

WPLYW ŚCISLIWOŚCI GAZU NA PROPAGACJĘ FAL NIESTABILNOŚCI W JEDNORODNYM GAZOWYM ZŁOŻU FLUIDALNYM*

PAWEŁ WIEWIÓRSKI

Politechnika Łódzka

W ramach opisu dynamiki układu fluidalnego modelem dwu przenikających się i oddziałujących ze sobą ośrodków ciągłych rozpatrzono stabilność stanu jednorodnej fluidyzacji. W odróżnieniu od dotychczasowych prac uwzględniono ściśliwość czynnika fluidyzującego. Stwierdzono pewien destabilizujący wpływ ściśliwości gazu, polegający na nieznacznym zwiększeniu wartości współczynników wzmocnienia fal biegnących w górę złoża oraz pojawieniu się niestabilności fal o bardzo dużej długości — biegnących w przeciwnym kierunku.

Wykaz symboli

a_0	— izentropowa prędkość dźwięku w czystym gazie,
g	— przyspieszenie grawitacyjne,
$G(\Theta) = \frac{\partial}{\partial \Theta} ((1-\Theta)(p_d-p))$	— moduł sztywności fazy cząstek,
k	— liczba falowa, wzór (5),
$K(\Theta, r_p, v_v)$	— funkcja sprzęgająca pędy faz,
p, p_d	— ciśnienie gazu i w fazie cząstek (wynikłe z wzajemnego bezpośredniego oddziaływania cząstek),
r_p	— promień cząstki,
$s = \rho_d/\rho_{v0}$	— czas,
t	— czas,
u_v, u_d	— prędkość fazy gazowej i fazy cząstek,
v	— prędkość fazowa fali, wzór (5),
x	— współrzędna (zwrócona ku górze),

* Praca wykonana w ramach problemu CPBP 02.01 koordynowanego przez IPPT PAN

ν_v	— lepkość kinematyczna gazu,
ξ	— współczynnik wzmocnienia fali, wzór (5),
ρ_v, ρ_d	— gęstość masy gazu i materiału cząstek,
η	— częstość fali, wzór (5),
λ_d, μ_d	— lepkość dylatacyjna i ścianania fazy cząstek,
$\mu_d = \lambda_d + 4/3\mu_d$	
Θ	— porowatość,
$\varphi = \xi - i\eta$	
(\cdot)	— zaburzenie,
(o)	— stan jednorodny.

1. Wprowadzenie

Z dotychczasowych analiz stabilności stanu jednorodnej fluidyzacji prowadzonych w ramach opisu dynamiki układu za pomocą modelu dwu przenikających się ośrodków ciągłych i bez uwzględnienia ściśliwości czynnika fluidyzującego wynika, że stan jednorodny jest niestabilny w stosunku do małych zaburzeń, a zwiększenie ilorazu (s) gęstości masy materiału cząstek i gęstości płynu powoduje znaczący wzrost stopnia niestabilności, tj. wzrost dodatnich współczynników wzmocnienia fal niestabilności, np. [1]. Bardziej złożona analiza dotycząca powstawania niestabilności typu konwekcyjnego w złożu o ograniczonych wymiarach przewiduje stabilizujące działania zwiększonego spadku ciśnienia na dystrybutorze czynnika fluidyzującego [2, 3]. Eksperymentalne badania rozwoju fal niestabilności w złożu cieczowym [4] potwierdziły wynikający z jednowymiarowej liniowej analizy [5] potęgowej, w początkowej fazie, wzrost amplitudy biegnących w górę złoża fal niestabilności.

Taka jednowymiarowa analiza, bez uwzględnienia ściśliwości czynnika fluidyzującego została rozciągnięta na przypadek złoża gazowego [6, 7, 9]. Wynika z niej, że stabilny stan jednorodny złoża gazowego jest możliwy, o ile parametr charakteryzujący sztywność fazy cząstek (fazy dyspersyjnej) osiągnie odpowiednio dużą wartość graniczną. Postuluje się [7, 9], że za pojawienie się odpowiednio dużej wartości sztywności fazy dyspersyjnej są odpowiedzialne siły kohezji, co powoduje istnienie mechanicznej struktury tej fazy.

Z drugiej strony, interesująca byłaby odpowiedź na pytanie, jak uwzględnienie ściśliwości gazu modyfikuje związki dyspersyjne fal niestabilności. Nie da się bowiem, przy założeniu nieściśliwości gazu, poprawnie przewidywać rozchodzenia się zaburzeń dźwiękowych w takim układzie. Przy silnym sprzężeniu pędów obydwu faz, co ma miejsce dla dużych liczb Stokesa, prędkość dźwięku w układzie wypada bardzo mała w porównaniu z prędkością dźwięku w czystym gazie [10, 11, 12]. Nie da się także objaśnić, bez uwzględnienia ściśliwości gazu, zachowania się złoża gazowego poddanego wibrującemu zasilaniu [13].

Określenie ilościowe związków dyspersyjnych charakteryzujących propagację małych zaburzeń stanu jednorodnej fluidyzacji oraz uwzględniających ściśliwość gazowego czynnika fluidyzującego było celem niniejszej pracy.

2. Liniowa analiza stabilności stanu jednorodnej fluidyzacji

Rozważane jest złożo fluidalne o nieskończonej wysokości. Jednowymiarowe równania zachowania masy i pędu odpowiednio dla fazy gazowej (indeks „v”) oraz fazy cząstek (indeks „d”) są następujące, np. [5, 6]:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_v \Theta) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_v \Theta u_v) = 0, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_d (1 - \Theta)) + \frac{\partial}{\partial x} ((1 - \Theta) \rho_d u_d) = 0, \quad (1b)$$

$$\rho_v \Theta \frac{du_v}{dt} = -\Theta \frac{\partial p}{\partial x} - K(u_v - u_d) - \rho_v \Theta g, \quad (1c)$$

$$\begin{aligned} \rho_d (1 - \Theta) \frac{du_d}{dt} = & -(1 - \Theta) \frac{\partial p}{\partial x} + K(u_v - u_d) + \\ & + G \frac{\partial \Theta}{\partial x} + \hat{\mu}_d \frac{\partial^2 u_d}{\partial x^2} - \rho_d (1 - \Theta) g. \end{aligned} \quad (1d)$$

Stacjonarne rozwiązanie równań (1) opisujące stan jednorodny fluidyzacji otrzymuje się przez uwzględnienie w (1) $u_v = u_{v0}$, $u_d = 0$, $\Theta = \Theta_0$, $\rho_v = \rho_{v0}$,

$$\frac{\partial p_0}{\partial x} = -(\Theta_0 \rho_{v0} + (1 - \Theta_0) \rho_d), \quad (2)$$

$$K_0 u_{v0} = \Theta_0 (1 - \Theta_0) (\rho_d - \rho_{v0}).$$

Poszukując odpowiedzi na pytanie czy (2) jest stabilne, linearyzujemy (1) przez podstawienie (') oznacza małe zaburzenie):

$$\begin{aligned} p = p_0 + p', \quad u_v = u_{v0} + u'_v, \quad u_d = u'_d, \quad \Theta = \Theta_0 + \Theta', \\ \rho_v = \rho_{v0} + \rho'_v. \end{aligned} \quad (3)$$

Po podstawieniu (3) w (1), uwzględnieniu (2), wyrugowaniu u'_v , u'_d oraz p' przez uwzględnienie:

$$p' = \frac{\partial p}{\partial \rho_v} \Big|_0 \rho'_v = a_0^2 \rho'_v, \quad (3a)$$

gdzie: a_0 — izentropowa prędkość dźwięku w czystym gazie, otrzymuje się układ dwu równań drugiego rzędu opisujący dynamikę małych zaburzeń (') stanu jednorodnego (o), który wygodnie jest zapisać w zwartej formie:

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Theta' \\ \rho'_v \end{bmatrix} = 0, \quad (4)$$

gdzie: A_{ij} — liniowe operatory różniczkowe.

Szczegółowa postać tych operatorów jest następująca:

$$\begin{aligned} A_{11} = & \frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2u_{v0} \frac{\partial^2}{\partial t \partial x} + u_{v0}^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{K_0}{\rho_{v0}(1 - \Theta_0)\Theta_0} \frac{\partial}{\partial t} + \\ & + \frac{K_0 u_{v0}}{\rho_{v0}} \left(\frac{2}{\Theta_0} - H_0 \right) \frac{\partial}{\partial x}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_{12} &= \frac{\Theta_{v0}}{\varrho_{v0}} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2u_{v0} \frac{\partial^2}{\partial t \partial x} + (u_{v0}^2 - a_0^2) \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) + \\
 &\quad + \frac{K_0}{\varrho_{v0}^2} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{K_0 u_{v0}}{\varrho_{v0}^2} \frac{1}{(1 - \Theta_0)(s-1)} \frac{\partial}{\partial x}, \\
 A_{21} &= (s-1) \frac{\partial^2}{\partial t^2} - 2u_{v0} \frac{\partial^2}{\partial t \partial x} - \left(u_{v0}^2 + \frac{G_0}{\varrho_{v0}} \right) \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \\
 &\quad - \frac{\hat{\mu}_a}{\varrho_{v0}(1 - \Theta_0)} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) - \frac{K_0 u_{v0}}{\varrho_{v0}} \frac{1}{\Theta_0(1 - \Theta_0)} \frac{\partial}{\partial x}, \\
 A_{22} &= - \frac{\Theta_0}{\varrho_{v0}} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2u_{v0} \frac{\partial^2}{\partial t \partial x} + \left(u_{v0}^2 - \frac{a_0^2}{\Theta_0} \right) \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) + \\
 &\quad + \frac{K_0 u_{v0}}{\varrho_{v0}} \frac{1}{(1 - \Theta_0)(s-1)} \frac{\partial}{\partial x}.
 \end{aligned}$$

Poszukuje się rozwiązań (4) w postaci fal biegnących Φ w formie:

$$\Phi = \hat{\Phi} \exp(\varphi t + i k x), \quad (5)$$

gdzie: $\hat{\Phi}$ — amplituda (zespolona) fali, $i = \sqrt{-1}$, $\varphi = \xi - i\eta$,

ξ — współczynnik wzmocnienia fali (dla $\xi > 0$ amplituda fali rośnie potęgowo w czasie),

η — częstość fali,

k — liczba falowa (rzeczywista),

λ — długość fali, $\lambda = 2\pi/k$,

v — prędkość fazowa fali, $v = \eta/k$.

Niezerowe rozwiązania (4) w postaci (5) są możliwe, gdy spełniony jest warunek:

$$\det \tilde{\mathbf{A}} = 0, \quad (6)$$

gdzie $\tilde{\mathbf{A}}$ otrzymuje się z \mathbf{A} przez uwzględnienie, zgodnie z (5), $\frac{\partial}{\partial t} = \varphi$, $\frac{\partial}{\partial x} = ik$, itd.

Rozwinięcie (6) prowadzi do równania wielomianowego (czwartego stopnia):

$$W(\varphi) = 0, \quad (7)$$

gdzie zespolone współczynniki wielomianu są funkcjami parametrów jednorodnego układu: Θ_0 , u_{v0} , a_0 , s , r_p , ϱ_{v0} , v_v , G_0 , $\hat{\mu}_a$, K_0 oraz liczby falowej k .

Pierwiastki (7) dają poszukiwane związki dyspersyjne. Szczegółowa forma równania (7) jest następująca:

$$\hat{\varphi}^4 + (A_3 + iB_3)\hat{\varphi}^3 + (A_2 + iB_2)\hat{\varphi}^2 + (A_1 + iB_1)\hat{\varphi} + A_0 + iB_0 = 0, \quad (8)$$

gdzie:

$$\hat{\varphi} = \frac{\varphi}{ka_0},$$

$$A_3 = Mk + \chi \left(\frac{1}{\psi} + 1 \right) \frac{1}{k},$$

$$B_3 = 2\delta,$$

$$A_2 = c + 1 - \delta^2 + \Gamma_0 + \chi M,$$

$$B_2 = 2M\delta k - \chi\delta \left(\frac{1}{\Theta_0 \psi (s-1)} + \frac{\Theta_0}{s} H_0 \right) \frac{1}{k},$$

$$A_1 = M(1 - \delta^2)k + \chi \left(\delta^2 \left(\frac{2\Theta_0}{s} H_0 - \frac{2-3\Theta_0}{(1-\Theta_0)s} \right) + \frac{1}{\Theta_0^2 \psi} + \Gamma_0 \right) \frac{1}{k},$$

$$B_1 = 2(c + \Gamma_0)\delta - \chi M\delta \frac{1}{(1-\Theta_0)(s-1)} - \chi^2\delta \frac{1}{(1-\Theta_0)s} \left(1 + \frac{1}{(1-\Theta_0)(s-1)} \right) \frac{1}{k^2},$$

$$A_0 = \chi^2\delta^2 \frac{1}{(1-\Theta_0)(s-1)} \left(\frac{1-2\Theta_0}{\Theta_0 \psi} - \frac{\Theta_0}{s} H_0 \right) \frac{1}{k^2} - \delta^2 (c + \Gamma_0) + \Gamma_0,$$

$$B_0 = \chi\delta \left(\delta^2 \left(-\frac{1-2\Theta_0}{\Theta_0 \psi} + \frac{\Theta_0 H_0}{s} \right) + \frac{2-3\Theta_0}{\Theta_0(1-\Theta_0)s} - \frac{H_0}{s} - \frac{1}{(1-\Theta_0)(s-1)} \Gamma_0 \right) \frac{1}{k},$$

oraz:

$$M = \frac{\hat{\mu}_d}{s\varrho_{v0}(1-\Theta_0)a_0}, \quad \chi = \frac{K_0}{\varrho_{v0}\Theta_0 a_0}, \quad c = \frac{1-\Theta_0}{\Theta_0 s}, \quad \psi = \frac{1-\Theta_0}{\Theta_0} s,$$

$$\delta = \frac{u_{v0}}{a_0} = \frac{\Theta_0(1-\Theta_0)(s-1)\varrho_{v0}g}{K_0 a_0}, \quad \Gamma_0 = \frac{G_0}{\varrho_{v0}s a_0^2}, \quad K_0 = f(\Theta_0),$$

$$H_0 = \left. \frac{dK/d\Theta}{K} \right|_{\Theta=\Theta_0}.$$

Równanie (8) rozwiązywano numerycznie wg specjalnie opracowanego programu poszukując pierwiastków w szerokim paśmie liczb falowych k . Szczegółowe wartości parametrów charakteryzujących stan jednorodny złoża są podane na rysunkach. Tutaj należy dodać, że zawsze przyjmowano $\nu_v = 0.1548 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ oraz $g = 9.81 \text{ m/s}^2$. Dla dużych cząstek ($r_p = 430 \text{ }\mu\text{m}$) przyjmowano wg [6] zależność:

$$K_0(\Theta_0) = 4.5 \frac{\varrho_{v0}\nu_v}{r_p^2} \Theta_0(1-\Theta_0) \exp - \left((0,3625\Theta_0 - 4.093) \left(\frac{1-\Theta_0}{\Theta_0} \right)^{1/3} \right),$$

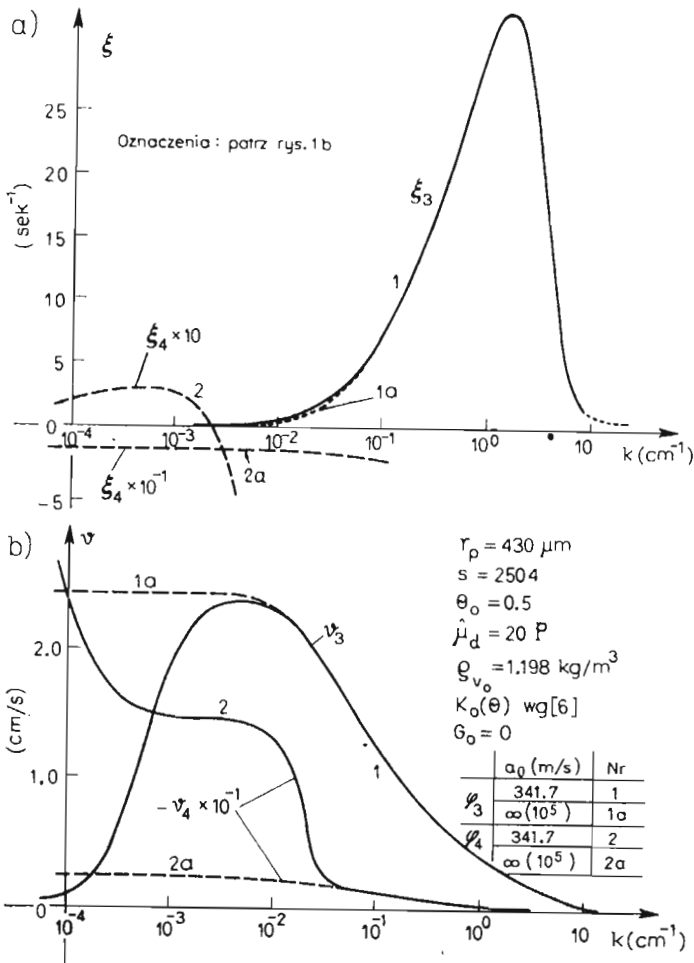
natomiast dla małych cząstek ($r_p = 15 \div 50 \text{ }\mu\text{m}$) przyjmowano bardziej odpowiednią zależność Erguna [9]: $K_0(\Theta_0) = 37.5 \frac{(1-\Theta_0)^2}{\Theta_0} \frac{\varrho_{v0}\nu_v}{r_p^2}$. Wykorzystaną w obliczeniach wartość lepkości fazy cząstek $\hat{\mu}_d = \lambda_d + 4/3\mu_d = 20P$ należy uznać za zbliżoną do wartości realnych. W poprzednich analizach [1, 2, 3] taka wartość była używana; także ostatnie eksperymenty wskazują, że lepkość ścinania μ_d sfluidyzowanych gazem cząstek o średnicach ok. $70 \text{ }\mu\text{m}$ wynosi kilka P [14], a można oczekiwać, że lepkość dylatacyjna λ_d jest co najmniej tego samego rzędu.

Wybierając do obliczeń wartości parametrów charakteryzujących układ fluidalny brano pod uwagę konieczność porównania własnych obliczeń z danymi ilościowymi (bardzo nielicznymi) dostępnymi z literatury, np. [6]. Interesowano się także zakresem drobnych cząstek, bowiem wiadomo z eksperymentów, że takie układy rzeczywiście bywają jednorodne.

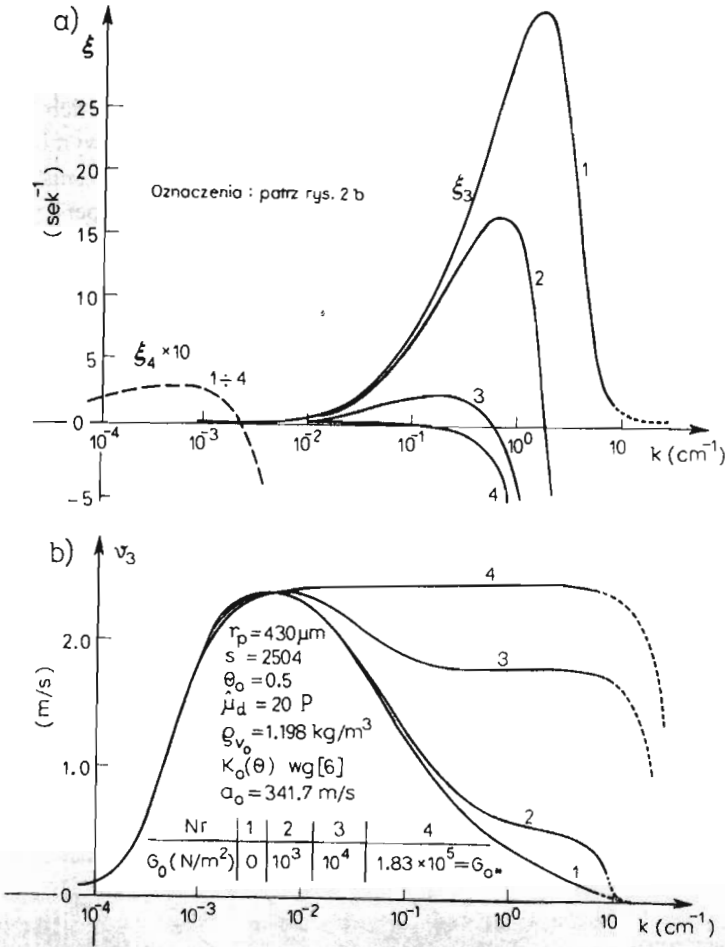
3. Omówienie wyników obliczeń

Z punktu widzenia stabilności stanu jednorodnego interesujące są te pierwiastki równania (7), w których pojawiają się dodatnie części rzeczywiste (ξ). Pierwiastki $\varphi_1(k)$ i $\varphi_2(k)$ opisujące propagację zaburzeń charakteryzujących się porównywalnymi bezwymiarowymi amplitudami gęstości gazu i porowatości, mają w całym zakresie liczb falowych ujemne części rzeczywiste i nie będą tu omawiane. Pierwiastki $\varphi_3(k)$ i $\varphi_4(k)$ opisujące propagację zaburzeń, w których na ogół bezwymiarowe amplitudy porowatości dominują, mogą mieć dodatnie części rzeczywiste i te będą omawiane.

Na rys. 1a pokazano przebiegi współczynników wzmocnienia w funkcji liczby falowej k zaburzenia: $\xi_3(k)$ i $\xi_4(k)$, a na rys. 1b przebiegi prędkości propagacji zaburzenia: $v_3(k)$ i $v_4(k)$. Wybrane do obliczeń parametry (min. duży rozmiar cząstek) określające stan



Rys. 1. Współczynnik wzmocnienia fal (a) oraz prędkość ich propagacji (b) jako funkcje liczby falowej k . Duża średnica cząstek; wpływ a_0 .

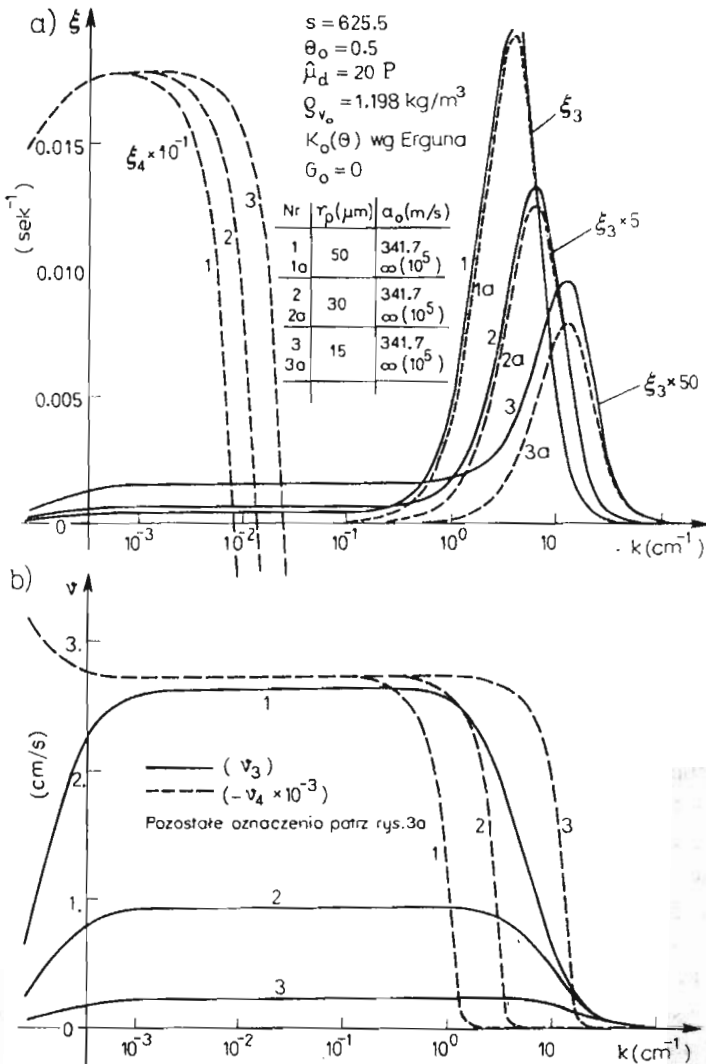


Rys. 2. Współczynnik wzmocnienia fal (a) oraz prędkość ich propagacji (b) jako funkcje liczby falowej k . Wpływ sztywności fazy cząstek G_0 .

jednorodny są wyszczególnione w opisie rys. 1b i pokrywają się z wartościami parametrów wziętymi do obliczeń z wykorzystaniem modelu nie uwzględniającego ściśliwości czynnika fluidyzującego [6]. Pozwoliło to dokonać porównania z danymi wynikającymi z prezentowanych wyliczeń. Uwzględnienie w obecnym modelu bardzo dużej wartości prędkości dźwięku w czystym gazie, np. $a_0 = 10^5 \text{ m/s}$, daje wyniki pokrywające się z wartościami wynikającymi z modelu „nieściśliwego” [6]. Jest charakterystyczne, że model „nieściśliwy” przewiduje tylko jedyny (φ_3) rodzaj niestabilnych zaburzeń — zaburzeń propagujących się w górę złoża. Przebieg współczynnika wzmocnienia $\xi_3(k)$ ma charakterystyczny kształt z wyraźnym maksimum leżącym zawsze w zakresie stosowalności modelu ośrodka ciągłego, tj. w zakresie długości fal przewyższających wielokrotnie rozmiary niejednorodności, które są rzędu średnic cząstek.

Porównanie krzywych $\xi_3(k)$ obliczonych odpowiednio dla $a_0 = 341.7 \text{ m/s}$ i $a_0 =$

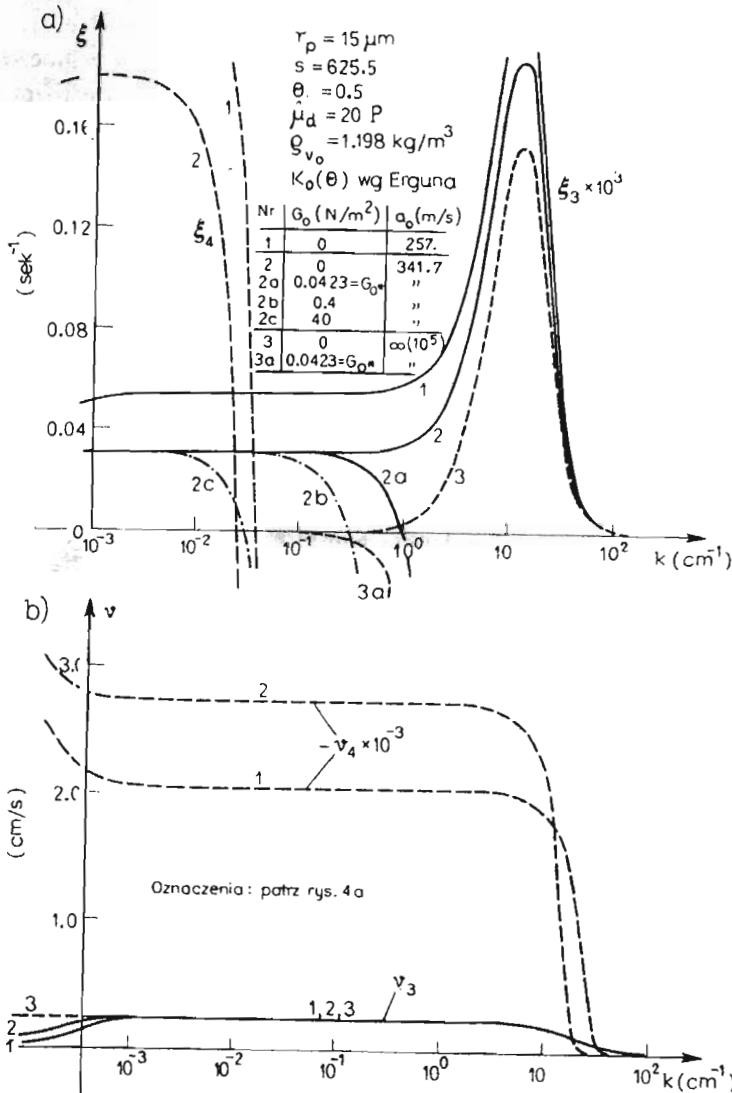
$= 10^5$ m/s pokazuje niewielki wpływ a_0 na ξ_3 — widać jedynie większą stromość przedniego zbocza krzywej $\xi_3(k)$. Analogiczne porównanie przebiegów $v_3(k)$ pokazuje istotną różnicę odpowiednich krzywych w zakresie mniejszych liczb falowych (większych długości fal). W obydwu przypadkach odpowiednie krzywe 1 i 1a odbiegają od siebie w tym zakresie liczb falowych, gdzie obserwuje się także istotną różnicę między krzywymi 2 i 2a pokazującymi $v_4(k)$, (rys. 1b), tj. prędkość propagacji drugiego typu zaburzenia, biegnącego ku dołowi złoża ($v_4 < 0$). Krzywa 2 charakteryzuje znacznie większą dyspersję tego zaburzenia (obserwowany poziomy odcinek krzywej 2 odpowiada tzw. „wzmrożonej” prędkości dźwięku $\hat{a} = \frac{a_0}{\Theta_0} (1 + \psi)^{-1/2}$, obserwowanej dla bardzo dużych liczb Stokesa [10, 11, 12]).



Rys. 3. Współczynnik wzmocnienia fal (a) oraz prędkość ich propagacji (b) jako funkcje liczby falowej k . Wpływ średnicy cząstek oraz a_0 .

Jest istotne, że ten drugi typ zaburzenia jest falą niestabilną (rys. 1a, krzywa 2) w zakresie dużych długości fal, o ile jest uwzględniona ściśliwość czynnika fluidyzującego, tj. dla skończonych wartości a_0 . Model „nieściśliwy” daje zawsze $\xi_4 < 0$ w całym zakresie liczb falowych.

Na rys. 2a i b pokazano znany [6, 7, 9], stabilizujący zaburzenie φ_3 , efekt zwiększenia modułu sztywności G_0 . Z modelu nieściśliwego wynika, że istnieje graniczna minimalna wartość G_{0*} , która zapewnia $\xi_3 < 0$ w całym zakresie liczb falowych. Ta wartość $G_0 = G_{0*}$ nie zapewnia powyższego warunku, o ile uwzględni się skończoną wartość a_0 ,



Rys. 4. Współczynnik wzmocnienia fal (a) oraz prędkość ich propagacji (b) jako funkcje liczby falowej k . Mała średnica cząstek. Wpływ a_0 oraz G_0 .

pokazuje to rys. 2a. Widać także praktyczny brak wpływu G_0 na $\xi_4(k)$ w interesującym zakresie $\xi_4 > 0$.

Na rys. 3a i b pokazano przebiegi $\xi(k)$ i $v(k)$ obliczone dla trzech różnych średnic cząstek (rozmiary cząstek oraz wartość s odpowiadają parametrom charakteryzującym katalizator krakingowy). Widać, że omówione poprzednio ogólne własności krzywych $\varphi(k)$ także tutaj są widoczne, choć w nieco zmienionej formie. W szczególności widać przesuwanie się maksimum krzywych $\xi_3(k)$ i $\xi_4(k)$ w zakres krótszych fal w miarę zmniejszania się rozmiarów cząstek. Należy zwrócić także uwagę na szybkie obniżanie się maksimum krzywej $\xi_3(k)$ wraz ze zmniejszaniem się rozmiarów cząstek oraz na niezależność wartości maksimum krzywej $\xi_4(k)$ od rozmiarów cząstek. Trzeba podkreślić także, że wartości maksimum krzywych $\xi_4(k)$ znacznie przewyższają wartości maksymalne krzywych $\xi_3(k)$, odwrotnie niż było to dla dużych rozmiarów cząstek. Widać także widoczny wpływ a_0 na krzywą $\xi_3(k)$ a także na jej maksimum, tym większy im mniejsze rozmiary cząstek. Ta ostatnia własność jest także pokazana na rys. 4, dla najmniejszego rozmiaru cząstek, $2r_p = 30 \mu\text{m}$. Obszar znacznej dyspersji prędkości v_4 (patrz rys. 1b) jest przesunięty w stronę bardzo krótkich fal, co jest zrozumiałe, bowiem dla małych rozmiarów cząstek sprzężenia pędów faz jest bardzo silne (duże K_0) i wpływ a_0 uwidacznia się na całej rozciągłości krzywej $\xi_3(k)$, a więc także wpływa na wartości maksymalne. Dodatkowo na rys. 4a pokazano, że wartość $G_0 = G_{0*}$, która zapewnia $\xi_3 < 0$ w całym zakresie długości fal dla $a_0 \rightarrow \infty$, w przypadku skończonej wartości a_0 (np. $a_0 = 341,7 \text{ m/s}$) własności tej nie zapewnia; nawet dla $G_0 > G_{0*}$ zawsze istnieje zakres bardzo długich fal niestabilnych ($\xi_3 > 0$).

4. Uwagi końcowe

Przedstawione obliczenia pokazują, że uwzględnienie skończonej wartości a_0 (prędkości dźwięku w czystym gazie) daje nieznaczne zwiększenie współczynników wzmocnienia niestabilnych zaburzeń biegnących w górę złoża zwiększenie w stosunku do wartości wynikających z modelu „nieściśliwego”. Dodatkowo, pojawia się niestabilność (w zakresie bardzo długich fal) drugiego typu zaburzeń — biegnących w dół złoża. Jest charakterystyczne, że wartość sztywności fazy cząstek G_{0*} , która stabilizuje wszystkie zaburzenia w przypadku „nieściśliwym” jest niewystarczająca dla stabilizacji długich fal w przypadku „ściśliwym”.

Ponieważ obserwuje się realnie stany jednorodne złożów zawierających cząstki o rozmiarach $2r_p = 30 - 100 \mu\text{m}$, powstaje pytanie co do fizycznej istotności uzyskanych wyników. Nasuwa się przypuszczenie, że dodatkowy efekt stabilizujący wynika z obecności ścian ograniczających złożo usytuowanych w skończonej, niezbyt dużej odległości. Narzuca to określoną granicę na długość fal w kierunku poprzecznym. Należy się zatem spodziewać transferu energii od długich zaburzeń wzdłużnych do krótszych zaburzeń poprzecznych, których lepkościowe tłumienie jest bardziej intensywne [15].

Jest zamiarem autora przeanalizowanie tego zagadnienia, wymaga to jednakże rozpatrzenia co najmniej dwuwymiarowego typu zaburzeń.

Literatura

1. T. B. ANDERSON, R. JACKSON, *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, vol. 7, no 1, 12 - 21, 1968.
2. J. MADLIN, H. WONG, R. JACKSON, *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, vol. 13, no 3, 247 - 259, 1974.
3. J. MADLIN, R. JACKSON, *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, vol. 14, no 4, 315 - 321, 1975.
4. M. M. EL-KAISSY, G. M. HOMSY, *Int. J. of Multiphase Flow*, vol. 2, 379 - 395, 1976.
5. G. M. HOMSY, M. M. EL-KAISSY, A. DIDWANIA, *Int. J. of Multiphase Flow*, vol. 6, 305 - 318, 1980.
6. S. K. GARG, J. W. PRITCHETT, *J. of Appl. Phys.*, vol. 46, no 10, 4493 - 4500, 1975.
7. S. M. P. MUTSERS, K. RIETEMA, *Powder Techn.*, vol. 18, 239 - 248, 1977.
8. K. RIETEMA, *Chem. Eng. Sci.*, vol. 34, 571 - 578, 1979.
9. K. RIETEMA, *Chem. Eng. Sci.*, vol. 37, 1125 - 1150, 1982.
10. F. HARLOW, A. AMSDEN, *J. of Computational Phys.*, vol. 17, 19 - 52, 1975.
11. W. GREGOR, J. RAASCH, *Chem. Eng. Sci.*, vol. 31, 1976.
12. P. WIEWIÓRSKI, W. BRATEK, *Arch. Prac Instytutu Maszyn Przepływowych Politechniki Łódzkiej* Nr IMP-857, 1983.
13. A. BASKAKOV, A. RYZHKOV, *Materiały III Symp. Termodynamiki Warstwy Fluidalnej TERMO-FLUID'85, Częstochowa, 1985, 17 - 22.*
14. G. van den LANGENBERG-SCHENK, *Doctoral Diss., Eindhoven Univ. of Technology, 1982.*
15. M. ARAI, *Nuclear Sci. Eng.*, vol. 74, 77 - 83, 1980.

Резюме

ВЛИЯНИЕ СЖИМАЕМОСТИ ГАЗА НА ПРОПАГАЦИЮ ВОЛН НЕУСТОЙЧИВОСТИ
В ОДНОРОДНОМ ПСЕВДООЖИЖЕННОМ СЛОЕ

В пределах двускоростной модели сплошной среды рассмотрено устойчивость однородного состояния псевдоожигенного слоя. В противоположности до равных работ в этой статье принято во внимание сжимаемость газа. Сделано несколько вычислений с целью количественного исследования влияния сжимаемости газа на закон дисперсии неустойчивых возмущений однородного состояния псевдоожигенного слоя.

Summary

EFFECT OF FLUIDIZING GAS COMPRESSIBILITY ON PROPAGATION OF INSTABILITY
WAVES IN UNIFORM FLUIDIZED BED

In the framework of the two-fluid model the stability of the uniform fluidization state has been considered. In contrast to previous works the compressibility of the fluidizing gas has been taken into account. Numerical calculations have been performed in order to estimate quantitatively the influence of the gas compressibility on the dispersion relations for unstable perturbations of the uniform state. A certain destabilizing effect has been observed.

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 15 czerwca 1987 roku