

$$h_0^2 = \frac{L^2}{\pi K_0} \{ \lg 2L_0 - \lg r \}$$

gdzie L_0 jest to odległość, gdzie linja depresji spada do poziomu nieprzepuszczalnego. Wzory powyższe znajdują zastosowanie przy obliczeniu wydajności studzien wodociagowych, leżących w pobliżu rzeki i korzystających z naturalnej filtracji wód rzecznych. Studnie takie, znajdujące się w pobliżu rzek, mają te zalety, że a/ obfitują w wodę, b/ woda, przesączająca się do nich przez grunt oczyszcza się bardzo dobrze.

O ile woda na przejście od rzeki do studni potrzebuje 30 dni czasu, to oczyści się ona również dobrze, jak na filtrach sztucznych.

Wzorem powyższymi obliczać też można wydajność studzien, otaczających fundament, jeśli zakładamy budowle w pobliżu wody otwartej i staramy się wy-czerpywać wodę, dopływającą poza fundamentem.

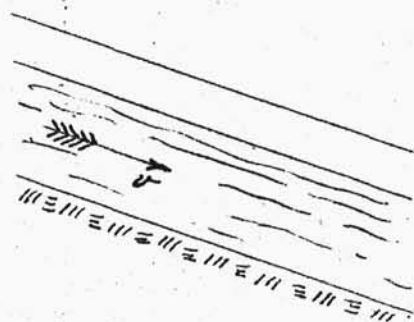
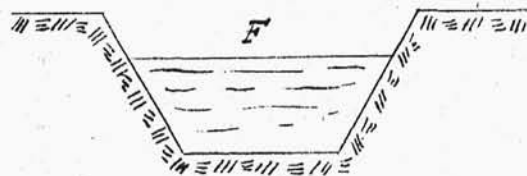
B. RUCH BURZLIWY.

Ruch burzliwy w korytach naturalnych i sztucznych odbywa się jak wiemy według prawa $h = C \cdot K \cdot v^2$.
W ruchu burzliwym rozróżniamy: 1. jednostajny,

2. zmienny: a/ przyspieszony, b/ opóźniony,
3. nadkrytyczny, 4. podkrytyczny.

Najprostszą formą ruchu burzliwego jest ruch jednostajny.

Ruch jednostajny. Dajmy na to, mamy koryto o regularnym przekroju /np. trapez/ F , którym



Rys. 81

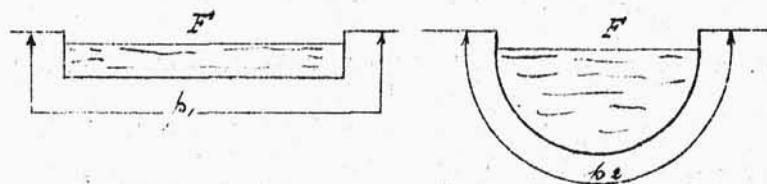
płynie $Q \text{ m}^3/\text{sek.}$. Wówczas $v \text{ m/sek.} = \frac{Q}{F} = \text{const.}$

i $\text{m/m.k.} = k \cdot v^2$ /spad jednostkowy/, albo

$$v = C \sqrt{i}$$

gdzie w stałej C tkwi: 1. szerokość samego koryta, 2. jego kształt.

Jeśli byśmy bowiem wzięli przekrój prostokątny płytki i półkolisty głęboki o jednakowym przekroju F , to w pierwszym wypadku opory tarcia mielibyśmy znacznie większe, niż w drugim, a zatem i prędkości byłyby różne.



Rys. 82.

Jeśli na-
zwiemy $\frac{F}{b} = r$
/średni wymiar
głębokości/,
to okazuje się
że

$$v = k\sqrt{ir}$$

gdzie k współczynnik oporu, zależny tylko od szorstkości koryta. Wzór ten wyprowadza francuski uczoney Chezy.

Określeniem tego współczynnika k w dredze doświadczeń, w zależności od materiału, z jakiego jest wykonane koryto, zajmowali się Bazin, Ganguillet, Kutter, Darey i Manning. Szczególnie metody pierwszych trzech z nich zasługują na specjalną uwagę.

Przy ruchu jednostajnym, jaki spotykamy w korytach sztucznych, prędkość $v = k\sqrt{ir}$ obliczamy w ten sposób, że współczynnik k bierzemy wprost z tablic; r - z samego koryta, i - mierzymy w terenie, w ten sposób mamy wszystkie dane do obliczenia prędkości v . Czasami, gdy chcemy w naszym korycie mieć ściśle określoną prędkość v , spad jednostkowy określamy z tego samego wzoru. Tak się sprawa przed-

stawia w korytach sztucznych.

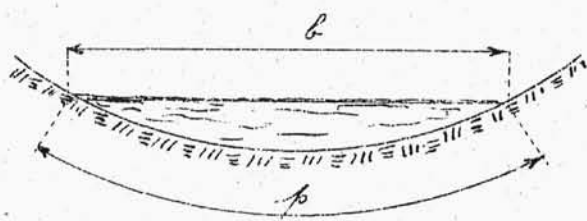
W rzekach współczynnik K jest funkcją spad
 $K = f(i)$, dlatego, że jeśli rzeka ma bardzo du-
 ży spad, prowadzi grube rumowisko /kamienie, żwir
 i t.d./, posiada koryto o dużej chropowatości,
 natomiast przy łagodnym spadzie prowadzi drobny
 piasek, chropowatość koryta jest mniejsza. Naogół
 spad rzeki stosuje się do grubości prowadzonego
 rumowiska, a zatem szorstkość koryta jest w zależ-
 ności od spadu. Podstawiając zatem zamiast K ja-

kąś funkcję i możemy
 napisać $v = f(i, t)$

Jeśli oznaczymy przez
 t średnią głębokość

$$t = \frac{F}{L}, \text{ wtedy}$$

$$v = f(i, t)$$



Rys. 83.

Wzory Hermanka, Linde, Matakiewicza, Siebek'a
 podają wielkość v dla koryt naturalnych we funk-
 cji spadu i średniej głębokości.

Ruch zmienny. Ze wzoru $\frac{Q}{F_m} = v \text{ m/sec}$ wynika,
 że v jest średnią prędkością w całym przekroju.
 Jak już o tem wiemy z pomiarów, prędkość zmienia
 się wraz z głębokością /str. 62/. Jeślibyśmy wzię-
 li $\frac{v^2}{2g}$ - wysokość odpowiadającą średniej prędko-

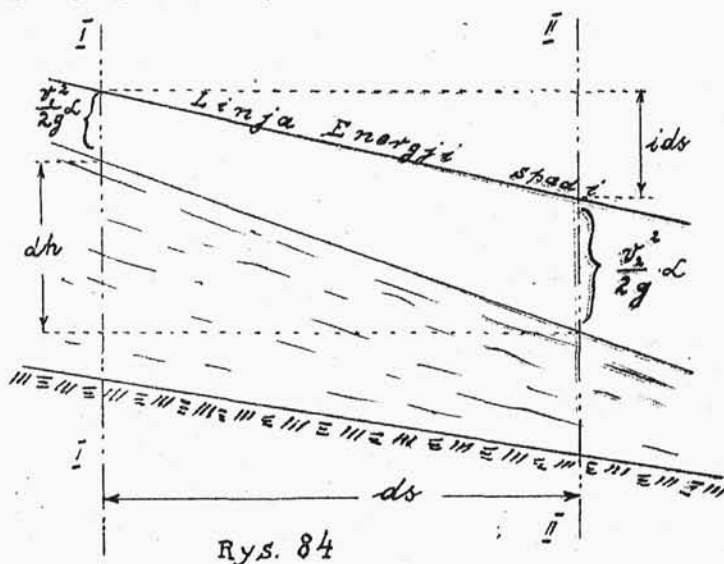
ści, i gdybyśmy wodę płynącą z prędkością v odrazu zatrzymali, to zwierciadło wody musiałoby się podnieść o ten wymiar. Tak byłoby, gdyby wszystkie cząstki wody płynęły z jednakową prędkością v . W rzeczywistości jednak sprawa przedstawia się inaczej. Jeślibyśmy wzięli jakiś element pola dF_x , pomnożyli przez $\frac{v_x^2}{2g}$, wzięli całkę w granicach całego przekroju i podzielili przez $\frac{F v_{sr}^2}{2g}$

$$\frac{\int \frac{dF_x \cdot v_x^2}{2g}}{\frac{F v_{sr}^2}{2g}} = \mathcal{L} > 1$$

otrzymalibyśmy pewien współczynnik $\mathcal{L} \cong 1,113$, i woda podniosłaby się o $\frac{v^2}{2g} \mathcal{L}$ /przy zatrzymaniu/. Odwrotnie, dla wywołania prędkości średniej v_{sr} musimy obniżyć zwierciadło wody nie o wymiar $h = \frac{v^2}{2g}$, lecz o wymiar większy $\mathcal{L} \frac{v^2}{2g}$; przy stracie spadu „ h ” otrzymamy mniejszą niż teoretyczną prędkość $v = \sqrt{2gh}$, a mianowicie $\frac{1}{\sqrt{\mathcal{L}}} \sqrt{2gh}$.

Jeśli mamy dno w pewnym spadzie i zwierciadło wody w spadzie innym, następnie weźmiemy przekroje I - I i II - II, to oczywiście w przekroju I-I będziemy mieli jakąś prędkość v_1 , gdy tymczasem w II - II inną prędkość v_2 przy Q constans; wtedy mamy do czynienia z ruchem zmiennym /jak tu

przyspieszonym/. Jeżeli teraz na prostej I-I



Rys. 84

odetniemy

wielkość

$\frac{v_1^2}{2g} \cdot L$ i na

II - II

$\frac{v_2^2}{2g} \cdot L$ a nas-

tępnie połą-

czymy otrzy-

mane punkty,

to prosta ta będzie linią energii /prosta ta zawsze leży w pewnym spadzie, odpowiadającym oporom tarcia a zatem: $i = \frac{v^2}{k^2 r}$ /. Obniżenie zwierciadła wody

$$dh = ids + d \left(\frac{v^2}{2g} L \right)$$

z równania

$$dh + \frac{v_1^2}{2g} L = ids + \frac{v_2^2}{2g} L$$

$$dh = ids + \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} L$$

gdzie ids jest to wielkość spadku, potrzebna na pokonanie oporów tarcia, a $d \left(\frac{v^2}{2g} L \right)$ jest to różnica wysokości prędkości. Wiemy, że

$$v = k \sqrt{ir} \quad \text{skąd} \quad i = \frac{v^2}{k^2 r}$$

podstawiając tę wartość i do wzoru na dh ,
otrzymamy:

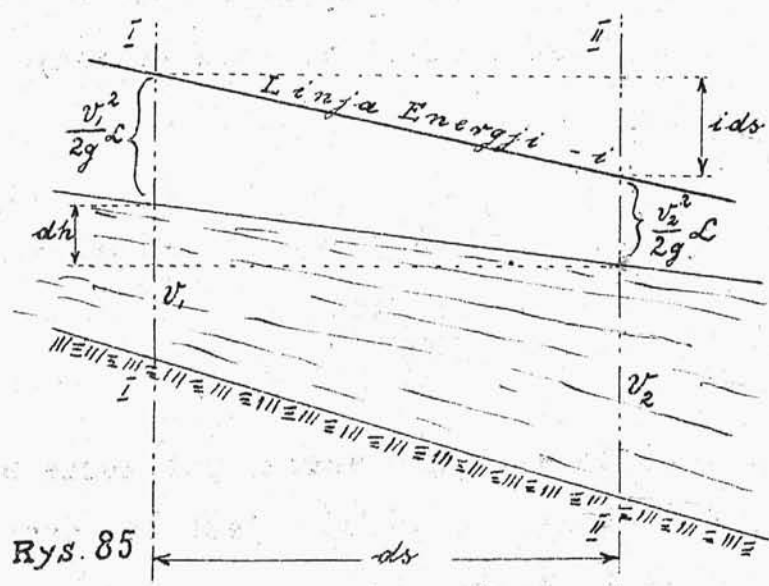
$$dh = \frac{v^2}{K^2 r} + d \left(\frac{v^2}{2g} L \right) \dots\dots A$$

Jest to zasadniczy wzór na ruch zmienny.

Zauważymy, że całkowanie da się tu przeprowadzić tylko dla koryt regularnych.

Dla prostokątnych koryt obliczył go Bresse i Dupuit, a za nimi Rühlmann, dla parabolicznych - Tolkmitt.

Rozpatrzmy teraz drugi wypadek, gdy mamy zwierciadło wody w spadzie mniejszym niż dno.



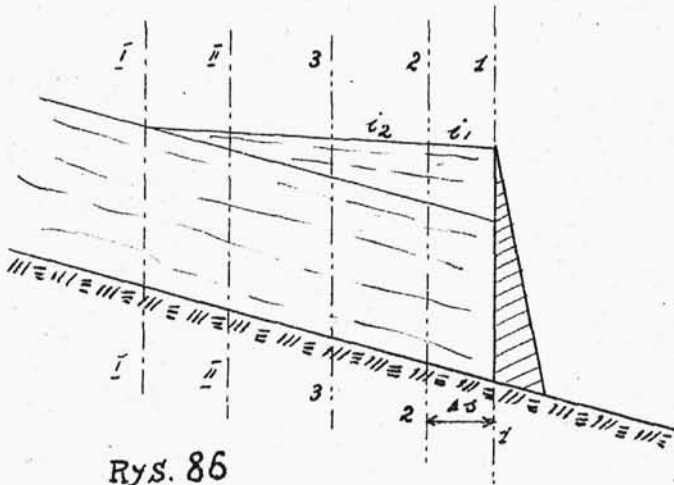
Rys. 85

Odkładając na I - I $\frac{v_1^2}{2g} L$ i na II - II $\frac{v_2^2}{2g} L$

otrzymamy linję zwierciadła wody ^{nie} równoległą do

dna. W wypadku tym będziemy mieli do czynienia z ruchem jednostajnie opóźnionym.

Praktyczne zastosowania.



Rys. 86

I. Woda, płynąca ruchem jednostajnym zostaje spiętrzona zapomocą jazu. Powstaje ruch opóźniony i występuje linja spiętrzenia

/cofka/, którą możemy bardzo łatwo obliczyć na zasadzie wzoru A str. 114, kładąc zamiast nieskończone małych odstępów ds , skończone Δs

Obierając przekrój 1-1, mając dane F i r obliczymy i_1 . Idąc w górę o spad i_1 , do przekroju 2-2 analogicznie obliczymy i_2 . Zauważymy, że w przekroju 2-2 mamy prędkość większą, niż w 1-1. -

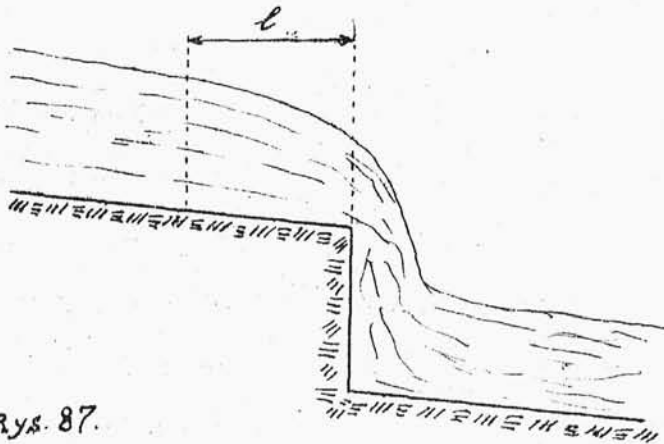
Biorąc $\frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} L$ i odejmując od $i \Delta s$ otrzymamy:

$$i \Delta s - \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} L = \Delta h_{1-2}$$

gdzie Δh_{1-2} - różnica wysokości w przekrojach 1-1 i 2-2.

Idąc w ten sposób z przekroju na przekrój możemy obliczyć całą krzywą piętrzenia aż do punktu, gdzie pomiędzy spiętrzonem zwierciadłem wody a niespiętrzonem różnica wyniesie parę cm.

II. Jeśli woda płynie kanałem otwartym i



Rys. 87.

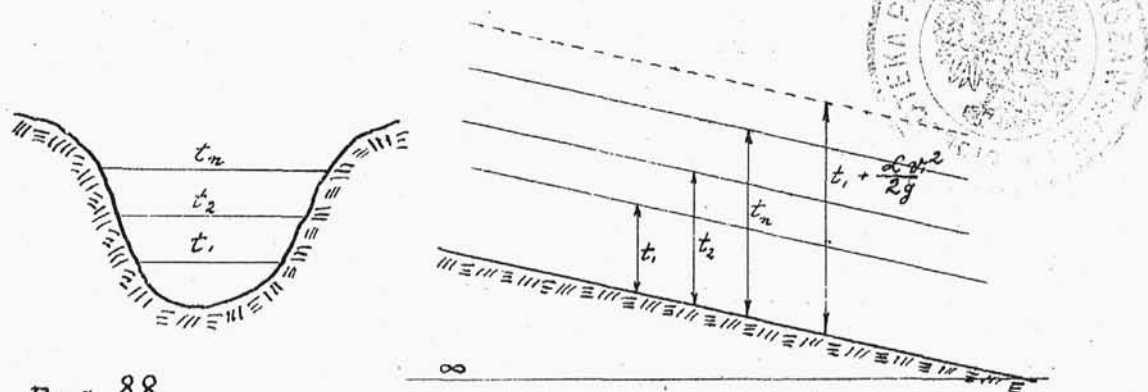
na na swym
biegu próg,
wówczas wo-
da, przele-
wając się
z wyższego
poziomu na
niższy wy-
tworza de-

presję na długości l . Krzywą tą, tak samo jak w przypadku jazu, możemy obliczyć w sposób *zupełnie* analogiczny.

RUCH NADKRYTYCZNY I PODKRYTYCZNY.

Weźmy przekrój poprzeczny i podłużny koryta, którym płynie objętość wody Q . Zauważymy, że

w zależności od wielkości spadku, może ona płynąć głębokością t_1, t_2, \dots, t_n



Rys. 88.

Oczywistą jest zatem rzeczą, że danej głębokości t_1, t_2, \dots, t_n odpowiada ściśle określona prędkość v_1, v_2, \dots, v_n i przekrój pola przepływu F_1, F_2, \dots, F_n .

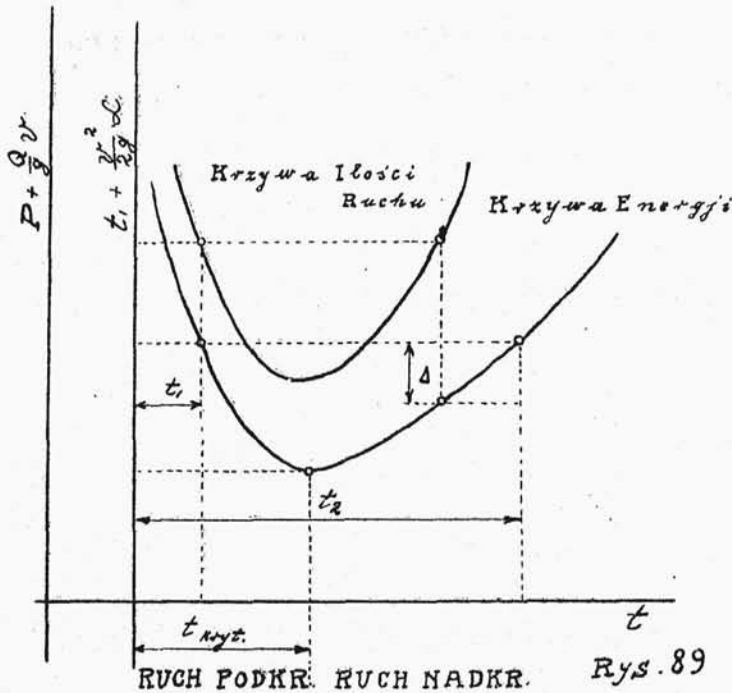
O ilebyśmy zatem do wyrażenia $\frac{v_1^2}{2g} L$ dodali t_1 :

$\frac{v_1^2}{2g} L + t_1$ i wykreślili linię odpowiadającą

tej wysokości, to linja ta będzie linją energii.

Jeśli na osi odciętych będziemy odkładać głębokości t , a na rzędnych $\frac{v^2}{2g} L + t$ /ciśnienie hydrostatyczne + napór hydrauliczny/, to dla danego przekroju i objętości otrzymamy pewną krzywą energii /rys. 89 /.

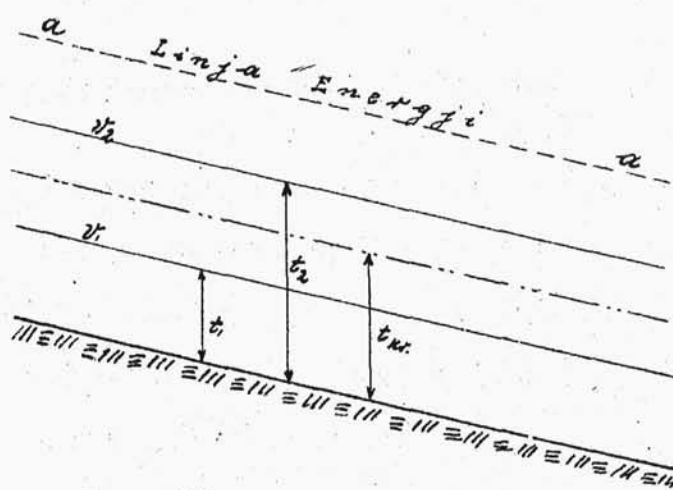
Jak widzimy z załączonej krzywej, jednej i tej samej energii odpowiadają 2 różne głębokości, tyl-



Rys. 89

ko w naj-
niższym
punkcie
krzywej
głębokość
ta będzie
jedna. -
Będzie to
właśnie
głębokość
krytyczna.

Na lewo od tego stanu będziemy mieli ruch podkry-
tyczny, na prawo - ruch nadkrytyczny.



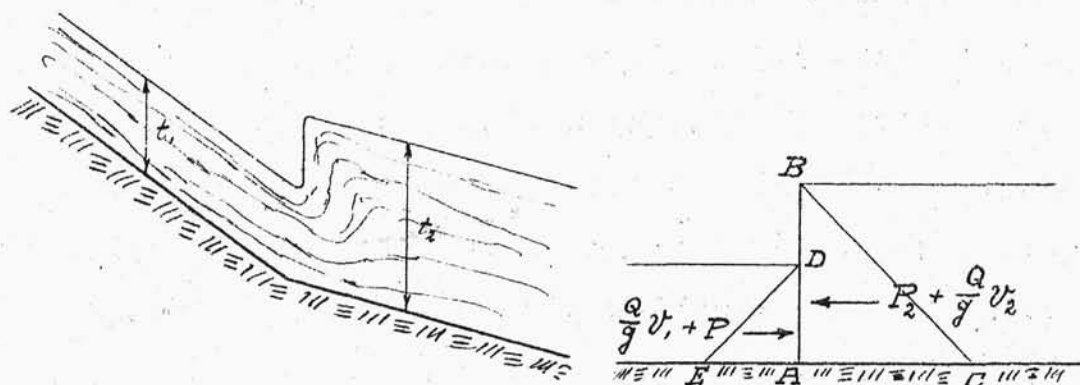
Rys. 90

Jeżeli $a-a$
jest linją
energji, to
jej odpowiada-
ją 2 stany
zwierciadła
wody t_1 i t_2 ;
oczywiście
przy stanie t_1 ,
 $v_1 > v_2$

Jeżeli rozpatrzmy koryto, zmieniające swe na-

chylenie, to zauważymy, że woda przy przejściu z jednego położenia do drugiego tworzy t.zw. odskok Bidonia; woda płynąca początkowo z prędkością v_1 i głębokością t_1 , płynie w dalszym ciągu z inną już prędkością v_2 i głębokością t_2 ($v_1 > v_2$)

Rozpatrzmy sam odskok Bidonia. Jak wiemy,



Rys. 91.

parcie wody wyraża się według Δ -ta. Żeby więc był zachowany stan równowagi, musi być spełniona równość:

$$\frac{Q}{g} v_1 + P_1 = \frac{Q}{g} v_2 + P_2$$

gdzie P_1 hydrostatyczne parcie wody $\Delta ADE \cdot x$
 P_2 - parcie wody $\Delta ABC \cdot x$, a wyrażenie $\frac{Q}{g} v_1$
 i $\frac{Q}{g} v_2$ - przedstawiają wielkości ilości ruchu.

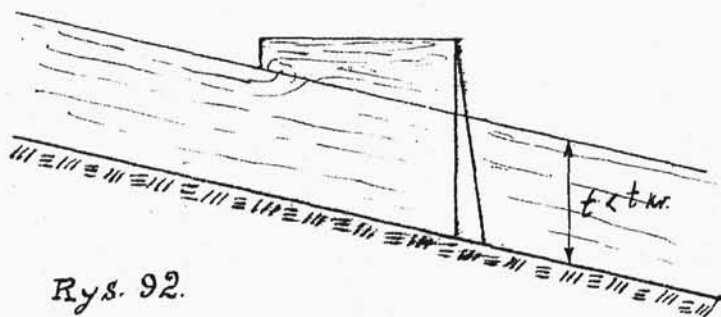
Jeśli teraz na osi y będziemy odkładali ilość ruchu $(P + \frac{Q}{g} v)$, a na x - głębokości -

otrzymamy krzywą ilości ruchu /rys. 89 /. Jak widzimy, krzywa ta posiada też pewne minimum, odpowiadające głębokości krytycznej. Pozatym krzywa ta dla każdej wartości $\frac{Q}{g} \cdot v + P$ posiada po 2 głębokości: jedną w ruchu podkrytycznym, drugą w nadkrytycznym. Zbliża się ona asymptotycznie do osi pionowej, podobnie jak krzywa energii, natomiast rozchodzi się w kierunku ruchu nadkrytycznego w miarę wzrastających głębokości. Przy zmianie więc głębokości, zmiana ilości ruchu + parcie nie jest proporcjonalna do zmiany energii czyli musi nastąpić skutkiem siły zewnętrznej lub też być połączona ze stratą energii. Krzywe te bowiem rozchodzą się. Taką siłą może być np. zmiana spadku. Oznaczyć więc głębokość krytyczną możemy przez wykreślenie krzywej energii lub ilości ruchu, powiększonej o parcie hydrostatyczne (t) i biorąc ich punkt najniższy.

RUCH NADKRYTYCZNY I PODKRYTYCZNY W PRZYRODZIE.

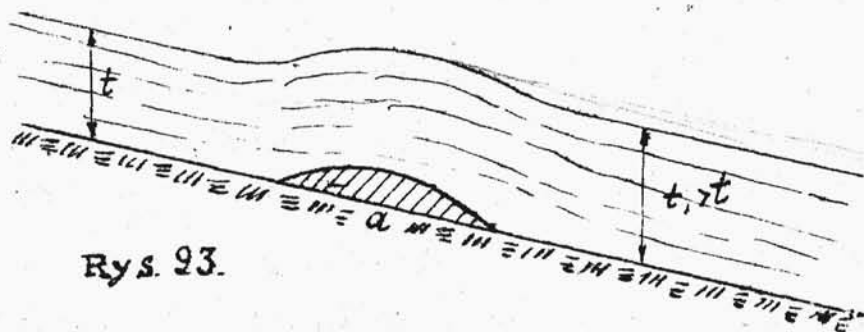
Ruch podkrytyczny.

Powstaje tam, gdzie mamy duże spadły. Jeśli



Rys. 92.

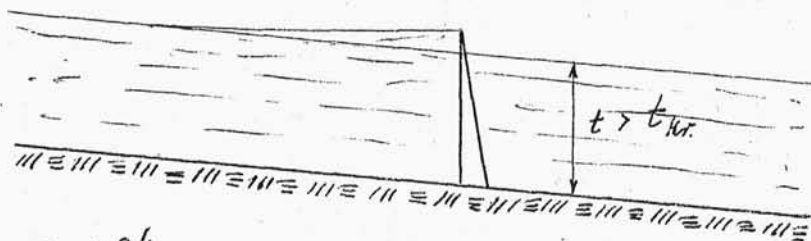
spiętrzymy wodę zapomocą jazu, powstaje odskok Bi-donia. Woda napotykając przeszkodę α wytwarza zgrubienie, przyczem głębokość t przed przeszkodą $<$ od głębokości wody po przepłynięciu przeszkody $t, > t$.



Rys. 93.

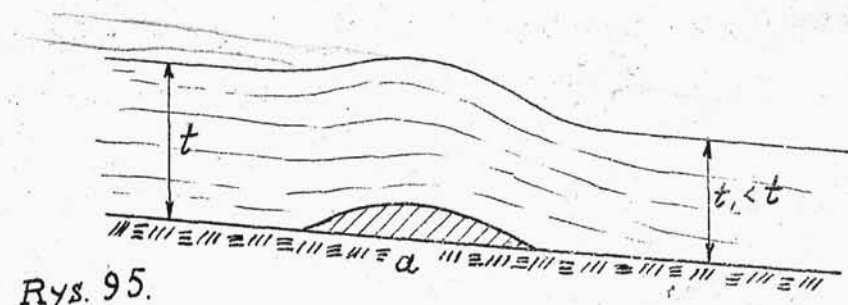
Ruch nadkrytyczny

Powstaje tam, gdzie mamy spady łagodne. Woda spiętrzona zapomocą jazu przechodzi stopniowo z głębokości t w głębokość odpowiadającą piętrzeniu.



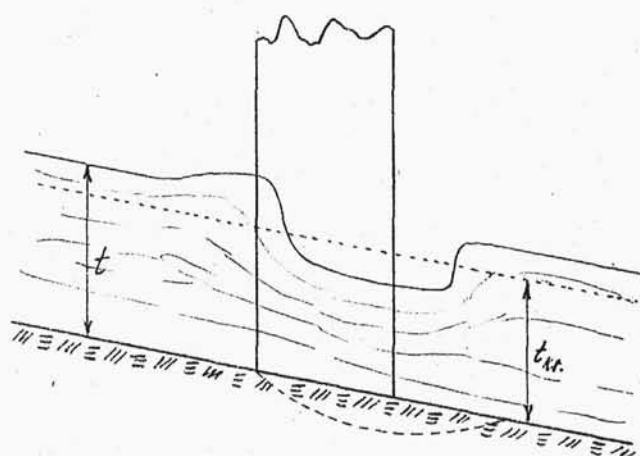
Rys. 94.

W wypadku ruchu nadkrytycznego woda zachowuje się wręcz przeciwnie, mamy tu $t, < t_k$. (Rys. 95).



Rys. 95.

Jeśli mamy filar mostowy, to dzięki niemu powstaje najpierw spiętrzenie wody, następnie opada i wreszcie płynie pierwotną głębokością t . ^{woda} ~~t~~. Zauważmy, że przy budowlach mostowych nie powinniśmy



Rys. 96.

PRZELEWY.

Dla przelewu do wysokości spiętrzenia H

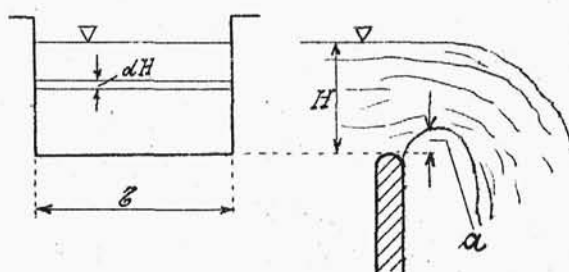
i szerokości \mathcal{C} /rys.

97 / objętość przepły-

wu $dQ = \mathcal{C} \cdot dH \cdot \sqrt{2gH}$

$$Q = \frac{2}{3} \mathcal{C} H^{3/2} \sqrt{2g}$$

gdyby nie było strat na wiry i wzniesienia α strugi wskutek kontr-
akcji dolnej. W rzeczy-
wistości objętość ta



Rys. 97.

jest mniejsza i chcąc otrzymać wartość prawdziwą, musimy mnożyć wynik teoretyczny przez współczyn-
nik zmniejszający μ .

Benssinesq oznaczył ten współczynnik na dro-

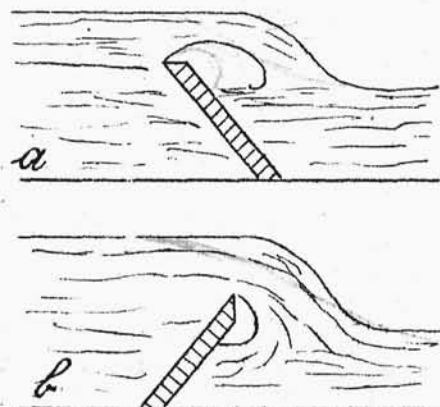
dze teoretycznej i uzyskał wzór na przepływ:

$$Q = 0,5216 \left(1 - \frac{\varepsilon}{H}\right)^{3/2} H^{3/2} \sqrt{2g}; \quad \varepsilon = 0,13H$$

$$Q = 0,423 \ell \cdot H^{3/2} \sqrt{2g}$$

/gdzie $m = \frac{2}{3} \mu = 0,423/$.

lub $\mu = 0,423 \cdot \frac{3}{2} = 0,634$.



Rys. 98.

Bazina:

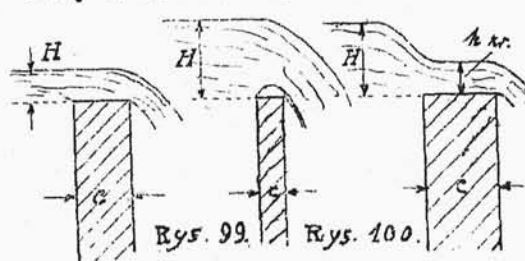
ina:

dla a/ nachylenie	1:1	3:2	3:1
$m' =$	0,93	0,94	0,96 m.

dla b/ nachylenie:	3:1	3:2	1:1	1:2	1:4
$m' =$	1,04	1,07	1,10	1,12	1,09

O ile przelewna ściankę górną nie ostro ściętą, jak dotychczas przyjmowaliśmy, lecz płaską, wówczas mogą zajść dwa wypadki: woda albo przylega ściśle do krawędzi /dla $H < \frac{3}{2} \ell$ / lub odchyła się ku górze od krawędzi /dla $H > \frac{3}{2} \ell$ / rys. 99/.

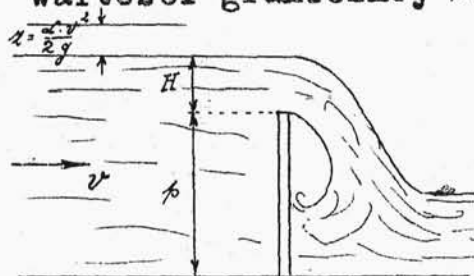
Dla przelewu o szerokiej krawędzi objętość liczy się wzorem $Q = 0,385 H^{3/2} \sqrt{2g}$. Oznaczając przez m



odpowiedni współczynnik dla płasko ściętej krawędzi /analogiczny do powyżej wspomnianego m dla krawę-

dzi ostrej/ otrzymamy stosunek: $\frac{m}{m_0} = 0,76$ do $0,885 \frac{H}{c}$;

nadając krawędzi przelewu zaokrąglenie, otrzymamy dalsze powiększenie współczynnika m aż do wartości granicznej $m = 0,533$ lub $\mu = 0,8$.



Rys. 101.

Jeżeli głębokość z w stosunku do H jest znaczna /rys. 101/, wówczas prędkość v , z jaką woda na przelew napływa jest

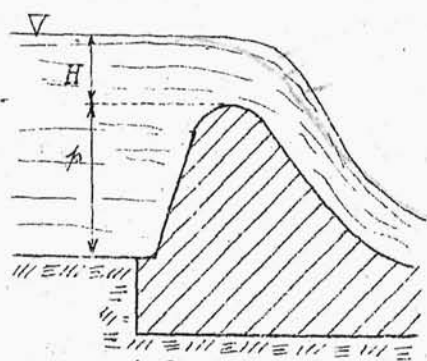
niewielka, tak że ją pomijamy i uważamy, że przepływ odbywa się pod ciśnieniem, odpowiadającym wysokości piętrzenia H . Gdy jednak $\frac{z}{H}$ jest małe, wtedy v jest duże, pomijać go nie można - mówimy wówczas, że przepływ odbywa się pod ciśnieniem $H + z$, gdzie $z = \frac{v^2}{2g}$ jest wysokością hydrauliczną. We wzorach na ilość przepływu Q należy brać nie H , lecz $H + z$, tak iż wzór na ilość przepływu otrzyma kształt:

$$Q = \frac{2}{3} \mu b \sqrt{2g} \{ (H+z)^{3/2} - z^{3/2} \}$$

że jednak $z = \frac{Q^2}{2g}$, zaś $v = \frac{Q}{b(H+z)}$ - przepływ
pole przekroju
więc podstawiając otrzymamy:

$$Q = 0,423 \left\{ 1 + 0,42 \left(\frac{H}{H+z} \right)^2 \right\} b \sqrt{2g} \cdot H^{3/2}$$

Wielkość współczynników m i μ a stąd i wielkość Q zależą od kontrakcji dolnej i bocznej przy przelewie i tam są większe, gdzie kontrakcja mniejsza. Zależy to od wysokości piętzenia H , pochylenia ściany piętzącej S , wreszcie i samego kształtu przekroju ściany /rys. 102/.



Rys. 102

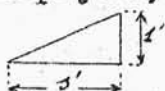
μ jest największe /0,85/ dla ścian o krawędziach zaokrąglonych w ten sposób, że woda spływając jest w stałym zetknięciu ze ścianą i wpływ kontrakcji jest minimalny /rys. 102/.

W Ameryce ustalono wzór

$$K = \{ 3,62 - 0,16(S-1) \} 3,29 H^{1/2}$$

gdzie $K = \mu \sqrt{2g}$; S - jest nachyleniem ściany od

strony przepływu, H - wysokość piętrzenia w stopach.



/Szczegóły doświadczeń, przeprowadzonych w celu ustalenia powyższych wzorów znaleźć można w "Geological Survey" N.200. Weir experim. coef-
fic. and formula by Harton 1903 r./.

Tak więc np. dla $H = 4$ stopy $= 1,22$ m.;

$S = 2:1$, $K = 3,46 \cdot 40^{\frac{1}{20}} = 3,70$; $\mu = \frac{K}{\sqrt{2g}} = \frac{3,7}{\sqrt{2 \cdot 9,81}} = 0,845$; współczynnik K otrzymany doświadczalnie jest $K = 3,74$, zatem mało się różni od K ze wzoru.

Rebbodk, na podstawie laboratoryjnych doświadczeń zaleca użycie współczynnika μ , obliczonego wzorem:

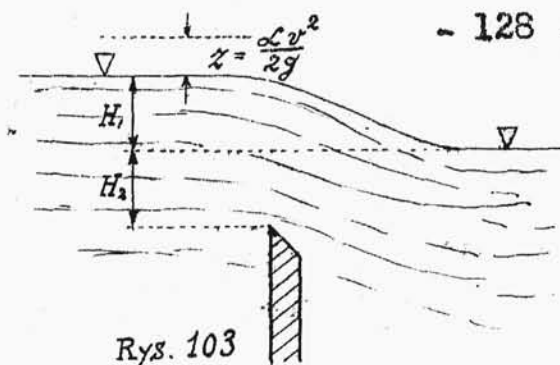
$$\mu = 0,312 + \sqrt{0,30 - 0,01 \left(5 - \frac{H}{r}\right)^2} + 0,09 \frac{H}{r}$$

gdzie r jest promieniem, którym zaokrąglono koronę jazu. Wzór ten jest ważny dla granic

$$p > r; \quad r \geq 0,02 \text{ m}; \quad H \leq r \left(6 - \frac{20r}{p+3r}\right)$$

Gdy woda piętrzy się bardzo wysoko, tak że nawet dolne zwierciadło wody leży wyżej, niż krawędź przelewu /rys. 103/, wtedy stosujemy wzór na ilość przepływu:

$$Q = \frac{2}{3} \mu b \sqrt{2g} \left[(H_1 + z)^{\frac{3}{2}} + \mu b H_2 \sqrt{2g} (H_1 + z)^{\frac{1}{2}} \right]$$



Rys. 103

μ przyjmuje się tu od 0,75 - 0,85. Podajemy wartość μ dla różnych $\frac{H}{H+z}$ /przelew o ostrej krawędzi/.

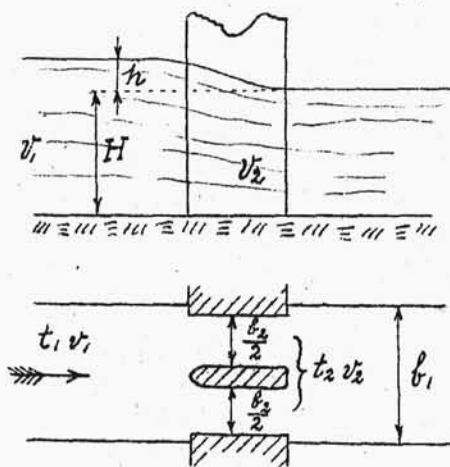
$\frac{H}{H+z}$	0,0	0,1	0,3	0,5	0,7	0,9
x/μ	—	0,63	0,605	0,590	0,585	0,595
xx/μ	0,623	0,625	0,606	0,594	0,594	0,596

x/ podług Pteley i Stearns.

xx/ " Francissa.

Dla krawędzi zaokrąglonych $\mu = 0,75$ do 0,85.

Piętrzenie na mostach.



Rys. 104

Most przerzucony przez rzekę, zwężając dzięki swym filarom i przyczółkom jej przekrój, wywołuje pewne spiętrzenie wody /rys. 104/.

Szerokość rzeki zmniejsza się z b_1 na b_2 , przekrój z f_1 na f_2 , szybkość wzrasta z v_1 na v_2 /wskutek zmniejszenia powierzchni

przekroju/. Przy przepływie, który nie ulega zmianie, spiętrzenie h nie powinno być zbyt duże, aby rzeka nie wystąpiła z brzegów i nie zalała sąsiednich obszarów oraz aby nie nastąpiło podmycie fundamentów-filarów i przy-czołka. Dopuszcza się piętrzenie 20 - 30 cm.

Piętrzenie h możemy obliczyć 2 sposobami. Albo ze wzoru na przelew zatopiony:

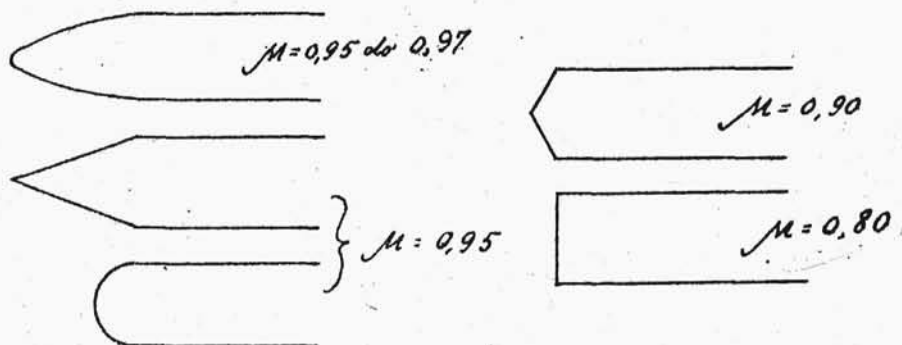
$$1/ \quad Q = \frac{2}{3} \mu b h \sqrt{2g} \{ (h+z)^{3/2} - z^{3/2} \} + \mu b H \sqrt{2g} \sqrt{h+z}$$

gdzie $z = \frac{\mathcal{L} v_1^2}{2g}$

$$2/ \quad h = \frac{\mathcal{L} v_2^2}{\mu 2g} - \frac{\mathcal{L} v_1^2}{2g} = \frac{\mathcal{L} \left(\frac{v_2^2}{\mu} - v_1^2 \right)}{2g}$$

gdzie we współczynniku μ uwzględniamy straty, powstałe wskutek wirów i odchyień strugi.

μ zależy od kształtu filarów /rys. 105/



Obydwa wzory niezupełnie odpowiadają rzeczywistości: z 1-go wzoru h wypada za duże, z 2-go za małe.



DODATEK.

Ruch burzliwy.

Dla koryt sztucznych są w użyciu następujące wzory:

1/ Elamant dla rur okrągłych żelaznych stosuje wzór:

$$D J = 0,00092 \sqrt[4]{\frac{v^7}{D}}$$

lub

$$J = 0,00092 \frac{v^{7/4}}{D^{5/4}}$$

gdzie D średnica rury, i - spad, v - szybkość wody. Zależności między i , v , D najczęściej są wyrażone zapomocą wykresów.

2/ W Ameryce dla rur drewnianych, zbijanych z klepek i otoczonych żelaznymi obęczami, używa się