

Tesis de Posgrado

Transferencia de masa en sistemas líquido-gas (fase líquida) y su aplicación al diseño de columnas rellenas

Bernardi, Alfredo

1968

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Químicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Bernardi, Alfredo. (1968). Transferencia de masa en sistemas líquido-gas (fase líquida) y su aplicación al diseño de columnas rellenas. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1331_Bernardi.pdf

Cita tipo Chicago:

Bernardi, Alfredo. "Transferencia de masa en sistemas líquido-gas (fase líquida) y su aplicación al diseño de columnas rellenas". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1968.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1331_Bernardi.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

1331

U

UNIVERSIDAD NACIONAL DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

TRANSFERENCIA DE MASA EN SISTEMAS
LIQUIDO-GAS (FASE LIQUIDA) Y SU
APLICACION AL DISEÑO DE COLUMNAS RELLENAS

ALFREDO BERNARDI

TESIS PRESENTADA PARA OPTAR AL TITULO DE
DOCTOR EN QUIMICA
(ORIENTACION QUIMICA INDUSTRIAL)

DIRECTOR: DR. JORGE J. RONCO

1331 1

1968

1331

A mi esposa e hijo

A la memoria de mi madre

A mi padre

AGRADECIMIENTO

He realizado esta Tesis bajo la dirección del Dr. Jorge J. Ronco. Por su orientación y colaboración estrecha, le dedico mi más sincero reconocimiento.

N O T A P R E L I M I N A R

Los problemas derivados de la transferencia de masa en sistemas fluidos y, en especial, su relación con el diseño de equipos industriales, han preocupado a muchos investigadores modernos en la rama de la Tecnología Química.

Este trabajo se ocupa, principalmente, de aspectos de los procesos que ocurren en la fase líquida durante la absorción física de un gas. No será tratado el mecanismo de transporte del gas hasta la interfase con el líquido ni se tomará en cuenta la presencia de la resistencia interfasial, puesto que el análisis comenzará una vez ocurridos ambos pasos. Se supondrá que la concentración del gas en la superficie es constante. En el caso de gases poco solubles, por ejemplo, este valor corresponde al de saturación y las conclusiones obtenidas pueden tomarse como estrictamente válidas.

En lo que respecta a equipos industriales, se hará referencia fundamentalmente a aquellos en que el líquido que absorbe corre por una superficie rígida, v.gr. el rollono de una columna. Se han estudiado anillos de Raschig y monturas de tipo Borlo Intalox para distintos tamaños. Se investigó con métodos teórico-empíricos la vinculación entre el área interfasial, la fluidodinámica y las propiedades físicas de los fluidos en torres rellenas, obteniéndose una correlación cuyo rango de vali-

dez se especificará oportunamente.

Utilizando estos elementos, se han establecido conclusiones válidas para el diseño de columnas rollonas (absorción física) y, al mismo tiempo, la comprobación de la correlación con numerosos datos experimentales de la bibliografía, ha facilitado indirectamente el diseño de columnas con reacción química, permitiendo, sin restricciones, la entrada al gráfico de Van Krevelen.

La metodología empleada en este trabajo se basa, en gran parte, en los aportes fundamentales de J.F. Davidson y K.E.Porter, cuyos trabajos se continuaron hasta obtener las expresiones finales que aquí figuran.

En lo que respecta a distribución de tiempos de contacto para sistemas en movimiento turbulento, se han desarrollado modelos efectuándose un estudio comparativo con los resultados de otros autores.

I. INTRODUCCION

I.1. Absorción física en un medio seminfinito (geometría plana)

I.1.1. Fase líquida en reposo

Sea un sistema isotérmico líquido-gas en reposo; la fase líquida B es suficientemente profunda. La transferencia ocurre desde el plano límite de ambas fases al medio líquido seminfinito, $x > 0$. El plano límite se mantiene a una concentración constante C_{Ai} del gas A en el líquido B. La concentración inicial del gas en el líquido es C_{A0} . Efectuando un balance para el proceso unidireccional (la difusión del gas en el líquido ocurre solamente en el sentido de las "x" positivas), para D_{AB} constante, se llega a

$$D_{AB} \frac{\partial^2 C_A}{\partial x^2} = \frac{\partial C_A}{\partial t}$$

Con las siguientes condiciones:

C.C.1. $C_A = C_{Ai}$ para $x = 0$ $t \geq 0$

C.C.2. $C_A = C_{A0}$ para $x = \infty$ $t \geq 0$

C.I. $C_A = C_{A0}$ para $x \geq 0$ $t = 0$

y usando el método de combinación de variables, haciendo

$$Z = \frac{x}{(4D_{AB}t)^{1/2}}$$

Se llega a la solución:

$$\frac{C_A - C_{A0}}{C_{Ai} - C_{A0}} = \operatorname{erfc} \frac{x}{(4 D_{AB} t)^{1/2}}$$

En el caso particular de que $C_{A0} = 0$

$$C_A = C_{Ai} \operatorname{erfc} \frac{x}{(4 D_{AB} t)^{1/2}}$$

Gradiente de concentraciones:

$$\frac{dC_A}{dx} = (C_{A0} - C_{Ai}) (\pi D_{AB} t)^{-1/2} \exp \left[-x(4D_{AB}t)^{-1/2} \right]$$

$$\left(\frac{dC_A}{dx} \right)_{x=0} = (C_{A0} - C_{Ai}) (\pi D_{AB} t)^{-1/2}$$

Flujo de materia

$$(N_A)_{x=0} = D_{AB} \left(\frac{dC_A}{dx} \right)_{x=0} = (C_{Ai} - C_{A0}) (D_{AB}/\pi t)^{1/2}$$

Masa total transferida por unidad de área en el tiempo de contacto

$$M_{Atc} = \int_0^{t_c} (N_A)_{x=0} dt = 2(C_{Ai} - C_{A0}) (D_{AB} t_c / \pi)^{1/2}$$

Flujo medio:

$$\bar{N}_A = M_{Atc} / t_c = (C_{Ai} - C_{A0}) (4D_{AB}/\pi t_c)^{1/2}$$

Coefficiente de transferencia de masa:

se define como $k_L = \frac{\bar{N}_A}{C_{Ai} - C_{A0}}$

Reemplazando de acuerdo a lo obtenido:

$$k_L = (4D_{AB}/\pi t_c)^{1/2}$$

I.1.2. Fase líquida en movimiento

En caso de que el medio líquido se mueva en la dirección "y", se obtiene la siguiente ecuación diferencial, luego de efectuar el balance con las mismas restricciones que en I.1.1. (Para simplificar, las propiedades no varían en la dirección "z").

$$D_{AB} \frac{\partial^2 C_A}{\partial x^2} = u_y \frac{\partial C_A}{\partial y}$$

- C.C.1. $C_A = C_{Ai}$ para $x = 0$ $y \geq 0$
- C.C.2. $C_A = C_{Ac}$ para $x = \infty$ $y \geq 0$
- C.I. $C_A = C_{Ao}$ para $x \geq 0$ $y = 0$

Esta ecuación no puede ser integrada si no se conoce la dependencia

$$u_y = u_y(x, y)$$

I. 1.2.1. Ejemplo: movimiento en régimen laminar

Si el líquido se mueve en régimen laminar, puede obtenerse dicha dependencia matemáticamente. Suponiendo estado estacionario para la fluidodinámica de la fase líquida y que, debido a la poca solubilidad del gas, no se alteran las propiedades físicas del líquido, corresponde un perfil parabólico de velocidades:

$$u_y(x) = u_{\text{máx.}} \left[1 - \left(\frac{x}{S} \right)^2 \right]$$

La C.C.2. cambia según:

C.C.2. $\frac{dC_A}{dx} = 0$ para $x = S$ y $y = 0$

(S = profundidad del líquido)

Se ve que si $S \rightarrow \infty$, $u_y(x) \rightarrow u_{\text{máx.}}$

Esta condición se cumple en los sistemas físicos en que S es mucho mayor que la penetración del gas A. Para el gas, todo ocurrirá como si el líquido se moviese a la velocidad constante $u_{\text{máx.}}$

Finalmente la ecuación queda

$$D_{AB} \frac{\partial^2 C_A}{\partial x^2} = u_{\text{máx.}} \frac{\partial C_A}{\partial y}$$

con las condiciones que figuran en I.1.2.

La solución es

$$\frac{C_A - C_{A,C}}{C_{A,i} - C_{A,0}} = \text{erfc} \frac{x}{(4D_{AB} y / u_{\text{máx.}})^{\frac{1}{2}}}$$

El gradiente de concentración, flujo de materia, masa total transferida en una longitud Y y flujo medio, se obtienen de la misma manera que en I.1.1.

El coeficiente de transferencia de masa es

$$k_L = (4 D_{AB} u_{\text{máx.}} / Y)^{\frac{1}{2}}$$

Esta expresión se puede adimensionalizar

$$\frac{k_L Y}{D_{AB}} = 1,12 \left(\frac{\rho u_{máx} Y^2}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\mu}{\rho D_{AB}} \right)^{\frac{1}{2}}$$

es decir

$$Sh = 1,12 Re^{\frac{1}{2}} Sc^{\frac{1}{2}}$$

donde

ρ = densidad del líquido

μ = viscosidad del líquido

I.2 Absorción en películas líquidas en movimiento
(geometría plana)

Se tratará el caso de la película descendente (falling film). Se denomina película descendente a una película que escurre sobre una lámina plana, vertical o inclinada o por las paredes de un tubo, caso que se conoce como columna de pared irrigada.

Se supondrá isotermita, difusividad del gas en el líquido constante y difusión unidireccional.

Llamaremos

C_{A0} = concentración del gas en el líquido a la entrada

C_{Ai} = concentración del gas en la superficie del líquido (En el caso de gases poco solubles esta concentración es constante y corresponde a la del equilibrio con la fase gaseosa).

C_{Af} = concentración correspondiente al perfil en la salida.

\bar{C}_{Af} = concentración media a la salida

u_s = velocidad del líquido en la superficie

\bar{u} = velocidad media del líquido

Y = longitud de la película

t_c = tiempo de contacto entre el líquido y el gas

L = flujo volumétrico del líquido

En las películas descendentes, debido al efecto de arrastre de la pared, se genera un perfil de velocidades variable que cumple muy aproximadamente la ecuación parabólica vista en I.1.2.1.:

$$u_y(x) = u_s \left[1 - (x/s)^2 \right]$$

El ejemplo práctico más común es el de las columnas circulares de pared irrigada. Es de hacer notar que una columna de pared irrigada, sobre todo con cortos tiempos de contacto, es un sistema de referencia perfectamente definido y, por lo tanto, estudiable teóricamente, que se aproxima en su comportamiento muy estrechamente a sistemas reales muy importantes, como por ejemplo, las columnas rellenas.

I.2.1. Cortos tiempos de contacto (Baja penetración)

Si los tiempos de contacto son cortos, la caída de concentración, que se encuentra solamente en la zona próxima a la superficie, corresponde a una porción del perfil de velocidades prácticamente plana e igual a la velocidad superficial. Las condiciones, según se ve, son similares a I.1.2.1.

En el caso de las columnas de pared irrigada, si el espesor de la película es despreciable frente al radio del tubo, los desarrollos también cumplen las condiciones de medio seminfinito: se las llama columna de pared irrigada diferenciales.

Este tipo de problema puede resolverse usando coordenadas fijas (estado estacionario) o coordenadas móviles (estado no estacionario).

Para el caso de coordenadas fijas se obtiene la ecuación diferencial que figura en I.1.1.

Las condiciones de contorno e inicial son:

$$\begin{array}{llll}
 \text{C.C.1} & C_A \neq C_{Ai} & \text{para} & x \neq 0 \quad 0 \leq t \leq t_c \\
 \text{C.C.2} & C_A = C_{A0} & \text{para} & x = \infty \quad 0 \leq t \leq t_c \\
 \text{C.I.} & C_A = C_{A0} & \text{para} & 0 \leq x \leq S \quad t = 0
 \end{array}$$

Resultan las mismas expresiones finales.

Para el caso de coordenadas móviles se obtiene la ecuación diferencial de I.1.2.1. donde $u_{\text{máx.}} = u_s$, con las condiciones

$$\begin{array}{llll}
 \text{C.C.1} & C_A \neq C_{Ai} & \text{para} & x = 0 \quad 0 \leq y \leq Y \\
 \text{C.C.2} & C_A = C_{A0} & \text{para} & x = \infty \quad 0 \leq y \leq Y \\
 \text{C.I.} & C_A = C_{A0} & \text{para} & 0 \leq x \leq S \quad y = 0
 \end{array}$$

Resultan las mismas expresiones finales.

I.2.1.1. Cálculo del coeficiente medio de transferencia

$$k_L = \frac{\bar{N}_A}{C_{Ai} - C_{A0}} = (4 D_{AB} \frac{u_s}{\tau Y})^{\frac{1}{2}}$$

Del análisis fluidodinámico de una película descendente, surge la expresión

$$u_s = \frac{3}{2} \bar{u} = \left(\frac{9 \Gamma^2 g}{8 \rho \mu} \right)^{1/3}$$

Γ = flujo másico por unidad de perímetro mojado.

g = aceleración de la gravedad.

Sustituyendo en la expresión de k_L , desarrollando y reagrupando:

$$\frac{k_L Y}{D_{AB}} = \frac{2 \cdot 9^{1/6}}{4^{1/3} \cdot \pi^{1/2}} \left(\frac{\mu}{\rho D_{AB}} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu^2 g Y^3}{\rho^2} \right)^{1/6} \left(\frac{4 \sigma}{\mu} \right)^{1/3}$$

es decir

$$Sh = 0,72 \quad Sc^{1/2} \quad Ga^{1/6} \quad Ro^{1/3}$$

La ecuación experimental es

$$Sh = 0,433 \quad Sc^{1/2} \quad Ga^{1/6} \quad Ro^{0,4}$$

La diferencia entre los valores teóricos y los experimentales se deben fundamentalmente a resistencias interfaciales y formación de ondas (rippling) en la porción inferior de la superficie.

I.2.2. Largos tiempos de contacto (Alta penetración)

Si los tiempos de contacto son largos, el perfil de velocidades influye en la solución de la ecuación diferencial. Ello complica mucho la solución. Además debe considerarse que en sistemas técnicos sólo pueden determinarse valores medios de concentración.

La ecuación a integrar es

$$D_{AB} \frac{\partial^2 C_A}{\partial x^2} = u_S \left[1 - \left(\frac{x}{S} \right)^2 \right] \frac{\partial C_A}{\partial y}$$

C.C.1 $C_A = C_{A,i}$ para $x = 0$ $0 \leq y \leq Y$

C.C.2 $\frac{dC_A}{dx} = 0$ para $x = S$ $0 \leq y \leq Y$

C.I. $C_A = C_{A,\bullet}$ para $0 \leq x \leq S$ $y = 0$

La solución es

$$\frac{\bar{C}_{Af} - C_{Ai}}{C_{Ao} - C_{Ai}} = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \exp\left(-\frac{b_n D_{AB} Y}{\bar{u} s^2}\right) =$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} a_n \exp\left(-\frac{b'_n D_{AB} Y}{\bar{u} s^2}\right)$$

donde $b'_n = \frac{2}{3} b_n$

Los valores de las constantes son:

n	a_n	b_n
1	0,7857	5,121
2	0,1001	39,31
3	0,0360	105,6
4	0,0181	204,7

Para simplificar se define

$$f = \frac{D_{AB} Y}{\bar{u} s^2}$$

es decir

$$\frac{\bar{C}_{Af} - C_{Ai}}{C_{Ao} - C_{Ai}} = 1 - f(\alpha)$$

Para tiempos de contacto suficientemente largos predomina el primer término de la serie frente a los demás porque

i) α toma valores altos

ii) los b_n crecen mucho con n (ver tabla anterior) y el exponencial negativo va tomando valores cada vez más pequeños para dado α

iii) los a_n decrecen con n .

De tal modo que

$$\frac{\bar{C}_{Af} - C_{Ai}}{C_{Ao} - C_{Ai}} \approx 0,7357 \exp\left(-3,41 \frac{D_{AB}}{u} \frac{Y}{s^2}\right)$$

Para cortos tiempos de contacto

$$\frac{\bar{C}_{Af} - C_{Ao}}{C_{Ai} - C_{Ao}} = \left(\frac{6 D_{AB} Y}{\pi u s^2}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{6 \alpha}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Este último resultado se obtiene encontrando el valor medio de la expresión de C_A para cortos tiempos de contacto (las soluciones de las ecuaciones diferenciales dan valores locales).

1.2.2.1. Cálculo del coeficiente medio de transferencia.

La solución de la ecuación para largos tiempos de contacto ofrece ya la variación de \bar{C}_{Af} en función de los valores de α .

Debido a la alta penetración, la fuerza impulsora va variando a medida que progresa la absorción, de modo que ahora será:

coeficiente medio de transferencia (cm/seg). =

Flujo medio de liquido (g/cm² seg)
fuerza impulsora (concentraciones) media en el sistema (g/cm³)

La fuerza impulsora media representativa de esta operación es la media logaritmica

$$(C_A - C_{A0})_{ml} = \frac{\bar{C}_{Af} - C_{A0}}{\ln\left(\frac{C_{Ai} - C_{A0}}{C_{Ai} - C_{Af}}\right)}$$

Con ella se define el coeficiente de transferencia medio logaritmico.

$$(k_L)_{ml} = \frac{\bar{N}_A}{(C_A - C_{A0})_{ml}}$$

Igualando la ecuación de transferencia al balance de materia

$$\bar{N}_A = \frac{\bar{v} \cdot 2\pi R \cdot S \cdot (\bar{C}_{Af} - C_{A0})}{2\pi R Y} = (k_L)_{ml} (C_A - C_{A0})_{ml}$$

R = radio de la columna

despejando $(k_L)_{ml}$, se llega a

$$(k_L)_{ml} = \frac{\bar{v} S}{Y} \ln\left(\frac{C_{Ai} - C_{A0}}{C_{Ai} - C_{Af}}\right)$$

Sustituyendo la expresión del logaritmo por la solución hallada para la ecuación diferencial en 2.2. y llevando al limite para tiempos de contacto suficientemente largos, se obtiene

$$(k_L)_{ml} \cong 3,41 \frac{D_{AB}}{S}$$

no se toma en cuenta $\ln 0,7857$.

Es decir

$$(k_L)_{ml} = 3,41 D_{AB} (\epsilon \rho^{2/3} \mu \Gamma)^{1/3}$$

Sustituyendo, desarrollando y reagrupando

$$\frac{(k_L)_{ml} \cdot Y}{D_{AB}} = 3,41 \frac{4^{1/3}}{3^{1/3}} \left(\frac{4\Gamma}{\mu}\right)^{-1/3} \left(\frac{\rho^2 g Y^3}{\mu^2}\right)^{1/3}$$

o sea

$$Sh = 3,76 Re^{-1/3} Ga^{1/3}$$

Si se hubiera llevado al límite para cortos tiempos de contacto, recordando que

$$\frac{C_A - \bar{C}_{Af}}{C_{Ai} - C_{Ao}} = 1 - \frac{\bar{C}_{Af} - C_{Ao}}{C_{Ai} - C_{Ao}}$$

Se obtiene

$$-(k_L)_{ml} = \frac{\bar{u} S}{Y} \ln \left[1 - \left(\frac{6}{11} \alpha\right)^{1/2} \right]$$

Como α es pequeño

$$(k_L)_{ml} = \left(6 D_{AB} \bar{u} / \pi Y\right)^{1/2}$$

que coincide con I.2.1.1.

I.3 Absorción en películas líquidas en movimiento
(geometría esférica)

Lynn, Straatemeier y Kramers (Chem. Eng. Sci. 1956, 6, 49) y Davidson y Cullen (Trans. Instn. Chem. Engrs, 1957, 35, 51), tratan la fluidodinámica de una película que desciende por una superficie esférica y obtienen las ecuaciones de difusión. Para mejor comprensión, ver figuras 1 y 2.

En un elemento ABCD del film líquido, hay transferencia por convección (en el sentido del flujo) y transferencia por difusión (en el sentido radial). Efectuando los balances, suponiendo $R \gg S$, $R \gg x$, y admitiendo perfil parabólico de velocidades, se llega a la ecuación diferencial

$$(1-m^2) \left(\frac{\partial C_A}{\partial v} \right)_m = D_{AB} \left(\frac{\partial^2 C_A}{\partial m^2} \right)_v$$

C.C.1 $C_A = C_{Ai}$ para $m = 0$

C.C.2 $\frac{\partial C_A}{\partial m} = 0$ para $m = 1$

C.C.3 $C_A = C_{Ao}$ para $\theta = \theta_0$

donde

$$m = x/S$$

$$dv = R d\theta / u_s S^2$$

θ_0 = ángulo a partir del cual se considera que comienza la absorción

geometría esférica, el espesor del film S no es constante y depende del valor de θ . Por lo tanto u_s depende también de θ .

Flujo absorbido entre dos ángulos cualesquiera se calcula integrando

$$V \text{ (mol/seg)} = D_{AB} \int_{\theta_0}^{\theta_2} -2\pi R^2 \operatorname{sen} \theta \left(\frac{\partial C_A}{\partial x} \right)_i d\theta$$

θ_2 = ángulo de salida

1. Cortos tiempos de contacto

Para cortos tiempos de contacto, $m^2 \ll 1$. Integramos la ecuación con esta aproximación y con las condiciones

C.1. $C_A = C_{Ai}$ para $m = 0$

C.2. $C_A = C_{Ao}$ para $m \neq 1$

I. $C_A = C_{Ao}$ para $\theta = \theta_0$

Se llega formalmente, a la misma solución que para geometría plana

$$\frac{C_A - C_{Ao}}{C_{Ai} - C_{Ao}} = \operatorname{erfc} \frac{m}{(4 D_{AB} \tau)^{1/2}}$$

Esta ecuación se considera válida si la concentración del líquido a la salida no excede el 40% del valor de saturación.

El flujo absorbido vale

$$W = (12. 1,68)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2 \pi g}{3 \nu} \right)^{1/6} D_{AB}^{\frac{1}{2}} L^{1/3} R^{7/6} (C_{Ai} - C_{Ao})$$

El valor 1,68 corresponde al siguiente concepto: se puede encontrar matemáticamente para un cilindro vertical, la altura Z_1 equivalente en cuanto a absorción a una esfera de radio R . Justamente, es

$$Z_1 = 1,68 R$$

y como $d = 2 R$, $Z_1 = 0,84 d$

si se considera que la esfera absorbe desde $\theta_0 = 4^\circ$ a $\theta_2 = 176^\circ$.

Este valor se hace necesario en el desarrollo para obtener W .

I.3.1.1. Cálculo del coeficiente de transferencia

El cálculo de k_L implica la suposición de un área de transferencia. En nuestro caso, se puede suponer con suficiente certeza $4\pi R^2$, lo que sería absolutamente cierto para $\theta_0 = 0$ y $\theta_2 = 180^\circ$, que nunca se da, por razones físicas de entrada y salida del flujo de líquido en la esfera.

Es

$$k_L = \frac{W}{4\pi R^2 (C_{Ai} - C_{Ao})}$$

donde W está dado en I.3.1.

La expresión final de k_L se obtendrá como caso particular en I.3.2.

I.3.2. Largos tiempos de contacto

Tal como se había visto en I.2.2., para largos tiempos de contacto debe tomarse en cuenta el perfil de velocidades y debe obtenerse previamente la solución general de la ecuación diferencial tal como se planteó en I.3.

Pigford y Vyazovov desarrollaron simultáneamente la solución, que es del tipo

$$1-f(\alpha) = \frac{\bar{C}_{Af} - C_{Ai}}{C_{A0} - C_{Ai}} = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \exp(-b_n' \alpha)$$

Los valores de a_n y b_n' son los que figuran en I.2.2.

pero el valor de α es

$$\alpha = 2.168 \pi \left(\frac{2 \pi g}{3 V'} \right)^{1/3} \frac{D_{AB} R^{7/3}}{L^{4/3}}$$

si definimos

$$Re = \frac{4 L f}{\pi d \mu}$$

$$Sc = \frac{\mu}{D_{AB} \rho}$$

$$Ga = \frac{g d^3 \rho^2}{\mu^2}$$

se puede reexpresar α como

$$\alpha = \frac{2^{8/3}}{3^{1/3}} \frac{Ga^{1/3}}{Sc Re^{4/3}} \frac{Z_1}{d}$$

donde

$$\frac{Z_1}{d} = 0,84$$

para largos tiempos de contacto

$$\frac{\bar{C}_{Af} - C_{Ai}}{C_{A0} - C_{Ai}} = 0,7857 \exp(-3,41 \alpha)$$

Para cortos tiempos de contacto es

$$\frac{\bar{C}_{Af} - C_{Ao}}{C_{Ai} - C_{Ao}} = f(\alpha) = \left(\frac{6}{\eta} \alpha \right)^{\frac{1}{2}} = 6^{1/3} \left(\frac{8Z_1}{\eta d} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{Ga^{1/6}}{Sc^{\frac{1}{2}} Ro^{2/3}}$$

I.3.3. Cálculo de la forma adimensional del coeficiente medio de transferencia para largos y cortos tiempos de contacto

Igualando la ecuación de balance con la ecuación de transferencia:

$$\begin{aligned} (k_L)_{ml} &= \frac{L}{4\eta R^2} \dot{m} \frac{C_{Ai} - C_{Ao}}{C_{Ai} - \bar{C}_{Af}} = \\ &= \frac{L}{4\eta R^2} \dot{m} \frac{1}{1-f(\alpha)} \end{aligned}$$

Sustituyendo para largos tiempos de contacto se obtiene

$$Sh = \frac{(k_L)_{ml} \cdot d}{D_{AB}} = 3,14 Ro^{-1/3} Ga^{1/3}$$

Sustituyendo para cortos tiempos de contacto, se obtiene:

$$Sh = 0,666 Ro^{1/3} Sc^{\frac{1}{2}} Ga^{1/6}$$

Al mismo resultado se llega a partir de I.3.1.1.

I.4 Absorción física en un rosario de esferas irrigadas

Hay distintos sistemas para simular en laboratorio el comportamiento de torres rellenas industriales. Usar la pequeña torre de laboratorio implica un análisis dimensional complicado al pretender llevar los datos a la torre industrial; muchas veces, el pasaje es imposible. La columna de pared mojada, si bien es un sistema perfectamente conocido y estudiado, no presenta en ningún momento las interrupciones de flujo características en cualquier torre rellena.

Se ha intentado reproducir estas condiciones con un rosario de esferas irrigadas, que también se ha interpretado matemáticamente. Se distinguen claramente dos posibilidades extremas:

- a) no hay mezclado entre las esferas
- b) existe mezclado total entre las esferas

Para comprobar experimentalmente las ecuaciones que resultan del análisis del caso a), Davidson y colaboradores -quienes han tratado a fondo estas ideas- realizaron experiencias añadiendo Lissapol (1% en volumen) a la fase acuosa. Esta adición estabiliza el flujo sin afectar demasiado la resistencia difusional, cosa que aún no está suficientemente probada. El efecto del Lissapol no se conoce bien aún: o disminuye el mezclado entre las esferas, o disminuye el "rippling" o produce ambos efectos. Como se sabe, la influencia del "rippling" es proporcional a la altura del sistema de absorción y comienza a ser un problema a partir de tres esferas.

El sistema que se estudiará consiste en N esferas dispuestas verticalmente existiendo contacto físico entre las mismas. Ante todo, Davidson considera que la zona interesférica es la que corresponde a la zona sombreada de la figura 3. (ángulo = 28°)

De la misma manera que para el caso de una esfera aislada, se obtiene la altura equivalente de un cilindro a una esfera cualquiera del rosario. Vale

$$Z_2 = 0,795 d$$

La diferencia proviene de los ángulos de entrada y salida.

La altura de una unidad de transferencia se define

$$H_L = \frac{\bar{u}}{(k_L a)}$$

Para un rosario de esferas

$$\frac{1}{\ln \frac{C_{Ai} - C_{Ao}}{C_{Ai} - C_{AN}}} = \frac{L}{(k_L)_{ml} A_i} = \frac{\bar{u} A}{(k_L)_{ml} a_i V_T} = \frac{\bar{u}}{(k_L)_{ml} a_i} \cdot \frac{A}{V_T}$$

Por lo tanto

$$\frac{1}{\ln \left(\frac{C_{Ai} - C_{Ao}}{C_{Ai} - C_{AN}} \right)} = \frac{H_L}{h} = \frac{1}{N^o}$$

Estas definiciones llevan implícitos conceptos sobre área interfásica que se discutirán ampliamente en II.5.

N^o = número de unidades de transferencia

h = altura total de la columna

I.5 Objeto de esta Introducción

Esta Introducción ha tenido por objeto recapitular el planteo y obtención de las ecuaciones de transferencia para sistemas progresivamente más complicados partiendo desde el caso sencillo de la transferencia en un medio semiinfinito. En especial, se ha tomado en cuenta la solución en serie para largos tiempos de contacto, geometría plana y esférica, que se usará más adelante.

Por otro lado, se muestra la metodología general en la que se basará el desarrollo de la Parte II.

II. EL PROBLEMA DEL AREA INTERFASIAL EN EL DISEÑO DE COLUMNAS RELLENAS

II.1. Estudio de áreas para un rosario de esferas irri- gadas

En la bibliografía consultada, todos los trabajos que se ocupan de transferencia de masa en los sistemas que se han visto o que se tratarán, terminan su tratamiento con el cálculo de la altura de una unidad de transferencia. Como nuestro propósito es obtener los coeficientes medios de transferencia $(k_L)_{ml}$, el pasaje requiere el establecimiento de un área de transferencia. Para el caso de una esfera aislada, resulta obvia la aproximación $4\pi R^2$, pero para un rosario no puede suponerse a priori $4\pi NR^2$, debido a que se desconoce la influencia de la zona interesférica.

El método que vamos a desarrollar consiste en suponer que la zona interesférica posee una forma geométrica dada, cuya área de transferencia pueda obtenerse por cálculo. Finalmente, se comparará dicho valor con $4\pi NR^2$. El tratamiento ha sido hecho para dos formas geométricas diferentes que se verán a continuación.

II.1.1. Caso del cilindro

En la figura 4 se ve claramente que se ha supuesto que el área de la zona interesférica es la superficie

lateral de un cilindro de altura:

$$h = 2 R (1 - \cos \theta)$$

$$A' \text{ (área lateral del cilindro)} = 2 \pi R \operatorname{sen} \theta = 4 \pi R^2 \operatorname{sen} \theta (1 - \cos \theta)$$

$$A'' \text{ (área zona esférica)} = 2 \pi R \left(\frac{h}{2}\right) = 2 \pi R^2 (1 - \cos \theta)$$

Dadas N esferas habrá:

(N-1) cilindros

(2N-2) casquetes o zonas esféricas

La superficie total de intercambio A_i vale

$$A_i = 4 \pi N R^2 + (N-1) A' - (2N-2) A''$$

Finalmente

$$A_i = 4 \pi N R^2 \left[1 - \frac{N-1}{N} (1 - \cos \theta) (1 - \operatorname{sen} \theta) \right]$$

es decir

$$A_i = 4 \pi N R^2 \cdot Y'_1$$

donde

$$Y'_1 = 1 - \frac{N-1}{N} (1 - \cos \theta) (1 - \operatorname{sen} \theta)$$

Para $\theta = 28^\circ$, se han calculado las correcciones de área para casos extremos:

Para $N = 2$, es de -3,1% y para $N \rightarrow \infty$, de -6,2%

II.1.2. Caso de la semicircunferencia

En la figura 5, se observa que el área interesférica se ha generado por la rotación de una semicircunferencia alrededor del eje vertical de las esferas. De acuerdo a la equivalencia entre el camino matemático (figura 6,

izquierda) y el objetivo físico (figura 6, derecha), podremos usar la ecuación de la circunferencia para generar una superficie con una semicircunferencia. Las áreas son iguales.

Dada una circunferencia, situada en $(0;k)$, su ecuación es

$$x^2 + (y-k)^2 = r^2$$

En nuestro caso

$$k = R \operatorname{sen} \theta$$

$$r = \frac{h}{2}$$

El área vale

$$A = 2\pi \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} y \, ds$$

Como

$$y = (r^2 - x^2)^{\frac{1}{2}} + k$$

$$ds = \left(1 + \frac{x^2}{r^2 - x^2}\right)^{\frac{1}{2}}$$

se llega a

$$A = 4\pi R^2 \left[(1 - \cos \theta)^2 + \frac{\pi}{2} (1 - \cos \theta) \operatorname{sen} \theta \right]$$

Del mismo modo que II.1.1.

$$A_i = 4\pi NR^2 + (N-1)A' - (2N-2)A''$$

$$A_i = 4\pi NR^2 \left[1 - \frac{N-1}{N} (1 - \cos \theta) \left(\cos \theta - \frac{\pi}{2} \operatorname{sen} \theta \right) \right]$$

es decir

$$A_i = 4\pi NR^2 Y_2'$$

$$Y_2 = \left[1 - \frac{N-1}{N} (1 - \cos \theta) \left(\cos \theta - \frac{\pi}{2} \sin \theta \right) \right]$$

Para $N=2$, la corrección es de $-2,6\%$ y para $N \rightarrow \infty$, de $-5,2\%$ ($\theta = 28^\circ$).

II.1.3. Conclusiones del estudio de áreas

Las correcciones son bastante pequeñas y poseen siempre signo negativo, que corresponde al hecho de que el área total de intercambio es siempre inferior a $4\pi NR^2$. El valor de la corrección es parecido en los dos casos tratados. Se puede despreciar, en una primera aproximación, la corrección del área, haciendo $Y_1' \cong Y_2' \cong 1$.

Se ha intentado también un modelo parabólico. La expresión final es muy complicada y no se añadiría nada sustancial.

II.2 Cálculo del coeficiente medio de transferencia

II.2.1. No hay mezclado entre las esferas

En este caso, al pasar el líquido de A a B (ver fig.3), el proceso de absorción continúa tal como ocurría fuera de la zona interosférica, sin generarse turbulencia.

Como

$$Z_2 = 0,795 d$$

será

$$Z_N = 0,795 N d$$

Z_N = altura de un cilindro equivalente a un rosario de N esferas de diámetro d .

Entonces

$$\gamma_N = N \alpha$$

De acuerdo a I.4

$$\frac{H_Z}{Z_N} = \frac{1}{\ln \frac{C_{Ai} - C_{Ao}}{C_{Ai} - C_{AN}}} = \frac{L}{(k_L)_{ml} A_i}$$

Reemplazando el segundo miembro de la igualdad por

$$\frac{-1}{\ln[1 - f(\alpha_N)]}$$

Davidson obtiene la forma adimensional de H_Z/Z_N .

Nuestro interés es, en cambio, igualar

$$\frac{-1}{\ln[1 - f(\alpha_N)]} = \frac{L}{(k_L)_{ml} A_i}$$

Hemos visto en I.1.1. y I.1.2 que

$$A_i = 4\pi NR^2 Y'$$

II.2.1.1. Cortos tiempos de contacto

Como α_N es pequeño y

$$f(\alpha_N) = \left(\frac{6}{\pi} \alpha_N \right)^{\frac{1}{2}},$$

$f(\alpha_N)$ también es pequeño, por lo que

$$\ln [1 - f(\alpha_N)] \cong - f(\alpha_N)$$

Entonces, como

$$f(\alpha_N) = 6^{1/3} \left(\frac{8.0.795}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{N^{\frac{1}{2}} Ga^{1/6}}{3c^{\frac{1}{2}} Re^{2/3}}$$

Se obtiene

$$Sh = \frac{0.647}{N^{\frac{1}{2}} Y'} Re^{1/3} Sc^{\frac{1}{2}} Ga^{1/6}$$

Las expresiones de los números adimensionales son las mismas que figuran en I.3.2. y I.3.3.

Obsérvese que Sh depende del número de esferas.

Para $N=1$ (Y' en consecuencia, también vale 1), el coeficiente 0,647 no coincide con el valor 0,666 de I,3.3. Ello se debe a los distintos ángulos de incidencia (4° vs. 28°).

Puede comprobarse que

$$0,647 = \left(\frac{0,795}{0,84} \right)^{\frac{1}{2}} 0,666$$

II.2.1.2. Largos tiempos de contacto

Para largos tiempos de contacto

$$\ln \left[1 - f(\varphi_N) \right] \cong - 3,41 \varphi_N$$

Por lo que

$$\frac{L}{(k_L)_{ml} A_i} = \frac{1}{3,41 \varphi_N}$$

Reemplazando el valor de φ_N usando I.2.1. y $A_i = 4 \pi N R^2$ Y, se llega a

$$Sh = \frac{2,97}{Y} Re^{-1/3} Ga^{1/3}$$

En este caso, Sh no depende del número de esferas. Del mismo modo que para cortos tiempos de contacto, el coeficiente 2,97 no coincide con el valor 3,14 visto en I.3.3., debido a la diferencia entre los ángulos de entrada-salida para una esfera aislada y una esfera situada en un rosario.

II.2.2. Hay mezclado total entre las esferas

Cuando hay mezclado total, existe una única concentración en la zona intersférica. Es la media resultante entre el aporte convectivo proveniente de A y el aporte difusional de lo que se absorbe entre A y B. (ver fig. 7).

Para la esfera n se cumple

$$\frac{C_{Ai} - C_{An}}{C_{Ai} - C_{An-1}} = 1 - f(\varphi)$$

Sumando para todas las esferas

$$\frac{C_{A_i} - C_{A_0}}{C_{A_i} - C_{A_N}} = \left[1 - f(\alpha) \right]^N$$

El resultado es bien diferente a II.2.1. En aquel caso, se consideraba al rosario de esferas como una columna de una altura equivalente Z_N . (De allí que aparecía α_N). Ahora, se efectúa el análisis para cada esfera (puesto que el sistema se comporta como una suma de fenómenos similares) y N no afecta al valor de $f(\alpha)$.

Davidson llega a

$$\frac{H_Z}{Z_N} = \frac{-1}{N \ln(1-f(\alpha))} = \frac{L}{(k_L)_{ml} A_i}$$

y obtiene en forma adimensional el valor de la altura de una unidad de transferencia.

Tratarémos aquí la segunda igualdad, usando también el resultado

$$A_i = 4 \pi N R^2 Y'$$

Reemplazando A_i por este valor en la igualdad anterior, se ve que $(k_L)_{ml}$ será siempre independiente de N . (En realidad, Y' es función de $\frac{N-1}{N}$, pero aponas crece N esta dependencia se hace poqueña)

II.2.2.1. Certos tiempos de contacto

Se llega a

$$(k_L)_{ml} = \frac{-L \ln[1-f(\alpha)]}{4 \pi R^2 Y'}$$

Reemplazando por la expresión correspondiente de $[1-f(\eta)]$, se obtiene

$$Sh = \frac{0,647}{Y'} Re^{1/3} Sc^{1/2} Ga^{1/6}$$

II.2.2.2. Largos tiempos de contacto

Efectuando sustituciones ya vistas se llega a

$$Sh = \frac{2,97}{Y'} Re^{-1/3} Ga^{1/3}$$

II.3 Algunas consideraciones sobre sistemas esféricos

	Cortos tiempos de contacto	Largos tiempos de contacto
Rosario sin mezclado	$K_1 = \frac{0,647}{N^{\frac{1}{2}} Y'}$	$K_1 = \frac{2,97}{Y'}$
Rosario con mezclado total	$K_1 = \frac{0,647}{Y'}$	$K_1 = \frac{2,97}{Y'}$
Caso de una esfera	$K_1 = 0,666$	$K_1 = 3,41$

En la tabla figuran los coeficientes. Corresponden a

- a) $Sh = K_1 \cdot Re^{1/3} Sc^{\frac{1}{2}} Ga^{1/6}$ para
cortos tiempos de contacto
- b) $Sh = K_1 Re^{-1/3} Ga^{1/3}$ para largos
tiempos de contacto

1°) Si no hace falta una precisión mayor que el 2-6%, el área de un rosario de esferas puede considerarse igual a $4\pi NR^2$, para todo valor de N. Esto es debido a que (por lo menos para $\theta = 28^\circ$) la dependencia de Y' con N es pequeña.

2°) Para largos tiempos de contacto, tanto sin mezclado como con mezclado total no hay dependencia con N (recordar que Y' depende de $\frac{N-1}{N}$; (ver II.2.2.) Puede pensarse que en estas condiciones, el sistema llega al mismo estado final independientemente del mecanismo y, por lo tanto, las ecuaciones de transferencia de masa deben ser iguales.

3°) Para cortos tiempos de contacto, en cambio, existe una dependencia con $N^{-\frac{1}{2}}$ en el caso de ausencia de mezclado. Este comportamiento es característico de los sistemas sin mezclado. Obsérvese que si en I.2.1.1. se hubiera definido

$$Sh = \frac{k_L d_c}{D_{AB}}$$

donde d_c = diámetro de la columna, en el miembro de la derecha de la ecuación adimensional hubiera aparecido un factor $(Y/d_c)^{-\frac{1}{2}}$ que correspondo conceptualmente a $N^{-\frac{1}{2}}$

4°) Una característica general de los sistemas con mezclado total en sus discontinuidades es la independencia del coeficiente medio de transferencia con la altura total. Si no hay mezclado, la única distancia que el sistema "siente" es la altura total. Con mezclado, por el contrario, cada partícula se comporta como una unidad completa de transferencia y el coeficiente medio se hace independiente de N . Juega un papel importante el hecho de que la relación entre el incremento de concentración en el elemento y la fuerza impulsora original también se independiza de N , cosa que no ocurre en sistemas sin mezclado

$$\frac{C_{A_{N+1}} - C_{A_N}}{C_{A_i} - C_{A_R}} = f(\phi) \text{ independiente de } N.$$

II. 4 Absorción física en torres rellenas. Los modelos de Davidson

Hasta aquí se han obtenido teóricamente las expresiones adimensionales del coeficiente medio de transferencia de materia para sistemas de laboratorio que intentan reproducir, con mayor o menor acercamiento a la realidad, las condiciones de trabajo de una torre rellena.

Como introducción al problema del área interfacial que se encarará en II.5, se efectuará en este capítulo el mismo trabajo para modelos que intenten representar directamente el comportamiento de una torre rellena real.

Se han elegido los modelos de Davidson. Son tres; el tratamiento se realiza únicamente para cortos tiempos de contacto porque este mecanismo es el más probable en una torre rellena.

II.4.1. Modelo de superficies verticales

El modelo consiste en un número N de superficies verticales de altura d y de ancho $b/2$ mojadas completa o igualmente de modo que el perímetro mojado por unidad de sección es igual a a (área por unidad de volumen de la torre). Hay mezclado total luego de recorrer cada superficie.

Davidson obtiene

$$\frac{H_L}{d} = 0,345 \quad Re^{2/3} \quad Sc^{1/2} \quad Ga^{-1/6}$$

donde

$$Re = \frac{4 G}{a \mu} \quad Sc = \frac{\mu}{D_{AB} \rho} \quad Ga = \frac{g d^3 \rho^2}{\mu^2}$$

$G =$ velocidad másica (g/cm^2 sog)

Nosotros proseguiremos, usando relaciones que figuran en I.4. Además, como

$$\frac{H_L}{Nd} = \frac{H_L}{h}$$

se llega a

$$\frac{N.L}{(kL)_{ml} a_i V_T} = 0,345 Re^{2/3} Sc^{1/2} Ga^{-1/6}$$

Como el modelo supone $a = a_i$ y si se hace

$$L = \frac{G.b.S}{\rho}$$

$$V_T = b.S.h$$

(Hemos adoptado como sección de flujo al producido entre el espesor del film y el ancho de la superficie) obtendremos

$$Sh = 0,724 Re^{1/3} Sc^{1/2} Ga^{1/6}$$

Esta ecuación coincide con el resultado teórico de I.2.1.1. ya que se trata, en definitiva, de situaciones similares. Este modelo no consiste sino en una serie de columnas de pared irrigada y, como hay mezclado total entre ellas, el coeficiente medio total de transferencia, de acuerdo a las conclusiones de II.3, no dependerá del número de columnas; en consecuencia, hay coincidencia de resultados.

II.4.2. Modelo de ángulos al azar

En este caso, el rolleno consiste en un gran número de superficies inclinadas a un cierto ángulo θ con respecto a la horizontal, de longitud d y de ancho $b/2$. El flujo es el mismo en ambas caras de modo que la superficie de absorción de cada partícula es bd . Al final de cada partícula el líquido se mezcla completamente y corre hacia otra superficie con inclinación diferente. Todos los ángulos poseen igual probabilidad, de modo que en la unidad de volumen, el número de superficies inclinadas entre θ y $\theta + d\theta$ es $Kd\theta$ ($K = \text{constante}$). Los ángulos varían entre 0° y 90° .

Para este modelo

$$a = \frac{\bar{n} K b d}{2}$$

Davidson usa el concepto de pasos de líquido, cuya altura se define por

$$\begin{aligned} P &= \frac{\text{altura de los pasos}}{\text{unidad de volumen}} = \frac{N^\circ \text{ pasos}}{\text{unidad de sección}} = \\ &= \int_0^{\bar{n}/2} Kd \sin \theta d\theta = Kd = \frac{2a}{\bar{n} b} \end{aligned}$$

Usando las ecuaciones habituales para una película descendente, Davidson obtiene

$$\frac{H_L}{d} = 0,244 \text{ Re}^{2/3} \text{ Sc}^{1/3} \text{ Ga}^{-1/6}$$

como expresión final en su trabajo ($\text{Re} = \frac{2 \bar{n} G}{a \mu}$)

Recordando

$$\frac{H_L}{h} = \frac{L}{(k_L)_{ml} a V_T}$$

y como para este modelo

$$h = PV_T = \frac{2a}{\bar{n}} \frac{V_T}{b}$$

Reemplazando y despejando $(k_L)_{ml}$

$$\frac{(k_L)_{ml}}{D_{AB}} = \frac{2L}{0,244 D_{AB} \bar{n} b d} Re^{-2/3} Sc^{-\frac{1}{2}} Ga^{1/6}$$

Como

$$\text{sección de paso (ó flujo)} = \frac{\text{sección total}}{N^\circ \text{ pasos p/sección}} = \frac{1}{P}$$

llegamos a

$$L = \frac{G}{P \rho}$$

$$\frac{(k_L)_{ml}}{D_{AB}} = \frac{K}{0,244 \cdot 2 \bar{n} P} Re^{1/3} Sc^{\frac{1}{2}} Ga^{1/6}$$

Reemplazando

$$\frac{(k_L)_{ml}}{D_{AB}} = \frac{1}{0,244 \cdot 2 \bar{n} \cdot d} Re^{1/3} Sc^{\frac{1}{2}} Ga^{1/6}$$

$$Sh = 0,745 Re^{1/3} Sc^{\frac{1}{2}} Ga^{1/6}$$

II.4.3. Modelo de longitudes al azar y ángulos al azar

Es similar al anterior, con la diferencia de que la longitud de las superficies es variable. Existe igual probabilidad para cualquier longitud hasta un valor máximo \underline{d} . Los ángulos varían entre 0° y 90° . En la unidad

de volumen, el número de superficies comprendidas entre los ángulos θ y $\theta + d\theta$ y longitudes y e $y + dy$ vale $k dy d\theta$.

Para este modelo

$$a = \frac{\pi k b d^2}{4}$$

$$P = \frac{2 a}{\pi b}$$

El Re se define de la misma manera que en II.4.2. La expresión final de Davidson es

$$\frac{H_L}{d} = 0,1833 Re^{2/3} Sc^{1/2} Ga^{-1/6}$$

Efectuando los mismos reemplazos que en II.4.2., hemos llegado a

$$\frac{(k_L)_{ml}}{D_{AB}} = \frac{1}{0,1833 \cdot 2\pi \cdot d} Re^{1/3} Sc^{1/2} Ga^{1/6}$$

$$Sh = 0,871 Re^{1/3} Sc^{1/2} Ga^{1/6}$$

Debe notarse que en los tres casos, a pesar de partir de hipótesis bien diferentes, los coeficientes numéricos de las expresiones finales no difieren demasiado.

II.5. El problema del área interfásial

Restrinjámosnos al caso de control fase líquida. La ecuación fundamental de diseño para transferencia de masa puede expresarse (valores locales)

$$L (C_A - C_{A0}) = k_L A_i (C_{A_i} - C_A)$$

donde

$$A_i = \text{área interfásial de transferencia}$$

Para diseñar, deben usarse valores medios. Como la concentración C_A es una variable, debe definirse una fuerza impulsora media en el sistema. Hemos visto en I.2.2.1. que puede usarse la media logarítmica. Si la concentración de salida es \bar{C}_{Af}

$$L (\bar{C}_{Af} - C_{A0}) = (k_L)_{ml} A_i (C_{A_i} - C_A)_{ml}$$

Si se hubiera usado otro tipo de fuerza impulsora, el coeficiente medio de transferencia de materia hubiera sido diferente.

En el caso de una torre rellena, A_i es difícil de conocer. Se diseña adoptando

$$(k_L)_{ml} \cdot A_i = (k_L a) V_T$$

De modo que

$$L (\bar{C}_{Af} - C_{A0}) = (k_L a) V_T (C_{A_i} - C_{A0})_{ml}$$

Es decir, $(k_L a)$ es una entidad indisoluble (no un producto entre los factores k_L y a) que se define como:

$$(k_L a) = \frac{(k_L)_{ml} \cdot A_i}{V_T} = (k_L)_{ml} \cdot a_i$$

Hasta el presente, no existe otra manera de diseñar que correlacionar $(k_L a)$ empíricamente con la fluidodinámica y las propiedades del sistema.

Sherwood y Holloway obtuvieron la siguiente correlación en 1940:

$$\frac{(k_L a)}{D_{AB}} \approx \left(\frac{G}{\mu} \right)^{1-n} \left(\frac{\mu}{\rho D_{AB}} \right)^{1-s}$$

Determinaron n , s , para distintos tipos de relleno. Ha sido comprobada en muchos sistemas y verificada por distintos autores.

El valor $(k_L a)$ se determina, en definitiva, haciendo experiencias; se puede diseñar trabajando con él.

Históricamente, el siguiente paso fue tratar de separar $(k_L a)$ en factores. Se adoptaron los dos caminos posibles.

a) Determinar $(k_L)_{ml}$ independientemente, obteniendo luego a_i por cálculo.

b) Determinar a_i independientemente y $(k_L)_{ml}$ por cálculo.

a) Sea un sistema cualquiera de absorción gas-líquido. Se posee una correlación para $(k_L a)$ o se lo ha determinado experimentalmente. Se desea obtener $(k_L)_{ml}$.

Habitualmente, se elegía un método de este tipo: construir un equipo de área de transferencia conocida (v.gr.: igual al área total), con el que se obtenía $(k_L)_{ml}$. Suponiendo que

- i) el área conocida sea efectivamente de transferencia.
- ii) ambos sistemas correlacionan $(k_L)_{m1}$ de la misma manera.

puede calcularse el área interfasial para el primer sistema, utilizando el dato del segundo.

Este método ha sido muy usado. Citaremos como ejemplo el de Shulman, Ulrich, Froulx y Zimmerman (A.I. Ch. E. J. 1, 253, 1955) para fase gaseosa. Determinaron (k_G) por absorción amoníaco-agua y también por evaporación del agua que fluía por el relleno. Los valores de $(k_G)_{m1}$ fueron obtenidos midiendo la velocidad de evaporación (sublimación) de anillos de Raschig y monturas de Berl de naftaleno, en una torre rellena. Usando una correlación que da $(k_G)_{m1}$ en términos de la porosidad, se obtuvo $(k_G)_{m1}$ para el relleno mojado. Whitt (Brit. Chem. Eng., 1, 437, 1956) posee valores similares, con una única diferencia: determinó directamente $(k_G)_{m1}$ midiendo evaporación en anillos y monturas húmedas.

La objeción principal a estos métodos consiste en la inseguridad de que el área interfasial para sublimación o evaporación sea igual a la de absorción. Si se pudiera conocer a_i para absorción, se lograría perfecta coherencia: este método que se está utilizando en trabajos recientes, se basa en una interpretación adecuada del gráfico de Van Krevelen en la zona de reacción química rápida, primer o pseudo primer orden.

b) En este caso, los autores hacen consideraciones previas con respecto al área interfasial. Se supone algunas de estas alternativas:

- i) que coincide con el área mojada
- ii) que coincide con el área total
- iii) algún artificio experimental usando a_w ó a_t

Pueden también adoptar métodos especiales de determinación

- iv) utilizar líquidos colorantes sobre rellenos de geometría especial
- v) utilizar líquidos colorantes sobre rellenos de papel (Mayo, Hunter y Nash, J.Soc. Chem. Ind. Lond., 54, 375, 1935)

La objeción general a estos métodos es, por un lado, la dudosa veracidad de las suposiciones i), ii) ó iii); por el otro, los métodos experimentales usados en iv) ó v) no son confiables.

II.5.1. Definiciones y aclaraciones

En la bibliografía, no hay claridad suficiente cuando se definen los distintos tipos de área con que se trabaja cuando se trata de rellenos. Se expresarán áreas por unidad de volumen de la torre: $[a] = \text{cm}^{-1}$

a) área total (a_t): área geométrica del rolleno

b) área mojada (a_w): área de contacto entre el rolleno y la fase líquida que fluye. Es una fracción de a_t .

- c) área interfásial (a_i): área de contacto entre la fase gaseosa y la líquida. Es la que interesa para las ecuaciones de transferencia.
- d) área efectiva (a_{ef}): es la porción del área interfásial donde se produce la mayor parte de la transferencia.

El área total es una constante. El área mojada aumenta con el caudal de líquido desde un valor mínimo (d-up a $L=0$), hasta acercarse asintóticamente al valor a_t cuando el caudal es alto. El área interfásial también crece con L hasta que el líquido moja completamente el lecho. Cuando un exceso de líquido comienza a correr "pasos" del gas que asciende, a_i disminuye. (piénsese en un caso límite: cuando el líquido inunda totalmente la torre, $a_i=0$). En general, es bastante más pequeña que a_w , salvo para flujos altos. La diferencia se hace marcada cuando el tamaño del relleno es pequeño. Se sabe que en éstos las fuerzas de tensión superficial pueden retener un volumen considerable de líquido entre los espacios del relleno, llenando los "pasos" por los que pasa el gas sin ofrecer mayormente mucha interfase. Es posible que con rellenos de bajo tamaño haya zonas estancadas de gas que impidan el acceso del líquido al gas que pasa en la torre.

El concepto de área efectiva es sumamente ambiguo ha sembrado confusión en la bibliografía. No la tomaremos en cuenta.

I.5.2. Correlaciones empíricas y expresiones teóricas.

El exponente del Re.

Partiendo de conceptos básicos y balances, hemos desarrollado las expresiones adimensionales para el coeficiente $(k_L)_{ml}$, desde I.1 a II.4. La bibliografía brinda numerosas correlaciones empíricas para la estimación de $(k_L)_{ml}$ en torres rellenas. Todas ellas adolecen inevitablemente de algunas de las objeciones enumeradas en II.5. La que siempre debe efectuarse alguna suposición no demasiado justificada o realizarse alguna experiencia objetiva para pasar de (k_{La}) a $(k_L)_{ml}$.

Surge, a primera vista, una diferencia importante cuando se comparan estas ecuaciones empíricas con las teóricas: el exponente del Re encontrado teóricamente es $1/3$ (Para baja penetración, ya que en torres rellenas se supone este mecanismo). Veamos algunas correlaciones empíricas:

$$\frac{(k_L)_{ml} d}{D_{AB}} = 25,1 \left(\frac{dG}{\mu} \right)^{0,45} Sc^{1/2}$$

(Schulman y otros: A.I.Ch.E.J.
1,253,1955)

$$\frac{(k_L)_{ml} \left(\frac{\mu_L^2}{\rho_L g} \right)^{1/3}}{D_{AB}} = 0,025 \left(\frac{4G}{\mu_L a} \right)^{2/3} \left(\frac{\mu_L}{\rho_L D_{AB}} \right)^{1/2} \left[\frac{\left(\frac{\mu_L^2}{\rho_L g} \right)^{1/3}}{Z} \right]^{0,19}$$

(Fujita y Hayakawa: Chem. Eng. (Japan), 20, 113, 1956)

$$\frac{(k_L)_{ml} \left(\frac{\mu_L^2}{\rho_L g} \right)^{1/3}}{D_{AB}} = 0,015 \left(\frac{G}{\mu a_{cf}} \right)^{2/3} \left(\frac{\mu_L}{\rho_L D_{AB}} \right)^{1/3}$$

(Van Krevelen y Hoftijzer: Ch. Eng. Prog 44, 529, 1948)

$$\frac{(k_L)_{ml} \left(\frac{\mu_L^2}{\rho_L g} \right)^{1/3}}{D_{AB}} = 0,0105 \left(\frac{4\Gamma}{\mu_L} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu_L}{\rho_L D_{AB}} \right)^{1/2}$$

(Yoshida y Miura: AIChEJ., 9, N° 3, 331, 1963)

$$\frac{H_L}{\left(\frac{\mu_L^2}{\rho_L g} \right)^{1/3}} = 0,021 \left(\frac{L}{a_{cf} \mu_L} \right)^{0,51} Sc^{0,5}$$

(Onda, Sada y Murase: AIChEJ., 5, N° 2, 235, 1959)

En líneas generales:

- a) el exponente de Sc es $\frac{1}{2}$ (salvo Van Krevelen), coincidiendo con la teoría de Higbie.
- b) el exponente del Re es sistemáticamente superior a $\frac{1}{3}$, oscilando, según los autores, entre $\frac{1}{2}$ y $\frac{2}{3}$.
- c) La definición del Re difiere en los distintos casos, pero esto no altera la dependencia de $(k_L)_{ml}$ con el caudal.

En la teoría, el exponente del Re varía desde $-1/3$ (alta penetración) hasta $1/3$ (baja penetración) para todos

los modelos vistos. De modo que si las correlaciones experimentales para torres rellenas encuentran un exponente superior, puede ocurrir alguna de estas posibilidades:

- a) el movimiento en el film es turbulento.
- b) ninguno de los modelos teóricos se corresponde con los fenómenos que ocurren en torres rellenas.
- c) lo que representen las correlaciones empíricas no es $(k_L)_{ml}$, de acuerdo a lo visto en II.5.

La posibilidad a) parece a priori altamente improbable ya que el movimiento del film por la superficie del relleno debe ser, seguramente, laminar. En lo que sigue, analizaremos las consecuencias de las suposiciones b) y c).

II.5.3. Obtención de una correlación para área interfasial

De acuerdo a la definición de valor medio

$$(k_L)_{ml} = \frac{\int_0^{a_i} k_L da}{a_i}$$

como $(k_L a) = (k_L)_{ml} \cdot a_i$

se desprende

$$(k_L a) = \int_0^{a_i} k_L da$$

lo que nos interesa es

$$a_i = \frac{(k_L a)}{(k_L)_{ml}}$$

Hemos visto en II.5. que la mejor correlación para obtener $(k_L a)$ es la de Sherwood y Holloway.

De acuerdo a desarrollos anteriores

$$(k_L)_{ml} = \frac{D_{AB}}{d} K_1 Re^{1/3} Sc^{1/2} Ga^{1/6}$$

K_1 depende del modelo. Como en algunos modelos no se llega a la expresión final,

$$Re = \frac{4G}{a\mu}$$

para homogeneizar, los llevaremos a dicha forma cambiando el valor de la constante K_1 . En la tabla siguiente figuran las nuevas constantes, para algunos de ellos.

M o d e l o	Re	K_1	Re	K_1
Rosario osf.c/mozel.total	$4L \rho / \eta a \mu$	0,647	$4G/a\mu$	0,647
Davidson, cols.vert.	$4G/a\mu$	0,724	$4G/a\mu$	0,724
Davidson, áng.azar	$2\eta G/a\mu$	0,745	$4G/a\mu$	0,865
Davidson, long.y áng.azar	$2\eta G/a\mu$	0,871	$4G/a\mu$	1,01

El valor de a que figura en el Re (para todos los modelos) es, naturalmente, a_t . En ninguno de los modelos expuestos se efectúan diferencias entre a_w, a_t ó a_i . Se trabaja como si toda el área del sistema fuera área interfacial, de modo que se cumple

$$a_t \equiv a_w \equiv a_i$$

Esta identidad puede considerarse también válida sin cometer demasiado error para sistemas de geometría sencilla, completa y homogéneamente irrigados (pared mojada, esfera, etc.). Para sistemas complejos (v.gr.: equi-

pos industriales) deben tenerse estrictamente en cuenta las definiciones de II.5.1.

En el caso de las correlaciones empíricas (ver II.5.2.), el valor de a que figura en el Re difiere según los autores. Aquí se adoptará el área total a_t en la definición

$$Re = \frac{4 G}{a_t \mu}$$

para modificar la correlación de Sherwood y Holloway.

Cuando se adopta a_{cf} ó a_w en la definición del Re , surge la dificultad de que éstas a su vez dependen de Re .

II.5.4. Cálculo de la correlación

De acuerdo a lo visto

$$\frac{G}{\mu} = Re \left(\frac{a_t}{4} \right)$$

De modo que la correlación de Sherwood y Holloway queda

$$(k_L a) = \alpha D_{AB} Re^{1-n} Sc^{1-s} \left(\frac{a_t}{4} \right)^{1-n}$$

Como para todo tipo de relleno

$$s \cong 1/2$$

efectuando el cociente para obtener a_i

$$a_i = \frac{(k_L a)}{(k_L)_{ml}} = \frac{\alpha d}{K_1} \left(\frac{a_t}{4} \right)^{1-n} Re^{2/3-n} Ga^{-1/6}$$

Para realizarlo, debíamos asegurarnos iguales expresiones de Re .

Llamando

$$F = \frac{K'_1}{\alpha a} \left(\frac{a_t}{4} \right)^{1-n}$$

$$F = K'_1 \cdot F_1$$

De modo que la correlación para área interfasial queda

$$\frac{a_i}{a_t} = \frac{1}{a_t F} \text{Re}^{2/3-n} \text{Ga}^{-1/6}$$

II.5.5. Verificación de la correlación obtenida para área interfasial

Esta correlación ha sido representada frente a datos experimentales en los gráficos N° 1 y N° 2, para anillos de Raschig de 1/2, 1 y 1½ in. y para monturas Intalox de ½ y 1 in. en el gráfico N° 3.

La correlación se comporta adecuadamente en ambos casos para 1 in.

Para Raschig 1½ in hay excesiva desviación; para Raschig ½ in., correlaciona los datos de Yoshida y Miura pero hay desviación con los de Danckwerts y colaboradores.

Para Intalox 1 in. el comportamiento es satisfactorio, no así para Intalox ½ in.

Debe aclararse que se han comparado los datos experimentales de Intalox con la correlación basada en monturas de Berl.

I.5.5.1. Método experimental aceptado

Hemos visto detenidamente en II.5. la necesidad de poseer un método experimental seguro para determinar reacciones interfasiales. Estos métodos se basan en el uso adecuado del gráfico de Van Krevelen para absorción con reacción química. En la zona de alta velocidad de reacción primero o pseudo primer orden se cumple:

$$\text{-factor de reacción basado en valores medios} = \left(\tilde{Da}_{II} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$\tilde{Da}_{II} = N^{\circ}$ de Damköhler basado en valores medios =

$$= \frac{(k C_{BL} D_{AB})^{\frac{1}{2}}}{(k_L)_{m1}}$$

k = constante cinética de reacción

C_{BL} = concentración de B en la fase líquida

Como por otra parte dicho factor de reacción responde a la definición

$$\frac{(k_L^a)'}{(k_L^a)} = \frac{\text{coeficiente volumétrico c/reacción química}}{\text{coeficiente volumétrico s/reacción química}}$$

$$\frac{(k_L^a)'}{(k_L^a)} = \frac{(k C_{BL} D_{AB})^{\frac{1}{2}}}{(k_L)_{m1}}$$

o decir

$$a_1 = \frac{(k_L^a)'}{(k C_{BL} D_{AB})^{\frac{1}{2}}}$$

Si se mide $(k_L a)'$ para distintos caudales de líquido y conociendo los demás datos, puede obtenerse experimentalmente a_i vs. G .

Todos los datos experimentales elegidos responden exclusivamente a este método para determinar a_i .

II.5.5.2. Cálculo de a_i vs G . Discusión de los gráficos

A los efectos de comparar con datos experimentales de los autores de refs. 23, 27 y 29, se ha graficado

$$\frac{a_i}{a_t} \text{ vs } G, \text{ en Gráficos N}^\circ 1, 2, 3 \text{ y } 4$$

$$\frac{a_i}{a_t} \text{ vs } Re, \text{ en Gráfico N}^\circ 5 \left(Re = \frac{4 G}{a_t \mu} \right)$$

Los datos experimentales se refieren al sistema CO_2 /solución acuosa alcalina. Para efectuar el cálculo de la correlación para absorción física CO_2 /agua, se han usado los siguientes datos a $20^\circ C$, de ref. 25:

$$D_{CO_2-H_2O} = 1,63 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{seg}$$

$$\text{viscosidad} = 1,00 \text{ cp.}$$

$$\text{densidad} = 0,998 \text{ g/cm}^3$$

Otros datos utilizados figuran en tablas I y II.

La correlación ha sido representada para los cuatro valores de K_1' obtenidos en II.5.3.

Para Raschig 0,5 in. (gráfico N° 1), los datos de Yoshida y Miura coinciden con $K_1' = 0,724$ mientras que los de Danckwerts son apreciablemente mayores aún a la recta $K_1' = 0,647$.

Para Raschig 1,0 in. (Gráfico N° 2), la pendiente $K_1' = 0,724$ es algo superior a la de los datos de Yoshi-
Los valores de Danckwerts coinciden con $K_1' = 0,647$.

Los valores de Raschig 1,5 in. (Gráfico N° 2) no
pueden ser correlacionados con ninguno de los valores
 K_1' .

En el caso de las monturas, puede aceptarse
 $= 0,647$ ó $K_1' = 0,724$ para 1 in, pero para 0,5 in. la
desviación es excesiva.

Se han representado todos los datos experimenta-
les en el Gráfico N° 4 junto con la correlación para
 $= 0,724$. En líneas generales, salvo los datos de Ras-
chig 0,5 in. (Yoshida y Miura) y algunos de Raschig 1,5
para caudales bajos (Danckwerts y Sharma) se obser-
va que casi todos los datos pueden ser correlacionados
por las rectas (2) y (5) de dicho gráfico. Esto puede
usarse como un recurso de aplicación práctica general
en cualquier caso.

En el Gráfico N° 5 se han cambiado abscisas colo-
cadas Re en lugar de G. Los valores experimentales se
desvían algo más de las rectas (2) y (5) que en el grá-
fico N° 4, debido al corrimiento de ordenadas; de modo
que, desde un punto de vista práctico, se recomienda el
uso del Gráfico N° 4, rectas (2) ó (5). Estas rectas
fueron obtenidas para Raschig 1,0 in. y Berl 1,0 in. res-
pectivamente.

Se da la expresión final del cálculo de la corrección para $K_1' = 0,724$. Si se deseara para otro valor de K_1' , basta multiplicar el coeficiente de G o de Re por $0,724/K_1'$.

	V a l o r de a_i/a_t			
	base G		base Re	
1) Raschig 0,5 in.	0,0123	$G^{0,31}$	0,0758	$Re^{0,31}$
2) Raschig 1,0 in.	0,00712	$G^{0,44}$	0,0792	$Re^{0,44}$
3) Raschig 1,5 in.	0,0109	$G^{0,44}$	0,112	$Re^{0,44}$
4) Berl 0,5 in.	0,00484	$G^{0,38}$	0,0477	$Re^{0,38}$
5) Berl 1,0 in.	0,0115	$G^{0,38}$	0,0910	$Re^{0,38}$

I.5.6. Adimensionalización de la correlación de Sherwood y Holloway

Si definimos

$$Sh' = \frac{(kL^2)d^2}{D_{AB}} = \frac{(kL)ml \cdot ai \cdot d^2}{D_{AB}}$$

se llega a la forma adimensional de la correlación

$$Sh' = \frac{d}{F_1} Re^{1-n} Sc^{\frac{1}{3}}$$

donde

$$\frac{d}{F_1} = \alpha d^2 \left(\frac{a_t}{4} \right)^{1-n}$$

El hecho de adimensionalarla no implica, por supuesto, ninguna dependencia con modelos. La correlación original de Sherwood y Holloway posee el inconveniente práctico de tener que trabajar obligatoriamente con a_t en unidades inglesas (lb, ft, hr). Por otra parte, tiene unida-

es diferentes para cada sistema, puesto que G_L/μ es dimensional y n es variable con el sistema.

Con la adimensionalización esto se evita pues d/F_1 es adimensional.

La nueva presentación de la ecuación de Sherwood y Holloway sugiere la siguiente expresión general de una correlación para torres rellenas

$$Sh' = f_1(d) \quad Re^{f_2(d)} \quad Sc^{\frac{1}{2}}$$

donde $f_1(d)$ y $f_2(d)$ son exclusivamente función del tipo tamaño del relleno.

Para Sherwood y Holloway:

$$f_1(d) = \frac{d}{F_1} = \alpha d^2 \left(\frac{a_t}{4} \right)^{1-n}$$

$$f_2(d) = 1-n$$

En la Tabla I figuran los valores de $f_1(d)$ y $f_2(d)$ para distintos rellenos.

II.6. Contribuciones fundamentales de un estudio de área interfasial. Conclusiones

Usando principios teóricos y con la ayuda de expresiones empíricas debidamente verificadas, se ha obtenido una correlación general para determinar áreas interfaciales

$$\frac{a_i}{a_t} = \frac{1}{a_t F} R_c^{2/3-n} G_a^{-1/6}$$

de cumplimiento satisfactorio para algunos rellenos. En la tabla II figuran los parámetros ya calculados en función de tipo y tamaño de relleno.

Voremos ahora otras contribuciones

II.6.1. Aclaración de conceptos y métodos relativamente confusos en la bibliografía

Se han definido con precisión los conceptos de área total, área mojada y área interfasial del relleno, indicándose la poca utilidad del concepto de área efectiva. Por otra parte, se ha descrito la transición de sistemas ideales a sistemas reales en lo que respecta a áreas interfaciales.

Se ha aclarado el concepto de coeficiente medio de transferencia y su vinculación con el coeficiente volumétrico, recalándose el carácter indisoluble de éste y el absurdo físico que significa pretender descomponerlo en factores inadecuadamente. Con relación a ello, se

han analizado diversas expresiones de Sh , indicándose la más conveniente en cada caso.

Hemos efectuado la crítica de métodos experimentales para determinar áreas interfasiales, adoptando para las verificaciones el único correcto hasta el presente.

Se ha generalizado la expresión de Sherwood y Holloway pasándola a términos adimensionales, justificando brevemente el uso de a_t como dimensión característica del Re cuando se la vinculó con desarrollos teóricos.

II.6.2. Verificación de las expresiones para calcular el coeficiente medio de transferencia.

El hecho de haber verificado la correlación para área interfasial sugiere, como consecuencia directa, el comportamiento de las expresiones teóricas para obtener el coeficiente medio de transferencia

$$Sh = K_1 Re^{1/3} Sc^{1/2} Ga^{1/6}$$

que se considera satisfactorio en cada caso.

II.6.3. Proyecciones al diseño con reacción química

Desde el punto de vista de la transferencia de masa física, el diseño puede independizarse de la existencia de una correlación que nos brinde directamente $(k_L)_{m1}$. Se ha visto que, para los fines prácticos, basta con $(k_L)a$. Pero para transferencia de masa con reacción química, es absolutamente indispensable conocer $(k_L)_{m1}$. Hasta el presente, para conocer $(k_L)_{m1}$, debía realizarse algunas de

las experiencias comentadas en II.5.

La necesidad de conocer $(k_L)_{ml}$ proviene de que este valor figura en $\tilde{D}a_{II}^{\frac{1}{2}}$ (abscisa del gráfico de Van Krevelen), sin el cual no puede ser obtenido el factor de reacción.

I. ANALISIS DE DISTRIBUCION DE TIEMPOS DE CONTACTO
PARA DISTINTOS MODELOS

III.1. Presentación. Teorías para sistemas en movimiento turbulento

La imagen tradicional del proceso de absorción de un gas en un líquido, en condiciones de control fase líquida, consiste en convenir en la existencia de una película en reposo o en movimiento laminar a lo largo de la interfase. Se acepta que la concentración del gas en el líquido por debajo de la película permanece constante debido a la turbulencia del mismo y que la concentración superficial posee siempre el valor de saturación del gas en el líquido. Planteando la ecuación cinética de transferencia de acuerdo al modelo, (para simplificar, nos referiremos a geometría plana) el espesor de esta película ficticia surge como el cociente entre el coeficiente de difusión del gas en el líquido y el coeficiente de transferencia de materia. Este modelo corresponde a la teoría de Whitman y Lewis. Se duda de que exista una relación cercana entre el modelo y la realidad física. Sin embargo, casi todos los fenómenos de transferencia pueden ser explicados usando esta sencilla hipótesis. Se piensa que lo más probable es que la turbulencia del líquido se extienda hasta la superficie. (En particular, en una torre rellena, si bien el movimiento es laminar sobre la pared del relleno, no parece probable

que se mantenga la identidad de la película a lo largo de todas las discontinuidades).

Estas nuevas ideas conducen a los modelos de renovación de la superficie líquida entre los cuales podemos citar al de Higbie y al de Danckwerts. Esencialmente se supone que un elemento de líquido llega a la superficie, absorbe, vuelve al seno del fluido, se mezcla con el resto y otro elemento repite el ciclo. Las distintas suposiciones sobre la distribución de tiempos de contacto dan lugar a las diferentes teorías.

El valor

$$N_A = (C_{A_i} - C_{A_0}) (D_{AB} / \bar{u} t)^{\frac{1}{2}}$$

representa el flujo de materia instantáneo absorbido por un elemento de superficie de edad t . (Edad: tiempo en que un dado elemento de la superficie está sometido al proceso de absorción).

El flujo medio absorbido por ese elemento luego de un tiempo de contacto t_c , vale

$$\bar{N}_A = \frac{1}{t_c} \int_0^{t_c} N_A dt = (C_{A_i} - C_{A_0}) (4 D_{AB} / \bar{u} t_c)^{\frac{1}{2}}$$

La absorción en una superficie de líquido está dada por la suma de las absorciones de los elementos que la constituyen. Cada elemento de superficie absorbe de acuerdo a su edad, de tal modo que la absorción media \bar{N}_A en esa superficie depende de la distribución de edades en la misma.

Llamemos

$h(t)$ = función normalizada de distribución
de edades

y entonces

$$\bar{N}_A = \int N_A(t) h(t) dt$$

Puede interpretarse también que la superficie está constituida por elementos que absorben durante el tiempo de contacto t_c de cada uno de ellos. En ese tiempo, cada elemento habrá absorbido su promedio \bar{N}_A . Como el elemento posee un tiempo de contacto t_c no necesariamente igual al del resto, debe haber una distribución de tiempos de contacto que llamaremos $H(t_c)$. Ya la supondremos normalizada.

Por lo tanto, también

$$\bar{N}_A = \int \bar{N}_A(t_c) H(t_c) dt_c$$

Ambos caminos, por supuesto, conducen al mismo resultado.

Evidentemente, $h(t)dt$ es la fracción del área total de intercambio (área interfasial) que contiene a los elementos cuya edad oscila entre t y $t+dt$

De tal modo que

$$d(a/a_i) = h(t) dt$$

El valor

$$a/a_i = \int_0^t h(t) dt$$

indica la fracción del área interfasial que contiene elementos con edades entre 0 y t.

Obviamente

$$\int_0^{\infty} h(t) dt = 1$$

(A veces, basta integrar entre 0 y un tiempo máximo)

Para tiempos de contacto:

$$d(a/a_i) = H(t_c) dt_c$$

Valen también las otras relaciones.

III.1.1. Modelo de Higbie

Higbie, en su teoría supone

i) $h(t) = \frac{1}{t_{\text{máx.}}}$

ii) $t_{\text{máx.}}$ es el mismo en todos los casos;

por lo tanto $t_{\text{máx.}} = t_c$

En III.2.1. demostraremos que para la teoría de Higbie

$$H(t_c) = \frac{1}{2t_c}$$

se obtiene

$$\tilde{N}_A = (C_{A_i} - C_{A_0}) (4D_{AB}/\pi t_c)^{\frac{1}{2}}$$

III.1.2. Definición del Tiempo Medio de Contacto Equivalente (al de Higbie)

Como introducción al desarrollo de otros modelos, es necesario definir el Tiempo Medio de Contacto Equiva-

lonto. Se lo define como un tiempo (de contacto) tal que durante el mismo el coeficiente medio de transferencia de materia resulte igual al que se obtendría de acuerdo a la distribución de contacto propuesta por un modelo dado.

Como

$$\frac{a}{a_i} = \frac{A}{A_i} = \int_{t_{c1}}^{t_{c2}} H(t_c) dt_c$$

$$\bar{N}_A \int_{t_{c1}}^{t_{c2}} \bar{N}_A d\left(\frac{A}{A_i}\right) = (C_{A_i} - C_{A_0}) \left(4D_{AB}/r\right)^{\frac{1}{2}} \int_{t_{c1}}^{t_{c2}} \frac{H(t_c) dt_c}{t_{c0}^{\frac{1}{2}}}$$

Por lo tanto, llamaremos Tiempo Medio de Contacto Equivalente a un tiempo \bar{t}_c , tal que

$$\bar{t}_c^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\int_{t_{c1}}^{t_{c2}} \frac{H(t_c) dt_c}{t_{c0}^{\frac{1}{2}}}}$$

Es decir que cualquier modelo de distribución tiempos de contacto, independientemente del valor que tome $H(t_c)$, podrá ser llevado a la forma

$$\bar{N}_A = (C_{A_i} - C_{A_0}) \left(4D_{AB}/r \bar{t}_c\right)^{\frac{1}{2}}$$

donde \bar{t}_c tomará diferente valor de acuerdo a cada teoría.

Para Higbie $\bar{t}_c = t_c$.

III.1.3. Modelo de Danckwerts

La fracción de área interfasial que posee edades entre t y $t+dt$ vale $h(t)dt$. En estado estacionario, no varía con el tiempo. Consideremos un líquido en movimiento turbulento y estado estacionario. Los elementos de superficie más viejos serán reemplazados por los más jóvenes. La velocidad media de producción de superficie fresca es constante y la denominaremos s . La chance de que un elemento sea reemplazado por otro se asume independientemente de su edad.

Si admitimos estas hipótesis, en un intervalo corto de tiempo dt , la fracción de área que entra al grupo de edad $t \dots t+dt$, proveniente del grupo $t-dt \dots t$, será $h(t)dt$. Pero este valor es igual a la fracción que poseía edad entre $t-dt$ y t , menos la porción reemplazada por superficie fresca en el tiempo dt , es decir

$$h(t)dt = h(t-dt)dt (1-sdt)$$

Operando se llega a

$$\frac{dh}{dt} = -sh$$

Usando el valor unitario de la última integral que se ha definido en III.1, la función normalizada de distribución de edades para el modelo de Danckwerts, resulta

$$h(t) = s \exp(-st)$$

Para tiempos de contacto:

$$H(t_c) = s^2 t_c \exp(-s t_c)$$

Usando esta expresión para calcular \tilde{N}_A , se llega a

$$\tilde{N}_A = (C_{A_i} - C_{A_0}) (D_{AB} s)^{\frac{1}{2}}$$

De acuerdo a I.1.2., puede reexpresarse

$$\tilde{N}_A = (C_{A_i} - C_{A_0}) (4 D_{AB} / \pi \bar{t}_c)^{\frac{1}{2}}$$

Donde

$$s = \frac{4}{\pi \bar{t}_c}$$

III.1.4. Modelos de Porter

K.E.Porter (Trans.Instn.Chem.Engrs. 44, T 25, 1966) presenta tres modelos de distribución de tiempos de contacto, que se describirán brevemente porque, junto con los demás, se utilizarán en lo que viene.

III.1.4.1. Modelo de velocidades al azar y longitudes al azar

Supone que el relleno consiste en superficies mo-
jadas de ancho b. Las velocidades y longitudes varían so-
gún

velocidades $u \leq u_M$ (velocidad máxima)

longitudes $y \leq y_M$ (longitud máxima)

El número de superficies que poseo velocidades entre u y $u + du$, longitudes entre y e $y + dy$ vale

$$X \, dy \, du$$

El área de cada superficie vale by . El tiempo de contacto es y/u . El área interfasial vale $A_i = Xb(y_M)^2 u_M/2$

Los resultados a que se llega son

$$i) \tilde{N}_A = (C_{A1} - C_{A0}) (4D_{AB}/\bar{u} \bar{t}_c)^{\frac{1}{2}}$$

$$\text{donde } \bar{t}_c^{\frac{1}{2}} = \frac{9}{8} \left(y_M/u_M \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$ii) H(t_c) = 1,07 \cdot t_c / \bar{t}_c^2 \quad \text{para } 0 \leq t_c \leq y_M/u_M$$

$$H(t_c) = 0,527 \bar{t}_c / t_c^2 \quad \text{para } y_M/u_M \leq t_c \leq \infty$$

iii) Para $0 \leq t_c \leq y_M/u_M$ el flujo absorbido vale $\frac{1}{2} \tilde{N}_A$

Para $y_M/u_M \leq t_c \leq \infty$ el flujo absorbido vale $\frac{1}{2} \tilde{N}_A$

III.1.4.2. Modelo de longitudes al azar

En este modelo, el flujo y la orientación son tales que el líquido posee \bar{u} etc, pero las longitudes entre distintos puntos de contacto varían entre cero y una longitud máxima y_M . El número de pasos de longitudes entre y e $y + dy$ es Xdy . Todos los pasos tienen igual ancho b . El área interfasial vale $A_i = bX(y_M)^2/2$. El tiempo de contacto entre puntos de mezclado es y/\bar{u} .

Se llega a los siguientes resultados:

$$i) \tilde{N}_A = (C_{A,i} - C_{A,o}) \left(4 D_{A,B} / \pi \bar{t}_c \right)^{\frac{1}{2}}$$

donde

$$\bar{t}_c = \frac{9}{16} \frac{y_M}{u}$$

$$ii) H(t_c) = 9 t_c / 8 \bar{t}_c^2$$

III. 1.4.3. Modelo de recorridos de flujo largos y lentos

Para cierto tipo de rellenos, puede observarse que el líquido fluye más rápidamente desde el punto de alimentación a través del camino más corto, y fluye menos rápidamente en los bordes de la superficie activa mojada, por donde el camino es más largo.

En este modelo, la orientación del relleno y las líneas de flujo son tales que la velocidad superficial del líquido es inversamente proporcional a la longitud del recorrido existente entre dos puntos de mezclado. Dichas longitudes varían al azar desde cero hasta y_M , de modo que el número de pasos de longitudes entre y e $y + dy$ vale Xdy . Todos los pasos poseen el mismo ancho b de modo que

$$L_i = Xbd^2/2. \text{ Como } u = V/y \text{ (V = constante)}$$

por lo tanto $t_c = y^2/V.$

Se llega a

$$i) \tilde{N}_A = (C_{A,i} - C_{A,o}) \left(4 D_{A,B} / \pi \bar{t}_c \right)^{\frac{1}{2}}$$

onde

$$\bar{t}_c = \frac{2}{M/4} \quad \forall$$

$$\text{ii) } H(t_c) = 1/4 \bar{t}_c \quad \text{para } 0 \leq t_c \leq 4 \bar{t}_c$$

III.2 Desarrollos previos

III.2.1. Domostración de la fórmula de distribución de t_c para el modelo de Higbie

En la bibliografía, se presenta el modelo de Higbie con las suposiciones vistas en I.1.1. Muchas veces conviene usar $H(t_c)$ en lugar de $h(t)$. Mostraremos cuál es el valor de $H(t_c)$ para la teoría de Higbie.

Sabemos que

$$\int_0^{t_{\text{máx}}} N_i h(t) dt = \int_0^{t_{c\text{máx}}} \bar{N}_i H(t_c) dt_c$$

Reemplazando N_i y \bar{N}_i por sus respectivos valores

$$\int_0^{t_{\text{máx}}} \frac{h(t) dt}{t^{\frac{1}{2}}} = \int_0^{t_{c\text{máx}}} \frac{2 H(t_c) dt_c}{t_c^{\frac{1}{2}}}$$

Como para Higbie: $h(t_c) = \text{cte}$

$$t_{\text{máx}} = t_{c\text{máx}}$$

$$h(t) \int_0^{t_{c\text{máx}}} \frac{dt}{t^{\frac{1}{2}}} = \int_0^{t_{c\text{máx}}} \frac{2 H(t_c) dt_c}{t_c^{\frac{1}{2}}}$$

Físicamente, como para este modelo existe un único tiempo de contacto ($t_{c\text{máx}} = t_c$) debe ser $H(t_c) = \text{cte.}$, por lo que

$$h(t) \int_0^{t_{c\text{máx}}} \frac{dt}{t^{\frac{1}{2}}} = 2 H(t_c) \int_0^{t_{c\text{máx}}} \frac{dt_c}{t_c^{\frac{1}{2}}}$$

Las integrales son iguales por estar definidas entre

los mismos límites y poseer igual integrando. Por lo tanto

$$H(t_c) = \frac{h(t)}{2}$$

III.2.2. Generalización del concepto de Tiempo Medio de Contacto Equivalente

Existen modelos de distribución de tiempos de contacto en que la función de distribución no está expresada directamente según tiempos de contacto y es además suficientemente complicado transformar dicha función original en una función de los tiempos de contacto.

Sea l una variable (o conjunto de variables) según la cual está expresada $d(a/a_i)$, es decir

$$d(a/a_i) = f(l) dl$$

Como

$$\bar{t}_c^{-\frac{1}{2}} = \frac{1}{\int_{t_{c1}}^{t_{c2}} \frac{H(t_c) dt_c}{t_c^{\frac{3}{2}}}} = \frac{1}{\int_{t_{c1}}^{t_{c2}} \frac{d(a/a_i)}{t_c^{\frac{3}{2}}}}$$

y si se puede expresar $t_c = g(l)$, la nueva forma de $\bar{t}_c^{-\frac{1}{2}}$ es

$$\bar{t}_c^{-\frac{1}{2}} = \frac{1}{\int_{t_{c1}}^{t_{c2}} \frac{f(l) dl}{g^{\frac{3}{2}}(l)}}$$

La ventaja de esta transformación reside en que por lo general es más fácil obtener $g(l)$ que transformar una $f(l)$ en una $H(t_c)$.

III.3 Otras distribuciones de tiempos de contacto

Se desarrollarán aquí dos aspectos: la distribución de tiempos de contacto para los mismos modelos que Davidson había propuesto para torres rellenas y la presentación de modelos de distribución de tiempos de contacto propuestos en este trabajo.

III.3.1. Modelos de Davidson como modelos de distribución de tiempos de contacto.

Hemos tomado las ideas de Davidson para torres rellenas (ver II.4) con el objeto de desarrollar modelos de distribución de tiempos de contacto, llegando en cada caso a la respectiva función de distribución.

Davidson toma como parámetros de sus desarrollos distancias y ángulos, no distancias y velocidades. Por ende, usaremos la generalización de III.2.2.

La expresión matemática que vincula ángulos y velocidades superficiales para una superficie plana inclinada sobre la cual corre un fluido es

$$u(\theta) = \frac{3}{2} \frac{\Gamma}{f} \left(\frac{\rho^2 g}{3\mu\Gamma} \right)^{1/3} \text{sen}^{1/3} \theta$$

.. θ = ángulo que forma la superficie con la horizontal

Llamaremos B_1 a la raíz cuadrada del miembro de la derecha, excluido $\text{sen}^{1/3} \theta$.

III.3.1.1. Modelo de ángulos al azar

Los fundamentos de este modelo se encuentran en II.4.2.

La función $g(\theta)$ según definición de III.2.2. vale

$$g(\theta) = \frac{d}{u(\theta)}$$

El flujo medio vale

$$\bar{N}_i = (C_{i1} - C_{i0}) \left(\frac{4D_{iB}}{\pi d} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot B_1 \cdot \text{sen}^{1/6} \theta$$

El número de superficies en la unidad de volumen cuya inclinación se encuentra entre θ y $\theta + d\theta$ vale

$$dn = K \cdot d\theta \quad 0 < \theta < \pi/2$$

$$da = bd \cdot dn = Kbd \cdot d\theta$$

Integrando entre 0 y $\pi/2$

$$a_i = K\pi bd/2$$

Efectuando el cociente entre las dos últimas expresiones

$$d(a/a_i) = \frac{2}{\pi} d\theta$$

Es decir, la función $f(\theta)$, según definición de III.2.2 vale

$$f(\theta) = 2/\pi$$

Usando $f(\theta)$ y $g(\theta)$ para obtener el Tiempo Medio de Contacto Equivalente, hallamos

$$\bar{\tau}_c^{\frac{1}{2}} = \frac{\pi d^{\frac{1}{2}}}{2,82 B_1}$$

teniendo en cuenta que

$$\int_0^{\pi/2} \operatorname{sen}^{1/6} \theta \, d\theta = 1,41.$$

Con este valor de $\bar{\tau}_c^{\frac{1}{2}}$ puede calcularse $\bar{N}_{..}$. Como método alternativo, podría haberse efectuado directamente la integral

$$\bar{N}_{..} = \int_0^{\pi/2} \bar{N}_{..}(\theta) f(\theta) \, d\theta$$

III.3.1.2. Modelo de longitudes al azar y ángulos al azar

Los fundamentos se encuentran en II.4.3.

Aquí, $g(\theta, y)$ vale:

$$g(\theta, y) = \frac{y}{u(\theta)}$$

y el flujo medio es

$$\bar{N}_{..} = (C_{..i} - C_{..c}) (4D_{..B}/\pi)^{\frac{1}{2}} B_1 \frac{\operatorname{sen}^{1/6} \theta}{y^{\frac{1}{2}}}$$

Para este modelo

$$dn = k \cdot d\theta \cdot dy$$

$$da = by \cdot dn = k by \cdot d\theta \cdot dy$$

Integrando

$$a_i = k \pi b d^2 / 4$$

Efectuando el cociente

$$d(a/a_i) = \frac{4y}{\pi d^2} \cdot d\theta \cdot dy$$

Es decir, la función $f(\theta, y)$ vale

$$f(\theta, y) = \frac{4y}{\pi d^2}$$

Usando $f(\theta, y)$ y $g(\theta, y)$ se obtiene

$$\bar{t}_c^{\frac{1}{2}} = \frac{\pi d^{\frac{1}{2}}}{3,76 B_1}$$

con el cual se puede calcular \bar{N}_c .

Como método alternativo podría haberse efectuado directamente la integral

$$\bar{N}_c = \int_0^{\pi/2} \int_0^d \bar{N}_c(\theta, y) f(\theta, y) d\theta dy$$

III.3.2. Modelos propuestos

Hemos propuesto los siguientes modelos para distribución de tiempos de contacto:

- Distribución gaussiana
- Distribución hiperbólica (como variante del modelo de Danckwerts)
- Distribuciones potenciales (como generalización de algunos de los modelos de Porter)

III.3.2.1. Distribución gaussiana

Se supone la siguiente distribución

$$H(t_c) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-t_c^2 / 2\sigma^2\right)$$

Para calcular $\tilde{N}_{..}$ se efectúa:

$$\begin{aligned} \tilde{N}_{..} &= \int_0^{\infty} N_{..}(t_c) \cdot H(t_c) \cdot dt_c = \\ &= (C_{..i} - C_{..o}) \cdot (2D_{..B})^{\frac{1}{2}} \cdot \int_0^{\infty} t_c^{-\frac{1}{2}} \cdot \exp\left(-t_c^2 / 2\sigma^2\right) dt_c \end{aligned}$$

Como:

$$\int_0^{\infty} x^n \cdot \exp(-ax^2) \cdot dx = \frac{\Gamma(n+1/2)}{2a^{n+1/2}}$$

para $a > 0$; $n > -1$

Se llega a

$$\tilde{N}_{..} = (C_{..i} - C_{..o}) (D/\sigma)^{\frac{1}{2}}$$

Evidentemente

$$\bar{t}_c = 4\sigma / \pi$$

Gráficamente, la distribución propuesta es la rama derecha de una campana de Gauss (la rama izquierda carece de sentido físico puesto que involucraría tiempos de contacto negativos). $\tilde{N}_{..}$ depende de la desviación standard de la distribución y el Tiempo Medio de Contacto Equivalente es directamente proporcional a ella.

III.3.2.2. Distribución hiperbólica

Este modelo parte de un balance similar al de I.1.3.; a diferencia del mismo, suponemos que la velocidad de renovación de los elementos jóvenes es mayor que la

de los viejos. Danckwerts mismo (I.I.Ch.E. Journal, 1, N° 4, p.459, 1955) dice que debería encontrarse una distribución en que se cumpliera esta condición.

Si luego del balance diferencial postulamos

$$s = \frac{1}{n_1 \cdot t} \quad (n_1 = \text{número})$$

Operando se llega a

$$\frac{dh}{h} = - \frac{dt}{n_1 t}$$

y finalmente la función normalizada de distribución vale:

$$h(t) = \frac{1}{n_1 t}$$

Para calcular \tilde{N}_A , hacemos:

$$\tilde{N}_A = \int_{t_{c\text{mín}}}^{t_{c\text{máx}}} N_A(t) \cdot h(t) dt = \frac{1}{n_1} (D_{AB}/\pi)^{\frac{1}{2}} \int_{t_{c\text{mín}}}^{t_{c\text{máx}}} dt/t^{3/2}$$

Se llega a

$$\tilde{N}_A = (C_{A1} - C_{A0}) (4D_{AB}/n_1^2 \pi)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{t_{c\text{mín}}^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{t_{c\text{máx}}^{\frac{1}{2}}} \right)$$

Si $t_{c\text{máx}}$ es suficientemente grande

$$\tilde{N}_A = (C_{A1} - C_{A0}) (4D_{AB}/n_1^2 \pi t_{c\text{mín}})^{\frac{1}{2}}$$

Para cada caso:

$$\bar{t}_c^{\frac{1}{2}} = \frac{n_1 \cdot (t_{c\text{máx}} \cdot t_{c\text{mín}})^{\frac{1}{2}}}{t_{c\text{máx}}^{\frac{1}{2}} - t_{c\text{mín}}^{\frac{1}{2}}}$$

$$\bar{t}_c^{\frac{1}{2}} = n_1 \cdot t_{c\text{mín}}$$

III.3.2.3. Distribuciones potenciales

Porter plantea distribuciones del tipo

$$H(t_c) = m \frac{t_c^n}{\bar{t}_c^{n+1}}$$

donde $m =$ constante que depende del modelo

$t_c =$ tiempo de contacto

$\bar{t}_c =$ Tiempo Medio de Contacto Equivalente

Para los modelos de Porter siempre $n = 0$ ó $n = 2$. Se puede pensar, en cambio, en distribuciones potenciales generalizadas que responden a la distribución propuesta.

Para calcular \tilde{M}'_A :

$$\tilde{M}'_A = (C_{A,i} - C_{A,o}) (4D_{A,B}/\pi)^{\frac{1}{2}} m \int_0^{t'_c} \frac{1}{t_c} \cdot \frac{t_c^n}{\bar{t}_c^{n+1}} dt_c$$

$t'_c =$ depende del modelo

Se llega a

$$\tilde{M}'_A = (C_{A,i} - C_{A,o}) \frac{m}{n} (4D_{A,B}/\pi t'_c)^{\frac{1}{2}}$$

Por lo que

$$\bar{t}_c^{\frac{1}{2}} = \frac{m}{n} t'_c^{\frac{1}{2}}$$

Del mismo modo se podrían haber planteado distribuciones del tipo

$$H(t_c) = m \frac{\bar{t}_c^n}{t_c^{n+1}}$$

III.4. Aplicación de modelos de distribución a torres rellenas

La aplicación de un modelo de distribución a un sistema cualquiera lleva implícito:

- a) Para hallar la función de distribución, es necesario conocer el valor del(los) parámetro(s) fundamental(es) en que se basa el modelo ($y_M, u_M, s, \text{etc.}$)
- b) Para determinar k_L vs. a , es imprescindible conocer, además, el valor de a_i (se define $k_L = \bar{N}_i / (C_{i,1} - C_{i,0})$).

El conocimiento del parámetro del modelo está supeditado a determinaciones empíricas y el valor de a_i , sobre todo en torres rellenas, necesita de alguna determinación experimental que, al menos, figura indirectamente en la correlación que se utilice.

<u>Autor</u>	<u>Modelo</u>	<u>Parámetro</u>
Higbie	Higbie	t_c
Danckwerts	Danckwerts	s
Porter	Veloc. y long. azar	u_M, y_M
Porter	Long. azar	\bar{u}, y_M
Porter	Recorridos de flujo...	V, y_M
Davidson	Angulos al azar	$d(\text{como long. etc.})$
Davidson	Ang. y long. azar	$d(\text{como long. máx.})$
Mod. propuesto	Gaussiana	σ
Mod. propuesto	Hiperbólica	$t_{c\text{mín}}, t_{c\text{máx}}$
Mod. propuesto	Potencial	idem. mods. Porter

III.5. Obtención de k'_L vs. a' para todos los modelos

En III.4. se estableció la necesidad de conocer a_i para hallar k_L vs. a . Pero si definimos

$$k'_L = k_L / \bar{k}'_L$$

donde
$$\bar{k}'_L = \bar{N}_{..} / C_{..i} - C_{..o}$$

y
$$a' = \frac{a}{a_i}$$

podremos hallar para cualquier modelo k'_L vs. a' , puesto que siempre

$$k_L = (4D_{..B} / \bar{n} t_c)^{\frac{1}{2}}$$

$$\bar{k}'_L = (4D_{..B} / \bar{n} \bar{t}'_c)^{\frac{1}{2}}$$

y
$$k'_L = k_L / \bar{k}'_L = (\bar{t}'_c / t_c)^{\frac{1}{2}}$$

además se cumple

$$\int_0^1 k'_L da = 1$$

Se ejemplificará el método con los modelos de Higbie y de Danckwerts.

III.5.1. Modelo de Higbie

Como

$$H(t_c) = \frac{d a'}{d t_c} = \frac{1}{2 t_c}$$

Integrando

$$\int_0^{a'} da' = \int_0^{t_c} \frac{d t_c}{2 t_c}$$

y usando la última relación obtenida en III.5.

$$k'_L = \frac{1}{2a'^{\frac{1}{2}}}$$

III.5.2. Modelo de Danckwerts

Para este modelo

$$H(t_c) = \frac{da'}{dt_c} = s^2 t_c \exp(-st_c)$$

Efectuando la integración

$$a' = s^2 \int_0^{t_c} t_c \exp(-st_c) dt_c$$

se llega a

$$a' = 1 - (1 + 4/\eta k'_L{}^2) \exp(-4/\eta k'_L{}^2)$$

III.5.3. Los otros modelos

La metodología es idéntica a la vista en III.5.1. y III.5.2. Para el caso de los modelos de Davidson, se trabaja directamente con los ángulos. Esto está justificado por la demostración de III.2.2.

En la tabla III figuran los resultados obtenidos. En el gráfico N° 6 se han representado las curvas k'_L vs. a' para los distintos modelos.

III.6. Contribuciones fundamentales del análisis de distribuciones de tiempos de contacto. Conclusiones

III.6.1. Estudio sistemático-comparativo de modelos de distribución de t_c

La distribución de edades o de tiempos de contacto en una superficie cualquiera donde ocurre absorción gas-líquido, ha sido objeto de estudio por numerosos autores desde Higbie en adelante. La presencia de numerosas hipótesis en la bibliografía -a las cuales se han agregado algunas más en este trabajo- fundamenta la necesidad de un estudio sistemático-comparativo.

La aparición de tantos modelos de distribución surge del hecho de que no hay métodos experimentales suficientemente precisos como para efectuar una selección rigurosa. En consecuencia, para encontrar $h(t)$ ó $H(t_c)$, se formulan hipótesis con un cierto criterio, las que llevan a obtener expresiones finales $\tilde{N}_A(\bar{t}_c)$ formalmente correctas para todos los modelos, pero en las que el valor de los parámetros que previamente debieron suponerse y su vinculación con \bar{t}_c son difíciles de verificar experimentalmente.

Desde el punto de vista de la absorción física, un estudio de distribución interesa teóricamente, es decir, la postulación de una u otra forma de comportamiento de los elementos de superficie lleva a intensificar el conocimiento del fenómeno observándolo un poco más de cerca.

Para la comparación de distintos modelos se ha elegido la metodología de III.5.

III.6.2. Demostración de la fórmula de distribución de t_c para el modelo de Higbie y generalización del concepto de Tiempo Medio de Contacto Equivalente

En la bibliografía, figura exclusivamente la distribución de edades para el modelo de Higbie. Se ha mostrado matemáticamente la correspondiente distribución de tiempos de contacto.

El concepto de Tiempo Medio de Contacto Equivalente ha sido desarrollado por K.E.Porter(Ref.13). Hemos generalizado la definición para una variable cualquiera l . Esta generalización ha sido de aplicación útil en el planteo de los modelos de Davidson como distribuciones de t_c .

III.6.3. Proposición de nuevos modelos de distribución de tiempos de contacto

En los trabajos de Davidson (Refs. 3, 5 y 7) se proponen modelos para explicar mecanismos de absorción gas-líquido en torres rellenas. No se entrevé la intención de utilizar esos conceptos como elementos para nuevas formas de distribución de tiempos de contacto. De hecho, existen dificultades matemáticas si no se aplica la definición generalizada del Tiempo Medio de Contacto Equivalente: Davidson toma ángulos y distancias como variables independientes

Porter, por ejemplo, utiliza velocidades y distancias por lo que t_c surge como su cociente) y, para una superficie dada, la vinculación ángulo-velocidad no es sencilla.


Además de replantear los modelos de Davidson, se han propuesto tres tipos de distribuciones:

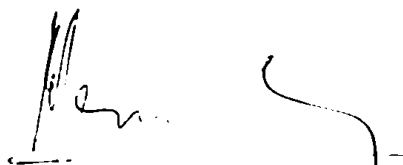
- a) Gaussiana: supone que la distribución de t_c sigue la rama derecha de la distribución de Gauss.
- b) Hiperbólica: surge de una postulación especial sobre el parámetro \underline{g} de la distribución de t_c de Danckwerts.
- c) Potencial: generaliza las distribuciones de Porter.

III.6.4. Método general para hallar k_L' vs. a'

Se ha introducido un método general para obtener k_L' vs. a' a partir de las expresiones de $H(t_c)$. Integrando $H(t_c)$ (los límites de integración deben aplicarse de acuerdo a cada modelo), resulta $a' = a'(t_c/\bar{t}_c)$. Por otra parte, como siempre $k_L' = (\bar{t}_c/t_c)^{\frac{1}{2}}$, reemplazando en la ecuación anterior se obtiene k_L' vs. a' . Se ha llegado a la expresión final para todos los modelos.

La comparación gráfica de distintos modelos se ha llevado a cabo haciendo uso de las relaciones k_L' vs. a' .


D. J. Rivas Rivas


ALFREDO BEPKO

T A B L A I

VALORES DE $f_1(d)$ Y $f_2(d)$ PARA DISTINTOS TIPOS DE RELLENO

tipo de relleno	d(in)	α	n	$f_2(d)$	$a_t(ft)^{-1}$	$10 \cdot d^2 (ft^2)$	αd^2	$(a_t/4)^{1-n}$	$f_1(d)$
cilindros	0,5	280	0,35	0,65	114	0,174	0,488	8,80	4,30
de	1,0	100	0,22	0,78	58	0,693	0,693	8,09	5,60
schig	1,5	90	0,22	0,78	36	1,58	1,42	5,57	7,90
	2,0	80	0,22	0,78	29	2,78	2,23	4,69	10,5
tubos Berl	0,5	150	0,28	0,72	141	0,174	0,261	13,05	3,41
	1,0	170	0,28	0,72	79	0,693	1,18	8,52	10,0
	1,5	160	0,28	0,72	50	1,58	2,53	6,17	11,6

T A B L A II

VALORES DEL COEFICIENTE $1/a_t F$ DE LA CORRELACION PARA AREA INTERFASIAL ($K_1 = 0,724$)

tipo de relleno	d(in)	α	n	αd (d on ft)	$a_t(ft)^{-1}$	$(4/a_t)^{1-n}$	$10^2 \cdot F$	$1/a_t \cdot F$
cilindros	0,5	280	0,35	11,6	114	0,114	0,702	1,24
de	1,0	100	0,22	8,32	58	0,124	1,07	1,61
schig	1,5	90	0,22	11,2	36	0,179	1,15	2,41
	2,0	80	0,22	13,3	29	0,212	1,15	3,00
tubos Berl	0,5	150	0,28	6,25	141	0,0775	0,899	0,786
	1,0	170	0,28	14,2	79	0,117	0,595	2,12
	1,5	160	0,28	20,0	50	0,162	0,586	3,41

EXPRESIONES DE $H(t_c)$ Y DE k_L' vs. a' PARA DISTINTOS MODELOS DE DISTRIBUCION DE TIEMPOS DE CONTACTO

MODELO	AUTOR	$H(t_c)$	k_L' vs. a'
Higbie	Higbie	$1/2 \bar{t}_c$	$k_L' = 1/2 a'^{\frac{1}{2}}$
Danckwerts	Danckwerts	$s^2 t_c \exp(-st_c)$	$a' = 1 - (1 + 4/\eta k_L'^2) \exp(-4/\eta k_L'^2)$
Veloc. y long. azar	Porter	$1,07 t_c / \bar{t}_c^2$ para $0 \leq t_c \leq yM/uM$ $0,527 \bar{t}_c / t_c^2$ para $yM \leq t_c \leq \infty$	$k_L' = 0,855 a'^{-1/4}$ $k_L' = 1,38 a'^{\frac{1}{2}}$
Long. azar	Porter	$1,12 t_c / \bar{t}_c^2$	$k_L' = 0,750 a'^{-1/4}$
Recorridos largos y lentos	Porter	$1/4 \bar{t}_c$	$k_L' = 1/2 a'^{\frac{1}{2}}$
Angulos al azar	Davidson	$2/\eta$	$k_L' = 1,11 \text{ sen}^{1/6} \left(\frac{\eta}{2} a' \right)$
Angulos y longitudes al azar	Davidson	$4y/\eta d^2$	$k_L' = 0,835 (d/y)^{\frac{1}{2}} \text{ sen}^{1/6} \left[\frac{\eta}{2} \left(\frac{d}{y} \right)^2 a' \right]$
Gaussiano	Mod.propuesto	$\frac{1}{\sigma (2\eta)^{\frac{1}{2}}} \exp \frac{-t_c^2}{(2\sigma)^2}$	$a' = \text{erf} \frac{2}{\eta k_L'^2}$
Hiperbólico	Mod.propuesto	$1/2n_1 \cdot t_c$	$k_L' = n_1 \cdot \exp(-n_1 \cdot a')$
Potencial	Mod.propuesto	$m t_c^n / \bar{t}_c^{n+1}$	$k_L' = \left(\frac{m}{n+1} \frac{1}{a'} \right)^{1/2n+2}$

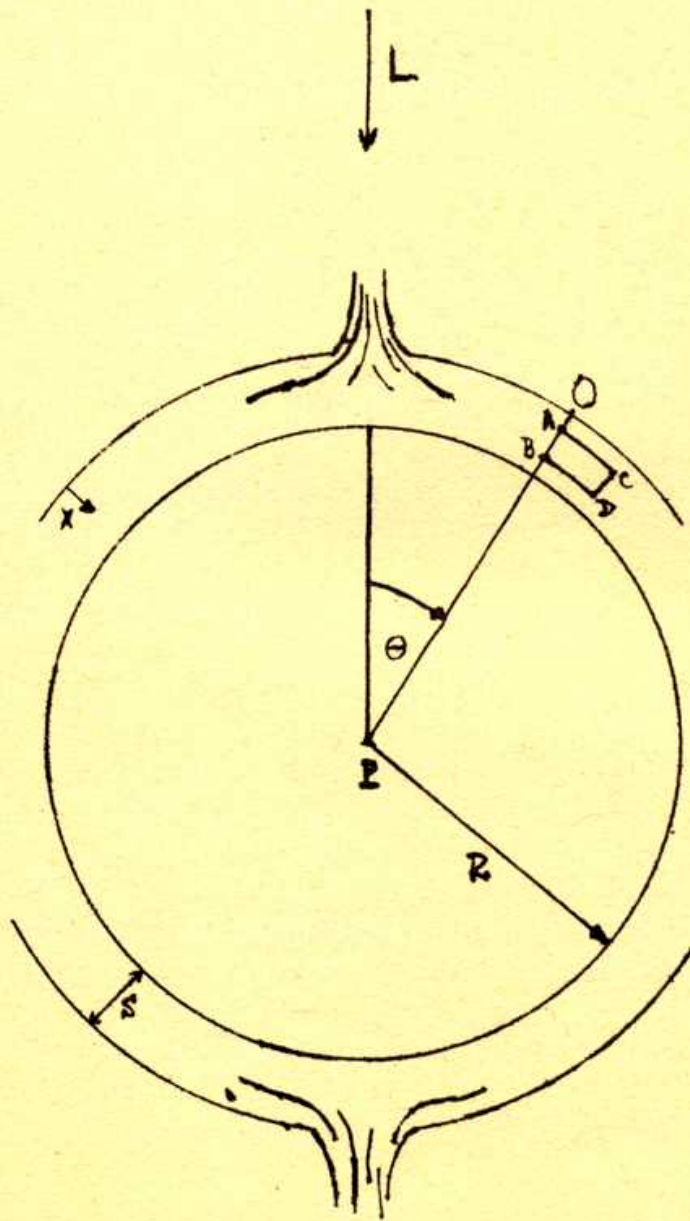
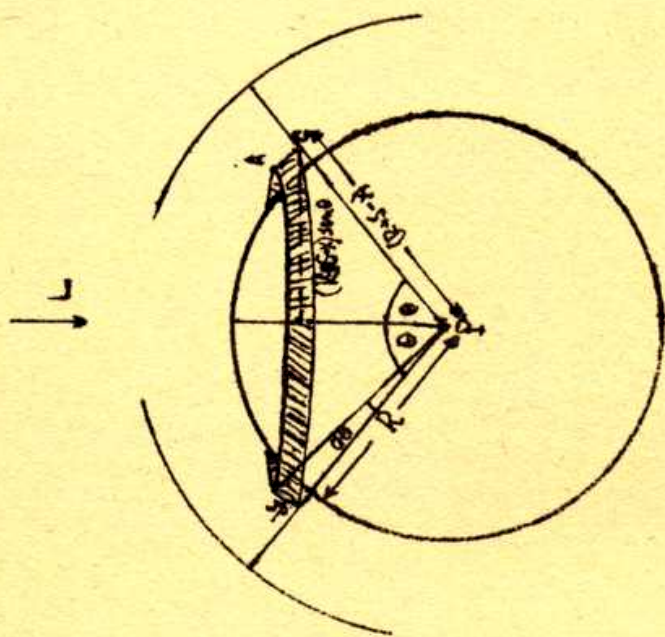
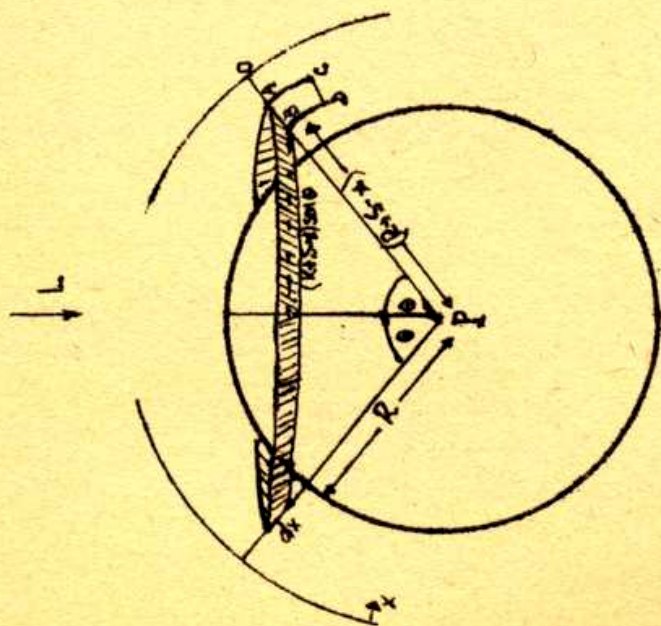


Figura Nº 1



$$\text{Área difusión} = 2\pi (R+S-A) \sin \theta \, ds$$



$$\text{Área convección} = 2\pi (R+S-A) \sin \theta \, dx$$

Figura No 2

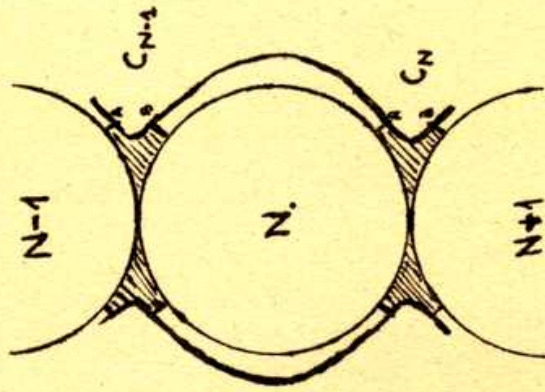


Figura №7

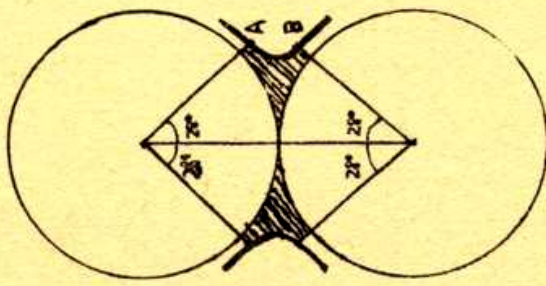


Figura №3

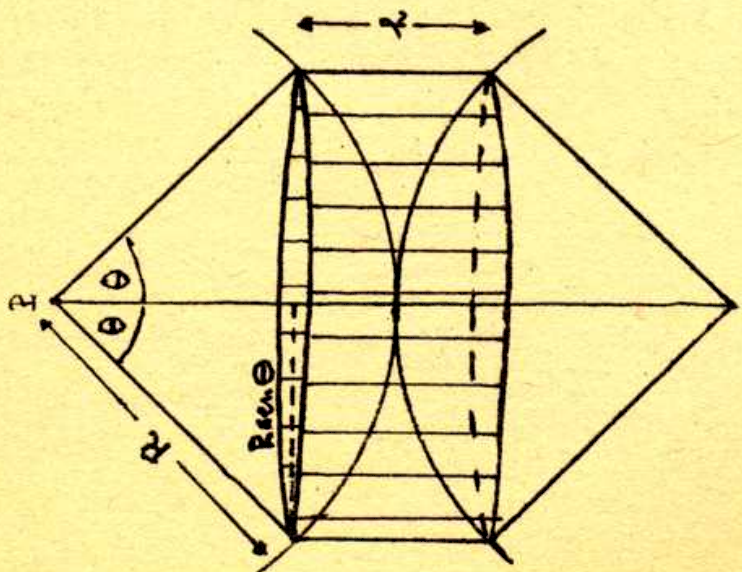
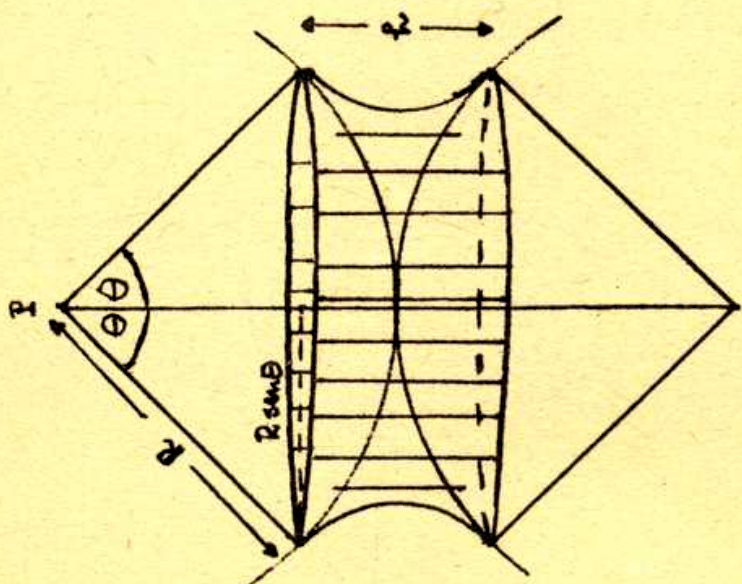
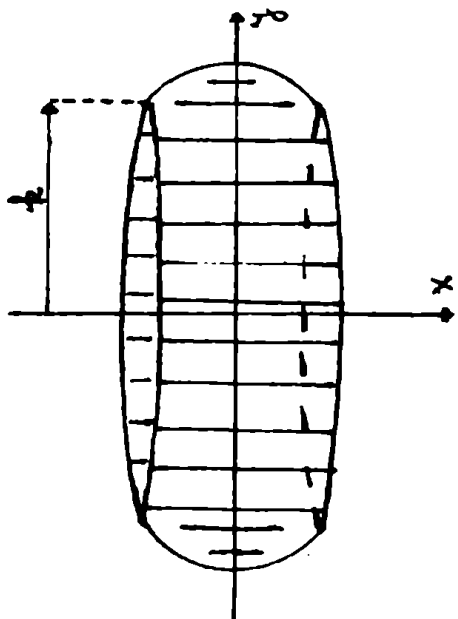
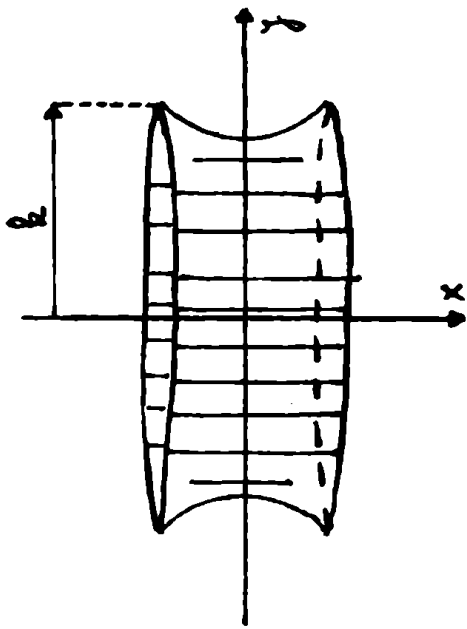


Figura Nº5

Figura Nº4



Ambas superficies de rotación alrededor del eje x son iguales. La de la izquierda puede calcularse matemáticamente con facilidad. La de la derecha corresponde al modelo del semicírculo.

Figura N°6

Comparación de la correlación con datos experimentales (Pasdig 9.5 in.)

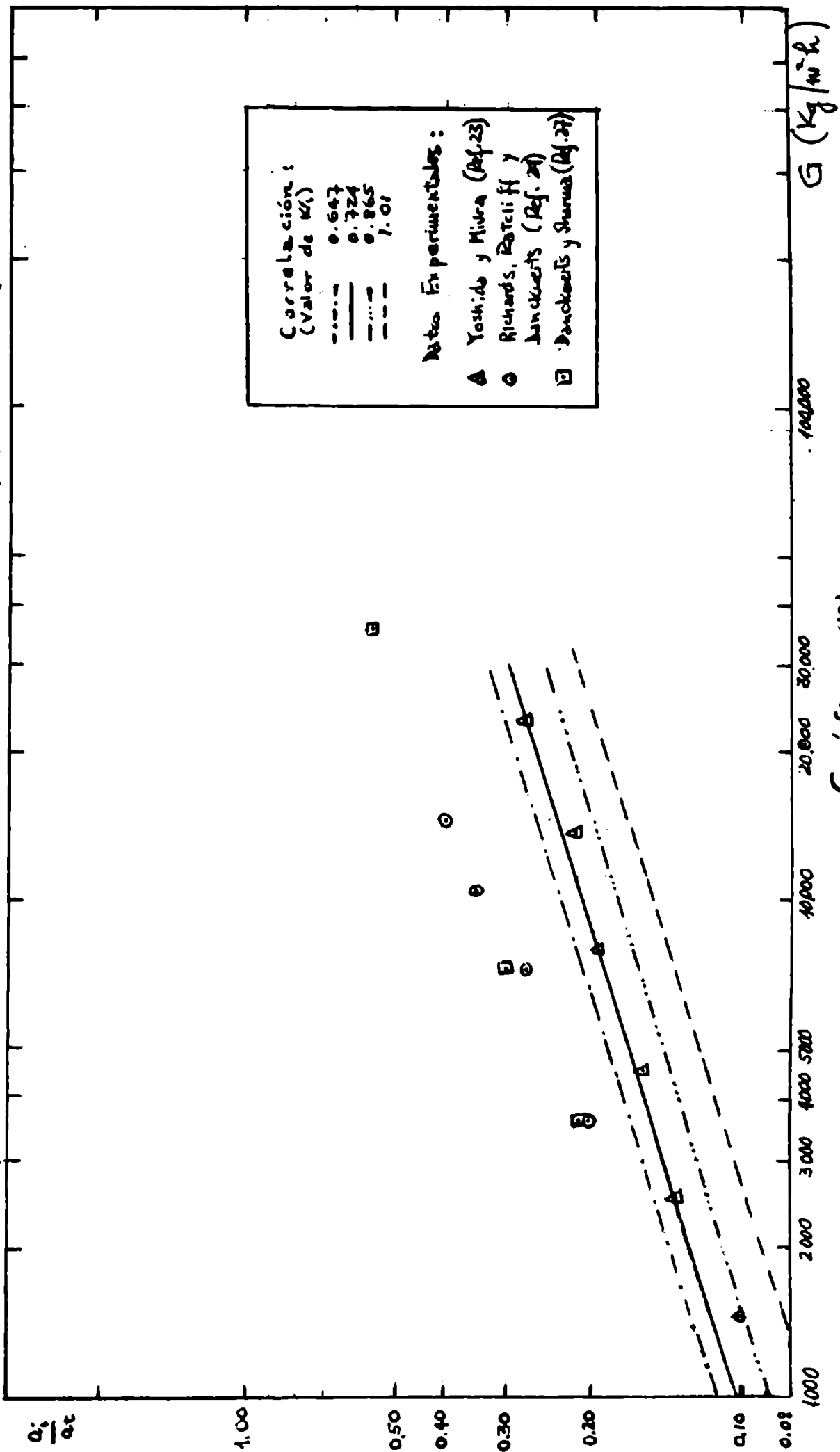


Gráfico Nº1

Comparación de la correlación con datos experimentales (Kashi: g 19, 1, 5in)

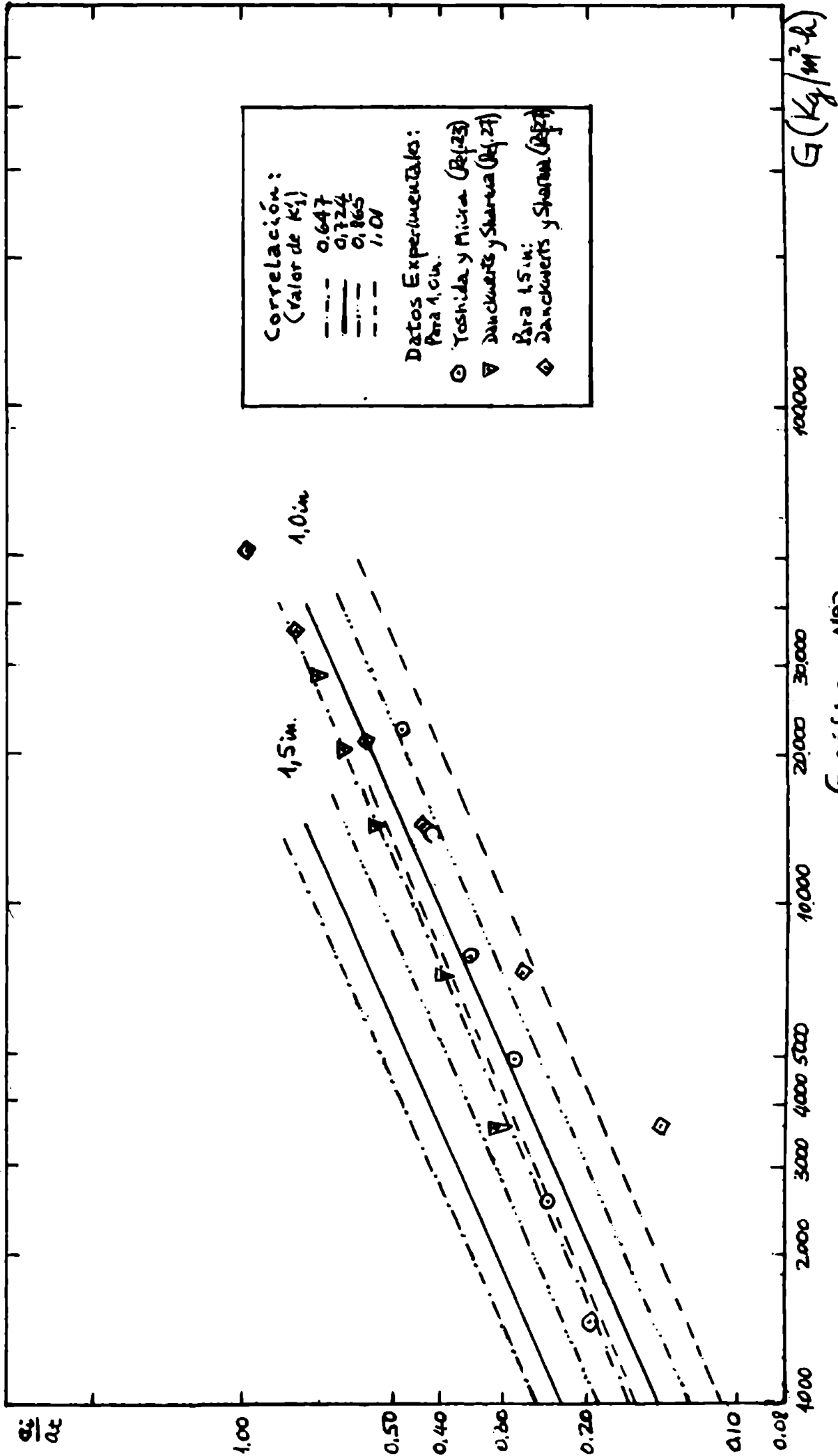


Gráfico Nº 2

Comparación de la correlación (ReL) con datos experimentales (Intalox).

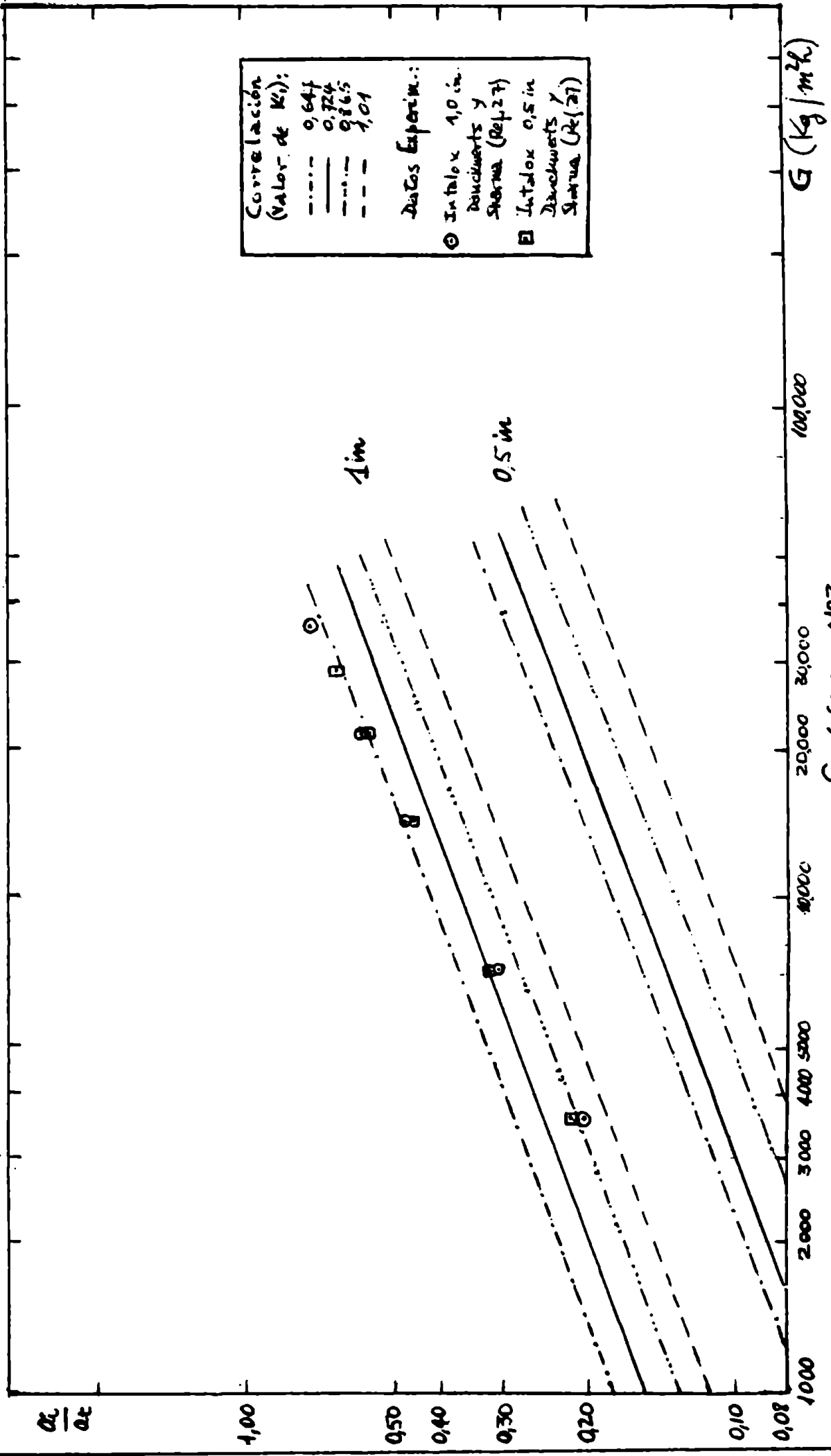
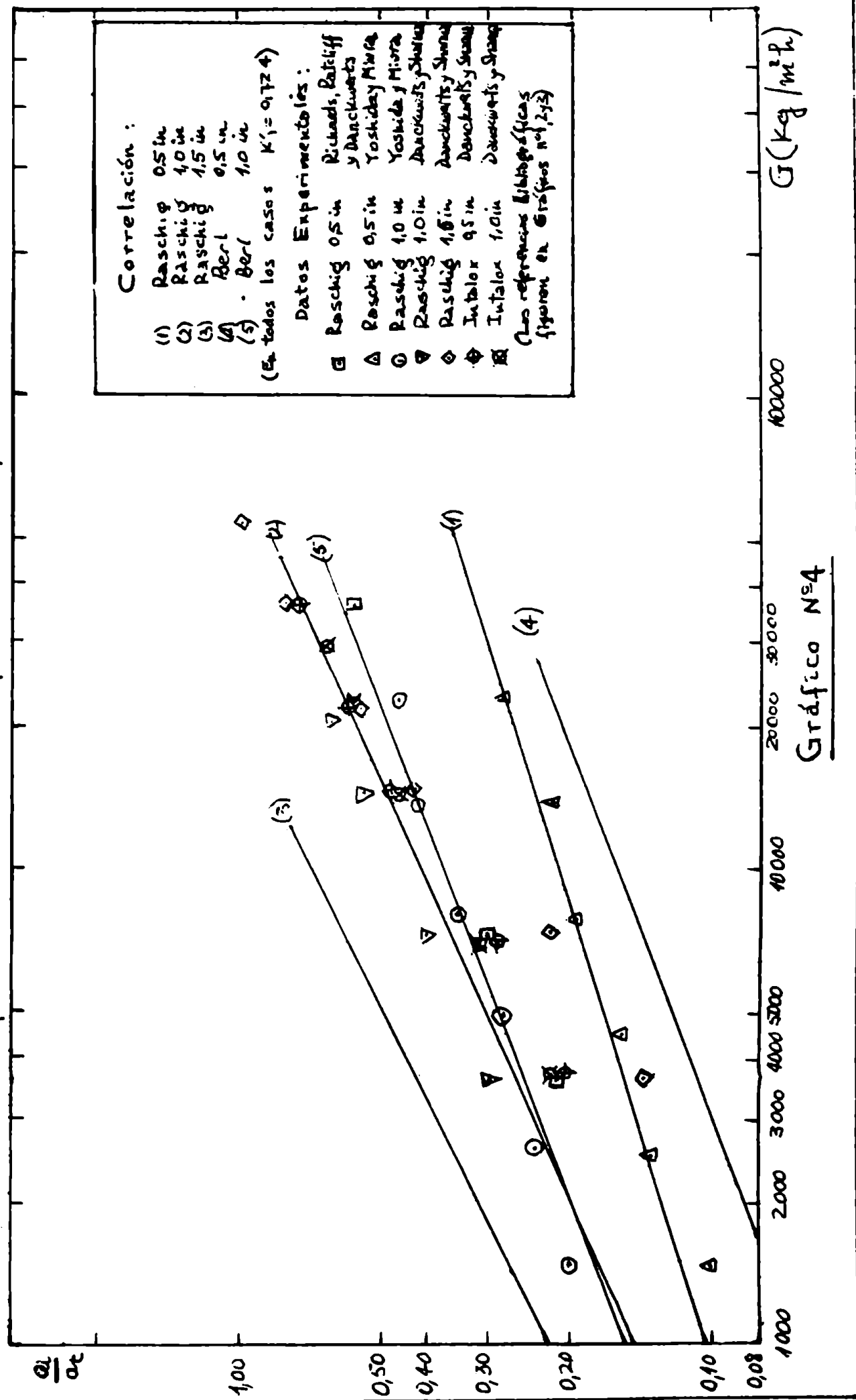


Gráfico N°3

Representación común para ambos tipos de relleno



ÁREA INTERFASIAL

Idem anterior pero con abscisa Re

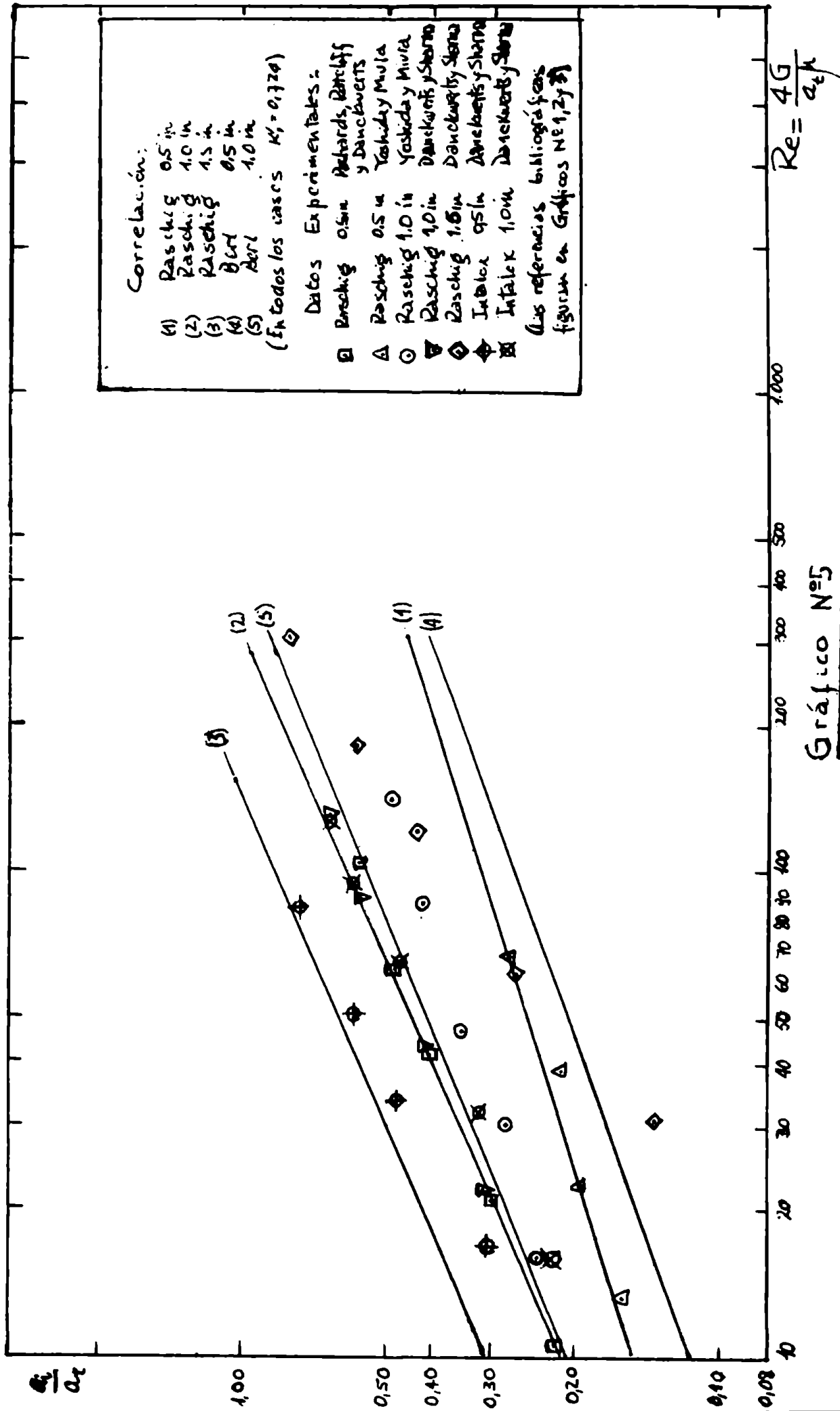


Gráfico N° 5

CURVAS k^* vs a^* PARA DISTINTOS MODELOS

REFERENCIAS	
(1) - - - -	Higbie
(2) - - - -	Dankwerts
(3) - - - -	Porter - V. y long. $a^* = 0.855 a^* t^2$
(4) - - - -	Porter - V. y long. $a^* = 1.38 a^* t^2$
(5) - - - -	Porter - Long. $a^* = 0.855 a^* t^2$
(6) - - - -	Porter - Rec. largos y lentos
(7) - - - -	Davidson - Long. $a^* = 0.855 a^* t^2$
(8) - - - -	Davidson - Long. y long. $a^* = 0.855 a^* t^2$ ($y = \frac{d}{2}$)
(9) - - - -	Gaussiana
(10) - - - -	Hiperbolica ($n = 3$)

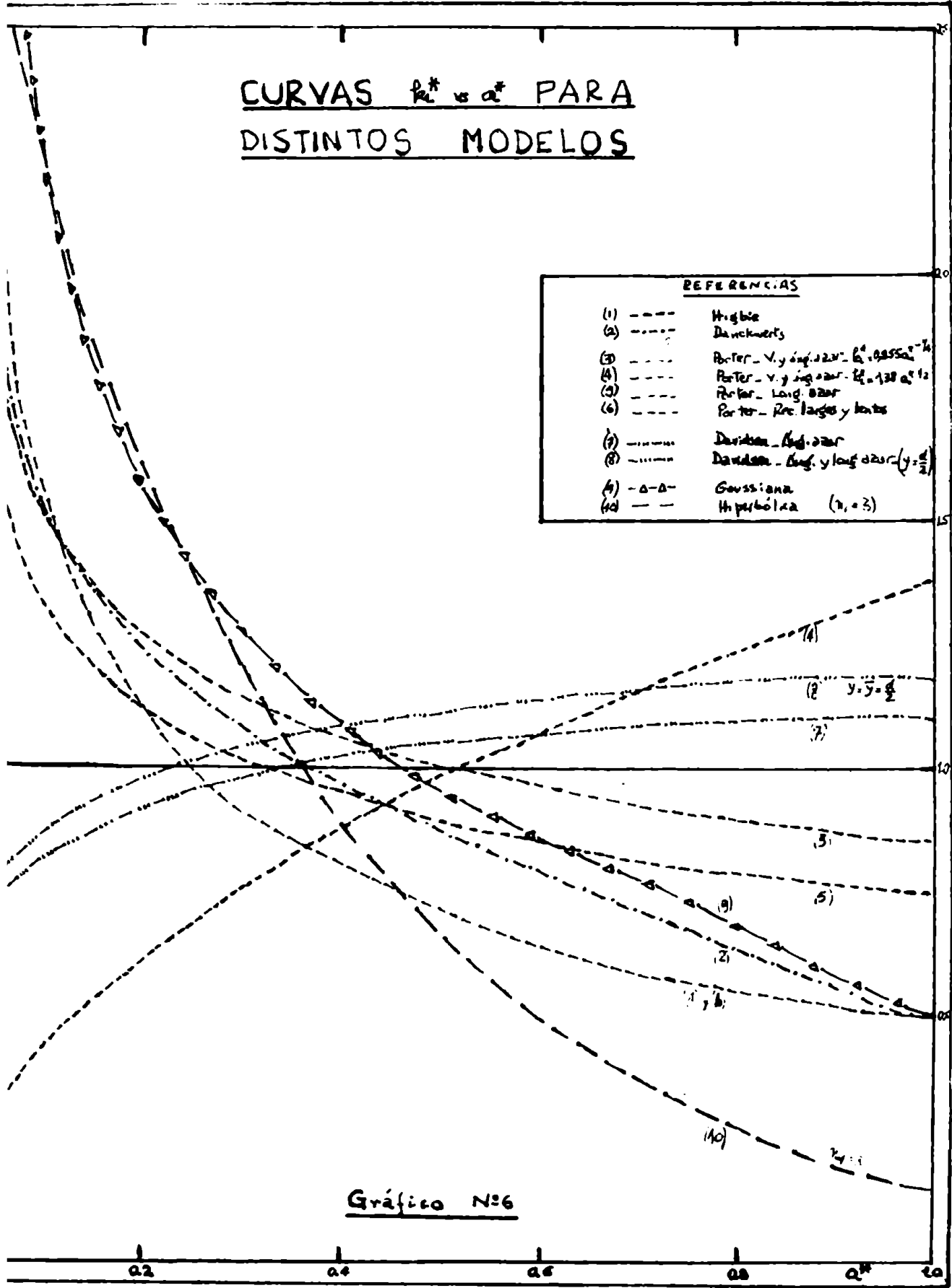


Gráfico N°6

VII - NOMENCLATURA.

a = área de relleno por unidad de volumen de torre (cm^{-1}).

a_{ef} = área efectiva de intercambio por unidad de volumen de torre (cm^{-1}).

a_i = área interfásica por unidad de volumen de torre (cm^{-1}).

a_n = coeficiente de la solución de la ecuación de difusión unidireccional, régimen laminar, para largos tiempos de contacto (adim.)

a_t = área total de relleno por unidad de volumen de torre (cm^{-1}).

a_w = área mojada de relleno por unidad de volumen de torre (cm^{-1}).

a' = fracción de área de intercambio respecto del área interfásica (adim.).

A = área; sección de la torre (cm^2).

A_i = área interfásica o área de intercambio (cm^2)

A' ; A'' = área lateral del cilindro; área de la zona esférica (cm^2).

b ; $b/2$ = ancho de las partículas de relleno de la torre (cm^2)

b_n ; b'_n = ídem a_n .

C_n = concentración del gas i en el líquido (mol/cm^3).

$C_{..0}$ = concentración inicial del gas .. en el líquido (mol/cm^3).

$C_{..f}$ = concentración final (porfil) del gas .. en el líquido (mol/cm^3).

$\bar{C}_{..f}$ = concentración media final del gas .. en el líquido (mol/cm^3)

$C_{..i}$ = concentración del gas .. en la interfase (mol/cm^3)

$C_{..N}$ = concentración del gas .. luego de la esfera N (mol/cm^3)

$(C_{..}-C_{..0})_{ml}$ = diferencia media logarítmica de concentraciones del gas .. (mol/cm^3)

C_{BL} = concentración del gas B en la fase líquida (mol/cm^3)

d = longitud característica de una partícula de relleno (cm)

d_c = diámetro de una columna rellena (cm)

$D_{..B}$ = difusividad del gas .. en el líquido B

$$\bar{D}_{aII} = \frac{(\text{cm}^2/\text{seg}) \cdot (k C_{BL} D_{..B})^{\frac{1}{2}}}{(k_L)_{ml}} = 2^\circ \text{ número de Damköhler (adim).}$$

$f_1(d)$ = coeficiente de la expresión general de la correlación para hallar Sh' en torres rellenas, absorción gas-líquido (adim).

$f_2(d)$ = exponente del Re en dicha correlación (adim)

$f(l)$ = función normalizada de distribución de tiempos de contacto expresada en función de la variable $(\bar{l})^{-1}$

$F; F_1$ = coeficientes de la correlación obtenida para área interfasial (cm)

g = aceleración de la gravedad (cm/seg²)

$g(l)$ = tiempo de contacto expresado según la variable l (seg)

G = velocidad másica del líquido en la torre (mol/cm².seg)

$G_a = \frac{gd^3\rho^2}{\mu^2} =$ número de Galileo (adim.)

h = altura (cm)

$h(t)$ = función normalizada de distribución de edades (seg⁻¹)

$H_L; H_Z$ = altura de una unidad de transferencia (cm)

$H(t_c)$ = función normalizada de distribución de tiempos de contacto (seg⁻¹)

k = constante de velocidad de reacción, 2do. orden

k_L = coeficiente de transferencia de masa (cm/seg)

\tilde{k}_L = coeficiente medio de transferencia de masa para una superficie (cm/seg)

$k'_L = k_L / \tilde{k}_L =$ coeficiente adimensional de transferencia de masa (adim.)

$(k_L a) =$ coeficiente volumétrico de transferencia de masa (seg^{-1})

$(k_L a)' =$ coeficiente volumétrico de transferencia de masa con reacción química (seg^{-1})

$(k_L)_{ml} =$ coeficiente medio de transferencia de masa basado en la diferencia media logarítmica de concentraciones (cm/sog.)

$K; k =$ constantes usadas en los modelos de Davidson ($\text{cm}^{-3}; \text{cm}^{-4}$)

$K_1; K'_1 =$ coeficiente de las correlaciones teóricas para obtener Sh (adim.)

$l =$ variable arbitraria según la cual puede expresarse t_c (l)

$L =$ flujo volumétrico del líquido B (cm^3/sog)

$M_{..t_c} =$ masa total transferida por unidad de área en el tiempo de contacto (mol/cm^2)

$n_1 =$ constante de vínculo entre edades y velocidad de renovación superficial, según distribución hipérbolica de t_c (adim.)

$1-n =$ exponente del Re en la correlación de Sherwood y Holloway. Toma un valor específico según tipo y tamaño de relleno (adim.)

- N = número total de elementos en un sistema (adim)
- $N_{..}$ = flujo local de materia del gas .. (mol/cm²seg)
- $\bar{N}_{..}$ = flujo medio de materia, del gas .. a través de un elemento de superficie (mol/cm²seg)
- $\tilde{N}_{..}$ = flujo medio de materia, del gas .. a través de una superficie (mol/cm²seg)
- N° = número de unidades de transferencia (adim)
- P = altura de los pasos de líquido en la unidad de volumen de torro, según modelos de Davidson (cm⁻²)
- R = radio de esfera, cilindro, columna, etc. (cm)
- Re = número de Reynolds. En cada caso ha sido definido específicamente (adim)
- s = velocidad de renovación superficial del líquido, según modelo de Danckwerts (seg⁻¹)
- $1-s$ = exponente del Sc en la correlación de Sherwood y Holloway. En todos los casos toma un valor aprox. constante (adim.)
- δ = espesor de la película líquida (cm)
- $Sc = \frac{\mu}{\rho D_{..B}}$ = número de Schmidt (adim.)
- Sh, Sh' = número de Sherwood. En cada caso ha sido definido específicamente (adim.)

t = tiempo, edad (seg)

t_c = tiempo de contacto (seg)

\bar{t}_c = Tiempo Medio de Contacto Equivalente (seg). Hay valores de t_c fijos que dependen de cada modelo (seg). Son: t_c' , $t_{c\text{mín}}$, $t_{c\text{máx}}$.

u = velocidad del líquido (cm/seg)

\bar{u} = velocidad media del líquido (cm/seg)

u_M = velocidad máxima en un modelo de Porter (cm/seg)

$u_{\text{máx}}$ = velocidad máxima del líquido (cm/seg)

u_S = velocidad superficial del líquido (cm/seg).

u_y = velocidad del líquido según la dirección y (cm/seg)

V = constante de un modelo de Porter (cm^2/seg)

V_T = volumen total de la torre (cm^3)

W = flujo másico absorbido (mol/seg)

X = coeficiente usado en los modelos de Porter (las unidades dependen de cada modelo)

y_M = longitud máxima de partícula en los modelos de Porter (cm)

Y = longitud total de transferencia en una columna (cm)

Y^i, Y^i_1, Y^i_2 = factores de corrección de área interfasial en rosario de esferas (adim.)

Z_1 = altura de un cilindro vertical equivalente en cuanto a absorción a una esfera aislada de radio R (cm).

Z_2 = altura de un cilindro vertical equivalente en cuanto a absorción a una esfera de radio R situada en un rosario de esferas (cm).

Z_N = altura de un cilindro vertical equivalente en cuanto a absorción a un rosario de N esferas (cm)

α = coeficiente de la correlación de Sherwood y Holloway (las unidades están dadas en el sistema l b.ft.hr. y dependen del valor de $1-n$ y $1-s$)

$\alpha = \frac{D_{AB} Y}{u s^2}$ = variable que se define en la solución de la ecuación de difusión unidireccional, régimen laminar, para largos tiempos de contacto (adim.)

$\alpha_N = Nd$ = variable definida para la solución de la ecuación de difusión unidireccional, régimen laminar, para largos tiempos de contacto, en un rosario de esferas sin mezclado (adim.)

θ = ángulo. En esferas y rosarios se ha tomado respecto de la vertical. En los modelos de Davidson, respecto de la horizontal (rad.)

θ_0, θ_2 = ángulos de comienzo y finalización del proceso de absorción gas-líquido en esferas aisladas y en rosarios (rad)

μ = viscosidad (g/cm seg)

ν = viscosidad cinemática (cm²/seg)

$\lambda = 3,1416\dots$

ρ = densidad (g/cm³)

σ = desviación standard de la distribución gaussiana de tiempos de contacto (seg)

Γ = flujo másico por unidad de perímetro mojado (g/cm seg)

$\Gamma(n)$ = función gamma

VIII - BIBLIOGRAFIA CONSULTADA

1. RONCO, J.J. : Apuntes del Curso de Transferencia de Materia (1966)
2. BIRD, R., STEWART, W.E., LIGHTFOOT, E.N.: "Transport Phenomena", J.Wiley (1963)
3. DAVIDSON, J.F., CULLEN, E.J.: Trans.Instr.Chem. Engrs., 35 (1957)
4. RATCLIFF, G.A., REID, K.J.: Trans.Instr.Chem. Engrs., 39, P.I. (1961).
5. DAVIDSON, J.F., CULLEN, E.J., HANSON, D., ROBERTS, D.: Trans.Instr.Chem. Engrs., 37, P.I. (1959).
6. RATCLIFF, G.A., REID, K.J.: Trans.Instr.Chem. Engrs., 39, P.II (1961).
7. DAVIDSON, J.F.: Trans.Instr. Chem. Engrs., 37, P.II (1959).
8. RATCLIFF, G.A., HOLDCROFT, J.G.: Chem. Eng. Sci. 15, 100 (1961)
9. MASON, G., CLARK, W.C.: Chem. Eng. Sci., 20, 859 (1965).
10. MASON, G., CLARK, W.C.: Brit. Chem. Eng., 10, 327 (1965)
11. DANCKWERTS, P.V.: Ind. Eng. Chem., 43, 1460 (1951)
12. SHERWOOD, T.K., PIGFORD, R.L.: "Absorption and Extraction", Mc.Graw Hill, N.Y. (1952)

13. PORTER, K.E.: Trans.Instn.Chem. Engrs., 44,
T 25 (1966).
14. ASTARITA, G., BEEK, W.J.: Chem.Eng.Sci.,17,
665 (1962).
15. DUNCKWERTS, P.V.: A.I.Ch.E.J., 1, N° 4, 456 (1953)
16. HIKITA, H.: "Mass transfer coefficients and
contacting efficiency between
two phases"Paper presented at the
25th anniversary congress (1961).
17. SHERWOOD, T.K., HOLLOWAY, F.A.L.: Trans.Im.
Inst. Chem. Eng., 35, 21 (1940).
18. SHERWOOD, T.K., HOLLOWAY, F.A.L.: Trans.Im.
Inst.Chem. Eng., 35, 39 (1940).
19. YOSHIDA, F., KOYANAGI, T.: A.I.Ch.E.J.,8, N° 3,
309 (1962).
20. ONDA, K., SADA, E. MURASE, Y.: A.I.Ch.E.J., 5, N° 2,
235 (1959).
21. ONDA, K., SADA, E., NIDO, C., TANAKA, A.: Kagaku
Kōgaku, 1, N° 1 (1963).
22. YOSHIDA, F., KOYANAGI, T.: Ind.Eng.Chem. 50,
365 (1958).
23. YOSHIDA, F., MIURA, Y.: A.I.Ch.E.J., 9, N° 3,
331 (1963).
24. PORTER, K.E.: Trans.Instn.Chem. Engrs.,41, 320
(1963).
25. NORMAN, W.S., SIMMONS, F.Y.Y.: Trans.Instn.Chem.
Engrs., 41, 109, P.I, II y III
(1963).

26. NORMAN, W.S.: "Absorption, Distillation and Cooling Towers", J.Wiley (1961)
27. DANCKWERTS, P.V., SHARMA, M.M.: The Chem.Eng., N° 202 (1966).
28. DANCKWERTS, P.V., GILLEM, A.J.: Trans.Instn. Chem.Engrs., 44, N° 2 (1966)
29. RICHARDS, G.M., RATCLIFF, G.A., DANCKWERTS, P.V.: Chem.Eng.Sci., 19, 325 (1964)
30. DANCKWERTS, P.V., KENNEDY, A.M., ROBERTS, D.: Chem. Eng.Sci, 18 (1963).
31. HARRITY, T.J.: I.Ch.E.J., 2, N° 3, 359 (1956)
32. KLINKENBERG, A., SJENITZER, F.: Chem. Eng.Sci, 5, 258 (1956).

IX - I N D I C E

	<u>Pág.</u>
Nota preliminar	3
I-INTRODUCCION	
.I.1.Absorción física en un medio semiin- finito (geometría plana)	5
I.1.1.Fase líquida en reposo	5
I.1.2.Fase líquida en movimiento	7
I.1.2.1.Ejemplo: movimiento en régimen lami- nar	7
I.2.Absorción en películas líquidas en movimiento (geometría plana)	10
I.2.1.Cortos tiempos de contacto	11
I.2.1.1.Cálculo del coeficiente medio de transferencia	12
I.2.2.Largos tiempos de contacto	13
I.2.2.1.Cálculo del coeficiente medio de transferencia	15
I.3.Absorción en películas líquidas en movimiento (geometría esférica)	18
I.3.1.Cortos tiempos de contacto	19
I.3.1.1.Cálculo del coeficiente medio de transferencia	20
I.3.2.Largos tiempos de contacto	21
I.3.3.Cálculo de la forma adimensional del coeficiente medio de transferencia para largos y cortos tiempos de con- tacto	22
I.4.Absorción física en un rosario de es- feras irrigadas	23

I.5. Objeto de esta Introducción	25
II. EL PROBLEMA DEL AREA INTERFASIAL EN EL DISEÑO DE COLUMNAS RELLENAS	
II.1. Estudio de áreas para un rosario de esferas irrigadas	26
II.1.1. Caso del cilindro	26
II.1.2. Caso de la semicircunferencia	27
II.1.3. Conclusiones del estudio de áreas ..	29
II.2. Cálculo del coeficiente medio de transferencia	30
II.2.1. No hay mezclado entre las esferas...	30
II.2.1.1. Cortos tiempos de contacto	31
II.2.1.2. Largos tiempos de contacto	32
II.2.2. Hay mezclado total entre las esferas	32
II.2.2.1. Cortos tiempos de contacto	33
II.2.2.2. Largos tiempos de contacto	34
II.3. Algunas consideraciones sobre sistemas esféricos	35
II.4. Absorción física en torres rellenas	
Los modelos de Davidson	37
II.4.1. Modelo de superficies verticales ..	37
II.4.2. Modelo de ángulos al azar	39
II.4.3. Modelo de longitudes al azar y ángulos al azar	40
II.5. El problema del área interfásial ..	42
II.5.1. Deficiones y aclaraciones	45
II.5.2. Correlaciones empíricas y expresiones teóricas. El exponente del Re .	47

II.5.3.Obtención de una correlación para área interfásial	49
II.5.4.Cálculo de la correlación	51
II.5.5.Verificación de la correlación ob- tenida para área interfásial	52
II.5.5.1.Método experimental aceptado	53
II.5.5.2.Cálculo a_i/a_t vs. G. Discusión de los gráficos	54
II.5.6.Adimensionalización de la correla- ción de Sherwood y holloway	56
II.6.Contribuciones fundamentales de un estudio de área interfásial. Conclu- siones	58
II.6.1.Aclaración de conceptos y métodos relativamente confusos en la biblio- grafía	58
II.6.2.Verificación de las expresiones pa- ra calcular el coeficiente medio de transferencia	59
II.6.3.Proyecciones al diseño con reacción química	59
III.ANALISIS DE DISTRIBUCION DE TIEMPOS DE CONTACTO PARA DISTINTOS MODELOS.	
III.1.Presentación. Teorías para sistemas en movimiento turbulento	61
III.1.1.Modelo de Higbie	64
III.1.2.Definición del Tiempo Medio de Con- tacto Equivalente (al de Higbie)...	64
III.1.3.Modelo de Danckwerts	66
III.1.4.Modelos de Porter	67
III.1.4.1.Modelo de velocidades al azar y lon- gitudes al azar	67
III.1.4.2.Modelo de longitudes al azar	68

III.1.4.3. Modelo de recorridos de flujo largos y lentos.....	69
III.2. Desarrollos previos	71
III.2.1. Demostración de la fórmula de distribución de t_c para el modelo de Higbie	71
III.2.2. Generalización del concepto del Tiempo Medio de Contacto Equivalente ..	72
III.3. Otras distribuciones de tiempos de contacto	73
III.3.1. Modelos de Davidson como modelos de distribución de tiempos de contacto	73
III.3.1.1. Modelo de ángulos al azar	74
III.3.1.2. Modelo de longitudes al azar y ángulos al azar	75
III.3.2. Modelos propuestos	76
III.3.2.1. Distribución gaussiana	76
III.3.2.2. Distribución hiperbólica	77
III.3.2.3. Distribuciones potenciales	79
III.4. Aplicación de modelos de distribución a torres rellenas	80
III.5. Obtención de k'_L vs. a' para todos los modelos	81
III.5.1. Modelo de Higbie	81
III.5.2. Modelo de Danckwerts	82
III.5.3. Los otros modelos	82
III.6. Contribuciones fundamentales del análisis de distribuciones de tiempos de contacto. Conclusiones	83

III.6.1. Estudio sistemático-comparativo de modelos de distribución de t_c	83
III.6.2. Demostración de la fórmula de distribución de t_c para el modelo de Higbie y generalización del concepto de Tiempo Medio de Contacto Equivalente ..	84
III.6.3. Proposición de nuevos modelos de distribución de t_c	84
III.6.4. Método general para hallar k'_L vs. a'	85

IV. T A B L A S

Tabla I	86
Table II	86
Tabla III	87

V. F I G U R A S

Figura 1	88
Figura 2	89
Figuras 3 y 7	90
Figura 4	91
Figura 5	91
Figura 6	92

VI. G R A F I C O S

Gráficoos Nº 1: Area interfasial. Comparación de la correlación con datos experimentales (Raschig 0.5 in)	93
Gráfico Nº 2: Area interfasial. Comparación de la correlación con datos experimentales (Raschig 1.0 y 1.5 in)	94

Gráfico N° 3: Area interfásial. Comparación de la correlación (calculada para Berl) con datos experimentales (monturas Intalox)	95
Gráfico N° 4: Representación común para ambos tipos de relleno	96
Gráfico N° 5: Idem anterior pero con abscisa Re	97
Gráfico N° 6: Curvas k_L' vs. a' para distintos modelos	98
VII - NOMENCLATURA	99
VIII- BIBLIOGRAFIA CONSULTADA	107