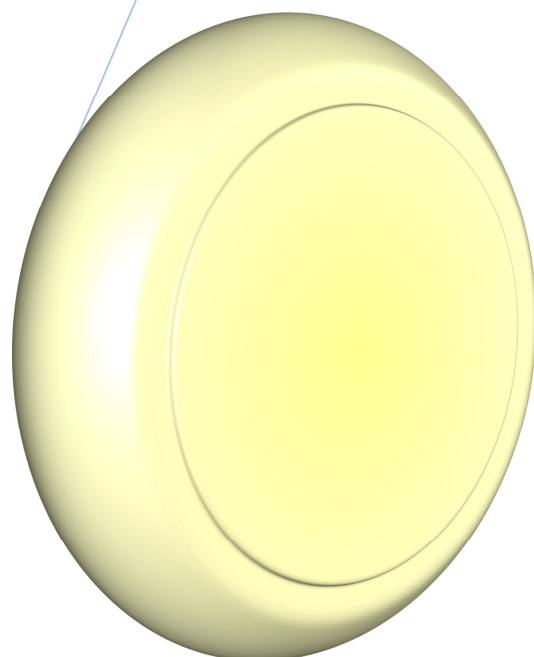
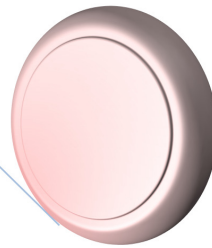
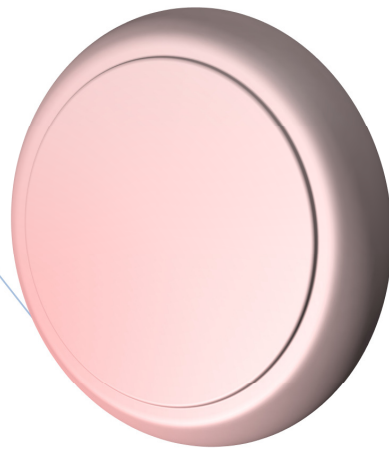


# Reactores de lecho fluidizado

Diseño de reactores heterogéneos

Juan A. Conesa Ferrer

Universidad de Alicante



---

## **TEMA 6: Diseño de reactores de LECHO FLUIDIZADO**

### **0. Resumen general**

Desde un punto de vista global, los aspectos tratados en este tema, se orientan al estudio básico del comportamiento de un lecho fluidizado, para tratar con posterioridad el diseño de un reactor que necesite un lecho fluidizado.

En los primeros apartados de este tema se van recordando parámetros (porosidad, diámetro de partícula, etc.), de lógica interpretación, que luego van apareciendo en las expresiones experimentales y sus expresiones deducidas. Estas expresiones permitirán predecir el comportamiento global (velocidad mínima de fluidización, velocidad mínima de borboteo, etc.) del sistema fluidizado, si se conocen a priori los parámetros que describen a las partículas que forman el lecho.

Se explicará cómo se agrupan los tipos de partículas según sea el comportamiento que presentan si se intenta fluidizar (clasificación Geldart). También se intentará esquematizar el comportamiento del lecho, dependiendo del régimen de flujo de trabajo.

En un pequeño apartado, se describen las diversas placas porosas que pueden emplearse en los montajes, y que permiten una distribución diferente del flujo en el interior del lecho.

Se estudia el comportamiento global de las burbujas en el interior de un lecho fluidizado, con el fin de poder calcular su velocidad de ascenso, su tamaño, sus zonas de intercambio de materia, y las velocidades de descenso de los sólidos en la emulsión.

También se aplicaran las teorías a tres tipos de lechos en función del tamaño de partículas: finas, medias y grandes, con el objetivo de poder diseñar un reactor de lecho fluidizado.

### **1. Fluidización y regiones**

En este primer apartado se trata de recordar los conceptos y las nociones básicas para entender el cálculo de las condiciones de operación de sistemas de lecho fluidizado.

El objetivo principal de este apartado, es conseguir calcular la velocidad mínima de fluidización para un sistema, conociendo los mínimos datos posibles, y observar qué características globales del lecho (tamaño de partícula, porosidad, etc.), afectan directamente a la forma y posibilidades reales de fluidización del lecho.

### **1.1. Propiedades de los sistemas gas-sólido**

Si se hace circular un gas a través de un lecho de sólidos, con dirección descendente, no tiene lugar ningún movimiento relativo entre las partículas a menos que la orientación inicial de las mismas sea inestable. Si el flujo es laminar, la caída de presión a través del lecho será directamente proporcional a la velocidad de flujo, aumentando más rápidamente a grandes velocidades.

Si el gas circula a través del lecho en dirección ascendente, la caída de presión será la misma que en el caso anterior para velocidades bajas, pero cuando la resistencia por rozamiento sobre las partículas sea igual a su peso aparente (peso real menos empuje), estas sufren una reordenación para ofrecer una resistencia menor al desplazamiento del gas y el lecho empieza a expansionarse. Este proceso continúa al ir aumentando la velocidad, permaneciendo la fuerza debida a la fricción igual al peso de las partículas, hasta que el lecho ha adquirido la forma más suelta de relleno. Si entonces se aumenta aún más la velocidad, las partículas del sólido se mantienen en suspensión en la corriente gaseosa, diciéndose que el lecho está fluidizado. Al valor de la velocidad superficial necesaria (caudal de gas/sección total) para que se inicie la fluidización se le denomina velocidad mínima de fluidización,  $u_{mf}$ . Posteriores aumentos de la velocidad hacen que las partículas se separen aún más unas de otras, permaneciendo la diferencia de presiones aproximadamente igual al peso por unidad de área del lecho.

La fluidización uniforme se obtiene únicamente a velocidades relativamente bajas. A velocidades elevadas se forman dos "fases" separadas: la fase continua se denomina fase densa o de emulsión, y a la discontinua, fase ligera o de burbujas. Se dice entonces que la fluidización es de agregación. El lecho toma el aspecto de un líquido en ebullición, moviéndose los sólidos vigorosamente y ascendiendo rápidamente grandes burbujas a través del lecho. A primera vista parece que el gas en exceso sobre el correspondiente a  $u_{mf}$  pasa a través del lecho en forma de burbujas ("lecho de borboteo"). Así, al aumentar el flujo del gas, su velocidad

relativa a las partículas en la fase densa puede no variar apreciablemente: el flujo relativo a las partículas puede continuar siendo laminar incluso a velocidades globales de flujo muy elevadas. Si la velocidad de paso del gas es alta, y el lecho es profundo, tiene lugar la coalescencia de las burbujas, y en un recipiente estrecho puede fraccionarse el lecho, formándose "tapones" de gas que ocupen la sección transversal. Estos tapones de gas quedan alternados con zonas de sólidos fluidizados que son transportados hacia arriba, deshaciéndose a continuación y cayendo los sólidos de nuevo ("lecho fragmentado").

Cuando la velocidad aumenta más el lecho llega a ser menos denso y finalmente las partículas pueden ser arrastradas. Esta velocidad máxima permisible es la velocidad terminal o free-fall velocity. A ésta velocidad la resistencia por rozamiento ejercida en una partícula por el gas ascendente se iguala a la fuerza de gravedad (peso efectivo).

La fluidización comenzó a tener interés cuando fueron adaptados los catalizadores fluidizados por la industria del petróleo, para el craqueo de los hidrocarburos pesados y para la síntesis de combustibles a partir del gas natural o CO e H<sub>2</sub>. En muchos aspectos el lecho fluidizado se comporta como un fluido de densidad igual a la de los sólidos y el fluido combinadas. Tiene lugar una mezcla muy íntima y la transferencia de calor en el interior del lecho es muy rápida, obteniéndose por tanto rápidamente temperaturas uniformes en todo el sistema. La facilidad de control de la temperatura es la característica que ha conducido al uso de estos sistemas en procesos fuertemente exotérmicos, y en aquellos en los que es importante un control preciso de la temperatura.

Una fluidización de buena calidad se consigue cuando el lecho está libre de irregularidades y de canalización. Debe aceptarse que muchos sólidos nunca darán una buena fluidización, en especial aquellos cuya forma es apreciablemente no isométrica y aquellos que forman partículas blandas que tienden fácilmente a aglomerarse. Además, cuando el sólido es capaz de dar una fluidización de buena calidad, el fluido debe distribuirse completamente en el fondo del lecho, y esto requiere la presencia de un distribuidor que origina una caída de presión al menos igual a la que tiene lugar a través del lecho.

### 1.2 Caracterización de partículas

Para partículas irregulares, más o menos esféricas, se considera que  $d_{sph}$  representa el diámetro de una esfera perfecta con el mismo volumen que ocupa la partícula a la que se refiere. Se define el diámetro efectivo como:

$$d_{eff} = d_{sph} \phi_s \quad (1.1)$$

Donde  $d_{sph}$  es el diámetro teórico de una partícula esférica que tuviera la misma relación superficie/volumen que la partícula real. Por otro lado  $\phi_s$  representa la esfericidad de la partícula real, es decir, la relación entre la superficie de una esfera y la de una partícula con el mismo volumen.

Para partículas irregulares, más o menos esféricas, el diámetro de partícula que se obtiene de tamizados o de equipos medidores de tamaño de partícula, coincide con  $d_{sph}$ .

Si el lecho tiene varios tamaños de partícula (amplio rango), se sustituye en la fórmula el diámetro de partícula por un diámetro medio, de todas las partículas del lecho, calculado de la siguiente forma:

$$\bar{d}_p = \frac{1}{\sum(x_i/d_{pi})}$$

donde  $x_i$  es la fracción másica de partículas de diámetro  $d_{pi}$ .

Por otra parte, la superficie específica del lecho, es decir, la relación entre la superficie externa total de todas las partículas del lecho frente al volumen que ocupan, viene dada por:

$$a = \frac{6(1 - \epsilon_m)}{\phi_s d_{sph}} \quad (1.2)$$

donde  $\epsilon_m$  es la porosidad del lecho, o sea, la fracción del volumen de lecho que está vacío.

### 1.3 Lecho fijo

En general, para un sistema de estas características se puede aplicar:

$$\frac{\Delta P_{fr}}{L_m} = 150 \frac{(1 - \epsilon_m)^2}{\epsilon_m^3} \frac{\mu u_0}{(\Phi_s d_{sph})^2} + 1,75 \frac{(1 - \epsilon_m)}{\epsilon_m^3} \frac{\rho_g u_0^2}{\Phi_s d_{sph}} \quad (1.3)$$

Esta es la ecuación de Ergun, donde el primer término representa la pérdida de presión debida a la fricción por unidad de altura de lecho,  $u_0$  representa la velocidad superficial del gas a la entrada al distribuidor (caudal/sección total),  $\mu$  la viscosidad del gas que circula,  $\rho_g$  es la densidad del gas.

#### 1.4 Velocidad mínima de fluidización

Cuando un gas empuja hacia arriba a un lecho de sólidos, en el punto de fluidización se pueden igualar las fuerzas de empuje del gas y la pérdida de carga:

(Fuerzas de empuje del gas) = (Pérdida de presión manométrica, que coincide con la pérdida de presión en el lecho)  $\times$  (Sección) = (Volumen del lecho)  $\times$  (Fracción de sólidos)  $\times$  (Peso específico de los sólidos)

$$\Delta P = (\text{Peso-empuje}) / (\text{Sección}) = L_{mf}(1-\epsilon_{mf})(\rho_s - \rho_g)g$$

$$\frac{\Delta P}{L_{mf}} = g(1-\epsilon_{mf})(\rho_s - \rho_g) \quad (1.4)$$

donde  $\epsilon_{mf}$  es la porosidad en el mínimo de fluidización, que es ligeramente más alta que la de lecho fijo, ya que normalmente hay una expansión y  $L_{mf}$  es la altura del lecho en el punto de mínima fluidización.

Si combinamos esta expresión con la ecuación de Ergun se obtiene:

$$\frac{1.75}{\epsilon_{mf}^3} \left( \frac{d_p u_{mf} \rho_g}{\mu} \right)^2 + \frac{150(1-\epsilon_{mf})}{\epsilon_{mf}^3} \left( \frac{d_p u_{mf} \rho_g}{\mu} \right) = \frac{d_p^3 \rho_g (\rho_s - \rho_g) g}{\mu^2} \quad (1.5)$$

$$\frac{1.75}{\epsilon_{mf}^3} \text{Re}_{p,mf}^2 + \frac{150(1-\epsilon_{mf})}{\epsilon_{mf}^3} \text{Re}_{p,mf} = \text{Ar} \quad (1.6)$$

En todas las ecuaciones el subíndice 'mf' representa las condiciones de mínima fluidización, por tanto  $u_{mf}$  es la velocidad superficial de flujo mínima para que se produzca la fluidización del lecho y así el resto de parámetros con este subíndice están calculados bajo este régimen de flujo.

Cuando se desconoce los valores de la porosidad y/o esfericidad, se puede emplear la expresión resumida:

$$K_1 \text{Re}_{pmf}^2 + K_2 \text{Re}_{pmf} = \text{Ar} \quad (1.7)$$

donde los valores de las constantes, pueden ser deducidos de tablas experimentales (tabla 1), según el tipo de sólido haya en el lecho.

**Tabla 1**

Investigadores	$K_2/2K_1$	$1/K_1$
<b>Wen y Yu</b> 284 puntos de bibliografía	33.7	0.0408
<b>Richardson</b>	25.7	0.0365
<b>Saxena y Vogel</b> Dolomita a alta P y T	25.3	0.0571
<b>Babu y cols.</b> Datos hasta 1975	23.5	0.0651
<b>Grace</b>	27.2	0.0408
<b>Chitester y cols.</b> Carbón, vidrio hasta 64 bar	28.7	0.0494

### 1.5 Diagrama de pérdida de presión frente a la velocidad

Esta representación es un buen indicativo de la calidad de la fluidización, especialmente cuando la observación visual no es posible. Se obtiene cuando partiendo de un lecho fijo (no fluidizado previamente) se aumenta la velocidad superficial y se va midiendo la pérdida de presión.

Si se representa la caída de presión a través del lecho frente a la velocidad se obtiene una variación lineal si el régimen es laminar hasta el punto en que tiene lugar la expansión del lecho, pero luego la pendiente de la curva disminuye gradualmente a medida que el lecho se expande. Al aumentar la velocidad, la caída de presión pasa por un máximo, disminuyendo entonces ligeramente y adoptando un valor aproximadamente constante, independiente de la velocidad del gas. Si se reduce de nuevo la velocidad, el lecho se contrae hasta alcanzar la condición en que las partículas empiezan a descansar unas sobre otras; la porosidad tiene entonces el valor máximo estable para un lecho fijo de las partículas en cuestión. Si la velocidad se disminuye aún más, el lecho permanece entonces en esa condición suponiendo que no se agite. La caída de presión en este lecho fijo reformado es entonces menor que la obtenida originalmente a la misma velocidad. Si se aumentara ahora de nuevo la velocidad, sería de esperar que se siguiera la nueva curva y que la pendiente cambiara súbitamente de 1 a 0 en el punto de fluidización.

En la Figura 1 se pueden ver dos zonas bien diferenciadas para  $u_0$ :

$u_0 < u_{mf}$  → Lecho fijo donde la  $\text{Log}(\Delta P)$  es lineal frente a  $\text{Log}(u_0)$  con pendiente 1, cuando el régimen es laminar

$u_0 > u_{mf}$  → Lecho fluidizado donde  $\text{Log}(\Delta P)$  es aproximadamente cte frente a  $\text{Log}(u_0)$

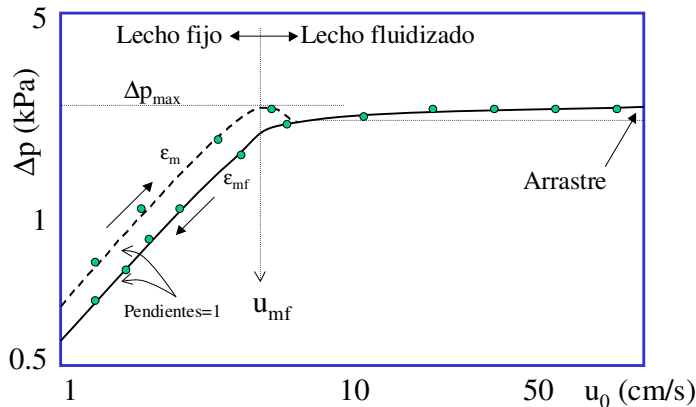


Figura 1. Fluidización y regiones

### 1.6 Transición desde fluidización suave a fluidización burbujeante

Para partículas pequeñas, las burbujas aparecen inmediatamente se supera la velocidad mínima de fluidización.

En lechos de partículas grandes,  $u_{mb} \cong 2u_{mf}$ , donde  $u_{mb}$  representa la velocidad mínima de flujo para que aparezcan burbujas en el interior del lecho fluidizado.

Como ecuación válida, se propone:

$$\frac{u_{mb}}{u_{mf}} = \frac{2300 \rho_g^{0.13} \mu^{0.52} \exp(0,72 P_{0,45})}{d_p^{0.8} (\rho_s - \rho_g)^{0.93}} \quad [SI] \quad (1.8)$$

La ecuación será válida si  $20 < \overline{d_p} < 72 \mu\text{m}$  y  $1.1 < \rho_s < 4.6 \text{ g/cm}^3$ .

### 1.7 Clasificación de Geldart de partículas

En la fluidización gas-sólido puede existir un régimen homogéneo, cuando las partículas son pequeñas, que se convierte en régimen de burbujeo (grandes huecos libres de sólidos que ascienden) al aumentar el caudal de gas, tras alcanzar el punto de mínimo burbujeo. Si las partículas son medianas o gruesas, el régimen de burbujeo se alcanza directamente tras pasar el punto de mínima fluidización.

Estas burbujas libres de sólidos aparecen en la parte inferior del lecho, en el distribuidor, y crecen y coalescen (se unen) a medida que atraviesan el lecho, produciendo una intensa agitación, tanto más grande cuanto mayor sea la frecuencia de aparición y tamaño de estas burbujas.

Geldart propuso la siguiente clasificación (ver Figura 2):

Grupo A:  $d_p$  pequeño y/o baja densidad ( $<1.4 \text{ g/cm}^3$ ). Son partículas aereables, flotan con facilidad, fluidizan con facilidad sin formarse muchas burbujas incluso a velocidades de gas altas.

Grupo B: (tipo arena)  $40 < d_p < 500 \text{ } \mu\text{m}$   $1.4 < \rho_s < 4 \text{ g/cm}^3$ . Fluidizan bien con fuerte borboteo y de gran tamaño de burbujas.

Grupo C: (harina)  $10 < d_p < 40 \text{ } \mu\text{m}$ . Son partículas cohesivas o polvos muy finos, son extremadamente difíciles de fluidizar.

Grupo D: (piedras o grava)  $d_p$  grandes y/o pesadas ( $\rho_s$  grandes)

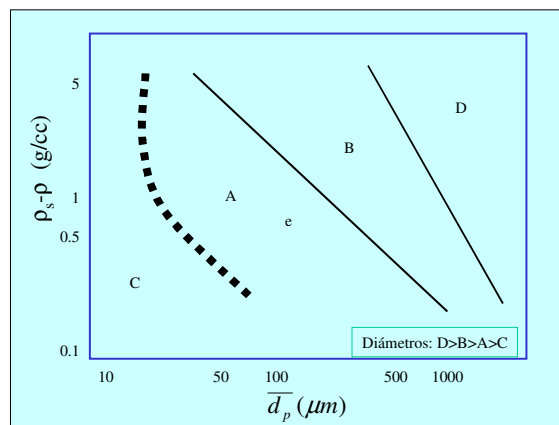
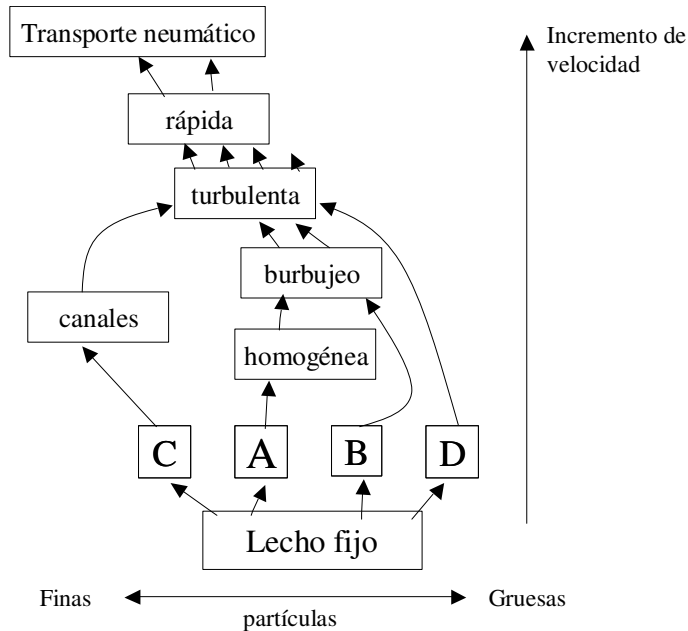


Figura 2. Comportamiento de las partículas

El comportamiento de las distintas partículas sería el que se muestra a continuación:



### 1.8 Concepto de velocidad terminal de partícula

La velocidad terminal es aquella velocidad en la cual una partícula aislada puede ser arrastrada por la corriente del fluido.

Cuando se trabaja a velocidades ligeramente superiores a la terminal, cambia considerablemente el aspecto de un lecho, con una cantidad de burbujas muy grande y una agitación que hace que se proyecten muchas partículas por encima del lecho, siendo difícil la distinción de la frontera entre la superficie del lecho y el espacio superior. El lecho tiene un régimen tan errático que presenta unas fluctuaciones de presión muy grandes con cambios tremendos en la porosidad a lo largo del tiempo.

Para calcular la velocidad terminal, hay que utilizar como tamaño de partícula el inferior de la distribución de tamaños que se utilice.

Para una partícula aislada, la velocidad terminal viene dada por la aplicación de un balance de cantidad de movimiento, cuya expresión final es:

$$u_t = \sqrt{\frac{4d_p(\rho_s - \rho)g}{3\rho C_D}} \quad (1.9)$$

donde  $C_D$  es un coeficiente de descarga que depende de las características de las partículas y del régimen de circulación del gas. Haider y Levenspiel obtuvieron una correlación experimental para el valor de  $C_D$  en función de  $\Phi_s$  y  $Re_p$ :

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \left[ 1 + (8.171 \exp(-4.0566\Phi_s)) Re_p^{0.0964+0.5565\Phi_s} \right] + \frac{73.69 \exp(-5.0748\Phi_s) Re_p}{Re_p + 5.378 \exp(6.2122\Phi_s)} \quad (1.10)$$

**1.9 Regímenes de fluidización**

Si observamos la Figura 3, vemos que, para diferentes regímenes de fluidización, la distribución de los sólidos en el lecho cambia. A mayor velocidad de gas los diferentes regímenes son: lecho burbujear, fluidización turbulenta, fluidización rápida y arrastre neumático.

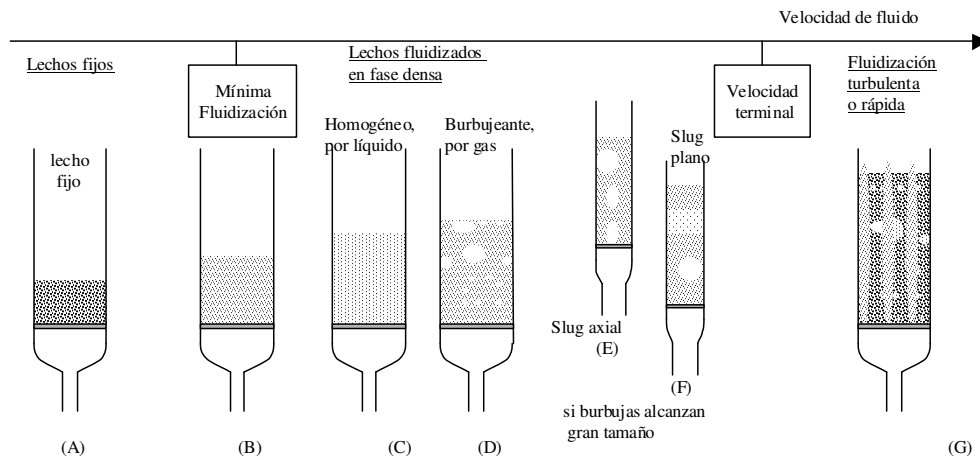


Figura 3. Regímenes de fluidización

**2 Tipos de distribuidores**

La misión de un distribuidor es, además de mantener el lecho, homogeneizar el flujo de gas de forma que salga del mismo con un perfil plano de velocidades. Dado que esta homogeneización o distribución del flujo del gas se consigue produciendo una caída de presión, el mejor distribuidor será aquel que produzca la

mayor cantidad de pérdida de presión a través de la mayor cantidad de sección del mismo posible, esto es, del mayor número de orificios.

Existen multitud de diseños de distribuidores. Entre los más importantes están los de platos perforados con una rejilla en medio formando un "sandwich". También pueden ser dos platos con las perforaciones alternas, puede tener una forma cóncava, pueden ser barras con unas ranuras estrechas entre ellas, también pueden tener salidas de gas "especiales", a través de toberas, con formas distintas, (tipo campana, tipo caperucho, etc.)... Se recomienda consultar el libro de Kunii y Levenspiel (1991) para mayor profundidad.

En general cabe decir, que para un funcionamiento adecuado del distribuidor, se demuestra experimentalmente que:

$$\Delta P_{\text{distribuidor}} \cong (0.2 - 0.4) \Delta P_{\text{lecho}} \quad (2.1)$$

Si  $\Delta P_{\text{distribuidor}}$  es muy alto, el coste de impulsión del gas se dispara. Si, por el contrario, es demasiado bajo, la 'distribución' de las partículas no será satisfactoria, produciéndose caminos preferentes...

Para una distribución de orificios de forma rectangular (Figura 4a), se tiene que el número de orificios por unidad de superficie es:

$$N_{\text{orf}} = \frac{1}{(l_{\text{orf}})^2} \quad (2.2)$$

Para una distribución triangular de orificios (Figura 4b):

$$N_{\text{orf}} = \frac{2}{\sqrt{3}(l_{\text{orf}})^2} \quad (2.3)$$

En ambas expresiones  $N_{\text{orf}}$  es una densidad de orificios, es decir, el número de orificios presentes en el distribuidor por unidad de área y  $l_{\text{orf}}$  es la distancia entre los centros de los orificios.

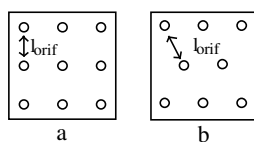


Figura 4. Distribución de orificios en los distribuidores

También se puede ver en las figuras siguientes, la forma de creación de las burbujas conforme sale el aire a través del distribuidor. Hay que decir que la formación de las burbujas depende, tanto del tipo de distribuidor empleado, como de la velocidad del gas.

### 3 Burbujas

El gas que pasa por las burbujas no se encuentra en una zona estanca (hermética), sino que hay un continuo intercambio entre el gas y la emulsión.

Se define  $u_f = u_{mf} / \epsilon_{mf}$ , que es la velocidad media a la que circula el fluido por el interior del lecho, en el estado de mínima fluidización, que coincide con la “velocidad del gas de la emulsión ( $u_e$ )”.

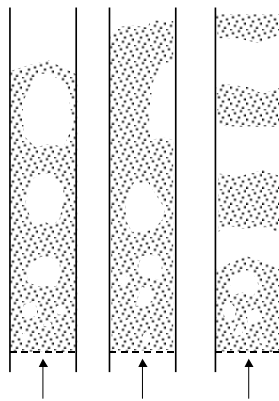


Figura 5. Diversos tipos de slugs

#### 3.1 Hechos experimentales observados

Supongamos que tenemos un lecho fluidizado en el estado de mínima fluidización, y que se inyecta una cantidad determinada de gas extra que da lugar a la formación de una burbuja aislada. Experimentalmente se obtiene para burbujas aisladas:

- Las burbujas tienen forma esférica y su contenido en sólidos es inferior al 1%.
- Las burbujas ascienden más rápidamente cuanto mayor sea su tamaño. Experimentalmente se ha obtenido que la velocidad de ascenso de una burbuja viene dada por  $u_{br} = 0.711(gd_b)^{0.5}$ , ecuación de forma idéntica a la velocidad de ascenso de una burbuja de gas inyectada en el seno de un

líquido. En el caso de perturbaciones por efectos pared ( $d_b < 0.13 d_t$ ) esta ecuación tiene desviaciones, hasta el punto de que al considerarse la burbuja un slug ( $d_b \geq 0.6 d_t$ ), la velocidad de acceso del mismo es constante:  $u_{\text{slug}} = 0.35(gd_t)^{0.5}$ .

- Existe intercambio de materia entre gas de la burbuja y gas de la emulsión.
- A medida que la burbuja asciende va apartando los sólidos de la emulsión. Además, se forma una estela en la parte inferior de la burbuja en la cual se arrastran sólidos tras el ascenso de la burbuja.

### 3.2. Modelo de Davidson para una burbuja aislada

Tras estos hechos experimentales, Davidson (1965) desarrolló un modelo que reproduce satisfactoriamente el comportamiento de estas burbujas aisladas inyectadas en un lecho en condiciones de mínima de fluidización, en base a tres postulados.

Postulado 1. Las burbujas son esféricas y están libres de sólidos. (Por tanto la presión en su interior es constante).

Postulado 2. Cuando la burbuja asciende, la emulsión se mueve como si fuera un fluido no viscoso incompresible, de densidad  $\rho_s(1-\epsilon_{mf})$ .

Postulado 3. El gas en la fase emulsión se comporta como un fluido incompresible viscoso, por lo que se cumple la ley de Darcy en cualquier dirección.

Además, el modelo incluye dos condiciones de contorno: en la dirección vertical, existe un gradiente constante de presión lejos de las burbujas. Además, la presión en el interior de las burbujas es constante.

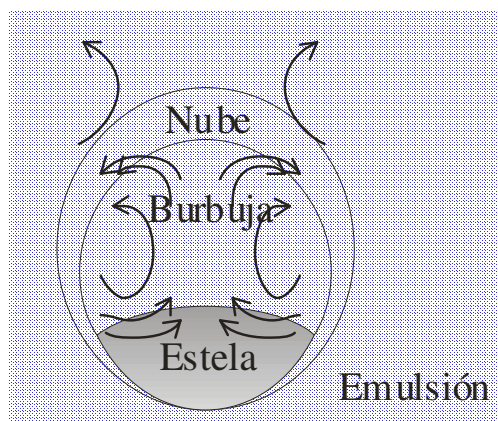


Figura 6. Forma de las burbujas en el modelo de Davidson

Según este modelo, la presión en la parte baja de la burbuja es menor que en el lecho que la rodea, mientras que en la parte superior es mayor. Así, el gas fluye desde la parte inferior y abandona la burbuja por la parte superior.

El resultado del modelo de Davidson indica el movimiento de los sólidos en las inmediaciones una burbuja mediante la aplicación del flujo potencial, sin valorar el ascenso neto de sólidos por viajar en la estela. El modelo de Davidson también indica que la velocidad del gas por el interior de la burbuja es 3 veces la mínima de fluidización con respecto a la velocidad de la burbuja:

$$u_b^* = 3u_{mf} + u_{br} \tag{3.1}$$

Código de campo cambiado

Sin embargo, las líneas de flujo son distintas en función de la relación entre la velocidad de ascenso de la burbuja con respecto a la velocidad real del gas en la emulsión,  $u_f = u_{mf}^+ / \epsilon_{mf}$  (ver figura 7):

- Si  $u_f > u_{br}$ , el gas tiende a circular por el interior de la burbuja para acelerar su paso por el lecho.
- Si  $u_f = u_{br}$ , el gas de la emulsión puede entrar y salir de la burbuja varias veces.
- Si  $u_f < u_{br}$ , el gas de la emulsión circula hacia abajo con respecto a la burbuja. Se produce una recirculación de gas que sube por la burbuja, que al salir, baja por la emulsión, y de nuevo entra en la burbuja por la parte inferior. De esta forma, se forma una *nube* de gas que acompaña a la burbuja, cuyo tamaño depende de la relación  $u_{br}/u_f$ .

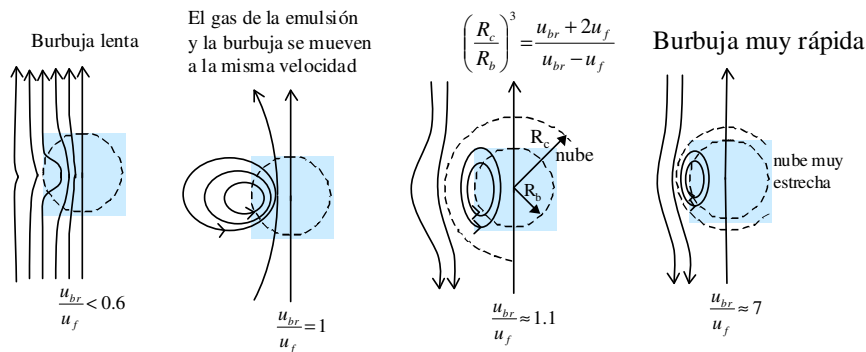


Figura 7. Resultados del modelo de Davidson

El modelo de Davidson es capaz también de calcular la razón volumétrica de nube:

$$f_c = \frac{3(u_{mf}/\varepsilon_{mf})}{u_{br} - (u_{mf}/\varepsilon_{mf})} \quad (3.2)$$

donde  $f_c$  es la razón volumétrica de nube (zona de intercambio de gas) frente al volumen global de burbuja, y por otro lado el flujo de gas que va hacia arriba por dentro de la burbuja (sale y entra) ( $\mathcal{V}$ ) es:

$$\mathcal{V}(m^3/s) = 3u_{mf}\pi R_b^2 = 3u_f\varepsilon_{mf}\pi R_b^2 \quad (3.3)$$

donde  $R_b$  es el radio de la burbuja.

### 3.3 Modelo de tres fases de Kunii y Levenspiel

Las tres fases en juego serían emulsión, burbuja y estela, con lo cual, podía explicarse el movimiento y agitación de sólidos existente en el lecho. Los puntos del modelo de Kunii y Levenspiel de 1991 son:

- En un lecho fluidizado se divide en tres fases: *Burbuja*, *Emulsión* y *Estela*.
- La fase burbuja no contiene sólidos, y el flujo de gas en su interior cumple el modelo de Davidson de burbujas aisladas. La velocidad de ascenso de las burbujas contempla desviaciones respecto a la propuesta por Davidson y Harrison:

$$u_b = \psi(u_0 - u_{mf}) + \alpha_{br} \quad (3.4)$$

donde  $\psi$  y  $\alpha$  son la unidad para Geldart tipo B y D (partículas mas comunes). De esta forma,  $\psi$  y  $\alpha$  tomarán distintos valores en función del tipo de partículas Geldart. Así, la fracción de burbuja se obtiene por distintas expresiones en función de la velocidad relativa de las burbujas:

Si $u_b < u_f$	Si $u_f < u_b < 5u_f$	Si $u_b > 5u_f$	Si $u_b \gg u_f$
$\delta = \frac{u^+ - u_{mf}^+}{u_b + 2u_{mf}^+}$	$\delta = \frac{u^+ - u_{mf}^+}{u_b}$	$\delta = \frac{u^+ - u_{mf}^+}{u_b - u_{mf}^+}$	$\delta = \frac{u^+}{u_b}$

(3.5)

El parámetro  $\delta$  es la fracción de burbuja:

$$1 - \delta = \frac{L_{mf}}{L_f} = \frac{\rho_f}{\rho_{mf}} = \frac{1 - \varepsilon_f}{1 - \varepsilon_{mf}} \quad (3.6)$$

- Las burbujas al ascender arrastran la estela a la misma velocidad, un conjunto de sólidos y gas con la porosidad del estado de mínima fluidización. El tamaño de la estela (respecto de la burbuja) dependerá fundamentalmente del tipo de partículas, y se denota mediante  $f_w$ , que es la relación del tamaño de la estela respecto al de la burbuja.
- La fase *emulsión* está en estado de mínima fluidización. Además, los sólidos deben descender por la emulsión con una velocidad tal que compense el flujo de sólidos que asciende por la estela. Respecto al gas en la emulsión, su velocidad es la de mínima fluidización *con respecto* a la de los sólidos.

$$u_{s,down} = \frac{f_w \delta u_b}{1 - \delta - f_w \delta}; \quad u_e = \frac{u_{mf}}{\varepsilon_{mf}} - u_{s,down} \quad (3.7)$$

Así, la velocidad del gas en la emulsión puede tener sentido descendente en el caso de que las burbujas sean grandes y muy rápidas. Las burbujas, caso de que su velocidad supere a la del gas de la emulsión, seguirán teniendo una *nube* que asciende con la burbuja, aunque pertenece a la fase emulsión y tiene todas sus propiedades, aunque el gas de la misma va pasando alternativamente de la burbuja a la nube.

Por otra parte, la porosidad del lecho cuando existe borboteo vendrá dada por:

$$\varepsilon = \delta + (1 - \delta)\varepsilon_{mf} \quad (3.8)$$

A continuación se presentan los resultados de este modelo a través del cálculo de  $\delta$ , que es la fracción volumétrica de burbujas presentes en el lecho fluidizado,  $u_e$  que es la velocidad del gas que atraviesa la emulsión, y  $u_{s,down}$  que es la velocidad de caída de los sólidos a través de la emulsión y que habían sido arrastrados por las burbujas.

Se mantiene el parámetro calculado por Davidson (razón volumétrica de nube respecto de la burbuja):

$$f_c = \frac{3}{u_{br}\varepsilon_{mf}/u_{mf} - 1} \cdots \frac{m^3 \text{ burbuja}}{m^3 \text{ nube}} \quad (3.9)$$

y razón volumétrica de estela respecto de la burbuja:

$$f_w = \frac{V_w}{V_b} \cdots \frac{m^3 \text{ estela}}{m^3 \text{ burbuja}} \quad (3.10)$$

$f_w$  toma valores experimentalmente entre 0.2 y 0.7

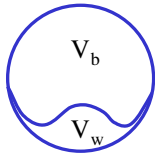


Figura 8. Estela

Razón volumétrica de lecho en fase emulsión sin contar las estelas de las burbujas:

$$f_e = 1 - \delta - f_w \delta \quad (3.11)$$

El modelo de Kunii y Levenspiel define la distribución de sólidos en las distintas regiones (b-burbuja, c-nube, e-emulsión):

$$\gamma_b, \gamma_c, \gamma_e = \frac{(\text{volumen de sólidos dispersos en b, c y e})}{\text{volumen de burbuja}} \quad (3.12)$$

Teniendo en cuenta (3.6):

$$\delta(\gamma_b + \gamma_c + \gamma_e) = 1 - \varepsilon_f = (1 - \varepsilon_{mf})(1 - \delta) \quad (3.13)$$

$$\gamma_e = \frac{(1 - \varepsilon_{mf})(1 - \delta)}{\delta} - \gamma_b - \gamma_c \quad (3.14)$$

Con la estela incluida en la región de la nube se tiene:

$$\gamma_c = (1 - \varepsilon_{mf})(f_c + f_w) = (1 - \varepsilon_{mf}) \left[ \frac{3}{u_{br} \varepsilon_{mf} / u_{mf} - 1} + f_w \right] \quad (3.15)$$

Experimentalmente  $10^{-3} < \gamma_b < 10^{-2}$ :  $\gamma_b = 0.005$

La velocidad de los sólidos en la estela es:

$$u_{s,wake} = u_b \quad (3.16)$$

### 3.4 Otros aspectos de interés: correlaciones y magnitudes

Experimentalmente se obtiene la relación:

$$u_b = u_0 + u_{br} - u_{mf} \quad (3.17)$$

#### • Correlaciones en cuanto al diámetro de las burbujas:

El diámetro de burbuja en un punto del lecho, es función de la altura sobre el lecho (Z). Así pues,  $d_b = f(Z)$ .

Hay que tener en cuenta que, en el sistema lecho + gas, al llegar al equilibrio dinámico, se alcanza un diámetro (tamaño) de burbuja medio.

Para plato perforado y caudales bajos, se cumple:

$$d_{b0} = \frac{1,30}{g^{0,2}} \left( \frac{u_0 - u_{mf}}{N_{orf}} \right)^{0,4} \quad [\text{Si } d_{b0} < l_{orf}] \quad (\text{sistema CGS}) \quad (3.18)$$

donde  $d_{b0}$  es el diámetro de la burbuja formada.

Para plato perforado a caudales elevados, o, plato poroso a caudales altos o bajos, tenemos:

$$d_{b0} = \frac{2,78}{g} (u_0 - u_{mf})^2 \quad [\text{Si } d_{b0} > l_{orf}] \quad (3.19)$$

Para partículas Geldart tipo B y D, se tiene que:

$$\text{Ecuación Mory-Wen: } \frac{d_{bm} - d_b}{d_{bm} - d_{b0}} = \exp\left(\frac{-0,3Z}{d_t}\right) \quad (3.20)$$

donde  $d_{bm}$  es el diámetro máximo que puede alcanzar la burbuja en ese lecho y Z es la distancia al distribuidor.

$$\text{En general: } d_{bm} = 0,65 \left[ \frac{\pi}{4} d_t^2 (u_0 - u_{mf}) \right]^{0,4} \quad [cm]. \quad (3.21)$$

Esta ecuación se cumplirá si  $d_t \leq 1,3m$ ;  $0,5 \leq u_{mf} \leq 20cm/s$ ;  $60 \leq d_p \leq 450\mu m$ ;  $u_0 - u_{mf} \leq 48cm/s$ .

Para partículas Geldart tipo B.

Ecuación Werther (distribuidor de plato poroso):

$$d_b = 0,853 [1 + 0,272 (u_0 - u_{mf})]^{1/3} (1 + 0,0684Z)^{1,21} [cm] \quad (3.22)$$

esta ecuación se ha propuesto para  $d_t > 20cm$ ;

$$100 < d_p \leq 350 \mu m;$$

$$1 \leq u_{mf} \leq 8 cm/s;$$

$$5 \leq u_0 - u_{mf} \leq 30 cm/s.$$

Para partículas grandes:

$$\text{Ecuación de Cranfield: } d_b = 2,3 (u_0 - u_{mf})^{1,11} Z^{0,81} [SI] \quad (3.23)$$

• Velocidad ascensional de burbuja ( $u_b$ ) en lechos fluidizados burbujeantes:

· Para burbuja que se introduce en un lecho fluidizado, tenemos:

$$u_b = u_{br} = 0,711 (g d_b)^{0,5} \quad (3.24)$$

$u_{br}$  = velocidad de ascenso de una burbuja

· Para burbuja que aparece en un lecho con  $u_0 > u_{mf}$

$$u_b = u_0 - u_{mf} + u_{br} \quad (\text{relación experimental}) \quad (3.25)$$

para sólidos Geldart tipo B se ha presentado la correlación experimental, para  $d_t < 1m$ :

$$u_b = 1,6 \left\{ (u_0 - u_{mf}) + 1,13 d_b^{0,5} \right\} d_t^{1,35} + u_{br}, \quad [m/s] \quad (3.26)$$

Para sólidos Geldart A con  $d_t < 1m$ :

$$u_b = 1,55 \left\{ (u_0 - u_{mf}) + 14,1 (d_b + 0,005) \right\} d_t^{0,32} + u_{br}, \quad [m/s] \quad (3.27)$$

### 3.5 Intercambio de gas entre fase emulsión y burbuja

Considérese el movimiento de un material A desde una burbuja de volumen  $V_b$ . El coeficiente de transferencia de A entre la nube y la burbuja ( $K_{bc}$ ), entre la nube y emulsión ( $K_{ce}$ ) y el coeficiente global entre la burbuja y la emulsión ( $K_{be}$ ), basados en la unidad de volumen de burbuja, pueden definirse por la ecuación:

$$-\frac{1}{V_b} \frac{dN_{Ab}}{dt} = -u_b \frac{dC_{Ab}}{dZ} = K_{be} (C_{Ab} - C_{Ae}) = K_{bc} (C_{Ab} - C_{Ac}) = K_{ce} (C_{Ac} - C_{Ae}) \quad (3.28)$$

Se puede deducir la siguiente relación entre coeficientes:

$$1/K_{be} = (1/K_{bc}) + (1/K_{ce}) \quad (3.29)$$

Las correlaciones propuestas son:

$$K_{bc} = 4,5 \left( \frac{u_{mf}}{d_b} \right) + 5,85 \left( \frac{D^{0,5} g^{1/4}}{d_b^{5/4}} \right) [s^{-1}] \quad (3.30)$$

$$K_{ce} = 6,77 \left( \frac{D \varepsilon_{mf} u_{br}}{d_b^3} \right)^{0,5} [s^{-1}] \quad (3.31)$$

El primer término de la ec. (3.30) se puede deducir teóricamente considerando el intercambio de gas a través de las burbujas. Los otros términos son expresiones empíricas.

#### 4 Conversión en un reactor de lecho fluidizado

En este nuevo apartado se estudian las aproximaciones que se realizan en cada caso, para poder obtener una expresión lo más cercana al caso real, pero lo más sencilla posible.

Se han estudiado los casos particulares de tres lechos de fluidización y en cada uno de ellos se aplican aproximaciones distintas, que se deducen del tipo de flujo de gas que circula por cada una de las fases.

Conviene conocer con antelación diversas definiciones antes de comenzar a tratar cada modelo. En primer lugar, la ecuación de velocidad de reacción para una reacción homogénea de primer orden vendrá dada por:

$$-r_A = k C_A \quad (4.1)$$

donde  $k$  es la constante cinética de la reacción.

Otros aspectos interesantes que se deben conocer a priori, son los valores de los grados de conversión, para los dos reactores modelo (flujo pistón y tanque continuo agitado) con una reacción de primer orden, que son:

$$\text{para flujo pistón: } 1 - \xi_A = \frac{C_{Ao}}{C_{Ai}} = \exp(-k\bar{t}) \quad (4.2)$$

$$\text{para tanque agitado: } 1 - \xi_A = \frac{C_{Ao}}{C_{Ai}} = \frac{1}{1 + k\bar{t}} \quad (4.3)$$

Se define la eficiencia del reactor  $\eta_{ef}$  para una alimentación dada y una velocidad de flujo de reactivo gaseoso, como sigue:

$$\eta_{ef} = \left( \frac{\text{cantidad de catalizador necesario en flujo piston}}{\text{cantidad de catalizador necesario en lecho fluidizado}} \right)_{\text{para el mismo grado de conversión}} = \left( \frac{\text{constante de velocidad total efectiva en lecho fluidizado}}{\text{constante de velocidad verdadera en flujo piston}} \right)_{\text{reacción de primer orden}} \quad (4.4)$$

En un lecho fluidizado, el movimiento de los sólidos puede considerarse como mezcla completa, pero no es así con el del gas, cuyo flujo necesita otro tipo de modelo, como ya se ha comentado en los apartados anteriores.

#### 4.1 Modelo de flujo para lecho burbujeante de partículas finas

Las reacciones catalíticas en lecho fluidizado con borboteo intenso, utilizan usualmente sólidos Geldart A, que tienen una muy pequeña velocidad mínima de fluidización. En consecuencia, las operaciones industriales funcionan normalmente a muchos múltiplos de  $u_{mf}$ , o con valores de  $u_o/u_{mf} \gg 1$  y con  $u_b/u_{mf} \gg 1$ . Para esta situación Kunii y Levenspiel propusieron un sencillo "modelo de lecho burbujeante". Sus características se muestran en la Figura 9, y se basan en las siguientes suposiciones:

1º) El gas fresco de alimentación contiene reactivo A con concentración  $C_{Ai}$  de entrada en el lecho, y en contacto con el fino polvo catalítico, reacciona de acuerdo a una reacción catalítica de primer orden.

2º) El lecho se compone de tres regiones: burbuja (bubble), nube (cloud) y emulsión (emulsion), la zona de estela se considera parte de la nube. Se designan estas regiones por las letras b, c, y e. Se designa la concentración de reactivo en cualquier nivel del lecho en esas regiones como  $C_{Ab}$ ,  $C_{Ac}$ , y  $C_{Ae}$ , respectivamente.

3º) Ya que  $u_o \gg u_{mf}$  se considera que todo el gas alimentado pasa a través del lecho como burbuja y *el flujo a través de la emulsión es despreciable*.

4º) La velocidad de intercambio de gas entre burbuja y nube y entre nube y emulsión viene dada por  $K_{bc}$  y  $K_{ce}$ , respectivamente.

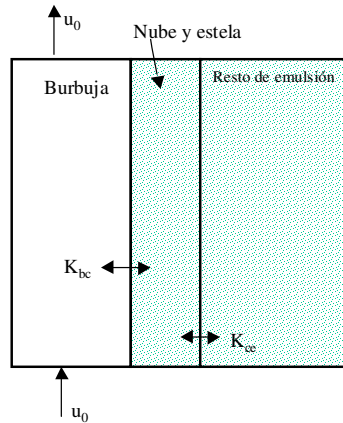


Figura 9. Modelo de lecho burbujante.

En el desarrollo de este modelo, se debe conocer primero la distribución de sólido en las diversas regiones del lecho. Esto se mide por  $\gamma_b$ ,  $\gamma_c$  y  $\gamma_e$ , cuyos valores vienen dados por las ecuaciones (3.17) y (3.18). Los valores de  $\gamma$  dan la relación del volumen de sólidos que se dispersan en cada fase frente al volumen total de las burbujas.

Un balance de reactivo A en las tres regiones a cualquier nivel  $z$  del lecho da:

$$(\text{Velocidad de desaparición total de A en burbuja}) = (\text{Velocidad de reacción en burbuja}) + (\text{Velocidad de transferencia a la fase nube-estela})$$

$$(\text{Velocidad de transferencia a nube-estela}) = (\text{Velocidad de reacción en nube-estela}) + (\text{Velocidad de transferencia a fase emulsión})$$

$$(\text{Velocidad de transferencia a emulsión}) = (\text{Velocidad de reacción en la emulsión})$$

En forma matemática estas expresiones resultan ser:

$$- \frac{dC_{Ab}}{dt} = -u_b \frac{dC_{Ab}}{dz} = \gamma_b k C_{Ab} + K_{bc} (C_{Ab} - C_{Ac}) \quad (4.5)$$

$$K_{bc} (C_{Ab} - C_{Ac}) \cong \gamma_c k C_{Ac} + K_{ce} (C_{Ac} - C_{Ae}) \quad (4.6)$$

$$K_{ce} (C_{Ac} - C_{Ae}) \cong \gamma_e k C_{Ae} \quad (4.7)$$

donde los valores numéricos de los coeficientes de intercambio  $K_{bc}$  y  $K_{ce}$ , se pueden obtener con las ecuaciones (3.38)-(3.39), con el tamaño de burbuja  $d_b$  estimado en cada posición en el lecho.

Si se combinan las tres ecuaciones anteriores, para eliminar  $C_{Ac}$  y  $C_{Ae}$  resulta:

$$-u_b \frac{dC_{Ab}}{dz} = K_f C_{Ab} \quad (4.8)$$

donde la constante de velocidad total  $K_f$  para el lecho fluidizado con todas esas resistencias a la transferencia de materia es:

$$K_f = \left[ \gamma_b k + \frac{1}{\frac{1}{K_{bc}} + \frac{1}{\gamma_c k + \frac{1}{\frac{1}{K_{ce}} + \frac{1}{\gamma_e k}}}} \right], [s^{-1}] \quad (4.9)$$

Para estos lechos de partículas finas, las burbujas alcanzan rápidamente un tamaño de equilibrio no muy lejos del distribuidor. Así pues, cuando la reacción no es extremadamente rápida y ocurre significativamente a lo largo del lecho, se puede usar razonablemente un tamaño de burbuja medio con coeficientes de intercambio constantes  $K_{bc}$  y  $K_{ce}$  para representar el reactor. En esta situación, integrando la ecuación 4-7 se obtiene la concentración de A en la burbuja en cada altura  $z$  como:

$$\frac{C_{Ab}}{C_{A,entrada}} = \frac{C_{Ab}}{C_{Ai}} = \exp \left[ -K_f \frac{L_f}{u_b} \right] \quad (4.10)$$

y para el reactor en conjunto:

$$1 - \xi_A = \frac{C_{A,salida}}{C_{A,entrada}} = \frac{C_{Abo}}{C_{Ai}} = \exp \left[ -K_f \frac{L_f}{u_b} \right] \quad (4.11)$$

En condiciones de intenso borboteo, o  $u_o \gg u_{mf}$ , se puede utilizar la aproximación  $\delta = u_o / u_b$ . Así pues, junto con la ecuación que define el tiempo medio espacial  $\bar{t}$  como cociente entre el volumen del catalizador y el caudal de gas:

$$\left( \frac{m^3 \text{ cataliz}}{m^3 \text{ gas/s}} \right) \bar{t} = \frac{S L_f (1 - \varepsilon_f)}{S u_o} = \frac{L_f (1 - \varepsilon_f)}{u_o} = \frac{L_{mf} (1 - \varepsilon_{mf})}{u_o} \quad (4.12)$$

se obtiene de forma ligeramente diferente:

$$1 - \xi_A = \exp \left[ -K_f \frac{\delta L_f}{u_o} \right] = \exp \left[ -K_f \frac{\delta \bar{t}}{1 - \varepsilon_f} \right] \quad (4.13)$$

Si la reacción es muy rápida, la mayoría de la conversión ocurre cerca del fondo del lecho que coincide con un rápido crecimiento de burbuja.

En esta situación, las ecuaciones anteriores deben ser integradas numéricamente, usando los perfiles de tamaño de burbuja obtenidos en el apartado 3 del tema, y cambiando  $K_{bc}$  y  $K_{ce}$  a los valores correspondientes a esos tamaños de burbuja cambiantes.

Las ecuaciones que dan el grado de conversión en los lechos fluidizados, lo hacen en función de las condiciones del lecho y la constante de velocidad de reacción  $k$ , evaluada de los experimentos de lecho fijo.

Para un lecho de intenso borboteo de partículas finas, teniendo en cuenta (4.13), se puede deducir que:

$$\eta_{ef} = \left[ \gamma_b + \frac{1}{\frac{k}{K_{bc}} + \frac{1}{\gamma_c + \frac{1}{\frac{k}{K_{ce}} + \frac{1}{\gamma_e}}}} \right] \frac{\delta}{1 - \varepsilon_f} = \frac{K_f \delta}{k(1 - \varepsilon_f)} \quad (4.14)$$

Se observa que la eficiencia es una función de la constante de velocidad de reacción. Para una reacción lenta,  $\eta_{ef} \rightarrow 1$ ; para una reacción muy rápida, su valor sería,  $\eta_{ef} \rightarrow \gamma_b \delta / (1 - \varepsilon_f)$

#### 4.1.1 Casos especiales de la ecuación de conversión con lecho burbujeante

Los cinco términos de la ecuación que define  $K_f$ , representan las constantes de velocidad de primer orden de las diversas resistencias a la reacción global (reacciones químicas y transferencias entre cada fase).

El reactivo A (gas) entra en la alimentación y pasa a través del lecho en forma de burbujas y por ello para reaccionar en la superficie del catalizador (sólido) ha de:

1-Contactar y reaccionar en la superficie del sólido disperso en las burbujas o,

2-Transferirse a la región de nube-estela que rodea a la burbuja, y reacción en esta región nube-estela.

3-Transferirse posteriormente a la región de emulsión, donde reacciona en los sólidos.

Para *reacción rápida*,  $k$ , la constante de la ley cinética, es grande, y se puede ver de la ecuación de  $K_f$  que los pasos iniciales (1 y 2) dominan. Para *reacción lenta*,  $k$  es pequeña, así el último paso (3) domina.

• Reacción extremadamente rápida. En la transferencia de materia donde el componente gaseoso sólo tiene que ser transportado a la superficie externa de las partículas, sólo los pasos 1 y 2 han de ser considerados. Se verá ahora el extremo de reacción catalizada muy rápida donde los valores de  $(\gamma_b k)$  son comparables al de  $K_{bc}$ , aunque  $\gamma_b \cong 10^{-3}$ . En esta situación, la ecuación de  $K_f$  se reduce a:

$$K_f = [\gamma_b k + K_{bc}] \quad (4.15)$$

en cuyo caso la ecuación para el grado de conversión queda:

$$1 - \xi_A = \exp \left[ -(\gamma_b k + K_{bc}) \frac{\delta \bar{t}}{1 - \varepsilon_f} \right] = \exp \left[ -(\gamma_b k + K_{bc}) \frac{\delta L_f}{u_o} \right] \quad (4.16)$$

• Reacción extremadamente lenta. Si la reacción es lenta y las burbujas no son demasiado grandes,  $k \ll K_{bc}$  y  $K_{ce}$ ; por lo tanto la ecuación para  $K_f$  se reduce a:

$$K_f = (\gamma_b + \gamma_c + \gamma_e) k = k \frac{1 - \varepsilon_f}{\delta} \quad (4.17)$$

( $\gamma$  = fracción de sólido en burbuja, nube o emulsión) en cuyo caso la ecuación para el grado de conversión resulta:

$$1 - \xi_A = \exp \left[ -K_r \frac{(1 - \varepsilon_f)L_f}{u_o} \right] = \exp[-K_r \tau] \quad (4.18)$$

que es la misma expresión que para la conversión de un reactor en flujo pistón.

#### 4.2. Modelo de flujo para lecho de partículas de tamaño intermedio ó $u_{mf}/\varepsilon_{mf} < u_b < 5u_{mf}/\varepsilon_{mf}$

Con partículas bastante grandes, aproximadamente sólidos Geldart B, el lecho burbujeante puede comportarse entre los extremos de burbujas muy rápidas y lentas. Aquí, las burbujas rodeadas por grandes nubes superpuestas ascienden más rápidas, pero no mucho más rápidas que el gas de la emulsión. *Estas nubes superpuestas pueden constituir la fase emulsión por completo.*

Un modelo que represente esta situación fue desarrollado por Kunii y Levenspiel, y está representado en la Figura 10. En ella se ve el lecho consistente en 2 regiones, burbuja y emulsión, con sólo un coeficiente global de intercambio  $K_{be}$ , que representa la transferencia de gas entre regiones. En contraste al modelo de partícula fina *no se ignora el flujo ascendente del gas a través de la emulsión.*

Para una reacción catalítica irreversible de primer orden, un balance del gas reactivo A, conforme asciende a través esas dos regiones daría:

$$\text{(Velocidad de desaparición en burbujas)} = \text{(Velocidad de reacción en burbuja)} + \text{(Velocidad de transferencia a emulsión)}.$$

$$\text{(Velocidad de desaparición en emulsión)} = \text{(Velocidad de reacción en emulsión)} + \text{(Velocidad de transferencia a burbuja)}.$$

En forma matemática estas expresiones resultan ser:

$$-\delta u_b^* \frac{dC_{Ab}}{dz} = \delta \gamma_b k C_{Ab} + \delta K_{be} (C_{Ab} - C_{Ae}) \quad (4.19)$$

$$-(1 - \delta) u_{mf} \frac{dC_{Ae}}{dz} = (1 - \delta)(1 - \varepsilon_{mf}) k C_{Ae} - \delta K_{be} (C_{Ab} - C_{Ae}) \quad (4.20)$$

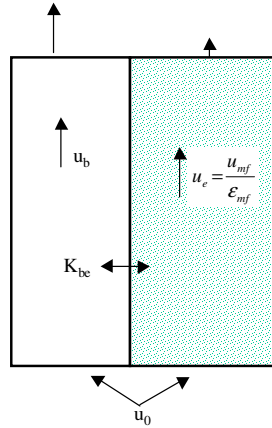


Figura 10. Modelo de flujo para este caso particular.

En esas expresiones la velocidad de ascenso del gas de la burbuja no es sólo de la burbuja, sino que es la velocidad de ascenso del gas que pasa a través de la burbuja  $u_b^*$ :

$$u_b^* = u_b + 3u_{mf} \quad (4.21)$$

No obstante, se podría calcular  $u_b^*$  considerando la porosidad del lecho.

Respecto del valor de  $\delta$  su definición viene dada por las ecuaciones (3.7 a 3.11).

Además, ya que la emulsión consiste principalmente en gas nube, el coeficiente de intercambio entre fases puede ser aproximado por el término más importante de flujo de  $K_{bc}$ , definido por la ecuación (3.38), así pues:

$$K_{bc} \cong 4,5 \left( \frac{u_{mf}}{d_b} \right) = K_{bc} \quad (4.22)$$

Resolviendo simultáneamente las dos ecuaciones diferenciales anteriores, sujetas a la condición límite,  $C_{Ab}=C_{Ae}=C_{Ai}$  si  $z=0$ , se obtiene la conversión total del gas reactivo como:

$$1 - \xi_A = \left( \frac{\delta}{1 - \delta} \right) \frac{1}{u_0 \phi} \left[ (1 - \psi_2) [\psi_1 \delta u_b^* + (1 - \delta) u_{mf}] e^{-q_1 L_f} + (\psi_1 - 1) [\psi_2 \delta u_b^* + (1 - \delta) u_{mf}] e^{-q_2 L_f} \right] \quad (4.23)$$

donde,

$$(q_1, q_2) = \frac{1}{2} \frac{k}{u_{mf}} \left[ (1 - \varepsilon_{mf}) + \gamma_b \left( \frac{u_{mf}}{u_b} \right) \right] + \frac{1}{2} \frac{K_{be}}{u_{mf}} \left[ \left( \frac{\delta}{1 - \delta} \right) + \frac{u_{mf}}{u_b} \pm \phi \right], \quad q_2 > q_1 > 0 \quad (4.24)$$

$$(\psi_1, \psi_2) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \frac{1 - \delta}{\delta} \left[ \frac{u_{mf}}{u_b} - \frac{k}{K_{be}} \left[ (1 - \varepsilon_{mf}) - \gamma_b \left( \frac{u_{mf}}{u_b} \right) \right] \pm \phi \right] \quad (4.25)$$

(los términos  $q_1$  y  $\psi_1$  utilizan el símbolo negativo, mientras que  $q_2$  y  $\psi_2$  el positivo) y

$$\phi = \left[ \left( \frac{k}{K_{be}} \right)^2 \left[ (1 - \varepsilon_{mf}) - \gamma_b \left( \frac{u_{mf}}{u_b} \right) \right]^2 + \left( \frac{\delta}{1 - \delta} + \frac{u_{mf}}{u_b} \right)^2 + 2 \left( \frac{k}{K_{be}} \right) \left[ (1 - \varepsilon_{mf}) - \gamma_b \left( \frac{u_{mf}}{u_b} \right) \right] \left( \frac{\delta}{1 - \delta} - \frac{u_{mf}}{u_b} \right) \right]^{1/2} \quad (4.26)$$

Bajo condiciones normales de fluidización,  $q_2$  es mucho mayor que  $q_1$ . Esto justifica la caída del último término de la ecuación que da el grado de conversión. Comparando con las ecuaciones de grado de conversión para flujo pistón y del tiempo medio de residencia, se observa que el lecho burbujeante se aproxima al comportamiento de flujo pistón cuando la reacción lógicamente se hace mucho más lenta que la transferencia de masa.

#### 4.3 Modelo de reactor para lechos de partículas grandes

En lechos de intenso borboteo y partículas finas, el rápido ascenso de burbujas y su nube, con gas recirculando rápidamente, lleva la mayoría del gas alimentado a través de la fase burbuja, y el flujo a través de la emulsión es despreciable. En contraste, en lechos burbujeantes de partículas grandes, el flujo ascendente de gas en la emulsión y entre las burbujas son ambos rápidos y más rápido que la velocidad de ascenso de la burbuja, o  $u_{mf}/\varepsilon_{mf} > u_b$ .

Ya que  $\varepsilon_{mf} = 0.5$  y  $u_b \leq (u_{mf}/\varepsilon_{mf})$ , y ya que  $\delta$  no puede exceder razonablemente el rango 0.25-0.35, se deduce que este régimen sólo existe cuando  $u_o < (2-2.5)u_{mf}$ . Para mayores velocidades superficiales de gas, el "channeling", el "slugging" o el borboteo explosivo, reemplaza al comportamiento del borboteo ordinario.

A esto se le llama "lecho de burbuja lenta". Kunii y Levenspiel desarrollaron un modelo simple para representar un reactor en este régimen de flujo.

En el adelantamiento de las burbujas lentas ascendentes, el gas de la emulsión usa estas burbujas como un atajo conveniente de baja resistencia (baja pérdida de presión) a través del lecho. Por lo tanto, un elemento típico de gas reactivo entrante ascendiendo atraviesa la emulsión y después la burbuja, y así

sucesivas veces. Así, se puede suponer razonablemente un flujo pistón de gas a través del lecho (ver Figura 11).

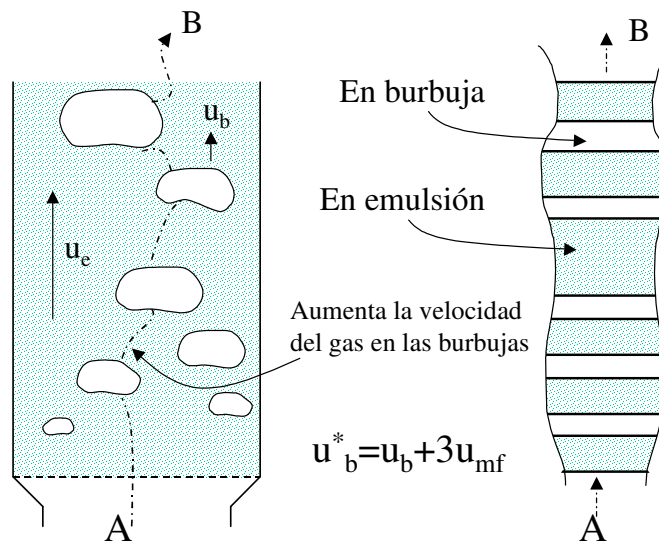


Figura 11. Modelo para lecho de partículas grandes. La trayectoria A-B muestra el movimiento típico del gas.

En cualquier nivel del lecho, la distribución de flujos entre las fases es:

$$u_o A = (\text{Flujo a través de la emulsión}) + (\text{Flujo a través de la burbuja})$$

Matemáticamente sería:

$$u_o A = (1 - \delta) u_{mf} A + \delta (u_b + 3u_{mf}) A \quad (4.27)$$

$$\delta = \frac{u_o - u_{mf}}{u_b + 2u_{mf}} \quad (4.28)$$

La fracción de gas que pasa a través de la emulsión y contacta con los sólidos, que habrá que tener en cuenta en la ecuación de diseño, es:

$$\text{Frac} = \frac{\text{flujo en emulsión}}{\text{flujo en emulsión} + \text{flujo en burbuja}} \quad (4.29)$$

$$Frac = \frac{(1-\delta)u_{mf}}{(1-\delta)u_{mf} + \delta(u_b + 3u_{mf})} = \frac{u_{mf}}{u_o}(1-\delta) \quad (4.30)$$

Si se ignora la conversión en fase burbuja, ya que muy pocos sólidos están presentes en esta fase, esta última ecuación representa la fracción de lecho sólido que contactó con cada elemento de gas, conforme el gas pasa a través del lecho. Así, comparando esta ecuación con la expresión para flujo pistón, se obtiene la expresión de la conversión para un lecho fluidizado en este régimen (El gas atraviesa el lecho en flujo pistón, pero hay que tener en cuenta la fracción de gas que contacta con los sólidos).

$$1 - \xi_A = \frac{C_{Ao}}{C_{Ai}} = \exp[-k\bar{t}(Frac)] = \exp\left[-k \frac{L_f(1-\epsilon_f)}{u_o} \frac{u_{mf}}{u_o}(1-\delta)\right] \quad (4.31)$$

Comparando con el flujo pistón, la eficiencia del reactor es simplemente:

$$\eta_{ef} = \frac{u_{mf}}{u_o}(1-\delta) \quad (4.32)$$