

FLUJOS TURBULENTOS DE MOMENTO Y CALOR EN CONDICIONES
ATMOSFERICAS ESTABLES

Nicolás A. Mazzeo (*), Angélica S. Goldberg, Alicia B. de Garín,
María E. Guichandut y Jesús M. Gardiol
Departamento de Meteorología
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

RESUMEN

La aplicación de la hipótesis de Monin-Obukhov constituye la base fundamental de los estudios de las características de la turbulencia en la capa de superficie de la atmósfera. En este trabajo se realiza la aplicación de dicha hipótesis con el objeto de obtener la componente vertical del flujo de momento y el flujo vertical de calor. A tal efecto, se utilizan los datos observacionales durante condiciones atmosféricas estables del Project Prairie Grass efectuado en O'Neill, Nebraska (EEUU) durante 1958. La comparación de las magnitudes de los flujos obtenidos con los medidos o calculados por otros métodos permite establecer la bondad de este procedimiento.

ABSTRACT

The application of M. Obukhov's hypothesis constitutes the main basis of the studies concerning the characteristics of turbulence in the atmospheric surface layer. The mentioned hypothesis application is performed in the present paper in order to obtain the vertical component of the momentum flux and heat fluxes. For this purpose, we use the observational information obtained in stable atmospheric conditions of the Project Prairie Grass carried out in O'Neill, Nebraska (USA) in 1958. The comparison between the obtained flux magnitudes and those measured or calculated by other methods allows us to establish the goodness, of this process.

(*) Miembro de la Carrera del Investigador Científico del CONICET.

INTRODUCCION

El principal objetivo del estudio de la turbulencia que se desarrolla en la capa de superficie de la atmósfera consiste en la obtención de expresiones destinadas a cuantificar los flujos verticales de momento, de calor y de vapor de agua. Debido a la complejidad de los procesos turbulentos, sólo se han desarrollado relaciones semiempíricas para la estimación de esos flujos, que pueden ser agrupados en dos clases:

- expresiones que utilizan el coeficiente de transporte turbulento K (también denominado coeficiente de difusión turbulenta, difusividad turbulenta o coeficiente de intercambio turbulento). Por ejemplo: la componente vertical del flujo turbulento de momento (F_M) puede ser expresada mediante la siguiente relación:

$$F_M = - \rho_m K \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (1)$$

donde ρ_m es la densidad del aire,
 \bar{u} es la velocidad del viento,
 z es el eje vertical.

- expresiones que involucran el coeficiente de transporte en forma integrada o "volumétrica". En lugar de la derivada incluida en la expresión (1) se utilizan diferencias finitas que determinan que el flujo sea proporcional a la diferencia espacial de los valores de la propiedad para ser transportada desde la superficie al flujo libre. Un ejemplo de ello, lo constituye el coeficiente de rozamiento o coeficiente de transporte "volumétrico" de momento (D_M). De esa forma la ecuación (1) puede ser reemplazada por la siguiente expresión:

$$F_M = - \rho_m D_M \bar{u}^2 \quad (2)$$

En este caso $D_M \bar{u}$ constituye un coeficiente dimensional y la diferencia de momento desde la superficie es $\rho_m \bar{u}$. El coeficiente de rozamiento fue introducido por conveniencias dimensionales. La principal dificultad de la expresión (2) consiste en que en la mayoría de los casos, \bar{u} es función de la altura y por ello el coeficiente $D_M \bar{u}$ varía verticalmente. La introducción del coeficiente de transporte es especialmente útil en problemas de ingeniería. Ambos, el coeficiente de transporte turbulento (K) y el coeficiente

te de transporte "volumétrico" (D_M) son introducidos por analogía con los procesos moleculares.

En general, se puede suponer que el flujo de una cantidad S puede ser expresado de las siguientes formas:

$$F_s = - \rho_m k_s \nabla S$$

$$F_s = \int_m D_s \bar{\mu} (S_o - S_\infty)$$

donde los subíndices "o" y "∞" se refieren a la superficie y al ambiente respectivamente.

Los coeficientes k_s y D_s absorben las complejidades de la turbulencia y es posible encontrar formas funcionales empíricas apropiadas para diferentes condiciones de estabilidad atmosférica.

De esa manera, conociendo la estructura de la capa límite de superficie, el problema principal consiste en determinar los flujos verticales turbulentos de diferentes propiedades. Uno de los procedimientos consiste en obtener los flujos turbulentos de momento, calor y vapor de agua, conociendo los perfiles verticales de viento, temperatura y humedad del aire.

2. LA CAPA LIMITE ATMOSFERICA

La acción combinada de la fricción turbulenta y de la fuerza de Coriolis originan la formación, cerca de la superficie terrestre, de la capa límite atmosférica. Esta capa puede ser considerada similar a la capa límite turbulenta de un fluido rotante y térmicamente estratificado.

La parte más baja de esta capa, en la que se observan sólo pequeñas variaciones con la altura de los flujos verticales de calor y de vapor de agua y de la componente vertical del flujo de momento, se denomina capa de superficie. En otras palabras, la capa de superficie es la región inferior de la capa límite atmosférica en la que se desprecia la acción de la fuerza de Coriolis. Su espesor es variable y del orden de decenas de metros. El efecto de la estratificación de la densidad sobre la turbulencia en la capa límite atmosférica decrece con la cercanía de la superficie terrestre y se puede imaginar la existencia de una subcapa en que se desprecia la influencia de la estratificación térmica. Esta subcapa se denomina subcapa dinámica y en ella todos los parámetros dinámicos están determinados por dos variables: la viscosidad cinemática (ν) y la velocidad de fricción (u_{*o}).

Por encima de la subcapa dinámica, el calor y la humedad no pueden ser tratados como sustancias pasivas y el número de parámetros que determinan el régimen turbulento será mayor que el que corresponde a aquella. Aparece el empuje, representado por $\beta = g/T_m$, donde g es la aceleración de la gravedad y T_m es la temperatura media de la capa. Por lo tanto, se puede aceptar la siguiente hipótesis de la semejanza (Monin y Yaglom, 1979; Mazzeo, 1980 b): en la capa de superficie con $z \gg (\nu/u_{*0}) = h_g$, las leyes que gobiernan los cambios de las características estadísticas de los campos hidrodinámicos determinados por las componentes de la turbulencia dependen de cuatro parámetros: u_{*0} , β , $H_3/C_p \rho_m$, $E_3/C_p \rho_m$, donde H_3 y E_3 son los flujos turbulentos verticales de calor y vapor de agua y C_p es el calor específico a presión constante. En esta capa se puede usar u_{*0} como escala de velocidades, y $T_{*0} = -H_3/k \rho_m u_{*0}$ y $q_{*0} = -E_3/k \rho_m u_{*0}$ como escala de temperatura y de humedad, donde k es la constante de von Kármán.

Sin embargo, es necesario definir una escala característica, con referencia a la variable z :

$$L_0 = - \frac{C_p \rho_m u_{*0}^3}{k \beta H_3}$$

El signo de L_0 es elegido tal que, $L_0 < 0$ para condiciones inestables, $L_0 > 0$ para condiciones estables y $L_0 = \infty$ para condiciones neutras.

Utilizando la hipótesis de la semejanza (Mazzeo, 1980a) y L_0 , u_{*0} , T_{*0} y q_{*0} se encuentran las siguientes funciones adimensionales de $\bar{z} = z/L_0$:

$$\begin{aligned} \frac{kz}{u_{*0}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{z}} &= \phi_M(\bar{z}) \\ \frac{z}{T_{*0}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{z}} &= \phi_H(\bar{z}) \\ \frac{z}{q_{*0}} \frac{\partial \bar{q}}{\partial \bar{z}} &= \phi_E(\bar{z}) \end{aligned} \quad (3)$$

donde $\phi_M(\bar{z})$, $\phi_H(\bar{z})$ y $\phi_E(\bar{z})$ son funciones universales adimensionales.

Integrando estas funciones (Haugen, D.A., 1973) se obtienen:

$$\begin{aligned}
 \bar{u}(z) &= \frac{u_{r0}}{k} \int_{z_0}^z \frac{\phi_M(z)}{z} dz \\
 \bar{T}(z) - \bar{T}(z_T) &= T_{r0} \int_{z_T}^z \frac{\phi_H(z)}{z} dz \\
 \bar{q}(z) - \bar{q}(z_V) &= q_{r0} \int_{z_V}^z \frac{\phi_V(z)}{z} dz
 \end{aligned} \tag{4}$$

donde z_0 , z_T y z_V son las longitudes de rugosidad para el momento, el calor y el vapor de agua respectivamente.

Adicionalmente (Haugen, 1973):

$$\begin{aligned}
 \alpha_T(z) &= \frac{k_H(z)}{k_M(z)} = \frac{\phi_M(z)}{\phi_H(z)} \\
 \alpha_E(z) &= \frac{k_E(z)}{k_M(z)} = \frac{\phi_M(z)}{\phi_E(z)}
 \end{aligned} \tag{5}$$

donde k_M , k_H y k_E son los coeficientes de transporte turbulentos para el momento, el calor y el vapor de agua respectivamente y están definidos por las siguientes relaciones:

$$k_M = - \frac{\overline{w'w'}}{\partial \bar{u} / \partial z} \quad k_H = - \frac{\overline{w'T'}}{\partial \bar{T} / \partial z} \quad k_E = - \frac{\overline{w'q'}}{\partial \bar{q} / \partial z} \tag{6}$$

donde: \bar{q} es la humedad específica media del aire.

w' , T' , q' son las fluctuaciones turbulentas de la velocidad vertical, de la temperatura y de la humedad específica del aire, respectivamente.

3. FLUJOS TURBULENTOS

Un método que permite determinar la componente vertical del flujo turbulento de momento y del flujo vertical de calor consiste en la utilización de los perfiles adimensionales dados por las relaciones (3).

3.1. Obtención de los perfiles adimensionales de viento y temperatura.

Los flujos turbulentos de momento y de calor están relacionados con las distintas condiciones de estabilidad atmosférica. Una manera de determinar la estabilidad de la atmósfera es cuantificar el número de Richardson (Ri) de acuerdo a la expresión:

$$Ri = \frac{g}{T_m} \frac{\partial \bar{T} / \partial z}{(\partial \bar{u} / \partial z)^2} \quad (7)$$

Para $Ri > 0$ se verifican condiciones de estabilidad atmosférica, para $Ri < 0$, inestabilidad, mientras que para $Ri = 0$ se observa una atmósfera neutral.

Además, para la estimación de Ri , se puede suponer una variación logarítmica polinomial de segundo grado de \bar{u} y \bar{T} con la altura:

$$\begin{aligned} \bar{u}(z) &= D (\ln z)^2 + E \ln z + F \\ \bar{T}(z) &= D' (\ln z)^2 + E' \ln z + F' \end{aligned} \quad (8)$$

de donde se obtiene:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{E}{z} + 0.69 D, \quad \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = \frac{E'}{z} + 0.69 D' \quad (9)$$

y así es posible, contando con mediciones de la velocidad del viento y de la temperatura a diferentes alturas encontrar el valor de Ri . De acuerdo con diferentes autores, en condiciones atmosféricas estables, se verifican las siguientes relaciones (Haugen, 1973; Yaglom, 1977; Monin y Yaglom, 1979; Mazzeo, 1980b):

$$\begin{aligned} \phi_M &= 1 + \beta_M z \\ \phi_H &= 1 + \beta_H z \end{aligned} \quad (10)$$

Por lo tanto, para la obtención de los perfiles adimensionales de viento y temperatura, es necesario encontrar los valores de β_M y β_H . Para ello se puede utilizar un método iterativo de cuadrados mínimos. Dicho método se inicializa en condiciones neutrales ($z=0$). Se determinan ϕ_M y ϕ_H de acuerdo con las expresiones (3), estimándose μ_{*0} mediante la relación siguiente:

$$\mu_{*0} = \frac{k \bar{u}(2m)}{\ln z/z_0 + \beta_M z} \quad (11)$$

La longitud de rugosidad, z_0 , se encuentra por medio de la fórmula siguiente, para casos cercanos a la neutralidad atmosférica (Ri ó z pequeños):

$$z_0 = \exp \left[\ln z - \frac{\bar{u}(2m)k}{\mu_{*0}} \right] \quad (12)$$

necesitándose conocer para ello k .

Asimismo, se calculan los valores de T_{*0} mediante la relación:

$$T_{a.0} = \frac{\bar{T}(2m) - \bar{T}(1m)}{\ln 2 + \beta_H/L} \quad (13)$$

Procediéndose, luego, a calcular ξ de acuerdo con la expresión:

$$\xi = R_i \frac{\phi_M^2(R_i)}{\phi_H(R_i)} \quad (14)$$

donde $\phi_M(R_i)$ y $\phi_H(R_i)$ se determinan por cuadrados mínimos de acuerdo a una relación parabólica:

$$\begin{aligned} \phi_M(R_i) &= AR_i^2 + BR_i + C \\ \phi_H(R_i) &= A'R_i^2 + B'R_i + C' \end{aligned} \quad (15)$$

Con los valores obtenidos de las expresiones (3) y (14), se estiman las formas funcionales de $\phi_M(\xi)$ y $\phi_H(\xi)$ durante una serie sucesiva de veces.

La elección de la "mejor" serie se efectúa comparando los valores calculados y medidos de la variable, como se ejemplifica en el punto 3.2.

3.2. Procedimiento práctico para la determinación de los perfiles adimensionales de viento y temperatura.

Como aplicación del método expuesto, se utilizaron los datos observacionales obtenidos en el Project Prairie Grass (Barad, 1958), en el que se realizaron 64 rondas de mediciones de la velocidad del viento y de la temperatura a las siguientes alturas: 0.25; 0.5; 1.0; 2.0; 4.0; 8.0; 16.0 m.

De ellas, 31 fueron efectuadas en condiciones de estabilidad atmosférica.

Se encontró R_i a 2 metros de altura mediante el procedimiento explicado anteriormente que incluyen las expresiones (7), (8), (9). Por otra parte, se obtuvo el valor de la constante de von Kármán (k) mediante la siguiente expresión:

$$k/\phi_H(R_i) = \mu_{a.0} / z \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (16)$$

Para ello, se utilizan las mediciones de $\mu_{a.0}$ calculadas mediante el promedio entre dos mediciones de $\overline{u'w'}$ en cada ronda del experimento y usando la relación $\mu_{a.0} = (-\overline{u'w'})^{1/2}$ (Barad, 1958). En la figura

1 se encuentra graficada la expresión (16), en ella se observa que $k = 0.41$ cuando $Ri \approx 0$ y considerando $\phi_H(0) = 1$.

Por otra parte utilizando (12) se obtuvo $z_0 = 0.7 \text{ cm}$.

El procedimiento para la determinación de β_M y β_H expuesto en 3.1. se encuentra diagramado en la Figura 2.

Se efectuaron diez series de iteraciones sucesivas y fueron calculadas las desviaciones entre los valores de la velocidad del viento y la temperatura calculadas según las dos primeras expresiones de (4) y las medidas. Se seleccionó aquella cuya desviación cuadrática media: $S^2 = \frac{1}{n} \sum (x_c - x_o)^2$ fue menor

Los resultados fueron los siguientes:

$$\phi_M(z) = 1 + 6.81 z \quad (17)$$

$$\phi_H(z) = 1 + 7.34 z$$

En la Figura 3 se encuentran graficadas las expresiones (17).

En la Figura 4 se incluyen las expresiones y sus representaciones gráficas correspondientes halladas por otros autores conjuntamente con la representación de las expresiones (17). Las diferencias entre ellas no exceden el 20%.

La falta de igualdad puede ser debida entre otras, a las supuestas causas (Mazzeo, 1980 c):

- deficiencias en el instrumental, en su calibración y en su uso.
- incumplimiento de las condiciones iniciales e ideales de la teoría de la semejanza de Monin-Obukhov.

diferencias en los tiempos de muestreo y promedio (Mazzeo, 1980c)

La variación de \bar{u} y \bar{T} con la altura puede encontrarse integrando las relaciones (17), y se obtienen las siguientes expresiones:

$$\bar{u}(z) = \frac{u_{*0}}{k} \left[\ln \frac{z}{z_0} + 6.81 z \right] \quad (18)$$

$$\bar{T}(z) = \bar{T}(z_T) + T_{*0} \left[\ln \frac{z}{z_T} + 7.34 z \right]$$

Donde z_T es la longitud de rugosidad para el calor (Mazzeo y otros, 1980d).

3.3. Determinación de los flujos verticales turbulentos de momento y calor.

La componente vertical del flujo de momento turbulento está representada por $\bar{u}_v = -(\bar{u}'w')^{1/2}$. Debido a que $\beta_m u_{*0}^2 = -\beta_m \bar{u}'w'$ se puede con

siderar que la velocidad de fricción constituye una medida de esa componente vertical.

En la Figura 5, están representadas la relación entre el μ_{x_0} medido y el mejor μ_{x_0} calculado según el procedimiento expuesto anteriormente.

Asimismo, en dicha Figura se encuentra graficada la recta que representa $\mu_{x_0} \text{ calc.} = \mu_{x_0} \text{ med.}$ A pesar de que se observa una sobreestimación de $\mu_{x_0} \text{ calc.}$ respecto de $\mu_{x_0} \text{ med.}$, la relación es bastante buena y coincide en general con otros autores (Nieuwstadt, 1978).

Debido a que durante el Project Prairie Grass no se efectuaron mediciones directas del flujo vertical turbulento de calor, (F_H), se lo estimó cuantitativamente a partir del conocimiento de T_{x_0} y μ_{x_0} , mediante la expresión:

$$F_H = k C_p \rho_m \mu_{x_0} T_{x_0} \quad (19)$$

y se comparó con F_H calculado por el método del balance de energía (Munn, 1966).

El método del balance energético se basa en la ecuación que expresa el balance de energía en la interfaz tierra-aire:

$$R_N - G = F_H - F_E \quad (20)$$

donde R_N es la radiación neta,

G es el flujo de calor en la tierra,

F_E es el flujo de calor latente.

El flujo R_N fue medido durante el Project Prairie Grass, mientras que G fue calculado a partir de la variación temporal de las mediciones de temperatura en diferentes profundidades (Munn, 1966).

Utilizando la relación de Bowen expresada por $B = \frac{F_H}{F_E}$, considerando que F_H y F_E están representadas por relaciones del tipo (1) y suponiendo que $K_T = K_Z$, la (20) se transforma en la siguiente relación:

$$F_H = \frac{R_N - G}{1 + 1/B}$$

En la Figura 6 están representadas F_H calculadas por los dos métodos, conjuntamente con la recta $F_H \text{ perfil} = F_H \text{ energ.}$ En la misma se observan discrepancias entre los resultados que pueden ser debidas a los errores inherentes a los métodos de estimación empleados.

Estas diferencias, asimismo, existen en otros trabajos (Bussinger y otros, 1971; Nieuwstadt, 1978).

4. CONCLUSIONES

De lo expuesto en el trabajo se pueden extraer las siguientes conclusiones:

- Las formas funcionales de $\phi_M(\xi)$ y $\phi_H(\xi)$ en condiciones de estabilidad atmosférica no difieren mayormente (dentro del 20%) de las encontradas por otros autores.
- El método algebraico-computacional empleado puede ser considerado apropiado para determinar ϕ_M y ϕ_H .
- La comparación de los flujos turbulentos calculados por los diferentes métodos permite apreciar una buena estimación con el método del perfil con respecto a la componente vertical del flujo de momento y que la aproximación inherente al método de balance energético para el cálculo del flujo de calor, indica que sería necesario efectuar medición de este flujo "in situ".
- En general los resultados obtenidos no difieren apreciablemente de los que encontraron otros autores.

BIBLIOGRAFIA

- Barad, M.L. 1958. Project Prairie Grass, a Field Program in Diffusion, Geophysical Research Papers 73, AFCRC - TR - 58 - 235.
- Businger, J.A., Wyngaard, J.C., Izumi, Y, and Bradley, E.F. 1971. Flux profile Relationship in the Atmospheric Surface Layer J. Atmos. Sci. 28, 181 - 189.
- Haugen, D.A. (ed.) 1973. Workshop on Micrometeorology American Meteorological Society.
- Mazzeo, N.A. 1980 a. Algunos procedimientos para la formulación de la hipótesis de Monin-Obukhov en la capa de superficie de la atmósfera; GEOACTA, 11, n.2, 1 - 14.
- Mazzeo, N.A. 1980 b. Características de la turbulencia en la capa de superficie de la atmósfera (a publicar en Meteorológica).
- Mazzeo, N.A. 1980 c. Consideraciones sobre las mediciones de parámetros meteorológicos en la capa de superficie de la atmósfera (sin publicar).
- Mazzeo, N.A., Goldberg, A.S., de Garín, A.B., Guichandut, M.E. y Gardiol, J.M. 1980 d. Longitud de rugosidad para el calor en condiciones de estabilidad atmosférica; GEOACTA, 11, n.2, 15 - 28.
- Monin, A.S. and Yaglom, A.M. 1979. Statistical Fluid Mechanics. The M.I.T. Press.
- Munn, R.E. 1966. Descriptive Micrometeorology. Academic Press. New York.
- Nieuwstadt, F. 1978. The Computation of the Friction Velocity μ_* and The Temperature and Wind Velocity Profile by Least-Square Methods. Boundary-Layer Meteor, 14, 235 - 246.
- Yaglom, A.M. 1977. Comments on Wind and Temperature Flux - Profile Relationships. Boundary - Layer Meteor. 11, 89 - 102.

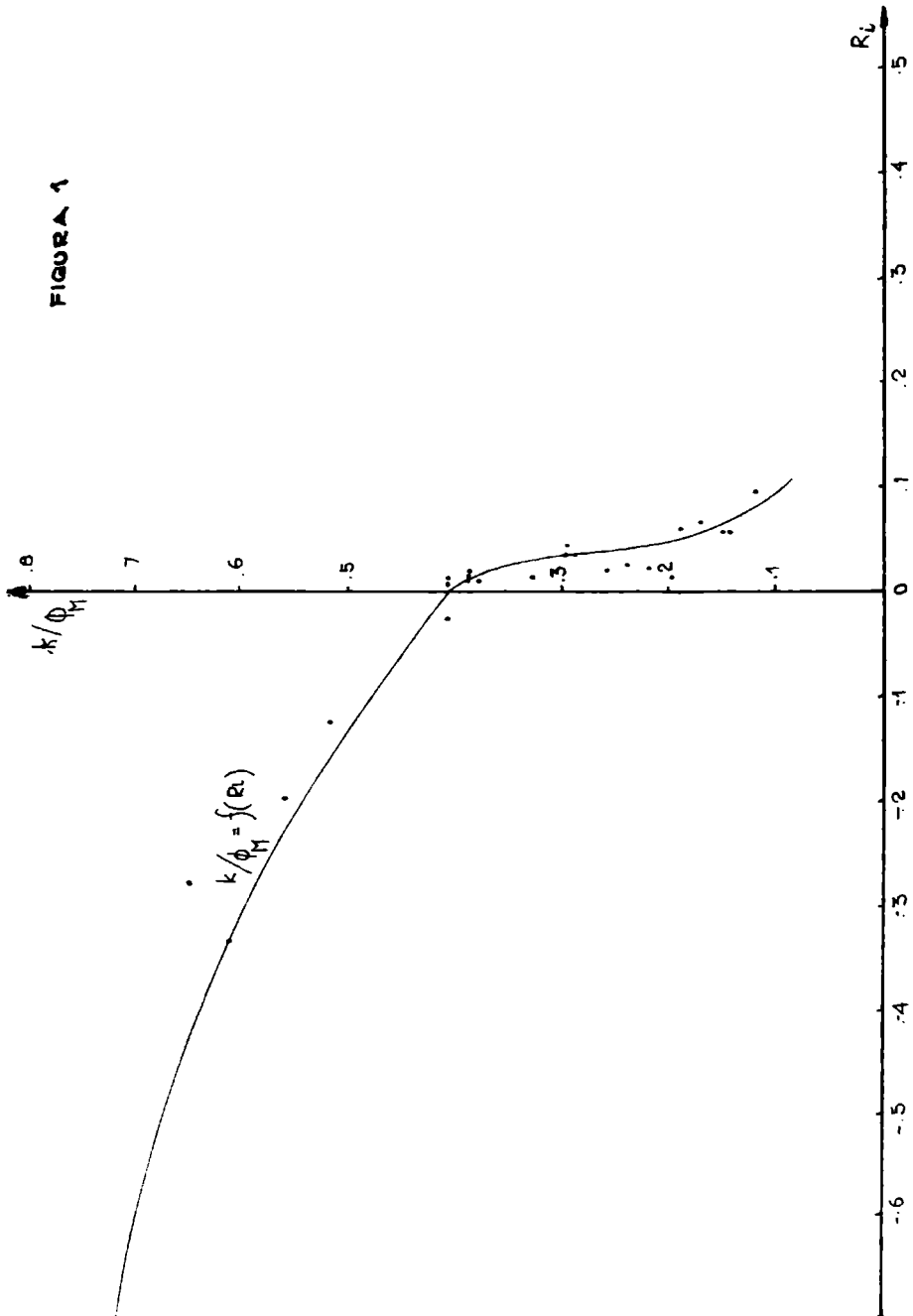


FIGURA N° 2

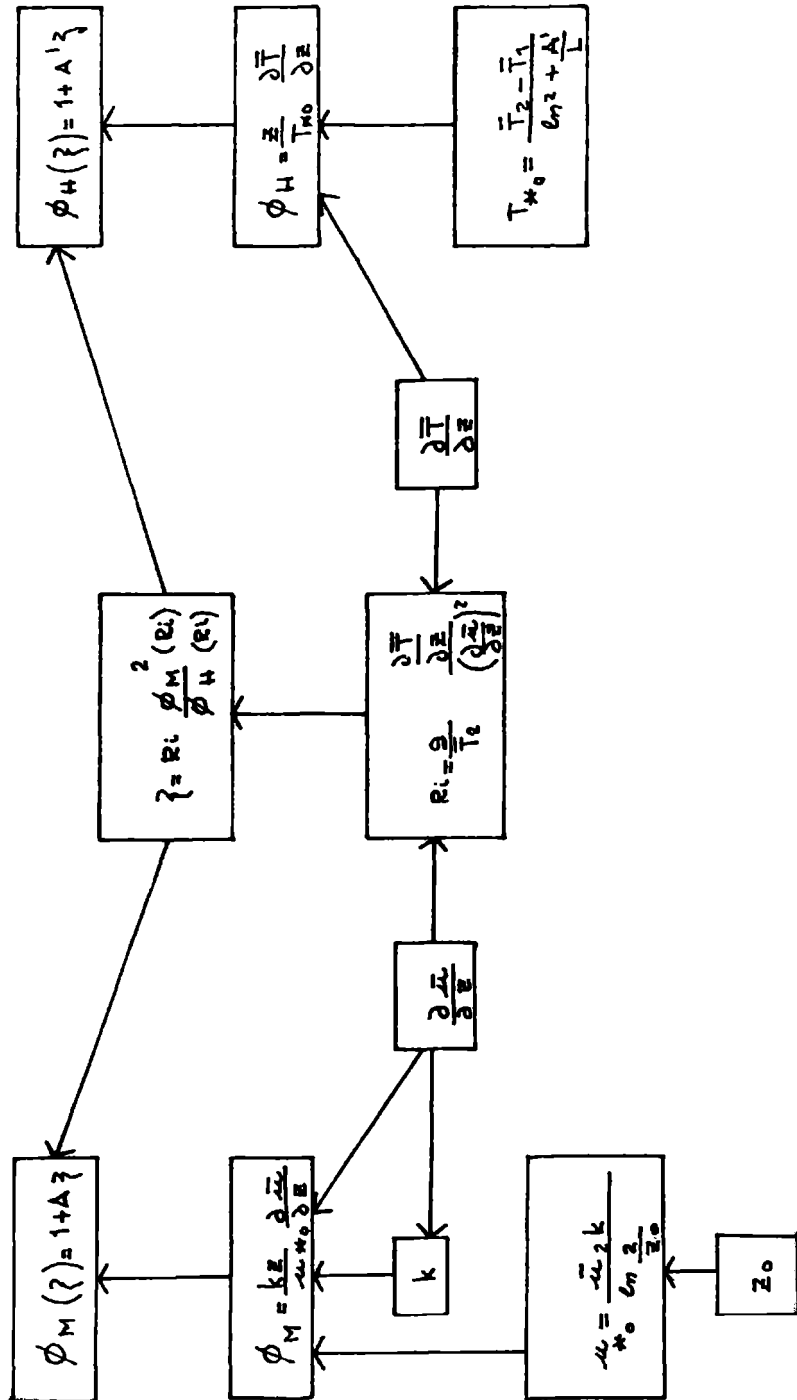


FIGURA 3

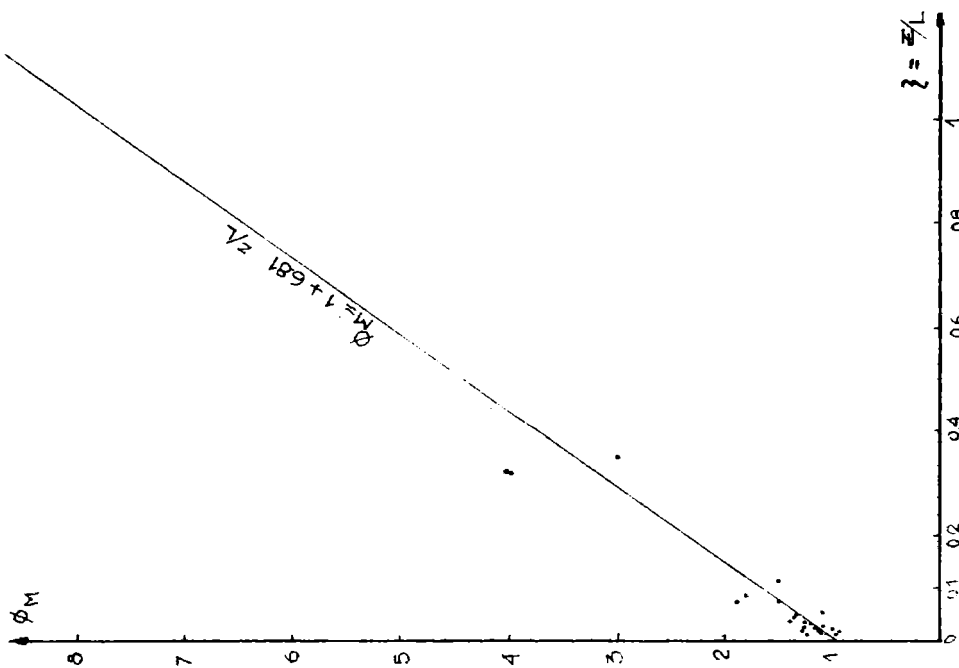
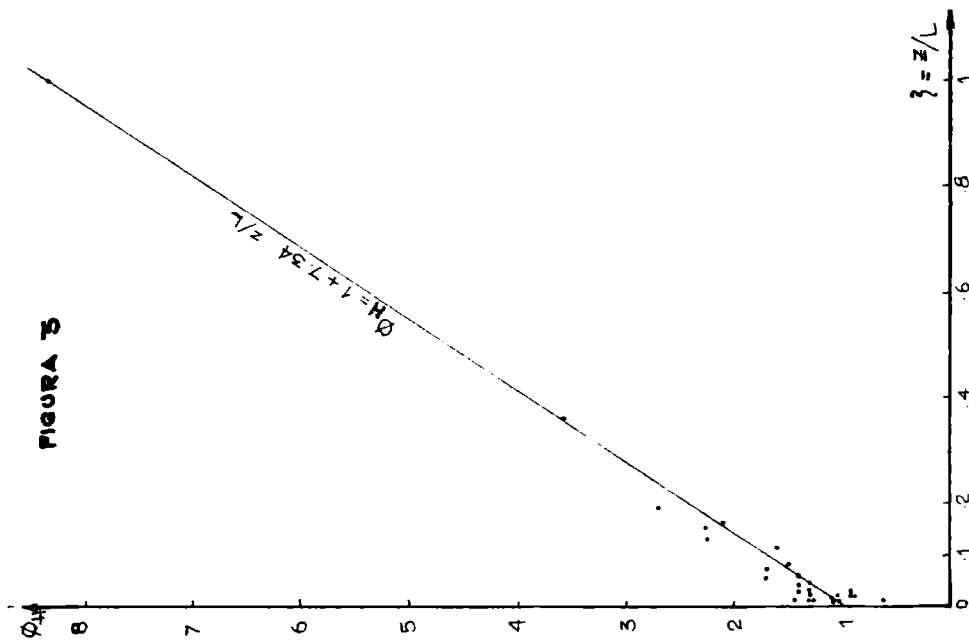


FIGURA 4

