

## SOMMARIO

### LEZIONE 14. FIAMME A DIFFUSIONE MULTIDIMENSIONALI .

<b>CLASSIFICAZIONE .....</b>	<b>186</b>
<i>STRUTTURE BIDIMENSIONALI.....</i>	<i>186</i>
<i>    Flussi concorrenti stazionari .....</i>	<i>186</i>
<i>    Fiamme triple .....</i>	<i>188</i>
<i>    Singoli vortici.....</i>	<i>190</i>
<i>    Coppie di vortici.....</i>	<i>192</i>
<i>EVOLUZIONE DI STRUTTURE SEMPLICI, COMPORTAMENTO D'INSIEME E</i>	
<i>CLASSIFICAZIONE DI REGIMI.....</i>	<i>194</i>
<i>    Sistemi bidimensionali piani quiescenti.....</i>	<i>194</i>
<i>    Isosuperficie ed interfaccia progressiva.....</i>	<i>195</i>
<i>    Classificazione di regimi di miscelamento .....</i>	<i>197</i>
<i>    Evoluzione e statistiche.....</i>	<i>199</i>
<i>RIFERIMENTI E NOTE .....</i>	<i>201</i>

## Lezione 14. Fiamme a diffusione multidimensionali . classificazione

### Strutture bidimensionali

#### Flussi concorrenti stazionari

Nella Fig. 4.24 sono riportati tre casi di fiamma a diffusione per il loro rilevante interesse in tecnologia e nella ricerca. In Fig. 4.24 sono schematizzati tre immissioni di combustibile intorno ad un asse (o un piano) di simmetria centrale. Pertanto la frazione di miscelamento sarà distribuita in tutti e tre i casi come indicato nei tre diagrammi  $Z$  contro  $r$ .  $Z$  sarà unitario all'uscita del confinamento centrale e zero in periferia. Il flusso centrale è uniforme e pari a  $u_o^i$ , ed è minore, uguale o maggiore della velocità uniforme del flusso esterno ( $u_o^e$ ). Viene qui solo accennata una trattazione semplificata che dà un'idea di prima approssimazione del comportamento di queste strutture. La trattazione completa è data nel libro di K. Kuo (1986) "Principles of Combustion" a cui si rimanda per un approfondimento.

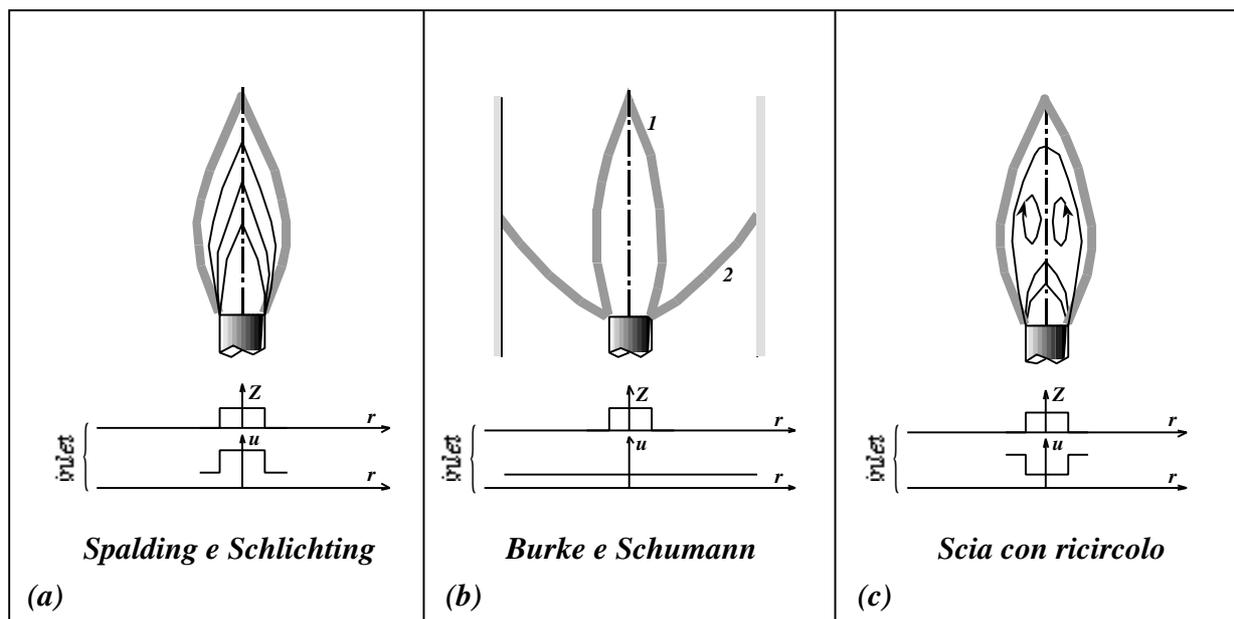


Fig.4.24 Configurazioni di fiamme in correnti confluenti

E' interessante sottolineare che queste strutture possono essere oggetti anche di descrizione molto più dettagliata con modelli numerici molto realistici come hanno dimostrato le indagini numerico-sperimentali di Smoke et al. (1992). Tuttavia queste fiamme non sono di per se delle strutture presenti nella fiamme turbolente pertanto la loro

trattazione classica, qui riportata, sembra essere sufficiente per cogliere i loro caratteri salienti. In tutti e tre i casi sotto le ipotesi di stazionarietà, effetti di galleggiamento nulli, completa isobaricità, densità costante e  $Pr=Le=Sc=1$ , l'equazione di conservazione di quantità di moto, o frazione di miscelamento sono esattamente le stesse e sono risolvibili analiticamente. Nel primo caso la soluzione ottenuta da Spalding(1979) e Schlichting(1968) presenta delle isosuperfici come quelle riportate in Fig. 4.24a. Una di queste isosuperfici ( $Z = Z_{st}$ ) sotto l'ulteriore ipotesi di velocità infinita rappresenta la zona dove avviene il rilascio di calore (linea grigia). In questo caso si può dimostrare che la velocità lungo l'asse di simmetria ( $u_c$  dove il pedice c sta per linea centrale) o la frazione di miscelamento lungo l'asse  $Z_c$  possono essere espresse come :

$$\frac{u_c}{u_o} = \frac{1}{x} \frac{3}{4} I_u = \frac{1}{x} \frac{3}{4} \frac{1}{2} u_o^2 r_o^2 \quad 4.65)$$

$$\frac{Z_c}{Z_o} = \frac{1}{x} \frac{3}{4} I_z = \frac{1}{x} \frac{3}{4} \frac{1}{2} u_o^2 r_o^2 \quad 4.66)$$

per cui,  $u_c$  e  $Z_c$  diminuiscono iperbolicamente lungo l'asse (infatti  $I_u$  ed  $I_z$  sono costanti). Le ipotesi sopra menzionate possono essere tralasciate per dare una descrizione ancora più realistica sia in modelli numerici sia in trattazioni analitiche. Ad esempio si può rilassare l'ipotesi di  $Sc=1$  ed ottenere la relazione tra il campo di moto e di composizione della

miscela del tipo  $\frac{Z}{Z_c} = \frac{u}{u_c}^{Sc}$ .

E' interessante notare che la frazione di miscelamento può essere ottenuta da qualsiasi variabile conservativa . In particolare nelle condizioni di combustione può essere una variabile di Zeldovich, ottenuta come la combinazione lineare delle frazioni di massa di combustibile ed ossidante con costanti di proporzionalità uguali ai coefficienti stechiometrici. Infine si può dimostrare con la stessa trattazione che la distanza dall'ugello

$Z_f$ , per cui la fiamma si richiude sull'asse di simmetria è  $Z_f = 0.25 \frac{Re_d r_o}{Z_{st}}$  o in altri termini

che l'altezza della fiamma è proporzionale alla portata di combustibile (in queste condizioni laminari !). Il secondo caso, descritto dallo schema riportato nella Fig. 4.24b, è quello classico trattato nel lavoro di Burke e Shumann (1928). In questo caso, tutto il sistema è confinato, la velocità del combustibile e dell'ossidante sono uguali. Il rapporto tra le portate può essere cambiato solo variando il rapporto delle aree di passaggio. Nel caso questo rapporto sia maggiore di quello stechiometrico gli autori del lavoro dimostrano che la fiamma si richiude sull'asse (linea 1) ed assegnano a questa fiamma il

nome di “sopraventilata” ; nell’altro caso la fiamma si apre e si estende fino ad intercettare il confinamento esterno (linea 2) e prende il nome di “sottoventilata”. Nell’ultima configurazione, schematizzata in fig. 4.24c, la velocità del combustibile è più bassa di quella esterna del comburente. A seconda del rapporto di velocità la distribuzione delle frazioni di miscelamento può essere simile a quella della prima configurazione a getto o può avvicinarsi di più a quella di una scia con due vortici controrotanti intorno all’asse (o piano) di simmetria. In genere vi è una ricircolazione verso l’interno di prodotti di combustione perché la fiamma si stabilizza sulla periferia soprattutto quando il comburente è aria per cui si ha che la frazione di miscelamento stechiometrica è un valore molto basso e la isosuperficie corrispondente si localizza sul flusso d’aria.

### Fiamme triple

La fiamma tripla è una struttura che ha caratteristiche sia della fiamma premiscelata che di quella a diffusione. Lo schema bidimensionale che sintetizza tale struttura è riportato in alto a sinistra di fig. 4.25. Le linee sottili rappresentano le isosuperfici a diversi valori di frazione di miscelamento  $Z$ . La linea tratteggiata è l’isosuperficie relativa ad una  $Z$  stechiometrica. Su tale distribuzione di  $Z$  si può instaurare una fiamma che è rappresentata in figura dalla zona nero-scura a forma di freccia. In questa avviene il rilascio di calore per ossidazione del combustibile innescata con diversi meccanismi che verranno discussi più avanti.

Nel punto triplo situato all’apice della fiamma, sulla isosuperficie stechiometrica, la combustione si propaga con una fiamma premiscelata. In figura ciò avviene verso destra, ovvero verso la zona di miscela che non ha ancora reagito. Il fronte di fiamma si incurva nelle zone più ricche e più povere di combustibile, perché in queste condizioni la velocità di propagazione laminare di fiamma è sempre più bassa di quella che si ottiene lungo  $Z = Z_{st}$ . Questa fiamma premiscelata curva lascia alle sue spalle al suo passaggio (a sinistra della zona curva nella figura) due regioni in cui vi sarà un residuo di combustibile o di ossidante, rispettivamente nella zona ricca e povera. Pertanto lungo l’isosuperficie stechiometrica si instaura una fiamma a diffusione che completa l’ossidazione del combustibile o comburente in esubero rispetto allo stechiometrico. Nella parte inferiore della figura vengono riportati quattro schemi di fiamma tripla.

La prima a sinistra presenta il ramo relativo alla fiamma premiscelata relativamente piatto. Questa condizione si realizza quando la miscela è quasi omogenea per cui le isosuperfici sono molto distanziate tra loro. All’estrema destra è invece rappresentato il caso in cui il ramo premiscelato è molto curvo, praticamente parallelo al ramo diffusivo. E’ questa la condizione in cui i gradienti di  $Z$  intorno alla  $Z_{st}$  sono molto forti.

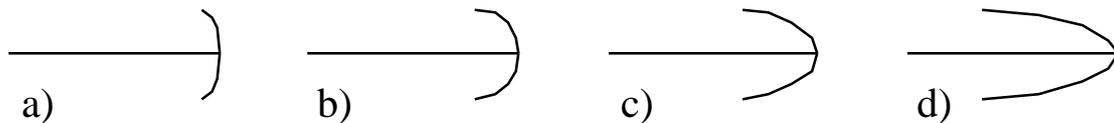
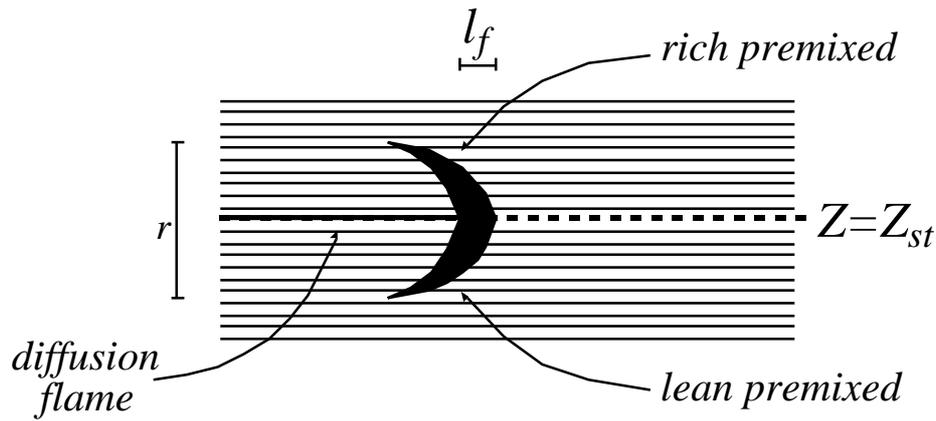


Fig 4.25 Schemi di fiamme triple

Per giustificare quantitativamente i regimi in cui si verificano fiamme triple con diverso grado di curvatura del ramo premiscelato, è invalso l'uso di far ricorso al parametro di stratificazione  $B$ .

$$B = \frac{l_f}{r} \sqrt{F} \tag{4.67}$$

Questo è il rapporto tra lo spessore  $l_f$  della fiamma premiscelata (in condizioni stechiometriche e non stirate) e lo spessore dello strato di miscelamento diffusivo  $m$ .

$$l_f = \frac{m}{v_f} \sqrt{F} \tag{4.68}$$

La prima grandezza dipende solo dalla composizione e dallo stato termodinamico della miscela ed è una misura della velocità di reazione media ( $v_t$ ). La seconda grandezza dipende dall'evoluzione fluidodinamica della miscela e dà conto della sua stratificazione.

$$r \quad m = \sqrt{4 \nu t} \sqrt{F} \tag{4.68}$$

Lo spessore  $m$  è proporzionale a  $\sqrt{4 \nu t}$  a meno di un fattore di schiacciamento uguale a  $\frac{\sqrt{SR^2}}{SR}$ . Esso è anche proporzionale alla velocità di dissipazione  $\nu = 2 \nu (Z)^2$ . Per  $B \nu$  uguale a zero si ottiene la struttura con ramo premiscelato quasi piatto descritto prima, la velocità di propagazione di fiamma è positiva ed è maggiore di  $v_t$ . Per  $B$  circa uguali ad 1

la curvatura e la zona coinvolta nella fiamma a diffusione sono delle stesse dimensioni (secondo schema di sinistra nella figura). All'aumentare di  $B$  si ottengono due valori notevoli  $B_o$  e  $B_q$ . In corrispondenza del primo la velocità di propagazione della fiamma diventa negativa, mentre per  $B = B_q$  si ha l'estinzione della fiamma tripla.

Una fiamma tripla si può realizzare in un mezzo in cui la frazione di miscelamento non è uniformemente distribuita e l'ignizione avviene nell'intorno di  $Z = Z_{st}$  o per immissione esterna di energia termica o per riscaldamento dovuto a compressione. In questi casi il flusso può essere in quiete o in movimento.

La fiamma tripla è la struttura che assicura la stabilizzazione di una fiamma a diffusione laminare "staccata". Infine la fiamma tripla si propaga in avanti o indietro (cioè verso i gas incombusti o combustibili) se lungo la isosuperficie stechiometrica la velocità di dissipazione (o equivalentemente  $B$  o  $Z$ ) varia in modo tale che ottenga valori superiori a quelli associati all'estinzione della fiamma. La letteratura riguardante la fiamma tripla è relativamente recente e riguarda soprattutto lavori analitici e numerici (Daou J., Linan A., 1998; Dold J.W., 1988, 1989, 1994; Buckmaster J. et al., 1988, 1996; Domingo P., Vervish L., 1996; Kioni P.N., Rogg B., Bray K.N.C., ; Linan A, 1993; Lee B.J., Chung S.H, 1997; Muller C.M., Breitbach H., Peters N., 1992; Plessing T., Terhoeven P., Peters N., Mansour M.S., 1998; Wichman J.S., Lakaraju N., Ramadan B., 1997) mentre pochi approfondimenti sperimentali sono stati dedicati all'argomento.

### Singoli vortici

L'evoluzione cinematica di un'interfaccia può essere schematizzata come nella sequenza della figura 4.26 seguendo i riquadri da a) a d). L'arrotolamento di una protuberanza che fuoriesce dal mezzo, rappresentato con colore nero è accompagnato da un ripiegamento più complesso dello strato diffusivo. Nel primo riquadro sia le isosuperfici rappresentate con linea continua che l'isosuperficie corrispondente alla frazione di miscelamento stechiometrica, rappresentata con linea tratteggiata, sono appena ondulate. Nel riquadro b) l'insieme di queste linee seguono l'arrotolamento della interfaccia, per cui si potrebbe pensare che lo strato diffusivo possa essere descritto dal caso strato unidimensionale instazionario. In realtà, rispetto a questo modello semplificato, entrano in gioco diversi fattori come:

- i) la curvatura delle isosuperfici;
- ii) l'interazione tra strati diffusivi contigui;
- iii) la distribuzione, fino al possibile annichilimento della isosuperficie, dello stramento lungo la isosuperficie stechiometrica;

iv) l'espansione dei gas dovuta al rilascio del calore.

Tutti questi fattori, a loro volta, entrano in gioco in maniera differente a seconda delle condizioni iniziali dell'evoluzione del vortice o, in altre parole, a seconda di quanto è spesso lo strato diffusivo al momento dell'inizio del ripiegamento.

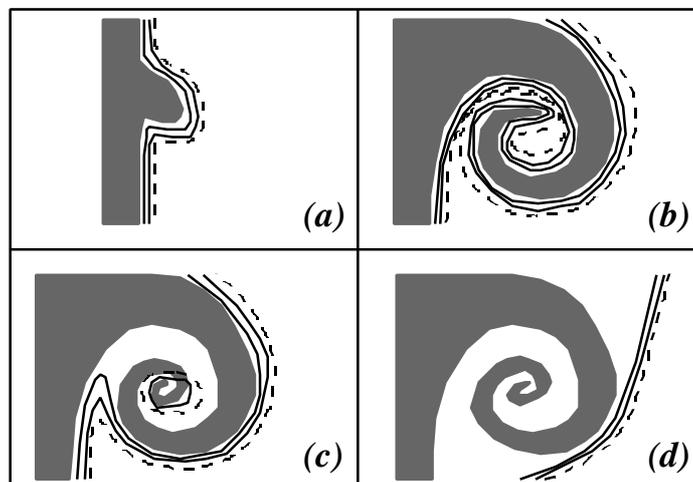


Fig.4.26 Schema di evoluzione di un vortice

Ashurst W.T e Williams F.A (1991) hanno analizzato qualitativamente alcuni di questi elementi per mezzo di una simulazione numerica. L'ipotetica descrizione schematica fornita dai quattro riquadri della figura è appunto basata su questo loro lavoro. Gli autori mostrano due cose importanti, che possono essere evidenziate comparando il riquadro b) con quello c). La prima è che le isosuperfici diventano sconnesse e che si formano delle isole, come è evidente nel riquadro c).

La seconda è che all'interno della struttura spiraliforme individuata dall'interfaccia, le isosuperfici possono subire una rarefazione e formare delle penisole dovute alla compressione delle isosuperfici in corrispondenza del vertice di questa penisola. Questa evoluzione del "vortice" porta all'espulsione di molte isosuperfici fuori della struttura spiraliforme ed eventualmente si può realizzare la situazione schematizzata nel riquadro d). Sembra che tale situazione sia favorita dal rilascio di calore all'interno del vortice come è stato notato da Ashurst(1989). Anche in questo caso se il vortice che ha generato l'arrotolamento dell'interfaccia è ancora attivo, la velocità di stiramento della isosuperficie stechiometrica può generare uno stiramento o compressione della isosuperficie stessa. Katta V.R. e Roquemore W.M (1995) hanno mostrato che se il vortice è sul lato combustibile (come generalmente avviene nei vortici generati da gradienti di velocità) all'altezza del centro del vortice le isosuperfici subiscono uno stiramento con un aumento della temperatura locale. L'effetto opposto si verifica nel caso che il vortice sia sul lato del

comburente come nel caso di quelli generati da effetti di galleggiamento. Il singolo vortice, così come qui descritto, si presta bene a studi numerici per la sua semplicità strutturale, ma è di difficile realizzazione pratica. E' da notare che gli studi, che prevedono l'evoluzione temporale del vortice, sono assimilabili a quelli relativi a file di vortici, come ad esempio lo strato di miscelamento instazionario.

### Coppie di vortici

Esistono due tipi di coppie di vortici bidimensionali. Quelli controrotanti rappresentati nei riquadri a) e b) e quelli co-rotanti dei riquadri c) e d) di fig. 4.27.

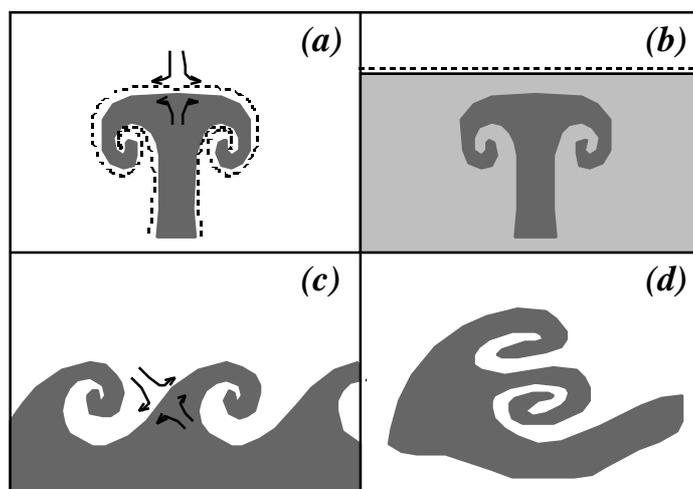


Fig 4.27 Schema di evoluzione di una coppia di vortici

L'interesse nei primi risiede nella possibilità di realizzare sperimentalmente degli impulsi che li generino in campi di moto laminare ben definiti. Infatti sono stati impiegati in alcuni lavori sperimentali ed hanno dato luogo a due tipi di studi legati a getti pulsati di combustibile (riquadro a) o a vortici viaggianti sia all'interno del combustibile (riquadro b) che all'interno del comburente. Nel caso a) l'interfaccia (confine della zona tratteggiata) è a struttura spiraliforme e la fiamma a diffusione rappresentata con linea tratteggiata in corrispondenza della isosuperficie stechiometrica segue la dinamica dell'interfaccia. I lavori di Karagozian e Marble(1995) descrivono qualitativamente l'evoluzione di tale struttura spiraliforme. In entrambi i casi è apprezzabile come l'interno dei vortici è la zona che esaurisce l'attività ossidativa e che viene occupata dai prodotti di combustione, presenti anche in alcune isole a valle della testa del vortice. Il caso descritto in b) differisce dal caso a) perché vi è un intervallo di tempo iniziale in cui la fiamma a diffusione risente del vortice solo come ondulazione e stiramento. Takahashi e Katta V.R. (1996) hanno evidenziato, per mezzo di una simulazione numerica come questo stiramento porta un

assottigliamento della struttura diffusiva con una conseguente perdita dei reagenti che attraversano la fiamma ed un incremento del flusso diffusivo di entalpia con un raffreddamento della fiamma. Thevenin D., Rolon J.C ed altri (1996) e Rolon J.C. , Aguerre F. e Candel (1995) hanno condotto studi sperimentali (con confronto con simulazioni numeriche nel primo caso) in cui si osserva durante l'attraversamento di un intenso vortice che la fiamma può estinguersi del tutto o solo per un tratto che può essere ricostruito nel tempo. E' interessante notare come la coppia di vortice, a differenza del singolo vortice, presenta una forte tendenza all'estinzione della fiamma a diffusione. Ciò è dovuto alla presenza all'apice della struttura, tra le due zone spiraliformi, di una regione in cui lo stiramento è più intenso. Infatti in questa zona, così come schizzato nel riquadro a), il campo di moto relativo ad una terna solidale con l'interfaccia è quello tipico dei punti di ristagno intorno al quale si aprono le linee di flusso. Questa caratteristica è in comune con il caso dei vortici co-rotanti del riquadro c). Infatti la zona di forte stiramento è localizzata anche in questo caso tra i due vortici, mentre le strutture spiraliformi tendono ad arrotolarsi con una rotazione quasi rigida. Il caso dei soli due vortici co-rotanti, schematizzato nel riquadro c) (a differenza del caso con vortici controrotanti) è di difficile realizzazione sperimentale ma vi sono diverse rilevazioni di questa struttura in getti "transizionali" nello strato di miscelamento dove sono forti i gradienti di velocità. Generalmente l'evoluzione di vortici di questo tipo è una crescita con più spire oppure un accoppiamento con il vortice che lo precede o lo segue. La coppia dei vortici può essere a sua volta schiacciata o ripiegata come se si trattasse di un'unica struttura. E' chiaro che uno schiacciamento di uno (o più vortici) porta all'avvicinamento delle interfacce e di conseguenza accelera l'annichilimento delle isosuperfici. Anche in questo caso non è possibile isolare la coppia di vortici in un esperimento specifico, ma questo accoppiamento (come anche altri accoppiamenti) può essere rilevato in getti sommersi come ad esempio nel lavoro di Husein et al.(1986). E' verosimile supporre che anche in questo caso, come per il getto singolo, l'evoluzione dei vortici porta all'espulsione della fiamma a diffusione dalla zona centrale delle spirali.

## Evoluzione di strutture semplici, comportamento d'insieme e classificazione di regimi

### Sistemi bidimensionali piani quiescenti

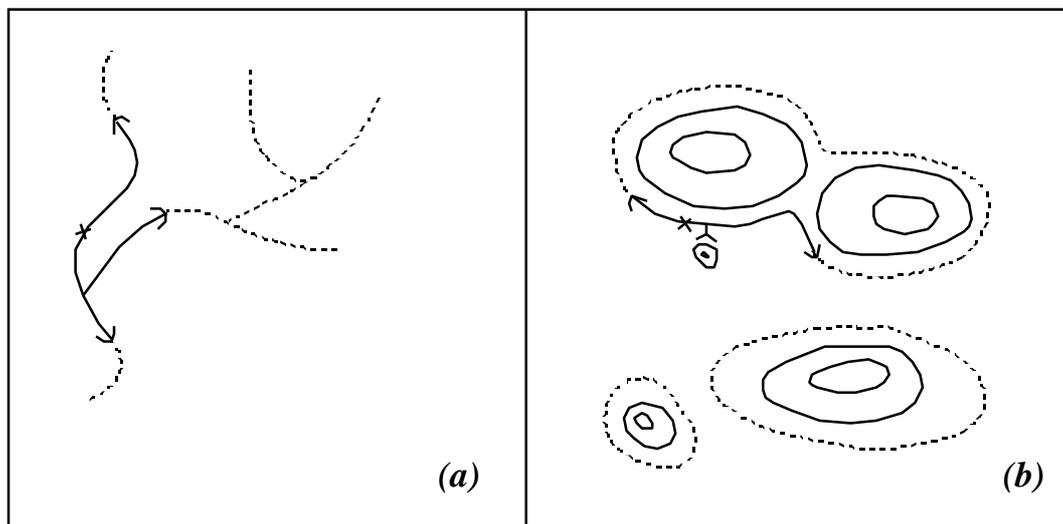


Fig. 4.28 Campo delle frazioni di miscelamento. La curva tratteggiata rappresenta una superficie stechiometrica. La curva a tratto continuo rappresenta il luogo dei punti dove è avvenuta la reazione.

Una distribuzione random della frazione di miscelamento in condizioni quiescenti si può ottenere da un'immissione di combustibile in un campo di moto turbolento o in un campo di moto laminare con caratteristiche caotiche-lagrangiane. Dopo l'arresto del campo di moto si ottiene una distribuzione di composizione random che prende anche il nome di turbolenza "fossile" nel senso che è appunto un residuo della vera e propria turbolenza. Questa composizione non uniforme è interessante nel caso della combustione perché, come detto a proposito delle fiamme 1-D a controdiffusione, è soprattutto la distribuzione del  $Z$  che regola il rilascio di calore. Quando  $Z$  è molto basso (o equivalentemente  $\phi$  o  $B$  molto basso) la fiamma è in equilibrio chimico, mentre quando  $Z$  (o  $\phi$  o  $B$ ) è molto alto la fiamma tende ad estinguersi o a non innescarsi. Negli esempi a) e b) riportati nel riquadro, si immagina che l'ignizione avvenga nei punti contrassegnati con  $x$  e che fiamme triple si dipartano da questi punti. L'ignizione può avvenire sia per autoignizione se la temperatura ha superato (generalmente per compressione) una predeterminata soglia di temperatura (e sempreché  $Z$ ,  $\phi$  o  $B$  sia sufficientemente basso), sia per immissione esterna di altre forme di energia come ad esempio una scintilla. Dopo una fase di transizione dominata da un'evoluzione esplosiva - deflagrativa dei centri di innesco

(Domingo et al. 1996), le fiamme triple viaggiano lungo le isosuperfici stechiometriche (indicate in figura con tratteggio nella miscela fresca e con linea continua nella miscela combusta). Nell'esempio a) queste superfici sono tutte connesse per cui dalle biforcazioni fuoriescono i rami su cui viaggiano le fiamme triple con caratteristiche forme a fungo rappresentate con colorazione nera più spessa nella zona dove rilasciano calore. Nel caso in cui le isosuperfici non siano connesse come nell'esempio b), le strutture delle fiamme triple sono osservabili solo nelle zone attraversate da isosuperfici stechiometriche che intercettano l'innesco. E' plausibile supporre che se la fiamma tripla fosse vicino a isosuperfici che sono nei limiti di infiammabilità, siano possibili la formazione di fronti deflagrativi a forma di arco come quelli tracciati in figura.

### Isosuperficie ed interfaccia progressiva

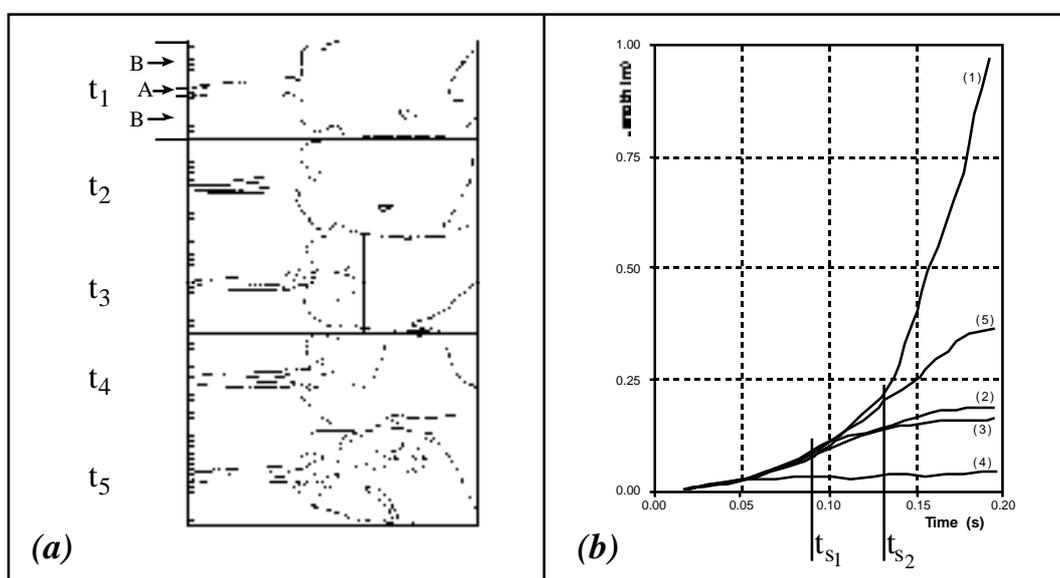


Fig. 4.29 Rappresentazione delle isosuperfici progressive

L'esempio qui riportato è ripreso da alcuni lavori di letteratura ed è usato per definire alcune grandezze di rilievo nella classificazione dei regimi di miscelazione. Dettagli relativi all'apparato sperimentale e agli aspetti modellistico-numeriche possono essere approfonditi seguendo la falsariga dei lavori di Cavaliere et al (1993,1994).

Una semplice configurazione piana è usata come confinamento del flusso. Questa consiste in un canale principale con un rapporto altezza lunghezza di 1 :3, nel quale l'ingresso del flusso è suddiviso in 17 più piccoli canali tutti di 3 mm di altezza. Allo scopo di creare un flusso instabile sufficientemente chiuso all'uscita dei canali, si immette in quello centrale un flusso con velocità 10 volte maggiore degli altri (circa 1.4 m/s), così che il numero di

Reynolds per questo è di 288. Quando il flusso sviluppa una piena condizione instazionaria, il canale centrale è inseminato da un tracciante (diffusivo o no). La simulazione dell'equazione di trasporto è ottenuta usando un approccio tipo volume di controllo. L'evoluzione di un passivo non diffusivo tracciante è simulata dall'uso di un approccio lagrangiano. Il flusso è inseminato con particelle allo stesso punto nel canale centrale. Esse sono in seguito mostrate nel loro percorso dall'integrazione del sistema di equazioni che descrive il moto delle particelle. L'interfaccia è definita come un insieme di particelle che hanno lo stesso punto di inseminazione. Le isosuperfici sono invece relative alla soluzione dell'equazione di trasporto su un fissato volume di controllo. In questo caso, una frazione di massa di valore unitario è distribuita lungo i punti della sezione di ingresso del canale centrale. Le specie sono trasportate e diffuse (per un dato numero di Schmidt) lungo il canale centrale. Allo scopo di dare un chiaro significato all'analisi dell'interfaccia progressiva e dell'isosuperficie, si usa considerarla a frazioni di miscelamento costanti, come riportato in figura a sinistra. E' interessante analizzare, in detta figura, la sequenza dei percorsi della isosuperficie (disegnate con linee solide) per  $Z=0.05$ , a tempi di residenza consecutivi. Esse sono spesso simili per i cinque casi presentati e sono linee diritte e quasi parallele nella prima parte a sinistra della linea verticale. Poi esse si arrotolano nella parte centrale ed eventualmente procedono parallele vicino al confine del flusso. La linea verticale nera che si muove con il tempo, verso il lato destro della sezione, interseca il più lontano punto che guida dall'uscita del getto. Le linee tratteggiate sono invece completamente dietro questo leading point (e la linea verticale) e si estendono molto col passare del tempo. L'isosuperficie progressiva è la parte di isosuperficie a  $Z=0.05$  che sta sulla sinistra della linea verticale nera, cioè è la parte di isosuperficie che segue il leading point. Le isosuperfici progressive sono spesso simili alle interfacce, nei primi due riquadri e sono differenti nella loro morfologia negli ultimi tre. La loro estensione non può essere valutata in questi modelli con una indagine visuale, ma solo grazie ad una valutazione quantitativa rappresentata nella seconda figura, nella quale sono riportate le aree della interfaccia progressiva e delle isosuperfici progressive a  $Z=0.05, 0.38, 0.5$  e  $0.95$ . L'interfaccia progressiva ha un andamento sempre crescente con due diverse pendenze che diventano uguali approssimativamente a metà dell'intero tempo di residenza. Questo andamento è in accordo con l'interfaccia nella prima figura. Infatti questa è sempre regolare fino ad un terzo dell'intera sezione esaminata, poi è leggermente più convoluta fino a metà del canale principale ed eventualmente è molto più convoluta in corrispondenza dell'inizio dell'aumento dell'interfaccia progressiva. L'isosuperficie progressiva a  $Z=0.05$  (curva 2) e  $Z=0.5$  (curva 3) mostrano lo stesso andamento dell'interfaccia progressiva fino a metà dell'intero tempo di residenza. Dopo

questo tempo, che sarà chiamato “splitting time”, mostrano un andamento completamente diverso, infatti sono più basse dell’interfaccia progressiva con una leggera tendenza a salire. L’unica differenza con la curva 4 è che lo “splitting time” è più piccolo di quello della isosuperficie progressiva a  $Z=0.5$  e  $t=0.05$ . Infine la curva 5 è relativa all’intera frazione di miscelamento a  $Z=0.38$  che è basata sulla portata massica dei canali centrali e periferici.

### Classificazione di regimi di miscelamento

Una classificazione dei regimi di miscelamento può essere fatta qui con l’aiuto della Fig. 4.30. Questa può essere vista come un diagramma di flusso fisico e logico basato sull’analisi della seconda figura della pagina precedente.

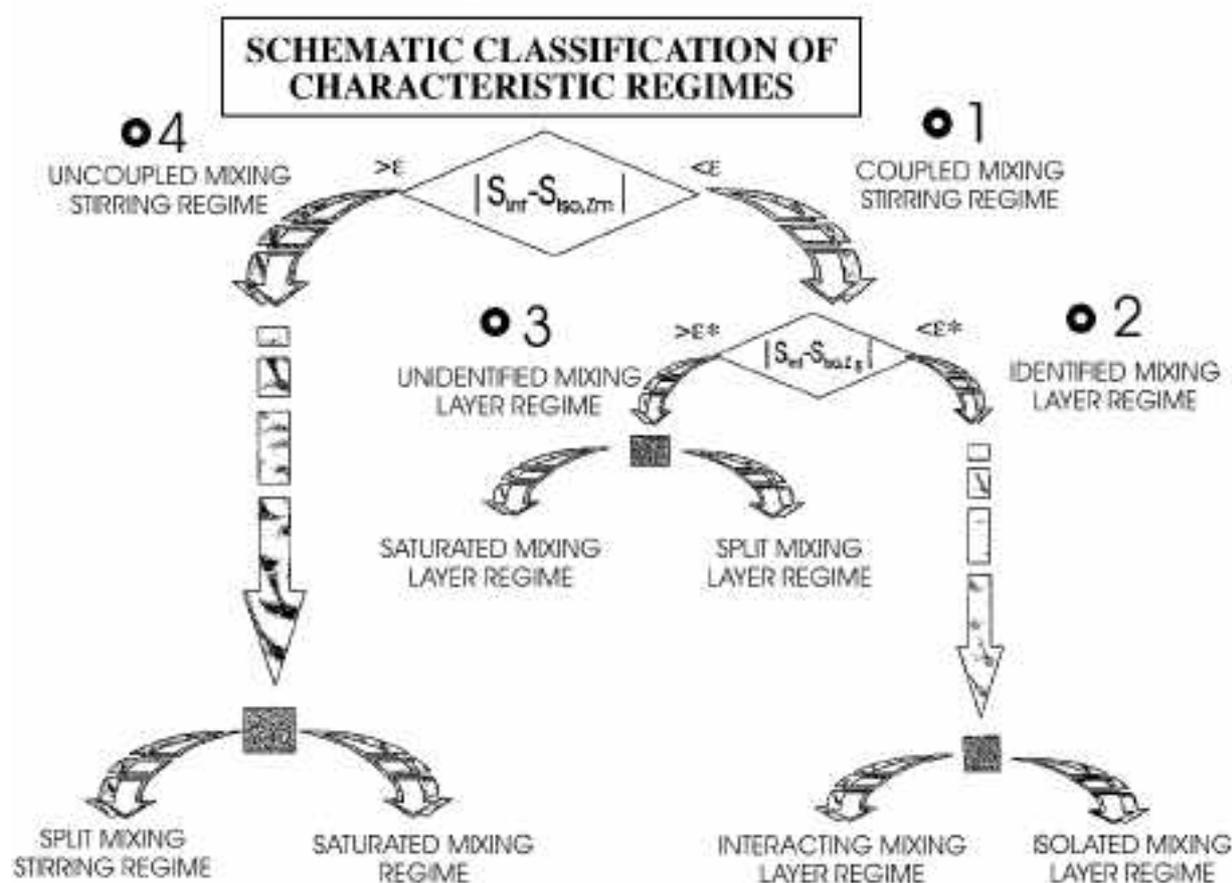


Fig 4.30 Diagramma logico della relazione dei regimi di miscelamento con isosuperficie progressiva

Il primo test  $\left( |S_{int} - S_{iso, Z_m}| \right)$  considera lo “splitting time”  $t_s$  relativo alla frazione di miscelamento totale. Prima di  $t_s$  l’interfaccia progressiva e l’isosuperficie sono coincidenti così che l’evoluzione del miscelamento molecolare può essere analizzata in relazione

all'interfaccia. In questo caso lo stiramento e l'arrotolamento coinvolgono entrambe le superfici, esse sono praticamente uguali tanto che  $|S_{int} - S_{iso,Z_m}| < \dots$ . Definiamo un regime come "regime di miscelamento-mescolamento accoppiato" quando il flusso soddisfa questa condizione. Invece, quando la differenza tra l'area dell'interfaccia progressiva e dell'isosuperficie progressiva è più grande di un fissato convenzionale valore ( $|S_{int} - S_{iso,Z_m}| > \dots$ ). Il flusso è classificato come "regime di miscelamento-mescolamento disaccoppiato". Una ulteriore divisione si può ottenere nella categoria del "regime di miscelamento-mescolamento accoppiato" con un criterio basato sulla stessa differenza, prima menzionata, nel quale l'isosuperficie progressiva è relativa al tipico valore della periferia dello strato di miscelamento. Il valore della frazione di miscelamento a  $Z_{+}=0.05$  e  $Z_{-}=0.95$ , usati nella figura della pagina precedente, possono essere considerati una ragionevole approssimazione di questi valori periferici. Quando la differenza è più piccola di un prefissato arbitrario piccolo valore per entrambe le isosuperfici (relative a  $Z_{+}=0.05$  e  $Z_{-}=0.95$ ), l'intero strato di miscelamento si sviluppa nelle vicinanze dell'interfaccia ed ha un andamento riconoscibile. Dunque, i flussi o parte di essi, che soddisfano questa proprietà, possono essere considerati appartenere ad un "regime di miscelamento ben identificato". L'altro caso possibile è che  $|S_{int} - S_{iso,Z}| > \dots$ . In questo caso il flusso può essere classificato nel "regime di miscelamento non ben identificato". Lo strato di miscelamento può scomparire sia a causa dell'annichilimento di superfici a proprietà costanti (che comportano sempre una diminuzione dell'estensione dell'isosuperficie o equivalentemente, un non incremento della isosuperficie progressiva) o a causa di uno stiramento positivo lungo la direzione del gradiente di frazione di miscelamento. In questo caso le superfici a  $Z$  costante si separano e non si ricongiungono per qualsiasi evoluzione cinematica. I flussi, che sono in queste condizioni, sono chiamati nella figura del riquadro, come flussi in "regime di strato di miscelamento separato". Gli stessi tipi di commenti sono possibili per significative differenze tra l'interfaccia progressiva e l'isosuperficie progressiva relativa al valore dell'intera frazione di miscelamento  $Z_m$ . In questo caso i flussi sono classificati come "regimi di miscelamento-mescolamento disaccoppiato", dunque i due processi sono totalmente non correlati e l'interfaccia non è più un riferimento per l'analisi di superfici con proprietà costanti. Anche in questo caso si può fare la divisione in due classi riferite all'annichilimento o alla separazione di isosuperfici. La prima classe è chiamata in analogia con la precedente "regime di miscelamento saturato", la seconda "regime di miscelamento- mescolamento separato".

Evoluzione e statistiche

La simulazione numerica diretta (direct numerical simulation DNS) è stata impiegata negli ultimi anni per ottenere indicazione sul comportamento d'insieme di alcuni parametri o grandezze che sono risultate essere di interesse nell'evoluzione delle strutture semplici. Ad esempio nella parte sinistra del riquadro, è schematizzata una condizione fluidodinamica, sfruttata da Van Kalmthout E., Veynante D. e Candel S. (1996), per condurre tali tipi di studio. Essi hanno iniettato flussi gassosi A e B con frazione di miscelamento zero (a sinistra dello schema ossidante) e 1 (a destra combustibile).

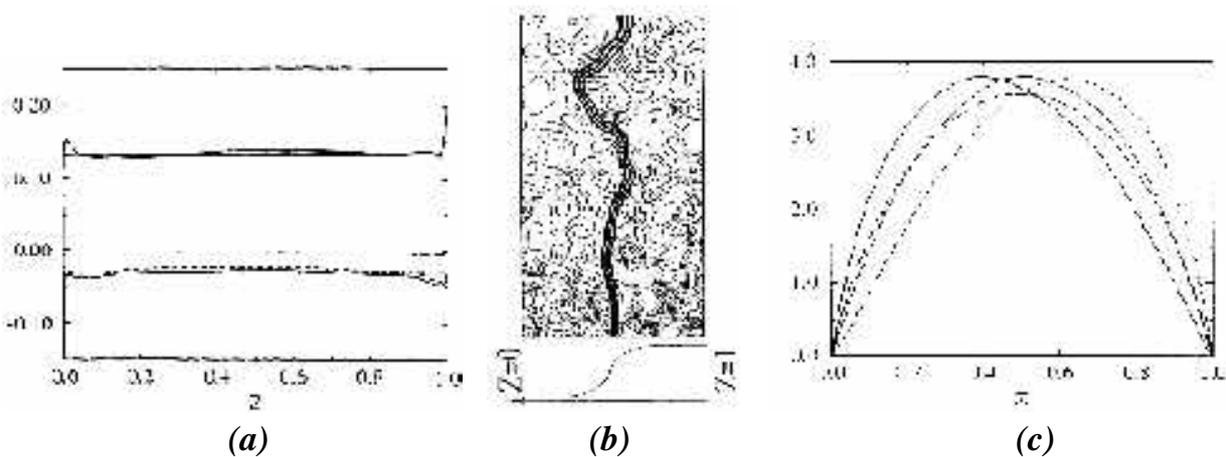


Fig 4.31 Distribuzione di grandezze cinematiche sulla frazione di miscelamento

I due flussi sono perturbati dall'aggiunta di fluttuazioni turbolente isotrope ed omogenee con un predeterminato spettro di potenza all "Von Karman-Pao". L'evoluzione del flusso risultante è seguita, come detto, per mezzo di una simulazione diretta bidimensionale. Nel riquadro il pattern bidimensionale riportato sulla sinistra rappresenta tre isosuperfici a  $Z=0.25, 0.50$  e  $0.75$  con linea spessa e varie superfici di isovorticità con linea sottile. Sulla destra invece sono riportati:

- a) la velocità di stiramento fluidodinamica contro la frazione di miscelamento  $Z$

$$K_{A,Z_s}^V = \langle -v - uv : -v \rangle_{A,Z_s} \tag{4.70}$$

con linea continua spessa per i valori ottenuti dalla sperimentazione numerica o con linea continua sottile se modellati come una costante pari a  $K_{A,Z_s}^V = 4/k$ .

- b) lo stiramento dovuto alla curvatura  $\langle w - u \rangle_{A,Z_s}$  con linea punteggiata spessa ottenuta come somma di due termini come qui di seguito riportato

$$\langle w - u \rangle_{A,Z_s} = -D \langle (\eta)^2 \rangle_{A,Z_s} - D \langle \eta - (|Z|) - \eta(Z) \rangle \tag{4.71}$$

rispettivamente con linea segmentata con tratto breve  $(-D < (-u)^2 >_{A,Z_s})$  e con tratto lungo  $(D < u_{-}(Z) - u(Z))$ . E' immediato notare che il termine dovuto alla fluidodinamica è prevalente su quello relativo alla propagazione della parte di isosuperficie curva e che nel caso considerato (assenza di gradienti di velocità media) entrambe le velocità di stiramento sono approssimativamente costanti. Gli autori mostrano che questo tipo di comportamento si verifica anche per altri valori del rapporto stechiometrico.

Soluzioni della equazione di Navier-Stokes compressibili, reattive sono state usate da Vuillermoz P. et al. (1992) (per studi di strati di miscelamento turbolento ad alto Re).

Kolman W. e Chen J.H. (1992) hanno condotto una simulazione numerica diretta 3D per un flusso reagente con densità variabile in condizioni di turbolenza in via di decadenza. Su questo flusso hanno fatto sviluppare una fiamma a partire da una condizione di fiamma iniziale piana. Gli autori dimostrano che l'area della fiamma cresce nel tempo anche nelle condizioni di turbolenza decadente e che il livello di corrugazione delle isosuperfici è più alto per frazioni di miscelamento  $Z=0$  e  $Z=1$ .

**Riferimenti e note**

- Ashurst W. T., Williams F.A., *Twenty-Third Int. Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, .543(1991)
- Ashurst W. T, Deuieux e Larrouturou, *Lectures Notes in Physics* **351**, Spriger-Verlag (1989)
- Buckmaster, J., Matalon M., *Twenty-Second Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1527 (1988)
- Buckmaster J.D., Weber R., *Twenty-Sixth (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1149 (1996),
- Burke S.P., Schumann T.E.W., *Indust. Eng. Chem.* **20**, p.998 (1928). Reprinted as *First Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh,, 2 (1965)
- Cavaliere A., El-Naggar M., Ragucci R: *Combustion and Flames* **99**, .679(1994)
- Cavaliere A., de Felice G., Denaro F., Meola C., *Proceedings del Computational Methods and Experimental Measurements*, Springer-Verlag 135(1993)
- Daou J., Linan A.: "Triple Flames in Mixing Layers with Non-Unity Lewis Number", presentato al *The Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion*, Boulder, Co, August 1998. *Proceedings del the Symposium 1998*
- Dold J.W., *Prog. Astr. Aeron*, **113**, 240 (1988)
- Dold J.W., "Triple Flames and Flaming Vortices"; Invited Review, *ERCOFTAC Bulletin* **20**, 38 (1994)
- Dold J.W., *Comb. Flame*, **76**, 71 (1989)
- Domingo P., Vervish L., *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, .223(1996)
- Husain A.K.M.F., *J. Fluid Mech.*, **173**, 303 (1986)
- Lee B.J., Chung S.H, *Combustion and Flame*, **109**, 163(1997)
- Katta V.R., Roquemore W.M. : *Comb and Flames*, **100**,.61 (1995)
- Kioni P.N., Rogg B., Bray K.N.C., : Linan A., *Comb. Flames*, **95**, .276 (1993)
- Koragazian Marble F.E., *Comb. Sci. Tech.* **45**, 65 (1986)
- Kolman W., Chen J. H. : *Twenty-Fifth. Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh,.1091 (1992)
- Kuo K.: *Principles of Combustion*, New york, John Wiley e Sons (1986)
- Muller, C.M., Breitbach H., Peters N.: *Twenty-Fifth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh.1099 (1992)

- Plessing T., Terhoeven P., Peters N., Mansour M.S.: *Comb. Flame*, **115**, 335, (1998)
- Rolon J.C., Aguerre F., Candel S., *Comb. Flames*, **100**, 422 (1995)
- Takahashi F., Katta V., *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh., 1151, (1996)
- Thevenin D., Rolon J. C., Renard P. H., Kendrick D. W., Veynante D., Candel S.: *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh., 1079 (1996)
- Smooke M.D., Xu Y., Zurn R.M., Lin P., Frank J.H., Long M.B., *Twenty-Fourth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh., 813 (1992)
- Spalding, D. B.: *Combustion and Mass Transfer*, Pergamon Press, New York (1979)
- Schlichting, M.: *Boundary Layer Theory*, McGraw Hill Book Co., New York, (1968)
- Van Kalmthout E., Veynante D., Candel S., *Twenty-Sixth (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh., 35 (1996)
- Vuillermoz P., Oran E. S., Kailasanath K., *Twenty-Fourth (International) Symposium on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh., 395 (1992)
- Wichman J.S., Lakaraju N., Ramadan B.: "The structure of quenched triple flames near cold walls in convective flows" *Comb. Sci. Tech.*, (1997)
- Testi consigliati
- Beér J.M., Chigier N.A., *Combustion Aerodynamics*, Applied Science Publishers, London, 1972
- Dold J.W., "Triple Flames and Flaming Vortices"; Review, *ERCOFTAC Bulletin* **20**, 1994
- Dold J.W., *Triple Flame as Agent for Restructuring of Diffusion Flame*. Proceedings of Zel'dovich Memorial, Institute of Structural Macro-kinetics, Chernogolovca, 7 (1994)
- Durst F., Melling A., Whitelaw J.H., *J. Fluid Mech.* **64**(1), 111 (1974)
- Edelman R.B., Harsha P.T., *Progr. Energy Combust. Sci.* **4**, 1, 1978
- Gibson C.H., "Kolmogorov Similarity Hypotheses for Scalar Fields: Sampling Intermittent Turbulent Mixing in Ocean and Galaxy" in *Turbulence and Stochastic Processes: Kolmogorov's Ideas 50 Years on* ed. Hunt J.C.R., Phillips O.M., Williams D., stampato per The Royal Society by University Press, p.149, (1991)
- Gibson C.H. : *J. Fluid Mech.* Vol. **168**, 89, 1986
- Husain M.S., Bridges J.E., Hussain F., *Transport Phenomena in Turbulent Flows*, Hemisphere Publishing Corporation, NY, 111 (1988)
- Husain A.K.M.F., *J. Fluid Mech.*, **173**, 303 (1986)
- Lee J.H.S., Moen I.O., *Prog; Energy Combust. Sci.* **6**, 380 (1980)
- Lilley D.G., *Swirling Flows* Applied Science Publishers, London, 1977

**Rangel R., Sirignano W.A., 27<sup>th</sup> Aerospace Meeting, AIAA 89-0128 (1988)**

**Takeno T., Twenty-Fifth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1061 (1994)**

**Tennekes H., Lumley J.L., A First Course in Turbulence MIT Press, Boston, 1972**

**Van Kalmthout E., Veynante D., Candel S., Twenty-Sixth (International) Symposium on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh., 35 (1996)**

**Vervish L., Poinso T., Ann. Rev. Fluid Mech., 30, 655 (1998)**