O ile mamy do czynienia z kanałami o przekrojach innych niż kołowe, to w ogólne wzory należy wstawić wartość na F, O oraz R i szukać przekroju najekonomiczniejszego t.j. minimum dla O.

Ruch zmienny.

Powróćmy do zasadniczego wzoru na ruch wody.

$$dz + \frac{dp}{\gamma} + \frac{udu}{g} = 0$$

Dla wody: $\gamma = 1$ i $dp = dh$, a zatem

$$dz + dh + \frac{udu}{g} = 0$$

Zmianą wysokości dna będzie oczywiście

$$dz = - idx$$

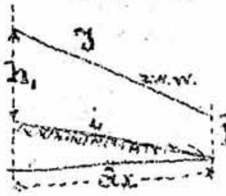
gdzie dx - odległość dwóch sąsiednich przekroj. Znak ujemny gdyż przekrój następny leży niżej od poprzedniego. Otrzymamy więc

$$- idx + dh + \frac{udu}{g} = 0$$

lub

$$idx - dh = \frac{udu}{g}$$

Rys.73.



Z rys. widać że

$$idx + h_1 = Idx + h_2$$

stąd $Idx = idx - dh = \frac{udu}{g}$

Takby było rzeczywiście, gdyby nie było oporów. Energje bowiem spowodowana spadkiem dna zużyje się przedewszystkiem na pokonanie oporów, a dopiero reszta wywołuje przyspieszenie, dodatnie lub ujemne. Rezultatem ostatecznym jest pewna strata spadku w zwierciadle wody, tak, że jeśli opór oznaczymy przez W, to

$$Idx = dW + \frac{udu}{g} = idx - dh$$

Spadek zwierciadła wody nie będzie więc, jak w ruchu jednostajnym, równoległy do spadku dna.

Całkując to równanie musimy uwzględnić zmianę prędkości w poszczególnych punktach przekroju. Powyższe równanie stosuje się więc tylko do poszczególnych strug o przekroju dF. Chcąc znaleźć całkowitą energię należy scałkować wzór ze względu na cały przekrój. Otrzymamy wówczas

$$IdF = \frac{dW.dF}{dx} + \frac{1}{g} \cdot \frac{vdvdF}{dx}$$

i całkując

$$I.F = \int\frac{dW.dF}{dx} + \frac{1}{g}\int\frac{v.dv.dF}{dx}$$

Jeżeli chodzi o opór, to działać tu będzie przedewszystkiem tarcie o ściany i dno koryta, a także opór wewnętrzny. Wszystkie te opory zespoliliśmy, w ruchu jednostajnym, w oporach wzdłuż obwodu zwilżonego. W ruchu zmiennym opory te będą ulegać pewnym zmianom, w miarę zmian w napełnieniu koryta. Dla sąsiednich przekroi zmiany te będą tak minimalne, że je pomijamy i stosujemy wzory w ruchu jednostajnego, t.j. zastępczą prędkosc średnią i kształt jednego ze związków znanych między czynnikami ruchu. Pokonanie oporów jest na zewnątrz stratą spadku, możemy więc wyrazić go przez pewien spadek I_1, będący częścią spadku ogólnego.

Przyjmując np. wzór Chezy'ego mamy związek:

$$u^2 = k^2 . R . I_1$$

a stąd

$$I_1 = \frac{u^2}{k^2 R} = \frac{u^2}{k^2} . \frac{O}{F} = \int \frac{dW}{dx} . dF$$

przyczem „U" jest prędkość średnia.

W drugim wyrazie wzoru na spadek „v" przedstawia prędkość pojedyńczej strugi zmienną w zależności od położenia w przekroju. W wyrazie tym v.dF = dQ daje różniczkę odpływu odpowiadającą danej strudze, a zatem niezmienną w zależności od x. Jest zatem stałą.

Stąd $$\int \frac{v dv}{dx} dF = \int \frac{d(v dF) v}{dx} = \frac{d}{dx} \int v^2 dF$$

Poszczególne _v_ różnią się od prędkości średniej _u_ o pewne wartości _n_. Przytem $\Sigma n = 0$, co wynika z pojęcia średniej. Zastępując prędkość strugi prędkością średnią mamy

$$v = u + n$$

zaś $$v^2 = u^2 + 2u.n + n^2$$

Stąd $$\int v^2 dF = u^2 \int dF + 2u \int n dF + \int n^2 dF$$

Drugi wyraz jest zerem, gdyż suma n = 0.

Zatem

$$\int v^2 dF = u^2F + \int n^2 dF = u^2F \cdot (1 + \frac{\int n^2 dF}{u^2F})$$

St. Venant znalazł na zasadzie znanych doświadczeń, że wyraz w nawiasie zmienia się od 1.085 - 1.138; jest zatem wielkością prawie stałą i równa średnią $1.111 = \frac{10}{9} = \alpha$; Przytem granica dolna odnosi się do przekroi płaskich, górna do największych R, a zatem przekroi półkulistych. Wobec tego do wzorów na ruch zmienny możemy użyć również pojęcia zastępczego prędkości średniej, mnożąc tylko przez współczynnik St. Venant'a α, który niweczy błędy powstałe z tego uproszczenia.

Stąd $$\int \frac{v\,dv}{dx} dF = \frac{\alpha u\,du}{dx} \cdot F$$

zaś $$I = \frac{1}{gF} \cdot \frac{\alpha u . du}{dx} F + \frac{0}{F} \cdot \frac{u^2}{k^2}$$

lub $$I = \frac{\alpha}{g} \cdot \frac{u\,du}{dx} + \frac{0}{F} \cdot \frac{u^2}{k^2} = \frac{dy}{dx} \quad \ldots\ldots 1)$$

jeśli rzędną zwierciadła wody oznaczymy przez y.

Jeżeli du = + mamy ruch przyspieszony

" du = - " " zwolniony

" du = 0 " " jednostajny

a wówczas $I = \frac{0}{F} \cdot \frac{u^2}{k^2}$ czyli $u = k\sqrt{R . I}$

Podstawiając otrzymaną w (1) wartości na I w poprzedni związek, mamy:

$$I dx = dy = i dx - dh = \frac{u^2}{k^2 . h} dx + \frac{\alpha}{g} u . du$$

jako zasadnicze równanie ruchu zmiennego.

Rozważmy teraz granice stosowalności tego wzoru. Ująć we wzory potrafimy tylko ruch burzliwy normalny; w ruchu jednostajnym ten tylko wypadek przyjmowaliśmy. W ruchu zmiennym nie możemy przewidzieć, czy ruch ten w danym momencie normalny, nie przejdzie natychmiast w anormalny. Dlatego też przed dalszem rozwinięciem wzorów należy zbadać granicę ruchu normalnego

Przyjmujemy przekrój o jednostajnej głębokości h, wówczas j.w.

$$dy = i\,dx - dh = \frac{u^2}{k^2 h}.dx + \frac{\alpha}{g}\,u.du$$

Nazwijmy objętość przepływającą na jednostkę długości przekroju przez q, wówczas $q = u.h$

Jeżeli q jest stałe, to różniczkując mamy:

$$u.dh + h.du = 0$$

stąd
$$du = -\frac{u.dh}{h} = -\frac{q}{h^2}\,dh$$

Podstawiając $u = \frac{q}{h}$ mamy:

$$dy = i\,dx - dh = \frac{q^2}{h^3 \cdot k^2}\,dx - \frac{\alpha}{g}.\frac{q^2}{h^3}\,dh \quad . \; . \; a)$$

Dla każdej objętości, przepływającej ruchem zmiennym możemy sobie wyobrazić ruch jednostajny, ale o innej głębokości i spadku dna równym spadkowi zwierciadła wody. Nazwijmy głębokość, jaka się wytworzy dla tej samej objętości, przez H, to wówczas

$$u^2 = k^2 . H . i \;;\; \text{mając } u = \frac{q}{H}$$

otrzymamy
$$\frac{q^2}{H^2} = k^2 . H . i$$

skąd
$$q^2 = H^3 . i . k^2$$

Wstawiając tę wartość we wzór (a) otrzymamy:

$$dy = idx - dh = \frac{H^3}{h^3}\left(idx - \frac{\alpha . i . k^2}{g} dh\right)$$

Powyższy wzór wykazuje, że decydującym czynnikiem dla rodzaju ruchu jest wyraz $\frac{\alpha . i . k^2}{g}$;

Jeżeli $\frac{\alpha . i . k^2}{g} = 1$, to, dla spełnienia równania tożsamościowo, musi być $H = h$; zatem głębokość w czasie ruchu zmiennego będzie równą głębokości ruchu jednostajnego. Wiemy jednak, że, przy ruchu jednostajnym, spadek zwierciadła wody osiąga wartość spadku dna. W ruchu zmiennym, dla tej samej głębokości, spadek będzie większy lub mniejszy. Równość $\frac{\alpha . i . k^2}{g} = 1$, dając tożsamość głębokości, w ruchu jednostajnym i zmiennym, jest wartością graniczną dwóch odrębnych wypadków - zwiększenia lub zmniejszenia głębokości w porównaniu z ruchem jednostajnym.

Z dwóch sąsiednich przekroi, przekrój o prędkości mniejszej będzie miał oczywiście mniejszy spadek, lecz większą głębokość; w drugim zaś z nich wraz z wzrostem prędkości, powinnaby się zmniejszyć głękość. Jeśli zaś pozostanie ona niezmieniona, to tylko dzięki stracie części energji na opory wewnętrzne, ruchy uboczne, wiry i t.d. Ma to miejsce wówczas, gdy ruch burzliwy normalny przejdzie w anormalny.

Tak więc warunek $\frac{\alpha . i . k^2}{g} = 1$ jest granicą ruchu burzliwego normalnego i anormalnego, a głębokość jaka się wówczas wytworzy, nazywamy głękością krytyczną H'.

Tak więc $h = H = H'$

Zbadajmy teraz wypadek, gdy $\frac{\alpha . i . k^2}{g} < 1$

Tak jak poprzednio

$$H^3 = \frac{q^2}{ik^2}$$

Ponieważ q jest stałe, a także $\frac{\alpha}{g}$, więc wartość wyrazu $\frac{\alpha . i . k^2}{g}$ zależy od ik^2.

Mamy $$H^3 \cdot ik^2 = H_1^3 . i_1 . k_1^2 = q^2$$

Stąd $$H^3 . \frac{\alpha . i . k^2}{g} = H_1^3 \frac{\alpha . i_1 . k_1^2}{g}$$

lub $$H \sqrt[3]{\frac{\alpha . i . k^2}{g}} = H_1 \sqrt[3]{\frac{\alpha . i_1 . k_1^2}{g}}$$

Jeżeli H będzie głębokością krytyczną H', to wówczas $\frac{\alpha . i . k^2}{g} = 1$ i otrzymamy

$$H' = H_1 \sqrt[3]{\frac{\alpha . i_1 . k_1^2}{g}}$$

Jeżeli jednak z założenia $\frac{\alpha . i_1 . k_1^2}{g} < 1$, to tem samem $\sqrt[3]{\frac{\alpha . i_1 . k_1^2}{g}} < 1$. Stąd oczywiście

$$H_1 > H'$$

Wielkość wyrazu $\frac{\alpha \cdot i_1 \cdot k_1^2}{g}$ zależy tylko od _i_, wobec α_2 "g" i "k" prawie stałego. Wartość _i_ musi być mniejsza od tego spadku, który wywołuje głębokość krytyczną. Odwrotne wyniki otrzymamy przy $\frac{\alpha \cdot i_2 \cdot k_2^2}{g} > 1$

Wówczas $H_2 < H'$

i odnosić się to będzie do spadków większych niż krytyczny. Stąd przyjął Flammant, że wyraz $\frac{\alpha \cdot i \cdot k^2}{g} - 1$ dzieli równocześnie ścieki na dwie grupy: 1) o spadkach słabych, które leżą poniżej tej granicy - rzeki właściwe; 2) o spadkach silnych - potoki. W pierwszych panuje ruch burzliwy normalny, w drugich - anormalny.

Różnice te można scharakteryzować tak, że jeśli w ścieku ruch jednostajny zastąpimy zmiennym, a głębokośći zastępcza będzie większa niż krytyczna, to mamy ruch burzliwy normalny, w przeciwnym razie - anormalny, który zowiemy też podkrytycznym.

Granice te określić można spadkami, biorąc za podstawę którykolwiek że wzórów. Np. dla Bazina przy korytach.

przy R	0.1	0.5	1.0	2.0	5.0	10.0	
cement	1.7	1.4	1.3	1.3	1.2	1.2	‰
cegłą	2.6	1.9	1.6	1.4	1.3	1.3	"
mur	7.0	3.2	2.4	2.0	1.7	1.5	"

przy R	0.1	0.5	1.0	2.0	5.0	10.0	
ziemne	15,9	5,7	3,8	2,9	2,2	1,9	°/oo
nat.	30,6	9,4	5,9	4,1	2,9	2,3	"
rzeki	50,1	14,4	8,3	5,6	3,7	2,8	"

We wzór $H' = H\sqrt[3]{\frac{\alpha . i . k^2}{g}}$

podstawmy wartość $H = \sqrt[3]{\frac{q^2}{k^2 i}}$

a otrzymamy $H' = \sqrt[3]{\frac{q \cdot \alpha}{g}} = 0,48\sqrt[3]{q^2}$

jeżeli wstawimy wartości α i g.

Dla każdej więc objętości na jednostkę przekroju możemy wprost wyznaczyć głębokość krytyczną. Np. objętości 8 m^3/sec na 1 m.b. przekroju odpowiada głębokość krytyczna $0,48\sqrt[3]{8^2} = 1.92 \cong 2$ m. Odpowiednia zaś prędkość $\frac{8}{2} = 4$ m/sec, która się wytworzy np. w kanale cementowym przy spadku 1.3°/oo zaś w korycie naturalnem - przy spadku 5,6°/oo

Z warunku $\frac{\alpha . k^2 . i}{g} = 1$ wynika, że gdy $u^2 = k^2 . H' . i$, to wstawiając $k^2 . i = \frac{g}{\alpha}$, otrzymamy

$$H' = \frac{u^2}{k^2 i} = \frac{\alpha \cdot u^2}{g}$$

stąd $\alpha\frac{u^2}{2g} = \frac{1}{2}H'$

Czyli, przy głębokości krytycznej, napór będzie równy połowie tej głębokości, zaś całe ciśnienie hydrodynamiczne $H = \frac{3}{2} \cdot H'$

Jeżeli w przekroju prostokątnym o szerokości B odetniemy ten napór, to objętość przepływająca będzie:

$$Q = F.u = B.H'\cdot\sqrt{2g(H - H')}$$

Zbadajmy przy jakiej wartości otrzymamy Q maximum

$$Q^2 = B^2 . H'^2 . 2gH - B^2 H'^3 . 2g ;$$

$$2QdQ = B^2 2gH.2H'.dH' - B^2.2g.3H'^2 . dH'$$

$$\frac{dQ}{dH'} = \frac{2gB^2(2H.H' - 3H'^2)}{2Q} = 0 ;$$

$$H'(2H - 3H') = 0$$

i ostatecznie $H = \frac{3}{2} H'$

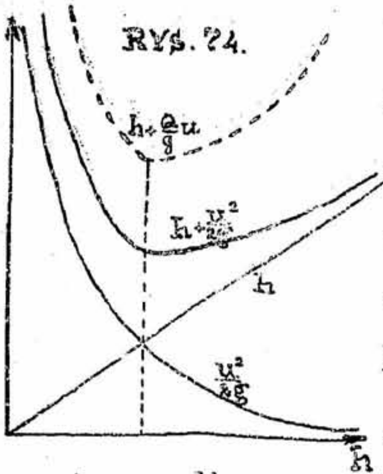
A więc rzeczywiście przy głębokości krytycznej przepływa największa objętość, jaka przy ruchu zmiennym w danym korycie i na danym spadku może powstać. Przedstawienie ruchu za pomocą wykresu naporu, przy zastosowaniu prawa zachowania energji (Bernouill'ego), ułatwia nam i zrozumienie ruchu podkrytycznego i dalsze zastosowanie praktyczne, gdyż w zwykłej formie rozwiązać tych zagadnień, za pomocą całkowania równania różniczkowego, nie potrafimy.

Jeżeli na osi poziomej odetniemy głębokości, a na pionowej ciśnienie hydrostatyczne, powiększone o napór hydrauliczny, dla pewnego przekroju i pewnej objętości, to otrzymamy wykres odpowiedni.

Przy głębokości $h = 0$; $u = \infty$

" " $h = \infty$; $u = 0$

RYS. 74.



Widać stąd jasno, że jednej tej samej energji odpowiadają 2 różne głębokości, i że tylko w jednym wypadku, w najniższym punkcie linji energji głębokość będzie jedna. Będzie to właśnie głębokość krytyczna. Po lewej stronie będzie pole ruchu podkrytycznego, o dużych „u" zaś małych „h", po prawej - pole ruchu normalnego.

Jeżeli zamiast naporu hydraulicznego weźniemy pod uwagę ilość ruchu, to możemy ją przedstawić jako iloczyn z masy wody przez prędkość, czyli $\frac{Q.\gamma}{g}.u$ Iloczyn ten przedstawia nam pracę w jednostce czasu, która nie może ulec zmianie bez działania jakiejś siły zewnętrznej. Jeżeli taka siła istnieje i pod jej wpływem zmieni się prędkość z u_1 na u_2, to zmieni się i ilość ruchu, zwiększy się praca o wartość równą sile działającej. Zatem

$$F = \frac{Q.\gamma}{g}(u_2 - u_1)$$

Zmiana prędkości wywoła jednak równoczesną zmianę w głębokości i odpowiednią zmianę parcia hydrostatycznego. Jeżeli nie uwzględnimy oporów tarcia, to zmiana ciśnienia będzie właśnie tą siłą wpływającą na zmianę ilości ruchu. Przyjmując $\gamma = 1$, mamy parcie hydrostatyczne równe głębokości, a stąd

$$\frac{Q}{g}\cdot(u_2 - u_1) = h_1 - h_2$$

lub
$$\frac{Q}{g}u_2 + h_2 = \frac{Q}{g}\cdot u_1 + h_1$$

Kreśląc krzywą dla wartości ($\frac{Q}{g}\cdot u + h$), otrzymamy znów pewne minimum, odpowiadające głębokości krytycznej. Poza tem dla każdej wartości ($\frac{Q}{g}\cdot u + h$) mamy dwie głębokości, jedną w ruchu podkrytycznym, drugą w normalnym. Krzywa ta zbliża się asymptotycznie do osi pionowej, przy h = 0, podobnie jak krzywa energji, natomiast rozchodzi się z tą ostatnią w kierunku ruchu normalnego w miarę wzrastających głębokości. Przy zmianie więc głębokości, zmiana ilości ruchu nie jest proporcjonalna do zmiany energji czyli musi nastąpić skutkiem siły zewnętrznej lub też być połączona ze stratą energji, krzywe te bowiem rozchodzą się. Taką siłą może być np. zmiana spadu. Oznaczyć więc głębokość krytyczną możemy przez wykreślenie linji energji, lub ilości ruchu, powiększonej o parcie hydrostatyczne, i biorąc ich punkt najniższy. Że ten najniższy punkt jest rzeczywiście głębokością krytyczną, wynika z następującego wywodu, ważnego dla jakiegokolwiek przekroju o powierzchni F i szerokości B. Wielkość energji, powierzchni i szybkości będą następujące:

$$H = h + \frac{u^2}{2g}$$

$$F = f(h)$$

$$u = \frac{Q}{F} = \frac{Q}{f(h)}$$

Zatem
$$H = h + \frac{Q^2}{2g} \cdot \frac{1}{f^2(h)}$$

Dla H minimum :
$$\frac{dH}{dh} = 1 - \frac{Q^2}{g} \cdot \frac{f'(h)}{f^3(h)} = 1 - \frac{Q^2}{g} \cdot \frac{B}{F} = 0$$

uwzględniając, że $F = f(h) = B.h$, i $\frac{dF}{dh} = B$;

Przekształcając mamy
$$\frac{F^3}{B} = \frac{Q^2}{g} \; ; \; \frac{F^3}{B} = \frac{F^2 . u^2}{g}$$

lub
$$\frac{F}{2B} = \frac{u^2}{2g} \; ;$$

inaczej
$$\frac{h}{2} = \frac{u^2}{2g}$$

Widzimy więc, że napór jest połową głębokości, co właśnie jest cechą głębokości krytycznej.

Tak więc w przekroju prostokątnym: $H = \frac{3}{2} h$

" " trójkątnym : $H = \frac{5}{4} h$

Ruch burzliwy anormalny, aczkolwiek nie może być ujęty w formuły dla obliczenia, może być jednak na powyższych zasadach oznaczony, a więc można określić jego granice i powstałą w danych warunkach głębokość, a dla samej granicy ruchu anormalnego także ilości ruchu, względnie energję. Zajmijmy się jednak przedewszystkiem ruchem zmiennym normalnym

Porównanie zasadnicze

$$\frac{dz}{dx} = \frac{u^2}{h \cdot k^2} + \alpha \cdot \frac{u \cdot du}{g} \qquad (3)$$

natrafia na znaczne trudności przy scałkowaniu, jeżeli nie mamy do czynienia z figurami geometrycznemi. Wówczas pozostaje nam jedynie użycie zamiast całek sum poszczególnych przekroi blizko położonych. Na tej podstawie możemy użyć wzoru na ruch zmienny do oznaczenia ilości wody z pomiaru szeregu przekrojów. Podstawmy we wzór $u = \frac{Q}{F}$.

Wówczas $u^2 = \frac{Q^2}{F^2}$, zaś

$$u \cdot du = -\frac{Q^2}{F^3} \cdot \frac{dF}{dx} \cdot dx$$

stąd
$$dz = -\frac{\alpha}{g} \cdot \frac{Q^2}{F^3} \cdot \frac{dF}{dx} \cdot dx + \frac{Q^2 \cdot O}{F^3 \cdot R^2} \cdot dx$$

Otóż scałkowanie $\frac{dF}{dx}$ możliwe jest tylko w przekrojach geometrycznych, pozatem biorąc sąsiednie przekroje otrzymamy:

$$z_2 - z_1 = \frac{\alpha \cdot Q^2}{2g}\left(\frac{1}{F_2^2} - \frac{1}{F_1^2}\right) + \frac{Q^2}{R^2}\int_{x_1}^{x_2}\frac{O \cdot dx}{F^3}$$

a biorąc małe odstępy drugi wyraz $= \frac{Q^2}{R^2} \cdot \frac{O \cdot \Delta x}{F^3}$

przyczem F i O będą wartością średnią między dwoma przekrojami. Dla szeregu przekrojów, w odstępie Δx mamy:
$$z_2 - z_1 = \frac{\alpha \cdot Q^2}{2g}\sum\left(\frac{1}{F_2^2} - \frac{1}{F_1^2}\right) + \frac{Q^2}{R^2}\sum\frac{O_{śr.} \cdot \Delta x}{F_{śr.}^3}$$

jako różnica poziomów. Zaś

$$Q = \sqrt{\frac{z_2 - z_1}{\frac{\alpha}{2g}\left(\frac{1}{F_2^2} - \frac{1}{F_1^2}\right) + \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\Delta x}{F_{śr}^3} \cdot O_{śr}}}$$

jako wzór na objętość dla 2 przekrojów, zaś przy więcej znów jako Σ poszczególnych Q .

Dla uniknięcia drobnych ułamków przyjmują też kształt wzoru:

$$\left(\frac{100}{Q}\right)^2 (z_2 - z_1) = \frac{1}{19{,}6} \Sigma \left[\left(\frac{100}{F_2}\right)^2 - \left(\frac{100}{F_1}\right)^2\right] + \left(\frac{100}{R}\right)^2 \sum \frac{O_{śr.} \Delta x}{F_{śr.}^3};$$

Przy obliczeniu objętości należy zwrócić uwagę na to, czy mamy ruch stale opóźniony lub przyspieszony, czy też naprzemian. W tym ostatnim wypadku znaczna część energji traci się na opory. Dlatego przy obliczeniu należy raz obliczyć według wzoru, drugi raz zaś opuszczając wyraz na opory (drugi) w częściach odpowiadających ruchowi opóźnionemu. Srednia z obu tych obliczeń zbliży się do rzeczywistości. Obliczenia różnicy zwierciadła wody w ruchu zmiennym są najczęstsze przy obliczeniu cofki wywołanej spiętrzeniem lub depresją, przez zwiększenie spadku lub przekroju. Cofka powstaje przez spętrzenie zwykłego biegu w korycie jakąkolwiek przeszkodą (filary mostów, jaz, tamy poprzeczne i t.d. Nazwijmy spadek niespiętrzony przez „i", głębokość jednostajną przez H ,zaś zmienną spiętrzoną przez h. Im większe będzie „h", tem większe różnice w prędkościach, a z tąd tem mniejszy spadek zw.w. Natomiast przy

Rys. 25.

końcu cofki różnica jest minimalna i $dh \cong 0$, a spadek zbliża się do pierwotnego. Chcąc obliczyć przebieg cofki i wysokości spiętrzeń w korycie nieregularnem, musimy postępować od przekroju do przekroju. Znając np. w jednem miejscu napełnienie, czyli h_1, obliczamy F_1, a stąd $u_1 = \frac{Q}{F_1}$. Dla $\frac{F_1}{B} = h_{śr}$ obliczymy ze wzoru na ruch jednostajny $I_1 = \frac{u_1^2}{k^2 \cdot h_{śr}}$. Przyjmując w pierwszym przybliżeniu ten spadek do następnego przekroju, oblicza się jego napełnienie h_2 i F_2 oraz $u_2 = \frac{Q}{F_2}$, i odpowiedni spadek I_2. Teraz dopiero można obliczyć rzeczywistą różnicę

$$\Delta z = z_2 - z_1 = \frac{u^2}{k^2 \cdot h} + \alpha \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g}$$

biorąc dla pierwszego wyrazu wartośći średnie.

Jeżeli Δz wypadnie inne niż w pierwszem przybliżeniu, należy rachunek powtórzyć, poczem można przejść do następnego przekroju. Dla łożysk regularnych można to równanie scałkować. Dupuit przyjmuje koryto płaskie i szerokie oraz głębokość jednostajną. Opuszczając przy większych przestrzeniach i małych odstępach wpływ $\frac{u^2}{2g}$, układa równanie:

$$H.i = \alpha.u + \beta.u^2$$

Oznaczając jak na rysunku otrzymuje on ostatecznie jako całkę zasadniczego wzoru:

$$i.x + c = y + \frac{m.H}{3n}\left\{\frac{1}{2}\lg\left[\frac{h^2}{h^2 + 3H.h + 3nH^2} - \frac{[illegible]}{\sqrt{3n - \frac{9}{4}}}.\mathrm{arctg}\frac{y + \frac{3}{2}H}{H\sqrt{3n - \frac{9}{4}}}\right]\right\}$$

gdzie $m = 1 - \frac{u^2}{gH}$, a $n = 1 - \frac{H}{3(B+H)} - \frac{(B+H)\alpha.u}{3.B.H.i}$

opuszczając następnie w myśl poprzedniego $\frac{u^2}{gH}$ i przyjmując $\frac{B}{B+H} = 1$, otrzymuje równanie skrócone.

$$i.dx = \frac{(H+h)^3}{(H+h)^3 - H^3}.dh$$

Rozwijając w szereg i całkując otrzymuje

$$\frac{i.x}{H} + C = \frac{H+h}{H} - \frac{1}{2}\frac{H^2}{(H+h)^2} - \frac{1}{5}\frac{H^5}{(H+h)^5} - \ldots\ldots$$

w ogóle $$\frac{ix}{H} = f\left(\frac{h}{H}\right)$$

Zestawia następnie gotowe tablice dla wartości $H = 1$, tak że dla każdego stosunku $\frac{h}{H}$ mamy obliczoną jego funkcję $f\left(\frac{h}{H}\right)$. W ten sposób obliczenie się ogromnie upraszcza. Np. Dla objętości 40 m^3/sec, spadku 0,115 ‰ i głębokości $H = 1.05$ mamy w pewnym punkcie spiętrzenie 1.5 m. Wyszukać spiętrzenie w odległości 9,137 m. powyżej:

$$\frac{h}{H} = \frac{1.5}{1.05} = 1.43 \text{ z tablicy } f(1.43) = 2,7586$$

$$\frac{i.x}{H} = \frac{0.000115 \cdot 9137}{1.05} = 1.0007$$

$$2{,}7586 - 1.0007 = 1.7579 = f\left(\frac{h_1}{H}\right)$$

Z tablic otrzymamy $\frac{h_1}{H} = 0{,}57$, skąd $h_1 = 0{,}57 \times 1.05 = 0{,}60$ m jako szukane spiętrzenie.

Rühlmann i Bresse uwzględniają zmianę $\frac{v^2}{2g}$, wzór ich zatem jest gniej dogodny w użyciu.

Ruhlmann przekształca wzór zasadniczy:

$$i - \frac{dh}{dx} = -\frac{\alpha \cdot i \cdot k^2}{g} \cdot \frac{H^3}{h^3} \cdot \frac{dh}{dx} + \frac{i \cdot H^3}{h^3}$$

winny

$$i dx = \left(1 + \frac{1 - \frac{\alpha \cdot i \cdot k^2}{g}}{\left(\frac{h}{H}\right)^3 - 1} \right) dh$$

całkując i rozwijając w szereg, oznacza wyraz:

$$\frac{1}{6} \ln \frac{\left(\frac{h}{H} - 1\right)^2}{\frac{h^2}{H^2} + \frac{h}{H} + 1} - \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \operatorname{arctg} \frac{2\frac{h}{H} + 1}{\sqrt{3}} = \Psi\left(\frac{h}{H}\right);$$

Oznaczając spiętrzenie przy jazie $h = H + h_0$

zaś w dowolnym punkcie $h = H + \zeta$

otrzymuje ostatecznie wzór:

$$i.x = h_0 - \zeta + H\left(1 - \frac{\alpha \cdot i \cdot k^2}{g}\right) \cdot \left[\Psi\left(\frac{H + h_0}{H}\right) - \Psi\left(\frac{H - \zeta}{H}\right) \right]$$

Wartości dla poszczególnych stosunków $\frac{h}{H}$ są jako funkcje $\Psi\left(\frac{h}{H}\right)$, podane w tablicach.

Dla końca cofki, gdzie $\zeta = 0$, wypada funkcja $\Psi\left(\frac{h}{H}\right) = \infty$

Zatem końca cofki tym wzorem obliczyć nie można i trzeba przyjąć pewne nieznaczne spiętrzenie . Rühlmann przyjmuje ostatnie $\frac{\zeta}{H} = 0.01$ i otrzymuje skrócony wzór na długość całej cofki

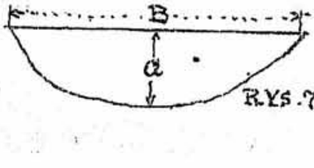
$$L = \frac{H}{i}\left[\Phi\frac{h_0}{H} - 0,0067\right]$$

Opuszczając dla małych spadków wyraz $\frac{\alpha . i . k^2}{g}$ i biorąc stosunek spiętrzenia do pierwotnej głębokości

$\frac{h}{H}$	$\Phi(\frac{h}{H})$	$\frac{h}{H}$	$\Phi(\frac{h}{H})$	$\frac{h}{H}$	$\Phi(\frac{h}{H})$	$\frac{h}{H}$	$\Phi(\frac{h}{H})$
0.01	0.0067	0.08	0,7482	0.8	2.0495	3.0	4.3844
0.02	0.2444	0.1	0.8353	1.0	2.2841	4.0	5.3958
0.03	0.3863	0.2	1.1361	1.2	2.5084	5.0	6.4019
0.04	0.4389	0.3	1.3423	1.4	2.7264	10.0	11.4117
0.05	0.5701	0.4	1.5119	1.6	2.9401	20.0	21.4147
0.06	0.6376	0.6	1.7980	2.0	3.3595	50.0	51.4157
						100.0	101.4158

Zupełnie podobny jest wzór Bressego. Jeżeli spadki dna i głębokości naturalne H są zmienne, musimy podzielić rzekę na odcinki o jednakowem H i i , i dla każdego odcinka osobno obliczać wysokości spiętrzenia. Dla przekroi zbliżonych do paraboli ułożył wzór Folkmitt.

$$y^2 = P . x$$

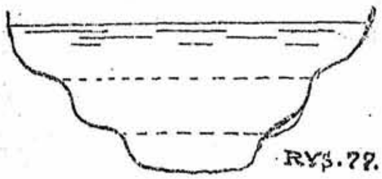


RYS. 76.

$$F = \frac{2}{3} . B . a \quad \text{stąd} \quad a = \frac{3}{2} . \frac{F}{B}$$

$P = \frac{B^2}{4a}$ i podstawiając $P = \frac{B^3}{6F}$

Dla koryta nieregularnego dzielimy powierzchnię na kilka części i dla każdej szukamy P, poczem przyjmujemy $P = \frac{1}{n}\sum_1^n P$



RYS.77.

Niech w ruchu jednostajnym prędkość i powierzchnia przekroju będą U_o i F_o.

Mamy wówczas: $i = \frac{O}{F} \cdot \frac{u_o^2}{k^2}$; $F_o = \frac{2}{3} \cdot a \cdot B$; $B \cong O$

stąd $i = \frac{3}{2} \cdot \frac{u_o^2}{ak^2}$ zaś $u_o^2 = \frac{2}{3}\, a \cdot i \cdot k^2$

Podstawiając we wzór na F, B wyrażone przez parametr t.j. $B^2 = 4 \cdot P \cdot a$, otrzymujemy

$$F_o^2 = \frac{4}{9} \cdot 4aP \cdot a^2 = \frac{16}{9} Pa^3$$

Dla przekroju o ruchu zmiennym o głębokości h mamy

$$F^2 = \frac{16}{9} P \cdot h^3$$

gdy zaś $u_o^2 : u^2 = F^2 : F_o^2$

to $u^2 = u_o^2 \frac{a^3}{h^3} = \frac{2}{3}\, ik^2 \frac{a^4}{h^3}$

Różniczkując $\frac{u \cdot du}{dx} \cdot dx = -i \cdot k^2 \frac{a^4}{h^4} \cdot \frac{dh}{dx}\, dx$

Wstawiając w zasadniczy wzór na ruch zmienny otrzymamy $i\,dx = \left[1 + a^4 \cdot \left(1 - \frac{\alpha \cdot i \cdot k^2}{g}\right) \cdot \frac{1}{h^4 - a^4}\right] dh$

Rozwijając w szereg i całkując mamy

$$ix = a \cdot \left[\frac{h}{a} \pm \left(1 - \frac{\alpha \cdot i \cdot k^2}{g}\right) f\left(\frac{h}{a}\right)\right] + C$$

gdzie $$f\left(\frac{h}{a}\right) = \frac{1}{2}\left(\ln\frac{h+a}{h-a} + 2\cdot \operatorname{arctg}\frac{h}{a} - \pi\right)$$

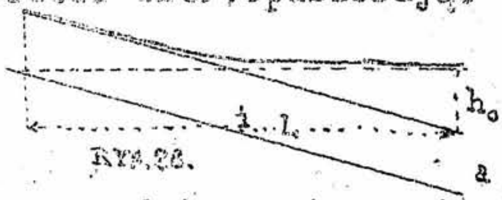
których granice $h = a + h_0$ przy jazie oraz $h = a + \zeta$

$$i x = a\left\{\frac{h_0-\zeta}{a} + \left(1 - \frac{\alpha\, i\, k^2}{g}\right)\cdot\left[f\left(\frac{a+h_0}{a}\right) - f\left(\frac{a+\zeta}{a}\right)\right]\right\}$$

przytem dla poszczególnych spiętrzeń mamy wartości funkcji obliczone w tablicach.

Dla wielkich spiętrzeń mamy krótki wzór, opuszczając wyraz $\frac{\alpha i k^2}{g}$:

$$i \cdot L = a + h_0$$



RYS.28.

co znaczy że cofka kończy się tam gdzie poziom spiętrzenia przy jazie przecina dno. Przy tem obliczeniu popełnia się błąd, przez wzięcie tego samego „k" bez względu na zmianę ruchu. Dla uniknięcia tego błędu należałoby wstawić zamiast „a" wartość $a\sqrt{\frac{k^2}{k_1^2}}$ gdzie „k_1^2", różne w różnych przekrojach. Wyraz jednak $\frac{\alpha . i . k^2}{g}$, wobec małych spadków przy spiętrzeniu wogóle nie ma wielkiego znaczenia i można go opuścić, redukując wzór do formy:

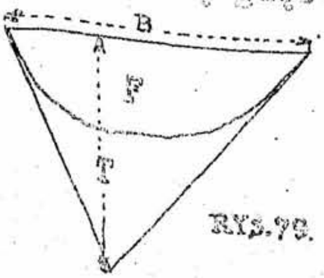
$$i x = a\left\{\underbrace{\left[\frac{h_0}{a} + f\left(\frac{a+h_0}{a}\right)\right]} - \underbrace{\left[\frac{\zeta}{a} + f\left(\frac{a+\zeta}{a}\right)\right]}\right\}$$

obliczając $F\left(\frac{a+h_0}{a}\right)$ i $F\left(\frac{a+\zeta}{a}\right)$ w tablicach

otrzymujemy wzór:

$$ix = a\left[F\left(\frac{a+h}{a}\right) - F\left(\frac{a+s}{a}\right)\right]$$

zbliżony do wzoru Dupuit. Błąd wynosi zaledwie kilka %. Wzory Dupuit, Bresse, Rühlmanna i Folkmitta odnoszą się właściwie do geometrycznych kształtów przekrojów lub takich, które się do nich zbliżają. Inż. Haponowicz próbował uogólnić wzór wprowadzając jako cechę przekroju wyraz $\varphi = 1 - \frac{H}{T}$, gdzie H oznacza średnią głębokość, zaś T wysokość trójkąta wy-



RYS.79.

tworzonego przez przedłużenie skrajnych stycznych. Jeżeli ponadto oznaczymy przez F i B powierzchnię i szerokość koryta „F' i B' to samo po spiętrzeniu a „h" wysokość samego spiętrzenia, to po spiętrzeniu:

$$\frac{B'}{B} = \frac{T+h}{T} = 1 + \frac{h}{T}\ ; \quad \frac{1}{T} = \frac{B'-B}{B}$$

i

$$\varphi = 1 - \frac{B'-B}{B} \cdot \frac{H}{h}$$

Z dłuższego wywodu wynika, że

$$\frac{F'}{F} = \left(1 + \varphi\frac{h}{H}\right)^{\varepsilon}$$

Równocześnie zmienia się i współczynnik „k" na „k'".

Przyczem $\frac{k'}{k} = \left(1 + \varphi\frac{h}{H}\right)^{\varepsilon}$, gdzie $E \cong \frac{1}{2}$;

Oznaczając : $\frac{h}{H} = z$ i całkując ogólny wzór dostajemy, po rozwinięciu w szereg:

$$ix = H\cdot\left\{\left[z_2 - \left(1 - \frac{\alpha i k_2^2}{g}\right)K(z_2)\right] - \left[z_1 - \left(1 - \frac{\alpha i k_1^2}{g}\right)\cdot K(z_1)\right]\right\}$$

gdzie $K(z) = \int \frac{dz}{(1+\varphi z)^{\beta} - 1}$ zaś $\beta = \frac{z}{\varphi} + \Xi + 1$

Dla różnych „z" są już obliczone wartości $K(z)$, w tablicach lub w nomogramie. Opuszczając, jak poprzednio, wyraz $\frac{\alpha i k^2}{g}$, otrzymamy wzór jak Folkmitta:

$$ix \doteq H\cdot\left\{\left[z_2 - K(z_2)\right] - \left[z_1 - K(z_1)\right]\right\}$$

oznaczając $F(z) = z - K(z)$

otrzymamy $ix = H\left[F(z_2) - F(z_1)\right]$

gdzie znów funkcje są podane w tablicach lub nomogramie. Wstawiając $\varphi = 1$, mamy wzór dla prostokąta (Rühlmanna, Bresse,); $\varphi = \frac{2}{3}$ dla paraboli (Folkmitt); $\varphi = \frac{1}{2}$ - trójkąt. Przekształcając do postaci logarytmicznej i oznaczając:

$$\beta_\varphi \frac{\ln(1+\varphi\cdot z)}{\varphi\cdot z} = \gamma_1$$

$$\frac{H}{\gamma_1} = H' \quad i \quad \frac{h}{H'} = z'$$

otrzymamy $ix = H\left\{\log\left(10^{z_2'} - 1\right) - \log\left(10^{z_1'} - 1\right)\right\}$

i oznaczając $\log\left(10^{z} - 1\right) = f(z)$

dostajemy $ix = H\left[f(z_2') - f(z_1')\right]$;

Do tego wzoru nie potrzebujemy tablic, a wyliczamy go za pomocą logarytmów.

Dla rzek mamy przy $z < 0.5$ $H' = 0.8H$

Dla rzek mamy przy $0.5 < z < 1$ $H' = 0.9H$

" $1 \leq z$ $H' = H$

Przyczem krzywe o jednakowych β_φ mają ten sam przebieg. Przez wprowadzenie fikcyjnego H' możemy każdy wzór zastosować. Np. dla Folkmitta, przy paraboli $\varphi = \frac{2}{3}$; przy stałem „k" - $\varepsilon = 0$, stąd $\gamma = 2,67$ Jeżeli mamy inny przekrój, w którym $\varphi = 0.8$ zaś $\varepsilon = 0.45$ to $\gamma = 3,16$ i $H' = \frac{2,67}{3,16} H = 0,84 H$. Wstawiając więc we wzór Folkmitta 0.84 H zamiast H możemy nim liczyć daną cofkę, choć przekrój nie jest parabolą. / Szczegóły: " Czasopismo techniczne 1917/ Również i do ogólnego wzoru stara się dojść Batide, przyjmując jako parametr przekroju $z = \sqrt[5]{F^8 . R}$. Dla ruchu jednostajnego mamy i_0 i z_0.
Ztąd stosunek

$$i z^5 = i_0 \cdot z_0^5$$

poza tem $i = i_0 - \frac{dh}{dx} = i_0 - \frac{dh}{dz} \cdot \frac{dz}{dx}$

przyjmując $\frac{dh}{dz} = \frac{H - h_0}{Z - z_0} = C$ / constans/
gdzie H i Z wartości tuż przy jazie, mamy

$$\frac{dh}{dx} = C \frac{dz}{dx} = \frac{i_0 / z^5 - z_0^5 /}{z^5}$$

$$\frac{i_0 dx}{C} = \frac{z^5}{z^5 - z_0^5} dz$$ i pisząc $\frac{z^5}{z_0^5} = V$

mamy $\frac{i_0 dx}{C . z_0} = \frac{V^5}{V^5 - 1} dV$, a $\frac{i_0 \ell}{C . z_0} = F(\frac{z_2}{z_0}) - F(\frac{z_1}{z_0})$

po rozwinięciu i scałkowaniu. Wzoru tego możemy użyć jeżeli zmienia się, skutkiem zamulenia przekrój i spadek, a to również przez zależność

$$i_0 . z_0^5 = i' . z'^5$$

W pierwszem przybliżeniu przyjmuje się $z' = z_0$ i liczymy długość zamulenia.

$$\frac{i' . L}{C . z_0} = F\left(\frac{z}{z_0}\right) = F\left(\frac{z}{z'}\right)$$

ponadto $i' . L = i_0 L - H'$
gdzie H' - głębokość zamulenia. Stąd możemy obliczyć L i i', następnie z' i dopiero dokładnie wartości na i' i L. Przy zwiększającej się głębokości mamy, zamiast cofki, t.zw. depresję, powstającą przy ułatwieniu warunków ruchu. Wówczas we wzorach nic się nie nie zmienia, tylko „h" i „ζ" otrzymują wartości ujemne.

Folkmitt zestawia osobno wartości funkcji dla depresji Wzory na obliczenie cofki i depresji można stosować tylko dla ruchu burzliwego normalnego. W cofce będzie to zatem możliwe, o ile ruch wody niespiętrzonej był normalny.

W przeciwnym wypadku, tylko do chwili osiągnięcia głębokości krytycznej.

Granicę tę znajdziemy z następującego wzoru.

$$i dx - dh = i\frac{H^3}{H^3} dx - \frac{\alpha . i k^2}{g} . \frac{H^3}{h^3} . dh$$

$$i(h^3 - H^3) dx = \left(h^3 - \frac{\alpha . i . k^2}{g} . H^3\right) . dh$$

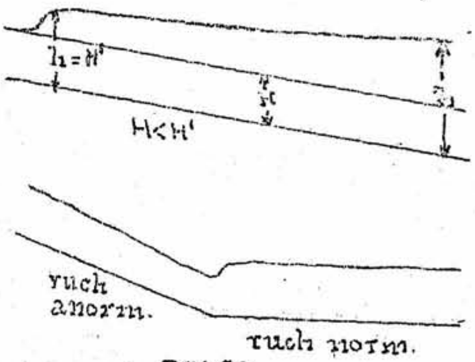
a ponieważ $\frac{\alpha i k^2 H^3}{g} = H'^3$ (H' jest głębokością krytyczną)

przeto $$i dx = \frac{h^3 - H'^3}{h^3 - H^3} \cdot dh$$

zaś $$dh = \frac{h^3 - H^3}{h^3 - H'^3} \cdot i dx$$

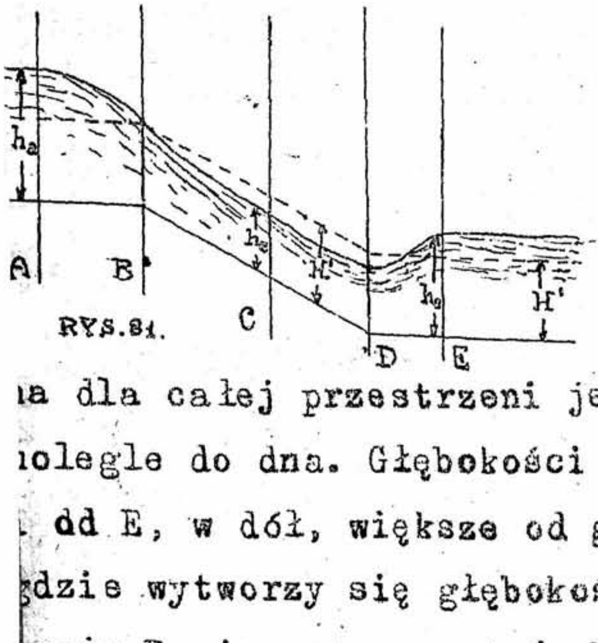
Przy silnych spadkach, gdzie $\frac{\alpha i k^2}{g} > 1$, mamy także $H' > H$ i mianownik ułamka jest póty dodatni, póki $h > H'$. Skoro zaś spiętrzenie osiągnie głębokość krytyczną mianownik będzie ujemny i wzór nie ma zastosowania.

Przejście dh przez zero wskazuje na nagłą zmianę wysokości w kierunku odwrotnym. Jest to t.zw. odskok Bidone'a (rys.80.) To samo zauważymy przy nagłej zmianie spadku. Można to sobie wyobrazić jako uwolnienie tej części energji, która w ruchu burzliwym anormalnym uwiązana była w oporach wewnętrznych, a teraz przechodząc w ruchu normalny, zostaje zwolniona i znajduje swe ujście w nagłem podniesieniu się zwierciadła wody. Jest to więc zysk na spadku, odwrotnie do straty spadku, wywołanej przejściem w ruch anormalny. Jeszcze częściej mamy do czynienia



Rys.80.

z ruchem podkrytycznym przy depresji. Tu bowiem $h < H$ i licznik jest zawsze ujemny. Przy spadkach słabych $H' < H$. Dopóki $H' > h$, pozostaje i mianownik ujemny ale przy $H' < h$ wzór nie ma zastosowania. W chwili $H' = h$ ciągłość się urywa, gdyż mianownik = 0. Przy spadkach jednak silnych $H' > h$ i mamy $dh > 0$, co jest możliwe tylko jeśli $dx < 0$, czyli jeśli depresję będziemy liczyć od dołu aż do głębokości krytycznej. Ruch podkrytyczny ma jednak tak częste zastosowanie, że musimy wyznaczyć przynajmniej jego istnienie i rozciągłość. Wyobraźmy sobie odcinek rzeki o 3 spadkach,



RYS.81.

z których środkowy wywoła ruch burzliwy anormalny. Od przekroju A zacznie się depresja. Jeżeli przekrój pozostaje ten sam, to głębokość krytyczna dla całej przestrzeni jest stała i przebiega równolegle do dna. Głębokości rzeczywiste będą aż do B i od E, w dół, większe od głęb. kryt. Pytanie teraz gdzie wytworzy się głębokość krytyczna. Powyżej przekroju B nie może powstać, bo wówczas musiałaby się ciągnąć aż do B, a na to nie pozwala zbyt mały spadek na tym odcinku. Gdyby się utworzyła poniżej B, w punkcie C, to na odcinku BC panowałby jeszcze ruch normalny, którego nie zniósłby silny spadek w tej części. Zatem głębokość krytyczna musi się wytworzyć na samym załamie spadku, w przekroju B, co zresztą potwierdzają doświadczenia. Posłuży nam to do wyznaczenia ruchu podkrytycznego.

Poniżej przekroju D spad jest za mały dla utrzymania głębokości h_c, część prędkości wody zacznie się tracić na pokonanie oporów ruchu podkrytycznego, przez co głębokość zacznie wzrastać aż do wartości h_e, która odpowie tej samej ilości ruchu po drugiej stronie głębokości krytycznej.(rys. X Ale tej samej głębokości h_e odpowie pod względem ilości energji inna, większa głębokość h'_e, a stąd powstaje przy h_e strata energji, której wielkość wyliczymy jako różnicę:

$$(h'_e + \frac{u'^2_e}{2g}) - (h_e + \frac{u^2_e}{2g})$$

Odległość zaś DE, której powstanie odskok możemy obliczyć z równania równowagi energji (Bernouill'e'go)

$$L.i + h_c + \frac{u^2_c}{2g} = L.i_e + h_e + \frac{u^2_e}{2g}$$

gdzie i_e oznacza spad energji, a który możemy w przybliżeniu przyjąć jako średni spad pokonania oporów między głębokością h_c i h_e. Ponieważ krzywa energji i krzywa ilości ruchu się rozchodzą, zatem różnica w głębokości jest tem większa, im większa zmiana między energją a ilością ruchu, czyli im pierwotna głębokość mniejsza. Zmieniając kształt przekroju, lub nachylenie ścian, możemy uniknąć strat w energji, a tem samem nie dopuścić do utworzenia się odskoku. Tworzenie się głębokości krytycznej na załamie spadku można wykorzystać do pomiaru ilości wody: W tym celu zwężamy w pewnem miejscu kanał i tworzymy próg. Na załamie utworzy się głębokość krytyczna, jedna tylko dla danej objętości wody. Mierząc tę głębokość mamy objętość ze wzoru:

$$\frac{F^3}{B} = \frac{Q^2}{g} \quad \text{oraz} \quad Q = \sqrt{\frac{F^3 \cdot g}{B}}$$

dla prostokąta mamy

$$Q = \sqrt{B^2 \cdot H'^3 \cdot g} = B \cdot \sqrt{H'^3 \cdot g}$$

a

$$u = \sqrt{H' \cdot g}$$

energja zaś $\frac{u^2}{2g} = \frac{H'g}{2g} = \frac{H'}{2}$

Dla trójkąta otrzymamy $\frac{u^2}{2g} = \frac{H'}{4}$

Samo obliczenie musiym przeprowadzić przyjmując dla przestrzeni o ruchu podkrytycznym te same wzory co w ruchu nadkrytycznym, popełniając naturalnie pewien błąd.

Np. obliczenie drogi dla tratew.
W załamie spadku utworzy się głębokość krytyczna. Objętość która wpłynie do przepustu obliczymy ze wzoru $Q = n.F\sqrt{2gh}$. W punkcie załamu otrzymamy głębokość krytyczną $H' = \sqrt[3]{\frac{Q^2}{B^2 \cdot g}}$;

Stąd obliczymy głębokość wzorem na ruch zmienny. Mając głębokość i prędkość rysujemy krzywe energii i ilości ruchu. To samo poniżej dla ruchu nadkrytycznego. Przecięcie krzywych ilości ruchu da położenie odskoku, zaś różnica energji da wysokość odskoku.

Zagadnienia specjalne ruchu zmiennego.-

Obliczanie przepływu przez jazy.

Jaz ustawiony w poprzek koryta rzeki spiętrza wodę do pewnej wysokości. Z powodu powstałej na skutek tego różnicy wyskości, woda przelewa się tworząc t.zw. przelew. Przelew nazywamy zupełnym wtedy, kiedy korona jazu leży wyżej niż zw.w. w części dolnej rzeki, a zatopionym, gdy zw.w. w dolnej części rzeki leży wyżej, niż korona jazu. (RYS.62)

RYS. 62.

Jaz przelewowy.

Obliczenia ilości wody, wysokości spiętrzenia, lub też, co najczęściej się zdarza, długości jazu, doko-