WYŻSZA SZKOŁA INŻYNIERSKA W ZIELONEJ GÓRZE ✦ ZESZYTY NAUKOWE NR 74
NR 3 INŻYNIERIA ŚRODOWISKA 1984

Teresa L. Nowak

# PRZEPŁYW CIECZY W RURACH PERFOROWANYCH W ŚWIETLE DOTYCHCZASOWYCH BADAŃ

## SPIS WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ

$g$ — przyśpieszenie ziemskie, m/s
$h'$ — wysokość ciśnienia wody we wnętrzu zbieracza, m
$\Delta h_{np}$ — wysokość strat hydraulicznych spowodowanych przepływem wody wewnątrz pełnościennego odcika zbieracza, m
$\Delta h_p$ — wysokość strat hydraulicznych spowodowanych przepływem wody wewnątrz perforowanego odcinka zbieracza, m
$\Delta h_s$ — wysokość strat hydraulicznych wywołanych przepływem wody przez perforowane i pełnościenne odcinki zbieracza, m
$k_f$ — współczynnik filtracji, m/s
$l_o$ — długość części pełnościennej zbieracza, m
$l_f$ — długość części perforowanej zbieracza, m
$p$ — ciśnienie piezometryczne w zbieraczu, m
$q$ — natężenie dopływu bocznego na długości 1 metra perforowanej rury, m³/s
$s$ — depresja ujęcia promienistego odniesiona do zewnętrznego obrysu filtra naturalnego wytworzonego wokół zbieracza, m
$s_p$ — depresja ujęcia promienistego mierzona w studni zbiorczej, m
$v$ — średnia prędkość przepływu w przekroju x, m/s
$z$ — głębokość ułożenia osi zbieracza pod dnem rzeki, m
$Dw$ — średnica wewnętrzna zbieracza, mm
$H$ — głębokość wody w rzece, m
$L$ — całkowita długość zbieracza, m
$Q$ — wydajność zbieracza, m³/s
$Re$ — liczba Reynoldsa
$\alpha_o$ — współczynnik Boussines'qa
$\eta_p$ — współczynnik korekcyjny uwzględniający nieciągłość bocznego dopływu na długości perforowanej rury,
$\lambda$ — współczynnik liniowych oporów tarcia w rurze pełnościennej,
$\lambda_p$ — współczynnik liniowych oporów tarcia w rurze perforowanej,
$\lambda_{op}$ — zastępczy współczynnik oporów wywołany obecnością otworów wykonanych w ściance rury,
$\lambda_t$ — współczynnik oporów liniowych wywołany podstawową chropowatością ścianki perforowanej rury,
$\gamma$ — przepuszczalność ścianki perforowanej rury, mierzona stosunkiem całkowitej powierzchni otworów do wewnętrznej powierzchni ścianki rury.

---

*Mgr inż. Teresa L. Nowak* — Wyższa Szkoła Inżynierska w Zielonej Górze

Rury perforowane stosowane są w wielu urządzeniach wodociągowych, kanalizacyjnych i melioracyjnych, np.: w osadnikach, klarownikach, filtrach, drenach melioracyjnych i ujęciach promienistych, drenażowych itp. W obliczeniach hydraulicznych tych urządzeń należy między innymi uwzględnić zjawiska zachodzące w perforowanej rurze filtrowej podczas przepływu przez nią wody.

Pierwsze próby uwzględnienia strat ciśnienia przy przepływie wody przez perforowany zbieracz ujęcia promienistego w obliczeniach dokonali Glinicki i Roman [2]. Podali oni wykreślny i analityczny sposób określenia wydajności rzeczywistej zbieracza z uwzględnieniem strat hydraulicznych. Sposób ten ma charakter przybliżony i oparty jest na bardzo uproszczonym modelu zjawisk hydraulicznych towarzyszących ruchowi strumienia wody o dyskretnie zmieniającej się masie. Autorzy przyjęli, że wartość h' jest równa wysokości ciśnienia panującego w zbieraczu, a największe wartości przyjmuje ona na początku zbieracza, natomiast najmniejsze przy studni zbiorczej. Różnica ta spowodowana jest stratami ciśnienia na pokonanie oporów tarcia występującego w czasie przepływu wody we wnętrzu zbieracza w kierunku studni zbiorczej oraz zmianą natężenia przepływu wzdłuż długości zbieracza. Ponieważ wartość depresji $s = H+z-h'$ jest funkcją $h'$, dlatego w celu osiągnięcia wymaganej wydajności należy w rzeczywistości wytworzyć w studni zbiorczej odpowiednio większą depresję $s_p$, obejmującą również straty hydrauliczne przy przepływie wody przez zbieracz (wydajność rzeczywista zbieracza będzie przy depresji s mniejsza niż wydajność teoretyczna obliczana według wzorów (1) i (2). Straty hydrauliczne wpływają na rozkład dopływu wody do zbieracza. Spadek ciśnienia w zbieraczu, w miarę zbliżania się do studni zbiorczej, powoduje jednoczesny wzrost dopływu wody do zbieracza, im bliżej studni zbiorczej. Należy wziąć pod uwagę, że straty ciśnienia rosną wraz z kwadratem natężenia przepływu tzn. wzrost natężenia tego przepływu powoduje wzrost strat jednostkowych.

Problem jak widać jest złożony, a wymaga ostatecznego rozwiązania na co wskazują prace E. Mielcarzewicza, [4], Razumowa [10], Siwonia [11], Wieczystego [14].

Falcke i Nahrgang [5] na podstawie badań modelowych rozkładu jednostkowych dopływów wody na długości zbieracza stwierdzili, że można go scharakteryzować za pomocą stosunku $s/\Delta h_p$. Rozkład ten zależy według tych autorów od wysokości ciśnienia piezometrycznego występującego wzdłuż zbieraczy oraz od strat energii na przesączanie wody przez warstwę wodonośną. Wykazali oni, że jeśli $(s/\Delta h_p)>10$ to przeważa dopływ wody przy głowicy zbieracza, natomiast gdy $(s/\Delta h_p)<1{,}0$ to większość dopływu występuje przy studni zbiorczej. Badania Falcke'go i Nahrgang'a zostały powtórzone przez Ölosa [8]. Potwierdziły one wcześniejsze badania polowe ujęć promienistych wykonane przez autorów niemieckich.

Podstawowy wzór na spadek wysokości ciśnienia piezometrycznego przy zmiennym natężeniu przepływu na długości rury perforowanej sformułował Pietrov [7]:

$$h_p = \left(\frac{\lambda L}{3D_w} + 2\alpha_o\right)\frac{v_k^2}{2g}$$

$$\text{dla} \qquad v_k = \frac{4Q_k}{\pi D_w} \tag{3}$$

$$q = \text{const} \qquad Q_k = Q_p + ql$$

$$Q_p = 0 \qquad Q_k = ql$$

przy założeniu, że:

a) dopływ strug bocznych na całej długości zbieracza jest stały i ciągły,
b) wartość współczynnika oporów liniowych tarcia jest identyczna jak w rurach pełnościennych.

Założenia te budzą duże zastrzeżenia, gdyż dopływ wody odbywa się w sposób dyskretny przez otwory wykonane w ściance rury. Powoduje to zupełnie inne zmiany energetyczne w strumieniu cieczy niż w przypadku dopływu ciągłego.

Przepływ wody w perforowanych zbieraczach ujęcia promienistego charakteryzuje się nieciągłą zmianą masy i pędu głównego strumienia cieczy, wywołaną dopływami strug bocznych o różnych kierunkach i prędkościach przepływu. Teorią takiego przepływu zajęto się już w latach trzydziestych. Konovałov [7] jako pierwszy wyprowadził jednowymiarowe równanie nieustalonego ruchu strumienia cieczy o rosnącej lub malejącej wzdłuż jego drogi masie:

$$\alpha_o\frac{dv}{dt} + \frac{dv}{dx}\left(\frac{p}{\rho} + zg\right) + Ig + \frac{v\,d\alpha_o}{dt} + \alpha_o\frac{(v-v')}{Q}\frac{dQ'}{dt} + \frac{\alpha_o(v''-v')}{Q}\frac{dQ''}{dt} = 0 \tag{4}$$

gdzie:

$\alpha_o$ — współczynnik Bouissinesq'a korygujący niedokładność wynikającą z przyjęcia w przekroju średniej prędkości V:

$$\alpha_o = \frac{\int_F u^2 dF}{v_{śr}^2 F}$$

u — miejscowe prędkości w poprzecznym przekroju strumienia, m/s
F — powierzchnia czynnego przekroju poprzecznego strumienia, m

$I$ — jednostkowy spadek ciśnienia, spowodowany tarciem wody o ścianki zbieracza,

$V', V''$ — rzuty wektorów prędkości strug bocznego dopływu lub odpływu na kierunek wektora prędkości głównego strumienia cieczy, m/s

$Q', Q''$ — natężenia dopływu bocznego, m/s.

Wzór (4) został wyprowadzony przy kilku upraszczających założeniach:

— *zmiana masy strumienia głównego (ubytek, wzrost) jest ciągła,*

— masa strumienia cieczy jest niezależna od prędkości przepływu,

— siły zewnętrzne i wewnętrzne działające na elementarną objętość strumienia cieczy określone są wektorem jej wypadkowej.

Stefańczyk [12] wychodząc z równania (4) podał analogiczny wzór dla ruchu ustalonego:

$$\frac{\alpha_0 v}{g} dv + \frac{dp}{\rho g} + dz + I dx + \frac{v^2 \, d\alpha_0}{g} + \frac{\alpha_0}{g} (v - v') v \frac{dQ}{Q} = 0 \tag{5}$$

gdzie:

$Q = Q_1 + qx = Q_1 + Q'$

$Q$ — natężenie przepływu w rozpatrywanym przekroju zbieracza, którego składowa $Q_1$ jest natężeniem w początkowym przekroju dowolnie wybranego odcinka zbieracza o długości x, a składowa $Q'$ określa dopływ boczny na długości x, $m^3/s$

$dQ$ — $dQ'$ — przy stałym $Q_1$ na rozpatrywanym odcinku x,

$$I = \frac{\lambda V^2}{2gD_w}$$

$\lambda$ — współczynnik liniowych oporów tarcia w rurach pełnościennych.

Szczegółowo też zajął się on określeniem wysokości strat ciśnienia w części perforowanej zbieracza, powstałej na skutek oporów tarcia. Stefańczyk założył, że wartość $\alpha_0 = \text{const}$ (według Pietrova [7], Berlamonta i *Van der Bekena* [1] *założenie takie nie powoduje wielkich błędów*) i określił różnicę wysokości ciśnienia piezometrycznego $\Delta h$ na długości zbieracza w postaci funkcji:

$$\Delta h = \frac{\alpha_0}{gF^2} Q_k^2 + \frac{1}{2gF^2 D_w} \int_0^L \lambda Q^2 dx = \frac{p - p_w}{\gamma} \tag{6}$$

gdzie:

$F$ — powierzchnia czynna ścian zbieracza, $m^2$

$p_o$ — ciśnienie piezometryczne w przekroju początkowym zbieracza (najbardziej odległym od studni zbiorczej) w którym $Q = 0$,N/m²

$p_w$ — ciśnienie piezometryczne w końcowym (najbliższym studni zbiorczej) przekroju perforowanego odcinka zbieracza, N/ m²

$\gamma$ — ciężar właściwy wody, kN/m³.

oraz wysokość straty ciśnienia hydrodynamicznego $\Delta h_w$ na długości zbieracza za pomocą zależności:

$$\Delta h_w = \frac{\alpha_o}{2gF^2} Q_k^2 + \frac{1}{2gF^2 D_w} \int_0^L \lambda Q^2 dx \tag{7}$$

Do wyznaczenia wartości drugiego członu zależności (7) konieczna była znajomość zależności współczynnika tarcia $\lambda$ od natężenia przepływu oraz zmiany natężenia przepływu wzdłuż całej długości zbieracza. Zakładając że w odniesieniu do liczby $Re > 2000$ można z niewielkim błędem przyjąć $\lambda = const$, Stefańczyk określił iloczyn $\lambda/(2gF^2D)$ jako opór właściwy zbieracza stały dla danej średnicy i rodzaju perforacji. Zaproponował, na podstawie pomiarów ciśnień w perforowanych zbieraczach (perforacja szczelinowa typu most, $D_w = 292$ mm), aby wprowadzić w miejsce współczynnika liniowych oporów tarcia w rurze perforowanej $\lambda_p$ trzykrotną wartość współczynnika $\lambda$ odnoszącą się do rur pełnościennych.

Propozycje Stefańczyka nie mogą być bezkrytycznie przyjmowane, ponieważ:

— wartości chropowatości rur otrzymano pośrednio, na podstawie obliczeń opartych o pomiary innych zmiennych,

— chropowatość hydrauliczna ścianki rury perforowanej może wahać się w szerokich granicach, gdyż stopień perforacji może wynosić 10÷30%, a ponadto na wartość $\lambda_p$ wpływają jeszcze inne czynniki jak np. kształt, wymiary i rozmieszczenie perforacji, dlatego stosowanie dla rury perforowanej mnożnika trzy do współczynnika oporów liniowych tarcia $\lambda$ rury pełnościennej jest nieuzasadnione.

W pracy [12] Stefańczyk założył stały rozkład dopływów bocznych do zbieracza (zmiany natężenia dopływu na długości uwzględnił poprzez współczynnik $\delta$) i wyprowadził formuły na wysokość strat ciśnienia piezometrycznego $\Delta h_p$ i na wysokość straty całkowitej ciśnienia hydrodynamicznego $\Delta h_w$ (korzystając z wcześniejszych prac Pietrova [7]).

Jako końcowy rezultat swoich prac podał formułę na wydajność indywidualnie pracującego zbieracza:

$$Q = \frac{2Nk_f s'_p L}{1 + \sqrt{1 + 3N^2 k_f L^2 \left(\frac{0{,}89\,\alpha_0}{gF^2} + \delta AL\right) s'_p}} \tag{8}$$

gdzie:

$s'_p$ — depresja na końcu perforacji (przy studni zbiorczej), m

N — według wzoru (2) Połubarinowej-Kočiny,

$\alpha_0$ — 1,04

A — współczynnik oporności właściwej części perforowanej zbieracza, $s^2/m^6$

$A = \lambda_p/(2gF^2D_w)$

$$\lambda_p = \beta + \frac{0{,}0018}{\sqrt{v+A}} \quad ; \quad \beta = 0{,}028 \quad ; \quad v = 1{,}2 \text{ m/s}$$

lub w przybliżeniu, na podstawie porównania wyników badań polowych z wynikami obliczeń według wzoru (3)

$$\lambda_p \sim 3\lambda$$

Porównując pracę Ujęcia Praskiego w Warszawie z wynikami teoretycznych obliczeń wydajności $Q_u$ ujęcia Stefańczyk zaproponował wprowadzenie do obliczeń poprawki $\Delta s$. Przy równomiernym dopływie wody do zbieracza poprawka ta wynosi:

$$\Delta s = \left(\lambda_p \frac{l_f}{4D_w} + 1 + \lambda \frac{l_o}{D_w}\right) \frac{v_k^2}{2g} \tag{9}$$

$$s' = s + \Delta s \tag{10}$$

gdzie:

$l_f$ — długość części perforowanej zbieracza, m

$l_o$ — długość części pełnościennej zbieracza, m.

Następnym autorem, który opracował formułę na wydajność ujęcia promienistego $Q_u$ był Razumow [10]. Dokonał korekty wielkości depresji s wprowadzając w jej miejsce depresję pozorną $s_p$:

$$s_p = s + \Delta h_s \tag{11}$$

gdzie: $\Delta h_s = h_p + h_{np}$

$$h_p = \left(1 + \frac{\lambda_p\, l_f}{c\, D_w}\right) \frac{v_o^2}{2g}$$

$$h_{np} = \left(\lambda \frac{l_o}{D_w} + 1\right) \frac{v^2}{2g}$$

$v$ — średnia prędkość przepływu wody wzdłuż pełnościennego odcinka zbieracza (u wylotu do studni zbiorczej), m/s
$v_o$ — obliczeniowa prędkość przepływu wody wzdłuż perforowanej części zbieracza, m/s
$v_o = v/2$
$e$ — współczynnik zależny od rozkładu dopływu wody wzdłuż perforowanego odcinka zbieracza,
$1 \leqslant e < 3$ — koncentracja dopływu na początku zbieracza,
$e = 3$ — równomierny rozkład dopływów,
$e > 3$ — koncentracja dopływów w pobliżu studni zbiorczej.

Wzór (12) ma również charakter przybliżony, ponieważ dotyczy wyłącznie takich ujęć, w których wysokość strat hydraulicznych powstających wewnątrz zbieraczy równa jest połowie depresji pozornej $s_p$ w studni zbiorczej. Prócz tego, ze względu na brak dokładnych wartości współczynnika strat $\lambda_p$ rur perforowanych, Razumow zaproponował $\lambda_p = (3 \div 4)\lambda$. Wzór ten nadal nie uwzględnia kształtu, rozmieszczenia, wielkości otworów perforacji, rodzaju materiału rur filtrowych oraz zmiany średniej prędkości przepływu wody wzdłuż zbieraczy.

Przedstawione wzory opisujące zależność wydajności jednego zbieracza ujęcia promienistego od wielu parametrów i czynników uwzględniają równomierny napływ wody, natomiast w sposób zbyt uproszczony uwzględniają straty energetyczne powstające w zbieraczach. Jest to między innymi przyczyną znacznych różnic między wynikami otrzymanymi z tych wzorów i rezultatami pomiarów.

Wzrost oporów przepływu cieczy w rurach perforowanych w porównaniu z oporami występującymi w rurach pełnościennych można według Siwonia [11] uzasadnić w sposób następujący:

w miejscu otworów wykonanych w ściance rury następuje przerwanie ciągłości podwarstwy laminarnej, a także nie występują tam siły przyczepności cieczy do ścianki rury. W takim przypadku turbulentne poprzeczne ruchy cząstek cieczy nie ulegają wygaszeniu, natomiast powodują powstawanie zaburzeń ruchu strumienia wody, które w odniesieniu do oporów tarcia działają jak przeszkody miejscowe powodujące dodatkowe straty hydrauliczne. Zaburzenia te rosną wraz z przepuszczalnością ścianek rury i mogą się przenosić w kierunku ruchu cieczy. Dodatkowo na skutek dopływu bocznych strug cieczy o energii mniejszej niż energia strumienia głównego zmienia się energia tego strumienia.

Siwoń przeprowadził badania rur z PCV o $D_w = 56{,}6$ mm, perforowanych otworami okrągłymi o średnicy 4,5 mm, 6,0 mm, 9,0 mm rozmieszczonymi w wierzchołkach równobocznych trójkątów przy zachowaniu przepuszczalności ścianek 0,703%, 3,05%, 12,59% i zakresie liczby Reynoldsa $<3{,}8 \cdot 10^3 \div 166 \cdot 10^3>$.

W rezultacie przeprowadzonych badań zaproponował, w zależności od zakresu liczby Re następujące formuły do obliczenia oporów liniowych tarcia w pełnościennych rurach hydraulicznie gładkich:

— Re $\in <3545; 105000>$

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \frac{5{,}28}{Re^{0{,}89}} \tag{12}$$

— w całym zakresie ruchu burzliwego

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left[\frac{5{,}28}{Re^{0{,}89}} + 0{,}269 \frac{k_z}{D_w}\right]^{0{,}5} \tag{13}$$

— w strefie oporów kwadratowych

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left(0{,}269 \frac{k_z}{D_w}\right) \tag{14}$$

Perforacja rur stanowi swoisty odpowiednik regularnej chropowatości. Charakterystyczny sposób wykonania otworów umożliwia modelowanie dowolnego zagęszczenia chropowatości przy zachowaniu jednakowego typu, kształtu czy sposobu rozmieszczenia otworów na całej długości rury. Można wtedy dość dokładnie określić granice zagęszczenia otworów perforacji poszczególnych stref ruchu burzliwego. Jest to bardzo ważne, ponieważ straty hydrauliczne w różnych przedziałach ruchu opisane są przy pomocy różnych funkcji $\lambda_p = f(Re, \varphi)$.

Współczynnik oporu liniowego $\lambda_p$ w hydraulicznie gładkiej rurze perforowanej otworami okrągłymi, dla zakresu Re$\in <3545; 166000>$, może być według Siwonia rozdzielony na dwa rodzaje: $\lambda_t$ i $\lambda_{ot}$ i wówczas:

$$\lambda_p = \lambda_t + \lambda_{ot} \tag{15}$$

$$\lambda_{ot} = 0{,}0106\, \varphi^{0{,}413} \tag{16}$$

$$\lambda_t = 0{,}11 \left(0{,}282\, \varphi^{2{,}4} + \frac{64}{Re}\right)^{0{,}25} \tag{17}$$

gdzie:

$\lambda_{ot}$ — zastępczy współczynnik liniowych wywołany obecnością otworów wykonanych w ściance rury,

$\lambda_t$ — współczynnik oporów liniowych wywołany podstawową chropowatością ścianki perforowanej rury.

Badania Siwonia zostały uzupełnione przez Kotowskiego [3] w zakresie obszaru występowania ruchu laminarnego, w rezultacie podał on dla liczb Re<2266

$$\lambda_{ot} = a \cdot \varphi^b \tag{18}$$

$$\lambda_t = \frac{64{,}045}{Re^{0{,}996}} \tag{19}$$

gdzie:

a, b — stałe zależą od sposobu rozmieszczenia otworów okrągłych i są stałe w całym zakresie ruchu cieczy.

Przy ruchu burzliwym Kotowski otrzymał zależności analogiczne do podanych przez Siwonia, jednak z innymi wartościami współczynników, gdyż dla każdego rodzaju materiału rur i typu perforacji będą one inne.

Siwoń przeanalizował również równanie różniczkowe jednowymiarowego ustalonego ruchu cieczy w prostoosiowej rurze poziomej podane przez Pietrova [7]:

$$\frac{\alpha_o v}{g} dv + \frac{dp}{\rho g} + \frac{\lambda v^2}{2D_w g} dx + \frac{\alpha_o (v-v')}{g} dv = 0 \tag{20}$$

i dokonał jego korekty do postaci:

$$\frac{\alpha_o v}{g} dv + \frac{dp}{\rho g} + \frac{\lambda_p v^2}{2D_w g} dx + \eta_p \frac{\alpha_o (v-v')}{g} dv = 0 \tag{21}$$

Potwierdził badaniami, że wartości współczynnika $\lambda_p$ rur perforowanych znacznie różnią się od wartości $\lambda$ rur pełnościennych. Przy stałej liczbie Reynoldsa różnica wartości współczynnika oporu rury perforowanej otworami okrągłymi i identycznej rury pełnościennej rośnie wraz z przepuszczalnością $\varphi$ ścianki perforowanej rury, natomiast przy stałej wartości $\varphi$ różnica $(\lambda_p - \lambda)$ rośnie wraz ze zwiększaniem się wartości liczby Re.

Oprócz tego Siwoń zaproponował wprowadzenie do równania (21) współczynnika korekcyjnego $\eta_p$ zależnego od rozkładu natężenia dopływu wody na długości perforowanej rury, zmian średniej prędkości przepływu głównego strumienia cieczy oraz od rodzaju perforacji. Zastosowanie współczynnika $\eta_p$ jest konieczne, ponieważ Pietrov przeprowadził swoje rozważania przy założeniu dopływu przez ciągłą szczelinę, natomiast w naszym przypadku mamy do czynienia z dyskretnym dopływem wody przez oddzielne otworki. Część energii zużywana jest wówczas na podanie miejscowych oporów spowodowanych punktowym dopływem wody przez otwory oraz zmianą kierunku wektorów prędkości strug bocznych. Zmianę ciągłej szczeliny na oddzielne otworki uwzględnia $\eta_p$. Współczynnik ten zależny jest od wielu czynników, które można przedstawić w postaci funkcji ogólnej:

$$\eta_p = F\left(Re, \frac{v_s}{v}, \frac{D_w}{d_o}, \frac{D_w}{l_o}, \frac{D_{w'}}{\sigma}\right) \qquad (22)$$

lub za Siwoniem:

$$\eta_p = \frac{1,176}{\left[b_1\left(\frac{v}{v_s}\right)^2 + 1,235\right]^2} \qquad (23)$$

w której:

$\sigma$ — grubość ścianki rury, mm

$b_1 = \frac{10,0}{(10^3\varphi)^{2,4}} + 4 \cdot 10^{-7}$

v — średnia prędkość przepływu w strumieniu głównym, m/s

$v_s$ — średnia prędkość przepływu wody przez otwór wykonany w ściance rury, m/s.

Jeśli współczynnik $\varphi > 0,03$ można stosować uproszczoną formę wzoru (23) w postaci:

$$(1 + \eta_p)\alpha_o = 1,86 \qquad (24)$$

Wyniki otrzymane przez Siwonia potwierdziły wcześniejsze rozważania teoretyczne według których:

$$\eta_p \in \langle 0,1 \rangle$$

podczas gdy wartości rzeczywiste współczynnika $\eta_p$ mieszczą się w przedziale:

$$\eta_p \in \langle 0;77 \rangle$$

Różnice są dość duże, ponieważ w warunkach rzeczywistych:

— istnieje ograniczenie wynikające ze średnicy i grubości ścianek rury,
— różny jest kąt dopływu strug bocznych do strumienia głównego,
— występuje oddziaływanie strug bocznych na strumień główny.

Siwoń założył, że dopływ boczny jest prostopadły do strumienia głównego, tzn. v' = 0, a następnie podstawił $dv = \frac{dQ}{Q} v$, $v = \frac{Q}{F}$ i otrzymał przekształconą postać wzoru (21):

$$(1+\eta_p)\ \frac{\alpha_o}{2gF}\ d\left(\frac{Q^2}{F}\right)+\frac{dp}{\varrho g}+\frac{\lambda_p Q^2}{2gD_w F^2}\cdot dx=O \qquad (25$$

Wykorzystując zależność (25) podał wzór do wyznaczenia różnicy ciśnień piezometrycznych na długości perforowanej części zbieracza:

$$\frac{p_1-p_2}{\rho g} = (1+\eta_p)\frac{\alpha_o}{2gF^2}\left(Q_2^2-Q_1^2\right)+\Delta h_t \qquad (26)$$

w którym:

$Q_1, Q_2$ — natężenia przepływu odpowiednio na początku i na końcu odcinka rury między przekrojami 1,2

$p_1, p_2$ — wysokości ciśnienia piezometrycznego w przekrojach 1 i 2, $N/m^2$,

$\triangle h_t$ — strata wysokości ciśnienia wywołana tarciem, m

$$\Delta h_t = \frac{(\lambda_{ot}+\lambda_t B)\ L\varphi_1}{2\ D_w}\left[v_1^2+\frac{2v_1(v_2-v_1)}{n+1}+\frac{(v_2+v_1)^2}{2n+1}\right] \qquad (27)$$

gdzie:

$\lambda_p$ — jeśli przepływ burzliwy odbywa się w strefie rur hydraulicznie gładkich lub w warunkach zmiennej chropowatości hydraulicznej rur (strefa przejściowa),

$\lambda_p$ — jeśli przepływ odbywa się w warunkach stałej chropowatości hydraulicznej rur (strefa oporów kwadratowych),

B — bezwymiarowy współczynnik określający wpływ zmienności współczynnika tarcia $\lambda_p$, wywołanej zmianą średniej prędkości przepływu wzdłuż drogi głównego strumienia wody, na wielkość liniowych oporów tarcia.

Współczynnik B można przedstawić w postaci funkcji zależnej od:

— iloczynu $Re_2 \cdot 0{,}282 \cdot \varphi^{2{,}40}$ — charakteryzującego obszar ruchu burzliwego w końcowym przekroju odcinka perforowanej rury,

— n — wykładnika potęgowego,

— ilorazu $v_1/v_2$.

Ze sporządzonych przez Siwonia wykresów wynika, że przy $n \in \langle 0{,}6;\ 1{,}5 \rangle$, współczynnik B można przedstawić w postaci funkcji:

$$B = \frac{A}{\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^3 - 1} \qquad (28)$$

gdzie:

$$A = 1 + \frac{c}{8v_2} - \frac{7c^2}{32v_2^2} + \frac{21}{64} \cdot \frac{c^3}{v_2^3 z_2} \left(\text{arc tg } z_2 + \frac{1}{2}\ln\frac{z_2+1}{z_2-1}\right) -$$

$$- \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^3 \frac{z_1}{z_2}\left[1 + \frac{c}{8v_1} - \frac{7c^2}{32v_1^2} + \frac{21}{64}\frac{c^3}{v_1^3 z_1}\left(\text{arc tg } z_1 + \frac{1}{2}\ln\frac{z_1+1}{z_1-1}\right)\right.$$

$$c = \frac{68\nu}{\Delta k_z} = \frac{241\nu}{\varphi^{2,4} D_w}$$

$$z_1 = \left(1 + \frac{c}{v_1}\right)^{0,25}$$

$$z_2 = \left(1 + \frac{c}{v_2}\right)^{0,25}$$

Z (26) otrzymano wzór na spadek ciśnienia piezometrycznego na długości perforowanego zbieracza:

$$\frac{p_1-p_2}{\rho g} = (1+\eta_p)\frac{\alpha_0}{2g}(v_2^2-v_1^2) + \frac{(\lambda_{ot}+\lambda_t B)\, l_f \varphi}{2D_w}\left[v_1^2 + \frac{2v_1(v_2-v_1)}{n+1} + \frac{v_1-v_2}{2n+1}\right] \tag{29}$$

Siwoń opublikował również końcową formułę wzoru na wyskość sumy wysokości strat hydraulicznych $\Delta h_s$ spowodowanych przepływem wody wewnątrz perforowanych i pełnościennych odcinków zbieracza (łącznie z oporami hydraulicznymi podczas wpływu wody do studni zbiorczej):

$$\Delta h_s = \frac{17{,}18 r_o + (\lambda_{ot} + \lambda_t B)\, l_f + 3\lambda l_o}{1160{,}7\, r_o^5 n^2} Q_u^2 \tag{30}$$

Przedstawione wyniki badań nie wyjaśniają całości zjawisk przepływu cieczy w rurach perforowanych, gdyż obejmują tylko perforację otworami okrągłymi i jeden sposób rozmieszczenia otworów, a także dotyczą tylko przepływów w rurach hydraulicznie gładkich z PCV i mosiężnych. To zachęciło autora do rozszerzenia zakresu badań na rury stalowe perforowane szczelinowo, gdyż należy się spodziewać, że w tych warunkach na wartość współczynnika $\lambda_p$ będzie mieć wpływ nie tylko przepuszczalność ścianek rur $\varphi$, ale również kształt, powierzchnia i sposób rozmieszczenia szczelin.

LITERATURA


[1] Berlamont J., Van der Beken A. — *Solutions for Lateral Outful in Perforated Conduits*, J. Hydraul. Div. 1973 r. nr 9.

[2] Glinicki Z. Roman M. — *O wpływie ruchu wody w poziomym drenie umieszczonym pod dnem rzeki na wydajność tego drenu*. Gaz, Woda i Technika Sanitarna 1959 r. nr 6 i 7.

[3] Kotowski A. — *Badania modelowe wybranych parametrów konstrukcyjnych infiltracyjnych ujęć wody na ich wydajność*. Praca doktorska, Politechnika Wrocławska, 1980 r.

[4] Mielcarzewicz E. W. — *Obliczanie systemów zaopatrzenia w wodę*, Warszawa Arkady, 1977 r.

[5] Nahragang G., Falcke P. K. — *Modelversuche uber die Strommumsvorgange an Horizontalbrunnen*. Das Gas und Wasserfach, 1954 r. nr 8.

[6] Ostrowski S. — *Obliczenie ilości wypływu wody z filtrów poziomych wykonanych pod dnem rzeki*. Gaz, Woda i Technika Sanitarna 1957 r. nr 8.

[7] Petrov G. A. — *Gidrawlika peremennoj massy*. Izd. NGU Charkov, 1964 r.

[8] Ölos G. A. — *Csaporskutak hidraulikai kerdesei*. Kuloulenyomat a Viziigui Kozelemenyek, Budapest 1967 r.

[9] Połubarinova-Kočina P. I. — *Zadanija o sistemie gorizontalnych skvazin*. Archiwum Mechaniki Stosowanej, tom VII, nr 3, 1955 r.

[10] Razumov G. A. — *Łuczevyje vodozabory dla vodosnabżenija gorodov i promyszlennosti*. Moskwa, 1962 r.

[11] Siwoń Z. — *Burzliwe przepływy cieczy w rurach perforowanych w warunkach nieciągłej wymiany masy strumienia*. Prace Naukowe Instytutu Inż. Ochrony Środowiska Polit. Wrocł. nr 33, Seria: Monografie nr 10, Wrocław 1976 r.

[12] Stefańczyk Z. — *Ciśnienia w czynnych drenach ujęcia wody wykonanego pod dnem rzeki*. Gospodarka Wodna nr 6, 1964 r.

[13] Stefańczyk Z. — *Wzory do obliczania wydatku indywidualnie pracującego drenu ułożonego pod dnem rzeki*. GWiTS nr 11, 1964 r.

[14] Wieczysty A., Filipowski J. — *Zasady obliczeń hydrogeologicznych ujęć wód podziemnych*. Zeszyt 2 *Wytyczne obliczeń wydatku pojedyńczych ujęć wód podziemnych*. Wydawnictwo Geologiczne, Warszawa 1970 r.