

CAPITULO 6

PROCESO DE SECADO A VACÍO.

6.1 Vacío.

6.1.1 Descripción de vacío.

La palabra vacío es usada para describir un rango muy amplio de descripciones. Por un lado, se refiere a un espacio sin materia, o más específicamente, a un espacio en el que aire y otros gases están ausentes. Por otro lado, vacío es cualquier gas o aire a presión menor que la presión que predomina en un medio ambiente, específicamente, a presión menor que la atmosférica. Un ejemplo con condiciones aproximadas al primer significado es el espacio intergaláctico. Ejemplos con condiciones aproximadas al segundo significados son: las presiones existentes en la entrada de una aspiradora de polvo.

La propiedad básica involucrada es la densidad del gas. El grado de vacío puede ser fácilmente descrito en términos de la densidad de las partículas de los gases en lugar de la presión. El interés sobre vacío de la ciencia e ingeniería abarca un enorme rango de densidades de gases, 15 órdenes de magnitud, en otras palabras, esto involucra cambios de densidad de un millón de billón de veces. [24]

6.1.2 Usos y aplicaciones.

Los líquidos volátiles, incluyendo el agua, evaporarían a una velocidad muy alta sin una atmósfera rodeando nuestro planeta. Normalmente, el agua y otros fluidos evaporan

lentamente por que, la evaporación de moléculas puede regresar dentro del fluido después de chocar con moléculas de aire arriba de la superficie del líquido.

La temperatura de ebullición de un líquido es reducida si el líquido es colocado en un vacío. El agua hervirá a la temperatura del espacio si esta es sometida a una presión cercana a 1/40 atmósferas. Estos ejemplos indican los usos básicos de vacío: eliminación de gas dificultan la transferencia de calor, eliminación de gas para permitir el recorrido de partículas a través de una distancia requerida, evaporación o secado, particularmente a una temperatura menor a la temperatura usual, y eliminación de gases químicamente activos. [24]

6.2 Comportamiento hidrodinámico.

El comportamiento del flujo de un gas fluyendo a través de un tubo o a través de un lecho fluidizado de partículas puede cambiar significativamente conforme se reduce la presión. Debido al incremento de la trayectoria libre de las partículas. Dependiendo de la presión, el gas puede estar en un estado molecular, viscoso o intermedio (Roth, 1976) [25]. El rango en el que cada flujo es encontrado puede ser especificado como una función del número de Knudsen, definido como la porción entre la trayectoria libre de las particular y el diámetro del ducto:

$$\text{Kn} = \frac{\lambda}{D}. \quad (6.1)$$

Los diferentes regimenes de flujo que pueden existir son los siguientes:

- Flujo molecular ($Kn \gg 1$). La trayectoria libre del gas es mucho más grande el diámetro del ducto, las colisiones son comúnmente con la pared en vez de que sea entre las mismas partículas y el concepto de viscosidad no existe. Los lechos fluidizados no pueden ser operados bajo estas condiciones.
- Flujo intermedio ($Kn \approx 1$). La trayectoria libre de las partículas es similar al diámetro del ducto. El flujo del gas es establecido por el fenómeno molecular y por la viscosidad. Un lecho fluidizado ser operado en estas condiciones.
- Flujo laminar ($Kn \ll 1$). El gas esta en un estado viscoso, el flujo del gas esta determinado por la viscosidad y por lo tanto, se aplica la ley de Hagen-Poiseuille. Si el número de Reynolds incrementa entonces, la transición del flujo se alcanza y, con valores altos de Re , el flujo es turbulento. Los lechos fluidizados operan en estos tres regimenes (laminar, transición y turbulento).

A presiones muy bajas el flujo es molecular. El flujo del gas [QP] no depende de la presión y es constante, a partir de un valor alcanzado con $\lambda = 1.57D$, como la trayectoria libre de las partículas incrementa el flujo del gas también decrece asintóticamente. Cuando la presión aumenta, la trayectoria libre de las partículas decrece a $1.57D$, los efectos viscosos aparecen y y la conductancia comienza aumentar gradualmente con la presión. La transición de un régimen a otro dependerá del gas, de la presión y del diámetro del canal para el caso de aire:

$PD < 0.01 \text{ Pa m}$ flujo molecular.

$PD > 0.8 \text{ Pa m}$ flujo laminar.

6.2.1 Comportamiento del flujo molecular.

El flujo del gas a través de un tubo con sección transversal uniforme en el régimen de Knudsen ($Kn \gg 1$) puede ser descrito con la siguiente ecuación (Roth, 1976) [25]:

$$QP = \frac{D_c^3}{6} \sqrt{\frac{2\pi RT}{M}} \left[\frac{1 + \left[\frac{M}{RT} \right]^{1/2} \frac{D_c P}{\mu}}{1 + 1.24 \left[\frac{M}{RT} \right]^{1/2} \frac{D_c P}{\mu}} \right] \frac{dP}{dl_c} \quad (6.2)$$

El término entre corchetes se aproxima a 1 cuando la presión es cero. Sin embargo, este valor decrece cuando la presión aumenta, a valores absolutos cercanos a $7.6 \times 10^{-6} \text{ mmHg}$. Pero, estas presiones no son alcanzadas en la fluidización a vacío, entonces se debe asumir un valor $\alpha = 0.8$ para la ecuación entre corchetes.

$$QP = \frac{0.8}{6} D_c^3 \sqrt{\frac{2\pi RT}{M}} \frac{dP}{dl_c} \quad (6.3)$$

6.2.2 Comportamiento del régimen viscoso.

En este régimen se aplica la ley de Hagen-Poiseuille, estableciendo una relación entre: la velocidad del flujo, caída de presión, viscosidad del fluido y las dimensiones del canal.

$$QP = \frac{\pi D_c^4 P}{128\mu} \frac{dP}{dl_c} \quad (6.4)$$

6.2.3 Comportamiento del régimen intermedio.

En este régimen se obtiene la relación entre la velocidad del flujo y presión mediante la suma de las ecuaciones 6.3 y 6.4:

$$QP = \frac{0.8}{6} D_c^3 \sqrt{\frac{2\pi RT}{M}} \frac{dP}{dl_c} + \frac{\pi D_c^4 P}{128\mu} \frac{dP}{dl_c} \quad (6.5)$$

y reordenando se obtiene:

$$\frac{dP}{dl_c} = \frac{Q}{\frac{0.8}{6} D_c^3 \sqrt{\frac{2\pi RT}{MP^2}} + \frac{\pi D_c^4}{128\mu}} \quad (6.6)$$

Esta ecuación puede ser usada para determinar la caída de presión experimentando en este régimen de flujo. Considerando el flujo a través de canales intersticiales, los siguientes valores (Arnaldos et. al., 1985) [25] pueden ser considerados:

$$Q = \mu_c \frac{D_c^2 \pi}{4} \quad (6.7)$$

Donde, la ecuación 6.7 da la velocidad del flujo en función de la velocidad intersticial.

$$\mu_c = \frac{\mu}{\varepsilon \cos \psi} \quad (6.8)$$

La ecuación 6.8 da la velocidad del fluido en los canales intersticiales como una función de la fracción vacía y la tortuosidad.

$$l_c = \frac{l}{\cos \psi} \quad (6.9)$$

Donde, la ecuación 6.9 da la longitud de los canales en función de la altura del lecho y la tortuosidad.

$$D_c = d_h = \frac{2 \varepsilon d \phi}{3(1 - \varepsilon)} \quad (6.10)$$

La ecuación 6.10 da el valor del diámetro hidráulico de los canales intersticiales del lecho.

Sustituyendo los valores anteriores en la ecuación 6.6 y tomando en cuenta la ley de los gases ideales se obtiene la siguiente ecuación:

$$\frac{dP}{dl} = \frac{\mu}{\frac{16}{45} \cos^2 \psi \frac{\varepsilon^2 \phi d}{(1 - \varepsilon)} \sqrt{\frac{2}{\pi \rho P} + \frac{\cos^2 \psi}{72} \frac{\varepsilon^3 \phi^2 d^2}{\mu(1 - \varepsilon)^2}}} \quad (6.11)$$

Así que, esta última ecuación permite calcular la caída de presión del flujo del gas que pasa a través del lecho sobre ciertas condiciones cubiertas por el flujo de Knudsen, intermedio y viscoso.

6.2.4 Comportamiento del régimen turbulento.

La ecuación de Burke y Plummer cubre un rango amplio de regímenes de flujo, el cual nos permite obtener la relación entre la caída de presión y la velocidad de un fluido fluyendo a través de un lecho particular en el régimen turbulento (Ergun, 1952) [27] y se expresa así:

$$\frac{dP}{dl} = 1.75 \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3 \phi d} \rho \mu^2 \quad (6.12)$$

Para obtener una ecuación para todas las condiciones y regímenes desde el flujo de Knudsen hasta el flujo turbulento se logra mediante la suma de del flujo intermedio, viscoso y turbulento, por lo tanto, a partir de las ecuaciones 6.11 y 6.12 se obtiene lo siguiente:

$$\frac{dP}{dl} = \frac{\mu}{\frac{16}{45} \cos^2 \psi \frac{\varepsilon^2 \phi d}{(1-\varepsilon)} \sqrt{\frac{2}{\pi \rho P}} + \frac{\cos^2 \psi \varepsilon^3 \phi^2 d^2}{72 \mu (1-\varepsilon)^2}} + 1.75 \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3 \phi d} \rho \mu^2 \quad (6.13)$$

6.3 Velocidad mínima de fluidización.

Para un lecho de partículas en condiciones de fluidización incipiente, la fuerza de arrastre ejercida por el fluido en el sistema de partículas tiene que ser igual al peso del lecho. Y se expresa mediante la siguiente relación:

$$\frac{dP}{dl} = ct = \frac{\Delta P}{L} = (1 - \varepsilon_{mf}) (\rho_s - \rho) g \quad (6.14)$$

A partir de las ecuaciones 6.13 y 6.14 e introduciendo los números de Ar y Re, y se obtiene la siguiente expresión relacionando la caída de presión, la velocidad del fluido y diversos parámetros del lecho en condiciones de fluidización incipiente:

$$\text{Ar} = \frac{\text{Re}_{mf}}{\frac{16}{45} \cos^2 \psi \varepsilon_{mf}^2 \phi \frac{\mu}{d} \sqrt{\frac{2}{\pi \rho P} + \frac{\cos^2 \psi \varepsilon_{mf}^3 \phi^2}{72 (1 - \varepsilon_{mf})}}} + 1.75 \frac{1}{\varepsilon_{mf}^3 \phi} \text{Re}_{mf}^2 \quad (6.15)$$

De la teoría molecular, Dushman (citado por Roth, 1976) [24] propuso la siguiente correlación para la viscosidad del gas en función de la densidad y la trayectoria libre de las moléculas:

$$\mu = 0.499 \mu_{av} \rho \lambda \quad (6.16)$$

Donde λ es la trayectoria libre de las moléculas,

$$\mu_{av} = \sqrt{\frac{8KT}{m \pi}} \quad (6.17)$$

y

$$\frac{k}{m} = \frac{R}{M} \quad (6.18)$$

Tomando en consideración la ley de los gases e introduciendo las ecuaciones 6.17 y 6.18 en la ecuación 6.16 se obtiene la siguiente relación:

$$\mu = 0.998 \sqrt{\frac{2\rho P}{\pi}} \lambda \approx \sqrt{\frac{2\rho P}{\pi}} \lambda \quad (6.19)$$

Siendo λ ,

$$\lambda = \frac{KT}{2^{1/2} \pi \xi^2 p} \quad (6.20)$$

y siendo ξ el diámetro molecular del gas.

Sustituyendo las ecuaciones 6.19 en la 6.15, se encuentra la siguiente relación entre Ar y Re_{mf} :

$$Ar = \frac{Re_{mf}}{\frac{32}{45} \cos^2 \psi \varepsilon_{mf}^2 \phi \frac{\lambda}{d} + \frac{\cos^2 \psi \varepsilon_{mf}^2 \phi^2}{72 (1 - \varepsilon_{mf})}} + 1.75 \frac{1}{\varepsilon_{mf}^3 \phi} Re_{mf}^2 \quad (6.21)$$

Ahora, sustituyendo los siguientes parámetros:

$$K_1 = \frac{72}{\cos^2 \psi} \quad (6.22a)$$

$$K_2 = \frac{45\pi}{32 \cos^2 \psi} \quad (6.22b)$$

$$C_3 = \frac{1}{\varepsilon_{mf}^2 \phi} \quad (6.22c)$$

Además los dos parámetros definidos por Wen y Yu (1966) [7] como una función de factor geometría de la partícula y la fracción vacía en el lecho en condiciones de velocidad mínima de fluidización:

$$C_1 = \frac{1}{\varepsilon_{mf}^3 \phi} \quad (6.23a)$$

$$C_2 = \frac{1 - \varepsilon_{mf}}{\varepsilon_{mf}^3 \phi^2} \quad (6.23b)$$

La ecuación 6.21 se puede expresar de la siguiente manera:

$$Ar = \frac{Re_{mf}}{\frac{Kn_p}{K_2 C_3} + \frac{1}{K_1 C_2}} + 1.75 C_1 Re_{mf}^2 \quad (6.24)$$

Siendo Kn_p el número de Knudsen de la partícula. Introduciendo una nueva constante.

$$Z = \frac{1}{\frac{Kn_p}{K_2 C_3} + \frac{1}{K_1 C_2}} \quad (6.25)$$

Rescribiendo la ecuación 6.24 como:

$$1.75 C_1 Re_{mf}^2 + Z Re_{mf} - Ar = 0 \quad (6.26)$$

De esta ecuación cuadrática, se obtiene finalmente la expresión para el número de Reynolds a fluidización incipiente:

$$\text{Re}_{mf} = \left[\left(\frac{Z}{3.5C_1} \right)^2 + \frac{Ar}{1.75C_1} \right]^{1/2} - \frac{Z}{3.5C_1} \quad (6.27)$$

Las constantes K_1 , K_2 , C_1 , C_2 , y C_3 son una función de la forma de la partícula, los valores de la tabla 6.1 son propuestos para dos categorías arbitrarias de partículas sólidas, definidas como una función del grado de redondez para propósitos prácticos.

Tabla 6.1 Valores constantes de K_1 , K_2 , C_1 , C_2 , y C_3 .

Tipo de partículas	K_1	K_2	C_1	C_2	C_3
Redondas	150	9.2	16	11	5.5
Irregulares	180	11.05	10	7.5	6

K_1 y K_2 han sido calculadas usando los valores del ángulo ψ propuesto por Ergun (1952) [27], para partículas esféricas y por Casal (1985) [28] para partículas irregulares. Los valores de las constantes C_1 y C_2 son propuestas por Lucas (1986) [29]. Finalmente el parámetro C_3 ha sido determinado por la relación entre la esfericidad de las partículas y el vacío en lecho a fluidización incipiente, propuesto por Lucas (1986) [29].

Aplicando estos valores, la ecuación 6.27 es transformada en dos expresiones para dos categorías de partículas:

Partículas redondas ($\phi > 0.8$).

$$\text{Re}_{mf} \left[\left(\frac{0.909}{Kn_p + 0.0309} \right)^2 + 0.0357Ar \right]^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{0.909}{Kn_p + 0.0309} \right) \quad (6.28a)$$

Partículas irregulares ($0.5 < \phi \leq 0.8$):

$$\text{Re}_{mf} = \left[\left(\frac{1.9}{Kn_p + 0.0492} \right)^2 + 0.0571Ar \right]^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{1.9}{Kn_p + 0.0492} \right) \quad (6.28b)$$

La concordancia entre estas dos ultimas ecuaciones y la información experimental (de este trabajo y el de Kusakabe (1989) [30] puede verse en las figuras 6.1 y 6.2.

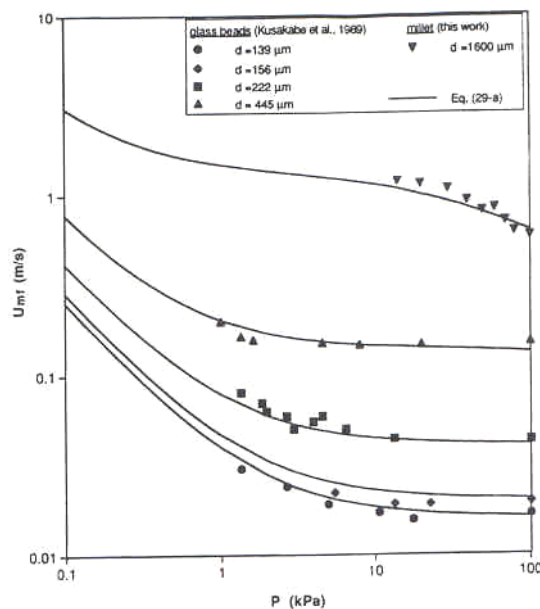


Figura 6.1 Variación de V_{mf} vs presión absoluta: datos experimentales y la predicción de la Ec. 6.28a [32].

La ecuación 6.28a predice bastante bien la información para partículas redondas (de este trabajo y el de Kusakabe (1989)) [30] de diversos tamaños en un amplio rango de presiones

(de 1 a 101 kPa). La figura 6.2 muestra una buena concordancia entre datos experimentales correspondientes a dos tipos de partículas (arena silica y silica gel) y los valores predcidos por la ecuación 28.b.

La figura 6.2 también muestra concordancia entre datos experimentales correspondiente a dos tipos de partículas (arena silica y silica gel) y los valores pronosticados por la ecuación 6.28b. (Ver figura 6.2)

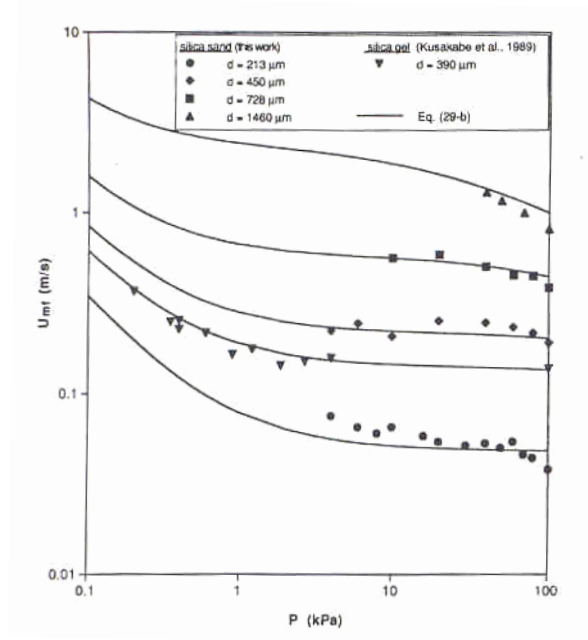


Fig. 6.2 Variación de V_{mf} vs presión absoluta: datos experimentales y la predicción de la Ec. 6.28b [32].

La figura 6.3 muestra la comparación entre los pronósticos de la ecuación 6.28b y los valores experimentales de de Llop (1991) [31]

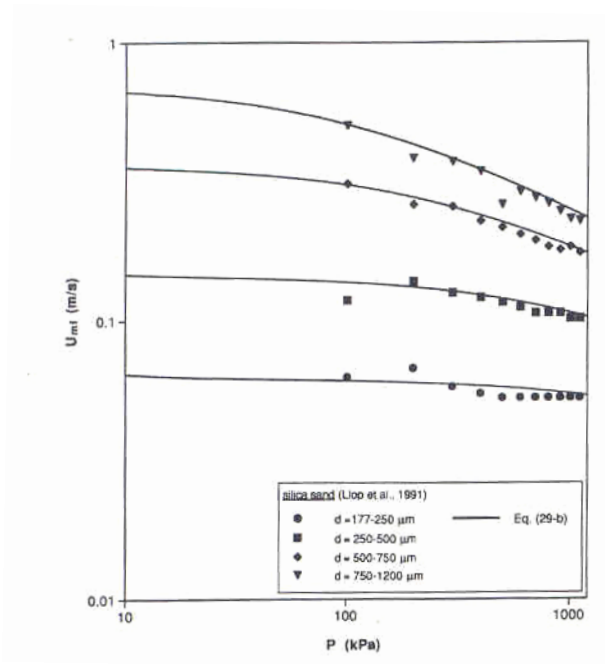


Fig. 6.3 Ajuste de la Ec. 6.28b para datos experimentales a altas presiones [32].

6.4 Resultados experimentales de fluidización a vacío.

Arnaldos, Kozanoglu y Casal [33], experimentaron el proceso de secado con dos diferentes presiones donde, la temperatura de operación, velocidad del gas, y la masa del sólido se mantuvieron constantes, así como también, hubo casos de variar la temperatura y velocidad.

En la figura 6.5 y 6.6 se muestran las graficas para silica gel y mijo. De estas graficas se deduce que, la silica gel (figura 6.5) muestra velocidades altas de secado a presiones bajas y la velocidad de secado muestra una variación lineal en función de la humedad del sólido sobre el periodo de velocidad decreciente.

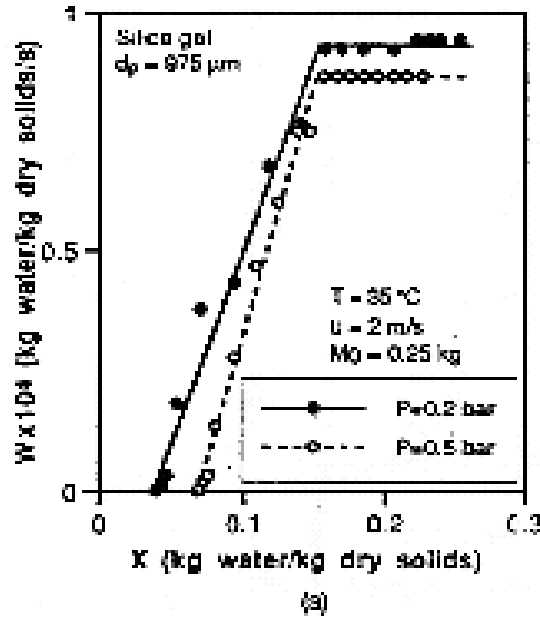


Figura 6.4 Velocidad de secado en función de la presión de operación (Silica gel). [33]

Respecto al mijo (figura 6.6), la velocidad de secado disminuye a presión baja y en el periodo de velocidad decreciente, la variación de esta velocidad respecto a la humedad del sólido muestra una tendencia diferente.

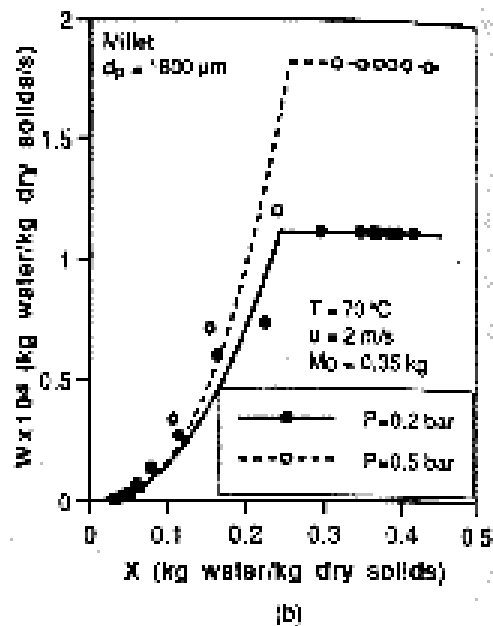


Figura 6.5 Velocidad de secado en función de la presión de operación (Mijo) [33].

Las diferencias establecidas se atribuyen a la diferencia de estructuras internas de los dos tipos de sólidos. Por un lado, la silica gel tiene una estructura interna porosa la cual, permite la difusión de humedad desde el interior de la partícula hacia la superficie de la misma. Por otro lado, la estructura interna compacta del mijo impide el efecto de la difusión de humedad. Por lo tanto, si se reduce la presión no habrá efectos significantes en la velocidad de secado.

En el caso de variar temperatura de operación hay un claro efecto en ambas partículas, así pues, aumentando la temperatura también aumenta la velocidad de secado. Ver las figuras 6.7 y 6.8

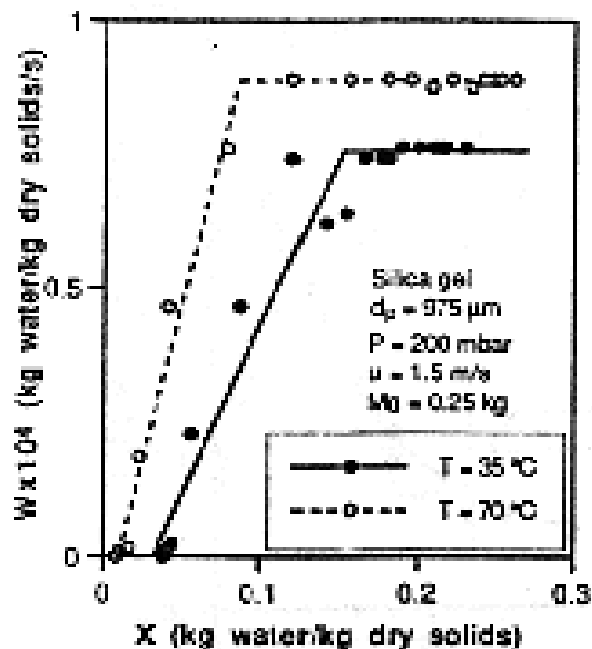


Figura 6.6 Variación de la velocidad de secado en función de la temperatura de operación

(Silica gel) [32]

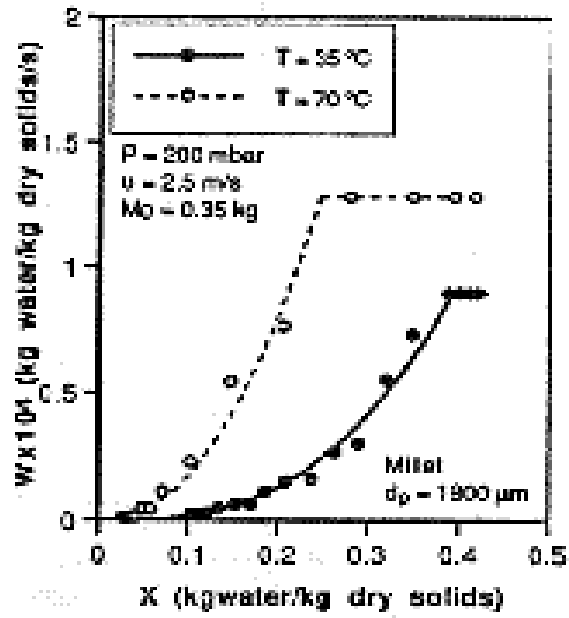


Figura 6.7 Variación de la velocidad de secado en función de la temperatura de operación

(Mijo) [32]

