30}{\pi} \cdot \frac{1}{J} \Delta M t$$

doregulowanie się turbiny nastąpi zatem w czasie:

$$t = \frac{n_1 - n_0}{30 \Delta M} \pi J = \frac{n_1 - n_0}{30 (M_0 - M_1)} \pi J$$

Wykreślnie wzór ten przedstawi się jak na rys.153 .Jasnym



Rys. 153.

jest, że prostej, przedstawiającej powyższą zależność nie będziemy używali na całej długości, lecz tylko w najbliższej okolicy n_0 .

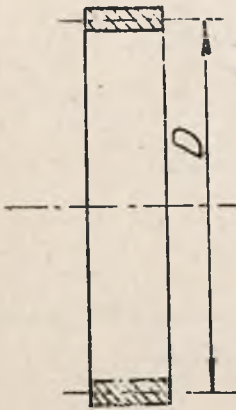
We wzorze na czas - J - przedstawia moment bezwładności względem osi turbiny. Jeśli turbina sprzęgnięta jest z układem maszyn, to trzeba ich momenty bezwładności zredukować do osi turbiny, a więc jeśli jakaś część

posiada moment J' oraz ilość obrotów n' , to na osi turbiny otrzymamy:

$$J = J' \left(\frac{n}{n'} \right)^2$$

Moment bezwładności jakiegokolwiek ciała, obracającego się możemy zastąpić przez równoważny pierścień /rys.154/ o średnicy D w/g wzoru:

$$J = \frac{GD^2}{4g}$$



Rys 154.

i zazwyczaj firmy, wytwarzające maszyny lub ich części, podają odpowiednią dla nich wartość GD^2 .

33. Turbiny regulowane.

Rozpatrzmy teraz regulację mechaniczną. Przypuśćmy, że mamy jakiś przyrząd, za pomocą którego możemy otwierać i zamykać łopatki zasilające ręcznie lub też automatycznie. Ilość obrotów n , przy której moment czynny równoważy moment oporu, liczy się jak poprzednio.

Moment niezrównoważony ΔM będzie zmniejszany i wpływ na przyspieszenie turbiny będzie miało właśnie

tempo zmniejszania tego momentu, a więc czas regulacji. W rzeczywistości nie tylko czas, lecz i przebieg w czasie. Gdybyśmy chcieli wprowadzić ΔM ogólnie jako funkcję czasu, to utrudnilibyśmy tym samym ogromnie zadanie. Przyjmujemy więc dla dalszych rozważań, że ΔM redukuje się do prostolinijnie, t. zn., że przyamykamy łopatki w ten sposób, że moment czynny zmienia się wprost proporcjonalnie do czasu regulowania.

Jeśli całkowity moment (M) zredukujemy do 0, czyli z otwarcia łopatek 100% dochodzimy do 0% w ciągu czasu T sek., to zakładamy, iż efekt regulacji jest stały, czyli:

$$\frac{(M)}{T} = \text{const}$$

Znaczy to, że jeśli w czasie $t = 0$ mielibyśmy M_0 i w tej chwili zmieniamy moment oporu na M_1 , wówczas mamy:

$$\Delta M' = M_0 - M_1$$

Przy regulacji mechanicznej, redukując przez zamykanie łopatek w chwili o t sek. późniejszej mamy:

$$\Delta M = M_0 - M_1 - \frac{(M)}{T} t$$

Moment w chwili t będzie przyspieszał turbinę tak, iż:

$$\frac{dw}{dt} = \frac{1}{J} (M_0 - M_1 - \frac{M}{T} t)$$

lub:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{30}{\pi J} (M_0 - M_1 - \frac{M}{T} t)$$

całkując to równanie po uprzednim rozdzieleniu zmiennych otrzymamy:

$$n = \frac{30}{\pi J} \left[(M_0 - M_1) t - \frac{M}{2T} t^2 \right] + c$$

Równanie to przedstawia parabolę. Przy $t=0$, $n=n_0$,

a więc $c = n_0$, czyli że:

$$n = n_0 + \left[(M_0 - M_1) t - \frac{M}{2T} t^2 \right] \frac{30}{\pi J}$$

Zachodzi teraz pytanie, kiedy dojdziemy do n_{max} i jakie ono jest. Różniczkując powyższe równanie względem t otrzymamy, że:

$$t = \frac{M_0 - M_1}{M} T$$

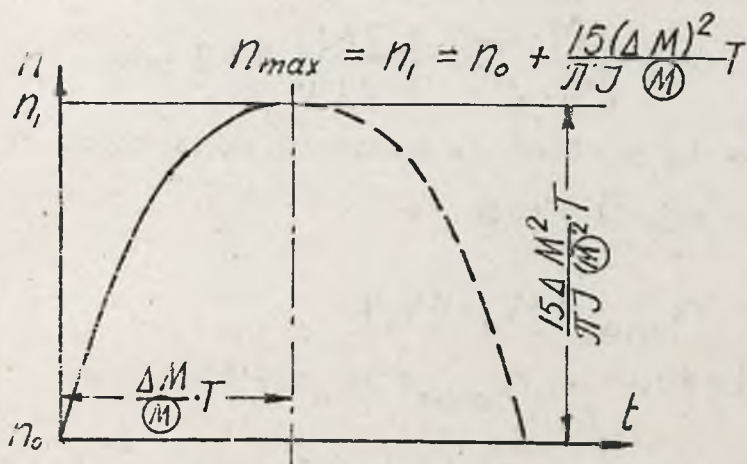
jest to czas, po upływie którego turbina osiągnie n_{max} .

Do tego samego moglibyśmy dojść rozumując: - jest to ilość sekund potrzebna do całkowitego zredukowania $M_0 - M_1$,

A zatem:

$$n_{max} = n_1 = n_0 + \frac{15 (\Delta M)^2}{\pi J M} T$$

przyczym $\Delta M = M_0 - M_1$. Powyższą zależność przedstawiamy graficznie /rys.155/. A więc przy regulacji zewnętrznej,



Rys. 155.

działającej równomiernie w czasie, ilość obrotów turbiny zmienia się parabolicznie, a maksymalny przyrost tach obrotów wynosi:

$$\Delta n = n_{\max} - n_0 = \frac{15}{\pi J} \frac{(M_0 - M_1)^2}{M} T$$

weźmy np. $HP = 1000 \text{ KM}$, $n_n = 200 \text{ obr/min}$ (M_n) = $\frac{720 \cdot 1000}{200} = 3600 \text{ kgm}$, powiedzmy, że w chwili $t=0$ turbi-

na pracowała przy ilości obrotów $n_0 = 205$. Teraz odciążamy turbinę tak iż $M_1 = 2 \cdot 720 \text{ kgm}$, a więc:

$$\Delta M = (4 - 1) 720 = 2 \cdot 720 \text{ kgm}$$

Wyjdźmy teraz z założenia, że potrzeba 5 sek. na to, aby zredukować (M) do 0, a więc $T = 5 \text{ sek}$. Maksymalną ilość obrotów osiągnie zatem turbina po czasie:

$$t = \frac{\Delta M}{(M)} T = \frac{2.720}{5.720} 5 = 2 \text{ sek}$$

Wstawiając tę wartość do wzoru na maksymalne n otrzymamy, zakładając np. $J = 400$:

$$n_{\max} = n_0 + 34,4$$

$$\text{zaś dla } J = 800, n_{\max} = n_0 + 17,2.$$

34. A u t o m a t y c z n a r e g u l a c j a m e c h a n i c z n a.

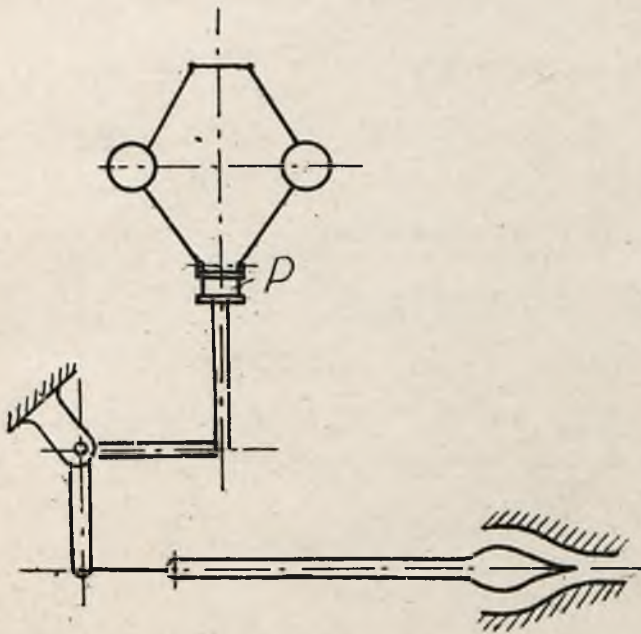
Rozpatrzmy działanie regulatora, przedstawionego na rys. 156. Przypuśćmy, iż od kołnierza miarkownika idzie drążek, który za pomocą dźwigni reguluje naprzykład wpływ wody z dyszy przy kole Peltona.

Każdy miarkownik ma pewną minimalną i maksymalną ilość obrotów n' i n'' , odpowiadającą najniższemu lub najwyższemu położeniu pochwy P , a iloraz:

$$\delta = \frac{n'' - n'}{\frac{n'' + n'}{2}} = \frac{n'' - n'}{n_{\text{sr}}}$$

jest stopniem nierównomierności.

Rzadko kiedy wyzyskuje się całkowity skok koł-



Rys. 156.

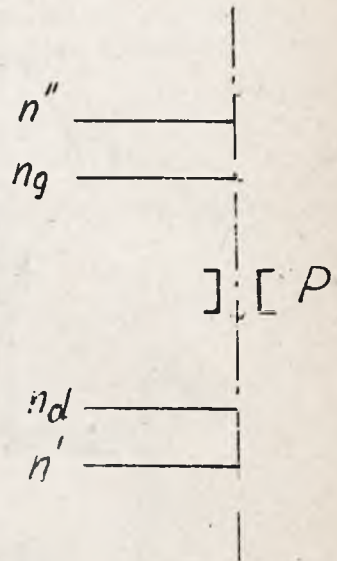
nierza miarkownika, ze względu na to, by móc go przeregulować w razie potrzeby, a przede wszystkim ze względu na wymaganą prawie stałą ilość obrotów turbiny. Z tego też względu wygodniej będzie wprowadzić tu inną miarę nierównomierności. $n_{sr} = \frac{n'' + n'}{2}$ nie ma realnego znaczenia natomiast ważna jest ta ilość obrotów, przy której turbina pracuje na całą moc, wówczas gdy miarkownik stoi w najniższym położeniu, posiadając obroty n_d /rys. 157/,

zaś najwyższa dopuszczalna ilość obrotów wynosi n_g
Ażeby wprowadzić miarę nierównomierności napiszemy:

$$n_g = n_d + \beta n_d$$

czyli zamiast δ wprowadzamy β , stosunek zaś między nimi zachodzący jest:

$$\delta n_{sr} = \beta n_d$$



Rys.157.

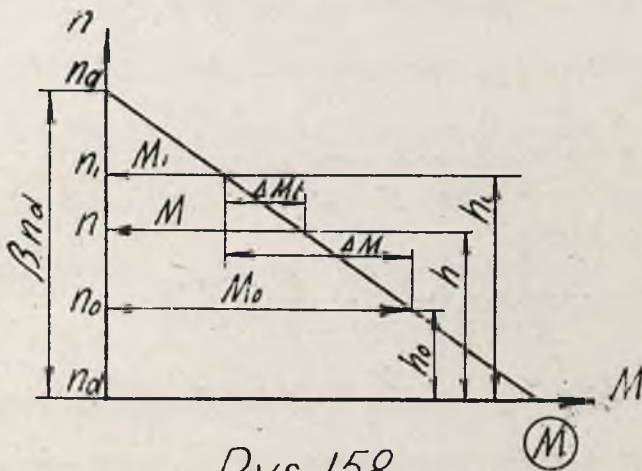
Zróbmy jeszcze inne założenie, a mianowicie, że moment na wale turbiny zmienia się

naskutek regulowania ilości dopływającej wody prostoliniowo ze skokiem kołnierza miarkownika. Znaczy to, że jeśli w czasie $t=0$ mamy n_0 oraz M_0 , a kołnierz miarkownika stoi na wysokości h_0 /rys.158/, i w tej chwili redukujemy moment oporu do M_1 , to ta regulacja nastawi otwór w dyszy /jak np. dla koła Peltona/ w ten sposób, że przy stanie równowagi M_1, n_1 , kołnierz będzie znajdował się na wysokości h_1 .

Wyliczmy nowe n_1 z rys.158:

$$\frac{\Delta M}{(M)} = \frac{n_1 - n_0}{\beta n_d}$$

Całkowita zmiana n zależy przede wszystkim od β i od



Rys. 158

$\Delta M = M_0 - M_1$.w chwili t_0 , naruszenia równowagi, ma-
 ry moment przyspieszający ΔM , po upływie t sek. zmniej-
 szy się on i będzie równy:

$$\Delta M_t = M - M_1 = (n_1 - n) \frac{\textcircled{M}}{\beta n_d}$$

Pod wpływem tego momentu następuje dalsze przyspieszanie:

$$\frac{dw}{dt} = \frac{\Delta M_t}{J} = (n_1 - n) \frac{\textcircled{M}}{\beta n_d J}$$

a. przechodząc do obrotów, będzie:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{30 \textcircled{M}}{\pi J \beta n_d} (n_1 - n)$$

albo:

$$dt = \frac{\pi J \beta n_d}{30 \textcircled{M}} \cdot \frac{dn}{n_1 - n}$$

a po scałkowaniu:

$$t = - \frac{\pi J \beta n_d}{30 (M)} \cdot \frac{1}{\ln(n_1 - n_0)} + C$$

Ula $t=0$, $n=n_0$ będzie więc:

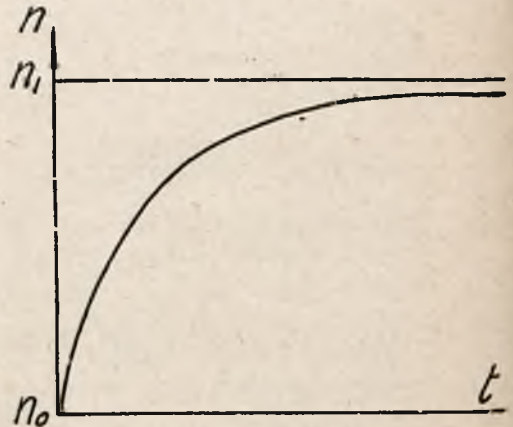
$$C = \frac{\pi J \beta n_d}{30 (M)} \cdot \frac{1}{\ln(n_1 - n_0)}$$

ostatecznie zatem:

$$t = \frac{\pi J \beta n_d}{30 (M)} \ln \frac{n_1 - n_0}{n_1 - n}$$

Otrzymaliśmy taki sam wzór, jak dla turbiny samoregulującej się. Krzywa zatem, po której zbliżamy się do nowego stanu równowagi/rys.159/ jest tak samo asymptotyczna do n_1 , przytym charakter tej krzywej zależy od β , które dajemy miarkownikowi.

Widać stąd, iż taka regulacja rozwiązałaby zagadnienie całkowicie, lecz tylko teoretycznie. Praktycznie regulacja taka jest niemożliwa ze względu na wielkie o-



Rys. 159.

pory. Nie można bowiem znaleźć miarkownika tak silnego,

któryby mógł zamknąć łopatkę kierującą. Jest jeszcze i inny powód, dla którego regulacja powyższa okazałaby się nie możliwą w praktyce. Mamy mechanizm bowiem z dźwigniami, posiadającymi luzy, które mogą wystarczyć na to, aby zanim regulator zdążył nastawić łopatkę odpowiednio do nowego momentu oporu, turbina doszła dzięki stracie czasu do ilości obrotów wyższej od tej, która odpowiadałaby pozycji równowagi kołnierza. I w tym wypadku cała regulacja przeszłaby w stan oscylacji.

Jedynym rozwiązaniem jest tu t.zw. regulacja posrebnia, która łączy w sobie regulację samoczynną, t.j. połączoną z miarkownikiem i mechaniczną, w ten sposób, że część jej z miarkownikiem gra rolę kierownika, dającego rozkaz /impuls/, a część mechaniczna spełnia rolę wykonawcy /praca/.

Regulatory budowane są zazwyczaj z t.zw. serwomotorami hydraulicznymi t.j. cylindrami z tłokiem, do których to cylindrów możemy wpuszczać oliwę lub inny płyn pod ciśnieniem na jedną lub na drugą stronę tłoka. Najprostrzy schemat takiej regulacji przedstawia rys. 160. Miarkownik podnosi kołnierz z umocowanym doń drążkiem /a/, ten zaś porusza inny drążek /b/, który jest połączony z wężylem rozdzielczym, skonstruowanym w ten sposób, że posiada dwa

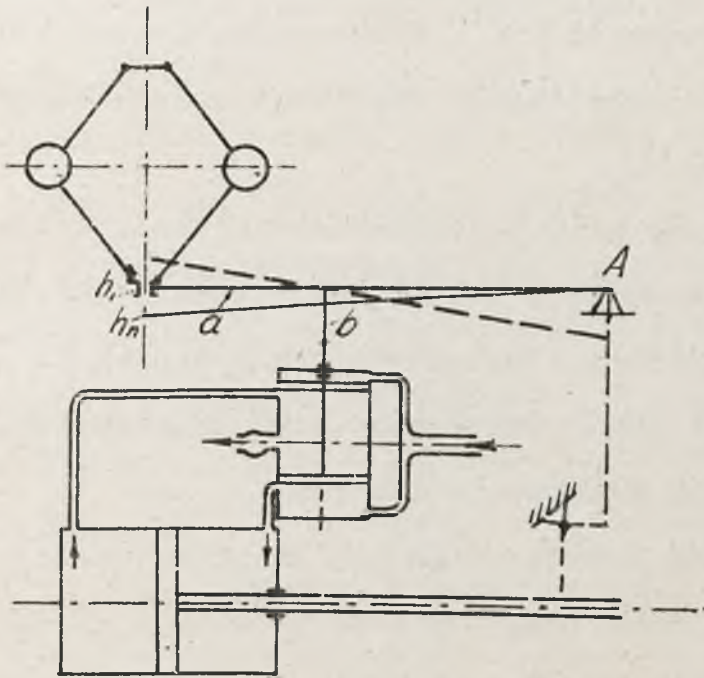
małe tłoczki, zakrywające otwory w cylindrze rozdzielczym. Od tych otworów możemy doprowadzać oliwę za pomocą przewodów to na jedną, to na drugą stronę cylindra regulacyjnego, posiadającego jeden tłok, połączony drągiem, za pomocą którego możemy otwierać, lub zamykać łopatki turbiny.

Gdy miarkownik idzie w górę, a więc mamy odciążenie turbiny, wówczas dźwignia /a/ pociąga tłoczki wentyla rozdzielczego w górę i w ten sposób wprowadzamy płyn pod ciśnieniem na prawą stronę tłoka serwowatoru, a z lewej odprowadzamy ciecz do pompki, która podaje ją do akumulatora hydraulicznego. Pod wpływem różnicy ciśnień tłok serwowatoru pójdzie na lewo i będzie zamykał łopatki turbiny. Gdy miarkownik idzie na dół wówczas zachodzi zjawisko odwrotne.

Regulacja powyższa działałaby tak, że z chwilą odciążenia liczba obrotów miarkownika, a więc i turbiny wzrasta, wentyl rozdzielczy puszcza oliwę do cylindra regulującego, który będzie zamykał dopływ wody do turbiny.

Przypuśćmy teraz, żeśmy doszli z regulowaniem do $M = M_1$, wówczas n jest większe od n_{norm} i miarkownik stoi wyżej, a więc i wentyl rozdzielczy będzie ponad położeniem obojętnym, czyli że tłoczki nie będą zakry-

wały otworów cylindra rozdzielczego i oliwa będzie w dal-



Rys. 160.

szym ciągu szła do serwomotoru, przymykając łopatkę.

Widzimy, iż w tym wypadku turbinę przeregulujemy. Czynność regulatora ustać może tylko bowiem wtedy, gdy wentyl rozdzielczy jest w położeniu rozdzielczym. Ponieważ w chwili dostosowania momentu M do M_1 , $n = n_1$ i miarkownik stać będzie na wysokości h_1 , a zatem i wentyl rozdzielczy na odpowiedniej wysokości ponad normalną i trzeba go sprowadzić spowrotem na dół o ten sam skok. Znaczy to, że /zachowując poczynione poprzednio za-

łożenia prostej proporc. między h , M i n /miarkownik spadnie do położenie normalnego, gdy przeregulujemy turbinę wprowadzając $-\Delta M$ równe początkowemu $+\Delta M$. w ten sposób otrzymalibyśmy oscylację dokoła momentu M_1 i prostej n_1

Luzy między dźwigniami działają w tym kierunku, że oscylacje te w każdej fazie będą rosły tak, iż gdyby taką regulację stosowano, to cały system po naruszeniu równowagi przeszedłby kompletną oscylację, zamykając lub otwierając całkowicie turbinę.

Aby uniknąć ciągłych oscylacji, trzeba wprowadzić do regulatora taką poprawkę, którą w każdej pozycji miarkownika sprowadzała wentyl rozdzielczy do położenia normalnego. Mechanizm taki nazywamy kompensacją albo odwodnieniem i wykonać go można w różny sposób.

Najczęściej stosowany sposób polega na tym, iż punkt obrotu drążka A , poruszonego przez miarkownik nie jest stały, lecz może się poruszać w zależności od ruchów serwomotoru. Chodziłoby więc o to, by dla danego

M , w nowym położeniu kołnierza miarkownika, móc wentyl rozdzielczy wzniesiony dotąd, prowadzić do położenia obrotowego, obniżając punkt obrotu dźwigni A , lub podnieść

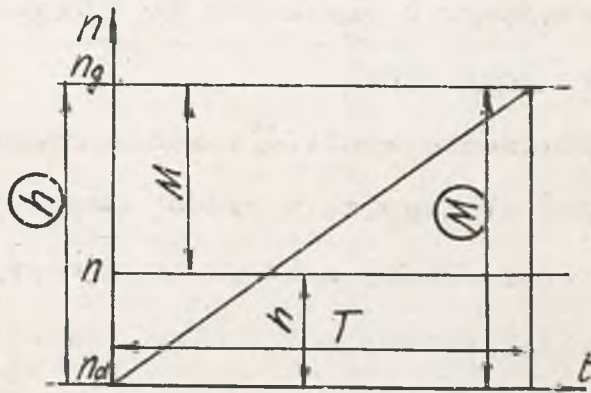
go wznosząc punkt obrotu ,podczas gdy kołnierz pozosta-
w swym nowym położeniu.Można to wykonać dając drążek do
tłoczyska serwomotoru z ramieniem do ściągania w dół
przegubu drążka /rys.160/.

Przez połączenie wentyla rozdzielczego z serwomo-
torem dochodzimy do tego, że w każdej pozycji tłoka serwo-
motoru, wentyl rozdzielczy zostaje ściągnięty do swej ne-
utralnej pozycji, w każdej zaś takiej chwili miarkownik
będzie również we właściwym położeniu.

Wychodzimy z założenia , że dostosowywanie się t.j.
przechodzenie turbiny z M_0 na M_1 , w zależności od
czasu odbywa się prostolinijnie , jak również i ruchy tłó-
ka serwomotoru, a więc i ruch wstecz połączonego przez
kompensację wentyla rozdzielczego. Znaczy to, że w każdym
stanie równowagi , każdemu M , odpowiada pewien skok
miarkownika h i pewna ilość obrotów n , co do wzajemne-
go stosunku których znowu robimy założenie prostolinij-
ności, jak poprzednio. Zmiana ilości obrotów turbiny, w za-
leżności od czasu odbywa się po paraboli.

Rysujemy zatem prostą n_d /rys.161/, przy ktorej
otwarcie łopatek wynosi 100% i moc HP_{max} , oraz w pewnej
skali odmierzamy położenie prostej n_g dla biegu luzem,
w/g wzoru $n_g = n_d + \beta n_d$. w innej skali h przedstawić

nam może (M) , jak również skok kołnierza miarkownika. Od-



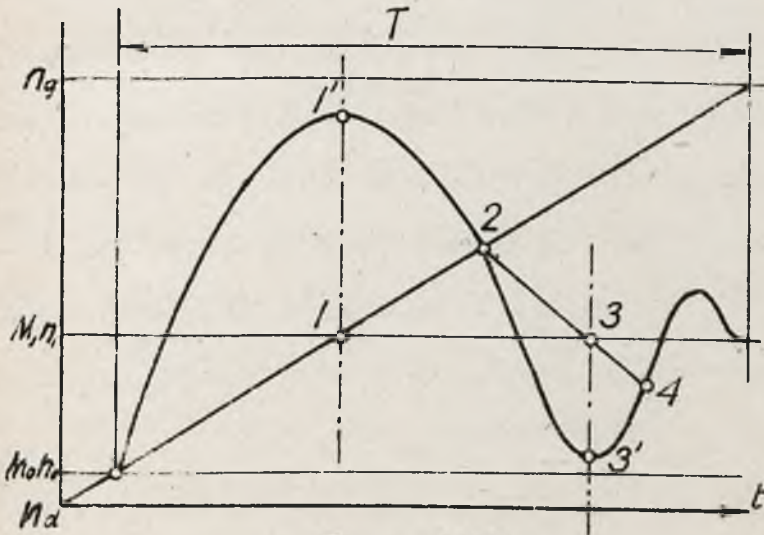
Rys. 161.

cięta daje nam skalę czasu i jeżeli T przedstawia czas potrzebny do zupełnego otwarcia lub zamknięcia łopatek, to prosta pochyła wyrazi nam zmienność momentu względem czasu i równocześnie jest hodografem ruchu wentyla rozdzielczego wstecz.

Ponieważ mamy regulację mechaniczną, działającą jak poprzednio, więc M zmieniać się będzie po paraboli, a zatem i hodograf wentyla rozdzielczego, przedstawiający ruch jego, pochodzący z miarkownika będzie tą samą parabolą. Ponieważ nadto hodograf tegoż wentyla, o ile idzie o ruch wstecz, będzie linią prostą, przeto położenie równowagi w wykresie otrzymamy na przecięciu się obu hodografów. Pożądanym byłoby, ażeby w tym samym momencie $\Delta M = 0$,

co jednak naogół nie zachodzi.

Przypuśćmy, że w chwili $t = 0$ turbina pracowała na $n = n_0$ i moment M_0 , miarkownik stał już na pewnej wysokości np. w p. 0 /rys.162/. Od którego też zaczniemy



Rys. 162.

liczyć czas. Łopatki były już cokolwiek przymknięte. Przy-
puśćmy, że w owej chwili zmieniamy gwałtownie moment M_0
na M_1 , któremu odpowiada ilość obrotów n_1 , i że cała
regulacja działa natychmiast bez strat czasu. Ilość obr-
tów pójdzie w górę, wzdłuż po parabolę, którą wykreślamy
na rysunku. Kształt jej zależy od tempa, z jakim zamykamy
turbinę, i maksimum swoje posiada tam, gdzie $\Delta M = 0$;
w tym czasie tłok serwomotoru posunie się o odpowiednią

długość, wzdłuż prostej pochyłej. Kołnierz miarkownika stoi na wysokości wierzchołka paraboli, tam też stałby wentyl rozdzielczy, gdyby nie było kompensacji, gdyż krzywa n jest także hodografem wentyla rozdzielczego /w innej tylko skali/, o ile idzie o ruch pochodzący od kołnierza miarkownika. Ponieważ serwomotor przez kompensację, ściąga wentyl rozdzielczy, przeto w rzeczywistości w tym momencie wentyl wzniesiony będzie ponad pozycję normalną tylko o różnicę $1-1''$ wobec tego regulacja nie ustaje, gdyż oliwa w dalszym ciągu płynie na prawą stronę tłoka i zamyka łopatkę.

W czasie $1-2$ zmniejsza się n , gdyż naskutek przeregulowania mamy ujemny moment ΔM i miarkownik sam ściąga wentyl, aż do chwili gdy położenie wentyla odpowiada temu, do jakiego ściągnąłby go tłok serwomotoru. Jest to położenie obojętne wentyla rozdzielczego i w punkcie 2 jest on zamknięty. Został więc przerwany dopływ oliwy do serwomotoru. W tej chwili jednak łopatkę nastawione są na moment $M_2 < M_1$. Możemy więc ten stan uważać za nowe zepsucie równowagi, z powodu wprowadzenia $-\Delta M = M_1 - M_2$. Pod wpływem tego $-\Delta M$ ilość obrotów będzie w dalszym ciągu się zmniejszała, pociągając kołnierz miarkownika i wentyl rozdzielczy na dół, a więc oliwa płynąć

będzie na przeciwną stronę tłoka serwomotoru i rozpocznie się otwieranie łopatek. zakładając znów że nie ma żadnych strat czasu, nakreślić musimy prostą pochyłą momentów w przeciwnym kierunku /linia 2-3-4 /.

W miarę, jak łopatki zaczną się otwierać, zacznie znikać różnica $-\Delta M = M_1 - M_2$, aż do nowego stanu równowagi w p.3., gdzie $-\Delta M = 0$. W czasie 2-3 z powodu niezrównoważonego a wciąż malejącego momentu $-\Delta M$, ilość obrotów turbiny zmniejszać się będzie wzdłuż paraboli i w chwili 3 osiągnie swoje maksymalne położenie 3'. W tej chwili kołnierz miarkownika ściągnął wentyl rozdzielczy z normalnej pozycji na odległość 2-3', kompensacja zaś podniosła go tylko o 2-3, jest więc on jeszcze otwarty, dopuszczając oliwę na otwierającą stronę serwomotoru. Wskutek tego łopatki otwierane będą w dalszym ciągu, aż do chwili 4, w której wentyl rozdzielczy dochodzi do normalnego położenia. W tej chwili mamy jednak znowu moment ΔM , a mianowicie $+\Delta M = M_4 - M_1$.

Przebieg regulacji będzie trwał dalej, jak na rysunku, aż po kilku falach dojdziemy do równowagi ostatecznej t.j. do takiego stanu, że wierzchołek paraboli przecięna się z prostą pochyłą momentów na wysokości $n_1 M_1$.

W ten sposób znikną parabole zupełnie i będzie równoważna stała.

Może się zdażyć, że punkt równowagi chwilowej nigdy nie spadnie na wierzchołek paraboli, oraz prosta n_1 nigdy nie przejdzie przezeń. Wówczas ostatnie chwile regulacji będą takie, że odchylenia wentyla rozdzielczego będą tak małe, że oliwa b. powoli dopływać będzie do serwomotoru i zbliżanie się do ostatecznego stanu równowagi zostanie wówczas rozciągnięte i przejdzie asymptotycznie w n_1 . Zdarza się też często, że ostateczne ΔM są tak małe, iż nie zdążą przyspieszyć w czasie mas obracających się. Wówczas do ostatecznego stanu równowagi dochodzi się małymi skokami.

W ten sposób działa regulacja pośrednia z kompensacją.

W dobrej regulacji chodzi o to, by ilość obrotów nowej równowagi niewiele się różniła od poprzedniej, to zn., że n_g niewiele ma się różnić od n_d , a więc β ma być jak najmniejsze. Poza tym dobra regulacja wymaga, by dostosowanie turbiny do nowego momentu trwało jak najkrócej /T minimum/ i winno ono zajść z jak najmniejszą ilością fal, ze względu właśnie na równomierność biegu.

Różnica $n_g - n_d$ zależy od charakterystyki miarkownika. Ten ostatni musi być bardzo czuły i gdy turbina sprzęgnięta jest z generatorem, wówczas $\beta = 1\%$

Z zależności:

$$n_{\max} - n_0 = \frac{15 \Delta M^2}{\pi J (M)} \cdot T$$

widzimy, że im wolniej zamykamy łopatkę, to różnica ta jest tym większa i wówczas trzeba budować regulatory na szybkie zamykanie /np. w ciągu 2-5sek/. Zależy ona również od ciśnienia i przekrojów, przez które płynie oliwa, gdyż od tych czynników zależy T . Dalej widzimy, iż zależy ona od J - momentu bezwładności turbiny. Dlatego często złą regulację można poprawić dając dodatkowe koło zamachowe. Najbardziej jednak różnica $n_{\max} - n_0$ zależy od ΔM

Ilość β_{al} jest tym mniejsza im punkt przecięcia 2/rys. I63/ jest bliżej wierzchołka paraboli. Gdyby p 2 zeszedł się z wierzchołkiem już w I-szej fazie, jak to mamy na rys. I64, to wówczas przeszlibyśmy do równowagi bez wahań i mielibyśmy regulację idealną. Znaczyłoby to, że wentyl rozdzielczy został ściągnięty do normalnej pozycji wtedy, gdy serwomotor przymknął łopatkę dostatecznie.

Oznaczając czas przez t' , możemy napisać:

$$t' = \frac{\Delta M}{M} T$$

Gdyby więc regulacja miała działać bez fal, to należałoby regulator tak zbudować, by t' zmieniało się w prostym stosunku do ΔM . Pochylenie α prostej momentów możnaby obliczyć:

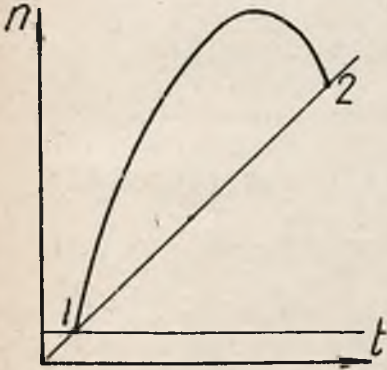
$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{n_{\max} - n_0}{t'} = \frac{15 \Delta M}{\pi T}$$

Byłoby oczywiście trudno skonstruować regulator tak by T było odwrotnie proporc. do ΔM , gdyż prędkość zamykania zależy od otworów, przez które płynie oliwa i byłoby bardzo trudno wyliczyć, jak się one winny zwiększać lub zmniejszać, aby tę zależność osiągnąć.

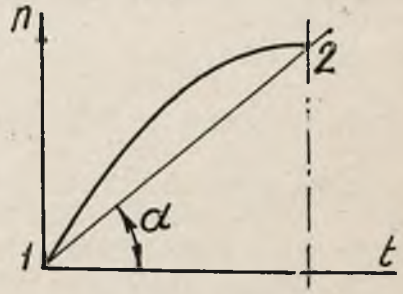
Jeżeli ΔM jest małe, oraz n_{\max} niewielkie, to i przebieg regulacji będzie wolniejszy, czyli T duże, bo otwory w wentylu rozdzielczym będą niewielkie oraz będą się wolno otwierały, dławiąc. Z tego też względu krzywa momentów w wykresie nie będzie prostą pochyłą, lecz raczej miałaby kształt jak na rys. I65.

Widzieliśmy, że regulacja posiada tym mniej fal, im bliżej wierzchołka prosta momentów przecina parabolę. Ponieważ przy danej paraboli bliżej wierzchołka bę-

dziemy nie tylko zmniejszając T , ale także powiększa-



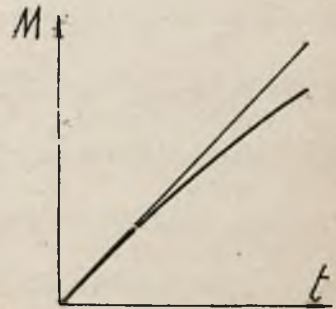
Rys. 163.



Rys. 164.

jąc n_g /większe β /, gdyż dzięki temu podnosimy linię momentów / 0,1,2, rys.162/.

Polepszyć można regulację, o ile chodzi o zredukowanie ilości fal, przez użycie miarkowników z większą nierównomiernością β , czyli większą różnicą $n_g - n_d$. Ta droga jednak nie zawsze jest możliwa gdyż nie zawsze dopuszczalne są zbyt wielkie różnice ilości obrotów przy rozmaitych obciążeniach.



Rys. 165.

Wychodziliśmy dotąd z założenia, że regulator nasz jest idealnie skonstruowany i idealnie działa, t. zn. nie powoduje strat czasu, a więc w tej samej chwili, gdy następuje przeciążenie lub odciążenie, miarkownik natychmiast działa i tak samo działają inne części. Takich jednak regulatorów w praktyce nie ma i zawsze istnieją luzy, choćby minimalne, tak, iż upłynąć muszą choćby ułamki sekundy nim regulator zacznie nastawiać łopatkę i dalsza zwłoka, zanim ilość wody dostosuje się do otworu łopatek. Woda posiada bowiem swoją bezwładność i dzięki temu może się przy zamykaniu łopatek chwilowo podnieść ciśnienie, które będzie wytlaczało tę samą ilość wody, co i przed tym, jeszcze przez pewien czas po przyknięciu łopatek.

Mamy więc zawsze do czynienia z pewnymi stratami czasu, które dzielimy na 1/ straty czasu z powodu bezwładności miarkownika i jego oporów oraz 2/ z powodu luzów /oraz bezwładności wody/.

Oprócz stopnia nierównomierności miarkownik posiada stopień nieczułości, spowodowany własną bezwładnością i oporami tarcia, a więc miarkownik sam musi powiększyć swą ilość obrotów zanim może ruszyć z miejsca. Stopień nieczułości określa się przez stosunek:

$$\varepsilon = \frac{\Delta n}{n}$$

jeżeli Δn jest tym przyrostem ilości obrotów, po którym dopiero kołnierz rusza z miejsca. Może on wynosić $1/4\%$ - $1/2\%$.

Określa się też ε jako:

$$\varepsilon = \frac{n'' - n'}{n_{sr}}$$

gdzie $n'' = n_{sr} + \Delta n$, przy którym miarkownik zaczyna iść w górę, a $n' = n_{sr} - \Delta n$, przy którym zaczyna iść w dół.

W tym wypadku:

$$\varepsilon = \frac{2\Delta n}{n_{sr}}$$

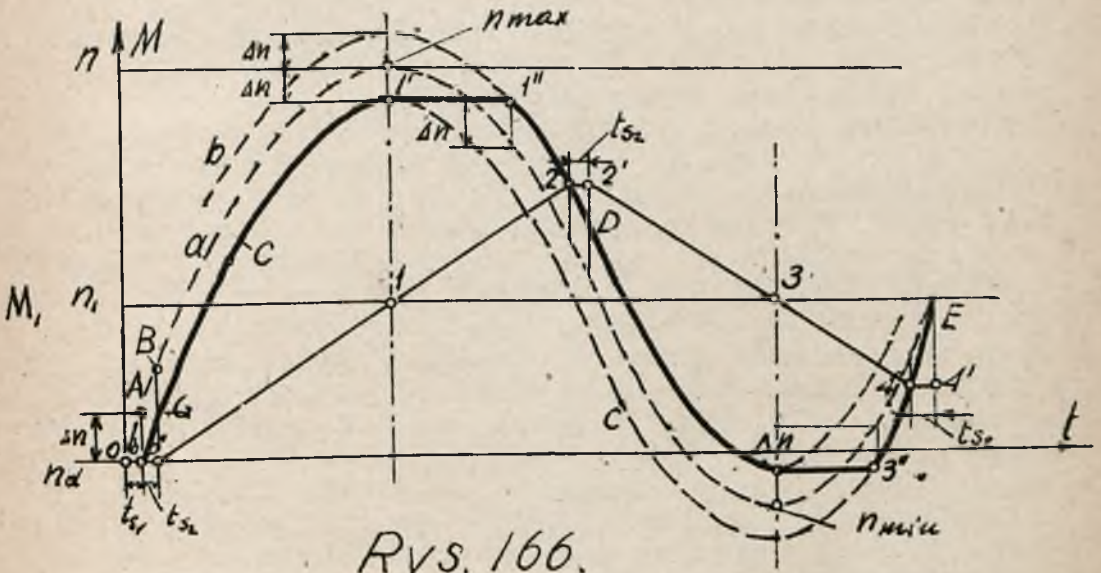
Rozpatrzmy teraz rzeczywiste działanie regulacji. Naruszamy stan równowagi, odciążając turbinę z M_0 na M_1 . Z powodu nieczułości regulatora, ilość obrotów musi wzrosnąć o Δn , zanim miarkownik zacznie działać/rys.166/. Czas t_{s1} , który upłynie od tej chwili jest czasem straconym dla regulacji, gdyż ΔM nie zmienia się. Prędkość turbiny przebiegać będzie po linii OA . Po upływie t_{s1} sek., miarkownik zaczyna działać, lecz nie działa jeszcze regulacja, t.j. nie redukuje się jeszcze moment ΔM ze względu na drugi czas stracony z powodu luzów w regula-

torze i bezwładności wody, a więc nie ściąga się jeszcze wentyla rozdzielczego przez kompensację z położenia neutralnego. Określamy czas tak stracony jako t_{s_2} , podczas którego również obroty turbiny zmieniają się w/g linii prostej OB , a wznios wentyla rozdzielczego w/g prostej $O'C$.

Dopiero więc od chwili O'' regulacja działa rzeczywiście i ilość obrotów turbiny zmieniać się będzie po paraboli /przyczym parabola A -przedstawia rzeczywistą ilość obrotów turbiny, zaś parabola C - rzeczywiste wzniosy wentyla rozdzielczego /.Od tej też chwili dopiero,/o ile nie weźmiemy czasu straconego w kompensacji/,kompensacja działać będzie na wentyl rozdzielczy,ściągając go do neutralnej pozycji,z której go podniesie kołnierz miarkownika.

Od tegoż punktu O'' kreślimy prostą momentów $O''_1, 2$. W p. 1 linia ta przecina M_1, n_1 /momenty zrównoważone /i w chwili tej ilość obrotów turbiny dochodzi do maksimum /wierzchołek paraboli /. Ponieważ jednak regulacja dalej zamyka łopatki, przeto obroty turbiny n od tej chwili będą maleć po drugiej gałęzi paraboli A . Z powodu nieczułości miarkownika kołnierz jego nie odrazu zacznie schodzić na dół, lecz wtedy

dopiero, gdy liczba obrotów spadnie poniżej $n_{max} - 2\Delta n$,



Rys. 166.

albo raczej poniżej liczby obrotów, odpowiadającej rzeczywistemu położeniu kołnierza o Δn , a zatem wznios wentyla rozdzielczego odpowiadać będzie obrotom o Δn większym od n_{max} .

Jeśli teraz narysujemy sobie parabolę

b , wzniesioną ponad parabolę a o Δn , a z p. $1'$ poprowadzimy poziomą, to punkt ich przecięcia $1''$ oznaczać będzie chwilę, gdy kołnierz miarkownika zacznie spadać i odtąd pójdzie po paraboli b . Linia $0'-1'-1''-2$

jest więc obecnie hodografem kołnierza, o ile idzie o jego ruch, spowodowany ruchem miarkownika, a więc także jest hodografem wentyla rozdzielczego, o ile idzie o jego ruch spowodowany ruchem miarkownika, bez brania pod uwagę luzów między kołnierzem i wentylem.

W p. 2 następuje zrównoważenie momentów, lecz ilość obrotów w dalszym ciągu maleje, z powodu przeregulowania, gdyż $M_2 < M_1$ wskutek luzów w mechanizmie, regulacja nie zacznie działać odrazu w przeciwnym kierunku, chociaż kołnierz już idzie na dół i pociąga za sobą wentyl rozdzielczy. Zachodzi tu strata czasu t_{s_2} i dopiero od p. 2' zaczyna się dostosowanie momentów /linia 2'-3-4 /. W czasie 2-2' linia obrotów jest znów prosta / 2-D /, podobnie i hodograf kołnierza i wentyla rozdzielczego i dopiero w chwili 2' zmienia się na parabolę.

W chwili 3 następuje zrównoważenie momentów i liczba obrotów dochodzi do n_{min} . Od tej chwili, z powodu przeregulowania, liczba obrotów będzie rosła w dalszym ciągu po paraboli, ale wskutek nieczułości kołnierza regulatora nie podniesie się z położenia 3' prędzej jak w chwili gdy ilość obrotów podniesie się o Δn ponad 3'. Chwilę tę znajdujemy przez wyrysowanie paraboli c o Δn niżej

od paraboli a i przeprowadzenie poziomej $3''-3'$.

Od p. $3''$ hodograf wentyla rozdzielczego dochodzi do położenia normalnego. W następnej chwili miarkownik otwiera go, lecz regulacja działać będzie skutecznie dopiero po upływie czasu $t_{s_2} / 4 - 4'$. Podczas tego czasu ilość obrotów zmieniać się będzie po linii prostej $/4-E /$ a po przejściu p. $4'$ przejdzie w parabolę. Dostosowanie momentów rozpocznie się w p. $4'$.

Z rys. 166 widać, że nieczułość miarkownika, oraz straty czasu z powodu luzów w regulatorze, powiększają amplitudę fal oraz ich ilość i niekiedy może się okazać że amplitudy będą powoli rosły i w miejsce regulacji, otrzymamy zupełne rozregulowanie się turbiny. Należy zatem unikać miarkowników o wielkiej nieczułości, stosować regulatory precezyjne, z małym obciążeniem części, aby uniknąć ich wycierania się. Kule miarkownika winny być możliwie lekkie i posiadać dużą ilość obrotów, aby energia w nich zawarta zależała przede wszystkim od obrotów n , a nie od η . Tłoczki wentyla rozdzielczego winny być dopasowane do otworu tak, aby nie wysatwały poza brzegi tych ostatnich.

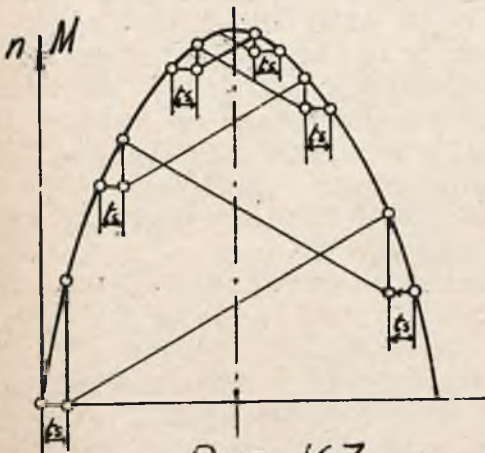
Przebieg regulacji można przedstawić w jednej paraboli /rys. 167/, gdyż wszystkie parabole mają jeden i ten

tem parametr, przyczym odcinki proste krzywej zastępujemy parabolami, a wszystkie rodzaje strat czasu przedstawiamy łącznie jako t_s .

35. I z o l a t o r y i z o d r o m o w e

Elektrotechnika dzisiejsza stawia coraz to większe wymagania regulacji, żądając zmiany ilości obrotów w b. małych granicach, albo nawet stałej ilości obrotów przy wszelkich obciążeniach. Te wy-

magania kolidują z faktem że im większe β miarkownika, tym lepszą mamy regulację, o ile idzie o ilość fal.



Rys. 167.

Ażeby zadość uczynić obu wymaganiom tak sprzecznym /stała liczba obrotów, duże β /, uży-

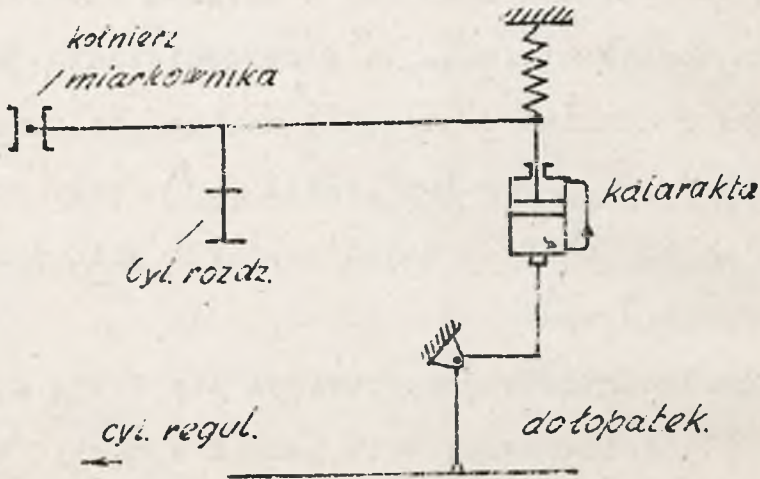
wamy regulatorów z II-gą kompensacją, mającą na celu doprowadzić, za pomocą odpowiednich mechanizmów, miarkownik stale do tej samej pozycji, a zatem i turbinę stale do tej samej ilości obrotów, przy różnych momentach. Są to t.zw. regulatory izodromowe.

Dzięki drugiej kompensacji można nawet odwrócić β całej turbiny od β miarkownika w przeciwnym kierunku dochodząc nieraz do β ujemnego, t.j. uzyskać regulację taką, że turbina może iść z większą ilością obrotów przy pełnym obciążeniu, aniżeli przy odciążeniu. Zmianę wartości β od dodatniej do ujemnej osiąga się przez zmianę położenia p. A /rys.169/. Jeśli p. A leży po lewej stronie p. O to β jest dodatnie, jeśli natomiast po prawej to β jest ujemne.

Konstrukcyjnie przeprowadza się drugą kompensację w rozmaity sposób. Wszystkie jednak wymagają by mechanizm kompensacji I-szej nie był sztywny. Wprowadza się więc w ten mechanizm sprężyny oraz katarakty, które umożliwiają powrót miarkownika do pozycji normalnej, przy każdym położeniu serwomotoru /otwarciu łopatek/ lub w ogóle rozrywają stałą zależność między położeniem miarkownika a położeniem serwomotoru.

Nakoniec należy wspomnieć iż dla turbin o nastawnych łopatkach istnieje również regulacja otwierania łopatek wirnikowych. Regulacja ta sprzęgnięta jest z regulacją łopatek kierowniczych w ten sposób, iż skojarzone są najlepsze otwarcia łopatek wirnika z odpowiednim otwarciem łopatek kierujących.

Jeśli zakres regulacji łopatek kierowniczych wy-



Rys. 168.

nosi np. od $\alpha_1 = 30^\circ$ do $\alpha = 80^\circ$, a kąt obrotu łopatek β np. od -15° , licząc od położenia normalnego, to współpraca obu regulacji może mieć przebieg liniowy, jak to przedstawia rys.170.

D o p e ł n i e n i e

Tablica opuszczona w tekście

Ilość łopatek dla poszczególnych typów turbin.

Wolno- bieżne	. V	13	17	21	23	25	27	31
Srednio- bieżne	V	11	15	17	19	21	23	25
Szybko- bieżne	. V	9	13	15	15	17	17	19
$D_1 =$.300	.500	.750	.1000	.1250	.1500	.2000

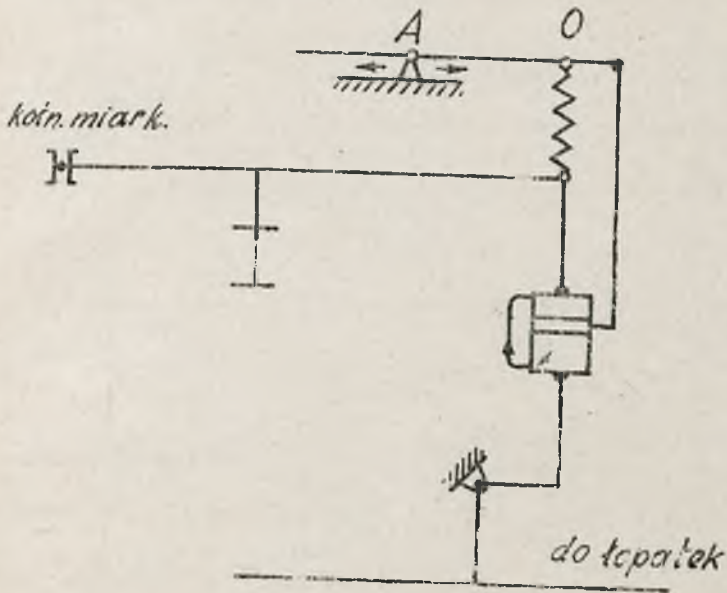
ROZDZIAŁ XI

36. Możliwości wyzyskania sił wodnych w Polsce

Jak już zaznaczyliśmy na wstępie turbiny wodne wyzyskują energię, zawartą w płynącej wodzie i dlatego w ogóle instalowanych turbin /pomijając względy ekonomiczne /, jest w ścisłym związku z zasobem i jakością wód /rzeki górskie lub nizinne, wyzyskanie przepływu i odpływu morza/.

Ilość produkowanych turbin zależy od wielkości eksportu i przede wszystkim, jak to się dzieje u nas od chłonności rynku wewnętrznego.

Rozpatrzmy zatem możliwości wyzyskania sił wod-

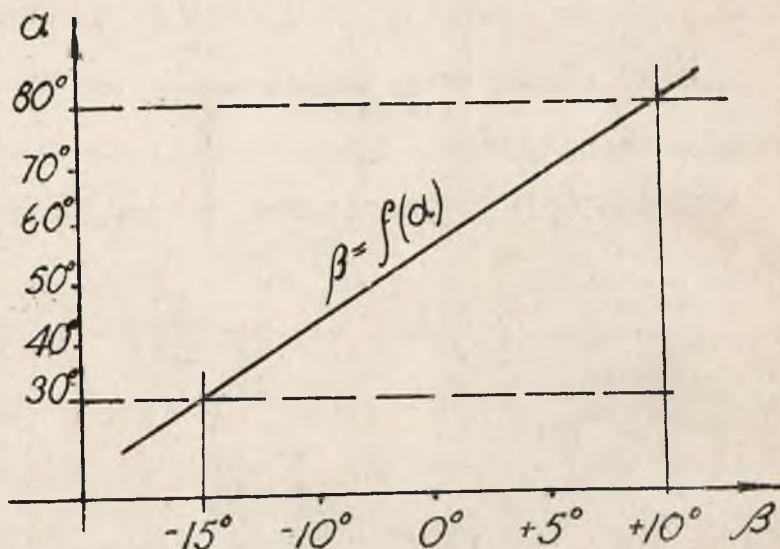


Rys. 169.

nych w Polsce. Musimy stwierdzić, że możliwości te są dość duże. Obok sporej ilości rzek górskich /prawe dopływy Wisły od Soły do Sanu i dorzecze dniestru/, które przede wszystkim są odpowiednie do instalowania siłowni, mamy również kilka rzek nizinnych również nadających się do "ujarzmienia", jak Bug, Niemen, Wilia i t.p.

Ujarzmienie rzek górskich i budowa na nich siłowni, miałyby na celu oprócz dostarczenia mocy, zapobiegać powodziom /zbiorniki wody /i wyrównywać przez cały

rok poziom wód np. w Wiśle, czyniąc ją naprawdę spławną.



Rys. 170.

Siłownie zaś np. na Niemnie, Wilii, Narwi, miałyby obok tych samych celów, przede wszystkim umożliwić uprzemysłowienie tej części Polski tak bardzo oddalonej od zagłębia węglowego, a przez to zupełnie zaniedbanej.

Troska o zaopatrzenie całego kraju w energię elektryczną i umożliwienie uniezależnienia się od węgla kamiennego, którego pokłady znajdują się nad samą granicą a więc na wypadek wojny mogą być b. łatwo unieruchomione, zmuszają nas do wykorzystania nawet i mniej rentujących się źródeł energii wodnych, ale położonych jednak w centrum kraju. Stąd projekty siłowni na Wiśle pod War-

szawą, na kanale Wisła-Bug i t.p.

Pełny plan rozmieszczenia siłowni wodnych w Polsce nie jest jeszcze całkowicie opracowany. Przytaczamy tabelę dotychczas zaprojektowanych przez P.K.E. ważniejszych siłowni, z których kilka, jak: Porąbka, Rożnów, Czchów są już w realizacji.

Rzeka	Miejscowość	Moc w tys. KW
Dunajec	Rożnów	50
Dunajec	Czchów	10
Dunajec	Czorsztyń	15
Dunajec	Jazowsko	30
San	Solina	25
San	Zukawica	8
Soła	Porąbka	20
Stryj	Tyszowica	12
Dniestr	Uniż	30
Wkra	Pomiechówek	10
Wisła	Bielany p.W-wą	20
Wisła	Kanał Bug-Wisła	25
Brda	Koronowo	20
Wilia	Szyłany	12
Narew	Różan	35

Realizacja powyższych projektów wymagać będzie turbin na duże n_s , a więc przede wszystkim śmigłowych z nastawnymi łopatkami, jako najsprawniejszych i nadających się najlepiej na dużą moc i małe spadki. Jest zatem okazja do popisu dla polskiego konstruktora i kra-

jowej fabryki. Oby tylko odpowiedzialne czynniki nie zechciały sprawy tej przekazać w "ręce zagranicy".

Oprócz budowy wielkich siłowni, zaniedbana jest u nas zupełnie sprawa samowystarczalności energetycznej małych zakładów. A przecież młyny, tartaki i innego rodzaju warsztaty położone nad rzeczką, mogą często z powodzeniem i racjonalnie korzystać z energii wodnej.

W tym wypadku przydatne będą już małe turbinki, które muszą być b. proste w obsłudze i niezawodne w ruchu. Silniki wodne naogół odpowiadają tym wymaganiom, a więc rozwój ich winien przy odpowiednim uświadomieniu właścicieli warsztatów iść szybko naprzód.

Nakoniec należy wspomnieć o fabrykach krajowych, produkujących turbiny. Są to: Lilpop, Rau i Lowenstein, s.a. Warszawa, Weigt s.a. Łódź.



nr 484