

Vlaamse Interuniversitaire raad

**Vrije Universiteit Brussel
Universiteit Gent
Katholieke Universiteit Leuven**

Faculteiten van de Toegepaste Wetenschappen

Koninklijke Militaire School

Beïnvloeding van verbrandingsprocessen door geluid

door : Ir. Eli Steenput

Promotor : Prof. Ir. R. Jacques

Begeleider : Dr. Ir. F. Verbandt

**Afstudeerwerk ingediend tot het behalen van het universitair getuigschrift van de
aanvullende studies in de Lucht- en Ruimtevaarttechniek.**

Academiejaar 1992-1993

Overzicht :

Deze studie behandelt de invloed van geluid op de kwaliteit van verbranding. De invloeden van geluid zijn te verdelen in drie categorieën. Allereerst kan geluid een periodieke variatie van de warmte-afgifte veroorzaken. Er kan een koppeling met overdracht van energie ontstaan tussen het geluid en de verbranding. Een tweede categorie van effecten is verbonden met de instabiliteit van vlammen en de geassocieerde eigenfrequenties. Een akoestische excitatie van de vlam kan het ontstaan van deze instabiliteiten en de wervelstructuur die eruit voortkomt sterk beïnvloeden. De derde categorie verschijnselen worden veroorzaakt door de akoestische luchtverplaatsingen, en zijn vergelijkbaar met de effecten van gedwongen konvektie. Het belangrijkste gevolg is een verbetering van alle transportfenomenen.

Er wordt een computerprogramma gepresenteerd dat gebruikt werd voor de simulatie van een demonstratieproefje, dat de invloed van laagfrequent, hoogamplitude geluid op verbranding aantoont.

Trefwoorden : geluid, verbranding, computersimulatie.

De auteur geeft hierbij de toelating dit afstudeerwerk voor consultatie beschikbaar te stellen en delen van het afstudeerwerk te kopiëren voor persoonlijk gebruik. Elk ander gebruik valt onder de beperkingen van het auteursrecht, in het bijzonder met betrekking tot de verplichting de bron uitdrukkelijk te vermelden bij het aanhalen van resultaten uit dit afstudeerwerk.

Eli Steenput

Dankwoord

Eerst en vooral dank ik mijn promotor prof. Jacques en mijn begeleider dr. Verbandt die dit afstudeerwerk mogelijk hebben gemaakt. Verder ben ik dank verschuldigd aan mijn vrienden in Brussel, Gent en Leuven die geholpen hebben met informatie en nuttige opmerkingen, en mijn familieleden die gedurende vele weken hun computer hebben willen missen.

Symbolenlijst	6
1. Inleiding	8
2. Fundamentele aspecten omtrent geluid	10
3. Fundamentele chemische aspecten van verbranding	15
4. Chemische effecten op geluidsvoortplanting	18
5. Verbranding van een homogeen ontvlambaar gasmengsel	21
5.1. Algemeenheden	21
5.2. Oscillerende warmte-afgifte	23
5.3. Vlam in een buis	23
6. De Diffusievlam	26
6.1. Algemeenheden	26
6.2. Vrijstralen (jets)	27
6.2.1. Vrijstralen in parallelle stroming	28
6.2.2. Transversale vrijstralen	29
6.2.3. Verschil isotherme vrijstraal - vlam	30
6.3. Invloed van akoestische excitatie	31
6.3.1. Overzicht	31
6.3.2. Instabiliteit van een vrijstraal	32
6.3.3. Pulserende vrijstralen	34
6.3.4. Vrijstralen in een akoestisch veld	36
6.4. Koppeling met geluid	39
7. Meerfasige verbranding	40
7.1. Algemeenheden	40
7.1.1. Vloeibare brandstof	40

7.1.2. Vaste brandstof	41
7.2. De verbrandingskonstante	41
7.3. Deeltjesdynamica	44
7.4. Deeltjes in een akoestisch veld	46
7.5. Invloed van geluid	48
7.6. Koppeling met geluid.....	49
8. Pulserende verbranding	50
8.1. Algemeenheden.....	50
8.2. Historiek en toepassingen.....	50
8.3. Werkingsprincipe	51
8.4. Voordelen.....	53
8.5. Lawaai.....	53
9. Emissie van milieubelastende stoffen.....	55
9.1. Algemeenheden.....	55
9.2. Koolmonoxide en onverbrande produkten.....	55
9.3. Stikstofoxides	56
9.4. Zwaveloxides	58
9.5. Roet.....	59
10. Numerieke simulatie van verbranding.....	61
10.1. Algemeenheden.....	61
10.2. Oplossingsmethode	64
10.3. Resultaten.....	72
11. Besluit	73
Referenties	74

Symbolenlijst

In deze tekst werd zoveel mogelijk gekozen voor de symbolen die gebruikelijk zijn in de literatuur. Hierdoor hebben een paar symbolen niet dezelfde betekenis in de hele tekst. De meest gebruikte symbolen worden hieronder opgesomd.

c_s	: Geluidssnelheid (m/s)
C_A	: Concentratie van A (mol/m ³)
C_d	: Weerstandscoefficiënt
C_p	: Specifieke warmte bij konstante druk (J/kg/K)
C_v	: Specifieke warmte bij konstant volume (J/kg/K)
d	: Diameter (m)
D	: Diffusieconstante (m ² /s)
E	: Aktiveringsenergie (J/mol)
f	: Mengverhouding
f	: Frequentie (Hz)
g	: Valversnelling (m/s ²)
h	: Reactie-enthalpie (J/kg)
H	: Totale enthalpie (J/kg)
I	: Geluidsintensiteit (W/m ²)
k	: Reaktiesnelheidsconstante
K	: Verbrandingsconstante (m ² /s)
M_A	: Moleculair gewicht van A
n_A	: Aantal moleculen A (mol of kg)
N	: Nummer van een iteratiestap
p	: Druk (Pa)
Q	: Verbrandingswarmte (J/kg)
r	: Radiale coördinaat (m)
t	: Tijd (s)
T	: Temperatuur (K)
T	: Periode (s)
u	: (Axiale) snelheid (m/s)
v	: (Radiale) snelheid (m/s)
v_n	: Normale verbrandingssnelheid (m/s)
w	: Reaktiesnelheid (kg/m ³ /s)
x	: lengtecoördinaat (m)
Y	: Massafractie

z	: Axiale coördinaat (m)
γ	: Isentrope coëfficiënt
λ	: Golflengte (m)
λ	: Warmtegeleidingscoëfficiënt (J/m/s/K)
μ	: Dynamische viscositeit (kg/m/s)
ν	: Kinematische viscositeit (m ² /s)
ν	: Specifiek volume (m ³ /kg)
ρ	: Specifieke massa (kg/m ³)
τ	: Relaxatietijd (s)
ω	: Radiale frequentie (rad/s)

1. Inleiding

Het beheersen van verbranding is ongetwijfeld één van de oudste ingenieursdisciplines. De moderne studie van verbranding is een gevarieerde combinatie van scheikunde, thermodynamica, aerodynamica, enz. Aangezien ieder aspect van verbranding op zich een specialisatie vormt, is volledigheid bij een studie over verbranding zo goed als onmogelijk.

Deze studie behandelt de invloed van geluid op de kwaliteit van verbranding. De invloeden van geluid zijn te verdelen in drie categorieën. Allereerst kan geluid een periodieke variatie van de reactiesnelheid veroorzaken. Hierdoor zal ook de warmte-afgifte variëren. Er kan een koppeling met overdracht van energie ontstaan tussen het geluid en de verbranding. De verbranding kan dan het geluid onderhouden en versterken. Er bestaat een uitgebreide literatuur over de groei en de controle van dit soort instabiliteiten, vooral toegepast op raketmotoren. Op de laatstgenoemde aspecten zal hier niet of slechts terzijde ingegaan worden. In de eerste plaats omdat deze studies haast zonder uitzondering uitgaan van een systeembenadering en dus niet veel tot fysisch inzicht bijdragen. Ten tweede omdat de aandacht hier gericht wordt op de positieve effecten van geluid op verbranding. Er zal wel ingegaan worden op het onderhouden van oscillaties door verbranding, omdat dit een nuttige functie vervult bij zogenaamde pulserende verbranders.

Een tweede categorie van effecten is verbonden met de instabiliteit van vlammen en de geassocieerde eigenfrequenties. Het gaat hier om hydrodynamische instabiliteiten die zich ontwikkelen in de grenslaag die zich vormt tussen de vlam en de omgeving. Een akoestische excitatie van de vlam kan het ontstaan van deze instabiliteiten en de wervelstructuur die eruit voortkomt sterk beïnvloeden.

De verschijnselen van de derde categorie worden veroorzaakt door de akoestische luchtverplaatsingen, en zijn vergelijkbaar met de effecten van gedwongen konvektie. Door de voortdurende richtingsveranderingen wordt bovendien de turbulentie op microschaal bevordert. Het belangrijkste gevolg is een verbetering van alle transportfenomenen.

De structuur van de tekst is als volgt : na enkele fundamentele begrippen over geluid en chemische kinetiek, volgt een hoofdstuk over de koppeling van geluid en verbranding. Daarna wordt de verbranding besproken volgens de klassieke indeling van homogeen mengsel, diffusievlam en meerfasige verbranding. Bij ieder onderdeel worden eerst de relevante kenmerken van dit soort verbranding beschreven. Vervolgens wordt de invloed van geluid op deze kenmerken behandeld. Als samenvatting en voorbeeld van praktische toepassing wordt de pulserende verbranding besproken. De belangrijkste bronnen van atmosferische vervuiling worden kort beschreven, samen

met de mogelijke invloed van geluid. Tenslotte wordt ingegaan op numerieke methodes voor simulatie van verbrandingsprocessen, en er wordt een eenvoudig computerprogramma gepresenteerd. Dit programma werd gebruikt voor de simulatie van een demonstratieproefje, dat de invloed van geluid op verbranding zichtbaar maakt.

2. Fundamentele aspecten omtrent geluid

Een geluidsgolf kan mathematisch uitgedrukt worden als een oplossing van de akoestische golfvergelijking. In algemene één-dimensionale vorm is deze vergelijking voor de fluctuerende grootte ϕ :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = c_s^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \quad 1$$

De uitdrukking voor de geluidssnelheid c_s (m/s) wordt gevonden door het één-dimensionale behoud van massa en impuls :

$$\begin{aligned} \partial(\rho c_s) &= 0 \\ \rho c_s \partial c_s &= -\partial p \end{aligned} \quad 2$$

te herschrijven als :

$$\begin{aligned} \frac{\partial c_s}{\partial p} &= -\frac{c_s}{\rho} \\ \frac{\partial p}{\partial \rho} &= -\rho c_s \frac{\partial c_s}{\partial \rho} = c_s^2 \end{aligned} \quad 3$$

De geluidssnelheid c_s is een karakteristieke eigenschap van een bepaald medium. Dit betekent dat wanneer een geluidsgolf van het ene medium naar een ander overgaat, de golflengte λ (m) zal wijzigen volgens :

$$\lambda = \frac{c_s}{f} \quad 4$$

De frequentie f (Hz) van de geluidsgolf is namelijk opgelegd door de bron van de akoestische vibraties.

Indien de geluidsvoortplanting adiabatisch plaatsvindt (hypothese van Laplace) in een gas krijgt de geluidssnelheid c_s de isentrope waarde, gevonden uit :

$$\begin{aligned} \partial Q = 0 &= C_p \partial p + C_v \partial v \\ \rightarrow \frac{\partial p}{\partial \rho} &= \gamma \frac{p}{\rho} = c_s^2 \end{aligned} \quad 5$$

De deeltjes van een medium waarin zich een akoestische golf voortplant, ondergaan een periodieke verplaatsing relatief ten opzichte van hun rustpositie. De verplaatsing x (m) van een deeltje in functie van de tijd t (s) gehoorzaamt voor een harmonische golf aan de betrekking:

$$x = A \sin(2\pi ft) \quad 6$$

waarbij A de verplaatsingsamplitude of maximale verplaatsing is.

Een andere belangrijke grootte is de amplitude van de vibratiesnelheid v (m/s) van een deeltje. Deze amplitude geeft de maximale snelheid van het vibrerende deeltje. De uitdrukking voor de vibratiesnelheid kan bekomen worden door vergelijking (6) af te leiden naar de tijd t :

$$v = \frac{dx}{dt} = 2\pi f A \cos(2\pi ft), \quad 7$$

indien A konstant is.

De maximale snelheid is des te groter naarmate de tijd van één periode T (s) korter is, dus bij hogere frequentie f . De snelheidsamplitude v_0 zal ook afhangen van de verplaatsingsamplitude A :

$$v_0 = 2\pi f A = \omega A, \quad 8$$

waar

$$\omega = 2\pi f. \quad 9$$

Volgens betrekking (8) is de maximale vibratiesnelheid van het deeltje evenredig met de frequentie van de geluidsgolf wanneer de amplitude konstant is. Het is eenvoudig aan te tonen dat de versnelling van het deeltje, welke ook afhangt van de verplaatsingsamplitude, toeneemt met het kwadraat van de geluidsfrequentie. De uitdrukking voor de versnelling a (m/s^2) heeft de volgende vorm:

$$a = \frac{dv}{dt} = -4\pi^2 f^2 A \sin(2\pi ft). \quad 10$$

De amplitude van de versnelling is:

$$a_0 = \omega^2 A. \quad 11$$

Akoestische vibraties in een medium veroorzaken drukvariaties bovenop de gemiddelde druk in het medium. De druk van een harmonische geluidsgolf op ieder punt van het medium in functie van

de tijd kan geschreven worden als:

$$P = P_0 \sin(2\pi ft) \quad 12$$

waar P (Pa) de druk is op ieder ogenblik, en P_0 de amplitude van de druk is in het beschouwde punt. Voor een vlakke golf is de geluidsdruk verbonden met de vibratiesnelheid volgens:

$$\frac{P}{v} = \rho c_s \quad 13$$

Het produkt ρc_s van de specifieke massa en de geluidssnelheid van het medium noemt men de specifieke akoestische impedantie. Hoe groter de akoestische impedantie, des te groter de geluidsdruk is voor een gegeven snelheidsamplitude. Uit (13) volgt ook het verband tussen de druk en de verplaatsingsamplitude:

$$P_0 = \rho c_s v_0 = 2\pi f A \rho c_s \cdot \quad 14$$

Een geluidsgolf draagt een zekere hoeveelheid energie met zich mee. De hoeveelheid energie die per tijdseenheid door een eenheidsoppervlak getransporteerd wordt, bepaalt de sterkte of intensiteit van het geluid. Voor een vlakke golf wordt de geluidsintensiteit I (W/m^2) uitgedrukt als:

$$I = \frac{pv}{2}. \quad 15$$

Bij de voortplanting van vlakke geluidsgolven neemt de intensiteit I af naarmate de afstand x tot de geluidsbron toeneemt, en wel volgens de wet:

$$I = I_0 e^{-2ax} \quad 16$$

waarbij I_0 de geluidsintensiteit is bij $x = 0$ en a ($1/\text{m}$) de absorptiecoëfficiënt. De inverse waarde van a , $1/a$, noemt men de penetratiediepte. De absorptiecoëfficiënt is een karakteristieke parameter van het medium, maar is tevens afhankelijk van externe factoren zoals druk en temperatuur, en van de frequentie.

Stokes suggereerde dat de absorptie van akoestische energie het gevolg is van de interne wrijvingskrachten die de deeltjes van het medium ondervinden bij hun beweging onder invloed van de geluidsgolf.

Volgens Kirchhoff is de absorptie veroorzaakt door de viscositeit en de thermische geleidbaarheid van het medium.

In media met een grote thermische geleidbaarheid kunnen afwijkingen optreden van de Laplace-theorie van geluid, die stelt dat de voortplanting een adiabatisch proces is. De temperatuurverschillen die ontstaan tussen de lagen van samentrekking en verijling van het medium zijn dan de aanleiding tot warmtetransport.

Lord Rayleigh [1] verklaart deze absorptie als volgt: beschouw een hoeveelheid ideaal gas opgesloten in een cilinder, waarin een zuiger heen en weer bewogen kan worden. Als de periode van de beweging zeer lang is, zodat de warmte tijd heeft zich te verspreiden, zal de temperatuur konstant blijven. Dit stemt overeen met de hypothese van Newton, die stelt dat geluidsvoortplanting een isotherm proces is. De druk is dan functie van het volume en de arbeid geleverd voor de compressie wordt teruggewonnen bij de expansie, als de zuiger opnieuw door hetzelfde punt gaat. Er wordt geen netto arbeid geleverd.

Beschouw nu een beweging die zo snel is, dat de warmte en koude ontwikkeld door de samenpersing en verijling geen tijd hebben om te ontsnappen. Dit is ook het geval in de theorie van Laplace. De druk is opnieuw functie van het volume, en er wordt geen arbeid geleverd. Het enige verschil is dat de drukvariaties groter zijn dan in het vorige geval.

We zien dat zowel met de hypothese van Newton als van Laplace, de golven zich verplaatsen zonder dissipatie, zij het met verschillende snelheid. In het intermediaire geval, als de beweging van de zuiger niet traag genoeg is voor een konstante temperatuur, noch snel genoeg opdat de warmte geen tijd zou krijgen zich te verdelen, is het resultaat verschillend. De arbeid voor compressie is niet meer volledig teruggewonnen bij de expansie, omdat een deel van de warmte is ontsnapt. Een verplaatsing van warmte geeft steeds aanleiding tot dissipatie. De beweging van de zuiger kan dus slechts blijven duren als er energie van buiten af aangevoerd wordt. Indien dit niet gebeurt moet de beweging tenslotte uitdeinen.

Waarneming van werkelijk optredende absorptie-coëfficiënten toont soms grote afwijkingen van de theorie van Stokes en Kirchhoff. De oorzaken van deze non-Stokes absorptie zijn nog niet volledig verklaard. Een gedeeltelijke verklaring wordt gegeven door het invoeren van een compressieviscositeit en het veronderstellen van bepaalde moleculaire processen. De invloed hiervan op de absorptie is sterk afhankelijk van de relaxatietijd van de moleculaire processen (oriëntatie van moleculen, concentratie van reagerende of interagerende moleculen, excitatie of associatie van moleculen, enz) ten opzichte van de periode van het geluid. Maximale absorptie schijnt op te treden wanneer periode en relaxatietijd aan elkaar gelijk zijn. Er bestaan echter nog

geen rechtstreekse methodes voor het bepalen van compressieviscositeit of relaxatietijden [12].

3. Fundamentele chemische aspecten van verbranding

Chemische reacties liggen aan de basis van ieder verbrandingsproces. Er zijn meestal twee groepen verbindingen die een rol spelen, de brandstof enerzijds en de oxidant anderszijds. Chemische reactie is mogelijk wanneer deze twee groepen met elkaar in contact komen. Men kan hier onderscheid maken tussen verbranding van homogene ontvlambare mengsels en de diffusievlam. In het eerste geval zal een vlamfront zich door het mengsel bewegen en het consumeren, zodat na de doortocht van het front alleen reactieproducten overblijven. Bij de diffusievlam worden brandstof en oxidant afzonderlijk toegevoerd, zodat de menging gelijktijdig met de verbranding plaatsvindt. Meestal gebeuren de chemische overgangen zo vlug dat ze niet de bepalende factoren zijn voor de snelheid van de verbranding. Het is daarom mogelijk de scheikunde te beperken tot enkele van de meest elementaire begrippen.

Een algemene chemische reactie kan voorgesteld worden als



met A, B, C, ... uitgangsstoffen, L, M, ... reactieproducten en a, b, c, l, m, ... de stoechiometrische coëfficiënten. De reactiesnelheid wordt gedefinieerd als het aantal moleculen n (meestal mol, of kg) er omgezet wordt per tijdseenheid. Door het aantal moleculen te delen door de stoechiometrische coëfficiënt is de snelheid onafhankelijk van welke der reagerende moleculen beschouwd wordt. Er geldt dat de reactiesnelheid evenredig is met de probabieliteit van de botsingen tussen de reagerende moleculen, dus met het produkt van de hoeveelheid moleculen van de uitgangsstoffen:

$$-\frac{d(n_A)}{dt} = -\frac{d(n_B)}{dt} = -K = k \cdot n_A^a \cdot n_B^b \cdot n_C^c K \quad 18$$

Formule (18) wordt vaak uitgedrukt bij konstant volume. In dat geval kan het aantal moleculen n_A , n_B , ... vervangen worden door de molaire concentraties C_A , C_B , ... De faktor k wordt de reactiesnelheidskonstante genoemd. (Dit betekent echter niet dat k konstant is.) De som van de exponenten $n = a + b + c + \dots$ is de orde van de reactie. De orde van de reactie is alleen gelijk aan het aantal moleculen, als de hele reactie in één stap gebeurt. Dit is slechts zelden het geval bij voorkomende reacties. Eén van de componenten kan bijvoorbeeld tegelijk uitgangsstof en reactieprodukt zijn, of een component kan in grote overmaat aanwezig zijn. Deze beide gevallen zijn voorbeelden van reacties waar één van de concentraties konstant blijft en de orde kleiner is dan het aantal moleculen dat aan de reactie deelneemt.

Opdat een reactie zou kunnen plaatsgrijpen, is een hoeveelheid energie vereist om de structuur van de moleculen te veranderen. Bijvoorbeeld voor een eenvoudige bimoleculaire reactie van het type

waar AB, AC, B en C verschillende moleculen zijn. Het verloop van de energie van de reactie wordt voorgesteld op figuur (1).

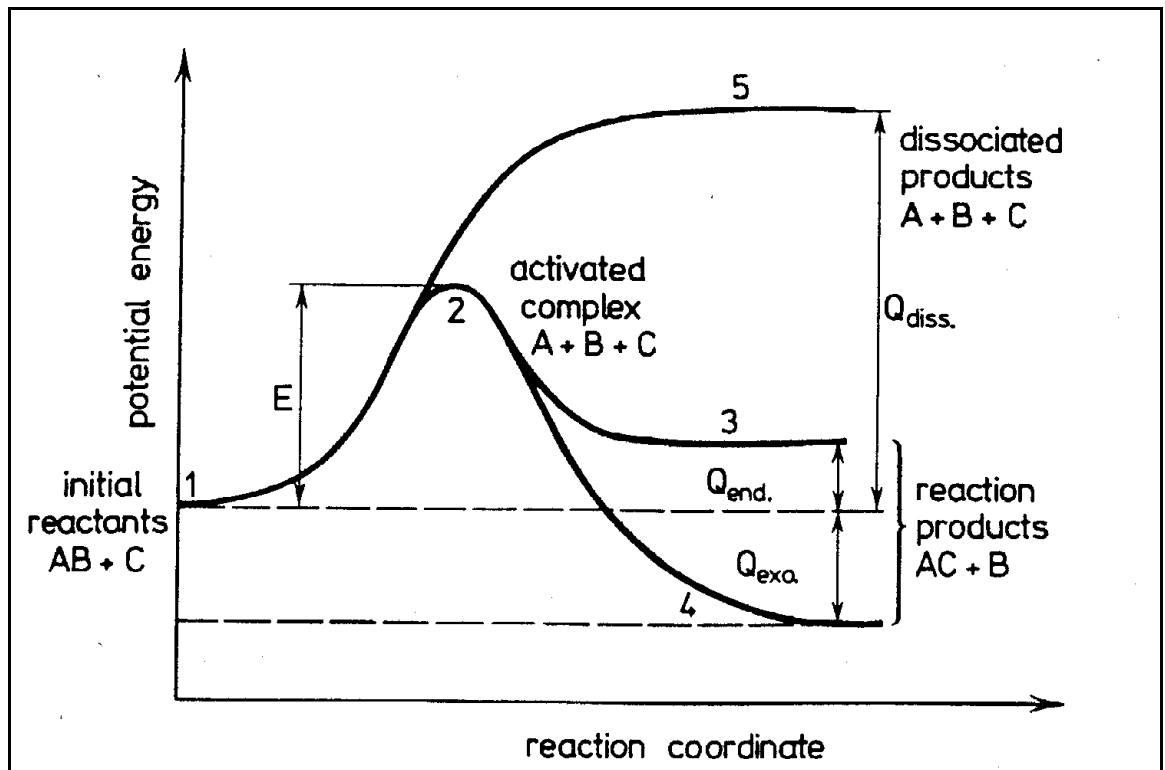


Figure 1. Variatie van de potentiële energie van een moleculair systeem. [62]

De potentiële energie neemt toe door afstoting als de moleculen elkaar naderen. Als de kinetische energie van de moleculen groot genoeg is bij hun treffen kan totale verbreking van de verbindingen optreden. Bij een kinetische energie die niet zo ver boven de aktiveringsenergie E (J/mol) uitkomt, ontstaat een onstabiele evenwichtssituatie, waarin A gebonden is met zowel B als C. Als de aantrekking tussen A en C groter is dan tussen A en B, zal een stabiel molecule AC gevormd worden. Afhankelijk van de potentiële energie van AC+B ten opzichte van het oorspronkelijke AB+C, zal er afgifte of absorptie van warmte optreden. Meestal ligt de aktiveringsenergie ver boven de gemiddelde kinetische energie van de moleculen, gegeven door $3/2RT$. De formule van Arrhenius (20) geeft de reaktiesnelheidskonstante, evenredig met de probabilliteit dat de botsingsenergie groter of gelijk is aan de aktiveringsenergie, in de veronderstelling van een Maxwell-Boltzmann distributie.

$$k = ce^{\frac{E}{RT}}$$

De faktor c is evenredig met het aantal botsingen, theoretisch wordt c gegeven door (voor twee moleculen A en B)

$$c = n_A n_B d^2 \sqrt{\frac{8\pi RT}{M_{AB}}}$$

21

en is dus functie van de temperatuur. R is de universele gaskonstante (J/mol/K), M_{AB} is een gemiddelde relatieve moleculaire massa en d een botsingsdiameter. Experimenteel lijkt $c = BT^a$ met B en a constanten.

4. Chemische effecten op geluidsvoortplanting

Men kan verwachten dat, voor onomkeerbare reacties waarbij de reactiesnelheid afhankelijk is van de temperatuur, versterking van akoestische golven kan optreden, en dat deze versterking frequentie-afhankelijk is. Dit is het fenomeen van de zingende vlam, bestudeerd door Lord Rayleigh [1]. Het criterium van Rayleigh stelt dat dit effect mogelijk is, wanneer de fase van de oscillerende energiebron en de geluidsgolf zich zodanig verhouden dat er meer warmte vrijkomt tijdens de halve periode van hoge druk. Met andere woorden

$$\iint_{\text{Volume}} h' p dV dt > 0, \quad 22$$

waarbij h' ($J/m^3/s$) de variatie is in de graad van warmteafgifte per volume-eenheid.

De koppeling tussen chemische kinetiek en geluid is afhankelijk van de aktiveringsenergie, de verhouding tussen de chemische en akoestische tijdsconstante en van het exotherme of endotherme karakter van de reactie. Voor een oneindig, perfect, niet geleidend, chemisch reactief gas met konstante specifieke warmte bekomt men de vergelijkingen:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho U) = 0 \quad 23$$

$$\rho \left(\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad 24$$

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + U \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{\partial p}{\partial t} - U \frac{\partial p}{\partial x} - wH = 0 \quad 25$$

Hier is H (J/kg) is de reactie-enthalpie en w ($kg/m^3/s$) de reactiegraad. In de veronderstelling dat de grootheden gesplitst kunnen worden in een gemiddelde waarde en een fluktuerende term, zodat bijvoorbeeld $p = P + p'$, en indien de fluktuaties klein zijn, worden de vergelijkingen :

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \rho \frac{\partial u'}{\partial x} = 0 \quad 26$$

$$\rho \frac{\partial u'}{\partial t} + \frac{\partial p'}{\partial x} = 0 \quad 27$$

$$\rho C_p \frac{\partial T'}{\partial t} + \rho' C_p \frac{\partial T'}{\partial x} - \frac{\partial p'}{\partial t} - w'H = 0 \quad 28$$

De vergelijkingen van massa en energie kunnen samen genomen worden tot:

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \gamma P \frac{\partial U'}{\partial x} = (\gamma - 1)w'H. \quad 29$$

De impulsvergelijking wordt voldaan met een potentiaalfunctie ϕ (m^2/s):

$$\begin{aligned} u' &= \frac{\partial \phi}{\partial x}, \\ p' &= -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} \end{aligned} \quad 30$$

Dit geeft:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - c_s^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -\frac{(\gamma-1)}{\rho} w' H, \quad 31$$

met w' de fluctuerende reactiegraad en c_s^2 gelijk aan het gemiddelde kwadraat van de isentrope geluidssnelheid. Deze vergelijking is gelijkaardig aan de klassieke akoestische vergelijking. De verschillen zijn:

- c_s is tijdsafhankelijk door de variatie van de gemiddelde druk en temperatuur, als gevolg van de chemische reacties.
- Het rechterlid bevat een bronterm, door de fluctuaties van de reactiegraad als gevolg van de geluidsgolven.

Uit deze vergelijking blijkt dat koppeling tussen geluid en chemische kinetiek inderdaad optreedt. De oplossing van de vergelijking is op zich niet zeer interessant. Ze is te vinden in [18]. De resultaten worden hieronder samengevat.

Twee tijdsconstanten spelen een rol, de akoestische periode enerzijds, en anderzijds de karakteristieke tijd voor chemische reactie:

$$\tau_c = \frac{1}{\gamma} \frac{\rho}{w} \frac{C_p T}{H} \quad 32$$

De verhouding $\tau_c \omega$ is een bepalende dimensieloze parameter.

Wanneer de chemische tijd groot is ten opzichte van de periode, kunnen de variaties in gemiddelde waarden verwaarloosd worden gedurende een periode. In dat geval is de variatie van de reactiesnelheid de bepalende faktor. De geluidssnelheid blijft quasi gelijk aan de isentrope waarde. De amplitude wordt versterkt bij exotherme reacties en verzwakt bij endotherme reacties. De chemische invloed is frequentie-afhankelijk en des te groter naarmate de aktiveringsenergie, en dus het effect van de temperatuur op de reactiesnelheid, groter is.

Bij een aktiveringsenergie gelijk aan nul is de variatie in de gemiddelde waarden bepalend, door de invloed van de tijdsafhankelijke α . De reaktiesnelheid is nu onafhankelijk van de temperatuur en het rechterlid van de vergelijking is nul. In tegenstelling tot het vorige geval worden geluidsgolven hier onderdrukt door exotherme reacties en versterkt door endotherme reacties. De geluidssnelheid wijkt hier veel sterker af van de isentrope waarde. De effecten zijn groter naarmate $\tau_c \omega$ kleiner is, en de reactie dus sneller verloopt.

Voor eindige waarden van de aktiveringsenergie treedt een combinatie van de twee gevallen op. Bij een hoge aktiveringsenergie overheerst de variatie van de reaktiesnelheid met de temperatuur, bij lage waarden gelden dezelfde konklusies als voor een konstante reaktiesnelheid.

Samengevat kan men stellen dat de koppeling tussen geluid en chemische kinetiek kan gebeuren via wijzigingen in de gemiddelde waarden door de chemische reactie, of via variatie van de reaktiesnelheid door akoestische golven. Afhankelijk van de aktiveringsenergie, de verhouding $\tau_c \omega$ en het exotherme of endotherme karakter zal de amplitude van het geluid versterkt of verzwakt worden, en de geluidssnelheid zal wijzigen naarmate de reactie vordert. [18]

5. Verbranding van een homogeen ontvlambaar gasmengsel

5.1. Algemeenheden

Wanneer een homogeen ontvlambaar gasmengsel in een buis aan één kant aangestoken wordt, zal een vlamfront in de vorm van een dunne laag waarin de chemische reactie optreedt, zich door de buis verplaatsen met een konstante snelheid die karakteristiek is voor het mengsel. Deze snelheid noemt men de normale verbrandingssnelheid v_n .

$$v_n = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\lambda}{C_p} w \right)^{\frac{1}{2}} \quad 33$$

Met λ (J/m/s/K) de thermische geleidbaarheid, C_p (J/kg/K) de specifieke warmtecapaciteit en w ($\text{kg/m}^3/\text{s}$) de reaktiesnelheid. Omwille van de afhankelijkheid van de geometrie, de randvoorwaarden, enz. en de onvolledige kennis van de chemische reactieschema's is het bepalen van v_n zeer ingewikkeld. Zelf de meest eenvoudige benadering vergt teveel gegevens om echt bruikbaar te zijn [62]. De normale verbrandingssnelheid wordt daarom steeds experimenteel bepaald.

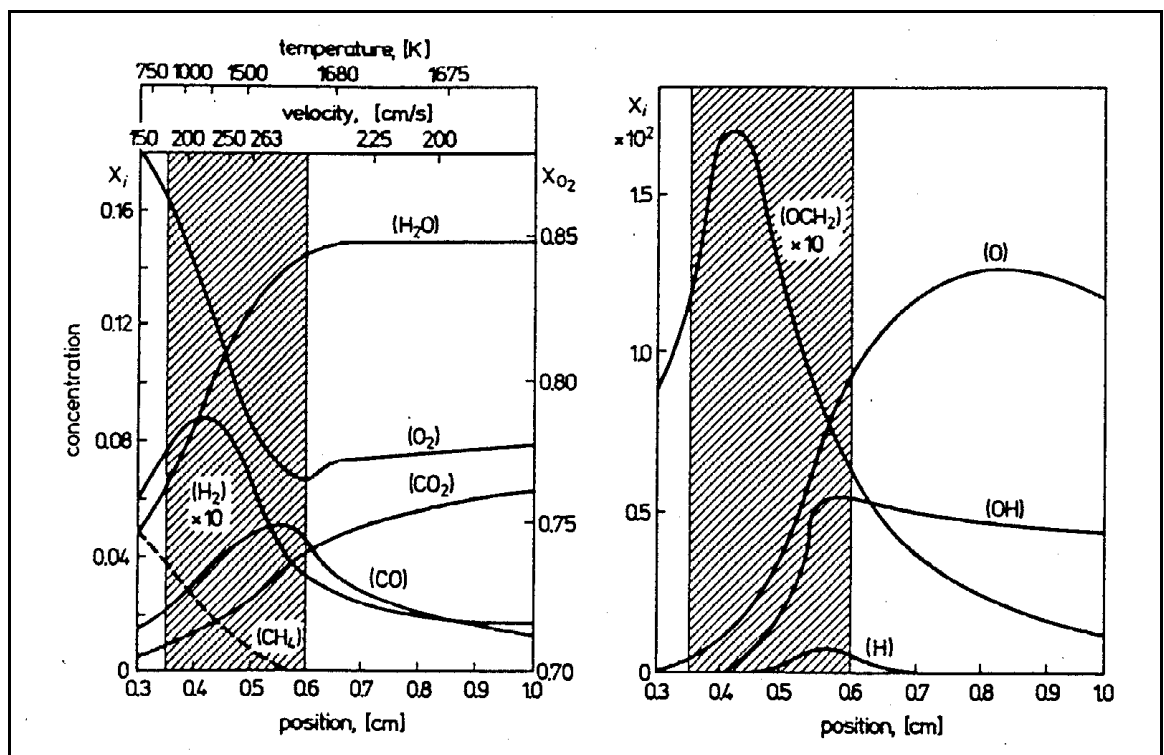


Figure 2. Structuur van een laminair vlamfront in een methaan-zuurstof mengsel. De lichtgevende zone is gearceerd. X_i = molfractie van component i . [62]

In een turbulente omgeving zal een vlamfront zich voortplanten met een snelheid die ver boven v_n ligt. Turbulente verbranding is nog niet volledig verklaard, er bestaan talrijke modellen gebaseerd op uiteenlopende hypothesen, maar waarvan de berekende waarden slechts een tiental procenten

uit elkaar liggen. [62]

De meer realistische versie van dit tamelijk academisch geval is een brander waar het mengsel naar het stationaire vlamfront stroomt. (Voorbeeld : de Bunsenbrander bij goede vormenging.)

5.2. Oscillerende warmte-afgifte

Een akoestische perturbatie in het mengsel kan versterkt worden door periodische variatie van de warmte-afgifte van de vlam. Eventueel kan een vlam negatieve versterking geven. Er zijn verschillende manieren waarop de vlam kan geëxciteerd worden om periodische warmte-afgifte te veroorzaken: [32]

- oscillatie van de aanstroomsnelheid
- oscillatie in de mengverhouding
- oscillerend warmtetransport naar de brander
- oscillerende wervelgeneratie
- oscillerende reaktiesnelheid door adiabatiese compressie
- oscillerende oppervlakte van het vlamfront

Als de stromingssnelheid groter of gelijk is aan de normale verbrandingssnelheid, zal de vlam een vaste positie innemen in de ruimte. Superpositie van een geluidsgolf zal de vlam op en neer doen bewegen relatief ten opzichte van de stabiele positie. Deze verplaatsing veroorzaakt geen variatie in de warmte-afgifte. [32]

Als de stromingssnelheid lager is dan de adiabatiese verbrandingssnelheid, zal het vlamfront stroomopwaarts naar de brander toe bewegen, zodat warmteverlies naar de brander kan optreden. Hierdoor stelt zich een evenwicht in tussen de stroomsnelheid en een lagere, niet-adiabatiese normale verbrandingssnelheid. Wanneer in deze toestand de positie van de vlam gevarieerd wordt door een geluidsveld, zal het warmteverlies aan de brander ook periodisch variëren. [32]

Een oscillatie die zichzelf onderhoudt is in dit geval mogelijk, op voorwaarde dat de variatie in druk en warmte-afgifte in fase zijn. Met andere woorden, de hoeveelheid warmte die vrijkomt tijdens de halve periode van hoge druk moet groter zijn dan die tijdens de halve periode van lage druk. Warmteuitwisseling met de brander zal meer uitgesproken optreden bij een vlakke vlam dan bij een konisch vlamfront. [3,32,34]

5.3. Vlam in een buis

In het geval van een vlam die brandt in een buis is de situatie verschillend [4]. De oscillaties zijn in dit geval de staande golf modi geassocieerd met de buis. Aangezien de afstand van het vlamfront tot de buiswand niet echt varieert, is het mechanisme van periodiek warmteverlies hier niet van

toepassing. Een geluidsgolf die het vlamfront treft, kan echter een variatie van de oppervlakte van de vlam veroorzaken [3,4]. Of het geluid versterkt of gedempt wordt hangt af van de fase tussen de invallende geluidsgolf en de variatie van de oppervlakte van het vlamfront.

De variatie van het vlamoppervlak is beperkt tot de randen van de vlam, het midden blijft vlak. In feite zijn de randen van het vlamfront altijd gekromd in de richting van het verbrande gas, omdat wegens de drukval over de vlam gas langs de randen stroomt. De variatie in de oppervlakte van de vlam wordt nu juist veroorzaakt door de variatie van deze kromming van de randen. Dit komt doordat het snelheidsprofiel van een akoestische golf in een buis niet vlak is, maar aan de wanden een zogenaamde akoestische grenslaag vertoont zoals voorgesteld op figuur (3). (De akoestische grenslaagdikte is $(2\nu/\omega)^{1/2}$, met ν de kinematische viscositeit (m^2/s) en ω (rad/s) de radiale frequentie van de golf [46]) In deze grenslaag verwisselt de snelheidsgradiënt elke periode van teken. De rand van het vlamfront wordt iedere periode dus afwisselend op en neer gebogen, of beter gezegd, meer of minder naar achter gekromd. Met de variatie in vlamoppervlakte stemt een variatie in warmte-afgifte overeen die in fase is met de drukvariaties. Het geluid wordt dus versterkt.

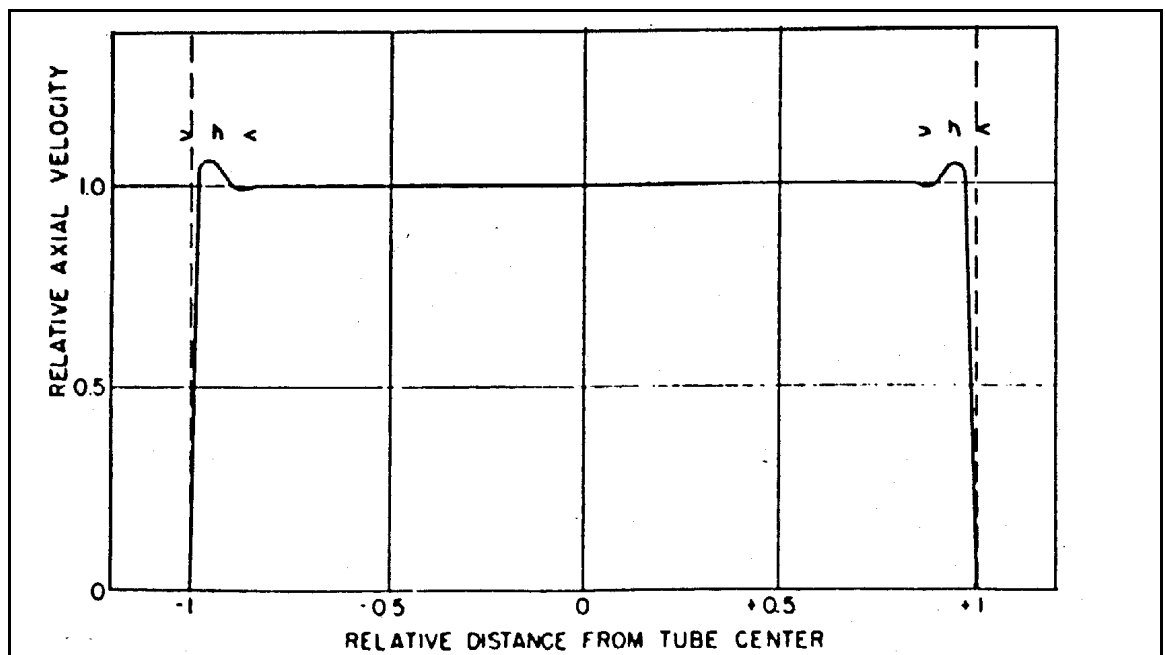


Figure 3. Akoestisch snelheidsprofiel in een buis, met akoestische grenslaag. [4]

Bij de voorgaande uitleg werd er van uitgegaan dat het vlamfront zich uitstrekt tot tegen de wanden van de buis. In werkelijkheid is er een dode zone dicht bij de wand waar de vlam uitdooft, er vindt geen reactie plaats. Als deze dode zone groter is dan de akoestische grenslaag, plant de vlam zich ongestoord voort en er is geen variatie van de oppervlakte van het vlamfront. Voor een gegeven mengsel zal dit steeds zo zijn bij frequenties boven een bepaalde limiet.

In het geval van staande golven, die steeds opnieuw het vlamfront passeren, kan de vlam het geluidsniveau in stand houden op voorwaarde dat de versterking de verliezen compenseert. Eventueel blijft de amplitude zelfs toenemen tot de vlam uitgeblazen wordt. Vaak treedt echter een ander, meer interessant verschijnsel op, "blow-down" genoemd. Als de amplitude van de oscillatie te groot wordt, verschijnen uitstulpingen op het vlamfront die snel groeien, en vibreren aan het dubbel van de akoestische frequentie. Het juiste mechanisme of de verklaring van deze instabiliteit is nog niet bekend. Figuur (4) geeft in een reeks foto's de evolutie van dit fenomeen. Door de vergroting van de gemiddelde vlamoppervlakte neemt de voortplantingssnelheid van het vlamfront sterk toe. [4]

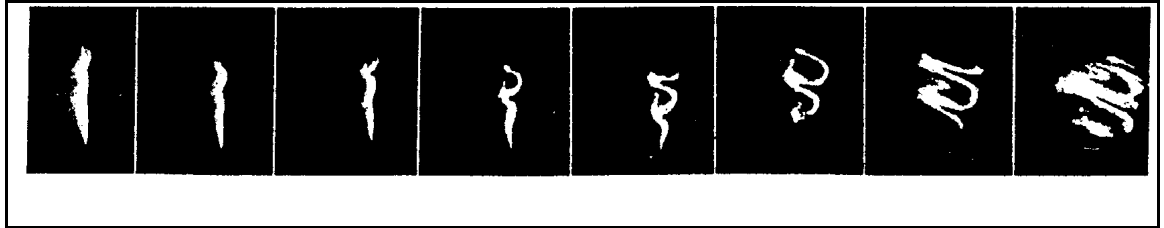


Figure 4. Beelden op opeenvolgende tijdstippen van de groei van het blow-down verschijnsel. Er ontstaan uitstulpingen op de vlam die de oppervlakte sterk vergroten. [4]

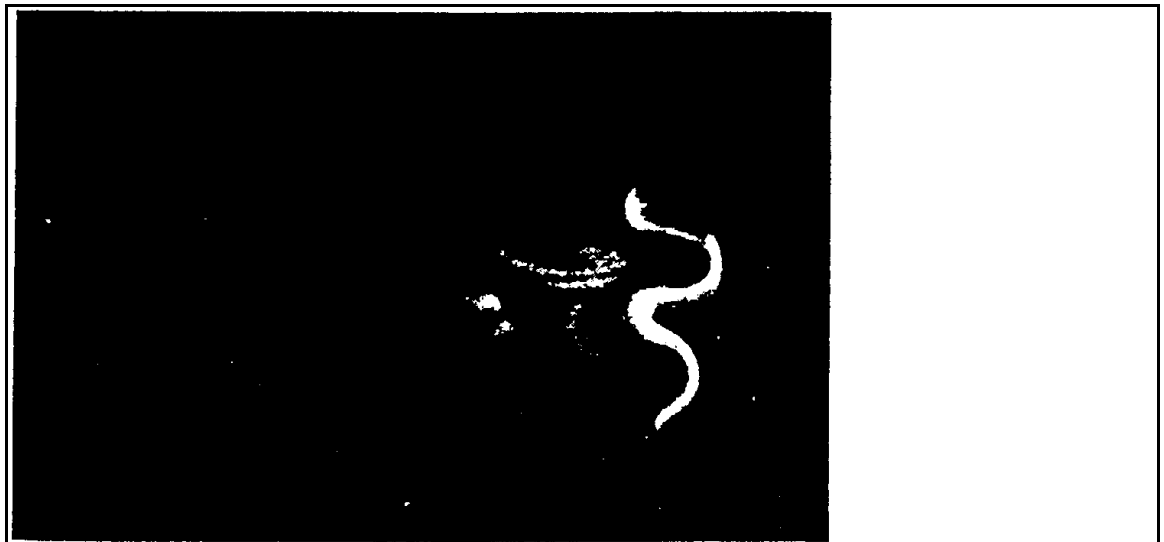


Figure 5. Foto van een vlamfront in blow-down, met een oplichtend zog. [4]

6. De Diffusievlam

6.1. Algemeenheden

Wanneer brandstof en oxidant afzonderlijk toegevoerd worden, vormt de vlam een grensoppervlak tussen de zuurstofzone en de brandstofzone. Reactieproducten verspreiden zich langs beide zijden van het vlamfront, en de brandstof en zuurstof moeten dus tegen deze producten in diffunderen om de reactiezone te bereiken. Diffusie domineert alle andere factoren, vandaar dat dit soort vlammen diffusievlammen genoemd wordt.

Diffusievlammen worden uitgebreid toegepast omwille van hun veiligheid (geen terugslag van de vlam in het ontvlambaar mengsel), stabiele verbranding, eenvoudige ontsteking en intense straling (door de vorming van koolstofdeeltjes in brandstofrijke zones). De studie van de diffusievlammen vormt de link tussen voorgemengde verbranding en meerfasige verbranding. Ze omvat het verschijnsel menging, maar niet de interfase fenomenen die het brandstofdebiet regelen bij meerfasige verbranding.

De reactiezone wordt verondersteld zich daar te bevinden waar de componenten elkaar in stoechiometrische verhoudingen ontmoeten. Als we een sectie door een geïdealiseerde diffusievlam beschouwen zoals voorgesteld op figuur (6), wordt duidelijk dat de zuurstof- en brandstofconcentratiecurves niet op hetzelfde punt nul kunnen bereiken. In deze reactiezone van verwaarloosbare dikte zou de reactiesnelheid immers nul zijn. In werkelijkheid heeft het vlamfront een eindige dikte, en bevat zowel brandstof als oxidant in eindige concentraties. Door de aanwezigheid van de componenten in de reactiezone zal de temperatuur lager zijn dan de adiabatiese stoechiometrische verbrandingstemperatuur. Hierdoor daalt ook de reactiesnelheid, en als de toevoer van componenten een bepaalde limiet overschrijdt, zal de vlam uitdoven door overmatige koeling van de reactiezone. [33]

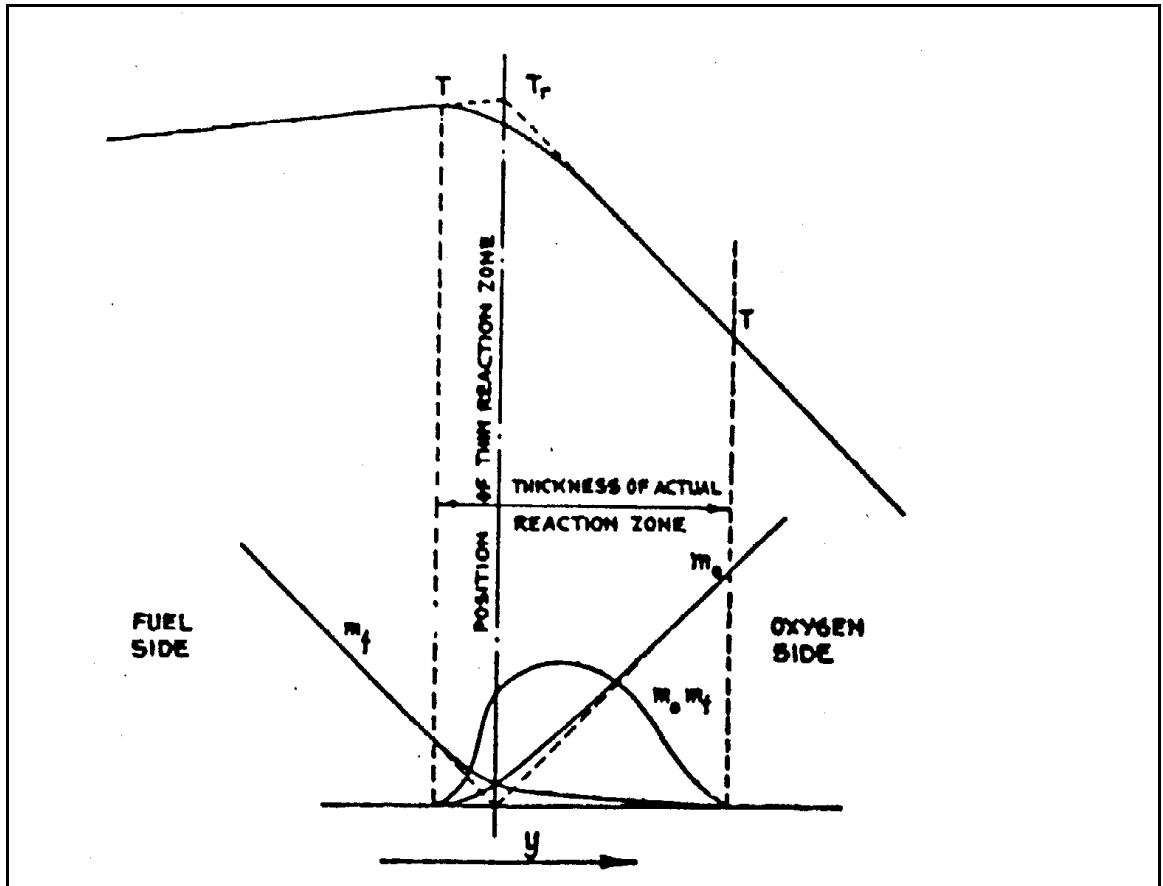


Figure 6. Doorsnede van een reactiezone met eindige dikte. [5]

6.2. Vrijstralen (jets)

Praktisch zal een diffusievlam meestal voorkomen onder de vorm van een gasvormige brandstof, die uitgestoten wordt in een zuurstofrijke omgeving. Algemeen zal een al dan niet brandend gas dat uit een straalpijp stroomt met de omgeving interageren en een "vrijstraal" vormen. De vrijstraal ontwikkelt zich in een aantal te onderscheiden gebieden zoals geschetst in figuur (7). Onmiddellijk stroomafwaarts van de uitlaat bevindt zich een gebied, de potentiaalkern, waarin de snelheid en concentratie onveranderd blijft. Voorbij dit gebied vormt zich een vrije grenslaag waarin massa en impuls uitgewisseld worden loodrecht op de stromingsrichting - figuur (8).

Als gevolg van de impulsuitwisseling tussen de vrijstraal en de omgeving, wordt een deel van het omringend fluïdum meegevoerd langs de grenslaag van de straal. Dit meevoeren is een gevolg van wrijving, die afhangt van de snelheidsgradiënt en de uitwisselingscoëfficiënt, en ook van het al of niet turbulent karakter van de stroming. [2,21,35]

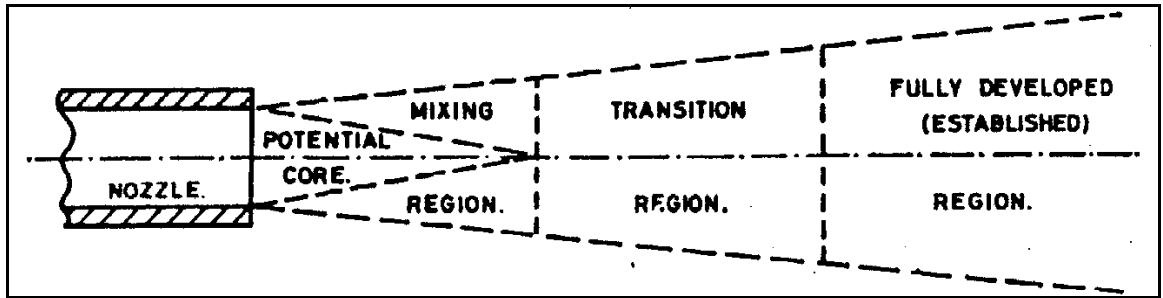


Figure 7. Gebieden in een vrijstraal [21]

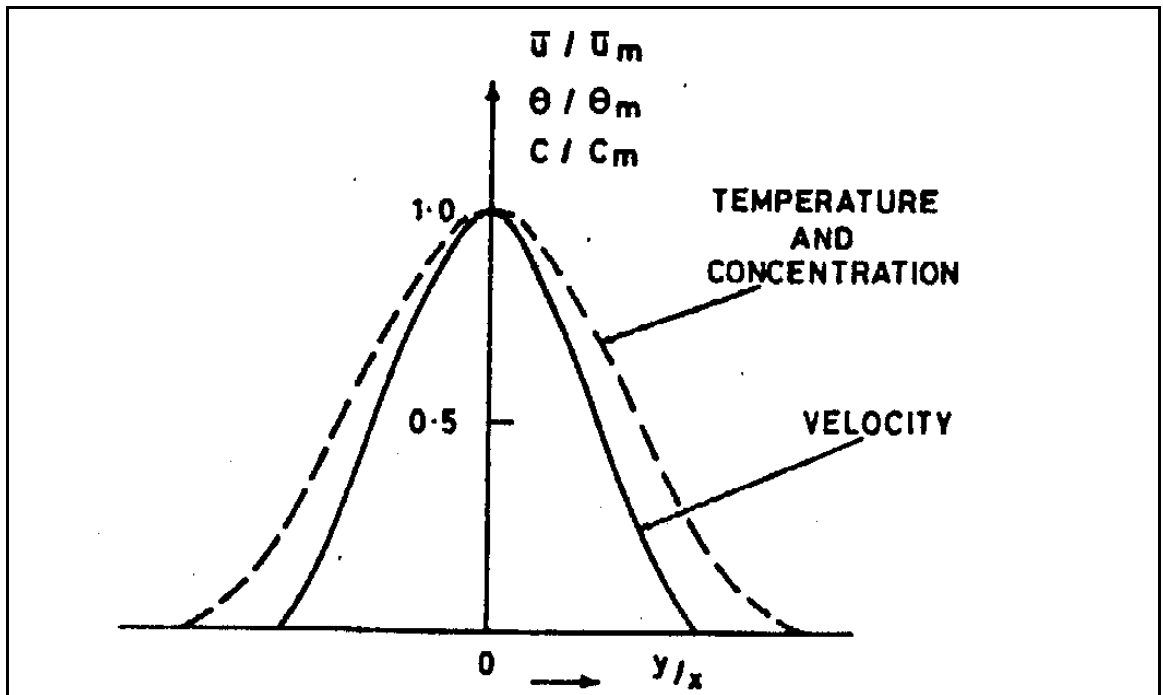


Figure 8. Dimensieloze profielen van snelheid, temperatuur en concentratie van een vrijstraal. [21]

Het belangrijkste verschil tussen laminaire en turbulente stromingen is de grote toename in de intensiteit van mengingsprocessen. Hoewel door turbulentie grote hoeveelheden omgevingslucht in wervels meegevoerd worden, moet de uiteindelijke menging nog steeds via het moleculaire proces verlopen. De oppervlakte van de wervels beschikbaar voor moleculaire diffusie, is echter vele malen groter dan bij een laminaire jet. De turbulente uitwisselingscoëfficiënt is daarom meerdere ordegrottes hoger dan de moleculaire. [2,21,35,62]

6.2.1. Vrijstralen in parallelle stroming.

Beschouw nu een vrijstraal in een parallelle stroming waarbij de stromingsrichting van de vrijstraal en de hoofdstroom dezelfde is. Aangezien de menging afhankelijk is van de snelheidsgradiënt, kunnen we verwachten dat, als de snelheid van de hoofdstroom toeneemt, de snelheidsgradiënt tussen de straal en de externe stroom - en dus de menging - afneemt tot een minimum, wanneer

beide snelheden gelijk zijn. Bij hogere snelheid zal er weer een gradiënt ontstaan, en de menging neemt toe. De spreidingsgraad van de straal, en de vervlaking van het snelheids- en concentratieprofiel zijn ook evenredig met de snelheidsgradiënt. De afmetingen van de potentiaalkern zullen toenemen bij afname van de snelheidsgradiënt, tot de kern zich over de hele straal uitstrekt, in het geval waar de vrijstraal en de hoofdstroom dezelfde snelheid hebben. De invloed van de parallelle stroming wordt voorgesteld op de figuur (9). [21]

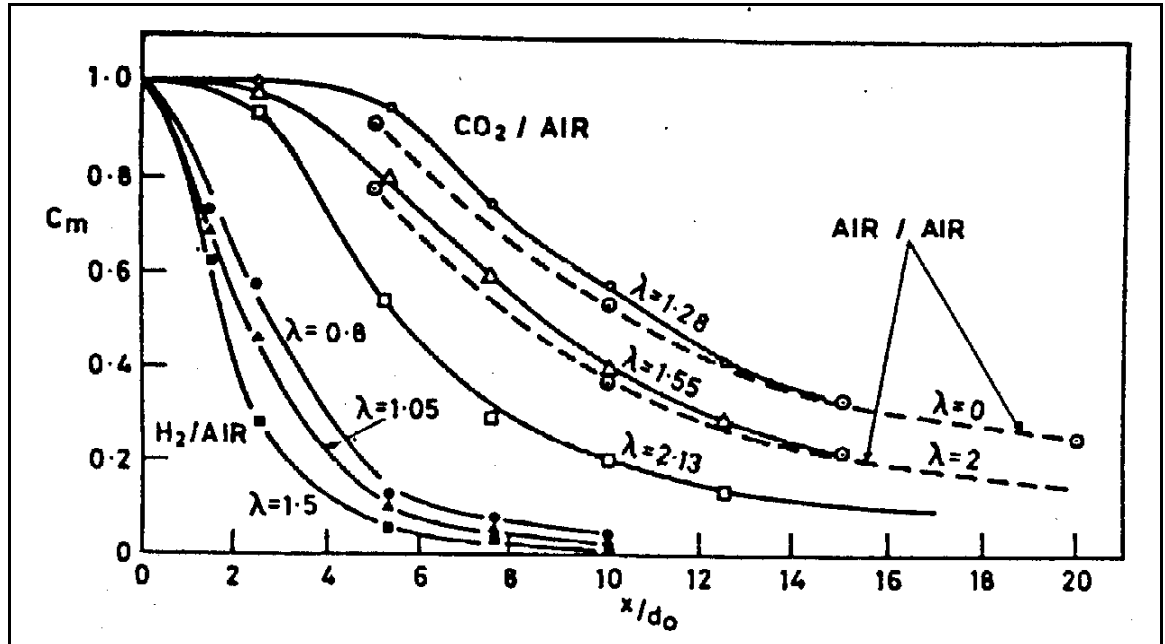


Figure 9. Concentratieverloop op de as van een ronde vrijstraal in een parallelle stroom. $I = V_{\text{parallel}}/V_{\text{jet}}$. [21]

6.2.2. Transversale vrijstralen

Een vrijstraal die onder een zekere hoek staat ten opzichte van de hoofdstroom, zal vervormd worden, zo dat de vrijstraal niet meer axisymmetrisch is. De omringende stroming wordt vertraagd aan de stroomopwaartse zijde van de straal, zodat een stagnatiepunt ontstaat. In het zog van de straal bevindt zich een gebied van verlaagde druk, en een paar contra-roterende wervels ontstaat, gelijkend op deze in het zog van een cilinder. Door het drukverschil zal de straal ombuigen, en de dwarsdoorsnede blijft niet circulair, maar neemt een niervorm aan. Menging wordt versneld door de bijkomende laterale schuifspanningen. Hierdoor verkort de potentiaalkern en het verval van de snelheids- en concentratieprofielen met de afstand tot de uitlaat vergroot, zoals duidelijk blijkt uit de figuur (10). [21]

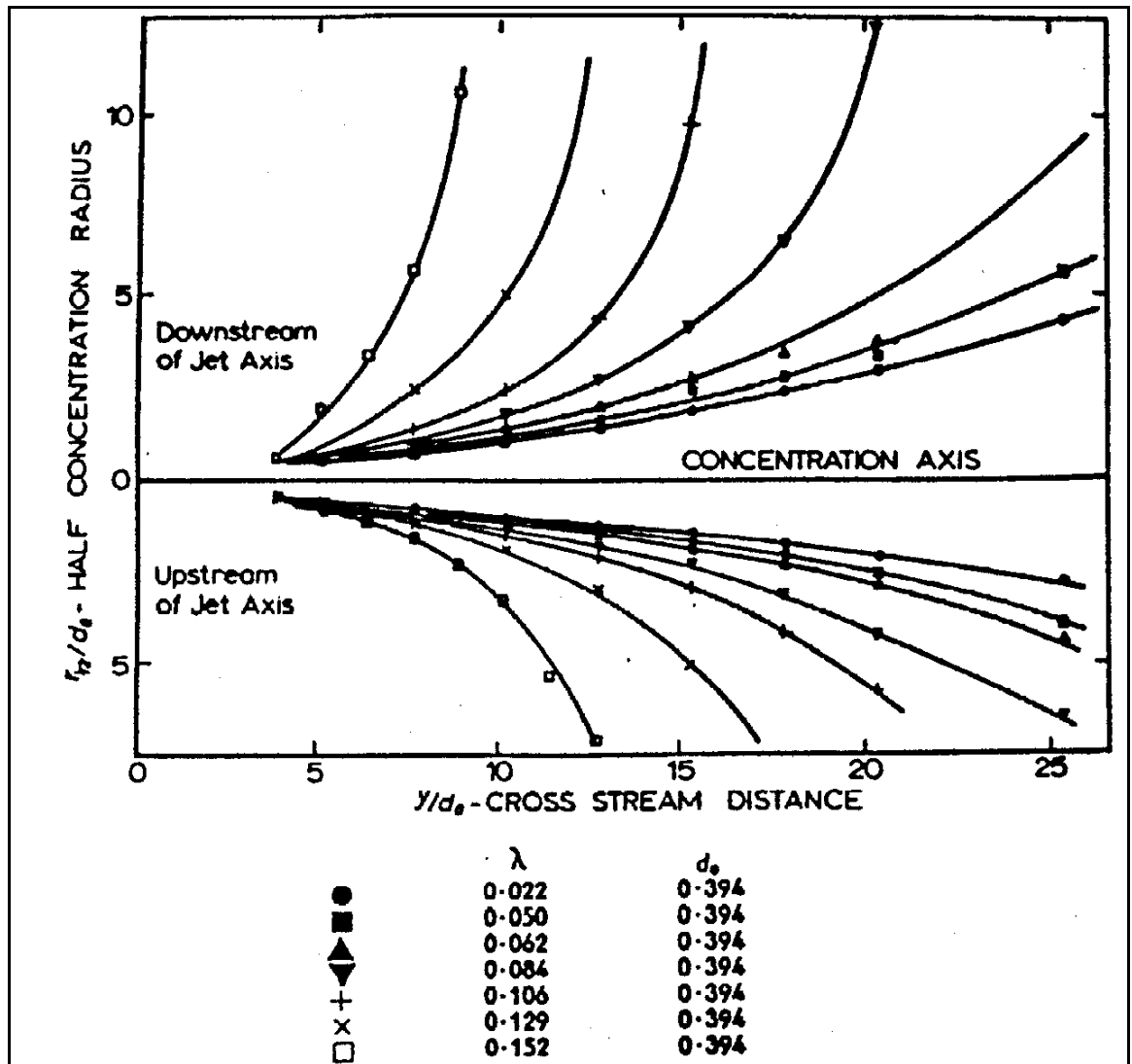


Figure 10. Uitspreiding van transverse vrijstralen [21]

6.2.3. Verschil isotherme vrijstraal - vlam

Resultaten die gelden voor isotherme vrijstralen zijn niet zonder meer te generaliseren naar vlammen. De hoeveelheid lucht die door een vlam wordt meegevoerd, is dicht bij de vlambasis kleiner dan bij een isotherme straal. Er zit echter een abrupte knik in het profiel, daar waar de verbranding volledig voltooid is. Zie figuur (11). Bij verdere menging daalt immers de temperatuur, en de geringere meevoering als gevolg van de lagere dichtheid wordt gecompenseerd door een toename van meegevoerde lucht via het mechanisme van de opwaartse thermische beweging (vrije konvektie). De transitie van gedwongen naar vrije konvektie gaat gepaard met een verandering in de wervelstructuur, waaronder een neiging van de vlam om zich op te splitsen in een opeenvolging van wervelingen, en een grote toename van de meevoeringsgraad. Vrije konvektie heeft de eigenschap de flux van de impuls zodanig te vergroten, dat een vrijstraal met een laag Reynoldsgetal aan de basis zich dikwijls toch turbulent ontwikkelt. [2,33,35]

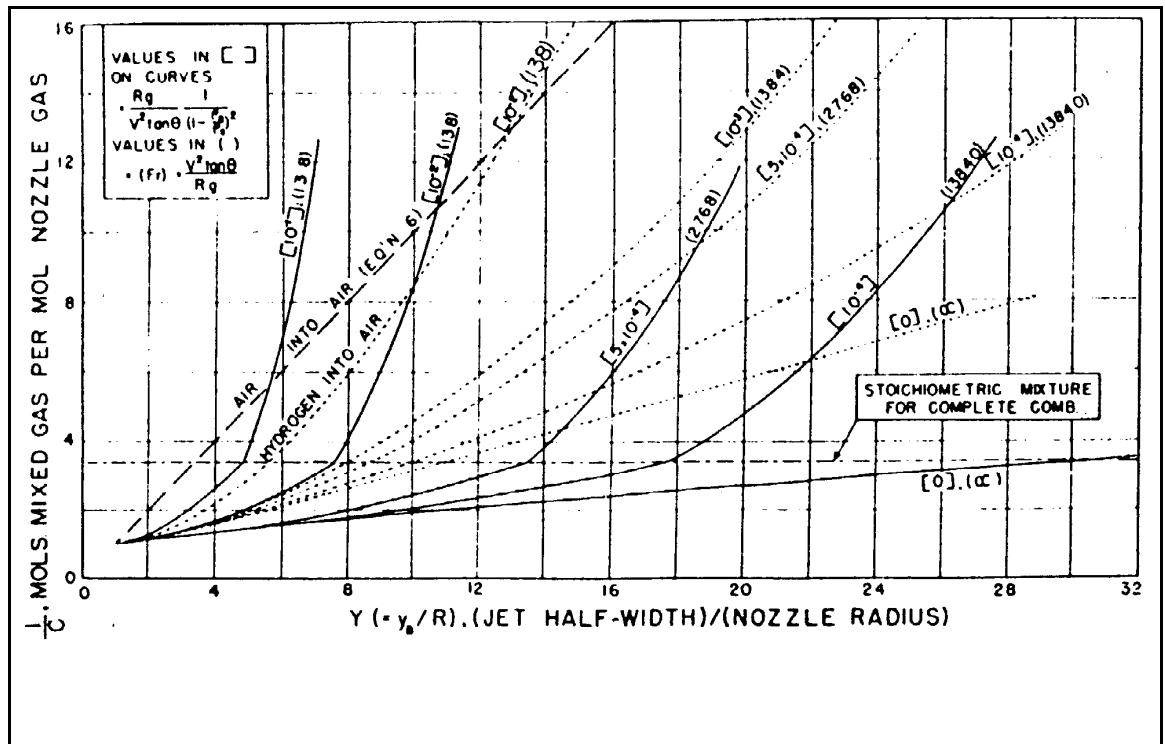


Figure 11. Vergelijking van de menging van isotherme vrijstralen (stippellijn) en vlammen (volle lijn) van waterstof in lucht. [2]

6.3. Invloed van akoestische excitatie

6.3.1. Overzicht

Akoestische excitatie van een vrijstraal of een diffusievlam is mogelijk enerzijds door het debiet van de straal periodisch te variëren, en anderzijds door de straal in een al of niet parallel akoestisch veld te plaatsen.

De excitatie kan een zeer grote invloed hebben op de stabiliteit van de verbranding, zowel in positieve als negatieve zin. Met name de uitblaassnelheid (blow-out velocity, de gasstroom blaast de vlam uit) kan verhoogd of verlaagd worden door een gepaste excitatie. Geluidsgolven gaan gepaard met snelheidsfluctuaties, die het afschudden van wervels bevorderen. Daarom wordt de wervelstructuur van de straal bijna altijd gewijzigd door akoestische excitatie. Dit veroorzaakt grote veranderingen in de graad van menging en meevoering van de vrijstraal.

Door periodieke verandering van de snelheid van warmteafgifte tenslotte kan eventueel de geluidsgolf door de verbranding onderhouden worden.

6.3.2. Instabiliteit van een vrijstraal

Een diffusievlam kan, evenals een vrijstraal in het algemeen, vormen van instabiel gedrag vertonen. De onstabielheid van een cilindrische grenslaag resulteert in een oprollen van het cilindrisch wervelvlak tot een periodieke reeks van wervelringen, zoals duidelijk te zien op figuur (12). Deze ringen liggen in vlakken loodrecht op de as van de cilinder, en bewegen zich zijwaarts, weg van deze as. [14,54]

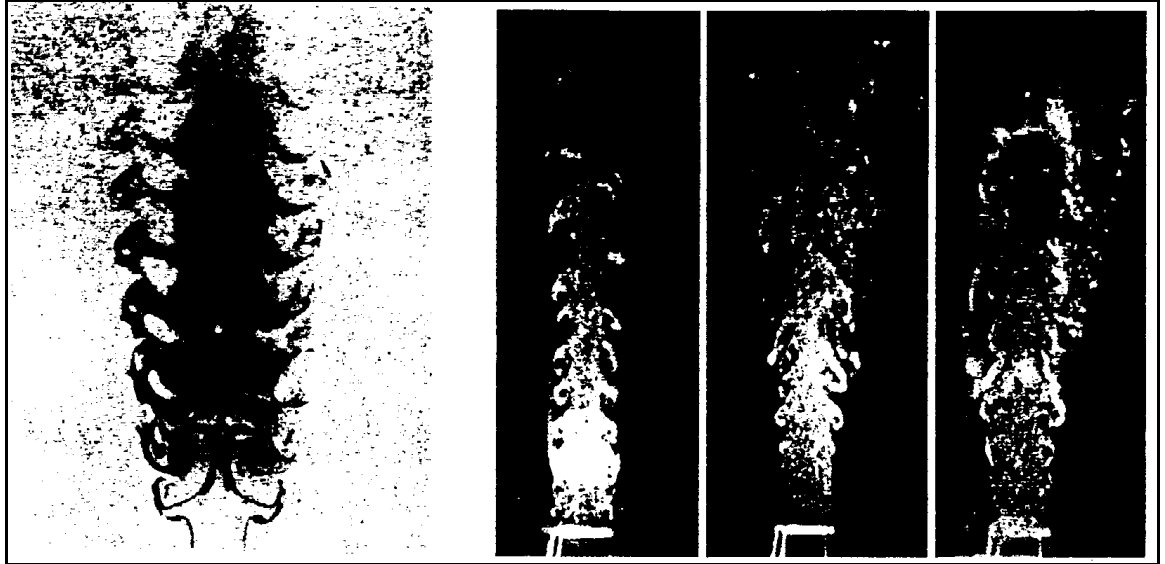


Figure 12. Visualisaties van de wervelstructuur. [26,54]

Analytische studie van een oneindig uitgestrekte kolom met een snelheid verschillend van het omringende fluïdum, zoals uitgevoerd door Lord Rayleigh [1], levert uitdrukkingen voor de instabiele frequenties. Deze analyse is eerder primitief en stemt slechts voor de laagste harmonischen min of meer met de werkelijkheid overeen. Dit omdat in het model een diskontinu snelheidsprofiel verondersteld wordt. In de realiteit spelen hydrodynamische effecten een rol. [7,29]

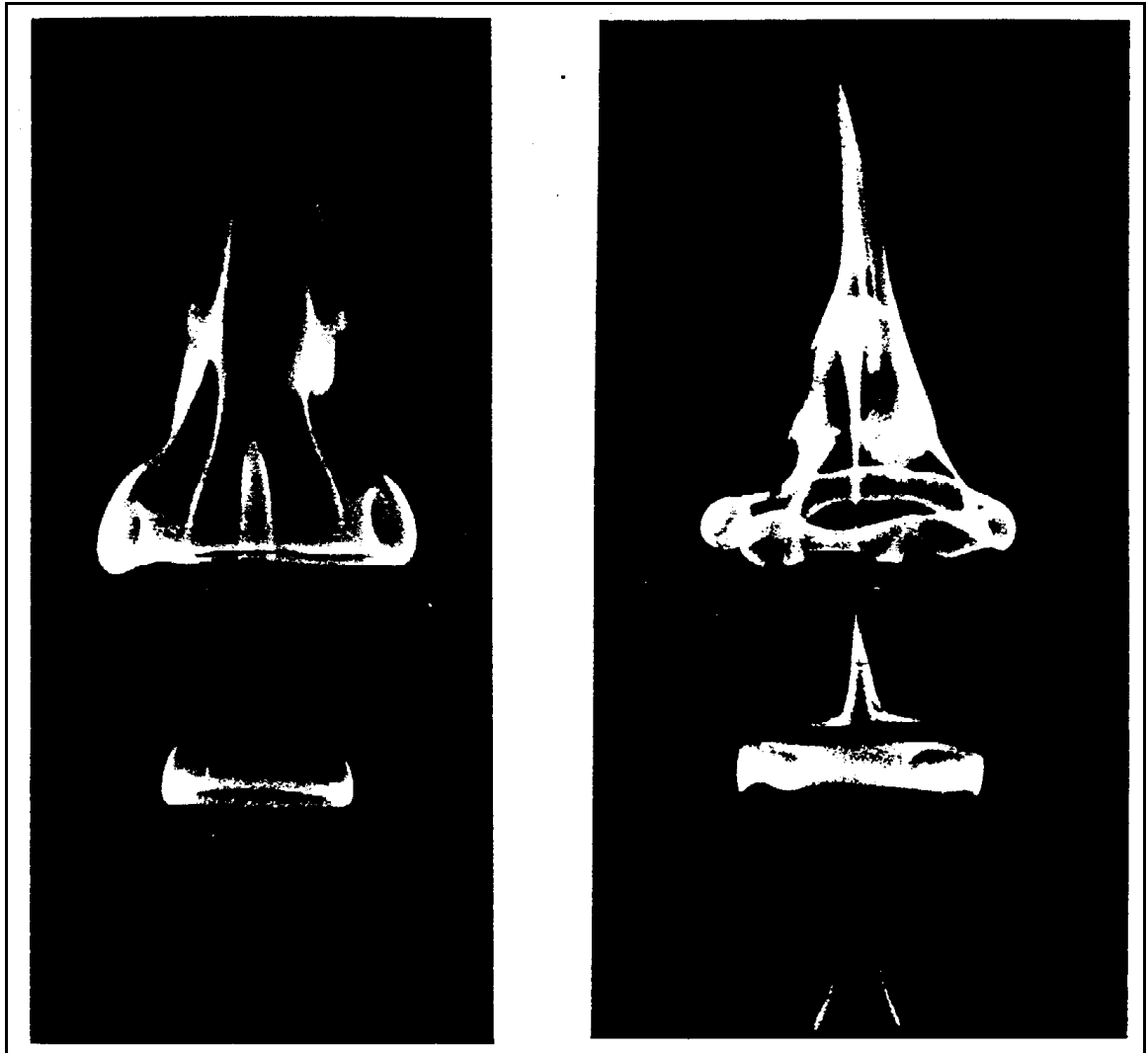


Figure 13. Periodieke instabiliteiten in diffusievlammen [54]

De hydrodynamische instabiliteiten kunnen ontstaan als gevolg van externe perturbaties of door natuurlijke stromingsinstabiliteiten van het type Kelvin-Helmholtz of Tollmien-Schlichting (het soort dat verantwoordelijk is voor de overgang van laminaire naar turbulente stroming. Hoewel deze termen algemeen gebruikt worden voor oscillaties in parallelle stromingen, slaan ze strikt genomen alleen op golven in grenslagen aan een wand waar de viscositeit een overheersende rol speelt). De grenslaag gevormd door natuurlijke konvektie rond een diffusievlam is namelijk onstabiel, wegens de aanwezigheid van een buigpunt in het snelheidsprofiel, voorgesteld in figuur (14) [15]. Deze onstabielheid is analoog met een stroomomkering in de grenslaag tegen een wand, die tot loshechting kan leiden. Als het Reynoldsgetal een bepaalde waarde overschrijdt zullen optredende perturbatiegolven versterkt worden. Ze nemen dan de vorm aan van coherente turbulente wervels.

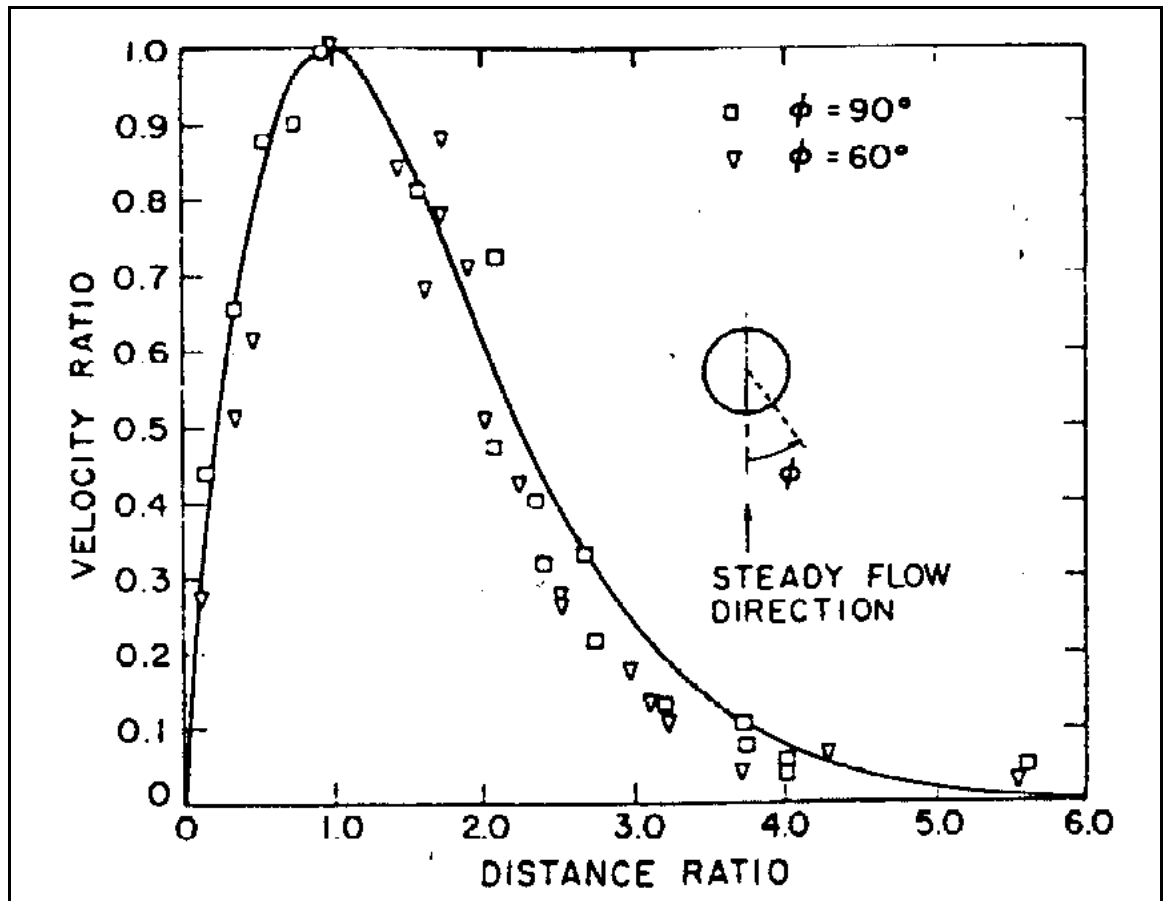


Figure 14. Buigpunt in het (instabiel) snelheidsprofiel aan het vlamoppervlak rond een brandende sfeer. [15]

6.3.3. Pulserende vrijstralen

Experimentele observatie en theoretische studies suggereren dat in het geval van gedwongen konvektie, een vrijstraal best gemodelleerd wordt door twee concentrische wervelcilinders met tegengesteld teken [54]. Indien de straal gepulseerd wordt met grote amplitude, rollen de wervellagen alternerend op, zodat een reeks coaxiale wervelingen met tegengesteld teken ontstaat. Dit verschijnsel is op de foto's (15) duidelijk waarneembaar. Deze structuren zijn verantwoordelijk voor een snelle menging. De meegevoerde laag (entrainment) kan tot 6 maal groter zijn dan voor niet pulserende stralen [49].

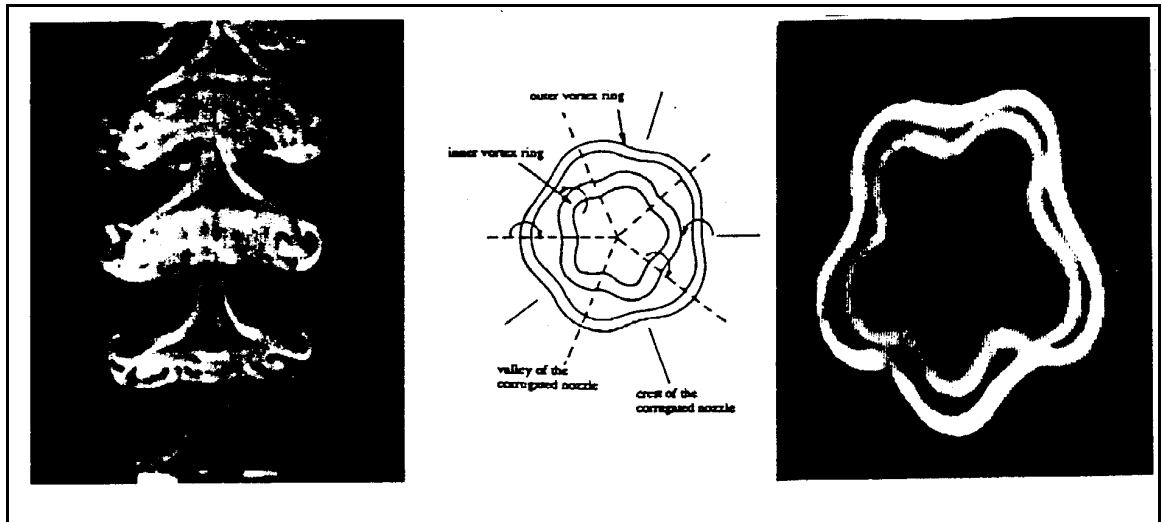


Figure 15. Visualisatie van de wervelstructuur van een pulserende vlam. Let op het oprollen tot coaxiale wervelringen met tegengesteld teken. [54]

Menglengtes (de afstand van de straalpijp waar een bepaalde graad van menging bereikt wordt) zijn kleiner met akoestische excitatie, en pulserende vrijstralen penetreren dieper in een zijwaartse stroming. Het zog van de pulserende vrijstraal in een transversale stroming is veel breder, en vormt een zone van hevige menging. Metingen van de snelheidsoscillaties U_{rms} in de stroming tonen een substantiële verhoging van de turbulentiegraad [49]. Zie figuren (16,17).

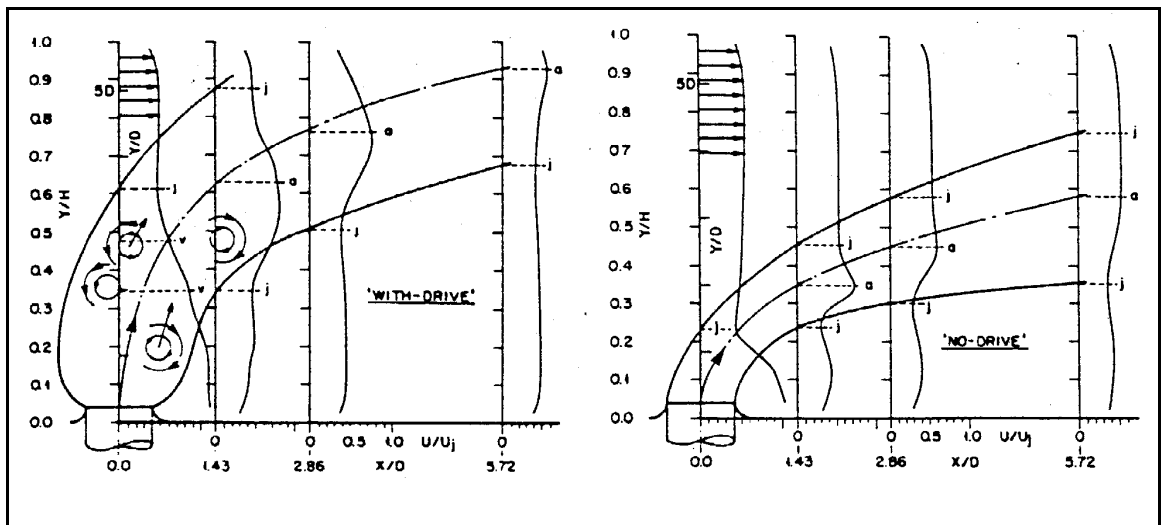


Figure 16. Structuur van een transverse vrijstraal met en zonder pulsatie. De pulserende straal is breder en het snelheidsprofiel wordt sneller uitgevlakt. [49]

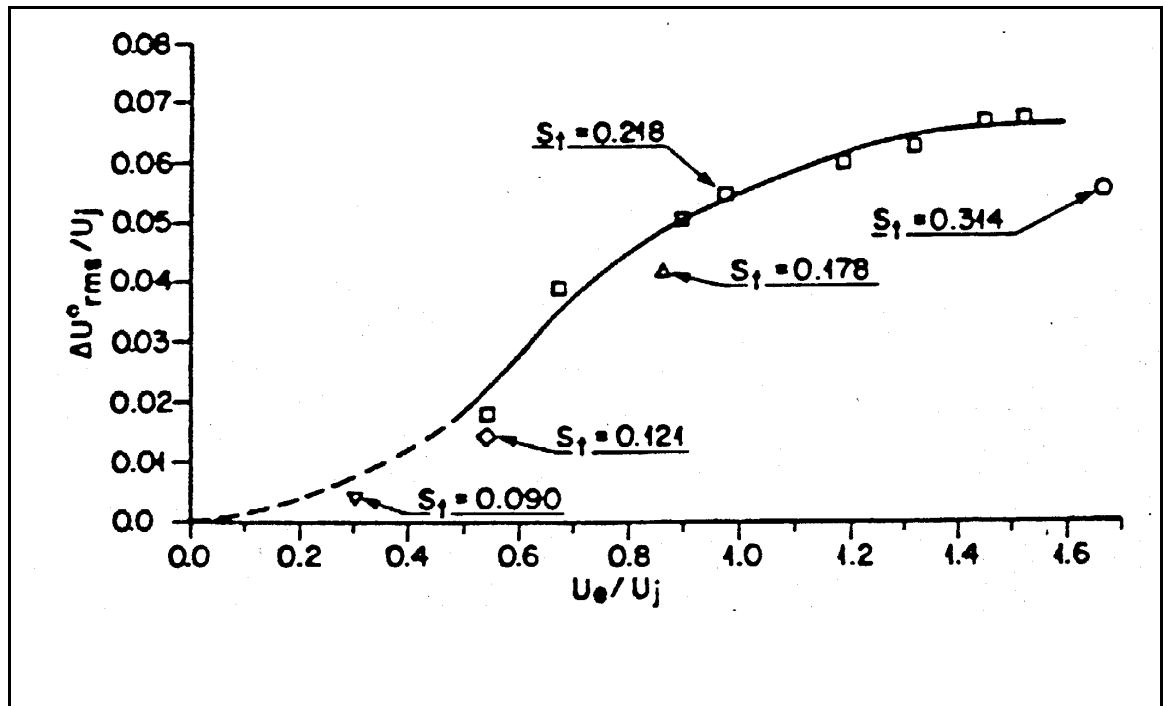


Figure 17. Relatieve toename van de turbulentie met de relatieve pulsatie-amplitude van een transverse pulserende vrijstraal. [49]

6.3.4. Vrijstralen in een akoestisch veld

Ook bij een niet pulserende vrijstraal, geplaatst in een intens akoestisch veld, wordt een sterke toename in de uitspreiding van de straal waargenomen, samen met een sneller uiteenvallen van de potentiaalkern, voorgesteld op figuur (18) en ook zichtbaar op foto (19). "Akoestische turbulentie" vergroot de transporteigenschappen zoals diffusie en viscositeit [38,47]. Het begrip akoestische turbulentie is enigszins omstrepen, omdat turbulentie niet echt "ontstaat" door geluid, maar er wel door wordt versterkt.

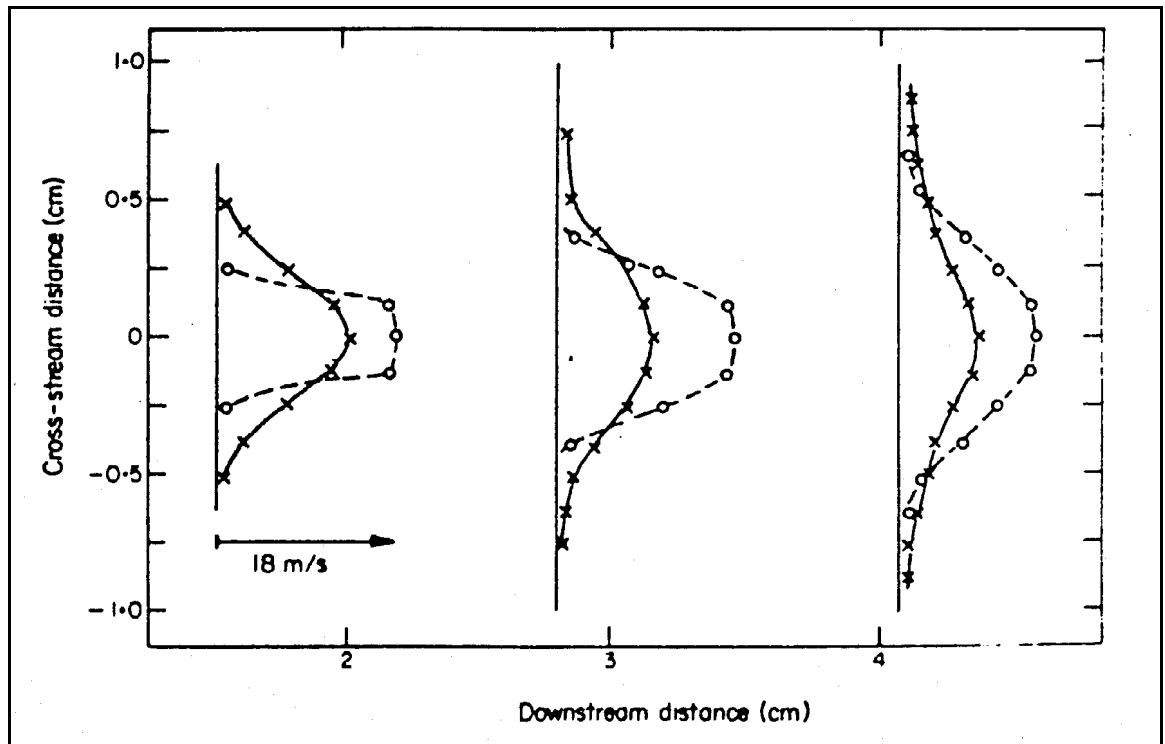


Figure 18. Metingen van gemiddelde snelheidsprofielen van een isotherme vrijstraal met (volle lijn) en zonder geluid (streeplijn). [38]

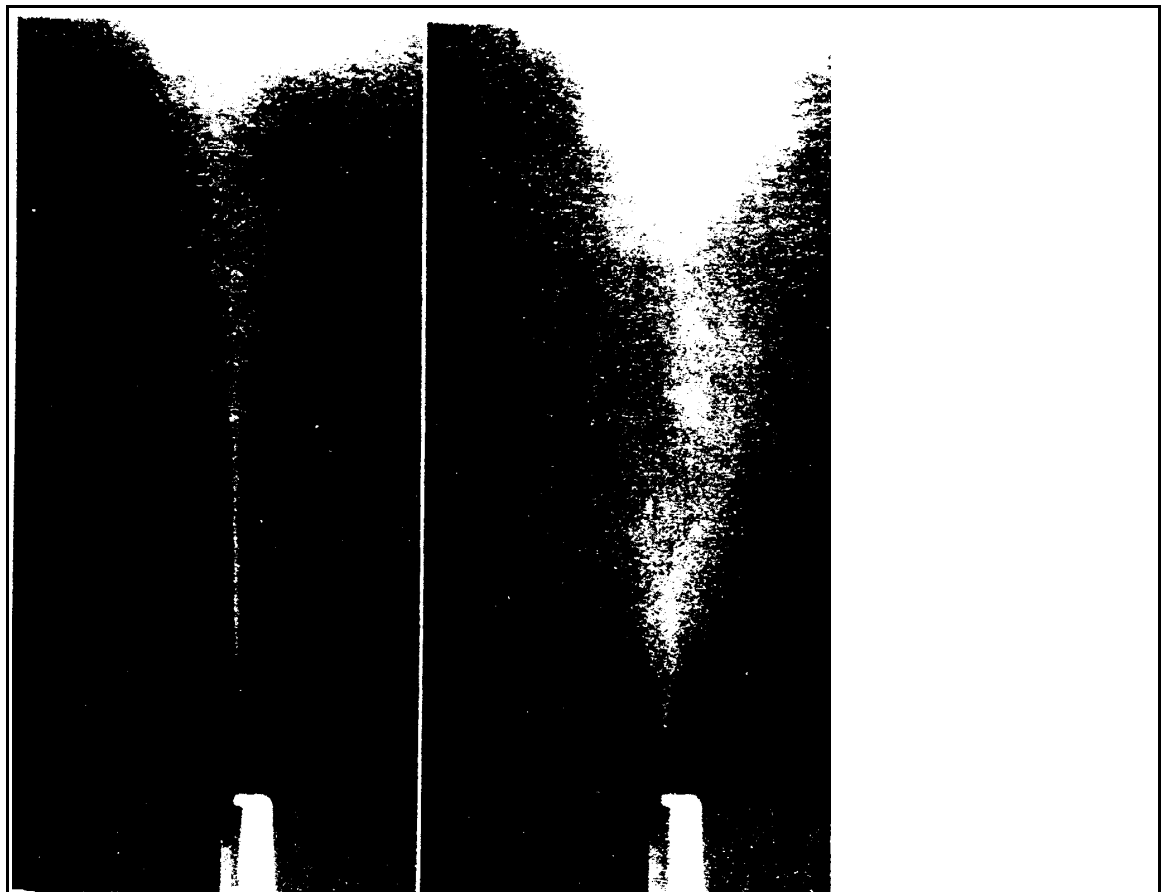


Figure 19. Foto's van een vrijstraal met en zonder akoestische excitatie. [38]

Wanneer de vlam geëxciteerd wordt op de fundamentele instabiele frequentie f_0 ontstaan instabiliteitsgolven dicht bij de vlambasis, de turbulente oscillaties zijn groter en de wervels

duidelijker georganiseerd.

Wanneer de excitatiefrequentie hoog genoeg is (hoger dan $2f_0$), en een voldoende grote amplitude heeft, wordt de groei van grote wervels onderdrukt, in de plaats worden kleine wervels afgeschud op de excitatiefrequentie en de turbulente fluctuaties stroomafwaarts worden sneller uitgevlakt [26].

Bij de stabilisatie van vlammen op vlamhouders hebben de pulsaties een sterke invloed op het gebied rond de vlamhouder. Op schaduwbeelden (20) is duidelijk te zien dat de lengte van de recirculatiezone wordt verminderd, waarschijnlijk door een betere menging tussen het zog van de vlamhouder en de omgeving.

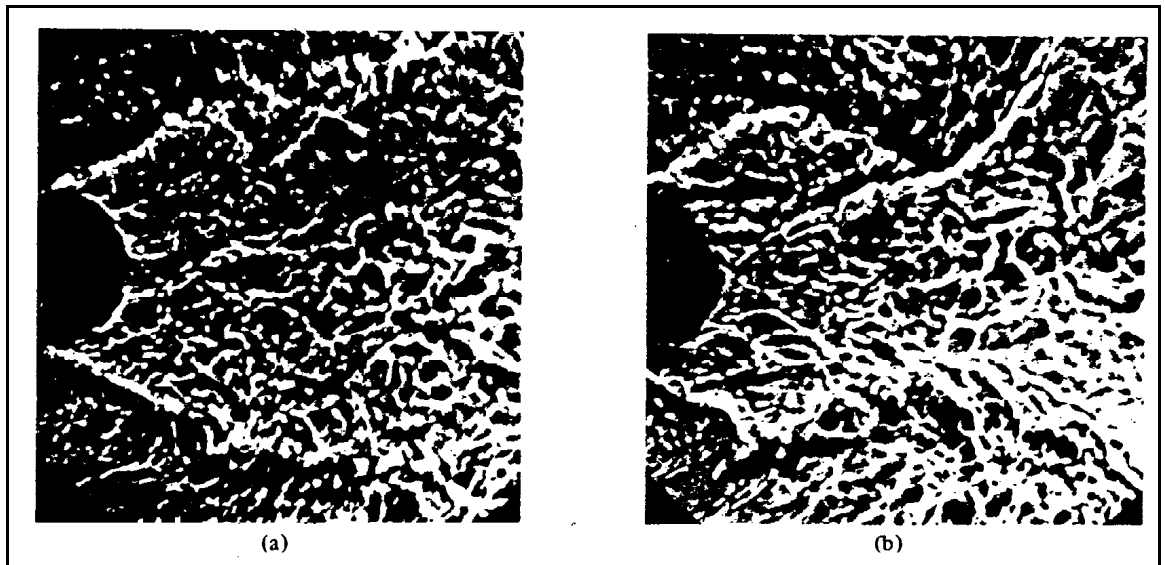


Figure 20. Vlam gestabiliseerd op een vlamhouder, (a) zonder, en (b) met geluid. [22]

De stromingssnelheid aan de vlamvoet kan bij een geschikte excitatiefrequentie opgedreven worden tot 25% boven de uitblaassnelheid van een niet geëxciteerde vlam. De beste frequentie voor vlamstabilisatie is ondermeer afhankelijk van de plaats waar de vlambasis zich stabiliseert ten opzichte van het uiteinde van de potentiaalkern [22,26].

6.4. Koppeling met geluid

Tenslotte kan een diffusievlam ook een geluidsgolf dempen of versterken, met andere woorden, in de vlam wordt een hoeveelheid akoestische energie opgeslorpt of gegenereerd [42,61]. De aanwezigheid van een akoestisch veld veroorzaakt een periodieke oscillatie van de reactiesnelheid (en dus van de warmteafgifte) met dezelfde frequentie als de excitatie. Het faseverschil tussen de variatie van de druk en van de reaktiegraad ϕ_{pw} (bepaald uit stralingsmetingen, zie figuren (21,22)) is positie-afhankelijk [61]. Metingen van de akoestische intensiteit (via laser doppler velocimetrie) op verschillende punten in de vlam onder akoestische excitatie, tonen aan dat diffusievlammen zowel dempend als versterkend werken op geluid. Welk van de beide effecten overheerst is afhankelijk van de positie in de vlam. Versterking treedt op in die gebieden waar $\phi_{pw} < 90^\circ$ en demping daar waar $\phi_{pw} > 90^\circ$. Het gedrag van de vlam en de verdeling in gebieden van demping en versterking is uiteraard ook frequentie-afhankelijk.

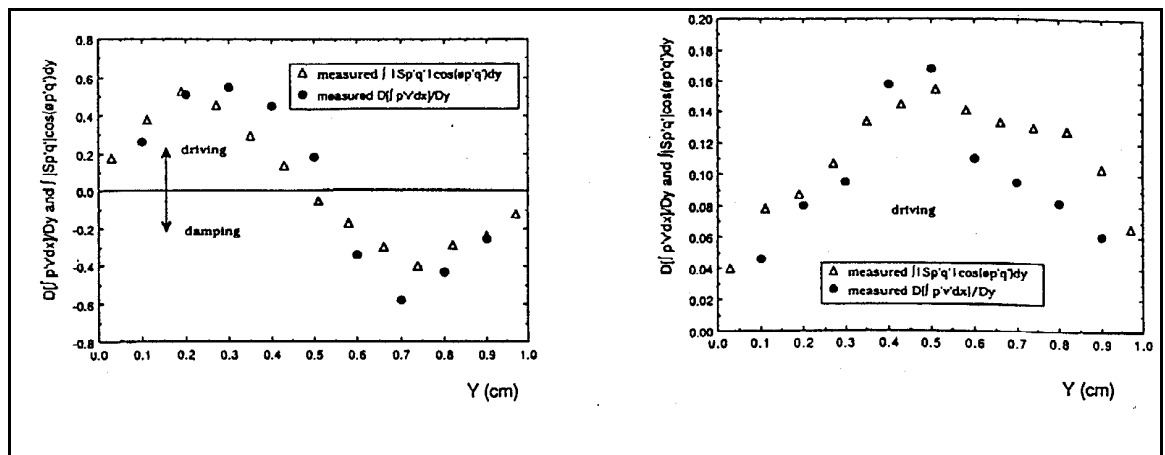


Figure 21. Versterking-demping door een diffusievlam in functie van de positie, afgeleid uit zowel snelheids- als stralingsmetingen. Links 300 Hz, rechts 400 Hz. [61]

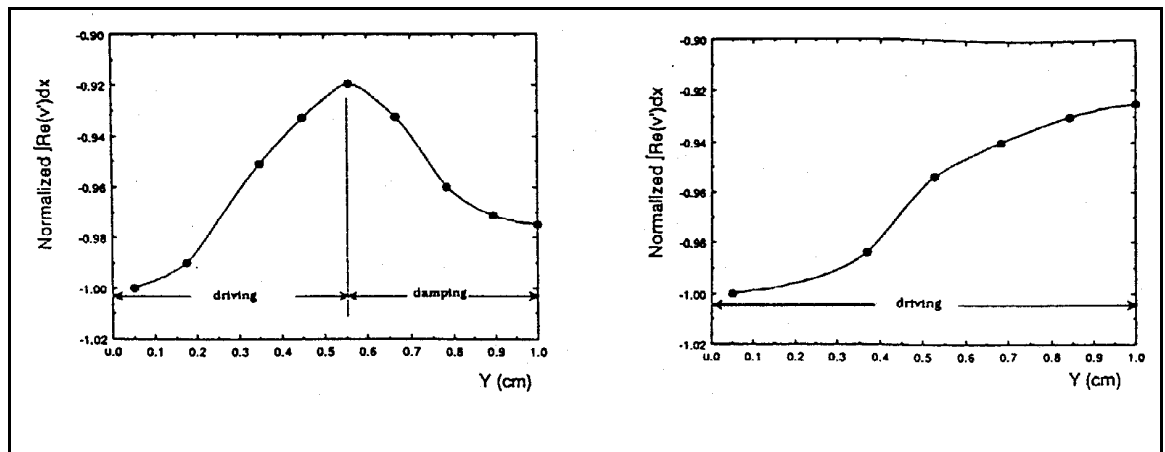


Figure 22. Voor dezelfde diffusievlam, de akoestische energie gemeten in functie van de positie in de vlam, links voor 300 Hz, rechts 400 Hz. [61]

7. Meerfasige verbranding

7.1. Algemeenheden

Er zijn twee types verbranding waarbij een vaste of vloeibare fase voorkomt - monopropellant en bipropellant. Het eerste behelst een enkele component die exotherm uiteenvalt, zoals bijvoorbeeld hydrazine of ethylnitrat. Bij een bipropellant reageren twee componenten met elkaar, meestal een brandstof en zuurstof. In het vervolg wordt met meerfasige verbranding en vaste brandstof het bipropellant type bedoeld.

In het algemeen geval van meerfasige verbranding stroomt een gas dat zuurstof bevat langs een vast of vloeibaar brandstofoppervlak. De stroming van het gas kan zowel opgelegd zijn (gedwongen konvektie), als veroorzaakt door de dichtheidsveranderingen geassocieerd met verbranding (vrije konvektie). Chemische reacties vinden plaats op of nabij het oppervlak, en brandstof gaat op de een of andere manier over in de gasstroom. [5,33] Het massadebiet per oppervlakte-eenheid is een van de belangrijke parameters van de verbranding. Dit massatransport beïnvloedt eveneens het stromingspatroon in de omgeving van het oppervlak [5].

7.1.1. Vloeibare brandstof

Bij vloeibare brandstof speelt de verdamping een belangrijke rol in de bepaling van het massatransport. De brandstof verdampt aan het oppervlak en diffundeert naar het vlamfront, terwijl zuurstof vanuit de omgeving naar de vlam beweegt. Dit beeld, zoals geschetst op figuur (23), geldt zowel voor een brandende druppel als voor enig ander vloeibaar brandstofoppervlak. Verbranding van een nevel bestaande uit druppels vloeibare brandstof heeft talrijke technologische toepassingen [31]. In veel gevallen is de afstand tussen druppels groot genoeg om interactie te mogen verwaarlozen, en men beschouwt alleen de verbranding van een geïsoleerde druppel [21,33,62].

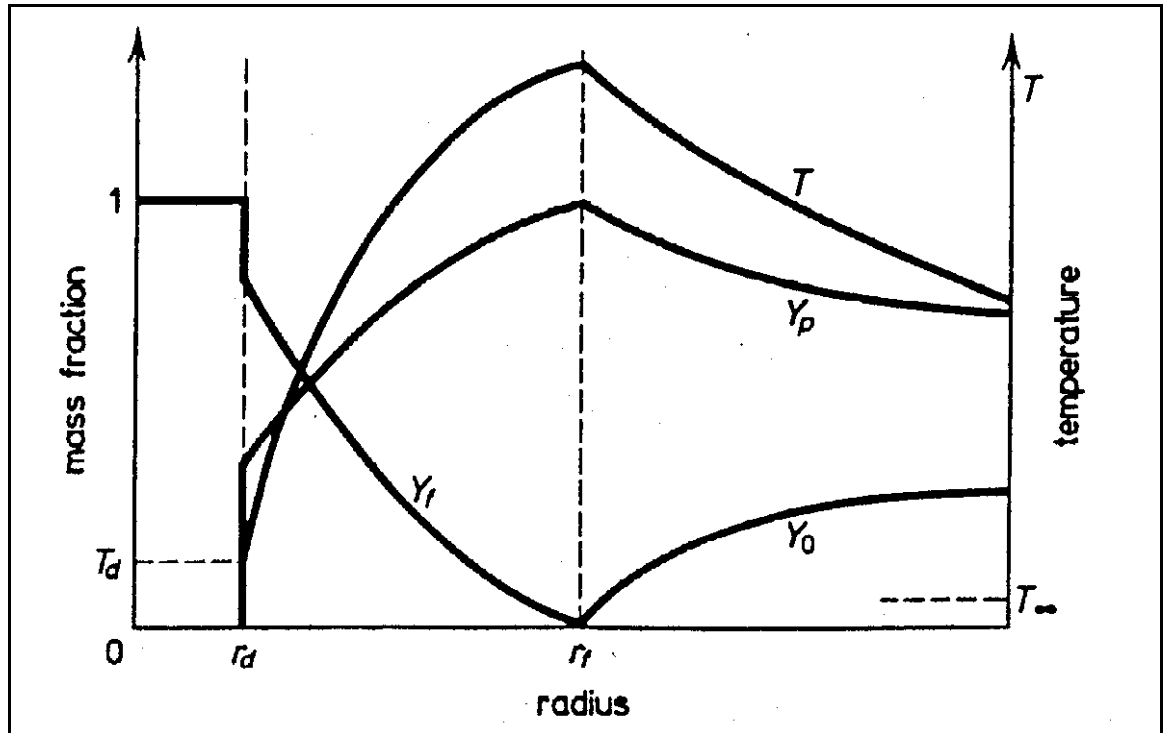


Figure 23. Temperatuur en massafraction profielen voor een brandende druppel. Y_o -oxidant, Y_f -brandstof, Y_p -produkten. [62]

7.1.2. Vaste brandstof

Een vaste brandstof zoals steenkool bevat naast koolstof ook water en een grote variëteit koolwaterstoffen. De vluchtige stoffen leveren een belangrijk aandeel tot de hoeveelheid vrijkomende warmte, maar ze verbranden snel ten opzichte van de overblijvende koolstof. De vluchtigheid van koolstof is zo klein dat het bestaan van een gasfase-diffusievlam zoals bij druppels voorkomt, niet erg waarschijnlijk is. De koolstof verbrandt door een oppervlakte-oxidatie. De kinetiek van oppervlakte-oxidatieprocessen kan niet meer beschouwd worden als snel ten opzichte van de diffusie van zuurstof. De oppervlaktetemperatuur (die de kinetiek bepaalt) is niet altijd bekend. Werkelijke koolstofdeeltjes hebben een oppervlaktestructuur die de penetratie van zuurstof kan beïnvloeden. In het bijzonder kan een aslaag gevormd worden op het deeltjesoppervlak, die een extra weerstand tegen de diffusie vormt. Andere structuren zoals houtskool zijn poreus, met sterk verhoogde reactiviteit. Deze factoren maken de verbranding van vaste brandstof een zeer ingewikkeld probleem. [33]

7.2. De verbrandingsconstante

In tegenstelling tot de gasvlam, heeft de meerfasige verbranding een specifieke meetbare grootte, namelijk de consumptiesnelheid van de gecondenseerde fase [21,33]. De verbrandingssnelheid van een individuele druppel kan worden gemeten aan de vermindering van de diameter met de tijd.

Deze kan worden uitgedrukt als $d^2 = d_0^2 - Kt$, waar K (m^2/s) de zogenaamde verbrandingsconstante is.

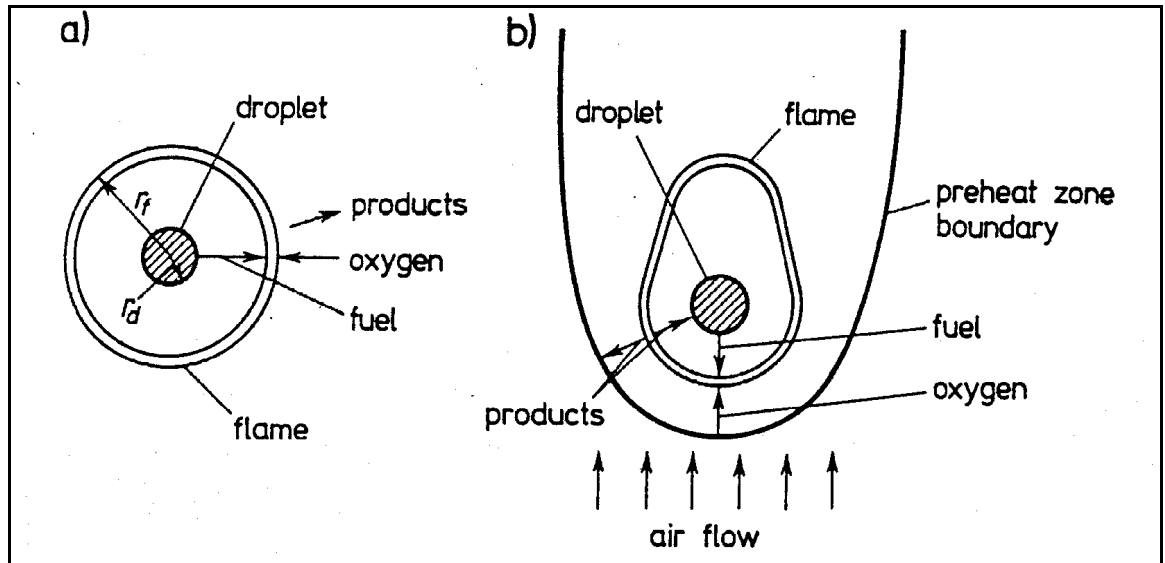


Figure 24. Model van een brandende druppel (a) zonder, en (b) met konvektie. [62]

De konvektieve stroming rond een druppel bepaalt in belangrijke mate de verbrandingsconstante K . Konvektie verstoort de sferische symmetrie van de vlam. De randvoorwaarden zijn niet meer gelijk over het oppervlak van de druppel - zie figuren (24,25) - en een analytische oplossing is onmogelijk. Door de konvektie wordt de film van reactieproducten rond de vlam dunner. Hierdoor verhoogt de zuurstofconcentratie aan de vlamenveloppe, terwijl de afstand tussen druppel en vlam vermindert. Dit vergroot de verbrandingsconstante. [5,24,31]

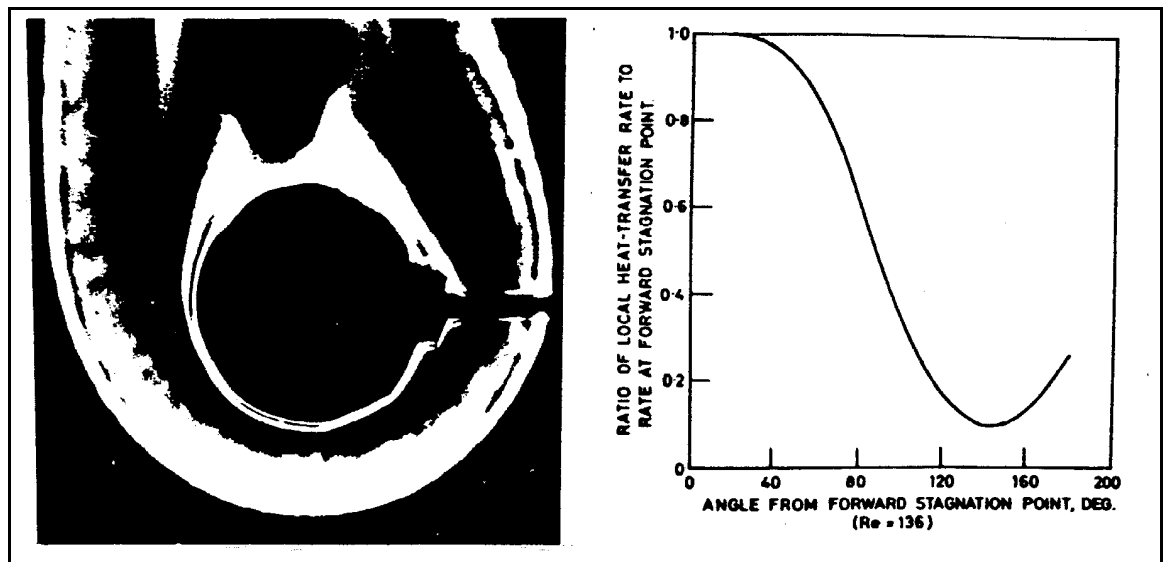


Figure 25. Effect van konvektie : op de vlamvorm (links), en op de interfase-voorwaarden (rechts). [21,31]

Figuur (26) toont een brandende sfeer bij verschillende stroomsnelheden. Bij hogere stroomsnelheden zal de vlamenveloppe rond de druppel verdwijnen, en de vlam stabiliseert in

het zog achter de druppel. Verdere toename van de snelheid zal de vlam uitblazen.

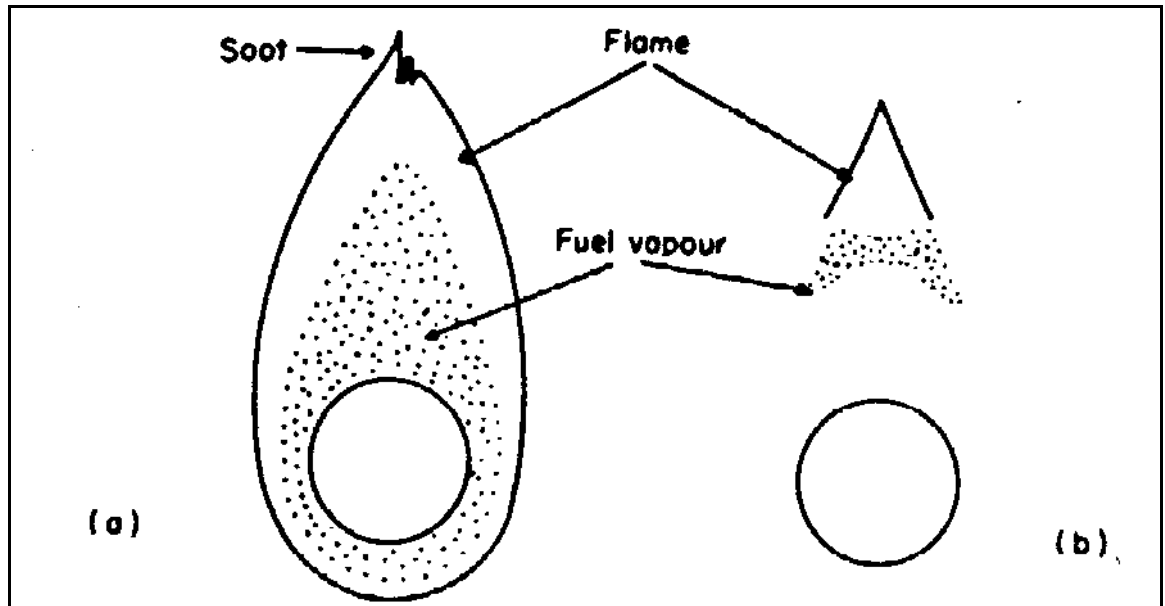


Figure 26. (a) enveloppe-vlam, en (b) zog-vlam. [31]

Het zoggedeelte van een vlamenveloppe verschilt sterk van een vlam gestabiliseerd in het zog [5,24,26]. Het nabije zog van de vlamenveloppe strekt zich uit over enkele diameters, en lijkt op een diffusiegasvlam. In het verre zog verbranden vooral roetdeeltjes, zodat hier de zuurstof tot in deze zone moet diffunderen. (Diffusie van de deeltjes zelf is verwaarloosbaar.) De vlam gestabiliseerd in het zog daarentegen lijkt een beetje op de vlam achter een vlamhouder, behalve dat er geen recirculatie optreedt [24]. De reactie vindt hier niet plaats aan de rand van de zone, maar verspreid over het zog als gevolg van de menging die optreedt. De verbrandingsconstante van een vlamenveloppe is ongeveer drie maal groter dan van een vlam in het zog. Ook de roetproductie is ongeveer drie maal hoger, en de maximale temperatuur treedt op in het zog ver van de druppel. Het verschil blijkt duidelijk uit de figuren (28).

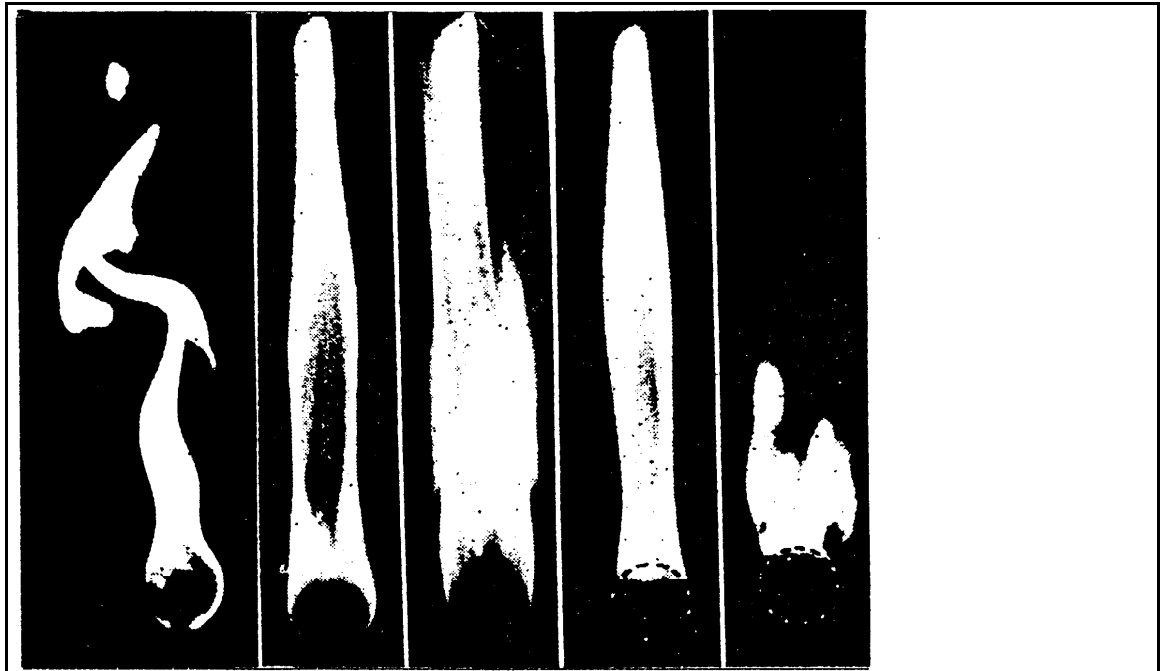


Figure 27. Brandende sfeer met Reynoldsgetal toenemend van links (vrije konvektie) naar rechts (zog-vlam). [5]

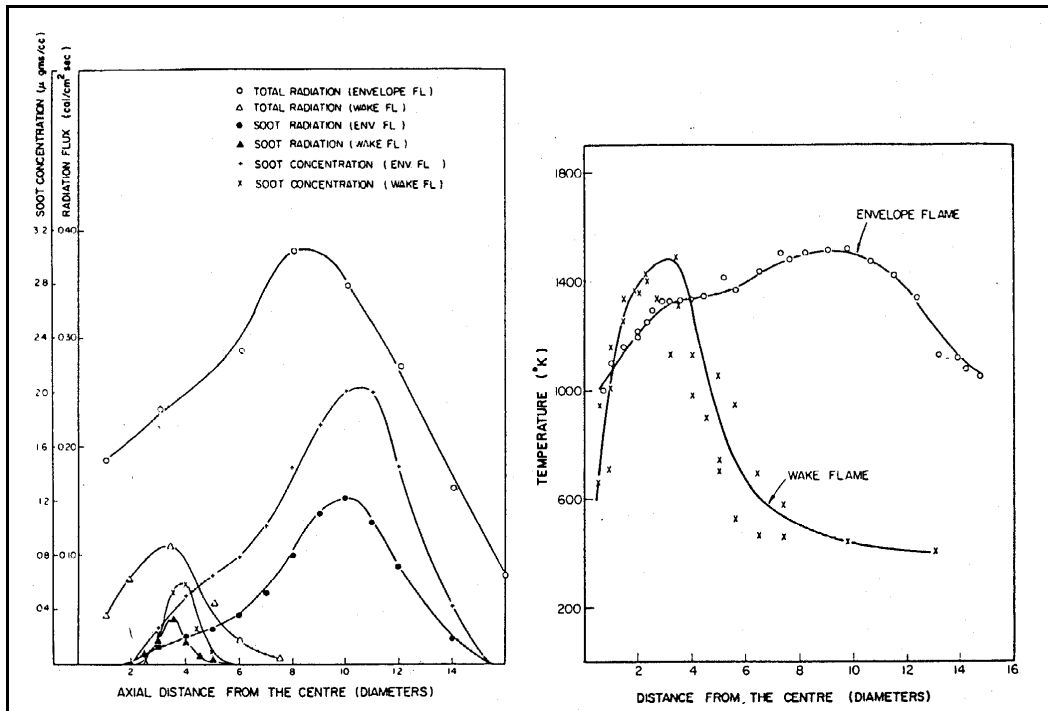


Figure 28. Vergelijking van de roetproductie van envelope- en zog-vlam. De produktie van de envelope-vlam is veel groter omdat de brandstof langer op hoge temperatuur is in afwezigheid van zuurstof. [24]

7.3. Deeltjesdynamica

De hoeveelheid druppels of deeltjes die voorkomt tijdens verbranding varieert sterk in functie van de gebruikte brandstoffen. In het algemeen kan men echter wel aannemen dat de afmetingen van

de deeltjes klein zijn, van kleiner dan 5 micron tot ongeveer 120 micron diameter, en een derde van het totaal aantal heeft een diameter beneden 10 micron [17].

Deeltjes gedragen door een gasstroom zijn aan vele krachten onderhevig. Ze vallen onder invloed van de zwaartekracht, botsen tegen obstakels of met elkaar, en kunnen eventueel samenklitten. Wanneer er een relatieve beweging van het fluïdum ten opzichte van het deeltje bestaat, wordt er een weerstandskracht F (N) uitgeoefend:

$$F = \frac{\pi}{8} C_d \rho d^2 U^2. \quad 34$$

De weerstandscoefficiënt C_d is voornamelijk functie van het Reynoldsgetal, dat op zijn beurt weer afhangt van de diameter d van het deeltje [17]. Bij Reynoldsgetallen kleiner dan 1 (diameter 100 micron of minder) geldt de theorie van Stokes (wrijving) en is

$$C_d = \frac{24}{Re} = 24 \frac{\mu}{\rho U d}. \quad 35$$

Reynoldsgetallen boven 1000 treden op bij deeltjes met diameters groter dan 2.5 mm, de theorie van Newton is dan geldig en $C_d = 0.43$ (vormweerstand). Tussen beide voorgaande waarden ligt een transitiezone - zie figuur (29). Deze waarden gelden voor een eenzame sfeer in een onbegrensd fluïdum. Voor zeer kleine deeltjes, met een diameter in de grootteorde van de vrije weglengte, is de weerstand lager omdat het deeltje tussen de moleculen van het fluïdum door glipt.

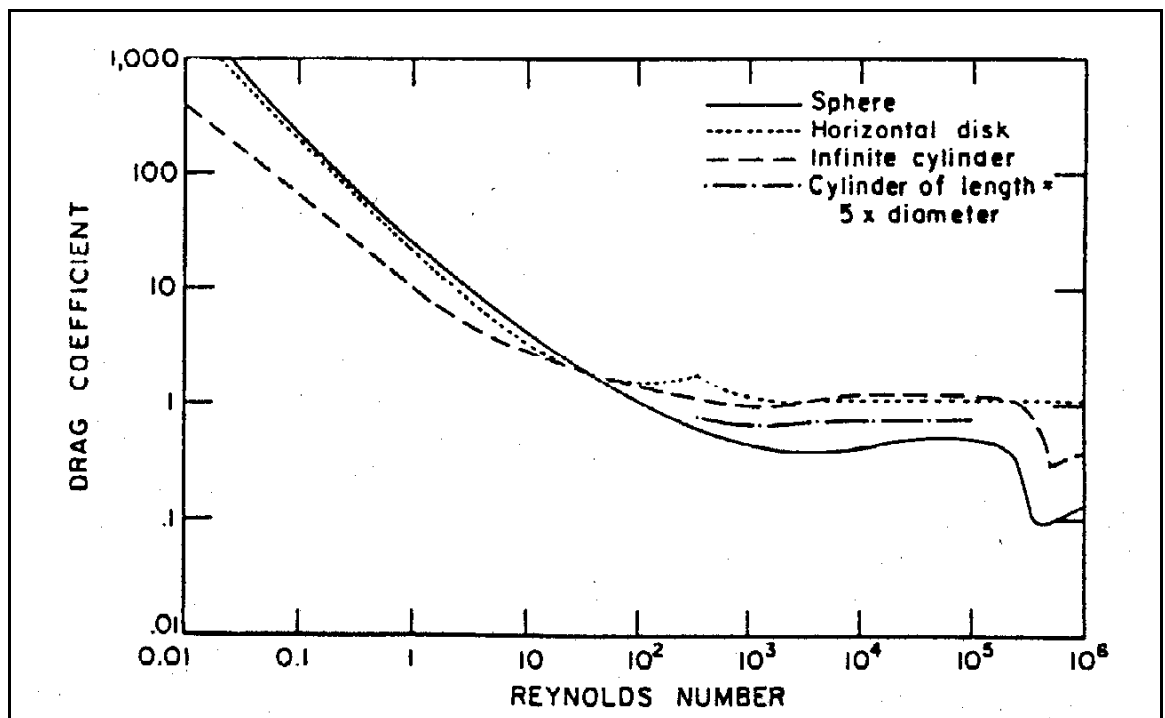


Figure 29. Weerstandscoefficiënten in functie van het Reynoldsgetal. [17]

De weerstandscoefficiënt van brandende druppels (deeltjes) verschilt van "gewone" druppels [44]. De bewegingsvergelijkingen verschillen omdat de massastroom van het oppervlak bijdraagt tot de impuls. Bovendien is het snelheidsprofiel rond de druppel gewijzigd, waardoor de wrijvingsweerstand verlaagd wordt. De verbrandingsgassen vullen de lagedrukzone in het zog en verminderen zo de vormweerstand. Experimentele correlaties geven verschillende betrekkingen afhankelijk van het bereik van het Reynoldsgetal, maar in alle gevallen ligt de weerstand ver beneden de standaard kurve. Figuur (30) zijn numeriek berekende waarden.

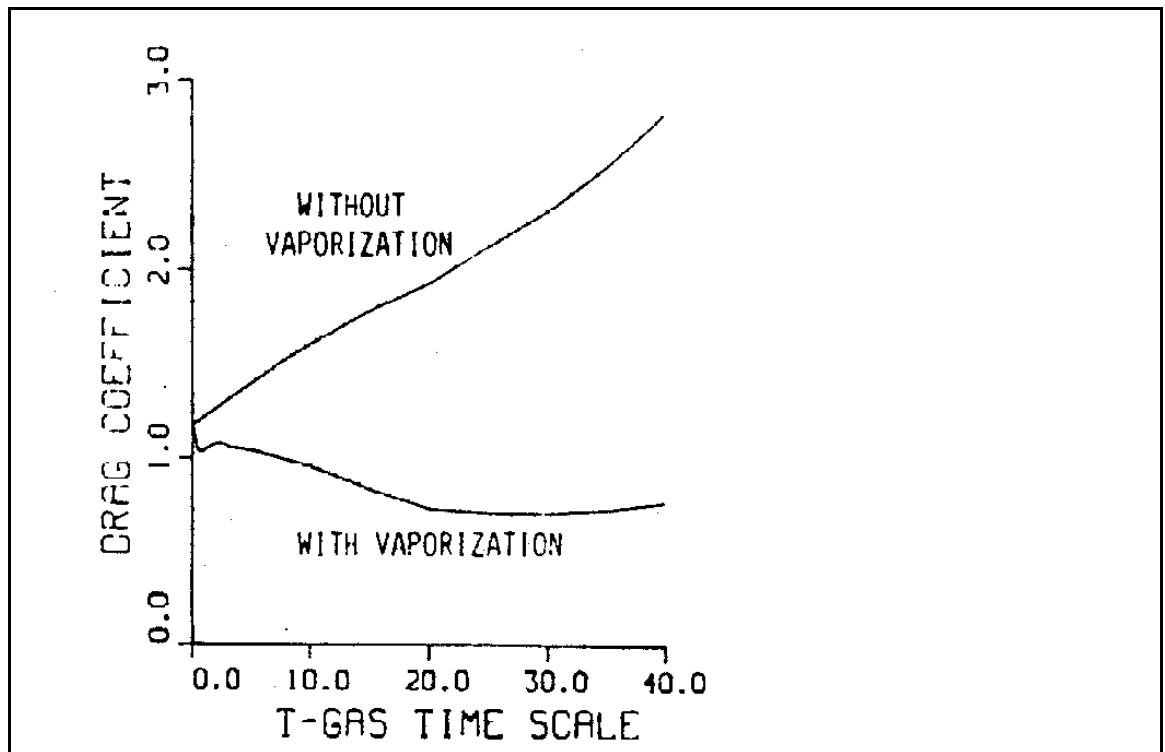


Figure 30. Berekende variatie van C_d van een druppel geïnjecteerd in een verbrandingskamer, met en zonder verdamping. [44]

7.4. Deeltjes in een akoestisch veld

De beweging van deeltjes in een akoestisch veld is vooral een heen-en-weer beweging, en dit maakt dat het Reynoldsgetal van de stroming voortdurend varieert [46,47]. De mate waarin een deeltje meegesleurd wordt door de akoestische beweging is afhankelijk van de diameter en dichtheid van het deeltje, de viscositeit van de stroming en de geluidsfrequentie. De beweging van het deeltje is namelijk een evenwicht tussen de weerstandskracht die door de akoestische stroming uitgeoefend wordt, en de inertiekracht als gevolg van de versnelling die van het deeltje gevraagd wordt. Bij een bepaalde frequentie is er een diameter (massa) waaronder een deeltje bijna volledig meegesleurd wordt en waarboven het bijna stationair is. In het tweede geval kan het deeltje beschouwd worden als omspoeld door de akoestische stroming.

Een analytische uitdrukking voor de meesleuring kan bepaald worden als $C_D = 24/Re$ gesteld wordt [46,47]. De beweging van het deeltje als gevolg van een akoestische oscillatie is dan :

$$x = \eta A \sin(\omega t - \phi) \quad 36$$

waar de meeneemfactor η en de fase ϕ gegeven worden door

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \quad 37$$

$$\phi = \arctan(\omega \tau)$$

Hierbij is τ de deeltjesrelaxatietijd, gegeven door

$$\tau = \frac{\rho d^2}{18\mu} \quad 38$$

Deze meeneemfactor is voorgesteld op figuur (31).

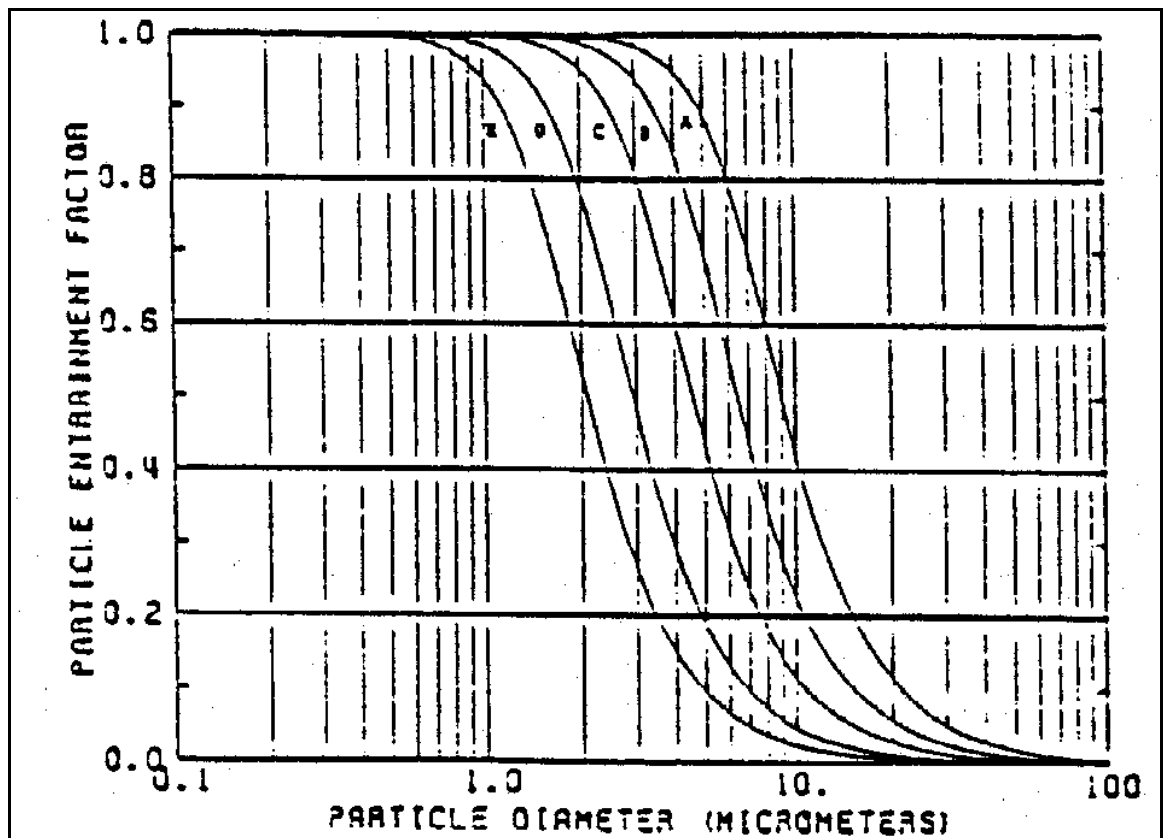


Figure 31. Deeltjes-meeneemfactor. De geluidsfrequenties zijn (A) 500 Hz, (B) 1000 Hz, (C) 2000 Hz, (D) 5000 Hz. [46]

7.5. Invloed van geluid

Indien de frequentie geselecteerd wordt voor minimale meesleuring van de deeltjes, zal de akoestische stroming de warmte-uitwisseling en verdamping van druppels verbeteren. Massatransport van reagerende gassen kan bovendien sterk vergroot worden door akoestische "turbulentie", dit is een verhoging van de turbulentiegraad die vaak wordt waargenomen in een sterk akoestisch veld [38,47]. In de mate dat de verbranding diffusiegecontroleerd is (niet noodzakelijk het geval bij vaste deeltjes, waar de oppervlakte-oxidatiereactie bepalend kan zijn), zal een akoestisch veld de verbrandingsconstante sterk vergroten. Experimenten op sublimatie van kleine bolletjes naftaleen tonen aan dat een akoestisch veld de snelheid van massaverlies met een faktor 5 of 6 kan verhogen [47].

Experimentele verbranding van individuele vloeistofdruppels in een akoestisch veld [6] toont aan dat de relatie tussen de diameter d en de tijd t dezelfde is als bij verbranding in ongestoorde atmosfeer, nl. $d^2 - d^2 = Kt$. De waarde van K is functie van de geluidsamplitude a voor een konstante frequentie. Met toenemende amplitude stijgt K tot een maximum dat ongeveer 15% hoger is dan de waarde in ongestoorde atmosfeer, en daalt vervolgens tot een lagere waarde dan zonder geluid. De plotse daling van K stemt overeen met de amplitude waarbij de vlamenveloppe vervormd wordt. Deze amplitude daalt met stijgende frequentie f , de maximale K waarde verandert nauwelijks met de frequentie. Het verloop wordt voorgesteld op figuur (32). De verbrandingsconstante K blijft dus beneden een bepaalde limietwaarde, ongeacht hoe groot de luchtvibratie ook is. Dit is een duidelijk verschil met de invloed op verdamping van druppels zonder verbranding.

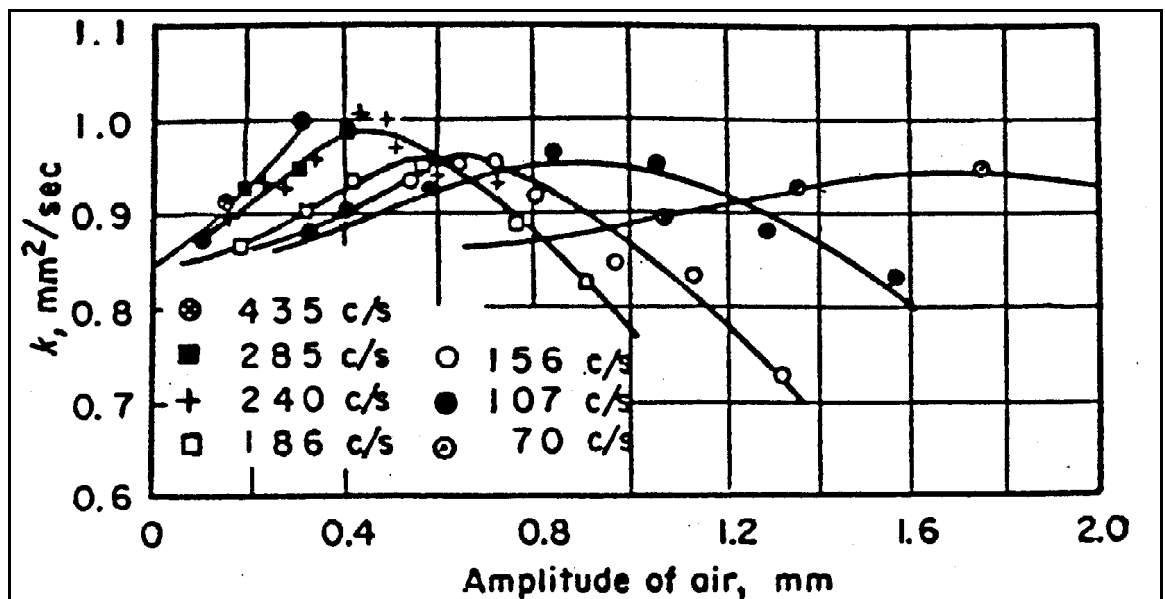


Figure 32. Variatie van K met geluidsamplitude en frequentie. [6]

7.6. Koppeling met geluid

Een brandstofnevel kan een stabiele laminaire vlam onderhouden, zoals voorkomt bij homogene ontvlambare mengsels [31]. Kleine druppels verdampen namelijk voordat ze door het vlamfront bereikt worden. Als de nevel echter ook dikke druppels bevat, concentreert de verbranding zich in geïsoleerde sferische zones rond de druppels en er is geen continu vlamfront. Figuur (33) geeft een voorstelling van zo een pseudo-vlamfront.

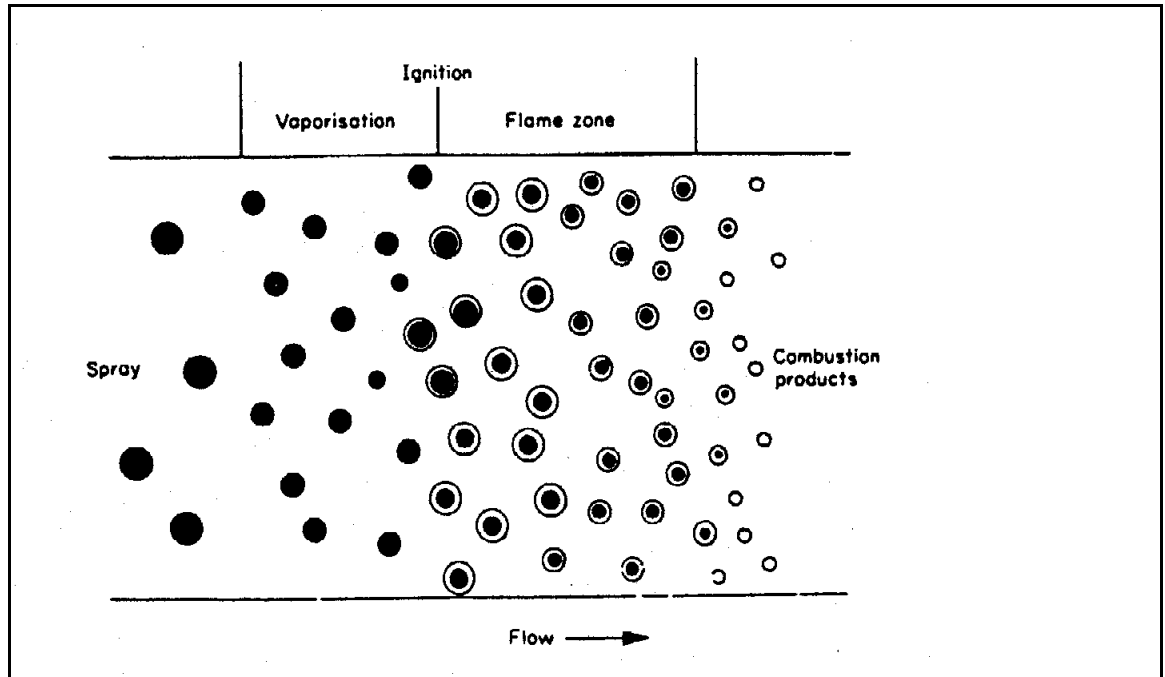


Figure 33. Schematische voorstelling van een brandende nevel. [31]

Een vlamfront in een brandstofnevel van kleine druppeltjes reageert op geluidsgolven op dezelfde wijze als een homogeen ontvlambaar mengsel. Indien de druppeltjes groter zijn of in het geval van vaste deeltjes, kunnen extra akoestische instabiliteiten gegenereerd worden als gevolg van thermische en kinematische "slip" tussen de gecondenseerde fase en het gas [52]. Indien de akoestische periode vergelijkbaar is met de karakteristieke tijd voor massatransport, kan een faseverschil optreden tussen de snelheid van het gas en die van de gecondenseerde fase. Fluctuaties in de mengverhouding zullen dan de verbrandingssnelheid variëren, waardoor koppeling met het akoestisch veld kan ontstaan. De instabiliteit ontstaat alleen als de deeltjesconcentratie niet te hoog is. Bij hoge concentratie wordt niet alleen de demping vergroot, maar omdat de gecondenseerde fase in overschot aanwezig is, hebben variaties in de massaflux van de deeltjes nog weinig invloed.

8. Pulserende verbranding .

8.1. Algemeenheden

Instabiele verbranding is het gevolg van een resonante interactie tussen twee of meer fysische mechanismen. Een aandrijvend proces genereert perturbaties in de stroming, een feedback mechanisme koppelt deze perturbaties aan het drijvend proces en zorgt voor de resonantie die kan leiden tot oscillerende verbranding. Akoestische golven zijn meestal verantwoordelijk voor de terugkoppeling, hoewel andere mechanismen (structuurvibratie, konvektie) ook mogelijk zijn. [56]

In installaties voor continue verbranding worden instabiliteiten beschouwd als ongewenst. In pulserende verbranders daarentegen is een oscillerende verbranding de normale werkingsmode.

8.2. Historiek en toepassingen

Pulserende verbranding is gekend sinds het begin van deze eeuw, en werd ook gebruikt voor sommige propulsietoepassingen zoals de Schmidt-Argus van de V1 vliegende bom tijdens de tweede wereldoorlog. Latere verbeterde modellen zoals de SNECMA "Escopette" en "Ecrevisse" werden ontwikkeld als verticale stuwmotoren die vrij ongevoelig zijn voor het opzuigen van stof en vuil. Deze projecten werden gecommercialiseerd als drooginstallaties voor kleine deeltjes. [25]

Toepassingen van pulserende verbranders vallen in twee categorieën ; deze die warmte produceren en deze die de pulserende stroming gebruiken om processen zoals drogen te verbeteren. Voor deze laatste toepassing wordt het natte materiaal in de uitlaatpijp van de verbrander geïnjecteerd, zodat het door de pulserende stroming meegevoerd wordt naar een tank waar de gedroogde produkten opgevangen worden. Een verwezenlijking wordt getoond op figuur (34). Een recentere techniek bestaat erin de pulserende verbrander te gebruiken om oscillaties met een grote amplitude te exciteren in een apart vat waarin het proces, bijvoorbeeld drogen, plaatsvindt. Hiervoor gebruikt men een pulserende verbrander met regelbare frequentie, afgestemd op een natuurlijke akoestische mode van het vat. Dit vergroot sterk de verblijfsduur van het materiaal in de pulserende omgeving. Een typisch frequentiebereik van een afstembare pulserende verbrander is 100-500 Hz. [57]

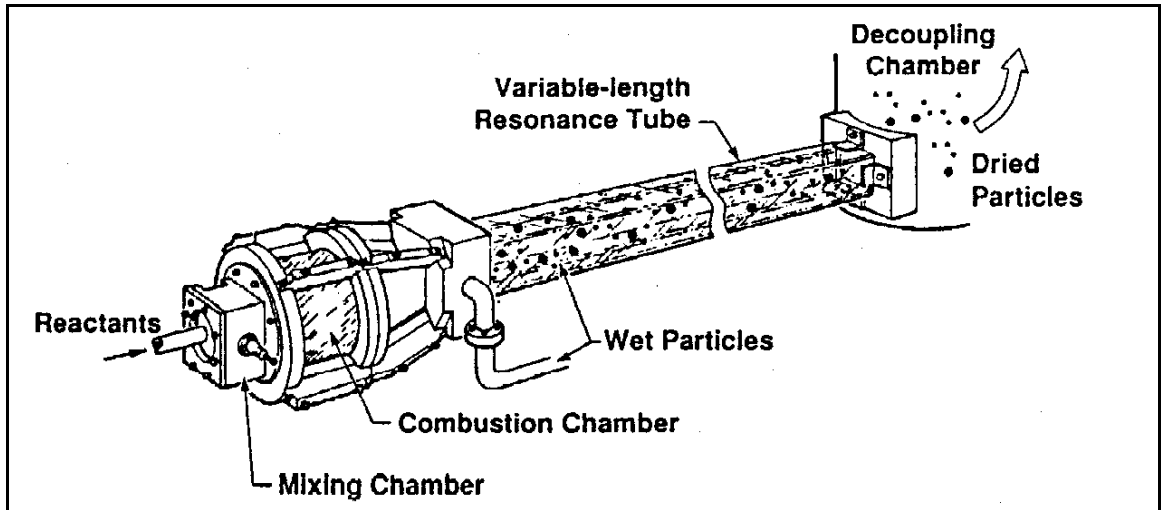


Figure 34. Pulserende verbrander voor het drogen van deeltjes. [51]

8.3. Werkingsprincipe

De basisconfiguratie van een pulserende verbrander omvat meestal een volume dat dienst doet als een Helmholtz-resonator, verbonden aan een lange buis. Alternatief kan een lange verticale buis gebruikt worden met bijvoorbeeld een bed brandende kolen geplaatst op een kwartgolfte van het uiteinde van de buis (Rijke's opstelling). De buis resonanceert op haar natuurlijke frequentie en de akoestische snelheidsoscillaties verbeteren de doorstroming van het bed [57,59]. De configuraties zijn voorgesteld op figuur (35).

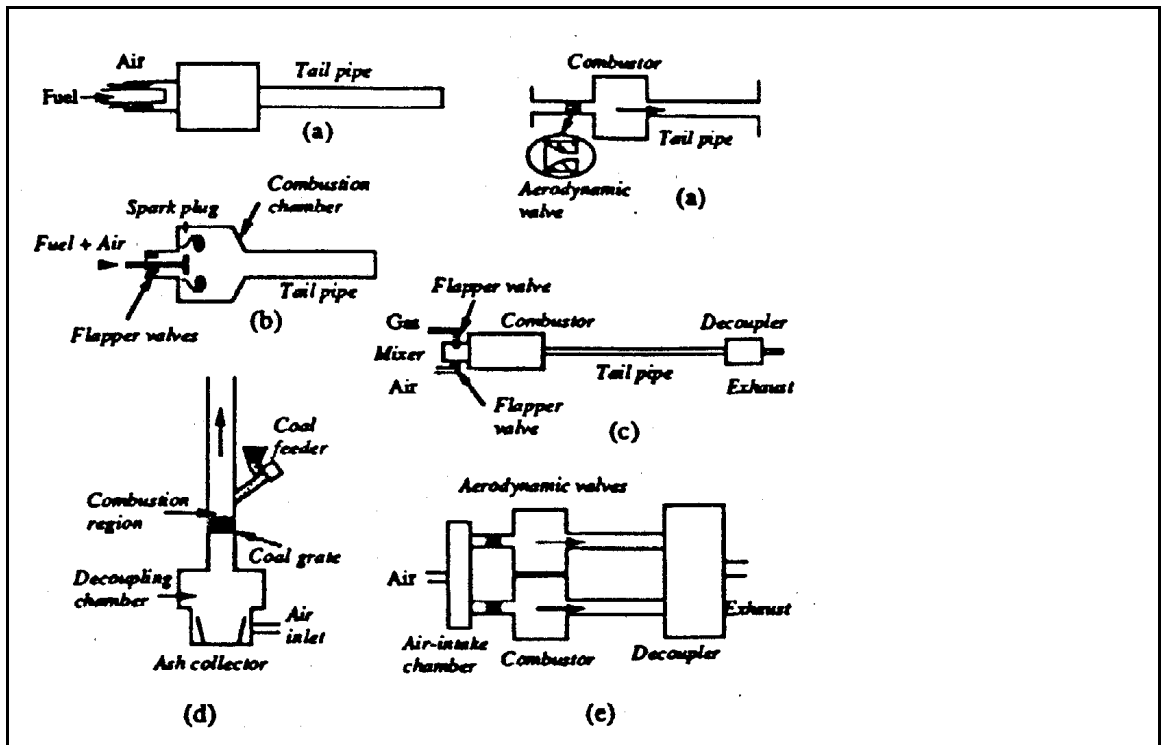


Figure 35. Pulserende verbranders : (a) met aerodynamische klep, (b) en (c) met terugslagkleppen, (d) Rijke's buis, (e) tweeling, werken in tegenfase voor minder lawaai. [57]

Er zijn twee types van pulserende verbranders met Helmholtz-konfiguratie : met mechanische terugslagkleppen aan de inlaat, of met een aerodynamische klep, dit is een inlaat met een zodanige vorm dat de drukval erover sterk verschilt in de twee stromingsrichtingen. De figuur (36) toont een ideale pulserende verbrander zonder mechanische kleppen en de vier fasen van een pulsatiecyclus. In de eerste fase ontsteekt het brandbaar mengsel in de verbrander. De verbrandingsprodukten expanderen in beide richtingen, maar door de vorm van de inlaat zal het meeste gas via de uitlaat ontsnappen. In een derde fase zal de druk beneden de atmosferische druk gedaald zijn, en de stromingsrichting keert om. Deze keer zal het meeste gas via de inlaat aangezogen worden. De cyclus kan vervolgens herbeginnen. Bij gepulste verbranding wordt de pulsatie onderhouden door een periodieke warmteafgifte in fase met de drukvariaties. De injectie gebeurt op het moment van minimale druk, de verse gassen mengen zich met de hete reactieprodukten in grote wervels. De ontsteking treedt niet meteen op, maar pas als de wrijving te laag geworden is om de vlam nog te doven. De verbranding en het vrijkomen van warmte verloopt hierdoor bij het maximum van de druk, zodat energie aan de oscillatie toegevoegd wordt. Indien de toegevoegde energie groter is dan de verliezen door wrijving, warmtetransport en uitgestraald geluid, heeft men pulserende verbranding.

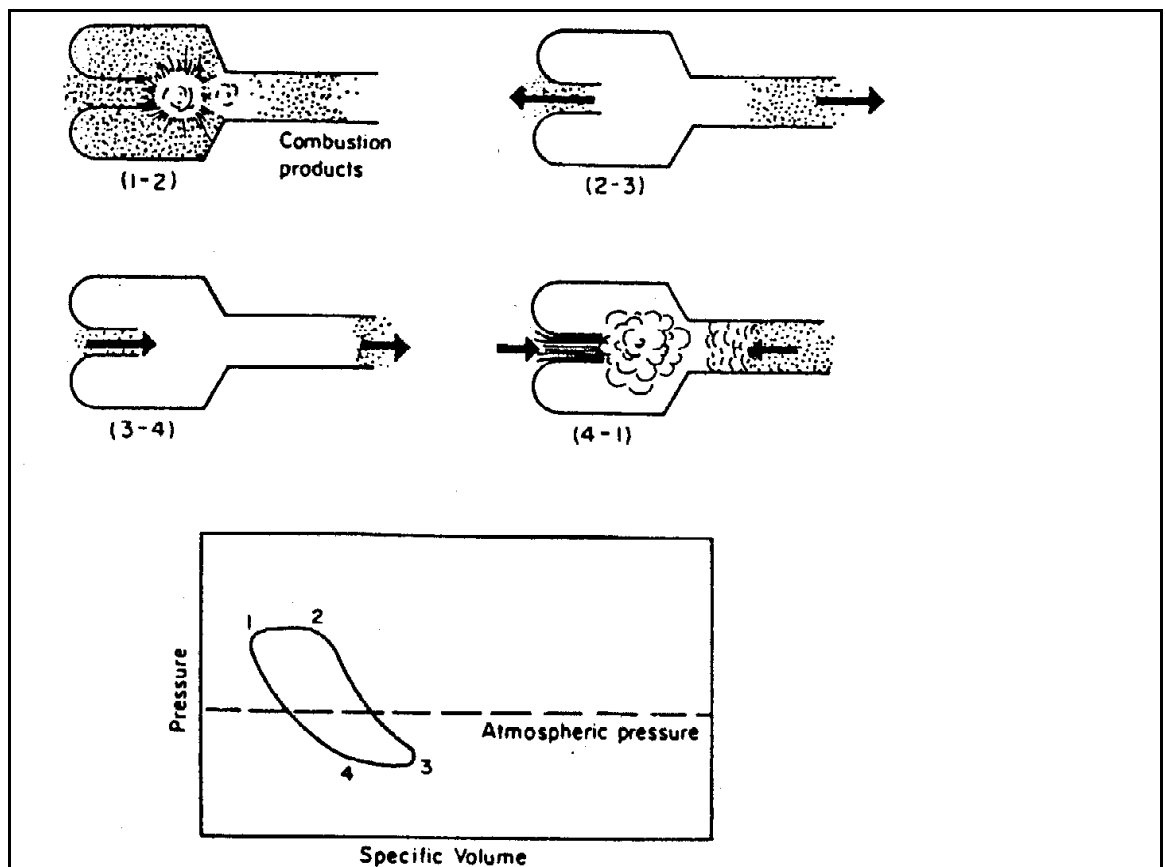


Figure 36. Werkingsfasen van pulserende brander. (1-2) verbranding, (2-3) expansie, (3-4) uitdrijving en herladen, (4-1) herladen en precompressie. [25]

8.4. Voordelen

Aan pulserende verbranding zijn veel voordelen verbonden. [25,56,57] De meeste installaties zuigen zelf lucht aan, en verdragen een zekere tegendruk aan de uitlaat. Een compressor en het daardoor opgeslorpte vermogen kunnen dus achterwege blijven. Bij gebruik van aerodynamische kleppen is daarbij een drastische reductie mogelijk van het aantal bewegende delen.

Gepulste verbranding biedt een hogere verbrandingsintensiteit en thermische efficiëntie en vergemakkelijkt de verbranding van moeilijk brandbare stoffen of afval. Door de betere verbranding is het mogelijk te bezuinigen op brandstof, of lagere kwaliteiten te gebruiken. Door vermindering van het brandstofverbruik daalt de uitstoot van CO₂, roet en schadelijke stoffen.

Het mechanisme achter deze verbeteringen zou liggen in de voortdurende wijzigingen van de stromingsrichting die door viskeuze wrijving de turbulentie op kleine schaal vergroot. De tijdsafhankelijke, oscillerende stroming beïnvloedt ook de turbulentiekenmerken van grenslagen, en verbetert zo de transporteigenschappen aan oppervlakken. Op die manier verbeteren oscillaties van een stroming het transport van massa, impuls en warmte. De verbetering gaat van enkele percenten tot enkele grootteorden, afhankelijk van de eigenschappen van de stroming, de amplitude en de frequentie van de pulsatie.

De pulsaties kunnen ook de stroming instabiel maken waar ze normaal stabiel is, waardoor stroomomkering, periodieke wervelvorming of grote amplitudevariëaties kunnen optreden, fenomenen die menging of warmtetransport sterk versnellen.

Ook het transport tussen een gas en een vaste fase wordt verbeterd door een periodieke relatieve beweging tussen de twee fasen. Indien de vaste fase bestaat uit zwevende deeltjes, hangt de amplitude van de relatieve beweging af van de mate waarmee de deeltjes meegevoerd worden met de oscillerende beweging. De verhouding van de snelheidsamplituden van deeltje en medium speelt een rol, maar ook de faseverschuiving tussen beide bewegingen. Grote (zwaardere) deeltjes worden uiteraard moeilijker meegevoerd, en hoe lager de frequentie, hoe groter de deeltjes die meegevoerd kunnen worden.

8.5. Lawaai

Bij pulserende verbranding komt het probleem van lawaai naar voor. Het uitgestraalde geluidsvermogen bedraagt meestal ongeveer 10^{-4} van het verbrandingsvermogen. Er moet ook rekening gehouden worden met aerodynamisch geluid. Een typische uitlaatsnelheid is 100 m/s. Een

manier om het geluidsniveau te verminderen bestaat erin twee verbranders in tegenfase te koppelen. Verder zijn alle klassieke dempingstechnieken uiteraard toepasbaar. [25]

9. Emissie van milieubelastende stoffen

9.1. Algemeenheden

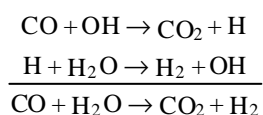
Emissies van verbranding zijn meestal gasvormig met een hoeveelheid vloeistof of vaste deeltjes in suspensie. Niet alle verbrandingsprodukten zijn vervuilend, CO₂ en waterdamp bijvoorbeeld zijn op zich weinig schadelijk of giftig (als men het effect van CO₂ op globale opwarming door het broeikas effect buiten beschouwing laat). De meeste produkten zijn echter niet zo onschadelijk en kunnen de bodem en het oppervlaktewater bezoedelen evenals korrosie veroorzaken aan installaties. Metallische verbindingen zijn over het algemeen giftig, in het bijzonder deze welke lood bevatten. Sommige polycyclische aromaten en onvolledig geoxideerde koolwaterstoffen zijn kankerverwekkend. De belangrijkste verbrandingsprodukten die bestudeerd worden in verband met atmosferische vervuiling zijn koolmonoxides, onverbrande produkten, stikstofoxides, zwaveloxides en roet.

9.2. Koolmonoxide en onverbrande produkten

Koolmonoxide blokkeert de zuurstofdragende werking van het bloed, omdat het enerzijds actieve plaatsen bezet op de hemoglobinen, de zuurstofdragers van het bloed, en anderzijds de wederafgifte van zuurstofmoleculen vertraagt.

Een gedeelte van de brandstofmoleculen en van reeds gevormde intermediaire reaktieprodukten wordt uitgestoten voordat de oxidatie volledig is. Een aantal van de gevormde verbindingen, zoals bijvoorbeeld dioxines, zijn zeer schadelijk of worden ervan verdacht kankerverwekkend te zijn.

Koolmonoxide wordt gevormd bij de snelle oxidatie van koolwaterstoffen door zuurstof in de reaktiezone. Het aldus gevormde monoxide oxideert daarna langzaam tot kooldioxide volgens de reaktie:



39

De hoeveelheid CO die overblijft is dus ook een produkt van onvolledige verbranding. Het gehalte onvolledig verbrande produkten is afhankelijk van de beschikbare reaktietijd en van het zuurstofoverschot. De hoogste niveaus komen voor in "idle" regimes, wanneer de temperatuur laag is en de menging slecht. De produktie kan verlaagd worden door de menging te verbeteren. Zoals

gezegd in vorige hoofdstukken kan geluid hiertoe bijdragen. Door een hogere verbrandingsintensiteit zal ook meer CO geoxideerd worden tot CO₂, en de verbranding zal in het algemeen vollediger zijn.

9.3. Stikstofdioxides

De voornaamste oxides van stikstof die bij verbranding vrijkomen zijn stikstofdioxide en stikstofdioxide. Stikstofdioxide tast het zenuwstelsel aan en de affiniteit voor hemoglobine is nog ordegrottes hoger dan die van koolmonoxide. De giftigheid is hierdoor echter niet evenredig groter, omdat stikstofdioxide in de weefsels snel tot dioxide geoxideerd wordt. Stikstofdioxide irriteert de longen, stoort het gezichtsvermogen en verlaagt de bloeddruk.

De twee belangrijkste NO_x bronnen bij verbranding zijn oxidatie van atmosferische stikstof en van stikstofhoudende brandstoffen. De vorming van NO uit atmosferische stikstof treedt ook op bij verbranding van stoffen die helemaal geen stikstof of verbindingen van stikstof (met bijvoorbeeld koolstof of waterstof) bevatten. Wegens de hoge temperatuur die nodig is om deze NO te vormen wordt het thermisch NO genoemd. De reactie verloopt volgens het zogenaamde Zeldovich of thermische mechanisme.



De hoeveelheid gevormde NO_x is sterk afhankelijk van de temperatuur, maar ook van het luchtoverschot en de duur van de reactie.

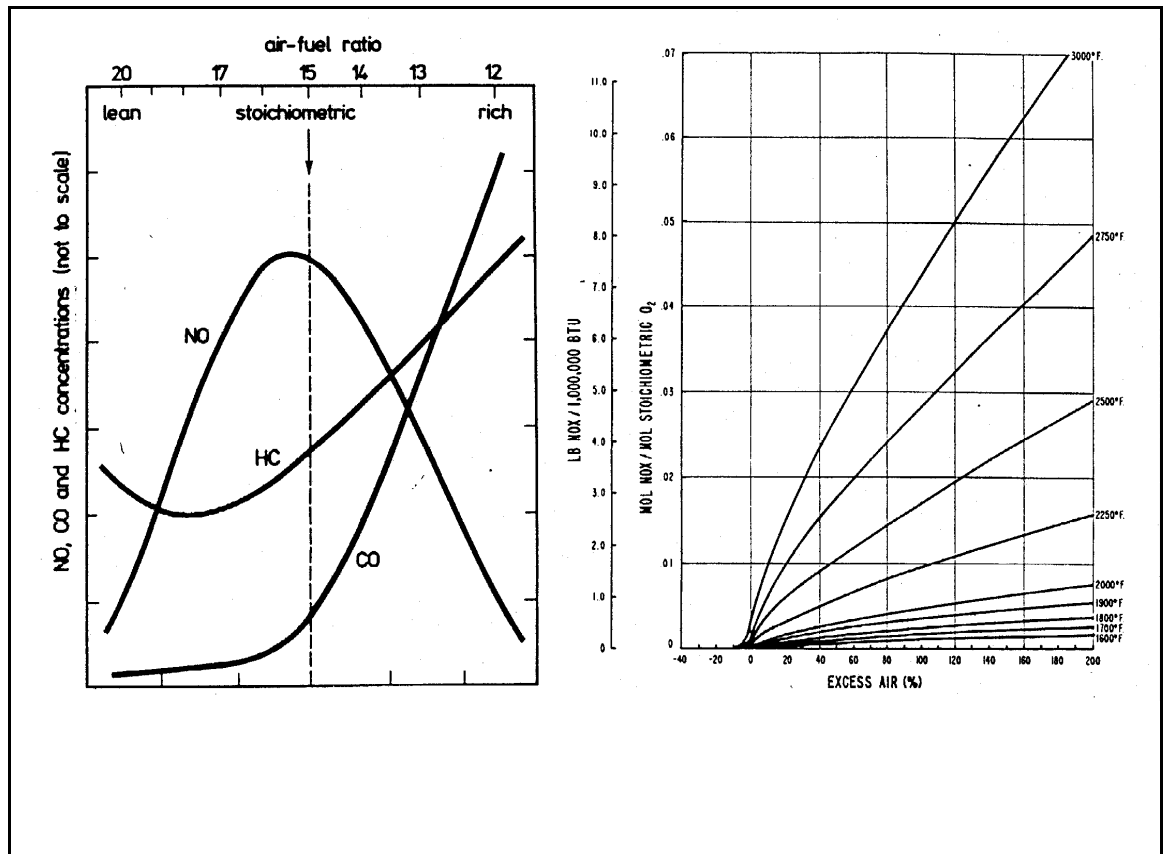


Figure 37. De figuur links [62] toont een afname van de NO_x concentratie met groter luchtoverschot. Dit komt door verdunning, de figuur rechts [27] toont dat het aantal mol NO_x toeneemt met grotere luchtvermaat.

Brandstof-gebonden stikstof komt voor als de verbindingen ammoniak, pyridine en vele andere aminen. De gevormde NO wordt soms chemisch NO genoemd. Uit experimenten blijkt dat brandstof-gebonden stikstof een belangrijke bron van NO vormt. De gevormde hoeveelheden NO zijn veel hoger dan uit evenwichtsberekeningen volgt. Niet alle stikstof in de brandstof wordt tot NO_x omgezet, een deel produceert N_2 . De verhouding tussen stikstof of oxides is sterk afhankelijk van de concentratie stikstof in de brandstof. Lage concentraties ($<0.05\%$ gewicht) geven een hoge graad van conversie naar NO_x , terwijl bij hoge concentraties ($>0.5\%$ gewicht) hoogstens 50% omgezet wordt. Het gedetailleerde mechanisme van de omzetting van brandstofgebonden stikstof naar stikstofoxides is nog onbekend, maar de temperatuursafhankelijkheid is veel kleiner dan voor de thermische route.

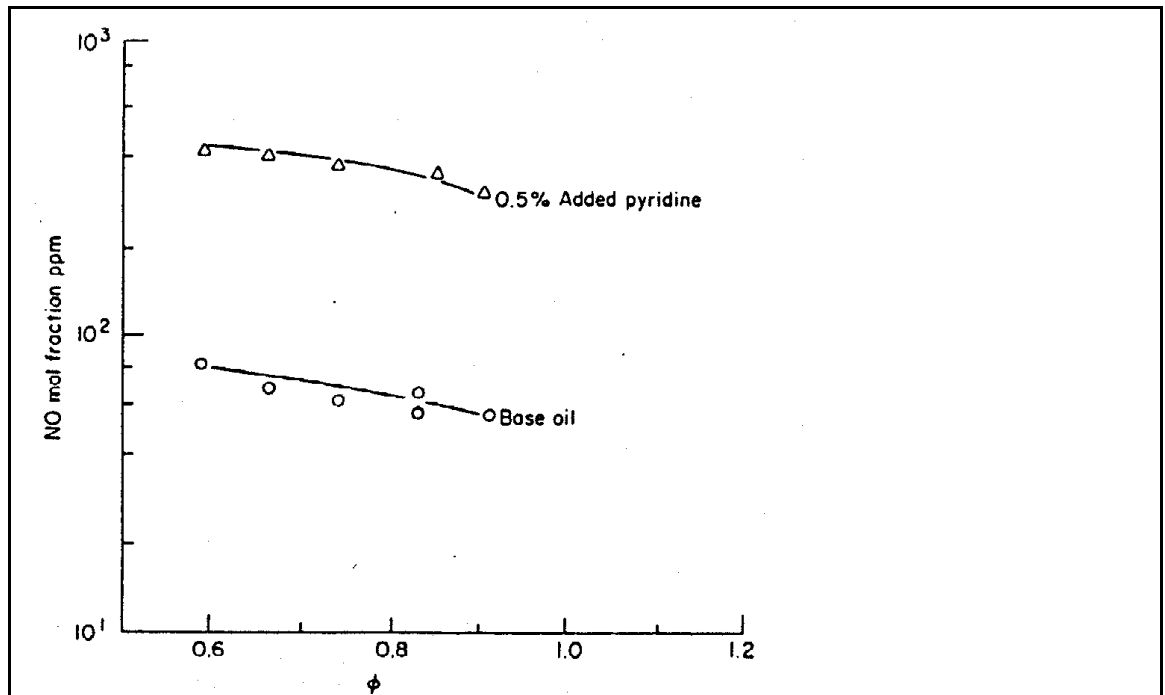


Figure 38. Een kleine toename van de brandstofgebonden stikstof heeft grote invloed op de NO emissie. [33]

Een mogelijke verlaging van de NO_x productie dankzij geluid ligt niet meteen voor de hand. De hogere temperatuur die men meestal bekommt, zal eerder een toename van NO_x veroorzaken. Eventueel zou geluid kunnen toelaten de luchtvermaat te verminderen, maar dit vereist een aangepaste installatie. Tenslotte vermindert een verbeterde efficiëntie van de installatie - zoals bij gepulseerde verbranders - het verbruik en dus ook de globale emissies.

9.4. Zwaveloxides

Zwavelemissie was al een probleem lang voordat stikstofoxiden gekend waren als schadelijk voor het milieu. Alle petroleumproducten bevatten organische zwavelverbindingen. Hun aard en concentratie is afhankelijk van de oorsprong van de ruwe olie. Zwavel is erg reactief tegenover oxidatoren, en de reaktiesnelheid is vergelijkbaar met deze van gebonden stikstof.

Bij verbranding wordt bijna uitsluitend SO_2 gevormd. Een kleine 3 % van de SO_2 wordt omgezet tot SO_3 volgens de reacties:



Beide gassen zijn sterk irriterend. Bij lagere temperaturen (<150 graden C) hydrateert SO_3 wegens een grote affiniteit voor water, en condenseert tot zwavelzuur, hetgeen schadelijk is voor de longen

en korrosie veroorzaakt in het milieu zowel als in de verbrandingsinstallatie. SO_x is ook mede verantwoordelijk voor de vorming van zure regen. De vorming van SO_x is moeilijk te verlagen, tenzij door bepaalde additieven aan de brandstof toe te voegen.

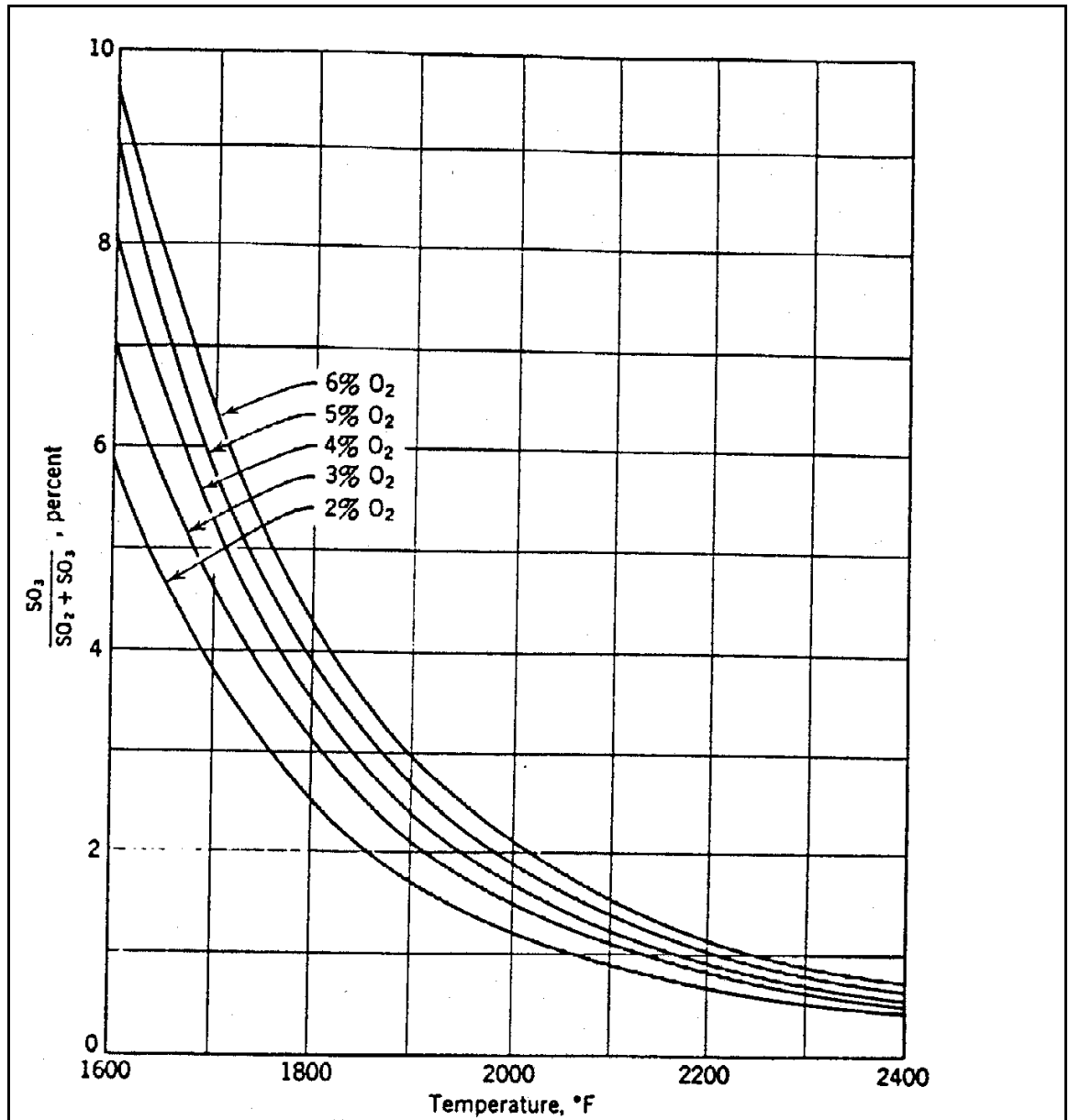


Figure 39. Evenwichtsconcentratie van SO_3 ten opzichte van het totaal aan SO_x . [17]

9.5. Roet

Roet is het belangrijkste vaste verbrandingsproduct. Zuiver roet is fysiologisch inert, maar sterk absorberend, waardoor roet steeds vele schadelijke stoffen bevat, en hun afzetting in de longen vergemakkelijkt. In industriële ovens echter kan de aanwezigheid van koolstofdeeltjes het warmtetransport enorm verbeteren door vergroting van het stralingsaandeel. In veel gevallen kunnen deze deeltjes in later stadium verbranden door extra luchttoevoer. Vele lichtgevende vlammen geven niet het minste roet af omdat de zeer kleine deeltjes oxideren voordat ze de vlam

verlaten. Dit bewijst dat roetvorming afhangt van de concurrerende reactiesnelheden van vorming en oxidatie van deeltjes.

De eerste stap in het roetvormingsproces is een pyrolyse waarbij thermisch stabiele, zeer reactieve compounds gevormd worden. Bij tekort aan zuurstof polymeriseren deze tot grote moleculen, die vervolgens waterstof verliezen en grafiteren. De roetvormingssnelheid vertoont een maximum tegenover de temperatuur, omdat bij hogere temperatuur de grote moleculen eerder dissociëren dan polymeriseren.

De polymerisatiestap treedt overigens enkel op bij verbranding van een rijk mengsel. Bij meergefasige verbranding, zoals van een brandstofnevel, is dit steeds gedeeltelijk het geval omdat het mengsel tussen het vloeistofoppervlak en het vlamfront rijk is aan brandstof, en een hoge temperatuur heeft. De vorming van roetdeeltjes in dit gebied is onvermijdelijk, en de vlamzone vertoont dan ook altijd de typisch gele luminositeit. Het is welbekend dat Dieseluitlaatgassen meer roet bevatten dan deze van vonkontstekingsmotoren. Dit omdat in injectiemotoren diffusievlammen voorkomen, terwijl een karburator zorgt voor een bijna homogeen mengsel.

De hoeveelheid roet kan verminderd worden door een goede verstuiwing, gevolgd door turbulente menging, een hoge temperatuur en voldoende lange reaktietijd (de 3-t regel; temperatuur, turbulentie, tijd). De turbulentieschaal is ook van belang, aangezien binnenin 'rijke' wervels ook onvolledige verbranding kan optreden. Verbetering van al deze factoren is mogelijk dankzij geluid. Zoals gezegd bevordert geluid de turbulentie, en verkleint het de turbulentieschaal. De temperatuur ligt hoger en de reaktietijd kan verlengd worden omdat het geluid zorgt voor een goede konvektie zonder dat daarom een groot gemiddeld luchtdebiet nodig is.

10. Numerieke simulatie van verbranding

10.1. Algemeenheden

Een exotherm reagerende stroming kan beschreven worden door een stelsel van partiële differentiaalvergelijkingen. Deze vergelijkingen met hun randvoorwaarden laten toe mathematische oplossingen te vinden van het stromingsprobleem. De vergelijkingen worden hieronder uitgedrukt in een axisymmetrisch assenstelsel.

Het behoud van massa :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho r v)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial z} = 0 \quad 42$$

En het behoud van impuls :

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v^2 r}{\partial r} + \frac{\partial \rho u v}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{rr} r}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} - \frac{\sigma_{\phi\phi}}{r} \quad 43$$

en

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u v r}{\partial r} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{rz} r}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \quad 44$$

met de schuifspanningen :

$$\sigma_{rr} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial r} + \lambda \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v r}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad 45$$

$$\sigma_{rz} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad 46$$

$$\sigma_{zz} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial z} + \lambda \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v r}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad 47$$

$$\sigma_{\phi\phi} = 2\mu \frac{v}{r} + \lambda \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v r}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad 48$$

Hierbij is λ de tweede-orde viscositeitsterm, en wordt meestal gelijk gesteld aan $2/3\mu$.

Variaties in de concentraties van de chemische componenten moeten ook beschreven worden. Deze concentraties kunnen gedefinieerd worden als lokale, ogenblikkelijke waarden van de massafractie Y_i (dimensieloos) van elke component i . De componenten zijn onderhevig aan konvektie en transiënte ophoping, ze diffunderen met diffusiesnelheid D (m^2/s) en reageren met snelheid w_i ($kg/m^3/s$):

$$\frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \rho v Y_i}{\partial r} + \frac{\partial \rho u Y_i}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho D \frac{\partial Y_i}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho D \frac{\partial Y_i}{\partial z}) + w_i \quad 49$$

Het behoud van energie wordt uitgedrukt als behoud van de specifieke enthalpie h (J/kg), met de vereenvoudiging dat $\rho D = \lambda / C_p$ (het temperatuurprofiel is dan identiek aan het concentratieprofiel):

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \rho v h}{\partial r} + \frac{\partial \rho u h}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho D \frac{\partial h}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho D \frac{\partial h}{\partial z}) - \sum_{i=1}^N w_i h_{fi} \quad 50$$

waarbij h_i (J/kg) de specifieke vormingsenthalpie is van molecuulsoort i .

Voor de ideale onomkeerbare enkelvoudige reactie waarin brandstof f en oxidant o het product p leveren



kan men de vergelijkingen van energie en componenten samen nemen door het invoeren van de mengverhouding [39,60,62]. De mengverhouding f wordt gedefinieerd als :

$$f = \frac{\beta_1 - \beta_{1o0}}{\beta_{1o0} - \beta_{1f0}} \quad 52$$

$$\beta_1 = \frac{Y_f}{M_f \nu_f} - \frac{Y_o}{M_o \nu_o}$$

53

Het subscript 0 duidt op de toevoersamenstelling van de brandstof (f) en de oxidant (o). M_i is de relatieve moleculaire massa van i en ν_i de stoichiometrische coëfficiënt. De mengverhouding kan geïnterpreteerd worden als de massafractie in het lokale mengsel afkomstig van de brandstoftoevoer, terwijl $(1-f)$ de massafractie is die uit de zuurstoftoevoer komt. De ideale reactie verloopt ogenblikkelijk in een oneindig dunne reactiezone. Op dit vlamoppervlak zijn de

componenten aanwezig in stoechiometrische verhouding zodat :

$$f_s = \frac{Y_{o0}}{(v_o M_o / v_f M_f) Y_{f0} + Y_{o0}} \quad 54$$

En aangezien f en o enkel op het vlamoppervlak samen voorkomen geldt dat, voor $f > f_s$ (met Q (J/kg) de verbrandingswarmte) :

$$\begin{aligned} Y_f &= Y_{f0}(f - f_s) / (1 - f_s) \\ Y_o &= 0 \\ T &= T_{f0} + [T_{o0} - T_{f0} + (Y_{o0} \frac{v_f M_f}{v_o M_o} Q / C_p)](1 - f_s) \end{aligned} \quad 55$$

en voor $f < f_s$:

$$\begin{aligned} Y_f &= 0 \\ Y_o &= Y_{o0}(1 - f / f_s) \\ T &= T_{o0} + (T_{f0} - T_{o0} + Y_{f0} Q / C_p)f \end{aligned} \quad 56$$

De vergelijking van de mengverhouding geeft in de plaats van de energie- en de componentenvergelijking :

$$\frac{\partial p f}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r p v f}{\partial r} + \frac{\partial p u f}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r p D \frac{\partial f}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (p D \frac{\partial f}{\partial z}) \quad 57$$

Het invoeren van de mengverhouding wordt ook wel de aanpak van de behouden scalar genoemd. De scalar is f, en f blijft behouden omdat er geen brontermen in de vergelijking voorkomen.

Simulatie van werkelijk voorkomende reacties stelt nog steeds zeer grote problemen. De moeilijkheid is dat een brandstof zoals petroleum een complex mengsel is van zware koolwaterstoffen en de verbranding ervan een groot aantal chemische reacties meebrengt, die nogal moeilijk opgenomen kunnen worden in een simulatie. De reactieschema's zijn trouwens nog niet volledig bekend. Bij de verbranding van bijvoorbeeld afval is niet eens de samenstelling van de brandstof goed bepaald.

De hierboven opgestelde vergelijkingen zijn alleen geldig voor gassen. Om meergefasige verbranding te kunnen beschrijven moeten ze uitgebreid worden met interface voorwaarden en transportvergelijkingen binnen de gecondenseerde fase. Deterministische oplossingen zijn

onmogelijk als de fasen verspreid zijn, zoals in het geval van een brandstofnevel. Het is dan nodig statistische beschrijvingen te gebruiken, wat aanleiding geeft tot integro-differentiaalvergelijkingen. De onzekerheid in deze modellen is zo groot dat de analyse in het beste geval gelijk staat met empirische correlaties van experimentele gegevens met een zeer beperkt geldigheidsgebied. [37]

Turbulentie vormt ook een groot probleem voor het modelleren van chemische reacties. Een deterministische oplossing is praktisch niet mogelijk. Dit komt omdat de lengteschaal van turbulente fenomenen typisch vier orde's van grootte kleiner zijn dan die van het beschouwde systeem. Bovendien is turbulentie een inherent drie-dimensionaal verschijnsel. Een kleine berekening zoals in [62] toont aan dat een supercomputer voor het berekenen van een zinvolle oplossing zoiets als 10^{13} s nodig zou hebben. De meest gebruikte methode bestaat erin de vergelijkingen uit te drukken voor de gemiddelde waarden van de variabelen, en de transportcoëfficiënten D , λ en μ te verhogen met een turbulente term, functie van de varianties - of soms hogere momenten - van de variabelen. De methode wordt ook het k - ϵ turbulentiemodel genoemd. De waarde k staat voor de turbulente kinetische energie, en ϵ voor de dissipatiesnelheid van k . De transportcoëfficiënten worden dan in functie van k en ϵ uitgedrukt, bijvoorbeeld:

$$\begin{aligned}\mu &= \mu_m + \mu_t \\ \mu_t &= \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}\end{aligned}\tag{58}$$

Hier is C_μ een konstante die afhangt van het probleem.

Hoewel deze methode resultaten kan leveren die, voor een juiste keuze van de parameters, redelijk overeenstemmen met experimentele resultaten, is ze in het geval van verbranding niet gesteund op een beschrijving van het werkelijk optredend (onbekend) proces. [37,39,50]

10.2. Oplossingsmethode

Het bestudeerde systeem is schetsmatig voorgesteld in figuur (40). Een axisymmetrische, pulserende zuurstofhoudende stroming vloeit door een buis met cirkelvormige doorsnede. Ergens halfweg de buis bevindt zich op de z -as een cilindrisch lichaam waaruit een gasvormige brandstof stroomt. Numerieke nauwkeurigheid werd niet nagestreefd. Het doel van de simulatie is een kwalitatieve visualisatie van de optredende stromingswijzigingen.

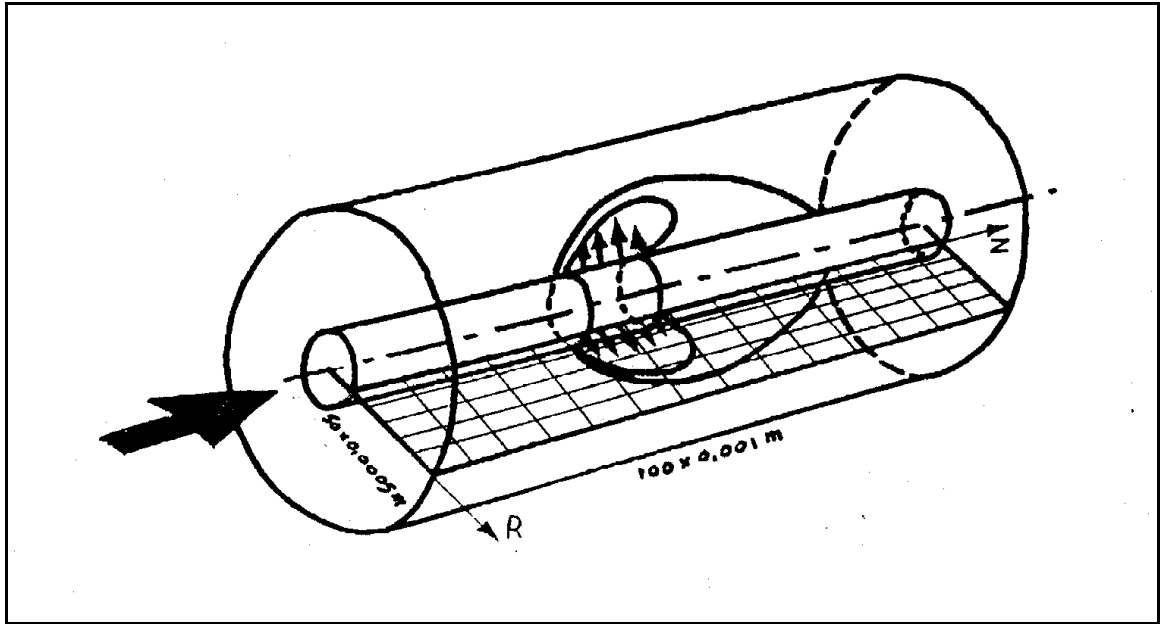


Figure 40. Schetsmatige voorstelling van de gesimuleerde opstelling.

Het berekeningsdomein is verdeeld in rechthoekige zone's. Voor iedere zone worden de lokale variabelen van de stroming opgeslagen. De scalaire grootheden zijn gedefinieerd in het midden van de zone, de vektoriële op de randen (staggered grid). Dit vereenvoudigt de uitdrukking van de behoudsvergelijkingen. De figuur (41) toont de schikking van het raster in het (r,z) -vlak. De stippen beduiden de posities waarin de scalaire variabelen geëvalueerd worden, en de volle lijnen tonen de bijhorende controlevolumes. De vektoriële grootheden liggen halfweg tussen deze posities, met een positieve richting zoals aangeduid door de pijltjes. Twee indices i en j refereren naar de posities in het rooster. De index i slaat op de oppervlakken met konstante z , en j op de oppervlakken met konstante r . De controlevolumes voor de vektoriële grootheden worden gearceerd weergegeven.

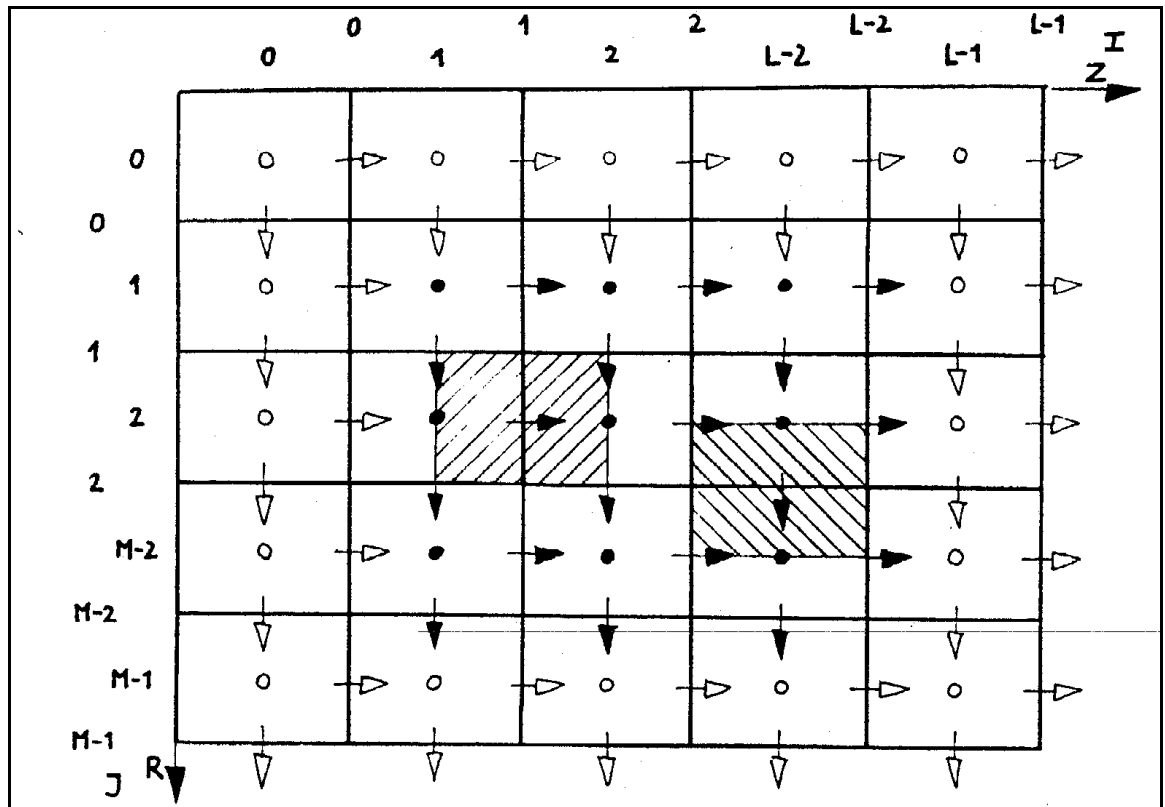


Figure 41. De opdeling van het (r,z) -vlak.

Na het specificeren van de beginwaarden verloopt de berekening vrij sequentieel, bij iedere tijdstap worden de zelfde bewerkingen uitgevoerd. De berekening start door de nieuwe waarden van de specifieke massa en impuls te bepalen, uitgaande van de waarden op het vorige tijdstip. Dit noemt men een expliciete tijdstap. Vervolgens start een iteratieve routine, die de variabelen corrigeert op basis van de nieuwe waarden bekomen na de expliciete stap. Zo een stap, die gebruik maakt van waarden op het nieuwe tijdstip, noemt men impliciet. Voor de verschillende voordelen van expliciete en impliciete methodes, zie [48]. Kort gezegd is een expliciete methode eenvoudiger en sneller te berekenen, terwijl een impliciete methode betere stabiliteitseigenschappen heeft. Een gewichtsfactor laat toe de relatieve invloed van beide methodes te variëren, zoals beschreven in [30].

Bij iedere tijdstap worden de waarden bepaald door het oplossen van een stelsel differentievergelijkingen. Het ruimtelijke schema wordt uitgedrukt met de klassieke methode der eindige verschillen. Omdat een tweede-orde centrale differentie aanleiding geeft tot instabiliteit of toch minstens onrealistische oscillaties in sterk konvektieve stromingen, werd de methode van [36] toegepast, waarin de fluxen bepaald worden volgens een niet-symmetrische stroomopwaarts gewogen kwadratische interpolatie. Dit verbetert de stabiliteit van het numerieke schema. De schuifspanningen werden verwaarloosd omdat de exacte formulering van deze termen aanleiding gaf tot numerieke problemen in de omgeving van diskontinuiteiten in de stroming. Diskontinuiteiten

waren onvermijdelijk bij de simulatie van geluidsgolven. In plaats van de schuifspanningen werd een artificiële viscositeit ingevoerd. Een flowchart van het programma is voorgesteld in figuur (42).

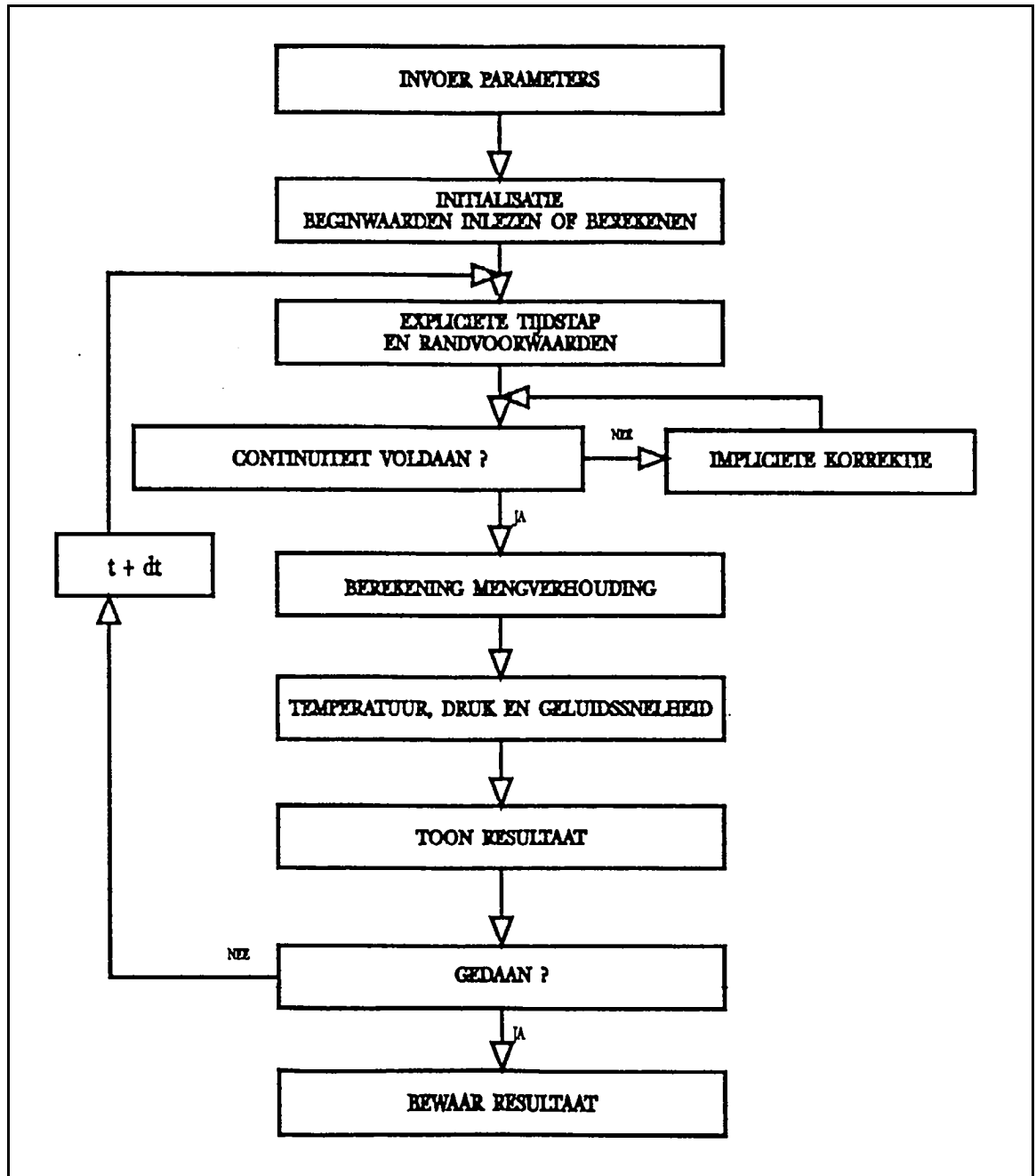


Figure 42. Flowchart van het numerieke schema.

De expliciete tijdsstap voor ρ volgt uit het behoud van massa:

$$\begin{aligned} \rho'_{i,j} = & \rho_{i,j} \\ + dt[(1-\tau)\left(\frac{1}{r_j dr} (r_{j-\frac{1}{2}} \rho v_{i,j-1} - r_{j+\frac{1}{2}} \rho v_{i,j})\right) & \quad \quad \quad 59 \\ + \frac{1}{dz} (\rho u_{i-1,j} - \rho u_{i,j}) & \\ + \mu(\rho_{i+1,j} + \rho_{i-1,j} + \rho_{i,j+1} + \rho_{i,j-1} - 4\rho_{i,j})] & \end{aligned}$$

Hierbij is τ een parameter om de relatieve tijdspositie van de konvektieve berekening te variëren. Hij gaat van nul voor een zuiver expliciete berekening tot 1.0 voor een volledig impliciete behandeling. Een waarde van 0.5 wordt meestal gebruikt omdat die de orde van de tijdsfout met één verhoogt. De faktor μ is een artificiële viscositeit om oscillaties te vermijden door de afrondingsfouten te compenseren.

De radiale impulsdichtheid wordt gegeven door :

$$\begin{aligned}
 & \rho v'_{i,j} = \rho v_{i,j} \\
 & + dt \left[\frac{1}{r_{j+\frac{1}{2}}} \left(r_j \frac{v_{i,j} + v_{i,j-1}}{2} F_z - r_{j+1} \frac{v_{i,j} + v_{i,j+1}}{2} F_n \right) \right. \\
 & \quad + \frac{1}{dz} \left(\frac{u_{i-1,j} + u_{i-1,j+1}}{2} F_w - \frac{u_{i,j} + u_{i,j+1}}{2} F_o \right) \\
 & \quad \quad + \frac{1}{dr} (P_{i,j} - P_{i,j+1}) \\
 & \left. + \mu (\rho v_{i+1,j} + \rho v_{i-1,j} + \rho v_{i,j+1} + \rho v_{i,j-1} - 4\rho v_{i,j}) \right]
 \end{aligned} \tag{60}$$

De termen F_n , F_o , F_z , F_w zijn de fluxen door de vier zijden (noord, oost, zuid, west) van het controlevolume. De flux door een zijde wordt bepaald door een lineaire interpolatie tussen de twee aanliggende knooppunten, gecorrigeerd voor de stroomopwaartse normale kromming van een kwadratische interpolatie. Bijvoorbeeld, voor de flux door de westzijde :

$$\begin{aligned}
 & \text{if} \left(\frac{u_{i-1,j} + u_{i-1,j+1}}{2} < 0 \right) \\
 F_w = & \frac{\rho v_{i,j} + \rho v_{i-1,j}}{2} - \frac{\rho v_{i+1,j} + \rho v_{i-1,j} - 2\rho v_{i,j}}{8}
 \end{aligned} \tag{61}$$

$$\begin{aligned}
 & \text{if} \left(\frac{u_{i-1,j} + u_{i-1,j+1}}{2} > 0 \right) \\
 F_w = & \frac{\rho v_{i,j} + \rho v_{i-1,j}}{2} - \frac{\rho v_{i,j} + \rho v_{i-2,j} - 2\rho v_{i-1,j}}{8}
 \end{aligned} \tag{62}$$

De axiale impulsdichtheid wordt volledig analoog berekend.

De berekening van de impliciete dichtheden is gebaseerd op een iteratieve aanpassing van de druk $P[i][j]$ met een waarde δP_{ij} . Tegelijk worden de dichtheden gecorrigeerd. De correcties worden toegepast volgens :

$$P^{N+1}_{i,j} = P^N_{i,j} + \delta P_{ij}$$

$$\begin{aligned} \rho^{N+1}_{i,j} &= \rho^N_{i,j} + \gamma^* \delta P_{ij} / C^2_{i,j} \\ \rho u^{N+1}_{i,j} &= \rho u^N_{i,j} + \phi^* dt^* \delta P_{ij} / dz \\ \rho v^{N+1}_{i,j} &= \rho v^N_{i,j} + \phi^* dt^* \delta P_{ij} / dr \\ \rho u^{N+1}_{i-1,j} &= \rho u^N_{i-1,j} - \phi^* dt^* \delta P_{ij} / dz; \\ \rho v^{N+1}_{i,j-1} &= \rho v^N_{i,j-1} - \phi^* dt^* \delta P_{ij} / dr \end{aligned}$$

De faktor ϕ vervult een rol vergelijkbaar met τ . Meestal wordt $\phi=1$ genomen.

Als konvergentiekriterium wordt nagegaan of het behoud van massa voldaan is binnen een bepaalde limiet ε ,

$$\begin{aligned} D_{ij} &= \rho^{N+1}_{i,j} - \rho'_{i,j} \\ &- \tau dt \left(\frac{r_j \frac{1}{2} \rho v^{N+1}_{i,j-1} - r_{j+1} \frac{1}{2} \rho v^{N+1}_{i,j}}{r_j dr} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\rho u^{N+1}_{i-1,j} - \rho u^{N+1}_{i,j}}{dz} \right) \end{aligned} \quad 63$$

Zolang $|D_{ij}| > \varepsilon$ wordt de druk aangepast met het bedrag

$$\delta P_{ij} = - \frac{\Omega D_{ij}}{\left(\frac{\partial D_{ij}}{\partial P} \right)} \quad 64$$

De faktor Ω is een relaxatiefaktor gekozen in het domein $0.0 < \Omega < 2.0$, en

$$\left(\frac{\partial D_{ij}}{\partial P} \right) = \frac{1}{(C^2)_{ij}} + 2\tau\phi dt^2 \left(\frac{1}{dr^2} + \frac{1}{dz^2} \right) \quad 65$$

zodat :

$$\partial P_{ij} = \frac{-\Omega D_{ij}}{\frac{1}{C^2_{i,j}} + 2\tau\phi dt^2 \left(\frac{1}{dr^2} + \frac{1}{dz^2} \right)} \quad 66$$

De adiabatische geluidssnelheid wordt berekend als :

$$C^2_{i,j} = \gamma^* R_{gas}^* T_{i,j}$$

De bekomen waarden worden dan gebruikt in de expliciete berekening van de nieuwe mengverhouding :

67

Uit de mengverhouding wordt de nieuwe temperatuur berekend. De nieuwe druk volgt uit de ideale gaswet.

De vergelijkingen worden aangevuld met gepaste randvoorwaarden. De vektorieële grootheden normaal op de vaste wanden zijn nul. De variabelen worden opgelegd aan de instromingsgrenzen, in de overige gevallen wordt een nulgradiënt verondersteld.

De beginvoorwaarden vormen een probleem apart. Het berekenen van een volledige en korrekte begintoestand is geen evidente opdracht. Een analytisch berekende potentiaalstroom-oplossing werd gebruikt als begintoestand voor de snelheden. De temperatuursverdeling werd bekomen door geleidelijk de verbrandingswarmte te verhogen. Te grote variaties leiden soms tot instabiliteit van de oplossing en divergentie, en meestal tot niet-fysische oplossingen. Deze instabiliteiten zijn een eigenschap van de gebruikte numerieke schema's. Een extra complicatie hierbij is dat de geluidssnelheid toeneemt met de temperatuur, en de maximale waarde van de tijdstap is beperkt door de geluidssnelheid. De tijdstap moet dus kleiner gekozen worden naarmate de verbrandingswarmte hoger is. Zoniet treden niet-fysische oscillaties op. Een kleinere tijdstap

verlengt uiteraard de duur van de simulatie.

Een pulserende stroming wordt bekomen door de randvoorwaarde aan de inlaat te variëren. Ook hier dient de tijdsstap voldoende klein te zijn om bruuske sprongen te vermijden, die kunnen leiden tot numerieke instabiliteit. Dit laatste maakt dat de simulatie een vrij langdurige berekening vergt.

De transportcoëfficiënten werden in deze simulatie konstant gehouden. Voor nauwkeurige berekeningen is een uitdrukking in functie van de temperatuur aangewezen.

10.3. Resultaten

De resultaten van de simulatie worden in deze paragraaf gepresenteerd aan de hand van figuren. De verdelingen van de specifieke massa, de mengverhouding, de temperatuur en de axiale en radiale snelheid kunnen door het programma gevisualiseerd worden. Eerst worden als voorbeeld de verschillende verdelingen van een stationaire vlam zonder konvektie getoond. Dan volgt een reeks temperatuurprofielen op verschillende momenten tijdens een pulsatiecyclus. De variaties als gevolg van geluid zijn namelijk het duidelijkst en het eenvoudigst te interpreteren op de temperatuursverdeling.

Om de duur van de berekeningen te beperken werd een verbrandingswarmte van slechts 1000 J/kg genomen. De akoestische excitatie had een frequentie van 25 Hz en een snelheidsamplitude van 1 m/s, gesuperponeerd op een gemiddelde stroming van 0.5 m/s. Dit stemt overeen met een geluidsniveau van 146dB. De tijdsstap bedroeg 5 μ s en de temperatuurprofielen werden iedere 400 tijdstappen opgenomen. De simulatie van één periode nam 48 uur op een IBM-486 computer.

De afbeeldingen op de volgende bladzijde tonen de berekende temperatuur, specifieke massa, axiale en radiale specifieke impuls van een stationaire vlam zonder konvektie. De getalwaarden onder de afbeeldingen zijn de minimale en maximale waarden, die overeenstemmen met de grenzen van het gebruikte kleurenspectrum.

11. Besluit

De resultaten van het computerprogramma tonen aan dat de simulatie van de invloed van geluid op een vereenvoudigd verbrandingsproces met behulp van klassieke numerieke technieken mogelijk is. Deze simulatie illustreert echter ook de hoge eisen met betrekking tot de rekencapaciteit die door een dergelijk probleem gesteld worden. Het beschouwde model toont in feite weinig meer dan de invloed van het geluid op de vorm van de vlam. Het blijkt duidelijk uit deze studie dat een simulatie die alle aspecten van de invloed van geluid op verbranding tegelijk in beschouwing zou nemen, het uiterste vergt van zowel de rekenmachines als van de numerieke technieken.

Referenties

- [1] The theory of sound. J.W.S. Rayleigh. Dover Publications, New York, 1945.
- [2] Mixing and combustion in turbulent gas jets. W.R. Hawthorne, D.S. Weddell, H.C. Hottel. 3th Symposium (International) on Combustion, pp 266-288. The Combustion Institute, 1952.
- [3] Driving standing waves by heat addition. P.L. Blackshear jr. 4th Symposium (International) on Combustion, pp 553-575. The Combustion Institute, 1953.
- [4] An investigation of vibrating flames. W.E. Kaskan. 4th Symposium (International) on Combustion, pp 575-591. The Combustion Institute, 1953.
- [5] The combustion of liquid fuels. D.B. Spalding. 4th Symposium (International) on Combustion, pp 847-864. The Combustion Institute, 1953.
- [6] Combustion of fuel droplets in a vibrating air field. S. Kumagai, H. Isoda. 5th Symposium (International) on Combustion, pp 129-132. The Combustion Institute, 1955.
- [7] The growth of disturbances in a flame-generated shear region. P.L. Blackshear jr. 6th Symposium (International) on Combustion, pp 512-522. The Combustion Institute, 1956.
- [8] New aspects of droplet combustion. H. Isoda, S. Kumagai. 7th Symposium (International) on Combustion, pp 523-531. The Combustion Institute, 1957.
- [9] Modern pyrotechnics. Fundamentals of applied physical pyrochemistry. H. Ellern. Chemical publishing co., New York, 1961.
- [10] Het verminderen van het lawaai van een oliegestookte residentiële centrale verwarming. R. Minne. Warmte en klimaat, No. 323, Nov 1962.
- [11] Virtual specific acoustic admittance measurements of burning solid propellant surfaces by a resonant tube technique. R. Strittmater, L. Watermeier, S. Pfaff. 9th Symposium (International) on Combustion, pp 311-315. The Combustion Institute, 1963.
- [12] Ultrasound. Physical, chemical and biological effects. Isaak Efimovich El'piner. Consultants bureau, New York, 1964.
- [13] Modern developments in fluid dynamics. An account of theory and experiment relating to boundary layers, turbulent motion and wakes. Vol. II. S. Goldstein. Dover Publications, New York, 1965.
- [14] Stability of laminar jet flames. I. Kimura. 10th Symposium (International) on Combustion, pp 1295-1300. The Combustion Institute, 1965.
- [15] Mechanisms of combustion instability. T.Y. Toong, R.F. Salant, J.M. Stopford, G.Y. Anderson. 10th Symposium (International) on Combustion, pp 1301-1313. The Combustion Institute, 1965.

- [16] An experimental investigation on high-frequency combustion oscillations. H. Tsuji, T. Takeno. 10th Symposium (International) on Combustion, pp 1327-1335. The Combustion Institute, 1965.
- [17] Principles and practices of incineration. R. Corey. John Wiley & sons, New York, 1969.
- [18] Chemical effects on sound propagation. T.Y. Toong. Combustion and Flame 18, pp 207-216. American Elsevier, New York, 1972.
- [19] Acoustic amplification during solid propellant combustion. M.M. Ibricic, H. Krier. Combustion and Flame 19, pp 379-391. American Elsevier, New York, 1972.
- [20] Theoretical hydrodynamics. L.M. Milne-Thomson. 5th edition. Macmillan, 1972.
- [21] Combustion aerodynamics. J.M. Beér, N.A. Chigier. Applied science publishers, London, 1972.
- [22] Some peculiarities of flames stabilized in pulsating streams. V. Sriramulu, C. Gupta, H. Heitland. Combustion and Flame 20, pp 1-4. American Elsevier, New York, 1973.
- [23] Computation of time-dependent laminar flame structure. L. Bledjian. Combustion and Flame 20, pp 5-17. American Elsevier, New York, 1973.
- [24] Experimental studies on the flame structure in the wake of a burning droplet. S.R. Gollahalli, T.A. Brzustowski. 14th Symposium (International) on Combustion, pp 1333-1343. The Combustion Institute, 1973.
- [25] Combustion noise : problems and potentials. A.A. Putnam, D.J. Brown. Combustion Technology : some modern developments. H.B. Palmer, J.M. Beér. Academic Press, New York, 1974.
- [26] The effect of pressure on the flame structure in the wake of a burning hydrocarbon droplet. S.R. Gollahalli, T.A. Brzustowski. 15th Symposium (International) on Combustion, pp 409-417. The Combustion Institute, 1974.
- [27] Combustion fundamentals for waste incineration. ASME, 1974.
- [28] Engineering calculations in radiative heat transfer. W.A. Gray, R. Muller. Pergamon press, 1974.
- [29] Low-frequency diffusion flame oscillations. A.J. Grant, J.M. Jones. Combustion and Flame 25, pp 153-160. American Elsevier, New York, 1975.
- [30] A numerical method for two-dimensional unsteady reacting flows. T.D. Butler, P.J. O'Rourke. 16th Symposium (International) on Combustion, pp 1503-1513. The Combustion Institute, 1975.

- [31] Combustion of sprays of liquid fuels. A. Williams. Elek science, London, 1976.
- [32] Acoustical oscillations in a combustion system with a flat flame. H. Schimmer, D. Vortmeyer. *Combustion and Flame* 28, pp 17-24. American Elsevier, New York, 1977.
- [33] Combustion. Irvin Glassman. Academic press, New York, 1977.
- [34] Amplification of an acoustic signal by a laminar, pre-mixed, gaseous flame. J.P. Roberts. *Combustion and Flame* 33, pp 79-83. American Elsevier, New York, 1978.
- [35] Entrainment, momentum flux and temperature in vertical free turbulent diffusion flames. H.A. Becker, S. Yamazaki. *Combustion and Flame* 33, pp 123-149. American Elsevier, New York, 1978.
- [36] Third order finite difference method for steady two-dimensional convection. B.P. Leonard, M.A. Leschziner, J. Mc Guirk. *Numerical methods in laminar and turbulent flows*. C. Taylor, K. Morgan, C.A. Brebbia. Pentech press, London, 1978.
- [37] Current problems in combustion research. F.A. Williams. *Dynamics and modelling of reactive systems*. W.E. Stewart, W. Harmon, R. Charles, C. Conley. Academic press, 1980.
- [38] Turbulence and aerosol coagulation in high intensity sound fields. G.A. Davidson, W. Jager. *Journal of Sound and Vibration* 72 (1), pp 123-126. Academic Press, London, 1980.
- [39] Numerical computations of turbulent reacting combustor flows. E.E. Khalil. *Numerical methods in heat transfer*. R.W. Lewis, K. Morgan, O.C. Zienkiewicz. John Wiley & sons, New York, 1981.
- [40] A computational procedure for three-dimensional recirculating flows inside can combustors. M.A.S. Eldin, D.B. Spalding. *Numerical methods in heat transfer*. R.W. Lewis, K. Morgan, O.C. Zienkiewicz. John Wiley & sons, New York, 1981.
- [41] Chemistry of stationary and non-stationary combustion. J. Warnatz. *Modelling of chemical reaction systems*. K.H. Ebert, P. Deuflhard, W. Jager. Springer Verlag, Berlin 1981.
- [42] Criteria for acoustic pressure oscillations to be driven by a diffusion flame. C.J. Lawn. 19th Symposium (International) on Combustion, pp 237-244. The Combustion Institute, 1982.
- [43] Unresolved problems in SO_x, NO_x, soot control in combustion, A. Levy. 19th Symposium (International) on Combustion, pp 1223-1242. The Combustion Institute, 1982.
- [44] Detailed computation of unsteady droplet dynamics. H.A. Dwyer, B.R. Sanders. 20th Symposium (International) on Combustion, pp 1743-1749. The Combustion Institute, 1984.
- [45] Acoustically generated turbulence and its effect on acoustic agglomeration. R. Tiwary, G. Reethof. *Journal of the acoustical society of America*, Vol. 76 No. 3, Sep 1984.

- [46] Hydrodynamic interaction of spherical aerosol particles in a high intensity acoustic field. R. Tiwary, G. Reethof. *Journal of Sound and Vibration* 108 (1), pp 33-49. Academic Press, London, 1986.
- [47] Acoustically enhanced combustion of coal-water slurry fuels. G. Reethof, A. Scaroni. *Inter-noise* 88, pp 895-898. 1988.
- [48] Numerical computation of internal and external flows. Volume 1 : fundamentals of numerical discretization. Charles Hirsch. John Wiley & sons, 1988.
- [49] Mixing of an acoustically pulsed air jet with a confined crossflow. P.J. Vermeulen, C.F. Chin, W.K. Yu. *Journal on Propulsion* 6 (6), pp 777-783. Nov-Dec 1990.
- [50] Un ensemble coherent de recherches sur la combustion : l'operation A3C. F. Dupoirieux, M. Desaulty. *Revue scientifique Snecma*, juin 1991, pp 15-26.
- [51] Stability of acoustic oscillations in a model Helmholtz-type pulse combustor. S.B. Margolis. 24th Symposium (International) on Combustion, pp 19-27. The Combustion Institute, 1992.
- [52] An acoustic instability theory for particle cloud flames. J. Buckmaster, P. Clavin. 24th Symposium (International) on Combustion, pp 29-36. The Combustion Institute, 1992.
- [53] Characteristics of turbulent fluctuations in jet diffusion flames. H. Yamashita, G. Kushida, T. Takeno. 24th Symposium (International) on Combustion, pp 311-316. The Combustion Institute, 1992.
- [54] Vorticity dynamics in three-dimensional pulsating co-flowing jet diffusion flames. J.C. Lasheras, A.L. Linan, A. Lecuona, P. Rodriguez. 24th Symposium (International) on Combustion, pp 325-332. The Combustion Institute, 1992.
- [55] Behavior of the lifted jet flame under acoustic excitation. Y.C. Chao, M.S. Jeng. 24th Symposium (International) on Combustion, pp 333-340. The Combustion Institute, 1992.
- [56] Combustion instabilities coupled by pressure waves and their active control. S.M. Candel. 24th Symposium (International) on Combustion, pp 1277-1296. The Combustion Institute, 1992.
- [57] Pulse combustion, recent applications and research issues. B.T. Zinn. 24th Symposium (International) on Combustion, pp 1297-1305. The Combustion Institute, 1992.
- [58] Simulation of large non-linear thermo-acoustic vibrations in a pulsating combustor. G. Benelli, G. De Michele, V. Cossalter, M. Da Lio, C. Rossi. 24th Symposium (International) on Combustion, pp 1307-1313. The Combustion Institute, 1992.
- [59] Batch combustion of cohesive carbon fines in a sound assisted fluidized bed combustor. R. Chirone, L. Massimilla, C. Scodellaro. 24th Symposium (International) on Combustion, pp 1323-1331. The Combustion Institute, 1992.
- [60] Numerical simulation of wick diffusion flames. S.H. Wu, L.D. Chen, *Journal of propulsion*

and power, Vol. 8 No. 5, pp 921-926, Sep-Oct 1992.

[61] Flame radiation and acoustic intensity measurements in acoustically excited diffusion flames. T.Y. Chen, U.G. Hegde, B.R. Daniel, B.T. Zinn. Journal of propulsion and power, Vol. 9 No. 2, pp 210-216, Ma-Apr 1993.

[62] Combustion. A study in theory, fact and application. Jerzy Chomiak. Gordon & Breach science publishers, New York, 1993.