

## SOMMARIO

<b>LEZIONE 15 SISTEMI “COMPLESSI” .....</b>	<b>204</b>
<i>INDAGINI SPERIMENTALI</i> .....	204
<i>MODELLI BASATI SU “METODI DI CAMPO” .....</i>	208
<i>RIFERIMENTI E NOTE</i> .....	211
<i>TESTI CONSIGLIATI</i> .....	211

## Lezione 15 Sistemi "complessi"

### Indagini sperimentali

Un altro tipo di descrizione delle fiamme turbolente a diffusione può essere affidato all'analisi di dati sperimentali raccolti su sistemi di combustione disegnati per verificare le correlazioni tra le variabile del campo ( $T$ ,  $\underline{v}$ ,  $Y_i$ ) e la frazione di miscelamento. I dati presentati qui di seguito sono relativi ad un apparato sperimentale del tipo di quello mostrato in fig.4.31. Un getto di combustibile (in figura il combustibile viene indicato come una miscela di  $\text{CO}/\text{H}_2/\text{N}_2$ , perché si riferisce ad un caso particolare) viene immesso al centro di un tunnel aerodinamico in cui fluisce aria con velocità di qualche metro al secondo. Il combustibile fluisce con velocità dell'ordine di decine o centinaia di metri al secondo attraverso un tubo di qualche millimetro. In questa configurazione aerodinamica una fiamma può essere sostenuta solo da una fiamma pilota, che nel caso mostrato in figura è realizzata immettendo nella atmosfera ossidante il combustibile (non diluito in azoto come nel caso del getto centrale) a bassa velocità attraverso un condotto anulare tra il getto di combustibile e l'aria.

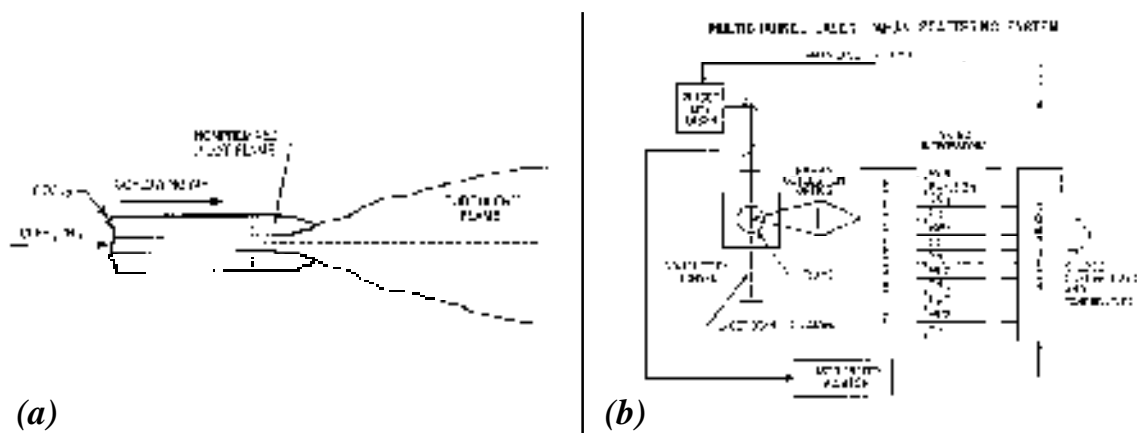


Fig. 4.32 Schema di una fiamma turbolenta e di un apparato ottico per il rilevamento di concentrazioni di specie chimiche (figure tratte dai lavori di Masri e Dibble, 1988).

Nella parte inferiore è schematizzato l'apparato di misura che permette la determinazione quantitativa della concentrazione di tutte le specie maggioritarie stabili per mezzo di rilevamenti della componente Raman della luce diffusa, eccitata da un fascio laser di alta potenza. E' inoltre possibile misurare con lo stesso tipo di apparato alcune specie minoritarie ed instabili come il radicale OH per mezzo di tecniche di fluorescenza.

Conoscendo la composizione della miscela è possibile determinare sia la temperatura attraverso la legge dei gas perfetti che la frazione di miscelamento.

Le misure di tutte le specie sono realizzate contemporaneamente all'interno di un volume con la dimensione maggiore di circa  $800 \mu\text{m}$  e per un tempo di 2 ms.

Il primo esempio riportato in fig.4.32 è relativo alle misure realizzate in fiamme di idrogeno diluite con il 22% di argon immesso nel flusso d'aria ( $\bar{v}_{aria}=9.2 \text{ m/s}$ ) con velocità media all'orifizio di 150 m/s. La temperatura e le frazioni molari di  $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  in funzione della frazione di miscelamento sono riportate con un punto per ogni misura realizzata e sono riferite ad un solo punto dello spazio ( $x/D=30$ ,  $y/D=2$ ).

Le linee continue sono relative alla condizione di equilibrio chimico. La dispersione di punti è dovuta all'incertezza di misura (calcolata essere minore del 10% del valore misurato) e allo scostamento dalle condizioni di equilibrio. L'analisi dei dati mostra comunque che una modellazione della frazione di miscelamento è sufficiente per predire le concentrazioni molari delle specie e della temperatura riportate in figura. Lo scostamento più sensibile si riscontra nella misura della temperatura con valori misurati più bassi di quelli relativi alle condizioni di equilibrio ed è in parte responsabile dello scostamento ben più sensibile della frazione molare di OH, come è rilevabile dalla figura 4.33 in cui i valori misurati di OH - (frazione di miscelamento) sono riportati per le stesse condizioni sperimentali relative alla fig. 4.32. Anche in questo caso la linea continua è relativa alla condizione di equilibrio adiabatico, mentre l'intervallo di incertezza è rappresentato con due tratti disposti a croce.

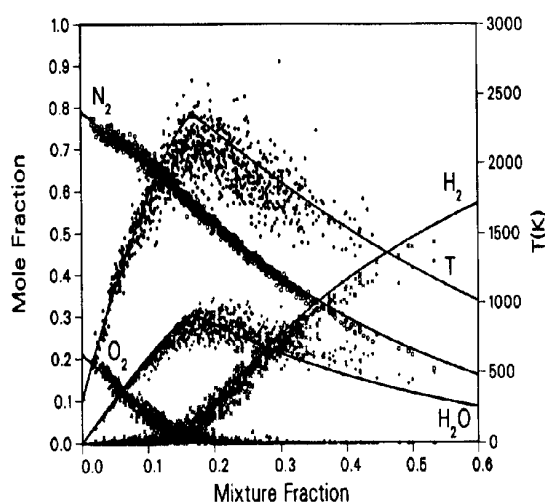


Fig. 4.33 Insieme di misure Raman (concentrazione, temperatura) in una fiamma turbolenta a diffusione. La linea continua mostra le condizioni di equilibrio.

La ragione di questo scostamento così accentuato è attribuibile, secondo un'analisi riportata da Masri e Dibble R.W.(1988), al tempo di ricombinazione dei radicali che è più lungo delle altre reazioni che portano alla formazione di  $H_2O$  a base bimolecolare. E' inoltre da sottolineare che le condizioni locali per cui sono riportate le misure di fig. 4.32 e 4.33 sono lontane dalla estinzione locale. Un altro esempio di misure, relative ad una fiamma a diffusione turbolenta, è riportato in Fig. 4.33. In questa fiamma il combustibile è una miscela 45%CO/15% $H_2$ /40% $N_2$  in volume. Il getto di combustibile fuoriesce da un tubo di 7.2 mm con velocità di 41.9 m/s (fiamma designata con L) e di 122.8 m/s (fiamma designata con H) ed è centrato in una corrente d'aria con velocità media di 15 m/s. Le misure sono raccolte sull'asse, in due stazioni  $x/D=10$  e  $x/D=30$ , la prima delle quali corrisponde alla zona in cui si stabilizza la fiamma allorché si stacca dall'orifizio ad una velocità del getto di 143 m/s.

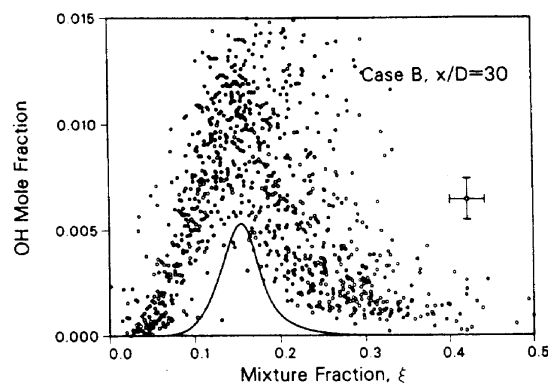


Fig. 4.34 Insieme di misure di OH in una fiamma a diffusione contro la frazione di miscelamento. La linea continua mostra le condizioni di equilibrio.

Le misure di temperatura e anidride carbonica corrono lungo la curva relativa all'equilibrio (leggermente al di sopra) solo per valori della frazione di miscelamento "molto diluite" ( molto piccolo). Per  $\xi > 0,2$  i valori misurati sono dispersi in un campo più ampio e rimangono al disotto delle condizioni di equilibrio per  $\xi > 0,2$ .

La comparazione della distribuzione delle temperature delle fig.4.32 e 4.34 anche se relativa a due distinte condizioni fluidodinamiche e chimiche (due diversi combustibili) indica che una possibile spiegazione per la larga dispersione dei dati può essere attribuita all'evoluzione instazionaria delle fiamme sottili in condizioni di estinzione locale. Un'altra possibile spiegazione data da Masri e Dibble R.W.(1988) è che la presenza del CO allarga il campo delle frazioni di miscelamento in cui la reazione ha luogo per cui si crea una regione con ossidazione distribuita. Ad avvalorare questa ipotesi concorre l'analisi del processo di estinzione per altri combustibili. In fatti nel caso delle fiamme a diffusione

turbolenta di metano è stato rilevato che la distribuzione delle temperature a fissato valore della frazione di miscelamento è bimodale per cui l'estinzione complessiva della fiamma non passa attraverso un regime di reazione distribuita ma attraverso l'aumento della frequenza locale di estinzione. Questo comportamento, diverso dal caso relativo alla miscela  $H_2$ -CO- $N_2$ , è giustificato dal fatto che la fiamma di metano rimane sempre sottile poiché la reazione avviene su un campo ristretto delle frazioni di miscelamento.

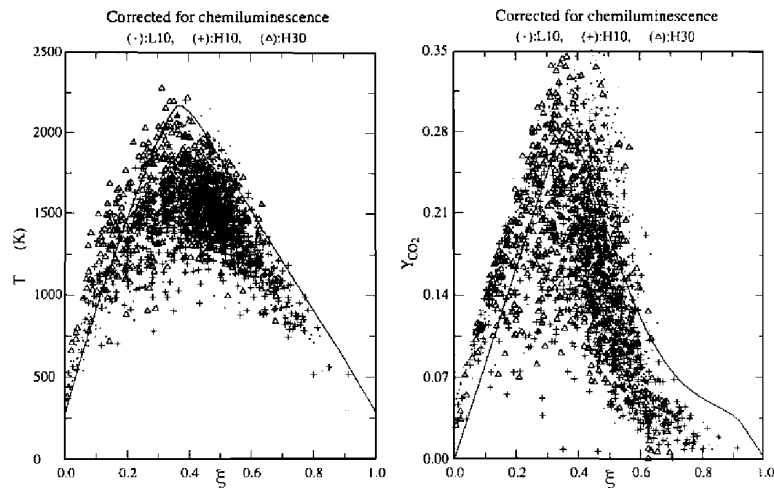


Fig.4.35 Misure Raman di temperatura e  $CO_2$  contro la frazione di miscelamento, in una fiamma a diffusione turbolenta in tre condizioni sperimentali prossime all'estinzione. La linea continua mostra la condizione di equilibrio, la linea punteggiata mostra la condizione di congelamento

### Modelli basati su “metodi di campo

Una nuova categoria di modelli numerici, analitici, e concettuali sembra essere davvero promettente per la descrizione di fiamme a diffusione turbolente. L'aspetto comune di questi modelli è la distinzione meccanicistica tra mescolamento e miscelamento e che l'evoluzione lagrangiana di quantità concernenti la cinetica e la diffusione molecolare è rappresentata con semplici schemi. Questi modelli sono stati classificati da Williams e Liñan (1993) come “metodi di campo”. Questi spaziano dal pioneristico ESCIMO al più recente ed avanzato “Linear Eddy Model” passando attraverso la modellazione distatistiche associate al comportamento di insieme di strutture del tipo a strato reagente isolato stirato e dipendente dal tempo. I lavori sperimentali, attraverso i quali si verificano modelli numerici o si classificano flussi reagenti o si scoprono nuovi effetti puntuali o multidimensionali, sono limitati da misure di tipo euleriano. I risultati ottenuti in tal modo possono essere correlati ai risultati finali ottenuti con i metodi di campo, ma non permettono un paragone diretto e una interazione con alcune variabili di controllo lagrangiane incluse nei modelli. La ragione del numero esiguo di misure lagrangiane è che sono difficili da ottenere, particolarmente sono multidimensionali o multicomponenti in domini tridimensionali. Questo è il caso di molte quantità di interesse nei metodi di campo, cosicché si usano semplificazioni per ridurre la dimensionalità e la multiscalarità nelle simulazioni numeriche e negli esperimenti, considerando una evoluzione temporale o spaziale di uno strato di miscelamento in un flusso bidimensionale isoterma transizionale.

Tale flusso usato come prototipo di configurazione così che le idee sviluppate nei metodi di campo possono essere verificate ed è resa possibile una classificazione di regimi di miscelamento in termini di misure lagrangiane. I modelli che maggiormente sfruttano le conoscenze delle strutture 1-D e 2-D presentate prima sono quelli basati sull'equazione di trasporto della densità di superficie riportata nelle eqq. 4.73-4.74.

$$\frac{d}{dt} + \frac{d}{dz} \left( \langle Y^{tot} \rangle_S \right) = \langle K^{tot} \rangle_S \quad (4.72)$$

$$\begin{aligned} z &= \left\langle \frac{A_z}{V} \right\rangle = \frac{\langle A_z \rangle}{V} \\ \langle Q \rangle_S &= \frac{\langle Q A_z \rangle}{\langle A_z \rangle} \end{aligned} \quad (4.73)$$

$$\langle \mathbf{v}^{tot} \rangle = \frac{\langle v^{tot} A_Z \rangle}{A_Z} \quad 4.74)$$

$$\begin{aligned} \langle \langle \mathbf{v} \rangle_S \rangle &= \bar{v} + \langle v' \rangle_S \\ \langle \mathbf{v}^{tot} \rangle_S &= \langle \mathbf{v} \rangle_S + \langle w \mathbf{n} \rangle_S \quad w = D \frac{2Z}{|Z|} \\ \mathbf{n} &= \frac{Z}{|Z|} \end{aligned} \quad 4.75)$$

$$\begin{aligned} \langle K^{tot} \rangle_S &= \langle K^V \rangle_S + \langle K^w \rangle_S \\ \langle K^V \rangle_{S,Z_s} &= \langle -\mathbf{v} - \mathbf{v}' : \mathbf{n} \mathbf{n} \rangle_{S,Z_s} \\ \langle K^w \rangle_{S,Z_s} &= \langle w - \mathbf{n} \rangle_{S,Z_s} \end{aligned} \quad 4.76)$$

La densità di superficie è definita nell'eq.4.72, seguendo la trattazione di Pope (1988) e di Trouve et al (1994), come la media di insieme del rapporto dell'area di una superficie contenuta in un volume fissato. Pertanto il volume può essere portato fuori dal segno di media e dare luogo all'ultima uguaglianza nell'eq. 4.72. Le superfici a cui si può applicare questa trattazione sono le isosuperfici, le superfici intermateriali o qualsivoglia superficie rappresentata da un onda in propagazione, come una fiamma premiscelata. Questa presentazione fa riferimento ad una isosuperficie a frazione di miscelamento costante, pertanto almeno in alcuni casi ciò è segnalato con il pedice Z.

Nell'eq. 4.72 è riportata un'equazione di evoluzione di una generica superficie così come derivata dai seguenti autori: Trouve A., Poinot T., (1994), Vervish L., Bidaux, Bray K.N.C., Kollmann W. (1995); Candel S.M., Veynante D., Lacas F.F., Maistret E., Darabiha N., Poinot T., (1990).

Tale equazione è del tutto simile ad una equazione di bilancio in cui il termine di trasporto convettivo è associato alla velocità totale mediata così come riportato nell'eq. 4.74. A sua volta la velocità totale può essere ottenuta come la somma della velocità fluidodinamica media e della velocità di propagazione della isosuperficie, così come riportato nell'eq. 4.75. Infine la produzione di superficie sarà fornita dalla velocità di stiramento medio per la superficie stessa. Anche in questo caso la velocità di stiramento può essere ottenuta come la somma di due stiramenti (fluidodinamico e diffusivo). L'eq. 4.76 da conto dei due contributi e della loro relazioni cinematiche e di trasporto.

Gli autori dimostrano che i termini relativi alla velocità di stiramento dovuta al campo di moto ( $K_A^V$ ) o alla curvatura della isosuperficie ( $K_A^C$ ), nonché i termini di autotrasporto ( $I_{auto}$ ) sono modellabili (in flussi senza gradienti di velocità media) come segue

$$\begin{aligned}
 K_{A,Z_s}^V &= \langle -v - \bar{u}u : -v \rangle_{A,Z_s} = 4 / K \\
 K_{A,Z_s}^C &= \langle w - \bar{u} \rangle_{A,Z_s} = w_L \langle -\bar{u} \rangle_{A,Z_s} - \mathcal{D} \langle (-\bar{u})^2 \rangle_{A,Z_s} \\
 \left( \langle w \bar{u} \rangle_{A,Z_s} \right) &= -w_L \bar{Z} \\
 w_L \frac{Z - \bar{Z}}{L_f} &= \frac{\mathcal{D}}{L_f^2}
 \end{aligned}
 \tag{4.76}$$

In queste equazioni, gran parte delle grandezze sono definite in altri capitoli e solo per alcune di esse si rimanda ai lavori prima citati.

Bisogna comunque sottolineare che nell'equazione della densità della superficie di fiamma non compare né un termine di annichilimento delle isosuperfici né un termine di saturazione per cui tale modello si può applicare con successo solo nel caso in cui tale fenomeno non occorra e cioè quando si sia nel regime con miscelamento mescolamento accoppiati con strato di miscelamento isolato.

Infine è utile sottolineare due aspetti concettuali, che non possono essere completamente presentati in questa sede.

Il primo è che le superfici di cui si tratta sono delle isosuperfici, ma che la stessa trattazione può essere estesa al fronte della fiamma premiscelata. In questo caso la trattazione viene condotta per mezzo della cosiddetta funzione "G". Per un approfondimento dell'argomento si vedano gli articoli di Kerstein et al (1988) e di Peters N. (1992).

Il secondo è che la trattazione in termini di densità di superficie (isosuperficie, superficie-G, etc.) è equivalente alla trattazione in termini di fiamme sottili, a cui sono associate le parametrizzazioni relative alla velocità di dissipazione. Per risalire alle grandezze, a cui bisogna riferirsi per intendere l'equivalenza, si veda il lavoro di Meyers e O'Brien del 1981.



**Riferimenti e note**

- Candel S.M., Veynante D., Lacas F.F., Maistret E., Darabiha N., Poinso T., "Coherent Flame Model: Application and Recent Extension" in *Recent Advances in Combustion Modelling*, Larrouturou ed Series on Advances in Mathematics for Applied Sciences, World Scientific, Singapore (1990)
- Kerstein A.R., Ashurst W.T., Williams F.A. *Physical review A*, **37**,2728 (1988)
- Linan A. Williams F. A. "Fundamental Aspects of Combustion" Oxford Univ Press N.Y., 1993
- Masri A.R., Dibble R.W., *Twenty-Second. Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute (Pittsburgh), p.607, 1988
- Meyers R.E., O'Brien E.E., *Comb. Sci. Tech.* **26**,123 (1981).
- Muller C.M., Breitbach H., Peters N., *Twenty-Fifth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1099(1994)
- Peters N., *J. Fluid Mech.*, **242**,611 (1992)
- Pope S. JB. *Int. J. Eng. Sci.* 5, 445 (1988)
- Troune A., Poinso T., *J. Fluid Mech.*, **278**, 1, (1994)
- Vervish L., Bidaux, Bray K.N.C., Kollmann W., *Phis. Fluids* **7(10)**,2496 (1995)

**Testi consigliati**

- Barlow R.S.: *Third International Workshop on Measurement and Computation of Turbulent Non-premixed Flames "Piloted CH<sub>4</sub>/Air Flame D Comparison*, [www.ca.sandia.gov/tdf/Workshop.html](http://www.ca.sandia.gov/tdf/Workshop.html)
- Marble F.E., Broadwell J.E., *Project Squid TRW-9-PU*, Project Squid Headquarters, Chaffee Hall, Purdue University (1977)
- Masri A.R., Dibble R.W., Bilger R.W.: *Comb. Flame*: vol 71,245, 1988
- Peters N., *J. Fluid Mech.*, **242**,611 (1992)