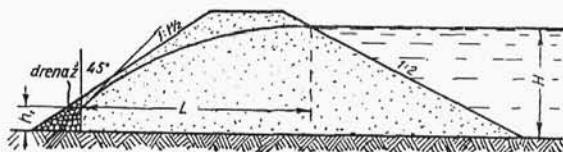


$$q_1 = k_1 \frac{H^2 - h_1^2}{2l_1} = q_2 = k_2 \frac{h_1^2 - h_2^2}{2l_2} \quad (112a)$$

itd., gdzie $l_1, l_2 \dots$ są szerokościami grobli, $h_1, h_2 \dots$ rzędnymi zwierciadła wody na pionowych ograniczeniach warstw.

20. Przesiäkanie przez groble ziemne, o skarpach pochyłych, leżące na warstwie nieprzepuszczalnej.

Badania laboratoryjne De Vos'a dowodzą, że nachylenie skarp od strony wody nie wpływa w znaczniejszym stopniu na układ krzywych przesiekania wody przez grunt, który jest niemal taki sam jak przy skarpach pionowych. Wykresy obliczone dla skarp pionowych od strony wody mogą być zatem zastosowane także do grobli o przednich skarpach nachylonych. Co się tyczy tylnej skarpy, korpus grobli powinien objąć całe pole przesieknięte wodą, gdyż w przeciwnym wypadku woda wystąpi na skarpie grobli (rys. 140). Należy zatem dać drenaż poziomy lub pionowy u stopy



Rys. 140.

grobli, pionowy na wysokość h_1 , poziomy na długość równą połowie h_1 . Ponieważ poziomy wymiar drenażu jest mniejszy od pionowego, przy drenażu poziomym powstają większe prędkości w gruncie niż przy drenażu pionowym, ten ostatni zatem jest bardziej racjonalny. Jak wynika z całkowania, przeciętna prędkość wypływu wody do drenażu pionowego jest 1,41 k , do poziomego 2,0 k . Rozszerzenie podstawy grobli zmniejsza wprowadzić bezwzględną cyfrę przesiekającej wody, zniża wysokość h_1 , nie wpływa jednak na absolutną prędkość z jaką woda u stopy grobli wypływa. Dobra przepuszczalność warstw, tworzących groble po stronie odpływu, wraz z dobrym i odpowiednio wysokim drenażem pionowym są koniecznym warunkiem stałości grobli.

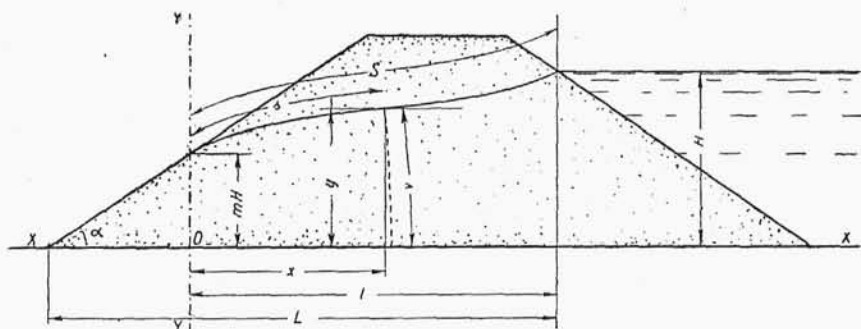
W razie niejednorodnego materiału grobli Pawłowski⁵¹⁾ radzi przeprowadzać obliczenia, zakładając groble o stałym współ-

czynnika k , lecz o podstawie rozszerzonej w stosunku $k_1:k$, która zatem przedstawi ten sam opór dla przesiakającej wody co grobla wykonana z dwu różnych materiałów o współczynnikach k i k_1 .

Groble ziemne, wykonane jako przegrody dolin, posiadają zawsze należyty drenaż i mogą być liczone wzorami powyżej podanymi de Vos'a. Obwałowania rzek, groble stawowe, z reguły drenażu nie posiadają, woda przesiakająca musi przejść przez cały korpus grobli, występując na skarpie od strony powietrza.

Można udowodnić, że w tym wypadku krzywa depresji jest styczną do skarpy grobli. Gdy jednak nachylenie zwierciadła wód gruntowych nie może przekroczyć 45° , twierdzenie to jest słuszne tylko do nachyleń skarpy mniejszych lub równych 45° , dla nachyleń bardziej stromych, krzywa przestaje być ciągłą i przecina się ze skarpy w miejscu gdzie jej nachylenie staje się równem 45° . Obliczenie krzywej depresji podaje Casagrande.

Podług Casagrande⁵²⁾ zwierciadło przesiakającej wody jest zawsze styczne do zewnętrznej skarpy grobli (rys. 141). Jeśli



Rys. 141.

kąt nachylenia skarpy nazwiemy przez α , wysokość wody nad podstawą grobli przez H , wysokość tę w miejscu, gdzie zwierciadło jest styczne do skarpy, przez mH , długość drogi w poziomach zwierciadła przez s , długość krzywej ekwipotencjalnej przez v , którą w przybliżeniu można zastąpić rzędną y , otrzymamy ilość przesiakającej wody na jednostkę długości grobli:

$$q = ky \frac{dy}{ds} \quad (113)$$

dla dowolnego punktu oddalonego o x od punktu początkowego układu, zaś:

$$q = kmH \sin \alpha \quad (113a)$$

dla pionowej, przechodzącej przez punkt styczności zw. wody do skarpy. Przy $\alpha = 90^\circ$, będzie $\sin \alpha = 1$, zaś $q = k m H = k h_1$ podług pierwotnych oznaczeń.

Przyrównyując (113) i (113a) i rozdzielając zmienne otrzymujemy: $y dy = m H \sin \alpha ds$.

Całkując w granicach od $x=0$ do $x=x$, otrzymamy nowe równanie, z którego możemy obliczyć dowolne y dla znanych: stosunku m , oraz długości s w przybliżeniu równej odległości x :

$$y^2 - m^2 H^2 = 2 m H s \sin \alpha \quad (114)$$

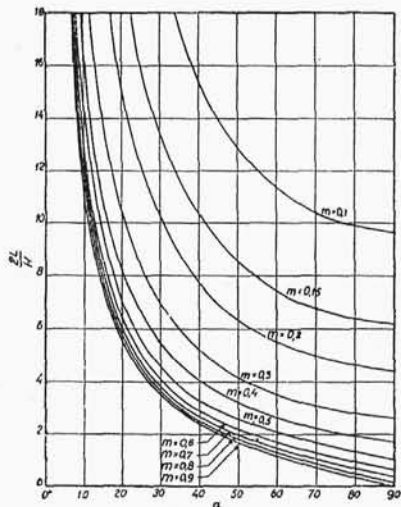
całkując zaś w granicach od $x=0$ do $x=l$ otrzymamy równanie:

$$H^2 (1 - m^2) = 2 m H S \sin \alpha \quad (115)$$

W końcu eliminując S otrzymamy równanie związku między L , H , m i α , z którego można wyliczyć m dla znanych innych wartości, a stąd równaniem (114) obliczyć dowolny punkt krzywej zwierciadła wody.

$$\frac{2L}{H} = m \cot \alpha + \frac{\sqrt{1 - m^2 \sin^2 \alpha}}{m \sin \alpha} - m \sin \alpha \ln \frac{1 + \sqrt{1 - m^2 \sin^2 \alpha}}{m(1 + \cos \alpha)} \quad (116)$$

Dla ułatwienia obliczenia tym wzorem podano na rys. 142 wykres krzywych m w zależności od kąta α , oraz stosunku $\frac{2L}{H}$



Rys. 142.

Krzywa zależności między nachyleniem tylnej skarpy grobli α , a stosunkiem $\frac{L}{H}$ dla różnych wartości m (Wzór Casagrande).

21. Przesiakiwanie przez groble, spoczywające na podłożu nieszczelnym.

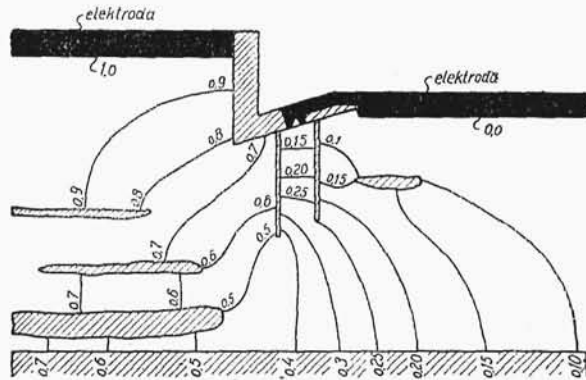
W razie wykonania grobli na podłożu przepuszczalnym, teoretyczne obliczenia zawodzą, względnie dają równania zbyt trudne do rozwiązania. W grobli, spoczywającej na podłożu przepuszczalnym, krzywa zwierciadła przesiakającej wody leży niżej niż w grobli leżącej na podłożu szczelnym, natomiast ilość przesiakającej wody wzrasta. Badanie stosunków przepływu może się odbyć tylko laboratoryjnie na modelu, przyczem dla stosunku rozmiaru modelu do rzeczywistości $1:n$, związki są bardzo proste. Przy współczynnikach przesiakiwości na modelu k_m , a w naturze k , otrzymamy stosunki następujące: objętość wody $Q = q_m \frac{k}{k_m} n$; prędkość: $V = v \frac{k}{k_m} n$; rzędne wysokości, względnie wysokość potencjału: $Y = y n$.

Badanie na modelu może się odbyć albo przez wykonanie tegoż z materiału sypkiego o znanym współczynniku przepuszczalności k , albo też metodą elektromagnetyczną.

Model z materiału sypkiego musi być umieszczony w korycie, mającem jedną ścianę szklaną i wtedy kierunki dróg oznaczyć można przez wstawienie w odpowiednich punktach przy szybie anilinowych ołówków, które woda rozpuszcza i w ten sposób znaczy drogę strugi, albo też przez umieszczenie w tych punktach kryształków nadmanganianu potasu. Uzyskane wykresy dają krzywe dość zamazane i szerokie. Dla oznaczenia położenia zwierciadła wody muszą być wstawione w korpus modelu szklane rurki, dość obszerne, gdyż na skutek kapilarnego podnoszenia się wody w gruncie, na szybie znaczy się wyższy poziom niż się ułoży w rzeczywistości. To kapilarne podnoszenie się wpływa także na zmianę ilości przesiakającej wody, gdyż woda kapilarna zwiększa ilość przepływu na modelu, w sposób procentowo licząc nawet znaczny, podczas gdy w rzeczywistości procentowy wpływ wody kapilarnej na całkowitą ilość przesiakającą przez groblę jest bez znaczenia. Wyników pomiarów ilości wody, przesiakającej przez model, nie można zatem bezpośrednio zużyć do obliczenia ilości, jaka będzie przesiakać w naturze na wykonanej budowli.

Metoda elektromagnetyczna opiera się na analogji równań ruchu wody w gruncie z równaniami przepływu prądu elektrycznego przez ciało przewodzące. Spad ciśnienia wody jest równo-

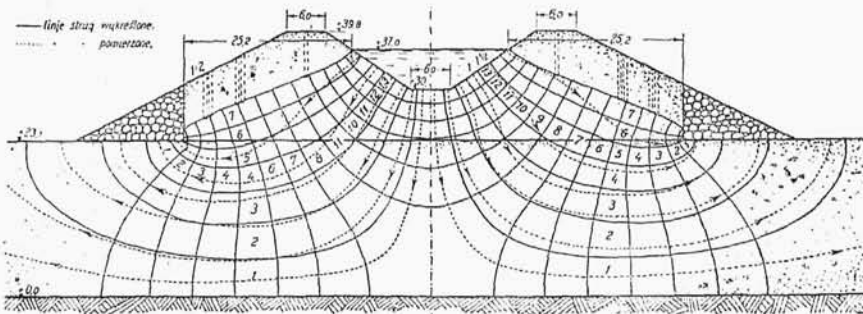
znaczny spadowi potencjału, linia prądu elektrycznego, drodze strugi wody. Przez prosty pomiar na odpowiednim modelu krzywych równego potencjału, można określić położenie linii równego potencjału, czyli ciśnienia wody, do których kierunki prądu są



Rys. 143.

Badania metodą elektromagnetyczną modelu jazu na rzece Świr (krzywe : 0,9; 0,8; 0,1 są liniami równego potencjału).

prostopadłe. Model musi mieć jednak kształt, odpowiadający polu zwilżonemu przez wodę. Ponieważ górne ograniczenie, tj. krzywa zwierciadła wody nie jest zgóry znana, możemy przyjąć narazie



Rys. 144.

Badania przebiegu strug wody w gruncie przeprowadzone dla kanału nawadniającego w Indiach Holenderskich.

ograniczenie linią prostą łączącą górny poziom wody z dolnym punktem stopy grobli. Pomiar wykonany na takim modelu porównany z pomiarem na modelu, na którym krzywa zwierciadła wody

była znana (zdjęta w terenie), wykazał w Bandoeng bardzo nieznaczne rozbieżności.

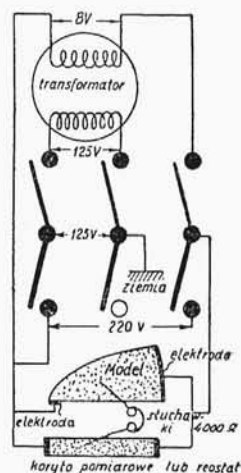
Pawłowski wykonuje model ze staniolu, laboratorium holenderskie Bandoeng z płynu o pewnym znanym przewodnictwie. Zwiększając grubość warstwy płynu, lub dając płyny o różnym przewodnictwie, można naśladować zmiany współczynnika przepuszczalności w grobli. W tym drugim wypadku płyny muszą być od siebie oddzielone cienkimi ściankami sztywnymi, o przewodnictwie odpowiadającym możliwie dokładnie przewodnictwu jednego z płynów. Zbyt grube warstwy płynu są niedopuszczalne, gdyż należy się zbliżyć do warunków ruchu płaskiego.

Pomiar odbywa się bardzo prosto przez wyznaczenie punktów równego potencjału, u Pawłowskiego przy pomocy opornika metalowego, w Bandoeng zaś przy pomocy prostoliniowego kanału o stałym przekroju, wypełnionego płynem, przez który przepływa prąd elektryczny z jednostajnym spadkiem potencjału.

Metoda ta pozwala badać wpływ bardzo skomplikowanych warunków terenowych w podłożu grobli, jazu, czy innej budowli. Rys. 143 przedstawia wynik badania, przeprowadzonego przez Pawłowskiego na modelu jazu dla rzeki Świr w Rosji. Rys. 144 przedstawia przesiekanie wody w groblę i grunt podłoża przy kanale nawadniającym, leżącym w nasypie w Indiach Holenderskich.

Przy metodzie elektrycznej ilość prze-
siakającej wody oznaczyć można z rysunku.

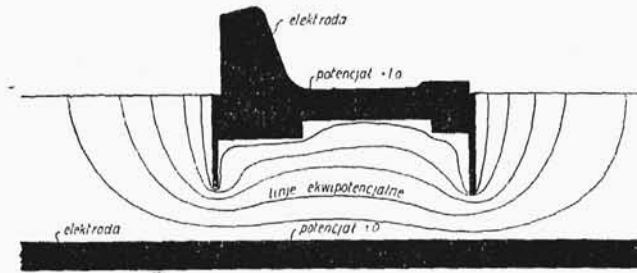
W tym celu wykreslamy linie równego potencjału w takich odstępach, któreby odpowiadały jednostce spad potencjału. Prostopadle do tych krzywych kreślimy linie prądu tak, aby uzyskać możliwie równoboczne kwadraty ograniczone liniami prądu i pewnego potencjału. Znając liczbę linii prądu oraz spadek potencjału, w końcu współczynnik przepuszczalności k , można bez trudności wyliczyć z tych danych ilość przesiąkającej wody (patrz ustęp 18). Rys. 145 przedstawia schemat połączeń elektrycznych laboratorium w Bandoeng. Słuchawką radiową ustala się takie położenie punktów na modelu, które odpowiadają na oporniku, czy kanale pomiarowym, określone mu potencjałowi.



Rys. 145

Schemat połączeń elektrycznych dla badań na modelach metodą elektromagnetyczną.

Metoda ta pozwala także wykreślić linie prądu, jeśli jako jedną elektrodę damy korpus budowli (jazu), drugą ograniczenie zewnętrzne najdalszych linii prądu, lub warstwy nieprzepuszczalnej (rys. 146).



Rys. 146.

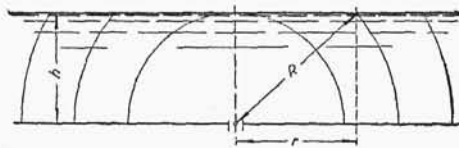
Linje strug wyznaczone metodą elektromagnetyczną.

22. Teorje ruchu wody dopływającej do studni, oparte na przyjęciu źródeł chłonnych.

Ł. Bodaszeowski⁵³⁾ na zasadzie ruchu falowego, wprowadził pojęcie punktu atrakcyjnego, do którego woda dopływa w ilości q na jednostkę czasu (rys. 147). Stąd przy nieograniczonych rozmiarach cieczy, dla zachowania stałości przepływu otrzymuje:

$$q = 4\pi r^2 v = \text{const} \quad (117)$$

lub:
$$v = \frac{\text{const}}{r^2} \quad (118)$$



Rys. 147.

Przy warstwie cieczy mającej niewielką grubość h otrzymuje:

$$q = 2h^2\pi v_0 = 2\pi R h v = \text{const} \quad (119)$$

($2\pi R h =$ powierzchni odcinka kulistego) stąd:

$$v = \frac{\text{const}}{R} \quad (120)$$

lub przy h_0 małym wobec $R \cong r$:

$$v = \frac{\text{const}}{r} = \frac{C}{r} \quad (121)$$

Na zasadzie tych założeń B o d a s z e w s k i rozpatrując działanie studni jako punktu atrakcyjnego, otrzymuje równania linii prądu i linii ekwipotencjalnych, zależnych od stałej C , te linie potencjalne traktuje jako warstwy zwierciadła wody. Założenia B o d a s z e w s k i e g o są słuszne jedynie przy warstwach cienkich, i w odległościach dalszych od studni ($r > h$). Założenie punktu atrakcyjnego odpowiada w teorii potencjalnej pojęciu źródła chłonnego.

Z. Śliwiński*) zakłada, że oś studni stanowi linię na której rozmieszczone są w sposób ciągły źródła chłonne o łącznej wydajności q . Przy dostatecznie głębokich studniach, a więc przy grubych warstwach wodonośnych, sprowadza zagadnienia do ruchu w płaszczyźnie poziomej, gdyż cząstki cieczy głębiej położone mają kierunki prędkości mało odchylone od poziomu. Założenie to jest zupełnie słuszne dla studni artezyjskiej, natomiast przy studniach zwykłych może być stosowane przy niewielkiej wartości depresji w stosunku do grubości warstwy. Na zewnątrz płaszcza studni powstaje wtedy pole potencjalne o wyrażeniu: $\Phi = b \ln r$, gdzie b jest stałą, a r odległością od osi studni. Funkcja ta kształtem odpowiada też założeniu B o d a s z e w s k i e g o, gdyż:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r} = v = \frac{b}{r}$$

W ogólnym wypadku studni, zapuszczonej w warstwę wody płynącej, potencjał ruchu wyrazi się jako suma potencjału ruchu równoległego i źródła chłonnego. Potencjał ruchu równoległego $\Phi_2 = ax$, gdzie a jest stałą, zaś x mierzonym w kierunku ruchu. Potencjał wypadkowy $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$.

Oznaczając stałą $b = \frac{q}{2\pi H}$, gdzie H jest wysokością war-

*) Według dotychczasowych wyników pracy doktorskiej.

stwy, którą płynie woda, oraz $a = kJ$ (przy założeniu, że ruch odbywa się z powodu pochylenia warstwy nieprzepuszczalnej o spadzie J) otrzymujemy potencjał wypadkowy dla x mierzonego od osi studni w kierunku ruchu:

$$\Phi = -\frac{q}{2\pi H} \ln r + kxJ \quad (122)$$

przyczem prędkość v w kierunku r będzie $v = \frac{\partial \Phi}{\partial r}$

Jeżeli przyjmiemy, że wyrażenie otrzymane na prędkość stosuje się do prędkości średniej (w pionie), a prędkość średnia jest funkcją spadku zwierciadła wody, $v = k \frac{dz}{dr}$, gdzie z są rzędnymi zwierciadła, a r odległością od osi studni, możemy napisać $k \frac{dz}{dr} = \frac{\partial \Phi}{\partial r}$, lub $k dz = d\Phi$. Całkując otrzymujemy $\Phi = kz + \text{const.}$ Podstawiając Φ z (122) i wprowadzając $x = r \cos \alpha$ otrzymujemy ogólne równanie powierzchni depresji:

$$z = \frac{q}{2\pi Hk} \ln r + Jr \cos \alpha + C \quad (123)$$

a eliminując stałą dla granic r do r_1 , i z do z_1 , otrzymamy:

$$z - z_1 = \frac{q}{2\pi Hk} \ln \frac{r}{r_1} + J(r \cos \alpha - r_1 \cos \alpha_1) \quad (124)$$

Korzystając z równania (122) możemy podobnie jak Bodaszewski wyznaczyć zasięg działania studni. Będą to punkty, w których prędkości są równe zeru. Łatwo znaleźć punkt taki na linii przechodzącej przez oś studni, równoległe do kierunku ruchu naturalnego. Prędkość w kierunku x wyrazi się wzorem:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\partial (b \ln \sqrt{x^2 + y^2} + ax)}{\partial x} = b \frac{x}{x^2 + y^2} + a \quad (125)$$

lub na osi x , przy $y = 0$:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{b}{x} + a$$

wstawiając wartość na stałe a i b oraz przyrównując pochodną do zera otrzymamy:

$$\frac{q}{2\pi H x_0} + kJ = 0; \text{ skąd } x_0 = -\frac{q}{2\pi H kJ} \quad (126)$$

Linję, ograniczającą zasięg działania, otrzymamy jako linję prądu, przechodzącą przez ten punkt. Linja prądu wyrazi się jako normalna do linii potencjału. Jej równanie różniczkowe otrzymamy:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{\frac{\partial \Phi}{\partial y}}{\frac{\partial \Phi}{\partial x}} = \frac{\frac{by}{x^2+y^2}}{\frac{bx}{x^2+y^2} + a} = \frac{by}{bx + a(x^2+y^2)} \quad (127)$$

Całka tego równania będzie według Bodaszewskiego $ay + b \operatorname{arctg} \frac{y}{x} = \text{const.}$ Podstawiając znaczenia a i b otrzymamy:

$$kJy + \frac{q}{2\pi H} \operatorname{arctg} \frac{y}{x} = \text{const} \quad (128)$$

Stałą wyznaczamy z warunku, że krzywa ta przechodzi przez punkt $x = x_0$ i $y = 0$, stąd:

$$\text{const} = \frac{q}{2\pi H} \pi = \frac{q}{2H} \quad (129)$$

a więc równanie linii ograniczającej będzie:

$$kJy + \frac{q}{2\pi H} \operatorname{arctg} \frac{y}{x} = \frac{q}{2H}$$

Wyznaczenie funkcji potencjalnej ruchu pozwala na niezwyczajnie łatwe traktowanie grupy studzien, gdyż potencjały jako wartości skalarne podlegają zwykłemu sumowaniu. W dowolnym punkcie powstanie więc potencjał wypadkowy równy sumie algebraicznej potencjałów od poszczególnych studzien:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \dots + \Phi_n$$

Jeżeli odległości, rozpatrywanego punktu od osi studzien, oznaczymy odpowiednio przez $x_1, x_2, x_3 \dots x_n$, to otrzymamy:

$$\Phi_1 = \frac{q_1}{2\pi H} \ln x_1$$

$$\Phi_2 = \frac{q_2}{2\pi H} \ln x_2$$

.....

$$\Phi_n = \frac{q_n}{2\pi H} \ln x_n$$

przy $q_1 = q_2 = q_3 = \dots = q_n$:

$$\Phi = \sum_{i=1}^n \Phi = \frac{q}{2\pi H} \ln(x_1 x_2 x_3 \dots x_n), \text{ stąd rzędna zwiercia-}$$

dła depresji w rozpatrywanym punkcie:

$$z_1 = \frac{q}{2\pi k H} \ln(x_1 x_2 x_3 \dots x_n) + const \quad (130)$$

Jeżeli znamy rzędną w dowolnym punkcie z_2 , odległą od osi studni odpowiednio o $x_1', x_2', x_3', \dots x_n'$, to możemy wyznaczyć $const$. Będzie wtedy:

$$z_1 - z_2 = \frac{q}{2\pi k H} \ln \frac{x_1 x_2 x_3 \dots x_n}{x_1' x_2' x_3' \dots x_n'} \quad (131)$$

Z zasadniczego wzoru (124) przy $J=0$ otrzymujemy:

$$z - z_1 = \frac{q}{2\pi k H} \ln \frac{r}{r_1} \quad (132)$$

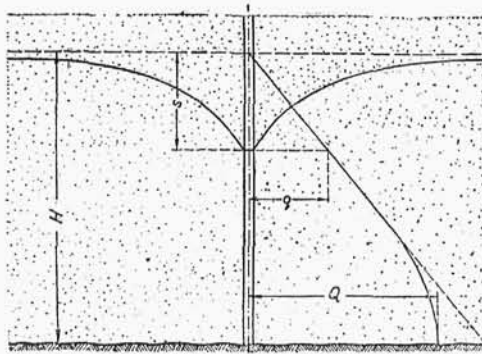
jeżeli z jest rzędną nieobniżonego zwierciadła, z_1 rzędną zwierciadła w studni to:

$$s = \frac{q}{2\pi H k} \ln \frac{R}{r} \quad (133)$$

gdzie s jest depresją w studni, a R zasięgiem depresji.

Ze wzoru (133) wynika prosta proporcjonalność między wydatkiem studni a depresją. Ze wzoru (41) proporcjonalność ta jest ograniczona tylko do wydatku studzien artezyjskich. Różnica mię-

dzy wzorami (133) a (41) polega tylko na tem, że zamiast H wzoru (133) wchodzi $H - \frac{s}{2}$ we wzorze (41). Dla małych s w stosunku do H różnica obliczeń obu wzorami jest bez znaczenia, natomiast założenie prostej zależności między wydatkiem a depresją bardzo ułatwia rozwiązanie wszystkich zagadnień. Gdyby założyć, że $s = H$, tj. że depresja sięga warstwy nieprzepuszczal-



Rys. 148.

Zależność między depresją i wydatkiem studni.

nej (co nie jest możliwe, gdyż prędkość dopływu wody do studni byłaby wówczas nieskończenie wielką), to w tym granicznym wypadku błąd, jaki popełnimy, stosując prostą proporcjonalność wydatku do depresji, wyrazi się połową wydatku q , obliczonego wzorem (133), w stosunku do wzoru (41).

Zależność prostą q od s , teoretycznie ścisłą dla studni artezyjskich, wprowadza R. Rosłoński¹⁶⁾ w postaci $q = es$ gdzie e nazywa cechą wydajności studni. Dla studzien przemyskich znalazł on zależność, którą schematycznie przedstawia rys. 148.

