

STANISŁAW BŁASZCZYŃSKI

WŁASNOŚCI SUCHYCH OSRODKÓW CIĘŻKICH, STOSOWANYCH  
DO WZBOGACENIA KOPALIN W ŚWIETLE TEORII FLUIDYZACJI

**Streszczenie.** W przedstawionej pracy podjęto próbę scharakteryzowania własności suchych ośrodków ciężkich (stosowanych do wzbogacania kopaliny) w oparciu o prace badawcze z dziedziny fluidyzacji. Omówiono zjawisko fluidyzacji jednorodnej i niejednorodnej, krytyczną prędkość fluidyzacji, porowatość warstwy fluidalnej, ciśnienie warstwy fluidalnej oraz ciężar właściwy i lepkość fazy gęstej.

### 1. Wstęp

Stale rosnące zapotrzebowanie na wodę oraz coraz ostrzej zarysowującej się jej deficyt nakazuje zwrócić uwagę na suche metody wzbogacania szczególnie węgla. Spośród znanych metod wzbogacania na sucho na specjalną uwagę zasługuje metoda wzbogacania w suchych ośrodkach ciężkich takich jak powietrzna zawieszina piaskowa lub magnetytowa. Metoda ta pojawiła się jako konkurencyjna dla metod mokrych przede wszystkim ze względu na perspektywę wyeliminowania kłopotliwej i kosztownej gospodarki wodno-mułowej, która związana jest nierozzerwalnie z procesami wzbogacania w ośrodku ciężkim. Stosując suche ośrodki ciężkie do wzbogacania kopaliny usuwany szeregiem ujemnych stadiów mokrego wzbogacania, którego produkty wymagają odwodnienia, a częstokroć nawet suszenia, następnie drogiego odzyskiwania i oczyszczenia obciążnika oraz kłopotliwej regeneracji wody i cieczy zawieszinowej.

Prace nad tą metodą prowadzone są przede wszystkim w ZSRR i Stanach Zjednoczonych głównie ze względu na zagłębia węglowe położone w rejonach arktycznych. W Polsce metoda powyższa nie znalazła dotychczas zastosowania, jednak jej dodatnie aspekty wskazują na celowość podjęcia prac badawczych w tym zakresie, które powinny być poprzedzone bliższym poznaniem własności suchych ośrodków ciężkich.

### 2. Ośrodek fluidalny

Przeprowadzenie rozdrobnionych ciał stałych w stan fluidalny polega na zawieszeniu ich w wznoszącym się strumieniu gazu. Jest to zjawisko mające charakter pośredni między ruchem ciała stałego w płynie a przepływem gazu przez substancje stałe [1].

Jeżeli jakiś płyn przepływa przez warstwę oszstek ciała stałego o zbliżonej wielkości, to na pokonanie oporów potrzebny jest pewien gradient ciśnienia. Choć zwiększyć szybkość przepływu trzeba zwiększyć gradient ciśnienia. Gdy nastąpi zrównoważenie spadku ciśnienia z ciężarem ładunku syplkiego przypadającego na jednostkę powierzchni przekroju, wówczas osztki ciała stałego zaczną się poruszać. Ten ruch ciała stałego występuje przy prędkościach pozornych dużo niższych od końcowej prędkości opadania swobodnego oszstek stałych i stanowi początek fluidyzacji. Przy osiągnięciu pewnej charakterystycznej prędkości (krytycznej) przepływu, ładunek osiąga taki stan rozluźnienia, że poszczególne ziarna ciała stałego wykonywują ruchy przesuwają się względem siebie. Występuje wtedy zjawisko pewnego "upłynnienia" ładunku czyli fluidyzacji (związane z intensywnym mieszaniem ciała stałego). Gdy wzrasta prędkość przepływu ponad prędkość swobodnego opadania ziarn ciała stałego następuje ich wywianie z osrodka i wówczas kończy się proces fluidyzacji i nastąpi transport pneumatyczny.

Zjawisko fluidyzacji może zatem występować tylko w określonym zakresie prędkości przepływu płynu. Dolną granicę tego zakresu stanowi prędkość krytyczna, natomiast górną - prędkość swobodnego opadania ziarn ładunku fluidalnego, przy której są one już wynoszone z warstwy przez strumień płynu.

Układ fluidalny posiada niektóre własności podobne do własności cieczy pozwalające na szybkie usuwanie ciała stałego i z tego układu, co ma duże znaczenie technologiczne [2].

Obserwacje układu fluidalnego pozwalają zauważyć jeszcze inne cechy podobne do cieczy [2], a mianowicie nad ładunkiem fluidalnym tworzy się rodzaj mgiełki (zawiesiny) z najdrobniejszych ziarn wyrzuconych nad ten ładunek stanowią pewne podobieństwo do pary nad cieczą. Zawiesina ta występująca przy większych prędkościach jest nazywana "fazą rzadką" w przeciwieństwie do "fazy gęstej" stanowiącej właściwy ładunek fluidalny.

### 3. Stan fluidalny jednorodny i niejednorodny

Stan fluidalny określa się jako jednorodny w przypadku, gdy ma on przebieg regularny i daje równomierny rozkład ziarn ciała stałego w całej objętości fazy fluidalnej. Bliższa charakterystyka tego procesu przedstawia się następująco: ze wzrostem prędkości przepływu płynu i spadku ciśnienia objętość ładunku wzrasta przy czym zwiększa się prędkość oraz zakres oscylacji oszstek. Przeciętna swobodna droga oszstek między wzajemnymi zderzeniami wzrasta w miarę zwiększania prędkości przepływu płynu [1].

Wzrasta również odpowiednio porowatość ładunku. Ta ekspansja ładunku ze wzrostem prędkości płynu trwa dopóty, dopóki każda oszotka nie zacznie zachowywać się jak oddzielny element a jej swobodne opadanie nie jest zakłócone oddziaływaniem jakiejś innej oszotki.

Ma to miejsce zwykle przy przepływie cieczy jako czynnika nośnego. Przy odpowiednim doborze warunków zjawisko to może również zachodzić w przypadku przepływu gazu, jednak fluidyzacja gazowa częściej ma charakter niejednorodny. Występowanie pęcherzyków gazu można wówczas stwierdzić w ładunku fluidalnym. Pęcherzyki te płyną do góry wraz z głównym strumieniem gazu. W przypadku małej średnicy aparatu pęcherzyki mogą wypełnić cały jego przekrój, powodując charakterystyczne pulsowanie ładunku, który rozdziela się wówczas na kilka osłoi przesuwających się w górę podobnie jak tłoki i rozsypujących się stopniowo. Stwierdzamy przy tym pulsowanie górnego poziomu ładunku fluidalnego oraz pulsację ciśnienia przepływającego gazu. Zjawisko to występuje najczęściej w przypadku większych rozmiarów ziarna ciała stałego. W przypadku bardzo drobnych ziarn występują inne zakłócenia procesu mianowicie tzw. kanałowanie, w którym mimo stosowania dużych prędkości przepływu gazu, ładunek nie przechodzi w stan fluidalny lecz gaz wytwarza kanały w nieruchomym ładunku swobodnie przepływając. Zjawisko to można zlikwidować przez zastosowanie wstrząsów mechanicznych.

#### 4. Ciśnienie w warstwie fluidalnej

Pomiary ciśnienia pod ładunkiem fluidalnym wykonane przez Parenta i Wilhelma [4,5] wykazały, że przy fluidyzacji przebiegającej niezbyt intensywnie warstwa tego ładunku podobnie jak ciecz wywiera ciśnienia hydrostatyczne. Można je stwierdzić w następujący sposób jeżeli wprowadzimy oznaczenia:  $\rho_s$  - ciężar właściwy ciała stałego,  $\rho$  - ciężar właściwy płynu wywołującego fluidyzację,  $\epsilon$  - porowatość warstwy fluidalnej czyli ułamek objętości między ziarnami, wówczas iloczyn  $(\rho_s - \rho)(1 - \epsilon)$  będzie wyrażał ciężar jednostki objętości fazy fluidalnej. Możemy go nazwać ciężarem "właściwym" fazy fluidalnej. Mnożąc go przez wysokość tej fazy  $h$  otrzymamy ciśnienie statyczne wywierane przez fazę fluidalną na dno aparatu, w którym odbywa się proces fluidyzacji.

$$\Delta p = h (1 - \epsilon) \cdot (\rho_s - \rho). \quad (1)$$

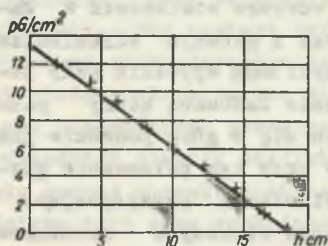
Jest to zgodne z podstawową zależnością hydrostatyki.

Pomiary ciśnienia w fazie gęstej na różnych wysokościach wykonano przez Ciborowskiego [2] przy pomocy rurki sondy, zanurzonej w tej fazie wykazały, że ciśnienie to zmienia się proporcjonalnie do wysokości - zgodnie z równaniem (1) - co przedstawia rys. 1.

Dowodzi to, że ciężar właściwy fazy gęstej i jej porowatość nie zależą od wysokości i oznacza, że faza gęsta jest w pewnym sensie "nieściśliwa". Występuje zatem pewna analogia między fazą gęstą a cieczą, której gęstość nie zależy od wysokości wobec niemal zupełnej nieściśliwości.

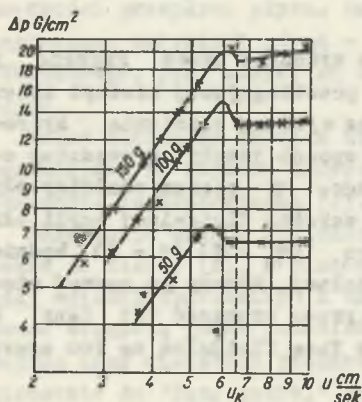
Równanie (1) stanowi jednak pewne przybliżenie. Spadek ciśnienia gazu  $\Delta P$  będzie równy ciśnieniu statycznemu fazy fluidalnej, jeżeli można pominąć

opory hydrauliczne przepływu. Zatem będzie ono obowiązywało w tym przypadku, gdy prędkość przepływu płynu przez ładunek fluidalny nie będzie zbyt duża, a wysokość ładunku  $h$  w stosunku do



Rys. 1. Spadek ciśnienia w warstwie fluidalnej

średnicy aparatu  $D$  nie będzie zbyt wielka. Badania Lewisa [6] wykazały, że spadek ciśnienia płynu pary stosunku  $h/D > 1$  może być większy od wartości obliczonej teoretycznie z równania (1). Stwierdził on, że spadek ciśnienia zależy zarówno od stosunku  $h/D$  jak i od liczby Reynoldsa. Przy większych wysokościach fazy fluidalnej oraz przy większych prędkościach, przepływu, spadek ciśnienia gazu jest większy od statycznego ciśnienia ładunku. Tworzenie kanałów w warstwie fluidalnej wpływa również na odchylenie spadku ciśnienia od wartości teoretycznej. Parent [4] stwierdził, że ciśnienie gazu będzie wówczas niższe od wartości teoretycznej.



Rys. 2. Krytyczna prędkość fluidyzacji

W przypadku pulsacji (drugiego rodzaju zakłóceń) stwierdził on wahania ciśnienia i wartości wyższe od teoretycznych, odpowiadających regularnej fluidyzacji tej samej warstwy.

Ciborowski [2] badał zależność strat ciśnienia w ładunku fluidalnym od wysokości tego ładunku. Stwierdził, że linie ciśnienia dla różnych mas ładunku leżą na różnych wysokościach, to znaczy są przesunięte względem siebie w kierunku pionowym co przedstawia rys. 2.

Widzimy z niego, że prędkość krytyczna fluidyzacji nie zależy od wysokości ładunku co jest słuszne pod warunkiem, że nie występują zakłócenia fluidyzacji, które jednak dość często towarzyszą wysokim słupom ładunku.

## 5. Krytyczna prędkość fluidyzacji

Znajomość tej prędkości ma znaczenie praktyczne, gdyż przy tej prędkości warstwa (ładunek) nieruchoma przechodzi w stan fluidalny. Jak już wyżej wspomniano badania Ciborowskiego wykazały, że prędkość ta nie zależy od masy ładunku lub wysokości słupa fazy fluidalnej co wyjaśnia rys. 2.

Analizując proces fluidyzacji można stwierdzić, że drobne cząstki ciała stałego wchodzące w skład ładunku przed przejściem w stan fluidalny ulegają rozluźnieniu do maksymalnej porowatości.

Prędkość krytyczna odpowiada stanowi, gdy opór przepływu przez rozluźnioną warstwę zrówna się z ciśnieniem statycznym tej warstwy. Opory przepływu płynu przez nieruchome warstwy porowate określa teoria Kozeny i Carmana uzupełniona przez Leva [3], według którego opory te można przedstawić następującym równaniem:

$$\frac{\Delta P}{\varphi} = \frac{\lambda \cdot u^2}{d \cdot 2 \cdot g} \left[ \frac{(1-\varepsilon)^{3-n}}{\varepsilon^3} \cdot \varphi^{3-n} \right] \quad (2)$$

$P$  - spadek ciśnienia płynu

$\lambda$  - współczynnik oporu będący funkcją liczby Reynoldsa

$L$  - wysokość ładunku fluidalnego

$u$  - pozorna prędkość liniowa płynu

$d$  - średnica ziarna ciała stałego

$\varphi$  - współczynnik kształtu ziarna .

Przy wartościach  $Re$  mniejszych od 10 przepływ płynu przez sypką warstwę porowatą ma charakter laminarny i wówczas współczynnik  $\lambda$  wynosi:

$$\lambda = 400/Re . \quad (3)$$

Jest to obowiązujące dla małych prędkości krytycznych fluidysacji jakie występują w przypadku drobnych ziarna, kiedy przepływ płynu przez nieruchomy ładunek może mieć charakter laminarny. Według Leva przy ruchu laminarnym przez nieruchomą warstwę porowatą wykładnik  $n$  w równaniu (2) jest równy jedności.

Po przekształceniu równania (2) z uwzględnieniem zależności (3) otrzymamy

$$\Delta P = \frac{200 \mu \cdot u \cdot L (1-\varepsilon)^2}{d^2 \varepsilon^3} \cdot \varphi^2 \quad (4)$$

$\mu$  - lepkość płynu .

Jak już wyżej wspomniano przejście ładunku nieruchomego w stan fluidalny nastąpi w momencie, gdy spadek ciśnienia płynu zrówna się z ciśnieniem statycznym warstwy. Zatem przez porównanie zależności (1) i (4) otrzymamy prędkość krytyczną:

$$u_k = 0,005 \frac{d^2 (\varphi_g - \varphi) \cdot \varepsilon^3}{\mu \cdot \varphi^2 (1-\varepsilon)} . \quad (5)$$

Zastępując pozorną prędkość liniową płynu  $u_k$  wydajnością przepływu  $G$  - równą jak wiadomo:  $G = u \cdot \varphi$  - otrzymamy wygodniejszą postać równania

$$G_k = 0,005 \frac{d^2 (\varphi_g - \varphi)}{\mu} \frac{\varepsilon^3}{\varphi^2 (1-\varepsilon)} , \quad (6)$$

gdzie:

$G_k$  - krytyczna wydajność przepływu, przy której nastąpi przejście warstwy (ładunku) nieruchomej w stan fluidalny.

Baerg [wg 10] podaje bardzo proste równanie na krytyczną wydajność przepływu:

$$G_k = 9,1 \cdot 10^2 (d \cdot \gamma_{us})^{1,23}, \quad (7)$$

gdzie:

$\gamma_{us}$  - ciężar usypowy ładunku rozluźnionego w  $\text{kg/m}^3$ .

Jak wykazały doświadczenia równanie to mimo znacznej prostoty daje dobre wyniki o dokładności wystarczającej dla celów praktycznych.

## 6. Porowatość warstwy fluidalnej

Suchy ośrodek ciężki poddawany fluidyzacji w stanie spoczynku stanowi system kapilarny utworzony ze stykających się cząstek ciała stałego, który nie jest sztywnym szkieletem o nieziennej formie. Ważną z punktu widzenia przepływu płynów przez taki ośrodek jest wielkość przestrzeni między ziarnowej, o której decydują następujące parametry:

- porowatość warstwy
- średnica cząstek (ziarn)
- sferyczność określona kształtem cząstek
- orientacja, czyli sposób ułożenia cząstek
- szorstkość cząstek.

Porowatość warstw materiałów ziarnistych jest to stosunek objętości zajmowanej przez pory (wolne przestrzenie) do całkowitej objętości warstw.

Porowatość  $\varepsilon$  określa równanie

$$\varepsilon = \frac{\gamma_s - \gamma_0}{\gamma_s}, \quad (8)$$

gdzie:

$\gamma_0$  - ciężar objętościowy warstwy porowatej

$\gamma_s$  - ciężar właściwy w stanie suchym.

Porowatość jest najistotniejszym parametrem używanym do charakteryzowania warstw porowatych. Warstwy materiałów ziarnistych na ogół mają porowatość od około 0,32-0,45 [1].

Bliższe dane odnośnie metodyki badań porowatości oraz wyników tych badań dla różnych przypadków zawierają opublikowane między innymi w ostatnich latach prace [7,8,9,10].

Średnica ziarna charakteryzuje ich wielkość w przypadku kształtu zbliżonego do kuli. Gdy syпка warstwa porowata składa się z ziarna o różnej wiel-



kości, wówczas wprowadza się dla nich pojęcie średnicy zastępczej. Dzielenie zbioru ziarn na klasy ziarnowe wprowadza się średnice zastępcze dla każdej klasy, przyjmując jako średnicę zastępczą  $d_n$  (średnią geometryczną średnio skrajnych ziarn)

$$d_n = \sqrt{d_a \cdot d_b} \quad (9)$$

$d_a$  - średnica najmniejszych ziarn w danej klasie

$d_b$  - średnica największych ziarn w danej klasie.

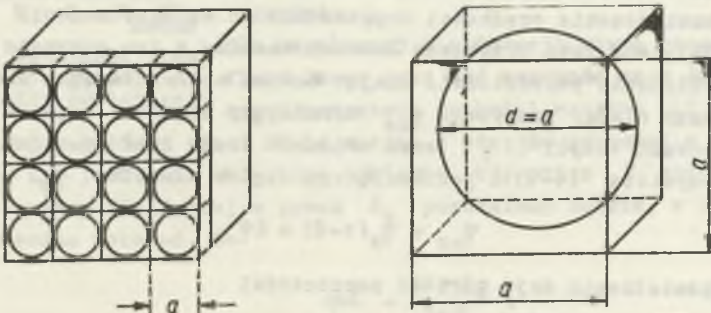
Jeżeli udział poszczególnych klas w warstwie wynosi  $M_1, M_2, M_3 \dots M_n$ , średnica zastępcza  $d_n$  wynosi:

$$d_n = M_1 \cdot d_1 + M_2 \cdot d_2 + M_3 \cdot d_3 + \dots M_n \cdot d_n. \quad (10)$$

Scheidegger podaje [13], że w warstwach porowatych zachodzi wprost proporcjonalna zależność wielkości porów od wielkości ziarna. Im ziarna są większe i bardziej jednorodne, tym pory pomiędzy poszczególnymi ziarnami są większe. Na odwrót, im ziarna więcej różnią się wymiarami tym pory są mniejsze, gdyż mniejsze ziarna zapełniają wolne przestrzenie między ziarnami większymi. Z drugiej strony ostre przekroje ziarn pozwalają na tworzenie z nich tzw. "mostków", co zwiększa porowatość.

W ostatnich latach Griffiths [14] przeprowadził szczegółowe badania teoretyczne i eksperymentalne nad wpływem wielkości ziarna na wielkość porów dochodzą do podobnych wniosków. Średnica nie wywiera żadnego wpływu na stopień porowatości warstwy. Prosty dowód teoretyczny tego twierdzenia przeprowadził Rosłoński [wg 12], opierając się na schemacie pokazanym na rys. 3 w następujący sposób: jeżeli w sześcioku o boku "a" wpisze się kulę o średnicy  $d = a$ , to stosunek objętości kuli do objętości sześcioku wyrazi się

$$\frac{\pi \cdot a^3}{6} : a^3 = \frac{\pi}{6} = 0,52. \quad (11)$$



Rys. 3. Wpływ średnicy ziarna na wielkość porów, brak zaś wpływu na stopień porowatości

Oznacza to, że objętość kuli wynosi 52% a przestrzeń wolna 48% objętości sześciianu o boku "a". Jeżeli sześcian tej samej objętości wypełni się kulkami w sposób podany na rys. 3 i na każdej kulce opisany mały sześcian, również w tym przypadku przestrzeń wolna w każdym małym sześcianie będzie wynosiła 48%. Wynika z tego, że ogólna suma wolnych przestrzeni w dwóch sześcianach jednakowej objętości wypełnionych jednakowymi kulkami różnej wielkości jest taka sama.

W procesie przepływu płynu przez warstwy porowate poważną rolę odgrywa kształt ziarna. Ziarna o powierzchni rozwiniętej stanowią znacznie większy opór niż ziarna kuliste [14]. Kształt czyli sferyczność ziarna wyznacza się dzieląc powierzchnię kulki o takiej samej objętości jak objętość ziarna przez powierzchnię ziarna. Porowatość jest ściśle związana ze sferycznością. Sferyczność byłaby jedynym parametrem wystarczającym do określenia porowatości, gdyby cząstki o tej samej wielkości ustawiały się w przestrzeni zawsze w ten sam sposób. Dla większości ziarn szorstkich lub krystalicznych sferyczność waha się w zakresie 0,7 do 0,8 [1]. Ze zwiększeniem się tego współczynnika czyli ze zwiększeniem nieregularności ziarna zwiększa się porowatość warstwy. Orientacja ziarna w warstwie wywiera znaczny wpływ na porowatość i wielkość przestrzeni międzyziarnowych. Zależność tę badał I.I. Martin [wg 1] dla warstw kul o jednakowej średnicy ustawionych w różny sposób. Stwierdził on, że porowatość takiego układu może wahać się od wartości 0,476 przy ustawieniu regularnym do 0,259 przy rombodrycznym. Dla warstwy złożonej z kul o różnej wielkości nie ma obecnie możliwości teoretycznego określenia porowatości. Wiadomo jedynie, że porowatość w tym przypadku jest niższa od porowatości warstwy, w skład której wchodzi kule jednorodne.

W równaniach na krytyczną prędkość fluidyzacji występuje wartość maksymalnej porowatości warstwy fluidalnej. Chodzi tu o wolne przestrzenie międzyziarnowe w rozluźnionej warstwie przy przechodzeniu jej w stan fluidalny. Możliwe jest wyznaczenie tej porowatości na drodze doświadczalnej. W tym celu należy doprowadzić badaną warstwę do stanu fluidalnego, po czym na drodze zmniejszenia prędkości doprowadzić do nieruchomienia ziarna w warstwie. Objętość jaką przybiera ładunek warstwy w tym momencie daje podstawę do obliczenia porowatości. Znając bowiem ciężar ładunku oraz objętość otrzymaną ciężar nasypowy  $\rho_{us}$  wyrażający się sumą ciężaru płynu zawartego w porach (czyli  $\varepsilon \cdot \rho$ ) oraz ciężarów ciała stałego zajmującego objętość rzeczywistą  $(1-\varepsilon)$  i posiadającego ciężar właściwy  $\rho_s$ .

$$\rho_{us} = \rho_s(1-\varepsilon) + \varepsilon\rho \quad (12)$$

co po przekształceniu daje wartość porowatości

$$\varepsilon = \frac{\rho_s - \rho_{us}}{\rho_s - \rho} \quad (13)$$



### 7. Ciężar właściwy fazy gęstej

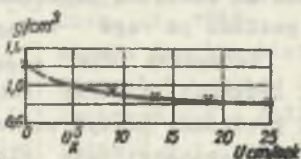
Najważniejszym parametrem suchych ośrodków ciężkich z punktu widzenia wykorzystania ich do wzbogacania kopalin jest ciężar właściwy gęstej fazy fluidalnej. Znajomość tego parametru jest równoznaczna ze znajomością stężenia fazy gęstej i jej zależności od prędkości przepływu płynu. Można powiedzieć, że chodzi tu o zależność porowatości warstwy fluidalnej od tej prędkości.

Ciborowaki [2] stwierdził, że w fazie gęstej ciśnienie spada prostoliniowo ze wzrostem wysokości warstwy, co świadczy, że stężenie tej fazy jest stałe na całej jej wysokości i nie zależy od masy "obciążnika". Zatem jest ona jednorodna co stanowi analogię do jednorodności ciekłych ośrodków ciężkich. Zjawisko to stanowi bardzo korzystny czynnik jeśli chodzi o zastosowanie tych ośrodków do wzbogacania kopalin. Stwierdził on, że przy stałej prędkości liniowej powietrza ze wzrostem średnicy ziarna występuje wyraźny wzrost stężenia fazy gęstej co ilustruje tablica 1 dla kolejnych wielkości ziarn piasku przy prędkości liniowej przepływu powietrza 22 cm/sec.

Tablica 1

d mm	0,067	0,095	0,135	0,225	0,275
g/cm	0,78	0,86	0,96	1,02	1,09

Podobną zależność lecz odwrotną wykazuje wpływ prędkości powietrza na stężenie fazy gęstej. Stwierdzono wyraźnie spadek tego stężenia dla piasku kwarcowego w klasie 0,088-0,102 mm ze wzrostem prędkości liniowych przepływającego powietrza. Zależność tę ilustruje rysunek 4.



Rys. 4. Zależność stężenia fazy gęstej od prędkości powietrza

Matheson [15] badał zależność ciężaru właściwego fazy fluidalnej od prędkości przepływu powietrza przez warstwę katalizatora do krakingu i od średnicy ziarna uzyskują analogiczne jw. zależności.

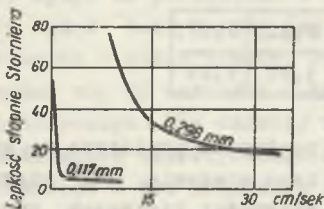
Dla regularnej fluidyzacji miarą stężenia ładunku fluidalnego może być wysokość tego ładunku. Stosunek przyrostu grubości warstwy  $\Delta L = L - L_k$  do grubości początkowej przed fluidyzacją, a więc do grubości w stanie krytycznym  $L_k$  jest tzw. ekspansją względną. Gdy przez  $\varepsilon$  oznaczymy porowatość warstwy fluidalnej a przez  $\varepsilon_k$  porowatość warstwy w stanie krytycznym można wykazać, że

$$\frac{\Delta L}{L_k} = \frac{\varepsilon - \varepsilon_k}{1 - \varepsilon_k} \quad (14)$$

Na podstawie tej zależności (znając ekspansję warstwy) możemy określić porowatość warstwy fluidalnej zatem i jej ciężar właściwy. A więc problem sprowadza się do określenia wpływu prędkości przepływu płynu na stężenie fazy fluidalnej (lub na jej porowatość) albo na ekspansję względną.

### 8. Lepkość suchego ośrodka ciężkiego

Podobnie jak w przypadku cieczy ciężkich w suchym ośrodku ciężkim występuje również oddziaływanie lepkości. Lepkość gęstej fazy fluidalnej była mierzona przez Mathesona [15] oraz Kramersa [16]. Prace ich można zaliczyć do jednych z pierwszych i choć w późniejszym okresie ukazało się jeszcze wiele publikacji na ten temat, nie straciły one na aktualności i wyniki ich mogą być podstawą do wyjaśnienia zagadnienia w sposób ogólny. Stosowali oni zasadę wiskozymetru Stormera - w fazie fluidalnej zanurzone było mieszadełko obracające się na osi pionowej. Z zależności między momentem obrotu oraz liczbą obrotów w jednostce czasu w sposób porównawczy (z pomiarami w cieczy o znanej lepkości) można określić lepkość fazy fluidalnej. Wyniki tych badań wykazują, że lepkość fazy fluidalnej analogicznie jak lepkość zawieszin rzeczywistych zależy od porowatości ładunku



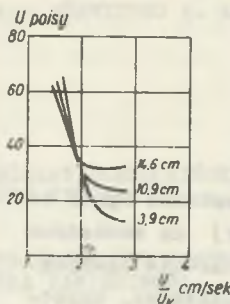
Rys. 5. Lepkość warstwy fluidalnej w zależności od prędkości przepływu powietrza

(warstwy) a więc i od prędkości przepływu płynu. Ze wzrostem prędkości przepływu powietrza a zatem i porowatości warstwy spada lepkość fazy gęstej - ilustruje to rysunek 5 dla przypadku katalizatora krakingowego.

Z rysunku tego widzimy inny przebieg zmian lepkości dla ziarna drobniejszego ( $-0,117$  mm) aniżeli dla grubszego ( $0,298$  mm). W pierwszym przypadku lepkość spada ze wzrostem prędkości powietrza do pewnego poziomu po czym osiąga wartość niemal stałą. Natomiast dla ziarn grubszych obserwujemy bardziej równomierny spadek lepkości. Widzimy także, że ze wzrostem średnicy ziarna przy tej samej prędkości przepływu rośnie lepkość co tłumaczy się większym stężeniem gruboziarnistej fazy fluidalnej.

Matheson zauważył również, że przy stałej średnicy ziarna i stałej prędkości przepływu materiał o większym ciężarze właściwym będzie miał mniejszą porowatość, a co za tym idzie i większą lepkość. Duży wpływ na lepkość wywiera niejednorodność wielkości ziarn "obciążnika" w fazie fluidalnej. Czasami nawet mały dodatek bardzo drobnego ziarna może spowodować znaczne obniżenie lepkości suchego ośrodka ciężkiego - fazy fluidalnej. Można to tłumaczyć korzystnym oddziaływaniem tych ziarn na poślizg pomiędzy ziarnami grubszymi.

Kramers stwierdził niejednakową lepkość na różnych wysokościach w warstwie fluidalnej przy większych prędkościach przepływu (rys. 6). Lepkość



Rys. 6. Lepkość fazy gęstej w zależności od prędkości przepływu dla piasku w klasie siarowej 0,105-0,150 mm

jest większa w górnych partiach warstwy fluidalnej co wskazuje, że porowatość ładunku fluidalnego jest mniejsza w warstwach powierzchniowych.

Trawiński [17] w oparciu o kinetyczną teorię lepkości i dane eksperymentalne wyrowadził równanie na lepkość fazy fluidalnej:

$$\mu = \mu_p \left[ 1 + k \frac{f_g}{f} \cdot \frac{d \cdot u_k \cdot f}{\mu \cdot g} \cdot \frac{u/u_k}{\Delta L/L_k} \right], \quad (14)$$

gdzie:

$\mu_p$  - lepkość płynu

$k$  - stała dla fluidyzacji gazowej = 4 - 40

#### LITERATURA

- [1] George Granger Brown i inni: Operacje jednostkowe, PWN, W-wa 1960.
- [2] Ciborowski J.: Podstawowe problemy procesu fluidyzacji. Przegląd Chemiczny nr 6, 1948.
- [3] Leva M. i inni: Introduction to fluidization. Chem. Eng. Progr. 44, 1948.
- [4] Parent J. i inni: Fluidizing process-basic observations from laboratory equipment. Chem. Eng. Progr. 43, 1947.
- [5] Wilhelm R.H., Kwauk M.: Fluidization of solid nonve sioular particles, Chem. Eng. Progr. 44, 1948.
- [6] Lewis W.K. i inni: Characteristics of fluidized particles Ind. Eng. Chem. 41, 1949.
- [7] MA-MY: Houille blanche Nr 1, 1961.
- [8] Looke L.C., Bliss J.E.: Word Oil 131 Nr 4, 1950.
- [9] Lockwood W.N.: Bull Amer. Ass. Petrol. Geol. 34, 1950.
- [10] Lakin J.R.: Trans.Brit.Ceram.Soc. 50, 1951.
- [11] Griffitz I.C.: Bul. Amer.Ass.Petrol.Geol. 36, 1952.
- [12] Marchacz W.: Hydrogeologia W.G. 1960.
- [13] Scheidegger: The Physics of Flow Trough Porous Media University of Toronto, 1957.
- [14] Leszczyński St.: Filtracja w przemyśle chemicznym, PWT, W-wa 1958.
- [15] Matheson G.L. i inni: Characteristic of fluid solid. systems.Ind.Eng. Chem. 41, 1949.
- [16] Krauers H.: The viscosity of a bed of fluidized solids Chem.Eng.Sci. 1, 1951.
- [17] Trawiński H.: Chem.Ing.Tech. 25, 1953.

**СВОЙСТВА СУХИХ ТЯЖЕЛЫХ СРЕД ПРИМЕНЯЕМЫХ ДЛЯ ОБОГАЩЕНИЯ  
ПОЛЕЗНЫХ ИСКОПАЕМЫХ НА ОСНОВАНИИ ТЕОРИИ ФЛИДИЗАЦИИ**

**Р е з ю м е**

В представленной работе сделано попытку определения свойства сухих тяжелых сред (применяемых для обогащения полезных ископаемых) на основании исследовательских работ в области флюидизации. Обсуждено явление однородной и неоднородной флюидизации, критическую скорость флюидизации, пористость флюидального слоя, давление флюидального слоя, а также удельный вес и вязкость густой фазы.

**PROPERTIES OF DRY HEAVY CENTRES ADAPTED TO ENRICHMENT  
OF MINERAL ORES IN VIEW OF FLUIDISATION THEORY**

**S u m m a r y**

In the present work it is a trial undertake to characterize the properties of dry heavy centres (adapted to enrichment of mineral ores) on the base of investigation of works of fluidisations domain. The article talk over effect of homogeneous and unhomogeneous fluidisation, oritical speed of fluidisation, porous fluidal layer, pressure of fluidal layer together with specific gravity and viscosity thicked phase.