

01.57.03

C.N.E.A. Biblioteca

ARCHIVO PUBLICACIONES

Nº

1

AÑO

1957

NO SE PRESTA

REPUBLICA ARGENTINA

PUBLICACIONES

DE LA

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA

Serie de Publicaciones Internas

Nº 12

PROCESO DE DIFUSION GASEOSA A CONTRACORRIENTE

por Juan A. McMillan

Este trabajo fue publicado en Zeitschrift für
Naturforschung. Band 11a, Heft 4, 1956

BUENOS AIRES

1957

PROCESO DE DIFUSION GASEOSA A CONTRACORRIENTE

Juan A. McMillan

Se propone un dispositivo experimental para la obtención de una contracorriente de difusión gaseosa. Se desarrolla la teoría de la separación en equilibrio en el caso de una mezcla isotópica binaria sobre la base del transporte longitudinal y los transportes transversales total y de isótopo deseado. Se da la solución para cualquier abundancia relativa.

La figura 1 muestra el dispositivo experimental en el que se puede obtener una contracorriente de difusión gaseosa. P es una bomba y M una pared porosa. La longitud h determina el radio de presiones ξ para cada valor de la velocidad $v_h(z = h)$. A continuación se detalla la notación:

- N = fracción molar de moléculas livianas,
- $1 - N_h$ = fracción molar de moléculas pesadas,
- N_o = fracción molar de moléculas livianas en $z = h$,
- N = fracción molar de moléculas livianas en $z = o$,
- δ = densidad del gas,
- p = presión del gas,
- v = velocidad del gas,
- w = espesor de las cámaras,
- C = sección de las cámaras,
- c_1 = velocidad térmica media de las moléculas livianas,
- c_2 = velocidad térmica media de las moléculas pesadas,
- $c = Nc_1 + (1 - N) C_2$ = velocidad térmica media de las moléculas de un gas de fracción molar liviana N_2 ,
- D = coeficiente de autodifusión,
- χ = superficie libre específica de la pared porosa,
- h = longitud total de la contracorriente,
- $\nabla = \partial / \partial z$

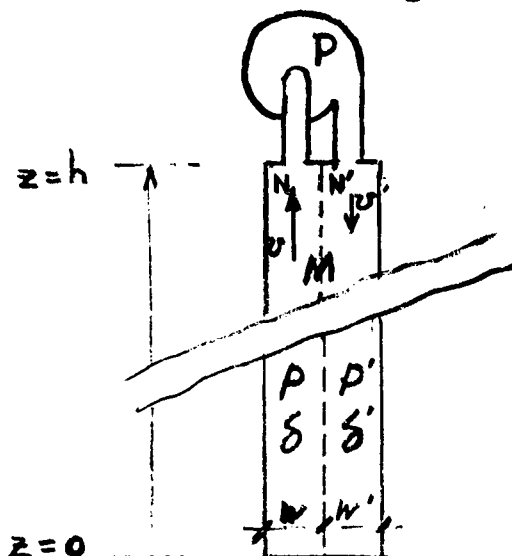


Fig. 1 - Dispositivo para difusión gaseosa a contracorriente.

Estudiaremos el caso de un aparato con un extremo conectado a una bomba y otro cerrado. Por razones de simplicidad, consideraremos un aparato de ancho $y = 1$, siendo x la coordenada correspondiente al espesor w .

Transporte a lo largo del tubo

En equilibrio, el transporte de moléculas deseadas, supongamos las livianas de una mezcla binaria, a lo largo del tubo, debe ser nulo. De hecho, hay dos transportes opuestos, uno debido a la contracorriente (φ_v) y otro a la difusión ordinaria (φ_D), que son respectivamente

$$\varphi_v = \delta (v \delta N + \delta' v' N') \quad (1)$$

$$\varphi_D = \sigma (\delta D \nabla N + \delta' D' \nabla N') \quad (2)$$

Ahora, teniendo en cuenta que

$$\delta v + \delta' v' = 0 \quad \delta p' = \delta' p \quad \delta D = \delta' D' \quad (3)$$

y que en todas partes $\nabla N = \nabla N'$, llegamos a

$$v \Delta N - 2 D \nabla N = 0 \quad (4)$$

donde

$$\Delta N = N - N' \quad (5)$$

Transporte transversal total

La difusión gaseosa a contracorriente es más sensible a la longitud que una contracorriente convencional. Debe recordarse a este respecto que en una contracorriente convencional no hay transporte transversal total, mientras que en una de difusión gaseosa el transporte transversal total es diferente de cero. Más aún, en este último caso, este transporte es aún mayor que el transporte transversal de isótopo deseado. En consecuencia, la velocidad de cada corriente es función de z . Consideremos la velocidad del gas en la cámara de presión baja. La variación ∇v se debe al flujo total de material por unidad de longitud de columna por segundo. Por lo tanto, si no hay flujo viscoso a través de la pared porosa,

$$\omega \delta \nabla v = \kappa c (\delta' - \delta) \quad (6)$$

en donde κ es una cantidad adimensional que caracteriza a la pared porosa.

Puesto que $v_z = 0$, la velocidad resulta entonces

$$v = (\kappa c / \omega) (\xi - 1) z = \nabla v \cdot z \quad (7)$$

donde $\xi = p'/p$.

Haciendo $z = h$, se obtiene obviamente,

$$v_h = (\kappa c / \omega) (\xi - 1) h \quad (8)$$

que da la relación entre ξ , h y v_h .

Transporte transversal de moléculas deseadas.

Los efectos que tienden a variar el valor de ΔN deben anularse. Tales efectos son dos, el cambio en concentración debido a la contracorriente y el debido a la difusión gaseosa propiamente dicha. Sea ψ el transporte transversal por unidad de superficie y unidad de longi-

tud de pared porosa y por segundo. Para la cámara de presión baja el cambio de concentración por unidad de longitud y por segundo es

$$\delta w [\nabla(vN) - D \nabla^2 N] \quad (9)$$

Tenemos entonces

$$\psi - \delta w [\nabla(vN) - D \nabla^2 N] = 0 \quad (10)$$

El transporte ψ aparece como consecuencia de dos transportes: ψ_+ , debido a la difusión desde la cámara a presión alta, y ψ_- , debido a la difusión desde la cámara de presión baja, y que son respectivamente

$$\psi_+ = \kappa c_1 \delta N, \quad \psi_- = \kappa c_1 \delta N \quad (11), (12)$$

Substituyendo las 11 y 12 en la 10 y despreciando $\nabla^2 N$, se obtiene

$$(\kappa c_1 / w) [N(\xi - 1) - \xi \Delta N] v \nabla N + N \nabla v \quad (13)$$

Consecuencias de las ecuaciones de transporte

Si se elimina ΔN entre las 4 y 13 se obtiene

$$N \frac{c_1 - c}{c} \nabla v = \left[v + \frac{2\kappa c_1}{wv} \xi D \right] \nabla N \quad (14)$$

donde hemos ya supuesto $D \nabla^2 N \simeq 0$, puesto que en realidad es mucho menor que $\nabla(vN)$.

Ahora, puesto que de la definición de c resulta

$$c_1 - c = (1 - N) \Delta c$$

donde $\Delta c = c_1 - c_2$, la ecuación 14 se transforma en

$$N(1 - N) \frac{\Delta c}{c} \nabla v = \left[v + \frac{2\kappa c_1}{wv} \xi D \right] \nabla N \quad (15)$$

que conduce a

$$\ln \frac{N}{1-N} = \frac{\Delta c}{c} \frac{v \nabla v}{\Omega} dz \quad (16)$$

siendo

$$\Omega = v^2 + 2 (\kappa c_1 / \omega) \xi D \quad (17)$$

La solución de la 16 es

$$\ln \frac{N}{1-N} = \frac{\Delta c}{2c} \ln \Omega + C \quad (18)$$

que da un factor de separación

$$q = \frac{N_h (1 - N_0)}{N_0 (1 - N_h)} = \left[1 + \frac{v_h^2}{B} \right]^{\Delta c / 2c} \quad (19)$$

donde

$$B = 2 (\kappa c_1 / \omega) \xi D \ll v_h \quad (20)$$

La ecuación 19 también puede escribirse en función de ξ y h , ($c_1 \sim c$), como sigue

$$q = \left| 1 + \frac{\kappa c (\xi - 1)^2 h^2}{2 \omega \xi D} \right|^{\Delta c / 2c} \quad (21)$$

Si se aplica la ecuación 19 a mezclas isotópicas, una buena aproximación es

$$\Delta c / c \cong \ln \alpha \quad (22)$$

siendo q el factor de separación unitario.

De la 19 resulta en este caso un número equivalente n de procesos unitarios

$$n = \frac{1}{2} \ln \left[1 + \frac{\kappa c (\xi - 1)^2 h^2}{2 \omega \xi D} \right] \quad (23)$$

Discusión de los resultados

Para la interpretación de los resultados, consideraremos ahora la separación de una mezcla isotópica pesada, tratada a través de una pared porosa de $\kappa \sim 10^{-3}$, en un aparato de $h \sim 1$ m y $w \sim 1$ cm., con una relación de presiones $\xi = 10$. Las velocidades térmicas son de orden 10^4 cm/seg. En tal caso, el valor de n resulta de alrededor de 7. Debe notarse que el concepto de altura equivalente a un proceso unitario pierde su significado habitual. En efecto, un aumento de h conduce a un aumento cada vez menor del factor de separación. Por ejemplo, n vale 8 para $h=3$ m, 9 para 10 m, y sólo 11 para 100 m!

Si se hiciera un aparato de laboratorio de 3 m de longitud y se separa, por ejemplo, $^{36}\text{A} = ^{40}\text{A}$, para el cual $\alpha = 1.05$, el factor alcanzado sería 1.48.

Obviamente, será posible ajustar al aparato para producción. En este caso, naturalmente, el factor alcanzado será menor.