

P O L I T E C H N I K A W R O C Ł A W S K A
INSTYTUT INŻYNIERII CHEMICZNEJ I URZĄDZEŃ CIEPLNYCH
ZAKŁAD KLIMATYZACJI I OGRZEWNICTWA

Komunikat Nr I-13/215/76

BADANIA PRZEPŁYWÓW KRZYWOLINIOWYCH
STRUMIENI DWUFAZOWYCH GAZ -
ZIARNISTE CIAŁO STAŁE

Jan S Y P O S Z

Praca doktorska

PROMOTOR: Doc.dr hab.inż. Władysław T O M C Z A K

Słowa kluczowe: przepływy dwufazowe, transport pneumatyczny,
tor ziarna, straty ciśnienia, łuk.

- Wrocław, 1976 -

Mr 3367

mgr inż. Jan Syposz

Zakład Klimatyzacji i Ogrzewnictwa

Instytut Inżynierii Chemicznej i Urządzeń Ciepłych

Politechniki Wrocławskiej

ul. Norwida 4/6

50-373 Wrocław



3367

Wpłynęło dnia 8.10.1976r.

№. 57 / D / 77

S T R E S Z C Z E N I E

Autor niniejszej pracy postawił sobie za cel ustalenie praw rządzących przepływami krzywoliniowych strumieni dwufazowych gaz - ziarniste ciało stałe w łukach instalacji transportu pneumatycznego.

W pierwszej części pracy przeprowadzono analizę danych literaturowych, wyodrębniono wszystkie parametry mogące wpływać na przepływy w łukach oraz uściślono pojęcia i definicje współczynników stosowanych do określania oporu przepływu w łukach mieszanin gazu i ziarnistego ciała stałego. Stosując metodę analizy wymiarowej wyprowadzono dla najistotniejszych wielkości fizycznych charakteryzujących transport w łukach, kryterialne równanie oporu przepływu.

W oparciu o istniejące teoretyczne i doświadczalne dane dotyczące dynamiki przepływu ziarna w strumieniu gazu oraz istniejący ogólny model matematyczny ruchu ziarna w potencjalno-wirowym strumieniu gazu z nałożoną stałą prędkością osiową, opracowano i rozwiązano numerycznie układ równań toru ziarna, zawierający m.in. współrzędne toru oraz kąt padania ziarna na ściankę łuku. Zmieniając uwzględnione w modelu parametry transportu, przeanalizowano ich wpływ na bardzo ważny w mechanizmie powstawania strat energii kinetycznej ziaren w łuku, kąt padania ziaren granicznych β . Aktualnie ilościowy wpływ poszczególnych bezwymiarowych liczb podobieństwa na współczynnik oporu dodatkowego ζ_S lub ψ_S można wyznaczyć tylko na drodze doświadczalnej. Przeprowadzenie badań dla wszystkich możliwych kombinacji wymiarów i własności ziaren i przewodów, a także wszystkich parametrów gazu, byłoby bardzo pracochłonne. Dlatego korzystając z wyników teoretycznej części pracy, zawężono program pomiarów do najniezbędniejszych, tj. do dokładnego zbadania wpływu takich wielkości, jak: ilość transportowanego materiału M_S , prędkość powietrza w , średnica gięcia łuku D_L , średnica ziarna d_S , współ-

czynnik tarcia materiału o ściankę łuku f_S , prędkość unoszenia ziarna w_u oraz do wyrywkowego sprawdzenia wpływu innych wielkości, mniej znaczących, jak: rozdrabnianie się ziaren, kształt ziarna, zdolność elektrostatycznego ładowania, rodzaj zastosowanego materiału do wykonania łuku i kąta zmiany kierunku łuku φ .

Badania wykonano na specjalnie do tego celu zbudowanym stanowisku badawczo-pomiarowym, a wyniki badań opracowano w formie wykresów obrazujących wpływ poszczególnych wielkości na wartość dodatkowego współczynnika oporu ψ_S .

Wyniki badań eksperymentalnych porównano z wynikami uzyskanymi z rozwiązań równań ruchu, opracowując podstawy do dalszego udoskonalenia zastosowanego modelu matematycznego.

Zbadano wpływ ważniejszych parametrów transportu, jak: μ , d_S , Fr , f_S na wartość dodatkowego współczynnika oporu przepływu w poziomych λ_S^{pz} i pionowych λ_S^{pn} przewodach prostych instalacji transportu pneumatycznego.

Przeprowadzono również badania doświadczalne oporu miejscowego łuków gładkich przy przepływie czystego powietrza, opracowując nowe wzory do obliczania współczynników oporów miejscowych ψ lub \sum niezbędnych przy określaniu dokładnych wartości $\psi_S = \psi_M - \psi$.

Opracowano na bazie równania kryterialnego i przeprowadzonych badań eksperymentalnych, nowe formuły współczynnika oporu w łukach instalacji transportu pneumatycznego w postaci wygodnej do stosowania w praktyce.

Całość pracy zakończono wnioskami.

S P I S T R E Ś C I

	str.
Oznaczenia.....	9
Indeksy.....	14
Liczby podobieństwa.....	15
1. W S T Ę P	16
2. CEL I ZAKRES PRACY.....	19
3. PRZEGLĄD BADAŃ I TEORII DOTYCZĄCYCH STRAT CIŚNIENIA W ŁUKACH TRANSPORTU PNEUMATYCZNEGO.....	21
3.1. Teoria G.Weidnera.....	21
3.2. Wyniki badań T.Uematu, Y.Morikawy.....	25
3.3. Wyniki badań R.Junga.....	26
3.4. Wyniki badań P.Schucharta.....	27
3.5. Teoria B.Kriegla.....	28
3.6. Inne publikowane wyniki badań.....	31
4. SPOSÓB DEFINIOWANIA DODATKOWYCH STRAT CIŚNIENIA I WSPÓŁCZYNNIKÓW OPORU PRZEPEŁYWU W ŁUKACH INSTALACJI TRANSPORTU PNEUMATYCZNEGO.....	32
5. INTERPRETACJE DODATKOWEJ STRATY CIŚNIENIA STRUMIENIA DWUFAZOWEGO GAZ-CIAŁO STAŁE PRZY PRZEPEŁYWIE PRZEZ ODCINEK PRZEWODU ZAWIERA- JĄCY ŁUK.....	35
6. WYPROWADZENIE RÓWNANIA KRYTERIALNEGO UJMUJĄCEGO OPORY PRZEPEŁYWU W ŁUKU INSTALACJI PNEUMATYCZNEJ, METODĄ ANALIZY WYMIAROWEJ.....	42
6.1. Uzasadnienie przyjętej metodyki.....	42
6.2. Ustalenie zmiennych wielkości fizycznych charakteryzujących przepływ w łukach in- stalacji transportu pneumatycznego.....	43
6.3. Wyprowadzenie zupełnego zespołu wyrażeń bezwymiarowych metodą wykładników Rayleigha....	44
7. TEORETYCZNA ANALIZA RUCHU POJEDYNCZYCH ZIAREN W ZAKRZYWIONYM STRUMIENIU POWIETRZA.....	48
7.1. Wyprowadzenie równania ruchu.....	49

7.1.1. Przyjęte założenia.....	49
7.1.2. Analiza układu sił działających na ziarno. Wyprowadzenie układu równań ruchu ziarna.....	52
7.2. Rozwiązanie układu równań ruchu ziarna.....	56
7.3. Analiza uzyskanych rozwiązań równań ruchu.....	57
7.3.1. Wpływ przestrzennego położenia łuku na wartość kąta padania ziaren granicznych.....	58
7.3.2. Wpływ średnicy przewodu.....	60
7.3.3. Wpływ gęstości ziarna	62
7.3.4. Wpływ prędkości powietrza.....	62
7.3.5. Wpływ średnicy ziarna.....	64
7.4. Podsumowanie analizy teoretycznej.....	66
8. STANOWISKO DO BADAŃ MODELOWYCH TRANSPORTU PNEUMATYCZNEGO.....	67
8.1. Opis instalacji doświadczalnej.....	67
8.2. Zastosowane przyrządy pomiarowe oraz metodyka pomiarów.....	71
9. MATERIAŁY ZIARNISTE UŻYTE W BADANIACH EKSPERYMENTALNYCH.....	73
9.1. Wybór rodzaju materiałów do badań.....	73
9.2. Charakterystyka materiałów.....	74
9.2.1. Pomiar średnicy ziarna.....	74
9.2.2. Wyznaczenie prędkości unoszenia w_u oraz liczby Reynoldsa unoszenia ziaren Re_u	80
9.2.3. Pomiary gęstości materiału.....	81
9.2.4. Określenie wartości współczynnika tarcia materiału f_s	81
9.2.5. Własności elektrostatycznego ładowania materiału.....	82
9.2.6. Wilgotność materiału.....	83
10. OPRACOWANIE WYNIKÓW POMIARÓW.....	84
10.1. Sposób obliczenia natężenia przepływu powietrza w odcinku pomiarowym.....	88

10.1.1.	Określenie gęstości powietrza wilgotnego.....	88
10.1.2.	Określenie natężenia przepływu powietrza.....	90
10.2.	Obliczenie prędkości powietrza w odcinku pomiarowym przewodu.....	92
11.	ANALIZA WYNIKÓW BADAŃ WSPÓŁCZYNNIKA OPORU MIEJSCOWEGO ŁUKU PRZY PRZEPŁYWIE CZYSTEGO POWIETRZA.....	93
12.	ANALIZA WYNIKÓW BADAŃ DODATKOWYCH WSPÓŁCZYNNIKÓW OPORU PRZEPŁYWU W ŁUKACH ψ_S ORAZ W PROSTYCH PRZEWODACH POZIOMYCH λ_S^{pz} i PIONOWYCH λ_S^{pn}	102
12.1.	Zależność współczynników oporu ψ_S , λ_S^{pz} i λ_S^{pn} od ilości transportowanego materiału....	102
12.2.	Wpływ prędkości powietrza na wartość dodatkowych współczynników oporu.....	109
12.3.	Wpływ promienia gięcia łuku na wartość dodatkowego współczynnika oporu łuku.....	114
12.4.	Wpływ średnicy ziarna na opory przepływu w przewodach prostych i łukach instalacji transportu pneumatycznego.....	119
12.5.	Wpływ współczynnika tarcia f_S	126
12.6.	Wpływ rodzaju materiału zastosowanego do wykonania łuku.....	128
12.7.	Wpływ stosunku gęstości ρ_S/ρ	129
12.8.	Wpływ liczby Reynoldsa unoszenia ziaren.....	131
12.9.	Wpływ kształtu ziarna.....	131
12.10.	Wpływ własności ładowania elektrostatycznego..	131
12.11.	Wpływ przestrzennego położenia łuku.....	132
12.12.	Wpływ rozdrabniania się ziaren.....	134
12.13.	Wpływ kąta zmiany kierunku łuku.....	135
13.	APROKSYMACJA DANYCH DOŚWIADCZALNYCH.....	138
13.1.	Metodyka opracowania aproksymacji.....	138
13.2.	Aproksymacja ogólna.....	139
13.3.	Aproksymacja funkcji ujmujących współczynnik oporu ψ_S z uwzględnieniem podziału na obszary o różnym wpływie d_S i f_S	140

14. PORÓWNANIE WYNIKÓW BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH Z WYNIKAMI ROZWIĄZAŃ UKŁADU RÓWNAŃ MODELU MATEMATYCZNEGO PRZEPŁYWU W ŁUKACH TRANSPORTU PNEUMATYCZNEGO.....	143
15. ANALIZA DOKŁADNOŚCI PRZEPROWADZANYCH BADAŃ.....	148
15.1. Średni kwadratowy błąd pomiaru natężenia przepływu powietrza w odcinku pomiarowym.....	148
15.1.1. Średnie bezwzględne odchylenie liczby przepływu.....	150
15.1.2. Średni bezwzględny błąd odczytu liczby ekspansji	151
15.1.3. Bezwzględny błąd pomiaru średnicy otworu kryzy pomiarowej.....	151
15.1.4. Obliczenie średniego kwadratowego błędu bezwzględnego, pomiaru ciśnienia różnicowego na kryzie pomiarowej.....	152
15.1.5. Średni kwadratowy błąd bezwzględny pomiaru ciśnienia barometrycznego.....	153
15.1.6. Średni kwadratowy błąd bezwzględny pomiaru ciśnienia statycznego przed kryzą.....	154
15.1.7. Średni kwadratowy błąd bezwzględny pomiaru ciśnienia statycznego w odcinku pomiarowym instalacji.....	155
15.1.8. Średni kwadratowy błąd bezwzględny pomiaru gęstości powietrza przed kryzą pomiarową.....	156
15.1.9. Obliczenie średniego kwadratowego błędu pomiaru natężenia przepływu powietrza w odcinku pomiarowym.....	157
15.2. Średni kwadratowy błąd wyznaczania prędkości przepływu powietrza.....	158
15.3. Średni kwadratowy błąd bezwzględny pomiaru dodatkowej straty ciśnienia Δp_{ME} spowodowanej zmianą kierunku strumienia dwufazowego gaz - ciało stałe.....	159

15.3.1.	Średni kwadratowy błąd bezwzględny pomiaru całkowitej straty ciśnienia Δp_{MC} w odcinku pomiarowym	160
15.3.2.	Średni kwadratowy błąd bezwzględny pomiaru straty ciśnienia Δp_M^{PZ} w prostym odcinku poziomym.....	161
15.3.3.	Średnie kwadratowe błędy bezwzględne pomiaru pozostałych wielkości.....	162
15.4.	Średni kwadratowy błąd wyznaczenia współczynnika oporu miejscowego łuku ψ_M przy przepływie mieszaniny materiału ziarnistego i powietrza...	163
15.5.	Średni kwadratowy błąd wyznaczenia współczynnika oporu dodatkowego ψ_S	165
15.6.	Średni kwadratowy błąd wyznaczenia współczynnika koncentracji masowej materiału transportowanego.....	166
15.7.	Podsumowanie analizy dokładności przeprowadzonych badań.....	168
16.	W N I O S K I	169
	L I T E R A T U R A	173

O Z N A C Z E N I A

- a - przyspieszenie ziaren materiału, m/s^2
- A - siła wyporu, N
- $b_1, b_2 \dots b_{11}$ - wykładniki potęg w równaniu /6.4/
- B - ciśnienie atmosferyczne, N/m^2
- c_T - współczynnik koncentracji objętościowej materiału,
- C - siła bezwładności, N
- d_i - średnica ziarna danej frakcji, m
- d_s - średnica zastępcza ziarna, m
- d_k - średnica otworu kryzy pomiarowej, mm
- D - średnica rurociągu, m
- D_L - średnica łuku, m
- f - funkcja nieoznaczona,
- f_s - współczynnik tarcia materiału o ściankę przewodu,
- g - przyspieszenie grawitacyjne, m/s^2
- G - siła ciężkości, N
- h_1, h_2 - wysokość słupa wody przy pomiarze ciśnień statycznych w punktach 1 i 2, mm
- h_B - wysokość słupa rtęci przy pomiarze ciśnienia atmosferycznego, mm
- Δh_k - wysokość słupa wody przy pomiarze ciśnienia różnicowego na kryzie pomiarowej, mm
- h_{kn} - wysokość słupa rtęci na manometrze przy pomiarze ciśnienia statycznego przed kryzą pomiarową, mm
- Δh_1 - wysokość słupa wody przy pomiarze różnicy ciśnień statycznych na odcinku pomiarowym /poziomym/, mm
- Δh_2 - wysokość słupa wody przy pomiarze różnicy ciśnień na drugim odcinku pomiarowym /pionowym/, mm

- Δh_c - wysokość słupa wody przy pomiarze różnicy ciśnień statycznych na początku i końcu odcinka zawierającego łuk, mm
- k_1, k_2, k_3 - współczynniki poprawkowe liczby przepływu α_0 ,
- K - stała wartość we wzorach /7.29/, /13.4/, /13.5/,
- l - długość prostych odcinków przewodu, m
- l_1 - długość pierwszego /poziomego/ odcinka prostego, m
- l_2 - długość drugiego /pionowego/ odcinka prostego, m
- l_{C1}, l_{C2} - długości prostych przewodów poziomych i pionowych wchodzących w skład odcinka instalacji zawierającego łuk, m
- l_E - długość łuku, m
- l_d, l_w - długość prostych odcinków przewodu przy łuku: dolotowego i wylotowego, m
- Δl - odległość od osi przewodu we wzorze /7.1/, m
- L - wymiar długości we wzorze /6.5/
- m - masa, kg
- m_p - masa próbki, kg
- m_s - masa ziarna, kg
- M - wymiar masy
- \dot{M} - masowe natężenie przepływu powietrza, kg/s
- \dot{M}_s - masowe natężenie przepływu materiału, kg/s
- ΔM_s - przyrost masy materiału, kg
- n - wykładnik potęgi we wzorze /7.1/,
- n_1, n_2, n_c - położenia mikromanometrów,
- N - siła normalna, N
- Δp - strata ciśnienia w prostym przewodzie przy przepływie czystego powietrza, N/m^2
- Δp_E - dodatkowa strata ciśnienia spowodowana zmianą kierunku przepływu czystego powietrza w łuku, N/m^2

- Δp_{MC} - całkowita strata ciśnienia przy przepływie mieszaniny powietrza i ziarnistego materiału w odcinku przewodu zawierającym łuk, N/m^2
- $\Delta p_{M\dot{L}}$, $\Delta p_{M\dot{L}}^I$, $\Delta p_{M\dot{L}}^{II}$, $\Delta p_{M\dot{L}}^{III}$ - dodatkowa strata ciśnienia przy przepływie mieszaniny powietrza i materiału ziarnistego, spowodowana zmianą kierunku przepływu w łuku, w zależności od sposobu interpretacji, N/m^2
- Δp_{jM} - jednostkowa strata ciśnienia przy przepływie mieszaniny powietrza i ziarnistego ciała stałego w prostym przewodzie, $N/m^2 \cdot m$
- Δp_S - dodatkowa strata ciśnienia w prostym przewodzie wywołana obecnością materiału w strumieniu powietrza, N/m^2
- $\Delta p_{S\dot{L}}$ - dodatkowa strata ciśnienia spowodowana obecnością materiału w czasie zmiany kierunku przepływu powietrza w łuku, N/m^2
- Δp_k - ciśnienie różnicowe w kryzie pomiarowej, N/m^2
- P_{sn} - średnie ciśnienie statyczne w odcinku pomiarowym instalacji, N/m^2
- P_{kn} - ciśnienie statyczne przed kryzą pomiarową, N/m^2
- P_1, P_2 - ciśnienia statyczne w punktach 1 i 2 odcinka przewodu pomiarowego, N/m^2
- ΔP_1 - spadek ciśnienia statycznego na prostym poziomym odcinku pomiarowym, N/m^2
- ΔP_2 - spadek ciśnienia statycznego na prostym pionowym odcinku pomiarowym, N/m^2
- ΔP_c - spadek ciśnienia statycznego na odcinku pomiarowym zawierającym łuk, N/m^2
- r - współrzędna promieniowa w układzie biegunowym, m
- R - siła oporu, N
- s - odległość pomiędzy danym punktem toru a wewnętrzną ścianką łuku, m

- S - siła tarcia, N
- t - czas, s
- T - wymiar czasu,
- T_c - temperatura, $^{\circ}\text{C}$
- T_k - temperatura, $^{\circ}\text{K}$
- u - prędkość względna ziarna, m/s
- \dot{V} - objętościowe natężenie przepływu powietrza, m^3/h
- \dot{V}_s - objętościowe natężenie przepływu materiału, m^3/h
- \dot{V}_M - objętościowe natężenie przepływu mieszaniny powietrza i ziarnistego materiału, m^3/h
- w - prędkość powietrza, m/s
- w_s - prędkość ziaren materiału, m/s
- w_{s1}, w_{s2} - prędkość materiału na wejściu i wyjściu z łuku, m/s
- w_u - prędkość unoszenia, m/s
- x - zmienna niezależna,
- \bar{x}_{Ri} - udział masowy i-tej pozostałości na sicie,
- z - długość krawędzi oczka w sicie, mm
- α - liczba przepływu,
- α_0 - obliczeniowa liczba przepływu,
- β - kąt uderzenia ziaren materiału o ściankę łuku, rad, $^{\circ}$
- δ - błąd względny aproksymacji, %
- ε - szorstkość bezwzględna rurociągu, m
- ζ - współczynnik oporu miejscowego łuku przy przepływie czystego powietrza,
- ζ_M - współczynnik oporu miejscowego łuku przy przepływie mieszaniny: gaz - ciało stałe,
- ζ_s - dodatkowy współczynnik oporu miejscowego łuku wywołowany obecnością fazy stałej w strumieniu gazu,

- S - siła tarcia, N
- t - czas, s
- T - wymiar czasu,
- T_c - temperatura, $^{\circ}\text{C}$
- T_k - temperatura, $^{\circ}\text{K}$
- u - prędkość względna ziarna, m/s
- \dot{V} - objętościowe natężenie przepływu powietrza, m^3/h
- \dot{V}_s - objętościowe natężenie przepływu materiału, m^3/h
- \dot{V}_M - objętościowe natężenie przepływu mieszaniny powietrza i ziarnistego materiału, m^3/h
- w - prędkość powietrza, m/s
- w_s - prędkość ziaren materiału, m/s
- w_{s1}, w_{s2} - prędkość materiału na wejściu i wyjściu z łuku, m/s
- w_u - prędkość unoszenia, m/s
- x - zmienna niezależna,
- \bar{x}_{Ri} - udział masowy i-tej pozostałości na sicie,
- z - długość krawędzi oczka w sicie, mm
- α - liczba przepływu,
- α_o - obliczeniowa liczba przepływu,
- β - kąt uderzenia ziaren materiału o ściankę łuku, rad , $^{\circ}$
- δ - błąd względny aproksymacji, %
- ϵ - szorstkość bezwzględna rurociągu, m
- ζ - współczynnik oporu miejscowego łuku przy przepływie czystego powietrza,
- ζ_M - współczynnik oporu miejscowego łuku przy przepływie mieszaniny: gaz - ciało stałe,
- ζ_s - dodatkowy współczynnik oporu miejscowego łuku wywołowany obecnością fazy stałej w strumieniu gazu,

ψ, ψ_M, ψ_S - jak wyżej lecz w odniesieniu do długości

$$\text{łuku } \psi = \frac{D}{I_E} \cdot \zeta,$$

- θ - kąt ześlizgu materiału po ścianie przewodu, $^{\circ}$
- θ - współczynnik we wzorach Ito /11.1/ + /11.6/,
- κ - liczba ekspansji,
- λ - współczynnik oporu tarcia przy przepływie czystego powietrza w prostym przewodzie,
- λ_B - współczynnik oporu wyliczony ze wzoru Blasiusa,
- λ_C - współczynnik tarcia we wzorach Ito /11.1/ i /11.3/
- λ_S - dodatkowy współczynnik oporu wywołany obecnością fazy stałej przy przepływie gazu w prostej rurze,
- μ - współczynnik koncentracji masowej,
- ν - współczynnik lepkości kinematycznej, m^2/s
- ξ - współczynnik oporu ziarna,
- ϱ - gęstość powietrza, kg/m^3
- ϱ_k - gęstość powietrza przed kryzą pomiarową, kg/m^3
- ϱ_S - gęstość materiału, kg/m^3
- σ - średni bezwzględny błąd kwadratowy pomiaru danej wielkości,
- σ' - względny błąd pomiarowy, %
- φ - współrzędna katowa w układzie współrzędnych biegunowych, kąt zmiany kierunku łuku, $rad, ^{\circ}$

I N D E K S Y

- dn - denaturat,
i - i-ta wartość,
j - wartość jednostkowa,
k - wartość końcowa,
max - wartość maksymalna,
o - wartość początkowa,
pn - odcinek pionowy,
pz - odcinek poziomy,
r - składowa promieniowa wektora danej wielkości,
rt - rtęć,
śr - wartość średnia,
wd - woda destylowana,
 φ - składowa styczna wektora danej wielkości.

LICZBY PODOBIENSTWA

$$Ar = \frac{d_s^3 \cdot g}{\nu^2} \left(\frac{\rho_s}{\rho} - 1 \right) \quad - \quad \text{liczba Archimedes}$$

$$Fr = \frac{w^2}{D \cdot g} \quad - \quad \text{liczba Frouda}$$

$$Fr_o = \frac{w_o^2}{D \cdot g} \quad - \quad \text{liczba Frouda dla prędkości czopowania materiału}$$

$$Re = \frac{w \cdot d}{\nu} \quad - \quad \text{liczba Reynoldsa}$$

$$Re_u = \frac{w_u \cdot d_s}{\nu} \quad - \quad \text{liczba Reynoldsa odniesiona do prędkości unoszenia ziarna}$$

1. W S T Ę P

Rozwój nowoczesnych rozwiązań konstrukcyjnych instalacji transportu pneumatycznego oraz ich pełna automatyzacja znacznie wyprzedzają znajomość praw rządzących przepływami mieszanin dwufazowych gaz - ciało stałe.

Pierwsza praca naukowa dotycząca tego tematu została opublikowana przez G a s t e r s t ä d t a [12] dopiero w 1924 roku. Tematyką tą zajmowało się później wielu badaczy, opracowując nowe teorie [2] , [5] , [14] , [18] , [28] , [29] , [32] , [45] , [51] , oraz metody obliczeń przenośników pneumatycznych [7] , [10] , [31] , [37] , [40] , [48] , [49] . Mimo to, w chwili obecnej nauka nie dysponuje wystarczająco dokładną metodą, pozwalającą na obliczenie i zaprojektowanie przenośników dla wszystkich warunków transportu pneumatycznego. Wskutek tego, projektanci zmuszeni są do formułowania metodyki obliczeń dla konkretnego materiału oddzielnie, posługując się zależnościami uzyskanymi doświadczalnie dla wąskiego zakresu warunków transportu. W ostatnich latach podejmuje się próby dokładnego prześledzenia zjawisk zachodzących w transporcie pneumatycznym i ujęcia ich w uogólnione równania, uwzględniające wszystkie warunki i parametry mogące wpływać na przebieg tych zjawisk [9] , [11] , [39] . Zadanie to jest jednak trudne do zrealizowania tak pod względem teoretycznym jak i doświadczalnym ze względu na dużą liczbę wielkości kształtujących przepływy mieszanin gazu i ciała stałego. Odnosi się to

szczególnie do strumieni krzywoliniowych spotykanych powszechnie m.in. w urządzeniach odpylających, klasyfikatorach i łukach instalacji pneumatycznych.

Urządzenia do zmiany kierunku przepływu mają decydujący wpływ na ogólną stratę ciśnienia w rozgałęzionej instalacji transportu pneumatycznego. Niewłaściwy dobór promienia gięcia może niepotrzebnie zwiększyć zużycie energii na napęd urządzeń podających powietrze oraz doprowadzić do awarii wskutek szybkiego zużycia łuku. Powszechność występowania przepływów dwufazowych gaz - ciało stałe, nie tylko w transporcie na odległość, ale także w wielu procesach technologicznych przemysłu chemicznego, farmaceutycznego, rolno-spożywczego, materiałów budowlanych, drzewnego, energetycznego i innych, jest powodem ciągłego zainteresowania tym problemem.

Próby zbadania i teoretycznego opracowania przepływów w łukach podejmowali [19], [22], [23], [24], [26], [27], [33], [34], [37], [46] oraz [50], jednak wyniki ich prac są w dużym stopniu rozbieżne. Badania prowadzone przez nich ograniczały się zwykle do wybranego materiału, jak pszenica [22], [23], [50], piasek [8], [19], [37], i wąskiego zakresu warunków transportu, uniemożliwiając porównanie uzyskiwanych wyników.

Przebadanie wpływu wszystkich występujących w praktyce parametrów przepływu w łukach wyłącznie na drodze doświadczalnej byłoby jednak zbyt pracochłonne i kosztowne. Dlatego też laboratoryjne badania modelowe poprzedzono w tej pracy analizą modelu matematycznego. Uogólniony model [26]

w postaci układu równań torów ziarna w potencjalno-wirowym strumieniu obrotowym z nałożoną stałą prędkością osiową dostosowano do konkretnych warunków panujących w łukach transportu pneumatycznego, a następnie rozwiązywano go numerycznie, badając wpływ niektórych wielkości, jak: przestrzennego położenia i średnicy łuku, średnicy przewodu, średnicy i gęstości ziarna oraz prędkości powietrza na wartość kąta padania ziarna granicznego. Pozwoliło to na lepsze poznanie praw rządzących badanymi przepływami oraz pewne ograniczenie zakresu badań modelowych.

W oparciu o uzyskane wyniki badań eksperymentalnych, opracowano nowe wzory do obliczania współczynnika oporu przepływu w łukach instalacji transportu pneumatycznego. Przebadano i zestawiono w formie wykresów również wpływ najistotniejszych parametrów na transport materiału w poziomych i pionowych rurach prostych.

Dla przepływu czystego powietrza w łukach, opracowano na podstawie własnych badań, nowe zależności ujmujące współczynnik oporu miejscowego.

2. CEL I ZAKRES PRACY

Zasadniczym celem niniejszej pracy jest ustalenie praw rządzących przepływami krzywoliniowych strumieni dwufazowych gaz - ziarniste ciało stałe w łukach instalacji transportu pneumatycznego oraz opracowanie zależności umożliwiającej obliczenie straty ciśnienia wynikającej ze zmiany kierunku przepływu tego strumienia.

Osiągnięcie zamierzonego celu wymaga przede wszystkim:

- 1/ przeprowadzenia dokładnej analizy danych literaturowych oraz uściślenia pojęć i definicji współczynników stosowanych do określania oporu przepływu w łukach mieszanin dwufazowych gaz - ziarniste ciało stałe,
- 2/ ustalenia możliwie wszystkich wielkości mogących wpływać na charakter przepływu i stratę ciśnienia w łukach instalacji transportu pneumatycznego,
- 3/ wyprowadzenia przy pomocy analizy wymiarowej uogólnionego kryterialnego równania oporu przepływu w łukach transportu pneumatycznego,
- 4/ teoretycznego przebadania i wyodrębnienie w oparciu o możliwie dokładny matematyczny model przepływu, najważniejszych parametrów mających istotny wpływ na charakter przepływu ziarna w krzywoliniowym strumieniu gazu,
- 5/ eksperymentalnego przebadania ilościowego wpływu istotnych parametrów na wartość współczynnika oporu dodatkowego ψ_S lub \sum_S , jak: ilość transportowanego materiału G_S , prędkość powietrza w , średnica gięcia łuku D_E , średnica

ziarna d_S , współczynnik tarcia materiału o ściankę łuku f_S , prędkość unoszenia ziarna w_u oraz sprawdzenia wpływu wielkości mniej znaczących, jak: rozdrabnianie się ziaren, kształt ziarna, zdolność elektrostatycznego ładowania, rodzaj zastosowanego materiału do wykonania łuku i kąta zmiany kierunku łuku φ ,

- 6/ aproksymowania danych doświadczalnych w wygodne do stosowania w praktyce projektowej formuły,
- 7/ oceny dokładności przeprowadzonych pomiarów.

Ponadto należy opracować w oparciu o badania eksperymentalne nowe dokładne formuły do obliczenia współczynnika oporu miejscowego ψ przy przepływie czystego powietrza przez łuki gładkie, gdyż obecnie publikowane nie pozwalają na wystarczająco dokładne określenie $\psi_S = \psi_M - \psi$.

Eksperymentalne określenie wartości współczynnika ψ_S wymaga także dokładnych pomiarów współczynnika oporu tarcia λ_S zarówno w poziomych jak i pionowych rurach prostych, w różnych warunkach transportu pneumatycznego.

Niezbędne są również dodatkowe pomiary związane z wykonaniem pełnej charakterystyki stosowanych w badaniach materiałów, jak: średnicy ziarna d_S , gęstości ρ_S , prędkości unoszenia w_u , współczynnika tarcia f_S , Frouda czopowania Fr_0 itp.

3. PRZEGLĄD BADAŃ I TEORII DOTYCZĄCYCH STRAT CIŚNIENIA W ŁUKACH TRANSPORTU PNEUMATYCZNEGO

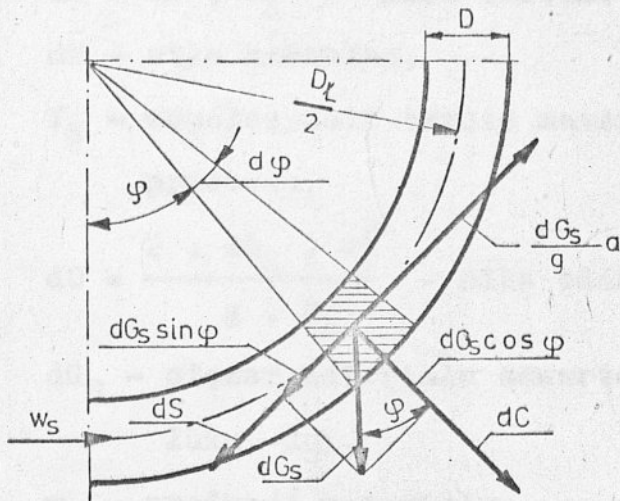
3.1. T e o r i a G. W e i d n e r a

Pierwszą próbę teoretycznego wyjaśnienia zjawisk występujących w łukach transportu pneumatycznego podjął w swej pracy G. W e i d n e r [50]. Przyjął on, że w łuku następuje całkowity rozpad strumienia materiału i powietrza. Pod wpływem działania siły odśrodkowej wszystkie ziarna materiału zostają odwirowane na zewnętrzną ścianę łuku, ślizgają się po niej wytrącając stopniowo swą prędkość, a po wyjściu z łuku są znów przyspieszane przez gaz do prędkości początkowej. W e i d n e r pomijał, jako nieznaczny, wpływ strumienia gazu na strumień materiału w łuku. Jego zdaniem, właściwa strata ciśnienia występuje dopiero za łukiem wskutek przyspieszenia materiału, podobnie jak dzieje się to w prostym przewodzie, do którego wprowadza się materiał posiadający już określoną prędkość, mniejszą od prędkości ustalonego stanu przepływu.

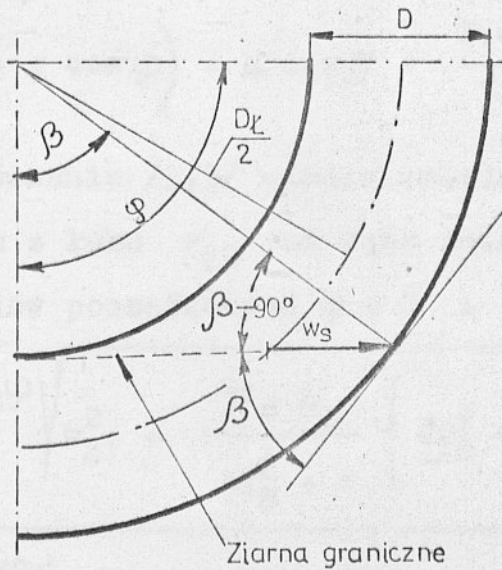
Opierając się na powyższych założeniach W e i d n e r ułożył równania równowagi sił działających na materiał dG_S znajdujący się w elemencie łuku $d\varphi$, w różnych położeniach przestrzennych. Przykładowo, dla zmiany kierunku z poziomego w pionowy do góry /rys.1/ otrzymano równania:

$$- dS - dG_S \sin\varphi = \frac{dG_S}{g} a \quad /3.1/$$

$$dC + dG_S \cos\varphi = dN \quad /3.2/$$



Rys.1. Układ sił działających na materiał transportowany w łuku, wg [50] .



Rys.2. Schemat toru ziarna granicznego w 90° - łuku transportu pneumatycznego.

gdzie: $dS = dN \cdot f_S$ - siła tarcia,

dN - siła normalna,

f_S - współczynnik tarcia materiału o ściankę przewodu,

$$dC = \frac{2 \cdot dG_S \cdot w_S^2}{g \cdot D_L} - \text{siła odśrodkowa,}$$

dG_S - ciężar materiału zawartego w elemencie łuku $d\varphi$,

w_S - prędkość materiału,

g - przyspieszenie ziemskie,

D_L - średnica łuku,

a - przyspieszenie materiału,

φ - kąt zmiany kierunku.

Przekształcając odpowiednie równania /3.1/ i /3.2/ otrzymano różniczkowe równanie ruchu materiału w łuku

$$f_S \left(\frac{2 w_S^2}{D_L} + g \cos \varphi \right) = g \sin \varphi + \frac{2 \cdot w_S}{D_L} \frac{dw_S}{d\varphi} = 0 \quad /3.3/$$

Całka z równania /3.3/ ujmuje zależność prędkości materiału na wyjściu z łuku w_{S2} od kąta zmiany kierunku.

Dla warunków początkowych $\varphi = 0$ i $w_S = w_{S1}$ otrzymano

$$w_{S2} = e^{-f_S \varphi} \sqrt{w_{S1}^2 + \frac{\pi g D_L}{4f_S^2 + 1} \left\{ 2f_S^2 - 1 + \right.}$$
$$\left. - e^{2f_S \varphi} \left[3f_S \sin \varphi + (2f_S^2 - 1) \cos \varphi \right] \right\}} \quad /3.4/$$

$$\text{dla } \varphi = \frac{\pi}{2}$$

$$\frac{w_{S2}}{w_{S1}} = e^{-\frac{\pi}{2} f_S} \sqrt{1 + \frac{g D_L}{w_{S1}^2} \cdot \frac{1}{4 f_S^2 + 1} \left\{ 2 f_S^2 - 1 - 3 f_S e^{\pi f_S} \right\}} \quad /3.5/$$

Wzór /3.5/ ujmuje zależność końcowej prędkości materiału od średnicy łuku D_L , prędkości początkowej materiału w_{S1} /na wejściu do łuku/ i współczynnika tarcia f_S .

Szczególnie interesujący jest tu wpływ średnicy D_L .

Ze wzoru /3.5/ wynika, że wraz ze wzrostem promienia, prędkość materiału w_{S2} maleje, a tym samym rośnie wielkość straty ciśnienia. W e i d n e r tłumaczy to decydującym wpływem tarcia przy zwiększającej się wraz z promieniem długości łuku. Twierdzi on, że oddziaływanie siły tarcia znacznie przewyższa wpływ siły odśrodkowej.

Stratę ciśnienia spowodowaną ponownym przyspieszeniem materiału do prędkości stanu ustalonego za łukiem w_{S1} obliczyć można ze wzoru

$$\Delta p_{S\bar{L}} = \mu \sum_S \frac{\rho w^2}{2} \quad /3.6/$$

gdzie:
$$\sum_S = 2 \left(1 - \frac{w_{S2}}{w_{S1}} \right) \frac{w_{S1}}{w} \quad /3.7/$$

\sum_S - dodatkowy współczynnik oporu przy zmianie kierunku materiału,

μ - współczynnik koncentracji masowej materiału,

w - prędkość gazu,

ρ - gęstość gazu.

Wzory /3.4/, /3.5/ nie zawierają szeregu parametrów, jak np.: współczynnik koncentracji masowej μ , średnica przewodu D , średnica ziarna d_S , gęstość gazu ρ ,

gęstość materiału ρ_S i prędkość gazu w , które mogą wpływać na spadek prędkości materiału w łukach.

Mało przekonujące wydaje się być także pominięcie wzajemnego oddziaływania strumieni gazu i materiału w łuku.

Dla łuku leżącego w płaszczyźnie poziomej uzyskano zależność jeszcze prostszą

$$\frac{w_{S2}}{w_{S1}} = e^{-f_S \varphi} \quad /3.8/$$

pomijając także wpływ promienia gięcia łuku.

Zaproponowany przez *W e i d n e r a* sposób obliczeń strat ciśnienia w łukach transportu pneumatycznego jest żmudny i dość skomplikowany, a przyjęte przez niego uproszczenia matematycznego modelu przepływu mogą prowadzić do dużych błędów. Potwierdza to w swym artykule *R. J u n g* [19].

3.2. W y n i k i b a d a ń *T. U e m a t u*, *Y. M o r i k a w y*

Badania *U e m a t u* i *M o r i k a w y* [48] dotyczyły strat ciśnienia w dwu typach łuku: I - ze zmianą kierunku z poziomego w pionowy do góry, i II - ze zmianą kierunku z pionowego do góry w poziomy. W czasie badań transportowano włósnicę o średnicy ziarna $d_S = 1,63$ mm, w rurach o średnicy wewnętrznej $D = 28,8$ mm. Autorzy przedstawili w formie wykresów uzyskaną ekspery-

mentalnie zależność dodatkowego współczynnika oporu ζ_S od koncentracji masowej μ , przy różnych prędkościach materiału w_S oraz stopniach zakrzywienia łuku D_L/D . Podsumowując wyniki badań podają oni szereg cennych wniosków:

1/ wartość współczynnika oporu ζ_S zwiększa się wraz ze wzrostem ilości transportowanego materiału.

2/ Współczynnik ζ_S przy zmianie kierunku z poziomego w pionowy do góry ma wartość nieco większą od wartości współczynnika uzyskanego przy zmianie kierunku z pionowego do góry w poziomy.

3/ Wartość współczynnika ζ_S dla pierwszego położenia łuku zmniejsza się wraz ze wzrostem promienia łuku, a dla drugiego położenia praktycznie pozostaje bez zmiany.

3.3. W y n i k i b a d a ń R . J u n g a

Badania R. J u n g a [19] dotyczyły strat ciśnienia przy 90° -zmianie kierunku przepływu w transporcie pneumatycznym, a prowadzone były na pyłe kwarcowy i węglowy /średnica ziaren $0,005 \div 0,3$ mm/ przy niskich koncentracjach μ od 0 do 1,4. Przebadano 24 różnego kształtu łuków i kolan, określając dla każdego z nich wartości współczynników oporu: ζ - czystego powietrza, ζ_M - mieszaniny powietrza i pyłu, oraz $\zeta_S = \zeta_M - \zeta$ - pyłu zawartego w strumieniu powietrza.

W wyniku przeprowadzonych badań stwierdzono, że w rozpatrywanym zakresie prędkości powietrza między 24 i 45 m/s

strata ciśnienia na łukach nie zależała od przestrzennego położenia łuku, ani od tego czy transportowanym materiałem był pył kwarcowy czy węglowy. W badanych warunkach transportu wartość współczynnika ζ_S nie zależała od prędkości powietrza w , a zwiększała się jedynie wraz ze wzrostem koncentracji μ w sposób liniowy. Z trzech przebadanych łuków o przekroju kołowym, ze średnicami zakrzywienia $D_L = 2,88 D$, $6,66 D$ oraz $10 D$, najkorzystniejszą okazała się $6,66 D$. Dla niego otrzymano najniższą wartość współczynnika ζ_S . Zgadza się to z teorią *W e i d n e r a* o istnieniu optymalnej wartości promienia gięcia $D_L/2$. *W e i d n e r* stwierdził to doświadczalnie i teoretycznie [50] badając transport pszenicy w łuku zmieniającym kierunek z poziomego w pionowy do góry.

3.4. W y n i k i b a d a ń P. S c h u c h a r t a

S c h u c h a r t [37] badając w instalacji doświadczalnej wpływ różnych parametrów transportu materiałów ziarnistych /piasek kwarcowy, polyamid-granulat/ na wielkość strat ciśnienia w poziomo usytuowanych 90° - łukach stwierdził, że dodatkowe współczynniki oporu λ_S dla rury prostej i ψ_S dla łuków, zmniejszają się w podobny sposób wraz ze wzrostem liczby *F r o u d a*.

Na podstawie tych danych wprowadził dla niezależnego od liczby *F r o u d a* stosunku ψ_S/λ_S empiryczne równanie

$$\frac{\psi_S}{\lambda_S} = \frac{\Delta p_{S\bar{L}}}{\Delta p_S} = 210 \left(\frac{D_L}{D} \right)^{-1,15} \quad /3,9/$$

gdzie:

Δp_S - dodatkowa strata ciśnienia przy przepływie miesza-
niny gaz - ciało stałe w rurze prostej, wywołana
obecnością fazy stałej,

λ_S - dodatkowy współczynnik tarcia wywołany obecnością
fazy stałej w strumieniu gazu.

Stosunek ψ_S/λ_S był w badanym przez S c h u c h a r t a za-
kresie zależny tylko od stopnia zakrzywienia D_E/D , nato-
miast nie zależał od liczby F r o u d a, stosunku gęstości
 ρ_S/ρ i od stosunku średnic d_S/D .

Równanie /3.9/ podaje wyniki doświadczalne ze średnim odchy-
leniem $\pm 25\%$.

Do obliczenia współczynnika oporu ψ_S wg równania /3.9/
niezbędna jest znajomość prawa oporów przepływu materiału w
rurze prostej. S c h u c h a r t wyprowadził na drodze te-
oretycznej własną wersję tego prawa.

Zaletą równania /3.9/ jest jego prostota i duża zgodność z
przeprowadzonymi badaniami eksperymentalnymi. Jego zastoso-
wanie ogranicza się jednak tylko do obliczenia strat ciśnie-
nia w 90° -łukach poziomo usytuowanych.

Brak odpowiednich badań nie pozwala na określenie jego przy-
datności przy obliczeniach oporów w łukach o innych położe-
niach przestrzennych.

3.5. T e o r i a B. K r i e g l a

Cełkowicie odmienną teorię zjawisk zachodzących w łu-
kach transportu pneumatycznego podaje B. K r i e g e l [24].
Badając wraz z H. B r a u e r e m [8] zużycie łuków w trans-

porcie pneumatycznym doszedł do wniosku, że decydującą rolę w stracie ciśnienia w łuku odgrywa strata pędu ziaren uderzających o zewnętrzną ściankę łuku. Ponadto twierdzi on, że tory ziaren wpadających do łuku są aż do chwili zderzenia się z przeciwległą ścianką prawie prostoliniowe. Kąty padania ziaren na ściankę nie są jednakowe i zależą od punktu ich wejścia do łuku. Ziarna znajdujące się przy zewnętrznej ściance łuku padają pod kątem bliskim 0° , natomiast ziarna znajdujące się przy ściance zewnętrznej, nazwane ziarnami granicznymi, padają pod maksymalnym kątem oznaczonym przez β /rys.2/.

Kąt ten decyduje w dużym stopniu o szybkości zużycia łuku i w przybliżeniu odpowiada kątowi niecki powstałej wskutek zużycia materiału na łuku. K r i e g e l zakłada, że całość ciała stałego uderza w ściankę, w miejscu padania ziaren granicznych, i to decyduje o wielkości straty zmiany kierunku. Element łuku za miejscem uderzenia ziaren nie wpływa praktycznie na wielkość straty wskutek zmiany kierunku, co oznacza, że wszystkie łuki z kątami $\beta < \varphi < 90^{\circ}$ wykazują tę samą stratę. Dopiero gdy kąt łuku jest $\varphi > 90^{\circ}$ ziarna uderzają po raz drugi i trzeci o ściankę łuku, co powoduje zwiększenie straty. Przy dużym stosunku zakrzywienia kąt graniczny ma około 40° . W przypadku małych kątów zmiany kierunku, miejsce uderzenia ziaren nie znajduje się już w łuku, lecz w bezpośrednio przyłączonej rurce prostej. Wtedy dla straty zmiany kierunku miarodajny jest kąt łuku φ .

Obserwując ruchy ziaren K r i e g e l stwierdził, że energia zderzenia zamienia się w energię odkształcenia, a

powstająca przy tym strata energii kinetycznej ziaren musi być ponownie uzupełniania przez siłę ciśnienia gazu w odcińku przyspieszenia materiału.

Stwierdzenie powyższe zapisał w formie równania:

$$\Delta p_{SE} \cdot \frac{\pi D^2}{4} = G_S w_S \cdot \cos(90-\beta) \quad /3.10/$$

które po przekształceniu daje dla $\varphi = 90^\circ$ wzór na współczynnik oporu wskutek zmiany kierunku materiału

$$\zeta_S = 4c_T \frac{G_S}{Q} \frac{w_S}{w} \cdot \frac{\sqrt{\frac{D_E}{D}}}{\frac{D_E}{D} + 1} \quad /3.11/$$

gdzie: $\cos(90-\beta) = \sqrt{1 - \left(\frac{D_E - D}{D_E + D}\right)^2}$ - wg rys.2,

$90^\circ - \beta$ - kąt dopełniający kąta granicznego /rys.2/

G_S - masowe natężenie przepływu materiału,

c_T - współczynnik objętościowej koncentracji transportu materiału,

w_S - średnia prędkość materiału,

w - średnia prędkość gazu.

Obliczone ze wzoru /3.11/ wartości współczynnika oporu ζ_S K r i e g e l porównywał z wynikami pomiarów prowadzonych na pyłe kwarcowym przez R. J u n g a [19], otrzymując dużą zgodność. Jednakże, ze względu na wyrywkowość porównania /tylko dla $w_S/w = 1/$ oraz brak poparcia szerszymi badaniami przeprowadzonymi na różnorodnych materiałach i przy różnych stosunkach w_S/w , nie pozwala na określenie rzeczywistej

przydatności wyprowadzonych wzorów.

Teoria K r i e g l a jest niewątpliwie nowym, interesującym spojrzeniem na problem oporów przepływu w łukach transportu pneumatycznego. Jednakże brak badań eksperymentalnych o szerokim zakresie warunków przenoszenia różnych materiałów nie pozwala na stwierdzenie słuszności przyjętych założeń i uproszczeń, a także na dokładne określenie praktycznej przydatności wyprowadzonych zależności. Zastrzeżenia mogą budzić takie założenia jak: pominięcie wpływu na stratę ciśnienia części łuku znajdującej się poza miejscem uderzenia ziaren granicznych i uzależnianie strat wywołanych zmianą kierunku o kąt $\varphi \leq 90^\circ$ jedynie od strat energii wskutek jednorazowego uderzenia ziaren o ściankę łuku.

3.6. I n n e p u b l i k o w a n e w y n i k i b a d a ń

Próbie określenia wpływu niektórych parametrów transportu na wartość współczynnika oporu ζ_g podjęli w swych badaniach modelowych R e p p, D z i a d z i o i K e m m e r [33],[34]. Badania przeprowadzono dla obszaru liczb $Re = 9 \cdot 10^4 \div 3,7 \cdot 10^5$ a więc przepływów charakteryzujących się stałą, niezależną od prędkości powietrza, wartością współczynników oporu ζ i ζ_g . Materiałami transportowanymi pneumatycznie były ziarna zbóż o średnicach $d_g = 2 \div 10$ mm. Pomiarów wykonywano na instalacjach ruchomych w zakładach przemysłu zbożowego. Do interesujących publikacji dotyczących strat ciśnienia w łukach transportu pneumatycznego należy także praca K o v a c s a [22],[23], której ze względu na dużą zbieżność z pracą W e i d n e r a [50] nie będę omawiał.

4. SPOSÓB DEFINIOWANIA DODATKOWYCH STRAT CIŚNIENIA I WSPÓŁCZYNNIKÓW OPORU PRZEPŁYWU W ŁUKACH INSTALACJI TRANSPORTU PNEUMATYCZNEGO

Przy przepływie strumienia dwufazowego gaz - ciało stałe przez łuk, występują obok strat energii spowodowanych tarciem i zmianą kierunku gazu, także straty ciśnienia wywołane obecnością fazy stałej. W prostych przewodach ziarna ciała stałego tracą swą energię kinetyczną wskutek zderzania się między sobą oraz uderzania i tarcia o ściankę przewodu. Te straty energii muszą być w sposób ciągły uzupełniane kosztem energii nośnika. W łuku, wskutek działania siły odśrodkowej, następuje odrzucenie fazy stałej na zewnętrzną ściankę łuku, przy czym tory padających ziaren są aż do chwili zetknięcia ze ścianką prawie prostoliniowe. W zależności od prędkości i własności fizycznych materiału oraz parametrów geometrycznych łuku występuje ślizganie, lub jedynie odbijanie się ziaren od ścianki przewodu. Materiał wytraca przy tym swoją prędkość, a następnie jest znowu przyspieszany kosztem energii gazu. Ponadto występuje dodatkowa strata energii, wywołana wytworzeniem się zawirowań na prostych odcinkach przewodu przed i za łukiem. Ze względu na dość skomplikowany charakter przepływu, oddzielne określenie wielkości poszczególnych strat energii jest niemożliwe, i można je mierzyć tylko jako całkowitą stratę przepływu. Dla celów projektowych, wygodnie jest przyjmować straty ciśnienia gazu, tak jak dla przepływu wolnego od fazy sta-

żej, a dodatkową stratę ciśnienia wywołaną transportem materiału, określać jako różnicę pomiędzy stratą całkowitą i stratą ciśnienia przy przepływie gazu.

Całkowitą stratę ciśnienia Δp_{MC} przy przepływie mieszaniny dwufazowej gaz - ciało stałe w odcinku przewodu zawierającym łuk, można zapisać:

$$\Delta p_{MC} = \Delta p + \Delta p_L + \Delta p_S + \Delta p_{SL} \quad /4.1/$$

strata ciśnienia przy przepływie czystego gazu dodatkowa strata ciśnienia wywołana obecnością fazy stałej

gdzie:

Δp - strata ciśnienia spowodowana przepływem czystego gazu w rurze prostej,

Δp_S - dodatkowa strata ciśnienia wywołana obecnością fazy stałej w przepływającym strumieniu gazu przez prosty przewód,

Δp_L - dodatkowa strata ciśnienia spowodowana zmianą kierunku czystego gazu,

Δp_{SL} - dodatkowa strata ciśnienia spowodowana zmianą kierunku materiału znajdującego się w strumieniu gazu.

Liniową stratę ciśnienia przy przepływie mieszaniny można zapisać w postaci równania:

$$\Delta p + \Delta p_S = (\lambda + \lambda_S) \frac{l}{D} \frac{\rho_w^2}{2} \quad /4.2/$$

gdzie:

l - długość przewodu,

λ - współczynnik tarcia przy przepływie czystego gazu,

λ_S - dodatkowy współczynnik oporu wywołany transportem fazy stałej.

Dodatkową stratę ciśnienia wskutek zmiany kierunku mieszanki zapiszemy:

$$\Delta p_{M\bar{L}} = \Delta p_{\bar{L}} + \Delta p_{S\bar{L}} = (\zeta + \zeta_S) \frac{Q w^2}{2} \quad /4.3/$$

gdzie:

ζ - dodatkowy współczynnik oporu wywołany przepływem czystego gazu,

ζ_S - dodatkowy współczynnik oporu wywołany obecnością fazy stałej w zmieniającym kierunku przepływu strumieniu gazu.

Wygodniej jest definiować współczynniki oporu miejscowego łuku odnosząc je, analogicznie jak współczynnik oporu liniowego λ , do długości przewodu, w którym występuje rozpatrywana strata ciśnienia, tj. długości łuku $l_{\bar{L}}$. Otrzymujemy wówczas inną postać równania /4.3/:

$$\Delta p_{M\bar{L}} = \Delta p_{\bar{L}} + \Delta p_{S\bar{L}} = (\psi + \psi_S) \frac{l_{\bar{L}}}{D} \frac{Q w^2}{2} \quad /4.4/$$

gdzie: $\psi + \psi_S = (\zeta + \zeta_S) \frac{D}{l_{\bar{L}}} \quad /4.5/$

Dla łuków o kącie rozwarcia równym 90°

$$l_{\bar{L}} = \frac{\pi D_{\bar{L}}}{4} \quad \text{oraz} \quad \psi + \psi_S = (\zeta + \zeta_S) \frac{4D}{\pi D_{\bar{L}}} \quad /4.6/$$

Współczynniki ψ i ψ_S rozpatrywane w funkcji stosunku za-

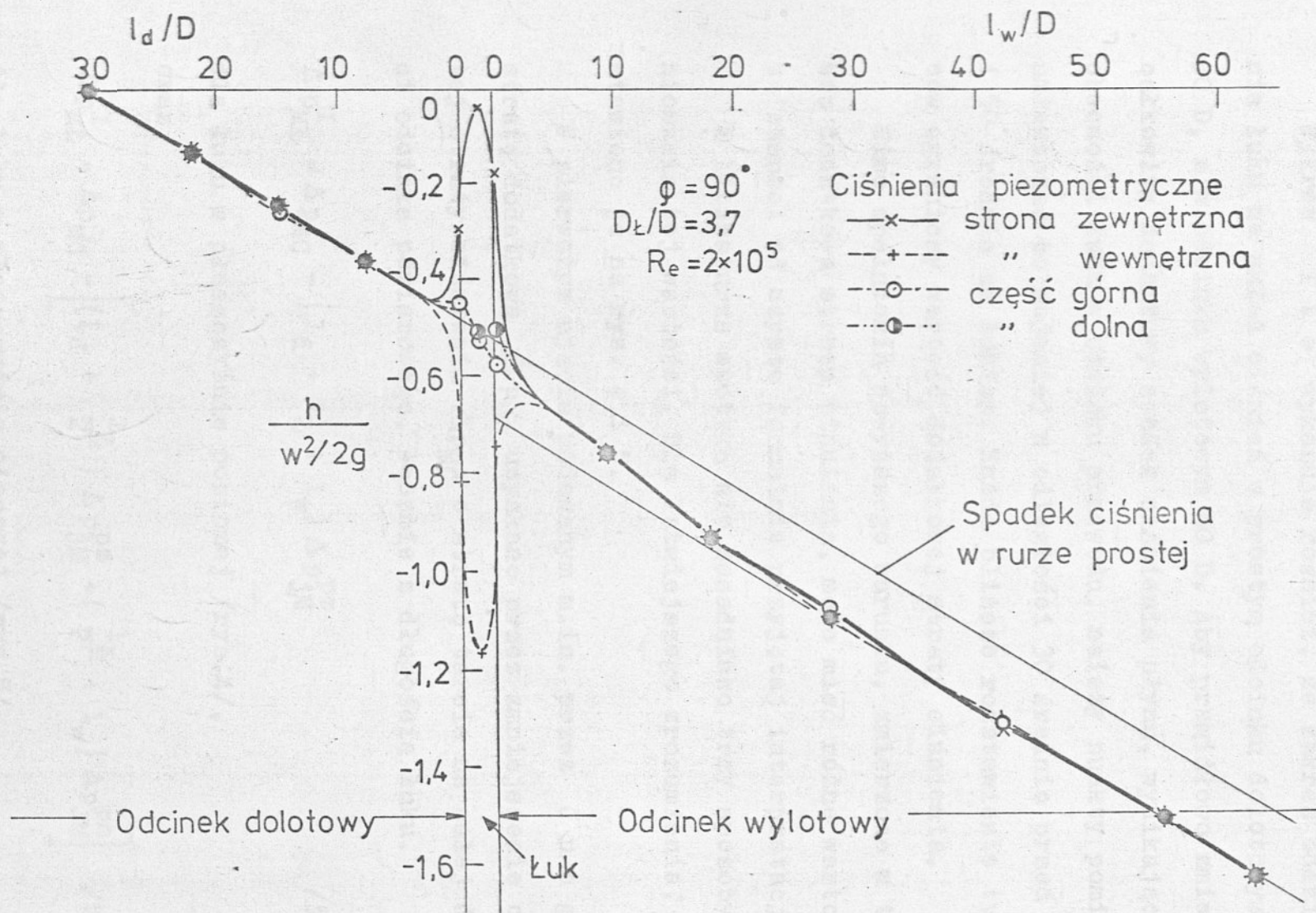
krzywienia D_E/D posiadają wartości bardziej zróżnicowane niż ζ i ζ_S , przez co funkcja ta staje się znacznie czytelniejsza.

5. INTERPRETACJE DODATKOWEJ STRATY CIŚNIENIA STRUMIENIA DWUFAZOWEGO GAZ-CIAŁO STAŁE PRZY PRZEPIYWIE PRZEZ ODCINEK PRZEWODU ZAWIERAJĄCY ŁUK

Elementy składowe całkowitej straty ciśnienia najlepiej można zaobserwować nanosząc zmierzony rozkład ciśnień statycznych wzdłuż przewodu ze zmianą kierunku na wykres w funkcji długości przewodu. Dla przykładu przytaczamy wykres /rys.3/ podawany przez I t o [15], gdzie rozkład ciśnień statycznych odniesionych do średniej wartości ciśnienia dynamicznego przedstawiono w funkcji długości przewodu wyrażonej wielokrotnością jego średnicy wewnętrznej. Ciśnienia statyczne mierzono tu w czterech punktach umieszczonych na obwodzie w płaszczyznach prostopadłych do osi przewodu. Dzięki takiemu rozmieszczeniu punktów pomiarowych, uzyskano rozkłady ciśnień po stronie zewnętrznej, wewnętrznej oraz z boków łuku.

Jak wynika z załączonego wykresu, ciśnienia statyczne zmierzone po stronie zewnętrznej łuku są znacznie wyższe, a ciśnienia po stronie wewnętrznej - znacznie niższe od średnich ciśnień statycznych w łuku.

Natomiast ciśnienia mierzone w obu bocznych ściankach łuku



Rys.3. Rozkład ciśnień statycznych wzdłuż odcinka przewodu zawierającego łuk, przy przepływie wody wg [15] .

posiadają wartości zbliżone do średnich i jedynie są nieco przesunięte w fazie względem siebie.

Wykres I t o wykazuje również, że zakres oddziaływania łuku na układ ciśnień w prostym odcinku dolotowym sięga 30 D, a w odcinku wylotowym 50 D. Aby prawidłowo zmierzyć całkowity dodatkowy spadek ciśnienia płynu, wynikający z obecności łuku w odcinku przewodu, należy punkty pomiarowe umieszczać co najmniej w odległości 30 średnic przed łukiem i 50 średnic za łukiem. Każde bliższe rozstawienie tych punktów ograniczy wartość dodatkowej straty ciśnienia.

Mimo spełnienia powyższego warunku, zmierzona w ten sposób dodatkowa strata ciśnienia, może mieć różne wartości, w zależności od czysto formalnie przyjętej interpretacji.

W literaturze spotyka się zasadniczo trzy sposoby definiowania tej wartości. Dla łatwiejszego zrozumienia, przedstawiono je na rys. 4 i 5.

W pierwszym ujęciu podawanym m.in. przez J u n g a [19] stratę dodatkową Δp_{ME}^I uzyskano przez zmniejszenie całkowitej straty ciśnienia Δp_{MC} o stratę tarcia na całej długości odcinka pomiarowego, łącznie z długością łuku.

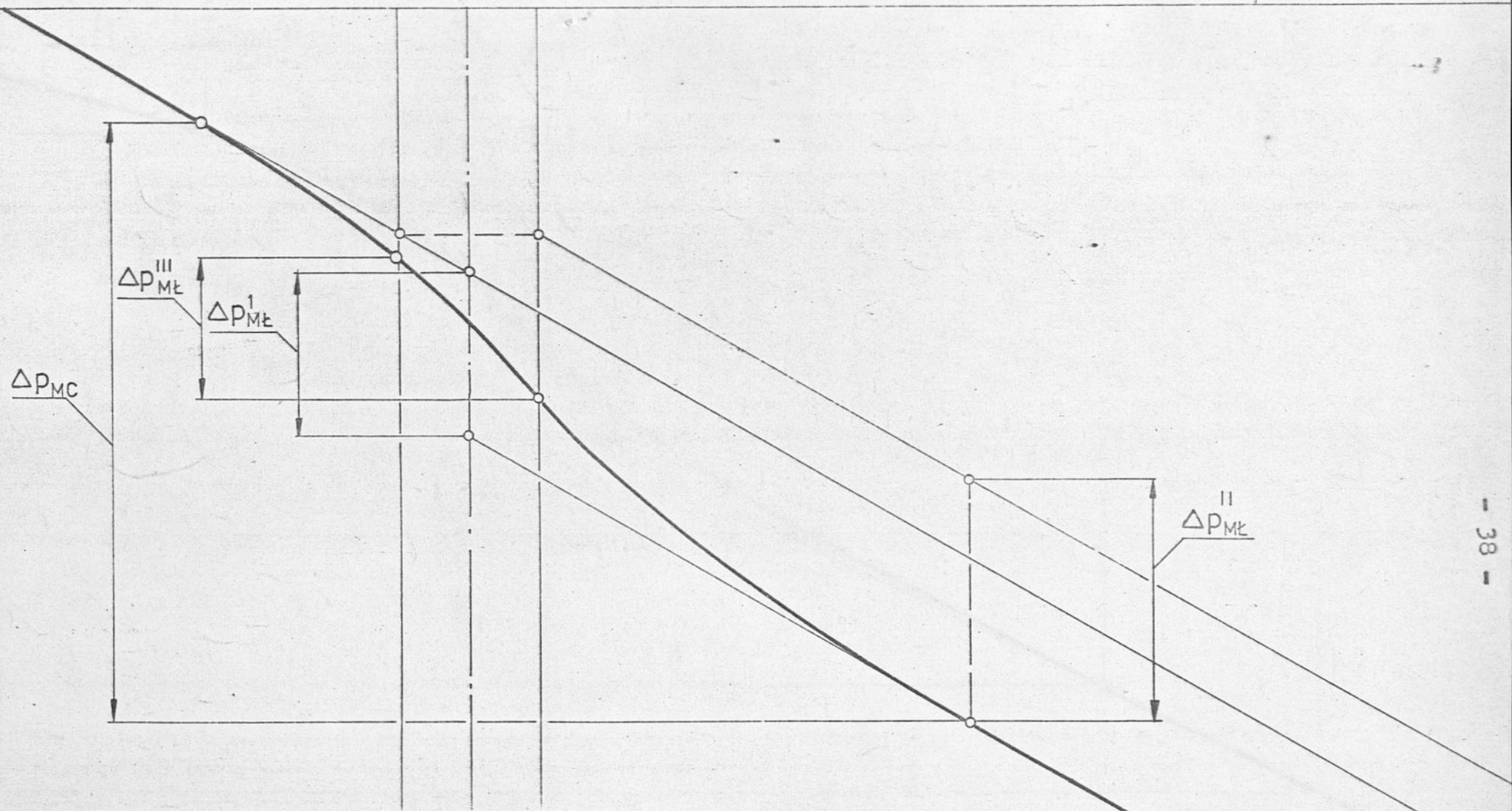
$$\Delta p_{ME}^I = \Delta p_{MC} - (l_d + l_L + l_w) \Delta p_{JM}^{pz} \quad /5.1/$$

dla łuku w płaszczyźnie poziomej /rys.4/,

oraz

$$\Delta p_{ME}^I = \Delta p_{MC} - \left[(l_d + \frac{l_L}{2}) \Delta p_{JM}^{pz} + (\frac{l_L}{2} + l_w) \Delta p_{JM}^{pn} \right] \quad /5.2/$$

dla łuku w płaszczyźnie pionowej /rys.5/.

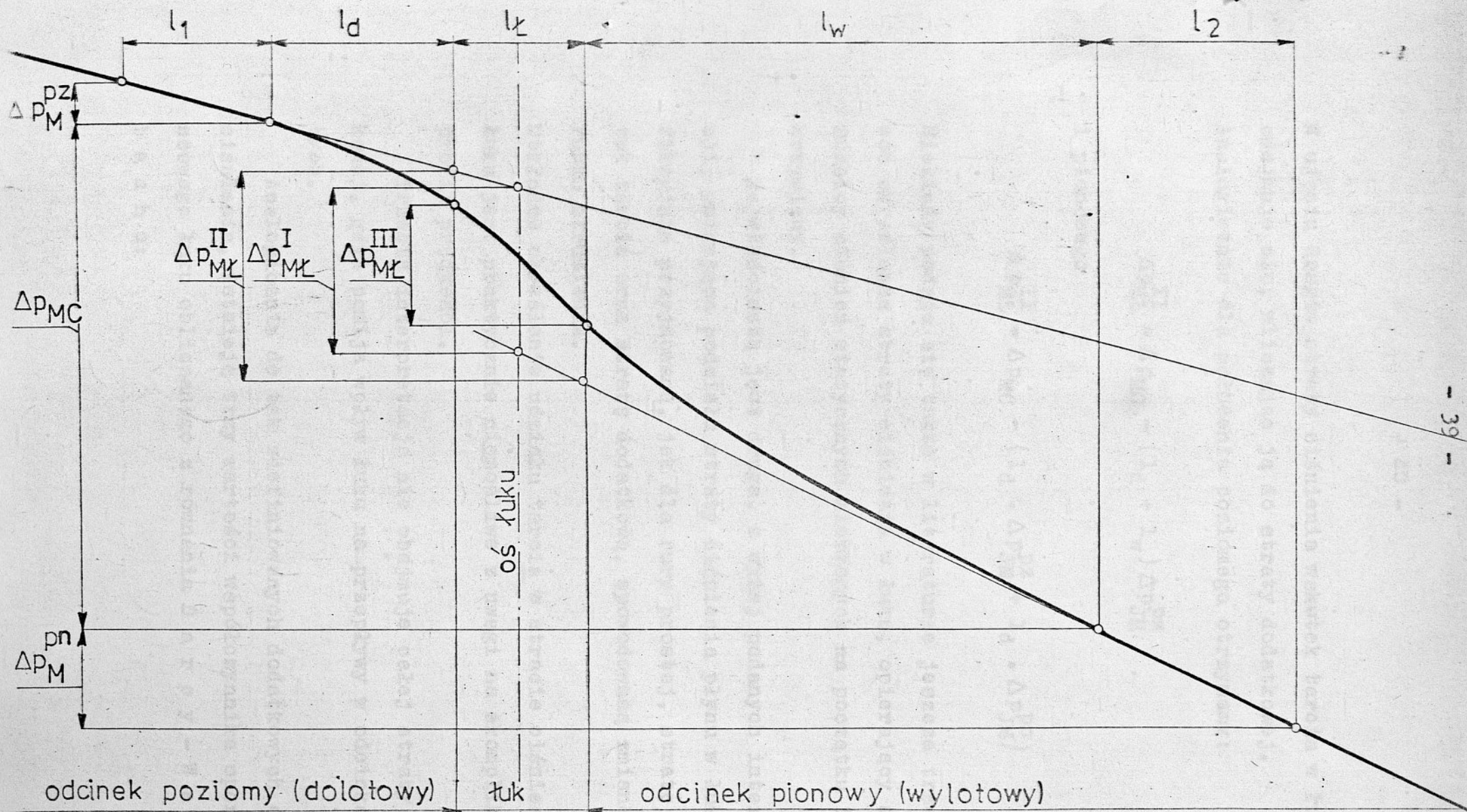


Rys.4. Typowy rozkład ciśnień wzdłuż umieszczonego w płaszczyźnie poziomej przewodu zawierającego łuk.

odcinek dolotowy

łuk

odcinek wylotowy



Rys.5. Schematyczny rozkład ciśnień statycznych w umieszczonym w płaszczyźnie pionowej odcinku przewodu, zawierającym łuk ze zmianą kierunku z poziomego w pionowy do góry.

W ujęciu drugim straty ciśnienia wskutek tarcia w łuku nie odejmuje się, wliczając ją do straty dodatkowej.

Analogicznie dla położenia poziomego otrzymamy:

$$\Delta p_{ME}^{II} = \Delta p_{MC} - (l_d + l_w) \Delta p_{JM}^{pz} \quad /5.3/$$

i pionowego

$$\Delta p_{ME}^{II} = \Delta p_{MC} - (l_d \cdot \Delta p_{JM}^{pz} + l_d \cdot \Delta p_{JM}^{pn}) \quad /5.4/$$

Niekiedy podaje się także w literaturze jeszcze trzeci sposób określania straty ciśnienia w łuku, opierający się na różnicy ciśnień statycznych mierzonych na początku i końcu krzywizny.

Najwłaściwszą jest druga, z wyżej podanych interpretacji, unikająca podziału straty ciśnienia płynu w łuku na fikcyjnie przyjmowaną, jak dla rury prostej, stratę wskutek tarcia oraz stratę dodatkową, spowodowaną zmianą kierunku strumienia.

Dokładne określenie udziału tarcia w stracie ciśnienia w łuku jest praktycznie niemożliwe z uwagi na skomplikowany profil prędkości.

Trzecia interpretacja nie obejmuje całej straty dodatkowej, gdyż pomija wpływ łuku na przepływy w odcinkach prostych.

Analogicznie do tak zdefiniowanych dodatkowych strat ciśnienia, istnieją trzy wartości współczynnika oporu miejscowego łuku obliczanego z równania D a r c y - W e i s - b a c h a:

$$\psi_1 + \psi_{s1} = \frac{D}{l_E} (\zeta_1 + \zeta_{s1}) = \frac{\Delta p_{PME}^I}{\frac{l_E}{D} \frac{w^2}{2} \rho} \quad /5.5/$$

$$\psi_2 + \psi_{s2} = \frac{D}{l_E} (\zeta_2 + \zeta_{s2}) = \frac{\Delta p_{PME}^{II}}{\frac{l_E}{D} \frac{w^2}{2} \rho} \quad /5.6/$$

$$\psi_3 + \psi_{s3} = \frac{D}{l_E} (\zeta_3 + \zeta_{s3}) = \frac{\Delta p_{PME}^{III}}{\frac{l_E}{D} \frac{w^2}{2} \rho} \quad /5.7/$$

W dalszej części opracowania konsekwentnie, uważając za najwłaściwszą drugą interpretację dodatkowej straty ciśnienia pod pojęciem współczynnika oporu miejscowego łuku, będziemy rozumieli wartości obliczone ze wzoru /5.6/.

6. WYPROWADZENIE RÓWNANIA KRYTERIALNEGO UJMUJĄCEGO OPORY PRZEPŁYWU W ŁUKU INSTALACJI PNEUMATYCZNEJ, METODĄ ANALIZY WYMIAROWEJ

6.1. Uzasadnienie przyjętej metodyki

Analiza wymiarowa jest to metoda służąca do wyrażania zachowania się układu fizycznego za pomocą najmniejszej liczby zmiennych niezależnych, w sposób niezależny od stosowanych jednostek miary - J o h n s t o n e , T h r i n g [17].

Wielkości fizyczne grupuje się w wyrażenia bezwymiarowe, składające się ze stosunków jednoimiennych, stanowiące wielkości zmienne w bezwymiarowym równaniu charakteryzującym stan lub ruch układu.

Stosując analizę wymiarową należy wziąć pod uwagę wszystkie zmienne wywierające istotny wpływ na dany proces.

Uwzględnienie zbyt wielu zmiennych, biorąc pod uwagę nawet takie, których wpływ na przebieg procesu nie jest istotny, prowadzi do niepotrzebnie dużej liczby kryteriów podobieństwa, a zagadnienie określenia podobieństwa wydaje się trudniejsze niż jest w rzeczywistości. Natomiast pominięcie istotnej zmiennej prowadzi przy korzystaniu z wyników analizy wymiarowej do błędnych wniosków.

6.2. U s t a l e n i e z m i e n n y c h w i e l k o ś c i f i z y c z n y c h c h a r a k t e r y z u j ą c y c h p r z e p ł y w w ł u k a c h i n s t a l a c j i t r a n s p o r t u p n e u m a t y c z n e g o

W wyniku analizy zjawisk zachodzących w łukach transportu pneumatycznego ustalono, że na wartość współczynnika oporu ψ_S mogą wpływać następujące parametry:

- 1/ charakteryzujące łuk pod względem geometrycznym, tj. średnica łuku D_L , kąt zmiany kierunku φ lub długość łuku l_L i średnica przewodu D ,
- 2/ charakteryzujące łuk pod względem własności materiału z jakiego został wykonany: szorstkości bezwzględnej ξ , odporności na ścieranie, twardości i własności sprężystych,
- 3/ transportowanego materiału: gęstość ρ_S , prędkość ziaren w_S , masowe natężenie przepływu M_S , sprężystość, higroskopijność, zdolność do zlepiania i rozpadania się ziaren, średnica równoważna ziaren d_S , prędkość unoszenia w_u , kształt i stan powierzchni ziarna oraz zdolność do elektrostatycznego ładowania,
- 4/ charakteryzujące gaz /powietrze/: prędkość w , gęstość ρ , lepkość kinematyczna ν ,
- 5/ położenie przestrzenne przepływającego strumienia w stosunku do kierunku siły ciężkości oraz przyspieszenie grawitacyjne g .

Jeżeli z wyżej podanych wielkości fizycznych pominiemy te, które nie mogą mieć istotnie dużego wpływu na przepływy stru-

mienia gaz - ziarniste ciało stałe w łuku, wówczas kryterialne równanie dodatkowej straty ciśnienia $\Delta p_{SE} = \Delta p_{ME} - \Delta p_E$ można będzie wyrazić w następującej postaci:

$$\Delta p_{SE} = f(D_E, D, l_E, \zeta_S, M_S, d_S, w_u, f_S, \zeta, w, \nu, g)$$

Współczynnik chropowatości bezwzględnej przewodu ζ pominięto, zakładając że zarówno jego charakterystykę jak i stan powierzchni i kształt ziarna uwzględnia współczynnik f_S tarcia ziarna o ściankę rurociągu zdefiniowany w punkcie 9.2.4. niniejszej pracy.

Nie uwzględnienie natomiast takich dość istotnych własności jak zdolność do zlepiania się i rozpadania ziaren, wynika z czysto subiektywnych powodów, tj. konieczności ograniczenia zakresu, pracochłonności i czasochłonności zamierzonych badań eksperymentalnych. Zasadność pominięcia ich jako drugorzędnych, zostanie sprawdzona w badaniach w sposób wyrywkowy.

Wpływ przestrzennego położenia łuków zostanie rozważony w teoretycznej analizie ruchu ziaren.

6.3. Wyprowadzenie zupełnego zespołu wyrażen bezwymiarowych metodą wykładników Rayleigha

Ponieważ rozpatrywany przepływ w łukach jest układem czysto dynamicznym, dla określenia jednostek miary wszystkich występujących w nim wielkości fizycznych przyjęto trzy zmienne niezależne, tj. masę M , długość L i czas T .

Jednorodnie wymiarowo równanie kryterialne

$$\Delta p_{S\bar{L}} = f(D, d_S, D_{\bar{L}}, g, L_{\bar{L}}, w, w_u, \nu, \rho, \rho_S, M_S) \quad /6.2/$$

wygodnie jest przekształcić tak, aby zmienna zależna $\Delta p_{S\bar{L}}$ występowała bezpośrednio, wówczas przybierze ono postać:

$$f(D, d_S, D_{\bar{L}}, g, L_{\bar{L}}, w, w_u, \nu, \rho, \rho_S, M_S) \Delta p = 1 \quad /6.3/$$

Wzory wymiarowe zmiennych wielkości można zapisać w postaci zależności potęgowej

$$[D]^{b_1} [d_S]^{b_2} [D_{\bar{L}}]^{b_3} [g]^{b_4} [L_{\bar{L}}]^{b_5} [w]^{b_6} [w_u]^{b_7} [\nu]^{b_8} [\rho]^{b_9}$$

$$[\rho_S]^{b_{10}} [M_S]^{b_{11}} [\Delta p] = 0 \quad /6.4/$$

Podstawiając wzory wymiarowe otrzymujemy

$$[L]^{b_1} [L]^{b_2} [L]^{b_3} [LT^{-2}]^{b_4} [L]^{b_5} [LT^{-1}]^{b_6} [LT^{-1}]^{b_7} [L^2T^{-1}]^{b_8}$$

$$[ML^{-3}]^{b_9} [ML^{-3}]^{b_{10}} [MT^{-1}]^{b_{11}} [ML^{-1}]T^{-2} = 0 \quad /6.5/$$

Równania warunków w układzie m L t .

Warunek dla L :

$$b_1 + b_2 + b_3 + b_4 + b_5 + b_6 + b_7 + b_8 - 3b_9 - 3b_{10} - 1 = 0 \quad /6.6/$$

Warunek dla T :

$$- 2b_4 - b_6 - b_7 - b_8 - b_{11} - 2 = 0 \quad /6.7/$$

Warunek dla M :

$$b_9 + b_{10} + b_{11} + 1 = 0 \quad /6.8/$$

Rozwiązując układ równań warunków względem b_9 , b_6 i b_1 otrzymamy

$$b_9 = -b_{10} - b_{11} - 1 \quad /6.9/$$

$$b_6 = 2b_4 - b_7 - b_8 - b_{11} - 2 \quad /6.10/$$

$$b_1 = -b_2 - b_3 + b_4 - b_5 - b_8 - 2b_{11} \quad /6.11/$$

skąd

$$\begin{aligned}
 [D] \quad & \begin{matrix} -b_2 - b_3 + b_4 - b_5 - b_8 - 2b_{11} & b_2 & b_3 & b_4 & b_5 \\ [d_S] & [D_L] & [g] & [l_L] & \end{matrix} \\
 [w] \quad & \begin{matrix} -2b_4 - b_7 - b_8 - b_{11} - 2 & b_7 & b_8 & -b_{10} - b_{11} - 1 & b_{10} \\ [w_u] & [v] & [Q] & [Q_S] & \end{matrix} \\
 [M_S]^{b_{11}} [\Delta p] & = 0 \quad /6.12/
 \end{aligned}$$

lub

$$\begin{aligned}
 & \begin{matrix} b_2 & b_3 & b_4 & b_5 & b_7 & b_8 & b_{10} \\ \left[\frac{d_S}{D} \right] & \left[\frac{D_L}{D} \right] & \left[\frac{Dg}{w^2} \right] & \left[\frac{l_L}{D} \right] & \left[\frac{w_u}{w} \right] & \left[\frac{v}{Dw} \right] & \left[\frac{Q_S}{Q} \right] \end{matrix} \\
 \left[\frac{M_S}{D^2 w Q} \right]^{b_{11}} \left[\frac{\Delta p}{Q w^2} \right] & = 0 \quad /6.13/
 \end{aligned}$$

Zgodnie z twierdzeniem Buckingham'a równanie dodatkowego oporu przepływu w łuku musi przyjąć postać:

$$f \left(\frac{d_S}{D}, \frac{D_L}{D}, \frac{Dg}{w^2}, \frac{l_L}{D}, \frac{w_u}{w}, \frac{v}{Dw}, \frac{Q_S}{Q}, \frac{M_S}{D^2 w Q} \right) \frac{\Delta p_{S_L}}{Q w^2} = 1$$

/6.14/

lub

$$\frac{\Delta p_{S\bar{L}}}{\rho w^2} = f \left(\frac{d_S}{D}, \frac{D_{\bar{L}}}{D}, \frac{D \cdot g}{w^2}, \frac{l_{\bar{L}}}{D}, \frac{w_u}{w}, \frac{v}{Dw}, \frac{\rho_S}{\rho}, \frac{M_S}{D^2 w \rho} \right)$$

/6.15/

gdzie: f - funkcja nieoznaczona.

Wprowadzając do wzoru /6.15/ bezwymiarowy z definicji współczynnika tarcia f_S otrzymamy pełną postać równania

$$\frac{\Delta p_{S\bar{L}}}{\rho w^2} = \zeta = f \left(\frac{d_S}{D}, \frac{D_{\bar{L}}}{D}, \frac{D \cdot g}{w^2}, \frac{l_{\bar{L}}}{D}, \frac{w_u}{w}, \frac{v}{Dw}, \frac{\rho_S}{\rho}, \frac{M_S}{D^2 w \rho}, f_S \right)$$

/6.16/

Jeśli stratę ciśnienia odniesiemy do długości łuku oraz podstawimy w miejsce

$$\frac{w^2}{D \cdot g} \equiv F_r \quad - \quad \text{liczbę Frouda,}$$

$$\frac{D \cdot w}{v} \equiv Re \quad - \quad \text{liczbę Reynoldsa,}$$

$$\frac{M_S}{D^2 \cdot w \cdot \rho} = \mu \quad - \quad \text{masowy współczynnik koncentracji materiału w przewodzie transportowym,}$$

uzyskamy końcową formę szukanego bezwymiarowego równania kryterialnego:

$$\begin{aligned} \psi_S = \zeta_S \frac{D}{l_{\bar{L}}} &= \frac{\Delta p_{S\bar{L}}}{\frac{l_{\bar{L}}}{D} \cdot \frac{\rho w^2}{2}} = \\ &= f \left(\frac{D_{\bar{L}}}{D}, F_r, Re, \frac{d_S}{D}, \frac{\rho_S}{\rho}, \mu, Re_u, f_S \right) \quad /6.17/ \end{aligned}$$

przy czym stosunek w_u/w zastąpiono wygodniejszą do stosowania w obliczeniach liczbą bezwymiarową Reynoldsa unoszenia

$$Re_u = \frac{d_S \cdot w_u}{\nu}$$

/6.18/

Wyprowadzona wyżej postać równania kryterialnego /6.17/ posłuży za podstawę do sformułowania pełnego programu badań eksperymentalnych oraz ułatwi opracowanie ich wyników.

7. TEORETYCZNA ANALIZA RUCHU POJEDYNCZYCH ZIAREN W ZAKRZYWIONYM STRUMIENIU POWIETRZA

Z przeprowadzonej w punkcie 4 wstępnej analizy wynika, że kształt toru, kąt zderzenia ziarna ze ścianką i długość odcinka drogi w łuku, wzdłuż której ziarna mogą się posuwać po zderzeniu, odgrywają decydującą rolę w mechanizmie powstawania strat ciśnienia. Znajomość wymienionych wielkości oraz ich zależności od możliwie pełnej ilości parametrów charakteryzujących transport pneumatyczny ułatwiłaby ustalenie właściwego kierunku zamierzonych badań modelowych, ograniczając je jedynie do pomiarów niezbędnych i wystarczających.

Potrzebne informacje można uzyskać w oparciu o rozwiązania równań opisujących przepływ ziarna w krzywoliniowym strumieniu gazu.

Do przeprowadzenia analizy teoretycznej ruchu ziarna w łuku, zastosowano odpowiednio przekształcony i dostosowany do badanych warunków przepływu matematyczny model M u h l e [27].

7.1. Wyprowadzenie równania ruchu

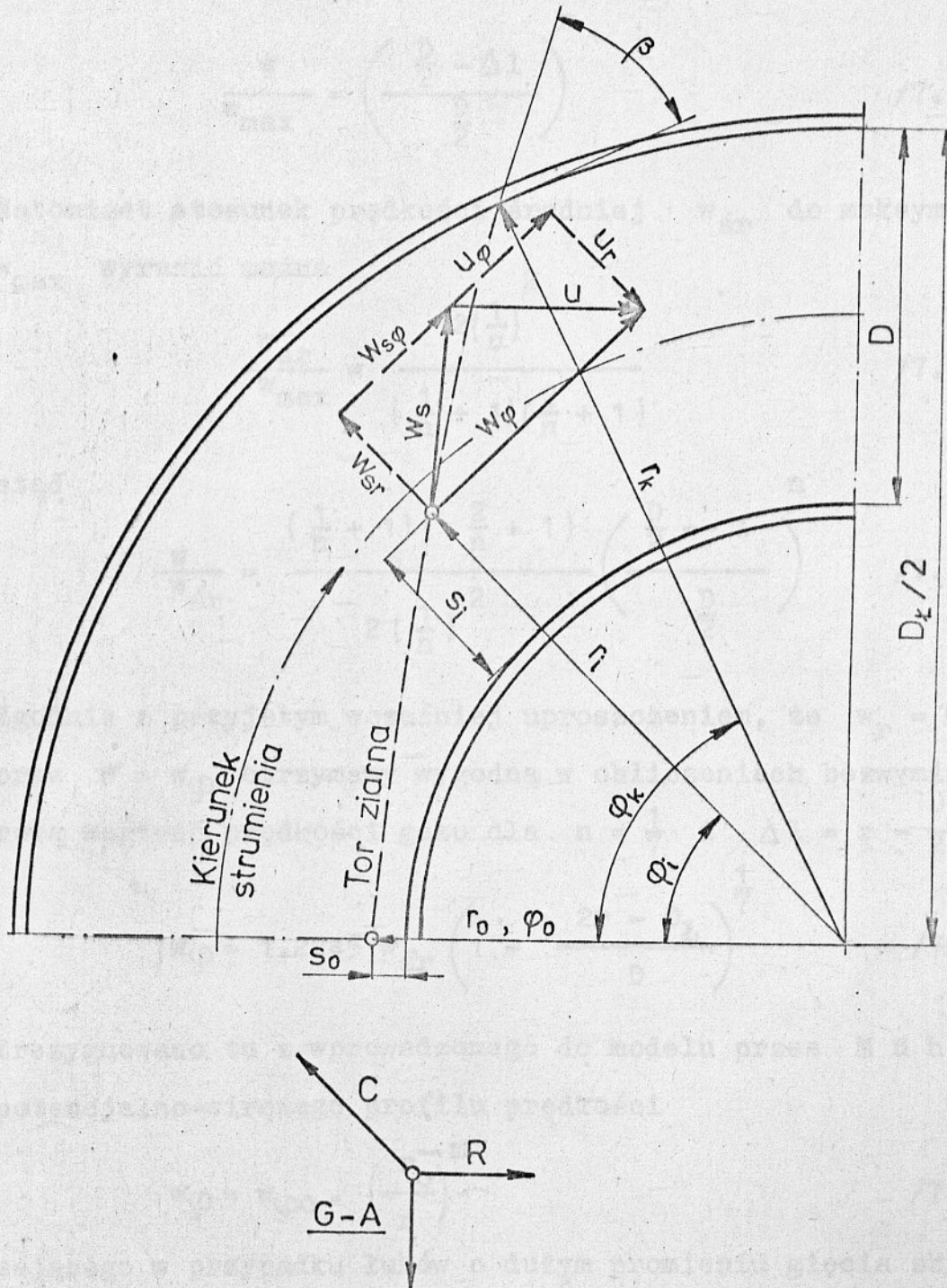
7.1.1. Przyjęte założenia

Kuliste ziarno poruszające się w zakrzywionym strumieniu gazu pod wpływem działających na nie sił pola, oporu i bezwładności, znajduje się w chwili t_1 w punkcie toru określonym w biegunowym układzie współrzędnych promieniem r_1 i kątem biegunowym φ_1 /rys.6/. Znane są warunki wejścia ziarna do łuku w czasie t_0 oraz końcowa wartość promienia $r_k = \frac{D_L + D}{2}$ w momencie zderzenia ziarna z zewnętrzną ścianką łuku pod kątem β .

W rozpatrywanym modelu pomija się wpływy nieregularne, jak: pulsacje burzliwości strumienia, wzajemne oddziaływanie międzycząsteczkowe wskutek zderzeń i sił przylegania, uderzenia o ścianki oraz zjawiska rozpadu ziarna.

Wektor prędkości gazu w posiada składową styczną w_φ oraz pomijaną tu, jako mało znaczącą, składową promieniową w_r . Ponieważ rzeczywisty profil prędkości gazu w łuku jest bardzo skomplikowany i nie został dotychczas opisany w formie zależności, którą możnaby tu zastosować, przyjęto w modelu typowy profil prędkości przepływu burzliwego z wykładnikiem $n = \frac{1}{7}$.

Według Richtera [36] stosunek prędkości płynu w w punkcie odległym o wartość Δl od osi przewodu o średnicy wewnętrznej D , do prędkości maksymalnej w_{\max} można obliczyć ze wzoru



Rys.6. Rozkład wektorów prędkości strumienia gazu i ziarna w danym punkcie toru, w biegunowym układzie współrzędnych. Układ sił działających na poruszające się w łuku ziarna.

$$\frac{w}{w_{\max}} = \left(\frac{\frac{D}{2} - \Delta l}{\frac{D}{2}} \right)^n \quad /7.1/$$

Natomiast stosunek prędkości średniej $w_{\text{śr}}$ do maksymalnej w_{\max} wyrazić można

$$\frac{w_{\text{śr}}}{w_{\max}} = \frac{2\left(\frac{1}{n}\right)^2}{\left(\frac{1}{n} + 1\right)\left(\frac{2}{n} + 1\right)} \quad /7.2/$$

stąd

$$\frac{w}{w_{\text{śr}}} = \frac{\left(\frac{1}{n} + 1\right)\left(\frac{2}{n} + 1\right)}{2\left(\frac{1}{n}\right)^2} \left(\frac{\frac{D}{2} - 1}{\frac{D}{2}} \right)^n \quad /7.3/$$

Zgodnie z przyjętym wcześniej uproszczeniem, że $w_r = 0$ oraz $w = w_{\varphi}$ otrzymamy wygodną w obliczeniach bezwymiarową wartość prędkości gazu dla $n = \frac{1}{7}$ i $\Delta l = r - \frac{D_{\text{L}}}{2}$.

$$w_{\varphi} = 1.2245 w_{\text{śr}} \left(1 - \frac{2r - D_{\text{L}}}{D} \right)^{\frac{1}{7}} \quad /7.4/$$

Zrezygnowano tu z wprowadzonego do modelu przez M u h l e potencjalno-wirowego profilu prędkości

$$w_{\varphi} = w_{\varphi 0} \cdot \left(\frac{r_0}{r} \right)^m \quad /7.5/$$

mającego w przypadku łuków o dużym promieniu gięcia zbyt płaski kształt.

Składowe wektora prędkości ziarna we współrzędnych biegunowych zapisuje się

$$w_{\text{śr}} = \frac{dr}{dt}, \quad w_{\text{S}\varphi} = r \frac{d\varphi}{dt} \quad /7.6/$$

Prędkość względną definiuje się jako

$$u = w - w_{\text{S}} \quad /7.7/$$

oraz jej wartość bezwzględną

$$|u| = (u_r^2 + u_\varphi^2)^{0,5} = \left[\left(w_r - \frac{dr}{dt} \right)^2 + \left(w - r \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right]^{0,5} \quad /7.8/$$

7.1.2. Analiza układu sił działających na ziarno.

Wyprowadzenie układu równań ruchu ziarna.

Na poruszające się w łuku ziarno działa na kierunku prędkości względnej siła oporu ośrodka R , na kierunku przyspieszenia ziemskiego różnica sił ciężkości i wyporu $G - A$, a ponadto siła bezwładności C będąca wypadkową wymienionych sił. Siłą ciśnienia płynu jako mało znaczącą w tym przypadku pomija się. Zgodnie z drugim prawem Newtona siła bezwładności będzie równa iloczynowi masy ziarna

$$m_s = \frac{\pi \rho_s d_s^3}{6} \quad /7.9/$$

oraz przyspieszenia, którego składowe w przyjętych współrzędnych zapisuje się

$$a_r = \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2, \quad a_\varphi = r \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + 2 \frac{dr}{dt} \frac{d\varphi}{dt} \quad /7.10/$$

stąd

$$C_r = \frac{\pi \rho_s d_s^3}{6} \left[\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right] \quad /7.11/$$

$$C_\varphi = \frac{\pi \rho_s d_s^3}{6} \left(r \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + 2 \frac{dr}{dt} \frac{d\varphi}{dt} \right) \quad /7.12/$$

Jeżeli siłę oporu zdefiniujemy jako

$$R = \xi F \frac{\rho u |u|}{2} \quad /7.13/$$

wówczas jej składową promieniową i styczną zapiszemy w postaci

$$R_r = -\xi \frac{d_S^2 \pi}{4} \cdot \frac{\rho}{2} \frac{dr}{dt} \left[\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \left(w_\varphi - r \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right]^{0,5} \quad /7.14/$$

$$R_\varphi = \xi \frac{d_S^2 \pi}{4} \frac{\rho}{2} \left(w_\varphi - r \frac{d\varphi}{dt} \right) \left[\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \left(w_\varphi - r \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right]^{0,5} \quad /7.15/$$

gdzie ξ jest współczynnikiem oporu ziarna kulistego.

Aktualnie podaje się w literaturze [4] wiele wzorów określających zależność współczynnika ξ od liczby Reynoldsa Re_S dających, wg Lebediewa, Uśakowa i Masłowa [25] wartości odbiegające od rzeczywistych maksimum $\pm 5 \div 7\%$. Podobnym błędem $\pm 6\%$ jest obarczona zastosowana tu zależność Kaskasa [19]

$$\xi = \frac{24}{Re_S} + \frac{4}{\sqrt{Re_S}} + 0,4 \quad /7.16/$$

ważna w ustalonych warunkach przepływu dla liczb $Re_S \leq 2 \cdot 10^5$ obliczanych ze wzoru

$$Re_S = \frac{|u| d_S}{\nu} = \frac{d_S}{\nu} \left[\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \left(w_\varphi - r \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right]^{0,5} \quad /7.17/$$

Składowe promieniowe i styczne różnicy sił ciężkości i wyporu odpowiednio wynoszą

$$G_r - A_r = - \sin\varphi \left(\frac{\pi d_S^3}{6} \rho_S g - \frac{\pi d_S^3}{6} \rho g \right) \quad /7.18/$$

$$G_{\varphi} - A_{\varphi} = -\cos\varphi \left(\frac{\pi d_S^3}{6} \rho_S g - \frac{\pi d_S^3}{6} \rho g \right) \quad /7.19/$$

Wpływ warunków nieustalonych, opóźnień i przyspieszeń na współczynnik oporu ziarna nie jest dotychczas znany. Potwierdzają to badania *T o r o b i n a* i *G a u w i n a* [44]. W naszym przypadku przyspieszenia mogą występować tylko na początku toru i trwają bardzo krótko, co nie może wpływać w sposób znaczący na otrzymywane wyniki. Wzór /7.16/ jest szczególnie przydatny do badania przepływów w obszarze przejściowym w zakresie prędkości najczęściej występujących w transporcie pneumatycznym.

Sumując składowe promieniowe i składowe styczne opisanych wyżej sił, otrzymamy następujący układ równań równowagi:

$$C_r = R_r + (G-A)_r \quad /7.20/$$

$$C_{\varphi} = R_{\varphi} + (G-A)_{\varphi} \quad /7.21/$$

a po podstawieniu do nich odpowiednich wartości ze wzorów /7.11 ÷ 7.19/ otrzymamy układ równań ruchu ziarna

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 + 18 \frac{\rho}{\rho_S} \frac{v}{d_S^2} \frac{dr}{dt} + 3 \frac{\rho}{\rho_S} \frac{v^{0,5}}{d_S^{1,5}} \frac{dr}{dt} \times \\ & \times \left[\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \left(w_{\varphi} - r \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right]^{0,25} + \frac{3}{10} \frac{1}{d_S} \frac{\rho}{\rho_S} \frac{dr}{dt} \left[\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \right. \\ & \left. + \left(w_{\varphi} - r \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right]^{0,5} + \left(1 - \frac{\rho}{\rho_S} \right) g \sin\varphi = 0 \quad /7.22/ \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & r \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + 2 \frac{dr}{dt} \frac{d\varphi}{dt} - 18 \frac{\rho}{\rho_S} \frac{v}{d_S^2} \left(w_\varphi - r \frac{d\varphi}{dt} \right) - \\
 & + 3 \frac{\rho}{\rho_S} \frac{v^{0,5}}{d_S^{1,5}} \left(w_\varphi - r \frac{d\varphi}{dt} \right) \left[\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \left(w_\varphi - r \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right]^{0,25} - \\
 & + \frac{3}{10} \frac{1}{d_S} \frac{\rho}{\rho_S} \left[\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \left(w_\varphi - r \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right]^{0,5} \left(w_\varphi - r \frac{d\varphi}{dt} \right) + \\
 & + \left(1 - \frac{\rho}{\rho_S} \right) g \cos \varphi = 0 \quad /7.23/
 \end{aligned}$$

gdzie

$$w_\varphi = 1.2245 w_{\text{sr}} \left(1 - \left| \frac{2r - D_L}{D} \right| \right)^{\frac{1}{7}} \quad /7.24/$$

W celu obliczenia kąta zderzenia ziarna ze ścianką łuku, tj. kąta zawartego pomiędzy stycznymi do toru i łuku w punkcie ich przecięcia się, należy do równań ruchu /7.22/, /7.23/ dopisać zależność

$$\beta = \text{arc tg} \left(\frac{\partial r}{r \partial \varphi} \right) \quad /7.25/$$

7.2. Rozwiązanie układu równań ruchu ziarna

Układ równań różniczkowych / 7.22 ÷ 7.25/ rozwiązywano numerycznie metodą Runge - Kutta dla warunków brzegowych początkowych

$$t_0 = 0$$

$$r_0 = \frac{D_{\Sigma}}{2} - D + S_0, \quad \frac{dr_0}{dt} = 0 \quad /7.26/$$

$$\varphi_0 = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ \text{ lub } 270^\circ$$

$$\frac{d\varphi_0}{dt} = \frac{w_{S_0}}{w_0} \quad /7.27/$$

oraz warunku końcowego

$$r_k = \frac{D_{\Sigma}}{2} + D \quad /7.28/$$

Prędkość początkową ziarna wchodzącego do łuku w_{S_0} obliczano ze wzoru wyprowadzonego przez Schucharta [36] dla poziomej rury prostej po przeanalizowaniu wielu wyników pomiarowych innych autorów [2],[14],[48],

$$\frac{w_S}{w} = \left[1 + K \left(\frac{\rho_S}{\rho} - 1 \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{d_S}{D} \right)^{\frac{2}{3}} \left(1 + \frac{200}{Fr - Fr_0} \right) \right]^{-1} \quad /7.29/$$

gdzie: K - stała doświadczalna zależna od rodzaju materiału, przyjęto $K = 0,0155$ wg [37]

$$Fr = \frac{w^2}{g \cdot D} \quad - \text{liczba Frouda}$$

Fr_0 - liczba Frouda, przy której występuje czopowanie ziarna na ścianie poziomej rury prostej, przyjęto $Fr_0 = 100$ w oparciu o wyniki własnych badań.

7.3. Analiza uzyskanych rozwiązań równań ruchu

Brauer i Kriegel [8] badając zużycie ścianek łuków w transporcie pneumatycznym stwierdzili, że najszybciej ulega zniszczeniu w łuku to miejsce, w które uderzały ziarna "graniczne" wchodzące do łuku wzdłuż jego wewnętrznej ścianki $s \approx 0$.

O zwiększonym zużyciu decydował kąt padania β , osiągający dla tych właśnie ziaren wartość maksymalną. Równocześnie z jego wzrostem obserwowano wzrost oporów przepływu w łuku. Wartość kąta β wpływa na stratę ciśnienia nie tylko poprzez stratę energii kinetycznej ziarna wskutek jego zderzenia ze ścianką. Dodatkowo, wraz ze wzrostem kąta padania, wydłuża się droga, jaką musi przebyć ziarno ślizgając się lub skacząc po ścianie za punktem pierwszego zderzenia, a tym samym zwiększa się dodatkowa strata energii wskutek tarcia lub dodatkowych zderzeń.

Zgodnie ze wzorem /3.10/ dodatkowa strata ciśnienia w łuku wywołana zderzeniem ziaren ze ścianką łuku jest wprostproporcjonalna do $\cos(90^\circ - \beta)$.

Wobec powyższego w rozwiązaniach układu równań, zwrócono

przede wszystkim uwagę na wartość kąta granicznego β oraz położenia punktu zderzenia, określonego szukaną wartością kąta biegunowego φ_k , w różnych warunkach transportu.

Obliczenia wykonywano badając wpływ średnicy przewodu D , średnicy łuku D_L , gęstości materiału ρ_S , średnicy ziarna d_S , prędkości powietrza w , oraz położenia łuku w przestrzeni, zależnego od kąta φ_0 , przy stałych wielkościach $s_0 = 0,001$ m, $\rho = 1,2$ kg/m³, $v = 15,7 \cdot 10^6$ m²/s.

7.3.1. Wpływ przestrzennego położenia łuku na wartość kąta padania ziaren gra- nicznych

Badaniom poddano łuki usytuowane w płaszczyźnie pionowej, równoległej do kierunku wektora przyspieszenia grawitacyjnego, ze zmianą kierunku strumienia:

- a/ z pionowego do góry w poziomy $\varphi_0 = 0^\circ \equiv 0$ rad
- b/ z poziomego w pionowy do dołu $\varphi_0 = 90^\circ \equiv \frac{\pi}{2}$ rad
- c/ z poziomego w dół w poziomy $\varphi_0 = 180^\circ \equiv \pi$ rad
- d/ z poziomego w pionowy do góry $\varphi_0 = 270^\circ \equiv \frac{3\pi}{2}$ rad

Obliczenia wykonywano dla łuku o stosunku zakrzywienia $D_L/D = 20.49$ przy średnicy wewnętrznej przewodu równej 40.5 mm. Strumień powietrza na wejściu do łuku posiadał prędkość 20 m/s. Ziarno o gęstości $\rho_S = 1200$ kg/m³ i średnicy 1 mm, wpadało do łuku w odległości $s_0 = 1$ mm

od ścianki wewnętrznej z prędkością w_S obliczoną ze wzoru /7.29/.

Uzyskano następujące rozwiązania:

$$\text{dla } \varphi_0 = 0 \text{ rad} \quad \beta = 0.4215 \text{ rad} \quad \equiv 24^{\circ}09'$$

$$\text{dla } \varphi_0 = 1.5707 \text{ rad} \quad \beta = 0.4174 \text{ rad} \quad \equiv 23^{\circ}55'$$

$$\text{dla } \varphi_0 = 3.1415 \text{ rad} \quad \beta = 0.4240 \text{ rad} \quad \equiv 24^{\circ}18'$$

$$\text{dla } \varphi_0 = 4.7124 \text{ rad} \quad \beta = 0.4260 \text{ rad} \quad \equiv 24^{\circ}27'$$

Najbardziej niekorzystne warunki transportu /największy kąt β / otrzymano dla strumienia zmieniającego kierunek przepływu z poziomego w pionowy do góry. Uzyskane w badanych warunkach różnice wartości kąta β są tak małe, że praktycznie można je pominąć. W rzeczywistości w przewodach pionowych wielkość poślizgu $\frac{w_S}{w}$ jest nieco większa niż w poziomych i ziarno wznoszące się będzie miało prędkość mniejszą od obliczanej ze wzoru /7.29/ a opadające większą. Wpłynąć to może jedynie nieznacznie na zmniejszenie kąta β dla $\varphi_0 = 0$ rad. Przy $\varphi_0 = \pi$ rad tor będzie zawsze zbliżony do prostoliniowego ze skłonnością do odchylenia się przy małych średnicach ziarna $d_S < 1$ mm w kierunku prędkości gazu.

Ten nieznaczny wpływ przestrzennego położenia na przepływy w łuku potwierdzają badania [48] , w których dla dwu łuków o stosunku $D_E/D = 19$; jeden ze zmianą kierunku z poziomego w pionowy do góry, a drugi z pionowego do góry w poziomy uzyskano identyczne wartości współczynnika ζ_S .

W miarę jednak zmniejszania stosunku D_E/D uzyskiwano większe wartości ζ_S dla pierwszego łuku.

W prowadzonych badaniach nie uwzględniono także położenia łuku w płaszczyźnie poziomej. Jest on korzystniejszy od łuku z $\varphi_0 = \frac{3}{2}\pi$ rad pod względem strat ciśnienia co najmniej o wielkość straty potrzebnej do podniesienia materiału w łuku na wysokość równą jego promieniowi.

Biorąc pod uwagę powyższe stwierdzenia, zdecydowano dalsze rozważania teoretyczne i badania eksperymentalne ograniczyć jedynie do najniekorzystniejszych warunków przepływu strumienia, tj. ze zmianą kierunku przepływu z poziomego w pionowy do góry $\varphi_0 = \frac{3}{2}\pi$ rad.

7.3.2. W p ł y w ś r e d n i c y p r z e w o d u D

W tej serii obliczenia wykonywano dla siedmiu łuków o różnych średnicach wewnętrznych przewodów $D = 32, 40, 50, 60, 80, 100$ i 120 mm ze stałym stosunkiem zakrzywienia $D_L/D = 20$. Wybór powyższych parametrów geometrycznych został podyktowany powszechnym stosowaniem ich w instalacjach pneumatycznych. Pozostałe parametry transportu były w tej serii obliczeń takie same jak w poprzedniej: $s_0 = 1$ mm, $w = 20$ m/s, $\rho_s/\rho = 1000$, $d_s = 1$ mm i $v = 15,7 \cdot 10^{-6}$ m²/s. Prędkość początkową ziarna obliczano z zależności /7.29/ oraz konsekwentnie do przyjętego w poprzednim punkcie założenia, łuk usytuowany był w płaszczyźnie pionowej ze zmianą kierunku z poziomego w pionowy do góry, dla którego $\varphi_0 = \frac{3}{2}\pi$ rad.

Uzyskano następujące rozwiązania układu równań ruchu:

Dla D = 32 mm	$\beta = 0.429 \text{ rad} \cong 24^{\circ}36'$
40 mm	$\beta = 0.428 \text{ rad} \cong 24^{\circ}30'$
50 mm	$\beta = 0.432 \text{ rad} \cong 24^{\circ}45'$
60 mm	$\beta = 0.427 \text{ rad} \cong 24^{\circ}29'$
80 mm	$\beta = 0.430 \text{ rad} \cong 24^{\circ}37'$
100 mm	$\beta = 0.430 \text{ rad} \cong 24^{\circ}38'$
120 mm	$\beta = 0.429 \text{ rad} \cong 24^{\circ}35'$

Zestawione wyżej wartości kąta β są praktycznie niezależne od średnicy przewodu, a nieznaczne różnice wynikać tutaj mogą z przyjętej dokładności obliczeń.

Brak wpływu średnicy przewodu na charakter przepływu w łuku większej ilości ziaren wydaje się mniej oczywisty niż w przypadku ziarna pojedynczego. Przemawiają jednak za tym również prowadzone ostatnio badania [11],[39]. Między innymi F l a t o w [11] badając przepływy polistyrolu w pionowych rurach prostych o średnicach 0,05 ; 0,1 i 0,2 m uzyskiwał jednakowe wartości λ_s/μ dla tych samych liczb F r o u d a , niezależnie od średnicy przewodu.

Bardzo małe różnice w wartości współczynnika oporu λ_s/μ podaje S i e g e l [39] również dla prostych rur poziomych.

Biorąc pod uwagę podane wyżej wyniki obliczeń, dane literaturowe i konieczność ograniczenia zbyt dużej ilości badanych parametrów transportu do najważniejszych, w dalszej analizie teoretycznej i badaniach modelowych stosowano jedną tylko średnicę przewodu $D = 40,5 \text{ mm}$.

7.3.3. Wpływ gęstości ziarna ρ_s

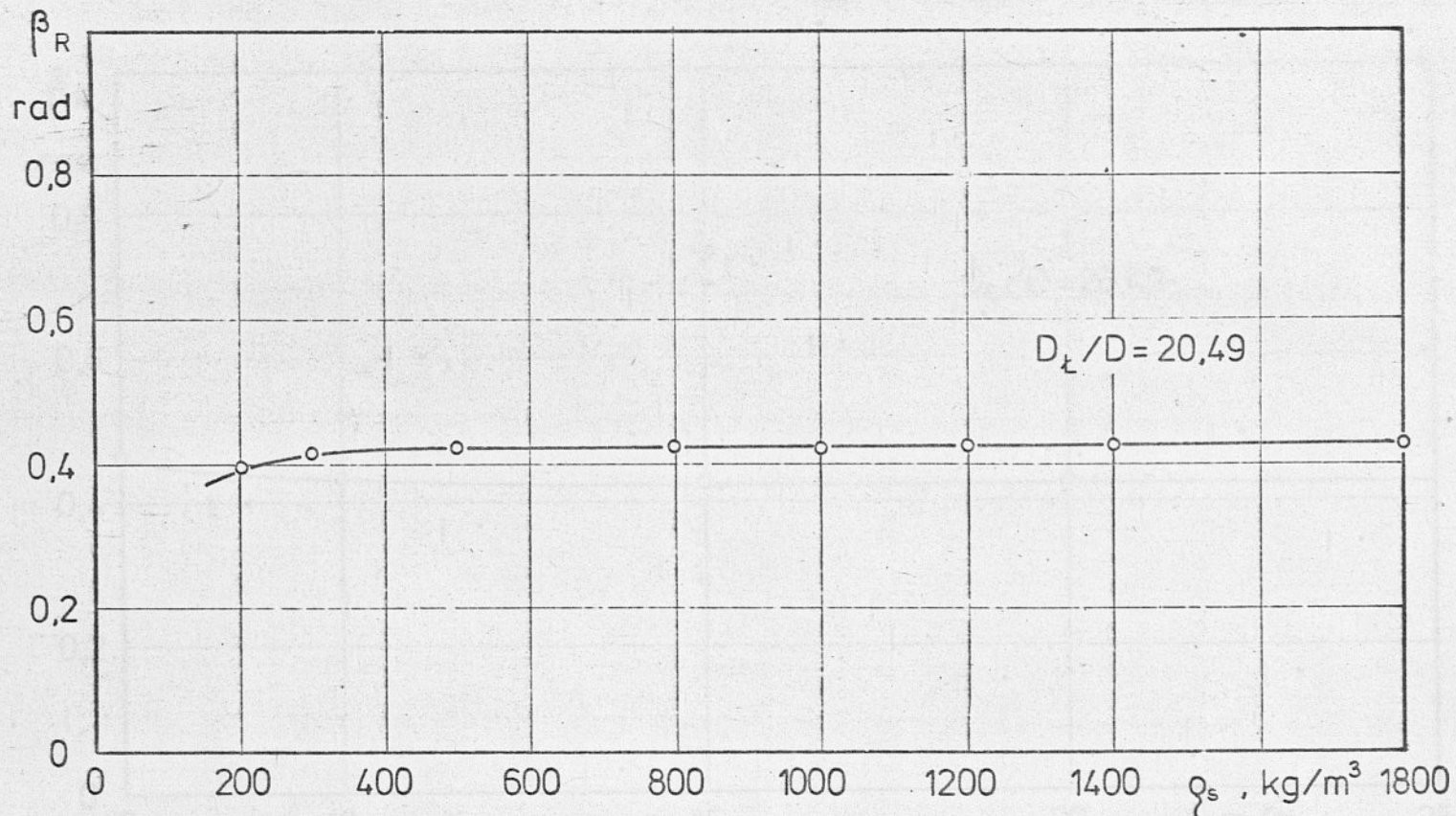
Do obliczeń wprowadzono gęstości materiału zmieniające się od $\rho_s = 200$ do 2200 kg/m^3 . Łuk posiadał stosunek $D_L/D = 20.49$ przy $D = 40,5 \text{ mm}$, a pozostałe parametry posiadały takie same wartości jak w obliczeniach poprzednich.

Przedstawione na rys.7 wyniki obliczeń dowodzą rosnącego wpływu gęstości ρ_s na tor ziarna w miarę obniżania się jej wartości poniżej 500 kg/m^3 ($\rho_s/\rho \leq 420$, $A_r \leq 16500$). Dla wartości większych, wielkość kąta padania β praktycznie nie zależy od gęstości ρ_s .

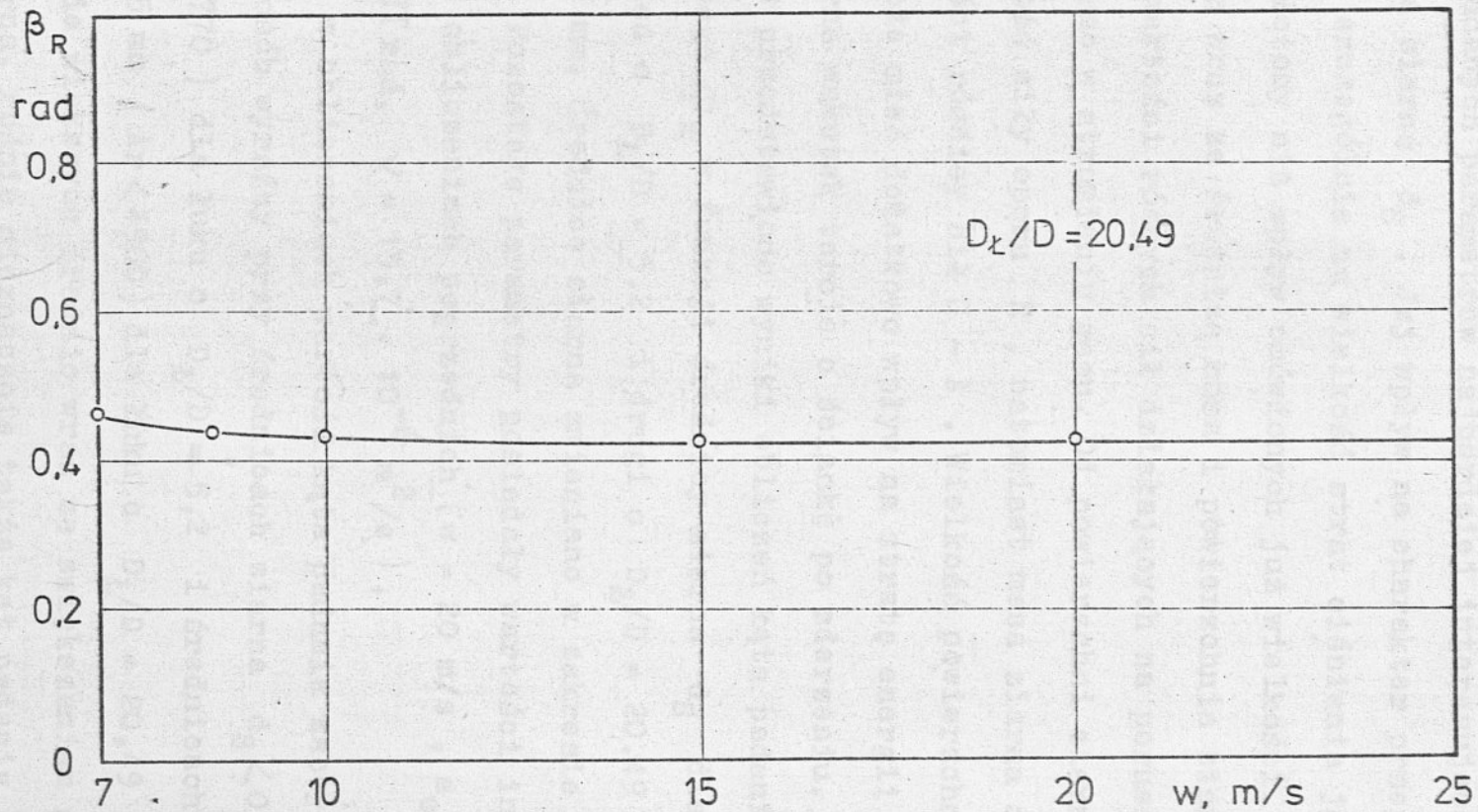
Stosunek ρ_s/ρ ma istotny wpływ na ruch ziarna w transporcie hydraulicznym, gdzie osiąga wartość zbliżoną do jedności.

7.3.4. Wpływ prędkości powietrza

Przedstawione na rys.8 wyniki obliczeń dowodzą, że spadek prędkości powietrza poniżej ok. $12,5 \text{ m/s}$ ($Re < 32000$, $Fr < 390$) powoduje wyraźny wzrost kąta padania ziarna β . Z uwagi na rosnącą także długość drogi poślizgu ziarna wzdłuż łuku, w badaniach eksperymentalnych należy spodziewać się w tym obszarze prędkości znacznego wzrostu współczynnika oporu przepływu ψ_s . Przy wyższych prędkościach powietrza wpływ liczby Frouda powinien być mało znaczący. W przeprowadzonych obliczeniach zmieniano prędkość powietrza w zakresie $6 \div 40 \text{ m/s}$, ($Fr = 90 \div 4000$, $Re = 1,5 \cdot 10^4 \div 10^5$) przy niezmiennych, w stosunku do obliczeń poprzednich, pozostałych parametrach transportu.



Rys.7. Zależność granicznego kąta padania ziarna β w rad od gęstości materiału ρ_s przy średnicy ziarna $d_s = 1 \text{ mm}$ i prędkości powietrza $w = 20 \text{ m/s}$.



Rys. 8. Zależność kąta padania ziarna granicznego β od prędkości powietrza w przy średnicy ziarna $d_s = 1$ mm i stosunku gęstości $\rho_s / \rho = 1000$.

7.3.5. W p ł y w ś r e d n i c y z i a r n a

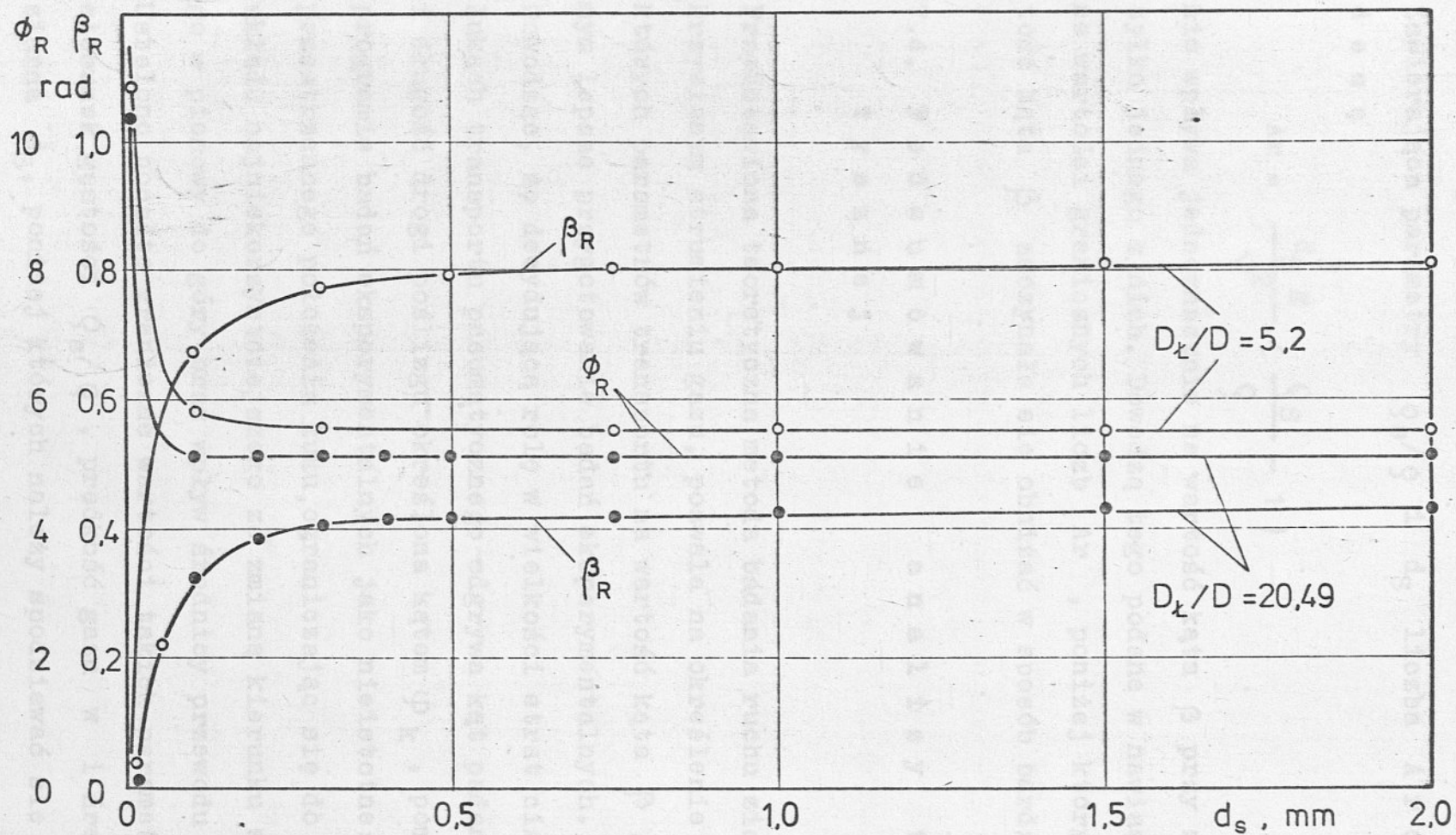
Wśród badanych parametrów najbardziej interesująca jest średnica ziarna d_S . Jej wpływ na charakter przepływu w łuku, a szczególnie na wielkość strat ciśnienia jest bardziej złożony niż wpływ omówionych już wielkości. Zmieniające się wraz ze średnicą masa i powierzchnia ziarna decydują o wartości różnych sił działających na poruszające się ziarno w strumieniu gazu. Od powierzchni ziarna zależy wartość siły oporu R , natomiast masa ziarna decyduje o wartości różnicy sił $G - A$. Wielkość powierzchni materiału może mieć dodatkowo wpływ na stratę energii kinetycznej ziarna wskutek tarcia o ściankę po zderzeniu.

Na rys.9 przedstawiono wyniki obliczeń kąta padania i kąta biegunowego φ_k w funkcji średnicy ziarna d_S dla dwu łuków; jeden o $D_E/D = 5,2$ i drugi o $D_E/D = 20,49$ przy $D = 40,5$ mm. Średnice ziarna zmieniano w zakresie od 0,01 do 5 mm. Pozostałe parametry posiadały wartości identyczne jak w obliczeniach poprzednich ($w = 20$ m/s, $s_0 = 1$ mm, $\varphi_0 = \frac{3}{2}\pi$ rad, $\nu = 15,7 \cdot 10^{-6}$ m²/s).

Uzyskana w obliczeniach wartość kąta padania zaczynała maleć w sposób wyraźny przy średnicach ziarna $d_S < 0,75$ mm ($Ar < 16770$) dla łuku o $D_E/D = 5,2$ i średnicach $d_S < 0,5$ mm ($Ar < 4900$) dla łuku o $D_E/D = 20,49$.

W zakresie większych średnic wraz ze zwiększaniem się średnicy ziarna, rośnie nieznacznie także kąt padania β .

Zestawione wyżej graniczne wartości d_S , różne dla obu łuków, dowodzą nieco większego wpływu średnicy ziarna na charakter przepływu w łukach o małych promieniach gięcia, niż



Rys.9. Zależność kąta padania ziarna granicznego β i końcowej wartości kąta biegunowego φ od średnicy ziarna d_s przy prędkości powietrza 20 m/s i stosunku gęstości $\rho_B/\rho = 1000$.

w łukach o promieniach dużych.

Zawierająca parametry ρ_s/ρ i d_s liczba Archimede-
d e s a

$$Ar = \frac{d_s^3 g}{\nu^2} \left(\frac{\rho_s}{\rho} - 1 \right) \quad /7.30/$$

nie wpływa jednoznacznie na wartość kąta β przy zmianie tylko jednego z nich. Dowodzą tego podane w nawiasach różne wartości granicznych liczb Ar , poniżej których wartość kąta β zaczynała się obniżać w sposób bardzo szybki.

7.4. Podsumowanie analizy teore- tycznej

Przedstawiona teoretyczna metoda badania ruchu ziarna w zakrzywionym strumieniu gazu, pozwala na określenie wpływu niektórych parametrów transportu na wartość kąta β , a tym samym lepsze przygotowanie badań eksperymentalnych.

Dowodząc, że decydującą rolę w wielkości strat ciśnienia w łukach transportu pneumatycznego odgrywa kąt padania ziarna i długość drogi poślizgu określona kątem φ_k , pominięto w programie badań eksperymentalnych jako nieistotne: wpływ przestrzennego położenia łuku, ograniczając się do zbadania układu najniekorzystniejszego ze zmianą kierunku z poziomego w pionowy do góry oraz wpływ średnicy przewodu D .

Ustalono ponadto graniczne wartości takich parametrów jak stosunek gęstości ρ_s/ρ , prędkość gazu w i średnica ziarna d_s , poniżej których należy spodziewać się dużych zmian wartości współczynnika oporu ψ_s .

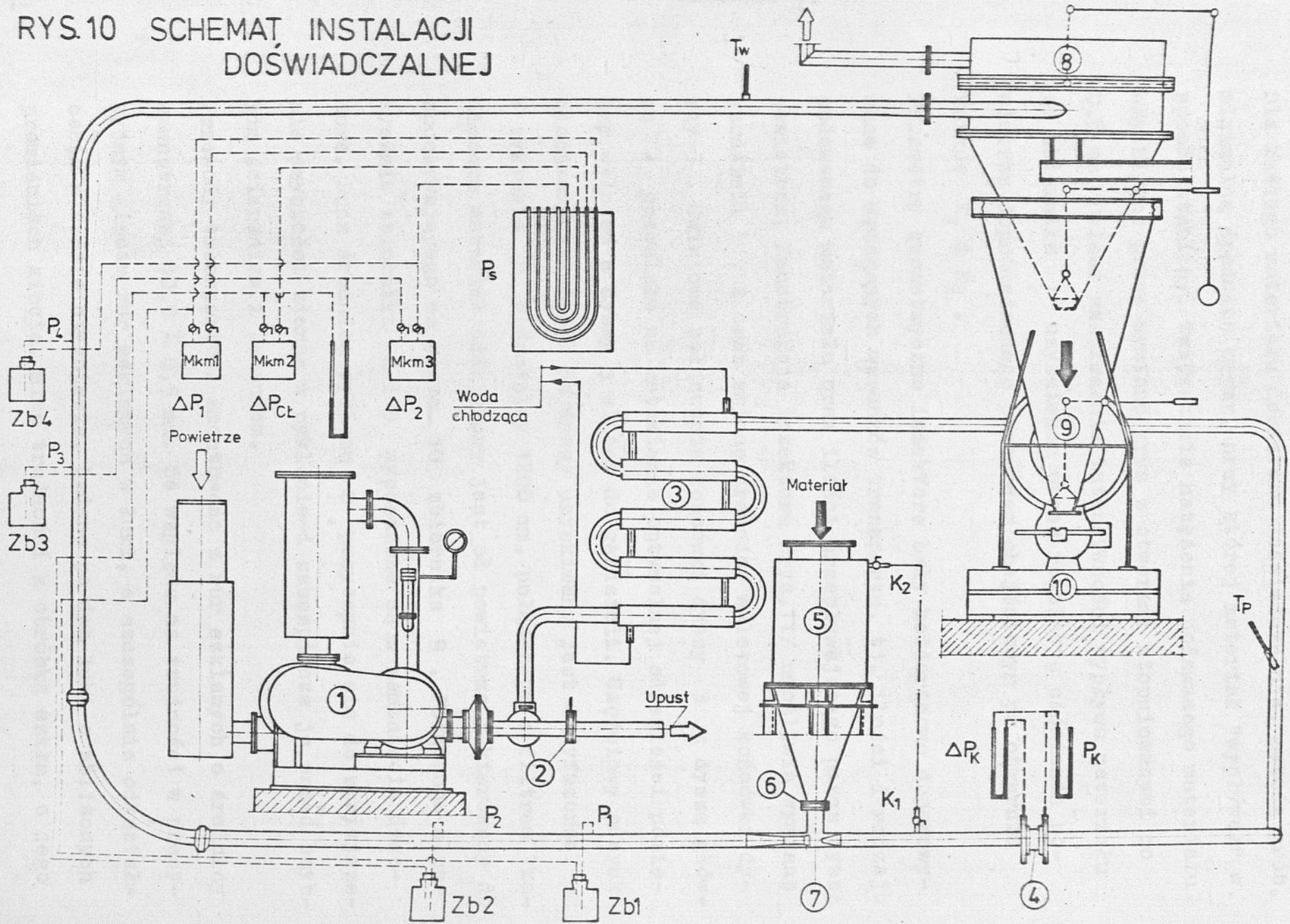
8. STANOWISKO DO BADAŃ MODELOWYCH TRANSPORTU PNEUMATYCZNEGO

8.1. Opis instalacji doświadczalnej

W skład stanowiska wchodzi urządzenia podające materiał, tłoczące powietrze, wytwarzające mieszaninę powietrza i materiału, urządzenia odpylające, zasobniki materiału, przewody transportowe i przyrządy pomiarowe /rys.10/.

Powietrze tłoczy do instalacji dmuchawa rotacyjna 1, typu DRT3, produkcji Toruńskich Zakładów Urządzeń Młynskich SPOMASZ w Toruniu. Dmuchawa posiada suchy filtr powietrza i łączy się poprzez elastyczne złącze z instalacją. Regulacja ilości powietrza podawanego do transportu pneumatycznego odbywa się przy pomocy dwu przepustnic 2; dławiącej i upustowej. Ogrzane powietrze w czasie sprężania chłodzone jest chłodnicą 3. Wykonano ją w układzie dwustrefowym. Każda ze stref zasilana jest oddzielnym przewodem doprowadzającym zimną wodę z wodociągu. Za chłodnicą na prostym przewodzie aluminiowym zainstalowano kryzę pomiarową 4, typu ISA z przytarczowym punktowym odbiorem ciśnienia, wykonaną wg PN-65/M-53950. Materiał podawany jest do instalacji podajnikiem komorowym. W skład podajnika wchodzi szczelnie zamykany zbiornik ciśnieniowy 5, wymienna kryza 6 regulująca ilość materiału "spływającego" grawitacyjnie do inżektora 7. Zadaniem inżektora jest wytworzenie jednorodnej mieszaniny powietrza i materiału oraz niedopuszczenie do pulsacyjnego odbioru materiału spod kryzy 6.

RYS.10 SCHEMAT INSTALACJI
DOŚWIADCZALNEJ



Dla każdego materiału dobierano doświadczalnie, metodą prób, minimalną średnicę kryzy, przy której materiał "wypływał" w sposób stabilny. Zwiększenie natężenia podawanego materiału uzyskiwano przez wymianę kryz z otworami stopniowanymi co 0,5 mm. Dalsze zwiększenie intensywności wypływu materiału ze zbiornika 1 uzyskiwano przez regulację ciśnienia powietrza doprowadzonego przewodem obejściowym po otwarciu kurków K_1 i K_2 .

Parametry geometryczne inżektora były każdorazowo dopasowywane do wymaganych warunków transportu, tj. ilości i rodzaju podawanego materiału oraz ilości przepływającego przez dyszę powietrza. Konstrukcja inżektora /rys.11/ umożliwia wymianę gardzieli 1, 2 oraz zmianę średnicy wylotowej końcówki dyszy 3. Gwintowe połączenie końcówki dyszy 3 z dyszą główną 4 pozwalało na ustawienie optymalnej odległości pomiędzy wylotem z dyszy a wlotem do gardzieli. Częściowy odzysk ciśnienia traconego na dyszy uzyskiwany jest w dyfuzorze.

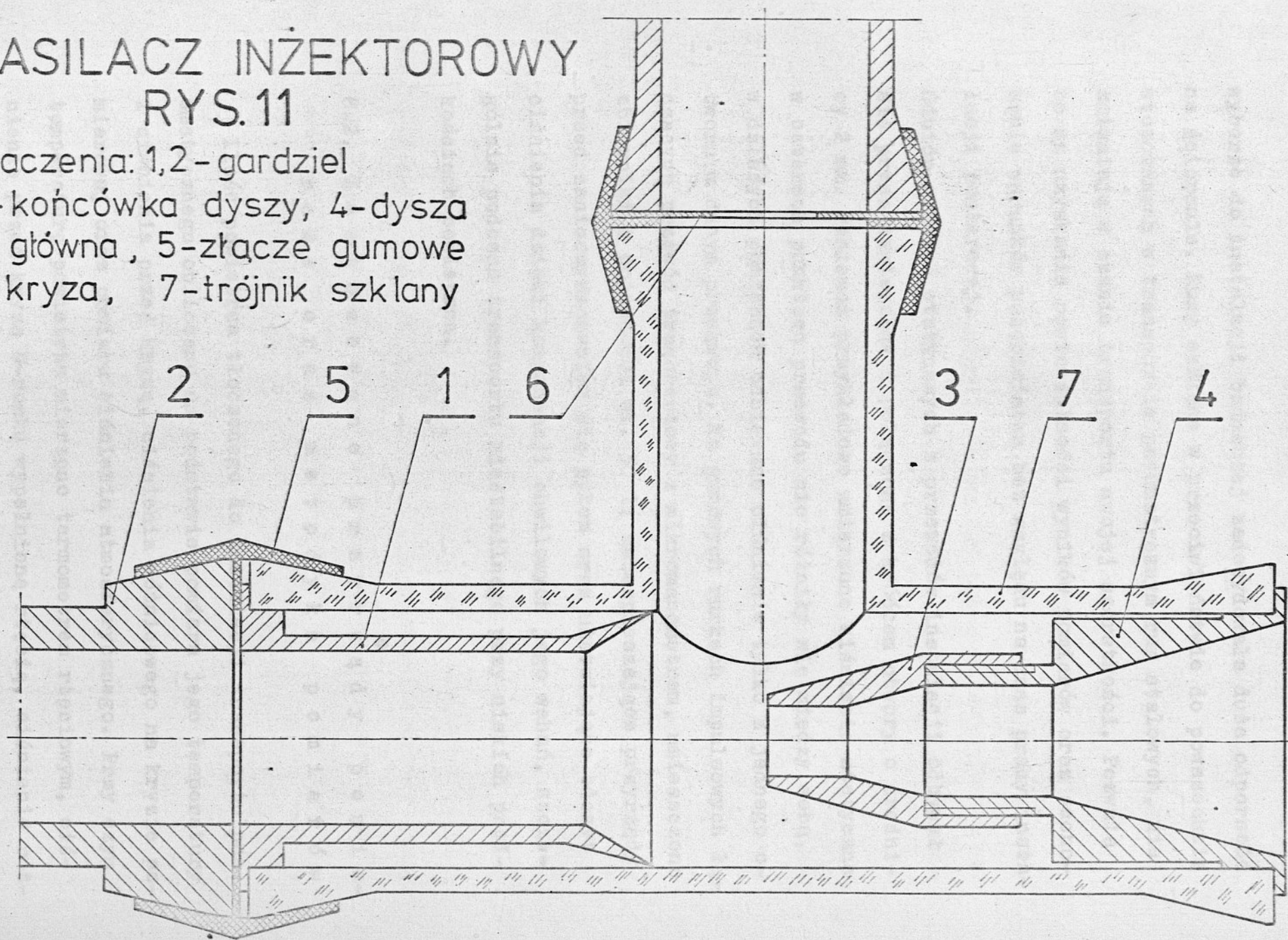
W cyklonie 8 o średnicy 1200 mm, połączonym z filtrem tkaninowym materiał oddzielony jest od powietrza i kierowany do spoczywającego na wadze 10 zbiornika 9. Połączone elastycznie zbiorniki 8 i 9 wyposażone są w zamknięcia dzwonne. Duża średnica cyklonu 8 przyczynia się do zmniejszenia szybkości ziarna w cyklonie i zabezpiecza je przed szybkim ścieraniem i pękaniem.

Przewody transportowe zmontowano z rur szklanych o średnicy wewnętrznej $40,5 \pm 0,5$ mm. Ze względu na trudności w precyzyjnym gięciu rur szklanych w łuki, a szczególnie odkształcenia w czasie stygnięcia, badano po dwa łuki o zbliżonych promieniach gięcia. Mimo trudności z obróbką szkła, o jego

ZASILACZ INJEKTOROWY

RYS. 11

Oznaczenia: 1,2 - gardziel
3 - końcówka dyszy, 4 - dysza
główna, 5 - złącze gumowe
6 - kryza, 7 - trójnik szklany



wyborze do instalacji badawczej zdecydowała duża odporność na ścieranie. Rury szklane w przeciwieństwie do powszechnie stosowanych w transporcie pneumatycznym rur stalowych, nie zmieniają w czasie transportu swojej szorstkości. Pozwala to na uzyskanie powtarzalności wyników pomiarów oraz zachowanie warunków podobieństwa bez względu na czas pracy instalacji pomiarowej.

Odbiór ciśnień statycznych z przewodów instalacji odbywał się przez nawiercone i połączone z króćcem otwory o średnicy 2 mm. Ponieważ przykładowo zmierzone ciśnienia statyczne w czterech punktach przewodu nie różniły się między sobą, w dalszych pomiarach odbierano ciśnienie tylko z jednego otworu w danym przekroju. Na gumowych rurkach impulsowych łączących przewód transportowy z mikromanometrem, umieszczono zbiorniki o pojemności ok. 50 l, zabezpieczające przyrządy przed zanieczyszczeniem się pyłem oraz ułatwiające odczyt ciśnienia dzięki kompensacji chwilowych jego wahań, szczególnie podczas transportu niestabilnego przy niskich prędkościach powietrza.

8.2. Z a s t o s o w a n e p r z y r z ą d y p o m i a r o w e o r a z m e t o d y k a p o m i a r ó w

Ilość powietrza tłoczonego do instalacji transportu pneumatycznego obliczano na podstawie pomiaru jego temperatury i ciśnienia przed kryzą, ciśnienia różnicowego na kryzie pomiarowej oraz pomiaru ciśnienia atmosferycznego. Przy czym temperaturę powietrza mierzono termometrem rtęciowym, ciśnienie przed kryzą U-rurką wypełnioną rtęcią, ciśnienie róż-

nicowe U-rurką wypełnioną wodą destylowaną, a ciśnienie atmosferyczne barometrem rtęciowym.

W celu określenia prędkości i gęstości powietrza w poszczególnych odcinkach pomiarowych instalacji, mierzono tam ciśnienia statyczne przy pomocy U-rurek wypełnionych wodą.

Ażeby uniknąć schładzania się powietrza i dodatkowych pomiarów temperatury wzdłuż instalacji, w pomieszczeniu laboratoryjnym utrzymywano temperaturę wewnętrzną zbliżoną do temperatury zmierzonej przed kryzą.

Natężenie przepływu materiału w instalacji obliczano na podstawie pomiaru przyrostu jego ciężaru w zbiorniku spoczywającym na pełnouchylnej wadze oraz czasu, w którym ten przyrost nastąpił. Czas / kilka minut/ mierzono sekundomierzem. Waga posiadała skalę z podziałką co 0,5 kg.

Do pomiaru spadków ciśnienia statycznego w odcinku poziomym, pionowym i odcinku zawierającym łuk, zastosowano mikromanometry typu MPR-4 z pochyłą rurką. Spadki ciśnienia przekraczające zakres pomiarowy mikromanometru mierzono U-rurką wypełnioną denaturatem $\rho_{dn} = 0,827 \text{ g/cm}^3$. Początkowy punkt pomiaru spadku ciśnienia na odcinku instalacji zawierającym łuk, umieszczano w odległości większej od 50 D przed łukiem oraz większej od 70 D za łukiem.

9. MATERIAŁY ZIARNISTE UŻYTE W BADANIACH EKSPERYMENTALNYCH

9.1. Wybór rodzaju materiałów do badań

Wykonanie zamierzonego programu badań wymagało wielokrotnego obiegu stosowanych materiałów w przewodach instalacji z gwarancją pełnej powtarzalności wyników pomiarów dla tych samych warunków transportu. Warunek ten mógł być spełniony jedynie przy materiałach nie zmieniających swych własności w czasie transportu, tj. zachowujących ten sam kształt, wymiary, gęstość, wilgotność, sprężystość i szorstkość powierzchni ziarna, a także oddziaływujących w sposób nie niszczący na powierzchnię wewnętrzną rur szklanych instalacji badawczej. Najpełniej spełniają te warunki granulaty tworzyw sztucznych. Odznaczają się one również dużą jednorodnością wymiarów i podobieństwem kształtu ziaren, wynikającymi z technologii ich wytwarzania. Zastosowane również w badaniach nasiona zbóż posiadają bardziej zróżnicowane rozmiary i kształty ziaren w tym samym gatunku, a ponadto niektóre z nich ulegają podczas transportu pękaniu, łuszczeniu, rozdrabnianiu lub ścieraniu. Wpływ pękania niewielkiej jednak ilości ziaren łubinu, kukurydzy i prosa na wyniki badań eliminowano przez ograniczenie krotności obiegu w instalacji tej samej porcji materiału i znaczne ograniczenie ilości pomiarów na tych materiałach.

Przy użyciu szybko łuszczącego się prosa, zbadano m.in. wpływ rozdrabniania się /łuszczenia/ materiału na straty ciśnienia

w łukach instalacji transportu pneumatycznego. W ostatecznym wyborze rodzaju materiału decydowały także parametry ziaren objęte programem badań, jak: średnica, kształt i gęstość.

9.2. C h a r a k t e r y s t y k a m a t e r i a ł ó w

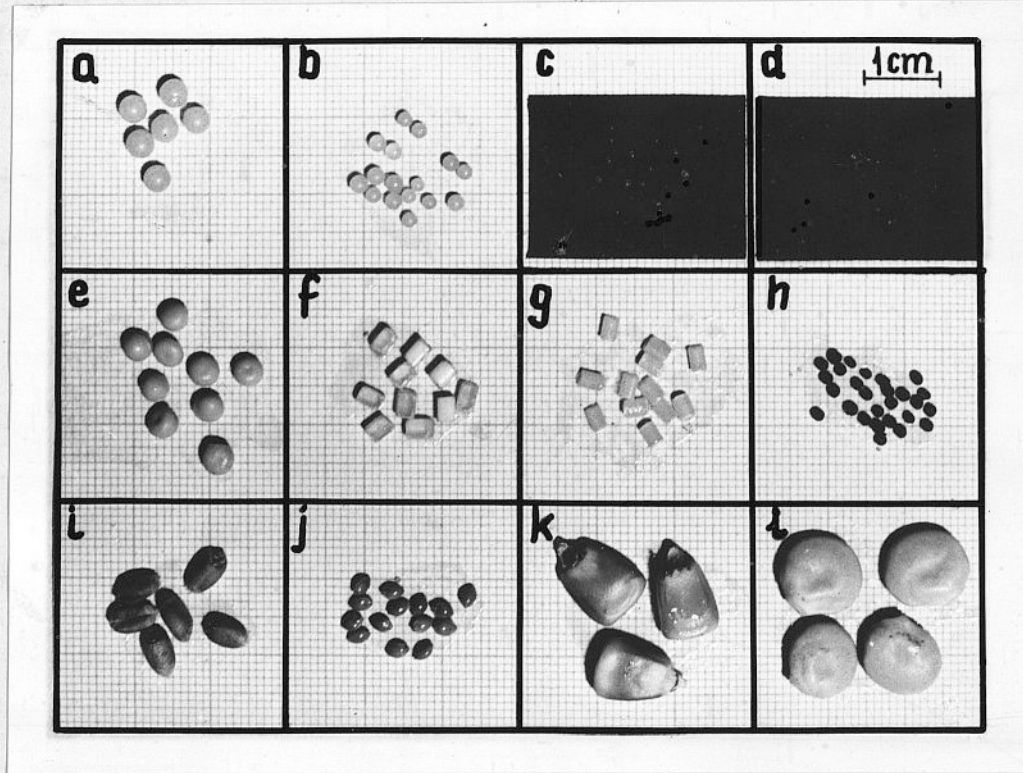
Kształt i rozmiary ziaren zastosowanych materiałów pokazano na załączonej fotografii, rys.12a + 12l, natomiast pozostałe parametry i własności zestawiono w tabelicy 1.

9.2.1. P o m i a r ś r e d n i c y z i a r n a

Średnice zastępcze d_S ziaren poszczególnych materiałów obliczano dla ziaren kulistych na podstawie analiz sitowych, natomiast dla ziaren pozostałych w oparciu o masę m_S 1000 ziaren i gęstość materiału ρ_S . Przy wykonywaniu analizy sitowej styropianu grubego a, średniego b oraz granulatu polistyrenu e otrzymywanego na maszynach typu WERNER, użyto sit wg DIN 1171. Analizy styropianów drobnych c, d oraz gorczycy h wykonywano na sitach wg PN/A-401. Przeciętny rozmiar ziaren poddanych analizie sitowej obliczano na podstawie wzoru podawanego przez Z e n z a i O t h m e r a [53], jako tzw. średnią "wagową" średnicę ziarna

$$d_S = \sum \bar{X}_{Ri} d_i \quad /9.1/$$

gdzie \bar{X}_{Ri} jest udziałem masowym i-tej pozostałości na sicie.



Rys. 12. Materiały ziarniste stosowane w badaniach eksperymentalnych /opis materiałów zestawiono w tablicy nr 1/.

Tablica 1

Zestawienie badanych własności materiałów ziarnistych

Lp.	Nazwa materiału	Oznaczenie materiału	Ciężar 1000 ziaren g	$z_n \div z_{n+1}$ mm	d_{Si} mm	$X_i = \frac{m_i}{m_p}$ -	d_S mm	ρ_S kg/m ³	w_u m/S	Re_u -	f_s -	Zdolność do elektrostatycznego ładowania
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	STYROPIAN gruby /kulki/	a	-	5 ÷ 6 4 ÷ 5 3 ÷ 4 2,5 ÷ 3 2 ÷ 2,5 1 ÷ 2	5,5 4,5 3,5 2,75 2,25 1,5	0,0064 0,0628 0,6398 0,2394 0,0373 0,0143	3,32	1040	8,81	1950	0,08	duża
2	STYROPIAN średni /kulki/ /pastylki/	b	-	2,5 ÷ 3 2 ÷ 2,5 1,5 ÷ 2 1,2 ÷ 1,5 1 ÷ 1,5	2,75 2,25 1,75 1,35 1,1	0,0232 0,2407 0,2456 0,4299 0,0606	1,68	1040	6,16	690	0,24	duża

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
3	STYROPIAN drobny I /kulki/	c	-	1,2 ÷ 1,5	1,35	0,0138	1,02	1040	4,26	290	0,33	duża.
				1,02 ÷ 1,2	1,11	0,6618						
				0,75 ÷ 1,02	0,885	0,2565						
				0,6 ÷ 0,75	0,675	0,0298						
				0,49 ÷ 0,6	0,545	0,0233						
				0,43 ÷ 0,49	0,46	0,0148						
4	STYROPIAN drobny II /kulki/	d	-	1,02 ÷ 1,2	1,11	0,0120	0,75	1040	3,0	150	0,36	duża
				0,75 ÷ 1,02	0,885	0,5894						
				0,6 ÷ 0,75	0,675	0,1238						
				0,49 ÷ 0,6	0,545	0,1457						
				0,43 ÷ 0,49	0,46	0,0402						
				0,385 ÷ 0,43	0,4075	0,0404						
				0,3 ÷ 0,385	0,3425	0,0351						
				0,25 ÷ 0,3	0,275	0,0093						
				0,2 ÷ 0,25	0,225	0,0041						
5	POLISTYREN /pastylki/	e	-	4 ÷ 5	4,5	0,0249	3,4	1040	8,77	2020	0,40	duża
				3 ÷ 4	3,5	0,9145						
				2,5 ÷ 3	2,75	0,0569						
				1 ÷ 2,5	1,75	0,0037						

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
6	POLISTYREN -/graniasto- słupy/	f	15,9	-	-	-	3,08	1040	7,6	1560	0,52	duża
7	POLISTYREN -/walce/	g	7,76	-	-	-	2,42	1050	6,54	1050	0,51	największa
8	GORCZYCA	h	-	1,5 - 2 1,2 - 1,5 1,02 - 1,2 0,75 - 1,02 0,6 - 0,75	1,75 1,35 1,11 0,885 0,6525	0,0235 0,1266 0,8326 0,0163 0,001	1,15	1160	5,22	400	0,51	mała
9	PSZENICA	i	41.983	-	-	-	3,87	1380	8,5	2193	0,46	mała
10	PROSO	j	5,275	-	-	-	2,06	1240	7,25	996	0,29	mała
11	KUKURYDZA	k	278,85	-	-	-	7,26	1350	12,6	6195	0,43	mała
12	ŁUBIN	ł	240,35	-	-	-	7,0	1340	11,8	5507	0,37	mała

Średnicę ziaren danej frakcji materiału na sicie obliczano

$$d_i = \frac{z_{n+1} + z_n}{2} \quad /9.2/$$

gdzie: z_{n+1} - długość krawędzi oczka w sicie nad frakcją materiału ziarnistego,

z_n - długość krawędzi oczka w sicie, na którym gromadzi się dana frakcja materiału.

Przyjęcie do opracowania wyników badań "wagowej" zastępczej średnicy ziarna kulistego uzasadnia się decydującym wpływem sił ciężkości i bezwładności na ruch ziaren w przepływającym przez żuk strumieniu gazu.

Dla ziaren o kształcie odbiegającym znacznie od kulistego, tj. polistyrenów f, g oraz nasion prosa, pszenicy, żubinu i kukurydzy, średnicę zastępczą obliczano z objętości kuli o masie równej masie jednego ziarna

$$d_S = \sqrt[3]{\frac{m_S}{\pi \cdot \rho_S}} \quad /9.3/$$

przy czym masę jednego ziarna m_S obliczano na podstawie pomiaru masy 1000 ziaren danego materiału.

9.2.2. Wyznaczenie prędkości unoszenia w_u oraz liczby Reynoldsa unoszenia ziaren Re_u

Dla ziaren kulistych a, b, c, d, h liczbę Reynoldsa Re_u odczytywano z wykresu $Re_u = f(\xi Re^2)$ zamieszczonego w książce J. Urbana [49], po obliczeniu wartości

$$\xi Re_u^2 = \frac{4}{3} \frac{(\rho_s - \rho) \rho g \cdot d_s^3}{\eta^2} \quad /9.4/$$

Prędkość unoszenia w_u obliczano z przekształconego wzoru definicyjnego liczby Reynoldsa

$$w_u = \frac{Re_u \cdot \eta}{d_s \rho} \quad /9.5/$$

Dla ziaren pozostałych prędkość unoszenia ustalano doświadczalnie mierząc w pionowej rurze ze szkła organicznego o średnicy wewnętrznej 0.127m i wysokości 2m obszar prędkości powietrza, przy których ziarna załadowanej do przewodu porcji materiału pozostawały w stanie "zawieszenia".

Średnią wartość mierzonych w ten sposób prędkości przyjmowano jako prędkość unoszenia. Wpływ ścianek przewodu oraz koncentracji materiału na prędkość unoszenia, zgodnie z informacjami podawanymi przez Gorbisa [13], pominięto z uwagi na dużą średnicę przewodu $D/d_s \gg 10$ i niewielką ilość unoszonych ziaren.

9.2.3. P o m i a r g ę s t o ś c i m a t e r i a ł u

Pomiar gęstości poszczególnych materiałów przeprowadzano przy pomocy piknometru cieczowego w temperaturze 22°C . Cieczą piknometryczną była woda destylowana.

9.2.4. O k r e ś l e n i e w a r t o ś c i w s p ó ł - c z y n n i k a t a r c i a m a t e r i a - ł u f_S

Odcinek prostej rury szklanej stosowanej w instalacji doświadczalnej trzymano ukośnie, zwiększając jej kąt nachylenia Θ w stosunku do poziomu tak długo, aż nałożona niewielka ilość ziaren materiału ześlizgiwała się. Z wielu pomiarów uzyskano średnią wartość kąta ześlizgu Θ z dokładnością $\pm 5\%$. Najmniejsze odchyłki od wartości średniej uzyskiwano dla ziaren kulistych, tj. styropianu i gorczycy.

Współczynnik tarcia f_S materiału o ściankę rurociągu jest tangensem kąta nachylenia Θ .

$$f_S = \operatorname{tg} \Theta \quad /9.6/$$

Z porównania współczynnika tarcia styropianu a ($f_S = 0,08$) i polistyrenu e ($f_S = 0,4$) widać, że niewielkie odchylenie kształtu ziaren od regularnych kulek, przy zbliżonych średnicach powoduje duży wzrost wartości współczynnika tarcia. Wynika to z różnic w charakterze tarcia. Wraz z deformacją kulki tarcie potoczyste zmienia się w tarcie posuwowe. Należy tu zaznaczyć, że jest to dość powszechnie przyjęty

w badaniach przepływów w transporcie pneumatycznym sposób definiowania współczynnika tarcia materiału o przewód transportowy. Posługują się nim m.in. Weidner [50], Schneider [38], Siegel [39] oraz Reppi i Kemmer [34].

9.2.5. Własność elektrostatyczne- go ładowania materiału

Elektrostatyczne ładowanie powstaje podczas tarcia między dwoma dielektrykami. Zarówno szkło, z którego wykonano instalację, jak i materiały transportowane należy zaliczyć do dielektryków różniących się między sobą opornością właściwą i stałą dielektryczną, a tym samym posiadających różną zdolność do elektrostatycznego ładowania podczas transportu pneumatycznego [1].

W wyniku przeprowadzonych obserwacji stwierdzono, że zboża znacznie słabiej ładują się podczas transportu niż tworzywa sztuczne. Najbardziej ładował się granulata g polistyrenu modyfikowanego. Objawiało się to silnym przyleganiem ziaren do ścianek rurociągu wzdłuż całego obwodu po zakończeniu procesu transportu, oraz głośnymi wyładowaniami w postaci długich iskier pomiędzy rurociągiem a zbliżonym do niego przewodem.

W niniejszej pracy nie badano wpływu omawianych własności ładowania materiału na przepływy strumieni gaz - ciało stałe i dlatego przy ich ocenie ograniczono się jedynie do obserwacji.

9.2.6. Wilgotność materiału

Omówione wyżej własności i parametry materiałów oraz zestawione w tablicy 1 ich wartości liczbowe ustalono przy wilgotności względnej nasion zbóż 5 ÷ 10 % , natomiast tworzyw sztucznych poniżej 1 % .

$$\lambda = \frac{0.014}{0.25} \quad (10.1)$$

$$\frac{\Delta P_1}{\Delta P_2} = \frac{1}{2} \quad (10.2)$$

ΔP_1 w tablicy 3 oznacza jednostkowy spadek ciśnienia w przewodzie izolacyjnym, a ΔP_2 w przewodzie izolacyjnym, który ogólnie jest ujemny. Wartość λ obliczona jest w sposób następujący: dla każdego z materiałów w tablicy 1, obliczono wartość λ dla wilgotności 5% i 10% i średnią arytmetyczną tych wartości. Dla tworzyw sztucznych przyjęto wartość $\lambda = 0.014$.

10. O P R A C O W A N I E W Y N I K Ó W P O M I A R Ó W

Ze względu na dużą ilość parametrów uzyskiwanych w każdym pomiarze oraz pracochłonność ich opracowania, obliczenia niezbędnych wielkości prowadzono przy pomocy EMC.

Przykładowe dane do obliczeń zamieszczono w tablicy 2 .

Pozostałe wielkości niezbędne w obliczeniach, jak: gęstości cieczy manometrycznych, parametry kryzy pomiarowej itp. zakodowane były w programie obliczeń.

Przykładowe wyniki obliczeń wykonywanych przez EMC zestawiono w tablicy 3 . Zamieszczona w niej wielkość λ_B jest współczynnikiem oporu tarcia w gładkiej rurze prostej przy przepływie czystego powietrza, a obliczano ją ze wzoru B l a s i u s a

$$\lambda_B = \frac{0.3164}{\text{Re}^{0,25}} \quad /10.1/$$

Służyła ona do sprawdzenia pracy układu pomiarowego przez porównanie jej z wartością współczynnika λ obliczonego, na podstawie pomiaru straty ciśnienia ΔP_1 przy przepływie czystego powietrza, ze wzoru D a r c y - W e i s b a c h a

$$\lambda = \frac{\Delta P_1}{\frac{l_1}{D} \frac{w^2}{2g}} \quad /10.2/$$

ΔP_{j1} w tablicy 3 , oznacza jednostkowy spadek ciśnienia w prostym przewodzie poziomym, a ΔP_{j2} w przewodzie pionowym. Wartość współczynnika oporu miejscowego łuku ζ obliczano ze wzorów opracowanych na podstawie własnych badań. Dla każdego z podanych łuków, opracowano charakterystykę za-

Tabela 2

Wyniki pomiarów transportu pneumatycznego gorczycy

Nr	h_B	Δh_k	T_c	h_{kn}	h_1	h_2	ΔM_s	t	Δh_1	n_1	l_1	Δh_2	n_2	l_2	Δh_c	n_c	l_{c1}	l_{c2}	D_Z	D
-	mm sł.rt.	mm sł.w.	°C	mm sł.rt.	mm sł.w.	mm sł.w.	kg	s	mm alk.	-	m	mm alk.	-	m	mm alk.	-	m	m	m	mm
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
1	758	90	24	147,5	403	290	15	259	76	1	3,99	124	5	1,27	142,7	1	2,47	3,16	19	40,5
2	758	100	24	168	447	319	15	254	86	1	"	133	5	"	155,5	1	"	"	"	"
3	764	90	24	174	597	420	28,5	245	91,5	1	"	182	5	"	220	1	"	"	"	"
4	764	100	26	191	550	390	11	130	96,5	1	"	63,5	2	"	192	1	"	"	"	"
5	764	100	25	179	530	378	36	400	93,2	1	"	64,5	2	"	193,2	1	"	"	"	"
6	764	100	25	172	490	350	19	261	87,9	1	"	57,5	2	"	171,5	1	"	"	"	"
7	764	100	25	219	850	600	29	163	117,5	1	"	109	2	"	311,5	1	"	"	"	"
8	764	100	25	213	810	570	34	194	116	1	"	111	2	"	320	1	"	"	"	"
9	764	100	25	229	930	667	43,5	210	126,7	1	"	123	2	"	354,5	1	"	"	"	"
10	764	100	27	235	990	685	38	178	130	1	"	127,7	2	"	367	1	"	"	"	"
11	764	100	25	229	960	675	33	156	129	1	"	126,3	2	"	360,7	1	"	"	"	"
12	764	100	26	213	785	556	42	263	113,7	1	"	97,5	2	"	284	1	"	"	"	"
13	764	100	27	233	980	68	42	199	130,5	1	"	125	2	"	362	1	"	"	"	"
14	764	100	25	227	980	663	47	219	128,5	1	"	124,5	2	"	365,5	1	"	"	"	"
15	758	90	26	157	462	329	15	197	82,5	1	"	139,5	5	"	164	1	"	"	"	"
16	758	100	26	175,5	506	361	15	197	92	1	"	148,5	5	"	176,5	1	"	"	"	"

Wyniki obliczeń wykonywanych przez EMC na podstawie danych z pomiaru transportu pneumatycznego gorzycy

Nr.p.	w	ρ	μ	Fr	Re	λ_B	Δp_{j1}
-	m/s	kg/m ³	-	-	-	-	N/m ²
1	2	3	4	5	6	7	8
1	19,87	1,219	1,85	993	52415	.0209	157,2
2	21,09	1,224	1,77	1119	55636	.0206	178,2
3	19,77	1,247	3,66	984	52152	.0209	189,6
4	21,15	1,235	2,51	1126	55124	.0206	200,0
5	21,02	1,237	2,68	1112	55106	.0207	193,1
6	21,00	1,233	2,18	1110	55074	.0207	182,1
7	20,93	1,268	5,20	1103	54885	.0207	243,5
8	20,93	1,264	5,14	1103	54891	.0207	240,4
9	20,90	1,276	6,02	1099	54800	.0207	262,6
10	21,49	1,272	6,21	1177	54958	.0207	269,4
11	20,86	1,279	6,15	1096	54707	.0207	267,3
12	21,01	1,258	4,69	1111	54740	.0207	235,6
13	21,54	1,237	6,14	1168	55789	.0206	270,4
14	20,84	1,279	6,25	1093	54632	.0207	266,3
15	19,95	1,217	2,43	1001	51977	.0210	171,0
16	21,14	1,221	2,28	1125	55099	.0207	190,6

c.d. tablicy 3

λ_M	Δp_{j2}	ζ_M	ζ	ζ_s	$\frac{\zeta_s}{\mu}$	ψ_s	$\frac{\psi_s}{\mu}$
-	N/m ²	-	-	-	-	-	-
9	10	11	12	13	14	15	16
.0260	161,4	1.1434	.3802	.7632	.4113	.2072	.1116
.0260	173.2	1.0748	.3687	.7061	.3975	.1917	.1079
.0309	237.0	2.0015	.3812	1.6204	.4425	.4399	.1201
.0287	206.7	1.5776	.3705	1.2071	.4800	.3277	.1303
.0281	210.0	1.6398	.3706	1.2692	.4723	.3445	.1282
.0266	187.2	1.3575	.3707	.9868	.4523	.2679	.1227
.0348	354.8	3.0101	.3713	2.6388	.5072	.7164	.1377
.0345	361.4	3.2222	.3713	2.8509	.5546	.7740	.1505
.0374	400.4	3.5779	.3716	3.2063	.5320	.8705	.1444
.0360	415.7	3.5231	.3724	3.1507	.5071	.8554	.1376
.0381	411.2	3.6035	.3719	3.2316	.5250	.8773	.1425
.0337	317.4	2.6970	.3718	2.3252	.4955	.6313	.1345
.0374	406.9	3.5509	.3682	3.1827	.5176	.8641	.1405
.0381	405.3	3.8267	.3722	3.4545	.5527	.9378	.1500
.0277	193.4	1.3555	.3818	1.0751	.4416	.2918	.1198
.0218	305.0	.7283	.3706	.9849	.4303	.2674	.1168

leżności ζ od liczby Re ynolda w postaci funkcji

$$\zeta = b_1 Re^{b_2} \quad /10.3/$$

Korzystając z tak aproksymowanych wyników badań dla czystego powietrza obliczano

$$\zeta_S = \zeta_M - \zeta \quad /10.4/$$

Przedstawiony wyżej sposób obliczeń ζ wykluczał błędy wynikające z niedokładności wykonania łuku o danej średnicy gięcia D_L oraz przypadkowe błędy pomiaru wartości ζ przy różnych wartościach liczby Re .

Prędkość powietrza płynącego w instalacji pomiarowej liczona była dla całego przekroju przewodu bez odejmowania objętości zajmowanej przez fazę stałą.

10.1. Sposób obliczenia natężenia przepływu powietrza w odcinku pomiarowym

Ze względu na rozprężanie się powietrza na kryzie pomiarowej i dyszy inżektora, należało wyprowadzić wzór na obliczanie natężenia przepływu z uwzględnieniem zmiany jego gęstości.

10.1.1. Określenie gęstości powietrza wilgotnego

Gęstość powietrza wilgotnego ρ jest sumą gęstości powietrza suchego ρ_g i gęstości pary wodnej zawartej w powietrzu ρ_0 ,

przy ich ciśnieniach cząstkowych

$$\rho = \rho_g + \rho_o \quad /10.5/$$

Wyznaczając z równania stanu Clapeyrona poszczególne gęstości można napisać

$$\rho = \frac{p_g}{R_g T} + \frac{p_o}{R_o T} \quad /10.6/$$

Uwzględniając, że bezwzględne ciśnienie statyczne pod jakim znajduje się powietrze wilgotne p_{st} jest według prawa Daltona sumą ciśnienia cząstkowego powietrza suchego p_g i ciśnienia cząstkowego pary wodnej p_o , czyli

$$p_{st} = p_g + p_o \quad /10.7/$$

oraz, że

$$p_o = \varphi p_o^{pn} \quad /10.8/$$

Podstawiając do wzoru /8.2/ otrzymamy

$$\rho = \frac{1}{T} \left(\frac{p_{st}}{R_g} - \frac{R_o - R_g}{R_o R_g} \varphi p_o^{pn} \right) \quad /10.9/$$

Wprowadzając do równania /8.5/ wartości stałe:

$R_g = 287,04 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{deg})$, $R_o = 461,5 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{deg})$ przybiera ono postać

$$\rho = \frac{0,00348 p_{st} - 0,00132 \varphi p_o^{pn}}{T} \quad /10.10/$$

Pomijając drugi składnik licznika /powoduje to nieznaczny błąd rzędu 0,5%/ otrzymuje się wyrażenie na określenie gęstości powietrza wilgotnego

$$\rho = 0,00348 \frac{p_{st}}{T} \quad /10.11/$$

10.1.2. Określenie natężenia przepływu powietrza

Natężenie przepływu powietrza mierzono kryzą ISA z pomiarem przytarczowym. Średnica otworu w kryzie wynosiła $d_k = 35$ mm, a średnica wewnętrzna przewodu $D_k = 61,5$ mm.

Objętościowe natężenie przepływu powietrza przepływającego przez kryzę pomiarową oblicza się zgodnie z PN-65/M-53950 ze wzoru

$$\dot{V}_k = 0,0039986 \alpha \cdot \kappa \cdot d_k^2 \sqrt{\frac{\Delta p_k}{\rho_k}} \quad \text{m}^3/\text{h} \quad /10.12/$$

Celem uniknięcia bardzo małych wartości końcowych odstąpiono tu od układu SI wprowadzając wymiar d_k w mm oraz \dot{V}_k w m^3/h zamiast m i m^3/s .

Natężenie przepływu powietrza w odcinku pomiarowym instalacji transportu pneumatycznego, różni się od natężenie przepływu tego powietrza przez kryzę pomiarową, ze względu na rozprężanie w odcinku dolotowym, głównie na dyszy inżektora zasilacza 7, rys.10. Zależność między tymi natężeniami przepływu określić można wychodząc z równości przepływów masowych,

$$\dot{V}_k \cdot \rho_k = \dot{V} \cdot \rho \quad /10.13/$$

Zgodnie ze wzorem /8.7/ gęstości powietrza na kryzie i w odcinku pomiarowym można zapisać

$$\rho_k = 0,00348 \frac{p_k}{T} = 0,00348 \frac{B + P_{kn}}{T} \quad /10.14/$$

$$\rho = 0,00348 \frac{P}{T} = 0,00348 \frac{B + P_{sn}}{T} \quad /10.15/$$

gdzie: $P_{sn} = \frac{P_1 + P_2}{2}$ - średnie ciśnienie statyczne w odcinku pomiarowym

Podstawiając do wzoru /10.13/ wyrażenia /10.14/ i /10.15/ otrzymamy, że

$$\dot{V} = \dot{V}_k \frac{B + P_{kn}}{B + P_{sn}} \quad /10.16/$$

Po podstawieniu zależności /10.12/, ostateczny wzór na obliczenie natężenia przepływu powietrza w odcinku pomiarowym przyjmie postać

$$\dot{V} = 0,0039986 \alpha \kappa d_k^2 \sqrt{\frac{\Delta P_k}{\rho_k}} \cdot \frac{B + P_{kn}}{B + P_{sn}} \quad /10.17/$$

Niżej przedstawiony zostanie sposób określania wartości poszczególnych wielkości we wzorze /10.17/.

Wartości liczby przepływu α oraz ekspansji κ przyjmowano zgodnie z PN-65/M-53950.

Ciśnienia mierzone przy pomocy manometrów cieczowych, jako wysokość w mm słupa cieczy manometrycznej, przeliczano na układ SI ze wzoru:

dla ciśnienia różnicowego na kryzle

$$\Delta P_k = \frac{g \cdot \Delta h_k}{1000} \rho_{wd} \quad \text{N/m}^2 \quad /10.18/$$

dla ciśnienia statycznego przed kryzą

$$P_{kn} = \frac{g \cdot h_{kn}}{1000} \rho_{rt} \quad \text{N/m}^2 \quad /10.19/$$

dla ciśnienia atmosferycznego

$$B = \frac{g \cdot h_B}{1000} \rho_{rt} \quad /10.20/$$

oraz dla spadków ciśnienia na odcinkach pomiarowych

$$\Delta P_1 = \frac{g \Delta h_1}{1000} \rho_{dn} \quad /10.21/$$

$$\Delta P_2 = \frac{g \Delta h_2}{1000} \varrho_{dn} \quad /10.22/$$

$$\Delta P_c = \frac{g \Delta h_c}{1000} \varrho_{dn} \quad /10.23/$$

gdzie: g - przyspieszenie ziemskie, $g = 9.80665 \text{ m/s}^2$

$\Delta h_k, h_{kn}, h_{sn}, h_B, \Delta h_1, \Delta h_2, \Delta h_c$ - wysokość
słupa cieczy w mm ,

$\varrho_{wd} = 998,2 \text{ kg/m}^3$ - gęstość wody destylowanej uży-
tej jako ciecz manometryczna w temperaturze
 $T = 293^\circ\text{K}$,

$\varrho_{rt} = 13546 \text{ kg/m}^3$ - gęstość rtęci w temperaturze
 $T = 293^\circ\text{K}$,

$\varrho_{dn} = 827 \text{ kg/m}^3$ - gęstość denaturatu w $T = 293^\circ\text{K}$

Temperaturę powietrza określano z sumy

$$T_k = 273 + T_c \quad /10.24/$$

gdzie: T_c - temperatura powietrza mierzona w rurociągu
przed kryzą pomiarową w $^\circ\text{C}$.

10.2. O b l i c z e n i e p r ę d k o ś c i p o -
w i e t r z a w o d c i n k u p o m i a r o w y m
p r z e w o d u

Prędkość przepływu powietrza oblicza się z równania ciągłoś-
ci przepływu jako

$$w = \frac{4 \dot{V}}{\pi D^2 \cdot 3600} \text{ m/s} \quad /10.25/$$

11. ANALIZA WYNIKÓW BADAŃ WSPÓŁCZYNNIKA OPORU MIEJSCOWEGO ŁUKU PRZY PRZEPŁYWIE CZYSTEGO POWIETRZA

Zawiły charakter przepływu strumienia w zakrzywionym przewodzie stanowi poważną przeszkodę w dokładnym zbadaniu go i ujęciu w postaci formuły matematycznej. Oprócz sił jakie występują przy przepływie płynu przez prostoosiowy przewód o stałym przekroju, na strumień w łuku działają dodatkowe siły odśrodkowe zniekształcające osiowo-symetryczny rozkład prędkości rury prostoosiowej. Wskutek działania sił bezwładności, ciśnienie wzrasta od środka krzywizny w kierunku promieniowym na zewnątrz. Siły te są także powodem występowania w obrębie łuku dodatkowych zawirowań, tzw. ruchów wtórnych.

Złożoność wyżej opisanych zjawisk jest głównym powodem rozbieżności wyników licznych prac doświadczalnych, zajmujących się badaniem rozkładu prędkości oraz oporów hydraulicznych w łukach [35] .

Próbie skorelowania publikowanych wyników badań popartych szerokimi badaniami własnymi, podjął w swej pracy H. I t o [15] opracowując nową, powszechnie cytowaną w literaturze formułę empiryczną na obliczenie współczynnika oporu miejscowego łuku ζ gładkiego przy przepływie cieczy.

$$\text{Dla } \operatorname{Re} (D/D_E)^2 < 91$$

$$\zeta = 0,00873 \vartheta \lambda_c \varphi \frac{D_E}{D} \quad /11.1/$$

$$\text{Dla } \operatorname{Re} (D/D_E)^2 > 91$$

$$\zeta = 0,00241 \vartheta \varphi \operatorname{Re}^{-0,17} \left(\frac{D_{\perp}}{D} \right)^{0,84} \quad /11.2/$$

gdzie: λ_c jest współczynnikiem tarcia w zakrzywieniach rurowych, który można wyliczyć z zależności

$$\lambda_c^{1/2} \left(\frac{D_{\perp}}{D} \right) = \frac{0,316}{\left[\operatorname{Re} \left(\frac{D}{D_{\perp}} \right)^2 \right]^{1/5}} \quad /11.3/$$

Współczynnik ϑ zależy od kąta zmiany kierunku, a przybliżone wyrażenia na ϑ są następujące:

dla $\varphi = 45^\circ$

$$\vartheta = 1 + 14,2 \left(\frac{D_{\perp}}{D} \right)^{-1,47} \quad /11.4/$$

dla $\varphi = 90^\circ$

$$\vartheta = 0,95 + 17,2 \left(\frac{D_{\perp}}{D} \right)^{-1,96} \quad \text{przy} \quad \frac{D_{\perp}}{D} < 19,7$$
$$\vartheta = 1 \quad \text{przy} \quad \frac{D_{\perp}}{D} > 19,7 \quad /11.5/$$

dla $\varphi = 180^\circ$

$$\vartheta = 1 + 116 \left(\frac{D_{\perp}}{D} \right)^{-4,52} \quad /11.6/$$

Natomiast do chwili obecnej nie opracowano równie dokładnej zależności dla łuków przy przepływie gazu. Okazuje się bowiem, że mierzone wartości współczynnika oporu miejscowego łuku przy przepływie gazu są znacznie wyższe od wartości uzyskiwanych ze wzorów I t o . Zwraca na to uwagę w swoich artykule S c h u c h a r t [37] ; zauważamy to w wynikach badań U e m a t u i M o r i k a w y [46],

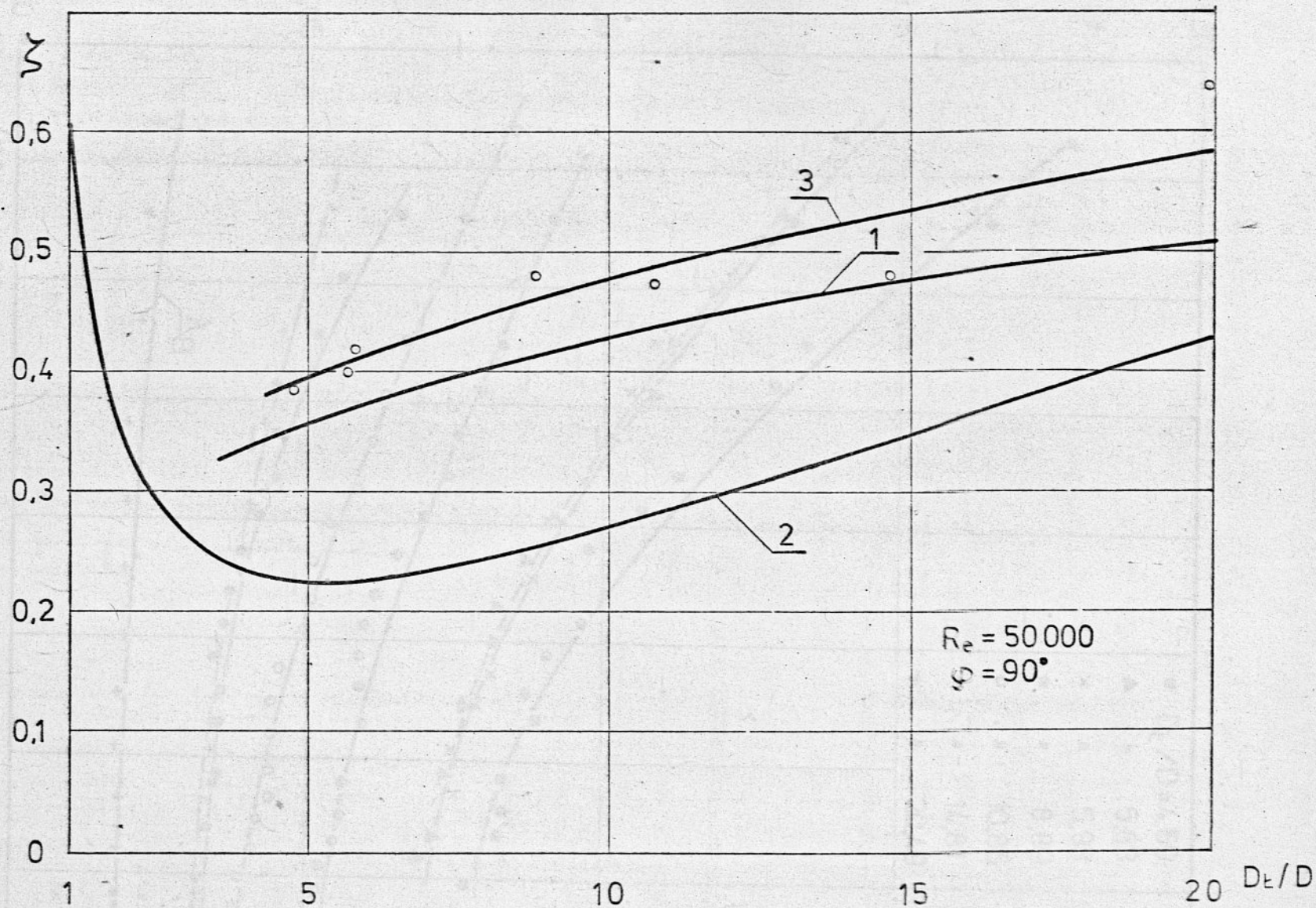
S c h m i d t a [36] , a potwierdzają badania własne autora. Przy obliczaniu wartości ζ_S potrzebna jest dokładna znajomość ζ gdyż na podstawie definicji $\zeta_S = \zeta_M - \zeta$ i każda odchyłka ζ od wartości rzeczywistej zwiększa wielokrotnie błąd w określeniu ζ_S , szczególnie dla małych wartości współczynnika koncentracji masowej, gdzie $\zeta \gg \zeta_S$. Także wyprowadzona [42] w oparciu o wyniki badań [37], [46], formuła

$$\zeta = 0.331 \left(\frac{D_{\perp}}{D} \right)^{0,25} \cdot Re^{-0,03} \quad /11.7/$$

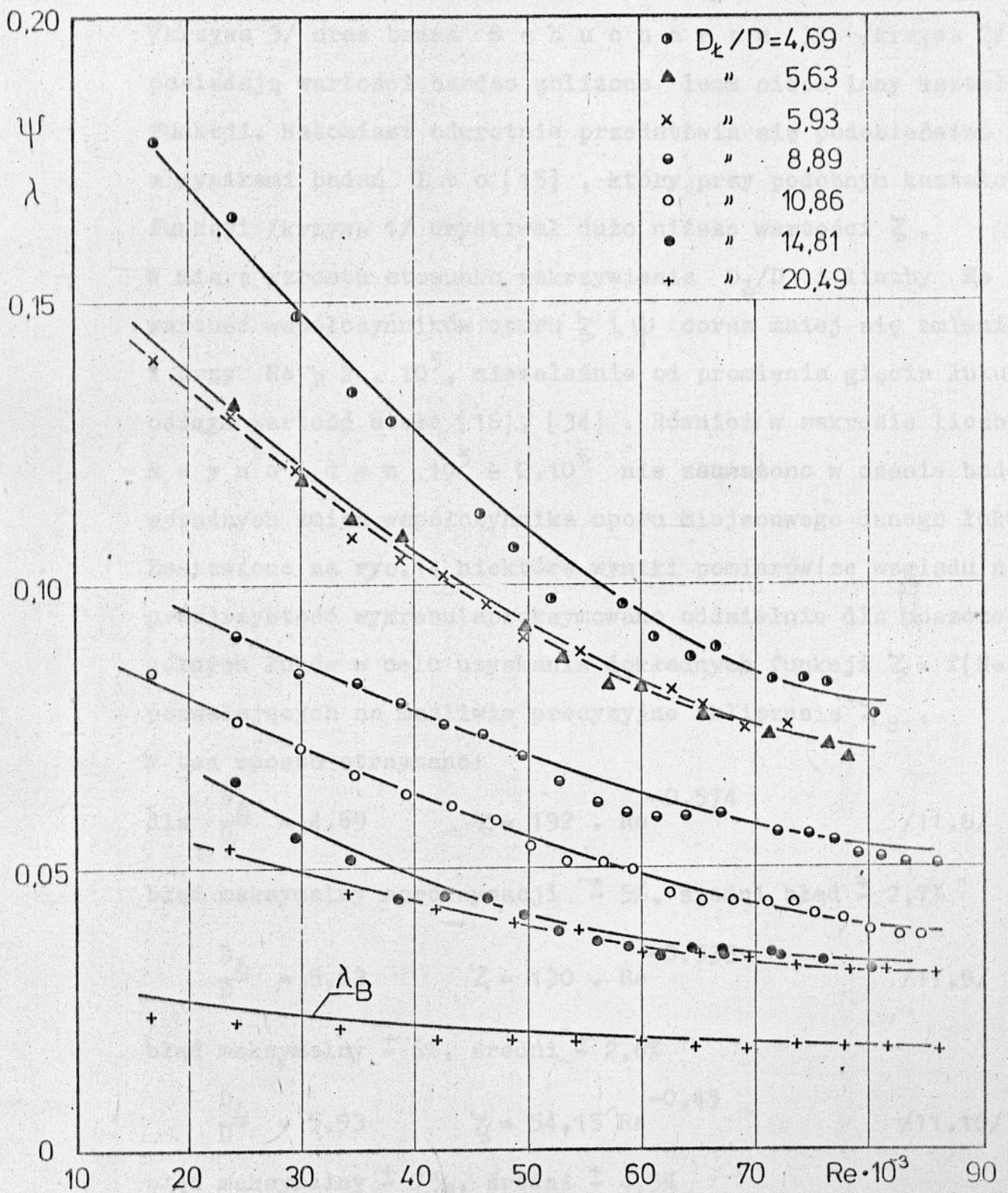
okazała się tutaj za mało dokładna.

Wobec powyższego badania ζ_M musiano poprzedzić sporządzeniem w sposób doświadczalny, dokładnej zależności współczynnika oporu ζ od stosunku zakrzywienia D_{\perp}/D oraz liczby Re. Badania prowadzono w instalacji opisanej w punkcie 10, wykonanej z rur szklanych o średnicy $D = 40,5$ mm, dla łuków o stosunku $D_{\perp}/D = 4,69 \div 20,49$ w obszarze liczb $Re = 10^4 \div 9 \cdot 10^4$. Na rys.13 przedstawiono uzyskane z pomiarów wartości współczynnika $\zeta = f(D_{\perp}/D)$ przy $Re = 50000$. Znajdują się one dla każdego stosunku D_{\perp}/D powyżej krzywych obliczonych ze wzorów I t o i wzoru /11.7/.

Także zakres występowania zaburzeń w odcinkach prostych w pobliżu łuku był wyższy niż dla cieczy i sięgał $50 D$ w odcinku dolotowym oraz $70 D$ w wylotowym. Przeprowadzone badania wykazały zależność współczynnika oporu miejscowego od liczby R e y n o l d s a . Największy wpływ Re stwierdzono w zakresie niskich prędkości $Re < 50000$ i małych stosunków $D_{\perp}/D \leq 5$ - rys.14.



Rys.13. Zależność współczynnika oporu miejscowego łuku przy przepływie czystego powietrza ζ od stosunku zakrzywienia D_b/D , obliczona ze wzoru /11.7/ - krzywa 1, ze wzorów ITO /11.1 ÷ 11.6/ - krzywa 2 oraz opartego na badaniach autora, wzór /11.16/ - krzywa 3.



Rys.14. Wyniki badań współczynnika oporu miejscowego łuku przy przepływie czystego powietrza ψ oraz krzywe aproksymacyjne /11.8 ÷ 11.14/ dla różnych stosunków zakrzywienia D_2/D w funkcji liczby Reynoldsa.

Przedstawione na rys.15 wyniki badań $\zeta = f(Re)$ własnych /krzywa 3/ oraz badań S c h u c h a r t a 37 /krzywa 2/ posiadają wartości bardzo zbliżone, lecz nieco inny kształt funkcji. Natomiast odwrotnie przedstawia się podobieństwo z wynikami badań I t o [15], który przy podobnym kształcie funkcji /krzywa 1/ uzyskiwał dużo niższe wartości ζ .

W miarę wzrostu stosunku zakrzywienia D_E/D i liczby Re wartość współczynników oporu ζ i ψ coraz mniej się zmienia i przy $Re > 2 \cdot 10^5$, niezależnie od promienia gięcia łuku osiąga wartość stałą [16], [34]. Również w zakresie liczb Re y n o l d s a $10^5 \div 2 \cdot 10^5$ nie zauważono w czasie badań wyraźnych zmian współczynnika oporu miejscowego danego łuku. Zestawione na rys.14 niektóre wyniki pomiarów (ze względu na przejrzystość wykresu) aproksymowano oddzielnie dla poszczególnych łuków w celu uzyskania dokładnych funkcji $\zeta = f(Re)$ pozwalających na możliwie precyzyjne obliczenie ζ_s .

W ten sposób otrzymano:

$$\text{dla } \frac{D_E}{D} = 4.69 \quad \zeta = 192 \cdot Re^{-0.574} \quad /11.8/$$

błąd maksymalny aproksymacji $\pm 5\%$, średni błąd $\pm 2,7\%$

$$\frac{D_E}{D} = 5.63 \quad \zeta = 130 \cdot Re^{-0.535} \quad /11.9/$$

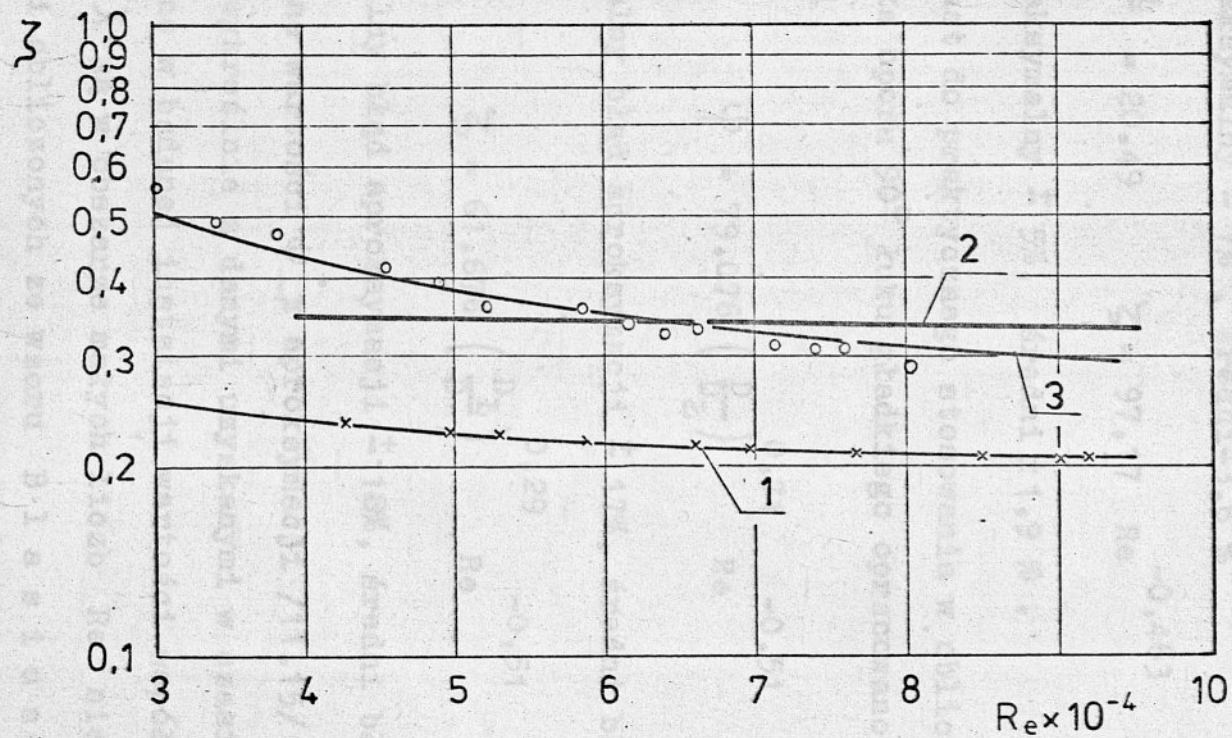
błąd maksymalny $\pm 6\%$, średni $\pm 2,6\%$

$$\frac{D_E}{D} = 5.93 \quad \zeta = 54,15 Re^{-0,45} \quad /11.10/$$

błąd maksymalny $\pm 7\%$, średni $\pm 4,5\%$

$$\frac{D_E}{D} = 8.89 \quad \zeta = 82,56 Re^{-0.477} \quad /11.11/$$

błąd maksymalny $\pm 4\%$, średni $\pm 2,6\%$



Rys.15. Porównanie wyników badań $\zeta = f(Re)$ uzyskanych przez Ito - krzywa 1, Schucharta - krzywa 2 oraz przez autora - punkty i krzywa 3, dla łuku o stosunku zakrzywienia $D_E/D = 4,7$.

$$\frac{D_L}{D} = 10,86 \quad \zeta = 119,2 \quad \text{Re}^{-0,514} \quad /11.12/$$

błąd maksymalny $\pm 6\%$, średni $\pm 3,4\%$

$$\frac{D_L}{D} = 14,81 \quad \zeta = 308,6 \quad \text{Re}^{-0,596} \quad /11.13/$$

błąd maksymalny $\pm 7\%$, średni $\pm 3,6\%$

$$\frac{D_L}{D} = 20,49 \quad \zeta = 97,17 \quad \text{Re}^{-0,463} \quad /11.14/$$

błąd maksymalny $\pm 5\%$, średni $\pm 1,9\%$.

Natomiast do praktycznego stosowania w obliczeniach współczynnika oporu 90° łuku gładkiego opracowano nowe wzory w postaci

$$\psi = 79,076 \left(\frac{D_L}{D} \right)^{0,71} \text{Re}^{-0,51} \quad /11.15/$$

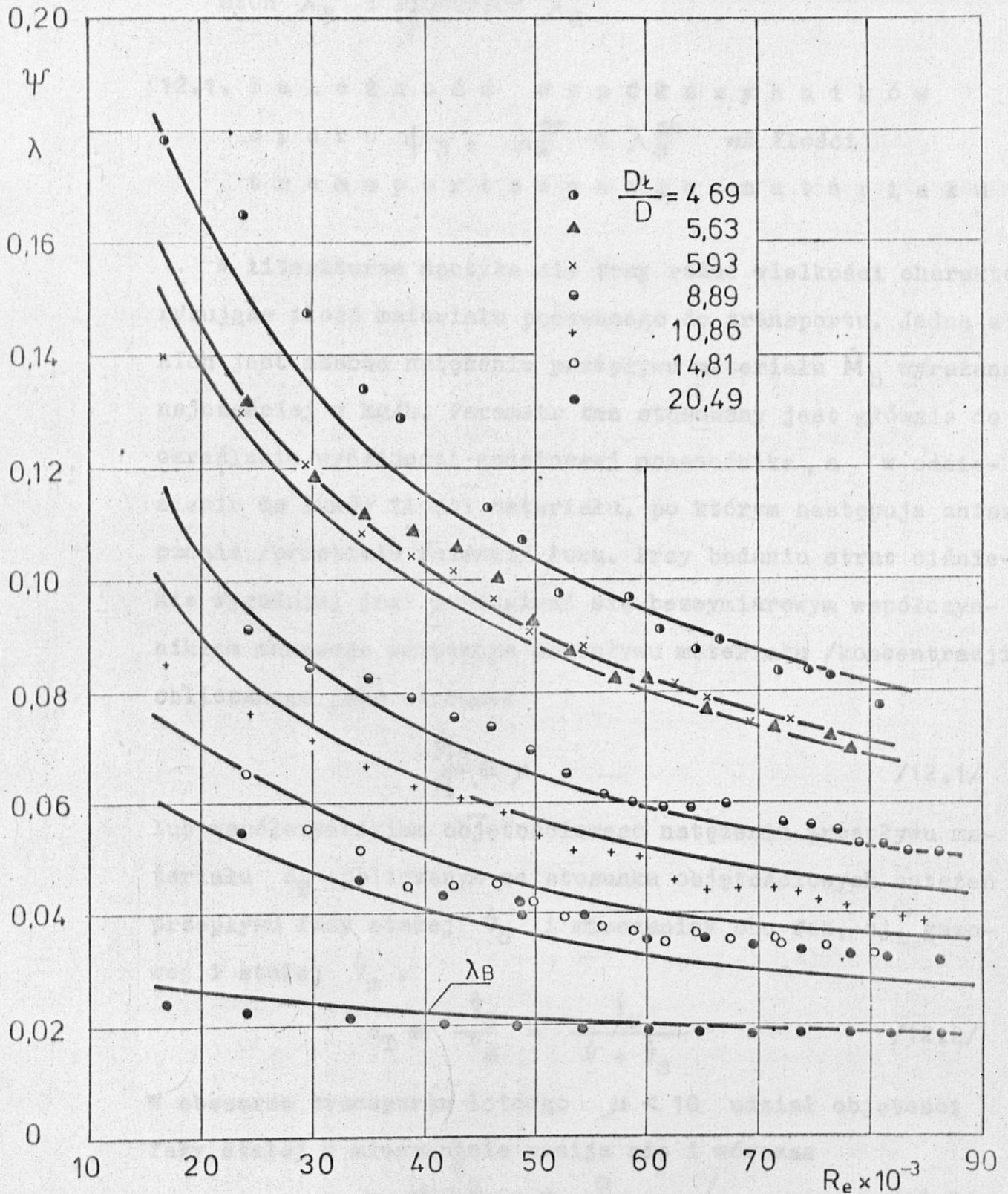
maksymalny błąd aproksymacji $\pm 17\%$, średni błąd $\pm 5,7\%$

lub

$$\zeta = 61,676 \left(\frac{D_L}{D} \right)^{0,29} \text{Re}^{-0,51} \quad /11.16/$$

maksymalny błąd aproksymacji $\pm 18\%$, średni błąd $\pm 6\%$.

Obliczone wartości ψ z aproksymacji /11.15/ porównano na rys.16 wykreślnie z danymi uzyskanymi w czasie pomiarów. Zmierzone w badanej instalacji wartości współczynnika oporu tarcia λ są w obszarze małych liczb Re nieco mniejsze od wartości obliczonych ze wzoru B l a s i u s a /rys.16/. Wynika to z nierównomierności średnicy wewnętrznej rurociągu, która wahała się w granicach $40 \div 41$ mm .



Rys.16. Wyniki badań oraz krzywe uzyskane z aproksymacji ogólnej /11.15/ współczynnika oporu miejscowego łuku $\Psi = f(D_L/D, Re)$

12. ANALIZA WYNIKÓW BADAŃ DODATKOWYCH WSPÓŁCZYNNIKÓW OPORU PRZEPŁYWU W ŁUKACH ψ_S ORAZ W PROSTYCH PRZEWODACH POZIOMYCH λ_S^{pz} I PIONOWYCH λ_S^{pn}

12.1. Zależność współczynników oporu ψ_S , λ_S^{pz} i λ_S^{pn} od ilości transportowanego materiału

W literaturze spotyka się trzy różne wielkości charakteryzujące ilość materiału podawanego do transportu. Jedną z nich jest masowe natężenie przepływu materiału \dot{M}_S wyrażane najczęściej w kg/h. Parametr ten stosowany jest głównie do określania wydajności godzinowej przenośnika, a w odniesieniu do łuków ilości materiału, po którym następuje zniszczenie /przebicie ścianki/ łuku. Przy badaniu strat ciśnienia wygodniej jest posługiwać się bezwymiarowym współczynnikiem masowego natężenia przepływu materiału /koncentracji/ obliczanego jako stosunek

$$\frac{\dot{M}_S}{\dot{M}} \equiv \mu \quad /12.1/$$

lub współczynnikiem objętościowego natężenia przepływu materiału c_T obliczanym ze stosunku objętościowych natężeń przepływu fazy stałej \dot{V}_S i mieszaniny obu faz, tj. gazowej i stałej \dot{V}_m .

$$c_T \equiv \frac{\dot{V}_S}{\dot{V}_M} = \frac{\dot{V}_S}{\dot{V} + \dot{V}_S} \quad /12.2/$$

W obszarze transportu lotnego $\mu < 10$ udział objętości fazy stałej w mieszaninie pomija się i wówczas

$$c_T \equiv \frac{\dot{V}_S}{\dot{V}} = \mu \frac{\rho}{\rho_S} \quad /12.3/$$

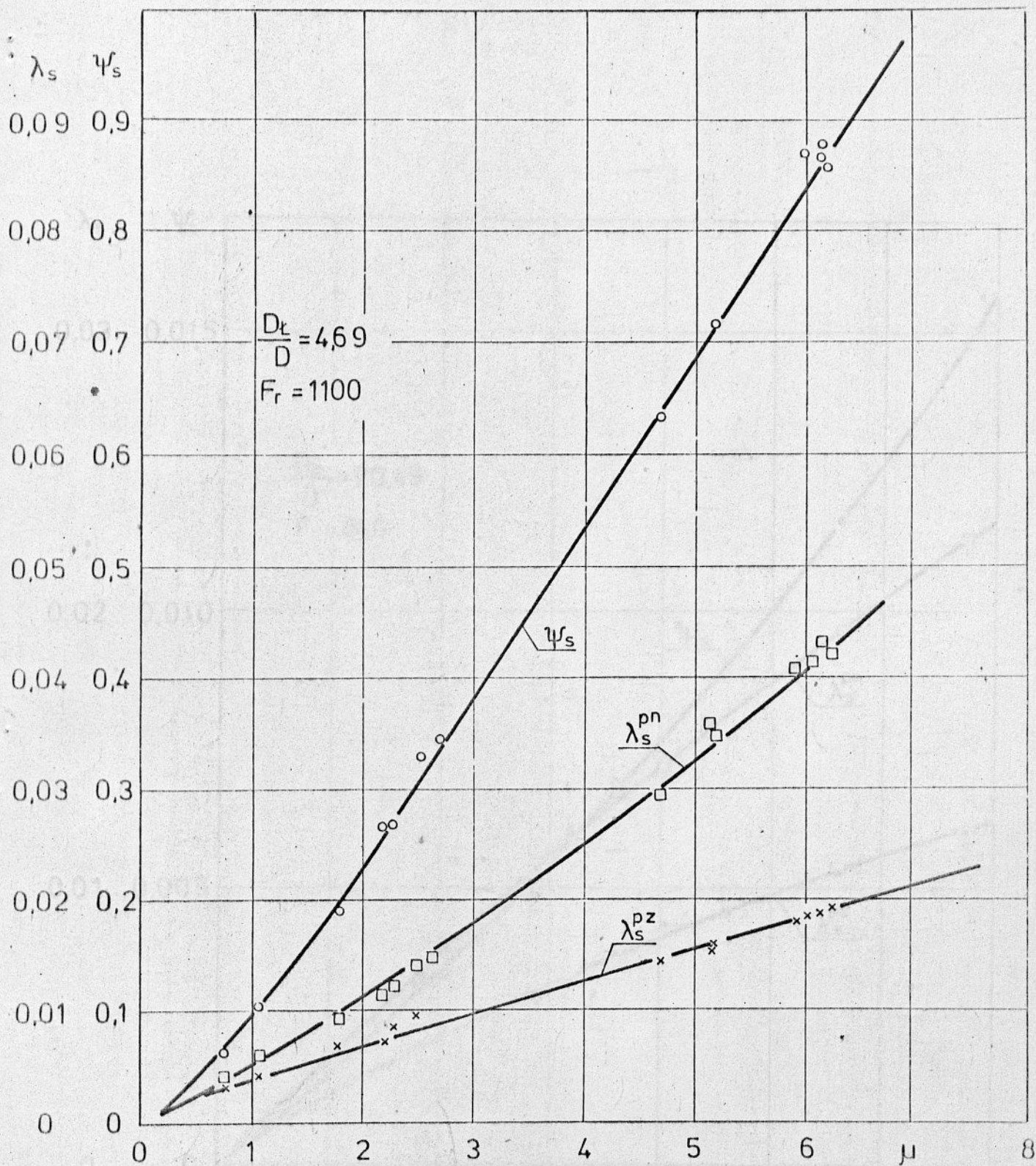
Ponieważ łatwiej jest zmierzyć masę niż objętość fazy stałej, w praktyce najczęściej stosowany jest współczynnik μ . Powszechnie uważa się, że współczynniki oporu dodatkowego w transporcie pneumatycznym zależą liniowo od współczynnika koncentracji μ .

W świetle uzyskanych wyników badań okazuje się jednak, że twierdzenia tego nie można uogólniać na wszystkie materiały. Nawet dla tego samego materiału zależność ta może być różna dla poszczególnych współczynników oporu, tj. łuku ψ_S i prostych rur λ_S^{pz} i λ_S^{pn} .

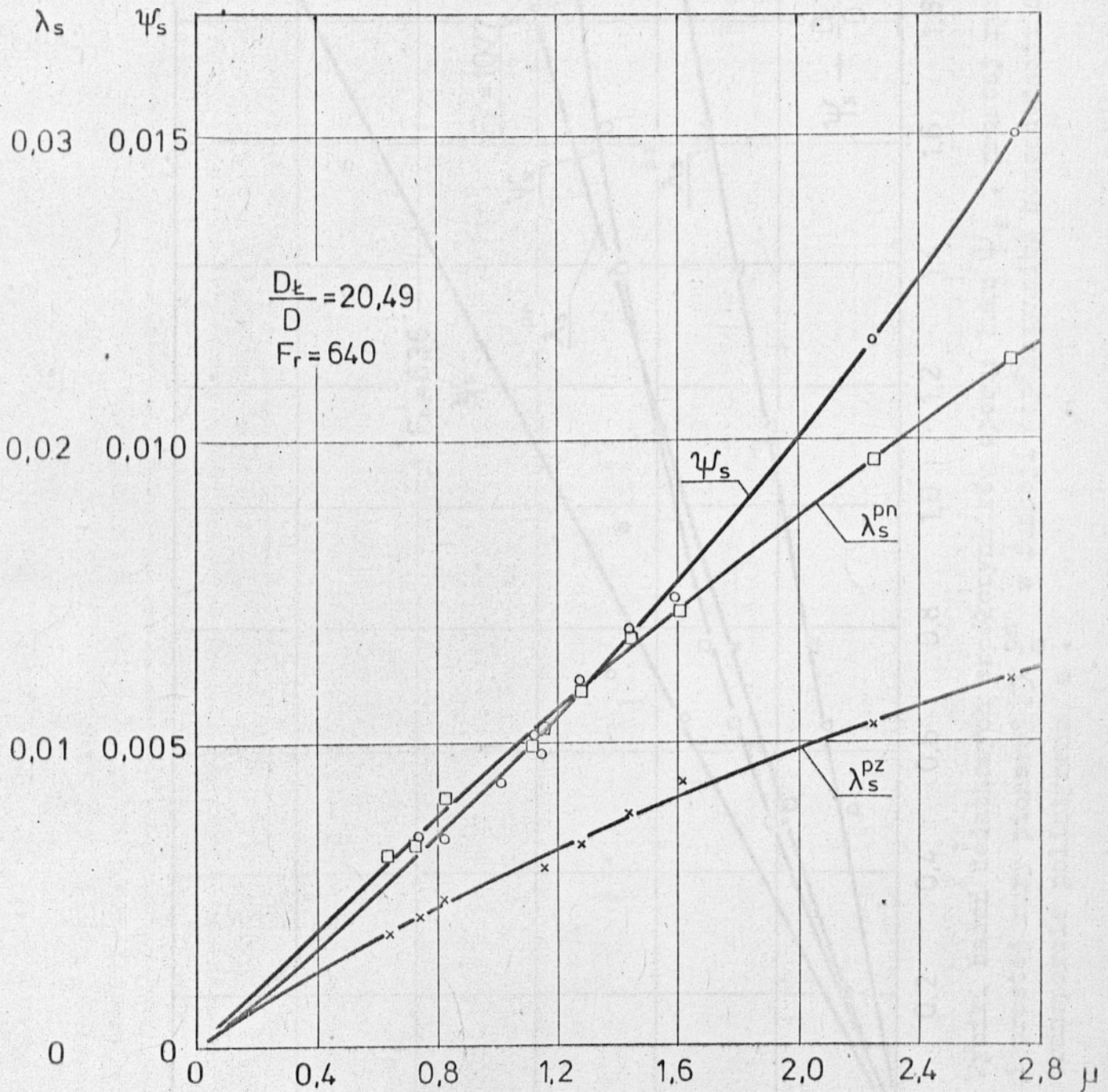
Na rysunkach 17 i 18 przedstawiono wyniki pomiarów współczynników oporu przepływu gorczycy w funkcji współczynnika koncentracji μ .

W tym przypadku wszystkie przebiegi badanej funkcji są w przybliżeniu liniami krzywymi. Również wyraźnie krzywoliniowy charakter zależności $\psi_S = f(\mu)$ uzyskano dla polistyrenu - rys.19. Regularnie wzdłuż linii prostych układające się wartości współczynników oporu dla poziomej i pionowej rury wykluczają pomyłkę lub błąd pomiarowy. Charakter badanej funkcji zależy także od średnicy ziarna przy tym samym rodzaju materiału. Na rys.20 widać wyraźnie krzywoliniowy przebieg badanej funkcji dla ziaren styropianu o średniej średnicy $d_S = 1,68$ mm zarówno dla łuku o stosunku $D_L/D = 20,49$ jak i $D_L/D = 12,1$. Podobny przebieg funkcji uzyskuje się dla tych samych ziaren w przypadku przepływu przez rury proste /rys.21/.

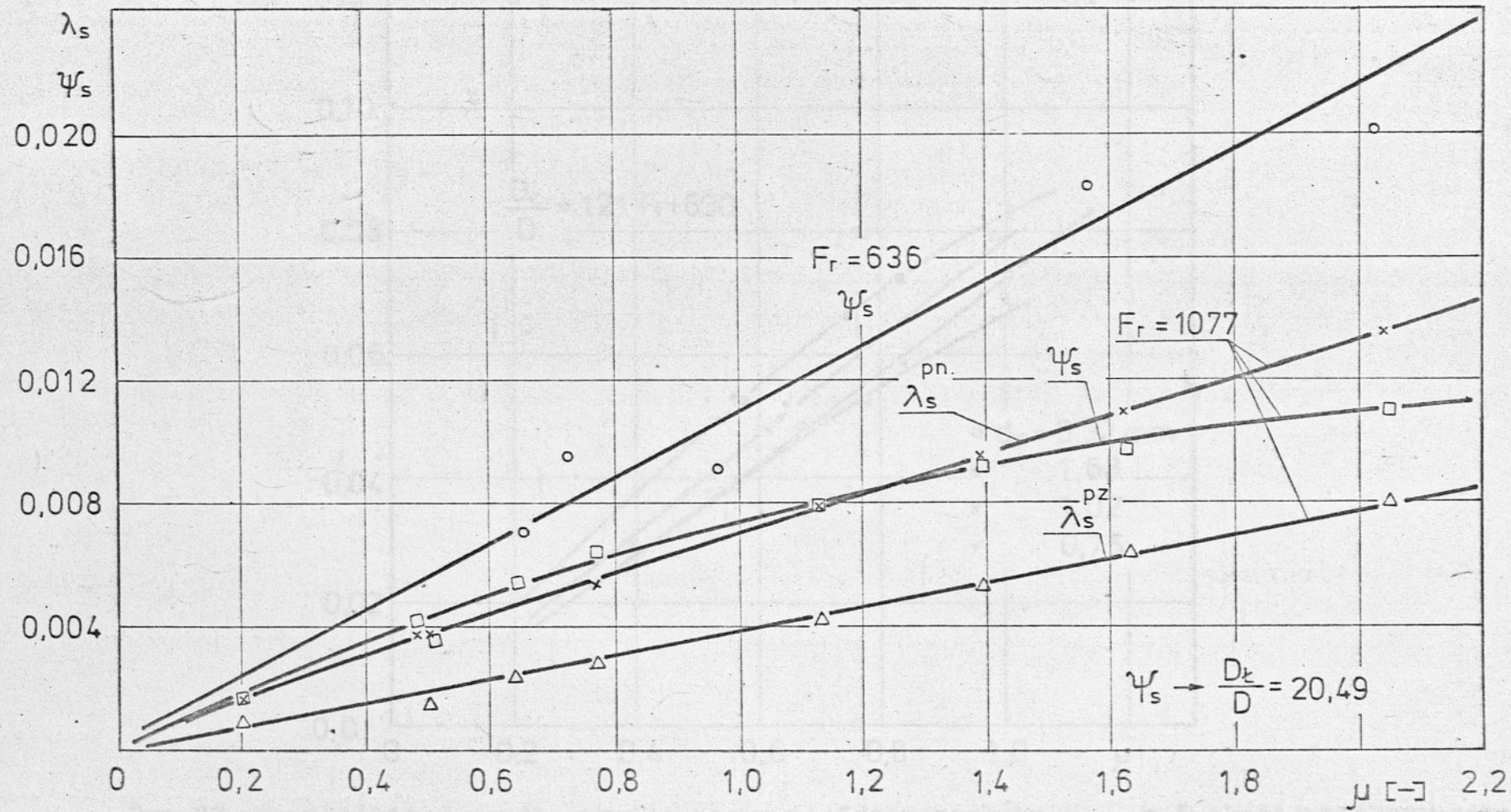
Z ostatnio publikowanych wyników badań, podobnie różne zależności od ilości podawanego materiału otrzymał S i e g e l.



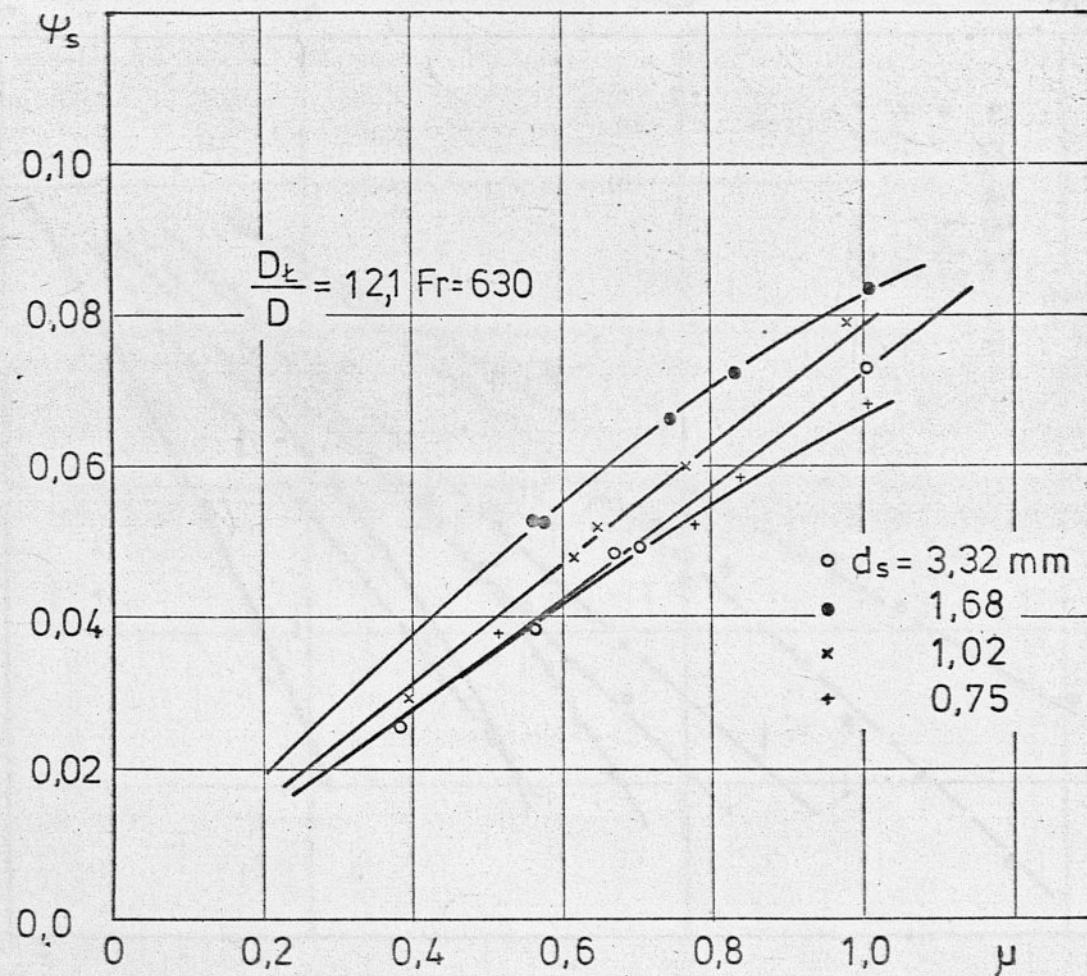
Rys.17. Wyniki badań współczynnika oporu żuku ψ_s oraz dodatkowych współczynników tarcia w prostych przewodach poziomych λ_s^{pz} i pionowych λ_s^{pn} przy dużych wartościach współczynnika koncentracji masowej gorczycy w przewodzie $\mu = 0 \div 7$.



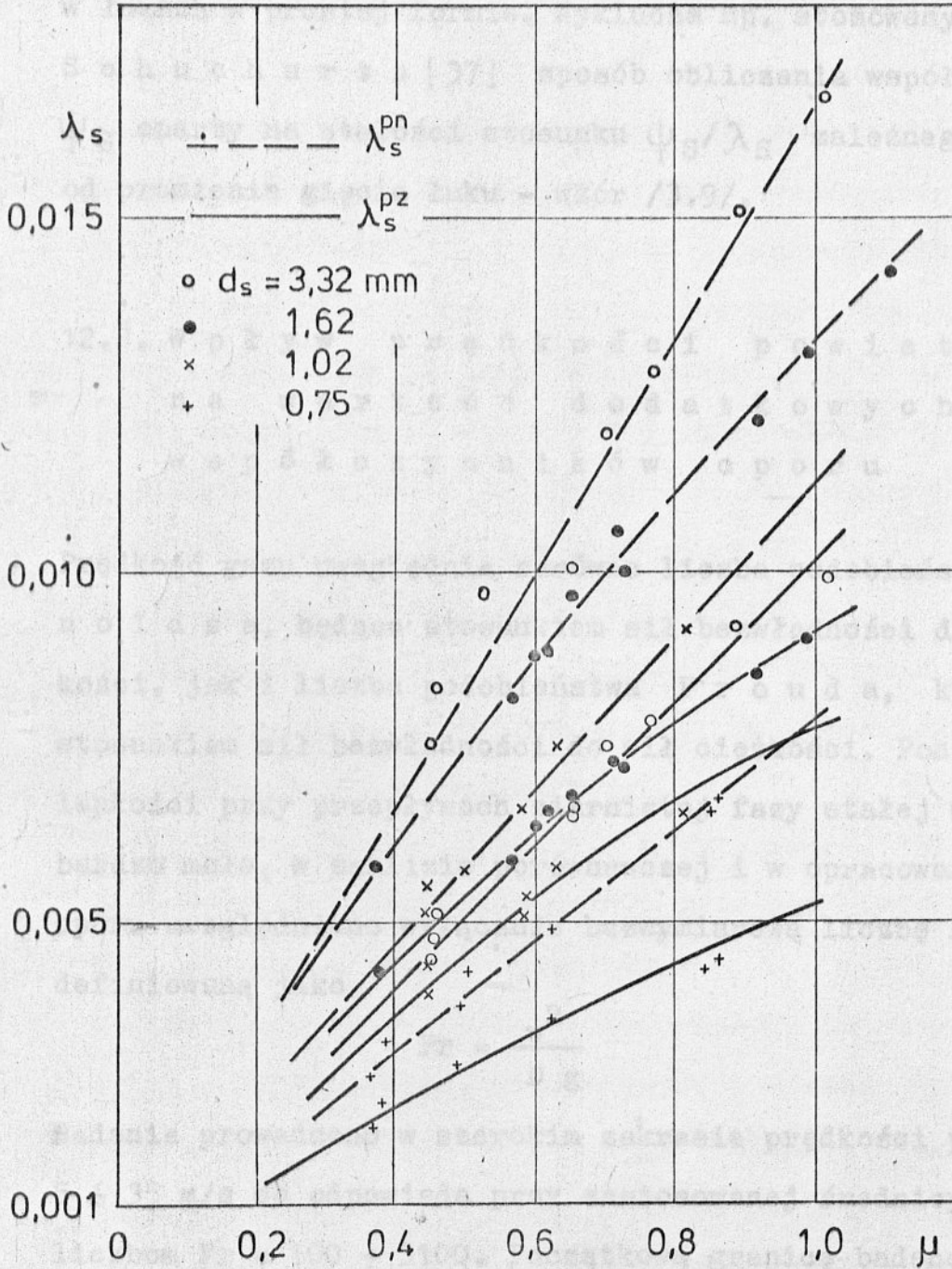
Rys.18. Wyniki badań dodatkowych współczynników oporu: łuku ψ_B , prostej rury poziomej λ_B^{pz} i prostej rury pionowej λ_B^{pn} przy transporcie gorczycy w funkcji i koncentracji masowej w zakresie niskich wartości $\mu = 0 \div 2,8$.



Rys.19. Wyniki badań dodatkowych współczynników oporu: łuku ψ_s , prostej rury poziomej λ_s^{pz} i prostej rury pionowej λ_s^{pn} w funkcji współczynnika koncentracji masowej μ przy transporcie polistyrenu. e.



Rys.20. Wyniki badań współczynnika oporu miejscowego żuku ψ_s w funkcji współczynnika koncentracji μ dla różnych średnic ziarna przy transporcie styropianu a $\frac{D_k}{D}$, $Fr = 630$.



Rys.21. Wyniki badań dodatkowych współczynników tarcia prostej rury poziomej λ_s^{pz} i pionowej λ_s^{pn} w funkcji koncentracji μ przy transporcie styropianu $a \div d$ o różnych średnicach ziarna d_s , dla $Fr = 630$.

[39] dla $\Delta p_S/l$ w poziomych rurach stalowych. Różne zachowanie się współczynnika $\psi_S = f(\mu)$ i $\lambda_S = f(\mu)$ może poważnie utrudnić opracowanie dokładnego prawa oporu w łukach w prostej formie. Wyklucza np. stosowany przez S c h u c h a r t a [37] sposób obliczania współczynnika ψ_S oparty na stałości stosunku ψ_S/λ_S zależnego tylko od promienia gięcia łuku - wzór /3.9/.

12.2. Wpływ prędkości powietrza na wartość dodatkowych współczynników oporu

Prędkość gazu uwzględnia zarówno liczba podobieństwa R e y n o l d s a, będąca stosunkiem sił bezwładności do sił lepkości, jak i liczba podobieństwa F r o u d a, która jest stosunkiem sił bezwładności do sił ciężkości. Ponieważ siły lepkości przy przepływach ziarnistej fazy stałej w gazie są bardzo małe, w analizie porównawczej i w opracowaniu prawa oporu uwzględniono wyłącznie bezwymiarową liczbę F r o u d a definiowaną jako

$$Fr = \frac{w^2}{D g}$$

Badania prowadzono w szerokim zakresie prędkości powietrza $5 \div 35$ m/s co odpowiada przy zastosowanej średnicy przewodu liczbom $Fr = 100 \div 3100$. Początkową granicę badanego obszaru przepływów stanowiła wartość $Fr_0 \approx 100 \div 200$, odpowiadająca prędkości czopowania ziaren w przewodzie poziomym, natomiast wartość końcową, prędkość przy której współczynniki oporu osiągały wartość niezależną od liczby F r o u d a.

Początkowy obszar przepływu $Fr = Fr_0 \div 500$ - rys.22, 23 charakteryzuje się bardzo dużym spadkiem zarówno wartości współczynnika oporu łuku ψ_S jak i współczynników oporu przepływu w poziomej λ_S^{pz} i pionowej λ_S^{pn} rurze prostej.

Przy liczbach $Fr < 700$ przepływ jest mało stabilny, a w pobliżu $Fr = Fr_0$ transport z fazy lotnej przechodzi w transport pulsacyjny, podobny do przesuwających się wydm lub korków. Charakteryzuje się on dużymi, trudnymi do zmierzenia pulsacjami ciśnień statycznych wzdłuż instalacji.

Silny wpływ liczby Fr obserwowano tylko w zakresie niskich prędkości $Fr < 1400$, natomiast przy prędkościach wyższych współczynnik oporu ψ_S i λ_S^{pz} zbliżały się do wartości stałej, niezależnej od Fr .

Współczynnik oporu λ_S^{pn} w przewodzie pionowym wykazuje nieco większą zależność od liczby Fr , rozciągającą się na cały badany obszar prędkości.

Różny wpływ liczby Fr w poszczególnych zakresach prędkości powietrza należy tłumaczyć zmianami charakteru przepływu ziaren materiału.

W obszarze niskich prędkości transportu zaznacza się duży wpływ siły ciężkości. Ziarna wpadają wówczas do łuku przesuwając się w dolnej części rury poziomej, a następnie ślizgają się po zewnętrznej ścianie łuku. Wraz ze zmniejszającą się prędkością, ziarna coraz dłużej stykają się ze ścianką łuku, zmniejszając wskutek tarcia swoją energię kinetyczną. Dodatkowa strata energii pochodzi od uderzenia ziaren o ściankę łuku. Gwałtowny wzrost wartości współczynnika ψ_S wraz ze spadkiem prędkości medium transpor-

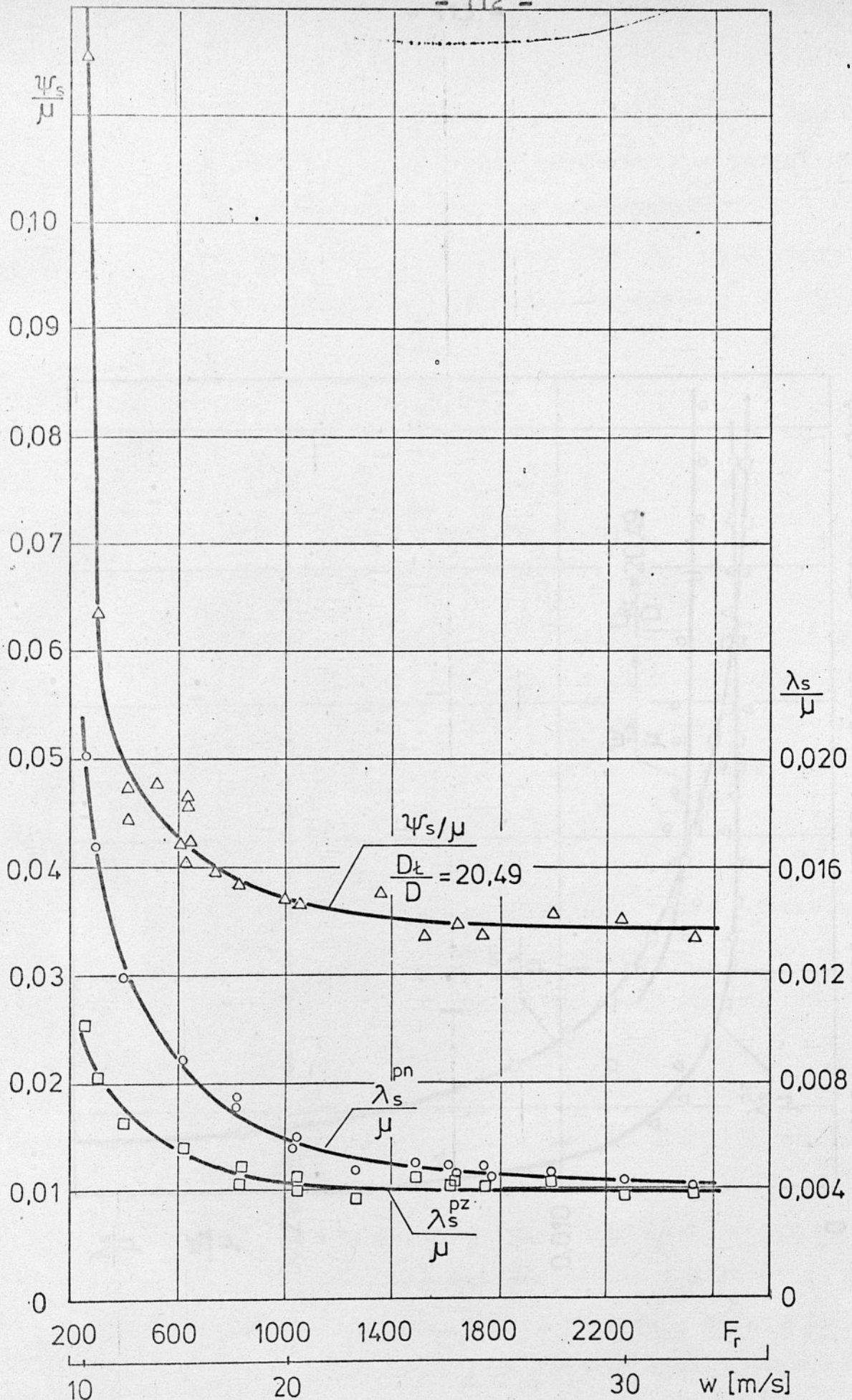
tującego, należy tłumaczyć wydłużaniem się drogi poślizgu ziaren po ściance łuku, a w przypadku współczynnika λ_S^{pz} po dolnej ściance prostego przewodu poziomego. W prostych przewodach pionowych jest to obszar prędkości zbliżony do prędkości czopowania, którego granicę stanowi stan fluidalny materiału.

Przy wysokich prędkościach gazu, prawie cała strata energii kinetycznej ziaren pochodzi od uderzeń o zewnętrzną ściankę łuku. Strata ta jest proporcjonalna do energii kinetycznej ziaren przy wejściu do łuku. A więc ogół strat energii strumienia w łuku musi być przy wysokich prędkościach proporcjonalny do kwadratu prędkości przepływu.

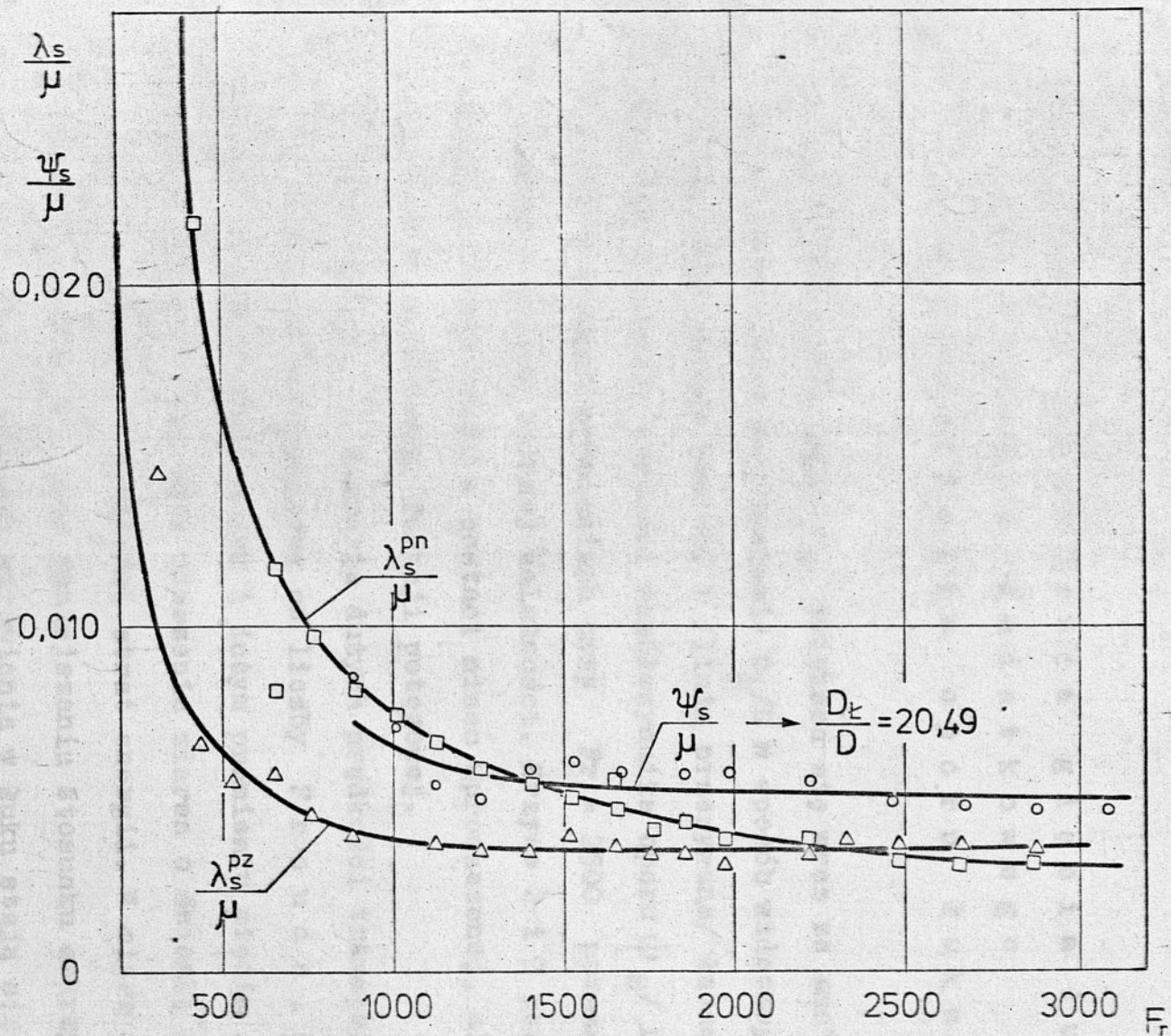
Ponieważ współczynnik oporu ψ_S równy jest dodatkowej stracie ciśnienia odniesionej do jednostki objętości medium transportującego, to zgodnie z równaniem D a r c y - W e i s b a c h a, przy wysokich prędkościach transportu ($Fr > 3000$, $Re > 90\ 000$, $w > 35$ m/s) otrzymamy tylko jedną wartość ψ_S , niezależną od liczby F r o u d a .

Przedstawiona na rysunkach 22 i 23 zależność $\psi_S/\mu = f(Fr)$ dotyczy zmienności współczynnika koncentracji $\mu = 0,5 \div 2$. Stosunkowo duży rozrzut punktów na wykresach wynika z nieliniowej zależności ψ_S od μ .

Obserwowane na rysunkach 22 i 23 krzywe zależności λ_S^{pz}/μ , $\lambda_S^{pn}/\mu = f(Fr)$ zarówno dla polistyrenu jak i gorczycy mają nie tylko podobny kształt, ale i zbliżone wartości. Dowodziłoby to małego wpływu średnicy i kształtu oraz współczynnika tarcia f_S ziarna na wartość dodatkowych współczynników oporu liniowego. Interesujący jest



Rys.22. Zależność uzyskanych z pomiarów odniesionych wartości współczynników oporu: łuku ψ_s/μ , prostej rury poziomej λ_s^{pz}/μ i prostej rury pionowej λ_s^{pn}/μ od liczby Frouda przy transporcie górczycy.



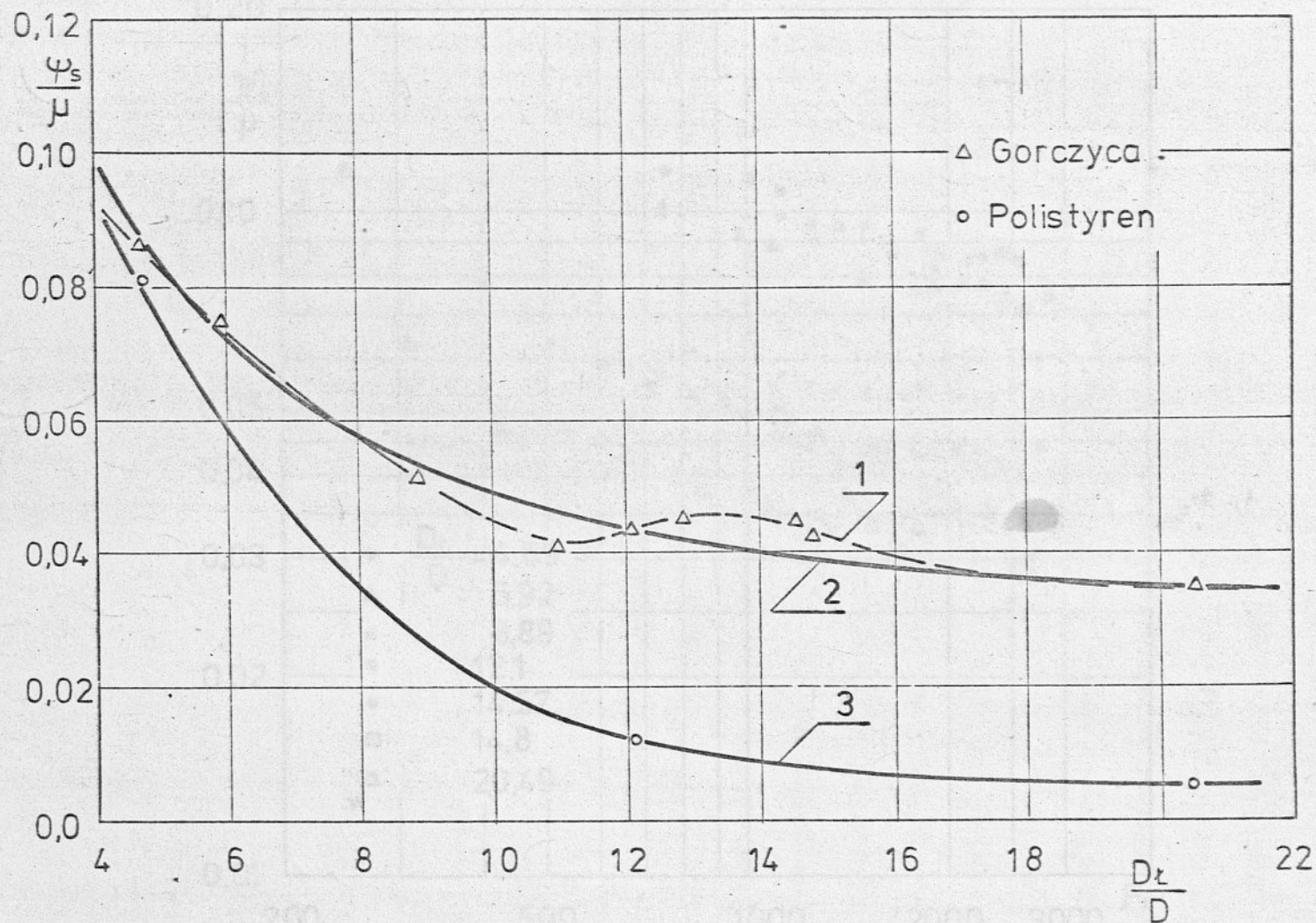
Rys.23. Zależność uzyskanych z pomiarów odniesionych wartości dodatkowych współczynników oporu: złuku ψ_s/μ , prostej rury poziomej λ_s^{pz}/μ i prostej rury pionowej λ_s^{pn}/μ od liczby Frouda przy transporcie polistyrenu e .

tu także brak podobieństwa stosunków ψ_S / λ_S^{pz} dla obu materiałów. Wynika on z bardzo istotnych dla przepływu w łukach, w przeciwieństwie do rur prostych, różnic w wartości współczynnika tarcia f_S , średnicy d_S oraz mniej znaczących parametrów ziarna, jak: sprężystość, kształt i gęstość.

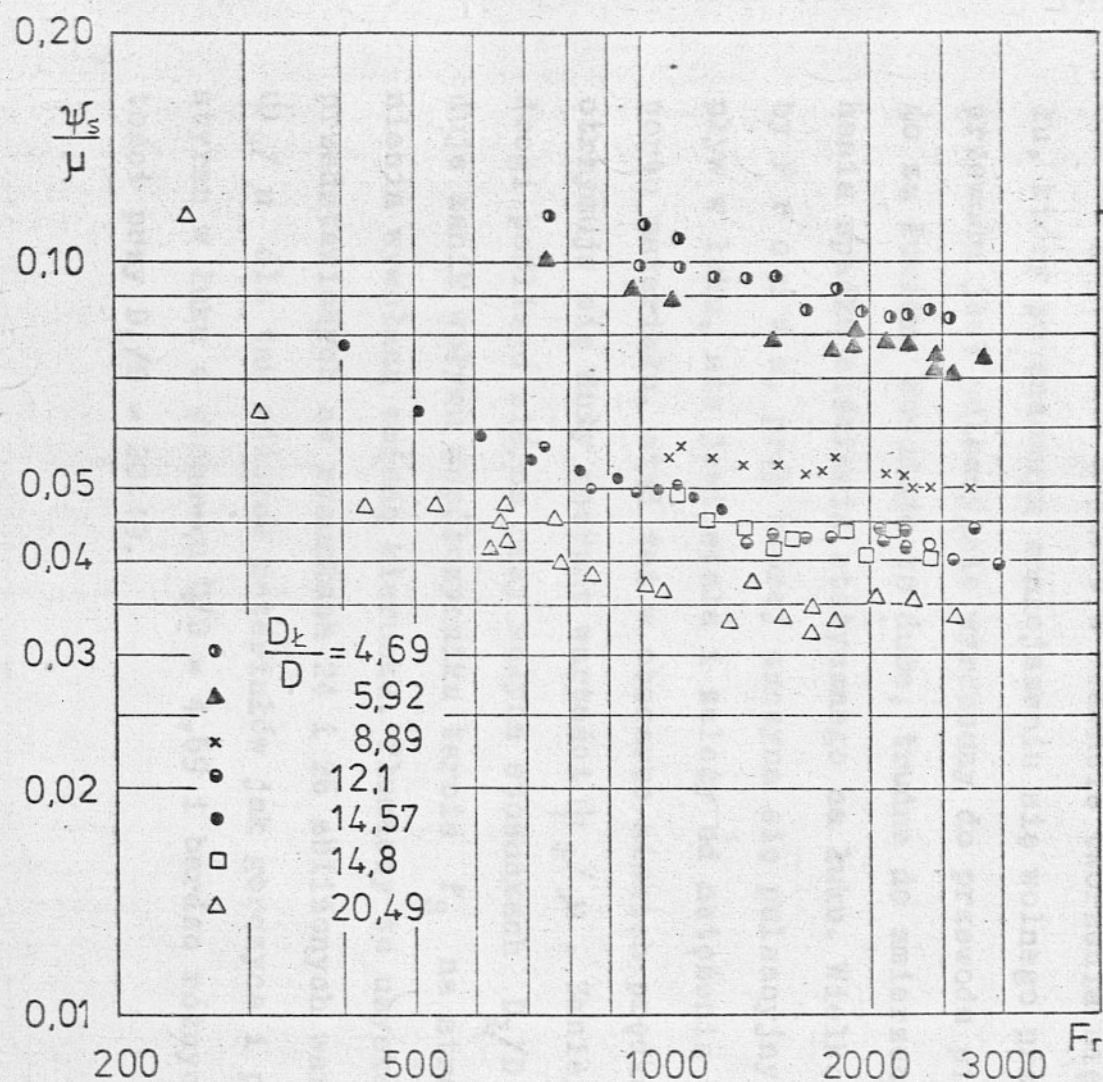
12.3. W p ł y w p r o m i e n i a g i ę c i a ł u k u n a w a r t o ś ć d o d a t k o w e g o w s p ó ł c z y n n i k a o p o r u ł u k u

Współczynnik oporu łuku ψ_S zwiększa się wraz ze zmniejszającym się stopniem zakrzywienia D_E/D w sposób widoczny na rys.24. Przy pomocy krzywej 1 /linia przerywana/ łączącej uzyskane z pomiaru wartości współczynnika oporu ψ_S / μ dla 9 łuków o różnych promieniach przy $Fr = 2500$ pokazano dokładny przebieg badanej zależności. Krzywe 2 i 3 przedstawiają tę zależność w postaci nieco uproszczonej, ale wygodnej w stosowaniu, funkcji potęgowej.

Współczynnik ψ_S w zakresie dużych prędkości transportu jest jednakowo mało zależny od liczby Fr o u d a , zarówno dla łuków o małym jak i dużym promieniu gięcia /rys.25/. Wynika to z wartości kąta uderzenia ziaren o ściankę łuku, która decyduje tu o wielkości strat energii. W miarę zwiększania się kąta β , przy zmniejszaniu stosunku zakrzywienia D_E/D , straty energii strumienia w łuku stają się coraz większe. Obok wzrostu siły odśrodkowej, następuje zmniejszenie odcinka drogi w łuku, wzdłuż której ziarna mogą się

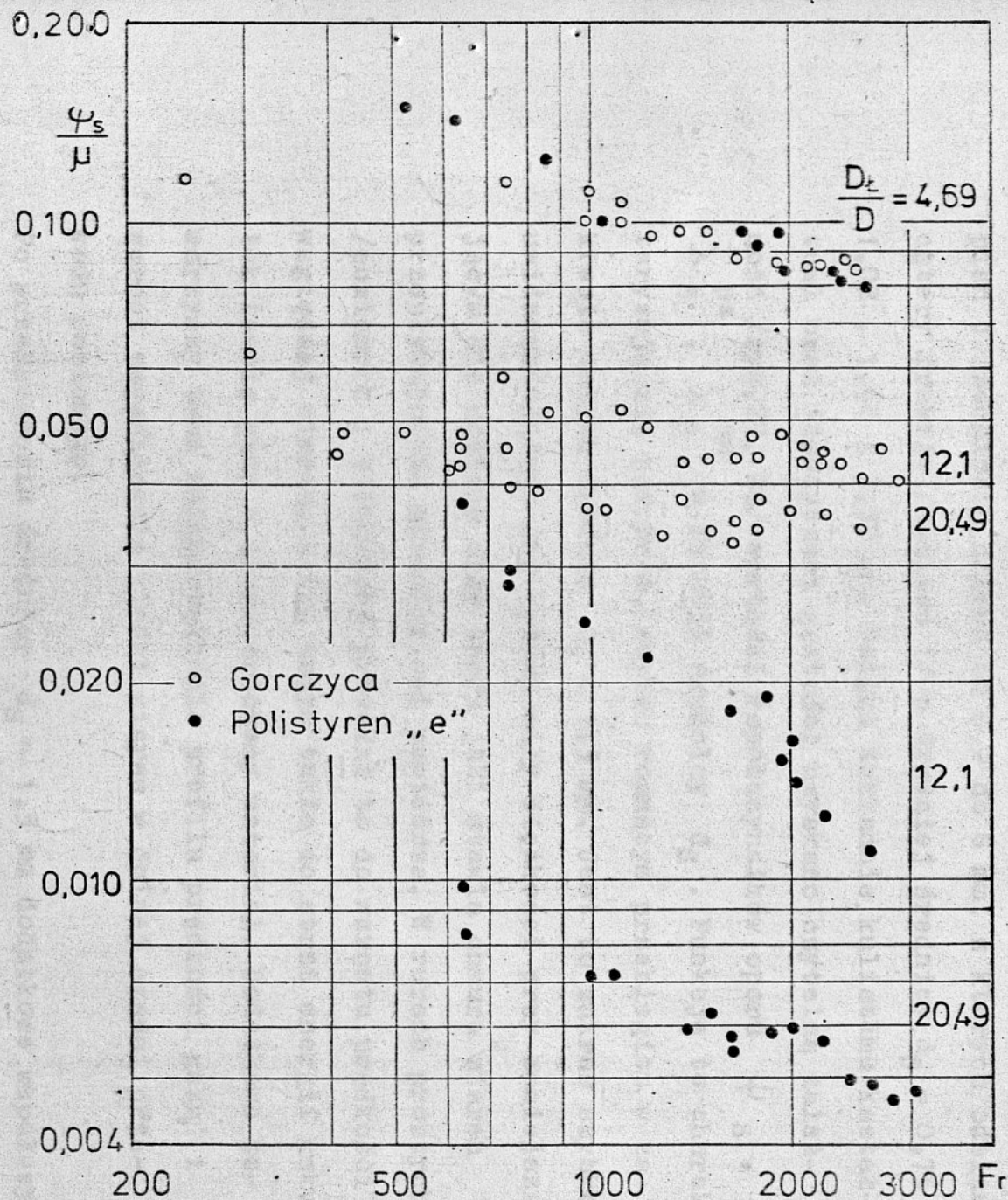


Rys.24. Wyniki badań zależności odniesionych wartości dodatkowego współczynnika oporu ψ_s/μ od stosunku zakrzywienia D_L/D przy transporcie gorczycy i polistyrenu e .



Rys.25. Wyniki badań zależności odniesionych wartości dodatkowego współczynnika oporu żuku ψ_s / μ od liczby Frouda dla różnych stosunków zakrzywienia D_k / D przy transporcie gorczycy.

posuwać . Prowadzi to do zwiększania się udziału strat energii wskutek zderzeń w ogólnej stracie energii w łuku. Dlatego też w zakresie małych promieni gięcia i malejących liczb F r o u d a nie obserwujemy silnego, ale regularnego wzrostu wartości współczynnika oporu ψ_S . Rośnie on gwałtownie dopiero w momencie tworzenia się zawalu, który po znacznym zmniejszeniu się wolnego przekroju przewodu jest pulsacyjnie wyrzucany do przewodu pionowego za łukiem. Powoduje to duże, trudne do zmierzenia wahania spadku ciśnienia statycznego na łuku. Wielkość liczby F r o u d a, przy której zaczyna się pulsacyjny przepływ w łuku, nie jest stała i zależy od natężenia transportu materiału, stąd też w obszarze niskich prędkości otrzymuje się duży rozrzut wartości ψ_S / μ . Zmniejszenie drogi poślizgu ziarna przy małych stosunkach D_E / D powoduje zanik wpływu współczynnika tarcia f_S na stratę ciśnienia wywołaną zmianą kierunku. Tłumaczy to uzyskanie przedstawionych na rysunkach 24 i 26 zbliżonych wartości ψ_S / μ dla tak różnych materiałów jak gorczyca i polistyren w łuku o stosunku $D_E / D = 4,69$ i bardzo różnych wartości przy $D_E / D = 20,49$.

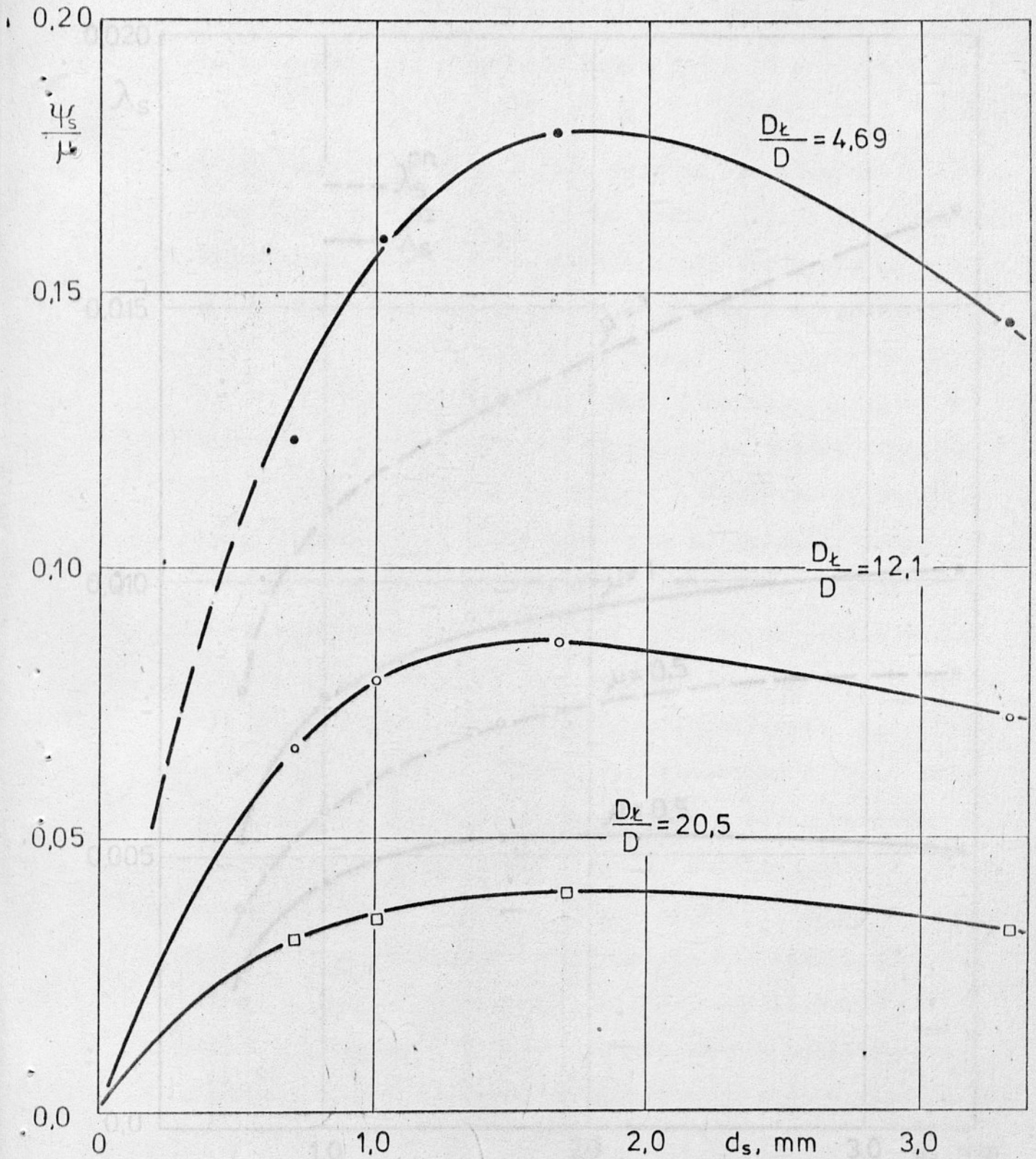


Rys.26. Wyniki badań zależności odniesionych wartości dodatkowego współczynnika oporu żuku ψ_s / μ od liczby Frouda dla różnych stosunków zakrzywienia D_L / D przy transporcie polistyrenu „e”.

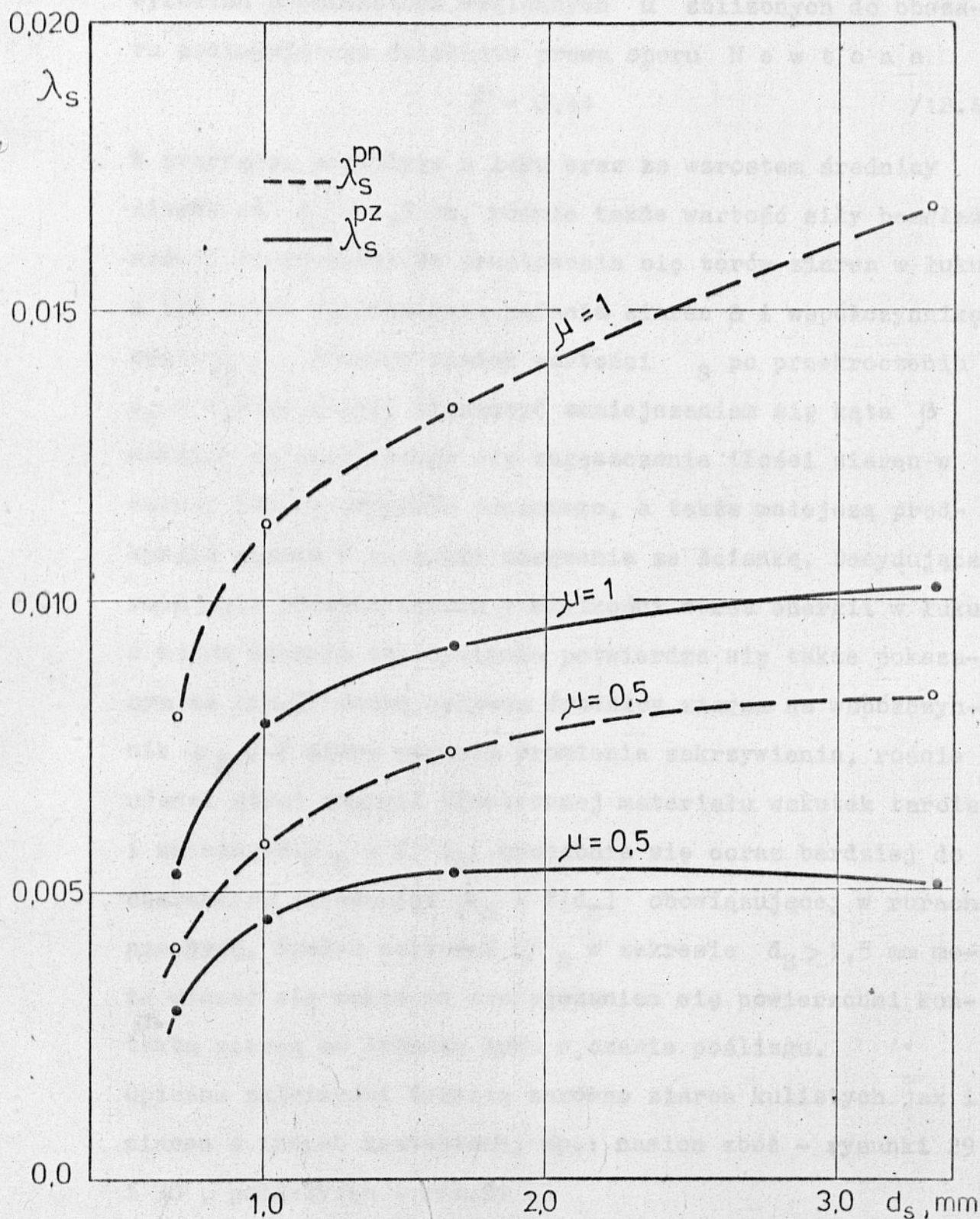
12.4. W p ł y w ś r e d n i c y z i a r n a n a
o p o r y p r z e p ł y w u w p r z e w o -
d a c h p r o s t y c h i ł u k a c h
i n s t a l a c j i t r a n s p o r t u
p n e u m a t y c z n e g o

Do badania wpływu średnicy ziarna wykorzystano styropian o średnicach ziaren od 0,2 do 6 mm, z których odsiano cztery frakcje /tablica 1/ o średniej średnicy $d_S = 0,75, 1,02, 1,68$ i $3,32$ mm. Dzięki dokładnie kulistemu kształtowi oraz identycznej gęstości uzyskano czytelną zależność /rys.27, 28/ wartości współczynników oporu $\psi_S, \lambda_S^{pz}, \lambda_S^{pn}$ w funkcji średnicy d_S . Funkcje te charakteryzują się podobnym, szybko rosnącym przebiegiem w zakresie małych średnic $d_S < 1,5$ mm. Jest to zakres szybko uwidaczniającego się wpływu siły ciężkości przy zmniejszającym się udziale siły oporu jaki stawia „chmura” ziaren przepływającemu strumieniowi powietrza. W rurach prostych /poziomych i pionowych/ prowadzi to do wzrostu prędkości względnej ziarna, a tym samym także do strat energii wskutek tarcia gazu o transportowany materiał. Dodatkowo towarzyszy temu zniekształcenie profilu prędkości gazu i wzrost zagęszczenia ilości ziaren w dolnej części przewodu poziomego.

Po przekroczeniu średnicy $d_S = 1,5$ mm dodatkowe współczynniki oporu liniowego λ_S rosną już znacznie wolniej, a współczynnik oporu rury poziomej λ_S^{pz} staje się prawie niezależny od średnicy ziarna. Wynika to z braku wpływu liczby Re_S na wartość współczynnika oporu ziarna przy



Rys.27. Wyniki badań zależności odniesionych wartości dodatkowego współczynnika oporu łuku ψ_s/μ od średnicy ziarna d_s dla różnych stosunków zakrzywienia D_k/D przy transporcie styropianu i liczbie $Fr = 640$.



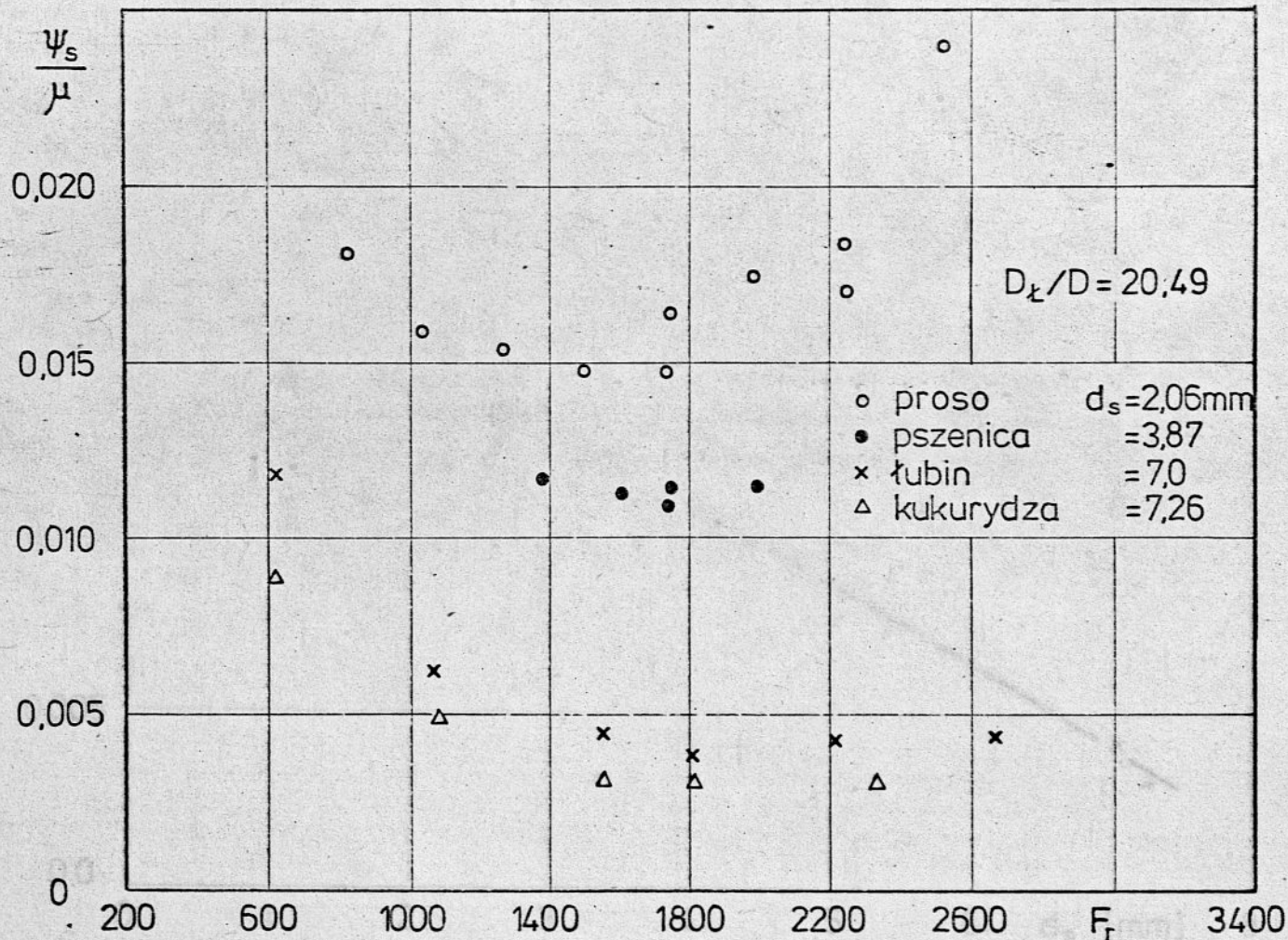
Rys.28. Wyniki badań zależności wartości dodatkowych współczynników oporu poziomej rury prostej λ_s^{pz} i pionowej rury prostej λ_s^{pn} od średnicy ziarna d_s podczas transportu styropianu dla $\mu = 0,5$ i $\mu = 1$, przy $Fr = 640$.

wysokich prędkościach względnych u zbliżonych do obszaru podlegającego działaniu prawa oporu Newtona

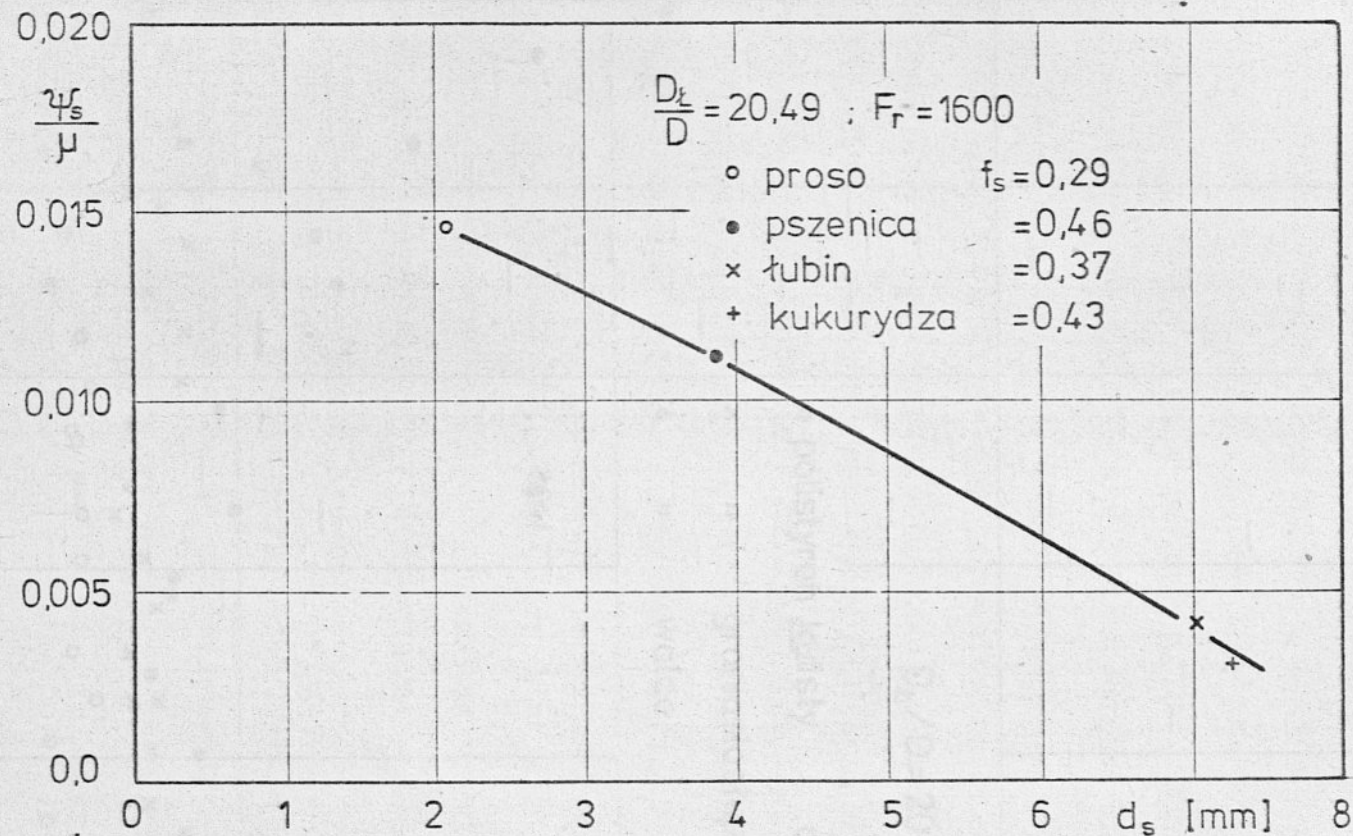
$$\xi = 0,44 \quad /12.4/$$

W przypadku przepływu w łuku wraz ze wzrostem średnicy ziarna do $d_S \approx 1,5$ mm, rośnie także wartość siły bezwładności, co prowadzi do prostowania się torów ziaren w łuku, a tym samym wzrostu kąta padania ziaren β i współczynnika oporu ψ_S . Ponowny spadek wartości ψ_S po przekroczeniu $d_S \approx 1,5$ mm należy tłumaczyć zmniejszaniem się kąta β wskutek zwiększającego się zagęszczenia ilości ziaren w dolnej części przewodu poziomego, a także mniejszą prędkością ziaren w momencie zderzenia ze ścianką. Decydująca rola kąta padania ziaren w wielkości strat energii w łuku o małym stopniu zakrzywienia potwierdza się także pokazanym na rys.27 dużym wpływem średnicy ziarna na współczynnik ψ_S . W miarę wzrostu promienia zakrzywienia, rośnie udział strat energii kinetycznej materiału wskutek tarcia i zależność $\psi_S = f(d_S)$ upodabnia się coraz bardziej do charakteru zależności $\lambda_S = f(d_S)$ obowiązującej w rurach prostych. Spadek wartości ψ_S w zakresie $d_S > 1,5$ mm może wiązać się także ze zmniejszaniem się powierzchni kontaktu ziaren ze ścianką łuku w czasie poślizgu.

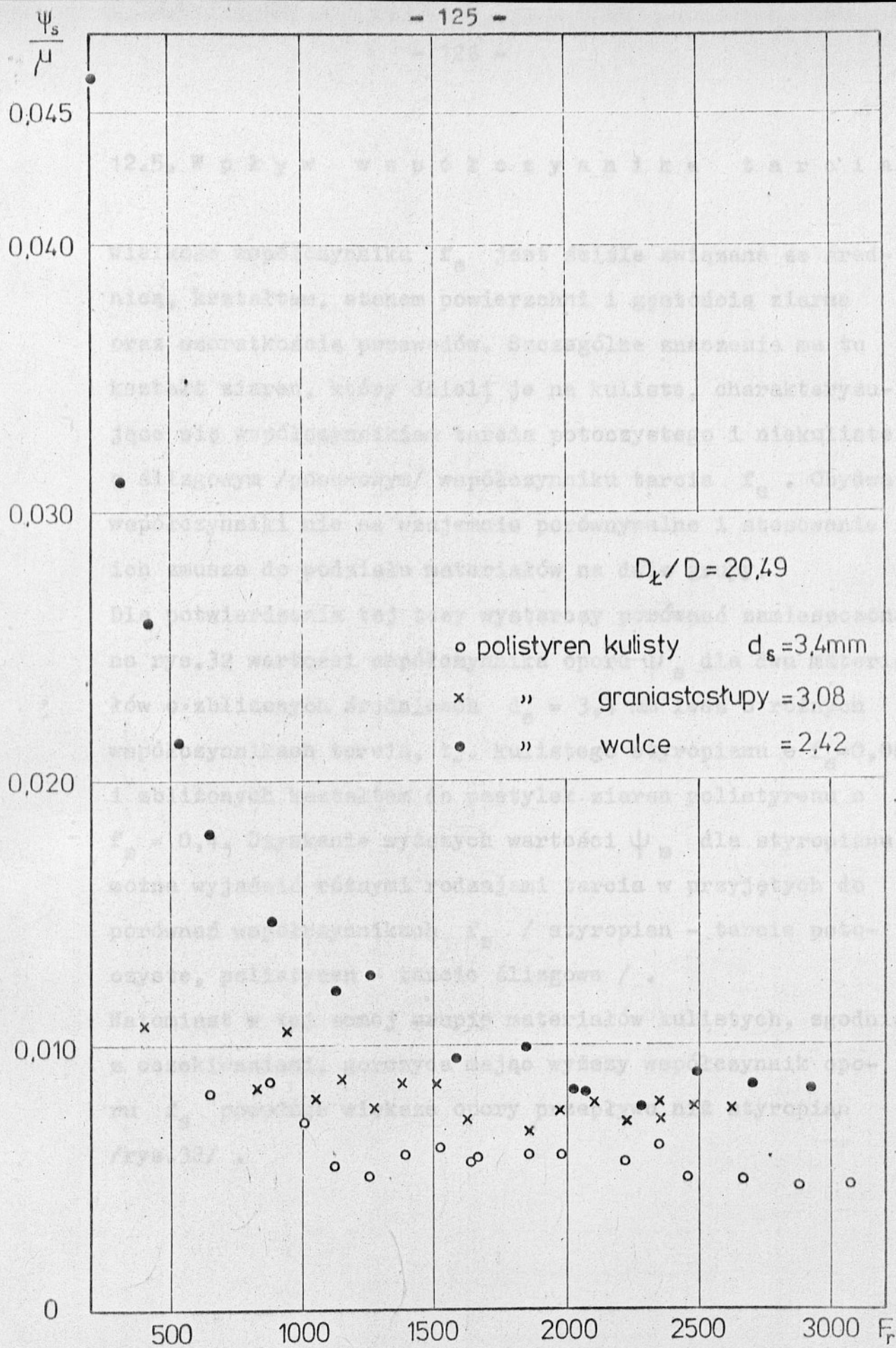
Opisane zależności dotyczą zarówno ziaren kulistych jak i ziaren o innych kształtach, np.: nasion zbóż - rysunki 29 i 30, polistyren - rys.31.



Rys.29. Wyniki badań zależności odniesionych wartości dodatkowego współczynnika oporu miejscowego żuku ψ_s/μ od liczby Frouda przy transporcie różnych rodzajów zbóż.



Rys.30. Wyniki badań zależności odniesionych wartości dodatkowego współczynnika oporu miejscowego żuku ψ_s/μ od średnicy ziarna d_s różnych zbóż.



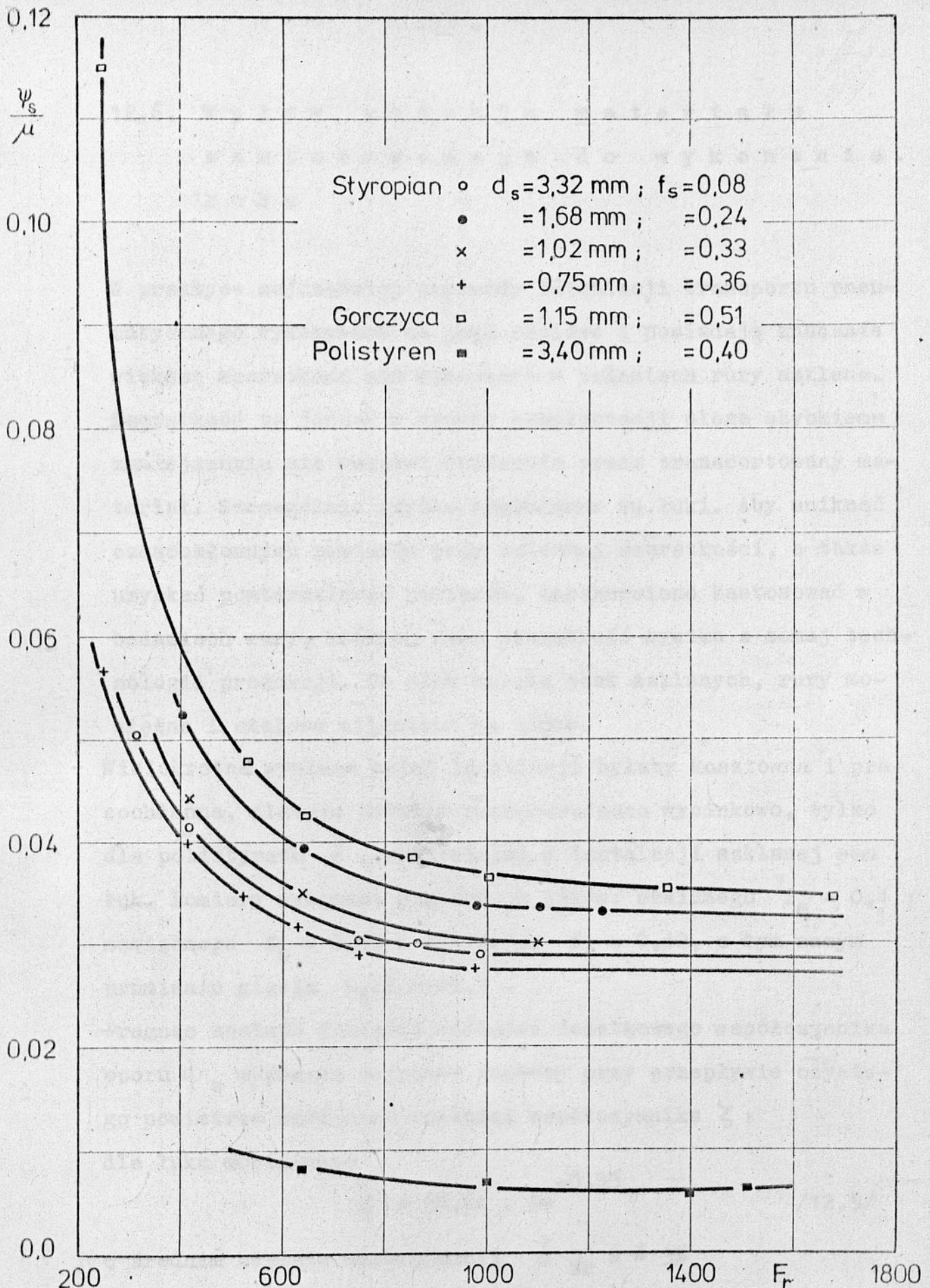
Rys.31. Wyniki badań zależności odniesionych wartości dodatkowego współczynnika oporu miejscowego łuku $\frac{\psi_s}{\mu}$ od liczby Frouda przy transporcie granulatów tworzyw sztucznych o różnym kształcie ziarna.

12.5. W p ł y w w s p ó ł c z y n n i k a t a r c i a f_s

Wielkość współczynnika f_s jest ściśle związana ze średnicą, kształtem, stanem powierzchni i gęstością ziarna oraz szorstkością przewodów. Szczególne znaczenie ma tu kształt ziaren, który dzieli je na kuliste, charakteryzujące się współczynnikiem tarcia potoczystego i niekuliste o ślizgowym /posuwowym/ współczynniku tarcia f_s . Obydwa współczynniki nie są wzajemnie porównywalne i stosowanie ich zmusza do podziału materiałów na dwie grupy.

Dla potwierdzenia tej tezy wystarczy porównać zamieszczone na rys.32 wartości współczynnika oporu ψ_s dla dwu materiałów o zbliżonych średnicach $d_s = 3,4$ mm lecz o różnych współczynnikach tarcia, tj. kulistego styropianu o $f_s = 0,08$ i zbliżonych kształtem do pastylek ziaren polistyrenu o $f_s = 0,4$. Uzyskanie wyższych wartości ψ_s dla styropianu można wyjaśnić różnymi rodzajami tarcia w przyjętych do porównań współczynnikach f_s / styropian - tarcie potoczyste, polistyren - tarcie ślizgowe / .

Natomiast w tej samej grupie materiałów kulistych, zgodnie z oczekiwaniami, gorczyca mając wyższy współczynnik oporu f_s powoduje większe opory przepływu niż styropian /rys.32/ .



rys. 32. Porównanie odniesionych wartości dodatkowego współczynnika oporu miejscowego łuku $\frac{\psi_s}{\mu} = f(Fr)$ dla grupy materiałów kulistych /styropian i gorczyca/ oraz materiału niekulistego, pastylek styropianu \bullet .

12.6. Wpływ rodzaju materiału zastosowanego do wykonania łuku

W praktyce najczęściej przewody instalacji transportu pneumatycznego wykonywane są jako stalowe i posiadają znacznie większą szorstkość niż stosowane w badaniach rury szklane. Szorstkość ta jednak w czasie eksploatacji ulega szybkiemu zmniejszeniu się wskutek ścierania przez transportowany materiał. Szczególnie szybko wygładzane są łuki. Aby uniknąć czasochłonnych pomiarów przy zmiennej szorstkości, a także uzyskać powtarzalność pomiarów, postanowiono zastosować w badaniach rury, których mała szorstkość wynika z samej technologii produkcji. Do nich należą obok szklanych, rury mosiężne i stalowe ciągnione na zimno.

Wielokrotna wymiana całej instalacji byłaby kosztowna i pracochłonna, dlatego badania przeprowadzono wycinkowo, tylko dla polistyrenu e, wymieniając w instalacji szklanej sam łuk. Pomiarów wykonano dla trzech łuków: szklanego $f_s = 0,4$; mosiężnego $f_s = 0,38$ i stalowego $f_s = 0,42$, o tym samym promieniu gięcia $D_E/D = 20,5$.

Pragnąc znaleźć dokładne wartości dodatkowego współczynnika oporu ψ_s wykonano najpierw pomiary przy przepływie czystego powietrza uzyskując wartości współczynnika ζ :

dla łuku mosiężnego

$$\zeta = 25,64 \cdot \text{Re}^{-0,33} \quad /12.5/$$

o średnim błędzie aproksymacji $\delta_{sr} = \pm 3\%$

dla łuku stalowego

$$\zeta = 83,98 \cdot \text{Re}^{-0,43} \quad /12.6/$$

o średnim błędzie aproksymacji $\delta_{\text{sr}} = \pm 1\%$

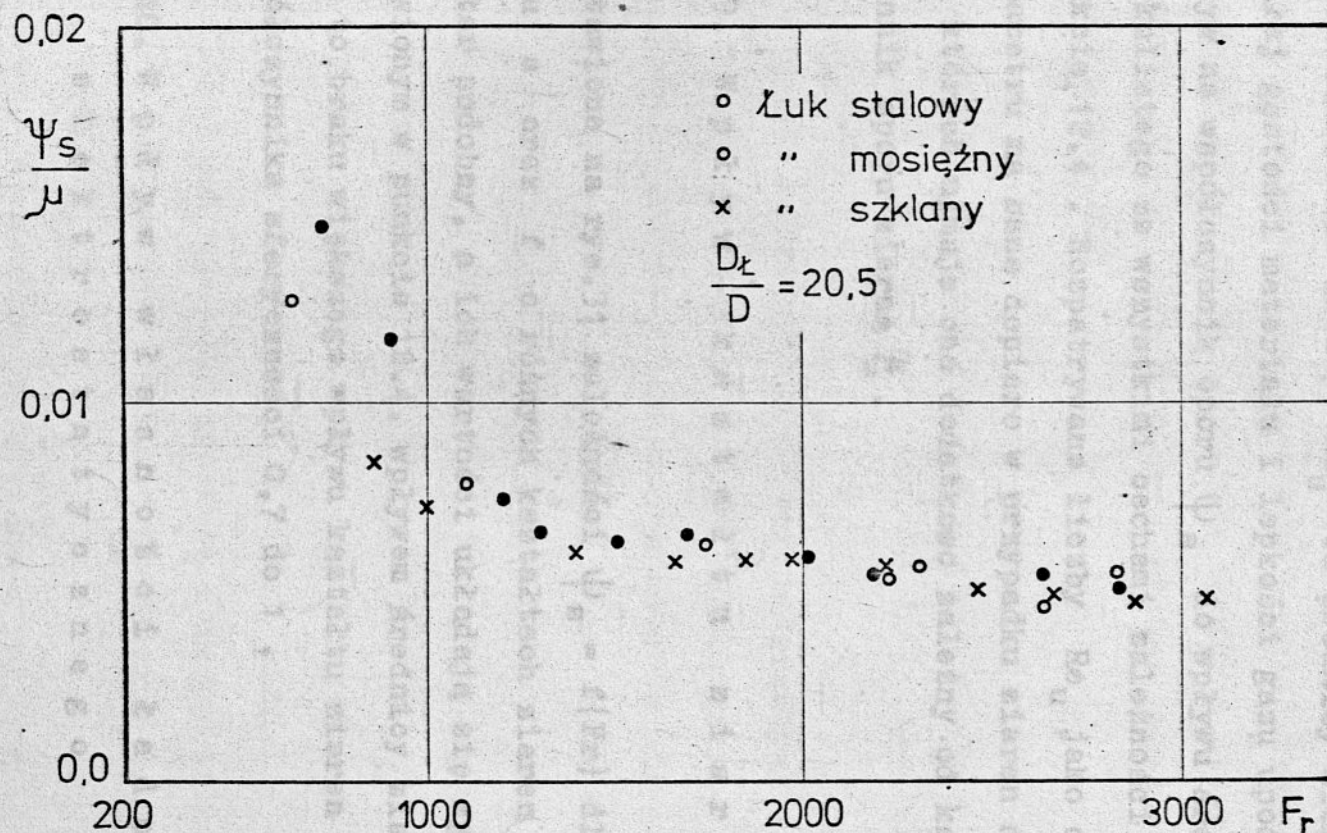
oraz dla łuku szklanego wg wzoru /11.14/.

Z badań uzyskano interesujące spostrzeżenie. Okazuje się że mimo widocznego wpływu szorstkości łuku na wartość współczynnika oporu ψ dla czystego powietrza /wzory /12.5/, /12.6/, /11.14/ pokazany na rys.33 współczynnik ψ_{S} praktycznie dla wszystkich trzech łuków jest taki sam, niezależnie od ich szorstkości i własności sprężystych materiału, z którego były wykonane.

12.7. W p ł y w s t o s u n k u g ę s t o ś c i $\varrho_{\text{S}}/\varrho$

Przewidziane programem pomiary nie uwzględniały badania wpływu gęstości materiału ϱ_{S} , wobec czego stosunek $\varrho_{\text{S}}/\varrho$ utrzymywano w bardzo wąskim zakresie zmienności od $850 \div 1120$, w tym $\varrho_{\text{S}} = 1040 \div 1380 \text{ kg/m}^3$ i $\varrho = 1,17 \div 1,29 \text{ kg/m}^3$. Uzyskana w końcowej aproksymacji /wzór /13.6/ i /13.7/ / rosnąca zależność współczynnika oporu ψ_{S} od stosunku gęstości o dużym wykładniku potęgi 1,29 i 2,9 wynika z wąskiego zakresu przyjętej zmienności ϱ_{S} .

Przy pełnym zakresie spotykanych gęstości materiału wykładnik ten powinien być bliski 0. Potwierdzają to badania radzieckie R e p p, D z i a d z i o, K e m m e r [33].



Rys.33. Porównanie odniesionych wartości dodatkowego współczynnika oporu miejscowego łuku $\Psi_s/\mu = f(F_r)$ uzyskanych podczas transportu polistyrenu e w łukach wykonanych z różnych materiałów.

12.8. Wpływ liczby Reynoldsa unoszenia ziaren

Ścisła zależność liczby Re_u od średnicy ziarna d_s przy stałej gęstości materiału i lepkości gazu upodabnia jej wpływ na współczynnik oporu ψ_s do wpływu średnicy ziarna kulistego ze wszystkimi cechami zależności opisanej w punkcie 12.4. Rozpatrywane liczby Re_u jako oddzielnego parametru ma sens dopiero w przypadku ziaren niekulistych, dla których ujmuje ona dodatkowo zależny od kształtu współczynnik oporu ziarna ξ .

12.9. Wpływ kształtu ziarna ψ_s

Zestawione na rys.31 zależności $\psi_s = f(Fr)$ dla polistyrenu e oraz f o różnych kształtach ziaren mają charakter podobny, a ich wartości układają się zgodnie z omówionym w punkcie 12.4. wpływem średnicy ziarna. Dowodzi to braku większego wpływu kształtu ziaren w zakresie współczynnika sferyczności 0,7 do 1.

12.10. Wpływ własności ładowania elektrostatycznego

Spośród przedstawionych na rys.31 trzech zależności

$\psi_s = f(Fr)$, wartości uzyskane dla polistyrenu modyfikowanego g odbiegają bardzo od pozostałych w zakresie średnich i niskich liczb Frouda. W obszarze tym obser-

wowano w czasie pomiarów, zwiększające się wraz ze spadkiem prędkości powietrza, przyleganie silnie naelektryzowanych ziaren do ścianek rurociągu. Zjawisko to powoduje poprzez wydłużenie się drogi poślizgu ziaren w łuku, duży wzrost współczynnika oporu ψ_s . Materiały mniej podatne na ładowanie elektrostatyczne posiadają bardziej płaski kształt zależności $\psi_s = f(Fr)$ i mniej stabilny przepływ w zakresie liczb $Fr < 400$.

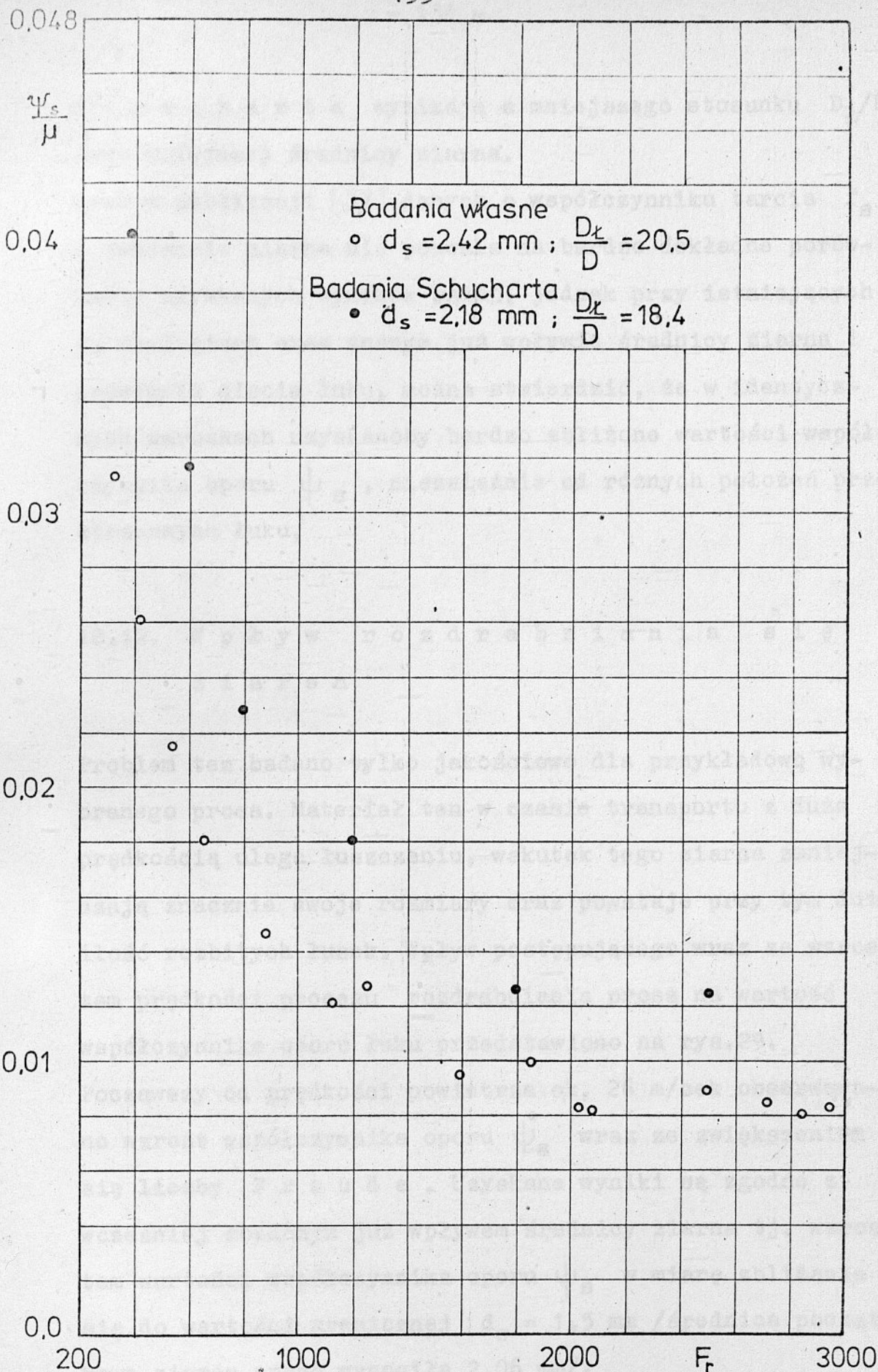
12.11. W p ł y w p r z e s t r z e n n e g o p o ł o - ż e n i a ł u k u

Zakres przeprowadzonych badań doświadczalnych nie obejmował wpływu położenia łuku na wartość współczynnika oporu ψ_s . Również brak wyników badań innych autorów nie pozwala na przeprowadzenie dokładnej analizy rozpatrywanego problemu. Do wrywkowych porównań nadają się jedynie niektóre wyniki pomiarów S c h u c h a r t a [37], ze względu na istniejące analogie warunków badań.

Warunki badań S c h u c h a r t a : instalacja z rur szklanych o średnicy wewnętrznej 34,35 mm, położony w płaszczyźnie poziomej łuk posiadał stosunek zakrzywienia $D_x/D = 18,4$, materiałem badanym był poliamid-granulat o średnicy ziarna $d_s = 2,18$ mm.

Badania własne: instalacja szklana z rur o średnicy 40,5 mm, łuk o stosunku $D_x/D = 20,5$ ze zmianą kierunku przepływu z poziomego w pionowy do góry, materiał badany - polistyren $d_s = 2,42$ mm.

Przedstawione na rys.34 wyższe wartości ψ_s uzyskane przez



rys.34. Porównanie wyników badań odniesionych wartości dodatkowego współczynnika oporu miejscowego łuku $\psi_s/\mu = f(Fr)$ dla różnych położeń przestrzennych łuku, tj. badanego przez Schucharta położenia w płaszczyźnie poziomej oraz badanego przez autora położenia w płaszczyźnie pionowej ze zmianą kierunku przepływu z poziomego w pionowy do góry. Materiałem transportowanym były granulaty tworzyw sztucznych.

S c h u c h a r t a wynikają z mniejszego stosunku D_L/D oraz mniejszej średnicy ziarna.

Brak w publikacji [37] danych o współczynniku tarcia f_s i kształcie ziarna nie pozwala na bardzo dokładne porównanie uzyskanych wyników badań, jednak przy istniejących tu analogiach oraz znanym już wpływie średnicy ziarna i promienia gięcia łuku, można stwierdzić, że w identycznych warunkach uzyskanoby bardzo zbliżone wartości współczynnika oporu ψ_s , niezależnie od różnych położzeń przestrzennych łuku.

12.12. W p ł y w r o z d r a b n i a n i a s i ę z i a r e n

Problem ten badano tylko jakościowo dla przykładowo wybranego prosa. Materiał ten w czasie transportu z dużą prędkością ulega łuszczeniu, wskutek tego ziarna zmniejszają znacznie swoje rozmiary oraz powstaje przy tym duża ilość rozbitych łusek. Wpływ postępującego wraz ze wzrostem prędkości procesu rozdrabniania prosa na wartość współczynnika oporu łuku przedstawiono na rys.29.

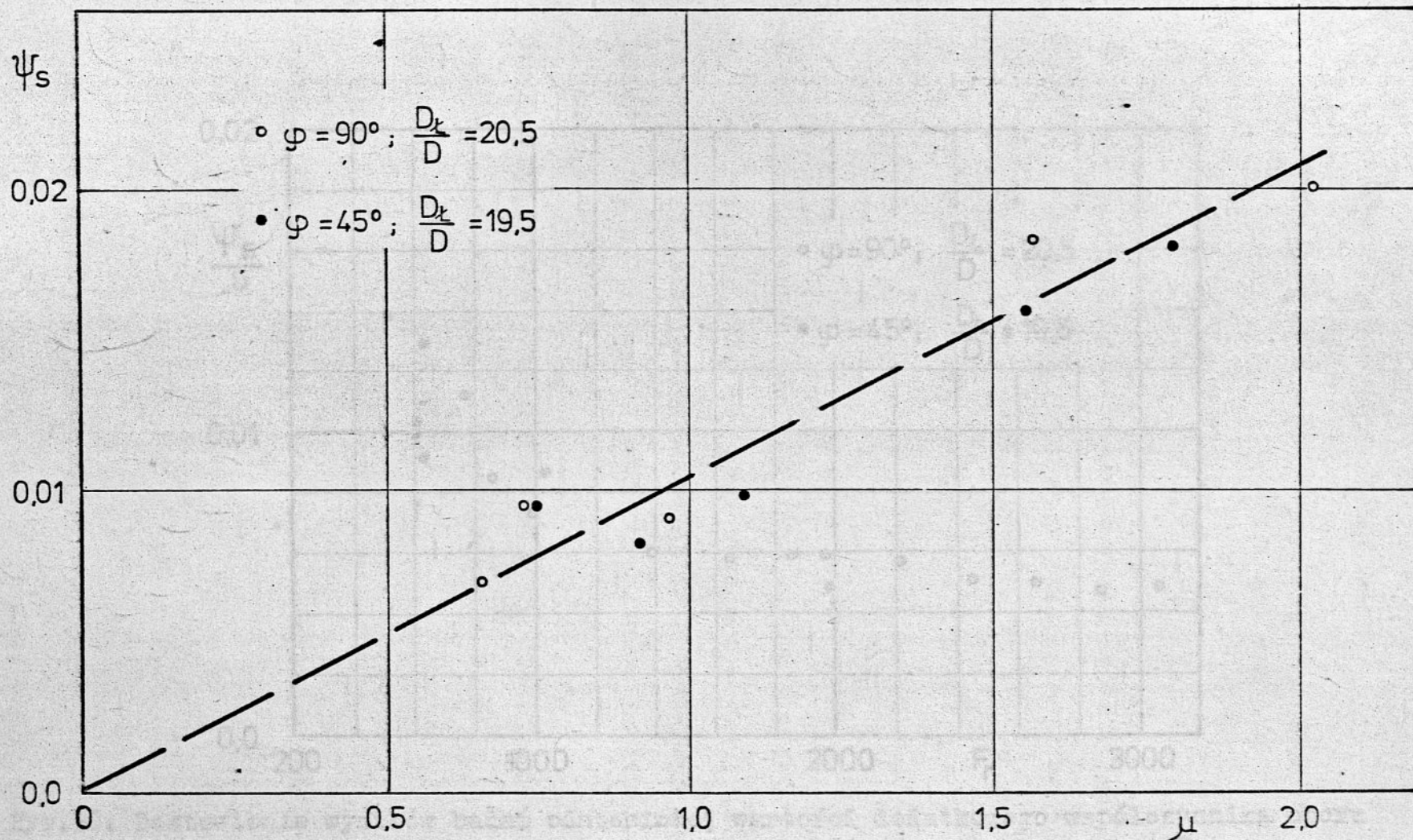
Począwszy od prędkości powietrza ok. 26 m/sek obserwowano wzrost współczynnika oporu ψ_s wraz ze zwiększeniem się liczby F r o u d a . Uzyskane wyniki są zgodne z wcześniej zbadanym już wpływem średnicy ziarna tj. wzrostem wartości współczynnika oporu ψ_s w miarę zbliżania się do wartości granicznej $d_s = 1,5$ mm /średnica początkowa ziaren prosa wynosiła 2,06 mm/.

12.13. W p ł y w k ą t a z m i a n y k i e r u n k u ł u k u

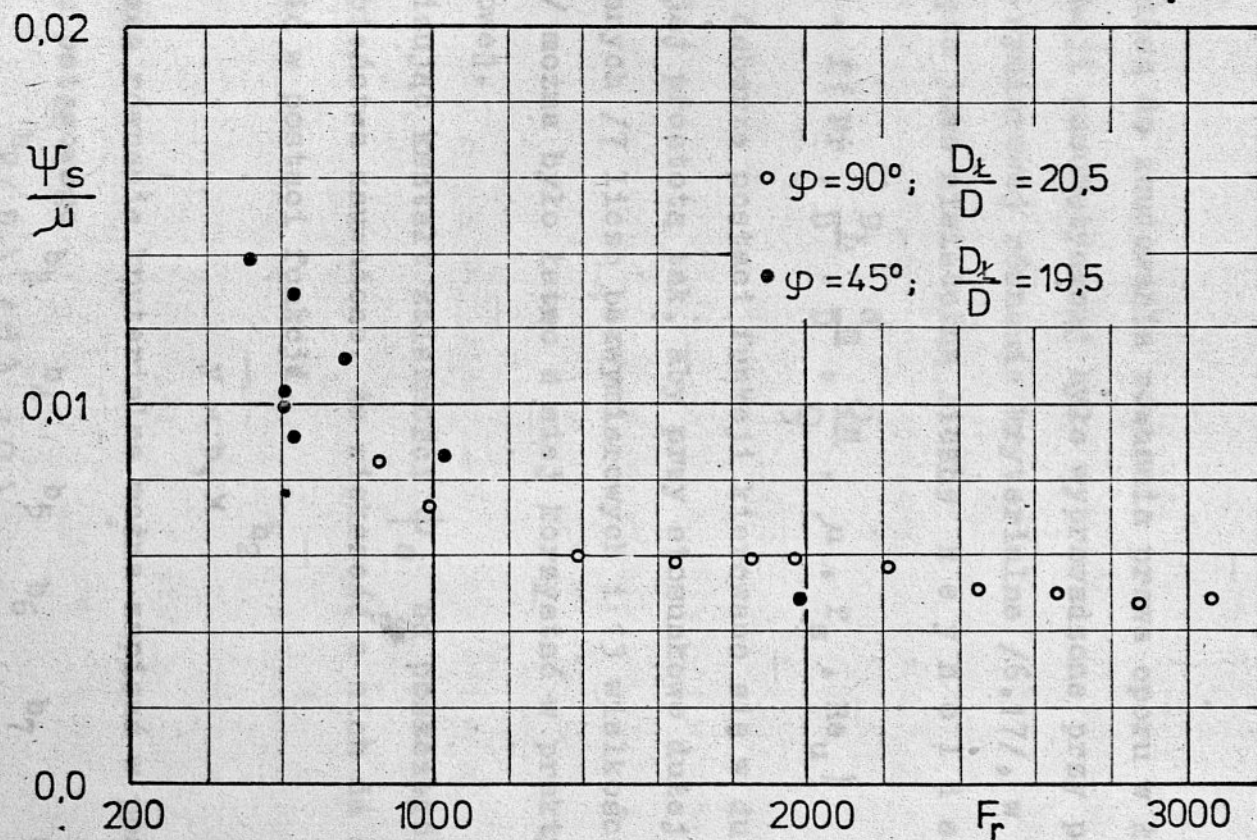
Badania te prowadzono wycinkowo na łuku szklanym o kącie zmiany kierunku $\varphi = 45^\circ$ przy $D_{\Sigma}/D = 19,5$. Odcinek dolutowy do łuku wykonano jako poziomy, natomiast wylotowy był nachylony pod kątem 45° do płaszczyzny poziomej.

Materiałem transportowanym był polistyren e . Na rysunkach 35 i 36 zestawiono wyniki badań współczynnika ψ_s dla łuków o kątach $\varphi = 45^\circ$ i 90° , w funkcji koncentracji μ i liczby F r o u d a . Zbliżone w obu przypadkach wartości ψ_s dowodzą braku wyraźnego wpływu kąta zmiany kierunku w zakresie $\varphi = 45 \div 90^\circ$, przy dużych promieniach gięcia. Zjawisko to można uzasadnić niezależnym od kąta φ podobieństwem mechanizmu powstawania strat ciśnienia w łukach o dużym stosunku zakrzywienia D_{Σ}/D tj. głównie wskutek wyhamowania prędkości ziaren podczas poślizgu po zewnętrznej ściance i ponownego ich przyśpieszania za łukiem. Odnosząc tę stratę do długości łuku powinniśmy otrzymać zarówno przy $\varphi = 45^\circ$ jak i 90° zbliżone wartości ψ_s .

Natomiast różnych wartości ψ_s możemy spodziewać się dla łuków o małym promieniu gięcia, gdzie zasadnicza strata ciśnienia powstaje wskutek uderzeń ziaren o ściankę łuku pod kątem β . W zakresie $\beta < \varphi < 90^\circ$ kąt padania β jest całkowicie niezależny od φ . Odnosząc więc tę samą wartość ζ_s do łuku o długości mniejszej, przy $\varphi < 90^\circ$ możemy otrzymać rosnącą wraz z kątem φ wartość dodatkowego współczynnika oporu ψ_s .



Rys.35. Zestawienie wyników badań wartości dodatkowego współczynnika oporu miejscowego $\psi_s = f(\mu)$ dla zuku o kącie zmiany kierunku $\varphi = 90^\circ$ oraz zuku o kącie $\varphi = 45^\circ$ przy transporcie polistyrenu e .



Rys.36. Zestawienie wyników badań odniesionej wartości dodatkowego współczynnika oporu miejscowego $\Psi_E/\mu = f(Fr)$ dla zuku o kącie zmiany kierunku $\varphi = 90^\circ$ oraz zuku o kącie $\varphi = 45^\circ$ przy transporcie polistyrenu e .

13. APROKSYMACJA DANYCH DOŚWIADCZALNYCH

13.1. Metodyka opracowania aproxymacji

Podstawą do zbudowania równania prawa oporu w łukach instalacji pneumatycznej było wyprowadzone przy pomocy analizy wymiarowej równanie kryterialne /6.17/, w którym pominięto jako nieistotną liczbę Reynoldsa Re :

$$\psi_s = f \left(Fr, \frac{D_L}{D}, \frac{d_s}{D}, \frac{Q_s}{Q}, \mu, f_s, Re_u \right) \quad /13.1/$$

Przy doborze postaci funkcji kierowano się w dużym stopniu jej prostotą tak, aby przy stosunkowo dużej ilości zmiennych /7 liczb bezwymiarowych i 13 wielkości fizycznych/ można było łatwo z niej korzystać w praktyce projektowej.

Analizując kształt zależności ψ_s od poszczególnych liczb podobieństwa zauważono, że większość z nich da się przedstawić w postaci funkcji

$$y = b_1 x^{b_2} \quad /13.2/$$

Wówczas równanie kryterialne można zapisać w postaci iloczynu potęgowego

$$\psi_s = b_1 Fr^{b_2} \left(\frac{D_L}{D} \right)^{b_3} \left(\frac{d_s}{D} \right)^{b_4} \left(\frac{Q_s}{Q} \right)^{b_5} \mu^{b_6} f_s^{b_7} Re_u^{b_8} \quad /13.3/$$

z następującymi zastrzeżeniami:

- 1/ zależność ψ_s od stosunku d_s/D należy podzielić na dwa obszary: pierwszy określony funkcją rosnącą

$$\psi_s = K \left(\frac{d_s}{D} \right)^b \quad /13.4/$$

dla $d_s \leq 1,5$ mm i drugi określony funkcją malejącą

$$\psi_s = K \left(\frac{d_s}{D} \right)^{-b} \quad /13.5/$$

dla $d_s \geq 1,5$ mm;

- 2/ podział obszaru funkcji $\psi_s = f(d_s/D)$ dotyczy również podziału zależności $\psi_s = f(Re_u)$; przy niezbyt dużych różnicach gęstości ρ_s i sferyczności ziarna graniczna wartość Re_u odpowiada granicznej średnicy ziarna;
- 3/ zależność od f_s należy podzielić na materiały idealnie kuliste o współczynniku tarcia potoczystego i materiały pozostałe, ze współczynnikami tarcia ślizgowego.

13.2. A p r o k s y m a c j a o g ó l n a

Pierwszą aproksymację wykonano przy pomocy EMC bez uwzględnienia powyższych zastrzeżeń, tj. dla wszystkich wyników badań eksperymentalnych, uzyskując równanie w postaci

$$\psi_s = 0,697 \cdot 10^{-3} Fr^{-0,51} \left(\frac{D}{D_L} \right)^{-1,22} \left(\frac{D}{D_s} \right)^{0,095} \cdot \left(\frac{\rho_s}{\rho} \right)^{1,92} \cdot \mu^{0,82} f_s^{-0,64} Re_u^{-0,5} \quad /13.6/$$

ze średnim błędem względnym aproksymacji $\pm 21\%$ i błędem maksymalnym 60% .

Równanie to opracowano dla 268 danych obejmujących zakresy zmienności:

$$Fr = 200 \div 3100$$

$$Re = 25000 \div 90000$$

$$D_L/D = 4 \div 21$$

$$d_s/D = 0,0251 \div 0,1792 \text{ przy czym } d_s = 1,021 \div 7,26 \text{ mm}$$

$$Q_s/\rho = 850 \div 1120 \text{ w tym } Q_s = 1040 \div 1380 \text{ kg/m}^3 \text{ oraz}$$

$$\rho = 1,17 \div 1,29 \text{ kg/m}^3$$

$$\mu = 0,25 \div 8$$

$$f_s = 0,08 \div 0,52$$

$$Re_u = 290 \div 6195$$

Stosowano ziarna izomeryczne o sferyczności $0,75 \div 1$.

Stosunkowo duże odchyłki powyższej aproksymacji od danych doświadczalnych wynikają przede wszystkim z różnic w wartości współczynników tarcia posuwowego i potoczystego.

13.3. A p r o k s y m a c j e f u n k c j i u j m u -
ją c y c h w s p ó ł c z y n n i k o p o r u
 ψ_s z u w z g l ę d n i e n i e m p o d z i a ł u
n a o b s z a r y o r ó ż n y m w p ł y w i e
 d_s i f_s

Jeżeli z objętych aproksymacją danych pomiarowych usuniemy te, które dotyczą kulistych ziaren gorczycy i styropianu, wówczas szukane prawo uzyskamy w postaci

$$\psi_s = 0,942 \cdot 10^{-5} Fr^{-0,45} \left(\frac{D_L}{D}\right)^{-1,8} \left(\frac{d_s}{D}\right)^{-0,066} \left(\frac{Q_s}{\rho}\right)^{2,9} \cdot$$

$$\cdot \mu^{0,79} f_s^{0,39} Re_u^{-0,53} \quad /13.7/$$

ze znacznie niższym już błędem średnim aproksymacji $\pm 14,6\%$

przy błędzie maksymalnym 36% .

Wzór ten dotyczy zmienności liczb podobieństwa w zakresie:

$$Fr = 200 \div 3100 \quad , \quad Re = /25 \div 90/ \cdot 10^4 \quad ,$$

$$D_{\underline{L}}/D = 4 \div 21 \quad ,$$

$$d_s/D = 0,0508 \div 0,1792 \quad \text{przy} \quad d_s = 2,06 \div 7,26 \text{ mm}$$

$$g_s/g = 850 \div 1120$$

$$\mu = 0,25 \div 8$$

$$f_s = 0,29 \div 0,52$$

$$Re_u = 996 \div 6195$$

Może on być stosowany do obliczania wartości współczynnika oporu ψ_s głównie przy transporcie pneumatycznym niekulistych nasion zbóż i granulatów tworzyw sztucznych w podanych wyżej zakresach warunków transportu.

Obowiązuje on jak widać w obszarze malejącej wartości ψ_s wraz ze wzrostem średnicy ziarna $d_s > 1,5$ mm.

Dla obszaru $d_s < 1,5$ mm opracowano oddzielną zależność opartą na wynikach badań transportu kulistych ziaren styropianu i gorczycy:

$$\psi_s = 55 \mu Fr^{-0,36} \left(\frac{D_{\underline{L}}}{D} \right)^{-0,62} \left(\frac{d_s}{D} \right)^{0,69} f_s^{0,43} Re_u^{-0,01} /13.8/$$

Przy opracowywaniu powyższej aproksymacji wykorzystano wyniki pomiarów o następującym zakresie zmienności:

$$\mu = 0,5 \div 1,5$$

$$Fr = 250 \div 2800$$

$$D_{\underline{L}}/D = 4,5 \div 20,5$$

$$d_s/D = 0,0185 \div 0,0414 \quad \text{przy} \quad d_s = 0,75 \div 1,68 \text{ mm}$$

$$g_s/g \approx 1000 = \text{const}$$

$$f_s^{\text{kul}} = 0,24 \div 0,51$$

$$Re_u = 150 \div 690$$

Średni błąd aproksymacji wynosi $\pm 8\%$ a maksymalny $+22\%$.

Biorąc pod uwagę fakt prawie liniowej zależności $\psi_s = f(\mu)$ rysunki 17 i 18 można, nie popełniając większego błędu stosować wzór /13.8/ dla $\mu = 0 \div 10$.

Również wyraźny kształt zależności $\psi_s = f(d_s)$ - rys.27 z $\psi_s = 0$ dla $d_s = 0$ pozwala na stosowanie tego wzoru w pełnym obszarze średnic ziaren $d_s = 0 \div 1,5$ mm.

Z uwagi na kulisty kształt ziaren użytych przy opracowywaniu wzoru /13.8/ i dużą zgodność z wynikami pomiarów może on być w przyszłości stosowany do sprawdzania zależności opracowywanych na drodze teoretycznej.

Na podkreślenie zasługuje fakt, że dotychczas nie opublikowano żadnej zależności na obliczenie ψ_s , obowiązującej w obszarze małych średnic ziaren d_s 1,5 mm.

Mała wartość wykładnika potęgi nad Re_u potwierdza podobieństwo zależności ψ_s od d_s i Re_u oraz sugeruje pominięcie podczas obliczeń liczby Re_u ziaren kulistych.

Wówczas otrzymany prostszą postać wzoru

$$\psi_s = 55 \mu Fr^{-0,36} \left(\frac{D_L}{D} \right)^{-0,62} \left(\frac{d_s}{D} \right)^{0,69} f_s^{0,43} \quad /13.9/$$

14. PORÓWNANIE WYNIKÓW BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH Z WYNIKAMI ROZWIĄZAŃ UKŁADU RÓWNAŃ MODELU MATEMATYCZNEGO PRZEPŁYWU W ŁUKACH TRANSPORTU PNEUMATYCZNEGO

W badaniach eksperymentalnych nie mierzono bezpośrednio kąta padania ziaren β lecz podtrzymując tezę o decydującym wpływie tego kąta na wielkość oporów przepływu w łuku [24] powinniśmy otrzymać podobny charakter zależności zarówno współczynnika oporu dodatkowego ψ_s jak i kąta β od poszczególnych parametrów transportu.

Wychodząc z założenia [24], że energia uderzenia ziarna w ściankę łuku zamienia się w energię odkształcenia, a powstająca przy tym strata energii kinetycznej ziaren /stratę energii wskutek poślizgu ziaren w łuku pomija się/ musi być ponownie uzupełniana przez siłę ciśnienia gazu w odcinku przespieszenia materiału, można napisać równanie

$$\Delta p_{SE} \frac{\pi D^2}{4} = G_s w_s \cos(90 - \beta) \quad /14.1/$$

Korzystając z równania Darcy - Weisbacha i wzorów redukcyjnych, powyższe równanie przekształcono do postaci

$$\sum_s \frac{w^2 \rho}{2} \frac{\pi D^2}{4} = G_s w_s \sin \beta \quad /14.2/$$

oraz

$$\psi_s \frac{\pi D_L}{4D} \frac{w^2 \rho}{2} \frac{\pi D^2}{4} = G_s w_s \sin \beta \quad /14.3/$$

Po dalszych przekształceniach otrzymamy wzór na współczynnik oporu

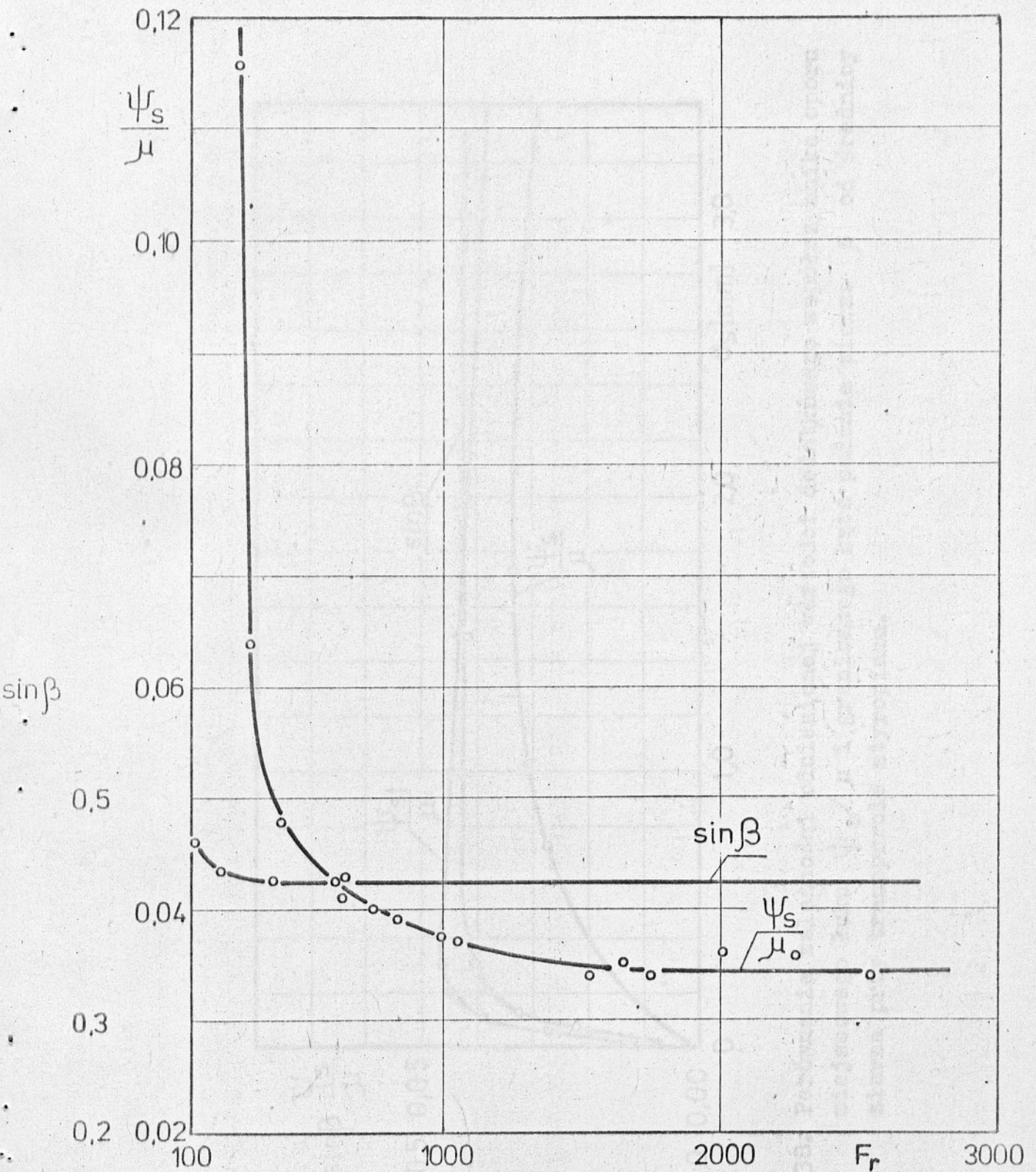
$$\psi_s = \frac{8D}{\pi D_L} \mu \frac{w_s}{w} \sin \beta \quad /14.3/$$

Do porównań, zgodnie z przyjętymi założeniami w modelu teoretycznym, wybrano jedynie materiały kuliste tj. gorczycę i styropian. Przedstawione na rysunkach 37 i 38 zmiany $\sin \beta$ i współczynnika ψ_s w funkcji liczby F r o u d a i średnicy ziarna, posiadają podobny charakter. Obserwowany w zakresie liczb $Fr = 200 \div 400$ wpływ prędkości powietrza na wielkość $\sin \beta$ /rys.37/ pokrywa się z dużym wzrostem współczynnika ψ_s . Jest to obszar dominującego wpływu siły ciężkości.

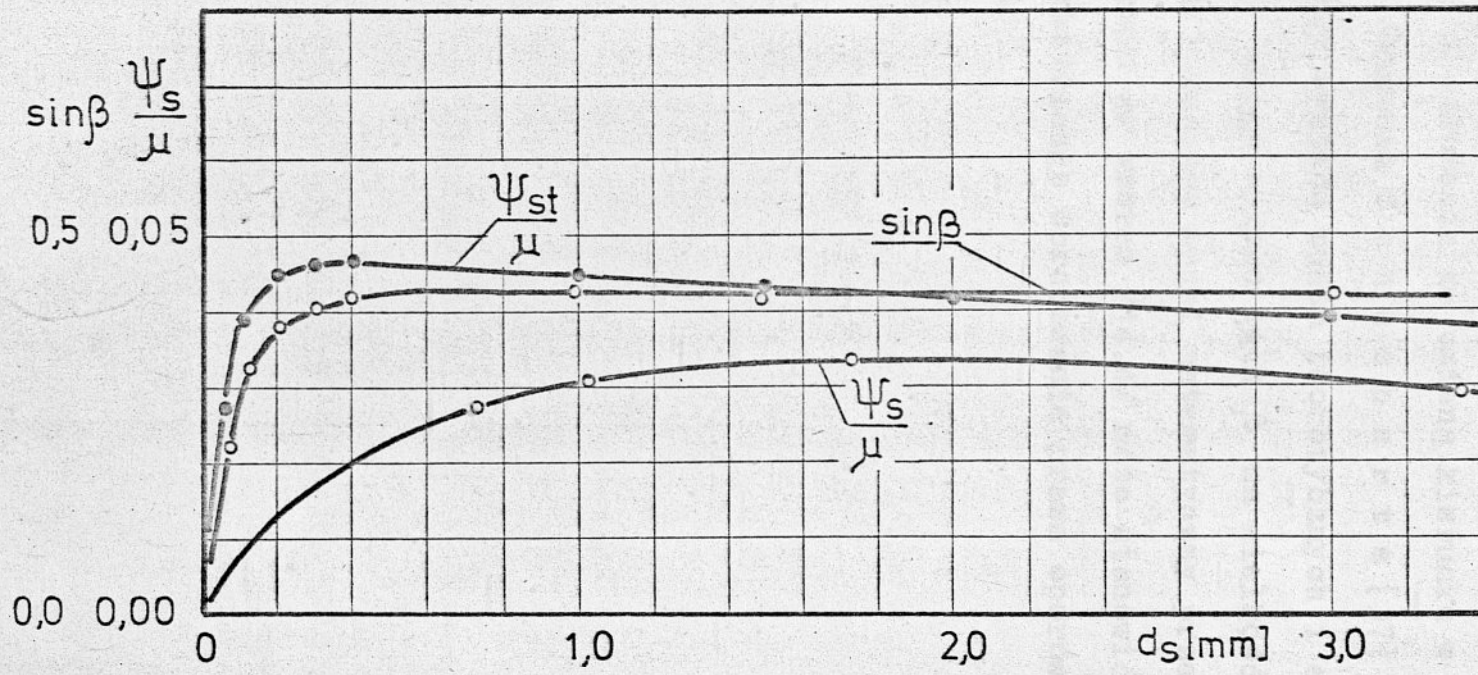
Podobieństwo zależności $\sin \beta$ i ψ_s od średnicy ziarna ogranicza się jedynie do zakresu małych ziaren $d_s < 0,75 \text{ mm}$. Dla ziaren $0,75 < d_s < 1,5 \text{ mm}$ zmiany kąta β są znacznie mniejsze niż zmiany współczynnika ψ_s . Natomiast pominięty w modelu wpływ średnicy ziarna na ilościowy rozkład ziaren w przekroju rurociągu może być powodem zaniku podobieństwa obu zależności w zakresie średnic ziaren większych od $1,5 \text{ mm}$.

Przyjmując wartość $D_E/D = 20,5$, $\mu = 1$, $Fr = 1000$, w_s/w zgodnie ze wzorem /7.29/ oraz wartości kąta β z rozwiązań modelu matematycznego - wzory /7.22/ ÷ /7.25/ porównano wartości współczynnika ψ_s/μ obliczone z teoretycznego wzoru /14.4/ z wartościami uzyskanymi w sposób doświadczalny przy różnych średnicach ziaren - rys.38.

Z porównania wynika, że przyjmowanie do obliczeń wg wzoru /14.4/ granicznej wartości kąta β prowadzi do zawyżenia otrzymanej w ten sposób wielkości współczynnika ψ_s . Uzyskany w rozwiązaniach układu równań modelu ruchu ziaren, znikomy wpływ położenia przestrzennego łuku na wielkość kąta



Rys. 37 Porównanie zależności odniesionej wartości dodatkowego współczynnika oporu miejscowego łuku ψ_s/μ i granicznego kąta padania ziarna β od liczby Frouda przy transporcie ziaren gorczycy.



Rys.38. Porównanie zależności odniesionej wartości dodatkowego współczynnika oporu miejscowego łuku ψ_s/μ i granicznego kąta padania ziarna β od średnicy ziarna przy transporcie styropianu.

padania β posiada analogię w obserwowanym na rys. 34 podobieństwie wartości współczynnika ψ_B dla położenia ze zmianą kierunku z poziomego w pionowy do góry /badania własne/ i położenia ze zmianą kierunku w płaszczyźnie poziomej /badania S c h u c h a r t a [37] / .

Zbieżność wyników badań teoretycznych i eksperymentalnych dowodzi dużego wpływu kąta β na wielkość współczynnika ψ_B a rozważany model matematyczny przepływu ziarna w powiązaniu ze wzorem /14.4/ może stanowić bazę wyjściową do teoretycznego opracowania prawa oporów łuku.

15. ANALIZA DOKŁADNOŚCI PRZEPROWADZONYCH BADAŃ

Zadaniem analizy błędów jest określenie stopnia dokładności wyznaczenia współczynnika oporu dodatkowego ψ_B . Współczynnik ten oblicza się w oparciu o dane pomiarowe zamieszczone w punkcie 10, po wyznaczeniu szeregu wielkości pomocniczych.

Aby więc obliczyć błąd popełniany przy określeniu współczynnika ψ_B musimy najpierw obliczyć błędy pomiarowe wielkości pośrednich.

15.1. Średni kwadratowy błąd pomiaru natężenia przepływu powietrza w odcinku pomiarowym

Objętościowe natężenie przepływu powietrza \dot{V} obliczano według wyprowadzonego w punkcie 10.1.2. wzoru /10.17/

$$\dot{V} = 0,0039986 \alpha \kappa d_k^2 \sqrt{\frac{\Delta P_k}{\rho_k}} \frac{B + P_{kn}}{B + P_{sn}}$$

Średni kwadratowy błąd bezwzględny pomiaru natężenia przepływu powietrza określa więc następująca zależność

$$\sigma_{\dot{V}} = \sqrt{\left(\frac{\partial \dot{V}}{\partial \alpha} \sigma_{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{V}}{\partial \kappa} \sigma_{\kappa}\right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{V}}{\partial d_k} \sigma_{d_k}\right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{V}}{\partial \Delta P_k} \sigma_{\Delta P_k}\right)^2 +$$

$$+ \left(\frac{\partial \dot{V}}{\partial \rho_k} \sigma_{\rho_k}\right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{V}}{\partial P_{kn}} \sigma_{P_{kn}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{V}}{\partial B} \sigma_B\right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{V}}{\partial P_{sn}} \sigma_{P_{sn}}\right)^2$$

gdzie: $\frac{\partial \dot{v}}{\partial \alpha}$, $\frac{\partial \dot{v}}{\partial \kappa}$, ... $\frac{\partial \dot{v}}{\partial P_{sn}}$ - pochodne cząstkowe natężenia przepływu powietrza względem poszczególnych wielkości $\alpha, \kappa, \dots, P_{sn}$

$\sigma_\alpha, \sigma_\kappa, \dots, \sigma_{P_{sn}}$ - średnie błędy bezwzględne wielkości $\alpha, \kappa, \dots, P_{sn}$

Pochodne cząstkowe objętościowego natężenia przepływu względem elementarnych wielkości

$$\frac{\partial \dot{v}}{\partial \alpha} = 0,0039986 \kappa d_k^2 \sqrt{\frac{\Delta P_k}{\rho_k}} \frac{B + P_{kn}}{B + P_{sn}} = 180,8938 \quad /15.2/$$

$$\frac{\partial \dot{v}}{\partial \kappa} = 0,0039986 \alpha d_k^2 \sqrt{\frac{\Delta P_k}{\rho_k}} \frac{B + P_{kn}}{B + P_{sn}} = 118,5567 \quad /15.3/$$

$$\frac{\partial \dot{v}}{\partial d_k} = 0,0079972 \alpha \kappa d_k^2 \sqrt{\frac{\Delta P_k}{\rho_k}} \frac{B + P_{kn}}{B + P_{sn}} = 6,7509 \quad /15.4/$$

$$\frac{\partial \dot{v}}{\partial \Delta P_k} = 0,0019993 \alpha \kappa d_k^2 \frac{1}{\sqrt{\rho_k \cdot \Delta P_k}} \frac{B + P_{kn}}{B + P_{sn}} = 0,0478 \quad /15.5/$$

$$\frac{\partial \dot{v}}{\partial \rho_k} = -0,0019993 \alpha \kappa d_k^2 \sqrt{\frac{\Delta P_k}{\rho_k^3}} \frac{B + P_{kn}}{B + P_{sn}} = -41,755 \quad /15.5/$$

$$\frac{\partial \dot{v}}{\partial B} = 0,0039986 \alpha \kappa d_k^2 \sqrt{\frac{\Delta P_k}{\rho_k}} \frac{B + P_{kn}}{B + P_{sn}} \frac{1}{B + P_{kn}} +$$

$$- \frac{1}{B + P_{sn}} = -0,0001 \quad /15.6/$$

$$\frac{\partial \dot{V}}{\partial P_{kn}} = 0,0039986 \alpha \kappa d_k^2 \sqrt{\frac{\Delta P_k}{\rho_k}} \frac{1}{B + P_{sn}} = 0,0009 \quad /15.7/$$

$$\frac{\partial \dot{V}}{\partial P_{sn}} = -0,0038886 \alpha \kappa d_k^2 \sqrt{\frac{\Delta P_k}{\rho_k}} \frac{B + P_{kn}}{B + P_{sn}} = -0,0011 \quad /15.8/$$

15.1.1. Średnie bezwzględne odchylenie liczby przepływu

Liczbę przepływu α oblicza się ze wzoru

$$\alpha = k_1 \cdot k_2 \cdot k_3 \cdot \alpha_0 \quad /15.9/$$

Dla warunków analizowanego pomiaru odczytano z normy PN-65/M-53950: $k_1 = 1,012$, $k_2 = 1,002$, $k_3 = 1,008$, $\alpha_0 = 0,639$.

Średnie kwadratowe odchylenie liczby przepływu oblicza się ze wzoru:

$$\sigma_\alpha = \sqrt{\left(\frac{\partial \alpha}{\partial k_1} \sigma_{k_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial k_2} \sigma_{k_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial k_3} \sigma_{k_3}\right)^2 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \alpha_0} \sigma_{\alpha_0}\right)^2}$$

Pochodne cząstkowe:

/ 15.10/

$$\frac{\partial \alpha}{\partial k_1} = k_2 \cdot k_3 \cdot \alpha_0 = 1,002 \cdot 1,008 \cdot 0,639 = 0,6453 \quad /15.11/$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial k_2} = k_1 \cdot k_3 \cdot \alpha_0 = 1,012 \cdot 1,008 \cdot 0,639 = 0,6517 \quad /15.12/$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial k_3} = k_1 \cdot k_2 \cdot \alpha_0 = 1,012 \cdot 1,002 \cdot 0,639 = 0,6479 \quad /15.13/$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \alpha_0} = k_1 \cdot k_2 \cdot k_3 = 1,012 \cdot 1,002 \cdot 1,008 = 1,0221 / 15.14/$$

Średnie bezwzględne odchylenie liczby przepływu wynosi

$$\begin{aligned} \sigma_{\alpha} = & \sqrt{(0,6453 \cdot 0,001)^2 + (0,6517 \cdot 0,0005)^2 + (0,6479 \cdot 0,001)^2 +} \\ & \sqrt{+(1,0221 \cdot 0,001)^2} = 0,0014 \end{aligned}$$

15.1.2. Średni bezwzględny błąd odczytu liczby ekspansji

Wartość liczby ekspansji κ odczytywano z tablicy zamieszczonej w normie PN-65/M-53950 /załącznik 9/.

Bezwzględny błąd odczytu przy interpolowaniu tej wielkości wynosi

$$\sigma_{\kappa} = 0.001$$

15.1.3. Bezwzględny błąd pomiaru średnicy otworu kryzy pomiarowej

Dla średnicy prześwitu kryzy pomiarowej przyjęto błąd bezwzględny

$$\sigma_{d_k} = 0.05 \text{ mm}$$

jako wartość elementarnej działki na skali suwmiarki.

15.1.4. Obliczenie średniego kwadratowego błędu bezwzględnego pomiaru ciśnienia różnicowego na kryzie pomiarowej

Korzystając ze wzoru /10.18/ wyprowadzono zależność na średni kwadratowy błąd bezwzględny ciśnienia różnicowego ΔP_k w postaci

$$\sigma_{\Delta P_k} = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta P_k}{\partial \Delta h_k} \sigma_{\Delta h_k}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta P_k}{\partial \rho_{wd}} \sigma_{\rho_{wd}}\right)^2} \quad /15.15/$$

Pochodne cząstkowe:

$$\frac{\partial \Delta P_k}{\partial \Delta h_k} = \frac{g}{1000} \rho_{wd} = \frac{9,80665}{1000} \cdot 998,2 = 9,789 \quad /15.16/$$

$$\frac{\partial \Delta P_k}{\partial \rho_{wd}} = \frac{g \cdot \Delta h_k}{1000} = \frac{9,80665 \cdot 150}{1000} = 1,4709 \quad /15.17/$$

Przyjęto następujące wartości błędów bezwzględnych z zależności /15.15/

$$\sigma_{\Delta h_k} = 1 \text{ mm} \quad \sigma_{\rho_{wd}} = 0,2 \text{ kg/m}^3$$

Wobec powyższego, wartość średniego kwadratowego błędu bezwzględnego ciśnienia różnicowego obliczymy

$$\sigma_{\Delta P_k} = \sqrt{(9,789 \cdot 1)^2 + (1,4709 \cdot 0,2)^2} = 9,79 \text{ N/m}^2$$

15.1.5. Średni kwadratowy błąd bezwzględny pomiaru ciśnienia barometrycznego

W oparciu o wzór /10.21/ średni błąd zapiszemy jako

$$\sigma_B = \sqrt{\left(\frac{\partial B}{\partial h_B} \sigma_{h_B}\right)^2 + \left(\frac{\partial B}{\partial \rho_{rt}} \sigma_{\rho_{rt}}\right)^2} \quad /15.18/$$

Pochodne cząstkowe

$$\frac{\partial B}{\partial h_B} = \frac{g}{1000} \quad \sigma_{\rho_{rt}} = \frac{9,80665}{1000} \cdot 13546 = 132,8409 \quad /15.19/$$

$$\frac{\partial B}{\partial \rho_{rt}} = \frac{g h_B}{1000} = \frac{9,80665 \cdot 754}{1000} = 7,3942 \quad /15.20/$$

Przyjęto następujące błędy bezwzględne wielkości użytych we wzorze /15.18/

$$\sigma_{h_B} = 0,5 \text{ mm} \quad \sigma_{\rho_{rt}} = 1,2 \text{ kg/m}^3$$

Wobec powyższego

$$\sigma_B = \sqrt{(132,8409 \cdot 0,5)^2 + (7,3942 \cdot 1,2)^2} = 67,0105 \text{ N/m}^2$$

15.1.6. Średni kwadratowy błąd bezwzględny pomiaru ciśnienia statycznego przed kryzą

Korzystając ze wzoru /10.15/ wyprowadzono zależność

$$\sigma_{P_{kn}} = \sqrt{\left(\frac{\partial P_{kn}}{\partial h_{kn}} \sigma_{h_{kn}}\right)^2 + \left(\frac{\partial P_{kn}}{\partial \rho_{rt}} \sigma_{\rho_{rt}}\right)^2} \quad /15.21/$$

Pochodne cząstkowe:

$$\frac{\partial P_{kn}}{\partial h_{kn}} = \frac{g}{1000} \quad \sigma_{\rho_{rt}} = \frac{9,80665}{1000} \cdot 13546 = 132,8409 \quad /15.22/$$

$$\frac{\partial P_{kn}}{\partial \rho_{rt}} = \frac{g \cdot h_{kn}}{1000} = \frac{9,80665}{1000} \cdot 159,5 = 1,5641 \quad /15.23/$$

Przyjęto następujące błędy bezwzględne wielkości objętych wzorem /15.21/

$$\sigma_{h_{kn}} = 0,5 \text{ mm} \quad \sigma_{\rho_{rt}} = 1,2 \text{ kg/m}^3$$

Podstawiając do wzoru /15.21/ średnie kwadratowe odchylenie pomiaru ciśnienia statycznego obliczymy

$$\sigma_{P_{kn}} = \sqrt{(132,8409 \cdot 0,5)^2 + (1,5641 \cdot 1,2)^2} = 66,51 \text{ N/m}^2$$

15.1.7. Średni kwadratowy błąd bezwzględny pomiaru ciśnienia statycznego w odcinku pomiarowym instalacji

Korzystając ze wzoru /10.20/ wyprowadzono zależność

$$\sigma_{P_{sn}} = \sqrt{\left(\frac{\partial P_{sn}}{\partial h_{sn}} \sigma_{h_{sn}}\right)^2 + \left(\frac{\partial P_{sn}}{\partial \rho_{wd}} \sigma_{\rho_{wd}}\right)^2} \quad /15.24/$$

Pochodne cząstkowe:

$$\frac{\partial P_{sn}}{\partial h_{sn}} = \frac{g}{1000} \cdot \rho_{wd} = \frac{9,80665}{1000} \cdot 998,2 = 9,789 \quad /15.25/$$

$$\frac{\partial P_{sn}}{\partial \rho_{wd}} = \frac{g \cdot h_{sn}}{1000} = \frac{9,80665 \cdot 541,5}{1000} = 5,3102 \quad /15.26/$$

Przyjęto następujące wartości błędów bezwzględnych w zależności /15.24/

$$\sigma_{h_{sn}} = 1 \text{ mm} \quad \sigma_{\rho_{wd}} = 0,2 \text{ kg/m}^3$$

Bezwzględny błąd kwadratowy wynosi

$$\sigma_{P_{sn}} = \sqrt{(9,789 \cdot 1)^2 + (5,3102 \cdot 0,2)^2} = 9,83 \text{ N/m}^2$$

15.1.8. Średni kwadratowy błąd bezwzględny pomiaru gęstości powietrza przed kryzą pomiarową

Korzystając ze wzoru /10.14/ wyprowadzono zależność:

$$\sigma_{\rho_k} = \sqrt{\left(\frac{\partial \rho_k}{\partial B} \sigma_B\right)^2 + \left(\frac{\partial \rho_k}{\partial P_{kn}} \sigma_{P_{kn}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \rho_k}{\partial T} \sigma_T\right)^2}$$

/15.27/

Pochodne cząstkowe:

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial B} = \frac{\partial \rho_k}{\partial P_{kn}} = 0,00348 \frac{1}{T} = 0,00348 \frac{1}{298,5} = 0,00001 \quad /15.28/$$

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial T} = -0,00348 \frac{B + P_{kn}}{T^2} = -0,00348 \frac{100161 + 21188}{298,5^2} = -0,0047$$

/15.29/

Wartości błędów σ_B i $\sigma_{P_{kn}}$ obliczono już wcześniej przy pomocy wzorów /15.18/ i /15.21/

$$\sigma_B = 67,0105 \text{ N/m}^2 \quad \sigma_{P_{kn}} = 66,51 \text{ N/m}^2$$

Natomiast błąd σ_T przyjęto w wysokości

$$\sigma_T = 0,5 \text{ } ^\circ\text{K}$$

Średni kwadratowy błąd bezwzględny pomiaru gęstości powietrza

ρ_k będzie zatem wynosił:

$$\sigma_{\rho_k} = \sqrt{(0,00001 \cdot 67,0105)^2 + (0,00001 \cdot 66,51)^2 + (-0,0047 \cdot 0,5)^2} = 0,0025 \text{ kg/m}^3$$

15.1.9. Obliczenie średniego kwadratowego błędu pomiaru natężenia przepływu powietrza w odcinku pomiarowym

Wartość średniego kwadratowego błędu bezwzględnego pomiaru natężenia przepływu powietrza otrzymuje się wstawiając obliczone wartości pochodnych cząstkowych i błędów bezwzględnych do wzoru /15.1/

$$\begin{aligned} \sigma_{\dot{V}} = & \sqrt{(180,8938 \cdot 0,0014)^2 + (118,5567 \cdot 0,001)^2 +} \\ & \sqrt{(6,7509 \cdot 0,05)^2 + (0,0478 \cdot 9,79)^2 +} \\ & \sqrt{(-41,755 \cdot 0,0025)^2 + (-0,0001 \cdot 67,0105)^2 +} \\ & \sqrt{(0,0009 \cdot 66,51)^2 + (0,0011 \cdot 9,83)^2} = 0,652 \text{ m}^3/\text{h} \end{aligned}$$

Średni względny błąd pomiaru natężenia przepływu powietrza w odcinku pomiarowym wynosi

$$\sigma'_{\dot{V}} = \frac{\sigma_{\dot{V}}}{\dot{V}} 100 \% = \frac{0,652}{118,14} \cdot 100 = 0,55 \% \quad /15.30/$$

a graniczny błąd względny wartości średnich błęd natężenia

przepływu powietrza \dot{V} posiada wartość

$$3 \sigma_{\dot{V}} = 1,65 \% \quad /15.31/$$

15.2. Średni kwadratowy błąd wyznaczania prędkości przepływu powietrza

Korzystając ze wzoru /10.26/ wyprowadzono wzór na średni kwadratowy błąd bezwzględny w określaniu prędkości powietrza, w postaci

$$\sigma_w = \sqrt{\left(\frac{\partial w}{\partial \dot{V}} \sigma_{\dot{V}}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial D} \sigma_D\right)^2} \quad /15.32/$$

Pochodne cząstkowe:

$$\frac{\partial w}{\partial \dot{V}} = \frac{1}{\pi \cdot 900 \cdot D^2} = \frac{1}{\pi \cdot 900 \cdot 0,0405^2} = 0,2157 \quad /15.33/$$

$$\frac{\partial w}{\partial D} = -\frac{2 \cdot \dot{V}}{\pi \cdot 900 \cdot D^3} = \frac{-2 \cdot 118,14}{\pi \cdot 900 \cdot 0,0405^3} = -1258,58 \quad /15.34/$$

Według wcześniej wykonanych obliczeń:

$$\sigma_{\dot{V}} = 0,652 \quad \sigma_D = 0,05 \cdot 10^{-3}$$

Średni kwadratowy błąd wyznaczania prędkości powietrza obliczymy ze wzoru /15.32/

$$\sigma_w = \sqrt{(0,2157 \cdot 0,652)^2 + (-1258,58 \cdot 0,00005)^2} = 0,1538 \text{ m/s}$$

Średni względny błąd kwadratowy

$$\sigma'_w = \frac{\sigma_w}{w} \cdot 100\% = \frac{0,1538}{25,486} \cdot 100 = 0,6 \%$$

Graniczny błąd względny

$$3\sigma_w = 1,8 \%$$

15.3. Średni kwadratowy błąd bezwzględny pomiaru dodatkowej straty ciśnienia $\Delta p_{M\dot{L}}$ spowodowanej zmianą kierunku strumienia dwufazowego gaz-ciało stałe

W oparciu o wzór /5.4/ wyprowadzono zależność na średni kwadratowy błąd bezwzględny pomiaru straty ciśnienia $\Delta p_{M\dot{L}}$ w postaci

$$\begin{aligned} \sigma_{\Delta p_{M\dot{L}}} = & \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta p_{M\dot{L}}}{\partial \Delta p_{MC}} \sigma_{\Delta p_{MC}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta p_{M\dot{L}}}{\partial l_d} \sigma_{l_d}\right)^2 +} \\ & + \left(\frac{\partial \Delta p_{M\dot{L}}}{\partial \Delta p_{jM}^{pz}} \sigma_{\Delta p_{jM}^{pz}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta p_{M\dot{L}}}{\partial l_w} \sigma_{l_w}\right)^2 +} \\ & + \left(\frac{\partial \Delta p_{M\dot{L}}}{\partial \Delta p_{jM}^{pn}} \sigma_{\Delta p_{jM}^{pn}}\right)^2 \end{aligned}$$

Pochodne cząstkowe

$$\frac{\partial \Delta p_{M\bar{L}}}{\partial \Delta p_{MC}} = 1 \quad /15.36/$$

$$\frac{\partial \Delta p_{M\bar{L}}}{\partial l_d} = \Delta p_{jM}^{pz} = 236,35 \quad /15.37/$$

$$\frac{\partial \Delta p_{M\bar{L}}^{pz}}{\partial \Delta p_{jM}} = l_d = 2,19 \quad /15.38/$$

$$\frac{\partial \Delta p_{M\bar{L}}}{\partial l_w} = \Delta p_{jM}^{pn} = 217,08 \quad /15.39/$$

$$\frac{\partial \Delta p_{M\bar{L}}^{pn}}{\partial \Delta p_{jM}} = l_w = 2,87 \quad /15.40/$$

15.3.1. Średni kwadratowy błąd bezwzględny pomiaru całkowitej straty ciśnienia Δp_{MC} w odcinku pomiarowym

Obliczenia prowadzimy korzystając z wyprowadzonych już wzorów /15.15/ do /15.17/. Przez analogię napiszemy więc, że

$$\sigma_{\Delta p_{MC}} = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta p_{MC}}{\partial \Delta h_{MC}} \sigma_{\Delta h_{MC}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta p_{MC}}{\partial Q_{dn}} \sigma_{Q_{dn}} \right)^2}$$

/15.41/

Pochodne cząstkowe:

$$\frac{\partial \Delta p_{MC}}{\partial \Delta h_{MC}} = \frac{9,8066}{1000} \cdot 827 = 8,11$$

$$\frac{\partial \Delta p_{MC}}{\partial \rho_{dn}} = \frac{9,8066}{1000} \cdot 202 = 1,9809$$

Błędy bezwzględne wielkości występujących we wzorze /15.41/ wynoszą

$$\sigma_{\Delta h_{MC}} = 0,5 \text{ mm} , \quad \sigma_{\rho_{dn}} = 0,2 \text{ kg/m}^3$$

natomiast średni błąd bezwzględny pomiaru Δp_{MC} wyniesie

$$\sigma_{\Delta p_{MC}} = \sqrt{(8,11 \cdot 0,5)^2 + (1,9809 \cdot 0,2)^2} = 4,07 \text{ N/m}^2$$

15.3.2. Średni kwadratowy błąd bezwzględny pomiaru straty ciśnienia Δp_{jM}^{pz} w prostym odcinku poziomym

Wzór do obliczenia średniego błędu bezwzględnego pomiaru Δp_{jM}^{pz} ma postać

$$\sigma_{\Delta p_{jM}^{pz}} = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta p_{jM}^{pz}}{\partial \Delta h_{jM}^{pz}} \sigma_{\Delta h_{jM}^{pz}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta p_{jM}^{pz}}{\partial \rho_{dn}} \sigma_{\rho_{dn}} \right)^2}$$

/15.42/

Pochodne cząstkowe:

$$\frac{\partial \Delta p_{jM}^{pz}}{\partial \Delta h_{jM}^{pz}} = 8,11$$

$$\frac{\partial \Delta p_{jM}^{pz}}{\partial \rho_{dn}} = \frac{9,8066 \cdot 116,3}{1000 \cdot 3,99} = 0,2858$$

Błędy bezwzględne wielkości wchodzących w skład wzoru /15.42/:

$$\sigma_{\Delta h_{jM}^{pz}} = 0,5 \text{ mm} \quad , \quad \sigma_{\rho_{dn}} = 0,2 \text{ kg/m}^3$$

Po podstawieniu do wzoru /15.42/ otrzymamy:

$$\sigma_{\Delta p_{jM}^{pz}} = \sqrt{(8,11 \cdot 0,5)^2 + (0,2858 \cdot 0,2)^2} = 4,07 \text{ N/m}^2$$

15.3.3. Średnie kwadratowe błędy bezwzględne pomiaru pozostałych wielkości

Błędy te wynoszą:

$$\sigma_{\Delta p_{jM}^{pn}} = 4,07 \text{ N/m}^2$$

$$\sigma_{l_d} = 0,001 \text{ m}$$

$$\sigma_{l_w} = 0,001 \text{ m}$$

Średni kwadratowy błąd bezwzględny Δp_{ME} wynosi więc

$$\sigma_{\Delta p_{ME}} = \sqrt{(1 \cdot 4,07)^2 + (236,35 \cdot 0,001)^2 + (2,19 \cdot 4,07)^2 + (217,08 \cdot 0,001)^2 + (2,87 \cdot 4,07)^2} = 15,25 \text{ N/m}^2$$

Średni względny błąd kwadratowy pomiaru dodatkowej straty

ciśnienia

$$\sigma'_{\Delta p_{M\bar{L}}} = \frac{\sigma_{\Delta p_{M\bar{L}}}}{\Delta p_{M\bar{L}}} \cdot 100 \% = \frac{15,25}{497,6} \cdot 100 = 3,06 \%$$

Graniczny błąd względny

$$3\sigma'_{\Delta p_{M\bar{L}}} = 9,18 \%$$

15.4. Średni kwadratowy błąd wyznaczenia współczynnika oporu miejscowego łuku $\psi_M = \psi + \psi_S$ przy przepływie mieszanki materiału ziarnistego i powietrza

W oparciu o wzór

$$\psi_M = \frac{8 D \Delta p_{M\bar{L}}}{\pi \cdot D_k \cdot w^2 \cdot \rho} \quad /15.43/$$

wyprowadzono zależność na obliczenie błędu bezwzględnego

$$\sigma_{\psi_M} = \sqrt{\left(\frac{\partial \psi_M}{\partial D} \sigma_D\right)^2 + \left(\frac{\partial \psi_M}{\partial \Delta p_{M\bar{L}}} \sigma_{\Delta p_{M\bar{L}}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \psi_M}{\partial D_L} \sigma_{D_L}\right)^2 + \left(\frac{\partial \psi_M}{\partial w} \sigma_w\right)^2 + \left(\frac{\partial \psi_M}{\partial \rho} \sigma_\rho\right)^2} \quad /15.44/$$

Pochodne cząstkowe

$$\frac{\partial \psi_M}{\partial D} = \frac{8 \Delta p_{M\bar{L}}}{\pi D_L w^2 \rho} = \frac{8 \cdot 497,6}{3,14 \cdot 0,83 \cdot 25,48^2 \cdot 1,229} = 1,9136$$

/15.45/

$$\frac{\partial \psi_M}{\partial \Delta p_{ME}} = \frac{8 D}{\pi D_E w^2 \rho} = \frac{8 \cdot 0,0405}{3,14 \cdot 0,83 \cdot 25,48^2 \cdot 1,229} = 0,0001$$

/15.46/

$$\frac{\partial \psi_M}{\partial D_E} = - \frac{8 D \Delta p_{ME}}{\pi D_E^2 w^2 \rho} = - \frac{8 \cdot 0,0405 \cdot 497,6}{3,14 \cdot 0,83^2 \cdot 25,48^2 \cdot 1,229} = -0,0933$$

/15.47/

$$\frac{\partial \psi_M}{\partial w} = - \frac{16 D \Delta p_{ME}}{\pi D_E w^3 \rho} = - \frac{16 \cdot 0,0405 \cdot 497,6}{3,14 \cdot 0,83 \cdot 25,48^3 \cdot 1,229} = -0,006$$

/15.48/

$$\frac{\partial \psi_M}{\partial \rho} = - \frac{8 D \Delta p_{ME}}{\pi D_E w^2 \rho^2} = - \frac{8 \cdot 0,0405 \cdot 497,6}{3,14 \cdot 0,83 \cdot 25,48^2 \cdot 1,229^2} = -0,063$$

/15.49/

Wartości bezwzględne błędów poszczególnych wielkości

$$\sigma_D = 0,0005 \text{ m}$$

$$\sigma_{D_E} = 0,001 \text{ m}$$

$$\sigma_{\Delta p_{ME}} = 15,25 \text{ N/m}^2$$

$$\sigma_w = 0,1538 \text{ m/s}$$

$$\sigma_\rho = 0,0025 \text{ kg/m}^3$$

Średni kwadratowy błąd bezwzględny pomiaru współczynnika oporu miejscowego

$$\sigma_{\psi_M} = \sqrt{(1,9136 \cdot 0,0005)^2 + (0,0001 \cdot 15,25)^2 + (-0,0933 \cdot 0,001)^2 + (-0,006 \cdot 0,1538)^2 + (-0,063 \cdot 0,0025)^2} = 0,00203$$

Średni względny błąd kwadratowy

$$\sigma'_{\psi_M} = \frac{\sigma_{\psi_M}}{\psi_M} \cdot 100 \% = \frac{0,00203}{0,0775} \cdot 100 = 2,61 \%$$

Graniczny błąd względny

$$3\sigma'_{\psi_M} = 7,83 \%$$

15.5. Średni kwadratowy błąd wyznaczenia współczynnika oporu dodatkowego ψ_s

$$\psi_s = \psi_M - \psi \quad /15.50/$$

$$\sigma_{\psi_M} = 0,00203$$

$$\sigma_{\psi} = 0,000667$$

Średni bezwzględny błąd kwadratowy

$$\sigma_{\psi_s} = \sqrt{\sigma_{\psi_M}^2 + \sigma_{\psi}^2} = \sqrt{0,00203^2 + 0,000667^2} = 0,00214 \quad /15.51/$$

Średni względny błąd kwadratowy

$$\sigma'_{\psi_s} = \frac{\sigma_{\psi_s}}{\psi_s} \cdot 100\% = \frac{0,00214}{0,0428} \cdot 100 = 5 \%$$

Graniczny błąd względny wartości średnich błęd współczynnika oporu dodatkowego łuku

$$3\sigma'_{\psi_s} = 15 \%$$

15.6. Średni kwadratowy błąd wyznaczenia współczynnika koncentracji masowej materiału transportowanego

Współczynnik koncentracji masowej można zapisać w postaci zależności

$$\mu = \frac{\dot{M}_B}{\dot{M}} = \frac{\Delta M_B \cdot 3600}{t \cdot \dot{v} \cdot \rho} \quad /15.52/$$

Wobec powyższego wzór na obliczenie średniego błędu bezwzględnego pomiaru współczynnika μ przyjmie postać

$$\sigma_\mu = \sqrt{\left(\frac{\partial \mu}{\partial \Delta M_B} \sigma_{\Delta M_B}\right)^2 + \left(\frac{\partial \mu}{\partial t} \sigma_t\right)^2 + \left(\frac{\partial \mu}{\partial \dot{v}} \sigma_{\dot{v}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \mu}{\partial \rho} \sigma_\rho\right)^2} \quad /15.53/$$

Pochodne cząstkowe

$$\frac{\partial \mu}{\partial \Delta M_B} = \frac{1}{t \cdot \dot{v} \cdot \rho} = \frac{3600}{300 \cdot 118,14 \cdot 1,229} = 0,0826 \quad /15.54/$$

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} = -\frac{\Delta M_B}{t^2 \cdot \dot{v} \cdot \rho} = \frac{-16 \cdot 3600}{300^2 \cdot 118,14 \cdot 1,229} = -0,00439 \quad /15.55/$$

$$\frac{\partial \mu}{\partial \dot{v}} = -\frac{\Delta M_B}{t \cdot \dot{v}^2 \cdot \rho} = \frac{-16 \cdot 3600}{300 \cdot 118,14^2 \cdot 1,229} = 0,01116 \quad /15.56/$$

$$\frac{\partial \mu}{\partial \varrho} = - \frac{\Delta M_s}{t \dot{v} \varrho^2} = \frac{-16 \cdot 3600}{300 \cdot 118,14 \cdot 1,229^2} = -1,0759$$

/15.57/

Wartości bezwzględne błędów poszczególnych wielkości we wzorze /15.53/

$$\sigma_{\Delta M_s} = 0,2 \text{ kg}$$

$$\sigma_t = 1 \text{ s}$$

$$\sigma_{\dot{v}} = 0,652 \text{ m}^3/\text{h}$$

$$\sigma_{\varrho} = 0,0025 \text{ kg/m}^3$$

Średni bezwzględny błąd kwadratowy pomiaru współczynnika koncentracji

$$\sigma_{\mu} = \sqrt{(0,0826 \cdot 0,2)^2 + (-0,00439 \cdot 1)^2 + (-0,01116 \cdot 0,652)^2 + (-1,0759 \cdot 0,0025)^2} = 0,01875$$

Średni względny błąd kwadratowy

$$\sigma'_{\mu} = \frac{\sigma_{\mu}}{\mu} \cdot 100\% = \frac{0,01875}{1,3256} \cdot 100 = 1,41 \%$$

Graniczny błąd względny

$$3 \sigma'_{\mu} = 4,24 \%$$

15.7. Podsumowanie analizy dokładności przeprowadzonych badań

Przyjmując graniczny błąd względny wartości średnich równy $3\sigma'_x$ otrzymuje się prawdopodobieństwo 99,73% /standaryzowana krzywa normalna Gaussa/, że wyniki jakiegokolwiek pomiaru, który będzie przeprowadzony w tych samych warunkach, zawarte będą w granicach $\pm 3\sigma'_x$.

W wyniku przeprowadzonej analizy otrzymano niskie wartości granicznego względnego błędu pomiaru takich wielkości podstawowych jak natężenie przepływu - $3\sigma'_v = \pm 1,65\%$, prędkości powietrza - $3\sigma'_w = \pm 1,8\%$ i współczynnika koncentracji masowej materiału w powietrzu - $3\sigma'_\mu = \pm 4,24\%$.

Nieco większe błędy mogą być popełniane przy wyznaczaniu wielkości końcowych, obliczanych w oparciu o dużą ilość mierzonych parametrów. Dla dodatkowej straty ciśnienia w łuku instalacji pneumatycznej Δp_{ML} graniczny błąd wynosi $\pm 9,18\%$, a dla współczynnika oporu miejscowego łuku $3\sigma'_{\psi_M} = \pm 7,83\%$.

Wyznaczenie najistotniejszej w badaniach wielkości, tj. dodatkowego współczynnika oporu łuku ψ_S obarczone jest błędem granicznym $3\sigma'_{\psi_S} = \pm 15\%$.

Na stosunkowo dużą, w porównaniu do poprzednich, wartość błędu wpływa w znacznym stopniu dokładność wzorów do obliczania współczynnika ψ .

Należy jednak podkreślić, że uzyskane błędy leżą poniżej wartości podawanych w analizach błędów publikowanych badań tego typu [11],[39].

16. W N I O S K I

Z przeprowadzonych w pracy rozważań teoretycznych i badań eksperymentalnych można wyciągnąć następujące wnioski:

1. Określając wielkość straty ciśnienia wskutek zmiany kierunku strumienia w łuku należy włączyć do niej także stratę ciśnienia wskutek tarcia na długości łuku oraz straty wynikające z zaburzeń strumienia w odcinku dolotowym i wylotowym.
2. Łuk w instalacji transportu pneumatycznego wywołuje dodatkową burzliwość strumienia w zasięgu $50D$ przewodu dolotowego i $70D$ przewodu wylotowego.
3. Wygodniej jest określać współczynnik oporu miejscowego łuku odnosząc go do jego długości. Otrzymujemy wówczas wartości bardziej zróżnicowane oraz jasną zależność od promienia gięcia.
4. W związku z dużą rozbieżnością wielkości współczynników oporu miejscowego łuku przy przepływie wody i powietrza dla tej samej liczby Re , proponuje się stosowanie dla powietrza nowych wzorów obliczeniowych /11.15/ lub /11.16/.
5. W zakresie liczb Re większych od 100 000 współczynnik oporu łuku przy przepływie czystego powietrza bardzo mało zależy od kryterium Re .
6. Opracowany teoretyczny model przepływu ziarna w krzywoliniowym strumieniu gazu może być stosowany do oceny wpływu niektó-

rych parametrów transportu na kształt toru oraz kąt padania β ziaren na ściankę łuku. Znajomość wartości kąta padania β niezbędna jest przy określaniu wartości straty energii kinetycznej ziarna wskutek zderzenia ze ścianką łuku.

7. Wielkość kąta padania β ziaren odgrywa decydującą rolę w powstawaniu strat ciśnienia w łukach o małym stopniu zakrzywienia D_x/D . Przy dużych promieniach gięcia występuje dodatkowa strata energii kinetycznej ziaren materiału spowodowana poślizgiem ziaren po ściance łuku.

8. Wynikająca z rozwiązań modelu matematycznego wartość kąta padania ziaren β i uzyskany z badań eksperymentalnych dodatkowy współczynnik oporu łuku ψ_S wykazują podobny charakter zależności od liczby Fr oraz μ i średnicy ziarna oraz bardzo mało zależą od przestrzennego położenia łuku.

9. Współczynniki oporu dla rur prostych λ_s^{pz} i λ_s^{pn} oraz łuku ψ_S nie zawsze są funkcjami liniowymi współczynnika koncentracji masowej μ . Jedynie dla dużych koncentracji $2 < \mu < 10$ zależność tę można przyjmować jako liniową. Założenie takie nie pociąga za sobą dużych błędów w obliczeniach, a upraszcza wszelkie wzory zawierające współczynnik μ .

10. W zakresie niskich prędkości gazu $200 < Fr < 800$ decydującą rolę w stracie energii kinetycznej ziarna odgrywają siły ciężkości powodujące parokrotny wzrost wartości współczynników oporu dodatkowego ψ_S , λ_s^{pz} i λ_s^{pn} , natomiast dla

prędkości dużych $Fr > 2500$ współczynniki te praktycznie nie zależą od liczby Fr o u d a .

11. Średnica ziarna posiada duży wpływ na wielkość kąta padania i prędkość ziarna, odgrywających decydującą rolę w powstawaniu strat energii kinetycznej w łuku. Uwidacznia się to dużymi zmianami wartości współczynnika oporu miejscowego ψ_S w funkcji średnicy ziarna, szczególnie w łukach o małym promieniu gięcia.

12. Współczynnik dodatkowego oporu miejscowego łuku ψ_S osiąga najwyższą wartość przy średnicy ziarna zbliżonej do $d_S \approx 1,5$ mm. W miarę zmniejszania się średnicy d_S poniżej 1,5 mm następuje szybki spadek wartości ψ_S do 0 ; przy $d_S=0$. Duży wpływ na szybkość zmniejszania się wartości współczynnika oporu miejscowego dla ziaren o $d_S > 1,5$ mm ma średnica łuku.

13. Wartość współczynników oporu tarcia λ_S^{pz} i λ_S^{pn} rośnie wraz ze zwiększaniem się średnicy ziarna. Zjawisko to powodowane jest wzrostem, w miarę zwiększania się średnicy d_S , prędkości względnej ziaren, a w przewodzie poziomym dodatkowo zagęszczaniem się ilości ziaren w jego dolnej części.

14. Współczynnik tarcia f_S nie jest parametrem jednoznacznym ze względu na różnice w charakterze tarcia ślizgowego i potoczystego. Użycie go we wzorach wymaga podziału materiałów transportowanych na dwie grupy: grupę o ziarnach kulistych i niekulistych.

15. Kształt ziarna w zakresie ziaren niekulistych o sferyczności większej od 0,7, jako oddzielny parametr nie ma istotnego wpływu na wartość współczynnika oporu ψ_S .

16. Silna własność ładowania elektrostatycznego materiału wpływa w widoczny sposób na zwiększenie wartości ψ_S w zakresie niskich prędkości transportu.

17. Rozdrabnianie ziaren o średnicach większych od 1,5 mm powoduje wzrost współczynnika oporu łuku ψ_S .

18. Kąt zmiany kierunku łuku w zakresie $\varphi = 90 - 45^\circ$ /deg/ nie wpływa na wartość współczynnika oporu łuku ψ_S .

19. Opracowane nowe formuły empiryczne ujmujące opory przepływu mieszaniny powietrza i materiału ziarnistego w łukach są dokładniejsze od dotychczas publikowanych i mogą służyć do obliczania współczynników oporu miejscowego ψ_S w szerokim zakresie warunków transportu.

20. Praca ta nie wyczerpuje problematyki związanej z przepływami krzywoliniowych strumieni dwufazowych gaz - ciało stałe. Autor na bazie wykonanych badań teoretycznych i doświadczalnych, zamierza zająć się dalszym doskonaleniem opracowanego modelu matematycznego przepływu.

L I T E R A T U R A

- [1] ANDRZEJEWSKI R., GUTOWSKI W.: Fizyczne własności pyłów. Katowice, "Śląsk", 1968 .
- [2] BARTH W.: Strömungsvorgänge beim Transport von Festteilchen und Flüssigkeitsteilchen in Gasen. Chem.Ing. Tech., Jahrg.30, 1958, nr 3, s.171÷180.
- [3] BESLER G.: Badania transportu pneumatycznego lotnych popiołów węgla brunatnego. Praca doktorska. Wrocław 1969.
- [4] BABUCHA G.L., RABINOVICĀ M.I.: Mechanika i teploobmen potokov polidispersnoj gazovzvesi. Kiev, Naukova Dumka, 1969.
- [5] BOHNET M.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen über das Absetzen, das Aufwirbeln und den Transport feiner Staubteilchen in pneumatischen Förderleitungen, 1965, VDI-Forschungsheft 507.
- [6] BOHNET M.: Staubgehaltsbestimmungen in strömenden Gasen. Chem.Ing.Techn.,1973, Jahrg. 45, nr 1 , s.18÷24.
- [7] BRAUER H.: Grundlagen der Einphasen - und Mehrphasenströmungen. Verlag Sauerländer, Aarau u.Frankfurt am Mein, 1971.
- [8] BRAUER H., KRIEGEL E.: Verschleiss von Rohrkrümmern beim pneumatischen und hydraulischen Feststofftransport. Chem. Ing.Tech.37, 1965, nr 3, s.265 ÷ 276.
- [9] BRAUER H., SCHMIDT-TRAUB H.: Pneumatischer Transport körniger Feststoffe durch Rohrleitungen. Chem.Ing.Tech., 1972, Jahrg. 44, nr 17, s. 1041 ÷ 1044.

- [10] BURSIAN V.R.: Pnevmatičeskij transport na preprijatijach piščevoj promyšlennosti. Izd.2, Moskva, Piščevaja Promyšlennost', 1964.
- [11] FLATOW J.: Untersuchungen über die pneumatische Flugförderung in lotrechten Rohrleitungen, 1973, VDI-Forschungsheft 555.
- [12] GASTERSTADT H.: Die experimentelle Untersuchung des pneumatischen Fördervorganges. Forsch.Arb.Ing.-Wes.,nr 265, Berlin 1924.
- [13] GORBIS E.R.: Teploobmen i gidromechanika dispersnych skvozných potokov. Izd.2., Moskva, Energia, 1970.
- [14] HITCHCOCK J.A., JONES C.: The pneumatic conveying of spheres through straight pipes. Brit.J.Appl.Physics,1958, nr 9, p.218 ÷ 222.
- [15] ITO H.: Pressure Losses in Smooth Pipe Bends. Trans.ASME, 1960, Ser.D, nr 3, p. 131 ÷ 143.
- [16] IDEL'ČIK I.E.: Memento des pertes de charge. Paris, Eyrolles, 1969.
- [17] JOHNSTONE R., THRING M.W.: Instalacje doświadczalne. Modele i metody powiększania skali. PWT, Warszawa 1960.
- [18] JONES J.H., BRAUN W.G., DAUBERT T.E., ALLENDORF H.D.: Estimation of pressure drop for vertical pneumatic transport of solids. AIChE Journal, 1967, vol.13, no 3, p. 608 ÷ 611.
- [19] JUNG R.: Die Strömungsverluste in 90° - Umlenkungen beim pneumatischen Staubtransport. Brennst.Wärmekr. 1967, 19, nr 9, p. 430 ÷ 435.

- [20] KASKAS A.: Diplomarbeit, Lehrstuhl f. Verfahrenstechnik der T.U. Berlin, 1960.
- [21] KONRATH W.: Druckverluste in Förderrohren pneumatischer Förderanlagen. Fördern u. Heben Heft, 8, 1960, S. 609 ÷ 613.
- [22] KOVÁCS L.: Berechnung des Druckabfalls in 90° horizontal eingebauten Krümmern pneumatischer Getreideförderleitungen. Period. Polytechn. 1963, 8/4, S. 448 ÷ 467.
- [23] KOVÁCS L.: Berechnung des Druckabfalles in Krümmern pneumatischer Förderleitungen bei einbau in lotrechter Ebene. Period. Polytech., 1965, 10/2, S. 155 - 184 .
- [24] KRIEGEL E.: Druckverlust und Verschleiss in Rohrkrümmern bei pneumatischen Transport. Verfahrenstechnik, 4 , 1970, nr 8, S. 333 ÷ 339.
- [25] LEBEDEV W.D., UŠAKOV S.G., MASLOV W.E.: Isledovane vozmožnosti primenienia dla rasčeta krivolinejnyh zapylennyh potokov. Inž.-Fiz. Žurnal, t. 27, 1974, nr 3.
- [26] MÜHLE J.: Untersuchungen von Praktikelbahnen in Drehströmungen. Teil 1. Chem. Ing. Tech. 1971, Jahrg. 43, nr 21 , S. 1158 ÷ 1167.
- [27] MÜHLE J.: Untersuchungen von Praktikelbahnen in gekrümmten Strömungen. Teil 2. Chem. Ing. Tech. 1972, Jahrg. 44, nr 14, S. 889 ÷ 893.
- [28] MUSCHELKNAUTZ E.: Theoretische und experimentelle Untersuchungen über die Druckverluste pneumatischer Förderleitungen unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses von Gutreibung und Gutgewicht. 1959, VDI-Forschungsheft 476.
- [29] MUSCHELKNAUTZ E., KRAMBROCK W.: Vereinfachte Berechnung horizontaler pneumatischer Förderleitungen bei hoher Gut-

- beladung mit feinkörnigen Produkten. Chem.Ing.Tech. 1969, Jahrg. 41, nr 21, S. 1164 ÷ 1172.
- [30] MUSCHELKNAUTZ E., WOJAHN H.: Auslegung pneumatischer Förderanlagen. Chem.Ing.Tech., 1974, Jahrg. 46, nr 6, S. 223 ÷ 235.
- [31] Pnevмотransпортные установки. СПРАВОЧНИК. Ленинград, Машиностроение, 1969.
- [32] REDDY K.V.S., PEI D.C.T.: Particle dynamics in Solids-gas flow in a vertical pipe. Ind.Eng.Chem.Fundamentals, 1969, vol.8, no 3, p. 490 ÷ 497.
- [33] REPP K.R., DZIADZIO A.M., KEMMER A.S.: Obobščennye kriterial'nye uravnenia dla rasčeta povorotov potoka pri pnevмотransпортie. Izv.Wyžs.Učeb.Zaved., Pišč.Technol., 1973, nr 1, s. 140 ÷ 142.
- [34] REPP K.R., KEMMER A.S.: O gidravličeskich soprotivlenijach otvodov pri pnevмотransпортie. Izv.Wyžs.Učeb.Zaved. Pišč.Technol., 1971, nr 6, s. 101 ÷ 105.
- [35] RICHTER H.: Rohrhydraulik. 4 Aufl., Berlin, Springer-Verlag, 1962.
- [36] SCHMIDT E.: Wärmeübergang und Druckverlust in Rohrschlangen. Chem.Ing.Tech., 1967, 39, nr 13, S. 781 ÷ 789.
- [37] SCHUCHART P.: Widerstandsgesetze beim pneumatischen Transport in Rohrkrümmern. Chem.Ing.Tech., 1968, 40, nr 21/22, S. 1060 ÷ 1067.
- [38] SCHNEIDER A.: Der Transport von Kohlenstaub durch Trägergas in Rohrleitungen und der regeltechnische Einfluss auf die Feuerung. Energie, 1960, Jahrg. 12, nr 9, S. 378 ÷ 388.

- [39] SIEGEL W.: Experimentelle Untersuchungen zur pneumatischen Förderung körniger Stoffe in waagerechten Rohren und Überprüfung der Ähnlichkeitsgesetze, 1970, VDI-Forschungsheft 538.
- [40] STRUMIŃSKI J.: Transport pneumatyczny, Warszawa, IPP, 1970.
- [41] SYPOSZ J.: Straty ciśnienia w łukach przewodów transportu pneumatycznego. COW, 1974, nr 3 /54/, s.69 ÷ 72.
- [42] SYPOSZ J., TOMCZAK W.: Korelacja wyników badań współczynnika oporu miejscowego 90° w łukach gładkich o przekroju kołowym przy przepływie powietrza. COW, 1975, nr 10 /3/, s.273 ÷ 276.
- [43] TODA M., KOMORI N., SAITO S., MAEDA S.: Hydraulic conveying of solids through pipe bends. J.Chem.Eng. of Japan, 1972, vol.5, nr 1, p.4 ÷ 13.
- [44] TOROBIN L.B., GAUVIN W.H.: Fundamental aspects of solids-gas flow. Can.J.Chem.Eng., 1961, nr 3, p. 113 ÷ 120.
- [45] UEMATU T., MORIKAWA Y.: Die experimentelle Untersuchung über die Teilchenbewegung und über die Geschwindigkeitsverteilung der Förderluft in einer pneumatischen Förderleitung. Bull. of JSME, 1961, vol.4, no 15, S. 525 ÷ 530.
- [46] UEMATU T., MORIKAWA Y.: Druckverluste im Krümmer einer wagerechten Förderung von körnigen Gütern. Bull. Soc. Mech.Engrs., 1961, 4, nr 15, S. 531 ÷ 538.
- [47] UEMATU T., MORIKAWA Y.: Druckverluste in der pneumatischen Förderung von körnigen Gütern. Bull. of JSME, 1960, vol.3, no 12, S. 444 ÷ 448.
- [48] UEMATU T., MORIKAWA Y.: Pneumatische Förderung in lotrechter Rohrleitung. Bull. of JSME, 1965, 8, nr 31, S.367÷375.

- [49] URBAN J.: Pnevmatičeskij transport. Mašinostroenie. Moskva, 1967.
- [50] WEIDNER O.: Grundsätzliche Untersuchung über den pneumatischen Fördervergang, insbesondere über die Verhältnisse bei Beschleunigung und Umlenkung. Forsch.Ing.-Wes., 1955, 21, nr 5, S. 145 ÷ 153.
- [51] WELSCHOF G.: Pneumatische Förderung bei grossen Fördergutkonzentrationen., 1952, VDI-Forschungsheft 492.
- [52] ZENKER P.: Untersuchungen über die Staubverteilung turbulent strömender Staub-Luft-Gemische in Rohrleitung. Staub-Reinhalt-Luft, 1972, 32, nr 1, S.1 ÷ 8.
- [53] ZENZ F.A., OTHMER D.F.: Fluidyztion and Fluid-Particle systems Reinhold. Pub.Co. New York 1960.

Odbiorcy komunikatu	Ilość egzempl.
1. Promotor pracy doktorskiej	1
2. Recenzenci pracy doktorskiej	2
3. Biblioteka Główna i Dział Wydawnictw	2
4. Biblioteka I-13	1
5. Autor	1

		1	2	3	4	5	6	7	8	9	
* N *		D.N.P.		T.T.A.N		1.0.0.7		0.9.0.1			
Rozpozn. pr.		Zakodcz. pr.		Opubl. pr.		Inzylini		Nr. tematu			
0371		1.0.7.6		0371		I.1.3					
Nr zgłoszenia		Nr archiwalny									
Symbol UKD		I.1.3./K./2.1.5./7.6									
621.867.8		Przenośniki pneu- matyczne. Straty energii i ciśnienia.						76: Inst. Inż. Chem. PWr			
532.55								MNSWT			
		pol.									
Opis bibliograficzny											
Syposz Jan											
Badania przepływów krzywoliniowych strumieni dwufazowych gaz - ziarniste ciało stałe.											
Komunikaty Inst. Inż. Chem. PWr 1976nr215 178 s. 3 rys. 3 tabl. biblgr. 53 poz. /maszyn. powiel./											
Rozprawa doktorska 1976 Politechnika Wrocławska Instytut Inżynierii Chemicznej i Urządzeń Ciepłych Wrocław											
Promotor: doc.dr hab.inż. Władysław Tomozak											
Charakter pracy:		podstawowa				Rozpowszechnienie -					
Materiały odpłatne		A									

Analiza dokumentacyjna

<D

Celem pracy jest ustalenie praw rządzących przepływami krzywoliniowych strumieni dwufazowych gaz - ziarniste ciało stałe w łukach instalacji transportu pneumatycznego. W pracy przeprowadzono analizę danych literaturowych a następnie stosując analizę wymiarową wyprowadzono równanie kryterialne operu przepływu w łukach. Opracowano i rozwiązano dla wybranych warunków transportu układ równań toru ziarna w łukach. Na stanowisku doświadczalnym przeprowadzono badania operów przepływu \times czystego powietrza w łukach oraz mieszanin powietrza i ziarnistego ciała stałego w łukach i rurach prostych.



Imię i Nazwisko autora analizy

Jan Syposz

Słowa kluczowe

<S

przepływy dwufazowe, transport pneumatyczny, tor ziarna, straty ciśnienia, łuk.

**0480*00* 055538

<A 04.77.2.6 *B _____ *C _____ *D _____

*E _____ *F _____ *G _____ *H _____

Tylko PRL	CINTE	APW	Podpis red.	Podpis asyst. d/s badań	Potwierdzenie przyjęcia poprawki.	Potwierdzenie przyjęcia karty w Oddziale Dokumentacji.
nie	tak	tak	<i>[Signature]</i>			
Wpisać TAK lub NIE						