

TREŚĆ: Prof. R. Witkiewicz: Spółczynnik przenikania ciepła —  $\alpha$ . — Inż. Dr. A. Pareński: Naświetlenie zagadnienia prędkości średniej w łożyskach przyrodzonych. — Wiadomości z literatury technicznej. — Nekrologja. — Bibliografja. Kongresy i Zjazdy.

Prof. R. Witkiewicz.

## Spółczynnik przenikania ciepła — $\alpha$

Zestawienie rozwoju odnośnych prac badawczych oraz wyników.

(Według stanu z I/1934).

### Oznaczenia:

$\alpha$  —  $kal/m^2 \cdot ^\circ C \cdot godz$  — spółczynnik przenikania ciepła z medjum (ciekłego, gazowego) do ściany lub odwrotnie.

$\lambda$  —  $kal/m \cdot ^\circ C \cdot godz$  — spółczynnik przewodzenia ciepła w materjale:

izolacja	0.04—0.1	żelazo	50
cegła	0.7	glin	175
kamień	0.8—2	miedź	330

$k$  —  $kal/m^2 \cdot ^\circ C \cdot godz$  — spółczynnik (całkowitego) przewodzenia ciepła.

$Q$  —  $kal/godz$  — ilość ciepła.

$s$  —  $m$  — grubość ścianki.

$F$  —  $m^2$  — powierzchnia wymiany ciepła.

$t$  —  $^\circ C$  — temperatura.

$T$  —  $^\circ K$  — temperatura absolutna.

$d$  —  $m$  — średnica rury.

$w$  —  $m/sek$  — prędkość przepływu medjum.

W niektórych wzorach należy wstawiać

$w$  —  $m/godz$ . Zobacz uwagę pod I A 1.

$\nu$  —  $m^2/sek$  — kinematyczny spółczynnik lepkości,  
 $= g \eta : \gamma$ .

$\eta$  —  $kg \cdot sek/m^2$  — dynamiczny spółcz. lepkości.

$\gamma$  —  $kg/m^3$  — ciężar gatunkowy.

$g$  —  $m/sek^2$  — 9.81, przyspieszenie ziemskie.

$c$  —  $kal/kg \cdot ^\circ C$  — ciepło właściwe medjum.

$c \cdot \gamma$  —  $kal/m^3 \cdot ^\circ C$  — " " " "

$\alpha$  —  $m^2/godz$  — spółczynnik temperaturowy przewodnictwa.

### Wstęp.

Najczęstsze zjawisko ruchu ciepła, to przenikanie ciepła z jednego medjum do powierzchni płaskiej ściany, następnie przewodzenie ciepła przez tę ścianę (o pewnej grubości) i następnie znowu przenikanie ciepła od drugiej powierzchni tejże ściany do drugiego medjum. Odnośne równania są:

$$Q = \alpha_1 F (t_1 - t'); \quad Q = \frac{\lambda}{s} (t' - t''); \quad Q = \alpha_2 F (t'' - t_2).$$

Ponieważ przepływa ta sama ilość ciepła, więc dadzą się te równania (przez zesumowanie różnic temperatur) złączyć w jedno

$$Q = k F (t_1 - t_2), \quad \text{przyczem} \quad \frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{s}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} = W.$$

Wyrażenie to nazywamy całkowitym oporem przepływu ciepła (analogja z elektrotechniką!). Dla przepływu ciepła przez powierzchnię walca, wprowadza się spółczynnik  $\varphi$ , mało różny od 1, (szczególnie gdy niema izolacji), a na ogół zależny od średnicy rury względ. otaczającej ją izolacji, nadto przyjmuje się za  $F$  średnią wartość powierzchni wewnętrznej i zewnętrznej cylindra.

W technice dążymy do tego, aby albo 2) opór cieplny możliwie zwiększyć, albo 1) jak najbardziej go zmniejszyć. Pierwszy wypadek obejmuje problemy izolacji, która z reguły opiera się na wyszukaniu materiału o odpowiednio małym  $\lambda$ , tak że wpływ  $\alpha$  jest

drugorzędny. Inaczej ma się rzecz przy t. zw. wymiennikach ciepła:  $\lambda$  blachy metalowej jest tak duże, że z reguły jej opór cieplny zanika wobec oporów, jakie tworzą przenikania ciepła, więc spółczynniki  $\alpha$ , (oba lub tylko jeden z nich — wtedy  $k \sim \alpha$ ).

Na przenikanie ciepła składają się, ściśle biorąc, trzy czynniki: 1) promieniowanie, 2) przewodzenie ciepła (od cząsteczki do cząsteczki), 3) konwekcja (przymusowa lub naturalna). Promieniowanie trzeba osobno obliczać i dodawać do właściwego  $\alpha$ , które obejmuje więc tylko czynniki ad 2) i 3).

Niniejsze zestawienie obejmuje tylko przenikanie ciepła w warunkach ustalonego przepływu i to bez promieniowania ciepła. Nie uwzględnia ono zmiennych przepływów ciepła, np. pulsujących w silnikach spalinowych lub regeneracjach, oraz problemów ostudzenia.

### $\alpha$ .

Cała więc uwaga w prostym dla siebie wzorze Newtona,  $Q = \alpha \cdot F (t_1 - t_2)$ , jest skoncentrowana na  $\alpha$ . Pierwotne przyjęcia  $\alpha = \text{const}$ , okazały się wkrótce zupełnie błędne. Stwierdzono przedewszystkiem  $\alpha = f(w)$ , następnie  $= f(t)$ ,  $f(d)$ , i t. d.

Wobec powstających coraz to nowych wzorów doświadczalnych dla różnych warunków oraz medjów i wobec pewnego w tem chaosu, prof. politechniki monachijskiej, W. Nusselt (wówczas docent pol. dreźnieńskiej), opracował w 1909 r. ogólną zasadę teoretyczną wszystkich wzorów, łącząc zasady hydromechaniki (prawa ruchu Naviera-Stokesa) i termokinetyki (równania Fouriera dla przewodnictwa ciepła), — co w późniejszych pracach rozszerzył. (Forschungsheft 89, również *ZdVdI* 1909 str. 1750, 1910 str. 1154). W ten sposób cały problem ruchu ciepła został przesunięty na płaszczyznę naukową. Nusselt, którego wzory nie są więc „eksperymentalne“, był wprawdzie początkowo atakowany, np. w 1913 r. przez L. Bindera za recenzję o książce tegoż autora o ruchu ciepła, (— książce, która się wobec ścisłości wywodów Nusselta nie utrzymała —), popełnił też w liczbowych obliczeniach kilka błędów, jednak dokonane ostatecznie przez samego Nusselta przeliczenia badań, które przeprowadzili Jordan, Holmboe, Sonneck, Rietschel, Smith, Orok (*ZdVdI* 1913 str. 197), oraz Kenelly, Wright, Bylevelt, Wamsler, Langmuir, (Gesundheitsingenieur 1915 str. 477), w zupełności potwierdziły ścisłą zgodność jego teorii z wynikami eksperymentów tychże badaczy.

Nusselt wywiódł konieczność uzależnienia  $\alpha$  od pewnych wielkości charakterystycznych („Kenngrößen“), które później, (1926 — Gröber), wzorując się na hydro-mechanice, nazwano liczbą Reynoldsa ( $Re$ ), Pécleta ( $Pe$ ), Prandtla ( $Pr$ ) i Grashofa ( $Gr$ ).

$$Re = \frac{w d}{\nu} = \frac{w d \gamma}{\eta g}.$$

Wartości  $\nu$ ,  $\eta$ ,  $\gamma$ ,  $\lambda$ ,  $c$ ,  $\alpha$ ,  $Pr$  są podane w tabelach I.—V.

Tabela I. Dla wody:

(Według Gröbera — 1933).

Tempe- ratura	$p$	$\gamma$	$c$	$\lambda$	$\eta \cdot 10^6$	$\nu \cdot 10^8$	$\alpha \cdot 10^4$	$Pr$
°C	kg/cm <sup>2</sup>	kg/m <sup>3</sup>	kal/kg. °C	kal/m. godz. °C	kg s/m <sup>2</sup>	m <sup>2</sup> /s	m <sup>2</sup> /godz	—
0	1	1000	1.009	0.480	182.5	179	4.8	13.3
20	1	998	0.999	0.510	102.0	100	5.1	7.06
40	1	992	0.998	0.539	66.6	65.9	5.4	4.37
60	1	983	0.999	0.565	48.0	47.9	5.7	3.00
80	1	972	1.002	0.581	36.3	36.6	6.0	2.20
100	1.03	958	1.007	0.587	28.8	29.5	6.2	1.72
120	2.02	943	1.015	0.590	24.0	25.0	6.4	1.42
200	15.85	865	1.078	0.572	14.0	15.9	7.1	0.80

Wartości extrapolowane

Tabela II. Dla cieczy: (przy temp. 18°).

(Według Gröbera — 1926).

woda	1	1000	1.00	0.52	107	—	5. —	—
alkohol	1	790	0.54—0.64	0.15—0.20	133	—	4. —	—
benzol	1	900	0.34—0.42	0.12	67	—	3.6	—
gliceryna (bez wody)	1	1260	0.58	0.25	100.000	—	3.4	—
olej mine- ralny	1	920	0.4	0.10	—	—	2.7	—
nafta	1	800	0.5	0.13	—	—	3.2	—
rtęć	1	13600	0.033	5.4—7.1	162	—	120	—

Tabela III. Dla pary wodnej:

(Według Gröbera — 1933).

Temperatura: °C	100	120	140	180	220	260	300	340	
$c_p$	1 at	0.485	0.477	0.473	0.469	0.470	0.472	0.477	0.483
	10 at	—	—	—	0.606	0.540	0.521	0.514	0.511
		Wartości $c_p$ oraz wykres Knoblauch-Jakoba podają podręczniki techniczne							
$\lambda \cdot 10^3$	1 at	2.04	2.16	2.28	2.53	2.78	3.05	3.31	3.58
	4 "	—	—	—	2.73	2.94	3.18	3.43	3.69
	10 "	—	—	—	3.50	3.45	3.59	3.82	4.07
$\eta \cdot 10^5$	1 at	128	136	143	158	173	189	204	219
	2 "	—	138	145	160	175	190	205	220
	4 "	—	—	150	163	178	193	208	223
	6 at	—	—	—	167	182	196	211	226
	8 "	—	—	—	172	187	201	216	230
	10 "	—	—	—	180	194	209	223	237
$\nu \cdot 10^5$	1 at	2.17	2.44	2.70	3.28	3.92	4.58	5.38	6.18
	2 "	—	1.22	1.36	1.65	1.97	2.32	2.70	3.09
	3 "	—	—	—	0.83	1.00	1.17	1.36	1.57
	6 at	—	—	—	0.56	0.65	0.79	0.92	1.05
	8 "	—	—	—	0.43	0.51	0.60	0.70	0.80
	10 "	—	—	—	0.35	0.42	0.50	0.58	0.66
$\alpha \cdot 10^3$	1 at	7.3	8.3	9.3	11.4	13.7	16.1	18.7	21.3
	2 "	—	4.1	4.6	5.7	6.8	8.1	9.4	10.8
	4 "	—	—	—	2.8	3.4	4.0	4.7	5.4
	6 at	—	—	—	1.9	2.3	2.7	3.1	3.6
	8 "	—	—	—	1.4	1.7	2.0	2.4	2.7
	10 "	—	—	—	1.2	1.4	1.7	2.0	2.3
$Pr$	1 at	1.07	1.06	1.05	1.03	1.03	1.03	1.04	1.04
	4 "	—	—	—	1.06	1.04	1.04	1.04	1.05
	10 "	—	—	—	1.12	1.09	1.08	1.07	1.06

Tabela IV. Dla powietrza: (przy ciśnieniu 1 kg/cm<sup>2</sup>). (Według Gröbera 1933 r.)

Tempera- tura	$\gamma$	$c_p$	$\lambda$	$\eta \cdot 10^6$	$\nu \cdot 10^4$	$\alpha$	$Pr$
°C	kg/m <sup>3</sup>	kal/kg °C	kal/m. godz. °C	kg. s/m <sup>2</sup>	m <sup>2</sup> /s	m <sup>2</sup> /godz	—
—180	3.72	0.250	0.0065	0.66	0.0175	0.0070	0.900
—100	1.98	0.244	139	1.20	0.0596	0.0288	0.744
— 50	1.53	0.242	175	1.49	0.0955	0.0473	0.727
0	1.25	0.241	0.0207	1.74	0.137	0.0688	0.719
50	1.06	0.240	235	2.00	0.185	0.0925	0.717
100	0.92	0.241	263	2.22	0.237	0.119	0.718
200	0.72	0.244	0.0312	2.64	0.360	0.178	0.725
300	0.60	0.249	360	3.02	0.497	0.242	0.737
400	0.51	0.254	404	3.36	0.658	0.314	0.750
500	0.44	0.260	0.0445	3.67	0.815	0.387	0.762
700	0.35	0.271	515	4.24	1.186	0.542	0.787
1000	0.27	0.282	601	5.02	1.84	0.796	0.825

Dla idealnego gazu  $c_p$ ,  $\lambda$ ,  $\eta$ , nie zależą od ciśnienia, zaś  $\alpha$  maleje odwrotnie z ciśnieniem.

Tabela V. Dla gazów:

$Pr$ — (teoretycznie) =		Gaz	$C$	$\eta_0 \cdot 10^6$	$\lambda_0$
=0.67 — gazy jednoatomowe	$\eta_T = \eta_0 \frac{1 + \frac{C}{273} \sqrt{T}}{1 + \frac{C}{T}}$ (wzór Sutherland'a). Wartości $\eta_0$ oraz $C$ obok również wartości $\lambda$ przy 0°C. (Wartości dla pary wodnej jako gazu podano celem porów- nania).	Tlen	128	1.84	0.0200
=0.70 — „ dwu- „		powietrze	114	1.69	0.0203
=0.89 — „ trzy- „		azot	110	1.63	0.0204
=1.00 — „ więcej „		CO	—	1.70	0.017
		CO <sub>2</sub>	260	1.40	0.012
		H <sub>2</sub>	74	0.85	0.145
		CH <sub>4</sub>	—	—	0.025
		para wo- dna 1 at	673	0.89	>0.016

Przy parabolicznym rozkładzie prędkości w rurze, Ogólne więc równanie:  
 np. przy gazie, znika wpływ  $Re$  i  $Pr$  na  $\alpha$ .

$$Pe = \frac{wd}{a}, \text{ przyczem } a = \frac{\lambda}{c\gamma}.$$

Odróżnić „ $a$ “ (temperaturowy spółcz. przewodnictwa) od  $\alpha$  (spółcz. przenikania). Przy obliczeniu  $Pe$  trzeba „ $a$ “ odnosić do sekundy.

$$Pr = \frac{Pe}{Re} = \frac{\nu}{a} = \frac{\eta c g}{\lambda}.$$

Dla gazów  $Pr = \text{Const}$ . Projektowane początkowo wprowadzenie liczby Stanton,  $St = Re:Pe$ , z czasem zaniechano.

$$Gr = \frac{d^3 g \beta (t_1 - t_2)}{\nu^2} \quad (\text{ogólnie})$$

$$Gr = \frac{d^3 \gamma^2 (T_{sc} - T_g)}{g \eta^2 T_g} \quad (\text{dla gazu}).$$

Spółczynnik rozszerzalności dla gazu  $\beta = 1/T$ . Liczba  $Gr$  występuje tylko przy naturalnej konwekcji, np. gazu dokoła rury.

Powyzsze wielkości pozwalają na uogólnienie poszczególnych wyników doświadczalnych (teoria podobieństwa). Chcąc także  $\alpha$  ująć bezwymiarowo, wprowadzono ostatnio, uznając wielkie zasługi Nusselta,

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda}.$$

$$Nu = f\left(Re, Pe, Pr, Gr, \frac{l}{d}, \frac{\epsilon}{d}\right),$$

przyczem  $Pe = Re \cdot Pr$ . Wartość  $Nu$  zależy jeszcze od innych czynników, np. od miejsca pomiaru, t. j. od odległości  $l$  od wlotu rury, od występów chropowatości rury  $\epsilon$ , (na razie nie uwzględniane) i t. p.

Funkcję  $f$  trzeba wyznaczać eksperymentalnie i tylko w kilku (2) wypadkach udało się dotychczas rozwiązać matematycznie odnośne równanie różniczkowe (ruch ciepła przy przepływie laminarnym cieczy w rurze. — Graetz 1883 r., Nusselt 1910 r., Gröber 1922 r. — oraz przenikanie ciepła z płaskiej pionowej ściany do gazu — Lorenz 1881 r., Nusselt 1909 r., Jürgens 1928 r.). Wyniki eksperymentalne odbiegają jednak dosyć znacznie od teoretycznych obliczeń.

W technice mamy z reguły do czynienia z przepływem burzliwym (turbulentnym), gdyż graniczne prędkości są np. dla wody rzędu 0.02 do 0.1 m/s, dla gazów pod ciśnieniem 0.1 do 0.5 m/s. Wyjątek stanowią gęste oleje. (Porównaj tabelę VI. umieszczoną poniżej).

Poniższe zestawienie podzielono na kilka części. Mówiąc o  $\alpha$ , odróżniamy przede wszystkim dwa główne wypadki: I przepływ w rurze ( $A$  — gazu,  $B$  — cieczy), II — przepływ zewnątrz, dokoła rury, (wzgl. wzdłuż płaskiej ściany). Osobną grupę — III — stanowi ruch ciepła, połączony ze zmianą stanu skupienia, t. j. skra-  
\*

Tabela VI. Krytyczna prędkość  $w_k = \frac{2320 \cdot \eta \cdot g}{d \cdot \gamma} \dots m/sek.$

(Prioform 1930).

Medjum	$t_0$	$d$ — średnica rury — mm					
		10	50	100	200	500	
Powietrze 1 at	0	3.08	0.615	0.307	0.154	0.062	
	100	5.31	1.062	0.531	0.265	0.106	
	5 "	0	0.614	0.123	0.061	0.031	0.012
		100	1.065	0.213	0.107	0.053	0.021
	10 "	0	0.307	0.614	0.031	0.015	0.006
		100	0.534	0.107	0.053	0.027	0.011
Para wodna 1 at	100	5.03	1.01	0.50	0.25	0.10	
	300	12.50	2.50	1.25	0.62	0.25	
	4 "	143	1.61	0.32	0.16	0.08	0.03
		300	3.17	0.63	0.32	0.16	0.063
	10 "	179	0.81	0.16	0.081	0.040	0.016
		300	1.34	0.27	0.134	0.067	0.027
	Woda . . . . .	0	0.416	0.083	0.042	0.021	0.008
		20	0.230	0.046	0.023	0.012	0.005
		100	0.069	0.0138	0.007	0.003	0.001
	Benzol . . . . .	18	0.170	0.034	0.017	0.009	0.003
100		0.066	0.013	0.007	0.003	0.001	
Alkohol . . . . .	18	0.333	0.077	0.038	0.019	0.008	
Gliceryna . . . . .	18	180.5	36.1	18.05	9.02	3.61	

planie się pary nasyconej —  $A$ , — przegrzanej —  $B$  — oraz parowanie cieczy —  $C$ . W wypadku  $I-C$  odróżniamy jeszcze specjalną podgrupę dla ruchu laminarnego olei, zaś w wypadku  $II-B$  podgrupę dla ruchu naturalnej konwekcji.

**I. Przenikanie ciepła przy przepływie burzliwym w rurze. Teoria — według Schmidta —  $ZdVdI$  1932 Nr. 42. Wobec braku konwekcji odpada  $Gr$ . Stąd**

$$Nu = f(Re, Pr, l/d) = C \cdot Re^m \cdot Pr^n \cdot (l/d)^p,$$

gdzie  $C$  = stała. Dla gazów:  $m = 0.79$  (Nusselt),  $Pr$  zaś jest stałe, bliskie jedności. Dla cieczy:  $m = 0.8 - 0.9$ , zaś  $n = 0.36 - 0.40$ . Dla  $p$  otrzymano (dla gazów i cieczy) — 0.054 do — 0.055. Wpływ ten jest naogół niewielki i zanikał przy nie dosyć starannych badaniach. Chcąc zunifikować różnicę w wykładniku  $m$ , podał Prandtl, 1928 r., ogólny wzór dla gazów i cieczy:

$$Nu = C \cdot Pr \frac{Re^{3/4}}{1 + 1.74 Re^{-1/8} (Pr - 1)},$$

przyczem  $C = 0.03956$ . Granicznie biorąc: jeżeli  $Pr = 1$ , wtedy wedle wzoru Prandtla  $Nu = C \cdot Re^{0.75}$ ; jeżeli  $Pr = \infty$ , wtedy  $Nu = C \cdot Re^{0.875}$ . Ponieważ  $Re \cdot Pr = Pe$ , więc przedtem (1926 r.) używano dla gazów wzoru  $Nu = C \cdot Pe^m \cdot (l/d)^p$ .

Jeżeli przekrój rurowy zastępujemy innym, wtedy trzeba za  $d$  podstawić wartość =  $4 \times$  przekrój/obwód (Jordan, Nusselt).

**IA. Przepływ burzliwy gazu (pary przegrzanej) w rurze.**

1) W. Nusselt, na podstawie doświadczeń, z powietrzem,  $CO_2$  i gazem świetlnym, dla ciśnień 1—16 atm., prędkości 0.5—30 m/s, temperatury do 100° oraz średnicy rury  $d = 0.022$  m, wykonanych w latach 1909—1917 (Forschungsheft 89 —  $ZdVdI$  1917 str. 685) podał wzór następujący (uzupełniony przez Gröbera):

$$Nu = 22.5 \cdot (Pe)^{0.79} \cdot (l/d)^{-0.05}.$$

Tabela VII. Wartości pomocnicze dla wzoru Nusselta, ad I. A. 1. (Według Gröbera 1926).

$l$	0.5	1	5	10	50	100	$m$
$l^{-0.05}$	1.04	1	0.92	0.89	0.82	0.79	
$d$	0.01	0.02	0.05	0.10	0.20	0.50	$m$
$d^{-0.16}$	2.09	1.87	1.62	1.45	1.29	1.12	
$w$	1	2	5	10	20	50	$m/s$
$w^{0.79}$	1.00	1.73	3.56	6.17	10.7	21.9	
$a$	0.01	0.02	0.05	0.1	0.5		$m^2/godz$
$a^{0.79}$	0.025	0.046	0.093	0.16	0.58		$w$ oraz $a$ mają tę samą potęgę.

Po rozwinięciu:

$$\alpha_i = 22.5 \cdot (l)^{-0.05} \cdot (d)^{-0.16} \cdot (w)^{0.79} \cdot \lambda \cdot a^{-0.79}.$$

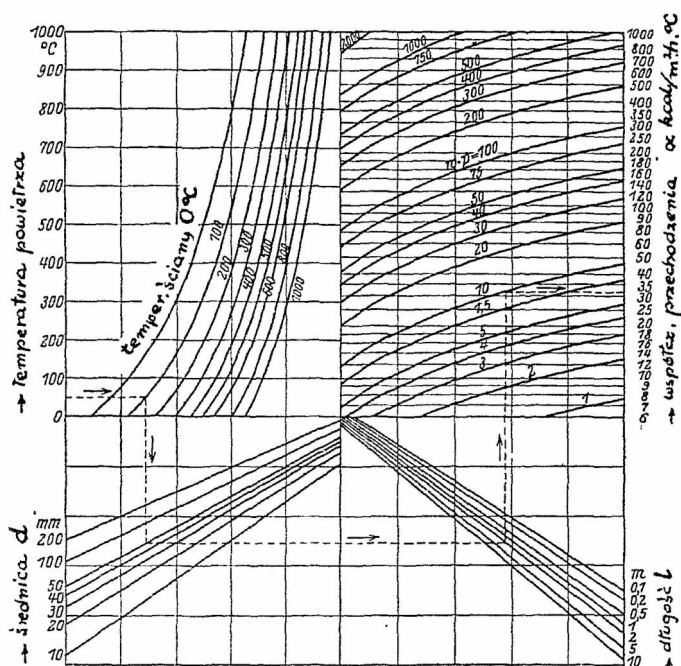
Średnia wartość (na długości  $l$ ):  $\alpha_{sr} = (1 + 0.05) \alpha_i$ . W tabeli VII są podane wartości dla  $\lambda$ ,  $a$ , oraz obliczone już odnośne potęgi, których iloczynem jest  $\alpha_i$ . Okazuje się, że wpływ  $l$ , szczególnie jeżeli  $l > 20d$ , oraz  $d$  na wartość  $\alpha$  jest niewielki. Duży wpływ ma natomiast prędkość gazu. Nusselt obrał budowę potęgowej swego wzoru, gdyż zestawienie wyników badań w układzie logarytmicznym t. j.  $\log Nu = f(\log Pe)$  dawało linię prostą i pozwalało wygodnie na ustalenie wykładnika potęgowego. Fig. 1, podana przez Nusselta, pozwala na szybkie wyznaczenie  $\alpha$  według powyższego wzoru ( $w$ —m/s, zaś  $p$ —at).

U w a g a: Pierwotny wzór Nusselta brzmiał:

$Nu = 0.0362 \cdot (Pe)^{0.786} \cdot (l/d)^{-0.054}$ . Stała 0.0362 odnosiła się do  $w$ —m/godz, gdyż  $\lambda$  i  $a$  odnoszą się do godziny. Zasada jednolitości miar jest wprawdzie ścisłą, ale praktyka chętniej podaje  $w$ —m/s. Wtedy stałą trzeba pomnożyć przez liczbę 3600 w odnośnej potędze:  $3600^{0.786} = 521.2$ ;  $3600^{0.786} = 624.1$ ;  $3600^{0.790} = 641.9$ .



2) W. Heiligenstaedt — (1926 r., Wärmestelle Düsseldorf, Heft 91) — stosował temperatury b. wysokie 400—1180°C, średnicę 0,076 m, prędkości 0,13—5,2 m/s, ale w podaniu wyników ograniczył się tylko do wykresów — bez wzoru.



Rys. 1.

3) E. Schulze — (1928 r., Wärmestelle Düsseldorf, Heft 117) — stosował temperatury wysokie 150—700°C, średnice 0,025—0,150 m, prędkości 0,6—26 m/s. Okazało się, że temperatura gazu, (która według Nusselta powinna dawać tu około 3% większe  $\alpha$ ), i różnica temperatur gazu i rury, (która według Nusselta powinna dawać odchyłki nawet o 45%), oraz długość rury (powyżej 0,5 m) są praktycznie bez wpływu na  $\alpha$ , względnie dają mniejszy wpływ niż np. szorstkość rury. Autor stwierdził zależność  $\alpha$  od prędkości (wykładnik potęgowy 0,8) i ten sam wpływ gęstości. Dla powietrza  $\alpha = 2,9 \cdot w_0^{0,8} \cdot d^{-1/3}$ , przy czym  $w_0$  odnosi się do normalnego stanu gazu (760 mm sł. rt. i 0°C). Schulze szacuje dokładność wzoru na 5% (z powodu błędów 2% w pomiarze ilości gazu oraz błędów 3% w pomiarze temperatury). Wzór ten podają również (St. u. E. 1928) przy nieco zmienionych współczynnikach:  $\alpha = 3 \cdot w_0^{0,8} \cdot d^{-0,25}$ .

4) Nusselt (Technische Mechanik u. Thermodynamik 1930, str. 277), zbija powyższe twierdzenia Schulza, powołując się na pomiary Jordan'a, Gröber'a, F-y Balcock & Wilcox, oraz na t. zw. teorię impulsu Prandtl'a-Kármán'a-Latzko'a (1921). Nusselt zaleca odróżnianie 2 wypadków, mianowicie, gdy temperatura gazu mało się różni od temperatury ścianki, oraz gdy ta różnica jest wielka. Rozbudowawszy dalej teorię swoją i Stodoli, wyprowadza dla tego drugiego wypadku ogólny wzór:

$$\alpha = 0,03955 \cdot c_p \cdot \sqrt{\frac{g \cdot \eta}{d}} \cdot \sqrt{\frac{T_0}{T_{sc}}} \cdot (w_0 \gamma_0)^{3/4},$$

gdzie  $c_p$ ,  $\eta$  oraz  $T_{sc}$  należy odnosić do temperatury ścianki, zaś  $T_0$ ,  $w_0$  i  $\gamma_0$  są średnie w przekroju rury.

5) L. Schiller i Th. Burbach (1929) na podstawie pomiarów ustalili wzór:  $Nu = 18,4 \cdot (Pe)^{0,75}$ .

W porównaniu ze wzorem Nusselta (ad 1) jest wykładnik potęgowy nieco mniejszy, zaś stała — 18,4 — odpowiada prawie  $l = 20d$ , t. j.  $18,4 = 22,5 \cdot (l/d)^{-0,05}$ .

6) Wpływ wypełnienia rury oraz wkładek dla wywoływania wirów w gładkiej rurze na wzrost  $\alpha$

badali Colburn, Chillon i King (1931 r. — notatka Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens 1932, str. 156), mierząc naturalnie równocześnie stratę ciśnienia. Współczynnik przenikania ciepła jest w rurze wypełnionej około 8 razy większy jak w rurze pustej.  $\alpha = b \cdot G^{0,83}$ , gdzie  $G = kg/m^2 s$  — oznacza ilość przepływającą sekundowo a odniesioną na  $m^2$  przekroju rury (bez wypełnienia), zaś  $b$  zależy od stosunku  $\delta/d$ , przy czym  $\delta$  oznacza średnicę ziarna wypełniającego, zaś  $d$  średnicę rury. Np. dla  $\delta/d = 0,1-0,25$  wynosi  $b$  średnio 22. Wkładowi dla wywoływania wirów zwiększają istotnie  $\alpha$ , ale zawsze równocześnie i stratę ciśnienia. Badania wykazały, że wbudowanie jakiegoś, które powoduje ten sam spadek ciśnienia co zwiększenie prędkości w gładkiej rurze — o ile jest ono niewielkie, t. j.  $\Delta p/l \cdot \gamma < 10$  — daje ten sam wzrost współczynnika przenikania  $\alpha$ . Natomiast dla większych oporów ciśnienia ( $\Delta p/l \cdot \gamma > 100$ ) dają gładkie rury większe  $\alpha$ , niż oporowo te same wbudowania. Np. 6-krotny wzrost  $\alpha$ , uzyskany zapomocą wbudowania czegoś, wymaga 200-krotnego wzrostu oporu; przy gładkiej rurze wystarcza 60-krotnie większy opór.

7) Dla węzownicy t. j. przenikania ciepła ze ściany do przepływającego wewnątrz gazu jest  $\alpha$  nieco większe, gdyż siła odśrodkowa powoduje dodatkowe mieszanie się (naturalnie kosztem większego spadku ciśnienia). Jeschke (1925 r.) podaje:  $Nu = (0,039 + 0,138 d/D) \cdot (Pe)^{0,76}$ , gdzie  $D$  oznacza średnicę węzownicy.

8) Bodger i Cabe, Michigan U. S. A., zalecają w podręczniku swym (1932 r., tłumacz. „Elemente der Chemie — Ingenieur-Technik“) wzór Dixon'a i Mc. Adams'a (z roku 1927), który przeliczony na układ  $kgmsek$ , brzmi:

$$\alpha = \frac{0,5384 \cdot c_p \cdot T^{2/3} \cdot u^{0,8}}{d^{0,2}},$$

gdzie  $T$  odnosi się do warstewki granicznej,  $u = w \cdot \gamma$ , nadto  $d$  podane w  $cm$ . Zwrócić uwagę na wykładniki potęg przy  $d$ ,  $w$  i  $T$ , zbliżone do wzoru Nusselta.

9) R. Poensgen podał wzór dla pary przegrzanej (Forschungsheft 191/2 — 1917 r.):

$$\alpha = 3,29 \cdot \frac{p^{1,082}}{10^{0,0017 \cdot t}} \cdot \frac{w^{0,892}}{d^{0,164}}.$$

Odbiega on swoją budową od założeń teoretycznych Nusselta, wedle których  $w$  i  $\gamma$  muszą mieć ten sam wykładnik potęgowy.

## I B. Przepływ burzliwy wody w rurze.

1) A. Soennecken (1911 r.) podał  $\alpha$  dla przepływu wody przez rury o średnicy 15—28 mm, inny wzór dla rur mosiężnych, inny dla rur stalowych — ze względu na różnicę gładkości rury: gładkie:

$$\alpha = 2020 \frac{w^{0,9}}{d^{0,1}} (1 + 0,014 t),$$

chropowate:

$$\alpha = 735 \cdot \frac{w^{0,7}}{d^{0,3}} (1 + 0,014 t).$$

Autor twierdził, że temperatura wody ma mały wpływ na  $\alpha$ , wielki zaś temperatura ścianki. Dawne próby Stanton'a (1897 r.) wykazywały jednakowy wpływ obu temperatur.

2) W. Stender (1924 r.) na rurach o tej samej średnicy, co Soennecken, stwierdził wprost przeciwnie wielki wpływ temperatury wody. Wprowadza więc war-

tość  $\tau = 0.9 \cdot t_{\text{wody}} + 0.1 \cdot t_{\text{ściany}}$ . Wpływu średnicy rury wobec wąskiego zakresu doświadczenia nie stwierdził.

$\alpha = 2330(1 + 0.0215\tau - 0.00007 \cdot \tau^2) \cdot w^{0.91 - 0.00115 \cdot \tau}$ ,  
w przybliżeniu:

$$\alpha = (7 + 22w)(120 + t_{\text{wody}}).$$

Tabela VIII. Spółczynnik przenikania przy przepływie wody w rurze — ad I. B 2. (Według Stendera).

$\tau$ °C	Prędkość wody w rurze — m/s					
	0.1	0.2	0.5	1.0	2.0	5.0
20	516	953	2150	3970	7340	16550
40	677	1230	2720	4940	9000	19700
60	832	1490	3230	5775	10300	22300
80	978	1725	3660	6430	11300	24000
100	1110	1930	4000	6930	12070	24950

Obliczone wartości  $\alpha$  podaje tabela VIII, podana umyślnie dla zwrócenia uwagi, jak szybko  $\alpha$  rośnie. Mollier przeliczył wyniki Stendera na wzór Nusselta, z którego teorią również zgadzają się badania Soenneckena.

3) W. Nusselt (Forschg. d. Ing.-wesens 1931, str. 309) podaje (dla cieczy), przeliczając wyniki Burbacha, wzór:

$$Nu = 0.0855 (Re)^{0.764} \cdot (Pr)^{0.355} \cdot (d/l)^{0.0522}.$$

4) Bodger i Cabe (1932, j. w.) podają dla cieczy w rurze:

$$Nu = 16.1 \left(1 + \frac{50d}{l}\right) \cdot \left(\frac{d \cdot w \gamma}{\mu}\right)^{0.8},$$

gdzie  $d$  — cm, zaś  $\mu$  — lepkość w centipoisach (= 98.1.  $\eta$ ).

5) Wzór Mc. Adams'a i Frost'a (1922 r.), stosowany w Ameryce, a potwierdzony w r. 1931 (Forschg. d. Ing.-wesens 1932, str. 309) badaniami B. E. Short'a i M. M. Heller'a na zwykłych handlowych, wodnych wymiennikach ciepła, i przeliczony na układ *kg.m.sek* daje:

$$Nu = 0.02335 \left(1 + \frac{50d}{l}\right) \cdot Re^{0.784} \cdot Pr^{0.2}.$$

Wartości amerykańskie są większe od niemieckich.

6) W. Pohl (Forschg. d. Ing.-wesens 1933, str. 230) badał  $\alpha$  dla wody w zależności od chropowatości rury. Stwierdził on — wbrew teorii impulsu, co niewyjaśniono — że dla chropowatych rur  $\alpha$  maleje. Wyniki jego są o tyle interesujące, że równocześnie wyznaczał spadek ciśnienia wedle znanego wzoru:  $\frac{\Delta p}{\Delta l} = \zeta \frac{\gamma}{2g} \frac{w^2}{d}$ , gdzie według np. Blasiusa  $\zeta = C \cdot (Re)^{-x}$ .

Dla przenikania ciepła znalazł zależność  $\alpha = k \cdot w^n$ . Między spółczynnikami dla oporu przepływu i przenikania ciepła stwierdził następujące związki:  $n = 3.6x$ ,  $k = 5500n - 1200$ , niezależne od chropowatości rury.

Wartości  $c$  i  $x$  podaje poniższa tabela.

R u r a	$c$	$x$
gładka, mosiężna lub stalowa	0.3164	0.2500
żelazna, cynkowana . . . . .	0.2593	0.2244
żelazna lana . . . . .	0.1988	0.1900
gazowa, zardzewiała . . . . .	0.1880	0.1828

Istnieje też pewien związek

$$c = f(x): c = 1.758x - 0.134.$$

Badania Pohla wyjaśniły różnice we wzorach Soenneckena dla rur o różnej chropowatości i są z niemi w wynikach zgodne.

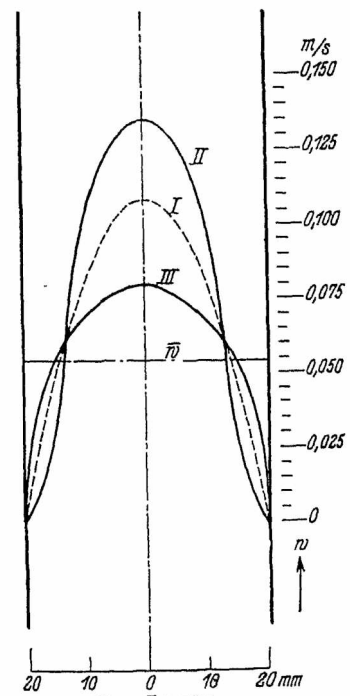
7) Według H. Kraussolda (Forsch. d. Ing.-wesens 1933, str. 39),  $Pr$  wynosi dla wody 2—5, dla benzolu 5—8, dla nafty 15—24, dla oleju gazowego 32—48, dla oleju maszynowego 200—2200. Ponadto pewną rolę gra przy cieczach kierunek przepływu ciepła (od ściany do cieczy, czy odwrotnie). Autor proponuje zmianę wykładnika potęgowego przy  $Pr$ , mianowicie dla ogrzewania cieczy  $n = 0.37$ , dla jej ochładzania 0.3, co dla dłuższej rury, (przy opuszczeniu więc wpływu jej początkowej długości), daje (dla ogrzewanej cieczy) wzór:  $Nu = 0.024 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.37}$ .

### I C. Przenikanie ciepła przy przepływie laminarnym cieczy w rurze.

1) H. Kraussold (1931 r., Forschungsheft Nr. 351), (uzupełnienia Jakoba i Ecka — 1932 r., Forsch. d. Ing.-wesens, str. 121), badał przenikanie ciepła przy przepływie oleju i podał wzór:

$Nu = C \cdot (Pe)^{0.23} \cdot (l/d)^{-0.5}$ ,  
przyczem stała  $C = 11.5$ .  
Zmieniając kierunek przepływu ciepła, t. j. podgrzewając ciecz, otrzymał  $C = 15$ .  
Stwierdził on też b. ciekawy rozkład prędkości cieczy, zależny od ruchu ciepła. We fig. 2 odnosi się krzywa I do przepływu izotermicznego cieczy, II do odpływu ciepła z oleju, III do dopływu ciepła. Średnia prędkość  $w$  jest jednakową w powyższych trzech wypadkach.

2) Liczne prace amerykańskie (Drew, Holden, Hogon, White, Mc Adams), przeliczone przez Erka na układ *kg.m.sek*, (podręcznik Jakob — Erk: „Der Chemie Ingenieur“ — Bd. I — Hydrodynamische Materialbewegung. Wärmeschutz und Wärmeaustausch — 1933), również sprawdzone przez Kraussolda (Forschg. d. Ing.-wesens 1932, str. 21) dają  $Nu = 0.62 \cdot (Pe)^{0.3}$  wzgl.  $= 7.2 (Pe)^{0.3}$ , wartości b. zbliżone do wyników Kraussolda. Różnica w sta-



Rys. 2.

łej (Krausshold — Ameryka) pochodzi z różnych potęg. Ponadto porównaj „Uwagę ad I A 1“, przy czym  $3600^{0.3} = 11.6$ .

## II. Przenikanie ciepła przy przepływie medjum zewnątrz (dokoła rury — wzdłuż płaskiej ściany).

A) Przepływ gazu, ruch przymusowy.

W przeciwieństwie do wypadku I. A. stwierdzono (King, Bijlevelt, Reiherr, Hughes, Vornehm — próby z drutami 0.028 — 1 mm oraz z rurami 4–50 mm) zależność  $Nu = C.(Re)^m$  (dla gazu!).

1) W. Jürges (1924 r., Gesundheitsingenieur, Beiheft 19/I) mierzył rozkład temperatur oraz prędkości przy poziomym przepływie gazu wzdłuż pionowej ogrzewanej ściany. Podał on dla szorstkiej powierzchni:

$$\alpha = 5.3 + 3.6 w \dots \text{ dla } w < 5 \text{ m/sek,}$$

$$\alpha = 6.47 \cdot w^{0.78} \dots \text{ dla } w > 5 \text{ m/sek.}$$

Dla gładkiej polerowanej ściany otrzymywał wyniki około 7% mniejsze (wzory analogiczne).

Wzory powyższe dadzą się łatwo przerobić na zasadniczą formę  $Nu = C.(Re)^{0.78}$ .

2) A. Frank (Gesundheitsingenieur 1929, str. 541) otrzymał nieco niższe wartości od Jürgesa.

3) W. Nusselt (1922 r. Gesundheitsingenieur Nr. 9, str. 97) ułożył na podstawie prac Hughesa wzór dla przepływu dokoła rury:

$$\alpha = 0.0670 \frac{\lambda_{sr}}{d} \left( 1273 + \frac{w \cdot d \cdot \gamma}{\eta \cdot g} \right)^{0.716},$$

podawany również we formie:

$$\alpha = 0.01305 \cdot \frac{\lambda}{d} \left( 12500 + \frac{w \cdot d \cdot \gamma}{\eta} \right)^{0.716},$$

przy czym wartości średnie odnoszą się do temperatury  $= 0.5(t_{śc} + t_{gazu})$ . Umieszczona poniżej tabela IX pozwala na szybkie obliczanie  $\alpha$ . Można ją stosować (w przybliżeniu) przy uderzeniu wiatru o izolowany rurociąg.

4) A. Schack i K. Rummel (Wärmestelle Düsseldorf 1923, Heft 51) podają zamiast powyższego wzoru Nusselta wzór przybliżony  $\alpha = 4 \cdot \frac{w^{0.7}}{d^{0.3}}$ , który można stosować, o ile  $w > 1 \text{ m/sek}$ ,  $d > 0.03 \text{ m}$ .

Tabela IX. Spółczynniki przenikania przy przepływie powietrza dokoła rury — ad II. A. 3.

(Według Nusselta).

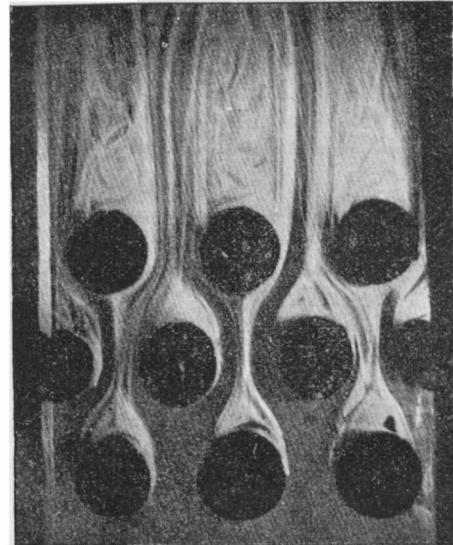
$d - (m)$	Prędkość powietrza — m/s						
	1	2	5	10	20	50	100
0.005	61,5	70,0	90,3	122,2	177,2	313,7	500,0
0.010	34,6	41,9	61,1	88,4	136,8	220,7	405,0
0.020	20,9	27,4	44,3	67,9	106,6	202,4	328,8
0.052	11,9	17,4	31,0	49,9	78,9	150,6	247,0
0.102	8,8	13,5	24,8	40,2	65,5	124,7	204,3
0.203	6,8	10,7	20,1	32,6	53,3	103,2	168,7

Przyjęto: temperaturę powierzchni rury — 100°C, temperaturę powietrza — 20°C, ciśnienie barometr. — 760 sł. rt.

5) A. Schack (St. u. E. 1922, str. 1385) na podstawie prób z przegrzewaczami powietrza dla pieców wysokich znalazł (jako średnią wartość) spółczynnik przenikania z gazu do ściany (szamota)  $\alpha_{sr} = 11.1 w_0^{0.9}$ , dla powietrza zaś  $\alpha_{sr} = 8.9 w_0^{0.9}$ , przy czym  $w_0$  odnosi się do 760 mm sł. rt. i 0°C.

6) Zimmermann (Z. d. bayer. Rev. V. 1929, str. 267) wyznaczył doświadczalnie  $\alpha$  dla podgrzewania powietrza. Dla przenikania ze spalin do blachy,  $t \sim 300^\circ \text{C}$ ,  $w > 5 \text{ m/sek}$ ,  $\alpha = 8.5 w^{0.760}$ . Natomiast dla przenikania z blachy do powietrza znalazł  $\alpha = 6.4 w^{0.782}$ .

7) Kármán, Latzko, Nusselt, Prandtl i inni próbowali wyznaczać teoretycznie  $\alpha$  przez porównywanie zjawiska oporu przy przenikaniu ciepła z tarciami wewnętrznymi gazu, — co wobec konieczności uproszczających założeń daje na razie rozwiązanie tylko teoretyczne.



Ryc. 3.

8) J. Ulsamer (Forsch. d. Ing.-wesens 1932, str. 94) zestawiał wyniki różnych badaczy dla przenikania ciepła z drutów lub rur do prostopadłe do nich przepływającego powietrza w zakresie  $Re = 50 - 10.000$ , uzyskując linię ciągłą w logarytmicznym przedstawieniu wielkości ( $Nu$ ) i ( $Pr$ ), co ujmuje wzorem:

$$\frac{\alpha \cdot d}{\lambda_{sr}} = 0.536 \left( \frac{d \cdot w \cdot \rho_{sr}}{\eta_{sr}} \right)^{0.5}.$$

Jeżeli  $R > 10.000$ , to wykładnik potęgowy rośnie ( $\rho = \gamma/g$ ).

9) H. Thoma (1921, „Hochleistungskessel“) porównywał zjawiska dyfuzji do ruchu ciepła. Mają one

te same teoretyczne równania różniczkowe. Badając zakres działania dyfuzji pary amoniaku przepływającego wzdłuż modelu rurek nasyconych kwasem fosforowym (fotografował powstające smugi salmiaku — ryc. 3), oraz analizując chemicznie ilościowo odnośne wartości, podał  $\alpha_{sr}$  dla przepływu spalin wzdłuż pęku



rur kotła wodnorurkowego. Otrzymał on dla rur przesuniętych:

$$\frac{1}{\alpha} = 0.0274 d \cdot \left(\frac{w}{d}\right)^{-0.6},$$

dla rur za sobą:

$$\frac{1}{\alpha} = 0.0230 d \cdot \left(\frac{w}{d}\right)^{-0.6}.$$

10) H. Reiher (1925 r. Forschungsheft Nr. 269) przeprowadzał doświadczenia z przenikaniem ciepła dla układów rur, przyczem w małym modelu przepływało gorące powietrze w poprzek rur (15 mm  $\Phi$ ), chłodzonych wodą. Otrzymał on zależność  $Nu = C \cdot (Re)^n$ . Wartości  $C$  i  $n$  podaje tabela poniżej. Kolumny oznaczone literą „a” odnoszą się do ustawienia rur za sobą, kolumny „b” do przesuniętego umieszczenia rur. Liczba  $Re$  odnosi się do prędkości w największym miejscu.

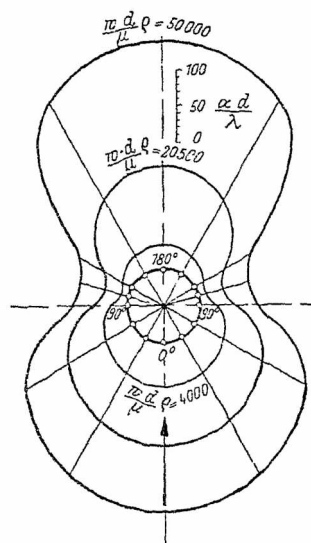
Rury:	C		n	
	gładkie . . . . .	0.350		0.560
szorstkie . . . . .	0.0368		0.856	
Pęki rur:	a	b	a	b
2 — rzędy . . .	0.122	0.100	} 0.654	0.690
3 — „ . . .	0.126	0.113		
5 — rzędów . . .	0.131	0.131		
10 — „ . . .	0.135	0.147		

Reiher badał też (1928 r.) zależność  $\alpha$  od profilu rury (okrągły, owalny, kwadrat, prostokąt, etc.) przyczem hydrodynamicznie niekorzystne przekroje dają naturalnie większe  $\alpha$ . Z pomiarów na przegrzewaczach i ekonomizerach — zgodnie z doświadczeniami Reihera — wynika, że korzystnie jest przesunąć rury względem siebie, zwiększać prędkość przepływu gazu, zmniejszać średnicę rur przy zachowaniu tej samej powierzchni, zwiększać wiry przez sztuczne przeszkody — ale to wszystko kosztem wzrostu oporu przepływu.

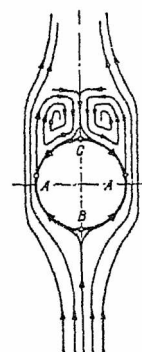
11) W. Lohrisch (1929, Forschungsheft Nr. 322) powtórzył jeszcze raz doświadczenia dyfuzyjne Thomy. Znalazł pewną różnicę w stałej wobec Reihera (np.  $C=0.161$  dla trzech rzędów ze sobą, zaś  $0.043$  dla rur przesuniętych), ale główną uwagę zwrócił on na rozkład  $\alpha$  jako spójrzednej biegunowej osi rury. Stwierdził, że maksymalne  $\alpha$  występuje przy małej prędkości po stronie zwróconej do napływu strugi, przy dużych prędkościach natomiast po stronie przeciwnej (rys. 4), co tłumaczy powstawaniem silnych wirów po stronie przeciwnej (rys. 5). Badał też ruch ciepła dla obracającej się rury (kocioł „Atmos” pomysłu szwedzkiego uczonego Blomquist’a).

12) Rury żebrowe stosuje się tam, gdzie nie mogąc zwiększyć  $\alpha$ , zwiększamy sztucznie powierzchnię po stronie niekorzystnego współczynnika przenikania. Użebrowanie rury zwiększa np. 20-krotnie przepływ ciepła na  $mb$  rury (Reiher). Całkowita ilość ciepła nie rośnie jednak proporcjonalnie do zwiększonej w ten sposób powierzchni, gdyż  $\alpha$  maleje, zależnie od wiel-

kości, rozmieszczenia żeber, etc. Ostatnio Schmidt i Hindenburg (A. f. W. 1931, str. 327) zbadali pięć typów rur żebranych, nie udało się jednak wyprowadzić ogólnego wzoru. Teoretyczne rozważania nad żebrami przeprowadzili Bogaerts i Meyer (1931, Forschg. d. Ing.-wesens, str. 327).



Rys. 4.



Rys. 5.

13) Fr. Merkel przedwcześnie zgasły, (1925 r., Forschungsheft Nr. 275, uzupełnione potem przez Schmidta 1929 r. i Nusselta Z. f. ang. Math. Mech. 1930 str. 105) wyprowadził analogję między ruchem ciepła a wyparowywaniem cieczy do gazu, (tak ważne np. dla wież chłodniczych). W miejsce temperatury występuje wtedy koncentracja pary w gazie, zamiast zaś ( $\alpha = \lambda/c\gamma$ ) wchodzi stała dyfuzji  $k$ . Współczynniki przenikania  $\alpha$  odpowiada współczynnik odparowywania  $K$ , t. j. ilość cieczy, która odparowuje na  $1 m^2$  zwierciadła cieczy oraz na jednostkę różnicy koncentracji bezpośrednio nad tem zwierciadłem i w gazie. Według Lewis'a (Engineering 1922) zachodzi związek  $K = \alpha/c\gamma$ . W ten sposób można np. obliczyć, ile wody odparuje z rury glinianej przy pewnej prędkości przepływającego powietrza, jeżeli się zna ruch ciepła w tych samych warunkach. Dla powietrza w spoczynku wprowadził pewną korekturę Hilpert na podstawie doświadczeń (Forschg. d. Ing.-wesens 1932 r. str. 355).

14) H. Holzwarth, po zwyż dwudziestoletnich próbach z turbiną spalinową, oparł swój nowy agregat turbinowy kombinowany, spalinowo-parowy, budowany przez B. B. C. jako kocioł „Velox” (Brown-Boveri-Mittlg. 1932 str. 41, — Z d V d I 1932 Nr. 42), o bardzo wielką prędkość spalin, 200—400 m/s, wskutek czego przechodzi około 200.000—300.000 kal/m<sup>2</sup>.godz, dając odparowanie około 300 kg/m<sup>2</sup> powierzchni ogrzewalnej. Redukuje to tak znacznie jej wymiary, że komora o pojemności około 1 m<sup>3</sup> może produkować parę dla turbiny o mocy 1000 KW. [Uprościłyby się w ten sposób przyszłe kotłownie, raczej znikłyby razem z kominami, pozostawiając jeszcze — niestety — chłodnie kominowe i, co gorsza, niewielką stąd dzielność zakładów parowo-silnikowych!]. (Dok. nast.).

Inż. Dr. Aleksander Pareński.

## Naświetlenie zagadnienia prędkości średniej w łożyskach przyrodzonych.

Garść uwag naświetlających obecne stadium, w którym znajduje się rozwój zagadnienia sekundowej prędkości średniej wody w łożyskach przyrodzonych, napisaną została pod wpływem rozwijającej się litera-

tury obejmującej usiłowania rozwiązania tego problemu oraz dyskusji dotyczącej tego tematu, prowadzonej w żywym tempie.

Oczywista rzecz, że w tej dyskusji — jak zresztą



w każdej zależnie od żywości jej tempa — obok argumentów rzeczowych, można znaleźć i takie, które sprawę nie nasświetlają, lecz odwrotnie zaciemniają, co dzieje się ze szkodą dla nauki.

Nauka bowiem powinna być odporną i bezwzględna i odrzucać musi wszelkie dywagacje sentymentu, oportunistów i sugestji, w przeciwnym bowiem razie traci swą powagę.

W tem miejscu — celem jasnego oświetlenia stosunku pracowników naukowych do wiedzy i jej celów — zacytujemy Świętochowskiego z referatu „Szlakami wiedzy“ publikowanego w Warszawie w r. 1934:

„Na pierwszy plan — pracy naukowej — wysuwa się różnica pomiędzy błędem i uporem błędu. Powiedzmy sobie wyraźnie, że wiedza operuje tylko omyłkami. Prawda polega na niemożności stwierdzenia w danym czasie nieprawdy. Pracą naukową wcale nie jest tworzenie nieomylnych zasad, bo takich nie znamy, lecz wyłącznie obalanie dawnych. Jest to robota destruktywna w stosunku do ludzkiego głupstwa i wyczerpanie go będzie kresem poznania.

Skoro tak jest, to błąd, jako wierny towarzysz człowieka, nie powinien przestraszać. O ile groźniejszym staje się upór pomyłki, który hamuje postęp i opóźnia zdobycie nowego, chociażby krótko trwałego etapu. Dużo większą krzywdę wyrządziła naukom ignorancja dokonanych prac, niż fałszywe odurzenie mniemanie.

Nie należy z tego wyprowadzać wniosku, ażeby ograniczyć się w zuchwalstwie myśli. (Świętochowski ma tu na myśli nowe pomysły w dziedzinie wiedzy). Rzeczywistość postara się spełnić nasze czyny, wynikające ze zbyt fantastycznych teorii. Natomiast im więcej urojeń pływa w psychicznym żywiole, tem obfitszy połów oczekuje wykwalifikowanych rybaków nauki“.

W tych uwagach wstępnych, nie możemy także pominąć faktu, że w historii badania przyrody powtarza się często, do pewnego stopnia tradycyjnie ustalona, droga opisywania pewnego zauważonego zjawiska przyrodzonego, mianowicie badacze zapożyczają sobie z języka potocznego jakieś wyrażenie czy pojęcie i obracają niemi aż do chwili, kiedy logika, fakty, ściśle pomiary nie zmuszą ich wreszcie do definicji jaśniejszych. Wówczas to dopiero na mętnych przesłankach oparte wyobrażenia nieuchwytnie i mgliste, ustępują miejsca pojęciom i wyrazom jasnym, ścisłym, jednoznacznym t. j. matematycznym.

Nie trzeba jednak zapominać, że matematyka nie jest tu wcale istotą zjawiska, lecz tylko narzędziem służącym do obróbki jego definicji. Narzędzie to jednak należy używać z wielką znajomością rzeczy i ostrożnością. Jest ono bowiem bardzo ostre i działa sugestywnie, szczególnie przy obróbkach wtórnych t. zn. przy obróbce półfabrykatów, z jakimi dzisiaj się przezwaznie spotykamy.

Najpewniejszą drogę do celu, t. j. do rozwiązania omawianego problemu znajdziemy wówczas, gdy rozpocniemy obróbkę rodzimego surowca odrzucając wszelkie półfabrykaty obrabiane choćby przez t. zw. autorytety, które w nauce nie mogą być uznawane, bez narażenia jej na zarzut dywagacji oportunistów.

Poniżej podaje się krótkie zestawienie prac i referatów z ostatnich lat, pod wpływem których dojrzały uwagi niniejszego referatu.

1<sup>1)</sup>. Z. Fuchs: „Kilka uwag do dynamiki cieczy“ *Czasop. Techn.* 1927.

<sup>1)</sup> Liczby porządkowe cytowanych prac podano w tekście w nawiasach.

2. Himmelsbach: „Über Rauigkeitswerte am Oberrhein Basel-Bodensee“. *Wasserkraft u. Wasserwirtschaft* 1930.

3. M. T. Huber: „Refleksje na temat hydrauliki“ *Czasop. Techn.* 1926.

4. M. Matakiewicz: „Próby ustawienia wzorów empirycznych w łożyskach naturalnych“. *Czasopismo Techn.* 1906.

5. M. Matakiewicz: „Versuch der Aufstellung einer Geschwindigkeitsformel für natürliche Flussbette“ *Wochenschrift für den öffentlichen Baudienst* 1905.

6. M. Matakiewicz: „Nowsze badania empiryczne nad związkiem elementów ruchu w łożyskach przyrodzonych“. *Czasop. Techn.* 1910.

7. M. Matakiewicz: „Empirische Untersuchungen über den Zusammenhang der Bewegungselemente bei natürlichen Flussbetten“ *Zeitschrift für Gewässerkunde* 1910.

8. M. Matakiewicz: „Ogólna formuła na średnią chyżość przepływu w łożyskach rzecznych i kanałowych“. Warszawa, 1925.

9. M. Matakiewicz: „Formuła na prędkość i problem prędkości przy bardzo małych głębokościach“ Lwów 1927.

10. M. Matakiewicz: „Die Geschwindigkeitsformel und das Problem der Geschwindigkeiten bei sehr kleinen Tiefen“. *Z. d. österr. Ing. und Arch.-Vereines*, 1927.

11. M. Matakiewicz: „Sur l'uniformisation des méthodes de la détermination des coefficients e dans la formule de Chézy“ II Conférence hydrologique des États baltique, 1927.

12. M. Matakiewicz: „Zur Frage der allgemeinen Geschwindigkeitsformel“ *Zentralblatt der Bauverwaltung*, 1929.

13. M. Matakiewicz: „Forschungen über das Verhältnis der Mittleren Profilgeschwindigkeit zur grössten Oberflächengeschwindigkeit in künstlichen Betten und Vorschlag zu einer Messmethode III Hydrolog. Konf. der Baltischen Staaten“, 1930.

14. M. Matakiewicz: „Formuła na średnią prędkość dla łożysk naturalnych i wielkich spadków“ Warszawa, 1931.

15. M. Matakiewicz: „Przepływ przez obszary zalewowe rzek“. Ks. Pam. ku czci prof. Thulliego, 1931.

16. M. Matakiewicz: „Dalsze badania nad formułą prędkości i krytyka nowszych zapatrywań na jej budowę“. *Czasop. Techn.* 1931.

17. M. Matakiewicz: „Bilans spadku łożysk przyrodzonych“. Warszawa 1933.

18. A. Pareński: „Zur Berechnung der mittleren Quergeschwindigkeit in natürlichen Flussbetten“. *Der Bauing.* Berlin 1926.

19. A. Pareński: „Kryterja dla wyznaczenia prędkości wód płynących w łożyskach przyrodzonych“. Ks. Pam. ku czci Prof. Thulliego, Lwów, 1931.

20. A. Pareński: „Ogólny wzór na średnią prędkość w łożyskach przyrodzonych“ *Przegląd Techn.* Warszawa, 1933.

21. K. Pomianowski: „Wzory na przepływ wody w kanałach otwartych i przewodach zamkniętych“. *Przegl. Techn.*, 1931.

22. W. Soldan: Theoretisches und praktisches über Geschwindigkeitsformeln für Wasserläufe“. *Wasserkraft und Wasserwirtschaft*, 1930.

23. W. Soldan: „Über Geschwindigkeitsformeln“, III Hydrologische Konferenz der Baltischen Staaten 1930.

24. A. Strickler: „Beiträge zur Frage der Geschwindigkeitsformeln und der Rauigkeitszahlen für Ströme, Kanäle und geschlossene Leitungen“, Bern 1923.

25. A. Strickler: „Die Frage des Koeffizienten in der Formel von Chézy“ Gesamtbericht der Energie-Weltkonferenz, V. D. I. 1931.

26. A. Vitols: „Condition essentielle à suivre pour s'assurer des valeurs les plus exactes du coefficient de rugosité“. III-iem Conférence hydrologique des Etats baltique, 1930.

27<sup>2)</sup>. A. Wellner: „Über Rauheitsziffern“ III Hydrologische Konf. der Balt. Staaten, 1930.

W pracach tych oprócz usiłowań zbudowania wzoru empirycznego dla średniej prędkości wody w łożyskach przyrodzonych, a więc usiłowań ułożenia matematycznego związku wielkości pomierzonych  $v$  = średniej prędkości wody w  $m/s$ ,  $R$  = promieniowi hydraulicznemu =  $A : U$  (gdzie  $A$  = powierzchni przekroju w  $m^2$ , zaś  $U$  = obwodowi zwilżonemu w  $m$ ) względnie  $T$  = głębokości średniej =  $A : B$  (gdzie  $B$  = szerokości zwierciadła wody w  $m$ ), przyczem do ułożenia niektórych formuł użyto także dotąd niepomierzonej wielkości  $S$  = współczynnikowi szorstkości — spotkać można krytyczne uwagi o pracach i zapatrywaniach poprzedników względnie równocześnie badających omawiane zagadnienie. Te uwagi krytyczne tyczą się najczęściej hydrologicznych podstaw budowy formuły oraz dowolnej dobieralności wartości funkcji składowych  $f_1(T)$ ,  $f_2(I)$  i stałej  $C$ , względnie wartości współczynnika szorstkości  $S$ .

Jeżeli jednak porównamy ze sobą matematyczną budowę całego szeregu wzorów, zobaczymy, że wzory te są bliźniaczo podobne do siebie pod względem matematycznym bez względu na interwał czasu, w którym powstały, tak że już trudno się zorientować, który wzór do którego autora należy.

Wszystkie te wzory możemy podzielić na trzy grupy:

Do pierwszej grupy należą wzory typu:

$$v = C \cdot R^m \cdot I^n$$

względnie:  $v = C \cdot T^m \cdot I^n$ ,

mianowicie wzory:

- 1. *de Chézy*
- 2. *Tadini*
- 3. *Eytelwein*

w których  $C = 50,93$  jest liczbą stałą;

- 4. *Ganguillet-Kutter* (1869)<sup>2)</sup>
- 5. *Kutter* (1870)
- 6. *Frank*
- 7. *Darcy* (1856)
- 8. *Bazin* (1864)
- 9. *Hermanek* (1905) —  $v = C T^{0.5} \cdot I^{0.5}$ ,

w których  $C$  jest zmienne, zależne od współczynnika szorstkości, promienia hydraulicznego, a czasem i wielkości spadu;

- 10. *Gaukler* (1867)
- 11. *Manning* (1889)
- 12. *Strickler* (1931)
- 13. *Forchheimer* —  $v = C \cdot R^{0.7} \cdot I^{0.5}$
- 14. *Matakiewicz* I (1906) —  $v = C \cdot T^m \cdot I^n$  (4),

w którym  $C$  jest wartością stałą = 34, a wykładniki  $m$  i  $n$  zmienne zależne od wartości głębokości i spadu.

Do drugiej grupy można zaliczyć tych autorów, którzy wprowadzają do rachunku nową niezależną, mianowicie wielkość  $B$  = szerokości zwierciadła wody. Są to: 15. *Siedek*, 16. *Christen*, 17. *Lindboe* i 18. *Gröger*. Zasadniczy kształt ich formuł:

$$v = f_1(T) \cdot f_2(I) \cdot f_3(B)$$

składa się z funkcji trzech zmiennych niezależnych, przyczem *Christen* wprowadza tu jeszcze współczynnik szorstkości  $S$ . Wszystkim tym wzorom brak ciągłości.

<sup>2)</sup> Klasycznej literatury z hydrologii i hydromechaniki cieczy rzeczywistych nie cytowano, ponieważ jest znana choćby z podręczników.

Trzecia wreszcie grupa przyjęła najprostszy ogólny kształt formuł:

$$v = f_1(T) \cdot f_2(I),$$

a należą do niej: 19. *Matakiewicz* II (6) i (7) z r. 1910, 20. *Matakiewicz* III (8) i (10) z r. 1925, 21. *Matakiewicz* IV (16) z r. 1931, 22. autor I (18) z r. 1928 i 23. autor II (20) z r. 1933, przyczem wzory 19, 20, 22 i 23 są wzorami ciągłymi, a wzór 21 jest wzorem czteroczłonowym.

Mamy zatem trzy zasadnicze kształty formuł na średnią prędkość wody, mianowicie:

$$1. \quad v = C \cdot R^m \cdot I^n,$$

przyczem wielkości  $C$ ,  $m$  i  $n$  są:  $\alpha$ ) stałymi,  $\beta$ )  $C$  jest zmienne a  $m$  i  $n$  są stałymi, albo  $\gamma$ )  $C$  jest stałe a  $m$  i  $n$  są zmiennymi;

$$2. \quad v = f_1(T) \cdot f_2(I) \cdot f_3(B), \quad \text{wreszcie}$$

$$3. \quad v = f_1(T) \cdot f_2(I),$$

z których pierwszy należy do klasycznych, a pomimo to jeszcze chętnie używanych, szczególnie we Francji i Szwajcarii, drugi typ należy do przejściowych formuł a trzeci do najnowszych i jest specjalnością polską.

W poszukiwaniu uzasadnienia podstaw budowy tych wzorów, jakoteż w dyskusjach na ten temat prowadzonych różni autorzy powołują się często i chętnie na podstawy hydrologiczne, na których swoje wywody opierają. Tymczasem nic podobnego nie istniało i nie istnieje, ponieważ dotychczasowa definicja sekundowej prędkości wody jest definicją ściśle matematyczną a nie hydrologiczną, mianowicie:

Sekundowa prędkość wody w łożyskach przyrodzonych jest ilorazem z sekundowej objętości przepływu wody w  $m^3/s$  i wielkości powierzchni przepływu w  $m^2$ , czyli

$$v \text{ m/s} = \frac{Q \text{ m}^3/s}{A \text{ m}^2} \dots \dots \dots 1)$$

i dlatego musimy to zagadnienie traktować li tylko ze stanowiska matematycznego a nie hydrologicznego.

Dla przykładu naświetlmy dokładnie znany klasyczny argument hydrologiczny użyty do podziału koryt rzecznych na łożyska rzeczne i łożyska potoków czyli podział wód płynących na rzeki i potoki na podstawie prędkości przenoszenia się fali.

Gdy w roku 1786 *Lagrange* przedłożył Akademii berlińskiej swój wzór dla prędkości względnej przenoszenia się fali

$$v_1 = \sqrt{gT}$$

to użyto go bezzwłocznie do wyznaczenia spadu granicznego  $I_{gr}$ , mającego oddzielić rzeki o przepływie spokojnym od potoków o przepływie rwącym, posługując się następującym rozumowaniem:

Według wzoru *Lagrange*'a, prędkością bezwzględną wobec brzegów koryta rzeki będzie prędkość:

$$v_1 + v_2 \text{ w kierunku biegu wody}$$

$$\text{i} \quad v_1 - v_2 \text{ przeciw kierunkowi wody}$$

a gdy  $v_2 \geq v_1$  to żadna fala nie będzie mogła się przenieść w górę łożyska rzeki wobec tego stosując przybliżony wzór *de Chézy*'ego

$$v_2 = 50,93 \sqrt{I \cdot R}$$

otrzymamy warunek  $v_1 = v_2$  czyli:

$$\sqrt{gT} = 50,93 \sqrt{I \cdot R},$$

który pozwala nam obliczyć wartość spadu granicznego  $I_{gr}$ .

Jeżeli bowiem przyjmiemy  $T = R$  co dla łożysk przyrodzonych zawsze — nie popełniając błędu — uczynić możemy, otrzymamy, obliczając spąd powyższym

wzorem — dla łożysk szerokich a płytkich, uważanych za prostokątne:

$$I_{gr} = \left( \frac{\sqrt{9,81}}{50,93} \right)^2 = \frac{1}{2 \cdot 50} = 0,00378 = 3,78\%_0$$

okrągło przyjęto  $I_{gr} = \frac{1}{2 \cdot 50} = 0,004 = 4,0\%_0$ .

Ileż popełniono tu błędów w pogoni za argumentami hydrologicznymi mającymi uzasadnić końcowy wynik, który zresztą jest niedorzecznością.

1. Wyeliminowano z rachunku głębokość średnią  $T$ , której wartość funkcji jest wprost proporcjonalną do prędkości średniej  $v_2$ , a skoro to się już stało zastrzeżono

2. ważność obliczonego spadku granicznego dla koryt dość szerokich a płytkich. Doprawdy nie wiedzieć dla jakiego celu to zastrzeżenie, gdyż tym sposobem obliczony spadek  $I_{gr}$  jest liczbą stałą ważną dla wszelkich przekrojów łożysk przyrodzonych właśnie dlatego, że z rachunku wyeliminowano wartość  $T$  charakteryzującą przekrój.

3. Nie podano bliższego określenia dla łożysk n. p. czy łożyska rzek wielkich o szerokości przekraczającej 1 km, a głębokości średniej wynoszącej 10 m, w których prędkość średnia przy spadzie 0,5%<sub>0</sub> przekracza 3 m/s, również należą do tej kategorii, ponieważ ich stosunek głębokości średniej do szerokości nie przekracza 1%<sub>0</sub>.

4. Wartość funkcji spadku ze wzoru de Chéz'y'ego przyjęto jako wartość doskonałą.

Tymczasem tak nie jest, ponieważ po dzień dzisiejszy hydrologi biedzą się nad znalezieniem kształtu i wartości tej funkcji. Bardziej zbliżoną do rzeczywistości byłaby wartość  $f(I) = \sqrt[3]{I}$ , zapomocą której obliczone poniższym sposobem:

$$I_{gr} = 0,0002326 = \frac{1}{4300} = 0,2326\%_0,$$

co jest nonsensem.

Istnieje jeszcze wiele innych braków i niedociągnięć opisanego rozumowania spowodowanych zasadniczym błędem porównania wzoru Lagrange'a na  $v_1$  ze wzorem na prędkość średnią  $v_2$ , których jednak — ze względu na brak miejsca — nie podajemy.

Podobne rozważania ogłosili już w nowszych czasach, bo w wieku XIX de St. Venant (1831) i Boussinesq (1877), który w dziele swym „Essai sur la Théorie des eaux courantes“ mającym aspiracje do ścisłych rozważań, które jednak faktycznie nie przekraczają granic zakreślonych empiryką — znalazł istnienie aż dwu spadków i dwu prędkości granicznych, dzieląc tem samem przepływ w łożyskach przyrodzonych na rzeki o spadach do 3,33%<sub>0</sub>, (rivières), strumienie o spadach od 3,33%<sub>0</sub> do 4%<sub>0</sub> (torrents de pente modérée), wreszcie potoki o spadach od 4%<sub>0</sub> w górę (torrents rapides).

Taki podział może zadowolić geografów, ale nigdy hydrologów, ponieważ te trzy rodzaje przepływów występują także w łożyskach sztucznych, w których współczynnik szorstkości jest niezależny od spadku łożyska, a tem samem rodzaje przepływu nie dadzą się odgraniczać wielkością spadku tylko średnią prędkością sekundową, która zresztą się zmienia (rośnie lub maleje) w sposób ciągły i jest funkcją trzech czynników, mianowicie kształtu przekroju, spadku i współczynnika szorstkości.

Z takiej funkcji

$$v = F[f_1(I), f_2(T), f_3(S)],$$

pomimo pomierzonej czwórki wartości  $v, I, T, S$  nie można — nawet dla najprostszych przypadków wyznaczyć pojedyncze wartości poszczególnych funkcji (a zatem także i  $f_1(I)$ ), ponieważ dotychczas nie udało

się najgenialniejszym matematykom rozwiązać funkcji nawet dwu zmiennych niezależnych

$$v = F[f_1(I), f_2(T)]$$

w sensie jednoznacznego określenia kształtu i wartości poszczególnych członów tej funkcji  $f_1(I)$  oraz  $f_2(T)$ .

Zatem podział przepływów ruchu równomiernego jak proponuje M. T. Huber (3) na: 1. przepływ łagodny (lub spokojny); 2. przepływ umiarkowany i 3. przepływ rwący może nastąpić li tylko na podstawie wielkości prędkości średniej przekroju, ale wartość takiego podziału nie może mieć dla hydrotektów wielkiego znaczenia, ponieważ każdy z tych przepływów składa się z ruchów burzliwych i laminarnych i każdy z nich może być równie dobrze ruchem burzliwym jak i laminarnym.

Również nie można na podstawie takiego podziału odgraniczyć rzek, w których n. p. prędkość przepływu może być większą, od prędkości przepływu w potokach, więc cel takiego podziału, dla którego wyznaczenie granic jest niemożliwe, trafiają w próżnię naukową, mając tylko pewne znaczenie dla życia potocznego n. p. dla beletrystyki, w której się często czyta nie tylko o rwących, ale także i o szumiących potokach.

Wreszcie używanie nie zdefiniowanych ściśle wyrażań jak n. p. „wzmagające się uwikłanie strug“ itd. (16), sprawę omawianego zagadnienia nie wyjaśnia i nie może mieć pretensji do argumentu hydrologicznego.

Ta — niczem nieuzasadniona — pogoda za podstawami hydrologicznymi omawianych wzorów, wytworzyła również atmosferę, w której się sugestywnie rodziły i rodzą dotychczas, wzory zasadniczo bliźniaczo podobne do siebie (grupa I wzory od 4 do 14) różniące się jedynie sposobem obliczania współczynnika szorstkości oraz oparte na mętnych przesłankach hydrologicznych dziwaczne kształty wzorów grupy drugiej, w której wzory Christena dziwacznością swych podstaw i wyników (przykład przy końcu niniejszej pracy) wysuwają się na pierwsze miejsce tej grupy badaczy niemieckich.

Traktując omawiany problem tylko ze stanowiska matematycznego napotykamy już na trudności nie dające się pokonać. Nie mając bowiem odpowiednich warunków musimy rozwiązywać matematycznie t. zn. znaleźć kształt i wartość funkcji trzech zmiennych niezależnych

$$v = F[f_1(T), f_2(I), f_3(S)] \dots \dots \dots 2)$$

lub po wyeliminowaniu funkcji współczynnika szorstkości  $f_3(S)$ , pozostaje nam do rozwiązania funkcja dwóch zmiennych niezależnych

$$v = f[\varphi_1(I), \varphi_2(T)], \dots \dots \dots 3)$$

która posiada  $\infty^2$  rozwiązań, gdy wzór poprzedni t. j. drugi posiada  $\infty^3$  ilość rozwiązań.

Jeżeli bowiem — przy pomierzonych trójkach  $v_p, I_p, T_p$  — dowolnie obierzemy kształt jednej z funkcji składowych, to możemy zawsze znaleźć taką wartość drugiej funkcji składowej ze wzoru 3-go aby ona przy jego wyraźnym kształcie:

$$v = C \cdot f_1(I) \cdot f_2(T) \text{ m/s} \dots \dots \dots 4)$$

spełniała warunki:

$$\left. \begin{aligned} f_1(I) &= \frac{v}{f_2(T) \cdot C} \\ \text{względnie: } f_2(T) &= \frac{v}{f_1(I) \cdot C} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots 5)$$

z których można obliczyć wartości pomierzone  $I$  wzgl.  $T$ .

Oczywista rzecz, że kształt i wartość tych funkcji  $f_1(I)$  i  $f_2(T)$  mogą być dowolne. Ograniczamy je zwykle pewnymi warunkami, aby zbliżyć się do przyrody.



I tak np. zakładamy, aby funkcje te były ciągłe, aby wartość ich wzrastała ze wzrostem wartości zmiennych niezależnych, aby były krzywymi asymptotycznymi, aby nie wykazywały punktów przegięcia, osobliwych lub maximów i minimów, a co najważniejsze, aby wartości ich iloczynu była jak najbardziej zbliżoną do wartości  $v_p$  i t. d. Są to wszystko warunki matematyczne, które jednak nie zmniejszają nieskończenie wielkiej ilości rozwiązań tego zagadnienia.

Warunków hydrologicznych — wymienianych tak często i tak chętnie — w referatach dyskusyjnych i krytykach, nie było dotychczas, niema i prawdopodobnie tak prędko nie będzie, pomimo, że wielu autorów uważa je za pewne kryterjum dokładności swoich własnych wzorów.

Również nie można uważać za kryterjum dokładności badanego wzoru empirycznego o dwóch zmiennych niezależnych — dokładności wyników otrzymanych formułami 5, ponieważ absolutną dokładność tych wyników możemy otrzymać zapomocą nieskończenie wielu funkcji składowych  $f_1(I)$  i  $f_2(T)$  różniących się znacznie tak pod względem kształtu jak i wartości.

Sprawę tę najlepiej wyjaśnimy na przykładach.

Jeżeli bowiem weźmiemy pod rozwagę trzy przekroje rzeczne, w których pomierzono trójkę wartości  $v_p, I_p, T_p$ , mianowicie jeden o wartościach średnich, jeden dla wielkiej głębokości średniej a jeden dla wielkiego spadku i obliczymy te wartości zapomocą n. p. trzech nowszych wzorów, to otrzymamy różne wartości na średnią prędkość  $v_0$  z ogólnego wzoru 4 i dokładnie zgadzające się z wartościami pomierzonymi, wartości na  $I_0$  i  $T_0$  obliczone wzorami 5, jeżeli za podstawę przyjmijemy prędkość obliczoną  $v_0$ .

Przekroje obrano następujące:

1. Wisła pod Niepołomicami:  
 $T_p=0,75 m, I_p=0,441\text{‰}, v_p=0,601 m/s.$
2. Mississippi pod Viksburg:  
 $T_p=19,538 m, I_p=0,064\text{‰}, v_p=2,118 m/s.$
3. Bulaufbach pod Böchstein:  
 $T_p=0,366 m, I_p=26,140\text{‰}, v_p=0,970 m/s.$

Do tego porównania użyto trzy nowe wzory, mianowicie:

1. Hermanka (trójczłonowy) z r. 1905:  
dla  $T < 1,5 m, f_1(T)=30,7 T, f_2(I)=I^{1/2},$   
 $1,5 m < T < 6 m, f_1(T)=34 T^{1/2}, f_2(I)=I^{1/2},$   
 $T > 6,0 m, f_1(T)=(50,2+0,5 T) T^{1/2}, f_2(I)=I^{1/2}.$

2. Matakiewicza IV-ty czteroczłonowy z r. 1931 (16):  
 $T < 4,5 m, f_1(T)=1,04 T^{0,7}, f_2(I)=34 I^{0,493+10 I},$   
 $I < 0,016, f_1(T)=2,38 T^{0,7}=v,$   
 $T > 4,5 m, f_1(T)=(2,44+0,125 T), f_2(I)=34 I^{0,493+10 I},$   
 $I > 0,016, f_1(T)=2,38 T^{0,7}=v,$   
do 0,100 } w czem  $f_2(I)=2,285=const.$

3. Autora II-gi wzór ciągły z r. 1933 (20):  
 $f_1(T)=\frac{48 T}{\sqrt{T+0,9}}, f_2(I)=\left(\frac{I}{0,2+\sqrt[3]{1000 I}}\right)^{1/2}.$

Obliczając temi wzorami t. j. H (Hermanka), M (Matakiewicza) i P (autora) poszczególne wartości funkcji  $f_1(T)$  i  $f_2(I)$  jakoteż trójkę wartości pomierzonych  $v, T, I$ , przyczem jako podstawę do obliczenia  $T$  i  $I$  przyjęto  $v_0$  = chyżość obliczoną — otrzymano wyniki podane w tabl. I.

W zestawieniu powyższem widoczna jest prawie doskonała zgodność wyników wzorów (kolumna VII) Wisły Matakiewicza i autora oraz pomiaru (rubryka 2 i 3), dla Mississippi Hermanka i autora oraz pomiaru (rubryka 4 i 6), a dla Bulaufbachu wszystkie wyniki przekraczają + 20% prędkości pomierzonej — pomimo różnych wartości funkcji głębokości

średniej (kolumna III-cia) oraz znacznie się różniących wartości funkcji spadku (kolumna V-ta).

Tablica I.

L. p.	Rzeka	Wzór	T		I	v		v <sub>0</sub> -v <sub>p</sub> = =Δ	Δ <sup>o</sup> / <sub>o</sub>	
			f <sub>1</sub> (T)	T <sub>p</sub> =T <sub>0</sub> m		f <sub>2</sub> (I)	I <sub>p</sub> =I <sub>0</sub> ‰			v <sub>0</sub> m/s
1	Wisła	H	23,025	0,750	0,0210	0,441	0,4835	0,601	-0,1175	19,54
2		M	0,850	"	0,7300	"	0,6205	"	+0,0195	3,24
3		P	28,030	"	0,0214	"	0,6004	"	-0,0006	0,01
4	Mississippi	H	265,063	19,538	0,0080	0,064	2,1205	2,118	+0,0025	0,01
5		M	4,382	"	0,2900	"	1,4158	"	-0,7022	33,16
6		P	207,230	"	0,01032	"	2,1386	"	+0,0206	0,97
7	Bulaufbach	H	11,236	0,366	0,1617	26,140	1,8169	0,970	+0,8469	87,30
8		M	1,1781	"	-	-	1,1781	"	+0,2081	21,44
9		P	15,610	"	0,0907	26,140	1,4158	"	+0,4458	45,96
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X

W zestawieniu tem obliczono również wartości cyfrowe — zapomocą wzorów 5 głębokości średniej  $T_0$  (kolumna IV-ta) i spadku  $I_0$  (kolumna VI-ta), biorąc za podstawę obliczenia prędkość  $v_0$  obliczoną danym wzorem. Jak widać wartości te nie różnią się nietylko między sobą, lecz są także równe odpowiednim wartościom pomierzonym  $T_p$  i  $I_p$ .

Jeżeli jednak za podstawę obliczenia przyjmijemy prędkość wody pomierzoną  $v_p$  i obliczymy głębokości średnie zapomocą funkcji  $f'_1(T)$  to otrzymamy następujące wyniki (p. tabl. II).

Tablica II.

L. p.	Rzeka	Wzór	v <sub>p</sub>	f' <sub>1</sub> (T)= =v <sub>p</sub> / f <sub>2</sub> (I)	T <sub>p</sub>	T <sub>0</sub>	T <sub>0</sub> -T <sub>p</sub> =Δ	Δ <sup>o</sup> / <sub>o</sub>
			m/s					
1	Wisła	H	0,601	23,62	0,750	0,932	+ 0,182	24,27
2		M	"	0,8233	"	0,715	- 0,035	4,67
3		P	"	28,034	"	0,751	+ 0,001	0,13
4	Mississippi	H	2,118	264,75	19,538	19,252	- 0,286	1,47
5		M	"	7,303	"	38,903	+ 19,365	99,11
6		P	"	205,23	"	19,015	- 0,523	2,68
7	Bulaufbach	H	0,970	5,998	0,366	0,195	- 0,171	46,72
8		M	"	0,4086	"	0,263	- 0,103	23,42
9		P	"	10,694	"	0,238	0,128	34,97
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII

Oczywista rzecz, że przy tem obliczeniu musieliśmy przyjąć funkcję spadku  $f_2(I)$  jako doskonale dokładną — co w rzeczywistości jest nieprawdopodobnem — i dlatego też otrzymaliśmy w tablicy II-giej tak dziwaczne wyniki w rubrykach 5 i 7, oraz kolumnach VI i VIII-mej. Wzór M, który dla rzeki Mississippi różni się w wyniku tylko o 33,16% od pomiaru, przy obliczeniu zapomocą funkcji głębokości średniej wykazuje 99,11% różnicy.



Nonsens takiego sprawdzianu występuje tu jaskrawo w wielkości obliczonej głębokości średniej  $T_0 = 39,903 m$ , leżącej poza interwałem ważności wzoru ułożonego dla głębokości do 20,0 m.

I odwrotnie wzór  $H$ , którego wynik dla potoku Bulaufbach jest różny od pomiaru o 87,30%, wykazuje tylko różnicę 46,72% przy zastosowaniu wzoru 5.

Podobne zestawienie cyfrowe możemy uzyskać za pomocą formuł 5 dla funkcji spadów, którą obliczamy formą:

$$f_2(I) = \frac{v_p}{f_1(T)}, \dots \dots \dots 6)$$

przyjmując oczywiście absolutną dokładność funkcji  $f_1(T)$ .

Wynik tego obliczenia wykazywałby jeszcze więcej nonsensów, ponieważ wzorem  $M$  spadek ten powyżej 15,6‰<sup>3)</sup> nie można by w ogóle obliczyć, gdyż funkcja spadów według Matakiewicza od 16‰<sub>00</sub> do 100‰<sub>00</sub>, nie istnieje, a jej wartość w tym interwale jest liczbą stałą = 2,285 (16). Wielkość tej liczby jest iloczynem ze stałej towarzyszącej funkcji spadów oraz wartości funkcji spadów  $34 \cdot I^{0,493+10I}$ , przy spadzie = 16‰<sub>00</sub>.

Z powyższego przedstawienia sprawy wynika jasno, że taki lub owaki kształt oraz wartość funkcji składowych, (których może być nieskończenie wiele)  $f_1(T)$  i  $f_2(I)$ , wzoru na średnią prędkość wody w łożyskach przyrodzonych nie wpływa zupełnie na dokładność wyników tego wzoru a temsamem nie można wartości tych funkcji używać jako kryterium do oceny dokładności wzorów względnie uważać je za jakąkolwiek podstawę hydrologiczną. Główną rolę odgrywa tu matematyka, która w tej zawilej sprawie funkcji uwikłanej o nieskończenie wielu kształtach i wartościach, również nie może nam dać jednoznacznego rozwiązania.

Przy rozwiązywaniu takich zagadnień radzimy sobie następującym sposobem:

Przyjmujemy zupełnie dowolnie wartość jednej z tych funkcji n. j.  $f_1(T)$  dla pewnego stałego  $T$  i z równania 4-go obliczamy wartości drugiej funkcji składowej — w niniejszym przykładzie (20):

$$f_2(I) = \frac{v_p}{f_1(T)} = \frac{v_p}{C} \dots \dots \dots 7)$$

lub:  $f_2(I) = \frac{f_1(T)}{v_p} = \frac{C}{v_p} \dots \dots \dots 8)$

przyczem przyjęto we wzorze 7:

$$v_p > f_1(T),$$

a we wzorze 8:  $v_p < f_1(T)$ , otrzymując dla szeregu wartości  $T_1, T_2 \dots T_n$  szereg wartości stałych  $C_1, C_2 \dots C_n$ .

Oczywista rzecz, że te wartości  $C$  aczkolwiek dowolnie dobrane są względem siebie w pewnej zależności matematycznej, mianowicie — zależnie od założenia — muszą one w prostokątnym układzie płaskim  $C=y, T=x$  tworzyć krzywą lub prostą o rzędnych rosnących ze wzrostem odciętych, ciągłą, jak we wzorze jednoczłonowym  $P$ , lub łamaną (nieciągłą), jak we wzorach wieloczłonowych  $M$  i  $H$ .

Mając tym sposobem obliczone wartości drugiej funkcji  $f_2(I)$  możemy znaleźć łatwo jej kształt.

<sup>3)</sup> Jeżeli bowiem funkcję kształtu:

$$y = x^{a+bx}$$

zróżniczkujemy względem  $x$ , to otrzymamy:

$$\frac{dy}{dx} = -\frac{a}{b} \cdot \frac{1}{1 + \log_n x},$$

a gdy podstawimy wartości z funkcji spadów  $f(I) = I^{0,493+10I}$  i przyrównamy pierwszą pochodną do zera, otrzymamy dla max. wartości  $I = 0,0156 = 15,6‰$ .

Ponieważ możemy pod każdą wartość  $C$  podstawić nieskończenie wiele liczb, otrzymamy tem samem nieskończenie wiele rozwiązań dla funkcji spadów  $f_2(I)$ , z których każda spełni warunek:

$$v_p = f_2(I) \times C, \text{ wzgl. } v_p = \frac{C}{f_2(I)},$$

czyli możemy temsamem zbudować nieskończenie wiele związków pomierzonych trójek  $v, I, T$  t. zn. wzorów empirycznych na średnią prędkość wody w łożyskach przyrodzonych o kształcie funkcji uwikłanej:

$$\left. \begin{aligned} v_0 &= f_1(T) \cdot \varphi_1(I) \\ v_0 &= f_2(T) \cdot \varphi_2(I) \\ &\dots \dots \dots \\ v_0 &= f_\infty(T) \cdot \varphi_\infty(I) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots 9)$$

których wyniki  $v_0$  będą sobie równe, względnie po uwzględnieniu dyspersji występującej przy wynikach pomiarowych  $v_p$  — równe wynikom pomierzonym  $v_p$ .

A jeżeli twierdzenie powyższe — które zostało udowodnione — jest prawdziwem, to każda z funkcji składowych pomimo, że różnią się kształtem i wartościami:

$$f_1(T) \neq f_2(T) \neq \dots \neq f_\infty(T)$$

oraz  $\varphi_1(I) \neq \varphi_2(I) \neq \dots \neq \varphi_\infty(I)$

jest funkcją właściwą dokładnie odpowiadającą pomierzonej trójce wartości rzeczywistych  $v, T, I$ , gdyż ich odpowiednie iloczyny:

$$f_1(T) \cdot \varphi_1(I) = f_2(T) \cdot \varphi_2(I) = \dots = f_\infty(T) \cdot \varphi_\infty(I) = v_p$$

są sobie równe, oraz równają się średniej prędkości pomierzonej w łożyskach przyrodzonych (przy uwzględnieniu dyspersji pomiarowej).

Taki sam rachunek możemy przeprowadzić przyjmując dowolnie wartość drugiej funkcji  $\varphi(I) = C_I$ , szukając następnie kształtu i wartości funkcji  $f(T)$ .

Jeżeli zatem wzorami 5 obliczymy poszczególne wartości  $T$  wzgl.  $I$  przy zastosowaniu wzorów 9, to z różnych wartości funkcji głębokości średnich względnie spadów otrzymamy równe wartości na  $T$  wzgl.  $I$ , t. zn. obliczywszy wartość  $T$ :

z funkcji  $f_1(T) = \frac{v_p}{\varphi_1(I)}$  otrzymamy  $T_0 = T_p$

"  $f_2(T) = \frac{v_p}{\varphi_2(I)}$  "  $T_0 = T_p$

"  $f_\infty(T) = \frac{v_p}{\varphi_\infty(I)}$  "  $T_0 = T_p$

podobnie, jeżeli obliczymy  $I$ :

z funkcji  $\varphi_1(I) = \frac{v_p}{f_1(T)}$  otrzymamy  $I_0 = I_p$

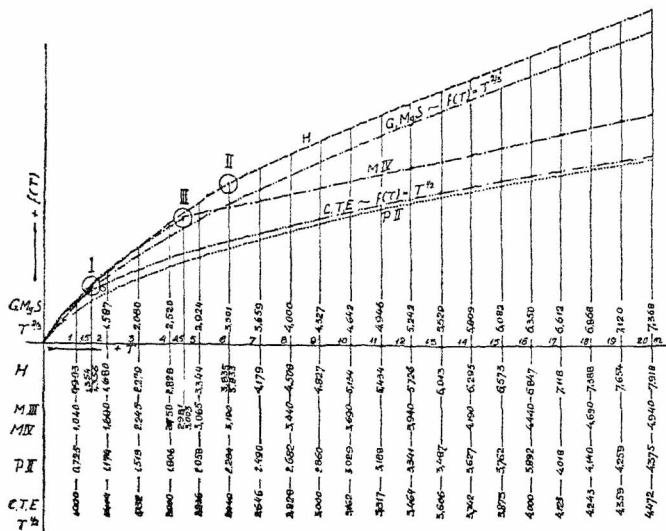
"  $\varphi_2(I) = \frac{v_p}{f_2(T)}$  "  $I_0 = I_p$

"  $\varphi_\infty(I) = \frac{v_p}{f_\infty(T)}$  "  $I_0 = I_p$

Z powyższego wynika, że chętnie używany w krytykach omawiających dokładność wzorów empirycznych na średnią prędkość wody w łożyskach przyrodzonych argument (16) o kształcie krzywych głębokości, średniej względnie spadów — musi odpaść zupełnie jako nierzetliwy, gdyż dokładność wyników takich wzorów  $v_0$  możemy ocenić tylko porównując te wyniki z wynikami pomierzonych prędkości średnich  $v_p$ .

Metody używane do tego celu będą opisane w osobnej pracy z matematyki stosowanej.

Dla przykładu podano na rysunkach 1 i 2 kilka krzywych będących obrazami funkcji głębokości średniej  $T$  (rys. 1) oraz spadku  $I$  (rys. 2), które spełniają swe zadanie w wystarczającej mierze w interwale pewnych odcinków rzecznych, pomimo, że się znacznie różnią kształtem i wartościami,



Rys. 1.

Krzywa  $GMS$  przedstawia obraz funkcji promienia hydraulicznego  $f(R)=R^{1/3}$  wzorów Gaucklera, Manninga i Stricklera, krzywa  $H$ , funkcję głębokości średniej wzorów Hermanka, przyczem podziałkę zmniejszono 34 razy.

Wzór ten jest trójczłonowy, przeto pierwszy człon dla  $T < 1,5 m$  obliczono tu wzorem  $f_1(T) = \frac{30,7 T}{34}$ , drugi dla  $1,5 m < T < 6,0 m$ , wzorem  $f_2(T) = T^{3/4}$ , wreszcie trzeci dla  $T > 6 m$ , wzorem  $f_3(T) = \frac{50,2 + 0,5 T}{34} \cdot T^{1/2}$ .

Krzywa  $M$  jest obrazem funkcji głębokości średniej z IV wzoru Matakiewicza (16). Jest to wzór dwuczłonowy dla funkcji  $T$ , mianowicie dla wartości  $T < 4,5 m$ ,  $f_1(T) = 1,04 T^{0,7}$  przedstawia nam krzywą paraboliczną, a dla  $T > 4,5 m$  prostą o równaniu  $f_2(T) = -2,44 + 0,125 T$ . Krzywa  $CTE$  jest obrazem funkcji promienia hydraulicznego  $f(R)=R^{1/2}$  wzorów de Chézy'ego, Tadini'ego i Eytelweina, wreszcie krzywa  $P$  jest obrazem funkcji głębokości średniej:

$$f(T) = \frac{T}{\sqrt{T+0,9}}$$

drugiego wzoru autora (20).

Krzywe de Chézy'ego, Tadini'ego, Eytelweina, Gaucklera, Manninga, Stricklera i autora są krzywami ciągłymi, natomiast obrazy funkcji Hermanka i Matakiewicza złożone są z odcinków prostych i krzywych, przyczem w punktach przejściowych wykazują różnice rzędnych u Hermanka dla  $T=1,5 m$  i dla  $T=6,0 m$  na drugim miejscu dziesiętnym, a u Matakiewicza dla  $T=4,5 m$ , również na drugim miejscu dziesiętnym (ilustrują to rzędne podane na rys. 3). O tych niedociągnięciach matematycznych będzie później mowa przy omawianiu krzywej spadku. (Dokt. nast.).

## Wiadomości z literatury technicznej.

### Drogi.

— Badanie nad wpływem przyczepki na stan jezdni drogowej ogłoszone zostały w IX. Sprawozdaniu o drodze doświadczalnej Niemieckiego Związku Budowy Dróg w Brunświku.

Utarło się przekonanie, iż przyczepki samochodowe powodują silne niszczenie nawierzchni drogowej, szczególnie z powodu wahadłowego ruchu poprzecznego i powstawanie wskutek tego bocznych sił ścinających. Pewne uzasadnienie tego faktu znaleziono już nawet w dotychczasowych badaniach na omawianej drodze doświadczalnej.

Tymczasem przeciwstawiono, szczególnie ze sfer przemysłu samochodowego, temu zapatrywaniu twierdzenie, iż przeprowadzone w tym kierunku dotychczasowe badania nie były bez zarzutu już choćby z tego powodu, że droga doświadczalna była kołem, wobec czego niszczące działanie przyczepki należy raczej przypisać wpływom siły odśrodkowej, która przecież nie występuje w kierunkach prostych. Nadto zwrócono uwagę, iż obecnie używa się do przyczepki prawie wyłącznie obręczy wysokoelastycznych, a często nawet pneumatyków, co również nie miało miejsca w poprzednio przeprowadzonych doświadczeniach. Zresztą przewóz towarowy staje się ekonomiczny dopiero z chwilą użycia przyczepki i nawet w wypadku, gdyby prawdziwym było, iż ruch przyczepkowy powoduje zwiększenie kosztów utrzymania drogi, to jednak z nawiązką jest to skompensowane przez obniżenie kosztów transportu.

Ażeby rozstrzygnąć powyższą sprawę poleciło Ministerstwo Komunikacji Rzeszy wymienionemu Związkowi przeprowadzenie w tym kierunku szczegółowych badań.

W pierwszym rzędzie okazała się konieczność założenia odmiennego jak dotychczas rzutu poziomego drogi, który istniał w formie regularnego koła o zewnętrznym promieniu 180 m. Mianowicie w lecie 1932 przekształcono północną

połowę tej drogi w sposób w poniższym szkicu podany, wytworząc obok kierunków kołowych również proste. Długość nowej drogi licząc od zachodu wynosiła:

a) partja prosta . . . . .	160·46 m
b) partja kołowa o promieniu 60 m . . . . .	112·80 "
c) partja prosta . . . . .	191·88 "
d) partja kołowa o promieniu 120 m . . . . .	150·83 "
e) partja prosta . . . . .	46·14 "
razem . . . . .	662·11 m

do tego nienaruszona co do sytuacji południowa

partja kołowa o promieniu 180 m . . . . .	545·32 m
---	----------

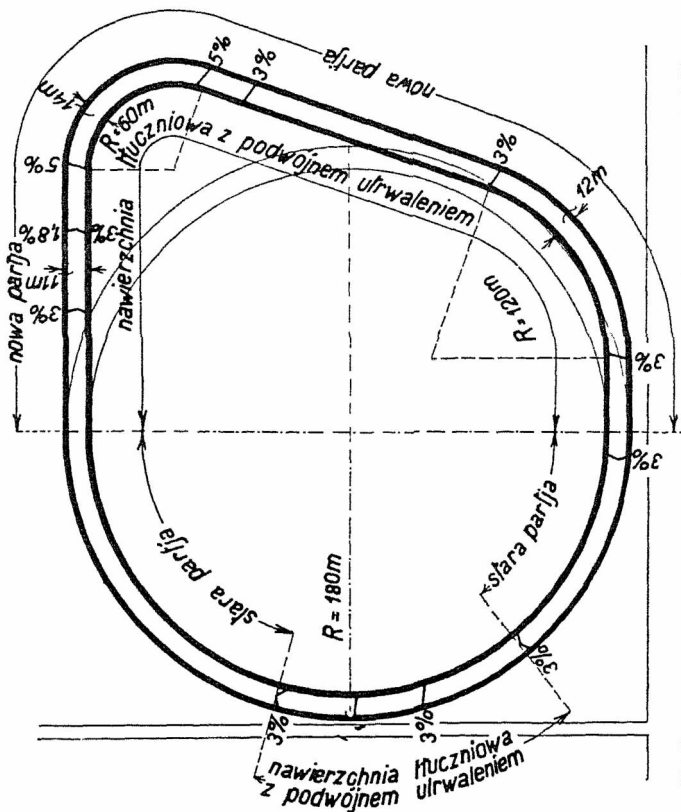
tak, że osiowa długość całości wynosiła . . . . . 1207·43 m

Dla nowo wybudowanej partji przyjęto typ nawierzchni tłuczniowej z podwójnym utrwaleniem mazią. Ułożono mianowicie na dobrze stężonym, piaskowym podłożu 18 cm gr. pokład dolny, następnie 6 cm gr. warstwę średnie grubego tłucznia, oraz 6 cm gr. warstwę górną; całość przewalowano wałem 18 t. Górna partja otrzymała pierwsze utrwalenie mazią 1·5 kg/m<sup>2</sup>, zaś po przysypaniu miałem i przewalowaniu wałem 6 t, powtórne utrwalenie spramexem 1·5 kg/m<sup>2</sup> wraz z dodatkowym miałowaniem i wałowaniem. Jako tłucznia użyto gąbro z Harzu.

Celem uzyskania dat porównawczych w odniesieniu do promieni krzywizn, w zupełnie podobny sposób wykonano 160 m długą przestrzeń na południowej, co do sytuacji nienaruszonej partji, co również na poniżej podanym szkicu zaznaczone.

Poprzednio droga doświadczalna posiadała dwustronne spadki poprzeczne. Taki sam typ zachowano na prostej partji ad a) z tem, iż na krótkiej przestrzeni przed krzywizną, ad b) założono spadek zmienny, a następnie jednostronny 5%, w którym utrzymana jest cała ta krzywizna. Partja prosta ad c) posiada 3% spadek jednostronny ku wewnątrz, przyczem spadek ten zachowano również w partji ad d), przechodząc w partji końcowej ad e) do starego

dwustronnego spadku. Na przestrzeni nowo wybudowanej w partji południowej zastosowano 3% spadek jednostronny.



Podobnie jak poprzednio całość przekroju poprzecznego (15·30 całkowita szerokość, 11·00 m istotna jezdnia) podzielono na 4 pasy po 2,75 m. Każdy z tych pasów przeznaczony był dla oddzielnej jednostki przewozowej, mianowicie:

Pas I (wewnętrzny): trzyosiowy samochód ciężarowy Büsing NAG 16 t na pneumatykach z 15 t trzyosiową przyczepką Christoph & Unmack, również na pneumatykach.

Pas II: Samochód jak poprzednio z dwuosiową 10 t przyczepką firmy j. w. na pneumatykach.

Pas III: Samochód jak poprzednio bez przyczepki.

Pas IV: Samochód jak poprzednio z dwuosiową 7·5 t przyczepką firmy j. w. na obręczach wysokoelastycznych.

Na pasach I—III jeżdżono z chyżością 40 km/g, na pasie IV, stosownie do niemieckich przepisów (obr. wysokoelastyczna) 25 km/g.

Próby rozpoczęto z początkiem października 1932 r., a ukończono z końcem kwietnia 1933. Dodać należy, iż celem uzyskania dat porównawczych musiano przewieźć jednako w ciężar przez wszystkie pasy i wszystkie jednostki przewozowe i w tym kierunku musiał być plan przejazdów bardzo starannie opracowany. Nie wchodząc w szczegóły, rezultat badań przedstawia się następująco:

Po przejeździe całkowitego obciążenia (własnego i ruchomego) w ilości 259.200 t okazało się, że koszty budowlane i utrzymania wynoszą na pasie I 1·94 RM/mb, na pasie II — 1·91 RM/mb, na pasie III — 1·90 RM/mb, zaś na pasie IV — 2·15 RM/mb. Innymi słowy najmniejsze koszty budowlane spowodowane zostały ruchem samego samochodu bez przyczepki (pas III), natomiast przy pasie II, koszty wzrosły o 0·5%, przy pasie I o 2·1%, a przy IV o 13·2%.

Zupełnie odmiennie natomiast przedstawiają się koszty ruchu. Wynoszą one mianowicie dla całości przewiezionego obciążenia (259.200 t) oraz na 1 mb przebytej drogi:

dla pasu I	—	15·53 RM.
" "	II	— 15·92 "
" "	III	— 22·97 "
" "	IV	— 15·19 "

a więc dla przyczepki z obręczami wysokoelastycznymi przedstawiają się najkorzystniej (pas IV), zaś największe są przy ruchu bez przyczepki.

Przy zsumowaniu zatem obu wspomnianych kosztów otrzymuje się następujące uszeregowanie wydatków wypadających na 1 mb przejechanej drogi:

Pas IV	—	2·15 + 15·19 = 17·34 RM.
" I	—	1·94 + 15·53 = 17·47 "
" II	—	1·91 + 15·92 = 17·83 "
" III	—	1·90 + 22·97 = 24·87 "

Okazuje się zatem, iż najekonomiczniejszym jest ruch z przyczepką na obręczach wysokoelastycznych, najmniej zaś gospodarzo usprawiedliwionym ruch na samochodzie bez przyczepki.

Wynik ten przemawia zatem wybitnie za używaniem przyczepki w warunkach analogicznych do tych, z jakimi się miało do czynienia przy przeprowadzanych doświadczeniach t. z. w terenie płaskim, z maksymalnym spadkiem 1%. Naturalnie, iż przy istnieniu większych spadków, stosunki mogą się zmienić, o sprawie tej jednakże trudno mówić wobec braku dat doświadczalnych.

Oprócz badań kosztów przeprowadzono również badania odnoszące się do uderzeń z powodu nierówności drogi z pomocą aparatu Langer-Thomé, oraz badania z wskaźnikiem naoczni, podobnie zresztą jak to miało miejsce w doświadczeniach poprzednio przeprowadzonych\*).

Dla porównania ruchu na drodze doświadczalnej ze stosunkami na drogach normalnych, przeprowadzono z temi samymi jednostkami przewozowymi badania zużycia materiałów pędnych na drogach prowincjonalnych pruskich i państwowych brunświckich. Bezpośrednio dadzą się jednak porównać tylko daty, odnoszące się do ruchu w terenie płaskim, które wykazały, że w tych samych warunkach co do jednostek przewozowych i chyżości ruch na drodze normalnej powodował 16—21% mniejsze zużycie materiałów pędnych, co prawdopodobnie przypisać należy niekorzystnej porze, w której ruch się odbywał na drodze doświadczalnej (zima) oraz licznym krzywiznom, które wynosiły ok. 2/3 całości drogi. E. B.

## Mosty.

— **Most na Ochry w Karlowych Warach łukowy żelbetowy** opisuje inż. Šiška w *Bet. u. Eis.* (1933, str. 103). Most leży w silnym ukosie 45°,  $l=82$  m,  $f=9·5$  m jest trójprzegubowy. Dwa łuki żelbetowe 2·75 m szerokie, a między nimi niepodparta długość 2·15 m podpierają, zapomocą 4 słupów w przekroju drogę jezdnią 7·45 m i dwa chodniki na wspornikach po 1·95 m. Przekrój łuków jest skrzynkowy.

Dr. M. Thullie.

## Koleje.

— **Sprawie bezpieczeństwa pracowników na kolejach francuskich** poświęca się w latach ostatnich bacniejszą uwagę, nieszczędząc na ten cel wydatków.

Przedewszystkiem uznano kolor biały jako najbardziej ostrzegawczy, dostrzegalny i w nocy. Wiadukty nad kolejami maluje się na biało, to samo odnosi się do kolumn bram warstatów i parowozowni, gdy nie są odległe o 1/2 m od obrysu. Na otwartych liniach maluje się na biało wszystkie przeszkody, nawet robotnicy pod stacjami ubierani są na biało.

Parowozy utrzymują paleniska o drzwiach, otwieranych na wewnątrz, dno tendra zakłada się w równi pochyłej, a nawet posługuje tłokiem do podsuwania węgla. Ulepszono mechanizm zamknięcia wagonów bagażowych. Dla dojeżdżających do pracy wzdłuż kolei rowerami buduje się osobne

\*) Vide: E. Bratro: „Droga doświadczalna w Brunświku“ „Wiadomości Drogowe“ Nr. 1 i 2 ex 1931.



chodniki obok toru o powierzchni obniżonej o 30 cm. Wybudowano dotąd 5000 km.

Wszystkie te i inne urządzenia wykazały znaczny ubytek w ciągu ostatnich czterech lat wypadków kolejowych personelu i umniejszyły wydatki kolei na odszkodowania. (*Revue Générale des chemins de fer* 3/1933).

— **Hotel kolejowy w Sztuttgardzie.** W Sztuttgardzie wybudowano nowy dworzec kolejowy w oddaleniu o kilkaset metrów od poprzedniego. Za przykładem Anglii urządzono w gmachu samego dworca hotel o stu pokojach, co zyskało uznanie u podróżnych. (*Zeit. d. Veveins mittel. Eisenbahnverwaltung* 1933).

— **Kolej elektryczna na kulach.** Mikołaj Jarmoczek projektuje nowy typ kolei, gdzie zamiast kół użyte są kule. Pociąg składa się z wagonów, z których każdy porusza się na dwóch kulach, po bokach zciętych. W każdej kuli umieszczony jest motor elektryczny, powodujący obrót kuli, a tem samem ruch wagonu. Prąd elektryczny doprowadza się zapomocą kabla do osi kół. Pociąg porusza się nie po szynie, ale w rynnice żelazno-betonowej i został już wybudowany na linii 2 km długiej koło Moskwy. Wynalazca ma otrzymać od rządu sowieckiego środki do wypróbowania wynalazku na odcinku 20 km długim.

Projektant przewiduje szybkość pociągu 250 km/godz. Kule toczne będą posiadały średnice 3,7 m, („Transportnoje stroitelstwo“ 11/1933, „Przegląd zagr. piśmien. kolej.“ 4/1934, „Kurjer turyst. i komunik.“ 6/1934, „Mod. Transp.“ 760/1933).  
Inż. A. W. Krüger.

## NEKROLOGJA.

W dniu 31 sierpnia b. r. zmarł w Dobromilu w 59 roku życia Inż. Klemens Wein, członek naszego Towarzystwa od r. 1900.

Śp. Zmarły, po ukończeniu Politechniki, poświęcił się służbie kolejowej, pracując w ostatnich okresach przed przejściem na emeryturę, jako kierownik działu sygnałowego Dyrekcji Stanisławowskiej. Pozostawił po sobie szereg wynalazków związanych ze sprawą sygnalizacji kolejowej.

Cześć Jego pamięci!

## BIBLIOGRAFJA.

**Książki nadesłane.** Tadeusz Tołwiński: „Urbanistyka“. Tom I. Budowa miasta w przeszłości. Warszawa 1934. Wydawnictwo Zakładu Budowy Miast Politechniki Warszawskiej. Cena 12 zł.

S. Liebert: „Mechaniczne przenoszenie siły a bezpieczeństwo pracy“. Warszawa 1934. Instytut Spraw Społecznych.

W. Adamiecki: „Gospodarcze znaczenie bezpieczeństwa pracy“. Warszawa 1934. Instytut Spraw Społecznych.

„W służbie bezpieczeństwa pracy“. Warszawa 1934. Instytut Spraw Społecznych.

Prof. Dr. W. Broniewski: „Prace zakładu metalurgicznego Politechniki Warszawskiej“ Tom IV. Warszawa 1934. Nakł. Akademii Nauk Techn.

Prof. Dr. W. Wierzbicki: „O sposobach rozumienia terminu «Wyboczenie»“. Warszawa 1934. Nakł. Akad. Nauk Techn.

Dr. K. Pomianowski i Dr. K. Wóycicki: „Uderzenia wodne w przewodach tłocznych zakładów wodociągowych“. Warszawa 1934. Nakł. Akad. Nauk Techn.

W. Adamiecki: „Rola instytucji ubezpieczeniowych w akcji zapobiegania wypadkom przy pracy“. Warszawa 1934.

K. Tołwiński: „Kopalnie ropy i gazów ziemnych w Polsce“ II. Borysław. Warszawa-Borysław-Lwów 1934. Karpaci Instytut geologiczno-naftowy.

„Komunikacja autobusowa na drogach publicznych w Polsce w r. 1933“. Ministerstwo Komunikacji. Warszawa 1934.

**Wykaz ważniejszych dzieł nabytych przez Bibliotekę Politechniki Lwowskiej w ciągu pierwszego kwartału 1933 r.** (Ciąg dalszy).

## V. Technologia mechaniczna, budowa maszyn, elektrotechnika.

Kalisch E. Fahrzeugbau. Berlin 1933. Str. 10. Tb. 99. — Engelsson E. Kaplanturbinen oder Propellerturbinen. München 1924. Str. 17. — Decjusz J. Maszyna parowa o obrotowym rozrządzie pary w zastosowaniu do napędu statków rzecznych. Warszawa 1932. Str. 35. — Pohlhausen A. Die Kolbendampfmaschinen. Leipzig. 1925. Str. 526. Tabl. 23. — Elektryk. Podręcznik kieszonkowy elektrotechniki prądu silnego. Warszawa 1933. — Dufferrit-Mitteilungen. Frankfurt a/M. — Spiesser R. Krankheiten elektrischer Maschinen, Transformatoren u. Apparate. Berlin 1832. Str. 357. — Broniewski W. Ćwiczenia i prace z metalografii. Warszawa 1929. Cz. I. Str. 109. — Wysocki S. i Klys K. Telefony i łącznice telefonowe. Warszawa 1935. Str. 309. — Przepisy, oceny i badania maszyn elektrycznych. Warszawa 1932. Str. 52. Arnold E. u. Cour J. L. la. Die Synchronen Wechselstrommaschinen. Berlin 1922. Str. 896. Tb. Jung W. Über die Kulissensteuerung der Walzenzugmaschine. Leipzig 1913. Str. 57. Tb. 3. — Rietschel H. Podręcznik ogrzewania i wietrzenia. Warszawa 1933. Str. 260. Tb. 7. — Symbole graficzne urządzeń elektrycznych prądu silnego. Warszawa 1931. Str. 12. — Przepisy techniczne urządzeń kinematografowych. Warszawa 1928. Str. 13. — Wskazówki co do ochrony budowlanej od elektrycznych wyładowań atmosferycznych. Warszawa 1931. Str. 24. — „Anteny“. Przepisy. Warszawa 1932. Str. 17. — Przepisy budowy i ruchu reklam świetlnych. Warszawa 1932. Str. 14. — Wskazówki obchodzenia się z domowymi urządzeniami elektrycznymi. Warszawa 1932. Str. 16. Gogolewski Z. Urządzenia elektryczne taboru tramwajów i kolei dojazdowych. Cz. I. Silniki trakcyjne. Str. 174. Warszawa 1933. (C. d. n.).

## Kongresy i Zjazdy.

**III Polski Zjazd Racjonalnej Organizacji** odbędzie się z końcem bieżącego roku w Warszawie. Polski Komitet R. O. w Warszawie (Mokotowska 53), przygotowujący ten zjazd, zaprasza wszystkich inżynierów, przemysłowców i organizatorów do udziału w tej wielkiej konferencji, mającej przedstawić całemu społeczeństwu obecny stan ruchu racjonalnej organizacji, której nam wobec ciężkiej sytuacji gospodarczej więcej niż kiedykolwiek potrzeba. Komitet zaprasza znawców tych spraw do nadsyłania krótkich referatów w zjazdowych na razie do 1 września b. r., do wymienionego wyżej Komitetu. Tematy referatów nie podlegają zasadniczym ograniczeniom, lecz mogą dotyczyć teoretycznych i praktycznych spraw R.O. i administracji, zarówno prywatnej jak i publicznej. Obejmują zatem tak szerokie dziedziny jak sama wiedza organizacyjno-administracyjna, potrzebna zarówno w życiu jednostek, przedsiębiorstw, wielkich i małych zakładów gospodarczych wszelkiego rodzaju, w przemyśle, górnictwie, rolnictwie, gospodarstwie domowym, jak też w zarządach publicznych, miejskich samorządach i t. d. Szczególnie pożądane są sprawozdania z realnych zastosowań R.O. w życiu przedsiębiorstw przemysłowych, w administracji, biurach, kartelach, ubezpieczalniach itd.

Autor tej notatki przedłożył Komitetowi wniosek na urządzenie w czasie Zjazdu ankiety (pisemnej i ustnej) nad następującymi aktualnymi kwestjami:

1. Czy zarzuty, stawiane niekiedy Racjonalnej Organizacji co do rzekomo niekorzystnego jej wpływu na stan bezzarobkowości są słuszne?
2. Jakie błędy praktyczne zauważono przy stosowaniu wskazań R.O. w przemyśle, względnie w biurowości?
3. Czy amerykańskie hasło „wysokich płac“, jako środka do podtrzymywania dobrobytu, polecane przez Forda, Roosevelta i innych, ma pewne uzasadnienie, czy też jest błędne?
4. Czy tezy Fayola, odnoszące się do autorytetu, hierarchji i centralizacji, zostały należycie zrozumiane, czy też ulec muszą pewnym warunkom i ograniczeniom?
5. Co może ruch R.O. zrobić w kierunku zwiększenia stanu zatrudnienia ludzi?

Jakie doświadczenia w tym kierunku poczynił Zarząd Funduszu Pracy?  
E. Hauswald.