

UNIVERSIDAD NACIONAL DE INGENIERIA

Facultad de Petróleo

**Determinación del Frente Térmico en Recuperación Secundaria
en un Proceso de Combustión In-Situ**

TESIS DE BACHILLER

JORGE BARNADAS PACHECO

LIMA - PERU

1966

A MIS QUERIDOS PADRES
QUE CON SUS SACRIFICIOS Y EJEMPLOS
SUPIERON ESTIMULAR MIS ESTUDIOS.

A MIS PROFESORES

A LA COMPAÑIA DE PETROLEO
GANSO AZUL, Y EN ESPECIAL
AL DR. ALVARADO.

A MI QUERIDA NOVIA LILY

I N D I C E

GENERALIDADES.-

PAGINA

CAPITULO I

LOCALIZACION DE UN FRENTE DE COMBUSTION POR MEDICIONES TRANSITORIAS DE PRESION. 1 - 27

- INTRODUCCION
- ASUNCIONES TEORICAS
- ECUACIONES BASICAS
- SOLUCION DE LAS ECUACIONES BASICAS
- RESULTADOS DE CAMPO
- RECOMENDACIONES
- DISCUSION DE CAUSAS DE ERROR
- APENDICE "A"
- APENDICE "B"

CAPITULO II

EL PAPEL DEL CALOR TRANSFERIDO EN EL PROCESO DE COMBUSTION IN-SITU. 28 - 50

- INTRODUCCION
- MODELO LINEAL
- MODELO CILINDRICO SIMETRICO

CAPITULO III

DISCUSION 51 -52

CONCLUSIONES.

NOMENCLATURA 54 - 58

CAPTACION POR FIGURAS.

BIBLIOGRAFIA.

GENERALIDADES

El proceso de combustión In-situ es la aplicación de calor a un yacimiento a fin de producir su crudo más fácil y económicamente. Casi todas las obras térmicas se están aplicando a crudos de baja gravedad porque, a las temperaturas del reservorio, tales crudos son de alta viscosidad y difíciles de fluir. Al calentarse el crudo su viscosidad baja, el flujo mejora y la producción aumenta.

En este proceso la formación del frente depende principalmente del espesor del estrato, si el horizonte es de más de 6 a 9m. de grosor, el frente de combustión tiende a quedarse en el tope de la formación y el crudo de la porción interior queda intacto.

Por otra parte la gravedad del crudo también tiene importancia porque indica la continuidad del crudo que va a arder.

CAPITULO I

LOCALIZACION DE UN FRENTE DE COMBUSTION POR MEDICIONES TRANSITORIAS DE PRESION.

INTRODUCCION.-

Una prueba de caída de Presión en un pozo de inyección de un Proyecto de combustión en el frente, puede - permitirnos calcular la distancia al frente de combustión. En la descripción matemática y análisis de los datos de prueba, se ha considerado el efecto de la temperatura en las propiedades termodinámicas de los fluidos del reservorio. La distribución de temperatura predicha por CHU para una agitada combustión ha sido usada analizando una prueba de campo.

Las soluciones numéricas fueron obtenidas por soluciones simultáneas de la ecuación de flujo de una ecuación continua y de la ecuación de estado. No obstante - de este análisis concentrado en sistemas isotrópicos, - los resultados pueden ser extendidos a sistemas teniendo una permeabilidad direccional.

Las pruebas de caída de presión convencional ha sido usada extensivamente para determinar las características del reservorio en proyectos de inyección de gas o agua.

Dichas pruebas consisten en inyección de fluidos - dentro de la formación con un rate constante hasta que el estado estático sea alcanzado en forma aproximada, - luego se para la inyección y se mide la presión de fondo como una función del tiempo. El diagrama de presión vrs. log. de tiempo (medida desde el instante de cierre) produce una curva grave, caracterizada por tres regiones distintas (Ver FIG.) Región I, refleja las alteraciones de la permeabilidad en las vecindades del pozo perforado; la Región II refleja las características del reservorio un poco más lejos del pozo; y la Región III, las características más allá del límite de las dos fases. - Las regiones II y III, son líneas rectas, las inclinaciones son proporcionales a la recíproca de la capacidad de flujo de la formación, detrás y delante de la superficie de contacto, como se muestra en la ecuación (1) respectivamente.

$$m_1 = \alpha \frac{q \mu_i \beta}{K_i h_i} \quad (i = b, a) \quad \text{-----} \quad (1)$$

Si la superficie de contacto de las dos faces es un cilindro circular y si la porción de la formación ocupada por el fluido inyectado es homogéneo, la distancia a

la superficie de contacto podrá ser calculada por la ecuación (2).

$$r_f = B \sqrt{\left(\frac{K}{\phi \mu c}\right)_b^{\theta_t}} \quad \text{-----} \quad (2)$$

Muchos analistas usan un valor asumido para B. La ecuación (3) también podrá ser usada para calcular la superficie de contacto.

$$\log \left(\gamma \frac{K \theta_x}{\phi \mu c r_f^2} \right)_b = \left(\frac{Kh}{\mu} \right)_b \left(\frac{\mu}{Kh} \right)_a \log \left(\gamma \frac{K \theta_x}{\phi \mu c r_f^2} \right)_a \quad (3)$$

El coeficiente de la expresión logarítmica en el lado de la derecha, es la razón de transmisibilidad entre las regiones de atrás y delante del frente, y es igual a la razón de las pendientes inversas de las líneas rectas en el diagrama.

La prueba de caída de presión también puede ser aplicada en un proyecto de transmisión de combustión para localizar el frente de combustión. La forma de la curva de caída de presión es diferente de la curva de caída de presión convencional. Esto es debido al hecho

de que las propiedades del fluido son funciones de la posición a causa de las variaciones de temperatura en la zona examinada.

Van Poolen reportó la primera prueba de descenso o caída en un proyecto térmico, pero él no consideró el efecto de las variaciones de temperatura.

Esta es una grave omisión. En este trabajo he considerado el efecto de la temperatura como un nuevo método; en el análisis de los datos de caída de presión, así como también se propone una técnica para localizar el frente de combustión.

ASUNCIÓNES TEÓRICAS.-

Las suposiciones implícitas en este desarrollo son:

- 1.- La formación es horizontal y de un espesor uniforme y es homogénea antes de la ignición.
- 2.- Antes de acanalarse la zona no quemada es circular en un sistema isotrópico y la vertical conformada es perfecta. Sin embargo, el análisis primeramente es referido a sistemas isotrópicos, está mostrado que los resultados podrán ser extendidos a sistemas

teniendo permeabilidad direccional.

- 3.- La región detrás del frente (zona no quemada) con tiene sólo aire, mientras en la región delantera del frente, ~~contiene~~ escapes de gases, hidrocarburos y vapores de agua, e hidrocarburos líquidos y agua. (Ver FIG. 2,)
- 4.- El frente de combustión tiene un espesor infinite simal en la dirección radial.
- 5.- Los ~~escapes~~ escapes de gas son mayormente N_2 y la fase de gas detrás y delante de el frente se asume que tienen las mismas propiedades termodinámicas. Cuan do prevalece el estado estático, el flujo de la - masa de gas es constante a través del sistema.
- 6.- La movilidad de los escapes de gas son mucho más grande que el de las fases líquidas, luego sólo - el flujo de gas deberá ser considerado.
- 7.- La distribución de temperatura en la formación po drá ser representada por el modelo de CH_4 , sin em bargo cualquier otra caracterización razonable po drá ser usada.
- 8.- El flujo es sólo radial y los efectos de gravedad

y capilaridad son negligibles.

- 9.- El estado estático prevalece antes que la prueba de caída sea conducida.
- 10.- El frente de combustión podrá ser considerado fijo fuera de las pocas horas del período de prueba.

ECUACIONES BASICAS.-

La ecuación diferencial para la distribución de presión en la región detrás del frente, es obtenida, sustituyendo la ley de Darcy y una ecuación de estado por aire en la ecuación de continuidad.

$$\text{Ley de Darcy: } v \equiv - \frac{K}{\mu} \frac{\delta P}{\delta r} \quad (4)$$

$$\text{Ecuación de estado: } \rho = \frac{M}{ZRT} P \quad (5)$$

$$\text{Ecuación de continuidad: } \frac{1}{r} \frac{\delta (\rho r v)}{\delta r} = -\phi \frac{d\rho}{\delta t} \quad (6)$$

Así obtenemos la siguiente ecuación:

$$\frac{1}{r} \delta \left(r \frac{P}{ZT} \frac{K}{\mu} \frac{\delta P}{\delta r} \right) = \frac{\phi}{T} \frac{\delta r}{\delta t} \left(\frac{P}{Z} \right) \quad (7)$$

Donde:

$$P = P (r, t)$$

$$Z = Z (P, T)$$

$$T = T (r)$$

$$\mu = \mu (P, T)$$

La ecuación (7) también se aplica adelante de el frente si se usan los valores propios de permeabilidad para el gas y la porosidad efectiva para el gas y la porosidad efectiva para el gas.

Una forma más conveniente para la solución numérica de la ecuación (7) puede ser obtenida por medio de la sustitución.

$$\mu = \ln \frac{r}{r_w} \quad (8)$$

NOTA: Las ecuaciones del (1) al (9) son expresadas en unidades c.g.s.)

Luego la ecuación (7) se convierte en:

$$\frac{\delta}{\delta \mu} \left(A \frac{\delta P^2}{\delta \mu} \right) = N \frac{\delta P}{\delta t} \quad (9)$$

Donde:

$$A \equiv \frac{1}{2 Z T} \frac{K}{\mu} \quad (10)$$

$$y \quad N \equiv \frac{(r_w e^U)^2 \phi}{Z T} \quad 1 - \frac{P}{Z} \frac{\delta Z}{\delta P} \quad (11)$$

La viscosidad μ y el factor de compresibilidad Z para el aire son dados por las ecuaciones empíricas:

$$\mu = 2.32857 \times 10^{-5} T + 0.00676 \quad (12)$$

$$\begin{aligned} Z = & (0.22604336 \times 10^{11} T^{-7} - 0.35238027 \times 10^6 T^{-5} \\ & + 0.34891557 \times 10 T^{-3} - 0.13773774 \times 10^{-2} T^{-2} \\ & - 0.15939 \times 10^6 T^{-1}) P^2 + (-0.1375095 \times 10^{15} T^{-7} \\ & + 0.152174 \times 10^{10} T^{-5} - 0.14808433 \times 10^5 T^{-3} \\ & - 0.138993160 \times 10^2 T^{-2} + 0.52703 \times 10^{-1} T^{-1}) P + 1.0 \quad (13) \end{aligned}$$

La ecuación (12) es conveniente para la viscosidad

del aire a 588 psia⁸ (esta fué la presión promedio en una prueba de campo) y al rango de temperatura de 500°R a 1,300°R. Los datos de viscosidad-temperatura, tuvieron una leve curva, pero la máxima desviación desde la conveniente línea recta, fué sólo del 1%.

Después las variaciones de presión durante la prueba fueron tan pequeñas que la dependencia de la viscosidad de la presión fué considerada negligible.

La ecuación (13) fué obtenida de las propiedades tabuladas de aire de la referencia 4. El uso de más relaciones generales es planeada para futuros análisis.

La ecuación (9) expresada en unidades prácticas de tiempo se convierte en:

$$\frac{\delta}{\delta \mu} \left(A \frac{\delta P^2}{\delta \mu} \right) = 3,800 N \frac{\delta P}{\delta t} \quad (14)$$

SOLUCIONES DE LAS ECUACIONES BASICAS.-

La distribución de presión en el reservorio y particularmente en el pozo perforado como una función del tiempo durante la prueba de caída o descenso de la presión, son establecidos por la ecuación (14) numéricamente,

sujeto a las siguientes condiciones inicial y final.

$$P(\mu, 0) = f(\mu) \quad (15)$$

$$\left[\frac{\delta P}{\delta \mu} \right]_{\mu=0} = 0 \quad (16)$$

$$\left[P \right]_{\mu=\mu_e} = \text{constante} \quad (17)$$

La condición inicial (15) es el estado estático de distribución de presión inmediata, antes de cerrarla. Esto se obtiene poniendo

$$\frac{\delta P}{\delta T}$$

igual a Cero en la ecuación (14); luego resolviendo para $P = f(\mu)$. (Ver apéndice A)

La ecuación (16) significa que ningún flujo se realiza dentro de la formación después de encerrarla.

La ecuación (17) significa que la presión en el límite externo del banco líquido es constante. El esquema

numérico usado en resolver la ecuación (14) con la con
dición de la ecuación (17) está dado en el apéndice B.

El diagrama calculado de la presión del pozo vrs. el log. del tiempo despues de encerrarse, produce una curva suave con tres regiones distintas, (ver FIG. 3) los que sin embargo no representan las mismas regiones como un exámen isotérmico. La curva en la región 1, es una línea recta y refleja las características del reservorio en la cercanía del pozo perforado.

Como las variaciones de temperatura son prácticamente negligibles en esta porción del reservorio, se a
plica el análisis de caída de presión convencional. Así, volviendo a la ecuación (1), la permeabilidad de la formación en la zona sin quemar deberá ser calculada -
 de:

$$K_1 = \alpha \frac{q \mu_1 \beta}{m_1 h_1} \quad (18)$$

La curva de la región 2, es cóncava hacia abajo y es localizada debajo de la prolongación de la porción de línea recta en la región 1.

Esto ocurre por que la temperatura dentro del reservorio incrementa con el radio.

Si la formación ha estado a una temperatura constante, la curva en la región 2 tendrá que coincidir con la prolongación de la línea recta en la región 1.

La curva en la región 3, es una línea recta y su pendiente es inversamente proporcional a la movilidad de la fase gas en el banco líquido.

$$\left(\frac{K_2}{\mu_2} \right) = \alpha \frac{q \beta}{m_2 h_2}$$

RESULTADOS DE CAMPO.-

Una prueba de caída de presión convencional fué conducida en el plan piloto térmico de una Cía. X, de Oklahoma. El piloto consistió de 2.22-acres 5 puntos. La profundidad de 600 ft. y el promedio de espesor de la arena de 45 ft. De esto, el espesor neto de la arena de alta permeabilidad (≈ 180 md) en los 45 ft, la zona no quemada es de 25 ft.. La porosidad es de 21%, el radio del pozo de 4" y la temperatura del fondo del hueco de 160°F.

La razón de inyección previa al encierre fué de 760 MSCF/día.

El procedimiento para calcular la distancia al frente de combustión es como sigue:

- 1.- La presión de fondo fué ploteada vrs. el log. del tiempo de encierre.
- 2.- La permeabilidad fué calculada desde el comienzo de la pendiente de la porción de la línea recta de el diagrama, usando la ecuación (18)
- 3.- Fué asumida la posición del frente de combustión ; entonces la distribución de temperatura fué calculada usando el modelo de CH₄.
- 4.- Fué asumido un valor razonable para la permeabilidad del gas (0.05 de la permeabilidad del paso 2) a sí como también para su saturación (15% del volumen poroso) para el área a la cabeza del frente.
- 5.- Las ecuaciones (14) através de (17) fueron resueltas numéricamente, sujetas a los valores de los pasos 2 a 4.-
- 6.- Las presiones de fondo del pozo calculadas desde el paso 5, fueron ploteadas vrs. el log. del tiempo de

encierre.

- 7.- La curva del paso 6, fué comparada con la del paso 1.
- 8.- Los pasos 2, hasta el 7, fueron repetidos desde diferentes frentes radiales, hasta que las curvas, - calculadas y medidas coincidan.

Las curvas de caída de presión calculadas para 4 - localizaciones del frente, son mostradas en la FIG. 4. El valor de 150 ft. para el radio del frente, fué el que mejor coincidía, y fué tomado como el actual radio del frente.

Los cálculos basados en reconocimientos de gravedad y datos de cores, indica que el frente no fué durante el tiempo de la prueba. Además, el radio calculado - (basado en el método de este estudio) no representa los puntos cercanos ni lejanos del frente, sinó un valor intermedio.

El método sugerido por Van Pollen, rinde un valor de 90 ft. para el punto más cercano del frente de combustión; los que parecen bastante razonables.

RECOMENDACIONES.-

El método presentado es usado para localizar el frente de combustión y el cálculo del aire requerido, pero se deben tener presentes los siguientes criterios:

- 1.- La prueba deberá ser corrida antes que el aceite se abra camino camino en la formación, de modo que el frente permanezca circular.
- 2.- La formación deberá ser homogénea y por lo menos con 20 ft. de potencia, la cual deberá prevenir la formación de lenguas en el frente de combustión. La razón de inyección deberá ser suficientemente larga, de modo que la razón de cambio de la presión de fondo durante el período de prueba sea medida con gran precisión.
- 4.- En el cálculo podrá ser usada una distribución válida de temperatura razonable.

DISCUSION DE CAUSAS DE ERROR.-

Flujo que no cumple la ley de Darcy.- Para grandes velocidades de fluido, no se mantiene el régimen laminar de flujo; esto resulta de altas gradientes de presión que -

son calculadas por la ecuación (4). Esto puede ocurrir sólo en las vecindades del pozo, dando elevación a un Pseudo efecto dañino, los que desaparecen al comienzo del período de encierre de la prueba.

Cierre de la cabeza del pozo.- Cuando un pozo es cerrado en la superficie, el flujo continúa dentro de la formación por un corto período. Esto puede ser serio; sin embargo los cálculos para la prueba de campo muestra que sólo afecta a la primera parte de la prueba.

Permeabilidad de la formación.- Para una formación homogénea con permeabilidad direccional, se puede asumir que el frente de combustión es elíptico; los ejes de la elipse están en la dirección de la máxima y mínima permeabilidad. Esta suposición está basada en los factores siguientes: que las líneas isopotenciales son homogéneas, los sistemas anisotrópicos son elipses y la localización del frente de combustión sigue la línea de afuera de una línea isopotencial. En este caso puede ser mostrado que la pendiente de la primera parte de la caída de la curva es proporcional a la recíproca de la permeabilidad geométrica de la formación media.

$$\sqrt{K_x K_y} = \alpha \left(\frac{q \mu_1 \beta}{m_1 h} \right) \quad (20)$$

La caída de presión responde a todos los puntos del frente elítico simultáneamente. El cálculo del radio del frente, como se presenta aquí, está relacionado al eje principal del frente elítico por:

$$\bar{a}^2 = r_f^2 \frac{\sqrt{K_x K_y}}{K_y} \quad (21)$$

$$\bar{b}^2 = r_f^2 \frac{\sqrt{K_x K_y}}{K_x} \quad (22)$$

El área detrás del frente deberá ser calculado por la ecuación (23)

$$A = \bar{\pi} a b = \bar{\pi} r_f^2 \quad (23)$$

La orientación y la localización del frente podrá ser determinada por la ecuación (24) sin son conocidos uno de los ejes principales de permeabilidad y su magnitud.

$$\frac{x^2}{\frac{r_f^2 \sqrt{K_x K_y}}{K_y}} + \frac{y^2}{\frac{r_f^2 \sqrt{K_x K_y}}{K_x}} = 1 \quad (24)$$

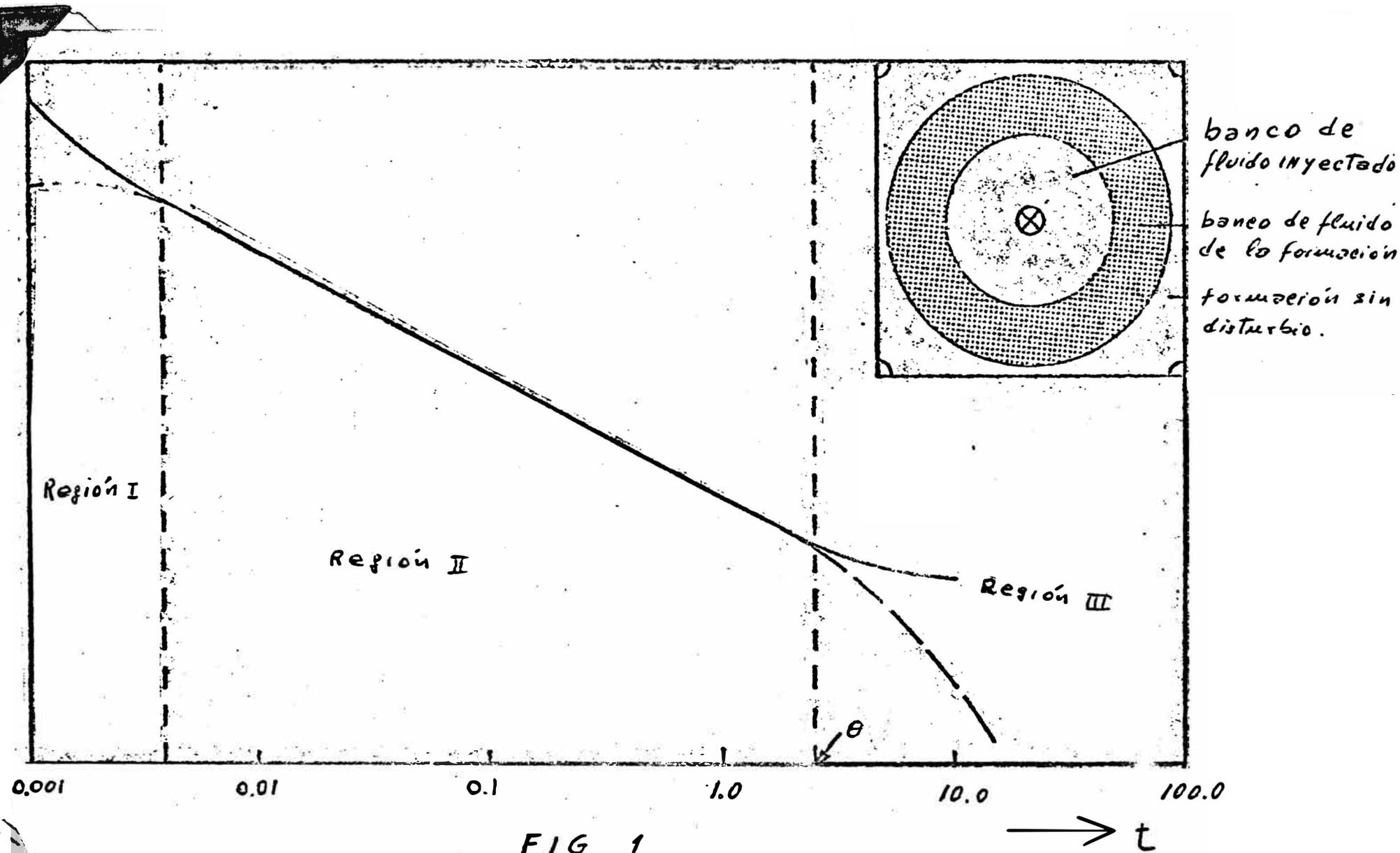


FIG 1
CURVA DE CAIDA DE PRESION CONVENCIONAL

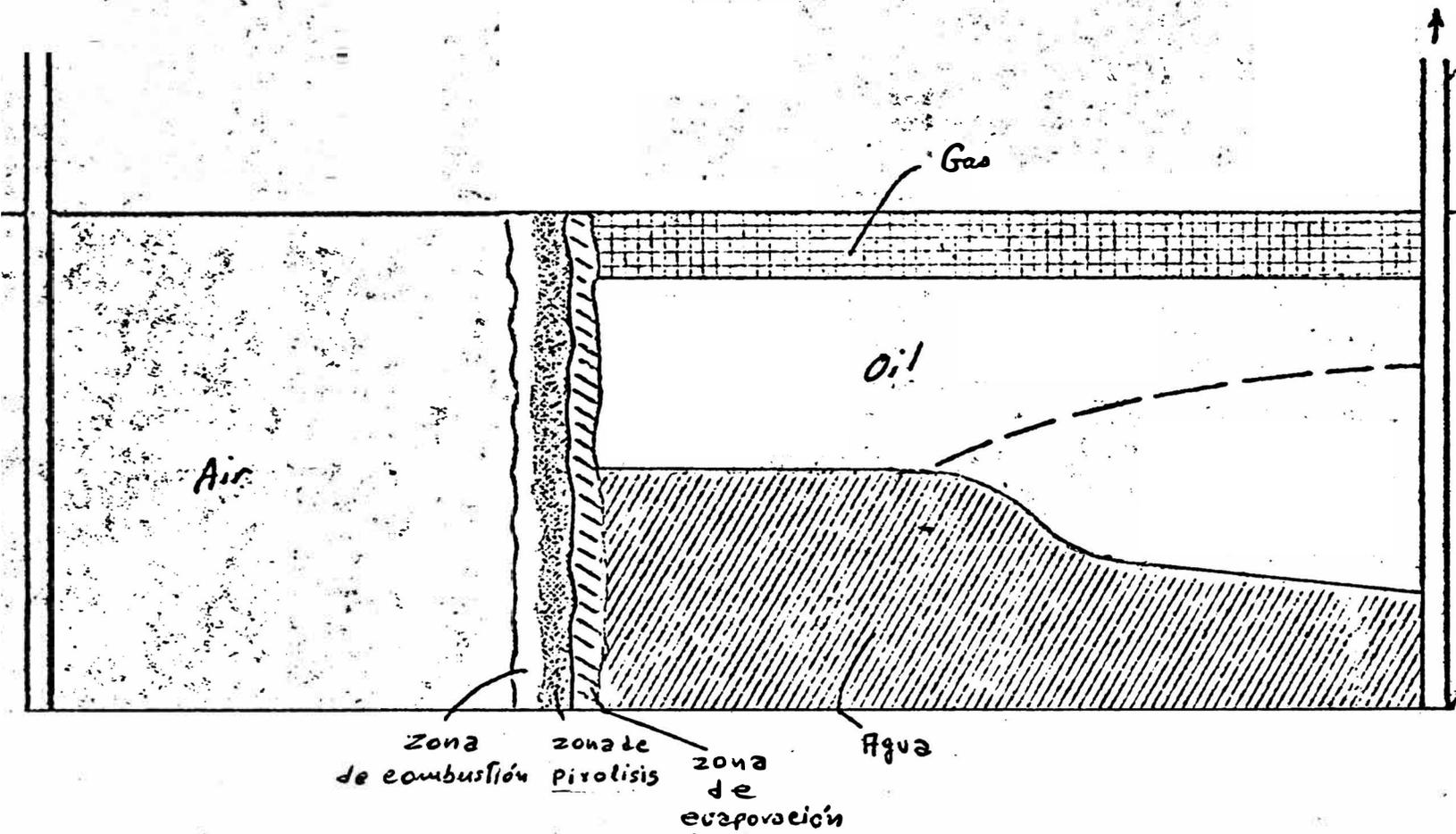


FIG. 2

La Posición del frente y la Distribución de Saturación.

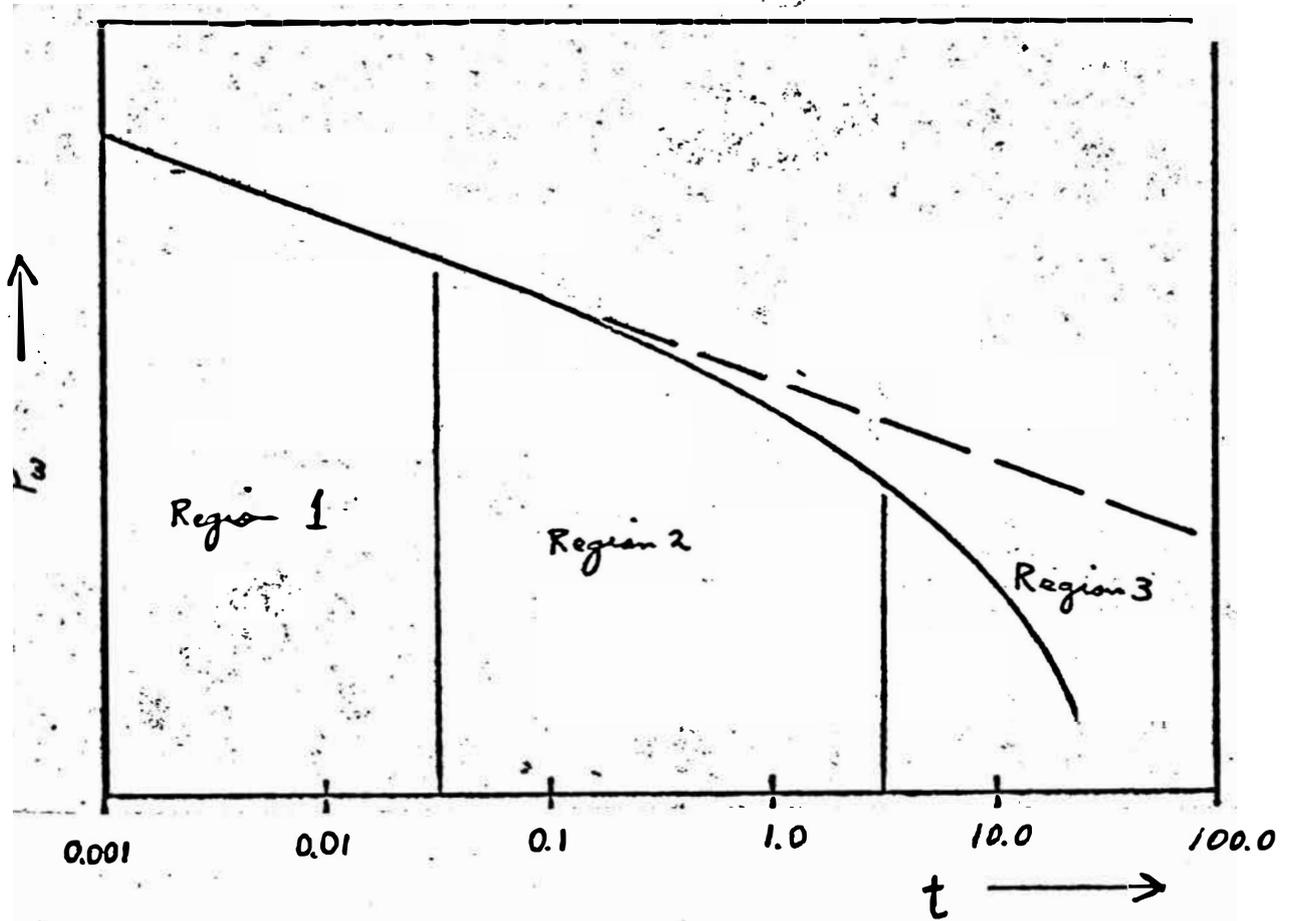


FIG. 3

Curva de caída de Presión de un Proyecto de recuperación térmica

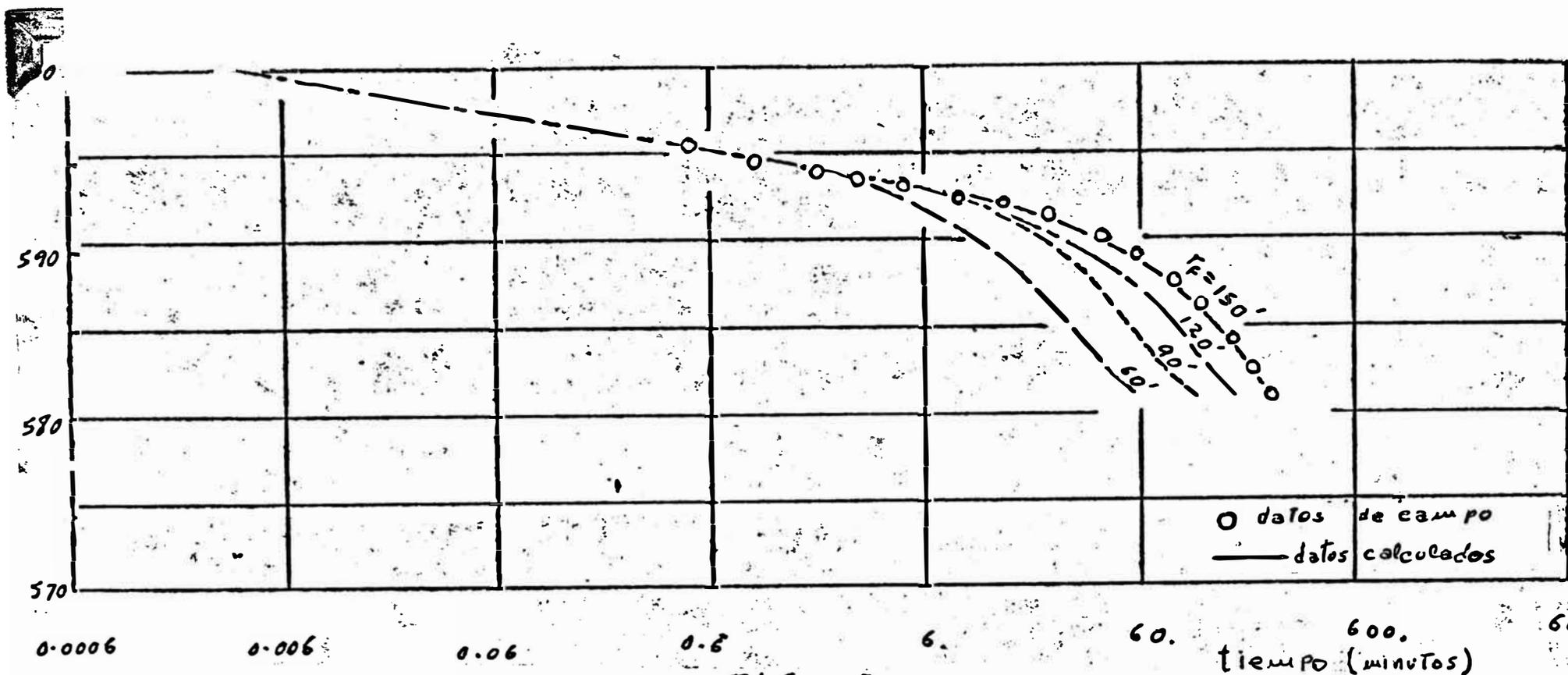


FIG. 4

Comparación de las curvas de caídas de Presión
calculadas y medidas.

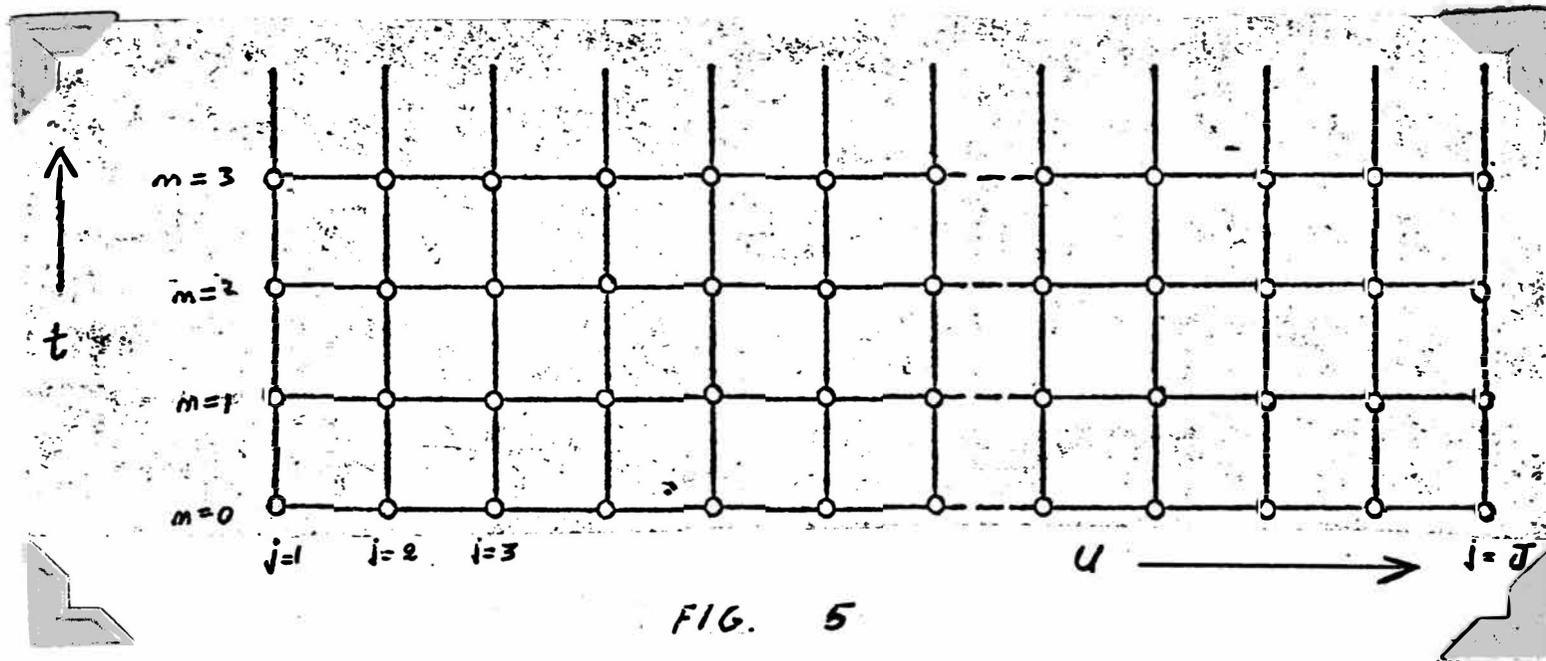


FIG. 5

A P E N D I C E "A"

DISTRIBUCION DE LA PRESION ESTATICA

La distribución de presión estática es obtenida poniendo

$$\frac{\delta P}{\delta r}$$

igual a cero en la ecuación (14), e integrándola. Esto también es equivalente a la integración de la ecuación (7) cuando el 2do. miembro es cero.

Integrando la ecuación (7) nos resultó la siguiente ecuación:

$$r \frac{K}{\mu} \frac{P}{TZ} \frac{\delta P}{\delta r} = D \quad (A-1)$$

Donde: D es una constante que vá a ser evaluada.

La condición límite en el pozo es:

$$q_w = \left[\frac{-2 \bar{n} K_w h r_w}{\mu_w} \frac{\delta P}{\delta r} \right]_{r = r_w} \quad (A-2)$$

También, en el pozo (A-1) se convierte en:

$$\left[\begin{array}{c} r_w \\ \frac{K_w}{\mu_w} \\ \frac{P_w}{T_w Z_w} \\ \frac{\delta P}{\delta r} \end{array} \right]_{r = r_w} = D \quad (A-3)$$

De (A-2)

$$\left[\begin{array}{c} \delta P \\ \delta r \end{array} \right]_{r = r_w} = \frac{-q_w \mu_w}{2 \pi K_w h r_w} \quad (A-4)$$

Sustituyendo (A-4) en (A-3) y simplificando:

$$D = \frac{-q_w P_w}{2 \pi h T_w Z_w} \quad (A-5)$$

Volviendo a (A-1)

$$P \, dP = D \frac{\mu Z T}{Kr} \, dr \quad (A-6)$$

Donde: K, μ , Z, y T son funciones de r. Integrando (A-6)

$$\frac{P^2 - P_w^2}{2} = D \int_{r_w}^r \frac{\mu Z T}{Kr} \, dr \quad (A-7)$$

La diferencial finita de la ecuación (A-7) puede ser escrita como sigue:

$$P_{j+1}^2 = P_j^2 + D \left[\left(\frac{\mu Z T}{Kr} \right)_{j+1} + \left(\frac{\mu Z T}{Kr} \right)_j \right] \Delta r \quad (A-8)$$

Donde $j = 1, \dots, J - 1$ y $P_1 = P_w$

Desde:

$$\left(\frac{qP}{ZT} \right)_{atm} = \left(\frac{qP}{ZT} \right)_w \quad \text{Usando la ecuación} \quad (A-5)$$

Produce lo siguiente:

$$D = \left(- \frac{qP}{2 \bar{h} T Z} \right)_{atm}. \quad (A-9)$$

En campos unidos:

$$D = - 0.00329 \frac{q_{atm}}{h} \quad (A-10)$$

que será sustituido en (A-8)

Para resolver (A-8) se aplicó el siguiente procedimiento:

- 1.- P_1 fué la presión de fondo justo antes de la paralización de las compresoras.
- 2.- El Δr fué seleccionado.
- 3.- P_2 fué asumido. Conociendo T_2 (usando el modelo - de CH_4), la ecuación (A-8) fué usada para calcu--lar P_2 ; si los valores calculados y asumidos de - P_2 no coincidían, el valor calculado fué usado como el nuevo valor asumido, y la iteración contí--nua hasta que el error sea suficientemente peque--ño.
- 4.- Los siguientes $P_3, P_4 \dots, P_j$, fueron calculados de acuerdo a pasos previos.

Los cálculos muestran que la razón de convergencia del procedimiento de iteración son rápidos.

A P E N D I C E "B"

DISTRIBUCION DE PRESION INESTABLE

Una implícita ecuación diferencial fué escrita en la ecuación (14):

$$\left(\frac{A_{j+1}^n - A_{j-1}^n}{2 \Delta U}\right) \left[\frac{(P_{j+1}^{n+1})^2 - (P_{j-1}^{n+1})^2}{2 \Delta U} \right] + A_j^n \left[\frac{(P_{j+1}^{n+1})^2 - 2(P_j^{n+1})^2 + (P_{j-1}^{n+1})^2}{\Delta U^2} \right]$$

$$= N_j^n \frac{P_j^{n+1} - P_j^n}{\Delta t} \quad (j = 1, J; n = 0, 1, 2, \dots) \quad (B-1)$$

Agrupando términos:

$$(A_{j-1}^n + 4A_j^n - A_{j+1}^n) (P_{j-1}^{n+1})^2 - 8A_j^n (P_j^{n+1})^2 - \frac{4(\Delta U)^2}{\Delta t} N_j^n (P_j^{n+1}) +$$

$$(-A_{j-1}^n + 4A_j^n + A_{j+1}^n) P_j^n = - \frac{4 (\Delta U)^2}{\Delta t} N_j^n P_j^n \quad (B-2)$$

(j = 1, J; n = 0, 1, 2, ...)

Aquí j y n refieren el radio y el tiempo de localización, respectivamente (ver FIG. 5).

Para resolver la ecuación (B-2) por P_j^{n+1} en cualquier tiempo $(n + 1) \Delta t$, fué adaptado un método iterativo similar al de Bruce.

Aplicando la identidad $a^2 - b^2 = (a + b)(a - b)$ a las dos primeras expresiones de la ecuación (B-2) encontramos:

$$\left[(A_{j-1}^n + 4A_j^n - A_{j+1}^n)^{1/2} (P_{j-1}^{n+1}) + (8A_j^n)^{1/2} (P_j^{n+1}) \right] x$$

$$\left[(A_{j-1}^n + 4A_{j-1}^n - A_{j+1}^n)^{1/2} (P_{j-1}^{n+1}) - (8A_j^n)^{1/2} (P_j^{n+1}) \right] \frac{4(\Delta u)^2}{\Delta t} N_j^n (P_j^{n+1})$$

$$+ (A_{j+1}^n - A_{j-1}^n + 4A_j^n) (P_{j+1}^{n+1}) (P_{j+1}^{n+1}) = - \frac{4(\Delta u)^2}{\Delta t} N^n P^n \quad (B-3)$$

Consideremos que (P_{j-1}^{n+1}) , (P_j^{n+1}) y (P_{n-1}^{n+1}) sean los valores aproximados de

$$(P_{j-1}^{n-1}), P_j^{n+1} \text{ y } (P_{j+1}^{n+1})$$

respectivamente. Estos valores aproximados pueden ser sustituidos en muchas maneras, pero podemos notar que la si-

guiente forma tendrá la mayor rapidez de convergencia - de iteraciones subsiguientes:

$$\begin{aligned}
 & \left[(A_{j-1}^n + 4A_j^n - A_{j+1}^n)^{1/2} (P_{j-1}^{n+1}) + (8A_j^n)^{1/2} (P_j^{n+1}) \right] x \\
 & \left[(A_{j-1}^n + 4A_j^n - A_{j-1}^n)^{1/2} (P_{j-1}^{n+1}) - (8A_j^n)^{1/2} (P_j^{n+1}) \right] - \\
 & \frac{4 (\Delta u)^2}{\Delta t} N_j^n (P_j^{n+1}) + (A_{j+1}^n - A_{j-1}^n + 4A_j^n) (P_{j+1}^{n+1}) (P_{j+1}^{n+1}) = \\
 & = \frac{4 (\Delta u)^2}{\Delta t} N_j^n P_j^n \quad (B-4)
 \end{aligned}$$

Agrupando términos:

$$\begin{aligned}
 & \left\{ \left[(A_{j-1}^n + 4A_j^n - A_{j+1}^n)^{1/2} (P_{j+1}^{n+1}) + (8A_j^n)^{1/2} (P_j^{n+1}) \right] x \right. \\
 & \left. (-A_{j+1}^n + A_{j-1}^n + 4A_j^n)^{1/2} \right\} P_{j-1}^{n+1} \\
 & - \left\{ \left[(-A_{j+1}^n + A_{j-1}^n + 4A_j^n)^{1/2} (P_{j-1}^{n+1}) + (8A_j^n)^{1/2} (P_j^{n+1}) \right] x \right. \\
 & \left. (8A_j^n)^{1/2} + \frac{4 (\Delta u)^2}{\Delta t} N_j^n \right\} (P_j^{n+1})
 \end{aligned}$$

$$+ \left[(A_{j+1}^n - A_{j-1}^n + 4A_j^n) (P_{j+1}^{n+1}) (P_{j+1}^{n+1}) \right] = - \frac{4(\Delta u)^2}{\Delta t} N_j^n P_j^n \quad (\text{B-5})$$

Hagamos:

$$A_j \equiv \left\{ \left[(A_{j-1}^n + 4A_j^n - A_{j+1}^n)^{1/2} (P_{j+1}^{n+1}) + (8A_j^n)^{1/2} (P_j^{n+1}) \right] x \right. \\ \left. (-A_{j+1}^n + A_{j-1}^n + 4A_j^n)^{1/2} \right\},$$

$$B_j \equiv - \left\{ \left[(-A_{j+1}^n + A_{j-1}^n + 4A_j^n)^{1/2} (P_{j-1}^{n+1}) + (8A_j^n)^{1/2} (P_j^{n+1}) \right] x \right. \\ \left. (8A_j^n)^{1/2} + \frac{4(\Delta u)^2}{\Delta t} N_j^n \right\},$$

$$C_j \equiv \left[(A_{j+1}^n - A_{j-1}^n + 4A_j^n) (P_{j+1}^{n+1}) \right]$$

$$D_j \equiv - \frac{4(\Delta u)^2}{\Delta t} N_j^n, \quad (j + 1, \dots, J)$$

Entonces (B-5) se convierte en:

$$A_j P_{j-1}^{n+1} + B_j P_j^{n+1} + C_j P_{j+1}^{n+1} = D_j, \quad (1 \leq j \leq J-1)$$

La condición límite de el pozo, ecuación (16), puede ser escrita como la ecuación (B-7)

$$\frac{P_1^{n+1} - P_0^{n+1}}{\Delta u} = 0 \quad (\text{B-7a})$$

$$\text{ó,} \quad P_0^{n+1} - P_1^{n+1} = 0 \quad (\text{B-7b})$$

La condición límite del borde interno del banco líquido, ecuación (17), se convierte en la ecuación (B-8)

$$P_J^{n+1} = \text{Constante} \quad (\text{B-8})$$

Ahora, el orden para resolver simuntáneamente las ecuaciones (B-6), (B-7) y (B-8) se sigue el método de THOMAS.

CAPITULO II

EL PAPEL DEL CALOR TRANSFERIDO EN EL PROCESO DE COMBUSTION IN-SITU

INTRODUCCION.-

Para un mejor entendimiento e interpretación de la información obtenida en los experimentos de combustión In-Situ, ambos en laboratorio y campo, es necesario una adecuada base teórica. No obstante esto requiere un modelo idealizado, cualidad útil de afinidad entre los procesos variables.

En este papel los dos casos discutidos están basados en la primera y segunda ecuación dimensional de la conservación del calor.

El modelo lineal es propuesto para aplicación de experimentos de laboratorio. En el caso de un rate constante de gas y uniforme concentración de combustible el frente de combustión se mueve con una velocidad constante. La temperatura en el frente tiende a un valor asintótico correspondiendo a una combustión estabilizada, así provee una simple relación entre las cantidades me-

didadas o limitadas. Como la concentración de oxígeno es más baja que la del aire, el frente de temperatura incrementa y la influencia del calor perdido en el rededor se convierte en el factor importante.

Para el caso radial simétrico, está demostrado que bajo la misma suposición, el comportamiento cualitativo del frente de temperatura es similar al del caso lineal. Sin embargo, el frente se mueve con una velocidad inversamente proporcional a su presión radial y el frente de temperatura es constante para todos los tiempos.

Los modelos aquí presentados no sólo nos dan una buena aproximación a la situación física, sino que también son responsables de tratamientos matemáticos exactos, haciendo esto posible para expresar los resultados en forma adecuada.

El desarrollo de los modelos matemáticos que adecuadamente describe el complejo proceso físico que ocurre durante la combustión In-Situ es muy importante para una buena interpretación de laboratorio y exámenes o pruebas de campo. La utilidad de estos modelos depende del grado de aproximación de la situación físi

ca y sobre nuestras facilidades en el manejo de los -^a resultados de los problemas matemáticos. Pero, con la ayuda de las computadoras electrónicas se tendrá que - hacer fuertes restricciones que deberán ponerse en la complejidad del modelo, o en otras palabras la intro-- ducción de algunas suposiciones para así guardar el mo delo razonablemente simple.

Muchas investigaciones teóricas han propuesto el uso de mover fuentes calientes en las proximidades de la zona de combustión. En los primeros trabajos la distribución de temperatura fueron calculadas suponiendo que ese calor es transportado por conducción solamente. Tratados más recientes del problema han mostrado que - el calor también es transferido por convección.

En este papel se discute un modelo lineal para aplicaciones de combustión en el laboratorio y un modelo simétrico radial para aplicaciones de campo. Mientras estos dos casos no representan necesariamente los mode los más raros o especiales jamás tratados.

La razón para discutirlos yase en el factor de que ambos son justos generalmente suficientes para ser interesantes y simplemente suficientes para permitir -

un tratamiento analítico en todo.

Bajo las condiciones prevalecientes en un reservorio de petróleo, los mecanismos importantes para el transporte de calor en un medio poroso a través del cual un gas está fluyendo, incluye conducción para el movimiento del gas y el calor intercambiado entre el sólido y gas.

En bajas velocidades de gas, el mecanismo es tardío y deberán ser negligibles y así la temperatura del sólido y gas son iguales.

Si asumimos esto, las propiedades térmicas de la composición sólida-gas del sistema son constantes, entonces la distribución de temperatura en el medio poroso homogéneo es dado por la ecuación:

$$K \Delta^2 T - C_g \rho_g V_g \times \Delta T + Q = C_p \frac{\delta T}{\delta t} \quad (1)$$

Donde:

$$C_p = (1 - \phi) C_s \rho_s + \phi C_g \rho_g \quad (2)$$

Los términos en la ecuación de encima representa

respectivamente la conducción neta de calor, el calor transferido por convección, el calor generado y la acumulación de calor, todo por unidad de volumen y unidad de tiempo.

Considerando la combustión subterránea, una limitación en la suposición anterior es que la capacidad volumétrica de calor a la cabeza de la zona de combustión deberá ser o podrá ser considerada más grande que esa, en la región de gas saturado debajo de la zona ardiendo, también este modelo presume que una efectiva conductividad térmica puede ser especificada por el sistema poroso. Esta segunda limitación menos seria, es objeto de experimentos y estudios teóricos de estas conductividades efectivas. Finalmente, hemos negligido los efectos del calor latente que acompaña la vaporización y condensación de la formación de agua.

El transporte de la energía térmica en la forma de calor latente, guía a la formación de la así llamada "mesa de vapor" observada en los estudios de laboratorio del proceso de combustión In-Situ.

Desde que esta vaporización-recondensación mecánica, efectivamente incrementa el volumen de material

caliente a la cabeza de la fuente de combustión, este es negligible en el problema en mano; y guía hacia una estimación conservativa de la distribución de temperatura, tal como el desplazamiento de aceite hacia los poros.

La generación térmica de calor " Q ", en la ecuación (1) es el resultado de la combustión del residuo de combustible o coke.

Pasadas experiencias indican que la concentración de este combustible puede ser considerado como constante, y así el calor total desprendido por unidad de volumen quemado, es constante a lo largo de toda la región. También como el ancho de la región es donde ocurre una activa combustión es absolutamente estrecha, la zona de combustión puede ser representada por un origen de superficie de calor o un frente de combustión.

MODELO LINEAL.-

Aquí consideramos el primer fluido dimensional de gas (en la dirección X positiva) como una masa

constante que fluye a través de un cilindro poroso. Además asumimos que la temperatura es uniforme sobre toda la sección transversal y al mismo tiempo, que el promedio de calor perdido es proporcional a la diferencial de temperatura entre el medio y los alrededores:

$$q_w = h_t (T - T_o) \quad (3)$$

Bajo estas condiciones (1) toma la forma:

$$K \frac{\delta^2 T}{\delta x^2} - c_g \int_g v_g \frac{\delta T}{\delta x} + \Delta^H W \int_f M_c (X - X_f) - S h_t (T - T_o) = c \rho \frac{\delta T}{\delta t} \quad (4)$$

Donde: $S = 2/b$ para un tubo cilíndrico

La operación con constante rate de inyección de gas, junto con la observación experimental que el frente de velocidad es proporcional al flujo de gas en el frente, se tiene:

$$\left[\int_g v_g \right]_{x=x_f} = W M_c f \quad (5)$$

Esto implica que el centro de velocidad es constante y tenemos la relación:

$$x_f = \sqrt{f} t \quad (6)$$

El coeficiente de todo el calor transferido - "h_c", considera para las pérdidas de calor combinado - por radiación y convección natural e incluye todas las resistencias térmicas para que el calor fluya desde la superficie del tubo de combustión.

Inicialmente el sistema está a la misma temperatura que los alrededores

$$T(x, 0) = T_0$$

y el tubo es suficientemente largo para que allí no haya cambio significativo en la temperatura a la salida u orificio final, durante el período de interés. En este caso el tubo puede ser tratado como un cilindro semi-infinito y consecuentemente como una condición límite.

$$\text{Lim. } T(x, t) = T_0$$

$$x \longrightarrow \infty \quad (7)$$

Para este problema, el flujo de calor está dado por:

$$q_c(x, t) = -K \frac{\delta T}{\delta x} + c_g \rho_g \nu_g (T - T_0) \quad (8)$$

y por introducción de los coeficientes B_1 y B_2 , podemos expresar las tres bocas límites de entrada, condiciones de gran interés en la forma:

$$\left[-B_1 K \frac{\delta T}{\delta x} + B_2 c_g \rho_g \nu_g (T - T_0) \right]_{x=0} = F(t) \quad (9)$$

Así en el caso $B_1 = B_2 = 1$, corresponde para percibir el tipo de calor impuesto. $B_1 = 0$ y $B_2 \neq 0$ corresponde para dar la temperatura de boca de entrada y $B_1 \neq 0$ y $B_2 = 0$, implica que la inclinación $x = 0$ es una función específica de la temperatura.

Esta última destrucción es de pequeña importancia práctica, porque la gradiente no puede ser fácilmente controlada.

Definiendo las dimensiones paramétricas:

$$B = \frac{c_g \rho_g \nu_g b}{K}, \quad A = \frac{\nu_f b}{\alpha}, \quad \gamma^2 = \frac{2 b h_c}{K} \quad (10)$$

e introduciendo las menores dimensiones variables:

$$U = \frac{T - T_0}{T_a - T_0}, \quad \theta = \frac{\alpha t}{b^2}, \quad y = \frac{x}{b} \quad (11)$$

Donde: $T_a - T_0 = \Delta HW / \alpha$

El límite del valor del problema, toma la forma:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - B \frac{\partial U}{\partial y} - \delta^2 U + M_c (y/A - \theta) = \frac{\partial U}{\partial t} \quad (12)$$

$$U(y, 0) = 0 \quad (13)$$

$$- B_1 \frac{\partial U(0, \theta)}{\partial y} + B_2 B U(0, \theta) = f(\theta) \quad (14)$$

$$\text{Lim. } U(y, \theta) = 0$$

$$y \longrightarrow \infty$$

El método de solución es bien conocido.

Primero tenemos:

$$U = \phi + \psi \quad (15)$$

y dejando Φ satisfaga la ecuación heterogénea diferencial (12), con una condición límite homogénea $f(0) = 0$ y Ψ satisface la ecuación diferencial homogénea con la condición límite heterogénea.

Para Ψ , que describe la temperatura combeniente a los efectos calofíficos en $x = 0$, solo lo obtenemos despues de aplicar la transformación técnica de LA PLACE.

$$\Psi(y, \theta) = f\theta \times \left\{ \frac{e^{\frac{B}{2} - (\frac{B^2}{4} + \gamma^2)\theta}}{B_1} \left[\frac{e^{-\frac{y^2}{4\theta}}}{\sqrt{\pi\theta}} - \frac{(B_2 - \frac{B_1}{2})B}{B_1} e^{XP} \left[\frac{(B_2 - \frac{B}{2})B}{B_1} \left\{ y + \frac{B_2 - \frac{B_1}{2}}{B_1} B \theta \right\} \right] \right] \right. \\ \left. \text{erfc} \left(\frac{y}{2\theta} + \frac{(B_2 - B_1)}{B_1} B \sqrt{\theta} \right) \right\} \quad (16)$$

Este repliegue integral no incluye ningún efecto en la combustión térmica (12). Sim embargo, no debemos ir a detalles, pero recordando que para cualquier calor extremo del sistema, tiene que ser añadido en la com-

bustión actual, un término de la forma (16).

Para una constante $f(\theta)$ la integración puede ser cambiada explícitamente y el resultado puede ser evaluado sin mucho esfuerzo, ya que son tabuladas la función exponencial y el error de la función.

La solución para ϕ en el espacio de LA PLACE es dada por:

$$\Phi = \frac{e^{\lambda_2 y}}{\frac{P}{A} + \lambda_1} \left(\frac{1}{\frac{P}{A} + \lambda_2} + \frac{B_1}{B_2 + B_1 \lambda_2} \right) - \frac{e^{-\frac{P}{A} y}}{\left(\frac{P}{A} + \lambda_1\right) \left(\frac{P}{A} + \lambda_2\right)} \quad (17)$$

Donde:

$$\lambda_{1,2} = \frac{B}{2} \pm \sqrt{\frac{B^2}{4} + \gamma^2 + P}$$

y que pudo ser invertido también con completa generosidad.

El resultado es una larga fórmula conteniendo productos de función exponencial y el error de la función, y otra vez la evaluación numérica puede ser fá--

cilmente cambiada.

Con el fin de simplicidad consideraremos única mente el caso en que la temperatura en $x = 0$ es dada. El término medio de (17) desaparece y usando abreviaciones:

$$\left. \begin{aligned} E^2 &= \left(1 - \frac{B}{A}\right)^2 + 4 \frac{Y^2}{A^2} \\ m_{1,2} &= \frac{1 \pm E}{2} A, \quad a_{1,2} = \frac{1 - \frac{B}{A} \pm E}{2} \end{aligned} \right\} (18)$$

Esta solución para θ es como sigue:

$$\begin{aligned} \Phi(y, \theta) &= \frac{H(\theta - \frac{Y}{A})}{E} \left(e^{a_2(\theta - \frac{Y}{A})} - e^{a_1(\theta - \frac{Y}{A})} \right) \quad (19) \\ &+ \frac{1}{2E} \left\{ \exp \left[\left(\frac{B}{m} - m_1 \right) y + a_1 \theta \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{y}{2\sqrt{\theta}} - m_1 \sqrt{\theta} \right) \right. \\ &\quad - \exp \left[\left(\frac{B}{2} - m_2 \right) y + a_2 \theta \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{y}{2\sqrt{\theta}} - m_2 \sqrt{\theta} \right) \\ &\quad + \exp \left[\left(\frac{B}{2} + m_1 \right) y + a_1 \theta \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{y}{2\sqrt{\theta}} + m_1 \sqrt{\theta} \right) \\ &\quad \left. - \exp \left[\left(\frac{B}{2} + m_2 \right) y + a_2 \theta \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{y}{2\sqrt{\theta}} + m_2 \sqrt{\theta} \right) \right\} \end{aligned}$$

Donde:

$$H(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ 1, & x > 0 \end{cases}$$

De nuevo las evaluaciones numéricas de (19) - podrá ser acabado con facilidad, sin embargo del punto de vista de aplicaciones, el estado de temperatura de distribución casi estable en las vecindades del frente de combustión es de mayor interés, ya que este corresponde al período estabilizado de un experimento de combustión.

Si nosotros admitimos

$$D = y - A\theta$$

en (1), entonces:

$$\Phi_{\text{estat.}} = \lim_{e \rightarrow \infty} \Phi(D+A\theta, \theta) = \frac{1}{E} \begin{cases} e^{-\frac{AD}{2}(1-\frac{B}{A}+E)} & , D \geq 0 \\ e^{-\frac{AD}{2}(1-\frac{B}{A}-E)} & , D \leq 0 \end{cases} \quad (20)$$

que es la temperatura estática relativa al movimiento frontal.

Esta forma limitativa los resultados dados por

TADENA para el caso $\sigma = 0$. En vista de la segunda de las condiciones límites (14), el correspondiente límite de (16) dá $\bar{\Psi}_{stat} = 0$ para todos los rates prácticos impuestos.

P.E., para toda $f(\theta)$ para los cuales converge la integral de (16). Así, la $\bar{\Psi}_{stat}$ expresa la elevada temperatura sin dimensiones para un tubo que corre en una auto suspensión estabilizada.

Despues podrá ser mostrado que (2) es independiente de la condición límite de entrada.

Para la combustión con aire $B/A < 1$ y la ecuación (20), dá una distribución de temperatura teniendo un grado alto a la cabeza del frente y una pequeña declinación de temperatura detras del frente, lo cual son típicos resultados de combustión de laboratorio. La ecuación (20) indica que como B/A incrementa la curva de temperatura tomando una forma aproximadamente simétrica. Las gradientes a la cabeza y detras del frente son iguales a $B/A = 1$, y la saturación es reversible para $B/A > 1$.

La razón B/A dada por (10),
$$\frac{B}{A} = \frac{c_g \rho_g U_g}{c_f \rho_f U_f} \quad (21)$$

puede ser expresada de acuerdo con (5) en la forma:

$$\frac{B}{A} = \frac{C_g W M_c}{Cd} \quad (22)$$

Desde entonces la razón gas-combustible es aproximadamente proporsional a la concentración de oxígeno en la inyección de gas.

$$\frac{B}{A} = \left(\frac{B}{A}\right)_L \frac{n_L}{n} \quad (23)$$

Así la variación en B/A corresponde para cambiar en la boca o entrada la concentración de oxígeno.

Nosotros podemos notar que en el frente hay una discontinuación en la gradiente de temperatura y por (20) resulta:

$$\left. \frac{\delta \Phi_{\text{stat}}}{\delta D} \right|_{D=0^-} - \left. \frac{\delta \Phi_{\text{stat}}}{\delta D} \right|_{D=0^+} = A \quad (24)$$

Que muestra que la diferencia de las pendientes es independiente de B y γ .

Luego vamos a considerar la temperatura en el frente de combustión.

Con $y = A\theta$ y $\mathcal{J} = A^2\theta = vf^2t/\alpha$ en (19), obtenemos:

$$\Phi(\mathcal{J}) = \frac{1}{2E} \left\{ \operatorname{erf} \left(\frac{E}{2} \sqrt{\mathcal{J}} \right) + e^{(1+E)\mathcal{J}} \operatorname{erfc} \left[\left(1 + \frac{E}{2} \right) \sqrt{\mathcal{J}} \right] + e^{(1-E)\mathcal{J}} \operatorname{erfc} \left[\left(1 - \frac{E}{2} \right) \sqrt{\mathcal{J}} \right] \right\} \quad (25)$$

Esta función, como se muestra en la FIG. 6, se aproxima a un valor asintótico que por virtud de la ecuación (20) ó (25) es de la forma:

$$\lim_{\mathcal{J} \rightarrow \infty} \Phi_s = \frac{T_s(\infty) - T_o}{T_a - T_o} = \frac{1}{E} \quad (26)$$

Esta situación estable de origen de temperatura es mostrada en la FIG. 7, para un parámetro de calor asumido y perdido de $4\gamma^2 = 1$. (Este valor $4\gamma^2 = 1$, corresponde a un caso típico de un tubo de combustión aislado; por ejemplo, un tubo de 4 cm. de radio proveído de 4 cm.

de espesor de aislamiento), las curvas sólidas muestran la variación de origen de temperatura con ambos rates de inyección y frente de velocidad sin restricción. Sin embargo, del punto de vista práctico ambos B y A no pueden ser variables independientes pero deberá satisfacer la ecuación (23). Las líneas sombreadas muestran un modo típico de operación de $B/A = 0.2$. Para la operación con aire, la variación del rate de inyección es acompañada por grandes cambios en el frente de velocidad y sólo un pequeño cambio en la temperatura de combustión.

Por otro lado la FIG. 2, indica que la operación es con un gas que contiene el 6% de oxígeno. El frente de temperatura es muy sensible a cambios en el rate de gas.

Otro interesante rasgo de la FIG. 2, es la aparición de una fuente máxima de temperatura.

$$\left(\frac{T_s(\infty) - T_o}{T_a - T_o} \right)_{\max} = \sqrt{1 + \frac{B^2}{4\delta^2}} \quad (27)$$

en el valor dado por:

$$A_m = B + \frac{4\delta^2}{B} \quad (23)$$

Estas afinidades son mostradas en la FIG. 8. Aquí otra vez según (23), el parámetro de velocidad (A), es restringida a una particular concentración de oxígeno para una mezcla (B), pero por motivo de generalidad (A_m) es retenida en el diagrama.

La variación del origen de temperatura o temperatura original con el calor perdido en los alrededores para $B = 4$, está ilustrada en la FIG. 4. La curva, para $4\gamma^2 = 0$, muestra que la suposición de una combustión adiabática guía a la irrealista situación de una temperatura original infinita, bajo ciertas condiciones de operación, como por ejemplo: $B = A$. Al mismo tiempo, la FIG. 4, muestra que en las condiciones de operación con aire ($A = 20$ en este caso) hay una variación negligible en la temperatura de combustión con el calor perdido.

La región en que aparecen las temperaturas incrementadas, corresponde a la operación con inyección de gases, teniendo concentraciones de oxígeno en un 10% o menos.

Desafortunadamente ningún resultado experimental es provechoso en la literatura, para probar el mo

delo en esta región.

MODELO CILINDRICO SIMETRICO.-

Bajo las mismas suposiciones, la ecuación (1) toma la siguiente forma en coordenadas cilíndricas:

$$\frac{\delta^2 T}{\delta r_o^2} + \frac{1-2\beta}{r_o} + \frac{\partial T}{\delta r_o} + \frac{\delta^2 T}{\delta z^2} + \frac{Q}{K} = \frac{1}{O} \frac{\delta T}{\delta t} \quad (29)$$

El parámetro sin dimensiones, (β) dado por

$$\beta = \frac{C_g m_g}{4 \pi h K} \quad (30)$$

es constante para un rate constante asumido de inyección de gas.

Si la zona de combustión es otra vez representada como una fuente de superficie caliente de espesor igual a CERO en la cual la relación de reacción entre el combustible y el gas oxidante es infinito, el calor térmico generado puede ser expresado por:

$$Q = \Delta H W \nu_f M_c (r_o - r_f) \quad (31)$$

Por (5), el frente de velocidad correspondiente a una constante inyección de gas y una constante concentración de combustible es dado por:

$$v_f = \frac{d r_f}{dt} = \frac{2 \alpha A}{r_f} \quad (32)$$

Que sirva para definir el parámetro de velocidad (A) para el caso radial.

(Estas preferentes definiciones para β y A, son diferentes de las usadas en el caso líneas. Sin embargo los restos de la razón β/A dado por (21) y (22) - son los mismos en ambos problemas).

El mecanismo del calor transferido en los alrededores no pueden ser descritos de una simple manera. Aquí nosotros consideramos sólo el caso del calor no - perdido (en la dirección vertical), en cuyo caso la - temperatura es independiente de la coordenada z.

La solución satisfaciendo las condiciones:

$$T(r, 0) = T_0$$

$$T(0, t) = T_0$$

$$\text{Lim. } T(r, t) = T_0$$

$$r \rightarrow \infty$$

está dado por las relaciones:

$$\frac{T - T_0}{T_a - T_0} = \frac{A^{1-\beta} e^A}{f(\beta)} \begin{cases} \gamma(\beta, AR_0^2) f(\beta, A) \rightarrow R_0 \leq 1 \\ \delta(\beta, A) f(\beta, AR_0^2) \rightarrow R_0 \geq 1 \end{cases} \quad (33)$$

Donde: $R_0 = r/r_f$

$$r_f^2 = 4 \alpha AT$$

Esta solución en términos de la función incompleta gamma puede ser evaluada con relativa facilidad de tablas disponibles.

Otra vez prestamos atención a la temperatura en el frente de combustión:

$$\frac{T_s - T_0}{T_a - T_0} = \frac{A^{1-\beta} e^A}{f(\beta)} \gamma(\beta, A) f(\beta, A) \quad (34)$$

La FIG. 10, muestra la relación entre el frente de temperatura, la razón de inyección y el frente de velocidad. Las condiciones en que se logran las curvas máximas está descrito como se muestra en la FIG. 10. Aquí de nuevo los parámetros del frente de velocidad Am y β

no pueden ser variados independientemente, pero debe satisfacer la ecuación (22).

(Esta condición límite en $r_0 = 0$, puede ser impuesta sin perder generalidad, mientras los efectos caloríficos en el pozo de inyección pueden ser tratados separadamente.)

CAPITULO III

D I S C U S I O N .

Los modelos presentados anteriormente interrelaciona las variables, rate de gas, frente de velocidad, concentración de combustible, razón gas-combustible y temperatura de combustión, que son de gran interés en la operación del proceso de combustión In-Situ. Las soluciones resultantes sugieren la interesante posibilidad de alcanzar altas temperaturas de calor por propio arreglo de la concentración de oxígeno para un rate dado de inyección de gas. La presencia de un máximo en la fuente de temperatura estabilizada es común para ambos casos tanto en el radial como en el lineal.

En el caso radial, el frente de velocidad decrece a medida que el frente se aparta del pozo de inyección y aumenta la importancia del calor perdido en el estrato adyacente. Así la solución antes presentada, puede ser considerada como descripción de operaciones de combustión bajo condiciones de campo, sólo durante el período inicial de operación.

El modelo lineal provee relaciones útiles para la interpretación del estudio de combustión realizados en el laboratorio; por ejemplo: la Fig. 6, puede ser usada para estimar el tiempo requerido para al canzar las condiciones de combustión estabilizada en el caso de condiciones particulares experimentales establecidas. Los datos obtenidos durante el período estabilizado de operación pueden ser usados en conjunto con la ecuación (26), para evaluar el parámetro de calor perdido. Si los perfiles de temperatura son también medidos, pueden ser determinados los gradientes de temperatura en el frente y calculada la efectiva conductividad térmica de la ecuación (24), estas relaciones adicionales proveen una base para los experimentos correlacionados de laboratorio, así como los rasgos físicos esenciales son retenidos en el experimento, para extender las condiciones de medida de campo.

C O N C L U S I O N E S

- 1.- La permeabilidad del reservorio y la distancia del frente de combustión en un proyecto de combustión frontal, pueden ser calculadas por propio análisis de los datos obtenidos en una caída de presión convencional.
- 2.- Si el frente de combustión no es circular, el radio calculado es un valor intermedio entre la distancia más cercana y más lejana del frente de combustión.
- 3.- Si existe permeabilidad direccional, el frente de combustión se hace elíptico. El área de la elipse puede ser calculada, sin embargo, para encontrar la orientación y las dimensiones de la elipse, es necesario mayor información.

N O M E N C L A T U R A

- a Semieje mayor de la elipse
- A Parámetro de velocidad del frente, sin dimensiones.
- Am Parámetro de velocidad del frente en el cual la fracción de temperatura de alineamiento es máxima.
- \bar{b} Semieje menor de la elipse.
- b Radio del tubo de combustión
- B 5.53×10^{-3} Por HURST y 4.19×10^{-3} por VAN POLLEN.
- c_g Calor específico del gas.
- c_s Calor específico del sólido
- C Compresibilidad (Psi^{-1})
- C_p Capacidad calorífica por unidad de volumen del medio poroso.
- D Distancia sin dimensiones a la cabeza del frente, $D = (x - x_f)/b$
- E Parámetro sin dimensiones definida por la ecuación (18)

e	Límite externo del banco líquido
F(t)	Función arbitraria especificando la condición límite de entrada del tubo de combustión.
f(θ)	Formas sin dimensiones de
	$F(t), f(\theta) = bF(b^2\theta/0)/k (T_a - T_o)$
h	Espesor del estrato poroso
h_t	Coeficiente de transferencia de calor total.
ΔH	Calor de combustión por unidad de masa de combustible.
K	Permeabilidad, (md)
k	Conductividad térmica efectiva del sistema poroso sólido-fluido.
M	Peso molecular
m_g	Razón de inyección de la masa de gas
m	Pendiente de la porción recta de la caída de la curva (psi/ciclo)
n	% mol de oxígeno en el gas inyectado
	$(n_L = 21\% \text{ por aire})$
P	Presión (psi)
Q	Razón de generación de calor por unidad de volumen.

q	Regimen de flujo, E/D para liquido y MSCF/D para gas.
q_c	Flujo de calor
q_w	Razón de pérdida de calor por unidad de área del tubo de combustión.
r	Distancia radial (ft)
r_o	Coordenada radial
r_w	Radio del pozo (pulg)
r_f	Distancia radial al frente de combustión
R	Constante de los gases
R_o	Coordenada radial sin dimensiones, $R = r_o/r_f$
S	Relación de superficie a volumen
T	Temperatura ($^{\circ}R$)
T_o	Temperatura inicial (igual a la temperatura de los alrededores en el caso lineal)
T_a	Combustión adiabática de temperatura bajo condiciones sin flujo.
t	Tiempo (hrs)
Δu	Incremento logarítmico de la distancia radial
U	Elevación de temperatura sin dimensiones
	$U = (T_a - T_o)/(T_a - T_o)$
v	Velocidad.

v_f	Velocidad del frente de combustión
v_g	Flujo de gas (razón volumétrica de flujo por unidad de área total perpendicular a la dirección de flujo).
W	Masa de combustible por unidad de volumen del medio poroso.
x	Coordenadas rectangulares (distancia del extremo de entrada de un tubo de combustión).
x_f	Distancia al frente de combustión desde el tubo de entrada.
y	Dirección del eje menor.
y	Coordenadas sin dimensiones, ($y = x/b$)
Z	Factor de compresibilidad del gas.
z	Coordenada vertical (distancia desde el centro de un estrato poroso)
μ	Viscosidad (cp)
α	Difusividad térmica efectiva del medio poroso = 162.6
β	Factor de volumen de la formación (B/STB)
γ	Parámetro de pérdida de calor sin dimensiones = 9.9×10^{-6}
ϕ	Porosidad (en fracción de volumen)
M_c	Masa de gas requerida para quemar una unidad -

de masa de combustible.

θ_t Tiempo de confinamiento o encierre, en el cual la parte recta de la caída de la curva empieza a curvar (tiempo del punto de inflexión)(min)

θ_x Tiempo de confinamiento leído en la intersección de los dos segmentos lineales en la caída de la curva (min)

CAPTACION POR FIGURAS

- FIG. 6 Elevación de temperatura en el quemador en un tubo de combustión.
- FIG. 7 Frente de temperatura asintótica para varios rates de inyección de gas (líneas sólidas) y varias concentraciones de oxígeno) (líneas punteadas) $(B/A)_L = 0.2$ Pérdida de calor, $4\gamma = 1$.
- FIG. 8 Fuente de temperatura asintótica máxima y el correspondiente parámetro del frente de velocidad para varios rates de inyección de gas. Parámetro de pérdida de calor, $4\gamma^2 = 1$.
- FIG. 9 Fuente de temperatura asintótica como una función de velocidad frontal y del parámetro de la pérdida de calor para un rate de inyección con un parámetro de $B = 4$.
- FIG.10 Fuente de temperatura en una fuente de movimiento radial de calor.
- FIG.11 Fuente de temperatura máxima para un caso radial.

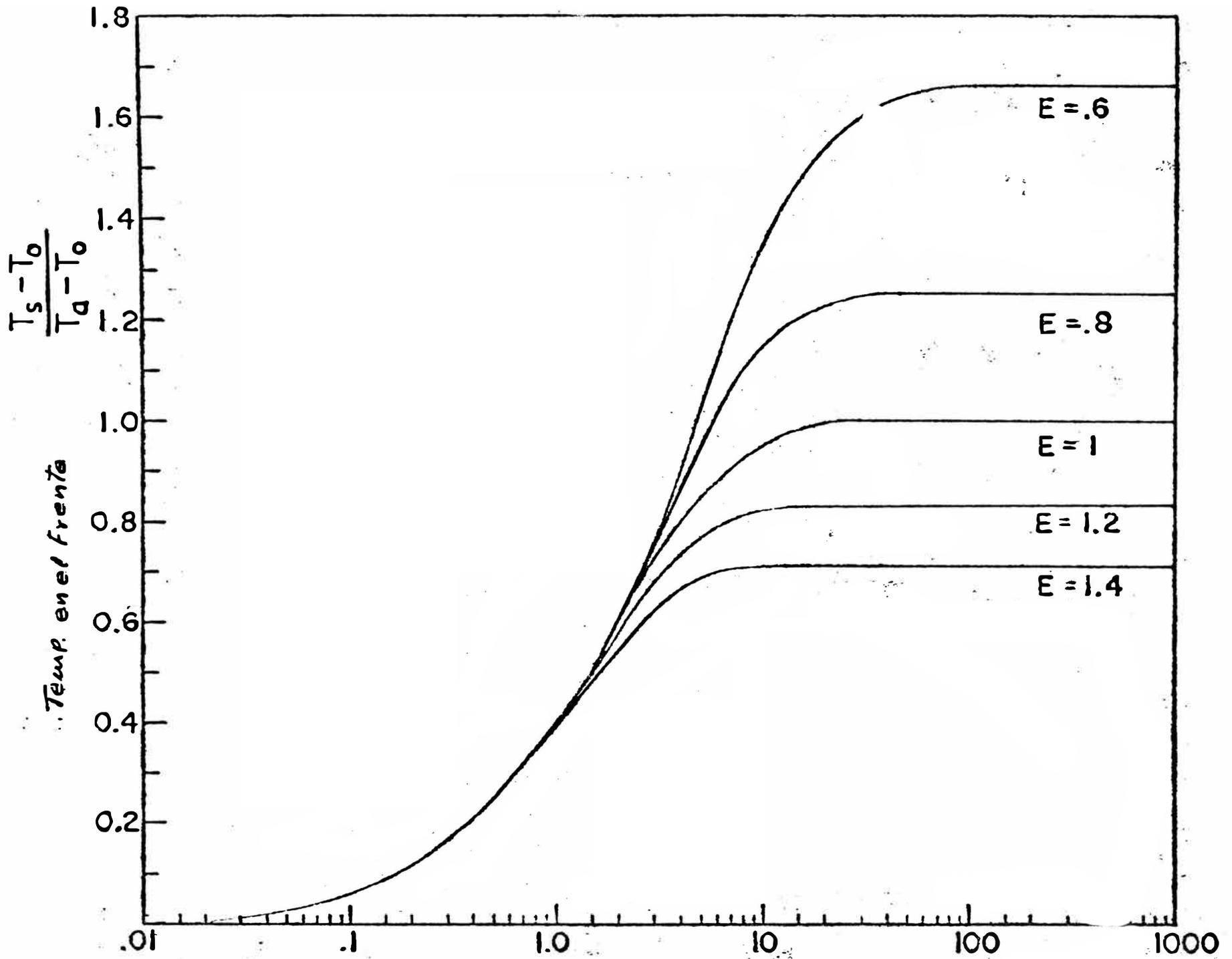
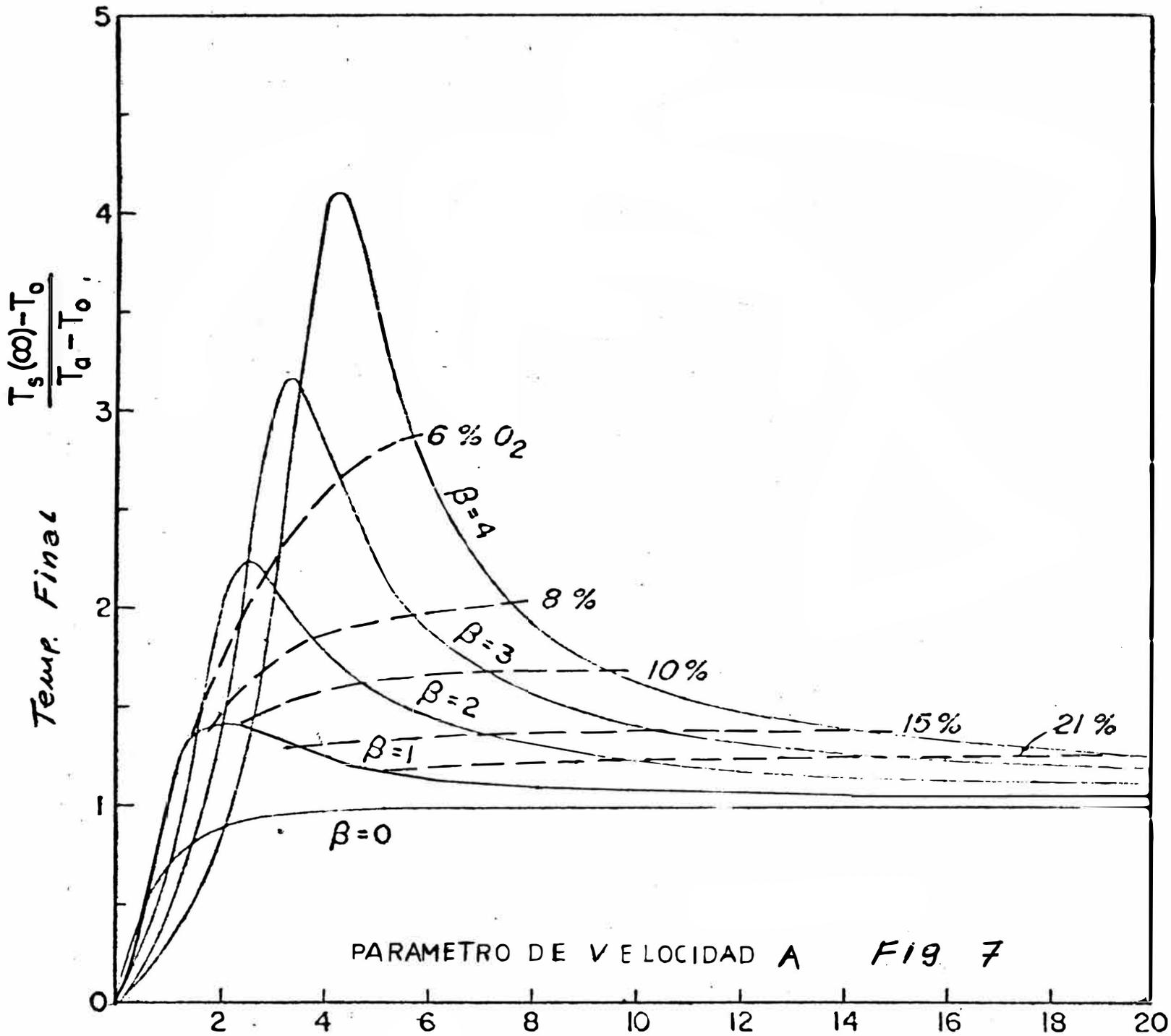
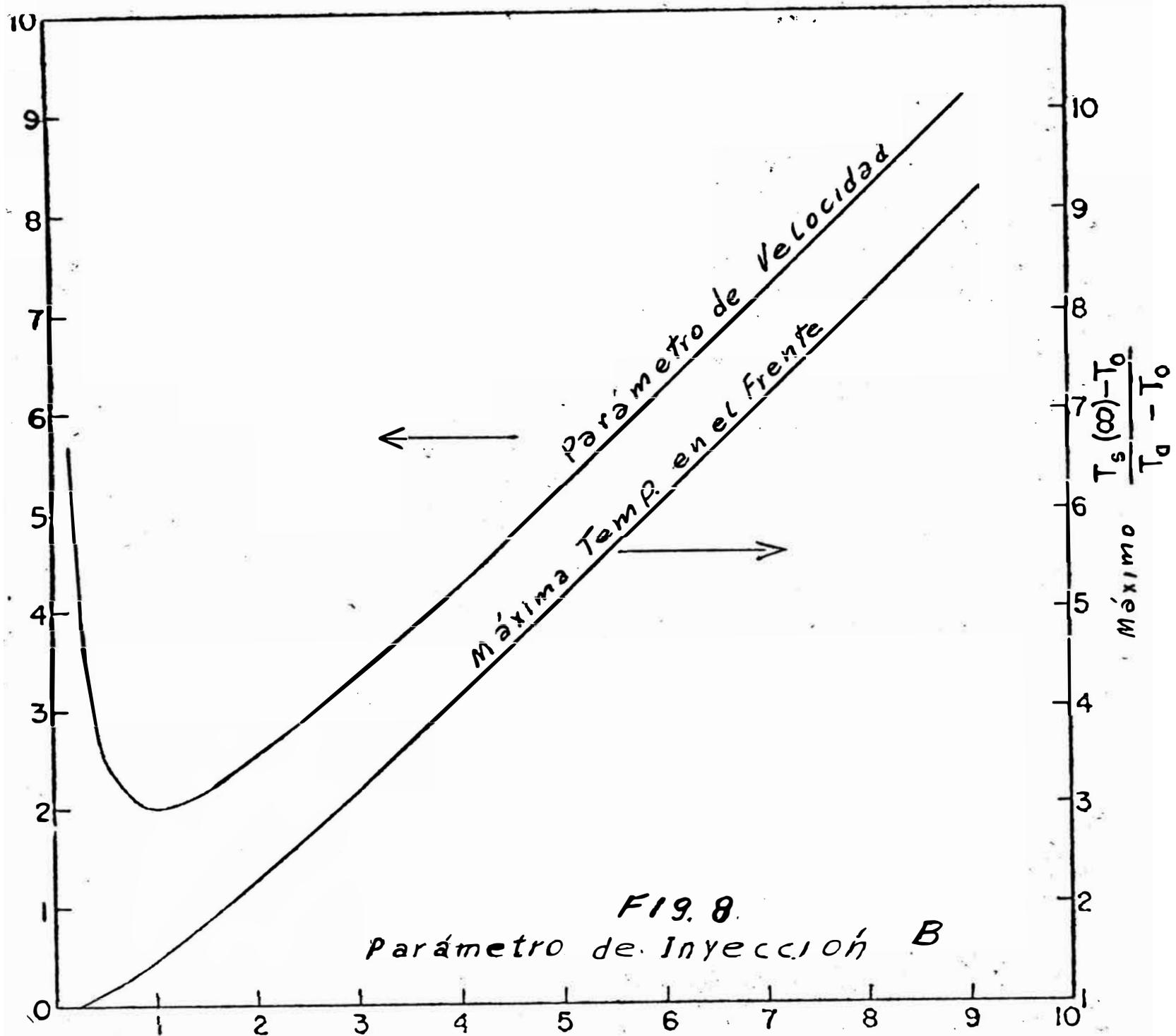


Fig. 6 Tiempo $(v_s^2 t / a)$





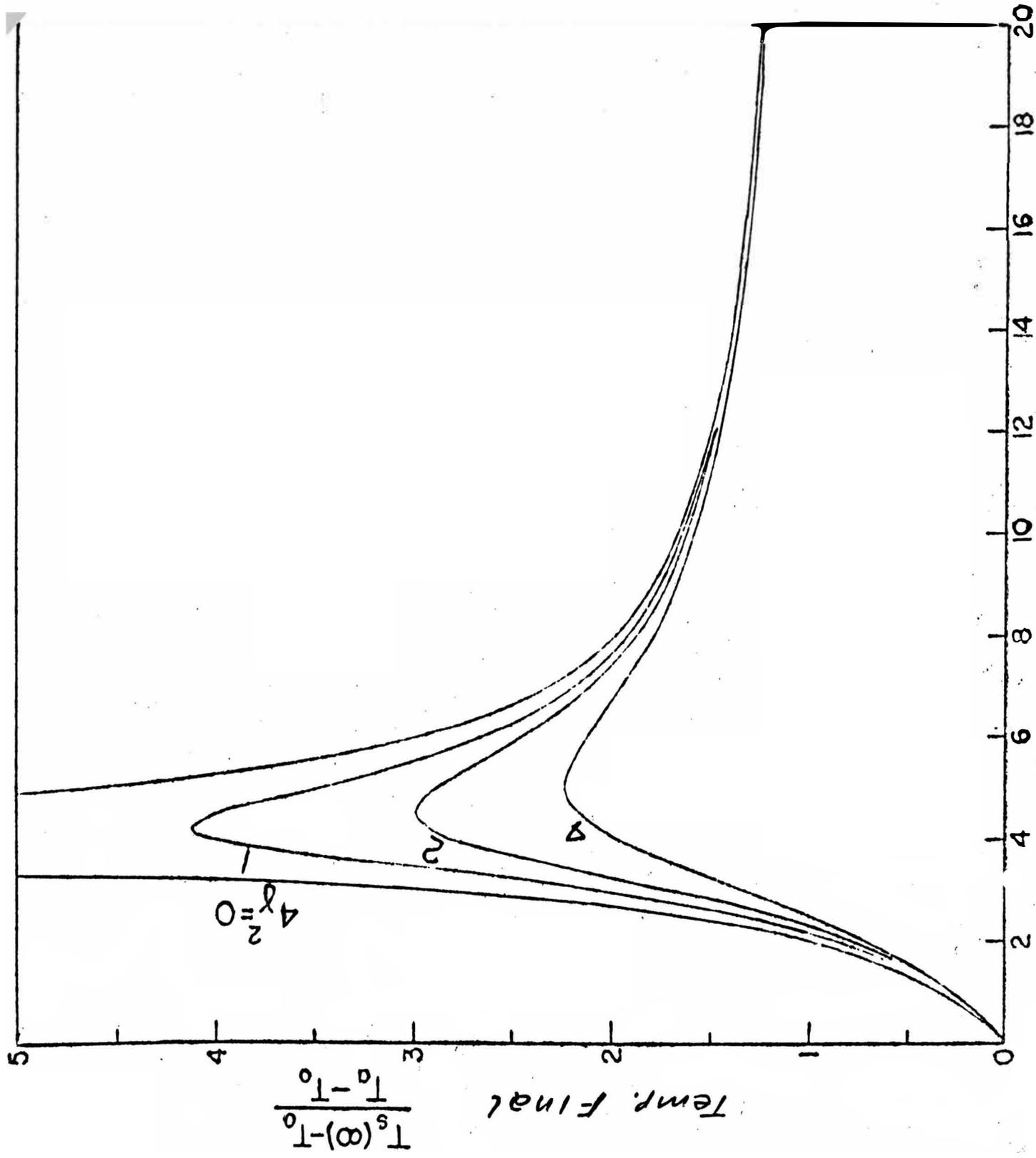


Fig #9 Parámetro de Velocidad : A

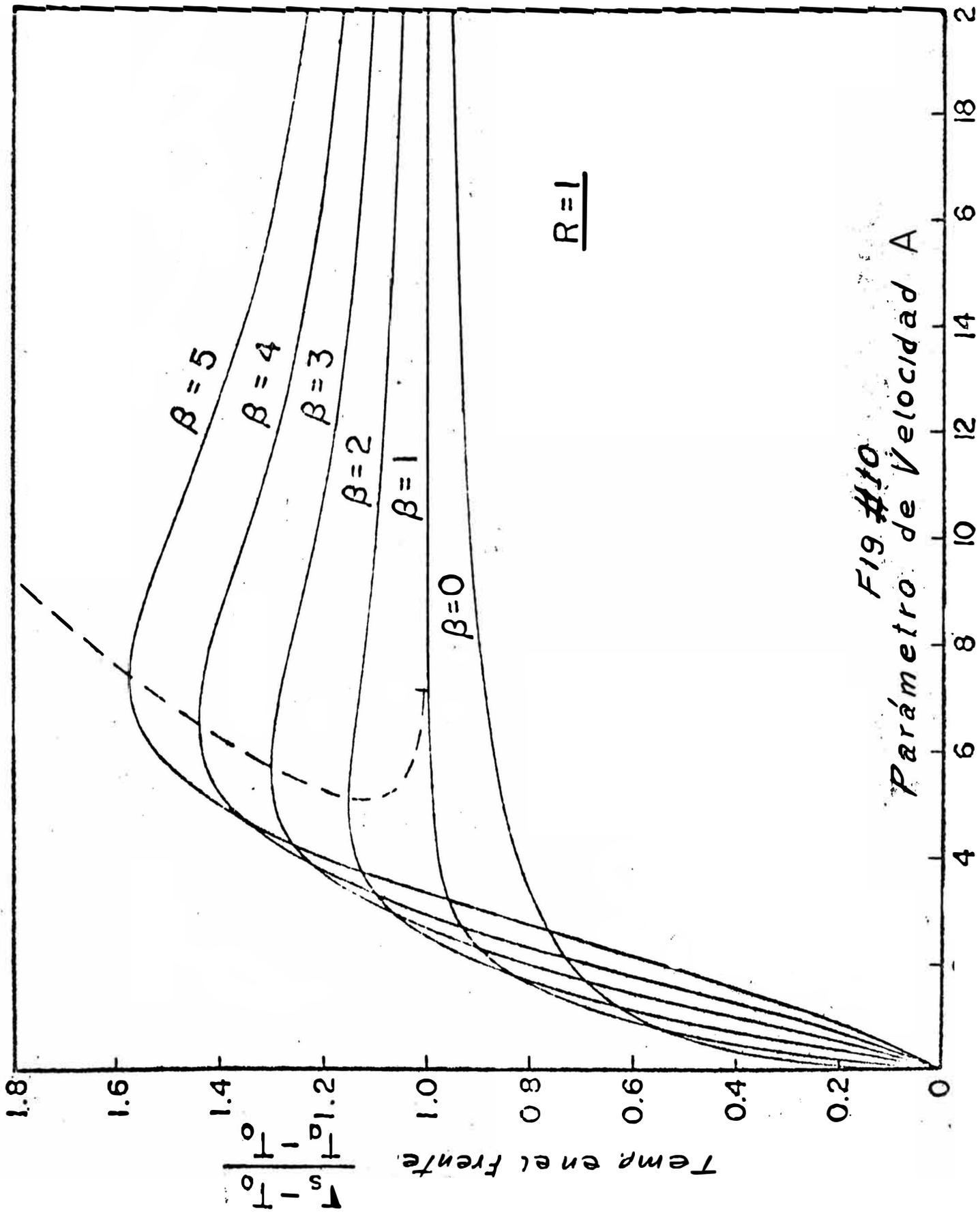
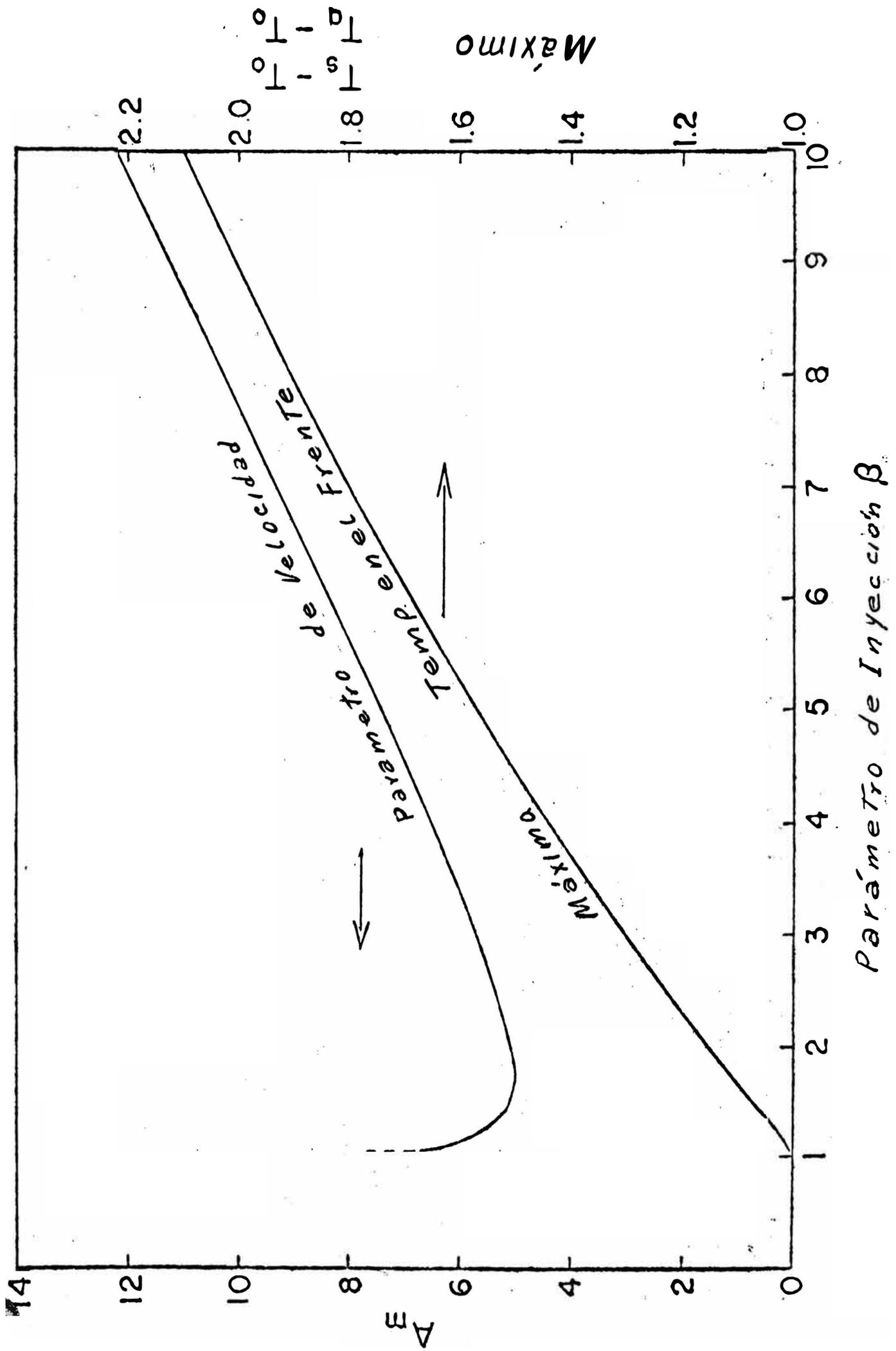


Fig #10
Parámetro de Velocidad A

$R=1$



B I B L I O G R A F I A

- 1.- CHU, CHIEH: "Two-Dimensional Analysis of a Radial Heat Wave"
Jour, Pet, Tech -Oct, 1963 - 1137
- 2.- HURST, W. : "Interference Between Oil Fields",
Pet. Trans., AIME -(1960) p 175.
- 3.- VAN POOLLEN, H.K.: "Transient Tests Find Fire Front in an In Situ-Combustion Project" -Oil & Gas Journal
Feb. 1, 1965 - p.78
- 4.- Table of Thermal Properties of Gases. U.S. Dept. of Commerce National^a
Bureau of Standards, Circular 564
- 5.- COLLINS, R.E.: Flow of Fluids Through Porous -
Materials, Reinhold Publishing Corp,
New York (1961) p. 115
- 6.- BRUCE, G.H.; PEACEMAN, D.W., and RACHFOR, H.H., Jr
Calculation of Unsteady-State Gas
Flow Through Porous Media -Pet, Trans
AIME. - 1953 -Vol.198. p.79
- 7.- H.J.TADEMA: Olforderung mittels unterirdischer
Verbrennung , Erdöl und Kohle, 12,
140-44 - 1959.
- 8.- K.PEARSON: Tables of the incomplete Gamma
Function, Cambridge University Press,
1957.