

Kapittel 10

Turbulent forbrenning

10.1 Forblanda og uforblanda flammer

Flammer vert ofte delte inn etter om reaktantane er blanda før brennkammeret eller flammesona.

I ei **forblanda flamme** (eng: «premixed flame») er reaktantane perfekt blanda før den kjemiske reaksjonen.

I ei **uforblanda flamme** (eng: «non-premixed flame») vert reaktantane tilførte kvar for seg og blanda i brennkammeret.

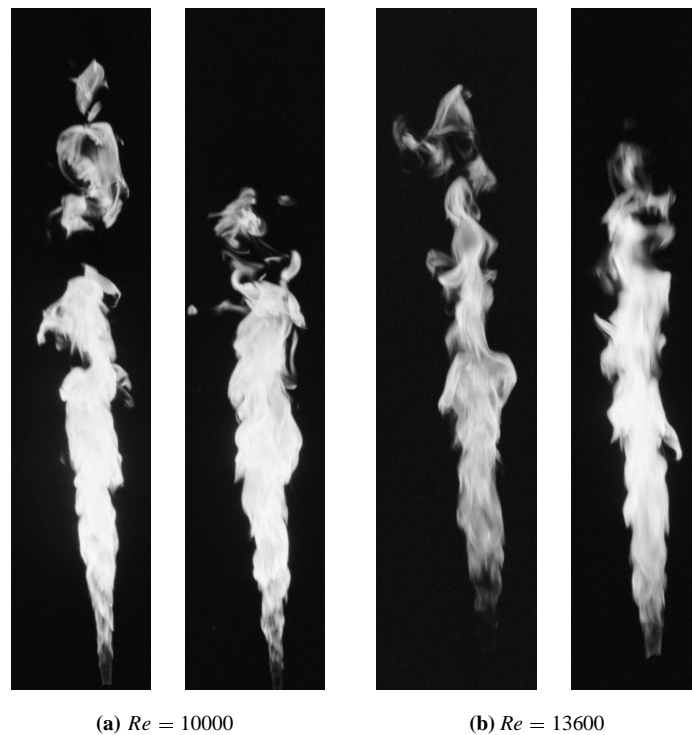
Nemninga *diffusjonsflamme* vert ofte nytta som synonym til uforblanda flamme. Men vi kan også innsnevre definisjonen og seie at: I ei diffusjonsflamme er reaktantane tilførte kvar for seg og blanda ved diffusjon i sjølve reaksjonen (flamma).

Det klassiske dømet på forblanda flammer er Bunsen-brennaren. Dette er ei enkel laminær laboratorieflamme som er grundig analysert i litteraturen. Eit anna, meir teknisk døme er Otto-motoren. Brann/eksplosjon etter ei gasslekkasje er forblanda forbrenning. Utbreiing av flamma i ei blanding av reaktantar er gjort greie for i mange forbrenningsbøker.

Eit døme på uforblanda flamme er ein brensel-jet frå eit røyr ut i luft. Eit anna døme er eit vanleg stearinlys. Dette er også tilfelle som er utførleg handsama i litteraturen. Til uforblanda flammer må vi rekne Diesel-motoren og dei fleste andre brennkammer.

Det er lett å sjå at inndelinga i diffusjonsflammer og forblanda flammer er idealisert. Dei fleste praktiske flammer vil vere ein mellomting.

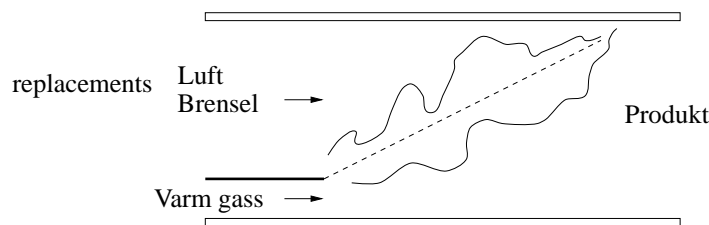
Vi kan sjå på den enkle uforblanda flamma med ein brensel-jet ut i luft, figur 10.1. Ved visse vilkår vil flamma vere *lyfta*, dvs. at reaksjonen (flamma) skjer noko over sjølve utløpet. Då vert reaktantane delvis forblanda før reaksjonen, og vi har ikkje ei rein diffusjonsflamme. Men vi kan framleis snakke om ei uforblanda flamme.



Figur 10.1: Foto av to turbulente, uforblanda flammer. Brenslet, acetylen, kjem ut av eit beint røyr med indre diameter 0,84 mm. Reynoldstala gjeld for utløpet av røyret, som er i den nedre biletkanten. Flamma i (b) er noko lyfta frå utløpet. Bileta er i tilnærma rett skala. (Foto: Rune N. Kleiveland)

Ei forblanda laboratoriefamme med sterk turbulens er skissert i figur 10.2. Flamma er stabilisert («ankra opp») ved ei parallell strøyming av varm gass. I ein enkel bein kanal er det i praksis uråd å stabilisere ei turbulent flamme – knapt nok ei laminær flamme. Dette oppsettet kan gje ei flamme med etter måten intens turbulens, reynoldstal Re_λ av orden 10^3 ($Re_t = \mathcal{O}(10^4)$). Sjå detaljar og fleire referansar til eksperiment i Borghi (1988) og simulering i Gran (1994:147f).

For ein del turbulente forblanda flammer kan innløpsvilkåra vere særleg viktige. Det gjeld både for eksperiment og simuleringar. I mange oppsett vil flamma stille seg inn ulikt med ulike fordelingar av turbulens i innløpet. Det gjer at ein helst må bruke måledata frå innløpet som innløpsvilkår i utrekningar. Elles kan det tilfellet ein reknar på verte noko heilt anna enn det eksperimentet ein samanliknar med. For praktiske problem har ein ofte ikkje slike måledata. Då gjeld det å gjere innløpet så realistisk som mogeleg. I alle tilfelle må ein undersøkje kor mykje innløpsvilkåra påverkar rekneresultatet. Likeins er det når ein skal utvikle og utforme forbrenningsutstyr med forblanda forbrenning. Innløpsvilkåra i strøyminga, ikkje berre den geometriske utforminga, kan ha mykje å seie for korleis forbrenninga artar seg.



Figur 10.2: Forblanda turbulent flamme

10.2 Karakterisering av turbulente flammer

Kjemiske reaksjonar og turbulent strøyming er kvar for seg svært kompliserte fenomen. Då seier det seg sjølv at turbulente flammer vert ei sær s innfløkt sak. Her skal vi sjå på nokre hovuddrag i dette biletet, og finne fram til nokre karakteristiske storleikar for forbrenning (om slike storleikar, sjå avsnitt 2.8). Som tidlegare i boka, inneber dette ein del grove forenklingar, men til sitt bruk kan det vere både forsvarleg og nyttig.

Turbulensskalaer

Karakteristiske skalaer for turbulent strøyming har vi sett på framanfor. For samanhengen skuld tek vi ei rask oppsamling:

For store turbulensstruktur har vi fartsskalaen u' , lengdeskalaen ℓ' og tidsskalaen $\theta = \ell'/u'$. Med desse får vi i eit reynoldstal $Re_\ell = u'\ell'/\nu$. Desse skalaene er karakteristiske for dei rørslene som er viktigast for transport med turbulensen. Vidare har vi Taylor-lengdeskalaen λ som gjev reynoldstalet $Re_\lambda = u'\lambda/\nu \sim Re_\ell^{1/2}$, sjå avsnitt 9.3. I uforblanda flammer er θ karakteristisk tid for blanding av reaktantar; og for innblanding av varme (dvs. produkt) i reaktantane i forblanda flammer.

For små turbulensstruktur har Kolmogorov-skalaene (side 130), fartsskala v , lengdeskala η og tidsskala τ . Etter definisjonen kan vi skrive $v = (\nu/\tau)^{1/2}$ og $\eta = (\nu\tau)^{1/2}$. Eigentleg treng vi berre éin av dei attåt viskositeten (– fordi alle er funksjon av dissipasjon og viskositet). Desse skalaene er karakteristiske for dei rørslene som gjev stor dissipasjon av turbulensenergi, dvs. dei viskøse kreftene er store. Der vil også den molekylære blandinga vere sterkast. Med Kolmogorov-lengdeskalaen kan vi definere eit reynoldstal $Re_K = u'\eta/\nu$ (side 140).

Vi kan ha i minne (frå side 126) at høvet mellom «store» og «små» turbulensskalaer er $\ell'/\eta \sim Re_\lambda^{3/2} \sim Re_\ell^{3/4}$. For tidsskalaene kan vi finne $\theta/\tau \sim Re_\ell^{1/2}$. Vi får også $Re_K \sim Re_\lambda^{1/2} \sim Re_\ell^{1/4}$.

Laminære flamme-storleikar

Karakteristiske storleikar for laminære *forblanda flammer* er utbreiingsfart eller flammefart u_L , flammetykkleik δ_L , og kjemisk tidsskala τ_c . Som eit enkelt bilete kan vi tenkje oss ein flammefront med utstrekning δ_L som rører seg med ei fart u_L gjennom ei blanding av reaktantar. Tidsskalaen vert då ei opphaldstid i flammesona, eller reaksjonstid.

Desse storleikane er avhengige av reaksjonsrate og diffusivitet, og vi kan skrive $u_L \sim (\mathcal{D}/\tau_c)^{1/2}$ og $\delta_L \sim (\mathcal{D}\tau_c)^{1/2}$. (Samanlikn med Kolmogorov-skalaene ovanfor.) Tidsskalaen τ_c kan definerast frå reaksjonsraten for brenset. Vi får samanhengen $\tau_c \sim R_{br}^{-1}$, og han vil vere avhengig av kva stoff som tek del, konsentrasjon og temperatur.

I *uforblanda flammer* (diffusjonsflammer) har ikkje flammefart eller flammetykkleik noka fysisk mening. Men tidsskalaen har ei mening, og vi kan igjen definere fartsskala u_L og lengdeskala δ_L frå τ_c som ovanfor.

I mange høve er viskositet og diffusivitet tilnærma like, – eller dei varierer om lag på same vis. Det gjev $u_L \sim (\nu/\tau_c)^{1/2}$ og $\delta_L \sim (\nu\tau_c)^{1/2}$. Om vi vil, kan vi ta med oss schmidttalet $Sc = \nu/\mathcal{D}$ som ein parameter.

Vi har sett at tids- og lengdeskalaer for turbulensen er spreidde ut over eit vidt spekter. For å skape eit enklare og meir oversiktleg bilete, fann vi fram til nokre få skalaer som er karakteristiske for dei turbulente rørsleane. Det same gjeld for flammer: Dei har mange tids- og lengdeskalaer spreidde over vide intervall (jamfør avsnitt 10.3 og 10.10); men her vil vi finne fram til nokre einskilde skalaer som likevel kan seie noko om forbrenninga.

Laminære flammer er grundig drøfta i litteraturen. Her skal vi nøye oss med å gå ut frå at ein reaksjon har karakteristisk tidsskala, fartsskala og lengdeskala. Når vi gjer det – som t.d. i Borghi-diagramma (sjå nedanfor) – har vi sagt at det er ein fast eller gjeven samheng mellom den «store» flammeskalaen og ein «liten» reaksjonstidsskala for dei snøggaste reaksjonane.

Dimensjonslause grupper

For turbulente flammer vert dei «laminære» skalaene brukte som karakteristiske skalaer. Dette kan ein gjere av di dei er definerte ut frå reaksjonsraten, og ikkje frå geometrien eller strøyminga.

Med denne samlinga av karakteristiske skalaer kan vi setje opp ein del dimensjonslause grupper. Attåt reynoldstala ovanfor har vi høve mellom lengdeskalaer: η/δ_L , ℓ'/δ_L ; høve mellom fartsskalaer u'/u_L ; og høve mellom tidsskalaer $Da = \theta/\tau_c$ og $Da_K = \tau/\tau_c$. Dei to siste vert kalla damköhlertal (jamfør avsnitt C.5); det siste vert også kalla karlovitztal, Ka . For ein rask reaksjon (liten τ_c) er damköhlertalet stort; for ein sein reaksjon er damköhlertalet lite.

Med litt rekning kan ein finne samanhengar mellom desse:

$$\frac{u'}{u_L} \sim Re_{\ell'} \cdot \frac{\delta_L}{\ell'} \sim Re_{\ell'}^{-1/4} \cdot \frac{\delta_L}{\eta} \quad (10.1)$$

$$Da_K = \frac{\tau}{\tau_c} \sim \left(\frac{\eta}{\delta_L}\right)^2 \sim Da \cdot Re_{\ell'}^{-1/2} \quad (10.2)$$

$$Da = \frac{\theta}{\tau_c} \sim \frac{\ell'}{\delta_L} \frac{u_L}{u'} \sim \left(\frac{\ell'}{\delta_L}\right)^2 Re_{\ell'}^{-1} \sim \left(\frac{\eta}{\delta_L}\right)^2 Re_{\ell'}^{1/2} \quad (10.3)$$

$$\frac{\ell'}{\delta_L} \sim Re_{\ell'}^{3/4} \left(\frac{\eta}{\delta_L}\right) \quad (10.4)$$

Ein enkel dimensjonsanalyse fortel at vi treng berre to uavhengige dimensjonslause grupper; i desse må det inngå

- to «store» turbulensskalaer, u' og ℓ' , – eller éin av dei, saman med ein Kolmogorov-skala (ν , η eller τ);
- éin kjemisk skala (u_L , δ_L eller τ_c);
- viskositeten ν .

Vidare kan vi ta med froudetalet $Fr = U^2/(gL)$ (eventuelt richardsontalet, side 241) som karakteriserer oppdriftskreftene. For store froudetal kan vi sjå bort frå verknader av oppdrift; dvs. for $Fr > 10^2$ (Goulard, Mellor og Bilger, 1976), kanskje også for lågare verdiar.

Flammetypar

Ein kan utan vidare tenkje seg at flammer med $\delta_L \ll \eta$ skil seg mykje frå flammer der $\delta_L \gg \eta$ eller der $\delta_L \approx \ell'$. Detaljane i dette biletet må finnast ved å eksperimentere med flammer. Ulike forfattarar har valt ulike parametrar for å karakterisere dei ulike flammeregima. Borghi (1988) har teikna diagram med u'/u_L og ℓ'/δ_L som aksar; Williams (sjå t.d. Libby og Williams, 1994:56) har valt damköhleretal Da og reynoldstal Re_ν som aksar; Bray (1980:130) har u'/u_L og Re_λ langs aksane; sjå også Goulard, Mellor og Bilger (1976). Alle desse gjer greie for flammestrukturen i forblanda flammer. Borghi gjev også ei drøfting av strukturen i turbulente uforblanda flammer. Bilger (1980) gjev også ei godt leseleg innføring i teori og modellar for turbulent uforblanda forbrenning.

Ein laminær flammefront kan ein tenkje seg som ei tynn, flat reaksjonssone. Med raske reaksjonar (liten τ_c , δ_L ; stor u_L) og veik turbulens (store θ , τ , ℓ' ; liten u') skjer reaksjonen i sjikt som i laminær forbrenning. Turbulensen vil bukle reaksjonssona slik at flamma vert rukkete (eng: «wrinkled»).

Med større fluktusjonar vert rukkene til lommer og halvøyar – og til øyar. Flammesjiktta vert opprivne. Ein kan sjå det som mange små flammer (eng: «flamelets»). Reaksjonsområdet – flamma – vert tjukkare.

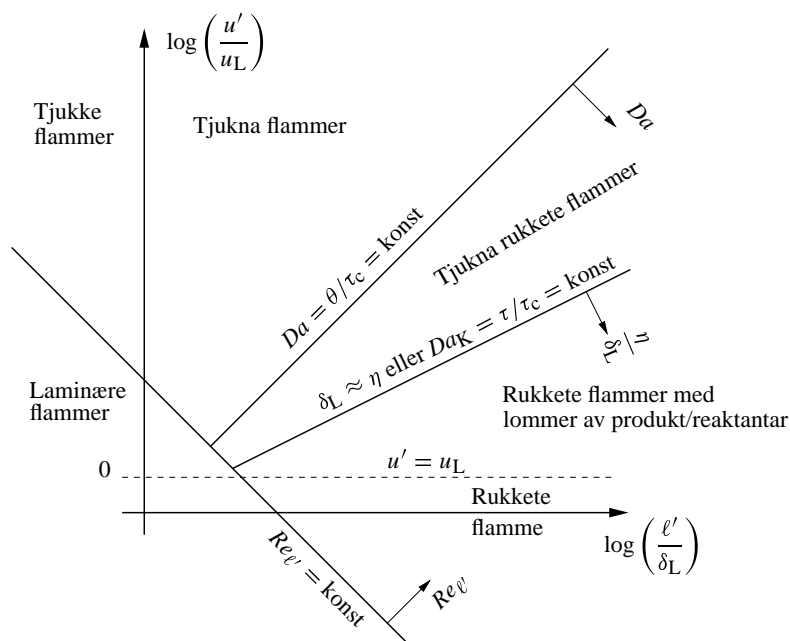
Med intens turbulens (små θ , τ , ℓ' ; stor u') og seine reaksjonar (stor τ_c , liten u_L) vert reaksjonane fordelte utover eit breitt reaksjonsområde. Når flamma fyller heile forbrenningsromet, har vi ein *velblanda* reaktor (eng: «well stirred reactor»). Eit idealisert grensetilfelle vert kalla perfekt blanda reaktor (eng: «perfectly stirred reactor»).

Eindimensjonale uforblanda flammer (diffusjonsflammer) vil te seg på liknande vis. Grensene mellom dei ulike regima er mindre klare enn for forblanda flammer. Figur 10.3 og 10.4 viser Borghi (1988) si framstilling av vilkåra for dei ulike flammetypane.

Gjennom eit brennkammer, fyrrom eller anna innretning vil strøyming, konsentrasjon og temperatur variere mykje. Såleis vil vi kunne sjå fleire ulike flammetypar saman.

Inndelinga kan vere nyttig på fleire måtar:

- Forenkla uttrykk for overslagsrekning vil gjelde for eit avgrensa område. Ved hjelp av ei slik inndeling kan ein halde seg til område som ligg nær dei føresetnadene ein gjorde ved forenklinga.
- Avanserte modellar har som mål å femne om fleire ulike tilfelle. Då må dei testast mot teori og måledata for kvart av dei ulike områda som er identifiserte.
- Kvart av områda i diagramma representerer flammetypar som er lettare å analysere og forstå enn om ein freistar å gape over turbulente flammer som heilskap.



Figur 10.3: Ulike regime for turbulente forblanda flammer, etter Borghi (1988).

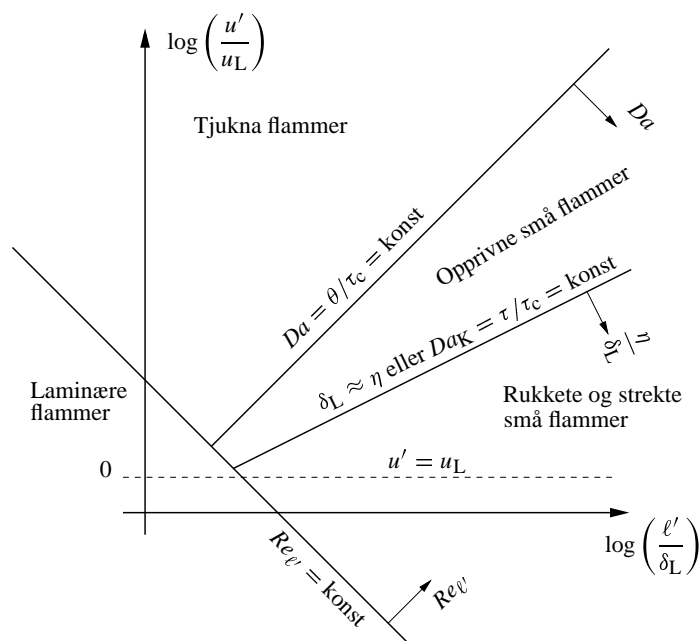
Flammer og turbulens

For ordens skuld kan det leggjast til at reaksjonen (særleg varmeutviklinga) vil påverke turbulensen, ikkje berre omvendt. Varm gass stig opp, og oppdriftsstraumen vil lage turbulens. På den andre sida vil utviding kunne dempe turbulensen. Vidare vil varm gass få større viskositet, som dempar turbulensen. Det lokale reynoldstalet vert mindre i ei flamme enn i ei tilsvarande strøyming utan reaksjon, fordi tettleiken minkar og viskositeten aukar.

10.3 Kjemisk kinetikk, sløkking

Kjemisk kinetikk

Dette emnet har eg nemnt litt om (avsnitt 1.8), men ikkje meir enn å fortelje kva det er snakk om. Kvar elementærreaksjon – og dei er det tusenvis av – har sine egne eigenskapar, eller sin eigen kinetikk. I seg sjølv er dette eit stort og omfattande emne. Det finst godt leselege framstillingar andre stader; eg vil særleg nemne Warnatz, Maas og Dibble (1999). I dr.ing.-avhandlinga si har Inge Gran (1994) (også Gran og Magnussen, 1996b) gjort greie for korleis kjemisk kinetikk kan knytast til forbrenningssimuleringar med Magnussens forbrenningsmodell (EDC).



Figur 10.4: Ulike regime for turbulente uforblanda flammer (diffusjonsflammer), etter Borghi (1988). Figuren liknar mykje på figur 10.4 for forblanda flammer. Viktige skilnader er at flammeskalaene δ_L og u_L ikkje har same fysiske meining, og at Da og Da_K får andre kritiske verdiar. Vidare lagar ikkje linja $u' = u_L$ noko særskild grense i diagrammet for uforblanda flammer.

Her skal berre vi ta med oss eitt viktig tilhøve: Ein hovudreaksjon er summen av tusenvis av elementærreaksjonar. Spekteret av kjemiske tidsskalaer for dei ulike elementærreaksjonane kan strekkje seg over eit breitt spekter, gjerne eit titals tiarpotensar (dekader). Dei mest langsame reaksjonane (mellom anna i NO-danning) kan ha tidsskalaer på fleire sekund, medan dei snøggaste har tidsskalaer på 10^{-10} sekund (Warnatz, Maas og Dibble, 1999:101f).

Framanfor har vi sett at lengdeskalaer og tidsskalaer for turbulens fordeler seg utover nokre tiarpotensar. Det er sjeldan meir enn 4–5 tiarpotensar, i særlege tilfelle noko meir (jamfør side 140 og 142). Molekylære transporttidsskalaer kan vere kortare, slik at vi lengjer spekteret med nokre deka-der til. Dei tidsskalaene som dominerer transporten – dvs. «store» turbulens-tidsskalaer som vi løyser ut av ein turbulensmodell – vil vi ofte finne innafør 2–3 tiarpotensar. Med andre ord vil kjemiske tidsskalaer vere fordelte utover eit langt breiare spekter enn turbulenstransporten.

Raske reaksjonar vil alltid kunne skje, berre reaktantane er blanda molekylært. Seine reaksjonar, t.d. nitrogen-reaksjonar, vil kunne vare ved lenge etter den eigentlege flammesona; eller dei vert avslutta før dei har nådd jamvekt.