

Dinàmica d'agregació d'un sistema de partícules en un flux de Couette

Teresa Serra* i Xavier Casamitjana†

Dept. de Ciències Ambientals. Universitat de Girona

Introducció

És ben conegut que a causa de les col·lisions a què es veuen sotmeses, les partícules que es troben en suspensió en un fluid formen agregats, que tenen un diàmetre efectiu més gran que les partícules inicials.

En medis aquàtics naturals, els agregats poden estar formats tant per partícules inorgàniques com per partícules de plàncton orgàniques. L'augment de volum que s'origina quan les partícules s'agreguen fa augmentar la velocitat de sedimentació d'aquestes i, per tant, n'afavoreix l'eliminació. Aquest fenomen té una importància especial en llacs i embassaments on la taxa de sedimentació a l'estany o embassament pot augmentar de manera considerable (Casamitjana i Schladow, 1993). Els agregats també poden tenir un paper important en les erupcions volcàniques, ja que en formar-se a l'atmosfera poden donar lloc a una caiguda precipitada de les partícules de cendra. Com a resultat, aquestes partícules poden ser absorbides per l'oceà i sedimentar-se més ràpidament que no pas quan estan dispersades.

D'altra banda, els agregats tenen un paper molt important en el transport dels contaminants, ja que aquests sovint s'adhereixen a les partícules de sediment. Llavors, si la superfície dels sediments augmenta a causa de l'agregació, també augmentarà la capacitat d'absorció dels sediments i, per tant, es produiran canvis en la dinàmica general de transport dels contaminants.

Els mecanismes principals que regeixen els processos d'agregació són coneguts des del 1917 gràcies al treball de Smoluchowski (1917). El primer mecanisme que dona lloc a un augment de la freqüència de col·lisió entre les partícules en suspensió, i que, per tant, facilita l'agregació, és el moviment brownià, que afecta sobretot les partícules més petites. El segon mecanisme és el cisallament provocat per la diferència de velocitat que hi ha a diferents zones de fluid. El tercer mecanisme s'anomena sedimentació diferencial i té l'origen en el fet

que la velocitat de sedimentació varia d'una partícula a una altra. Així, la sedimentació diferencial permet que les partícules amb diàmetre més gran, i que, per tant, sedimenten més de pressa, puguin col·lidir amb les més petites, que tenen una velocitat de sedimentació inferior. Alguns autors (Jiang i Logan, 1991) han determinat la importància relativa de cada mecanisme en funció de la mida de les partícules. Així, el mecanisme predominant per a les partícules amb diàmetre inferior a $1 \mu\text{m}$ és el moviment brownià; per a partícules amb diàmetre comprès entre $1 \mu\text{m}$ i $40 \mu\text{m}$, el mecanisme predominant és el cisallament, i quan el diàmetre és superior a $40 \mu\text{m}$ predomina la sedimentació diferencial.

Inicialment, la dinàmica del procés d'agregació ve caracteritzada per un creixement important del diàmetre mitjà de les partícules. A partir d'un cert instant el cisallament limita el diàmetre màxim al qual poden arribar els agregats i s'assoleix l'estat estacionari. Al contrari del que succeeix amb l'agregació, els mecanismes que regeixen la desagregació no són tan ben coneguts. No obstant això, s'ha comprovat que la probabilitat de desagregació augmenta de manera notable amb el cisallament. En aquest estudi s'intentarà aprofundir en el mecanisme de la formació d'agregats, sota un cisallament constant, i avaluar els factors principals que determinen l'agregació i la desagregació d'aquests. També es veurà quina influència té el règim del fluid en la formació dels agregats, i també s'estudiarà l'estructura d'aquests mitjançant el concepte de la dimensió fractal.

En el treball que presentem la sedimentació diferencial no ens afectarà, ja que la densitat del fluid i la de les partícules és la mateixa. El moviment brownià només serà important en els primers instants, quan les partícules tenen un diàmetre de $2 \mu\text{m}$ i de $5 \mu\text{m}$ (depenent de l'experiment) i hi ha pocs agregats. Quan s'hagin format els primers agregats el mecanisme principal que regirà l'agregació serà el cisallament. Aquest s'ha generat mitjançant un flux de Couette i el seu rang de variació s'ha establert entre 25 s^{-1} i 195 s^{-1} . Un flux de Couette consisteix en dos cilindres concèntrics, que poden girar a diferents velocitats respecte al seu eix de simetria. Per realitzar els nostres experiments d'agregació hem escollit unes concentracions de partícules

* Teresa Serra (Navarrels, 1971) és llicenciada en Física per la UAB (1994) i actualment és professora contractada de la Universitat de Girona.

† Xavier Casamitjana (Olot, 1958) és doctor en Física per la UAB (1989) i actualment és professor titular de la Universitat de Girona.

d'entre 15 mg/l i 100 mg/l, corresponents a unes fraccions en volum de $1,5 \cdot 10^{-5}$ i de $10,0 \cdot 10^{-5}$. En estudis anteriors només s'havien considerat variacions en funció del cisallament i no s'havia estudiat la influència de la concentració de partícules en el procés d'agregació (Tsai *et al.*, 1987; Oles, 1991).

A més, els valors del cisallament establerts correspondran tant al règim laminar com al règim turbulent, i permetran simular així condicions que es donen en la natura, sobretot en sistemes aquàtics. El rang de concentració que estudiem també és característic de determinats medis naturals sota condicions determinades. Per exemple, al llac Balaton es produeixen episodis de forts vents (amb cisallaments de l'ordre dels estudiats) durant períodes d'unes 10 hores. Aquests vents provoquen re-suspensió de partícules (que augmenten la concentració a valors similars als que es tracten en aquest estudi) i posterior agregació.

Part experimental

Per poder estudiar la dinàmica de l'agregació, hem preparat suspensions de partícules de làtex en una solució 1,29 M de NaCl en aigua ultrapura (aigua Milli-Q-Water, Millipore, Bedford, MA) i a diferents fraccions en volum, ϕ_0 , entre $1,5 \cdot 10^{-5}$ i $10,0 \cdot 10^{-5}$. Les partícules emprades tenen un diàmetre, d_0 , de $2,00 \pm 0,06 \mu\text{m}$ i $5,0 \pm 0,3 \mu\text{m}$ ($2 \mu\text{m}$, Batch 5-376-46; $5 \mu\text{m}$, Batch 488C). La temperatura del laboratori s'ha mantingut al voltant dels $23,0 \pm 0,5^\circ\text{C}$. Hem afegit sal a la suspensió fins a igualar el valor de la densitat del fluid amb el de les esferes de làtex ($\rho = 1,055 \text{ g/cm}^3$). A més, amb la introducció de la sal, la doble capa elèctrica de les partícules ha quedat fortament reduïda a un valor aproximat a la longitud de Debye-Hückel, que és de l'ordre de 10^{-8} m .

A la figura 1 es pot veure un esquema del muntatge experimental utilitzat per generar el flux de Couette. Amb aquest aparell obtenim una turbulència més isòtropa que no pas amb altres sistemes, com ara els agitadors. El cilindre exterior s'ha mantingut en repòs i l'interior s'ha fet girar a diferents velocitats angulars, per aconseguir diferents valors del cisallament. El diàmetre del cilindre interior és de 160 mm i ha estat fabricat amb acer inoxidable, per evitar-ne la corrosió. El cilindre exterior, amb un diàmetre de 193 mm, ha estat construït amb plexiglàs a fi de poder veure el fluid. L'alçada del cilindre exterior és de 360 mm, l'espai entre els cilindres és de 16,5 mm, i la separació entre el cilindre intern i el fons és de 15 mm. El cilindre exterior té dues obertures laterals que ens han permès extreure les mostres i analitzar-les.

A fi d'evitar la ruptura dels agregats, hem comprovat que, a l'interior dels tubs d'extracció de mostres, el flux sempre fos laminar i que el valor de cisallament fos molt inferior al generat pel flux de Couette. A més, el temps que el fluid està en els tubs és molt petit ($t^* < 0,09$,

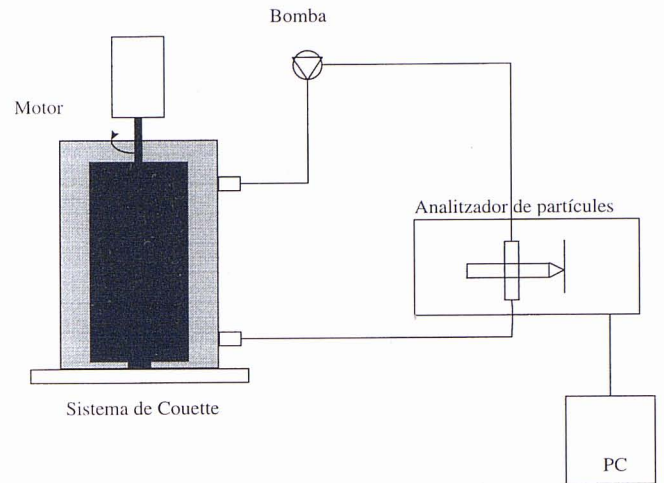


Figura 1: Esquema del muntatge experimental

on t^* és el temps adimensional que definirem més endavant). El volum de fluid que passa pels tubs també és molt inferior al de fluid que es troba a l'espai entre els cilindres. Per tant, sembla que el possible efecte introduït pels tubs de mesura pot ser negligit.

Per mesurar el diàmetre mitjà de les partícules hem utilitzat un analitzador làser Galai Cis-1. Aquest aparell utilitza un làser rotatori que incideix sobre la mostra i un detector, fotodiode (PIN), que, situat darrere de la mostra, analitza el senyal que li arriba. La interacció del làser amb la partícula dóna una pulsació, l'amplada de la qual està directament relacionada amb el diàmetre de la partícula. Aquesta tècnica d'anàlisi s'anomena TOT (anàlisi per temps de transició). Amb aquesta tècnica, al contrari del que succeeix amb les tècniques que utilitzen la difracció, no és necessari conèixer l'índex de refracció de les partícules. L'índex de refracció i la qualitat de llum absorbida afecten la distribució d'intensitats.

S'han utilitzat dues lents segons el rang de mesura. La primera cobreix el rang de $0,5 \mu\text{m}$ fins a $150 \mu\text{m}$, i la segona, el de $2 \mu\text{m}$ fins a $600 \mu\text{m}$. Els agregats que es puguin formar en fraccions en volum superiors a $10,0 \cdot 10^{-5}$ no s'han pogut analitzar, ja que la suspensió era opaca al feix de llum.

També hem utilitzat el microscopi electrònic per poder conèixer millor l'estructura dels agregats. A la figura 2a podem veure un agregat, obtingut quan una suspensió monodispersa de partícules de $2 \mu\text{m}$ havia assolit l'estat estacionari, amb un cisallament de 25 s^{-1} , i una fracció en volum de $2,5 \cdot 10^{-5}$. L'agregat de la figura 2b correspon a una suspensió monodispersa de partícules de $5 \mu\text{m}$, amb el mateix cisallament i amb una fracció en volum de $10,0 \cdot 10^{-5}$. L'agregat de la figura 2c correspon a una suspensió polidispersa amb una composició d'un 25 % de partícules de $2 \mu\text{m}$ i d'un 75 % de partícules de $5 \mu\text{m}$. El cisallament és el mateix que

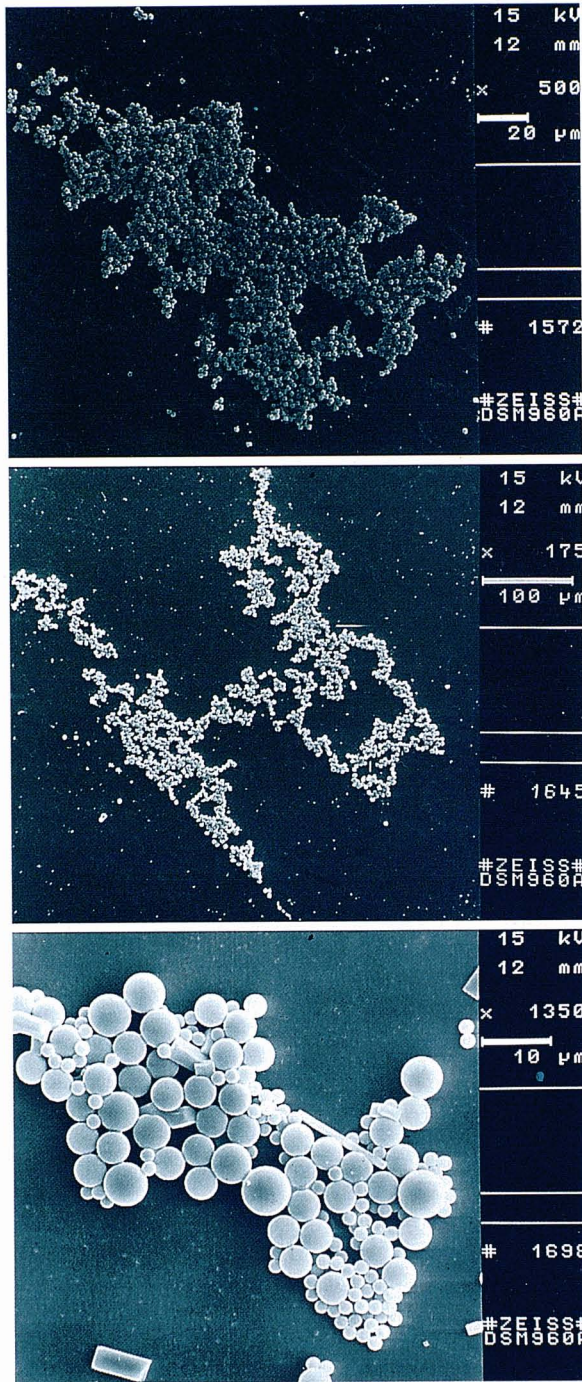


Figura 2: Fotografies obtingudes amb el microscopi electrònic. Els agregats s'han obtingut amb un cisallament de 25 s^{-1} . a) Es pot veure un agregat format a partir d'una suspensió monodispersa de partícules de $2 \mu\text{m}$ i amb una fracció en volum de $5,0 \cdot 10^{-5}$. b) Es pot veure un agregat format a partir d'una suspensió monodispersa de partícules de $5 \mu\text{m}$ i amb una fracció en volum de $10,0 \cdot 10^{-5}$. c) Es pot veure un agregat format a partir d'una suspensió polidispersa de composició amb un 25% de partícules de $2 \mu\text{m}$ i un 75% de partícules de $5 \mu\text{m}$. La fracció en volum en aquest cas és de $5,0 \cdot 10^{-5}$. En tots els casos, els agregats han estat obtinguts en l'estat estacionari

a les figures 2a i 2b i la fracció en volum és de $5,0 \cdot 10^{-5}$. Les partícules allargades que es veuen a la fotografia són cristalls de sal formats per la pèrdua d'aigua un cop s'ha dipositat la mostra sobre el filtre Millipore.

A partir del nombre adimensional de Péclet, que ens descriu la relació entre les forces causades per l'efecte del cisallament i les forces d'origen tèrmic,

$$Pe = \frac{6\pi\eta Gr_0^3}{KT}, \quad (1)$$

es pot determinar quin és el fenomen predominant en el procés. Aquí η és la viscositat dinàmica del fluid, K és la constant de Boltzmann, T la temperatura, r_0 el radi de les partícules i G el cisallament. El cas $Pe > 1$ correspon a suposar que l'efecte del cisallament és més important que el moviment d'origen tèrmic. En el nostre estudi, $Pe = 120$ per a partícules de làtex de $2 \mu\text{m}$ i $Pe = 1.800$ per a partícules de làtex de $5 \mu\text{m}$. Això ens assegura que l'agregació causada pel moviment brownià es pot negligir davant la causada pel cisallament (Oles, 1991).

Un fluid és estable si, quan hi actua una pertorbació, aquesta decau amb el temps. Al contrari, si les petites pertorbacions que hi ha en el fluid tendeixen a amplificar-se amb el temps, direm que el fluid és inestable. En el nostre cas, el flux entre els dos cilindres esdevé inestable quan la velocitat angular, ω , excedeix un determinat valor que ve donat per

$$\Omega_c = \nu \left(\frac{3.390(R_2^2 - R_1^2)}{4R_1^2(R_2 - R_1)^4} \right)^{0,5}, \quad (2)$$

que anomenarem velocitat angular crítica de transició a la inestabilitat. R_2 i R_1 són els radis dels cilindres exterior i interior, respectivament, i $\nu = 0,9325 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ és la viscositat cinemàtica del fluid. La velocitat angular crítica obtinguda a partir de (2) és $\Omega_c = 0,087 \text{ s}^{-1}$ (0,83 rpm). Per tant, en el rang de velocitats angulars que es té en compte, sempre tindrem inestabilitats. Cal dir que aquestes es poden observar a ull nu quan en el fluid hi ha una concentració alta de partícules de diàmetre gran ($d \sim 10 \mu\text{m}$). En aquest cas es veuen anells concèntrics a la zona compresa entre ambdós cilindres.

El règim d'un fluid pot ser laminar o turbulent. En un fluid laminar les partícules fluides es mouen seguint trajectòries paral·leles i formen làmines o capes. La viscositat del fluid és la magnitud física predominant i la seva acció amorteix qualsevol tendència a la turbulència. En un fluid turbulent les partícules es mouen d'una manera desordenada en totes les direccions. Hi ha un determinat valor de la velocitat a partir del qual el fluid passa de ser laminar a ser turbulent. Aquest valor l'anomenarem velocitat crítica de transició a la turbulència. Per sota d'aquest valor, tota turbulència és amortida per l'acció de la viscositat del fluid. La velocitat crítica de transició a la turbulència, ω_0 , ve donada per la fórmula

de Van Duuren:

$$\omega_c = \frac{3,16 \cdot 10^5 (R_2 - R_1)^{0,7} \nu}{R_2^{2,7}}, \quad (3)$$

que dona un valor de $\omega_c = 9,8 \text{ s}^{-1}$ (98 rpm). Encara que (3) ha estat deduïda quan el cilindre exterior està parat i l'interior, en moviment, aquest valor obtingut es pot considerar com una bona estimació de la transició a la turbulència. Com que el rang de velocitats experimental varia entre 40 rpm i 211 rpm, podem assegurar que cobrim tant el règim laminar com el règim turbulent.

El cisallament o gradient de velocitats s'ha determinat de dues maneres diferents, que depenen de si el règim del fluid és laminar o turbulent. Quan el règim és laminar, el cisallament mitjà a la zona compresa entre els cilindres (figura 1) és:

$$G = \frac{1}{R_2 - R_1} \int_{R_1}^{R_2} g(r) dr, \quad (4)$$

on $g(r)$ és

$$g(r) = \frac{2\omega R_1^2 R_2^2}{(R_1^2 - R_2^2)r^2}. \quad (5)$$

Aquí, r és la distància radial. Integrant (4) obtenim

$$G = \frac{2\omega R_1 R_2}{R_2^2 - R_1^2}, \quad (6)$$

on ω és la velocitat angular del cilindre interior. Quan el règim és turbulent, el cisallament s'ha estimat a partir de

$$G = \sqrt{\frac{\epsilon}{\nu}}, \quad (7)$$

on ϵ és el ritme de dissipació de l'energia per unitat de massa, que es pot escalar com $\epsilon \sim u'^3/l$; on u' és la fluctuació mitjana de la velocitat, i l és una longitud característica. En el nostre cas hem estimat $l \sim R_2 - R_1$, i $u' \sim \bar{u}$, que és la velocitat mitjana del fluid i que val

$$\bar{u} = \frac{2\omega R_1^2}{3(R_2^2 - R_1^2)^2} (R_1^3 + 2R_2^3 - 3R_1 R_2^2). \quad (8)$$

És important destacar que els valors del cisallament obtinguts a partir de (7) i de (8) són valors aproximats. Si suposem que hi ha continuïtat entre el cisallament laminar i el turbulent, podem determinar el valor d'una constant α , de manera que $G = \alpha(\epsilon/\nu)^{1/2}$. En el nostre cas, $\alpha = 0,03$, que és molt més petita que altres valors que es poden trobar en medis naturals on la turbulència és isòtropa. Alguns valors trobats per α són, per exemple, $\alpha = 0,37$ i $\alpha = 0,50$, ambdós valors vàlids per a l'oceà. En el nostre cas, per tant, el cisallament turbulent és proporcional a $\omega^{3/2}$ (equacions 7 i 8), mentre que el cisallament laminar és proporcional a ω (equació 5).

ω (rpm)	G (s^{-1})
40	25
56	32
75	50
105	70
125	90
165	135
195	195

Taula 1: Valor del cisallament, G , per a diferents velocitats de rotació, ω , del cilindre interior en el flux de Couette

A la taula 1 presentem el cisallament obtingut a partir de (6) i de (7). Aquest varia entre 25 s^{-1} i 195 s^{-1} .

Resultats i discussió

Estudiem ara l'evolució temporal de la formació dels agregats, i també la relació entre el diàmetre final que assoleixen i el cisallament, G , aplicat. També s'estudia l'efecte que pot tenir la fracció en volum de partícules, ϕ_0 , en suspensió en el procés d'agregació. Es repeteixen els mateixos experiments per a diferents diàmetres inicials de partícules, d_0 . S'analitza també si suspensions compostes de partícules de diferents diàmetres experimenten comportaments diferents. Finalment, a partir dels resultats obtinguts es calcula el valor de la dimensió fractal.

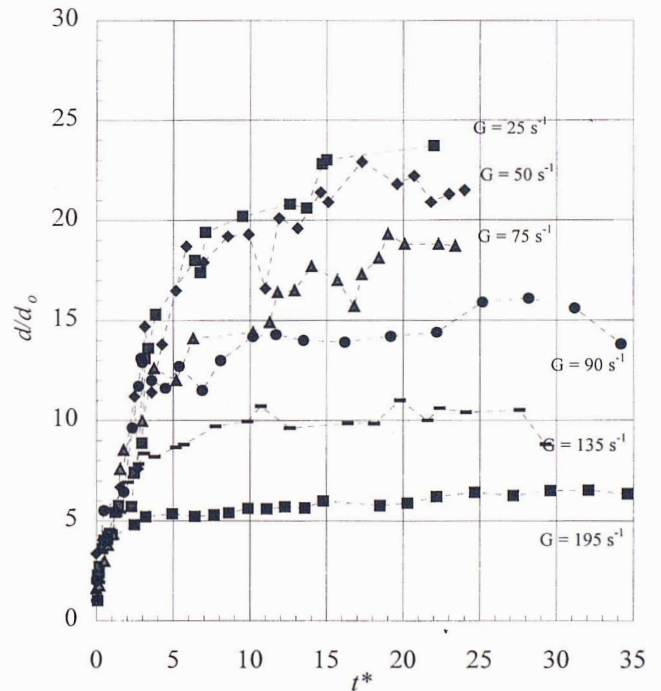


Figura 3: Evolució del diàmetre final dels agregats, normalitzat respecte al diàmetre de les partícules inicials, d/d_0 , en funció del temps adimensional, t^* , per a diferents valors del cisallament, G , i per a una fracció en volum de $\phi_0 = 2,5 \cdot 10^{-5}$

Evolució temporal del diàmetre dels agregats

A la figura 3 es pot veure l'evolució del diàmetre adimensional d/d_0 en funció del temps adimensional, t^* , quan la fracció en volum és de $\phi_0 = 2,5 \cdot 10^{-5}$. d_0 és el diàmetre de la distribució inicial de partícules, que és de $2 \mu\text{m}$ per a tots els casos que es mostren a la figura 3. Com a diàmetre característic, d , hem considerat la mitjana de la distribució respecte al volum de l'agregat (amb una confiança del 95 %). t^* depèn del cisallament, G , i de la fracció en volum inicial, ϕ_0 , segons $t^* = tG\phi_0$. Aquest temps adimensional representa el nombre de col·lisions que es donen en el sistema (Oles, 1991). Al començament dels experiments que es veuen a la figura 3, per a valors de t^* petits, d/d_0 escala bé amb t^* . En aquesta zona, el factor que determina l'agregació és el cisallament que hi ha a la zona entre cilindres, d'acord amb l'aproximació de Smoluchowski (Friedlander, 1977). A la figura 3 es pot veure que l'estat estacionari s'assoleix abans per a valors grans de G . Per a t^* grans, la desagregació comença a ser important fins que arriba a compensar l'agregació i, d'aquesta manera, s'assoleix l'estat estacionari. A la mateixa figura 3 també es pot veure que, quan el cisallament és més gran, el diàmetre final que assoleix la distribució de partícules a l'estat estacionari és més petit. També es pot veure que, quan el cisallament augmenta, el temps que triga el sistema a assolir l'estat estacionari és fa més petit.

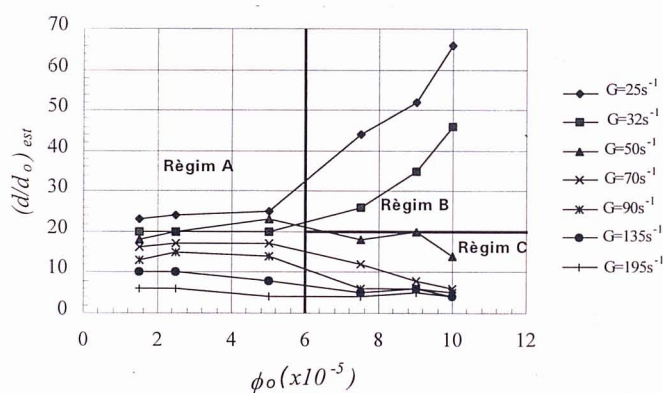


Figura 4: Representació del diàmetre final dels agregats, normalitzat respecte al diàmetre de les partícules inicials, d/d_0 , en funció de la fracció en volum, ϕ_0 , i per a diferents valors del cisallament, G . Aquest cas correspon a les suspensions monodisperses de $d_0 = 2 \mu\text{m}$

Influència de la concentració en el diàmetre final dels agregats

A la figura 4 podem veure la relació entre d/d_0 en l'estat estacionari i ϕ_0 per a diferents valors del cisallament. Dependent del valor del cisallament i de la concentració, es poden veure tres règims o zones diferents. A la primera zona, per a valors de la fracció en volum inferiors a $\phi_0 \sim 6 \cdot 10^{-5}$, el diàmetre final adimensional dels

agregats és independent de la fracció en volum i depèn únicament del valor del cisallament. Quan la fracció en volum supera el valor crític $\phi_0 \sim 6 \cdot 10^{-5}$, es poden distingir dos règims nous, que depenen del valor del cisallament i de la fracció en volum. Quan el cisallament és menor que 50 s^{-1} , si la fracció en volum augmenta, l'agregació de partícules és afavorida i el diàmetre final dels agregats augmenta. D'altra banda, si el cisallament és més gran que 50 s^{-1} , un augment en la fracció en volum afavoreix la desagregació i aleshores el diàmetre final dels agregats té una lleugera tendència a disminuir. És important assenyalar que la transició entre els règims B i C coincideix justament amb la transició entre el règim laminar i el règim turbulent del fluid, que correspon al valor aproximat de 58 s^{-1} , com es pot calcular a partir de (3). Aleshores, podem dir que l'agregació predomina en el règim laminar, mentre que la desagregació predomina en el règim turbulent.

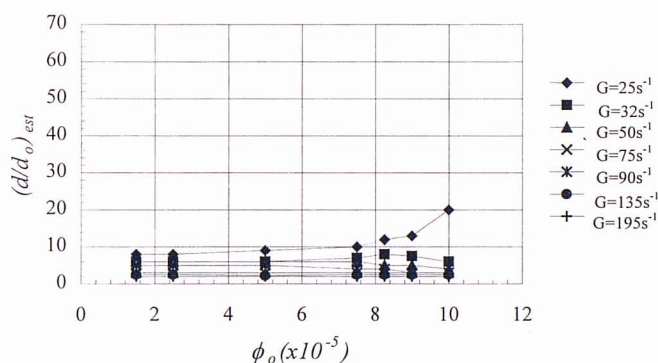


Figura 5: Representació del diàmetre final dels agregats, normalitzat respecte al diàmetre de les partícules inicials, d/d_0 , en funció de la fracció en volum, ϕ_0 , per a diferents valors del cisallament. Aquest cas correspon a les suspensions monodisperses de $d_0 = 5 \mu\text{m}$

Experiments amb altres tipus de partícules

S'han realitzat experiments amb partícules de $5 \mu\text{m}$ (figura 5) per determinar la dependència dels agregats formats en relació amb el diàmetre de les partícules que els componen. Els resultats mostren el mateix comportament que en el cas de les partícules de $2 \mu\text{m}$ (figura 4). Atès que en medis naturals no és d'esperar que les suspensions siguin monodisperses, també hem fet experiments amb suspensions polidisperses, amb diferents composicions en tant per cent de partícules de $2 \mu\text{m}$ i $5 \mu\text{m}$ (figura 6). Els resultats dels experiments per a una composició d'un 25 % de partícules de $5 \mu\text{m}$ i d'un 75 % de partícules de $2 \mu\text{m}$ es mostren a la figura 6a. Els de la figura 6b corresponen a una composició

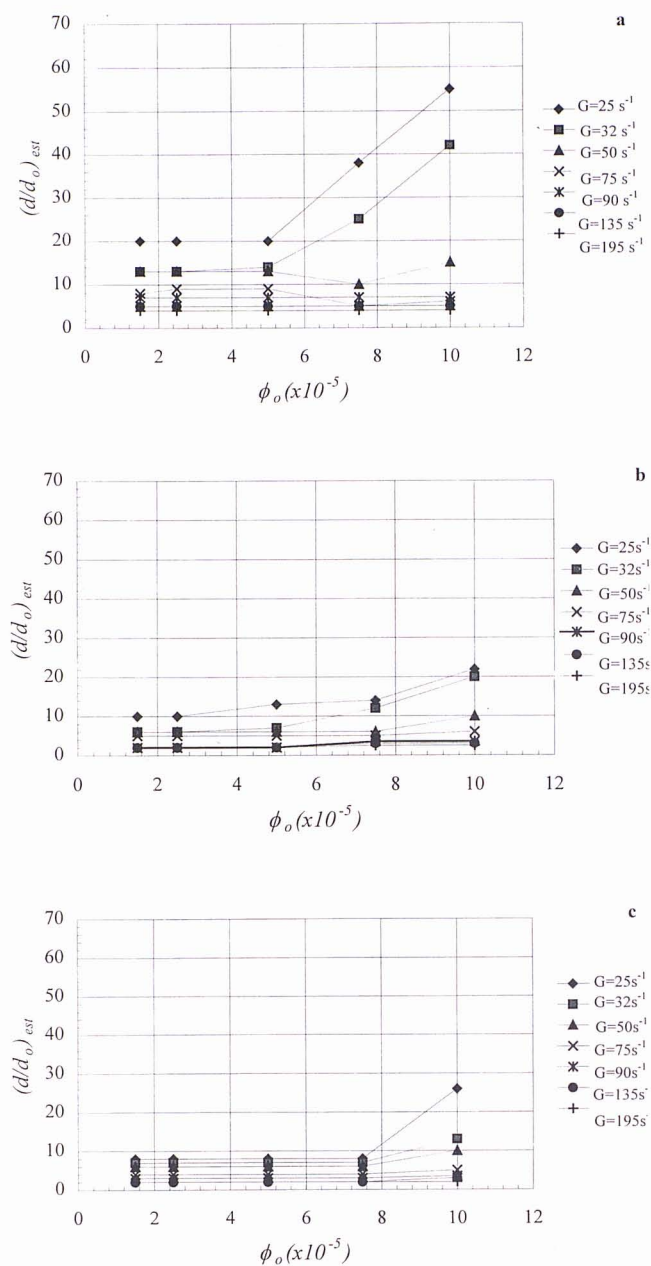


Figura 6: Representació del diàmetre final dels agregats, normalitzat respecte al diàmetre de les partícules inicials, d/d_0 , en funció de la fracció en volum i per a diferents valors del cisallament. a) correspon a una suspensió polidispersa de diàmetre característic $d_0 = 2,75 \mu\text{m}$. b) correspon a una suspensió polidispersa de diàmetre característic $d_0 = 3,5 \mu\text{m}$ i c) correspon a una suspensió polidispersa de diàmetre característic $d_0 = 4,25 \mu\text{m}$

d'un 50% de partícules de $2 \mu\text{m}$ i d'un 50% de partícules de $5 \mu\text{m}$. Finalment, els de la figura 6c corresponen a una composició d'un 25% de partícules de $2 \mu\text{m}$ i d'un 75% de partícules de $5 \mu\text{m}$. Els diàmetres inicials mitjans de les distribucions per a cada una de les composicions s'han estimat de $2,75 \mu\text{m}$, $3,50 \mu\text{m}$ i $4,25 \mu\text{m}$, respectivament.

Els resultats presentats a la figura 6 mostren els mateixos règims que els obtinguts per a les suspensions monodisperses (fig. 4 i 5). Tanmateix és important notar que la lleugera tendència de d/d_0 a disminuir en la zona turbulenta que s'ha trobat en les figures 4 i 5, no s'ha observat pas en el cas de les suspensions polidisperses. Per a un determinat valor de G i de ϕ_0 , s'han trobat valors de d similars en la zona turbulenta, tant per a les suspensions monodisperses com per a les polidisperses. Per exemple, per a un cisallament $G = 70 \text{ s}^{-1}$ i per a $\phi_0 = 10,0 \cdot 10^{-5}$, el valor del diàmetre d obtingut és $d \sim 20 \mu\text{m}$, quan $d_0 = 5 \mu\text{m}$ (figura 5). Per als mateixos valors de G i ϕ_0 , $d \sim 21 \mu\text{m}$, quan $d_0 = 3,5 \mu\text{m}$ (figura 6b). Aleshores, el diàmetre final dels agregats, d , sembla dependre del flux i no de d_0 . Tenint en compte que d/d_0 està relacionat amb el nombre de partícules que formen l'agregat, si d és el mateix i d_0 canvia, això voldrà dir que el nombre de partícules que componen l'agregat és diferent.

Contràriament al que succeeix en el règim turbulent, en el règim laminar, el diàmetre final dels agregats sembla disminuir quan d_0 augmenta. Aquest comportament pot ser explicat tenint en compte que els agregats formats per partícules més petites són molt més compactes i, per tant, ofereixen més resistència a la ruptura enfront del cisallament. Per determinar la relació entre el diàmetre final dels agregats i les característiques del flux, hem estimat la longitud característica dels remolins turbulents més petits, λ , a partir de l'escala de Kolmogorov,

$$\lambda = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (9)$$

El valor més gran obtingut ha estat $\lambda = 21 \mu\text{m}$. En els nostres experiments, els valors del diàmetre final d obtingut varien entre $8 \mu\text{m}$ i $32 \mu\text{m}$ (taula 2). Per tant, d és del mateix ordre de magnitud que λ . Així doncs, sembla lògic afirmar que el cisallament turbulent controla el diàmetre final al qual poden arribar els agregats, d'acord amb els resultats trobats per Jankowski *et al.* (1996).

$G(\text{s}^{-1})$	$\lambda(\mu\text{m})$	$d(\mu\text{m})$
70	21	8-32
90	18	8-28
135	15	8-20
195	12	8-12

Tauleta 2: Valors de la longitud característica de Kolmogorov, λ , calculats a partir de l'equació (9), i del diàmetre mitjà de les partícules, d , en l'estat estacionari per a diferents valors del cisallament, G

Influència del cisallament en el diàmetre final dels agregats

A la figura 7 es pot veure la relació entre $(d/d_0)_{est}$ en funció del cisallament per a diferents valors de la fracció en volum per a les suspensions monodisperses ((a) $1,5 \cdot 10^{-5}$, (b) $2,5 \cdot 10^{-5}$, (c) $5,0 \cdot 10^{-5}$, (d) $7,5 \cdot 10^{-5}$, (e) $10,0 \cdot 10^{-5}$). És important notar que no hi ha mesures en el rang que va de 0 s^{-1} a 25 s^{-1} . En aquesta zona esperariem trobar que el diàmetre dels agregats augmentés des d'un determinat valor quan $G = 0$, on el moviment brownià seria important. Per a valors alts de G hi ha un decreixement potencial de $(d/d_0)_{est}$. Parker *et al.* (1970) van observar un comportament $d \sim G^{-1}$, causat per l'erosió de la superfície dels agregats, i també van veure que el diàmetre dels agregats era del mateix ordre que la longitud característica λ . Aquest resultat també està d'acord amb el nostre estudi per al rang de cisallaments entre 50 s^{-1} fins a 195 s^{-1} , que correspon al flux turbulent.

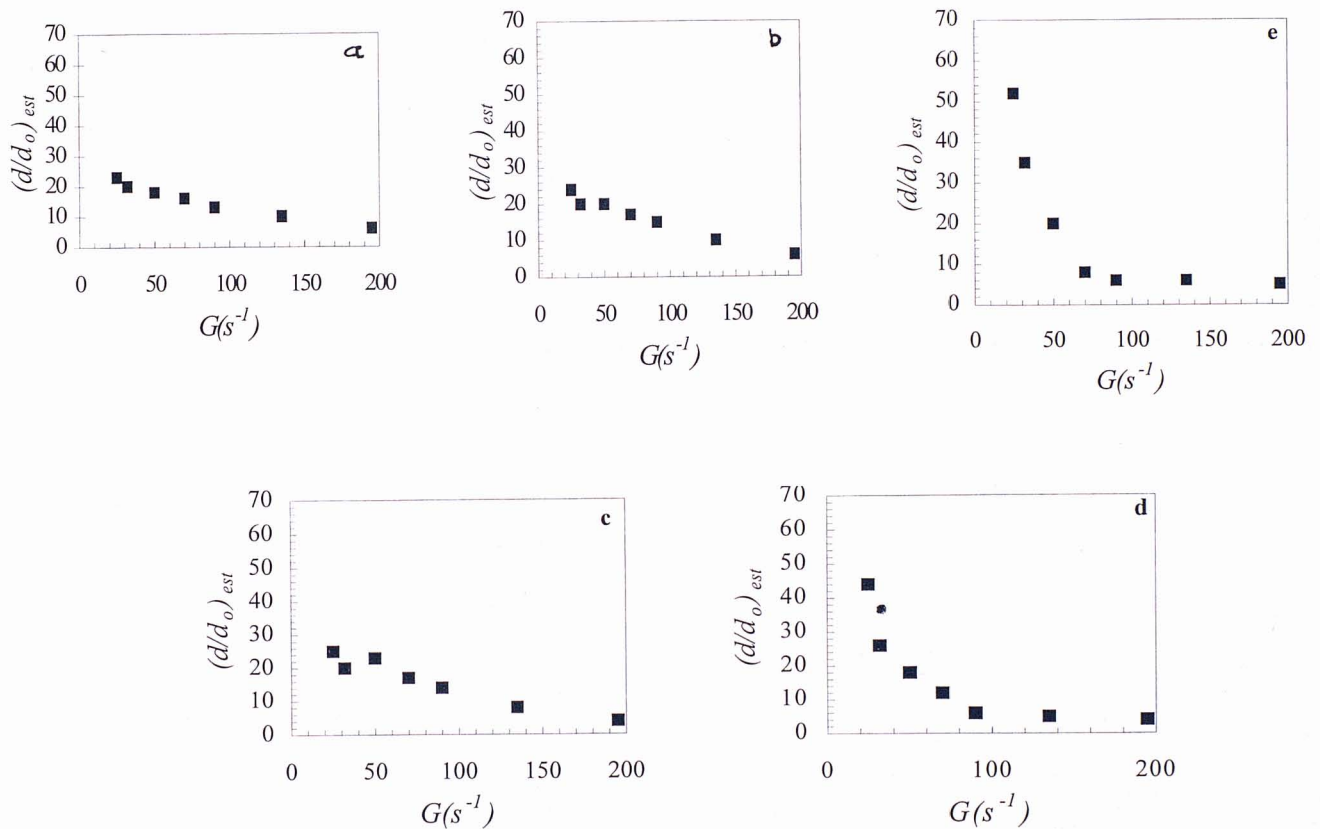


Figura 7: Representació del diàmetre final dels agregats, normalitzat respecte al diàmetre de les partícules inicials, d/d_0 , en funció del cisallament per a diferents valors de la fracció en volum: a) $\phi_0 = 1,5 \cdot 10^{-5}$, b) $\phi_0 = 2,5 \cdot 10^{-5}$, c) $\phi_0 = 5,0 \cdot 10^{-5}$, d) $\phi_0 = 7,5 \cdot 10^{-5}$, e) $\phi_0 = 1,5 \cdot 10^{-4}$. Tots els casos corresponen al cas de les suspensions monodisperses de $2 \mu\text{m}$

Dimensió fractal dels agregats

També hem estudiat la dimensió fractal dels agregats. Aquesta es pot relacionar amb la densitat de l'agregat

segons l'expressió:

$$\rho = \left(\frac{r}{r_0} \right)^{D_f - 3}, \quad (10)$$

on ρ és la densitat, r i r_0 són el radi dels agregats i de les partícules principals, respectivament, i D_f és la dimensió fractal. Atès que l'analitzador de partícules veu els agregats com a partícules compactes i atès també que la massa es manté constant mentre dura el procés d'agregació, podem relacionar la densitat dels agregats ρ amb la fracció en volum de les partícules en suspensió, ϕ , mitjançant l'expressió

$$\rho = \phi / \phi_0. \quad (11)$$

A la figura 8 podem veure la variació de ϕ/ϕ_0 en funció de d/d_0 per a un cas en què la fracció en volum és $\phi_0 = 5,0 \cdot 10^{-5}$. Mesurant el pendent de la figura 8 podem obtenir el valor de la dimensió fractal D_f .

És important remarcar que no s'observa cap canvi de D_f en funció del cisallament (figura 8). Tampoc D_f sembla dependre de la concentració de partícules, almenys en el rang estudiat. Alguns autors (Oles, 1991) interpreten

el canvi de pendent observat a la figura 8 com una reestructuració posterior de les partícules provocada pel cisallament. És a dir, els agregats inicials que tenen una densitat i una dimensió fractal baixes, passen a tenir una densitat i una dimensió fractal més gran a causa d'una reestructuració interna de l'agregat. En canvi, nosaltres creiem que el canvi de pendent en la recta de la figura 8 és degut al fet que inicialment hi ha un gran nombre de partícules disperses, sense agregar, que no poden ser tractades com a fractals. Per tant, els primers valors no haurien de ser tinguts en compte per determinar el valor de la dimensió fractal obtinguda, que en el nostre cas és de $D_f = 2,4$, aproximadament.

Conclusions

En aquest treball hem estudiat la dinàmica d'agregació d'un sistema de partícules en un flux de Couette. Hem vist que, per a un valor determinat de la fracció en volum, a mesura que augmenta el cisallament, el diàmetre final que assoleixen les partícules es fa més petit. També hem vist que, per a diferents valors de la fracció en volum, el comportament del sistema depèn del règim del fluid. Quan aquest és laminar, el diàmetre final de les partícules augmenta quan la fracció en volum augmenta. En canvi, quan el règim és turbulent, el diàmetre final de les partícules disminueix quan la fracció en volum augmenta. Hem realitzat les mateixes experiències per a partícules de diàmetres diferents i hem obtingut el mateix tipus de comportament. Finalment, hem estudiat l'estructura dels agregats mitjançant el concepte de la dimensió fractal. Hem obtingut un valor per a aquesta dimensió igual a 2,4 en els casos estudiats, independentment de la fracció en volum i del cisallament.

Bibliografia

- McCOY, H. H. i MOORE, W. C., Organic amalgams: substances with metallic properties composed in part of non-metallic elements, *J. Am. Chem. Soc.*, **33**, 273-292 (1911).
- CASAMITJANA, X. i SCHLADOW, G., *J. Environ. Eng.*, **119**, 443 (1993).
- JIANG, Q. i LOGAN, B. E., *Environ. Sci. Technol.*, **25**, 2.031 (1991).
- OLE, V., *J. Colloid Interface Sci.*, **154**, 351 (1991).
- PARKER, D. S., KAUFMAN, W. J. i KENKINS, D., *Characteristics of Biological Flocs in turbulent Regimes*, Thesis, Sanitary Engineering Research Laboratory, College of Engineering and School of Public Health (Berkeley, 1970).
- SMOLUCHOWSKI, M., *Z. Physik. Chem.*, **92**, 155 (1917).
- TSAI, C., IACOBELLIS, S. i LICK W., *J. Great Lakes Res.*, **13**, 135 (1987).

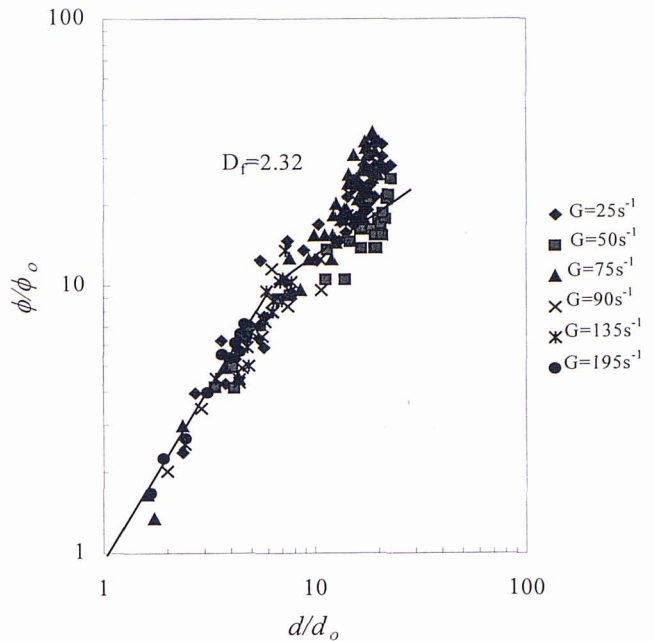


Figura 8: Representació de la relació entre la fracció en volum de la suspensió de partícules, normalitzada respecte a la fracció en volum inicial, ϕ/ϕ_0 , en funció del diàmetre dels agregats, normalitzat respecte del diàmetre inicial, d/d_0 . Del pendent de la recta se'n pot calcular el valor de la dimensió fractal D_f

Agraïments

Volem agrair a Joan Serra el seu ajut en la construcció del 'couettímetre', que ha estat indispensable per a la realització d'aquest treball; i a Jordi Colomer les seves aportacions en el disseny de la part experimental d'aquest treball.