Atti Accademia Nazionale dei Lincei

Classe Scienze Fisiche Matematiche Naturali

Rendiconti

Leopoldo Massimilla, Gennaro Volpicelli

Sulla dispersione di strati raddensati di particelle in sistemi solido-liquido ad alimentazione pulsante

Atti della Accademia Nazionale dei Lincei. Classe di Scienze Fisiche, Matematiche e Naturali. Rendiconti, Serie 8, Vol. **34** (1963), n.4, p. 410–416.

Accademia Nazionale dei Lincei

¡http://www.bdim.eu/item?id=RLINA_1963_8_34_4_410_0¿

Chimica (Principî di ingegneria chimica). — *Sulla dispersione di strati raddensati di particelle in sistemi solido–liquido ad alimentazione pulsante.* Nota di LEOPOLDO MASSIMILLA e GENNARO VOLPICELLI, presentata (*) dal Corrisp. G. MALQUORI.

In un recipiente cilindrico, di sezione S, sia contenuta una sospensione costituita da sferette solide uniformemente distribuite in una corrente liquida di portata P costante, nella quale esse si muovano disordinatamente, con velocità media (V_{sl}) nulla, mentre la velocità del liquido (V_{ll}) è uguale a $P/S\varepsilon_l$, essendo ε_l il grado di vuoto del sistema. Si introducano nel recipiente, al livello 1 del distributore del liquido, dei grani uguali a quelli già in esso contenuti, di volume complessivo $S\Delta z\,(\varepsilon_l - \varepsilon_p)$, che determinino, istantaneamente, un aumento della concentrazione del solido da $(1 - \varepsilon_l)$ a $(1 - \varepsilon_p)$, indicando con ε_p il grado di vuoto minimo del sistema, con sferette a contatto l'una con l'altra, come in un letto fisso (fig. 1 I).

Il raddensamento nel volume $S\Delta z$ turba l'equilibrio della sospensione, nella quale la spinta dinamica del liquido agente su ciascuna particella $\frac{\pi D^2}{4} \frac{C_{Dl}}{2} \rho_l V_{ll}^2$ uguagliava il peso della particella stessa corretto della spinta idrostatica $\frac{\pi}{6} D^3 (\rho_s - \rho_l) g$. Nella frazione pesante del sistema la spinta dinamica è maggiore che nella frazione leggera essendo $V_{lp} > V_{ll}$ e $C_{Dp} > C_{Dl}$ e le particelle sono sospinte verso l'alto, e trasportate dalla corrente liquida come è indicato nelle figg. 1 *a–e*.

I modelli di flusso rappresentati in questa figura sono individuati dai gradi di vuoto e dalle velocità del solido e del liquido, variabili nel tempo e nello spazio, come risulta da equazioni di equilibrio delle forze agenti sulle particelle e da equazioni di bilancio del liquido e del solido.

Nel flusso a pistone (fig. 1 *a*) il raddensamento si estende a tutti i grani contenuti nella sospensione, via via che essi sono raggiunti dal fronte della frazione pesante; il sistema si ripartisce in tre frazioni: quella superiore con grado di vuoto ε_l, quella intermedia con grado di vuoto ε_p, e quella inferiore con grado di vuoto uguale ad 1. Trascurando le forze di inerzia e gli effetti di eventuali resistenze di attrito alle pareti del recipiente, la velocità media dei grani, nulla nella frazione leggera, è uniforme in tutta la frazione pesante ed indipendente dal tempo, essendo uguale a:

$$V_{sp} = V_{lp} - \sqrt{\frac{4}{3} \frac{D(\rho_s - \rho_l) g}{C_D \rho_l}} \,. \tag{1}$$

(*) Nella seduta del 20 aprile 1963.

Ed essendo, dal bilancio del liquido e del solido nell'elemento di volume Sdz alla base del tappo, dal quale, nel tempo dt, si allontana il solido:

$$\frac{P}{S} - (1 - \varepsilon_p) V_{sp} = \varepsilon_p V_{lp} \tag{2}$$

la (1) si trasforma nella:

$$V_{sp} = \frac{P}{S} - \varepsilon_p \sqrt{\frac{4}{3} \cdot \frac{D(\rho_s - \rho_l) g}{C_D \rho_l}} . \tag{3}$$

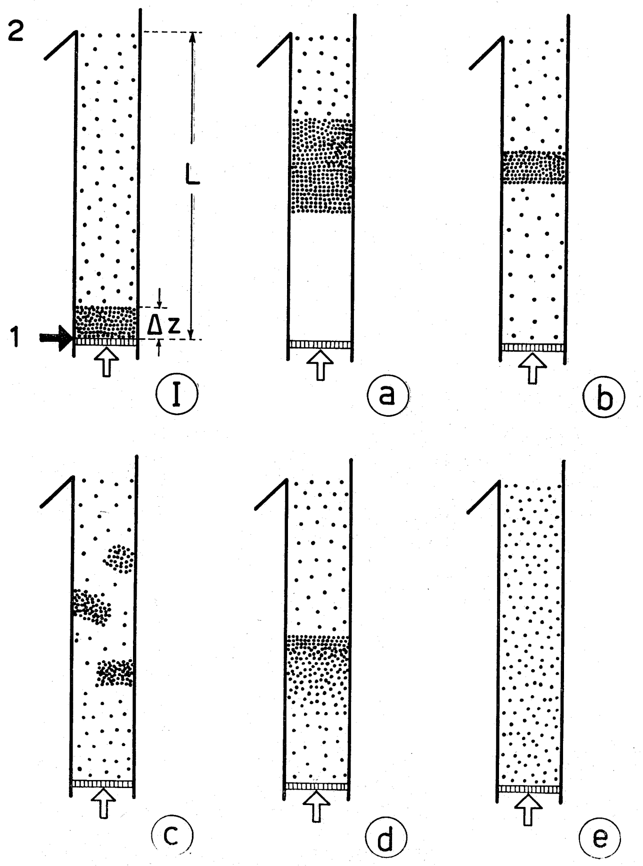

Fig. 1. – Modelli di flusso.

Lo spessore ΔH del tappo dopo il tempo Δt dall'introduzione del solido è:

$$\Delta H = \Delta z + \frac{1 - \varepsilon_l}{\varepsilon_l - \varepsilon_p} V_{sp} \Delta t$$

e l'efflusso dei grani al livello 2 del recipiente, con portata $P_s = (1 - \varepsilon_p) SV_{sp}$, ha inizio all'istante

$$t = \frac{(L - \Delta z)(\varepsilon_l - \varepsilon_p)}{(1 - \varepsilon_p) V_{sp}}$$

e termina all'istante $t = L/V_{sp}$.

Nel flusso con completa miscelazione longitudinale del solido (fig. 1 *e*), sempre nell'ipotesi in cui siano trascurabili le forze d'inerzia e di attrito, vale ancora la (3), quando ad ε_p si sostituisca ε, uguale in tutto il recipiente ma variabile nel tempo da $\varepsilon_l - \frac{\Delta z}{L}(\varepsilon_l - \varepsilon_p)$ a ε_l. Supponendo che C_D sia costante entro questo campo di valori di ε, il che è verosimile quando ε_l è relativamente elevato e Δz è piccolo rispetto ad L, può porsi

$$\sqrt{\frac{4}{3}\,\frac{D(\rho_s - \rho_l)g}{C_D\,\rho_l}} = k$$

per cui la (3) si trasforma nella:

$$V_{sp} = \frac{P}{S} - k\varepsilon \tag{4}$$

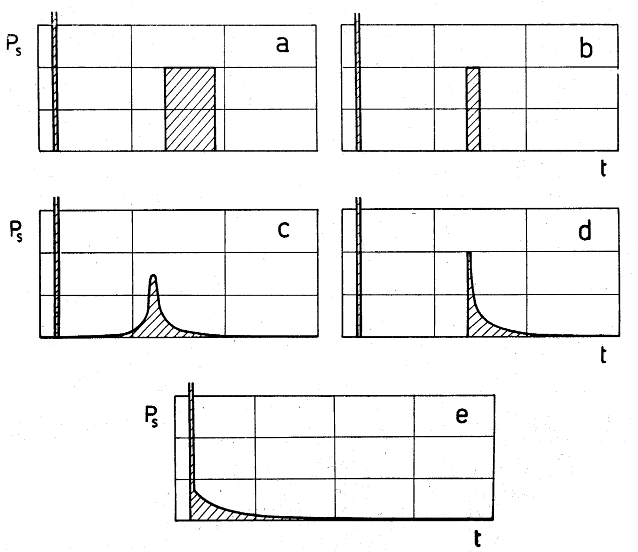

Fig. 2. – Portate di solido effluenti dal recipiente in funzione del tempo, secondo i modelli di flusso della fig. 1.

essendo $k - P/S > 0$, in quanto che, in particolare, per $\varepsilon = \varepsilon_l$ è $V_{sp} = 0$ ed $\varepsilon_l < 1$. Dal bilancio del solido, esteso nel tempo dt a tutto il recipiente, è:

$$(1 - \varepsilon)\,V_{sp}\,dt = L\,d\varepsilon \tag{5}$$

Dalla (4) è poi:

$$dV_{sp} = -k\,d\varepsilon \tag{6}$$

e, dalle (4), (5) e (6):

$$\int_{V_{sp_0}}^{V_{sp}} \frac{dV_{sp}}{V_{sp}\left(k - \frac{P}{S} + V_{sp}\right)} = -\int_0^t \frac{dt}{L} \tag{7}$$

da cui, ponendo $K = \dfrac{V_{sp_0}}{k - \dfrac{P}{S} + V_{sp_0}}$:

$$\frac{V_{sp}}{k - \dfrac{P}{S} + V_{sp}} = K e^{-\frac{t(k - P/S)}{L}} \tag{8}$$

per la quale $V_{sp} \rightarrow 0$ per $t \rightarrow \infty$. E con legge esponenziale aumenta anche, in funzione del tempo, il grado di vuoto del sistema fino ad ε_l.

In fig. 1 *b* il flusso a pistone della frazione pesante è particolarizzato per il caso in cui rimane costante lo spessore iniziale del tappo, spostandosi questo tra due frazioni diluite dello stesso grado di vuoto iniziale ε_l; in fig. 1 *c* il tappo si frantuma in aggregati di particelle vaganti nella frazione leggera; in fig. 1 *d* le particelle diffondono dalla zona a minore a quella a maggior grado di vuoto, determinando un parziale mescolamento del solido nella frazione pesante; ed altre condizioni di flusso possono essere descritte come combinazioni di queste, quali quelle che prevedono la completa miscelazione del solido nella frazione pesante o la progressiva diluizione ed estensione del tappo mentre si sposta nel recipiente o la diffusione delle particelle, a monte e a valle del tappo, o intorno a frammenti di questo. Per i vari modelli di flusso sono indicate in fig. 2 le curve delle portate di solido effluente dal recipiente in funzione del tempo, alcune delle quali riproducono le curve delle concentrazioni di un tracciante registrate in una corrente liquida o gasosa ad una certa distanza dal punto di immissione del tracciante stesso, corrispondendosi, per certi aspetti, la dispersione di questo nel fluido e la dispersione di strati raddensati di particelle in sospensioni solido–liquido [1].

In tutti i modelli di fig. 1 si assume che l'introduzione di particelle in una sospensione in equilibrio dia luogo alla espansione del sistema, ma da caso a caso vien tenuto in differente conto la instabilità dell'equilibrio delle forze agenti sulle particelle. In fig. 1 *a* gli effetti della instabilità sono del tutto trascurati e si ammette che il tappo raccolga tutto il solido contenuto nel recipiente, che su di esso si accumula come su di un setto rigido filtrante. Se però, casualmente, dalla superficie limite inferiore della frazione pesante si distaccano delle particelle, la spinta dinamica del liquido, di colpo ridottasi [2], non riesce a sostenerle, cosicché esse precipitano nella frazione senza solido verso condizioni di equilibrio stabile; ed un tale processo di disgregazione, quando si sia innescato, tende ad esaltarsi [3]. In fig. 1 *b* l'instabilità dell'equilibrio delle forze agenti sul solido si risolve nella ordinata caduta di strati di particelle dal fondo del tappo; e nelle figg. 1 *c* e 1 *d* nella diffusione longitudinale dei grani e nella rottura del tappo.

Le caratteristiche e l'intensità delle accidentali perturbazioni che sovvertono le condizioni di flusso previste in fig. 1 *a* dipendono in modo così complesso dalle proprietà della sospensione e dalla forma e dalle dimensioni del recipiente da limitare il significato di indagini sperimentali realizzate operando con un certo sistema ed una certa apparecchiatura. L'andamento della dispersione di uno strato raddensato di particelle in una sospensione può essere tuttavia individuato con riferimento a certe condizioni di flusso limiti, quali, ad esempio, quelle rappresentate nella fig. 1, anche quando, essendo ε_l relativamente piccolo e $\Delta z/L$ elevato, va tenuto conto della variabilità di C_D con ε [4–5]. Risolvendo per differenze finite integrali del tipo di quello della (7), o più complessi per tener conto di componenti diffusionali del trasporto del solido, velocità e distribuzione dei grani sono determinabili utilizzando dati di esperienze di sedimentazione; e difatti, a questa operazione è sostanzialmente riconducibile l'altra del sollevamento di letti granulari sotto la spinta di correnti liquide, quando l'instabilità non disturbi la forma rettangolare dei profili radiali delle velocità e delle concentrazioni del solido e delle velocità del liquido, come nelle figg. 1 *a*, *b*, *d*, ed *e* [3].

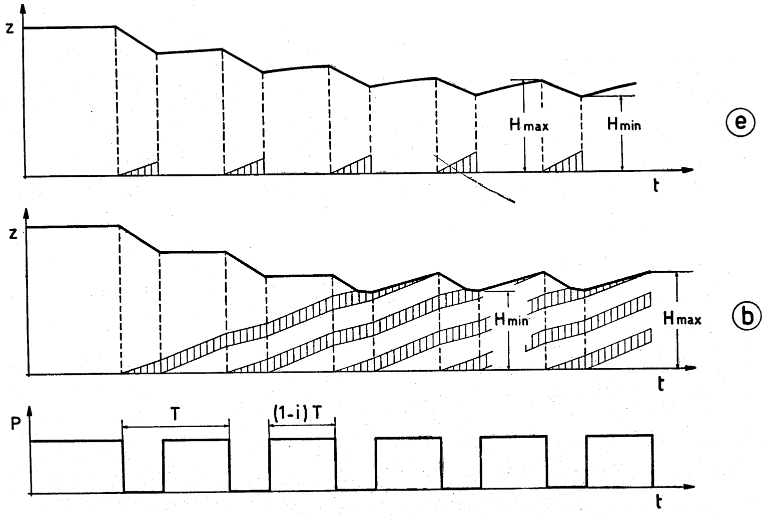

Fig. 3. – Distribuzione del solido in un sistema solido–liquido ad alimentazione pulsante, secondo i modelli delle figg. 1 *b* ed 1 *e*.

La formazione e la dispersione di strati di particelle in sistemi solido–liquido ad alimentazione intermittente sono state studiate in base ai modelli più innanzi esaminati; e le previsioni teoriche sono state confrontate con i risultati di riprese cinematografiche di letti di grani di vetro attraversati da correnti di acqua con pulsazioni di forma rettangolare di diversa ampiezza, frequenza ed intermittenza [3].

La fig. 3 mostra la fase transitoria dalla uniforme distribuzione del solido durante l'alimentazione continua alla distribuzione stratificata durante l'alimentazione pulsante, nonché gli spostamenti delle frazioni diluite e raddensate e gli innalzamenti ed abbassamenti dell'intero sistema nel ciclo quando le condizioni di regime dell'alimentazione pulsante sono state raggiunte. Secondo il modello di fig. 1 *b* il sistema si suddivide in frazioni leggere, con grado di vuoto uguale a quello della sospensione di partenza e frazioni pesanti, con grado di vuoto uguale a quello del letto fisso, il cui numero va aumentando fino al raggiungimento del regime pulsante (fig. 3 *b*); invece, secondo il modello di fig. 1 *e*, pur formandosi al fondo del recipiente una frazione pesante con grado di vuoto uguale a quello del letto fisso, la frazione leggera ha un grado di vuoto variabile, da quello massimo, corrispondente al grado di vuoto della sospensione di partenza, a quello minimo che si ha, raggiunto il regime pulsante, all'inizio della fase di espansione (fig. 3 *e*).

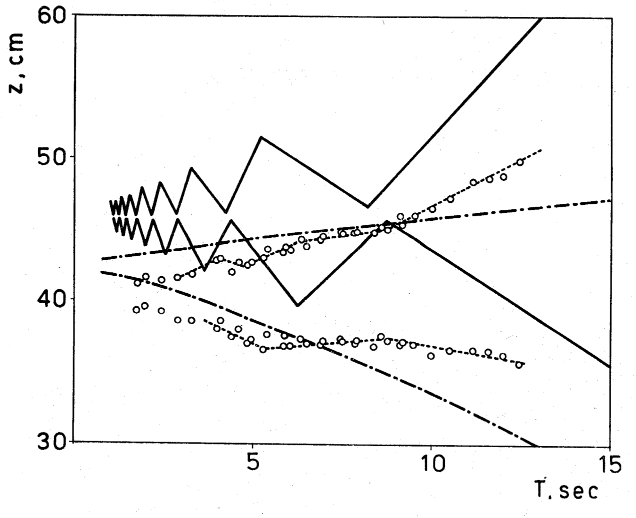

Fig. 4. – Elongazioni di un letto granulare al variare del periodo della corrente liquida pulsante [3].

Cerchietti = dati sperimentali; spezzate continue e linee a tratti e punti = elongazioni secondo i modelli delle figg. 1 *b* ed 1 *e*.

In realtà, i raddensamenti locali prodotti in sospensioni a mezzo di intermittenti interruzioni della corrente liquida non si propagano come è previsto dal modello del flusso a pistone, né vengono immediatamente distrutti alla ripresa del flusso del liquido come è previsto dal modello del completo mescolamento del solido. In fig. 4 sono riportate le elongazioni di un sistema solido-liquido registrate, al variare della frequenza, a parità di ampiezza ed intermittenza della pulsazione. Le altezze massime e minime, cinematograficamente rilevate, seguono, in linea di massima, l'andamento delle curve secondo il modello di fig. 1 *e*; tuttavia, le discontinuità nelle variazioni delle altezze al variare di T, evidenziate dalle rette a punti, richiamano l'andamento a spezzate del modello di fig. 1 *b*, come se il meccanismo di formazione di frazioni raddensate e diluite ipotizzato da questo modello fosse smorzato, ma non del tutto sostituito, dalla miscelazione longitudinale del solido.

BIBLIOGRAFIA.

[1] P. V. DANCKWERTS, «Chem. Eng. Sc.», *2*, 1 (1953).
[2] P. N. ROWE e G. A. HENWOOD, «Trans. Instn. Chem. Engrs», *39*, 43 (1961).
[3] L. MASSIMILLA, G. VOLPICELLI e G. RASO, « Rend. Acc. Sc. Fis. e Mat. della Soc. Naz. di Sc., Lettere ed Arti in Napoli», serie 4ª, vol. XXX (1963).
[4] G. BOZZA, «Giornale di Chimica Industriale ed Applicata», *11*, 151 (1929).
[5] J. HAPPEL, «A.I.Ch.E. Journal», *4*, 197 (1958).

Napoli, *Istituto di Chimica Industriale dell'Università.*