

Marek ŚCIAŻKO, Grzegorz KACZMARZYK, Jan BANDROWSKI
Instytut Chemicznej Przeróbki Węgla
Zabrze

AERODYNAMIKA PIONOWEGO TRANSPORTU PNEUMATYCZNEGO MATERIAŁÓW SYPKICH

Streszczenie. Na podstawie analizy modeli ruchu cząstek fazy stałej w strumieniu gazu wykazano, że sprowadzają się one do wspólnej zależności uwzględniającej charakter opływu cząstek, wpływ koncentracji na ich ruch i wpływ tarcia cząstek o ścianę przewodu.

Doświadczalna ocena poszczególnych modeli ruchu cząstek w strumieniu gazu pozwoliła wybrać model dający najlepszą zgodność z danymi eksperymentalnymi.

Z układami dwufazowymi, w których fazę rozproszoną stanowią cząstki fazy stałej, ma się bardzo często do czynienia w praktyce technologicznej. Szczególnie interesujące są układy, w których procesy wymiany ciepła lub masy między fazami łączone są z operacjami dodatkowymi, np. transportem cząstek fazy stałej. Typowym przykładem takiego układu jest transport pneumatyczny materiałów sypkich połączony z wymianą ciepła, suszeniem lub reakcjami chemicznymi.

Wyniki dotychczasowych badań charakteryzują się znacznymi rozbieżnościami, które mogą wynikać m.in. z różnych ujęć aerodynamiki strumieni zawieszin przez poszczególnych autorów, z zastosowanych przez nich uproszczeń lub z ograniczonego zakresu przeprowadzonych badań.

Interesujące z punktu widzenia praktyki technologicznej strumienie zawieszin o koncentracji $\beta_v > 0,00035$ i cząstkach większych, dla których $100 < Re < 2000$, nie znalazły - jak dotąd - jednoznacznego rozwiązania, jeśli chodzi o opis ruchu cząstek.

Znane z literatury modele nie mogą być ponadto porównane ze sobą, gdyż autorzy nie podają z reguły wszystkich danych, niezbędnych do pełnego opisu układu. Fakt ten spowodował potrzebę dokonania eksperymentalnej oceny przydatności poszczególnych modeli pod kątem zgodności średniej prędkości cząstek w danym przekroju, obliczonej według modelu z prędkością rzeczywistą, zmierzoną.

Modele ruchu cząstek w strumieniu gazu

Ruch cząstek w strumieniu zawiesiny jest bardzo złożony: obserwowany jest ruch obrotowy cząstek, cząstki poruszają się po rozmaitych trajektoriach, zderzają się ze sobą i ze ściankami, recyrkulują / zwłaszcza w strefie przyściennej/. Wpływ na ruch cząstek mają także takie wielkości, jak burzliwość strumienia gazu, koncentracja cząstek i sąsiedztwo ścianek [1]. Uwzględnienie wszystkich wspomnianych oddziaływań jest niezmiernie skomplikowane.

Torobin i Gauvin w przeglądzie problematyki związanej z aerodynamiką transportu pneumatycznego materiałów sypkich [2-7] rozpatrują wpływ poszczególnych wielkości na charakter ruchu cząstek w strumieniu zawiesiny. Stwierdzają oni, że rozmaici autorzy dochodzą niejednokrotnie do zupełnie przeciwstawnych wniosków, jeśli chodzi o sposób uwzględniania takich czy innych oddziaływań w równaniach opisujących ruch cząstek. Boothroyd [8] rozpatrując rozmaite przypadki ruchu cząstek w strumieniu gazu przytoczył równanie Tчена [9] dla najogólniejszego przypadku nieustalonego ruchu cząstki przy równoczesnym nieustalonym ruchu strumienia gazu. Równanie to oparte jest na bilansie sił działających na cząstkę.

$$\frac{\pi d_p^3}{6} \rho_s \frac{du_s}{dt} = 3\pi\eta d_p (u_g - u_s) + \frac{\pi d_p^3}{6} \rho_g \frac{du_g}{dt} +$$

$$+ \frac{\pi d_p^3}{12} \rho_g \left(\frac{du_g}{dt} - \frac{du_s}{dt} \right) + \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi \rho_g \eta}$$

$$\int_{t_0}^t \frac{\frac{du_g}{dt} - \frac{du_s}{dt}}{\sqrt{t-t'}} dt' \quad /1/$$

1 jest słuszne dla zakresu $Re_p < 0,4$.

Poszczególne wyrazy tego równania odpowiadają:

- I - sile bezwładności,
- II - sile oporu czołowego,
- III - sile wywołanej gradientem ciśnienia,
- IV - dodatkowej sile wywołanej względnym przyspieszeniem gazu,
- V - sile wywołanej deformacją strumienia opływającego cząstkę.

Rozpatrywany tu przypadek niskociśnieniowego transportu pneumatycznego charakteryzuje się - wskutek niewielkich spadków ciśnienia - pomijalnie małymi zmianami prędkości fazy gazowej, a zatem można w równaniu /1/ opuścić człony z du_g/dt , otrzymując w ten sposób równanie identyczne z uzyskaną przez Oseena [10] zależnością, opisującą ruch cząstki kulistej w nieruchomym płynie, słuszne również dla zakresu $Re_p < 0,4$. Zakres ten, jak już stwierdzono poprzednio, ma niewielkie znaczenie praktyczne. Dla zakresu przejściowego Re_p , tj $0,4 < Re_p < 1000$, brak jest jakichkolwiek zależności wyprowadzonych na drodze teoretycznej. Odar [11] opisując ruch cząstki w zakresie $Re_p < 200$ wykorzystuje równanie typu /1/ ze współczynnikami wyznaczonymi eksperymentalnie.

Na równanie /1/ powołuje się w swoich pracach Boothroyd [8] oraz Vollheim [12] przyjmując, że dla układu faza gazowa - faza stała można, wskutek dużej różnicy gęstości faz, pominąć wyrazy III, IV i V Vollheim uważa ponadto, że równanie to, po uwzględnieniu sił ciężkości i wyporu, rozszerzyć można także na układy, w których faza gazowa porusza się.

Ostatecznie równanie /1/ przyjmie postać:

$$\frac{\pi d_p^3}{6} \rho_s \frac{du_s}{dt} = \frac{1}{2} C_D \frac{\pi d_p^2}{4} \rho_g (u_g - u_s)^2 -$$

$$- \frac{\pi d_p^3}{6} (\rho_s - \rho_g) g \quad /2/$$

Równanie /2/ można doprowadzić do prostszej postaci, pozwalającej równocześnie na przeanalizowanie sposobów, jakimi rozmaici autorzy starają się uwzględnić rzeczywiste warunki ruchu strumienia zawiesiny gazowej.

Uwzględniając dodatkowo zależność dla ustalonego ruchu cząstki

$$0 = \frac{3}{4} C_D^* \frac{\rho_g}{d_p} u_u^2 - (\rho_s - \rho_g) g \quad /3/$$

i po uproszczeniu równania /2/ otrzymuje się ostatecznie:

$$\frac{du_s}{dt} = \frac{\rho_s - \rho_g}{\rho_s} g \left[\frac{(u_g - u_s)^2}{u_u^2} - \frac{C_D}{C_D^*} - 1 \right] \quad /4/$$

Równanie /4/ opisuje ruch pojedynczej cząstki kulistej w strumieniu gazu. Mając jednak na uwadze wyjściowe równanie i założenia poczynione przy upraszczaniu, należy stwierdzić, że zależność /4/ jest tylko przybliżonym opisem ruchu strumienia cząstek w strumieniu zawiesiny gazowej.

Na przybliżony charakter tego równania składa się kilka przyczyn, a mianowicie:

- równanie /4/ zostało wyprowadzone z bilansu sił działających na pojedynczą cząstkę;
- współczynnik oporu cząstki C_D określony jest dla przypadku opadania cząstek kulistych w nieruchomym płynie;
- równanie /4/ nie uwzględnia realnych warunków panujących w bezpośrednim sąsiedztwie ścian przewodu;
- przyjęcie zależności /4/ do opisu ruchu strumienia cząstek jest równoznaczne z założeniem, że "historia" ruchu każdej cząstki jest identyczna, a zatem ich przepływ odpowiada typowemu przepływowi tłokowemu bez recyrkulacji.

Dalsza dyskusja kwestii doboru modelu ruchu cząstek fazy stałej w strumieniu gazu przeprowadzona zostanie z uwzględnieniem wymienionych uwag. Najbardziej dyskusyjna wydaje się kwestia oceny współczynnika oporu czołowego cząstki w realnych warunkach panujących w strumieniu gazowej zawiesiny materiału sypkiego. Przytoczone przez Torobina i Gauvina [4] oraz Fledermana i Hansona [13, 14] badania doświadczalne wskazują na obniżenie współczynnika oporu czołowego cząstki poruszającej się ruchem nieustalonym, w stosunku do współczynnika oporu cząstki poruszającej się ruchem ustalonym, dla tej samej liczby Reynoldsa. Dla $Re_p = 500$, w warunkach przyspieszonego ruchu cząstki, obserwowany jest współczynnik oporu czołowego $C_{Dp} = 0,15$ silnie różny od wartości $C_D = 0,55$, wyznaczonej ze standardowej krzywej $C_D = f / Re_p$.

Na wartość współczynnika oporu cząstki wpływ ma także szorstkość powierzchni i jej kształt. Przez analogię do opływu rury uważa się, że szorstkość powierzchni wpływa głównie na przesunięcie się dolnej granicy obszaru opływu burzliwego $C_D = \text{const}$ w kierunku niższych wartości liczb Reynoldsa. Na potwierdzenie tego Torobin i Gauvin [5] przytaczają szereg prac doświadczalnych, stwierdzając jednocześnie, że ilościowe uchwycenie tego wpływu jest niemożliwe, gdyż nie ma wystarczająco ogólnej definicji szorstkości powierzchni cząstki. Uwzględnienie z kolei wpływu kształtu cząstki na współczynnik oporu jest jeszcze kłopotliwsze. Autorzy stosują rozmaicie zdefiniowane średnice ekwiwalentne i współczynniki kształtu, co nie pozwala na wyciągnięcie odpowiednio ścisłych wniosków. Stwierdzono jednak, że w zdecydowanej większości omawianych w [5] badań autorzy uzyskali wyższe, w stosunku do cząstek kulistych, wartości współczynników C_D , przy czym zaobserwowano przesunięcie się dolnego zakresu opływu burzliwego w kierunku niższych wartości liczb Reynoldsa. Gorbis [16] podając szereg wartości C_D dla cząstek niesferycznych w zależności od zakresów współczynnika sferyczności i liczb Reynoldsa przyjmuje wprost, że dla praktycznie spotykanych ukła-

dów z cząstkami niesferycznymi można założyć, że $C_D = C_D^* = \text{const}$ już dla wartości $Re_p \gg 300$.

Obserwacje swobodnego ruchu cząstek w strumieniu gazu, przytoczone w [4], w pewnym stopniu usprawiedliwiają takie rozwiązanie zagadnienia z uwagi na przesunięcie się dolnej granicy burzliwego zakresu opływu cząstki i niższe wartości współczynnika oporu czołowego cząstki poruszającej się ruchem niestacjonarnym, w stosunku do wartości odpowiadających ruchowi ustalonemu. Podobnie jak Gorbis postąpił Chudiakow [15], przytaczając korelację na współczynnik oporu czołowego cząstki zawierającą w sobie omówione wpływy.

Omówione dotychczas modele nie uwzględniają oddziaływania strumienia cząstek na ścianę przewodu, ani też wpływu koncentracji materiału sypkiego na ruch cząstki. Gorbis [16] wyprowadza następującą ogólną zależność:

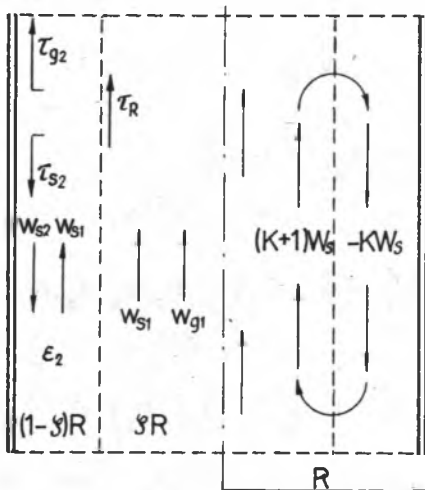
$$F_{\text{bezwł.}} = F_{\text{oporu czołowego}} - F_{\text{ciężkości}} + \quad /5/ \\ + F_{\text{wyporu}} - F_{\text{tarcia cząstek o ścianę}}$$

Gorbis w przytoczonej przez siebie korelacji wprowadza bezwymiarowy moduł K_{st} uwzględniający siłę tarcia strumienia cząstek o ścianę przewodu.

Yang [17] przyjmuje, że $C_{Dp} = C_D^* \epsilon^{-n}$, gdzie n jest wykładnikiem w równaniu Richardsona-Zaki [18] oraz wprowadza współczynnik tarcia strumienia cząstek o ścianę f_s w równaniu, które jest odpowiednikiem równania Fanninga, ale dla strumienia cząstek. Wartość współczynnika f_s badana była przez wiele innych autorów. Korelacje Van Swaaij [19], Capesa, Nakamura [20], Reddy, Pei [21], Konno, Saito [22], Stemerciga [23], wykorzystano przy wyborze najlepszego modelu, uwzględniając je w równaniu Yanga.

Odmienne podejście do problemu ruchu strumienia cząstek w gazie reprezentują Capes i Nakamura [20]. Autorzy proponują opisać ruch materiału sypkiego w pionowym transporcie pneumatycznym tzw. modelem jednorodnym

i pierścieniowym. Ilustrację modelu pierścieniowego przedstawiono na rys. 1.



Rys. 1. Ilustracja modelu pierścieniowego

Model jednorodny nie uwzględnia recyrkulacji cząstek w strefie przyściennej i tym odróżnia się od modelu pierścieniowego.

Capes i Nakamura porównują wyniki przy zastosowaniu do obliczeń obu modeli: jednorodnego i pierścieniowego, stwierdzając, że obydwa równie dobrze opisują ruch strumienia cząstek przy prędkościach gazu znacznie przewyższających prędkość unoszenia u_u . Przy prędkościach gazu zbliżających się do prędkości unoszenia cząstek model pierścieniowy lepiej odzwierciedla warunki realnie panujące w strumieniu zawiesiny i - zdaniem autorów - wyniki uzyskane przy zastosowaniu tego modelu są bliższe danym eksperymentalnym.

W modelu pierścieniowym osobno bilansuje się dwie strefy przewodu transportującego: rdzeń i pierścień przyścienny. Uzyskany przez autorów układ równań przedstawia się następująco:

a/ dla rdzenia:

$$\begin{aligned} \rho_g \frac{d \left[\frac{w_{g1} u_u}{\epsilon_1} \right]^2}{dH} &= -\epsilon_1 \frac{dP}{dH} - \delta_1 \left[\frac{w_{g1} u_u}{\epsilon_1} - \right. \\ &\left. - \frac{w_{s1} u_u}{(1-\epsilon_1)} \right]^2, \\ \rho_s \frac{d \left[\frac{(w_{s1} u_u)^2}{(1-\epsilon_1)} \right]}{dH} &= \quad \quad \quad /6a/ \\ &= - (1 - \epsilon_1) \frac{dP}{dH} + \delta_1 \left[\frac{w_{g1} u_u}{\epsilon_1} - \frac{w_{s1} u_u}{(1-\epsilon_1)} \right]^2 - \\ &\quad - \frac{4 \tau_R}{\zeta D} - \rho_s g (1 - \epsilon_1); \end{aligned}$$

b/ dla pierścienia:

$$\begin{aligned} \rho_g \frac{d \left[\frac{(w_{g2} u_u)^2}{\epsilon_2} \right]}{dH} &= - \epsilon_2 \frac{dP}{dH} - \delta_2 \left[\frac{w_{g2} u_u}{\epsilon_2} - \right. \\ &\left. - \frac{w_{s2} u_u}{(1-\epsilon_2)} \right]^2 - \frac{4 \tau_{R2}}{(1-\zeta)^2 D}, \\ \rho_s \frac{d \left[\frac{(w_{s2} u_u)^2}{(1-\epsilon_2)} \right]}{dH} &= \quad \quad \quad /6b/ \\ &= - (1 - \epsilon_2) \frac{dP}{dH} - \delta_2 \left[\frac{w_{g2} u_u}{\epsilon_2} - \frac{w_{s2} u_u}{(1-\epsilon_2)} \right]^2 + \\ &\quad + \frac{4(\tau_R - \tau_{sz})}{(1-\zeta^2)D} - \rho_s g (1 - \epsilon_2); \end{aligned}$$

Wykonując odpowiednie przekształcenia oraz wykorzystując dodatkowe związki między zmiennymi można dla rdzenia i pierścienia wyprowadzić następujące zależności opisujące ruch:

a/ w rdzeniu

$$\frac{du_{s1}}{dt} = g \left[\left(\frac{u_{g1} - u_{s1}}{u_u} \right)^2 \frac{1}{\xi_1^{2n-2}} - 1 \right]; \quad /7/$$

b/ w pierścieniu

$$\frac{du_{s2}}{dt} = g \left[\left(\frac{u_{g2} - u_{s2}}{u_u} \right)^2 \frac{1}{\xi_2^{2n-2}} - \left(1 + \frac{2f_{s2} u_{s2}^2}{(1 - \zeta^2) g D} \right) \right] \quad /8/$$

Zestawienie omówionych modeli przedstawiono w tab.1. Wspólną ich cechą, za wyjątkiem jednorodnego i pierścieniowego modelu Capesa i Nakamury, jest zastosowanie do opisu ruchu strumienia cząstek równania wyprowadzonego z bilansu sił działających na pojedynczą cząstkę, po wprowadzeniu określonych uproszczeń, słusznych wyłącznie dla układu dwufazowego gaz - ciało stałe. Równania te różnią się natomiast sposobem uwzględniania rzeczywistych warunków panujących w transportowanej przewodzie zawiesienie o określonej koncentracji fazy stałej. Wszystkie zależności można przedstawić następującym ogólnym równaniem:

$$\frac{du_s}{dt} = \frac{\rho_s - \rho_g}{\rho_s} g \left[\left(\frac{u_g - u_s}{u_u} \right)^2 A - B \right]. \quad /9/$$

Tablica 1

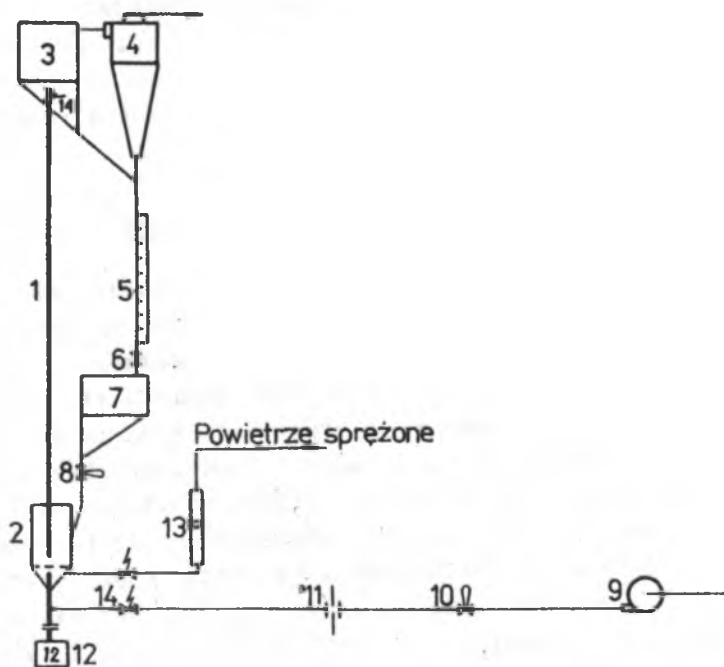
Zestawienie zależności opisujących poszczególne modele ruchu cząstek w pionowym transporcie pneumatycznym:

Lp	Model	Wzór	Uwagi ¹
1	Cząstka pojedyncza	$\frac{du_s}{dt} = \frac{\rho_s - \rho_g}{\rho_s} g \left[\frac{(u_g - u_s)^N}{u_s^N} - 1 \right]$	$N=1, Re_p < 1$ $1 < N < 2$ $1 < Re_p < 1000$ $N=2, Re_p < 1000$
2	Gorbis - I	$\frac{du_s}{dt} = \frac{\rho_s - \rho_g}{\rho_s} g \left[\frac{(u_g - u_s)^2}{u_s^2} - 1 \right]$	
3	Gorbis - II	$\frac{du_s}{dt} = \frac{\rho_s - \rho_g}{\rho_s} g \left[\frac{(u_g - u_s)^2}{u_s^2} - K_{st} \right]$	$K_{st} = 0.0037 \frac{u_s^2}{gD} + 1$
4	Chudiakow	$\frac{du_s}{dt} = \frac{\rho_s - \rho_g}{\rho_s} g \left[\frac{(u_g - u_s)^{1.82}}{u_s^{1.82}} - 1 \right]$	
5	Yang	$\frac{du_s}{dt} = \frac{\rho_s - \rho_g}{\rho_s} g \left[\frac{(u_g - u_s)^2}{u_s^2} \frac{C_{Dp}}{C_D} - \left(1 + \frac{f_s u_s^2}{2gD} \right) \right]$	
6	Capes-Nakamura model jednorodny	$\frac{du_s}{dt} = g \left[\frac{(u_g - u_s)^2}{u_s^2} \frac{1}{\epsilon^{2n-2}} - \left(1 + \frac{2f_s u_s^2}{gD} \right) \right]$	$f_s = \frac{0.057(gD)^{0.61}}{u_s^{1.22}}$
7	Capes-Nakamura model pierścieniowy	$\frac{du_{s1}}{dt} = g \left[\frac{(u_{g1} - u_{s1})^2}{u_{s1}^2} \frac{1}{\epsilon^{2n-2}} - 1 \right]$ $\frac{du_{s2}}{dt} = g \left[\frac{(u_{g2} - u_{s2})^2}{u_{s2}^2} \frac{1}{\epsilon^{2n-2}} - \left(1 + \frac{2f_{s2} u_{s2}^2}{gD} \right) \right]$	

Opis instalacji doświadczalnej

W pomiarach wykorzystano instalację do badań międzyfazowej wymiany ciepła w pionowym transporcie pneumatycznym.

Schemat instalacji przedstawiono na rys.2. W instalacji tej powietrze tłoczone przez wentylator 9 przechodzi przez zawór



Rys.2. Schemat instalacji doświadczalnej

regulacyjny 10 i zwężkę pomiarową 11 do pionowego odcinka rury pomiarowej 1. Materiał sypki doprowadzony jest do dozownika 2 ze zbiornika przelotowego 7 poprzez zasuwę regulacyjną 8. Oddzielenie materiału sypkiego od powietrza następuje w komorze opadowej 3 i cyklonie 4. Zasadniczym elementem instalacji jest pionowa rura pomiarowa o długości 3,8 m i średnicy wewnętrznej 60 mm. Średnica ta, przy największych cząstkach wykorzystywanych w eksperymentach $d_p = 1,83 \text{ mm}$, daje wartość $U/d_p =$

= 32,8, a więc wartość znacznie wyższą od podawanej w [24] granicznej wartości stosunku $D/d_p = 10$, poniżej której występuje wyraźny wpływ wielkości cząstek na profil prędkości gazu i współczynnik oporu czołowego cząstki. Odcinek pomiarowy wykonano z polerowanej rury chromowo-niklowej.

W trakcie eksperymentu mierzono następujące wielkości:

- /1/ natężenie przepływu powietrza,
- /2/ wydajność transportu pneumatycznego,
- /3/ rozkład ciśnienia wzdłuż wysokości rury pomiarowej,
- /4/ ilość materiału sypkiego w objętości rury pomiarowej.

Materiał sypki wykorzystywany w badaniach

Z przeglądu literaturowego zagadnienia wynika, że w dotychczasowych badaniach autorzy wykorzystywali rozmaite materiały sypkie zależnie od właściwych technologii, przy czym wyniki tych badań starali się uogólniać sprowadzając cząstki niesferyczne do kuli przez wprowadzanie różnie zdefiniowanych współczynników kształtu. Aby uniknąć błędu z tytułu złego zdefiniowania współczynnika kształtu cząstki, zdecydowano się na wykorzystanie w badaniach własnych materiału, który stanowią kulki ceramiczne, rozdzielone na trzy wąskie frakcje ziarnowe o średnicach cząstek $d_p = 0,70$ mm, $d_p = 1,33$ mm i $d_p = 1,83$ mm. Średnicę kulek obliczono na podstawie średniej masy cząstek /wyznaczonej z wagi próbek zawierających 50 lub 100 cząstek/ i oznaczonej piknometrycznie ich gęstości $\rho_s = 2469$ kg/m³.

W badaniach wykorzystano dodatkowo frakcję piasku kwarcowego /0,45 - 0,50 mm/ o gęstości $\rho_s = 2433$ kg/m³ w celu porównania uzyskanych wyników z danymi literaturowymi, gdyż podobny materiał wykorzystywany był w niektórych, omówionych poprzednio, pracach.

Interpretacja pomiarów

W niniejszej pracy zdecydowano się na ocenę przydatności poszczególnych modeli ruchu strumienia cząstek, przez sprawdzenie hipotezy zerowej

$$H_0 : \bar{x} = 1$$

na poziomie istotności 0,05 [25], w której zmienną losową x zdefiniowano następującą zależnością:

$$x = \frac{\text{wartość koncentracji średniej obliczonej według modelu}}{\text{wartość koncentracji średniej zmierzonej doświadczalnie}}$$

W wyniku rozwiązania równań typu /9/ otrzymuje się rozkład prędkości lokalnych $u_{s \text{ lok}}$ dla cząstek materiału sypkiego. Wartości te i wydajności transportu G_s determinują koncentrację lokalną cząstek, gdyż:

$$\beta_{v \text{ lok}} = \frac{G_s}{\rho_s \Lambda_F u_{s \text{ lok}}} \quad /10/$$

Koncentrację średnią materiału sypkiego wyznacza się całkując rozkład $\beta_{v \text{ lok}}$ w granicach od 0 do $H_{\text{całk}}$,

$$\beta_v = \frac{1}{H_{\text{całk}}} \int_0^{H_{\text{całk}}} \beta_{v \text{ lok}} dH \quad /11/$$

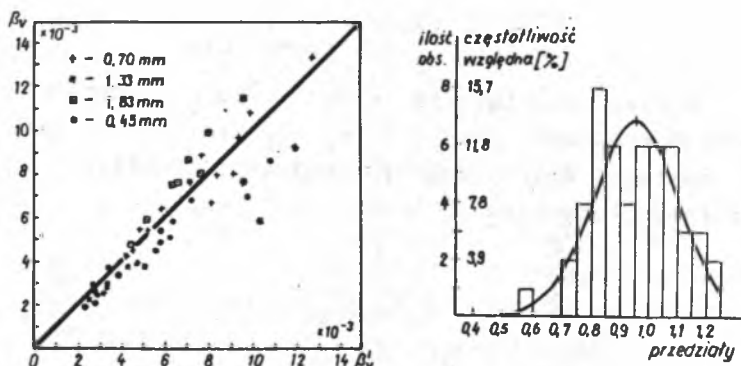
Wartość ta porównywana jest z wartością zmierzoną eksperymentalnie. Koncentrację średnią materiału /eksperymentalną/ w przewodzie transportującym oblicza się według zależności:

$$\beta'_v = \frac{4G_m}{\pi D^2 H_{\text{całk}} \rho_s} \quad /12/$$

w której G_m - ilość materiału sypkiego znajdująca się w objętości rury pomiarowej.

Rozkłady zmiennej x przeliczono za pomocą standardowych programów dla kalkulatora Hewlett-Packard 9830A, uzyskując histogramy i podstawowe statystyki tych rozkładów.

Przykładowo na rys. 3 pokazano wyniki obliczeń statystycznych dla modelu pierścieniowego Capesa i Nakamury, dającego najlepszą zgodność z rzeczywistymi warunkami przepływu fazy stałej w pionowym transporcie pneumatycznym.



Rys.3. Porównanie średnich koncentracji materiału sypkiego obliczonych według modelu pierścieniowego Capesa-Nakamury.

Wnioski

Oceniając poszczególne modele według przyjętego kryterium można stwierdzić, że tylko w przypadku modeli Chudiakowa, Gorbisa-I i Gorbisa-II oraz Capesa-Nakamury uzyskano pozytywny wynik weryfikacji hipotezy zerowej na założonym poziomie istotności. Jednakże tylko w przypadku pierścieniowego modelu transportu pneumatycznego według Capesa-Nakamury można mówić o uzyskaniu najlepszej zgodności średniej koncentracji materiału β_v w przewodzie, wyznaczonej eksperymentalnie, z obliczoną teoretycznie. Uzyskany dla tego modelu rozkład

zmiennej losowej x charakteryzuje się:

- najlepszym wynikiem testu t ,
- najmniejszą wariancją,
- najmniejszym odchyleniem standardowym,
- najmniejszym rozstępem.

Oznaczenia

A_F	- pole przekroju przewodu	m^2
C_D^*, C_D, C_{Dp}	- współczynnik oporu czołowego cząstki: w warunkach ruchu ustalonego, opadającej w nieruchomym płynie, w warunkach ruchu przyspieszonego	
D	- średnica przewodu	m
d_p	- średnica ekwiwalentna cząstki równa średnicy kuli o objętości tej samej co cząstka	m
f_s	- współczynnik oporu tarcia cząstek o ścianę rury	
G	- masowe natężenie przepływu	kg/h
G_m	- ilość materiału sypkiego w objętości rury	kg
g	- przyspieszenie ziemskie	m/s^2
H	- wysokość rury pomiarowej	m
K	- współczynnik recyrkulacji materiału	
P	- ciśnienie	N/m^2
t	- czas	s
u, u_u	- prędkość liniowa, prędkość unoszenia cząstki	m/s
w	- bezwymiarowa prędkość liczona na powierzchnię przekroju przewodu	
	$w_g = \frac{G_g}{3600 \rho_g A_F u_u}, \quad w_s = \frac{G_s}{3600 \rho_s A_F u_u}$	
β_p	- objętościowy współczynnik zawiesiny	$m^3 f. st/h / m^3 f. g/h$
β_v	- koncentracja objętościowa materiału sypkiego w rurze	$m^3 f. st./m^3 apar.$

δ	- współczynnik sił wzajemnego oddziaływania faz	
$\epsilon, \bar{\epsilon}$	- porowatość zawiesiny, porowatość średnia w przewodzie	
ζ	- udział strefy rdzenia w przewodzie	
η	- dynamiczny współczynnik lepkości gazu	kg/m.s
μ	- masowy współczynnik zawiesiny	kg/h / kg/h
ν	- kinematyczny współczynnik lepkości gazu	m ² /s
ρ	- gęstość	kg/m ³
τ	- naprężenie styczne	kg/m/s ²

$$K_{st} = A \frac{u_s^2}{gD} - \text{moduł uwzględniający siłę tarcia cząstek o ścianę}$$

Moduły bezwymiarowe

$$Re_p = \frac{(u_g - u_s) d_p}{\nu} - \text{liczba Reynoldsa}$$

Indeksy

g	- gaz
s	- faza stała

LITERATURA

- [1] Milutin W.N., Szrajber A.A.: T.O.Ch.T., 10, 239/1976/
- [2] Torobin L.B., Gauvin W.H.: Can J.Chem.Engng., 38, 129 /1959/.
- [3] - Ibid., 38, 167 /1959/
- [4] - Ibid., 38, 224 /1959/
- [5] - Ibid., 39, 142 /1960/
- [6] - Ibid., 39, 189 /1960/
- [7] - Ibid., 40, 113 /1961/
- [8] Boothroyd R.G.: Flowing Gas - Solids Suspensions, Chapman and Hall, London 1971, 21-24
- [9] Tchen C.M.: Mean Value and Correlation Problems Connected with the Motion of Small Particles Suspended in a Turbulent Fluid, Ph.D. Thesis /1947/, wg 8 .
- [10] Oseen C.W.: Hydrodynamik, Lipsk 1927, wg 8.
- [11] Odar F.: J.Fluid Mech., 25, 591 /1966/.

- [12] Vollheim R.: Pneumatischer Transport, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Lipsk 1971.
- [13] Flederman R.G., Hanson A.R.: U.of Michigan Engineering Research Institute Report, Nr Cm 667, wg 4.
- [14] Ganson A.R.: Proc.Znd Midwestern Conf. on Fluid Mech., 415 /1952/, wg 4.
- [15] Chudiakow G.N.: Izv. AN SSSR, nr 7 /1953/.
- [16] Gorbis Z.R.: Tęplotobmien i gidromiechanika dispersyjnych skwoznych potokow, Energia, Moskwa 1970, 61-82.
- [17] Yang W.C., Kaairns D.I., Archew D.N.: Can.J. Chem Engng., 51, 779 /1973/; 52, 349 /1975/
- [18] Richardson J.F., Zaki W.N.: Trans.Instn.Chem.Engrs 32, 35/1954/.
- [19] W.P.M.Van Swaaij, Duurman C., J.W.Van Breugel: Chem. Eng.Sci., 25, 1318/1970/
- [20] Nakamura K., Capes C.E.: Can J.Chem.Engng., 51, 31, /1973/, cz.I. 51, 39/1973/, cz.II.
- [21] Reddy R.V.S., Pei D.C.T.: Ind.Eng.Chem. Fund., 8, 490/1969/
- [22] Konno H., Saito S.: H.Chem.Eng.Japan, 2, 211/1969/.
- [23] Stemerding S.: Chem.Eng.Sci., 17, 599/1962/
- [24] Gorbis Z.R.: Tęplotobmien i gidromiechanika dispersyjnych skwoznych potokow, Energia, Moskwa 1970, 66-88.
- [25] Volk W.: Statystyka stosowana dla inżynierów, WNT, Warszawa 1973.

АЭРОДИНАМИКА ВЕРТИКАЛЬНОГО ПНЕВМАТИЧЕСКОГО ТРАНСПОРТА СЫПУЧИХ МАТЕРИАЛОВ

Р е з ю м е

На основе анализа моделей движения частиц твёрдой фазы в струи газа показано, что сводятся они к общей зависимости, учитывающей характер обтекания частиц, влияние концентрации на их движение и влияние трения частиц на стенке трубопровода. Экспериментальная оценка отдельных моделей движения частиц в струи газа, дала возможность выбрать модель, характеризующуюся наилучшей согласованностью с экспериментальными данными.

AERODYNAMICS OF THE VERTICAL PNEUMATIC TRANSPORT OF LOOSE MATERIALS

S u m m a r y

It has been proved on the basis of analysis of the models of solid phase particle motion in the gas stream that there is common relationship which takes into consideration the character of the flow around particle, effect of the concentration of the motion of particles and the effect of particle friction against the conduit walls.

The experimental evaluation of individual models of the particle motion in a gas stream enabled the selection of the model which ensures the best compatibility with the experimental data.