

Wiesław SZATKO, Jerzy ROSIŃSKI, Michał DYLAŁG

e-mail: wszatko@pk.edu.pl

Katedra Aparatury Przemysłowej, Wydział Mechaniczny, Politechnika Krakowska, Kraków

Model Campa i Steina – nieuzasadniona koncepcja czy kompromis?

Wstęp

Stałe zanieczyszczenia wody i ścieków często mają formę koloidów. Ze względu na wymiary cząstek ciała stałego zanieczyszczenia tworzą stabilną suspensję. Jedną z najbardziej wydajnych metod usuwania tego typu zanieczyszczeń jest proces flokulacji – redukcja zawiesin osiąga 90%.

Flokulacja (kłaczkowanie) polega na łączeniu cząstek koloidalnych w aglomeraty, w wyniku czego, w postaci zwarteo koagulatu, wytrąca się osad. Czynniki powodującymi koagulację może być dodatek elektrolitu, dodatek koloidu o przeciwnym znaku ładunku elektrycznego do ładunku cząstek koloidowych, dehydratacja zolu, odparowanie lub wymrażanie ośrodka dyspersyjnego, a także ogrzewanie lub wytrąsanie zolu. Do rozprowadzania koagulantów w oczyszczanej objętości wody lub ścieków w praktyce przemysłowej najczęściej stosowana jest tzw. komora szybkiego mieszania. O przebiegu flokulacji decyduje wzajemna relacja pomiędzy tworzeniem aglomeratów i ich rozpadem. Proces flokulacji opisywany jest za pomocą różnych parametrów ilościowych znajdujących zastosowanie w praktyce inżynierskiej. Najczęściej stosowanym parametrem jest liczba zderzeń pomiędzy cząstkami ciała stałego [1, 2].

Parametry techniczne komory mieszania

W komorach szybkiego mieszania, w których rozpoczyna się proces flokulacji, niezbędnym jest zapewnienie pełnego i możliwie szybkiego wymieszania koagulantów z całą objętością oczyszczanej wody. W inżynierii sanitarnej cel ten osiągany jest poprzez zastosowanie mieszania hydraulicznego, pneumatycznego lub mechanicznego z mieszadłami turbinowymi i propelerowymi. Dla zapewnienia optymalnych warunków szybkiego mieszania, w mieszalnikach mechanicznych stosowane są częstości obrotów od 30 do 60 obr/min, a liczba *Reynoldsa* powinna być większa od 10^5 . Czas przebywania wody, zanieczyszczonej cząstkami ciała stałego, w komorze szybkiego mieszania wynosi zwykle kilka minut, zależnie od rodzaju flokulanta [3].

Model Campa i Steina

Na przebieg procesu aglomeracji drobnych cząstek zawieszonych w wodzie mają wpływ trzy podstawowe wielkości: ruchy Browna (agregacja perikinetyczna), gradient prędkości cieczy (agregacja ortokinetyczna) i opadanie z różną prędkością. Wpływ ten jest różny i zależny od wielkości cząstek, koncentracji zawiesiny i charakteru przepływu płynu. Liczba możliwych zderzeń drobnych cząstek trudno opadającej zawiesiny decyduje o przebiegu powstawania możliwych do usunięcia agregatów.

Jako pierwszy liczbę zderzeń N_{ij} cząstek o średnicach odpowiednio; d_i i d_j , dla płaskiego przepływu laminarnego wyznaczył Smoluchowski [1]. Rozważając przepływ cząstki j w strefie kolizyjnej cząstki i (Rys. 1) wyznaczył strumień cząstek j w postaci:

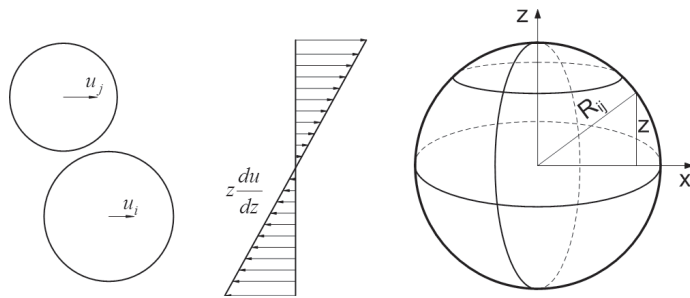
$$n_j \beta_{ij} = \int_{-R_{ij}}^{R_{ij}} 2n_j \left| z \frac{du}{dz} \right| \sqrt{R_{ij}^2 - z^2} dz \quad (1)$$

gdzie:

 R_{ij} – promień strefy kolizyjnej $R_{ij} = (d_i + d_j)/2$.

Całkując równanie (1) liczbę zderzających się cząstek Smoluchowski przedstawił w postaci równania:

$$N_{ij} = \frac{4}{3} \left(\frac{d_i + d_j}{2} \right)^3 \left| \frac{du}{dz} \right| n_i n_j \quad (2)$$



Rys. 1. Model strefy kolizyjnej wg Smoluchowskiego

Camp i Stein [2], na podstawie analizy sił masowych oddziaływujących na drobne cząstki „zawieszone” w wodzie, opracowali rozwinięcie modelu Smoluchowskiego tak na przepływ laminarny jak i burzliwy, łącząc uogólniony ruch płynu z rozpraszaniem energii.

Autorzy założyli, że siły masowe nie odgrywają roli w rozpraszaniu energii na ciepło, a jednostkowa energia doprowadzana do komory szybkiego mieszania Φ czasu jest równa:

$$\Phi = \mu G_A^2 = \mu \left[\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right] \quad (3a)$$

$$G_A = \sqrt{\frac{\Phi}{\mu}} \quad (3b)$$

gdzie:

 u, v – składowe wektora prędkości \vec{v} G_A – chwilowy gradient prędkości płynu.

Autorzy założyli, że płynące wraz z wodą drobne cząstki mają zerową bezwładność i nie oddziałują na ten przepływ. Zastępując, w równaniu (1), nachylenie profilu prędkości du/dz dla płaskiego, laminarnego przepływu gradientem prędkości G_A , autorzy liczbę zderzeń cząstek wyrazili w postaci:

$$N_{ij} = \frac{4}{3} \left(\frac{d_i + d_j}{2} \right)^3 G_A n_i n_j \quad (4)$$

Równanie (4) może być, zdaniem autorów, stosowane do rzeczywistych, złożonych przepływów przy założeniu, że praca włożona w nadanie ruchu płynu jest równa energii rozpraszanej (zamienianej na ciepło). Dodatkowo przyjęto, iż w warunkach ustalonych średni gradient prędkości G_{RMS} odpowiada całkowitej energii doprowadzanej do komory szybkiego mieszania Φ :

$$G_{RMS} = \sqrt{\frac{\Phi}{\mu}} \quad (5)$$

Jeżeli charakter przepływu nie ulega zmianie, zdaniem Campa i Steina, średni gradient prędkości G_{RMS} jest dobrym parametrem opisującym liczbę zderzeń drobnych cząstek i może być stosowany jako parametr procesu powstawania agregatów. W przypadku nieustalonego przepływu autorzy, do opisu procesu zderzeń cząstek, proponują stosowanie chwilowego gradientu prędkości G_A , w inżynierii sanitarnej gradienty prędkości (G_A lub G_{RMS}) są najczęściej stosowane do opisu ilościowego procesu flokulacji.

Dyskusja modelu

Przedstawione powyżej parametry ruchowe komory szybkiego mieszania stosowanej w procesie oczyszczania wody wskazują na istnienie rozwiniętego przepływu turbulentnego w mieszalniku. Pomimo znaczących zmian gradientu prędkości w komorze szybkiego mieszania *Campa* i *Steina* zakładają, że w warunkach stałego zapotrzebowania mocy istnieje średni gradient prędkości G_{RMS} .

Przepływ turbulentny charakteryzowany jest przez ruch wirów o różnej wielkości, któremu towarzyszy rozpraszanie energii. Energia transportowana jest, poprzez mechanizm kaskady, od dużych do coraz mniejszych wirów, aż do całkowitej zamiany na ciepło w wirach najmniejszych. Dla tego przepływu całkowite naprężenia ścinające przedstawione są za pomocą zależności:

$$\tau_{total} = (\mu + e_v) \frac{d\vec{u}}{dn} \quad (6)$$

W równaniu (6) lepkość μ jest zależna od temperatury, a e_v oznacza lepkość turbulentną (wirową), niezależną od temperatury [4]. Wpływ lepkości μ , występującej w modelu *Campa* i *Steina* – równanie (3) – w warunkach rozwiniętego przepływu turbulentnego jest pomijalny.

W pracy [5] przedstawiono wyniki badań eksperymentalnych procesu flokulacji, w których potwierdzono nie tylko brak zależności średniej i chwilowej prędkości cieczy od lepkości μ , ale również brak wpływu lepkości na zapotrzebowanie mocy w mieszalniku o rozwiniętym przepływie turbulentnym. Ruch turbulentny w komorze szybkiego mieszania wywołuje niejednorodność koncentracji cząstek ciała stałego, a tym samym dyskusyjnym jest przyjęcie założenia, że liczba zderzeń cząstek jest wprost proporcjonalna do ogólnej koncentracji cząstek ciała stałego.

Autorzy nie uwzględniają oddziaływania przepływu turbulentnego na lokalną koncentrację cząstek, przyjmując, że koncentracja cząstek jest niezmienna w całej objętości mieszalnika. Liczbę zderzeń cząstek ciała stałego w strefie kolizyjnej weryfikowano wprowadzając współczynnik prawdopodobieństwa kolizji. Wartość tego współczynnika określano na podstawie wzajemnego położenia dwóch sąsiednich cząstek zanieczyszczeń znajdujących się w strefie kolizyjnej. Istnienie współczynnika zmniejszającego ilość zderzeń cząstek ciała stałego potwierdzono eksperymentalnie [5]. Nie podano jednak żadnych zależności dla wyznaczania wartości współczynnika prawdopodobieństwa kolizji ograniczając się do stwierdzenia że jest on mniejszy od 1 (i większy od 0).

W modelu *Campa* i *Steina* liczba zderzeń cząstek w strefie kolizyjnej określana jest na podstawie gradientu prędkości oczyszczanej cieczy w mieszalniku, a w konsekwencji – zgodnie z wyrażeniami (3b) i (5) – zależy od całkowitej energii dostarczanej do mieszalnika. Oznaczałoby to, iż charakter cyrkulacji cieczy w komorze szybkiego mieszania ma niewielki wpływ na przebieg i wielkość procesu flokulacji.

Uwagi końcowe

Zaproponowany przez *Campa* i *Steina* parametr gradientu prędkości (chwilowego G_A lub średniego G_{RMS}) jest powszechnie stosowany do opisu ilościowego procesu flokulacji w komorze szybkiego mieszania. Ze względu na stosunkowo łatwy sposób wyznaczania, na podstawie mocy doprowadzanej do mieszalnika i lepkości płynu, znalazł szerokie zastosowanie mimo dyskusyjnych założeń. Dodatkowo w literaturze

wielokrotnie chwilowy gradient prędkości G_A zastępowany jest średnim gradientem prędkości G_{RMS} .

Pomimo wielu prób uogólnienia dwuwymiarowego modelu na układ przestrzenny [2, 6, 7] nie udało się stworzyć spójnej teorii łączącej obserwacje eksperymentalne z praktyką inżynierską. Różnice uzyskiwane, przez różnych autorów, poprzez rozszerzenia i uogólnienia dwuwymiarowego modelu *Smoluchowskiego* są pomijalnie małe wobec niedoskonałości i braków modelu flokulacji opartego na geometrycznej interpretacji zachowania cząstek zanieczyszczeń w strefie kolizyjnej [2, 8].

Założenie że, dla ustalonego przepływu płynu, średni gradient prędkości G_{RMS} – wyznaczany na podstawie średniej energii dostarczanej do mieszalnika – może być stosowany jako parametr określający liczbę możliwych zderzeń cząstek jest mocno dyskusyjne ze względu na brak jednorodności pola prędkości w mieszalniku dla przepływu turbulentnego.

W modelu *Campa* i *Steina* założono izotropowy przepływ turbulentny w całej objętości mieszalnika, która w typowych instalacjach oczyszczania wody lub ścieków wynosi od 20 do 45 m³. Założenie to nie znajduje potwierdzenia – w mieszalniku rozkład prędkości nie jest równomierny. Rozkład prędkości charakterystyczny dla zastosowanej geometrii mieszalnika powoduje fluktuacje koncentracji cząstek ciała stałego w objętości komory szybkiego mieszania. Zaproponowany przez *Campa* i *Steina* parametr uwzględnia geometrię komory szybkiego mieszania i cyrkulację cieczy jedynie w niewielkim stopniu.

W modelu *Campa* i *Steina* nie jest uwzględniany transport energii przez wiry o różnej wielkości i przekazywanie energii cząstkom ciała stałego. Przyjęte założenie, że zderzające się cząstki ciała stałego są unoszone przez wodę i mają zerową bezwładność wskazuje, że na proces aglomeracji cząstek mają wpływ głównie największe wiry ruchu turbulentnego determinowane warunkami ruchu średniego w mieszalniku. Wielkość cząstek ciała stałego ulegających aglomeracji odpowiada, w skali *Kolmogorowa*, wirom turbulentnym większym.

Połączenie tych dwóch przesłanek i zastosowanie charakterystycznych wielkości opisujących rozpraszanie energii w przepływie turbulentnym do określenia parametrów opisujących proces aglomeracji cząstek stanowi podstawowy wniosek skorygowania dotychczas stosowanego modelu *Campa* i *Steina*, co powinno prowadzić do zbliżenia metod obliczeniowych do realnych warunków hydrodynamicznych panujących w komorze szybkiego mieszania.

Reasumując, realizacja powyższego wniosku opartego o zasady poprawnego modelowania może stanowić o przydatności obliczeń procesowych wykorzystujących akceptowalne odstępstwa od podstawowych równań hydrodynamicznych.

LITERATURA

- [1] *M. Smoluchowski*: Z. Phys. Chem. 62, (1917).
- [2] *T. R. Camp, P. C. Stein*: J. Boston Soc. Eng. 30, (1943).
- [3] *A. L. Kowal, M. Świdorska-Bróz*: Oczyszczanie wody, PWN, Warszawa 2005.
- [4] *R. Gryboś*: Podstawy mechaniki płynów, PWN, Warszawa, 1998.
- [5] *H. G. Schwartzberg, R. E. Treybal*: Ind. Eng. Chem. Fund., 7, (1968).
- [6] *F. Pedocchi, I. Pietra-Cueva*: J. Env. Eng., 10, (2005).
- [7] *M. M. Clark, A. M. Asce*: J. Env. Eng., 111, (1985).
- [8] *J. L. Cleasby*: J. Env. Eng., 110, (1984).