

5. 4. Llamas turbulentas

5. 4. 1. Llamas turbulentas de difusión

5. 4. 1. 1. Mezclado de chorros turbulentos

5. 4. 1. 1. 1. Introducción

La combustión en motores diesel, turbinas a gas, muchos hornos industriales, e incendios, es esencialmente no-premezclada y altamente turbulenta. La llama de chorro de difusión turbulenta es el problema modelo para tales sistemas.

Estas llamas tienen muchas características en común con las llamas laminares de difusión.

Nuevamente comenzamos considerando un chorro uniforme inerte y nos ocupamos del rol de la fracción de mezcla en la estructura de la llama.

5. 4. 1. 1. 2. Estructura de la turbulencia

La Figura V.16 muestra una imagen instantánea de la sección sobre el eje de un chorro turbulento.

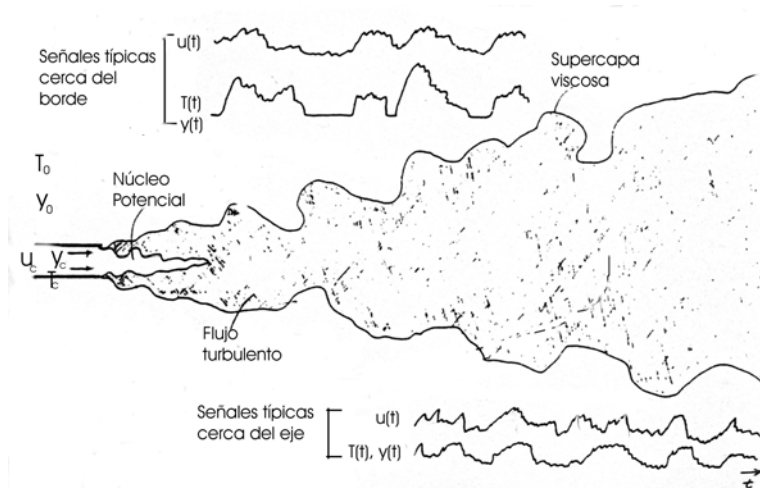


Figura V. 16: Chorro turbulento

Hay una región de fluido turbulento que contiene movimientos en torbellino turbulentos, que es contaminada por la especie i del chorro, y que tiene exceso de temperatura. Está separada del fluido circundante, puro y no-turbulento, por una frontera bien definida, llamada "supercapa viscosa". El fluido circundante es no-

vorticoso y aunque puede haber movimiento, inducido por las fluctuaciones de presión debidas al movimiento turbulento dentro del chorro, la vorticidad sólo puede diseminarse por procesos moleculares a través de la supercapa viscosa.

Dentro del fluido del chorro existen movimientos de escala grande y éstos contorsionan, doblan y envuelven la supercapa lo necesario para proveer la superficie que necesita la difusión viscosa. La contaminación del fluido circundante por la especie y la temperatura del chorro ocurre de manera similar, a través de la supercapa. Un proceso similar existe dentro del chorro mismo, con la turbulencia consumiendo fluido no contaminado. Pasando aproximadamente 5 diámetros en la dirección axial no queda flujo de chorro sin contaminar.

La velocidad, temperatura y concentración de la especie i dentro del chorro turbulento varían con el tiempo, y en la Figura V.16 se indican trazas típicas. Cerca del borde del flujo las señales de temperatura y especie son *intermitentes* y hay, por consiguiente, una estructura correspondiente de velocidad, con períodos relativamente quietos que corresponden al pasaje por el punto de medición de flujo circundante no-contaminado.

Si las condiciones son estacionarias en el tiempo, el valor medio de estas señales no variará con el período de medición Z .

Condiciones similares se aplican a \bar{T} e \bar{y} .

El valor cuadrático medio (rms) de las fluctuaciones es también independiente del tiempo de medición.

En cambio, si el flujo sí varía con el tiempo, como en un motor de explosión, la media y rms se obtienen por promedio de un conjunto de experimentos. La media y la rms son dos medidas de las características de la amplitud de la señal. Una descripción completa de la variación de la señal viene dada por la función de densidad de probabilidad (PDF) de la amplitud. La PDF de la fracción de mezcla f tiene gran importancia en flujos reactivos. La Figura V.17 muestra las PDFs para varios tipos de señal. Notar que para la fracción de mezcla $p(f)$ solo puede ser positiva y definida para $0 < f < 1$.

La Figura V.18 muestra algunas PDF medidas en un flujo turbulento libre.

Las funciones delta o de pico en $f = 0$ corresponden al fluido externo puro. La componente cuasi-gaussiana de cada PDF corresponde al flujo totalmente turbulento. La transición entre el pico y la curva cuasi-gaussiana corresponden al fluido de la supercapa que, en realidad, tiene un espesor finito.

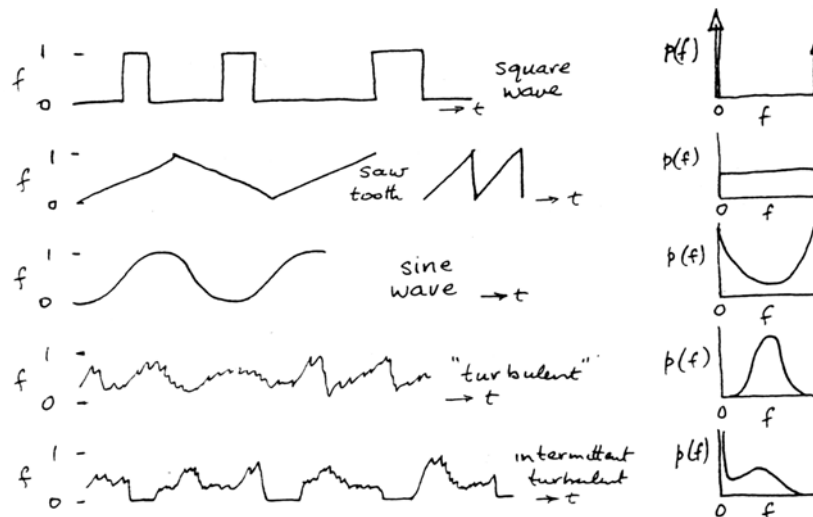


Figura V. 17: Formas de PDF

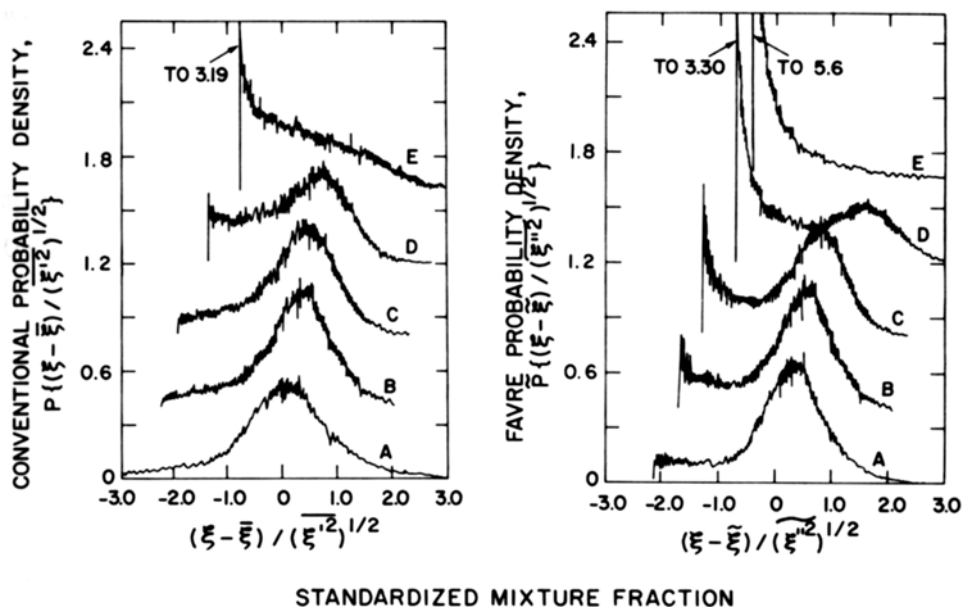


Figure 7.23 Conventional and Favre pdfs measured in a hydrogen-air diffusion flame at 40 jet diameters from the nozzle by Kennedy and Kent.⁶⁸ Radial distances in nozzle radii: (A) 0.0, (B) 1.16, (C) 2.33, (D) 4.65, (E) 9.31.

Figura V. 18: PDFs experimentales

Finalmente, se debe notar que dada una variable $Q = Q(f)$ (por ejemplo, escalares conservados en química rápida) se puede promediar con la PDF de f :

$$\bar{Q} = \int_0^1 Q(f)p(f)df. \tag{5.23}$$

5. 4. 1. 1. 3. Predicción de propiedades promedio

La información instantánea de los campos de flujo y de escalares es muy difícil de predecir y de dudosa utilidad. La Figura V.19 muestra curvas de contorno instantáneas de f , y de su media y rms para un chorro confinado mezclándose con una corriente confluyente.

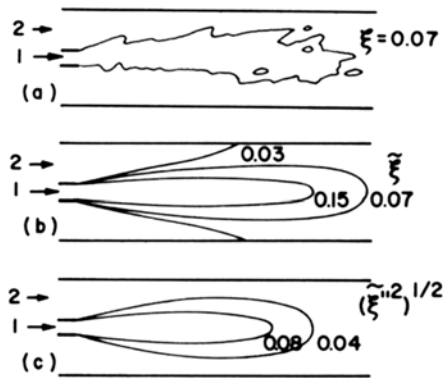


Figure 7.20 Mixing patterns in a typical turbulent reacting flow with nonpremixed reactants entering in streams 1 and 2: (a) instantaneous isopleth for a conserved scalar ξ ; (b) isopleth for the Favre average of ξ ; (c) contours of root-mean-square fluctuation of ξ (after R. W. Bilger⁶⁶).

Figura V. 19: Fracción de mezcla instantánea, media y rms

Las curvas instantáneas son muy complejas y cambian continuamente durante la medición. Para usos ingenieriles es suficiente con especificar los dos primeros momentos (media y rms).

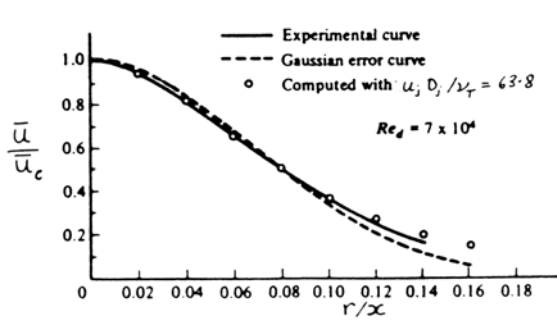
Para flujos de alto número de Reynolds y densidad uniforme es posible derivar ecuaciones diferenciales de conservación de masa, cantidad de movimiento, fracción de mezcla y su rms, ecuaciones que se resuelven por métodos numéricos. Estos modelos empíricos dan bastante buenos resultados para la mezcla de chorros no reactivos. Por lo tanto, se hallan soluciones similares a las previamente encontradas:

$$\frac{\bar{u}}{u_c} = \frac{5.9}{x/D_c} \left[1 + 63.8 \left(\frac{r}{x} \right)^2 \right]^{-2} \quad (5.24)$$

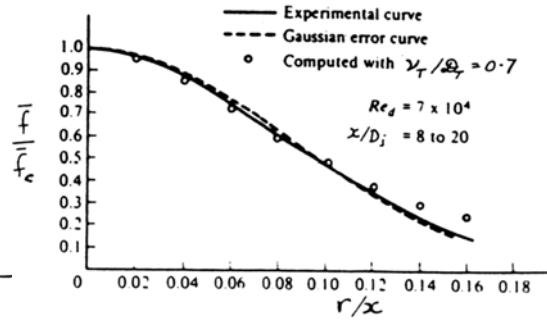
$$\bar{f} = \frac{5.3}{x/D_c} \left[1 + 63.8 \left(\frac{r}{x} \right)^2 \right]^{-2} \frac{\nu_T}{D_T} \quad (5.25)$$

con un número de Schmidt turbulento (ν_T/D_T) de aproximadamente 0.7. Comparando estas soluciones con las del chorro laminar se obtiene que $u_c D_c / \nu_T \gg 68$. Las gráficas

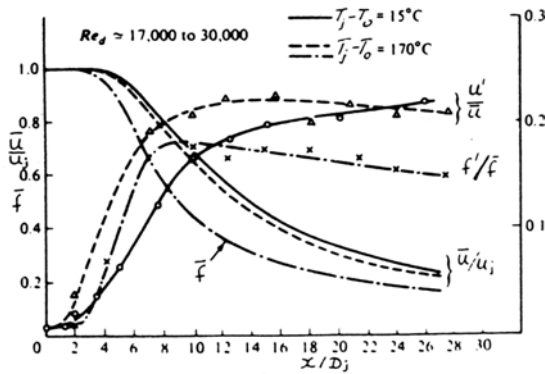
de mezclado y de velocidad serán entonces similares a las ya vistas para un $Re = 68$, excepto que los contornos de fracción de mezcla se ubican en radios ligeramente mayores (63.8 es mayor que $3Re^2/256$ y 5.3 es menor que $3Re/32$). La Figura V.20 muestra la variación de algunas propiedades medidas en un chorro redondo de aire caliente. Mediciones más recientes indican valores de f' algo más alto en el eje lejos del inyector ($f'/f \cong 0.23$).



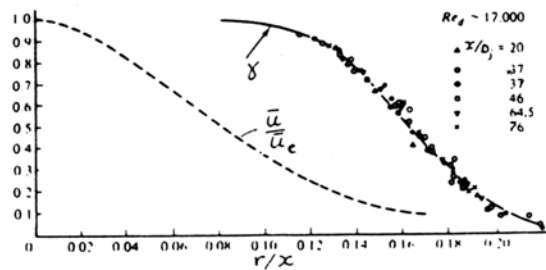
(a) Velocidad media



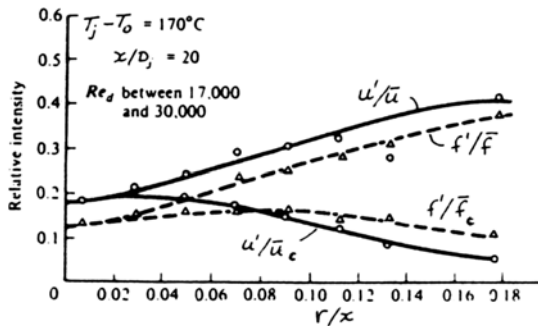
(b) Fracción de mezcla media



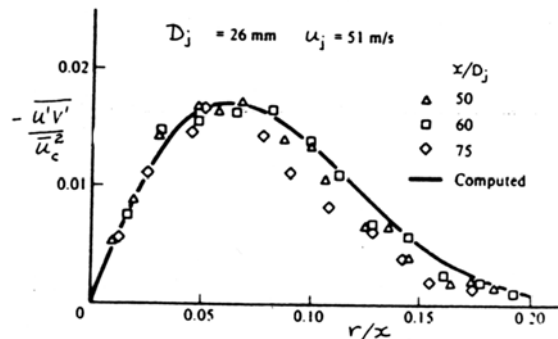
(c) Valores en el eje



(d) Intermittencia



(e) Valores cuadráticos medios



(f) Tensiones de Reynolds

Figura V. 20: Chorro turbulento en aire

Cuando la densidad del chorro es distinta de la del fluido circundante, la velocidad y la composición lejos del inyector se pueden predecir con lo anterior si se reemplaza el diámetro del chorro por un diámetro efectivo D_{CE} , definido por

$$D_{CE} = D_C \left(\frac{\rho_C}{\rho_0} \right)^{1/2}. \quad (5.26)$$

5. 4. 1. 2. Llamas de difusión turbulenta

5. 4. 1. 2. 1. Teoría del escalar conservado en química rápida

En condiciones turbulentas de reacción química, la definición de fracción de mezcla y sus ecuaciones de transporte para la media y la varianza aún se pueden aplicar.

Los métodos teóricos que se basan en escalares conservados tales como la fracción de mezcla f tienen la ventaja de evitar tratar de promediar el término de velocidad de reacción. Por ejemplo, el promedio de la velocidad de reacción para la especie F en la reacción $aF + bO \rightarrow \text{Productos}$ es

$$\overline{w_F} = - \overline{A_F y_F^a y_O^b e^{-\frac{E}{RT}}} \neq -\overline{A_F} \overline{y_F^a} \overline{y_O^b} e^{-\frac{E}{RT}} \quad (5.27)$$

donde A y E son constantes.

El error introducido al usar la última expresión puede ser de varios órdenes de magnitud, particularmente cuando la química es rápida y es la mezcla la que controla la velocidad.

En el método de escalar conservado el campo de mezcla se obtiene resolviendo ecuaciones de transporte para f y su rms. Si asumimos que los efectos de la densidad se pueden corregir como se vio anteriormente, el promedio de f estaría dado por:

$$\bar{f} = \frac{5.3}{x/D_C} \sqrt{\frac{\rho_C}{\bar{\rho}_f}} \left[1 + 63.8 \left(\frac{r}{x} \right)^2 \right]^{-2 \frac{v_T}{D_T}} \quad (5.28)$$

y f_{rms}/\bar{f} se obtendría de una figura como la V.20 (c) y (e). En la última ecuación, ρ_f es la densidad media en la región de la llama y no la del fluido circundante ρ_0 , dado que esta ecuación sale de balancear cantidades de movimiento y la mayor parte del impulso cerca del eje es el de la llama, cuya densidad es más cercana a ρ_f que a ρ_0 . Igual que en

el caso de la llama laminar, la llama estará ubicada en la superficie de contorno donde $f = f_s$. Luego, la longitud media de la llama estará dada por:

$$\frac{L_m}{D_c} \cong \frac{5.3}{f_s} \sqrt{\frac{\rho_c}{\bar{\rho}_F}} \quad (5.29)$$

La longitud visible de la llama será mucho mayor ya que hay una buena probabilidad que el valor instantáneo de f sea igual a f_s si \tilde{f} es bastante menor que f_s . Para ver esto, recurriendo a las gráficas de las PDF dadas anteriormente, vemos que en el eje el máximo valor alcanzado por f es aproximadamente $2 f_{rms}$ más alto que la media. Digamos

$$\tilde{f} + 2f_{rms} = f_s \text{ o bien, } \tilde{f} = \frac{f_s}{1 + 2\frac{f_{rms}}{\tilde{f}}} = \frac{f_s}{1.46}, \text{ donde hemos tomado } \frac{f_{rms}}{\tilde{f}} \cong 0.23 \text{ en}$$

el eje del chorro. Con este valor de \tilde{f} resulta una longitud de llama visible

$$\frac{L_v}{D_c} = 5.3 \frac{1.46}{f_s} \sqrt{\frac{\rho_c}{\bar{\rho}_F}} \cong 1.46 \frac{L_m}{D_c}. \quad (5.30)$$

Para una llama de difusión de hidrógeno en aire $\rho_c = 0.083 \text{ kg/m}^3$; $\rho_f = 0.15 \text{ kg/m}^3$, $f_s = 0.0283$, lo que resulta en $L_m \cong 140 D_c$; $L_v \cong 200 D_c$. La Figura V.21 muestra valores de L_m / D_c en función del número de Froude $U_c / g D_c$; el número de Froude nos indica la influencia de la flotación, y esta es tal que aumenta el mezclado y acorta la llama.

La solución obtenida para L_m sería aplicable a un número de Froude infinito; se aprecia que ésta sobrepredice la longitud de llama en un 10%. En la figura V.21(b) se ve que la longitud de llama visible L_v sería de unos $130 D_c$, que es 1.4 veces el valor dado en V.21(a), lo que estaría de acuerdo con la teoría desarrollada anteriormente, es decir, L_v / L_m estaría bien, es L_m la que es muy alta. La figura (b) también muestra que para un número de Froude dado las concentraciones de las especies principales son independientes del número de Reynolds y de la escala de tiempo del problema D_c / U_c . Esto es consistente con la Hipótesis de Similaridad y la presunción de química rápida.

La considerable superposición de los perfiles de H_2 y O_2 en la figura (b) no indica, por supuesto, lentitud de las reacciones químicas sino el resultado de las fluctuaciones de la fracción de mezcla. El punto de muestreo está alternativamente en el lado rico y en el lado pobre de la llama. Las composiciones y temperaturas medias pueden obtenerse

asumiendo química rápida y usando el método de un solo paso o equilibrio químico, para obtener valores de equilibrio $y_i^e(f)$ y $T^e(f)$. Los valores medios entonces se obtendrían promediando con la PDF.

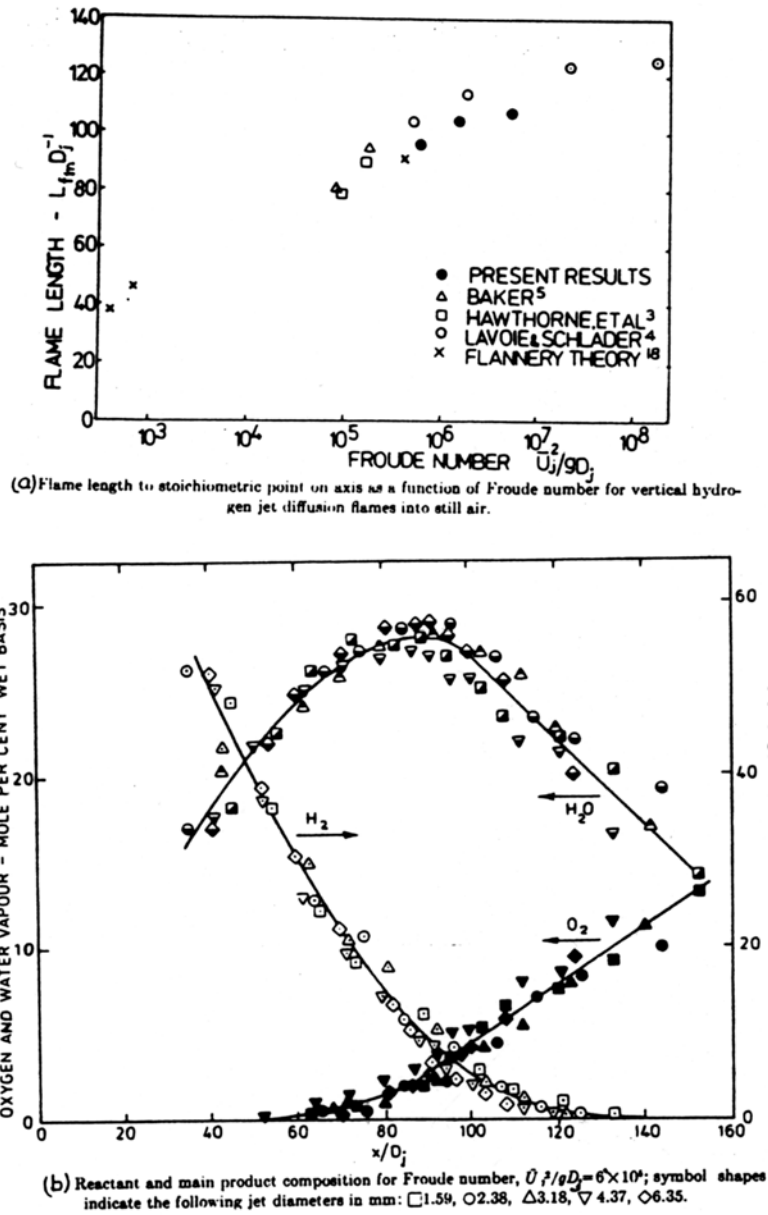


Figura V. 21: Llama de hidrógeno en aire

De manera similar se obtienen las fracciones molares.

Se ve que el efecto de la turbulencia es aumentar las concentraciones medias de los reactantes y disminuir las de los productos con respecto a los valores perfectamente mezclados o "laminares", y la diferencia es proporcional al valor rms de la fracción de

mezcla. Se puede encontrar una relación similar para la temperatura, utilizando las relaciones lineales del modelo de un solo paso.

La teoría así presentada desprecia los efectos de flotación en la mezcla y la mayoría de los efectos de las grandes diferencias en densidad. Estos factores hacen dudoso el uso directo de los datos obtenidos del mezclado de chorros inertes de densidad uniforme. Afortunadamente, es posible resolver las ecuaciones de balance para los campos de flujo y fracción de mezcla incluyendo densidades variables, el efecto de flotación, y otros factores tales como corrientes co-fluyentes, y así obtener mejor acuerdo con los resultados experimentales para llamas de hidrógeno en aire.

Para llamas de hidrocarburos en aire ni el modelo de un solo paso ni el de equilibrio completo funcionan bien ya que modelan pobremente el CO. Las correlaciones entre especies y fracción de mezcla obtenidas de experimentos laminares se pueden utilizar para pesarlas con una PDF y obtener promedios para llamas turbulentas, con buen resultado como indica la Figura V.22.

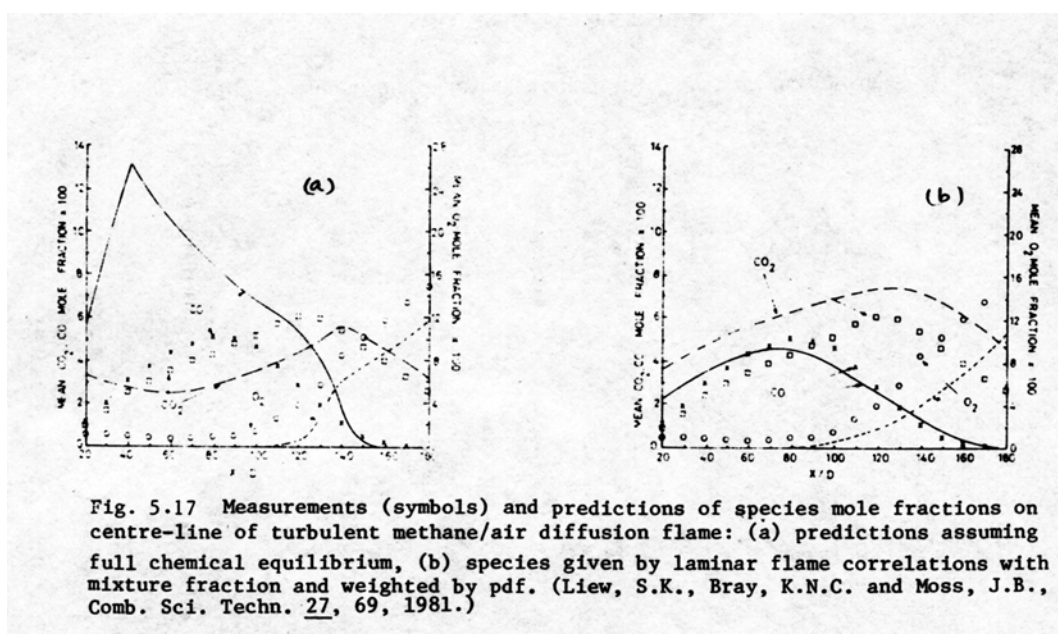
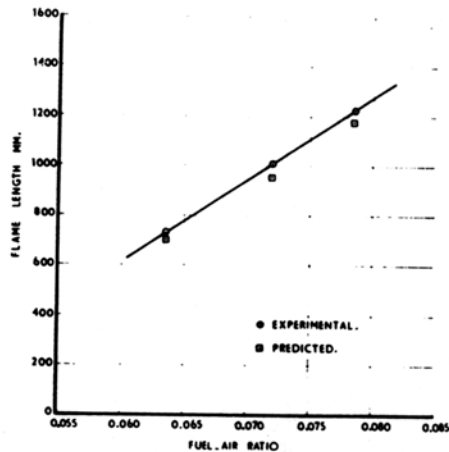
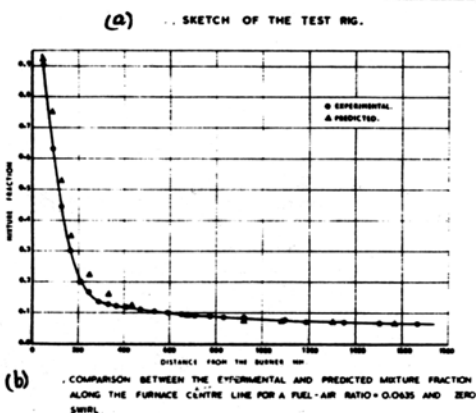
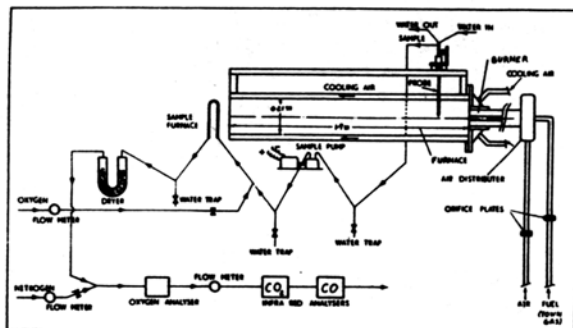


Figura V. 22: Modelado de llamas de difusión

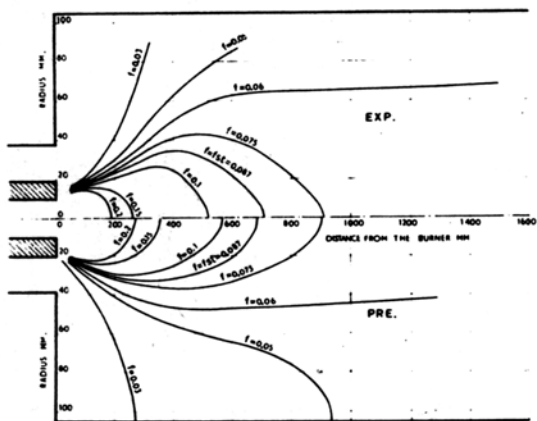
Los perfiles radiales de composición muestran la misma superposición de oxígeno y combustible que se habían visto anteriormente. Se reitera que esto no se debe a la lentitud de las reacciones químicas sino al comportamiento fluctuante, básico a la turbulencia.

5. 4. 1. 2. 2. Aplicación al diseño de combustores

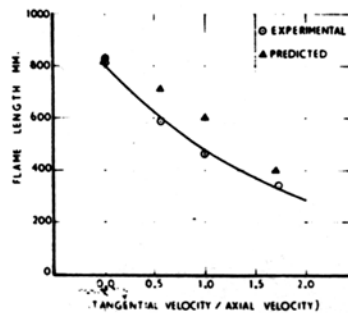
La Figura V.23 muestra predicciones y mediciones de la fracción de mezcla en un horno cilíndrico con gas de alumbrado y aire quemando en un quemador anular.



(d) COMPARISON BETWEEN THE EXPERIMENTAL AND PREDICTED VARIATION OF THE 'FLAME LENGTH' WITH THE FUEL-AIR RATIO FOR ZERO SWIRL.



(c) COMPARISON BETWEEN EXPERIMENTAL AND PREDICTED MIXTURE FRACTION CONTOURS FOR A FUEL-AIR RATIO = 0.0635 AND ZERO SWIRL.



(e) COMPARISON BETWEEN THE EXPERIMENTAL AND PREDICTED RESULTS OF THE VARIATION OF THE 'FLAME LENGTH' WITH THE RATIO OF THE TANGENTIAL TO THE AXIAL VELOCITY OF THE COMBUSTION AIR.

Figure 5.20 Predictions and measurements of mixture fraction and mean flame length for a cylindrical furnace with a concentric fuel and air jet burner. El Mahallawy, F.M., Lockwood, F.C. and Spalding, D.B. Combustion Institute European Symposium 1973, Weinberg F.J., Academic Press, 633-638, 1973.

Figura V. 23: Quemadores de hornos y cámaras de combustión

Las predicciones se hicieron en el modelo de densidad uniforme, axisimétrico, visto anteriormente, un modelo muy simple de turbulencia para v_T y D_T , y un modelo muy elemental de obtener ρ a partir de f .

Se ve que el mezclado es muy importante en la determinación de la forma de la llama y su longitud en este horno y, en consecuencia, de la radiación a las paredes. La fórmula simple del chorro daría un largo de llama de unos 100 diámetros del inyector en lugar de los 35 diámetros observados. El modelado utilizando resultados de flujos fríos es una técnica usual para determinar los contornos de mezclado en estos diseños, pero últimamente el modelado numérico está siendo más utilizado a medida que se vuelve más rápido y barato.

En el estado actual del modelado de flujo y combustión en sistemas turbulentos se pueden sacar las siguientes conclusiones:

- 1) Es posible modelar sistemas tridimensionales.
- 2) Existen métodos para modelar la transferencia de calor por radiación.
- 3) También se pueden modelar gotas, partículas de carbón y cenizas.
- 4) Se pueden modelar flujos variables en el tiempo (motores alternativos).
- 5) Se promedia utilizando el proceso de Favre para tener en cuenta las fluctuaciones grandes de densidad.
- 6) Aún hay problemas en predecir el transporte en el caso de flujos con rotación o gran curvatura de la línea de corriente.
- 7) La cinética de la fase gaseosa en flujo turbulento aún es el problema de investigación más significativo.

Por medio de la simulación numérica se están obteniendo resultados muy útiles en combustores de turbinas de gas, hornos de fundición de vidrio, hornos de cemento, y muchos otros.