

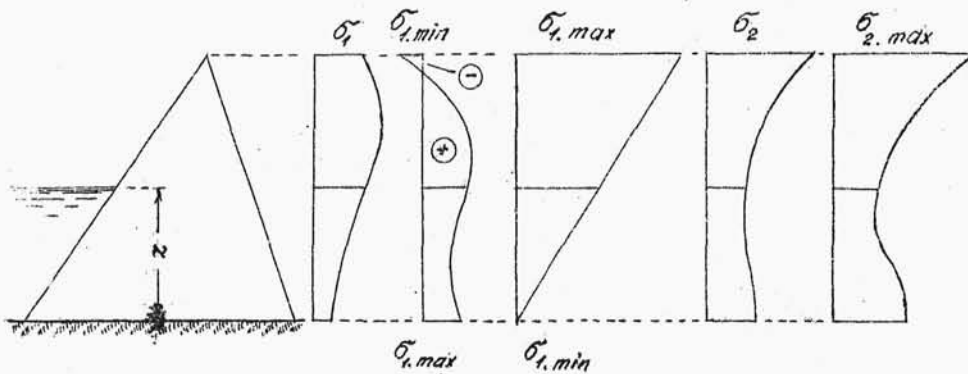
Przed ewentualnym rozciąganiem należy chronić filar, dając w pobliżu jego krawędzi od strony wody wkładki stalowe, ułożone w pochyleniu  $1 : n$ , oraz łącząc filar ze skałą przy pomocy kotew.

Jeśli chodzi o największe naprężenia na krawędzi od strony powietrza /  $\sigma_{2 \max}$  /, to maleją one wraz ze wzrostem pochylenia  $n$ .

#### Wpływ wysokości piętrzenia na wielkość naprężeń.

Należy jeszcze odpowiedzieć na pytanie, przy jakich stanach wody naprężenia normalne i główne osiągają największe bądź najmniejsze wartości.

Chcąc to uczynić, należy we wzory dla naprężeń wstawić odpowiednie wyrażenia na wielkości tam występujące, a wiążące się z wymiarami filara i wielkością parcia wody, przy czym to ostatnie ustalamy nie dla zbiornika pełnego, lecz dla dowolnego spiętrzenia  $z$  ponad dno zbiornika /rys.46/. Równania uzyskane w ten sposób przedstawiamy w postaci  $\sigma = f(z)$ , traktując wymiary filara jako wielkości stałe, i znajdujemy maximum oraz minimum tej funkcji.



*gdy zbiornik jest pusty zmieniają  
się nazwy naprężeń głównych*

rys. 46

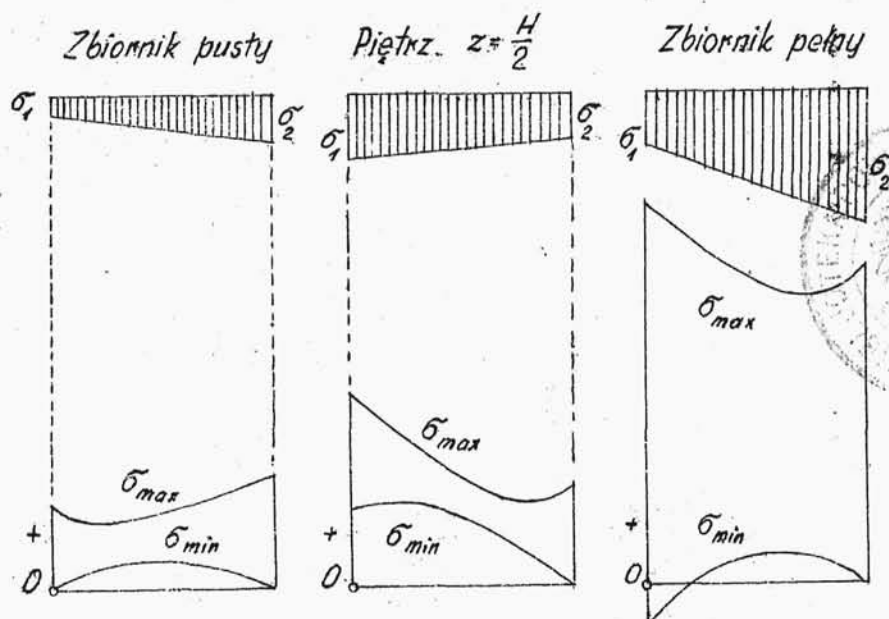
Rezultatem takiej analizy są krzywe podane na rys. 46, przedstawiające zmianę naprężeń  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  :  $\sigma_{1.min}$ ,  $\sigma_{1.max}$ ,  $\sigma_{2.max}$ , na krawędziach podstawy w zależności od wysokości piętrzenia  $z$

Z przebiegu tych krzywych widać, że jedynie naprężenia normalne na krawędzi od strony wody /  $\sigma_1$  / osiągają największą wartość przy niecałkowitym spiętrzeniu /  $z \cong \frac{3}{4}H$  /. Największej wartości  $\sigma_1$  nie należy mylić z naprężeniem głównym  $\sigma_{1.max}$ . Ponieważ  $\sigma_1$  nie jest naprężeniem miarodajnym, gdyż nie jest największym ze wszystkich naprężeń normalnych, jakie mogą występować w płaszczyźnie podstawy przy rozmaitych piętrze-

niach, więc okoliczność, że  $\max \sigma_1$  występuje nie przy pełnym zbiorniku, nie będzie brana pod uwagę w dalszym ciągu rozważań.

Na krawędzi od strony powietrza naprężenia normalne  $\sigma_2$  są największe przy pełnym zbiorniku. Jeśli chodzi o naprężenia główne, to  $\sigma_{\max}$  osiąga największą wartość na obu krawędziach przy pełnym zbiorniku. Naprężenie  $\sigma_{1\min}$  ma najmniejszą wartość także przy całkowitym spiętrzeniu.

Najmniejsze naprężenia od strony powietrza są stale równe zeru, więc nie bierze się ich pod uwagę.



rys. 47.

Na rys. 47 podano wykresy naprężeń normalnych i przebieg naprężeń głównych w płaszczyźnie podstawy przy zbiorniku pustym, półpełnym i pełnym.

Dochodzimy zatem do wniosku, że dla spraw - dzenia przyjętych wymiarów filara, wystarczy obliczyć naprężenia tylko przy zbiorniku pełnym.

Poza tym z powyższego rozpatrzenia wynika jeszcze, że należy obliczyć następujące naprężenia w podstawie zapory:

- 1/.  $\sigma_2$  - naprężenia normalne na krawędzi od strony powietrza, które wskazują na największy nacisk na grunt. Pod tym względem nie może być miarodajne  $\sigma_1$ , gdyż mogłoby to mieć miejsce tylko wtedy, gdy  $\sigma_1 > \sigma_2$ , t.j. gdy pochylenie od strony wody byłoby zupełnie strome /jak w zaporach ciężkich/, a taka konstrukcja dla filarów jest niemożliwa.
- 2/.  $\sigma_{1 \max}$  i  $\sigma_{2 \max}$  - największe naprężenia na krawędziach, które są w ogóle największymi naprężeniami w filarze. Które z tych dwóch naprężeń stanowi bezwzględne maximum, nie można z góry określić.

Zwykle przy większym pochyleniu od strony wody /duże  $n$  / otrzymuje się

$$\sigma_{1 \max} > \sigma_{2 \max} ;$$

3/ „  $\sigma_{1 \min}$  - Najmniejsze naprężenie na krawędzi od strony wody. Jest to w ogóle najmniej -  
sze naprężenie, jakie występuje w filarze. Naprężenie to może przejść nawet w rozciąganie.

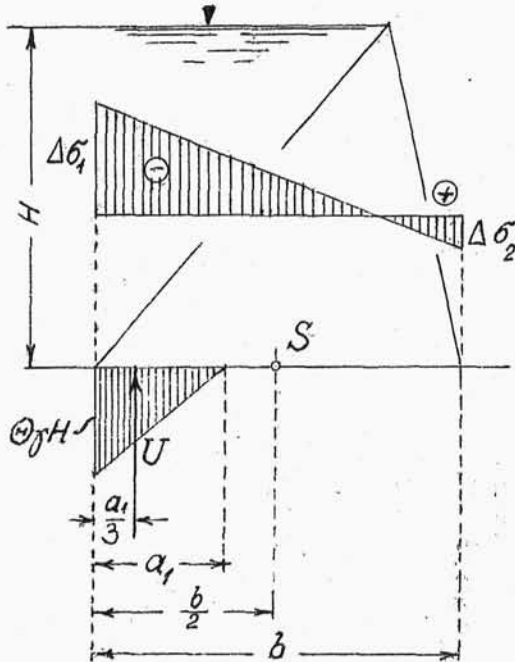
#### Wypór.

W zaporach o łukach wielokrotnych, w których każdy filar posadowiony jest osobno /t.zn.nie ma wspólnej płyty fundamentowej/, nie potrzeba rozpatrywać wyporu, gdyż woda przesączać się będzie raczej pod sklepieniem niż pod filarem, a wypór pod wąskim sklepieniem będzie tak znikomy, że go w obliczeniach nie potrzeba uwzględniać. A gdyby nawet woda dostała się pod filar, to wypłynie najkrótszą drogą z boków filara, a nie będzie przesączać się pod spodem wzdłuż całego filara.

Gdybyśmy jednak pragnęli uwzględnić wypór, to rozkład jednostkowego parcia wody od spodu na podstawę filara przyjmuje się jak zwykle w formie trójkąta o największej rzędnej  $\Theta_{\text{H}}$  na krawędzi od

strony wody. Współczynnik wyporu przyjmuje się

$\theta \leq 1$  zależnie od przepuszczalności gruntu np. z tabeli podanej w cz.I na str.187. "Zasięg" wyporu t.j. odległość, w jakiej działać może jeszcze wypór, przyjmuje się równą szerokości filara  $a_1$  /rys.48/. Całkowity wypór pod filarem



rys.48.

$$U = \frac{1}{2} \theta \gamma H a_1^2 ;$$

albo po odpowiednich przeróbkach

$$U = \frac{1}{2} \theta \gamma H L^2 \lambda^2 \mu^2 ;$$

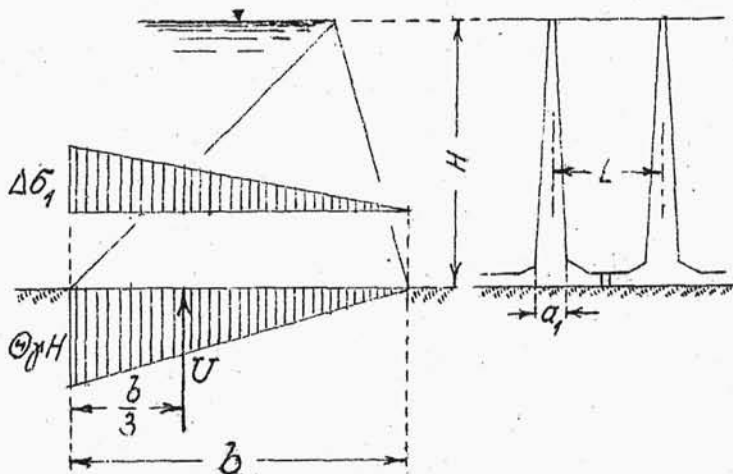
Napężenia dodatkowe, wynikające z działania wyporu

$$\Delta \sigma_{1,2} = \mp \frac{U}{A} \mp \frac{U(\frac{b}{2} - \frac{a_1}{3})}{W} ;$$

znaki górne dotyczą krawędzi od strony wody.

Jeżeli filary zapory o łukach wielokrotnych posadowione są na wspólnej płycie fundamentowej, wówczas powstanie wyporu byłoby bardzo niebez -

pieczne, gdyż powierzchnia jego działania byłaby bardzo duża, wielkość  $U$  wzrosłaby niepomiarowo, zmniejszając znacznie stateczność zapory. Chcąc tego uniknąć, staramy się nie dopuścić do powstawania wyporu pod płytą fundamentową przez pozostawienie w niej otworów lub szwów odwadniających. Niezależnie od tego do obliczeń powinno się w takich razach bezwzględnie wprowadzić wpływ wyporu. Rozkład jednostkowego wyporu i tutaj przyjmujemy trójkątny /rys. 49/.



rys. 49.

Wartość wyporu wynosi teraz

$$U = \frac{1}{2} \cdot \theta \gamma H b L = \theta \gamma H^2 L \frac{m+n}{2};$$

a dodatkowe naprężenia

$$\Delta \sigma_1 = \theta \gamma H \frac{L}{a_1} = \frac{\theta \gamma H}{\lambda \mu};$$

$$\Delta \sigma_2 = 0;$$

Jak widzimy, naprężenie na krawędzi od strony wody jest  $\frac{L}{a_1}$  razy większe od naprężenia, które w tych samych warunkach wywołałby wypór pod zaporą ciężką.

#### Wpływ nierównomiernie rozłożonego parcia wody.

Jak wiemy, parcie na łuk składa się z części jednostajnie rozłożonej i części drugiej rozłożonej nierównomiernie wzdłuż grzbietu łuku /rys. 30/.

W głębokości  $h$  pod poziomem wody tylko w węzłach parcie hydrostatyczne ma wartość  $\gamma h$ . W zworniku parcie jest mniejsze i wynosi  $\gamma h_s$  /rys. 50/. Ponieważ przy obliczaniu  $\sigma_1$  i  $\sigma_2$  przyjęto parcie wody równomierne i równe  $\gamma h$ , więc wynika z tego, że filar obliczony został z zapasem.

Aby wprowadzić odpowiednią poprawkę, należy ustalić wielkość nadwyżki, wynikającej z przyjęcia parcia rozłożonego równomiernie zamiast niejednostajnie. Obliczenie przeprowadzone zostanie



w ten sposób, że określony będzie wpływ części parcia nierównomiernie rozłożonego na obciążenie filara, a następnie wpływ ten potraktowany będzie jako odciażenie filara.

Rozpatrujemy element łukowy sklepienia o szerokości  $= 1$  w głębokości  $h$  /rys.50/. Całkowite parcie wody, a więc nierównomiernie i równomiernie rozłożone, wywołuje reakcje  $R$  równoległe do płaszczyzny symetrii sklepienia /tym samym równoległe do płaszczyzny symetrii filara/. Na filar przenoszą się reakcje dwu sąsiednich łuków t.j.  $2R$  ;

Wielkość reakcji

$$R = \int_0^{\varphi} dR ;$$

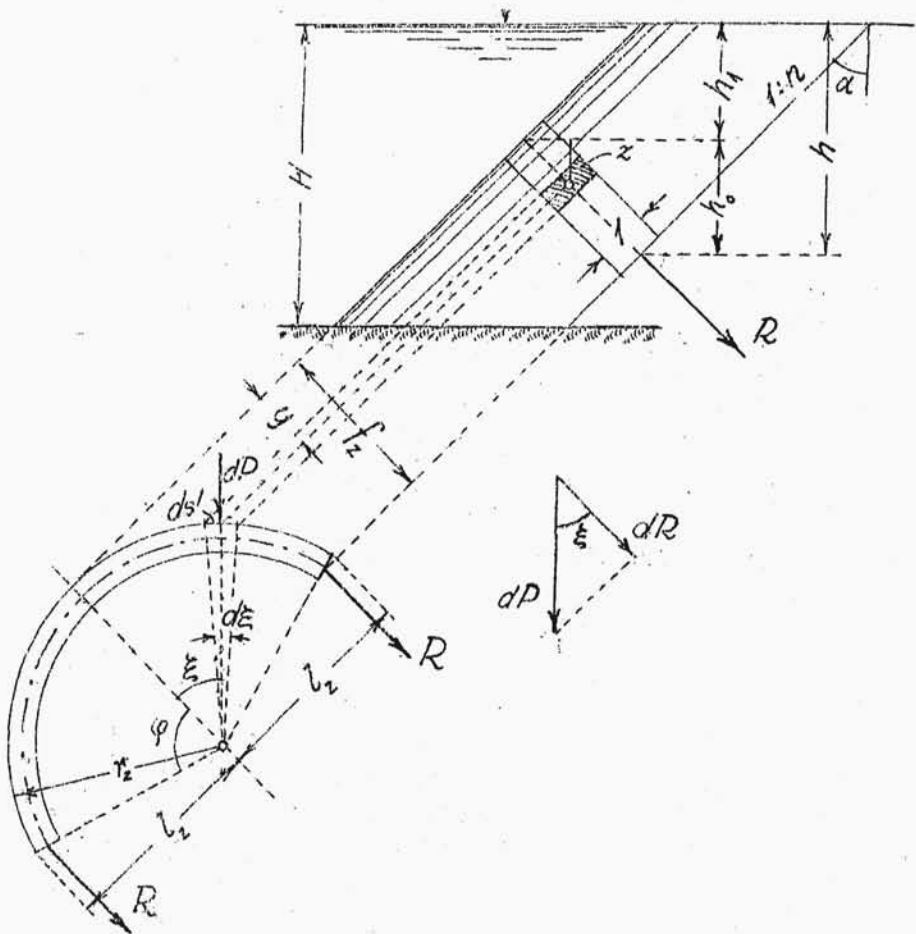
a ponieważ  $dR = dP \cdot \cos \xi$  ;

zatem 
$$R = \int_0^{\varphi} dP \cdot \cos \xi ;$$

Wielkość  $dP$  należy przedstawić w funkcji kąta  $\xi$  , aby móc wykonać całkowanie Elementarne parcie wynosi

$$dP = \gamma (h_1 + z) ds' ;$$

gdzie  $z = y \cdot \sin \alpha$  ;



rys. 50.

a że  $y = r_2 - r_2 \cos \xi = r_2 (1 - \cos \xi)$ ;

więc  $z = r_2 \sin \alpha (1 - \cos \xi)$ ;

Poza tym  $ds' = r_2 \cdot d\xi$ ;

Można teraz przystąpić do określenia  $R$  :

$$R = \int_0^\varphi \left[ \gamma h_1 r_2 \cos \xi d\xi + \gamma r_2^2 \sin \alpha (\cos \xi - \cos^2 \xi) d\xi \right];$$

$$R = \gamma h_1 r_z \sin \varphi + \gamma r_z^2 \sin \alpha \left( \sin \varphi - \frac{1}{2} \sin \varphi \cos \varphi - \frac{1}{2} \varphi \right);$$

wstawiając  $r_z = \frac{l_z}{\sin \varphi};$

oraz  $\sin \alpha = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha}} = \frac{n}{\sqrt{1 + n^2}};$

otrzymujemy następujące równanie

$$2R = \gamma h_1 2l_z + \gamma \cdot \frac{l_z^2}{\sin \varphi} \cdot \frac{n}{\sqrt{1 + n^2}} \cdot \left( 2 - \cos \varphi - \frac{\varphi}{\sin \varphi} \right);$$

Pierwszy składnik to parcie wody w głębokości  $h_1$ , które działa na powierzchnię  $2l_z \cdot 1$ , jak na powierzchnię płaską. Jeśli więc podzielimy obie strony równania na  $2l_z$ , to otrzymamy całkowite rzeczywiste parcie jednostkowe wody

$$\begin{aligned} (\gamma h)_{rx} &= \frac{2R}{2l_z} = \\ &= \gamma h_1 + \gamma l_z \frac{n}{\sqrt{1 + n^2}} \cdot \frac{1}{2 \sin \varphi} \cdot \left( 2 - \cos \varphi - \frac{\varphi}{\sin \varphi} \right); \end{aligned}$$

Ponieważ w obliczeniach filarów miarodajna jest nie linia zworników lecz linia wezłowi /ściana czołowa odwodna filarów/, należy do równania powyższego wprowadzić wielkość  $h$  zamiast  $h_1$ :

$$h_1 = h - h_0;$$

przy czym

$$h_0 = f_z \cdot \sin \alpha = r_z (1 - \cos \varphi) \sin \alpha;$$

$$h_o = \frac{l_z}{\sin \varphi} (1 - \cos \varphi) \sin \alpha =$$

$$= l_z \frac{n}{\sqrt{1+n^2}} \left( \frac{1}{\sin \varphi} - \operatorname{ctg} \varphi \right);$$

Jednostkowe parcie wody wyrazi się obecnie następująco

$$(\gamma h)_{rx} = \gamma h - \frac{1}{2} \gamma l_z \frac{n}{\sqrt{1+n^2}} \left( \frac{\varphi}{\sin^2 \varphi} - \operatorname{ctg} \varphi \right);$$

Wprowadzając oznaczenia

$$k = \left( \frac{\varphi}{\sin^2 \varphi} - \operatorname{ctg} \varphi \right);$$

$$h_s = \frac{l_z}{2} \cdot \frac{n}{\sqrt{1+n^2}} \cdot k;$$

dochodzimy do wzoru

$$(\gamma h)_{rx} = \gamma h - \gamma h_s;$$

Wartości współczynnika  $k$  podane są w tabelce, zamieszczonej na następnej stronie.

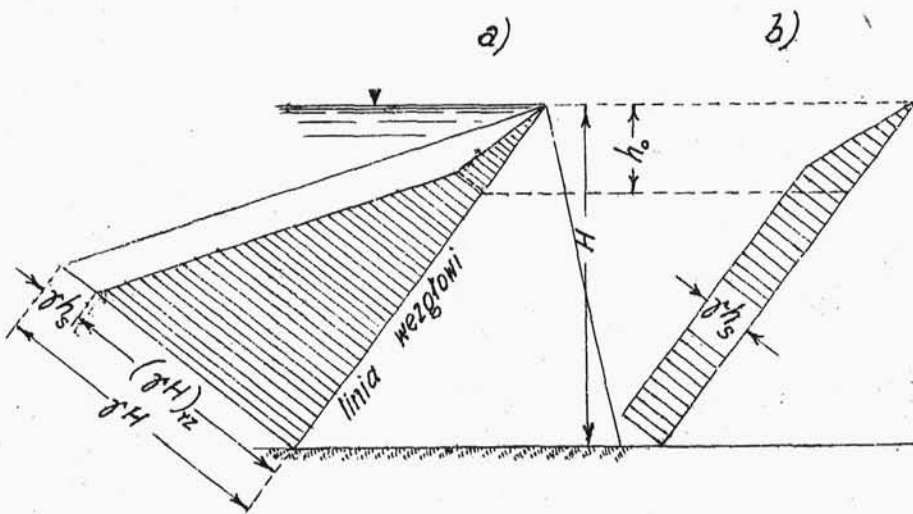
Wynik ostatni wskazuje, że istotne parcie wody jest różnicą /porów. rys. 51<sup>a</sup> / liniowo zmienne-  
go parcia  $\gamma h$  oraz stałej wielkości, wyrażonej  
we wzorze jako parcie słupa wody o wysokości  $h_s$ .  
Wpływ wielkości  $\gamma h_s$  jest tym większy /t.zn.  $\gamma h_s$   
jest tym większe = /, im większy jest rozstaw fi-  
larów /ściśle mówiąc:  $l_z$  /, im większy jest kąt  
środkowy łuku  $\varphi$  oraz im większe jest pochylenie

Wartości współczynnika  $k$

$\varphi$	$k$	$\varphi$	$k$
45°	0,572	70°	1,020
50°	0,648	75°	1,136
55°	0,732	80°	1,262
60°	0,818	85°	1,406
65°	0,915	90°	1,571

od strony wody  $n$ . Jednakże wielkość  $\gamma h_s$  pozostaje stała na całej wysokości zapory.

Wzór wyżej podany ważny jest w granicach od  $h_0$  do  $H$  /rys.51/ t.zn w tych głębokościach, gdzie łuki są całkowicie zanurzone. Natomiast na



rys. 51.

odcinku od poziomu wody aż do głębokości  $h_0$ . parcie wody wyrazi się inaczej, gdyż na tej przestrzeni łuki są tylko częściowo zanurzone. Nie będziemy wyprowadzali tutaj funkcjonalnej zależności parcia wody na omawianym odcinku. Ważniejszy jest rezultat tych obliczeń, który wskazuje, że rzeczywiste parcie wody zmienia się w sposób krzywoliniowy w granicach od 0 do  $h_0$ , jednakże bez wielkiego błędu można przyjąć liniowy wzrost parcia wody od 0 na powierzchni wody do wielkości  $(\gamma h - \gamma h_s)$  w głębokości  $h_0$ . Rys. 51<sup>a</sup> przedstawia wykres rzeczywistego parcia wody na filar. Na rys. 51<sup>b</sup> podano osobno wykres zmiany wielkości zależnie od głębokości, którą to wielkość odejmuje się od zwykłego trójkątnego wykresu parcia hydrostatycznego

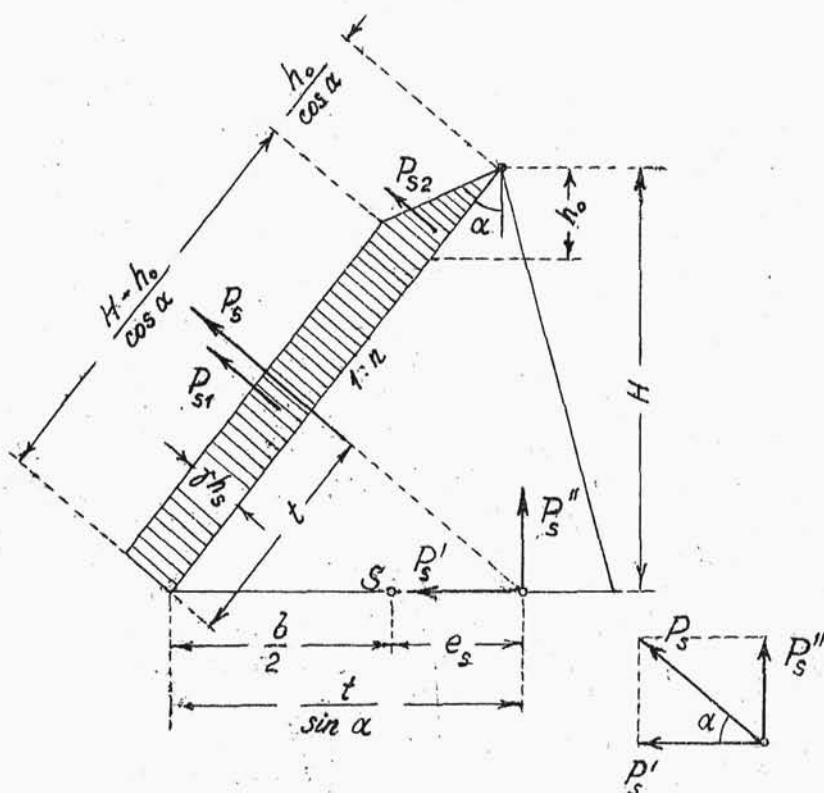
Należy zaznaczyć, że wykres  $\gamma h_s$  ograniczony liniami prostymi, jak na rys. 51<sup>b</sup>, jest wypadkiem szczególnym, bowiem - o ile rozpiętość łuków i ich kąt środkowy będą inne w różnych głębokościach - to wówczas wykres będzie ograniczony linią krzywą /górny odcinek od 0 do  $h_0$  można pozostawić w każdym wypadku prosty/. Przebieg wykresu ustala się wtedy, obliczając wartość  $\gamma h_s$ .

w kilku przekrojach, leżących w różnych głębokościach

Wykres 51<sup>b</sup> przedstawia nadwyżkę parcia wody, uwzględnioną w obliczeniu naprężeń, a która wynika wskutek przyjęcia do tych obliczeń parcia hydrostatycznego rozłożonego równomiernie na całej rozpiętości łuku i odpowiadającego parciu wody w wezglowie.

Chcąc obecnie wprowadzić odpowiednią poprawkę, potraktujemy tę nadwyżkę parcia jako obciążenie zewnętrzne o kierunku działania przeciwnym, t. zn. skierowanym ukośnie do góry, na zewnątrz filara /rys. 52/. W ten sposób filar zostanie odciążony od omawianej nadwyżki.

Mając dokładnie wyznaczony przebieg zmian  $\gamma h_s$ , określa się wielkość poszczególnych sił i ich punkty zaczepienia. Ponieważ przeważnie  $\varphi$  zmienia się na całej wysokości zapory i otrzymuje się nieregularny wykres  $\gamma h_s$ , przeto do wyznaczenia sił najlepiej zastosować metodę wykreślną, jako bardzo prostą i szybko prowadzącą do celu. Można też przyjąć pewną średnią wartość  $\varphi$ , jako stałą we wszystkich przekrojach. Wtedy wykres bę-



rys. 52.

dzie prosty, a obliczenie analityczne łatwe i przedstawiać się będzie następująco.

Na filar działa odciążająco parcie: siła  $P_{s1}$  jest wypadkową prostokątnej części wykresu, a  $P_{s2}$  odpowiada części trójkątnej /rys. 52/

$$P_{s1} = \gamma h_s \frac{H-h_o}{\cos \alpha} L ;$$

$$P_{s2} = \frac{\gamma h_s}{2} \cdot \frac{h_o}{\cos \alpha} \cdot L ;$$



Wypadkowa

$$P_s = P_{s1} + P_{s2} = \frac{\gamma h_s L}{\cos \alpha} \left( H - \frac{h_0}{2} \right);$$

Składowe wypadkowej: pozioma i pionowa

$$P_s' = P_s \cdot \cos \alpha = \gamma h_s L \left( H - \frac{h_0}{2} \right);$$

$$P_s'' = P_s \cdot \sin \alpha = \gamma h_s n L \left( H - \frac{h_0}{2} \right);$$

Mimośród składowej  $P_s''$  względem środka podstawy wynosi

$$e_s = \frac{t}{\sin \alpha} - \frac{b}{2};$$

gdzie

$$t = \frac{P_{s1} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{H-h_0}{\cos \alpha} + P_{s2} \left( \frac{H-h_0}{\cos \alpha} + \frac{1}{3} \cdot \frac{h_0}{\cos \alpha} \right)}{P_{s1} + P_{s2}};$$

Ponieważ

$$\frac{1}{\sin \alpha \cos \alpha} = \frac{1 + \tan^2 \alpha}{\tan \alpha} = \frac{1 + n^2}{n};$$

więc otrzymuje się

$$e_s = \frac{1+n^2}{n} \cdot \frac{P_{s1} \cdot \frac{H-h_0}{2} + P_{s2} \left( H - \frac{2}{3} h_0 \right)}{P_s} \cdot \frac{n+n}{2} \cdot H;$$

Naprężenia odciażające wynoszą

$$\sigma_{s1,2} = - \frac{P_s''}{A} \pm \frac{P_s'' e_s}{W};$$

Składnik pierwszy występuje stale ze znakiem minus. Ponieważ we wzorze powyższym uwzględnione zostały już odpowiednie znaki, więc rzeczywiste naprężenia na krawędziach filara otrzymamy sumując naprężenia  $\sigma_{1,2}$  oraz  $\sigma_{s1,2}$ :

$$(\sigma_1 + \sigma_{s1}) \quad \text{ i } \quad (\sigma_2 + \sigma_{s2})$$

$\sigma_s$  musi być wzięte z takim znakiem, jaki wypada z wyżej podanego wzoru.

#### Wpływ ciężaru własnego sklepień.

Na filar działa tylko składowa normalna  $G_{1N}$  ciężaru sklepienia  $G_1$  /rys.53/, składowa skierowana prostopadle do linii wezglowi. Ściśle rzecz biorąc, na filar przenoszą się dwie reakcje od ciężaru własnego sąsiednich sklepień, każda o wartości  $\frac{1}{2} G_{1N}$  a więc razem  $G_{1N}$ .

Na rys.53 przedstawiono sklepienie sięgające ponad zwierciadło wody, a więc inaczej niż to miało miejsce np. na rys.50. Formę taką przyjęto dla uproszczenia rachunku; zresztą w rzeczywistości często sklepienie w ten lub podobny sposób wyprowadzone jest ponad wodę.

Najniższa część sklepienia /poniżej przekro-