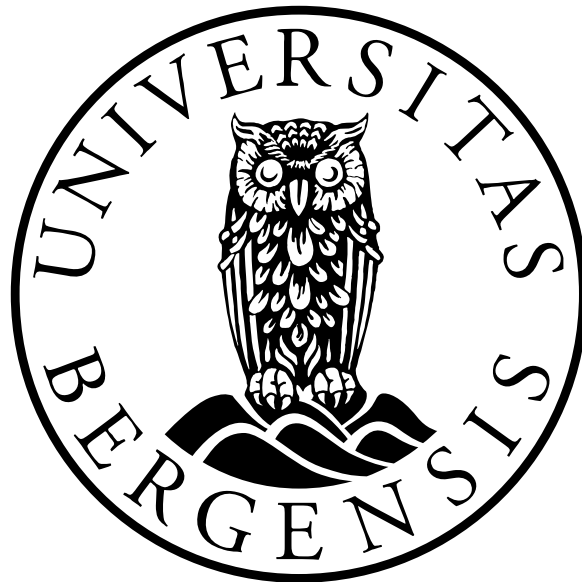


Eksperimentell bestemmelse av laminære
forbrenningshastigheter og Markstein-lengder for
H₂-luft blandinger tilsatt N₂/CO₂

Tor Martin Vrang Sund



Masteroppgave i prosess teknologi med fordypning i sikkerhet

Institutt for fysikk og teknologi

Universitetet i Bergen

Juni 2019

Sammendrag

CFD-baserte beregningsverktøy for konsekvensmodellering avhenger av pålitelige eksperimentelle data for å utføre korrekte risikoanalyser i industrien. I denne oppgaven er laminær forbrenningshastighet og Markstein-lengde estimert for hydrogen-luft blandinger fortynnet med inertgassene nitrogen (0-40 vol%) og karbondioksid (0-50 vol%) for ekvivalensforhold mellom 0,7 og 2,0. Det eksperimentelle oppsettet inkluderte et 20,235 liters kubisk kammer og et Schlieren-system. Estimering av laminær forbrenningshastighet og Markstein-lengde ble gjort med konstant-trykk metoden hvor en lineær og en ikke-lineær ekstrapoleringsmodell ble benyttet.

Resultatene viser en avtagende sammenheng mellom laminær forbrenningshastighet og volumprosent inertgass tilsatt. For nitrogen er sammenhengene lineære, mens for karbondioksid kan variasjonen beskrives av et annengrads polynom. Eksperimentene gir noe høyere laminær forbrenningshastighet enn tilgjengelige litteraturverdier for både N_2 og CO_2 , men differansen mellom estimatene og litteraturverdiene avtar med økende mengde inertgass og/eller økende ekvivalensforhold. Resultatene viser at den laminære forbrenningshastigheten halveres ved ca. 25 vol% tilsatt N_2 og ca. 15 vol% CO_2 . Tilsvarende reduseres det maksimale eksplosjonstrykket med opp til ca. 37% ved tilsetning av 50 vol% N_2 og opp til ca. 40% ved 40 vol% tilsatt CO_2 .

Metodene for estimering av laminær forbrenningshastighet i eksperimentene i denne oppgaven er i god overenstemmelse med publiserte data, men det er knyttet en del usikkerhet til databehandlingen, og spesielt til ekstrapoleringsområde og effekten av ustabiliteter på flammeoverflaten. Analysen av resultatene viser at Markstein-lengden er en svært sensitiv parameter, hvor det kreves bedre metoder for å kunne bestemme pålitelige verdier.

Abstract

CFD-based consequence modelling depends on reliable experimental data to perform accurate risk analysis in the industry. This thesis describes an experimental study aimed at measuring the laminar burning velocities and Markstein lengths of hydrogen-air mixtures diluted with nitrogen (0-50 vol%) and carbon dioxide (0-40 vol%) at equivalence ratios between 0.7 and 2.0. The experiments were conducted in a 20.235-litre cubical chamber, and the spherical flame propagation was captured with a Schlieren optical system. Laminar burning velocity and Markstein lengths were obtained with the constant pressure method (CPM) using a linear and non-linear relation between the flame speed and stretch rate.

Inerting shows a decreasing relation between the laminar burning velocity and vol% inert gas added to the system. It is shown to be a linear relation for nitrogen, and the relation in laminar burning velocity can be described by a second order polynomial for carbon dioxide. Obtained laminar burning velocities for both H₂-air-N₂ and H₂-air-CO₂ mixtures shows higher values than the ones available in the literature. Increased vol% inert gas added and/or increased equivalence ratio reduces the difference between literature-values and estimates obtained here. A reduction of a factor of two for the laminar burning velocity is achieved with 25 vol% N₂ or 15 vol% CO₂. Measurement of the maximum explosion pressures shows a reduction of up to about 37% with 50 vol% N₂ added, and up to about 40% with 40 vol% CO₂ added.

Although the methods applied for estimation of the laminar burning velocity and Markstein length results in relatively good estimates, there are several inherent uncertainties related to the approaches. The results are highly sensitive to the flame wrinkling and choice of extrapolation range. It is shown that the estimates for the Markstein length are very sensitive to certain parameters. Hence, future studies should adopt more accurate methods than the ones used here, to obtain more accurate and reliable values.

Forord

Denne masteroppgaven markerer slutten på masterstudiet i prosess teknologi med fordypning i prosessikkerhet ved Universitetet i Bergen. Jeg vil først og fremst få takke mine veiledere Trygve Skjold og Bjørn J. Arntzen på Institutt for fysikk og teknologi ved Universitetet i Bergen for en spennende oppgave og gode innspill underveis.

Av praktiske og sikkerhetsmessige årsaker er alle eksperimentene i denne oppgaven gjennomført i samarbeid med Morten Kvist. Det presiseres at det kun er rådataen som er lik i begge masteroppgavene, dvs. at dataanalysen og teksten ellers er eget arbeid.

Jeg vil også takke mekanisk verksted ved IFT som har bidratt til å løse store og små oppgaver på en tilfredsstillende måte, Wulme P. Dery (tidligere student ved UiB) for diverse tips, spesielt knyttet til Schlieren-oppsett, og Nabiha Chaumeix (CNRS-INSIS) som tok seg tid til å se på et sett med rådataer i et forsøk på å forklare årsaken til positive Markstein-lengder for magre H₂-luft blandinger. Jeg vil også få takke mine forelesere i studietiden som har bidratt med kunnskap relevant til oppgaven og andre fagområder, samt mine medstudenter som har bidratt med mye positiv energi i studiehverdagen.

Bergen, 03.06.2019

Tor Martin Vrang Sund

Innhold

Sammendrag	ii
Abstract	iii
Forord	iv
Innhold	v
Forkortelser og symboler	viii
Figurliste	x
Tabelliste	xiii
1. Introduksjon	1
1.1 Bakgrunn	1
1.2 Målet med oppgaven	2
1.3 Rammer og avgrensninger	3
2. Teori	4
2.1 Grunnleggende begreper	4
2.1.1 Forbrenning og eksplosjon	4
2.1.2 Ekvivalensforhold	5
2.1.3 Laminær forbrenningshastighet	6
2.1.4 Flammestrek og Markstein-lengder	7
2.2 Schlieren-teknikken	9
2.2.1 Forplantning av lys	9
2.2.2 Z-type Schlieren-oppsett	10
2.3 Beregning av laminær forbrenningshastighet	12
2.3.1 Ekstrapoleringsområde	12
2.3.2 Konstant-trykk metoden	13
2.3.3 Konstant-volum metoden	14
2.4 Termodynamikk	15
2.4.1 Reaksjonsrater	15
2.4.2 Termodynamikkens første lov	15
2.4.3 Varmekapasiteter	16
2.4.4 Varmeoverføring	16
3. Tidligere arbeid	18
3.1 Blandinger av H₂ og luft	18

3.2	Blandinger av H ₂ , luft og N ₂ /CO ₂	19
4.	Eksperimentell metode	23
4.1	Ekspløsjonskammer	23
4.2	Trykkmåling.....	24
4.3	Schlieren-oppsettet	24
4.3.1	Lyskilde og speil	24
4.3.2	Knivegg	25
4.3.3	Høyhastighetskamera	25
4.3.4	Optimalisering av Schlieren-oppsettet	26
4.4	Datainnsamling	26
4.5	Fremgangsmåte	27
4.6	Bestemmelse av laminær forbrenningshastighet.....	29
4.6.1	Dataanalyse.....	29
4.6.2	Ekstrapoleringsområde.....	30
4.6.3	Lineær ekstrapolering.....	32
4.6.4	Ikke-lineær ekstrapolering	33
4.6.5	Beregning av ekspansjonsforhold	34
5.	Resultater og diskusjon	36
5.1	Resultater fra konstant-volum metoden	36
5.1.1	Resultater H ₂ -luft	36
5.1.2	Diskusjon H ₂ -luft	40
5.1.3	Modifisert databehandling for H ₂ -luft	42
5.1.4	Resultater H ₂ -luft-N ₂	44
5.1.5	Diskusjon H ₂ -luft-N ₂	46
5.1.6	Resultater H ₂ -luft-CO ₂	50
5.1.7	Diskusjon H ₂ -luft-CO ₂	52
5.1.8	Sammenlikning av N ₂ og CO ₂	56
5.2	Resultater fra konstant-trykk metoden	60
5.3	Ekspløsjonstrykk	61
5.4	Feilkilder.....	63
5.4.1	Antagelsen om ideell gass	63
5.4.2	Ekstrapoleringsområde og tennenergi.....	64
5.4.3	Temperaturendringer	65

5.4.4	Initialtrykk	66
5.4.5	Lekkasje fra kammeret	67
5.4.6	Ikke-sfærisk bilde	67
5.4.7	Kammer og elektroder	68
5.4.8	Flammens form	69
6.	Konklusjon	70
7.	Forslag til videre arbeid	71
8.	Referanser	72
	Vedlegg A – Eksperimentell data	A1
	A.1. Hydrogen-luft	A1
	A.2. Hydrogen-luft fortynnet med nitrogen	A2
	A.3. Hydrogen-luft fortynnet med karbondioksid	A3
	Vedlegg B – Utregning av gasskonsentrasjon	B1
	Vedlegg C – Schlieren-bilder fra H ₂ -luft-N ₂ /CO ₂ blandinger	C1

Forkortelser og symboler

Forkortelser

CEC	Kjemisk likevektskalkulator (chemical equilibrium calculator)
fps	Bilder per sekund (frames per second)
Le	Lewis-tallet
Ma	Markstein-tallet

Latinske symboler

A_f	Flammens overflateareal	m^2
C_p	Varmekapasitet ved konstant trykk	$J \cdot K^{-1}$
$C_{p,m}$	Molar varmekapasitet ved konstant trykk	$J \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}$
C_v	Varmekapasitet ved konstant volum	$J \cdot K^{-1}$
$C_{v,m}$	Molar varmekapasitet ved konstant volum	$J \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}$
D	Molekylær diffusivitet	$m^2 \cdot s^{-1}$
E	Ekspansjonsforhold	-
κ	Flammestrek	s^{-1}
L_b	Markstein-lengde i produkter	m
n_i	Stoffmengde av forbindelse i	mol
p	Absolutt trykk	bar
p_i	Initialtrykk	bar
p_a	Partialtrykk til komponent a	bar
$p_{maks,ad}$	Adiabatisk maksimaltrykk (beregnet med CEC)	bar
R_u	Universell gasskonstant	$8,314 J \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}$
r_f	Flammeradius	m
S_f	Flammehastighet	$m \cdot s^{-1}$
S_{f_s}	Flammehastighet til strukket flamme	$m \cdot s^{-1}$
S_{f_u}	Flammehastighet til ustrukket flamme	$m \cdot s^{-1}$
S_u	Laminær forbrenningshastighet	$m \cdot s^{-1}$
S_{uL}	Laminær forbrenningshastighet i trykk-tid data	$m \cdot s^{-1}$
T	Temperatur	K
T_{ad}	Adiabatisk flammetemperatur (beregnet med CEC)	K
t	Tid	s
V_b	Volum av produkter	m^3
V_i	Volum av forbindelse i	m^3
V_{tot}	Totalvolum av gassblanding	m^3
V_u	Volum av reaktanter	m^3
V_v	Volum av kammer	m^3
$vol\%$	Volumprosent	%
x_i	Molfraksjon av forbindelse i	-

Greske symboler

α	Termisk diffusivitet	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
γ	Varmekapasitetsforhold, C_p/C_v	-
δ	Flammetykkelse	m
λ	Termisk konduktivitet/varmeledningsevne	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
ρ	Tetthet	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
ρ_u	Tetthet til reaktanter	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
ρ_b	Tetthet til produkter	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
ϕ	Ekvivalensforhold	-

Figurliste

Figur 1: Sammenhengen mellom flammehastighet og forbrenningshastighet (Eckhoff, 2016, s.19).	6
Figur 2: T.v.: Illustrasjon av Darrieus-Landau ustabilitet for en flamme ved tidspunkt t_1 og t_2 . T.h.: Illustrasjon av ustabilitet på en flamme ved tidspunkt t_1 og t_2 som følge av termisk diffusivitet (Ciccarelli og Dorofeev, 2008).....	9
Figur 3: Bilder av flammen fra hydrogeneksplosjon i luft med ekvivalensforhold på henholdsvis 0,7, 1,0 og 1,5.....	9
Figur 4: Z-type Schlieren-oppsett (Settles, 2001, s.42).	10
Figur 5: Prinsippskisse for et Schlieren-oppsett med en punktluskilde (Settles, 2001, s.33).....	11
Figur 6: Schlieren-bilde som viser flammen under en hydrogen-luft eksplosjon.	11
Figur 7: Flammehastighet som funksjon av strekk for henholdsvis en mager og en rik butan/luft-blanding (Kelley og Law, 2009).....	12
Figur 8: Grafen viser sammenhengen mellom flammehastighet og flammeradius for blandinger av metan/luft med forskjellige tennenergier (Bradley et al., 1996).	13
Figur 9: Laminær forbrenningshastighet som funksjon av ekvivalensforhold (Konnov et al., 2018).....	18
Figur 10: Bildeserie av flammeforplantningen i hydrogen-luft blanding fortynnet med 64 vol% N_2 under a) 1 g og b) 10^{-2} g (Qiao et al., 2007).	21
Figur 11: Eksplosjonskammer med Schlieren-oppsett.	23
Figur 12: Lyskilde, samlelinse og spalteåpning.....	24
Figur 13: Knivegg og høyhastighetskamera.....	25
Figur 14: Loggekort og skjerm bilde av loggesekvens fra Sotralogger.....	26
Figur 15: Schlieren-bilder av hydrogen-luft eksplosjoner tatt henholdsvis 1, 2 og 3 ms etter antenning, med varierende ventetid mellom injisering av trykkluft og antenning.....	28
Figur 16: T.v: Originalt bilde fra høyhastighetskamera. T.h: Tilsvarende binært bilde behandlet av MATLAB.	29
Figur 17: Flammens radius som funksjon av tid innenfor ekstrapoleringsområdet.	30
Figur 18: Flammeutvikling for en mager hydrogen-luft blanding med ekvivalensforhold 0,8.....	31
Figur 19: Lineær regresjon av flammehastighet som funksjon av strekkraten.....	32
Figur 20: Flammehastighet som funksjon av strekkrate sammen med en tilpasset ikke-lineær regresjonslinje.	33
Figur 21: Skjerm bilde fra CEC med likevektstilstanden for støkiometrisk hydrogen-luft blanding (Dandy, 2019).....	35
Figur 22: Flammeradius som funksjon av tid for utvalgte eksperimenter med hydrogen-luft blandinger.	37
Figur 23: Lineær ekstrapolering av ustrukket flammehastighet for utvalgte eksperimenter med hydrogen- luft blandinger.	37
Figur 24: Ikke-lineær ekstrapolering av ustrukket flammehastighet for utvalgte eksperimenter med hydrogen-luft blandinger.	38
Figur 25: Laminær forbrenningshastighet plottet mot ekvivalensforhold for hydrogen-luft blandinger... ..	39
Figur 26: Markstein-lengder plottet mot ekvivalensforhold for hydrogen-luft blandinger.....	39
Figur 27: Laminær forbrenningshastighet for hydrogen-luft blandinger.....	40
Figur 28: Markstein-lengder for hydrogen-luft blandinger.....	41
Figur 29: Schlieren-bilder fra hydrogeneksplosjon i luft ved henholdsvis $\varphi = 0,7, 1,0$ og $1,5$	42

Figur 30: Ustabilitet på flammeoverflaten i to forskjellige eksperimenter med støkiometrisk hydrogen-luft blanding.	42
Figur 31: Laminær forbrenningshastighet for hydrogen-luft blandinger.	43
Figur 32: Markstein-lengder for hydrogen-luft blandinger.	43
Figur 33: Radius som funksjon av tid for støkiometrisk hydrogen-luft/N ₂ blandinger.	44
Figur 34: Laminær forbrenningshastighet for hydrogen-luft-nitrogen blandinger som funksjon av vol% nitrogen tilsatt.	45
Figur 35: Markstein-lengde for hydrogen-luft-nitrogen blandinger som funksjon av vol% nitrogen tilsatt.	46
Figur 36: Litteraturverdier på laminær forbrenningshastighet med H ₂ -O ₂ -N ₂ blandinger med varierende volumfraksjon oksygen i oksidasjonsmiddelet (Aung et al., 1997; Egolfopoulos og Law, 1990; Hermanns et al., 2007).	47
Figur 37: Laminær forbrenningshastighet for støkiometriske H ₂ -luft blandinger som funksjon av vol% nitrogen tilsatt.	48
Figur 38: Markstein-lengde for støkiometriske H ₂ -luft blandinger som funksjon av vol% nitrogen tilsatt.	48
Figur 39: Schlieren-bilder ved samme flammeradius for støkiometriske hydrogen-luft blandinger tilsatt ulik mengde nitrogen.	49
Figur 40: Laminær forbrenningshastighet og Markstein-lengde for H ₂ -luft-N ₂ blandinger fra eksperimenter av Hu et al. (2009).	50
Figur 41: Laminær forbrenningshastighet for H ₂ -luft-karbondioksid blandinger som funksjon av vol% karbondioksid tilsatt.	51
Figur 42: Markstein-lengde for H ₂ -luft-karbondioksid blandinger som funksjon av vol% karbondioksid tilsatt.	51
Figur 43: Laminær forbrenningshastighet til støkiometrisk hydrogen-luft-CO ₂ blandinger som funksjon av vol% CO ₂ tilsatt.	53
Figur 44: Laminær forbrenningshastighet for hydrogen-luft/CO ₂ blandinger med $\phi = 0,7$ som funksjon av vol% tilsatt CO ₂	53
Figur 45: Markstein-lengde for hydrogen-luft/CO ₂ blandinger med $\phi = 0,7$ og $1,0$ som funksjon av vol% tilsatt CO ₂	54
Figur 46: Flammeoverflaten ved ca. samme radius for $\phi=0,7$ H ₂ -luft blandinger tilsatt ulik mengde CO ₂	55
Figur 47: Sammenlikning av effekten N ₂ og CO ₂ har på laminær forbrenningshastighet.	56
Figur 48: Sammenlikning av effekten N ₂ og CO ₂ har på Markstein-lengden.	57
Figur 49: Molar varmekapasitet ved 294 K og adiabatisk flammtemperatur, beregnet med CEC, som funksjon av tilsatt vol% N ₂ til H ₂ -luft blandinger.	58
Figur 50: Molar varmekapasitet ved 294 K og adiabatisk flammtemperatur, beregnet med CEC, som funksjon av tilsatt vol% CO ₂ til H ₂ -luft blandinger.	58
Figur 51: Påvirkning av gravitasjon ved lav flammehastighet i tre utvalgte blandinger.	59
Figur 52: Målt dynamisk trykk som funksjon av tid etter tenning.	60
Figur 53: Maksimalt eksplosjonstrykk fra trykkmålinger sammenliknet med teoretiske verdier.	61
Figur 54: Sammenlikning av maksimalt eksplosjonstrykk fra trykkmålinger i H ₂ -luft-N ₂ og H ₂ -luft-CO ₂ blandinger.	62
Figur 55: P _{maks} som funksjon av ekvivalensforhold.	63
Figur 56: Sammenhengen mellom kompressibilitetsfaktoren og trykk for noen gasser (Atkins og de Paula, 2014, s.46).	64

Figur 57: T.v.: Ekspansjonsforhold som funksjon av temperatur for støkiometrisk H ₂ -luft blanding. T.h.: Laminær forbrenningshastighet som funksjon av temperatur.	65
Figur 58: Elektrodenes påvirkning på gasstrømningen.	68
Figur 59: Eksempel på avvik fra perfekt sirkel.	69

Tabelliste

Tabell 1: Kategorisering av oksidasjonsprosesser med eksempler (Warnatz et al., 2006, s.4).....	4
Tabell 2: Brennbarhetsgrenser for noen utvalgte gasser (Eckhoff, 2016, s.14).....	4
Tabell 3: Konstanter for molare varmekapasiteter, $C_{p,m}/(JK - 1mol - 1)$, for gassene som er aktuelle i denne oppgaven (Atkins og de Paula, 2014, s.970).	16
Tabell 4: Oversikt over et utvalg av tidligere publiserte studier med tilsetning av fortynningsmidler til ulike gass-blandinger, samt metoden som er benyttet.	19
Tabell 5: Reaksjonsnummer og elementærreaksjoner for forbrenning av H_2 (Li et al., 2018).	22
Tabell 6: Volumetrisk oksygenkonsentrasjon i studiene til Aung et al. (1998), Egolfopoulos og Law (1990) og Hermanns et al. (2007), samt beregninger på hva dette tilsvarer i vol% tilsatt nitrogen for ekvivalensforholdene som er studert i denne oppgaven.....	46
Tabell 7: Beregnet laminær forbrenningshastighet og Markstein-lengde for blandinger med oppdriftseffekter.	59
Tabell 8: Kompressibilitetsfaktoren til gassene brukt i denne oppgaven ved 300 K og 1 atm (Zemansky, 1957, s.4-82 til 4-112).....	64
Tabell 9: Lufttrykk ved Florida på dager med eksperimenter.(Geofysisk institutt, 2019)	66

1. Introduksjon

Dette kapitlet beskriver bakgrunnen for masteroppgaven, samt innenfor hvilke rammer prosjektet er utført og hvilke avgrensninger og antagelser som er gjort.

1.1 Bakgrunn

Hydrogen får stadig flere anvendelsesområder og forbruket øker på grunn av flere og høyere krav til blant annet bærekraftig bruk av energi. Eksempler på bruksområder for hydrogen er kjemisk industri og brenselceller, hvor sistnevnte øker kraftig i omfang grunnet statlige insentiver og større prosjekter finansiert av for eksempel EU. Siden hydrogen er et lite molekyl, diffunderer det raskt og skaper derfor lett en brennbar gassky, sammenliknet med for eksempel metan som er en tyngre gass med større molekyler og dermed lavere diffusjonshastighet. Samtidig er hydrogen svært reaktivt, med svært lav minste tennenergi. Flammehastigheten er derfor relativt høy i forhold til andre brennbare gasser. Brennbarhetsområdet til hydrogen i luft er mellom 4 og 77 vol%, som innebærer at selv en liten lekkasje kan utgjøre en fare for brann eller eksplosjon, og dermed gjøre skade på mennesker og materielle verdier. Men, siden hydrogen har høy diffusivitet fortynnes gassen raskt til konsentrasjoner som er lavere enn nedre brennbarhetsgrense, samt at lav molekylvekt gir oppdrift, som gjør det lett å ventilere gassen ut i atmosfæren ved et åpent design (Eckhoff, 2016, s.12-14).

En eksplosjon som forekommer i et lukket område vil utgjøre en betydelig fare for bygningsstrukturen dersom denne ikke er designet for å tåle overtrykket generert av eksplosjonen. Skjer dette i et kjernekraftverk kan radioaktivt materiale slippes ut, slik som for eksempel kjernekraftulykken i Fukushima, Japan i 2011. Denne ble klassifisert til det høyeste nivået på skalaen til International Nuclear and Radiological Event Scale (INES). Etter at en tsunami ødela aggregatene til kjølevannssystemet, ble reaktorkjernen overopphetet og smeltet delvis ned. Dette førte til dannelse av hydrogen, og deretter en hydrogeneksplosjon som skadet bygningsstrukturen og førte til lekkasje av radioaktivt materiale. Energiproduksjonen fra kjernekraftverk utgjør 11,3% av verdens totale energiproduksjon, og flere land får over 50% av sitt energiforbruk fra disse kraftverkene, hvor Frankrike topper listen med 85,6%. Sikker drift av kjernekraftverkene er derfor nødvendig for å sikre energiproduksjonen (Rosvold og Hofstad, 2018; U.S. Energy Information Administration, 2018).

For å hindre flammeforplantning og begrense omfanget av en potensiell eksplosjon kan det tilsettes tilstrekkelige mengder inertgass til en brennbar gassblanding. Inertgasser er ikke-reaktive gasser som tilsettes for å hindre eller dempe uønskede kjemiske reaksjoner. Eksempler på inertgasser er nitrogen, karbondioksid og edelgasser som helium og argon. For å hindre en potensiell eksplosjon er det kritisk at inertgassen har tilstrekkelig høy konsentrasjon i hele den

brennbare gasskyen. Inertisering av store rom eller anlegg byr på praktiske utfordringer fordi spredning og innblanding av gass kan være tidkrevende. Ulempen med inertgasser som N_2 og CO_2 er at de medfører kvelningsfare.

Design av prosessanlegg spiller med andre ord stor rolle for konsekvensene av eventuelle eksplosjoner. Å utføre eksperimenter i et faktisk prosessanlegg lar seg vanskelig gjennomføre, først og fremst på grunn av kostnader. Det er også betydelige variasjoner mellom ulike installasjoner. I stedet for brukes derfor CFD-programvare (numerisk fluidodynamikk) som for eksempel FLACS (FLame Acceleration Simulator) og KFX-Exsim (Kameleon FireEx) til å estimere konsekvensene av utslipp, gasspredning, branner og eksplosjoner i komplekse geometrier (Gexcon, 2018; DNV GL, 2019). Siden formålet med CFD-programmene er å finne tilnærmede løsninger på partielle differensiallikninger for å estimere hendelsesforløp fra virkeligheten er det viktig å validere modellene mot resultatene fra realistiske eksperimenter. Formålet med studiene i denne oppgaven er å generere eksperimentelle data for laminære forbrenningshastigheter og Markstein-lengder for hydrogen-luft blandinger hvor nitrogen eller karbondioksid er brukt som flammehemmere. Dette kan på sikt resultere i mer pålitelige estimater for konsekvensen av hydrogeneksplosjoner i industrien.

Den laminære forbrenningshastigheten, S_u , er en grunnleggende størrelse i teorien for forbrenningsprosesser, og en nøkkelparameter i modellering av turbulent forbrenning. For å bestemme nøyaktige verdier for laminær forbrenningshastighet er det nødvendig å ta hensyn til flammestrekking, som blant annet kan kvantifiseres ved hjelp av Markstein-lengden, L (Varea et al., 2014; Kelley og Law, 2009).

1.2 Målet med oppgaven

Målet med oppgaven er å måle grunnleggende forbrenningsegenskaper for blandinger av hydrogen, luft og de inerte gassene nitrogen og karbondioksid. Laminær forbrenningshastighet og Markstein-lengder estimeres ved å observere sfærisk flammeforplantning med et z-type Schlieren-oppsett. Resultatene fra oppgaven kan anvendes i CFD-baserte beregningsverktøy som benyttes til konsekvensmodelleringer i forbindelse med risikoanalyser i industrien.

1.3 Rammer og avgrensninger

Prosjektet ble utført med utstyr stilt til disposisjon av Institutt for fysikk og teknologi (IFT) ved Universitetet i Bergen (UiB), og innenfor de tekniske og økonomiske rammene definert av veiledere og institutt.

Alle gasser som benyttes i denne oppgaven antas å kunne betraktes som ideelle. Dette begrunnes med at initialtrykket i eksperimentene kun er 1 bar og at gassene dermed oppfører seg tilnærmet som ideelle gasser (Atkins og de Paula, 2014, s.46).

I den opprinnelige databehandlingen ble det implisitt antatt kuleformede flammer med glatt overflate for alle eksperimentene. Det ble med andre ord ikke korrigert for ustabiliteter på flammeoverflaten eller avvik fra en perfekt kule. Det viste seg i etterkant av eksperimentene at det var vanskelig å korrigere for ustabilitet med de tilgjengelige dataene. En modifisert databehandling som ble gjennomført mot slutten av prosjektet indikerte at en tilnærmet korrigering for ustabiliteten på flammeoverflaten kan gjøres med visuelle observasjoner av flammeoverflaten fra Schlieren-bildene. På grunn av usikkerhetene forbundet med den visuelle observasjonen, samt et begrenset antall datapunkter innenfor det valgte ekstrapoleringsområdet, er resultatene fra den modifiserte databehandlingen er presentert i et eget kapittel (kapittel 5.1.3).

2. Teori

Dette kapittelet beskriver en del grunnleggende definisjoner og konsepter.

2.1 Grunnleggende begreper

I dette kapittelet beskrives noen grunnleggende begreper.

2.1.1 Forbrenning og eksplosjon

Forbrenning er en eksoterm prosess som resulterer i at varme og lys avgis. Reaktantene som inngår i en forbrenningsprosess kan være forblandet eller uforblandet, og strømmingen kan være turbulent eller laminær. Tabell 1 oppsummerer disse fire ytterpunktene med eksempler (Turns, 2000, s.6; Warnatz et al., 2006, s.5; Eckhoff, 2016, s.9-10).

Tabell 1: Kategorisering av oksidasjonsprosesser med eksempler (Warnatz et al., 2006, s.4).

Blanding av brensel og oksidant	Bevegelse av fluid	Eksempler
Forblandet	Turbulent	Gasseksplosjon Bensinmotor med gnist-antenne
	Laminær	Flat flamme Bunsen-brenner (lav hastighet)
Uforblandet	Turbulent	Jetbrann H ₂ /O ₂ -rakettmotor
	Laminær	Lighter Stearinlys

Eckhoff (2016, s.3) definerer en kjemisk eksplosjon som «...en eksoterm kjemisk prosess, som når den skjer i et konstant volum, gir opphav til en rask og betydelig trykkøkning». For at en eksplosjon skal forekomme må det være brensel, oksygen og en tennkilde tilstede, brensel og oksygen må være blandet, og den brennbare blandingen må være innenfor et avgrenset området og/eller i et område med obstruksjoner. Innestenging er ikke nødvendig for å få gasseksplosjoner, men både grad av innestenging og turbulensfremmende obstruksjoner vil bidra til trykkoppbyggingen. Det er også en forutsetning at gasskonsentrasjonen er innenfor brennbarhetsgrensene. Brennbarhetsgrensene angir henholdsvis nedre og øvre konsentrasjon der flammeforplantning er mulig. Tabell 2 viser brennbarhetsgrensene for noen utvalgte gasser.

Tabell 2: Brennbarhetsgrenser for noen utvalgte gasser (Eckhoff, 2016, s.14).

Brensel	Brennbarhetsgrenser [vol% i luft]	
	Nedre	Øvre
Metan	4,4	17,0
Etan	2,4	15,5
Propan	1,7	10,9
Hydrogen	4,0	77,0
Acetylen	2,3	100,0

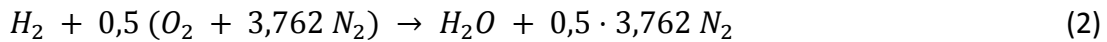
2.1.2 Ekvivalensforhold

Ekvivalensforholdet, ϕ , beskriver blandingsforholdet mellom brensel og oksidant (normalt O_2 eller luft) i en blanding, normalisert med tilsvarende blanding fra støkiometrisk blanding. Ved støkiometrisk forbrenning ($\phi=1$) konsumeres reaktantene fullstendig og gir kun H_2O og CO_2 som produkter.

$$\phi = \frac{\left(\frac{x_b}{x_{luft}}\right)_{blanding}}{\left(\frac{x_b}{x_{luft}}\right)_{støkiometrisk}} \quad (1)$$

hvor x_b og x_{luft} er molfraksjoner til henholdsvis brensel og luft. Ved overskudd av brensel er blandingen rik ($\phi>1$), og er det underskudd av brensel er blandingen mager ($\phi<1$).

Luft inneholder omtrent 21% O_2 og 79% N_2 (Warnatz et al., 2006, s.5-6). Balansert reaksjonslikning for hydrogen-luft blanding er da gitt ved:



I tillegg til bli oppgitt som ekvivalensforhold kan gasskonsentrasjon spesifiseres som volumprosent. Volumprosent er definert som:

$$vol\%_b = \frac{V_b}{V_{tot}} \cdot 100 \quad (3)$$

hvor V_b og V_{tot} er henholdsvis partialvolumet av brenselet og det totale volumet av gassblandingen. I eksperimentene i denne oppgaven beregnes gasskonsentrasjonen på bakgrunn av partialtrykk. Dette kan gjøres fordi det antas at alle gassene er ideelle. For en ideell gass kan det vises at volumprosenten av brensel er det samme som forholdet mellom partialtrykket til brensel (p_b) og det totale trykket (p_{tot}):

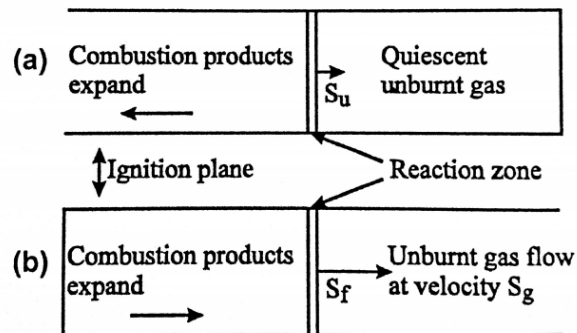
$$\frac{n_b}{n_{tot}} = \frac{V_b}{V_{tot}} = \frac{p_b}{p_{tot}} \quad (4)$$

hvor n_b og n_{tot} er henholdsvis stoffmengde av brensel og total stoffmengde til blandingen, og V_b og V_{tot} er henholdsvis volum av brensel og totalvolum av blandingen. Utledningen av formelen er vist i vedlegg B. Mulige feilkilder knyttet til antagelsen om ideell gass er oppsummert i kapittel 5.4.1.

På samme måte som for brensel, benyttes formel (5) også til beregning av nitrogen og karbondioksid i eksperimentene der disse er tilstede. Det er verdt å merke seg at ekvivalensforholdet blir uforandret selv om det tilsettes ekstra nitrogen eller luft. Dette kan enkelt vises hvis en antar at det kun er oksygen i oksidasjonsmiddelet. Siden forholdet mellom brensel og oksygen holdes konstant uavhengig av mengden inertgass som tilsettes vil ekvivalensforholdet forbli det samme.

2.1.3 Laminær forbrenningshastighet

Laminær forbrenningshastighet er en grunnleggende forbrenningsegenskap som beskriver hvordan en plan flamme forplanter seg inn i de statiske reaktantene foran flammen ved gitt temperatur og trykk. Det er viktig å ikke blande begrepene forbrenningshastighet og flammehastighet, da disse defineres for ulike referansesystemer. Flammehastigheten, S_f , er hastigheten som flammefronten beveger seg i forhold til en fast observatør, mens forbrenningshastigheten, S_u , er den hastigheten som flammefronten beveger seg inn i reaktantene. Figur 1 illustrerer en tenkt plan flamme i et rør med én åpen ende. Fra definisjonene av forbrennings- og flammehastighet ser en at i tilfelle a, med antenning i åpen ende, vil forbrenningshastigheten være lik flammehastigheten. I tilfelle b, med antenning i lukket ende, vil reaktantene bli dyttet ut av røret med en hastighet S_g som følge av ekspansjon av forbrenningsproduktene, samtidig vil flammen brenne inn i reaktantene med en hastighet S_u . Dette gjør at den observerte flammehastigheten, S_f , i dette tilfellet blir summen av S_u og S_g (Eckhoff, 2016, s.19-20).



Figur 1: Sammenhengen mellom flammehastighet og forbrenningshastighet (Eckhoff, 2016, s.19).

Situasjonen vist i figur 1b likner en sfærisk ekspanderende flamme med antenning i midten. Referansepunktet for måling av flammehastigheten er tenningspunktet, og flammen beveger seg ut fra dette punktet. Flammehastigheten (S_f) til en sfærisk ekspanderende flamme kan defineres som endring i flammeradius (r_f) over tid (t):

$$S_f = \frac{dr_f}{dt} \quad (5)$$

Når en gass brennes vil temperaturen øke og gassen ekspanderer i henhold til ideell gasslov. Det kan vises at sammenhengen mellom flammehastigheten og forbrenningshastigheten er:

$$S_f = E \cdot S_u \quad (6)$$

hvor S_u er den laminære forbrenningshastigheten og E er ekspansjonsforholdet som er gitt ved:

$$E = \frac{v_b}{v_u} \quad (7)$$

hvor V_u og V_b er volumet til henholdsvis reaktanter og produkter. Ekspansjonsforholdet kan også uttrykkes som tetthetsforholdet mellom produkter (ρ_b) og reaktanter (ρ_u) ettersom massen, m , i beholderen er konstant (Poinsot og Veynante, 2005, s.77).

2.1.4 Flammestrek og Markstein-lengder

En plan flamme er ustabil og diverse ustabiliteter vil i praksis føre til flammen strekkes. Siden flammen er utsatt for strekk må den derfor gjøres om til en flammehastighet uten strekk for å kunne beregne den laminære forbrenningshastigheten. Flammefronten som fanges på Schlierenbildene er den relative flammefronten i forhold til et referansepunkt, som her er antenningspunktet i midten av eksplosjonskammeret. Behandling av bildene gir dermed $r_f(t)$ som kan brukes til å beregne flammehastigheten ved bruk av formel (7). Strekkraten, κ , til flammen er definert som (Poinsot og Veynante, 2005, s.59 og 66; Chen et al., 2009):

$$\kappa = \frac{1}{A_f} \cdot \frac{dA_f}{dt} \quad (8)$$

For moderate strekkraten i en sfærisk flamme kan det antas en lineær sammenheng mellom flammehastigheten og strekkraten:

$$\kappa = \frac{1}{A_f} \cdot \frac{dA_f}{dt} = \frac{2}{r_f} \cdot \frac{dr_f}{dt} \quad (9)$$

Sammenhengen mellom flammeforplantningen og den globale strekkraten, κ , reflekterer den iboende stabiliteten til en forblandet flamme. Markstein-lengden er en parameter som direkte reflekterer flammens respons til strekk og også stabiliteten til flammen som følge av termisk diffusivitet. Markstein-lengden kan beregnes med hensyn på reaktantene (L_u), eller produktene (L_b). Disse to parameterne er ikke like, og det er sistnevnte som bestemmes i eksperimentene i denne oppgaven (Li et al., 2016; Bradley et al., 1996; Hisken, 2018; Omari og Tartakovsky, 2016).

Markstein-lengden, eller Markstein-tallet som er den normaliserte Markstein-lengden med hensyn på flammetykkelsen, δ :

$$Ma = \frac{L}{\delta} \quad (10)$$

brukes derfor ofte til å angi grad av stabilitet for en flamme. Positiv Markstein-lengde betyr at den laminære forbrenningshastigheten synker med økende strekkrate, og flammen blir mer stabil. Negativ Markstein-lengde gir motsatt effekt. Dette gjør at Markstein-lengden kan leses direkte ut fra $S_f - \kappa$ -kurven som den negative verdien av stigningstallet. Flammetykkelsen kan beregnes med blandingens termiske diffusivitet, α , eller kinematisk viskositet, ν (Kelley og Law, 2009; Li et al., 2016; Hisken, 2018).

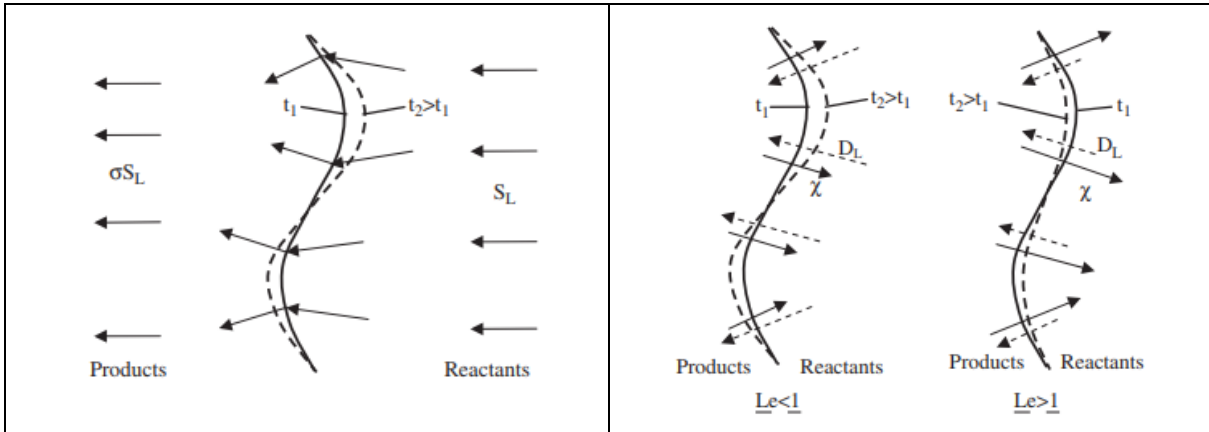
Ustabilitet som følge av termisk ekspansjon kan forklares med Darrieus-Landau ustabilitet. Darrieus-Landau ustabilitet innebærer at gassen fra begge sider av en konkav del av en flamme (sett fra reaktantenes side) vil ekspandere i samme retning, som vist til høyre i figur 2. Dette gjør at denne delen av flammen trykkes ytterligere fremover og gir opphav til større krumning. Det betyr at en flamme som i utgangspunktet er tilnærmet glatt kan få store krumninger. Den skrukkete overflaten kan stabiliseres eller bli mer ustabil som følge av ubalanse mellom den termiske diffusiviteten (α) og massediffusiviteten (D). Sammenhengen mellom α og D kan beskrives med Lewis-tallet:

$$Le = \frac{\alpha}{D} \quad (11)$$

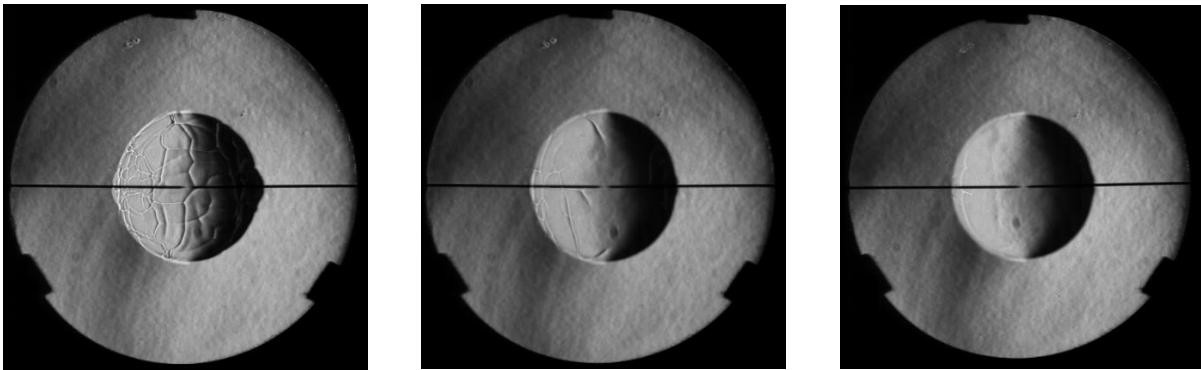
hvor α er den termiske diffusiviteten til blandingen og D er den molekylære diffusjonen til den begrensende reaktanten (dvs. brenselet for en mager blanding og oksidanten for en rik blanding). Lewis-tallet varierer derfor vanligvis med sammensetningen av blandingen (Ciccarelli og Dorofeev, 2008). For hydrogen/luft blandinger er Lewis-tallet mellom 0,39 og 0,89 for ekvivalensforhold i området 0,7-1,0, og mellom 0,89 og 2,0 for ekvivalensforhold i området 1,0-2,0 (Yanez og Kuznetsov, 2016).

Dersom den termiske diffusiviteten er mindre enn massediffusjonen, altså $Le < 1$, vil massediffusjonen samle den begrensende reaktanten foran konkave områder på flammen og dermed genereres en høyere temperatur i disse områdene som gir økt forbrenningshastighet fordi reaksjonsratene øker med økende temperatur. Konvekse områder gir motsatt effekt. Dette er illustrert henholdsvis øverst og nederst i figuren til høyre i figur 2. Gassblandinger med $Le > 1$ vil oppleve en stabiliserende effekt som følge av at varmeoverføringen fra produkter til reaktanter gir høyere temperatur i reaktantene bak konvekse områder på flammen og dermed øker forbrenningshastigheten i disse områdene, samtidig vil varmen spres bak konkave områder som reduserer forbrenningshastighet.

Med andre ord vil altså den termiske diffusjonen stabilisere flammen og motvirke effekten av massediffusjon som destabiliserer flammen. Dette innebærer at når den lette reaktanten i blandingen er lavere enn den støkiometriske konsentrasjonen vil de termisk-diffusive effektene fremme ustabilitet i flammen. Hydrogen er lettere enn luft og dermed vil økende innhold av hydrogen i blandingen føre til en mer stabil flamme. Dette fremkommer tydelig av bildene av flammen i figur 3 hvor økende ekvivalensforhold fører til en glattere flammeoverflate. (Landau og Darrieus referert i Ciccarelli og Dorofeev, 2008; Hisken, 2018)



Figur 2: T.v.: Illustrasjon av Darrieus-Landau ustabilitet for en flamme ved tidspunkt t_1 og t_2 . T.h.: Illustrasjon av ustabilitet på en flamme ved tidspunkt t_1 og t_2 som følge av termisk diffusivitet (Ciccarelli og Dorofeev, 2008).



Figur 3: Bilder av flammen fra hydrogeneksplosjon i luft med ekvivalensforhold på henholdsvis 0,7, 1,0 og 1,5.

2.2 Schlieren-teknikken

I denne oppgaven vil flammefronten bli observert ved hjelp av en optisk metode kalt Schlieren. Schlieren-teknikken er en metode for å observere endringer i brytningen av lyset. Schlieren-bilder viser med andre ord tetthetsgradienter, og kan for eksempel brukes til å observere sjokkbølger og flammer.

2.2.1 Forplantning av lys

Lysstråler som forplanter seg gjennom et homogent medie vil bevege seg i rette linjer fra lyskilden. Men luften er sjeldent homogen på grunn av fenomener som turbulens og termisk påvirkning, og lyset vil derfor bøyes på grunn av tetthetsforskjeller i mediet. Dette beskrives med brytningsindeksen, n :

$$n = \frac{c_0}{c} \quad (12)$$

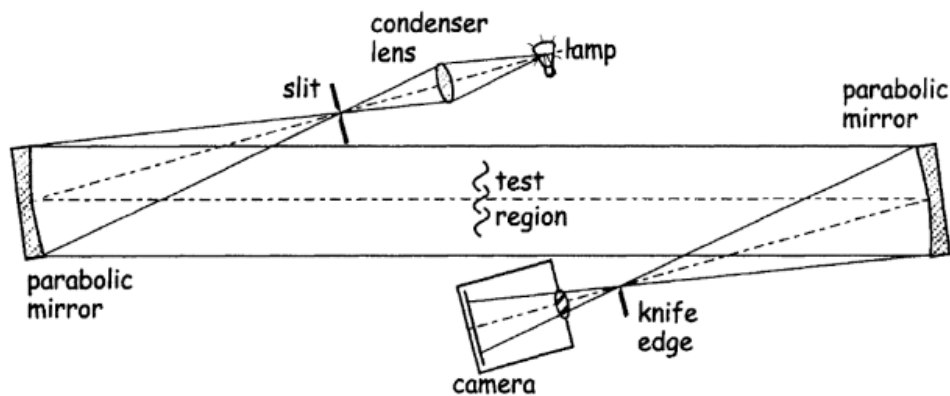
hvor c_0 er lyshastighet i vakuum ($3 \cdot 10^8$ m/s), og c er lyshastighet i mediet. Brytningsindeksen er avhengig av mediets tetthet, ρ og Gladstone-Dale konstanten som er spesifikk for hver enkelt gass:

$$n - 1 = k \cdot \rho \quad (13)$$

Bøyning eller refraksjon av lys over en distanse $\Delta z/\Delta t$ kan vises matematisk ved å se på et x, y, z-koordinatsystem, hvor z-aksen er retningen hvor lyset forplanter seg uten tetthetsendringer. Den matematiske utledningen vises ikke her da det ikke er nødvendig, men den kan finnes i for eksempel Settles (2001). Hovedpoenget fra utledningen er å vise sammenhengen mellom tetthetsgradienter og brytningsindeksen.

2.2.2 Z-type Schlieren-oppsett

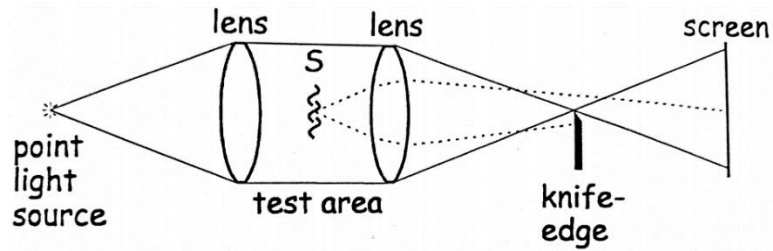
Figur 4 viser et typisk z-type Schlieren-oppsett på grunn av dets romlige anordning. Det er dette oppsettet som ble benyttet i denne masteroppgaven. Oppsettet består av en lyskilde som sender lys gjennom en konveks linse (samlelinse) og deretter gjennom et lite, sirkulært hull. Disse tre komponentene fungerer dermed som en utvidet punktkilde. Videre sendes lysstrålene mot et konkavt, vridd speil, før lyset går gjennom eksplosjonskammeret. Speilet på motsatt side av eksplosjonskammeret sender så lyset mot kniveggen og kameraet (Settles, 2001, s.42-45).



Figur 4: Z-type Schlieren-oppsett (Settles, 2001, s.42).

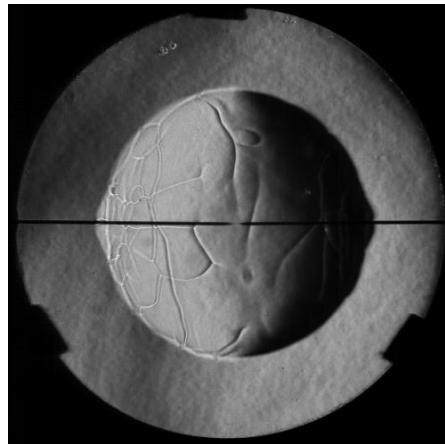
Kniveggen er plassert i fokuspunktet til det andre konkave speilet, og har som formål å redusere intensiteten til det innkommende lyset. Intensiteten til lysstråler som ikke brytes i testområdet vil bli uniformt redusert av kniveggen. Mengden lys som blokkeres av kniveggen kalles «cutoff», og oppgis gjerne i prosent. Det er kun lysstråler som brytes normalt på kniveggens plassering som observeres på Schlieren-bildet. Dette fordi lysstråler som er brutt i samme plan som kniveggens retning kun vil bevege seg i samme plan som kniveggen, og dermed ikke gi opphav til mer eller mindre «cutoff» (Settles, 2001, s.32-33).

Figur 5 viser en prinsippskisse for et Schlieren-oppsett. Settles (2001) har gitt en utvidet forklaring samt beskrivelse av flere metoder for Schlieren og skyggeteknikker.



Figur 5: Prinsippskisse for et Schlieren-oppsett med en punktlyskilde (Settles, 2001, s.33).

I praksis benyttes det en utvidet lyskilde da dette er mer anvendelig enn en punktlyskilde, men prinsippet for Schlieren er det samme for begge. Som de to stiplede linjene i skissen viser, vil objekt S i testområdet bøye lysstrålene slik at de beveger seg utenfor fokuspunktet. Lysstrålen som går over kniveggen vil lage et lyst punkt på Schlieren-bildet, mens lysstrålen som treffer kniveggen vil etterlate seg et mørkt punkt på bildet. Et eksempel på dette er vist i figur 6, hvor lyset som treffer flammen blir bøyd av og gir et bilde på hvordan flammen ser ut. Figuren viser også tydelig at flammens overflate er utsatt for krumningseffekter (Settles, 2001, s.32-33).



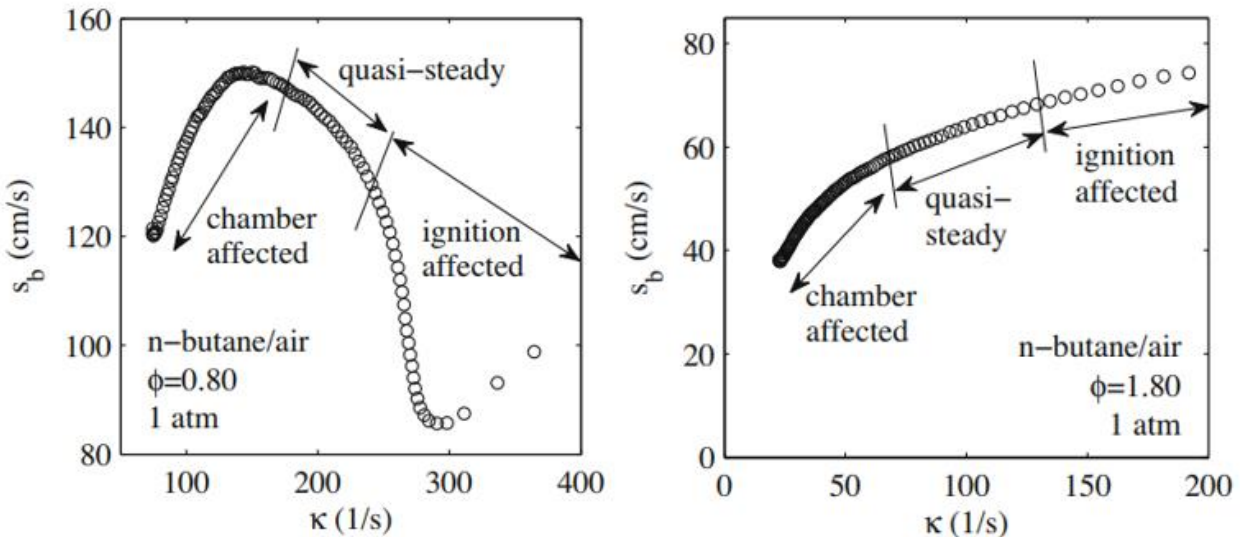
Figur 6: Schlieren-bilde som viser flammen under en hydrogen-luft eksplosjon.

2.3 Beregning av laminær forbrenningshastighet

Den laminære forbrenningshastigheten kan beregnes med konstant-trykk metoden som innebærer observasjon av flammefronten med for eksempel Schlieren-teknikken, eller konstant-volum metoden som baserer seg på målinger av trykkstigning som funksjon av tid.

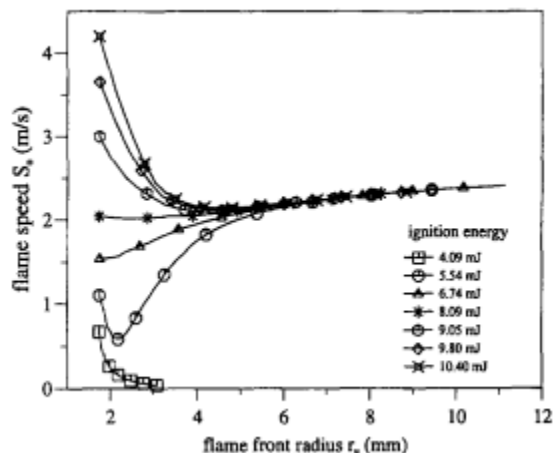
2.3.1 Ekstrapoleringsområde

For å kunne beregne flammehastigheten kan det velges et ekstrapoleringsområde hvor flammen ekspanderer fritt. Like etter tenning vil flammen være påvirket av energien fra tennkilden. Dette fører til at flammehastigheten øker raskt, noe som igjen fører til at flammen strekkes raskt. Som følge av at eksplosjonen skjer i et lukket kammer vil flammehastigheten reduseres ved et gitt punkt som følge av interaksjoner med kammerets vegger. Når flammehastigheten avtar samtidig som radiusen øker vil strekkraten reduseres. Mellom disse to ytterpunktene er det et område hvor flammehastigheten øker mens strekkraten reduseres. I dette området er flammen kvasi-stabil, og det er datapunktene i dette område som brukes til ekstrapoleringen. De tre områdene som nevnt ovenfor er vist i figur 7, der vises det også et par eksempler på ulike former kurvene kan ha (Kelley og Law, 2009).



Figur 7: Flammehastighet som funksjon av strekk for henholdsvis en mager og en rik butan/luft-blanding (Kelley og Law, 2009).

Valget av nedre flammeradius for ekstrapoleringsområdet for forbrenning av hydrogen i studier funnet i litteraturen er ikke godt begrunnet, og bærer preg av mye tilfeldighet. Chen et al. (2009a) fant at et typisk intervall i tidligere eksperimenter var 10-25 mm, men det er observert flere lavere verdier også. I en studie av blandinger av metan/luft kom Bradley et al. (1996) frem til at ved en radius på over 6 mm er flammehastigheten uavhengig av tennenergi (vist i figur 8).



Figur 8: Grafen viser sammenhengen mellom flammehastighet og flammeradius for blandinger av metan/luft med forskjellige tennenergier (Bradley et al., 1996).

Øvre flammeradius i ekstrapoleringsområdet er noe mer veldokumentert. Burke et al. (2009) konkluderte med at en øvre grense på maksimalt 30% av kammerets radius gjorde flammen relativt lite påvirket av kammerets avgrensning.

2.3.2 Konstant-trykk metoden

Konstant-trykk metoden (CVM) fanges forplantningen av flammen med et høyhastighetskamera i Schlieren- eller skyggeteknikk-oppsett. Dette gir en sammenheng mellom r_f og t . Konstantvolum metoden forutsetter neglisjerbar trykkøkning i ekstrapoleringsområdet, og grensen settes gjerne på 1% økning i trykket.

Lineær ekstrapolering

Dowdy et al. (1990) introduserte metoden med lineær ekstrapolasjon under antagelsen om at flammestrek er den eneste parameteren som påvirker flammens struktur:

$$S_{f_s} = S_{f_u} - L_b \cdot \kappa \quad (14)$$

hvor L_b er Markstein-lengden til produkter, κ er strekkraten og S_{f_s} og S_{f_u} er flammehastigheten til henholdsvis strukket og ustrukket flamme. Den lineære ekstrapoleringsmodellen er basert på antagelsene om at Lewis-tallet er tilnærmet lik 1, og at flammestrek er lite. Som følge av førstnevnte antagelse vil en forvente noe usikkerhet ved ekstrapolering med denne modellen, spesielt i hydrogen-luft blandinger hvor Lewis-tallet varierer mye. Lineær ekstrapolasjon for å finne ustrukket flammehastighet er mye brukt blant annet fordi metoden er særdeles enkel å bruke (Wu og Law, 1984; Kelly og Law, 2009; Wu et al., 2015).

Ikke-lineær ekstrapolering

Lineær ekstrapolering gir i de fleste tilfeller akseptabelt resultat, men det kreves forsiktighet ved bruk av denne sammenhengen for at resultatet skal være meningsfullt og nøyaktig. Dette innebærer tilstrekkelig mange datapunkter i datasettet og relativt lite flammestrek. Ved å avgrense utledningen til Ronney og Sivashinsky (1989) til at flammen også er adiabatisk og forplanter seg på en kvasi-stabil måte, kom Kelley og Law (2009) frem til en ikke-lineær sammenheng mellom strukket og ustrukket flammehastighet:

$$\left(\frac{S_{fs}}{S_{fu}}\right)^2 \ln\left(\frac{S_{fs}}{S_{fu}}\right) = -2 \frac{L_b \cdot \kappa}{S_{fu}} \quad (15)$$

Denne ikke-lineære ekstrapoleringsmodellen er også antatt å ha et lite flammestrek, men den gir et mer korrekt resultat for blandinger med $Le \neq 0$. Dette skyldes at modellen ikke setter noen begrensning for Lewis-tallet (Wu et al., 2015).

2.3.3 Konstant-volum metoden

Konstant-volum metoden benytter trykkmålingen til å estimere den laminære forbrenningshastigheten. Dermed er det ikke nødvendig med observasjon av flammen, som for konstant-trykk metoden. Faghih og Chen (2016) oppgir følgende antagelser for bruk av metoden:

- Både reaktanter og produkter behandles som ideelle gasser.
- Sfærisk ekspanderende flamme med uendelig tynn flammefront som er uten termiske og hydrodynamiske ustabiliteter.
- Likevekt oppnås umiddelbart bak flammefronten.
- Isentropisk kompresjon av produkter.
- Trykket er uniformt i hele kammeret til enhver tid.
- Stråling og oppdriftseffekter er neglisjerbare.

Det har også vært gjort antagelser om et konstant varmekapasitetsforhold basert på et gjennomsnitt av initial- og slutt-tilstanden, for å få en lineær sammenheng mellom flammefrontens radius, r_f , og trykket, p . Denne antagelsen er benyttet i formlene under. Mer nøyaktige uttrykk for massefraksjonen til produkter enn den nevnte lineære sammenhengen tar hensyn til at varmekapasiteten til reaktanter og produkter ikke er like og endrer seg med temperatur og sammensetting av blandingen (Luijten et al., 2009).

Den laminære forbrenningshastigheten, S_{uL} , ved et gitt trykk og temperatur er gitt ved (Dahoe, 2005):

$$S_{uL} = \frac{1}{3(p_{maks}-p_i)} \cdot \left(\frac{3V_p}{4\pi}\right)^{1/3} \frac{dp}{dt} \left(\frac{p_i}{p}\right)^{1/\gamma_u} \left[1 - \left(\frac{p_i}{p}\right)^{1/\gamma_u} \frac{p_{maks}-p}{p_{maks}-p_i}\right]^{-2/3} \quad (16)$$

hvor V_v er beholderens volum, p_i er initialtrykket, p_{maks} er det maksimale teoretiske trykket og γ_u er spesifikk varmekapasitet til reaktantene. Verdiene for S_{uL} benyttes videre til å beregne den laminære forbrenningshastigheten ved referansepunktet, S_{u0} . Dette gjøres ved å bruke minste kvadraters metode ved å tilpasse S_{u0} , α og β i formelen under til verdiene av S_{uL} :

$$\frac{S_{uL}}{S_{u0}} = \left(\frac{T_u}{T_{u0}}\right)^\alpha \left(\frac{p}{p_i}\right)^\beta \quad (17)$$

hvor T_u og T_b er temperatur i henholdsvis reaktanter og produkter. Adiabatisk kompresjon gir:

$$\frac{T}{T_i} = \left(\frac{p}{p_i}\right)^{(\gamma_u-1)/\gamma_u} \quad (18)$$

hvor T er temperatur ved et vilkårlig tidspunkt og T_i er initialtemperatur, slik at formel (17) kan omskrives til:

$$\frac{S_{uL}}{S_{u0}} = \left(\frac{p}{p_i}\right)^{\beta + \alpha((\gamma_u-1)/\gamma_u)} \quad (19)$$

2.4 Termodynamikk

Termodynamikken er læren om omvandling av energi til varme og arbeid, og omfatter både fysiske og kjemiske endringer (Atkins og de Paula, 2014). De viktigste konseptene som er relevant for denne oppgaven forklares nedenfor.

2.4.1 Reaksjonsrater

I henhold til Arrhenius likning vil økende temperatur føre til økende reaksjonshastighet som følge av at reaksjonens hastighetskonstant, k_r , øker med økende temperatur:

$$\ln k_r = \ln A - \frac{E_a}{RT} \quad (20)$$

hvor k_r er reaksjonens hastighetskonstant, A er en konstant (kalt frekvensfaktor) og E_a er aktiveringsenergien.

2.4.2 Termodynamikkens første lov

Indre energi er summen av kinetisk og potensiell energi til alle atomer, ioner og molekyler i et system. Dette leder oss til termodynamikkens første lov som sier at den indre energien til et isolert system er konstant, og definert som:

$$\Delta U = q + w \quad (21)$$

hvor U er indre energi, q er varme mottatt av systemet og w er arbeidet som gjøres på systemet.

Entalpi, H , sier noe om mengden varme i et system og er definert som:

$$H = U + pV \quad (22)$$

2.4.3 Varmekapasiteter

Varmekapasiteten til et stoff er et mål på hvor mye varme som må tilføres eller avgis for å endre temperaturen med 1 K. Varmekapasitet kan defineres ved konstant volum eller ved konstant trykk:

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \quad (23)$$

$$C_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p \quad (24)$$

Varmekapasiteten varierer med temperatur og kan beregnes fra empiriske likninger. Et forslag til en slik likning er:

$$C_{p,m} = a + bT + \frac{c}{T^2} \quad (25)$$

hvor a , b og c er eksperimentelt tilpassede konstanter som vist i tabell 3. Det finnes flere slike likninger med både flere og færre ledd.

Tabell 3: Konstanter for molare varmekapasiteter, $C_{p,m}/(\text{JK}^{-1}\text{mol}^{-1})$, for gassene som er aktuelle i denne oppgaven (Atkins og de Paula, 2014, s.970).

Molekyl	a	b/(10 ⁻³ K ⁻¹)	c/(10 ⁵ K ²)
H ₂	27,28	3,26	0,50
N ₂	28,58	3,77	-0,50
O ₂	29,96	4,18	-1,67
CO ₂	44,22	8,79	-8,62

For en ideell gass kan følgende sammenheng mellom de to varmekapasitetene vises:

$$C_p - C_V = nR_u \quad (26)$$

hvor n er stoffmengde og R_u er den universelle gasskonstanten. Det kan også vises et forhold mellom varmekapasitetene på bakgrunn av reversibel adiabatisk ekspansjon for en ideell gass.

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} \quad (27)$$

2.4.4 Varmeoverføring

Varme kan overføres ved varmeledning, konveksjon eller stråling. Varmeledning, eller termisk konduktivitet, er overføring av bevegelsesenergi mellom molekyler. Den termiske konduktiviteten, uttrykt som λ , angir et stoffs evne til å lede varme fra høy til lav temperatur.

Varmeledningsevnen til gasser avhenger av trykk, temperatur, polaritet og molekylstørrelse. Konveksjon er overføring av varme mellom en varm overflate og omkringliggende stoff, mens stråling er energioverføring i form av elektromagnetiske stråler (Roald, 2001, s.209; Poling et al., 2001, s.10.29-10.32).

Termisk diffusivitet, α , er et mål på hastigheten av varmeoverføring fra høy til lav temperatur, og er gitt ved formelen:

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p} \quad (28)$$

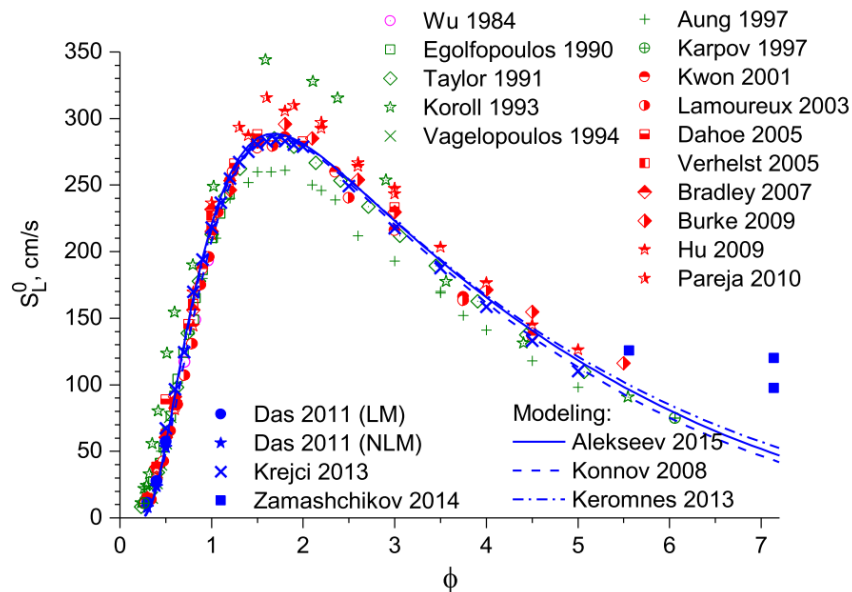
3. Tidligere arbeid

Eksperimentell bestemmelse av forbrenningshastigheter kan gjøres med en rekke forskjellige metoder, og både med stasjonære og ekspanderende flammer. Metodene for estimering av forbrenningshastighet og Markstein-lengde har blitt forbedret. Blant annet ved å ta i betraktning av flammen er påvirket av strekk, som tidligere har skapt relativt store forskjeller i forbrenningshastigheter. (Kelley og Law, 2009; Wu og Law, 1984) I dette kapitlet presenteres resultater fra tidligere arbeid funnet i litteraturen. I kapittel 5 benyttes en del av disse resultatene til sammenlikning med resultatene som oppnås i eksperimentene i denne oppgaven.

3.1 Blandinger av H₂ og luft

Det er gjort en rekke eksperimenter med hydrogen-luft blandinger for å bestemme laminær forbrenningshastighet og Markstein-lengde ved ulike ekvivalensforhold. Figur 9 er hentet fra en artikkel skrevet av Konnov et al. (2018), og viser oppnådde laminære forbrenningshastigheter fra både modellering og diverse eksperimentelle metoder som for eksempel:

- Pareja et al. (2010) brukte et brennerhode med dyser.
- Vagelopoulos og Egolfopoulos (1994) brukte brennerhoder i et oppsett med motstrøm (to-flamme).
- Krejci et al. (2013) brukte to sammenkoblede sylindere.
- Hu et al. (2009) brukte en sylinder.
- Koroll et al. (1993) brukte et sfærisk kammer med antenning i to punkter (dobbel-kjerne).
- Taylor (1991) brukte et sfærisk kammer.



Figur 9: Laminær forbrenningshastighet som funksjon av ekvivalensforhold (Konnov et al., 2018).

Foruten de publiserte studiene som vises i figur 9 inkluderes også studien fra Dery (2017) som sammenlikningsgrunnlag i kapittel 5. Dery (2017) studerte effekten av vandrdåper på den laminære forbrenningshastigheten i hydrogen-luft blandinger i det samme eksplosjonskammeret som ble benyttet i denne oppgaven.

3.2 Blandinger av H₂, luft og N₂/CO₂

Det er publisert relativt få studier som beskriver effekten av tilsetning av inertgasser til hydrogen-luft blandinger (Li et al., 2018). Studiene som er funnet i litteraturen er tatt med her, i tillegg benyttes et utvalg av studier med andre gassblandinger som naturgass/hydrogen og hydrogen/karbonmonoksid som referanser.

Tabell 4 gir en oversikt over studiene som er inkludert, samt hvilken gassblanding, fortynningsmidler og metoden som er benyttet. Under gis det en kort beskrivelse av hvilke eksperimenter som er gjort ved standard trykk og temperatur. Det er også gjort eksperimenter med lavere og høyere trykk og temperatur.

Tabell 4: Oversikt over et utvalg av tidligere publiserte studier med tilsetning av fortynningsmidler til ulike gassblandinger, samt metoden som er benyttet.

Referanse	Gassblanding	Fortynningsmiddel	Metode
Egolfopolos og Law (1990)	H ₂ -O ₂	N ₂	Motstrøms-brennerhoder
Taylor (1991)	H ₂ -luft	N ₂	Sfærisk kammer (r = 300 mm)
Aung et al. (1998)	H ₂ -luft	N ₂	Sfærisk kammer (r = 180 mm)
Kim et al. (2002)	H ₂ -luft	Halon 1301, N ₂ , CO ₂	Sfærisk kammer (r = 180 mm)
Lamoureux et al. (2003)	H ₂ -luft	40% He + 60% CO ₂	Sfærisk kammer (r = 125 mm)
Qiao et al. (2005)	H ₂ -O ₂	He, Ar, N ₂ , CO ₂	Sfærisk kammer (r = 180 mm)
Qiao et al. (2007)	H ₂ -luft	He, Ar, N ₂ , CO ₂	Sfærisk kammer (r = 180 mm)
Hermanns et al. (2007)	H ₂ -luft	N ₂	«Heat-flux»-brenner
Kishore et al. (2009)	H ₂ -O ₂	Ar, N ₂ , CO ₂	Brennerhode
Hu et al. (2009)	H ₂ -luft	N ₂	Sylinder (d = 180 mm)
Ji et al. (2009)	Naturgass-H ₂ -luft	CO ₂	Sfærisk kammer (r = 65 mm)
Weng et al. (2015)	H ₂ -CO-O ₂	N ₂ , CO ₂	«Heat-flux»-brenner
Li et al. (2016)	H ₂ -CO-luft	CO ₂	Sfærisk kammer (r = 700 mm)
Li et al. (2018)	H ₂ -O ₂	He, Ar, N ₂ , CO ₂	Såpeboble

Hydrogen-luft og hydrogen/oksygen

Egolfopolos og Law (1990) studerte forbrenningshastigheter i magre til moderat rike hydrogen/oksygen/nitrogen blandinger ved forskjellige trykk i området 0,2-2,25 atm. Oksygeninnholdet i oksidasjonsmidelet varierte mellom 7,4-30 vol%.

Taylor (1991) bestemte laminær forbrenningshastighet og strekkeffekter i en rekke brensel/luft blandinger, inkludert hydrogen-luft og støkiometrisk hydrogen-luft tilsatt 0-60 vol% nitrogen. Den maksimale laminære forbrenningshastigheten i hydrogen-luft blanding ble funnet å være 2,85 m/s ved ekvivalensforhold 1,4. Resultatene viser at tilsetning av nitrogen til støkiometrisk blanding gir en reduksjon i den laminære forbrenningshastigheten og en redusert Markstein-lengde som fører til ustabil flamme ved tilsetning av mer enn 10 vol% nitrogen.

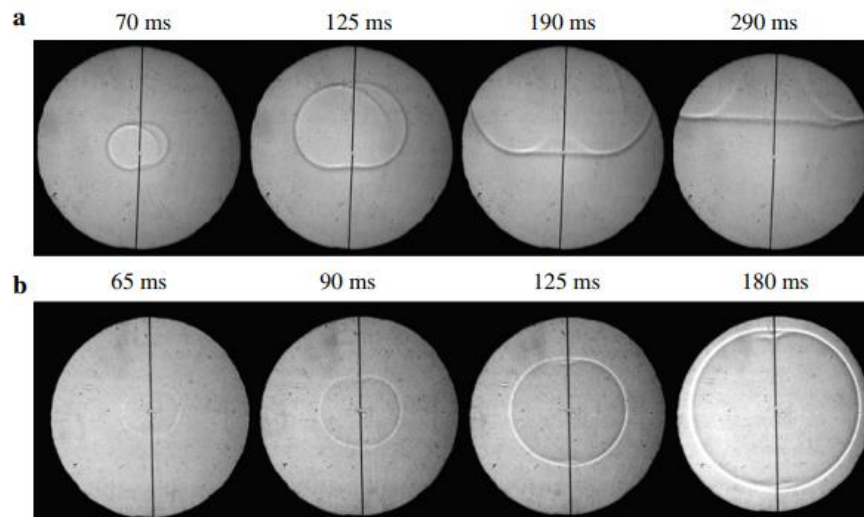
Aung et al. (1998) studerte effekten av positiv strekk på den laminære forbrenningshastigheten i H₂-luft blandinger som følge av endring i trykk og fortynning med nitrogen.

Kim et al. (2002) studerte effekten på den laminære forbrenningshastigheten i hydrogen-luft blandinger med fortynning med den kjemisk aktive halogenforbindelsen Halon 1301 (CF₃Br), og de kjemisk passive forbindelsene nitrogen og karbondioksid.

Lamoureux et al. (2003) brukte en blanding av 40% helium og 60% karbondioksid som fortynningsmiddel i hydrogen-luft blandinger for å lage eksperimentelle data som kunne brukes i modellering av flammeforplantning ved en nedsmelting i et kjernekraftverk. Den laminære forbrenningshastigheten anses å være en kombinasjon av termisk transport av varme i form av termisk diffusivitet og kjemiske reaksjoner. For å erstatte vanndamp, som er tilstede under en nedsmelting, må erstatningen ha de samme termodynamiske og transportegenskapene og være tilsvarende reaktiv. 40% He + 60% CO₂ ble funnet å være den kombinasjonen som tilsvarte disse kravene best.

Qiao et al. (2005) sammenliknet effekten til slukkemidlene helium, argon, N₂ og CO₂ i hydrogen/oksygen blandinger for å undersøke om det er mulig å bruke kjemisk passive forbindelser fremfor halogener som er kjemisk aktive stoffer, da disse lager forbindelser som er helseskadelige for levende organismer. Konklusjonen var at CO₂ var mer effektiv enn N₂ etterfulgt av henholdsvis argon og helium. Kishore et al. (2009) kom til en tilsvarende konklusjon i sin studie av hvilken effekt fortynning med argon, N₂ og CO₂ har på den laminære forbrenningshastigheten i blandinger av hydrogen og oksygen. Qiao et al. (2007) fortsatte arbeidet fra artikkelen skrevet av Qiao et al. (2005) med å se på fortynning av hydrogen-luft blandinger nær grensen av hva som er mulig å tilsette av fortynningsmiddel før det ikke lenger er noen flammeforplantning. Eksperimentene ble gjort med mikrogravitasjon (10⁻² g). Årsaken er at ved oppdriften av fluidet er større enn flammeforplantningen slik at flammen ikke klarer å forplante seg nedover og skape en sfærisk ekspanderende flamme. Denne effekten skjer for blandinger som har en

forbrenningshastighet som er mindre enn ca. 20 cm/s. I den nevnte studien resulterte dette i at fortynning med mer enn ca. 40 vol% CO₂ og 55 vol% N₂ ikke vil ekspandere sfærisk ved normal gravitasjon. Figur 10 viser forskjellen mellom normal gravitasjon og mikrogravitasjon. En tilsvarende studie av Ronney og Wachman (1985), som så på nedre brennbarhetsgrense til metan/luft blandinger, kom frem til samme effekt ved at nedre brennbarhetsgrense ved 1 g var ved en høyere konsentrasjon enn ved mikrogravitasjon.



Figur 10: Bildeserie av flammeforplantningen i hydrogen-luft blanding fortynnet med 64 vol% N₂ under a) 1 g og b) 10⁻² g (Qiao et al., 2007).

Hermanns et al. (2007) bestemte den laminære forbrenningshastigheten i H₂-luft blandinger fortynnet med nitrogen. Eksperimentene som ble gjort innebar å variere oksygeninnholdet i oksideringsmiddelet (oksygen + nitrogen) mellom 7-10 vol% for ekvivalensforhold 1,058, og variere ekvivalensforholdet mellom 0,7-3,1 og 0,7-0,95 med konstant oksygeninnhold på henholdsvis 7,7 og 10,77 vol% av oksidasjonsmiddelet.

Hu et al. (2009) som utførte eksperimenter med tilsetning av 0-15 vol% N₂ til hydrogen-luft blandinger og kom frem til at den laminære forbrenningshastigheten reduseres med økende andel nitrogen, og at Markstein-lengden reduseres noe med økende andel nitrogen.

Li et al. (2018) gjorde en sensitivitetsanalyse ved bruk av San Diego reaksjonsmekanismen på hydrogeneksplosjoner under inert atmosfære med He, Ar, N₂ og CO₂. San Diego mekanismen er en av flere mekanismer på kjemisk-kinetikk som er utviklet for modellering av forbrenningsprosesser. Reaksjonene som inngitt i analysen er listet i tabell 5. Av inertgassene som ble brukt i eksperimentene i denne artikkelen er det kun CO₂ som deltar direkte i reaksjonsmekanismen gjennom reaksjon R25. I R25 forbrukes hydrogenradikaler sammen med CO₂, noe som fører til at R1 går mot venstre i henhold til Le Châteliers prinsipp, og det dannes færre radikaler og dermed reduseres den laminære forbrenningshastigheten.

Tabell 5: Reaksjonsnummer og elementærreaksjoner for forbrenning av H₂ (Li et al., 2018).

Reaksjon nr.	Elementærreaksjoner	Reaksjon nr.	Elementærreaksjoner
R1	$H + O_2 \rightleftharpoons OH + O$	R10	$HO_2 + H \rightleftharpoons 2OH$
R2	$H_2 + O \rightleftharpoons OH + H$	R11	$HO_2 + H \rightleftharpoons H_2 + O_2$
R3	$H_2 + OH \rightleftharpoons H_2O + H$	R12	$HO_2 + H \rightleftharpoons H_2O + O_2$
R5	$2H + M \rightleftharpoons H_2 + M$	R13	$HO_2 + O \rightleftharpoons OH + O_2$
R6	$H + OH + M \rightleftharpoons H_2O + M$	R14	$HO_2 + OH \rightleftharpoons H_2O + O_2$
R8	$H + O + M \rightleftharpoons OH + M$	R25	$CO + OH \rightleftharpoons CO_2 + H$
R9	$H + O_2 + M \rightleftharpoons HO_2 + M$		

Hydrogen i kombinasjon med andre gasser

Ji et al. (2009) gjorde eksperimenter med tilsetning av CO₂ til blandinger av hydrogen og naturgass i forskjellige forhold. Eksperimentene viste at økende andel med CO₂ førte til en nedgang i den laminære forbrenningshastigheten. Weng et al. (2015) som studerte effekten på den laminære forbrenningshastigheten ved fortytning av H₂-CO-O₂ blandinger med N₂ og CO₂, kom frem til at fortytning med CO₂ gir en bedre effekt enn fortytning med N₂.

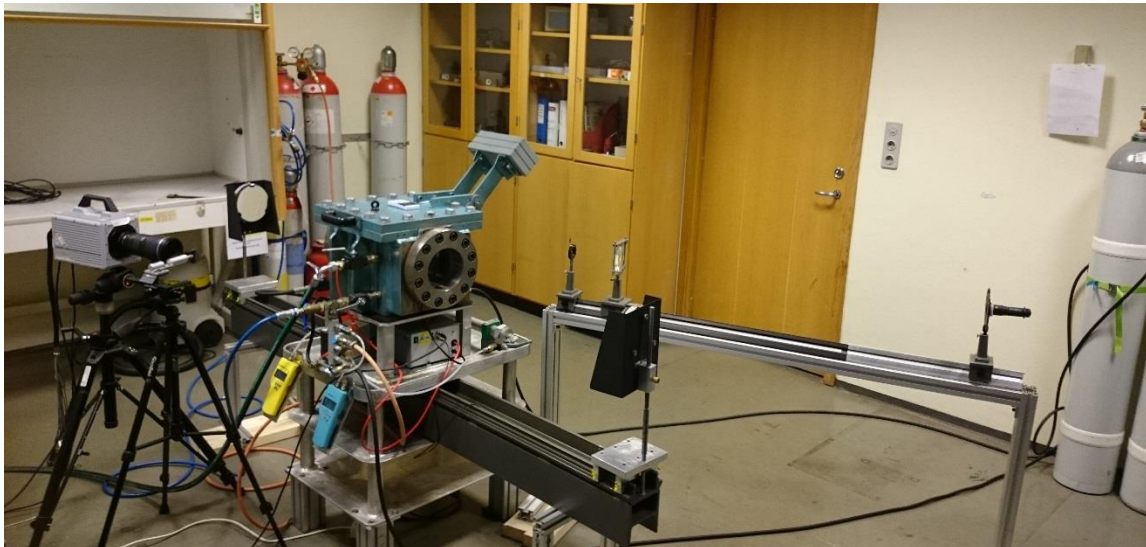
Li et al. (2016) undersøkte egenskapene til den laminære forbrenningshastigheten i magre og støkiometrisk H₂-CO-CO₂-luft blandinger og kom frem til at en økning i ekvivalensforhold fører til økt Markstein-lengde som følge av at hydrogen diffunderer lettere enn luft og dermed fører til en mer stabil flamme. Økt innhold av CO₂ fører til redusert laminær forbrenningshastighet som følge av en kombinert effekt av redusert adiabatisk temperatur, termisk diffusivitet og fordi CO₂ deltar aktivt i reaksjonen som vist i reaksjon R25 i tabell 5.

4. Eksperimentell metode

Dette kapittelet beskriver det eksperimentelle utstyret, fremgangsmåten og dataanalysen for estimeringen av laminær forbrenningshastighet og Markstein-lengde.

4.1 Eksplosjonskammer

Eksplosjonskammeret som ble benyttet ble bygget av Skjold (2003) i forbindelse med hans masteroppgave, og har siden blitt modifisert og brukt i masteroppgavene til Halland (2015) og Dery (2017). Kammeret er tilnærmet kubisk med indre dimensjoner 27,5 cm×27,5 cm×26,7 cm og et innvendig volum på 20 235 cm³, målt med vannfylling av både Halland og Dery (Halland, 2015; Dery, 2017). To runde vinduer med diameter 14,4 cm er montert på motstående sider av kammeret for å gi fri sikt gjennom kammeret for Schlieren-systemet. I midten av kammeret er det montert to elektroder for antenning, og lengden på gnistgapet var 2,8-3,0 mm i alle eksperimentene. Gassene som ble benyttet er hydrogen, nitrogen og karbondioksid, alle med renhet 99,999%, og trykkluft fra gassflaske. For rengjøring av kammeret etter hvert eksperiment benyttes trykkluftanlegget ved instituttet. Figur 11 viser et bilde av oppsettet av Schlieren-oppsettet med lyskilden til høyre i bildet og høyhastighetskameraet til venstre.



Figur 11: Eksplosjonskammer med Schlieren-oppsett.

I de innledende testene ble det observert en liten lekkasje fra kammeret og/eller fra rørsystemene tilkoblet kammeret. Lekkasje fører for det første til en sikkerhetsrisiko, og for det andre fører det til at gassblandingen i kammeret blir unøyaktig målt. En undersøkelse av mulige lekkasjepunkter viste at kuleventilen mellom vakuumpumpen og kammeret ikke lukket seg helt ordentlig, denne ble derfor skiftet ut. En ny lekkasjetest ble foretatt og det viste seg at det fortsatt var en liten lekkasje i systemet. Omfattende lekkasjetesting med bruk av såpevann og trykksetting

ble foretatt i alle mulige lekkasjepunkter uten resultat. Trykkfallet i kammeret ble målt ved flere undertrykk for å undersøke om dets påvirkning var akseptabel eller ikke. Målingene viste et trykkfall på 0,0004-0,0006 bar/minutt i området hvor mesteparten av tiden under gassfylling brukes. Kapittel 5.4.5 beskriver hvordan dette påvirker den laminære forbrenningshastigheten.

4.2 Trykkmåling

For måling av det dynamiske trykket ble det brukt en trykksensor av typen 701A fra Kistler sammen med en ladningsforsterker av typen 5015 fra Kistler. Trykksensoren kan måle trykk i området 0-250 bar, og er kalibrert i intervallene 0-2,5, 0-25 og 0-250 bar, hvorav det midterste kalibreringsintervallet ble benyttet i denne oppgaven. Trykksensoren, sammen med ladningsforsterkeren, ble kontrollert mot faste trykk i startfasen av prosjektet for å hindre feilmålinger under eksperimentene. Måleusikkerheten til sensor og ladningsforsterker er maksimalt $\pm 0,1\%$. Drift som følge av temperaturpåvirkninger kan imidlertid påvirke målingene.

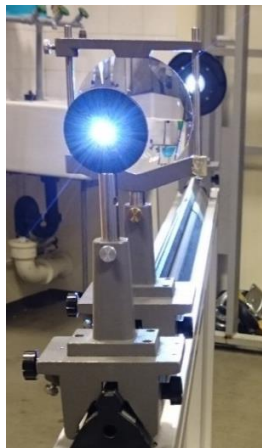
4.3 Schlieren-oppsettet

Teorien bak Schlieren-systemet er beskrevet i kapittel 2.2. Under følger en beskrives de optiske komponentene i Schlieren-oppsettet som ble brukt i denne oppgaven (vist i figur 4).

4.3.1 Lyskilde og speil

Ved filming med høyhastighetskamera er det viktig at lyskilden drives av likevektstrøm. Lyskilden som ble benyttet var en LED-lommelykt med lysintensitet fra 220 til 280 lumen, med mulighet for fokusering av lyset. Den høyeste lysstyrken ble benyttet i eksperimentene beskrevet her.

Lyset fra lykten sendes gjennom en samlelinse og videre gjennom en sirkulær spalteåpning plassert i fokuspunktet til det første speilet. Spalteåpningen, som her er en irismembran, fungerer i praksis som lyskilden i Schlieren-systemet. Figur 12 viser oppsettet for lyskilden.



Figur 12: Lyskilde, samlelinse og spalteåpning.

To sfæriske speil, med en diameter på 150 mm og fokuslengde på ca.150 cm, var montert på en metallbjelke. Bjelken hvilte på to frittstående stativer, og ikke på riggen til eksplosjonskammeret. Dette ble gjort for at eventuelle vibrasjoner forårsaket av eksplosjonen ikke skulle føre til vridning av speilene som kan påvirke Schlieren-bildene. Avstanden mellom de to speilene var 212,5 cm, og de var sentrert i forhold til senter på vinduene i eksplosjonskammeret.

4.3.2 Knivegg

Kniveggen skal blokkere noe av det innkommende lyset før kameraet slik at tetthetsgradientene i flammefronten skal vises tydeligere. For å få en uniform brytning av lyset over hele Schlieren-bildet må kniveggen plasseres i fokuspunktet til det andre speilet i oppsettet (se figur 4). Kniveggen som ble benyttet var bladet fra en brytebladkniv som ble montert på en justerbar holder festet på et kamerastativ, som vist i figur 13. Dette nye oppsettet med en justerbar holder til knivbladet gjorde det lettere å finjustere posisjonen til knivbladet.



Figur 13: Knivegg og høyhastighetskamera.

4.3.3 Høyhastighetskamera

Figur 13 viser høyhastighetskameraet som ble benyttet. Kameraet, av typen Photron (2016) FASTCAM SA4, kan ta opptil 500.000 bilder per sekund (fps) og har en maksimal oppløsning på 1024×1024 piksler. I eksperimentene i denne oppgaven ble det valgt en bilderate på 13 500 fps for å få tilstrekkelig mange datapunkter i ekstrapoleringsområdet, samtidig som oppløsningen var på et akseptabelt nivå (512×512 piksler). Til bildebehandling ble programvaren Photron FASTCAM Viewer versjon 3.6.5.0 brukt sammen med MATLAB R2018a.

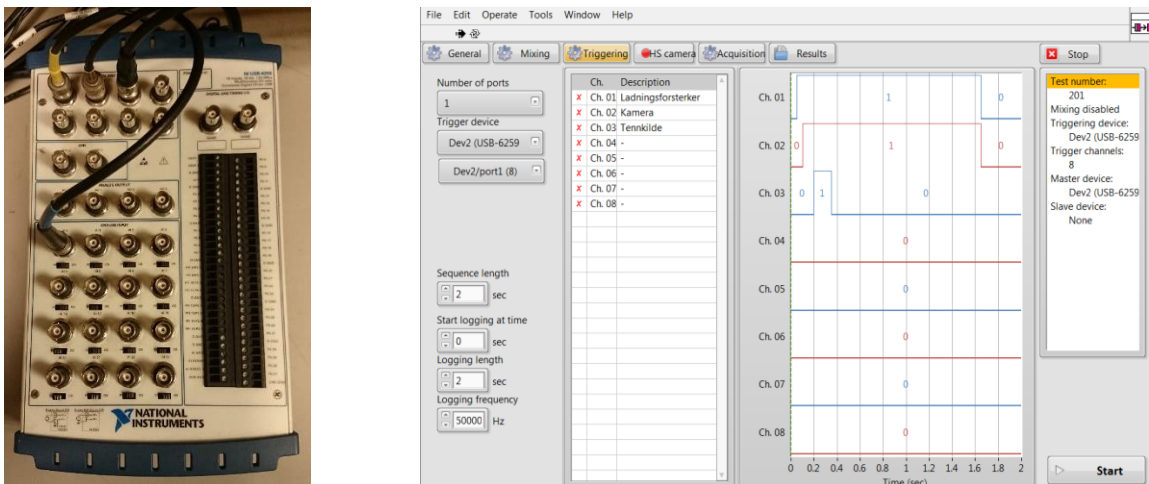
4.3.4 Optimalisering av Schlieren-oppsettet

For å få riktige forbrenningshastigheter ved bruk av Schlieren, er det viktig at bildet som detekteres av kameraet er skalert riktig. Ethvert avvik fra skaleringen vil føre til unøyaktigheter i estimeringen. Det ble derfor brukt mye tid på å få et så godt bilde som mulig. For å få til dette ble det tatt i bruk hjelpemidler som laser, vater, tommestokk og Matlab. Laseren ble brukt som hjelp til å sette alle komponentene i oppsettet i samme høyde. Tommestokk ble brukt til grovplassering av komponentene. Til finjustering ble Matlab benyttet for å kontrollere forholdet mellom høyde og bredde på bildet. For å redusere muligheten for at eksplosjonskammeret beveget seg under eksplosjoner ble hjulene erstattet med faste ben.

4.4 Datainnsamling

Loggekortet NI USB-6259 fra National Instrument, vist i figur 14, ble benyttet til datainnsamlingen. På grunn av begrenset minne har høyhastighetskameraet kun mulighet til å filme over en kort tidsperiode. Kortslutningen av ladningsforsterkeren må skje så nær eksplosjonens start som mulig for å nøyaktig utgangssignal.

Sekvensen for igangsetting av ladningsforsterker, kamera og tennkilde ble styrt i et Labview program kalt Sotralogger utviklet av Gexcon. Sekvensen er vist til høyre i figur 14. Loggetiden er 2 sekunder med en frekvens på 50 000 Hz.



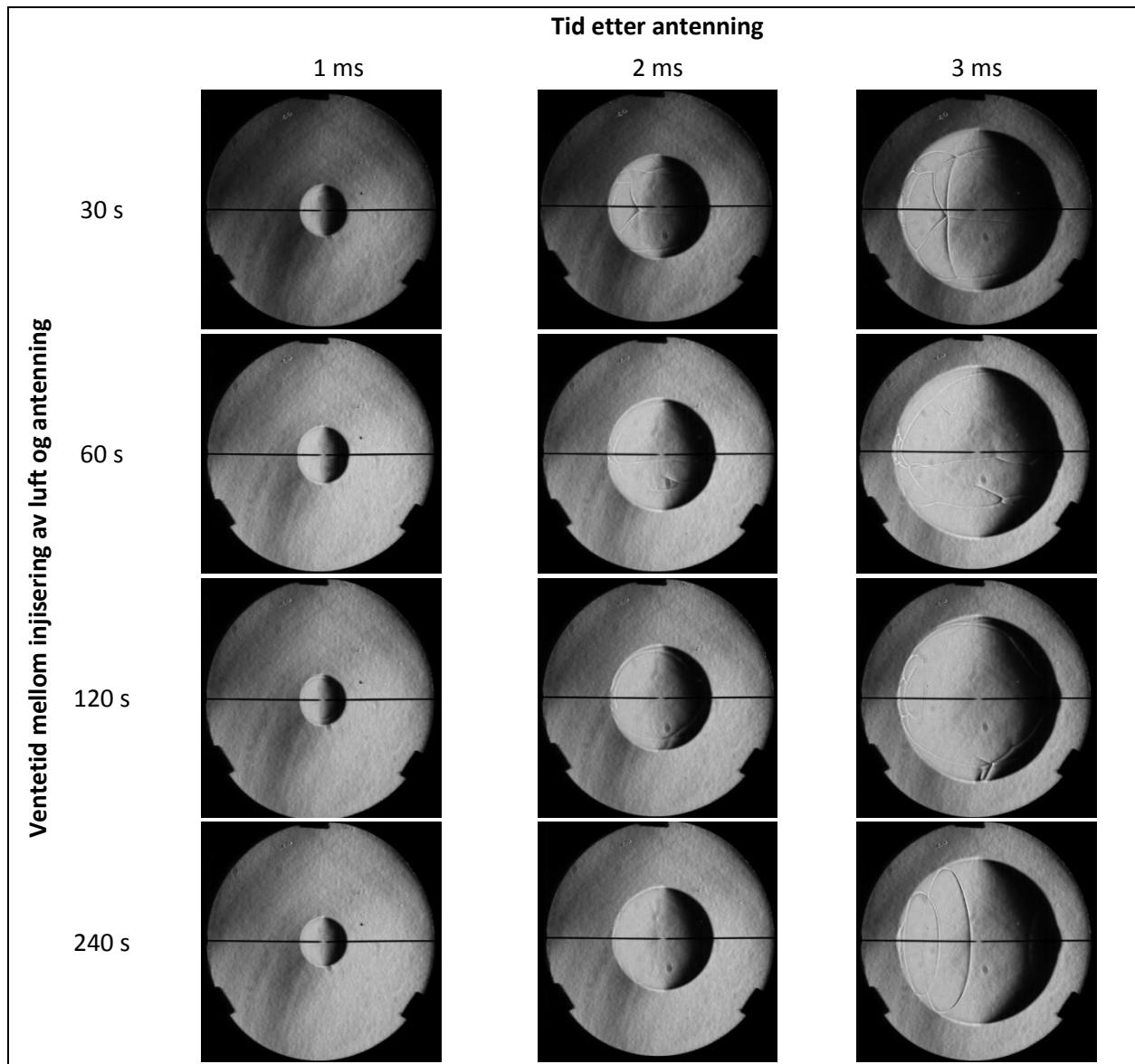
Figur 14: Loggekort og skjermbilde av loggesekvens fra Sotralogger.

4.5 Fremgangsmåte

En vakuumpumpe i Laboport-serien fra KNF Neuberger ble benyttet for å generere ønsket undertrykk i kammeret. Deretter ble de aktuelle gassene tilsatt etter partialtrykk-metoden. Trykkøkningen som følge tilsetting av gassene overvåkes ved bruk av en digital trykkindikator av typen DPI 705 fra Druck. For å sikre god blanding av gassene som var tilstede i eksplosjonskammeret ble luft fra et 0,6 L reservoar med et trykk på ca. 7 barg injisert (Skjold, 2003, s.226). Trykket i reservoaret ble målt med en trykkindikator av typen DPI 705 IS fra Druck. For gassblandingen med høye gasskonsentrasjoner måtte reservoartrykket reduseres til 3,5-6 barg. Etter at trykkluft var sluppet inn i kammeret ble trykket forsøkt justert til atmosfæretrykk med en nålventil. For å hindre utslipp av for mye gass blir trykket i kammeret før eksplosjonen var ikke trykket nødvendigvis nøyaktig lik atmosfæretrykket, men dette ble korrigert for i beregningene. Etter at trykket i kammeret hadde stabilisert seg ble alle ventiler lukket og loggesekvensen startet.

Hydrogengass er et lite molekyl og diffunderer derfor raskt. Dette gjør at trykkluft i utgangspunktet ikke trengs for å blande rene hydrogen-luft blandinger, noe som også ble vist av Dery (2017, s.55). Men på grunn av eksperimenter med tilsetting av nitrogen og spesielt karbondioksid som er større molekyler, ble trykkluft benyttet i alle forsøkene for å sikre like forsøksbetingelser.

Det ble foretatt en rekke innledende eksperimenter med en blanding av hydrogen-luft med $\phi = 1,6$ for å optimalisere ventetiden mellom injisering av trykkluft og antennelsestidspunktet. Det ble foretatt tester med antenning etter 30 sekunder, 1, 2 og 4 minutter. Figur 15 viser flammen henholdsvis 1, 2 og 3 ms etter antennelsestidspunktet. Som figuren viser var flammen noe mindre ved 30 sekunders ventetid, dette tyder på at blandingen har fått for kort tid til å blande seg ordentlig før antenning. Det observeres også små ujevnheter på flammen i alle de fire forsøkene, men de avtar med økt ventetid. Ujevnheter som ses i eksperimentene har ingen betydning for bildeanalysen i MATLAB. Det ble derfor valgt en ventetid på 1,5 minutter for å vente tilstrekkelig lenge slik at blandingen fikk nok tid til å blande seg.



Figur 15: Schlieren-bilder av hydrogen-luft eksplosjoner tatt henholdsvis 1, 2 og 3 ms etter antenning, med varierende ventetid mellom injisering av trykkluft og antenning.

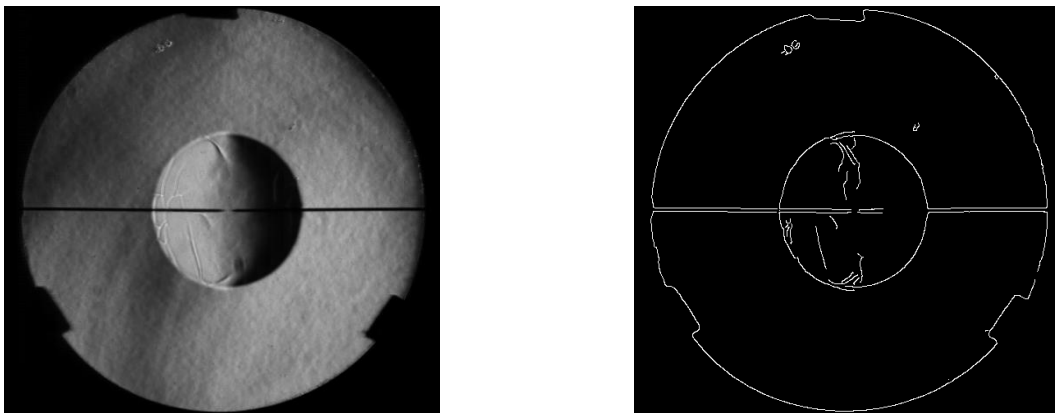
4.6 Bestemmelse av laminær forbrenningshastighet

Dette kapittelet beskriver fremgangsmåten som er benyttet for å estimere laminær forbrenningshastighet og Markstein-lengde med lineær og ikke-lineær ekstrapolering ved konstant-trykk metoden. Alle eksemplene i dette kapittelet gjelder for en støkiometrisk blanding av hydrogen og luft med mindre annet er spesifisert.

4.6.1 Dataanalyse

På grunn av det store antallet bilder som ble analysert for hvert eksperiment var det viktig å ha en effektiv måte å prosessere disse på. En MATLAB-kode utviklet av Pugh (2013, s.237) for digital analysing av Schlieren-bilder fra høyhastighetskamera ble derfor benyttet i denne oppgaven. Nedenfor gis en kort beskrivelse av denne koden.

Matlabkoden omgjør bildene fra gråtone til en binær matrise ved å bruke en algoritme som detekterer kanter. Alle piksler hvor lysintensiteten overstiger en gitt terskelverdi detekteres som en kant og får verdien 1, mens de øvrige pikslene får verdien 0. Terskelverdien ble satt til mellom 0,08-0,16 i denne oppgaven avhengig av lysintensiteten på bildene. Det originale gråtonebildet tatt av høyhastighetskameraet er vist til venstre i figur 16, mens det tilsvarende binære bildet fra MATLAB-koden er vist til høyre i figur 16.



Figur 16: T.v: Originalt bilde fra høyhastighetskamera. T.h: Tilsvarende binært bilde behandlet av MATLAB.

Programmet tar deretter ut en tynn stripe fra det binære bildet like over elektrodene, og flammens diameter beregnes ut fra dette beskjærte bildet. Dette gjøres for alle de valgte bildene i bildeserien, og verdiene eksporteres til et Excel dokument for videre prosessering. De beregnede diameterne er angitt i antall piksler og må derfor konverteres til mm. Dette ble gjort ved å holde et skyvelære innstilt på 10 mm foran et av vinduene på eksplosjonskammeret og ta et stillbilde med kameraet, for deretter å finne forholdet mellom piksler og mm. Denne prosedyren ble gjort på starten av hver dag det ble gjennomført eksperimenter, da utstyret kunne ha blitt flyttet på, og hver gang det ble gjort endringer i det optiske oppsettet.

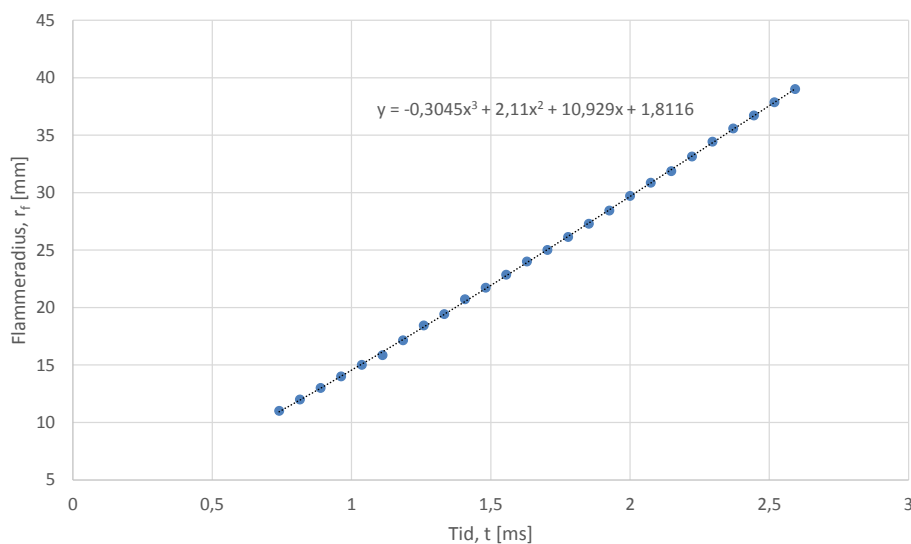
4.6.2 Ekstrapoleringsområde

Dette kapitlet beskriver valg av ekstrapoleringsområde for både den opprinnelige metoden og den modifiserte metoden. Det er ekstrapoleringsområdet for den opprinnelige metoden som benyttes videre i kapitlene 4.6.3-4.6.5.

Opprinnelig metode

Som beskrevet i kapittel 2.3.1 er det kun et avgrenset område av flammeforplantningen som kan benyttes til ekstrapolering av flammehastighet uten strekk. I denne oppgaven ble ekstrapoleringsområdet bestemt fra litteraturverdier og observasjoner av sammenhengen mellom S_{f_s} og κ fra eksperimentene, på tilsvarende måte som i figur 7. Bestemmelsen av den nedre grensen kunne vært gjort med et tilsvarende forsøk som vist i figur 8 for de ulike blandingene i denne masteroppgaven. Dette ville imidlertid krevd investering i en ny tennkilde, eller modifisering av den eksisterende, slik at den hadde gitt mulighet for justering av tennenergien. På bakgrunn av observasjonen til Chen et al. (2009a), samt at Dery (2017) satte nedre radius på 11 mm i det samme eksplosjonskammeret for blandinger av hydrogen-luft, ble nedre radius satt til 11 mm for den opprinnelige metoden også for eksperimentene utført for denne oppgaven. Øvre grense ble satt til 30% av kammerets tenkte sfæriske radius (som ble beregnet fra det minste målet på 26,7 cm i det kubiske kammeret) på bakgrunn av funnene til Burke et al. (2009). Dette tilsvarer 40 mm i kammeret som ble benyttet.

Flammeradiusen, funnet fra Schlieren-bildene, i ekstrapoleringsområdet ble plottet som funksjon av tid. I den opprinnelige metoden ble et tredje ordens polynom tilpasset $r(t)$ -kurven vist i figur 17. Som følge av få datapunkter i ekstrapoleringsområdet i den modifiserte metoden ble et andre ordens polynom benyttet for denne metoden.

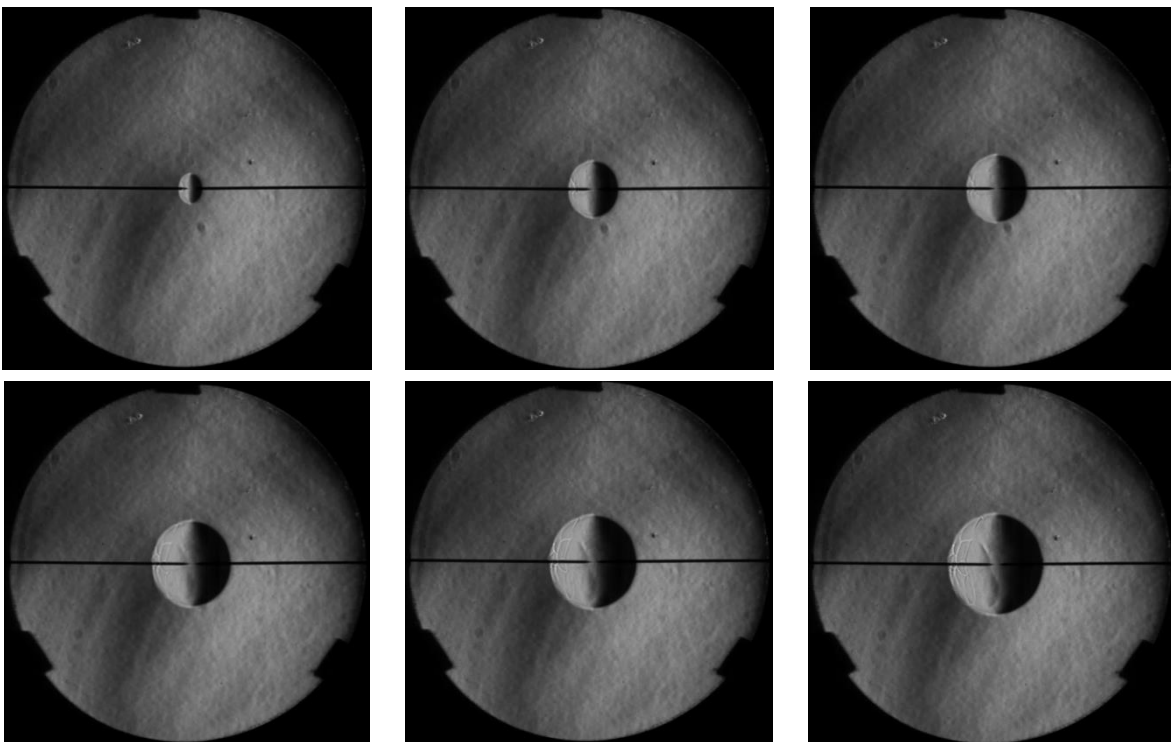


Figur 17: Flammens radius som funksjon av tid innenfor ekstrapoleringsområdet.

Modifisert metode

Som nevnt innledningsvis ble resultatene fra eksperimentene med hydrogen-luft evaluert med en alternativ metode siden den opprinnelige metoden ikke tok hensyn til ustabiliteter på flammen. En ustabil flamme vil gi økt flammeoverflate og/eller flammestrekking som følge av ustabiliteten. Derfor må den laminære forbrenningshastigheten og den tilhørende Markstein-lengden enten finnes i et ekstrapoleringsområde hvor flammen er stabil, eller så må det korrigeres for ustabilitet (Bradley, 2007). Dette er for eksempel tilfelle for magre hydrogen-luft blandinger, som gir krumninger på flammeoverflaten nesten med en gang på grunn av Darrieus-Landau ustabilitet og de termisk diffusive effektene, samt at energitilførselen fra tenningsprosessen også virker inn.

For å korrigere for ustabilitet på flammeoverflaten trengs det blant kjennskap til bølgelengder på flammeoverflaten. Bradley et al. (2007) brukte skyggeteknikk for å finne disse bølgelengdene, sammen med Schlieren for å bestemme flammehastighet. Siden de nødvendige dataene for korrigerings av resultatene ikke var tilgjengelig i denne oppgaven, ble flammeoverflaten observert visuelt fra Schlieren-bildene. Fra observasjonene ble en øvre ekstrapoleringsradius for det gitte eksperimentet definert. Figur 18 viser flammeutviklingen for en hydrogen-luft blanding med ekvivalensforhold 0,8. Som det vises i bildet nederst til venstre er det antydninger til en økende ustabilitet på flammeoverflaten, noe som gjør at flammehastigheten vil øke mer enn den ville gjort uten ustabilitetene. Radiusen til flammen på bilde øverst til høyre (14 mm) ble derfor valgt som øvre grense i dette eksperimentet.



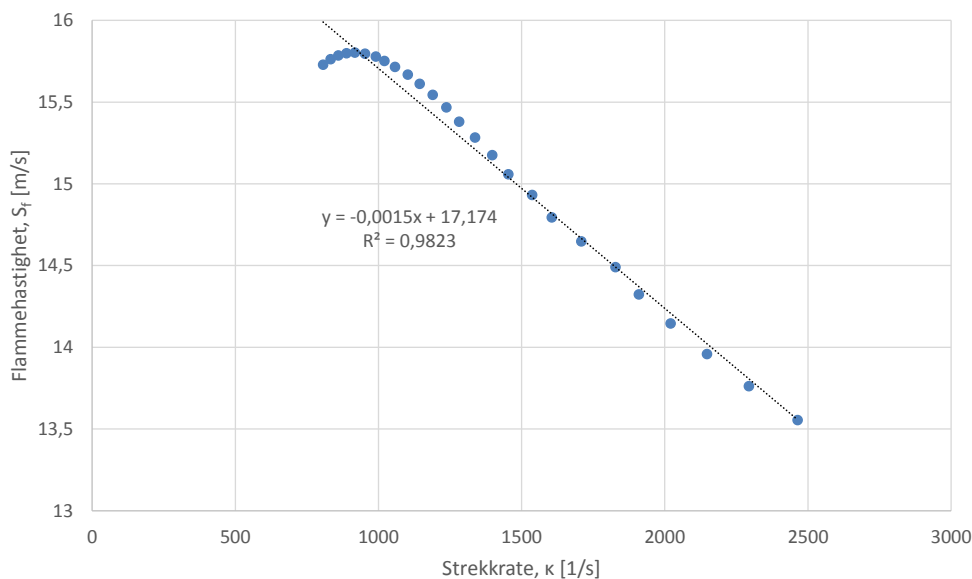
Figur 18: Flammeutvikling for en mager hydrogen-luft blanding med ekvivalensforhold 0,8.

Nedre flammeradius i ekstrapoleringsområdet ble satt til 6,4 mm i alle eksperimentene. Dette valget ble gjort på bakgrunn av eksperimenter og simuleringer av tennenergiens effekt på H₂-luft blandinger utført av Chen et al. (2009b). Det minste ekstrapoleringsområdet var 6,4-14 mm (for magre til støkiometriske blandinger), og det største var 6,4-25mm (for støkiometriske til rike blandinger). Ulempen med denne fremgangsmåten for bestemmelse av S_u og L_b er at ekstrapoleringsområdet inneholder svært få datapunkter for de mest ustabile flammene (magre blandinger). For eksempel ga eksperimentet fra figuren over kun 8 datapunkter.

Denne metoden for bestemmelse av ekstrapoleringsområde er kun gjort for hydrogen-luft blandinger, da Schlieren-bildene for en del av blandinger med inertgasser viser at flammene er relativt mye mer ustabile, og/eller har stort avvik fra kuleform (se vedlegg C). Dette gjør at metoden ikke egner seg for disse blandingene.

4.6.3 Lineær ekstrapolering

Lineær ekstrapolering er basert på en lineær sammenheng mellom flammehastighet og strekkrate, som vist i formel (14). Etter derivering av polynomet fra figur 17, ble formel (7) og (10) benyttet til å beregne henholdsvis flammehastigheten og strekkraten for hvert punkt i ekstrapoleringsområdet. Figur 19 viser lineær regresjon av plottet mellom disse to variablene, som gir verdier for ustrukket flammehastighet og Markstein-lengde. Skjæringspunktet med y-aksen gir verdien for S_{f_u} som her er 17,17 m/s, og stigningstallet er $-L_b$ som gir en Markstein-lengde på 1,5 mm. Minste kvadraters metode (R^2 i Excel) ble benyttet sammen med visuell inspeksjon for å vurdere om korrelasjonen mellom flammehastighet og strekkrate var tilstrekkelig stor til at resultatet kunne benyttes.



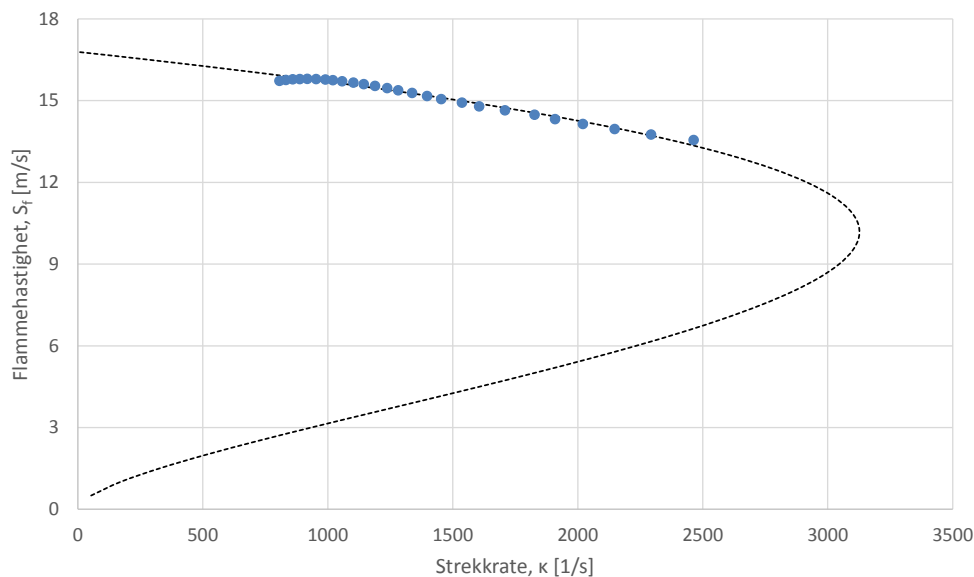
Figur 19: Lineær regresjon av flammehastighet som funksjon av strekkraten.

4.6.4 Ikke-lineær ekstrapolering

Ikke-lineær ekstrapolering er basert på en ikke-lineær sammenheng mellom flammehastighet og strekkrate. Av praktiske hensyn omskrives formel (15) til:

$$\left(\frac{S_{fs}}{S_{fu}}\right)^2 \ln\left(\frac{S_{fs}}{S_{fu}}\right)^2 + 2\frac{L_b \cdot \kappa}{S_{fu}} = 0 \quad (29)$$

For å løse denne likningen med hensyn på S_{fu} og L_b ble minste kvadraters metode benyttet sammen med et verktøy i Excel, kalt «problemløser». Den såkalte problemløseren optimaliserer en bestemt verdi i en målcelle ved å endre celleverdiene som inngår i beregningen av parameteren(e) som skal optimaliseres. Initialverdiene for S_{fu} og L_b ble satt til verdiene funnet med den lineære ekstrapolasjonen. I en studie av ikke-lineær ekstrapolering av ustrukket flammehastighet anbefalte Coronel et al. (2014) minst 10 innledende gjetninger for S_{fu} og L_b , eller én gjetning basert på resultatet fra den lineære ekstrapoleringen. Figur 20 viser resultatet med den ikke-lineære modellen, som gir en ustrukket flammehastighet på 16,79 m/s og Markstein-lengde på 0,99 mm.



Figur 20: Flammehastighet som funksjon av strekkrate sammen med en tilpasset ikke-lineær regresjonslinje.

4.6.5 Beregning av ekspansjonsforhold

For å kunne beregne forbrenningshastigheten fra flammehastigheten, som vist i formel (6), må en kjenne ekspansjonsholdet til blandingen. Ekspansjonsforholdet beregnes med en kjemisk kalkulator utviklet ved Colorado State University. Kalkulatoren beregner den kjemiske likevektstilstanden til ideelle gassblandinger, og benytter seg av STANJAN algoritmen (Dandy, 2019).

Brukeren av likevektskalkulatoren må spesifisere grensebetingelsene for beregningene. I denne oppgaven ble konstant trykk og entalpi valgt som begrensninger i beregningen av ekspansjonsforhold og den adiabatisk flammehastigheten ved likevekt (T_{ad}). For beregning av det adiabatisk maksimaltrykket, $p_{maks,ad}$, ble konstant volum og indre energi valgt som begrensninger.

Som et eksempel på bruken av den kjemiske likevektskalkulatoren ble en støkiometrisk blanding av hydrogen-luft benyttet. Kalkulatoren trenger en liste over grunnstoffene som er med i reaksjonen, som i dette tilfellet er H, N og O, samt stoffmengde eller molfraksjoner av reaktantene. Initialtemperatur ble satt til 295 K og trykket ble satt til verdien målt med trykkindikatoren før tenning. De viktigste forbindelsene som kan være tilstede ved likevekt i en hydrogen-luft blanding ble antatt å være H₂, O₂, N₂, H, O, N, H₂O, NO, NO₂, OH, HO₂, H₂O₂ og HNO. I praksis viser beregningene at N, NO₂, HNO og H₂O₂ har neglisjerbar innvirkning på likevektstilstanden. Disse komponentene er ikke desto mindre tatt med fordi de inngår i reaksjonsmekanismen (Jachimowski, 1988). For eksperimentene med CO₂ vil i tillegg CO og CO₂ være tilstede ved likevekt.

Figur 21 viser beregningen av likevektstilstanden for en støkiometrisk hydrogen-luft blanding. Ekspansjonsforholdet beregnes ved hjelp av formelen:

$$E = \frac{V_b}{V_u} \quad (30)$$

Med $V_u = 1173,4 \text{ cm}^3/\text{g}$ og $V_b = 8176,7 \text{ cm}^3/\text{g}$ gir dette et ekspansjonsforhold på 6,97. Ekspansjonsforholdet sammen med flammehastighetene for ustrukket flamme, funnet i kapittel 4.6.3 og 4.6.4, brukes til å estimere laminær forbrenningshastighet. Lineær ekstrapolering gir $S_u = 2,46 \text{ m/s}$, mens den ikke-lineære ekstrapolasjonen gir $S_u = 2,41 \text{ m/s}$.

	Initial State	Equilibrium State
Pressure (atm)	9.8613E-01	9.8613E-01
Temperature (K)	2.9500E+02	2.3864E+03
Volume (cm ³ /g)	1.1734E+03	8.1767E+03
Enthalpy (erg/g)	-4.3066E+07	-4.3067E+07
Internal Energy (erg/g)	-1.2156E+09	-8.2132E+09
Entropy (erg/g K)	8.7660E+07	1.1077E+08

	Initial State		Equilibrium State	
	mole fraction	mass fraction	mole fraction	mass fraction
H2	2.9556E-01	2.8483E-02	1.4401E-02	1.1955E-03
O2	1.4796E-01	2.2633E-01	5.6972E-03	7.5071E-03
N2	5.5647E-01	7.4519E-01	6.4598E-01	7.4518E-01
H	0.0000E+00	0.0000E+00	1.7907E-03	7.4330E-05
O	0.0000E+00	0.0000E+00	6.0691E-04	3.9986E-04
N	0.0000E+00	0.0000E+00	7.7963E-08	4.4968E-08
H2O	0.0000E+00	0.0000E+00	3.2409E-01	2.4043E-01
OH	0.0000E+00	0.0000E+00	7.4302E-03	5.2037E-03
HO2	0.0000E+00	0.0000E+00	1.4141E-06	1.9220E-06
H2O2	0.0000E+00	0.0000E+00	1.3680E-07	1.9162E-07
HNO	0.0000E+00	0.0000E+00	1.5060E-07	1.9234E-07

Figur 21: Skjermbilde fra CEC med likevektstilstanden for støkiometrisk hydrogen-luft blanding (Dandy, 2019).

5. Resultater og diskusjon

Dette kapitlet presenterer og diskuterer resultatene fra eksperimentene. Resultatene sammenliknes med utvalgte publiserte verdier. Dataanalysen er gjort i henhold til beskrivelsene gitt i kapittel 4.6. Det ble gjort eksperimenter med hydrogen-luft blandinger med ekvivalensforhold mellom 0,7 og 2,0, samt hydrogen-luft blandinger med ekvivalensforhold 0,7, 1,0 og 1,5 tilsatt 0-50 vol% nitrogen og 0-40 vol% karbondioksid. Det ble også gjort forsøk på å tilsette 60 vol% nitrogen og 50 vol% karbondioksid, men disse blandingene hadde så lav reaktivitet at flammeforplantningen ble påvirket av oppdrift, dvs. betydelig avvik fra kuleformet flamme. Det samme gjelder ekvivalensforhold 0,7 med 50 vol% tilsatt nitrogen og ekvivalensforhold 0,7 og 1,0 med 40 vol% tilsatt karbondioksid. Dette fenomenet ble beskrevet i kapittel 3.2 og beskrives med eksempler fra eksperimenter i denne oppgaven i kapittel 5.1.8. Resultatene fra de tre sistnevnte forsøkene presenteres derfor i kapittel 5.1.8 og ikke i de respektive kapittel 5.1.4 og 5.1.6.

I alle figurene med grafer som presenteres i dette kapitlet benyttes forklaringstekstene «lineær» og «ikke-lineær» for henholdsvis lineær og ikke-lineær ekstrapolering fra eksperimentene i denne oppgaven. Grafene som viser verdier for beregnede laminære forbrenningshastigheter og Markstein-lengder er basert på gjennomsnittlige verdier fra alle eksperimentene ved det gitte ekvivalensforholdet. Verdier fra hvert enkelt eksperiment finnes i vedlegg A. Alle eksperimentene er gjort med initialtemperatur på 295 K og trykk på 1 bar.

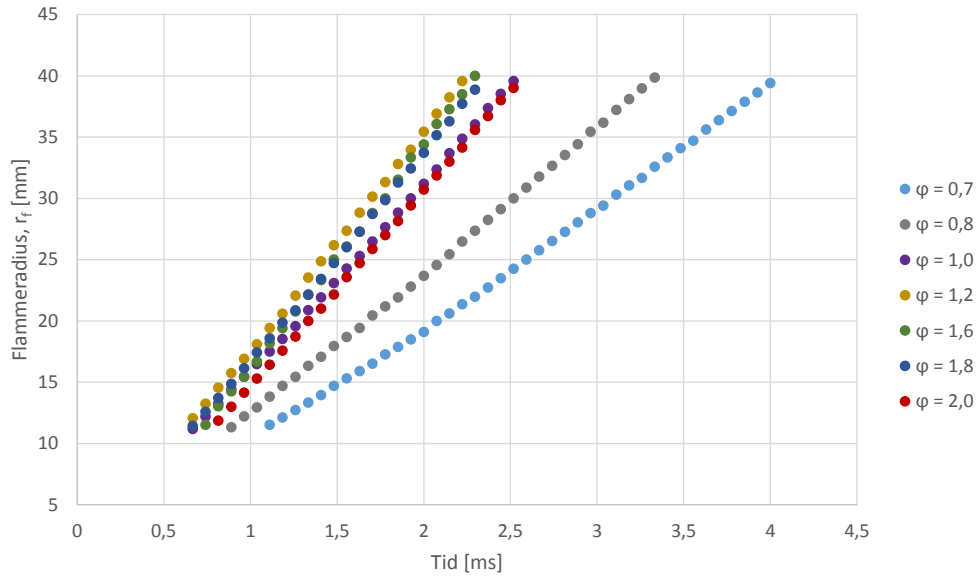
Som nevnt indikerte en ny tilnærming i databehandlingen at den laminære forbrenningshastigheten og Markstein-lengden kan estimeres mer nøyaktig med en nærmere analyse av Schlieren-bildene. På grunn av usikkerheten som denne metoden innebærer, er den modifiserte dataanalysen satt inn i et eget kapittel (kapittel 5.1.3). Metoden er kun gjennomført for hydrogen-luft blandinger som et eksempel på en alternativ fremgangsmåte. Metoden er ikke brukt på blandinger tilsatt inertgass fordi flammen er mer ustabil eller ikke kuleformet i flere av disse, noe som gjør den uegnet.

5.1 Resultater fra konstant-volum metoden

I dette kapitlet presenteres resultatene fra konstant volum metoden. Grafene som er vist inneholder data fra noen utvalgte eksperimenter. Det er kun eksperimenter som gir R^2 -verdi over 0,7 for plotting av S_f som funksjon av α som er benyttet.

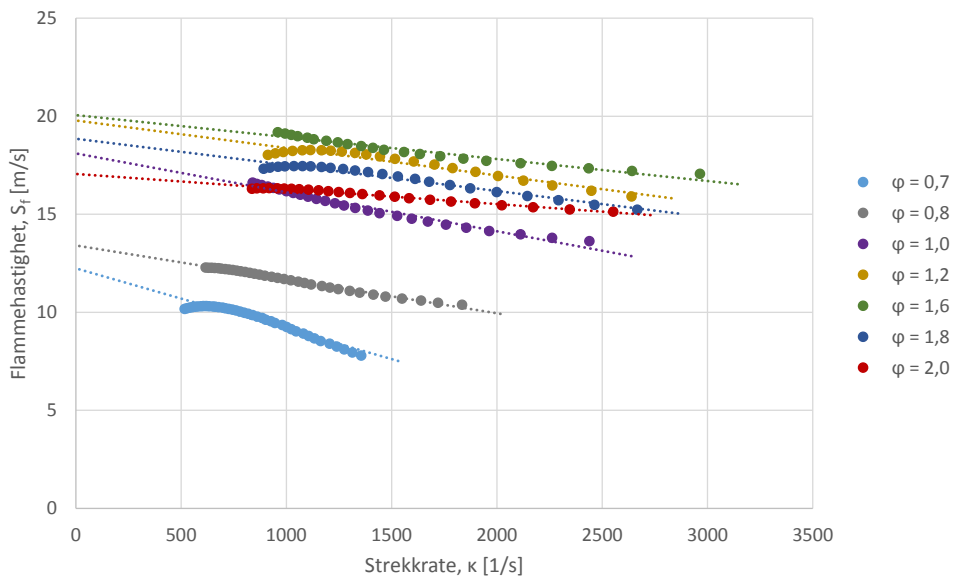
5.1.1 Resultater H₂-luft

Figur 22 viser flammeradius som funksjon av tid for noen utvalgte eksperimenter med blandinger av hydrogen-luft. Figuren viser en lineær sammenheng mellom flammeradius og tid, og at flammen forplanter seg raskest rundt $\phi = 1,2$ og tregest ved $\phi = 0,7$.

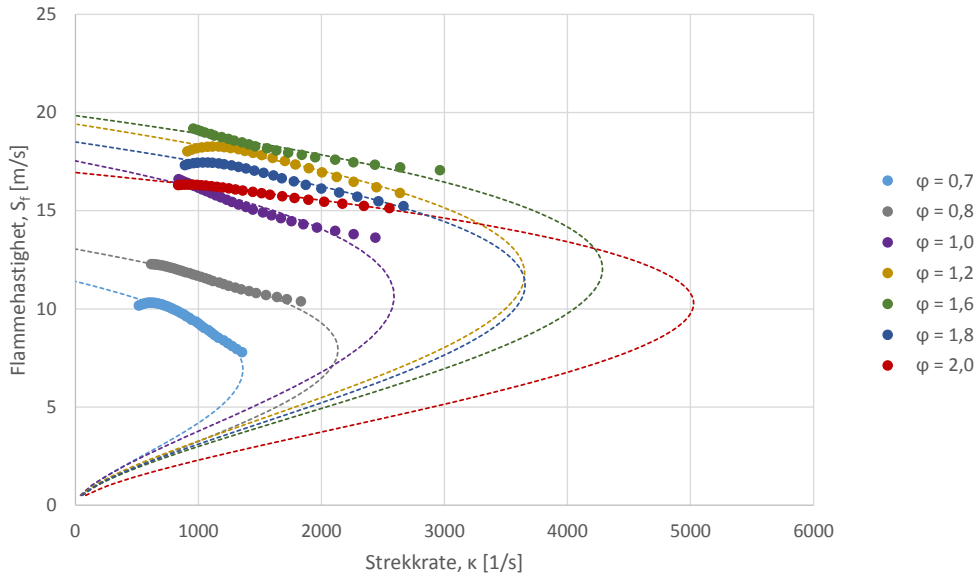


Figur 22: Flammeradius som funksjon av tid for utvalgte eksperimenter med hydrogen-luft blandinger

Figur 23 og 24 viser strukket flammehastighet som funksjon av strekkrate, og henholdsvis lineær og ikke-lineær ekstrapolering til ustrukket flammehastighet. Det observeres at begge ekstrapoleringsmetodene gir økt flammehastighet med redusert strekkrate. Dette medfører, i henhold til teorien i kapittel 2.1.4 at samtlige Marksteinlengder er positive. Figurene viser også at maksimal flammehastighet oppnås rundt $\phi = 1,6$.

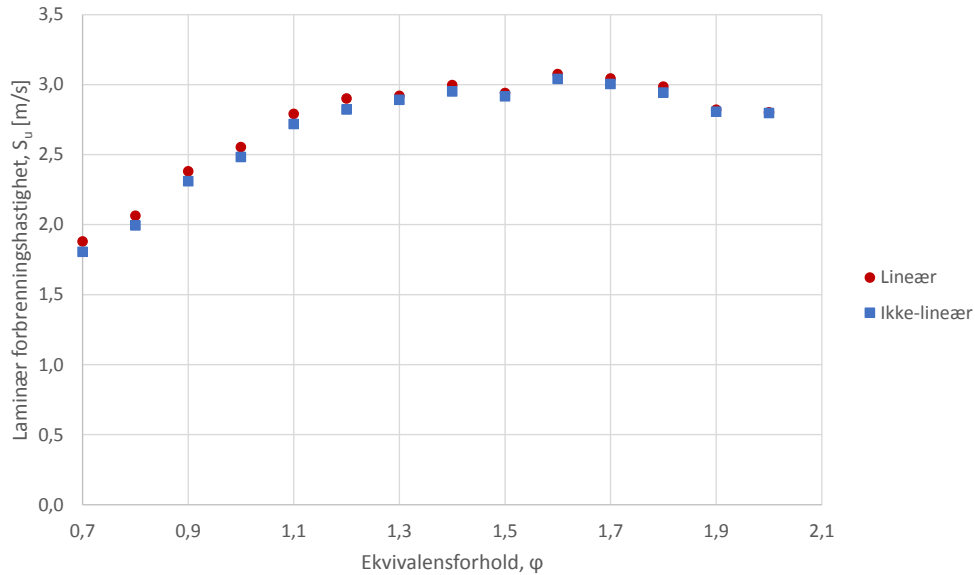


Figur 23: Lineær ekstrapolering av ustrukket flammehastighet for utvalgte eksperimenter med hydrogen-luft blandinger.



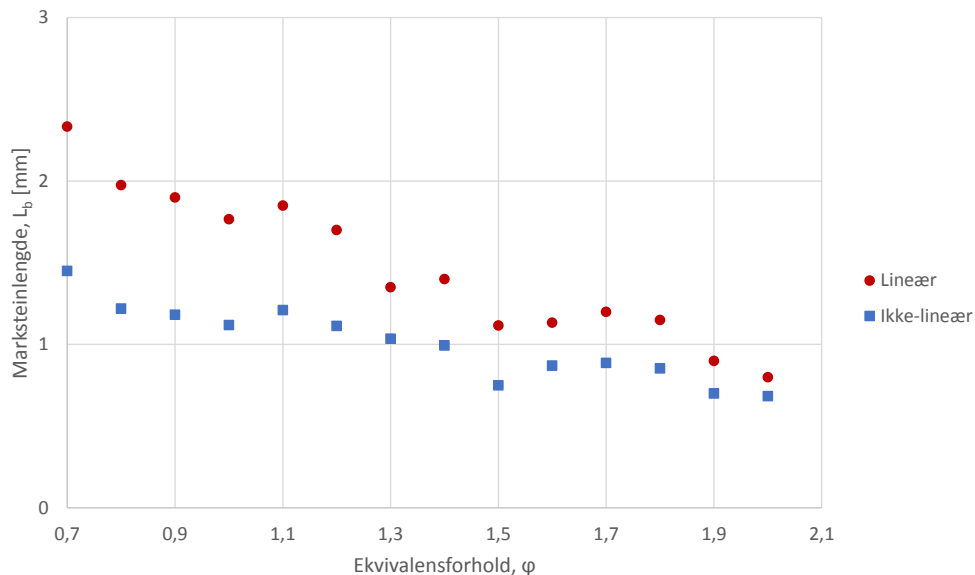
Figur 24: Ikke-lineær ekstrapolering av ustrukket flammehastighet for utvalgte eksperimenter med hydrogen-luft blandinger.

Figur 25 viser gjennomsnittlig laminær forbrenningshastighet plottet mot ekvivalensforhold. Gjennomsnittet er basert på data fra alle de kvalifiserte eksperimentene ved de gitte ekvivalensforholdene. Den maksimale laminære forbrenningshastigheten i eksperimentene var ved $\phi = 1,6$ med en laminær forbrenningshastighet på 3,08 og 3,04 m/s for henholdsvis lineær og ikke-lineær ekstrapolering. Figuren viser også at den lineære ekstrapoleringen gir noe høyere verdier enn den ikke-lineære ekstrapoleringen for alle ekvivalensforhold som ble testet, og at differansen er størst for blandinger med ekvivalensforhold 0,7-1,2. Det kan anmerkes at $\phi = 1,5$ ga noe lavere forbrenningshastighet enn naboverdiene. Dette skyldes at de fleste eksperimentene ved dette ekvivalensforholdet ikke ga lineære sammenhenger mellom flammehastigheten og strekkraten i det valgte ekstrapoleringsområdet.



Figur 25: Laminær forbrenningshastighet plottet mot ekvivalensforhold for hydrogen-luft blandinger.

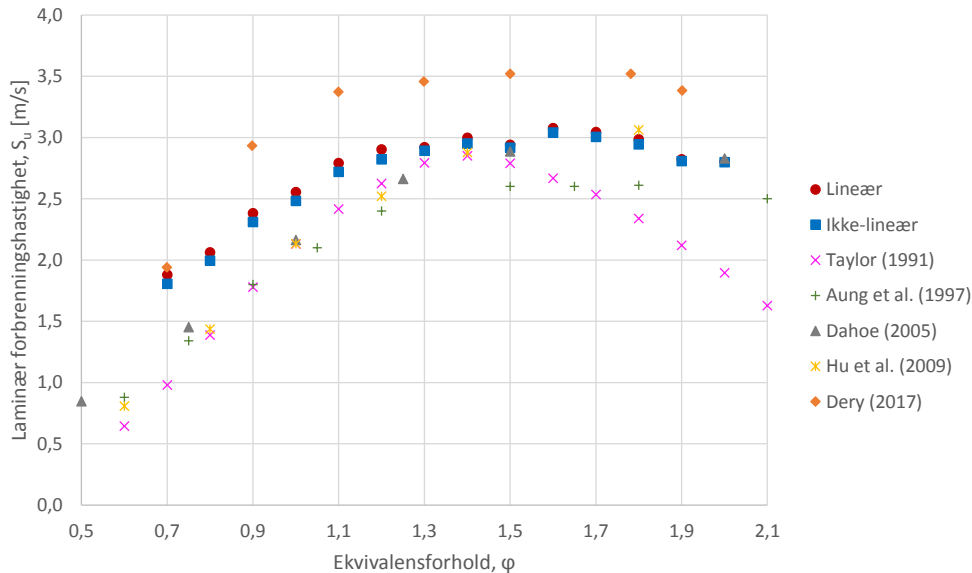
Figur 26 viser Markstein-lengder plottet mot ekvivalensforhold beregnet med lineær og ikke-lineær ekstrapolasjon. Figuren viser at Markstein-lengden reduseres med økende ekvivalensforhold. Alle Markstein-lengdene er positive, noe som tyder på stabile flammer, det vil si redusert flammehastighet med økende strekkrate. Det observeres også at differansen mellom Markstein-lengdene fra lineær og ikke-lineær ekstrapolering reduseres med økende ekvivalensforhold.



Figur 26: Markstein-lengder plottet mot ekvivalensforhold for hydrogen-luft blandinger.

5.1.2 Diskusjon H₂-luft

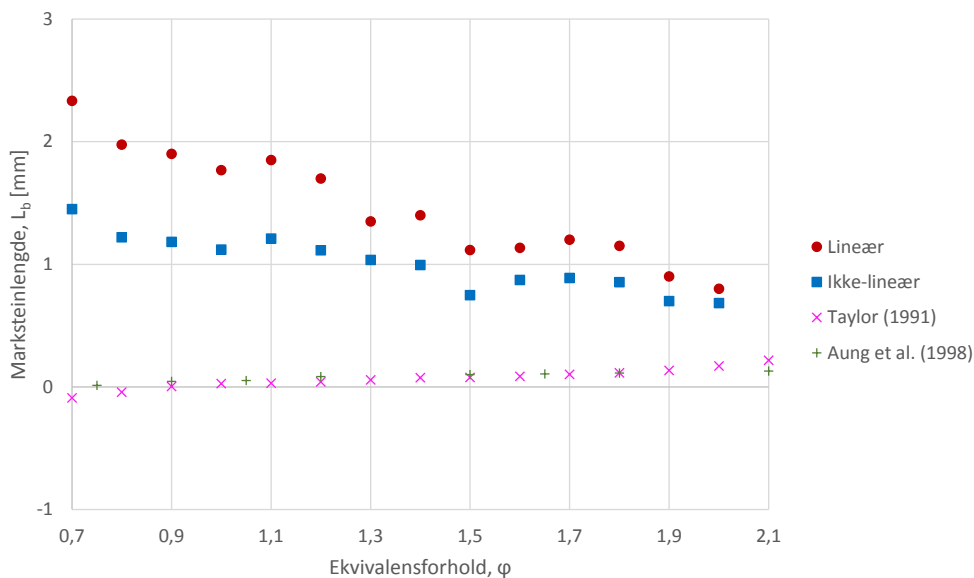
Figur 28 sammenlikner den laminære forbrenningshastigheten som er estimert i disse eksperimentene med utvalgte litteraturverdier. Figuren viser at resultatene ligger høyere enn en del av verdiene fra litteraturen, og at differansen mellom dem øker jo lenger ut fra $\phi=1,4$ en beveger seg. Når det er sagt varierer også litteraturdataen en del, som vist i figur 9, så generelt stemmer resultatene godt overens. Den maksimale laminære forbrenningshastigheten oppnås ikke ved samme ekvivalensforhold i alle måleseriene, men typisk for ekvivalensforhold 1,4-1,8. Estimaten i denne oppgaven er lavere enn verdiene fra Dery (2017) som utførte eksperimenter i det samme eksplosjonskammeret.



Figur 27: Laminær forbrenningshastighet for hydrogen-luft blandinger.

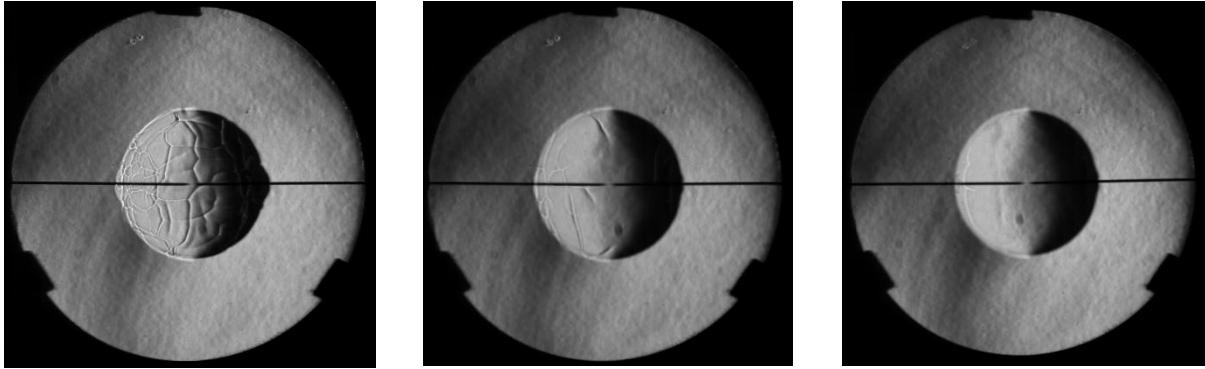
Burke et al. (2011) påpekte at det er stor spredning i estimeringen av laminære forbrenningshastigheter for hydrogen-blandinger, og at usikkerheten er vanskelig å identifisere siden det er også stor spredning i resultatene fra eksperimenter utført med det samme utstyret og initialbetingelser i det samme laboratorie. Wu et al. (2015) undersøkte usikkerhet knyttet til ekstrapoleringsmodeller i forhold til en stabil, adiabatisk, plan endimensjonal flamme. Som følge av at ingen av modellene evner å ta hensyn til den sterke, ikke-lineære sammenhengen mellom S_{f_s} og κ når Lewis-tallet avviker fra 1. Ekstrapoleringsmodellene ble brukt på både simulerte og eksperimentelle data for hydrogen-luft. Resultatet av studien viser at alle modellene gir for høye estimater for magre blandinger (opp til 60%), og for lave estimater for rike blandinger (opp til 10%). Dette kan være forklaringen på hvorfor den estimerte laminære forbrenningshastigheten fra eksperimentene i denne oppgaven avviker fra de viste litteraturverdiene. Figuren over viser avviket mellom verdiene fra denne oppgaven og enkelte av litteraturverdiene reduseres med økende ekvivalensforhold (Le øker), og at avviket er lite for de rike blandingerne.

Figur 28 viser Markstein-lengdene sammenliknet med utvalgte litteraturverdier. Det observeres at Markstein-lengden er positiv for alle testede ekvivalensforhold i denne oppgaven, samt at verdien er avtagende med økende ekvivalensforhold. Dette er det motsatte av hva som er funnet av blant annet Taylor (1991) og Aung et al. (1998). Prosesseringen av Schlieren-bildene i denne oppgaven er gjort på samme måte som beskrevet blant annet i Kelley og Law (2009) og i Pugh (2013), og det var dermed ikke noe som tydet på at fremgangsmåten for bestemmelse av Markstein-lengdene var feil. Grundigere analyser av Schlieren-bildene på et senere tidspunkt viser at flammen er sterkt rynkete innenfor ekstrapoleringsområdet. Dette påvirker Marksteinlengden og laminær forbrenningshastighet (mer om dette i kapittel 5.1.3). En annen teori som kunne forklart trenden var utilstrekkelig antall datapunkter i $r_f - t$ - kurven. For få punkter gjør at polynomet lettere kan bli påvirket av tilfeldig støy. Det ble derfor gjort et eksperiment med $\phi = 0,7$ med 30 000 fps. Resultatet fra denne testen gav også positiv Markstein-lengde med tilnærmet lik verdi som eksperimentene ved 13 500 fps. Resultatene fra Dery (2017) viser også positive Markstein-lengder for ekvivalensforhold mellom 0,7-1,9.



Figur 28: Markstein-lengder for hydrogen-luft blandinger.

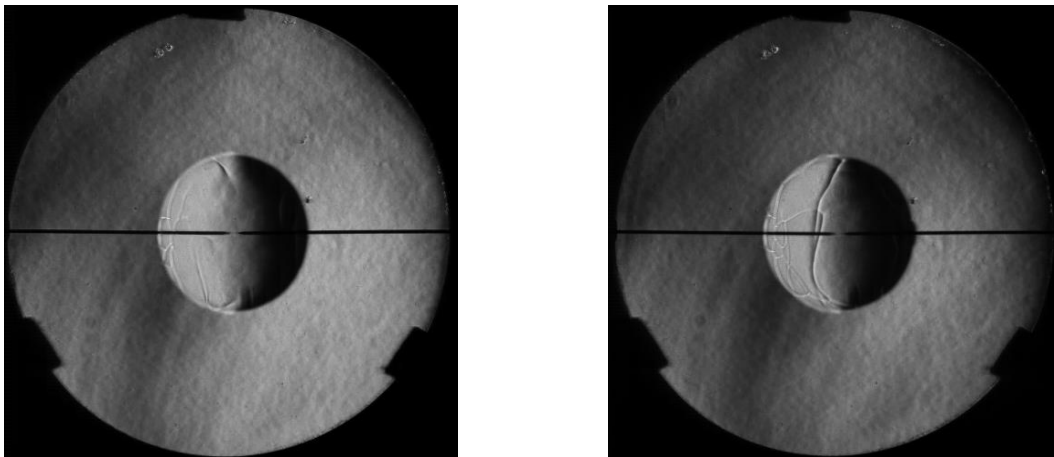
Figur 29 viser Schlieren-bilder av flammer for ekvivalensforholdene 0,7, 1,0 og 1,5. Disse underbygger konklusjonen om at Markstein-lengdene som er funnet ikke henger sammen med det som observeres. Bildene viser at flammen er mer ustabil i den magre blandingen enn de øvrige to, og at den rike blandingen er mest stabil av disse tre. Som beskrevet i kapittel 2.1.4 betyr dette at Markstein-lengden skal være minst for $\phi = 0,7$ og størst for $\phi = 1,5$. Flere bilder som viser flammeforplantningen i hydrogen-luft blandinger er vist i vedlegg C.



Figur 29: Schlieren-bilder fra hydrogeneksplosjon i luft ved henholdsvis $\phi = 0,7, 1,0$ og $1,5$.

5.1.3 Modifisert databehandling for H₂-luft

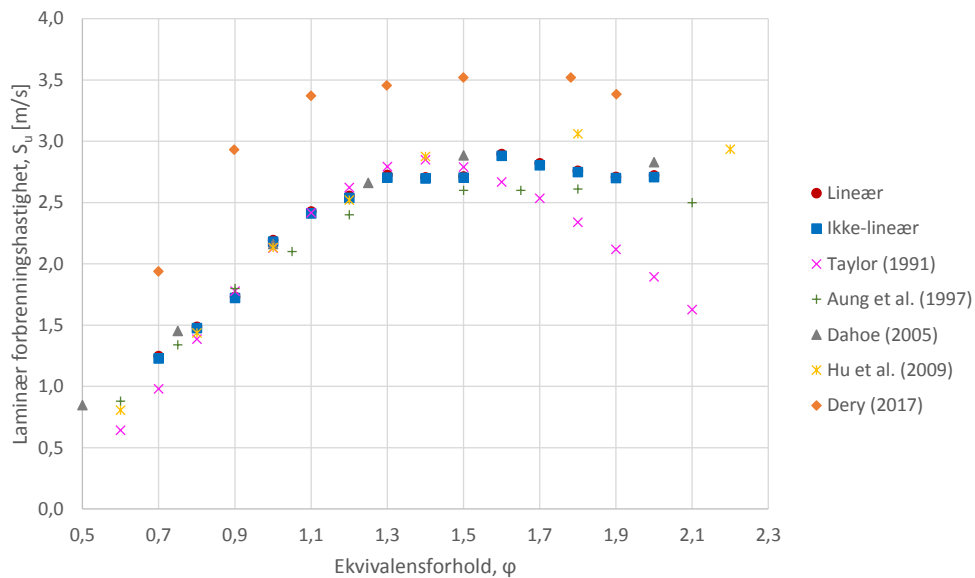
Som forklart i innledningen til kapittel 5, ble det også benyttet en annen fremgangsmåte for bestemmelse av laminær forbrenningshastighet og Markstein-lengde enn den opprinnelige som ikke tok hensyn til ustabiliteter på flammeoverflaten. Krumninger og celledannelse på flammeoverflaten fører til at flammehastigheten, og dermed også forbrenningshastigheten, øker. I figur 30 vises Schlieren-bilder fra to forskjellige eksperimenter med støkiometrisk hydrogen-luft blanding. Det er klart mer ustabilitet på flammeoverflaten på bilde til høyre. Ved å bruke den viste flammeradiusen som den maksimale i ekstrapoleringsområdet gir eksperimentet til venstre en flammehastighet på 15,97 m/s, mens flammehastigheten i eksperimentet til høyre blir 17,14 m/s. Dette gir en differanse i S_u på ca. 17 cm/s.



Figur 30: Ustabilitet på flammeoverflaten i to forskjellige eksperimenter med støkiometrisk hydrogen-luft blanding.

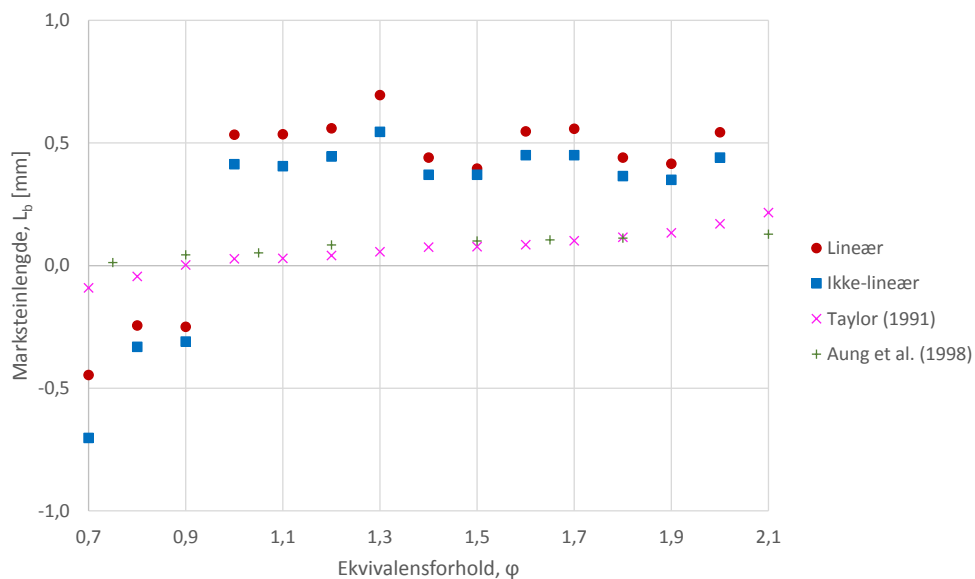
Figur 31 og 32 viser henholdsvis laminær forbrenningshastighet og Markstein-lengde for hydrogen-luft blandinger basert på fremgangsmåten ovenfor, samt litteraturverdiene som ble presentert i figur 27 og 28. Figur 31 viser at S_u med den nye metoden gir verdier som samsvarer bedre med verdier fra litteraturen enn antagelsen om glatt og kuleformet flamme. Den laminære

forbrenningshastigheten er noe lav for $\phi=1,4$ og $1,5$ og noe høy for $\phi=2$ i forhold til de andre estimerte verdiene. Maksimal S_u oppnås for $\phi=1,6$.



Figur 31: Laminær forbrenningshastighet for hydrogen-luft blandinger.

Markstein-lengden, som vist i figur 32, gir negative verdier for ekvivalensforholdene 0,7-0,9, og går fra negativ til positiv verdi et sted mellom $\phi=0,9$ og $\phi=1,0$. Det observeres at Markstein-lengdene er tilnærmet konstant for $\phi=1,0-2,0$ med noen små svingninger i verdien. Dette viser at Markstein-lengden er en sensitiv parameter og det vil kreve bedre metoder for å bestemme pålitelige verdier.

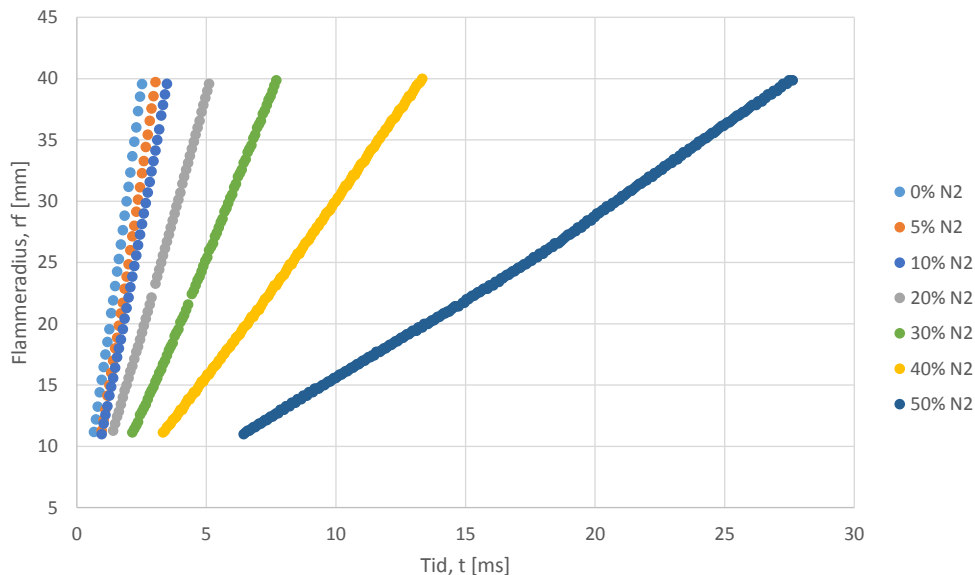


Figur 32: Markstein-lengder for hydrogen-luft blandinger.

Figur 31 og 32 viser at de modifiserte estimatene er bedre i samsvar med publiserte verdier for S_u og L_b . Selv om det er betydelig usikkerhet knyttet til disse målingene, viser estimatene hvor sensitive resultatene er med hensyn til ustabiliteten på flammeoverflaten og ekstrapoleringsområdet. Korrigering for ustabiliteter er derfor nødvendig for å få pålitelige data for S_u og L_b . Den opprinnelige og den modifiserte metoden ga relativt like laminære forbrenningshastigheter for de rike blandingene, hvor den maksimale differansen i S_u mellom de to metodene var 36 cm/s med lineær ekstrapolering ved $\phi=1,1$. Dette er som forventet ettersom flammen blir mer stabil med økende ekvivalensforhold fordi Lewis-tallet øker, og dermed blir avviket mellom korrigert og ukorrigert flamme, med hensyn på ustabiliteter, mindre. Magre blandinger blir tilsvarende ustabile for lavere ekvivalensforhold, noe som gir økende differanse for S_u ved antagelse om glatt flamme. Den maksimale differansen i S_u mellom den opprinnelige og den modifiserte metoden er 63 cm/s med lineær ekstrapolering ved $\phi=0,7$.

5.1.4 Resultater H₂-luft-N₂

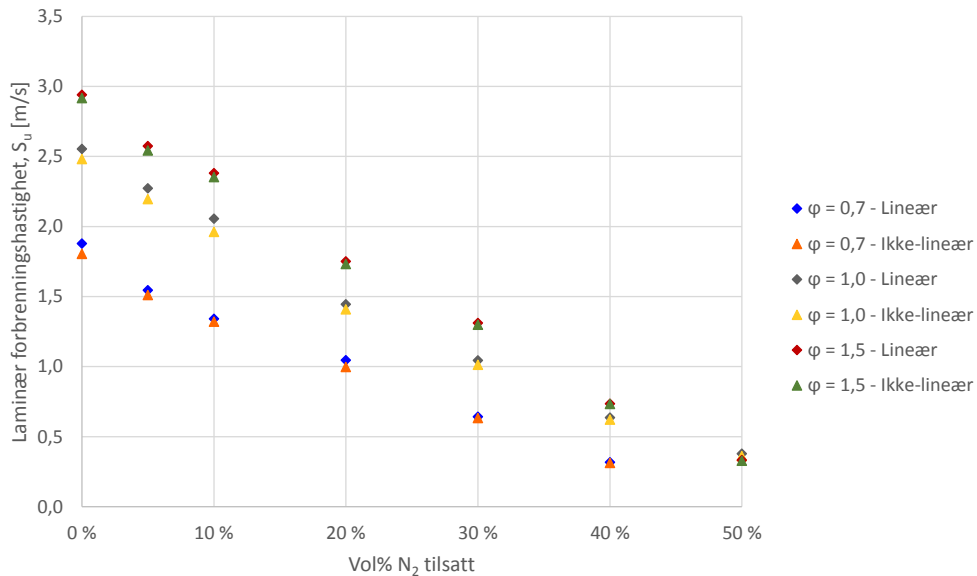
Figur 33 viser sammenhengen mellom radius og tid for støkiometriske hydrogen-luft blandinger tilsatt varierende mengder nitrogen. Flammehastigheten blir vesentlig redusert med økende andel nitrogen.



Figur 33: Radius som funksjon av tid for støkiometrisk hydrogen-luft/N₂ blandinger.

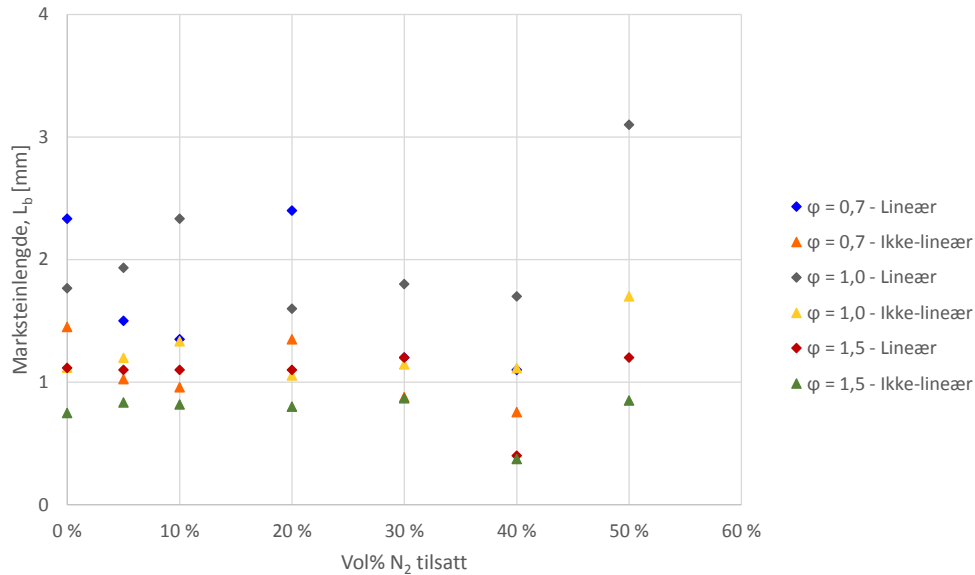
Figur 34 viser sammenhengen mellom laminær forbrenningshastighet og volumprosent nitrogen tilsatt i mager, støkiometrisk og rik blanding. Den laminære forbrenningshastigheten avtar med økende nitrogeninnhold for alle de tre ekvivalensforholdene. Det observeres samtidig at det er en tydelig lineær sammenheng mellom laminær forbrenningshastighet og vol% nitrogen tilsatt, for alle ekvivalensforhold, både med lineær og ikke-lineær ekstrapolering.

Det ble også gjort forsøk med tilsetning av 60 vol% nitrogen. Selv om det var mulig å antenne disse blandingene var det få datapunkter i ekstrapoleringsområdet (11-40 mm), noe som gir unøyaktighet i estimeringen. Det samme gjelder tilsetning av 50 vol% nitrogen til den magre blandingen, og derfor er ingen av disse tatt med her. Dette skyldes oppdriftseffekter, som diskuteres nærmere i kapittel 5.1.8 da disse også forekommer for blandinger med CO₂.



Figur 34: Laminær forbrenningshastighet for hydrogen-luft-nitrogen blandinger som funksjon av vol% nitrogen tilsatt.

Figur 35 viser at Markstein-lengdene fra både den lineære og ikke-lineære ekstrapoleringen er noenlunde konstante uansett mengden nitrogen tilsatt. De eneste unntakene er lineær ekstrapolering av ekvivalensforhold 0,7 og 1,0, som varierer litt mer enn de øvrige. Den estimerte Markstein-lengden for støkiometrisk blanding ved 50 vol% N₂ gir en relativt stor økning med lineær ekstrapolasjon. Dette skyldes antagelig begynnende oppdriftseffekter, som er vist senere i figur 39. Det legges også merke til at alle Markstein-lengdene er positive og at Markstein-lengden i de fleste tilfellene synker med økende ekvivalensforhold. Samme trend ble observert for hydrogen-luft blandingene i kapittel 5.1.1.



Figur 35: Markstein-lengde for hydrogen-luft-nitrogen blandinger som funksjon av vol% nitrogen tilsatt.

5.1.5 Diskusjon H₂-luft-N₂

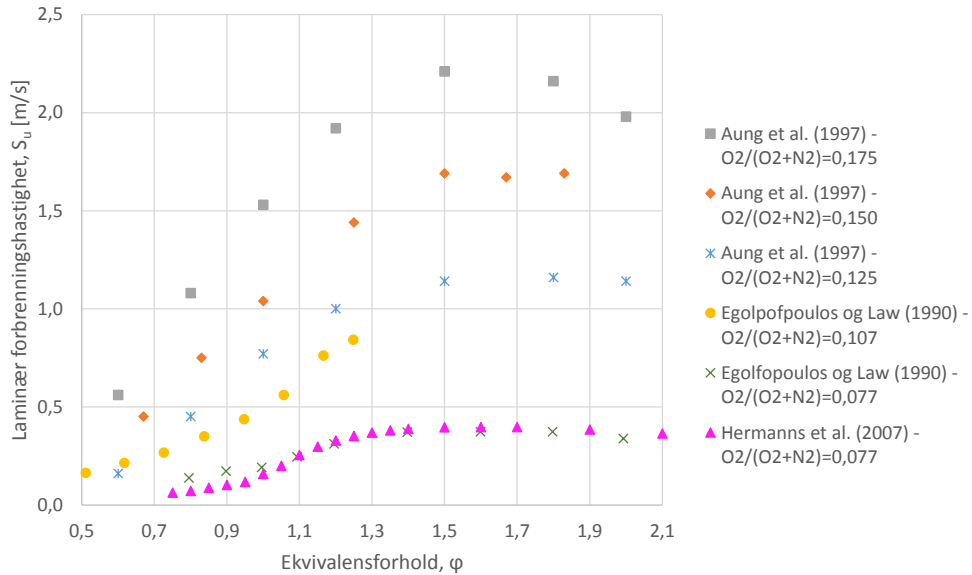
Figur 36 viser at tilsetning av nitrogen har stor påvirkning på den laminære forbrenningshastigheten, med en halvering ved ca. 25 vol% nitrogen tilsatt for alle de tre ekvivalensforholdene.

I studier publisert av Aung et al. (1998), Egolfopoulos og Law (1990) og Hermanns et al. (2007) holdes oksygeninnholdet i oksidasjonsmidelet konstant, uavhengig av ekvivalensforhold. Dette gjør at andelen nitrogen i oksidasjonsmidelet varierer med ekvivalensforholdet. For å kunne bruke de publiserte resultatene til sammenlikning med resultatene som er oppnådd i denne oppgaven må verdiene regnes om til funksjoner av volumprosent nitrogen tilsatt til hydrogen-luft blandinger. Tabell 6 inneholder de beregnede verdiene for mengden nitrogen som er tilsatt, for de aktuelle ekvivalensforholdene som er studert i denne oppgaven. Figur 36 viser de beregnede laminære forbrenningshastighetene for ekvivalensforhold mellom 0,5-2,3 med varierende O₂/(O₂+N₂) fraksjoner i de to studiene.

Tabell 6: Volumetrisk oksygenkonsentrasjon i studiene til Aung et al. (1998), Egolfopoulos og Law (1990) og Hermanns et al. (2007), samt beregninger på hva dette tilsvarer i vol% tilsatt nitrogen for ekvivalensforholdene som er studert i denne oppgaven.

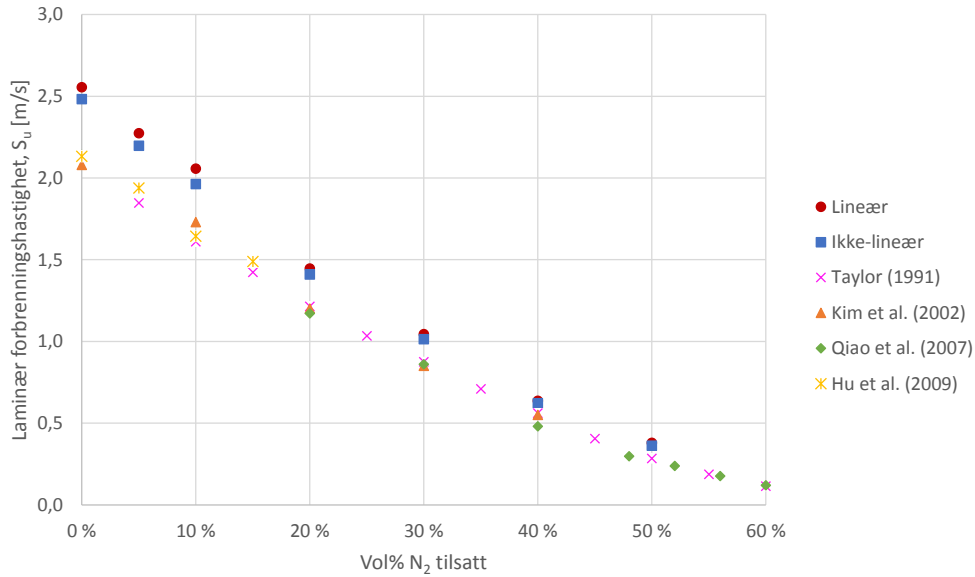
$\frac{O_2}{O_2 + N_2}$	Tilsvarer i vol% tilsatt N ₂ ved ekvivalensforhold		
	$\phi = 0,7$	$\phi = 1,0$	$\phi = 1,5$
0,077	57,2%	54,9%	51,4%
0,107	42,7%	40,4%	37,1%
0,125	34,4%	32,4%	29,4%
0,150	23,6%	22,0%	19,7%
0,175	13,4%	12,3%	10,9%

Resultatene for den rike blandingen i figur 34 samsvarer godt med litteraturverdiene i figur 36, men resultatene for den magre og støkiometriske blandingen avviker med opp til 1 m/s fra litteraturverdiene.

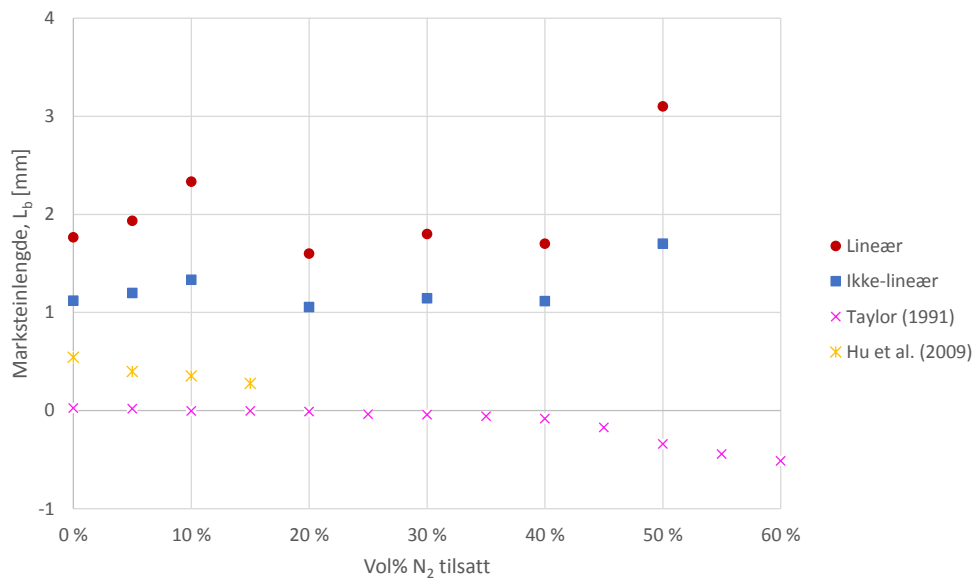


Figur 36: Litteraturverdier på laminær forbrenningshastighet med H_2 - O_2 - N_2 blandinger med varierende volumfraksjon oksygen i oksidasjonsmiddelet (Aung et al., 1997; Egolpofpoulos og Law, 1990; Hermanns et al., 2007).

Figur 37 viser den laminære forbrenningshastigheten som funksjon av tilsatt volumprosent nitrogen for støkiometrisk H_2 -luft- N_2 blanding sammen med verdier funnet i litteraturen. Verdiene som er funnet i eksperimentene i denne oppgaven ligger noe høyere enn litteraturverdiene som er funnet, men de har den samme avtagende trenden med økende andel nitrogen i blandingen. De tilhørende Markstein-lengdene er vist i figur 38, og viser en noe avtagende trend som går fra stabil til ustabil flamme rundt 20 vol% nitrogen tilsatt i litteraturverdiene som er tatt med. Resultatene fra eksperimentene i denne oppgaven er noenlunde stabile rundt 2 og 1,2 mm, med henholdsvis lineær og ikke-lineær ekstrapolering.

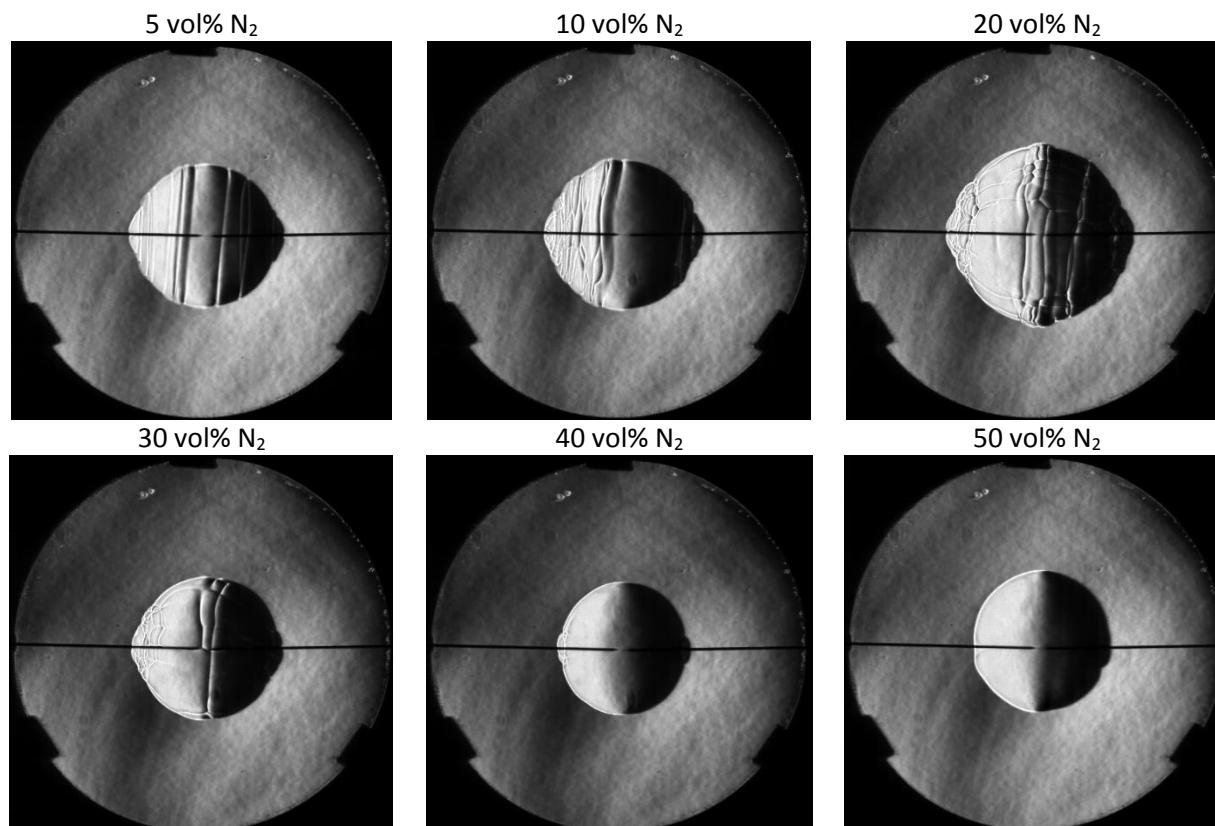


Figur 37: Laminær forbrenningshastighet for støkiometriske H₂-luft blandinger som funksjon av vol% nitrogen tilsatt.



Figur 38: Markstein-lengde for støkiometriske H₂-luft blandinger som funksjon av vol% nitrogen tilsatt.

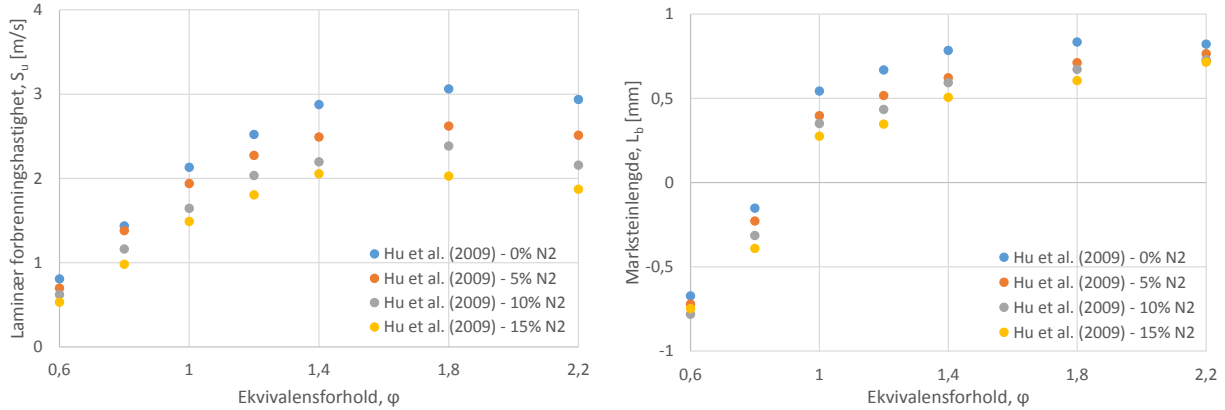
En forklaring på trenden for L_b i figuren over kan finnes ved å se på Schlieren-bildene for de aktuelle eksperimentene. Figur 39 viser flammen i støkiometriske hydrogen-luft blandinger tilsatt ulike mengder nitrogen, ved samme flammeradius. Bildene viser en tilsynelatende destabilisering av flammen ved en økning fra 10 til 20 vol% nitrogen tilsatt, og en stabilisering av flammen ved en økning fra 20 til 30 vol% nitrogen tilsatt, og ytterligere stabilisering ved ytterligere tilsetning. Dette kan forklare årsaken til en relativt konstant Markstein-lengde. Flere figurer som viser flammeforplantningen i hydrogen-luft-N₂ blandinger er vist i vedlegg C.



Figur 39: Schlieren-bilder ved samme flammeradius for støkiometriske hydrogen-luft blandinger tilsatt ulik mengde nitrogen.

Hu et al. (2009) gjorde en rekke eksperimenter med hydrogen-luft blandinger tilsatt varierende volumprosent nitrogen. Resultatene fra disse eksperimentene er vist i figur 40, hvor laminære forbrenningshastigheter er vist i grafen til venstre og Markstein-lengder i grafen til høyre. Figuren viser at effekten av fortykning med nitrogen øker med økende ekvivalensforhold frem til ekvivalensforholdet med den raskeste laminære forbrenningshastigheten ($\phi = 1,8$ i dette tilfellet). Etter dette synker effekten igjen. Markstein-lengden øker med økende ekvivalensforhold og skifter fra negativ til positiv rundt $\phi = 0,9$.

Resultatene fra den rike blandingen i eksperimentene i denne oppgaven samsvarer godt med verdiene i figur 40. Mens den resultatene fra den magre og støkiometriske blandingen ligger høyere. Den største differansen er rundt 0,7 m/s ved ekvivalensforhold 0,7 uten tilsatt nitrogen.

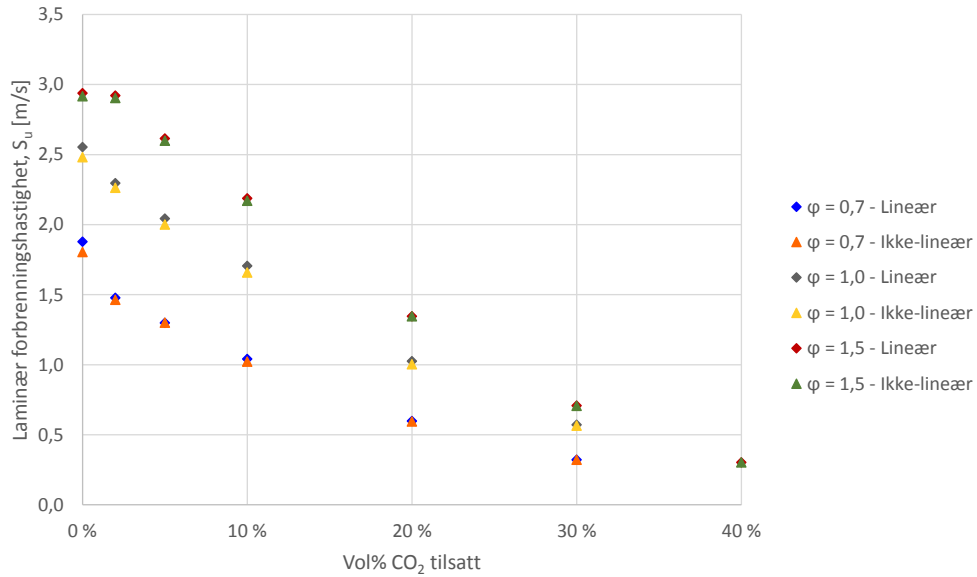


Figur 40: Laminær forbrenningshastighet og Markstein-lengde for H_2 -luft- N_2 blandinger fra eksperimenter av Hu et al. (2009).

5.1.6 Resultater H_2 -luft- CO_2

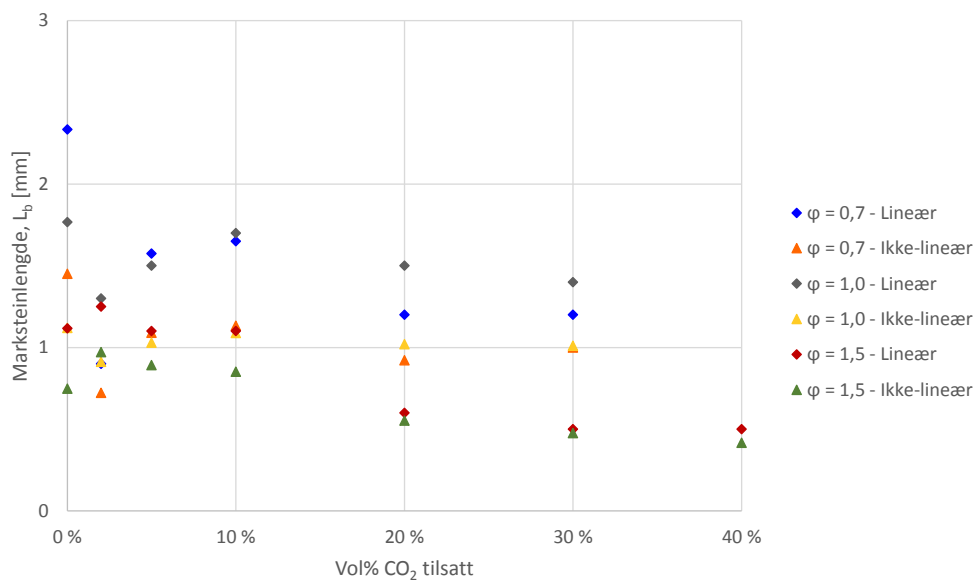
Figur 41 viser sammenhengen mellom laminær forbrenningshastighet og vol% tilsatt CO_2 til hydrogen-luft blandinger. Siden grafene viser en avtagende trend som passer godt med en et andregrads polynom for alle de tre ekvivalensforholdene, var det nødvendig å også utføre eksperimenter med 2 vol% CO_2 . Det observeres i figuren at $\phi = 1,5$ gir en for lav forbrenningshastighet ved 0 % CO_2 i forhold til hva den burde vært. Hvis en tar utgangspunkt i at dette ekvivalensforholdet skal passe inn i et andregrads polynom burde den laminære forbrenningshastigheten vært rundt 3,05 m/s ved 0 vol% tilsatt CO_2 , noe som også stemmer godt overens med figur 27.

Fortynning med CO_2 gir en halvering av den laminære forbrenningshastigheten allerede ved 12%, 15% og 17% for ekvivalensforhold på henholdsvis 0,7, 1,0 og 1,5. Samtidig viser eksperimenter at 50 vol% CO_2 gir antenning for alle de tre ekvivalensforholdene men liten eller ingen flammeforplantning. Dette skyldes, som nevnt i kapittel 5.1.3, oppdriftseffekter.



Figur 41: Laminær forbrenningshastighet for H₂-luft-karbondioksid blandinger som funksjon av vol% karbondioksid tilsatt.

Markstein-lengdene for H₂-luft-CO₂ blandinger som er vist i figur 42, har noenlunde konstant verdiene for alle fortynningsfraksjonene for et gitt ekvivalensforhold og ekstrapoleringsmetode. Det observeres en antydning til synkende Markstein-lengde med økt andel fortynningsmiddel for ekvivalensforhold 1,5, men denne er ikke tydelig og kan kun skyldes tilfeldigheter. Figuren viser også at alle Markstein-lengdene er positive, og at en økning i ekvivalensforhold gir lavere Markstein-lengder.

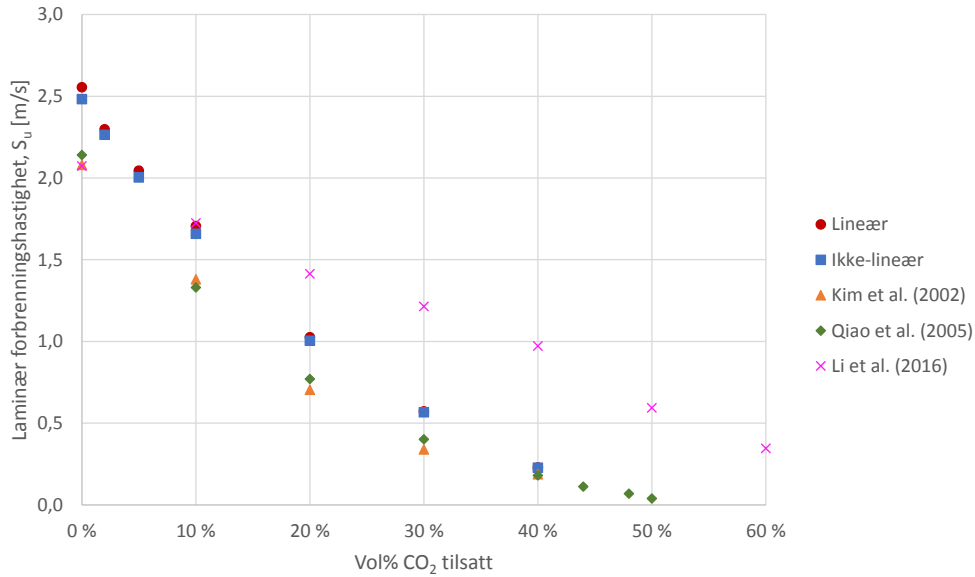


Figur 42: Markstein-lengde for H₂-luft-karbondioksid blandinger som funksjon av vol% karbondioksid tilsatt.

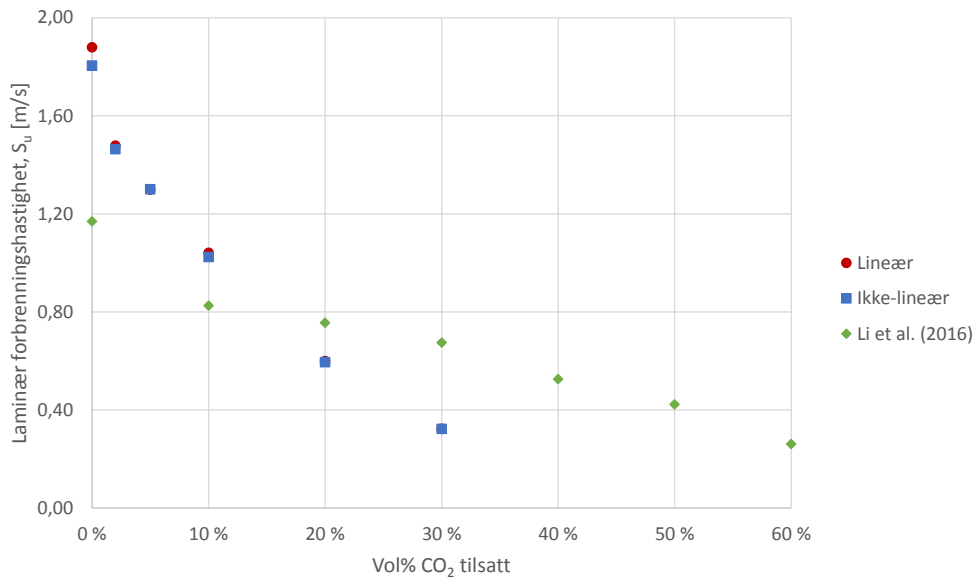
5.1.7 Diskusjon H₂-luft-CO₂

For hydrogen-luft blandinger fortynnet med karbondioksid er det, som nevnt i kapittel 3.2, få publiserte eksperimentelle data. Verdiene som er tatt med, og som danner sammenlikningsgrunnlaget her, er studiene til Li et al. (2016) med ekvivalensforholdene 0,7 og 1,0. De laminære forbrenningshastighetene for ekvivalensforholdene 0,6, 0,8 og 0,9 fra den samme studien har de samme avtagende trendene med økt innhold av karbondioksid. Qiao et al. (2005) gjorde eksperimenter med støkiometrisk og rik blanding med ekvivalensforhold 1,8. Fra Kim et al. (2002) er laminær forbrenningshastighet for støkiometrisk blanding inkludert i sammenlikningen. De laminære forbrenningshastighetene og Markstein-lengdene som er oppnådd i eksperimentene i denne oppgaven er sammenliknet med de tilgjengelige litteraturverdiene i figur 43, 44 og 45. Det er ikke funnet litteraturverdier på H₂-luft-CO₂ blandinger med ekvivalensforhold 1,5. Men resultatene med $\phi = 1,8$ fra Qiao et al. (2005) viser en avtagende trend for den laminære forbrenningshastigheten fra 2,9 m/s ved 0 vol% CO₂ til 0,24 m/s ved 40 vol% CO₂. Trenden passer godt med et 2.grads polynom som også er tilfelle for resultatene fra eksperimentene i denne oppgave, som vist i figur 41.

Figur 43 viser at den laminære forbrenningshastigheten som er oppnådd i eksperimentene i denne oppgaven et opptil 0,5 m/s høyere enn i eksperimentene utført av Qiao et al. (2005) og Kim et al. (2002), og reduksjonen i S_u er større med økende volumprosent tilsatt CO₂ for eksperimentene i denne oppgaven. Resultatene fra Li et al. (2016) viser en mindre avtagende trend og gir høyere laminære forbrenningshastigheter fra rundt 10 vol% CO₂, enn de som er oppnådd i eksperimentene i denne oppgaven. Det samme gjelder for $\phi = 0,7$ i figur 44 hvor Li et al. (2016) får høyere laminær forbrenningshastighet fra rundt 15 vol% CO₂. Ser en dette i sammenheng med den modifiserte metoden, vil en korreksjon av flammen mest sannsynlig føre til at verdiene for S_u synker.



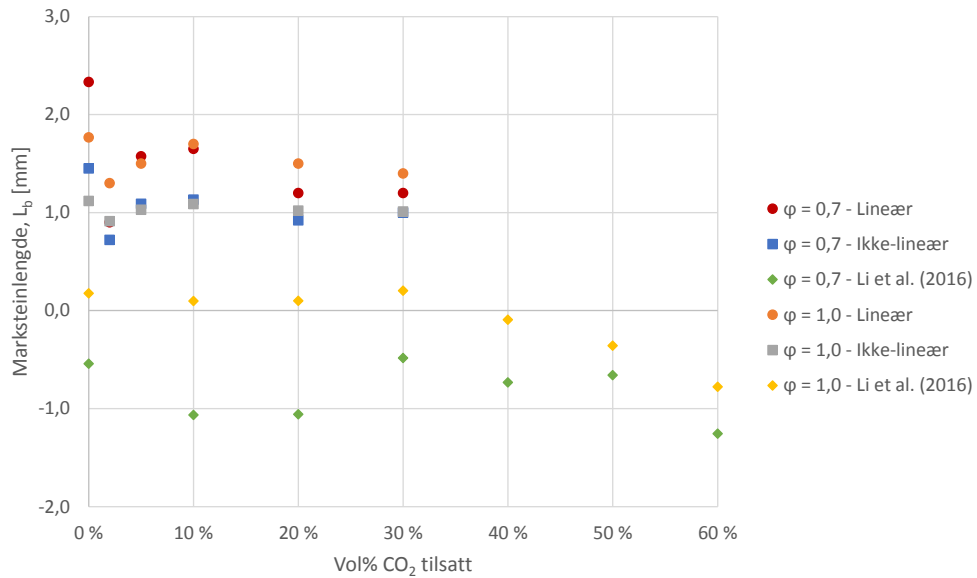
Figur 43: Laminær forbrenningshastighet til støkiometrisk hydrogen-luft-CO₂ blandinger som funksjon av vol% CO₂ tilsatt.



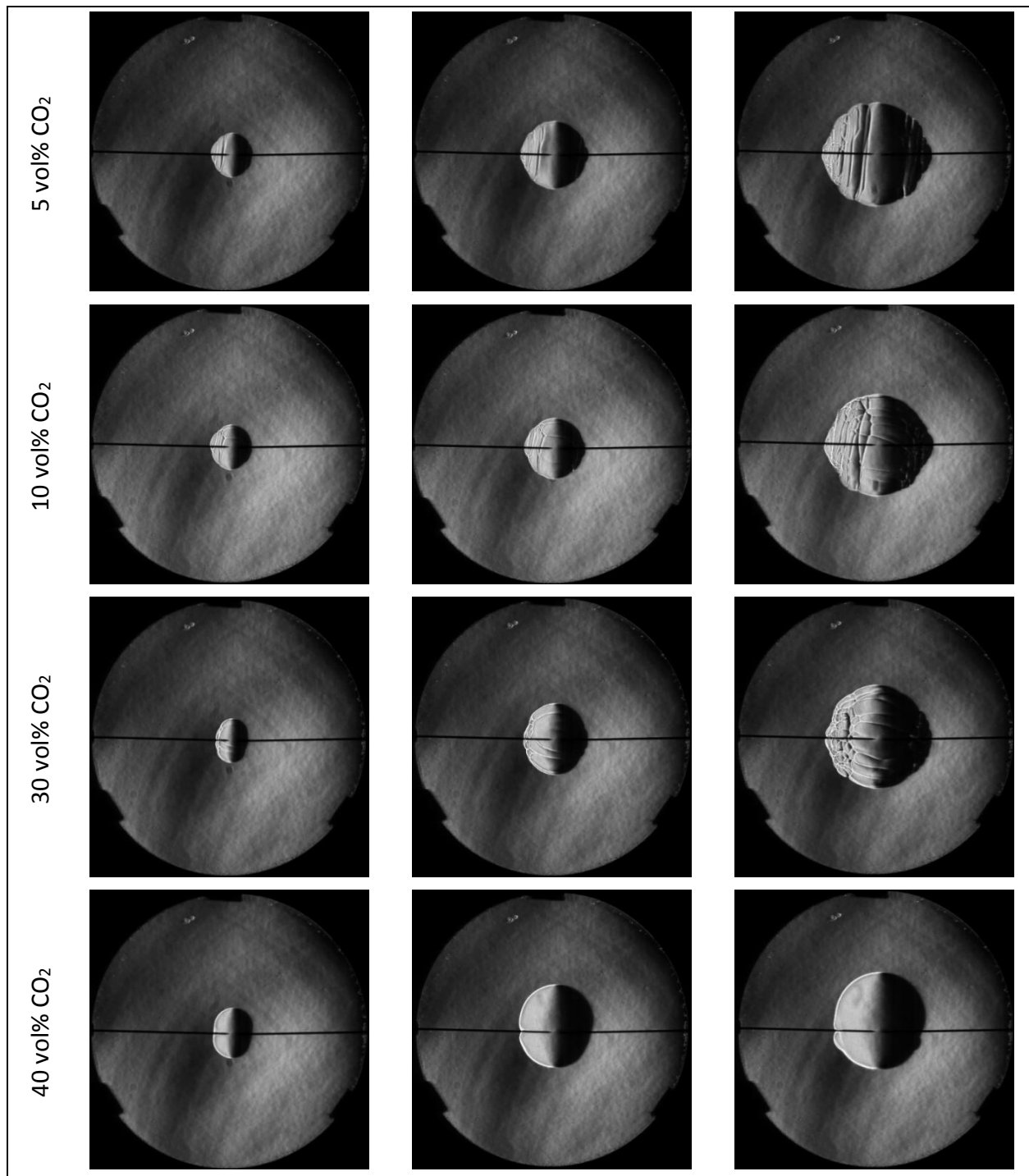
Figur 44: Laminær forbrenningshastighet for hydrogen-luft/CO₂ blandinger med $\phi = 0,7$ som funksjon av vol% tilsatt CO₂.

De beregnede Markstein-lengdene i denne oppgaven er sammenlikner med verdier fra Li et al. (2016) i figur 45. Det fremkommer tydelig at Markstein-lengdene som er oppnådd i denne oppgaven ligger vesentlig høyere enn litteraturverdiene. Figuren viser også at Li et al. (2016) får L_b med tilnærmet konstant verdi uansett andelen CO₂ som tilsettes, og at $\phi = 0,7$, samt $\phi = 1,0$ fra 40 vol% CO₂, gir negative Markstein-lengder. I eksperimentene i denne oppgaven er alle de estimerte Markstein-lengdene positive. Figur 47 viser at dette strider mot observasjoner av

flammen. I figuren vises flammeforplantningen i magre hydrogen-luft blandinger ($\phi=0,7$) tilsatt ulike mengder karbondioksid. Det er tydelig at blandingene som er tilsatt 5, 10 og 30 vol% CO₂ er ustabile og dermed burde gitt negative Markstein-lengder. Tilsvarende figurer for $\phi = 1,0$ og 1,5 med er vist vedlegg C. Korreksjon av ustabiliteter på flammen ville derfor antagelig ført til endring av L_b slik som var tilfelle for eksperimentene med hydrogen-luft blandinger.



Figur 45: Markstein-lengde for hydrogen-luft/CO₂ blandinger med $\phi = 0,7$ og $1,0$ som funksjon av vol% tilsatt CO₂.



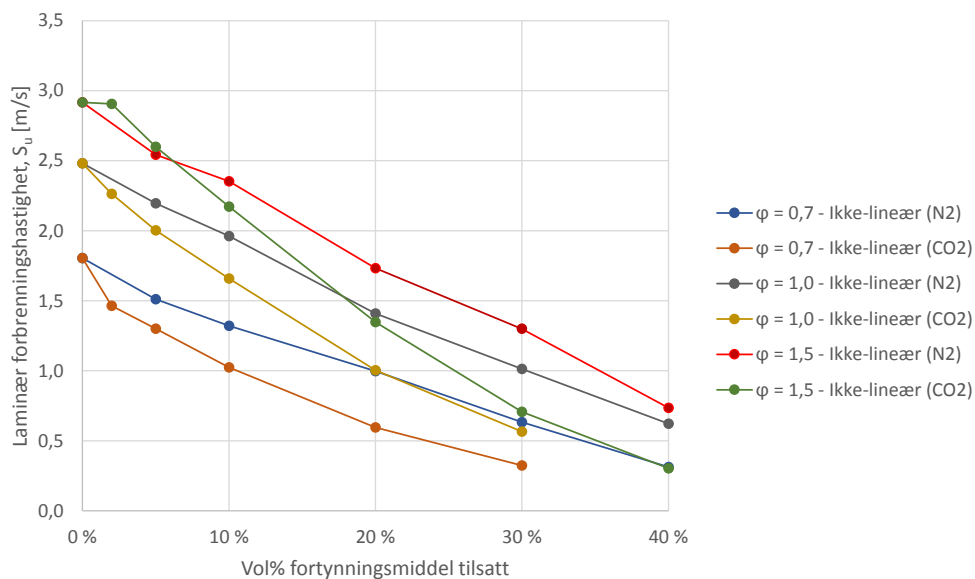
Figur 46: Flammeoverflaten ved ca. samme radius for $\phi=0,7$ H₂-luft blandinger tilsatt ulike mengder CO₂.

5.1.8 Sammenlikning av N₂ og CO₂

I dette kapittelet sammenliknes effekten av nitrogen og karbondioksid som fortynningsmiddel.

Laminær forbrenningshastighet

I figur 47 vises effekten av N₂ og CO₂ på den laminære forbrenningshastigheten. Ved å sammenlikne nitrogen og karbondioksid ser en tydelig at karbondioksid i de aller fleste tilfeller har en bedre slukkeeffekt enn nitrogen for både mager, støkiometrisk og rik blanding. Det eneste unntaket fra dette er ca.0-5 vol% tilsatt fortynningsmiddel for $\phi = 1,5$. I dette området gir nitrogen tilsynelatende best slukkeeffekt. I figuren er det verdier fra den ikke-lineære ekstrapoleringen som er presentert, da denne er ansett å gi de mest korrekte verdiene (Kelley og Law, 2009).



Figur 47: Sammenlikning av effekten N₂ og CO₂ har på laminær forbrenningshastighet.

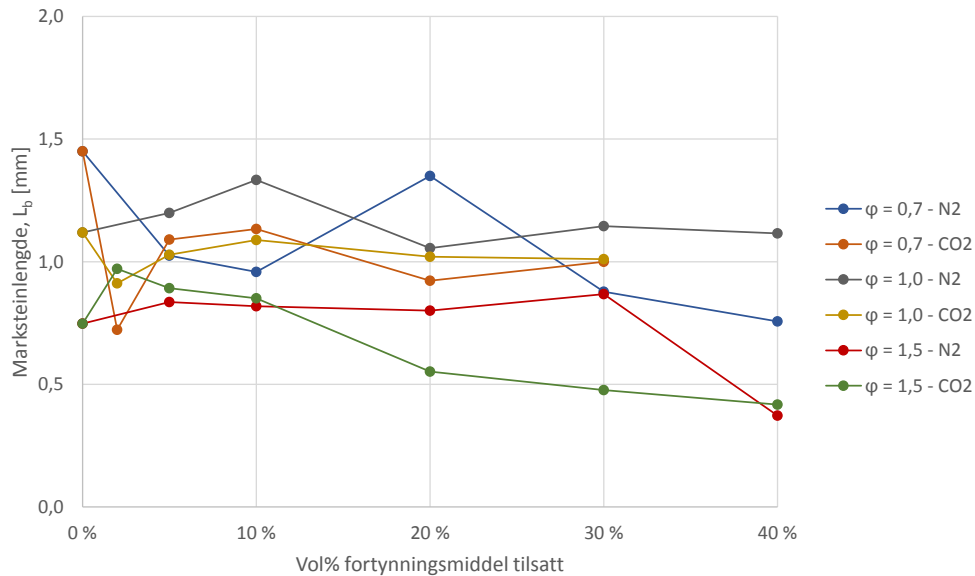
På grunn av overestimeringen av S_u i hydrogen-luft-nitrogen/karbondioksid blandinger er det nødvendig å finne bedre metoder for å kunne estimere disse mer nøyaktig.

Markstein-lengde

Figur 48 viser sammenlikning av effekten av nitrogen og karbondioksid på Markstein-lengden. Som nevnt i kapittel 5.1.5 og 5.1.7 er det ingen tydelige trender som viser effekten av tilsatt fortynningsmiddel på Markstein-lengden, annet enn at L_b er relativt konstant for alle blandinger.

I tillegg til bildeserien for mager blanding med CO₂, vist i figur 46, inneholder vedlegg C også bildeserier fra de fem andre kombinasjonene av inertgasser og ekvivalensforhold. Studeres disse bildene kan det tilsynelatende se ut som inertisering med CO₂ skaper mer ustabiliteter på flammeoverflaten enn N₂ for alle de tre ekvivalensforholdene. Denne observasjonen gjenspeiles til en viss grad i de presenterte litteraturverdiene i figur 38, 40 og 45 hvor Markstein-lengden i

CO₂ blandinger har større negative verdier enn de i N₂ blandinger. Dette gjenspeiles ikke i figur 48, hvor variasjonene i L_b virker mer eller mindre vilkårlig. På grunn av store avvik mellom oppnådde verdier for L_b og visuelle observasjoner, vil ikke verdiene for Markstein-lengdene i denne oppgaven gi realistiske eksperimentelle data. Det kreves derfor bedre metoder for å kunne bestemme Marksteinlengden.



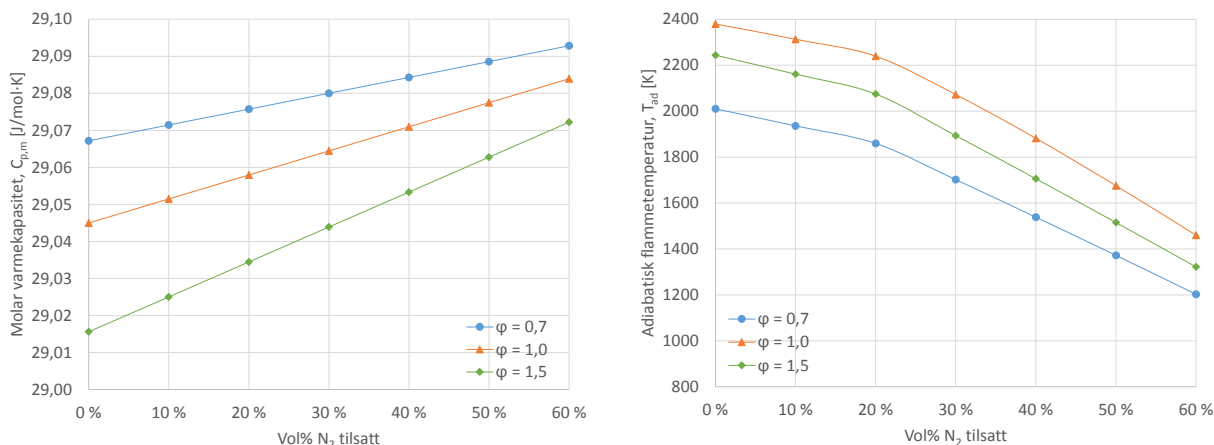
Figur 48: Sammenlikning av effekten N₂ og CO₂ har på Markstein-lengden.

Varmekapasitet

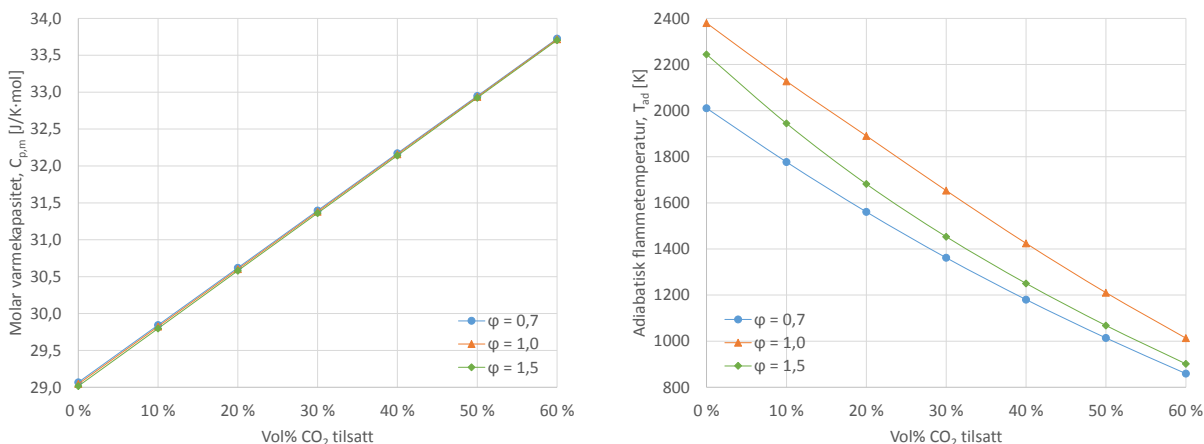
Varmekapasitet, som er beskrevet i kapittel 2.4.3, er en viktig parameter som forklarer det som observeres med reduserte laminære forbrenningshastigheter ved økende andeler nitrogen og karbondioksid i blandinger. Etersom varmekapasiteten varierer for ulike gasser vil en endring i sammensettingen av blandingen resultere i endret varmekapasitet for blandingen totalt sett. Dette er illustrert i grafen til venstre i figur 49 hvor den molare varmekapasiteten ved 294 K for ekvivalensforholdene 0,7, 1,0 og 1,5 er plottet mot variasjon i volumprosent nitrogen tilsatt. Siden varmekapasiteten til nitrogen er høyere enn varmekapasiteten til både hydrogen og oksygen vil den molare varmekapasiteten øke med økende innhold av nitrogen i blandingen. Det samme gjelder for økende innhold av karbondioksid som er vist i grafen til venstre i figur 50. Begge grafene viser at økningen i den molare varmekapasiteten med økende andel fornyingsmiddel vesentlig større i H₂-luft-CO₂ blandinger sammenliknet med H₂-luft-N₂ blandinger.

Den molare varmekapasiteten angir hvor mye varme som må tilføres en blanding for å heve temperaturen med 1 K. Det vil si at en endring i varmekapasiteten til blandingen vil føre til en endring i flammemetemperaturen ettersom endret varmekapasitet endrer mengden varme som kreves for å øke temperaturen i blandingen. Den adiabatisk flammemetemperaturen, T_{ad} , er beregnet med den kjemiske likevektskalkulatoren som beskrevet i kapittel 4.6.5, og er plottet mot

volumprosent tilsatt nitrogen og karbondioksid i grafene til høyre i henholdsvis figur 49 og 50. Redusert flammtemperatur vil redusere reaksjonsraten i henhold til Arrhenius likning i formel (20) og dermed redusere den laminære forbrenningshastigheten.



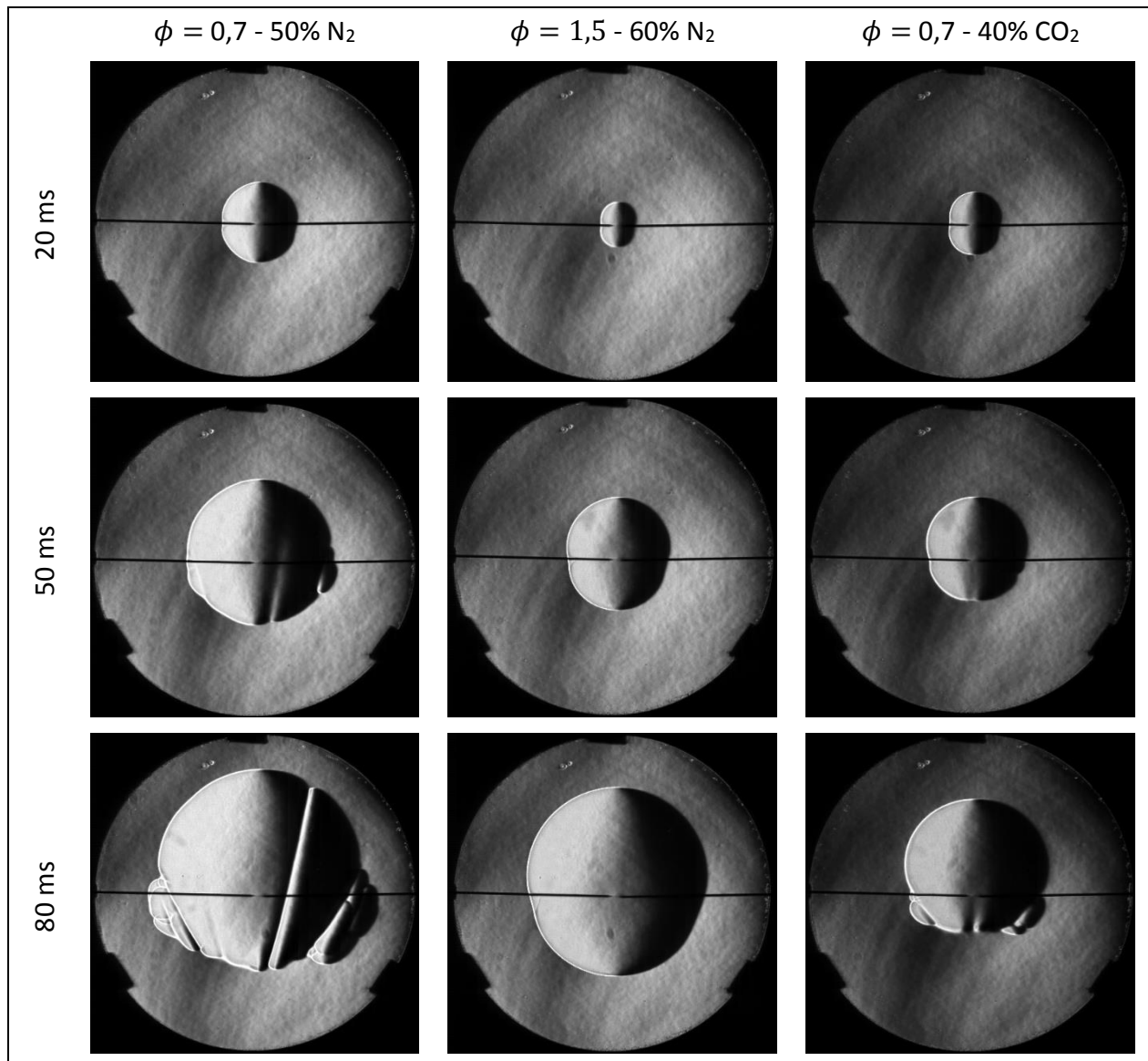
Figur 49: Molar varmekapasitet ved 294 K og adiabatisk flammtemperatur, beregnet med CEC, som funksjon av tilsatt vol% N_2 til H_2 -luft blandinger.



Figur 50: Molar varmekapasitet ved 294 K og adiabatisk flammtemperatur, beregnet med CEC, som funksjon av tilsatt vol% CO_2 til H_2 -luft blandinger.

Oppdriftseffekt

Som nevnt i innledningen til kapittel 5 ble det også forsøkt å tilsette 60 vol% N_2 og 50 vol% CO_2 til hydrogen-luft blandinger. Fortynning med høye andeler N_2 og CO_2 i hydrogen-luft blandinger ga oppdriftseffekt som følge av lave flammehastigheter på grunn av blandingens lave reaktivitet (beskrevet i kapittel 3.2) (Ronney og Wachman, 1985; Qiao et al. 2007). Effekten observert ved tilsetning av 50 vol% N_2 til ekvivalensforhold 0,7, og 60 vol% N_2 til ekvivalensforhold 1,0 og 1,5. For CO_2 ble dette observert for eksperimentene tilsatt 40 vol% CO_2 til ekvivalensforhold 0,7 og 1,0 og 50 vol% CO_2 til ekvivalensforhold 1,5. Figur 51 viser tre bildeserier for utvalgte blandinger av de nevnt ovenfor. Bildene viser hvordan oppdrift påvirker flammeforplantningen.



Figur 51: Påvirkning av gravitasjon ved lav flammehastighet i tre utvalgte blandinger.

Tilsetning av 50 vol% nitrogen til den magre blandingen ($\phi = 0,7$) og 40 vol% karbondioksid til den magre og støkiometriske blandingen gav en tilsynelatende sfærisk ekspansjon i deler av ekstrapoleringsområdet. Tabell 7 viser beregnet laminær forbrenningshastighet og Markstein-lengde fra disse tre eksperimentene.

Tabell 7: Beregnet laminær forbrenningshastighet og Markstein-lengde for blandinger med oppdriftseffekter.

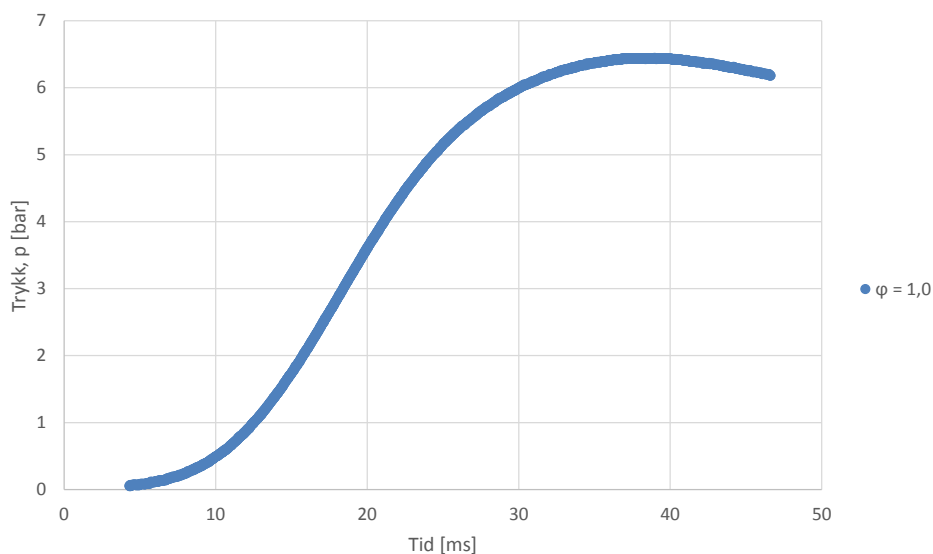
Blanding	Lineær		Ikke-lineær	
	S_u [m/s]	L_b [mm]	S_u [m/s]	L_b [mm]
$\phi = 0,7 + 50 \text{ vol\% N}_2$	0,11	-2,20	0,11	-4,54
$\phi = 0,7 + 40 \text{ vol\% CO}_2$	0,07	-2,00	0,07	-4,02
$\phi = 1,0 + 40 \text{ vol\% CO}_2$	0,23	-0,50	0,23	-0,56

Tabell 7 viser at de beregnede laminære forbrenningshastighetene er lavere enn de estimerte grenseverdiene på 20 cm/s og 15 cm/s foreslått av henholdsvis Qiao et al. (2007) og Ronney og Wachman (1985). Siden flammen ikke ekspanderer sfærisk i hele ekstrapoleringsområdet er det tydelig at den er påvirket av oppdriftseffekter. Det er derfor knyttet stor usikkerhet til resultatene selv om verdier kun hentes fra en del av området der flammen tilsynelatende ekspanderer sfærisk.

Som figur 47 viste går den laminære forbrenningshastigheten tilsynelatende mot null ved tilsetning av 50-60 vol% nitrogen og 40-50 vol% karbondioksid til de ulike ekvivalensforholdene. Det tyder dermed på at brennbarhetsgrensen nås ved tilsetning av disse konsentrasjonene med fortynningsmiddel, siden flammens evne til å forplante seg nedover er begrenset av oppdriftseffektene. For å bestemme laminær forbrenningshastighet nær brennbarhetsgrensene må eksperimentene gjennomføres i vektløs tilstand. Det sistnevnte ble gjort av både Qiao et al. (2007) og Ronney og Wachman (1985).

5.2 Resultater fra konstant-trykk metoden

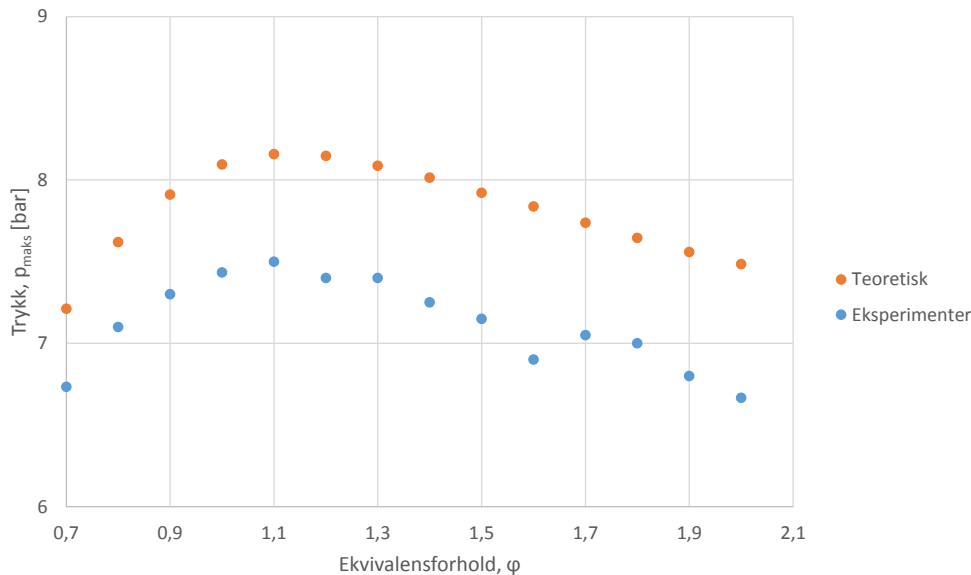
Figur 52 viser den dynamiske trykkmålingen for en støkiometrisk hydrogen-luft blanding som funksjon av tid etter tenning. Trykkkurven ser tilsynelatende ut som den skal, med den karakteristiske S-formen. Men estimering av laminær forbrenningshastighet fra trykk-tid historikken med formlene presentert i kapittel 2.3.3 gir verdier som ikke er i nærheten av å samsvare med hverken konstant-trykk metoden eller litteratordata. En mulig forklaring på dette er at trykkstigningen (dp/dt) er for liten og dermed gir for lave verdier for S_{uL} . Tilsvarende grafer vist av Dery (2017) og Dahoe (2005) viser en vesentlig mye raskere trykkstigning enn det som observeres i eksperimentene i denne oppgaven.



Figur 52: Målt dynamisk trykk som funksjon av tid etter tenning.

5.3 Eksplosjonstrykk

Sammensettingen av en gassblanding påvirker det maksimale eksplosjonstrykket, p_{maks} , hvor støkiometrisk blanding teoretisk skal gi det høyeste trykket, siden det er ved dette ekvivalensforholdet at både brensel og luft konsumeres fullstendig. Dette konseptet tar derimot ikke høyde for at kjemisk likevekt ved høy temperatur og normalt finner vi derfor p_{maks} ved $\phi > 1,0$. Figur 53 viser de målte maksimaltrykkene i hydrogen-luft blandingene sammenliknet med de teoretiske trykkene ved adiabatisk forbrenning ($p_{maks,ad}$). De målte trykkene er lavere enn de teoretiske fordi det virkelige systemet har varmetap.

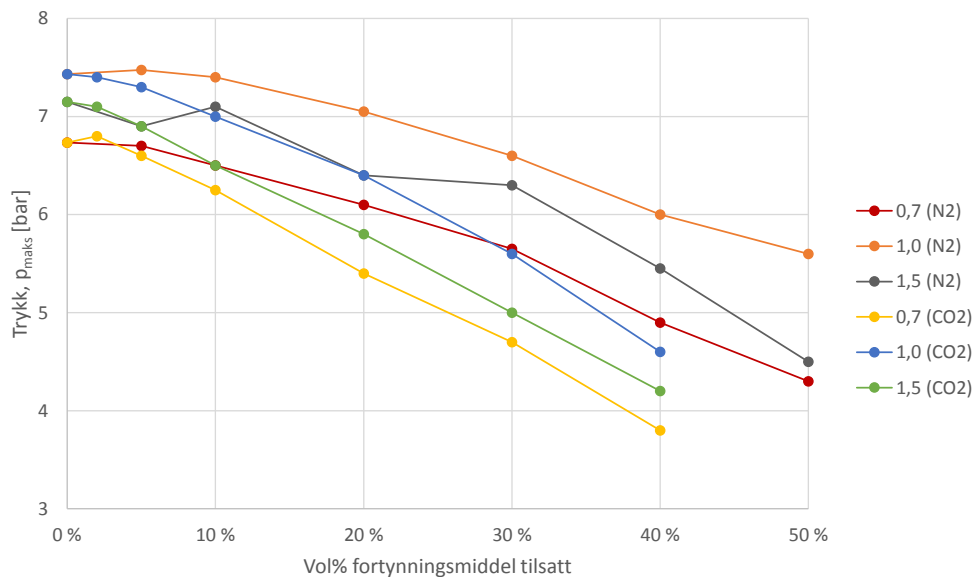


Figur 53: Maksimalt eksplosjonstrykk fra trykkmålinger sammenliknet med teoretiske verdier.

Ekvivalensforhold 1,6 gir et noe lavere trykk enn det som er forventet ut fra datapunktene ellers i figuren. Alle eksperimentene (tre forsøk) med dette ekvivalensforholdet, som er inkludert i resultatene, ble gjort samme dag. Det målte maksimaltrykket fra samtlige eksperimenter den dagen er lavere enn gjennomsnittet. Hvis en sammenlikner trykkmålingene med lufttrykket de aktuelle dagene kan det sees en trend ved at redusert lufttrykk gir redusert eksplosjonstrykk. Det målte lufttrykket var 970 hPa den aktuelle dagen hvor de tre eksperimentene med ekvivalensforhold 1,6 ble gjort (Geofysisk institutt, 2019). Benyttes et initialtrykk på 970 hPa i CEC, blir $p_{maks,ad}$ lik 7,6 bar, fremfor 7,8 bar med initialtrykk på 1 bar. Det viser seg ved sammenlikning av initialtrykk og målte eksplosjonstrykk fra forskjellige dager at det målte eksplosjonstrykket reduseres med rundt 0,1-0,3 bar ved en reduksjon i lufttrykket fra rundt 1010-1015 hPa til 970-976 hPa. Dette stemmer godt overens med beregninger med den kjemiske likevektskalkulatoren. Tilsvarende observeres også i figur 54 for eksperimentene med 10 og 30 vol% N_2 gjennomført en dag hvor lufttrykket var 1,015 bar, mens de øvrige eksperimentene med nitrogen ved samme ekvivalensforhold ble gjennomført på dager med lufttrykk på 0,98 bar. Hvorvidt hele lufttrykkets

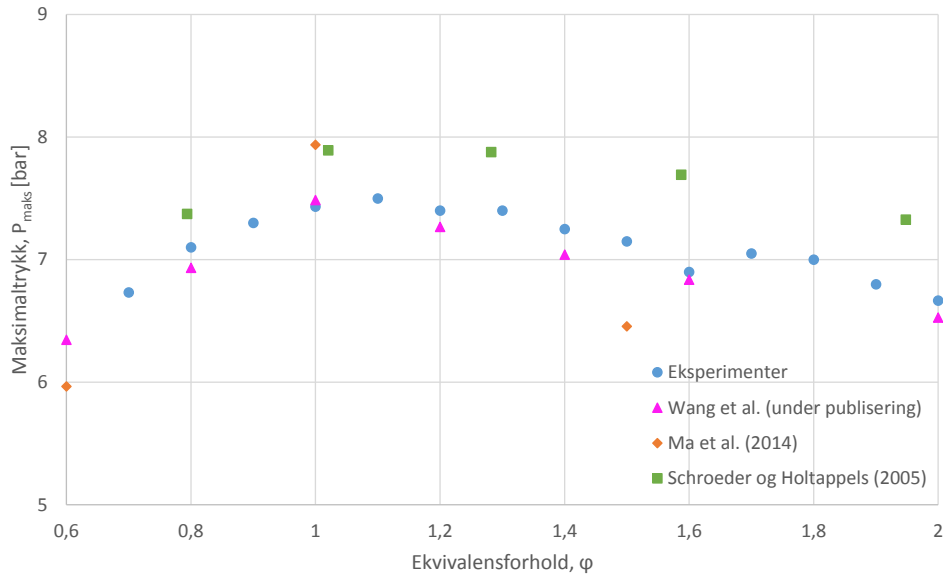
bidraget til initialtrykk kan reflekteres direkte på p_{maks} eller ikke, er vanskelig å si da reduksjonen i maksimaltrykket også kan skyldes eksperimentelle feil eller målefeil fra sensor eller ladningsforsterker.

figur 54 Figur 54 sammenlikner de maksimale eksplosjonstrykkene fra trykkmålinger i hydrogen-luft blandinger tilsatt nitrogen og karbondioksid. Det observeres at både nitrogen og karbondioksid reduserer trykket betraktelig, men at karbondioksid, som forventet, er mest effektiv. Det observeres at p_{maks} er redusert med ca. 40% ved tilsetning av 40 vol% karbondioksid til alle de tre ekvivalensforholdene som er testet her. Tilsetning av 50 vol% nitrogen gir en trykkreduksjon på 25% for støkiometrisk blanding, og ca. 35% for den magre og rike blandingen.



Figur 54: Sammenlikning av maksimalt eksplosjonstrykk fra trykkmålinger i H_2 -luft- N_2 og H_2 -luft- CO_2 blandinger.

Figur 55 viser det maksimale eksplosjonstrykket fra eksperimentene med hydrogen-luft blandinger i denne oppgaven sammenliknet med litteraturverdier. Wang et al. (under publisering) og Schroeder og Holtappels (2005) utførte eksperimenter i sylindriske kammerer med volum på henholdsvis 7,3 L og 6 L, mens Ma et al. (2014) brukte et 20 L kuleformet kammer.



Figur 55: P_{maks} som funksjon av ekvivalensforhold.

Større kammer vil gi økt forhold mellom volum og overflateareal. Dette vil gi mindre varmetap og dermed høyere maksimaltrykk. Som figuren over viser er eksplosjonstrykkene som er oppnådd i eksperimentene i denne oppgaven tilsvarende de Wang et al. (under publisering) fikk i et 7,3 L kammer, og lavere enn de Schroeder og Holtappels (2005) fikk i et 6 L kammer. Det tyder derfor på at de målte maksimaltrykkene i denne oppgaven er lavere enn hva som er forventet.

5.4 Feilkilder

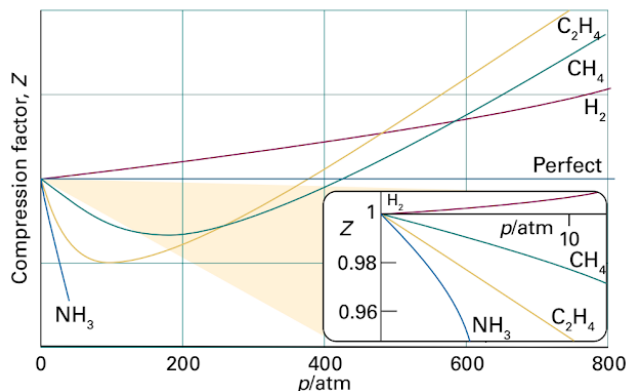
I dette kapittelet diskuteres noen potensielle feilkildene som kan gi opphav til unøyaktighet i bestemmelsen av laminær forbrenningshastighet og Markstein-lengde.

5.4.1 Antagelsen om ideell gass

Virkelige gasser avviker fra den ideelle gassloven fordi molekylene vekselvirker med hverandre. På grunn av virkningen av intermolekylære krefter benyttes kompressibilitetsfaktoren, Z , for å korrigere den ideelle gassloven, som da er gitt som:

$$pV = ZnRT \quad (31)$$

Kompressibilitetsfaktoren er gitt ved forholdet mellom det målte molare volumet til en gass og det molare volumet til en perfekt gass ved samme trykk og temperatur. Kompressibilitetsfaktoren for ideelle gasser er derfor lik 1. For reelle gasser vil tiltrekningskreftene dominere ved lave trykk og redusere det molare volumet, slik at $Z < 1$ for de fleste gasser. Ved høye trykk vil frastøtningkreftene dominere og øke det molare volumet, slik at $Z > 1$ for de fleste gasser. Dette er illustrert i figur 56 (Aktins og de Paula, 2014, s.45-46).



Figur 56: Sammenhengen mellom kompressibilitetsfaktoren og trykk for noen gasser (Atkins og de Paula, 2014, s.46).

Tabell 8 viser en oversikt over kompressibilitetsfaktoren til gassene som benyttes i denne oppgaven ved 300 K og 1 atm. Som oversikten viser er Z tilnærmet lik 1 for alle gassene ved disse betingelsene. Dette ses også i figuren over hvor kompressibilitetsfaktoren går mot 1 når trykket går mot 0. Som tabellen viser avviker CO₂ mest, som betyr at økende konsentrasjon av CO₂ i gassblandingen vil gi opphav til økende avvik fra ideell gass.

Tabell 8: Kompressibilitetsfaktoren til gassene brukt i denne oppgaven ved 300 K og 1 atm (Zemansky, 1957, s.4-82 til 4-112).

Gass	Z
H ₂	1,0006
N ₂	0,9997
CO ₂	0,99501
Luft	0,9996

Antagelsen om ideelle gasser kan føre til små avvik i beregningen av forbrenningshastigheten ettersom ekspansjonsforholdet endres med endringer i molfraksjoner. Siden disse avvikene er minimale er antagelsen om ideelle gasser benyttet i denne oppgaven.

5.4.2 Ekstrapoleringsområde og tennenergi

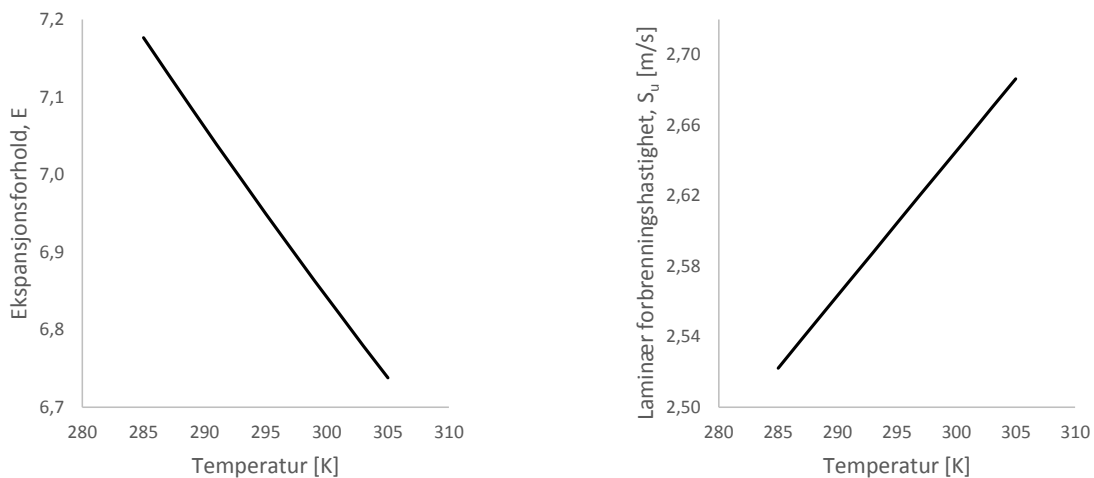
Dersom det er for få datapunkter i ekstrapoleringsområdet kan det føre til tilfeldig støy som gir et unøyaktig tredjegradspolynom, og dermed avvikende verdier for flammehastigheten. Dette vil ha stor betydning for den beregne forbrenningshastigheten og Markstein-lengden og anses som en signifikant feilkilde. Ekstrapoleringen med de benyttede metodene viser også å være sensitiv, med hensyn på L_b , for valg av ekstrapoleringsområde. Som et eksempel benyttes resultatene fra en hydrogen-luft blanding med ekvivalensforhold 1,2. Økes ekstrapoleringsområdet fra 7,35-20,59 mm til 7,35-22,06 mm doubles Marksteinlengden fra 0,32 mm til 0,64 mm, mens S_{fu} øker fra 17,1 m/s til 18 m/s. Den relative økningen er dermed størst for Marksteinlengden. Dette har også

blitt vist gjennom resultatene tidligere i oppgaven, hvor det er Marksteinlengden som har hatt den største relative endringen ved justering av metoden for dataanalyse.

Tennenergien er også en mulig feilkilde for ekstrapoleringsområdet. Tennenergien fra gnistgeneratoren er tidligere estimert å avgi en gnist med 3,27 mJ (Dery, 2017). Ono og Oda (2008) fant at minste tennenergi for hydrogen-luft blandinger kunne være så lavt som 0,017 mJ for blandinger med hydrogenkonsentrasjon på rundt 22-26%. Med et gnistgap på 2-3 mm er minste tennenergi ca. 0,05-0,1 mJ. Tennkilden som er benyttet i eksperimentene i denne oppgaven avgir dermed betraktelig mer energi enn hva som er nødvendig. Konsekvensen av dette kan være at gassblandingen blir påvirket av tennenergien over en lengre tidsperiode, som gjør at nedre radius i ekstrapoleringsområdet får en høyere verdi.

5.4.3 Temperaturendringer

Temperaturendringer i eksplosjonskammeret vil påvirke resultatet fordi økt temperatur fører til raskere forbrenningen som følge av økte reaksjonsrater med økende temperatur. For å motvirke temperaturøkninger ble ventilen til eksosslangen åpnet umiddelbart etter endt forsøk og kammeret ble spylt med trykklyft. Men uten å ha kontroll på temperaturen inne i kammeret er det vanskelig å vite om tiden mellom eksperimentene er tilstrekkelig lang til at temperaturen er 295K før neste eksperiment. Økt temperatur vil samtidig føre til lavere initiell tetthet i gass-luft blandingen og påvirker derfor ekspansjonsforholdet som inngår i beregningen av forbrenningshastigheten. Figur 57 viser beregnet ekspansjonsforhold for en støkiometrisk hydrogen-luft blanding i temperaturområdet 285-305K, og effekten temperaturendringer har på forbrenningshastigheten. Det kan med stor sikkerhet antas at initialtemperaturen ikke varierer mer enn $\pm 5K$. Dette gir en variasjon i den laminære forbrenningshastigheten på $\pm 4,1$ cm/s, som tilsvarer $\pm 1,6\%$.



Figur 57: T.v.: Ekspansjonsforhold som funksjon av temperatur for støkiometrisk H_2 -luft blanding. T.h.: Laminær forbrenningshastighet som funksjon av temperatur.

5.4.4 Initialtrykk

Initialtrykket er antatt å være 1 bar i alle eksperimentene. Hu et al. (2009) studerte effekten av økt initialtrykk på hydrogen-luft blandinger. Resultatene viser at økt initialtrykk fører til redusert laminær forbrenningshastighet og demping av de kjemiske reaksjonene som følge av redusert konsentrasjon av H- og OH-radikaler. Initialtrykket påvirker også eksplosjonstrykket, p_{maks} . I tabell 9 vises lufttrykket for dagene hvor det er gjort eksperimenter. Tallene i tabellen er basert på gjennomsnittlig lufttrykk i mellom kl.09:00 og 17:00, som er tidsrommet hvor alle eksperimentene gjøres. Som tabellen viser er største differanse i initialtrykk mellom 1018 hPa og 970 hPa.

Tabell 9: Lufttrykk ved Florida på dager med eksperimenter. (Geofysisk institutt, 2019)

Dato	Lufttrykk [hPa]	Dato	Lufttrykk [hPa]
01.03.2019	1008	25.03.2019	1015
04.03.2019	970	27.03.2019	1018
05.03.2019	985	01.04.2019	1017
06.03.2019	989	02.04.2019	1000
08.03.2019	989	03.04.2019	1001
12.03.2019	981	04.04.2019	998
13.03.2019	980	25.04.2019	1002
14.03.2019	979	27.04.2019	1004
15.03.2019	976	30.04.2019	1014
18.03.2019	1002		

Ekspansjonsforholdet vil endres som følge av en endring i initialtrykket. For å gi et eksempel på hva dette har å si for den laminære forbrenningshastigheten er ekspansjonsforholdet beregnet for støkiometrisk hydrogen-luft blanding med initialtrykk på 970 og 1018 hPa. Basert på gjennomsnittlig flammehastighet på 17,25 m/s med ikke-lineær ekstrapolering, er usikkerheten $\pm 0,13$ cm/s. Siden initialtrykket samtidig påvirker de kjemiske reaksjonene, er det vanskelig å si noe om hvor mye endringer i initialtrykket totalt sett har å si for den laminære forbrenningshastigheten uten å gå inn i den kjemiske kinetikken.

5.4.5 Lekkasje fra kammeret

Som nevnt i kapittel 4.1 ble det observert en lekkasje på 0,0004-0,0006 bar/minutt fra eksplosjonskammeret. Tidtaking viste at det maksimalt ble brukt 5 minutter på å fylle gass i kammeret, noe som gjør at det kan bli tilført 0,0017-0,0025 mol mindre gass i løpet av tiden det tar å fylle gass. Kvantifisering av dette er vanskelig da lekkasjepunktet ikke er kjent, og fordi det er usikkert hvilken mengde av hver gass i blandingen som forsvinner som følge av lekkasjen. Det kan være lekkasje mellom kammer og omgivelsene, i ventil mellom trykkluftreservoar og kammer eller i en av nålventilene. Alle tre lekkasjepunkter gir mulighet for at det er luft som slippes inn i kammeret, men lekkasje i nålventil gir også en mulighet for at det er H₂ eller N₂/CO₂ som slipper inn. Dermed vil lokasjonen av lekkasjen føre til forskjellige gassblandinger i kammeret.

For å gi et estimat på hvordan lekkasjen påvirker resultatene presenteres et par mulige scenarier med ekstreme antagelser. Ekstreme i den forstand at det er de som har størst påvirkning på resultatet, men at det er lite sannsynlig at de forekommer.

Et scenario baserer seg på antagelsen om at lekkasjen fører til at det tilføres 0,0025 mol luft istedenfor H₂. Dette gir et negativt avvik i ekvivalensforholdet på 1,72-1,44 % i området $0,7 \leq \phi \leq 1,0$, 1,44-1,27% i området $1,0 \leq \phi \leq 1,5$ og 1,27-1,22% i området $1,5 \leq \phi \leq 2,0$.

Et annet scenario er at det tilføres 0,0025 mol N₂/CO₂ istedenfor H₂. Dette gir et negativt avvik i ekvivalensforholdet på 0,95%, 0,58% og 0,29% for henholdsvis $\phi = 0,7, 1,0$ og $1,5$, samt en økning i tilsatt N₂/CO₂ på 0,003 vol%.

5.4.6 Ikke-sfærisk bilde

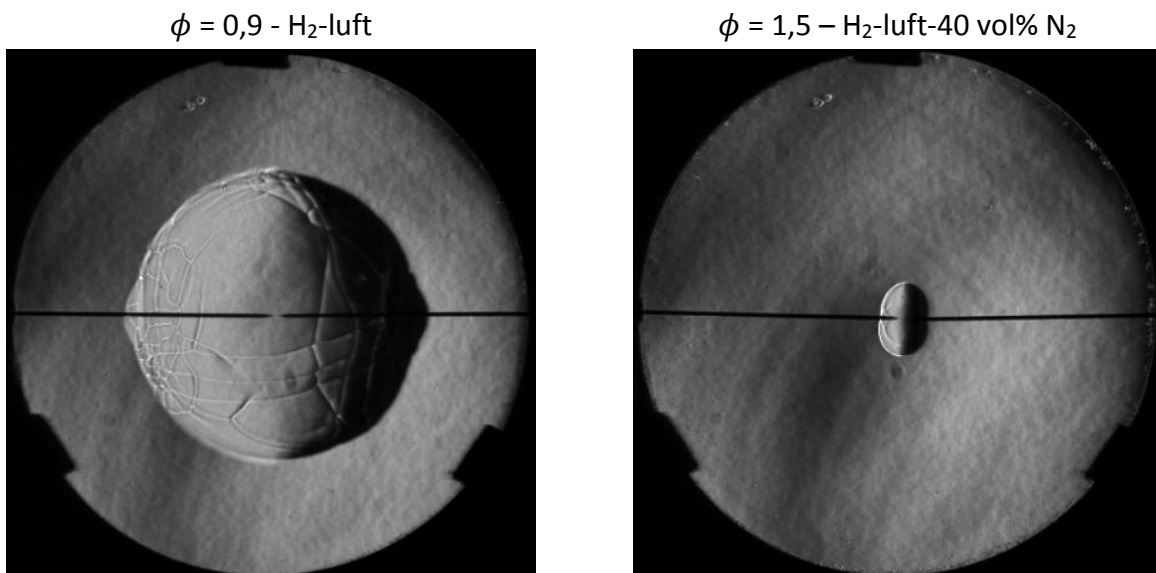
Et bilde som ikke er sfærisk vil føre til usikkerhet i estimeringen av laminær forbrenningshastighet og Markstein-lengde. Ved kvantifisering av dette ble det påvist at den horisontale retningen var 1,5 % lengre enn den vertikale, noe som tilsvarer 7 piksler i Schlieren-bildene. Det er også en usikkerhet på ± 1 piksel knyttet til algoritmen for deteksjon av kanter i Matlab-koden. Ettersom den totale diameteren på Schlieren-bildet inneholder ca.489 piksler, utgjør ± 9 piksler 1,8%. Dersom det antas at denne feilen forplanter seg direkte til den beregnede laminære forbrenningshastigheten vil dette gi et intervall på $\pm 5,5$ cm/s for S_u ved ekvivalensforhold 1,6, dvs. for den høyeste laminære forbrenningshastigheten.

5.4.7 Kammer og elektroder

Formen på kammeret har betydning for trykkøkningen. Et sfærisk kammer gir uniform fordeling av trykket forårsaket av ekspansjonen ved forbrenning, og flammen blir uniformt påvirket av avgrensningen av kammerets vegg. I et kammer som ikke er sfærisk vil gassen bli trykket sammen mot midten på sidene og ekspandere mer i hjørnene. Dette gjør at flammen etterhvert vil få en form som formen på kammeret, men hjørner og ujevnheter på kammerveggene bidrar til å endre strømningsvektorene slik at flammen kan få andre former.

Et større eksplosjonskammer vil gi en mindre relativ trykkøkning og mindre varmetap. Redusert relativ trykkøkning er en fordel ved bruk av Schlieren-teknikken fordi det da kan benyttes et større ekstrapoleringsområde.

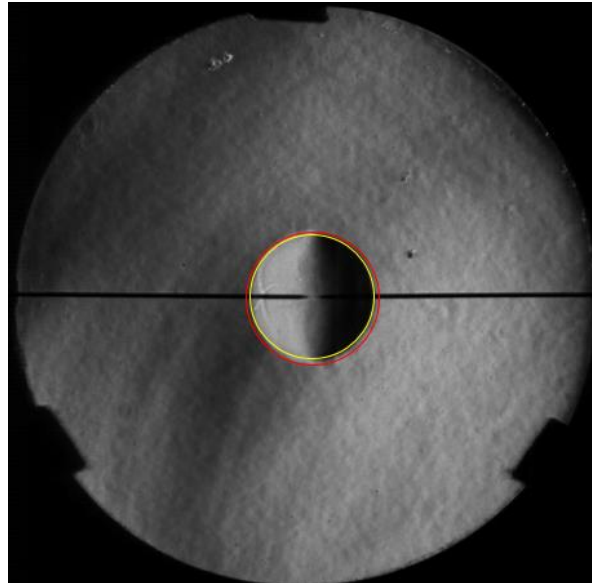
Figur 58 viser hvordan elektrodene kan påvirke flammehastigheten. Til venstre kan det ses at flammen har forplantet seg lengre ut langs elektrodene, dette kan skyldes at elektrodene fungerer som obstruksjoner i strømningsfeltet og skaper turbulens, som vil øke flammehastigheten. I bildet til høyre er det en relativt saktebrennende gassblanding som gjør at de kalde elektrodene får tid til å kjøle ned gassblandingen, og dermed reduseres flammehastigheten ved elektrodene.



Figur 58: Elektrodenes påvirkning på gasstrømningen.

5.4.8 Flammens form

Det er i databehandlingen antatt en kuleformet flamme. Korreksjon av sfærisitet tar hensyn til eventuelle feilplasseringer av elektroder og oppdriftseffekter. Et eksempel på dette er vist i figur 59 hvor en ser at radius i vertikal retning (rød sirkel) er større enn radius i horisontal retning (gul sirkel). Sfærisiteten er forholdet mellom den minste og den største radiusen til flammefronten, noe som gir en faktor mellom den observerte flammen og en perfekt sirkel. I en perfekt sirkel er radiusene like store og forholdet er lik 1. (Nativel et al., 2016)



Figur 59: Eksempel på avvik fra perfekt sirkel.

6. Konklusjon

Konstant-trykk metoden med Schlieren har blitt benyttet for å estimere laminær forbrenningshastighet (S_u) og Markstein-lengde (L_b) i hydrogen-luft blandinger med og uten inertgassene nitrogen og karbondioksid. Estimeringen ble gjort med modeller basert på både lineær og ikke-lineær ekstrapolasjon. Det ble vist at ustabiliteter på flammeoverflaten påvirker resultatet dersom dette ikke korrigeres for før ekstrapolasjonen. Resultatene med den opprinnelige ekstrapoleringsmetoden gir høyere og økende verdier for laminær forbrenningshastighet, sammenliknet med litteraturverdier, for ekvivalensforhold lavere enn 1,3 og høyere enn 1,5. Spredningen i resultatene i publiserte litteraturverdier for laminær forbrenningshastighet i hydrogen-luft blandinger er betydelig. En vanlig forklaring på dette i litteraturen er at ekstrapoleringsmodellene som benyttes ikke evner å gi gode nok estimater når Lewis-tallet avviker fra 1, som er tilfelle for magre og rike blandinger. Visuelle observasjoner av flammen fra Schlieren-bilder ga opphav til modifisering av den opprinnelige ekstrapoleringsmetoden. Resultatene fra estimeringen av S_u og L_b med den modifiserte metoden ga bedre resultater, ved at estimatene samsvarer bedre med observasjonene av flammen. Samtidig samsvarer estimatene fra denne metoden bedre med publiserte litteraturverdier, selv om Markstein-lengden fortsatt avviker noe som følge av for høye (eller for lave) verdier for ϕ mellom 1,0 og 1,3 (ϕ mellom 1,4 og 2,0). Den relativt store endringen i L_b viser at Markstein-lengden er en sensitiv parameter og det vil kreve bedre metoder for å bestemme pålitelige verdier.

Estimatene for laminær forbrenningshastighet i hydrogen-luft-nitrogen/karbondioksid blandinger viser en halvering av S_u ved tilsetning av rundt 25 vol% N_2 og ca. 15 vol% CO_2 ved bruk av den opprinnelige ekstrapoleringsmetoden. Som vist for hydrogen-luft blandinger overestimerer denne metoden S_u i forhold til den modifiserte metoden, men de oppnådde verdiene samsvarer godt med tilgjengelige litteraturverdier. Det er også vist at tilsetning av 50 vol% nitrogen til $\phi=0,7$ og 40 vol% karbondioksid til $\phi=0,7$ og 1,0 gir oppdriftseffekter som medfører usikkerhet i estimatene og disse bør derfor estimeres fra eksperimenter utført i vektløs tilstand. Resultatene viser at det maksimale eksplosjonstrykket reduseres med 40% ved tilsetning av 40 vol% karbondioksid for alle de tre ekvivalensforholdene som ble testet. Tilsvarende er maksimaltrykket ved 50 vol% tilsatt nitrogen, redusert med ca. 35% for den magre og rike blandingen og 25% for støkiometrisk blanding.

Observasjoner av flammen, samt tilgjengelig litteraturdata, viser at de estimerte Markstein-lengdene for magre og støkiometriske hydrogen-luft blandinger tilsatt N_2 eller CO_2 gir overestimerte verdier. Ekvivalensforhold 0,7 skal dessuten gi negative verdier, men estimatene gir utelukkende positive verdier.

7. Forslag til videre arbeid

Dette kapitlet oppsummerer forhold som kan være verdt å undersøke nærmere i fremtiden.

- Anskaffe (eller modifisere) en tennkilde som gir mulighet for justering av tennenergien.
- Bildebehandlingen bør gjøres mer robust ved å foreta målinger av flammediameteren i flere retninger og ikke bare horisontalt. Det bør da foretas minst to målinger slik at diameteren bestemmes basert på et gjennomsnitt. Et forslag er å ta to målinger i 45° fra horisontal retning.
- Evaluering av flammens kuleform for hvert Schlieren-bilde bør inkluderes i Matlab-koden.
- Legge opp til temperaturmåling i kammeret for å få kontroll på initialtemperaturen, og kanskje også for å kunne måle flammetemperaturen.
- Siden konstant-volum metoden baseres på trykk-tid historikk kan det være en fordel å ha en sekundær trykksensor for å ha to uavhengige målepunkter av trykket.
- Et rettlinjete Schlieren-oppsett vil kunne eliminere en del av usikkerhetene knyttet til sfærisitet på bilder.
- Et større eksplosjonskammer vil redusere påvirkningen av varmetap og relativ trykkøkning.
- Se om det kan finnes en kombinasjon av inertgasser som gir bedre effekt enn ren CO₂ på reduksjon av laminær forbrenningshastighet og p_{maks} .

8. Referanser

- Atkins, P. og Paula, J.d. (2014). *Atkins' Physical chemistry*. Oxford: Oxford University Press.
- Aung, K.T., Hassan, M.I. og Faeth, G.M. (1997). Flame stretch interactions of laminar premixed hydrogen/air flames at normal temperature and pressure. *Combustion and Flame* [Internett], 109 (1-2), s.1-24, DOI: [10.1016/S0010-2180\(96\)00151-4](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(96)00151-4).
- Aung, K.T., Hassan, M.I. og Faeth, G.M. (1998). Effects of pressure and nitrogen dilution on flame/stretch interactions of laminar premixed H₂/O₂/N₂ flames. *Combustion and Flame* [Internett], 112 (1-2), s.1-15, DOI: [10.1016/S0010-2180\(97\)81753-1](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(97)81753-1).
- Bradley, D., Gaskell, P.H. og Gu, X.J. (1996). Burning velocities, Markstein lengths, and flame quenching for spherical methane-air flames: A computational study. *Combustion and Flame* [Internett], 104 (1-2), s.176-198, DOI: [10.1016/0010-2180\(95\)00115-8](https://doi.org/10.1016/0010-2180(95)00115-8).
- Bradley, D., Lawes, M., Liu, K., Verhelst, S. og Wolley, R. (2007). Laminar burning velocities for lean hydrogen-air mixtures at pressures up to 1.0 MPa. *Combustion and Flame* [Internett], 149 (1-2), s.162-172. DOI: [10.1016/j.combustflame.2006.12.002](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2006.12.002).
- Burke, M.P., Chaos, M., Ju, Y., Dryer, F.L. og Klippenstein, S.J. (2011). Comprehensive H₂/O₂ kinetic model for high-pressure combustion. *International Journal of Chemical Kinetics* [Internett], 44 (7), s.444-474, DOI: [10.1002/kin.20603](https://doi.org/10.1002/kin.20603).
- Chen, Z., Bruke, M.P. og Ju, Y. (2009a). Effects of compression and stretch on the determination of laminar flame speeds using propagating spherical flames. *Combustion Theory and Modelling* [Internett], 13 (2), s.343-364, DOI: [10.1080/13647830802632192](https://doi.org/10.1080/13647830802632192).
- Chen, Z., Bruke, M.P. og Ju, Y. (2009b). Effects of Lewis number and ignition energy on the determination of laminar flame speed using propagating spherical flames. *Proceedings of the Combustion Institute* [Internett], 32 (1), s.1253-1260, DOI: [10.1016/j.proci.2008.05.060](https://doi.org/10.1016/j.proci.2008.05.060).
- Ciccarrelli, G. og Dorofeev, S. (2008). Flame acceleration and transition to detonation in ducts. *Progress in Energy and Combustion Science* [Internett], 34 (4), s.499-550, DOI: [10.1016/j.peccs.2007.11.002](https://doi.org/10.1016/j.peccs.2007.11.002).
- Coronel, S., Bitter, N., Thomas, V., Mevel (2014). Non-linear extrapolation of laminar flame properties from spherically expanding Flames [Internett]. California Institute of Technology. URL: https://www.researchgate.net/publication/261324435_Non-linear_Extrapolation_of_Laminar_Flame_Properties_from_Spherically_Expanding_Flames. (Lesedato: 02.03.2019).
- Dahoe, A.E. (2005). Laminar burning velocities of hydrogen-air mixtures from closed vessel explosions. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* [Internett], 18 (3), s.152-166, DOI: [10.1016/j.jlpp.2005.03.007](https://doi.org/10.1016/j.jlpp.2005.03.007).

- Dandy, D.S. (2019). Chemical equilibrium calculator. Colorado State University. URL: <http://navier.engr.colostate.edu/code/code-4/index.html> (Lesedato: 13.02.2019)
- Dery, W.P. (2017). Experimental determination of hydrogen-air laminar burning velocities, and the effect of water mist [Masteroppgave]. Bergen: Universitetet i Bergen.
- DNV GL (2019). Computational fluid dynamics software – Kameleon FireEx – KFX [Internett]. URL: <https://www.dnvgl.com/services/computational-fluid-dynamics-software-kameleon-fireex-kfx-110598>. (Lesedato: 24.05.2019)
- Dowdy, D.R., Smith, D.B, Taylor, S.C. og Williams, A. (1990). The use of expanding spherical flames to determine burning velocities and stretch effects in hydrogen/air mixtures. *Symposium (International) on Combustion* [Internett], 23 (1), s.325-332. DOI: [10.1016/S0082-0784\(06\)80275-4](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(06)80275-4).
- Eckhoff, R.K. (2016). Explosion hazards in the process industries. Chippenham, UK: Gulf Professional Publishing.
- Egolfopoulos, F.N. og Law, C.K. (1990). An experimental and computational study of the burning rates of ultra-lean to moderately-rich H₂/O₂/N₂ laminar flames with pressure variations. *Symposium (International) on Combustion* [Internett], 23 (1), s.330-340, DOI: [10.1016/S0082-0784\(06\)80276-6](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(06)80276-6).
- Faghieh, M. og Chen, Z. (2016). The constant-volume propagating spherical flame method for laminar flame speed measurement. *Science Bulletin* [Internett], 61 (16), s.1296-1310, DOI: [10.1007/s11434-016-1143-6](https://doi.org/10.1007/s11434-016-1143-6).
- Geofysisk institutt (2019). Været i Bergen [Internett]. Universitetet i Bergen: Geofysisk institutt. URL: <https://veret.gfi.uib.no/> (Lesedato: 27.05.2019)
- Gexcon (2018). FLACS functionality [Internett]. URL: <https://www.gexcon.com/article/FLACS-Functionality/29/en>. (Lesedato: 09.05.2019).
- Halland, K. (2015). Measurements of laminar burning velocities in premixed gases by the schlieren imaging technique [Masteroppgave]. Bergen: Universitetet i Bergen.
- Hermanns, R.T.E., Konnov, A.A., Bastiaans, R.J.M. og Goey, L.P.H. (2007). Laminar burning velocities of diluted hydrogen-oxygen-nitrogen mixtures. *Energy Fuels* [Internett], 21 (4), s.1977-1981, DOI: [10.1021/ef060553g](https://doi.org/10.1021/ef060553g).
- Hisken, H. (2018). Investigation of instability and turbulence effects on gas explosions: experiments and modelling [PhD]. Bergen: Universitet i Bergen.
- Hu, E., Huang, Z., He, J. og Miao, H. (2009). Experimental and numerical study on laminar burning velocities and flame instabilities of hydrogen–air mixtures at elevated pressures and temperatures. *International Journal of Hydrogen Energy* [Internett], 34 (20), s.8741-8755. DOI: [10.1016/j.ijhydene.2009.08.044](https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2009.08.044).

- Jachimowski, C.J. (1988). An analytical study of the hydrogen-air reaction mechanism with application to scramjet combustion. NASA: Virginia. URL: <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19880006464.pdf> (Lesedato: 13.02.2019).
- Ji, M., Miao, H., Jiao, Q., Huang, Q. og Huang, Z. (2009). Flame propagation speed of CO₂ diluted hydrogen-enriched natural gas and air mixtures. *Energy Fuels* [Internett], 23 (10), s.4957-4965, DOI: [10.1021/ef900458r](https://doi.org/10.1021/ef900458r).
- Kelley, A.P. og Law, C.K. (2009). Nonlinear effects in the extraction of laminar flame speeds from expanding spherical flames. *Combustion and Flame* [Internett], 156 (9), s.1844-1851, DOI: [10.1016/j.combustflame.2009.04.004](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2009.04.004).
- Kim, C.H., Kwon, O.C. og Faeth, G.M. (2002). Effect of halons and halon replacements on hydrogen-fueled laminar premixed flames. *Journal of Propulsion and Power*, 18 (5), s.1059-1067.
- Kishore, R.V., Muchahary, R., Ray, A. og Ravi, M.R. (2009). Adiabatic burning velocity of H₂-O₂ mixtures-diluted with CO₂/N₂/Ar. *International Journal of Hydrogen Energy* [Internett], 34 (19), s.8378-8388, DOI: [10.1016/j.ijhydene.2009.07.029](https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2009.07.029).
- Konnov, A.A., Mohammad, A., Kishore, V.R., Kim, N.I., Prathap, C. og Kumar, S. (2018). A comprehensive review of measurements and data analysis of laminar burning velocities for various fuel+air mixtures. *Progress in Energy and Combustion Science* [Internett], 68 (1), s.197-267. DOI: [10.1016/j.peccs.2018.05.003](https://doi.org/10.1016/j.peccs.2018.05.003).
- Koroll, G.W., Kumar, R.K. og Bowles, E.M. (1993). Burning velocities of hydrogen-air mixtures. *Combustion and Flame* [Internett], 94 (3), s.330-340, DOI: [10.1016/0010-2180\(93\)90078-H](https://doi.org/10.1016/0010-2180(93)90078-H).
- Krejci, M.C., Mathieu, O., Vissotski, A.J., Ravi, S., Sikes, T.G., Petersen, E.L., Kérmonès, A., Metcalfe, W. og Curran, H.J. (2013). Laminar flame speed and ignition delay time data for the kinetic modeling of hydrogen and syngas fuel blends. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* [Internett], 135 (2), s.021503-1 til 021503-9. DOI: [10.1115/1.4007737](https://doi.org/10.1115/1.4007737).
- Lamoureux, N., Djebaili-Chaumeix, N. og Paillard, C.-E. (2003). Laminar flame velocity determination for H₂-air-He-CO₂ mixtures using the spherical bomb method. *Experimental Thermal and Fluid Science* [Internett], 27 (4), s.385-393, DOI: [10.1016/S0894-1777\(02\)00243-1](https://doi.org/10.1016/S0894-1777(02)00243-1).
- Li, H.M., Li, G.X., Sun, Z.Y., Zhou, Z.H., Li, Y. og Yuan, Y. (2016). Effect of dilution on laminar burning characteristics of H₂/CO/CO₂/air premixed flames with various hydrogen fractions. *Experimental Thermal and Fluid Science* [Internett], 74 (juni 2016), s.160-168, DOI: [10.1016/j.expthermflusci.2015.11.026](https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2015.11.026).
- Li, Y., Bi, M., Huang, L., Liu, Q., Li, B., Ma, D. og Gao, W. (2018). Hydrogen cloud explosion evaluation under inert gas atmosphere. *Fuel Processing Technology* [Internett], 180 (November 2018), s.96-104, DOI: [10.1016/j.fuproc.2018.08.015](https://doi.org/10.1016/j.fuproc.2018.08.015).

- Luijten, C.C.M., Doosje, E. og de Goey, L.P.H. (2009). Accurate analytical models for fractional pressure rise in constant volume combustion. *International Journal of Thermal Science* [Internett], 48 (6), s.1213-1222, DOI: [10.1016/j.ijthermalsci.2008.12.020](https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2008.12.020).
- Ma, Q., Zhang, Q., Chen, J., Huang, Y. og Shi, Y. (2014). Effects of hydrogen on combustion characteristics of methane air. *International Journal of Hydrogen Energy* [Internett], 39 (21), s.11291-11298, DOI: [10.1016/j.ijhydene.2014.05.030](https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2014.05.030).
- MATLAB (2016). MATLAB (Versjon R2016a) [Programvare]. URL: <https://se.mathworks.com/products/matlab.html>.
- Nativel, D., Pelucchi, M., Frassoldati, A., Comandini, A., Cuoci, A., Ranzi, E., Chaumeix, N. og Faravelli, T. (2016). Laminar flame speeds of pentanol isomers: An experimental and modelling study. *Combustion and Flame* [Internett], 166, s.1-18, DOI: [10.1016/j.combustflame.2015.11.012](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2015.11.012).
- Omari, A. og Tartakovsky, L. (2016). Measurement of the laminar burning velocity using the confined and unconfined spherical flame methods – A comparative analysis. *Combustion and Flame* [Internett], 168, s.127-137, DOI: [10.1016/j.combustflame.2016.03.012](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2016.03.012).
- Ono, R. og Oda, T. (2008). Spark ignition of hydrogen-air mixture. *Journal of Physics: Conference Series* [Internett], 142, DOI: [10.1088/1742-6596/142/1/012003](https://doi.org/10.1088/1742-6596/142/1/012003).
- Pareja, J., Burbano, H.J. og Ogami, Y. (2010). Measurements of the laminar burning velocity of hydrogen-air premixed flames. *International Journal of Hydrogen Energy* [Internett], 35 (4), s.1812-1818, DOI: [10.1016/j.ijhydene.2009.12.031](https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2009.12.031).
- Photron (2016). Photron FASTCAM Viewer (PFV) (Versjon 3.6.5.0) [Programvare]. <https://photron.com>: <https://photron.com>.
- Poinsot, T. og Veynante, D. (2005). Theoretical and numerical combustion. USA: Edwards.
- Poling, B.E., Prausnitz, J.M. og O'Connell, J.P. (2001). The properties of gases and liquids. 5.utgave. USA: McGraw-Hill.
- Qiao, L., Kim, C.H. og Faeth, G.M. (2005). Suppression effects of diluents on laminar premixed hydrogen/oxygen/nitrogen flames. *Combustion and Flame* [Internett], 143 (1-2), s.79-96, DOI: [10.1016/j.combustflame.2005.05.004](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2005.05.004).
- Qiao, L., Gu, Y., Dahm, W.J.A., Oran, E.S. og Faeth, G.M. (2007). Near-limit laminar burning velocities of microgravity premixed hydrogen flames with chemically-passive fire suppressants. *Proceedings of the Combustion Institute* [Internett], 31 (2), s.2701-2709, DOI: [10.1016/j.proci.2006.07.012](https://doi.org/10.1016/j.proci.2006.07.012).
- Roald, A.S. (2001). *Kjemiteknikk I*. Bekkestua: Arnvid S.Roald.
- Ronney, P.D. og Wachman, H.Y. (1985). Effect of gravity on laminar premixed gas combustion I: Flammability limits and burning velocities. *Combustion and Flame* [Internett], 62 (2), s.107-119, DOI: [10.1016/0010-2180\(85\)90139-7](https://doi.org/10.1016/0010-2180(85)90139-7).

- Ronney, P.D. og Sivashinsky, G.I. (1989). A theoretical study of propagation and extinction of nonsteady spherical flame fronts. *SIAM Journal on Applied Mathematics* [Internett], 49 (4), s.1029-1046, DOI: [10.1137/0149062](https://doi.org/10.1137/0149062).
- Rosvold, K.A. og Hofstad, K. (2018) Fukushima – kjernekraftulykke, i: *Store norske leksikon* [Internett]. URL: [https://snl.no/Fukushima - kjernekraftulykke](https://snl.no/Fukushima_-_kjernekraftulykke). (Lesedato: 09.05.2019).
- Schroeder, V. og Holtappels, K. (2005). Explosion characteristics of hydrogen-air and hydrogen-oxygen mixtures at elevated pressures. URL: <http://conference.ing.unipi.it/ichs2005/Papers/120001.pdf>. (Lesedato: 06.05.2019).
- Settles, G.S. (2001). Schlieren and shadowgraph techniques. Tyskland: Springer.
- Skjold, T. (2003). Selected aspects of turbulence and combustion in 20-litre explosion vessels: development of experimental apparatus and experimental investigation [Masteroppgave]. Bergen: Universitetet i Bergen.
- Taylor, S.C (1991). Burning velocity and the influence of flame stretch [PhD]. Leeds: The University of Leeds. URL: <https://core.ac.uk/download/pdf/1146102.pdf>. (Lesedato: 19.03.2019).
- Turns, S.R. (2000). An introduction to combustion. Singapore: McGraw-Hill.
- U.S. Energy Information Administration (2018). International energy statistics [Internett]. URL: <https://www.eia.gov/beta/international/data/browser/>. (Lesedato: 26.02.2019).
- Vagelopoulos, C.M. og Egolfopoulos, F.N. (1994). Laminar flame speeds and extinction strain rates of mixture of carbon monoxide with hydrogen, methane, and air. *Symposium (International) on Combustion* [Internett], 25 (1), s.1317-1323, DOI: [10.1016/S0082-0784\(06\)80773-3](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(06)80773-3).
- Wang, L.Q., Ma, H.H. og Shen, Z.W. (under publiserings). Explosion characteristic of hydrogen-air mixtures diluted with inert-gases at sub-atmospheric pressures. *International Journal of Hydrogen Energy* [Internett], DOI: [10.1016/j.ijhydene.2019.01.059](https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2019.01.059).
- Warnatz, J., Maas, U. og Dibble, R.W. (2006). Combustion. Tyskland: Springer.
- Weng, W.B., Wang, Z.H., He, Y., Whiddon, R., Zhou, Y.J., Li, Z.S. og Cen, K.F. (2015). Effect of N₂/CO₂ dilution on laminar burning velocity for H₂-CO-O₂ oxy-fuel premixed flame. *International Journal of Hydrogen Energy* [Internett], 40 (2), s.1203-1211, DOI: [10.1016/j.ijhydene.2014.11.056](https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2014.11.056).
- Wu, C.K. og Law, C.K. (1984). On the determination of laminar flame speeds from stretched flames. *Symposium (International) on Combustion* [Internett], 20 (1), s.1941-1949, DOI: [10.1016/S0082-0784\(85\)80693-7](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(85)80693-7).
- Wu, F., Liang, W., Chen, Z., Ju, Y. og Law, C.K. (2015). Uncertainty in stretch extrapolation of laminar flame speed from expanding spherical flames. *Proceedings of the Combustion Institute* [Internett], 35 (1), s.663-670, DOI: [10.1016/j.proci.2014.05.065](https://doi.org/10.1016/j.proci.2014.05.065).

Yanez, J. og Kuznetsov, M. (2016). An analysis of flame instabilities for hydrogen-air mixtures based on Sivashinsky equation. *Physics Letters A* [Internett], 380 (33), s.2549-2560, DOI: [10.1016/j.physleta.2016.05.048](https://doi.org/10.1016/j.physleta.2016.05.048).

Zemansky, M.W. (1957). Heat. I: Gray, D.E. red. American Institute of physics handbook. USA: McGraw-Hill, s.4-1 til 4-160.

Vedlegg A – Eksperimentell data

Dette vedlegget inneholder de eksperimentelle dataene fra alle forsøkene som er presentert i kapittel 5 I tillegg er de utregnede ekspansjonsforholdene, laminære forbrenningshastighetene og Markstein-lengdene ved både lineær og ikke-lineær ekstrapolering inkludert i tabellene. Tabell A1 inneholder disse verdiene for hydrogen-luft blandinger, mens tabell A2 og A3 inneholder disse verdiene for hydrogen-luft blandinger tilsatt henholdsvis nitrogen og karbondioksid.

A.1. Hydrogen-luft

Tabell A1: Eksperimentelle data, samt utregnede verdier for ekspansjonsforhold, trykk, S_u og L_b for hydrogen-luft blandinger.

Test nr.	ϕ	E	$p_{\text{maks, eks}}$ [bar]	$p_{\text{maks, ad}}$ [bar]	S_u	L_b	S_u [m/s]	L_b [mm]
					Lineær	Lineær	Ikke-lineær	Ikke-lineær
1	1,50	6,6375	7,3	7,9	3,041	1,2	2,996	0,89
2	1,70	6,4463	7,1	7,7	3,252	1,7	3,176	1,14
3	1,80	6,3573	7,1	7,6	3,006	1,0	2,977	0,78
4	1,30	6,8365	7,5	8,1	2,863	1,1	2,825	0,84
5	1,70	6,4542	7,1	7,7	3,109	1,2	3,087	0,95
6	1,60	6,5426	6,9	7,8	3,066	1,1	3,034	0,85
7	1,60	6,5471	6,9	7,8	3,093	1,1	3,066	0,87
8	1,60	6,5488	6,9	7,8	3,069	1,2	3,024	0,90
9	2,02	6,1633	6,6	7,6	2,811	0,8	2,816	0,72
10	2,00	6,1839	6,6	7,5	2,825	0,8	2,826	0,71
11	0,70	6,0473	6,7	7,2	2,024	3,1	1,885	1,54
12	0,70	6,0473	6,7	7,2	1,911	2,2	1,835	1,29
13	0,80	6,4351	7,1	7,6	2,190	2,3	2,103	1,37
14	0,90	6,7467	7,3	7,9	2,316	1,4	2,271	0,94
15	1,00	6,9504	7,4	8,1	2,604	2,0	2,524	1,24
16	0,90	6,7435	7,3	7,9	2,322	1,7	2,262	1,12
17	0,90	6,7434	7,3	7,9	2,565	3,0	2,402	1,54
18	1,30	6,8300	7,3	8,1	2,976	1,6	2,957	1,23
19	1,20	6,9207	7,4	8,2	2,858	1,4	2,805	0,98
20	1,40	6,7368	7,2	8,0	2,997	1,2	2,982	0,95
21	1,00	6,9507	7,4	8,1	2,587	1,8	2,507	1,13
22	0,90	6,7446	7,3	7,9	2,323	1,5	2,303	1,13
23	1,00	6,9484	7,5	8,1	2,472	1,5	2,416	0,99
24	0,80	6,4301	7,1	7,6	1,989	2,0	1,922	1,22
25	0,80	6,4301	7,1	7,6	2,000	1,9	1,937	1,17
26	1,70	6,4481	7,0	7,7	2,945	1,1	2,908	0,83
27	1,20	6,9198	7,4	8,1	2,945	2,0	2,838	1,25
28	1,90	6,2719	6,8	7,6	2,821	0,05	2,803	0,04
29	1,40	6,7390	7,3	8,0	2,996	1,6	2,922	1,04
30	1,80	6,3606	6,9	7,7	2,962	0,08	2,907	0,06
31	1,50	6,6401	7,1	7,9	2,825	0,8	2,805	0,63
32	0,70	6,0457	6,8	7,2	1,703	1,7	1,695	1,52

33	1,70	6,4507	7,0	7,7	2,866	0,8	2,851	0,63
34	1,50	6,6420	7,1	7,9	2,819	0,7	2,817	0,60
35	1,50	6,6369	7,1	7,9	2,924	1,2	2,886	0,88
36	1,50	6,6392	7,1	7,9	2,977	1,2	2,948	0,88
37	0,81	6,4693	7,1	7,7	2,072	1,7	2,017	1,12
39	1,10	6,9856	7,6	8,2	2,654	1,5	2,611	1,09
40	1,50	6,6411	7,2	7,9	3,052	1,6	3,051	1,25
41	2,00	6,1572	6,8	7,4	2,770	0,8	2,751	0,62

A.2. Hydrogen-luft fortennet med nitrogen

Tabell A2: Eksperimentelle data, samt utregnede verdier for ekspansjonsforhold, trykk, S_u og L_b for hydrogen-luft-nitrogen blandinger.

Test nr.	ϕ	Vol% N ₂	E	$p_{\text{maks, eks}}$ [bar]	$p_{\text{maks, ad}}$ [bar]	S_u	L_b	S_u [m/s]	L_b [mm]
						Lineær	Lineær	Ikke-lineær	Ikke-lineær
1	1,02	5,0	6,8134	7,4	8,0	2,303	1,6	2,245	1,08
2	0,70	5,0	5,8584	6,7	7,0	1,531	1,5	1,498	1,02
3	0,70	5,0	5,8538	6,7	7,0	1,561	1,5	1,525	1,03
4	0,70	10,0	5,6625	6,5	6,8	1,342	1,3	1,327	0,96
5	0,70	20,0	5,2419	6,1	6,4	1,046	2,4	0,997	1,35
6	0,70	30,0	4,8117	5,7	5,9	0,671	1,3	0,660	0,91
7	0,70	50,0	3,8498	4,3	4,7	0,114	-2,2	0,108	-4,54
8	0,70	10,0	5,6656	6,5	6,8	1,341	1,4	1,315	0,96
9	0,70	30,0	4,8037	5,6	5,9	0,614	1,1	0,605	0,85
10	1,50	5,0	6,4371	6,9	7,7	2,575	1,1	2,543	0,84
11	1,50	20,0	5,7587	6,4	7,0	1,751	1,1	1,733	0,8
12	1,50	40,0	4,7467	5,5	5,8	0,746	0,3	0,745	0,28
13	1,50	50,0	4,1958	4,5	5,2	0,333	1,2	0,328	0,85
14	1,52	40,4	4,7071	5,4	5,8	0,726	0,5	0,723	0,47
15	1,00	5,0	6,7925	7,5	8,0	2,124	1,1	2,124	0,90
16	1,00	10,0	6,6190	7,3	7,8	1,993	1,8	1,932	1,16
17	1,01	20,0	6,2157	7,0	7,4	1,486	1,6	1,449	1,04
18	1,00	30,0	5,7228	6,6	6,9	1,038	1,7	1,011	1,09
19	1,00	50,0	4,5833	5,2	5,6	0,378	3,0	0,361	1,69
20	1,01	40,0	5,1779	6,0	6,3	0,631	1,5	0,617	1,02
21	1,01	60,0	3,9459	4,0	4,8	0,102	-1,8	0,100	-2,82
22	1,00	30,0	5,7233	6,6	6,9	1,042	1,8	1,010	1,14
23	1,01	10,0	6,6300	7,4	7,8	2,059	2,0	1,988	1,24
24	1,00	5,0	6,7970	7,5	7,9	2,252	2,1	2,165	1,25
25	1,00	5,0	6,7911	7,5	7,9	2,263	2,1	2,178	1,27
26	1,04	10,0	6,6453	7,5	7,8	2,116	3,2	1,965	1,60
27	1,01	40,0	5,1744	6,0	6,3	0,642	1,9	0,626	1,21
28	1,53	60,0	3,6025	4,1	4,4	0,172	1,5	0,168	0,99
29	1,00	20,0	6,2116	7,1	7,4	1,373	1,3	1,348	0,94
30	0,70	40,0	4,3303	4,9	5,3	0,317	1,1	0,312	0,76
31	1,51	30,4	5,2322	6,3	6,4	1,312	1,2	1,299	0,87
32	1,50	10,0	6,2191	7,1	7,5	2,381	1,1	2,353	0,82

A.3. Hydrogen-luft fortynnet med karbondioksid

Tabell A3: Eksperimentelle data, samt utregnede verdier for ekspansjonsforhold, trykk, S_u og L_b for hydrogen-luft-karbondioksid blandinger.

Test nr.	ϕ	Vol% CO ₂	E	$p_{\text{maks, eks}}$ [bar]	$p_{\text{maks, ad}}$ [bar]	S_u [m/s] Lineær	L_b [mm] Lineær	S_u [m/s] Ikke-lineær	L_b [mm] Ikke-lineær
1	0,70	5,0	5,7230	6,6	6,8	1,270	1,4	1,260	1,03
2	0,70	20,0	4,8097	5,4	5,7	0,592	1,1	0,589	0,87
3	0,70	10,0	5,4092	6,3	6,4	1,043	2,1	1,023	1,4
4	0,70	30,0	4,2470	4,7	5,0	0,323	1,2	0,323	1,0
5	0,71	40,0	3,7496	3,8	4,4	0,074	-2,0	0,069	-4,02
6	0,70	5,1	5,7233	6,6	6,8	1,251	1,5	1,231	1,05
7	0,70	10,0	5,4188	6,2	6,4	1,040	1,2	1,025	0,87
8	0,70	2,0	5,9285	6,8	7,1	1,478	0,9	1,464	0,72
9	0,70	5,0	5,7252	6,6	6,8	1,425	2,1	1,375	1,26
10	0,70	5,0	5,7252	6,6	6,8	1,251	1,3	1,335	1,02
11	1,01	5,0	6,6162	7,3	7,7	2,078	1,8	2,022	1,15
12	1,01	10,0	6,3000	7,0	7,3	1,726	2,0	1,665	1,21
13	1,03	20,0	5,6664	6,4	6,6	1,026	1,5	1,004	1,02
14	1,04	30,0	4,9901	5,6	5,8	0,572	1,4	0,566	1,01
15	1,01	5,0	6,6096	7,3	7,7	2,011	1,2	1,983	0,91
16	1,01	10,0	6,3004	7,0	7,3	1,685	1,4	1,652	0,97
17	1,50	5,0	6,2241	6,9	7,4	2,616	1,1	2,600	0,89
18	1,50	10,0	5,8264	6,5	7,0	2,137	0,8	2,134	0,72
19	1,50	30,0	4,4777	5,0	5,3	0,709	0,5	0,707	0,48
20	1,50	2,0	6,4715	7,1	7,7	2,936	1,3	2,905	0,98
21	1,50	10,0	5,8232	6,5	7,0	2,241	1,4	2,209	0,98
22	1,50	20,0	5,1157	5,8	6,1	1,347	0,6	1,347	0,55
23	1,50	40,0	3,9175	4,2	4,6	0,304	0,5	0,304	0,42
24	1,00	2,0	6,8070	7,4	7,9	2,297	1,3	2,264	0,91
25	1,50	2,0	6,4725	7,1	7,7	2,908	1,2	2,905	0,96
26	1,06	40,0	4,3334	4,6	5,0	0,228	-0,5	0,227	-0,56

Vedlegg B – Utrekning av gasskonsentrasjon

I dette vedlegget vises sammenhengen presentert i formel (5) i kapittel 2.1.2.

Dalton's lov sier at trykket en gassblanding gir er lik summen av trykkene som hver av gassene ville gitt i det samme volumet om de var alene. Dalton's lov kan dermed skrives slik:

$$p_A + p_B + \dots = p_{tot} \quad (B1)$$

Partialtrykket, p_A , til en gass A er definert som

$$p_A = x_A * p_{tot} \quad (B2)$$

hvor p_{tot} er det totale trykket til blandingen og x_A er konsentrasjonen av gassen A uttrykt som molfraksjon:

$$x_A = \frac{n_A}{n_{tot}} \quad (B3)$$

hvor n_A er antall mol av gass A og n_{tot} er totalt antall mol i blandingen.

Som beskrevet i avgrensningene i starten av denne oppgaven oppfører virkelige gasser seg tilnærmet som en ideell gass ved lave trykk, $p \rightarrow 0$. Det er i eksperimentene i denne masteroppgaven benyttet trykk som gjør at en kan anta ideelle gasser og dermed anvende følgende sammenhenger som gjelder ideelle gasser (Atkins og de Paula, 2014, s.33):

$$pV = nRT \quad (B4)$$

$$V = \text{konstant} * n \quad (B5)$$

$$pV = \text{konstant} \quad (B6)$$

Avogadros lov gitt i formel (B5) sier at volumet en gass opptar er proporsjonal med antall mol av gassen ved konstant trykk og temperatur. Avogadros lov gir oss sammenhengen mellom molfraksjon og volumforhold:

$$\frac{n_A}{n_{tot}} = \frac{vol_A}{vol_{tot}} \quad (B7)$$

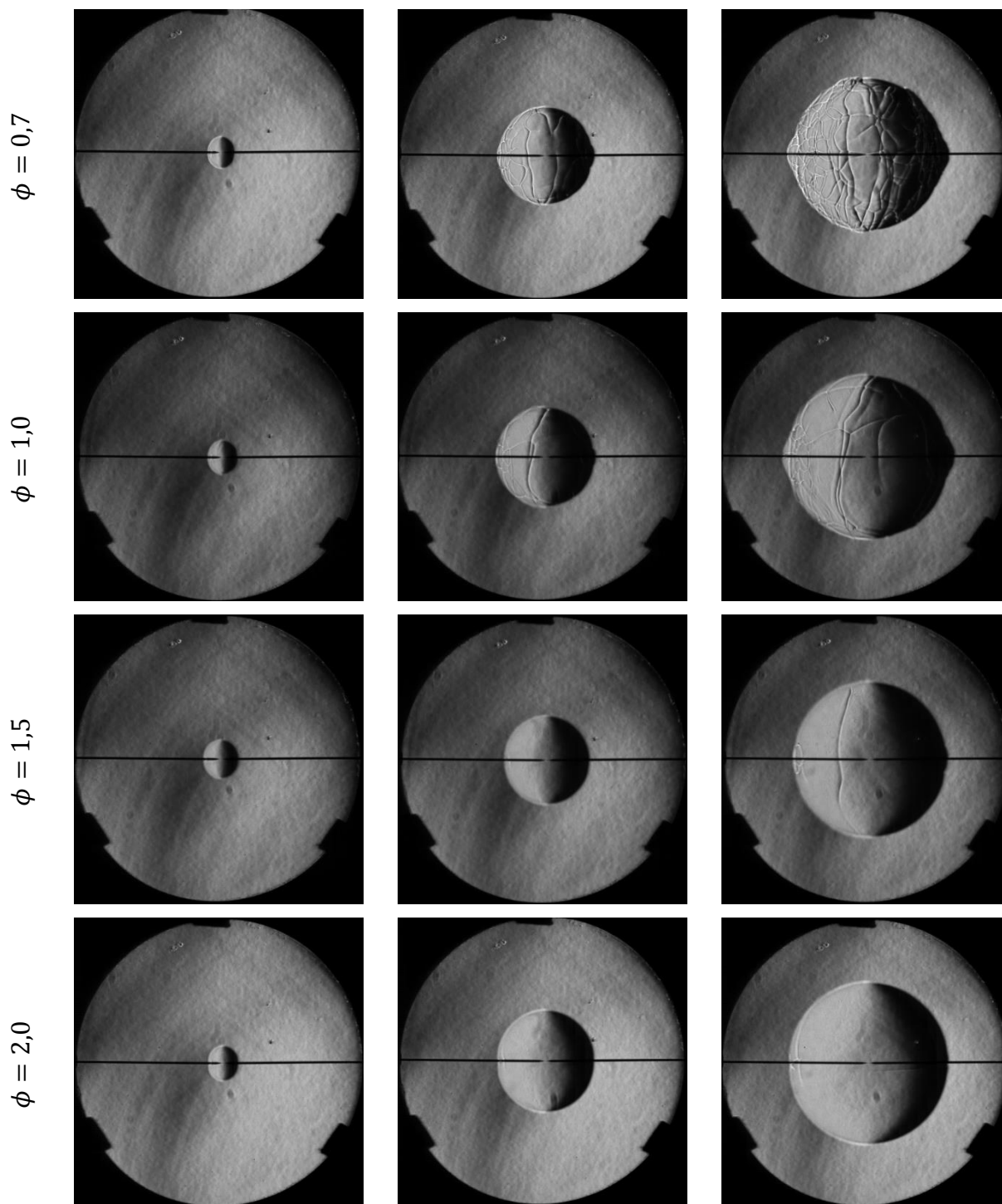
Boyle's lov gitt i formel (B6) gjelder ved konstant antall mol og temperatur. Kombinerer vi formel (B7) med Boyle's lov får vi sammenhengen som også er vist i formel (5):

$$\frac{n_A}{n_{tot}} = \frac{vol_A}{vol_{tot}} = \frac{p_A}{p_{tot}} \quad (B8)$$

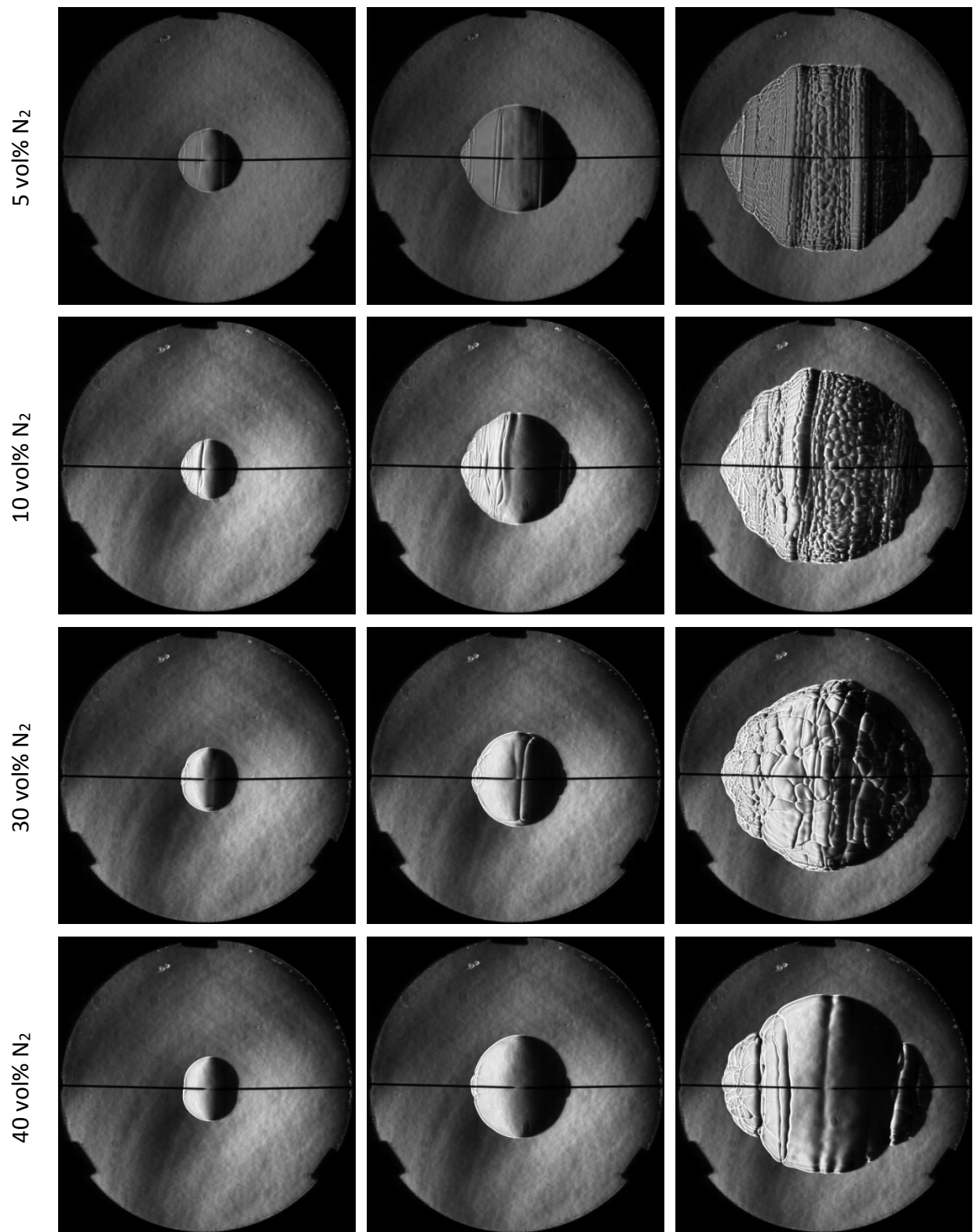
Til utregning av konsentrasjoner i forsøkene med tilsetning av ekstra nitrogen og karbondioksid har det i tillegg til formel (B8), ekvivalensforhold og tilsatt mengde N_2/CO_2 , også blitt utnyttet at molart volum for en ideell gass ved 25°C og 1 bar er 24,5 L/mol. Det betyr at det er plass til totalt 0,8250 mol gass i eksplosjonskammeret som benyttes i eksperimentene i denne oppgaven.

Vedlegg C – Schlieren-bilder fra H₂-luft-N₂/CO₂ blandinger

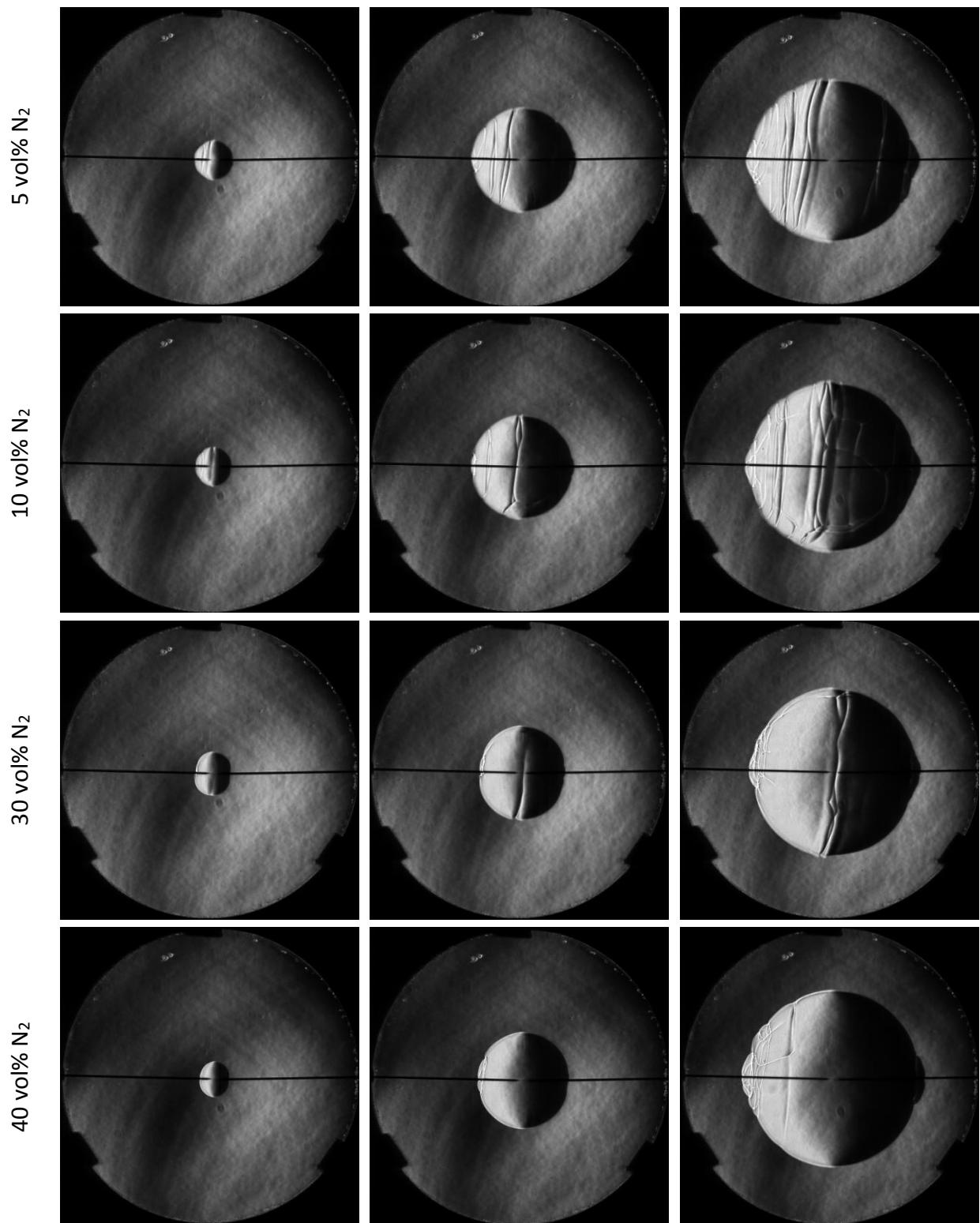
I dette vedlegget vises Schlieren-bilder av flammeforplantningen i hydrogen-luft blandinger med og uten inertgasser. Hensikten med bildene er å vise flammeoverflaten i de ulike blandinger.



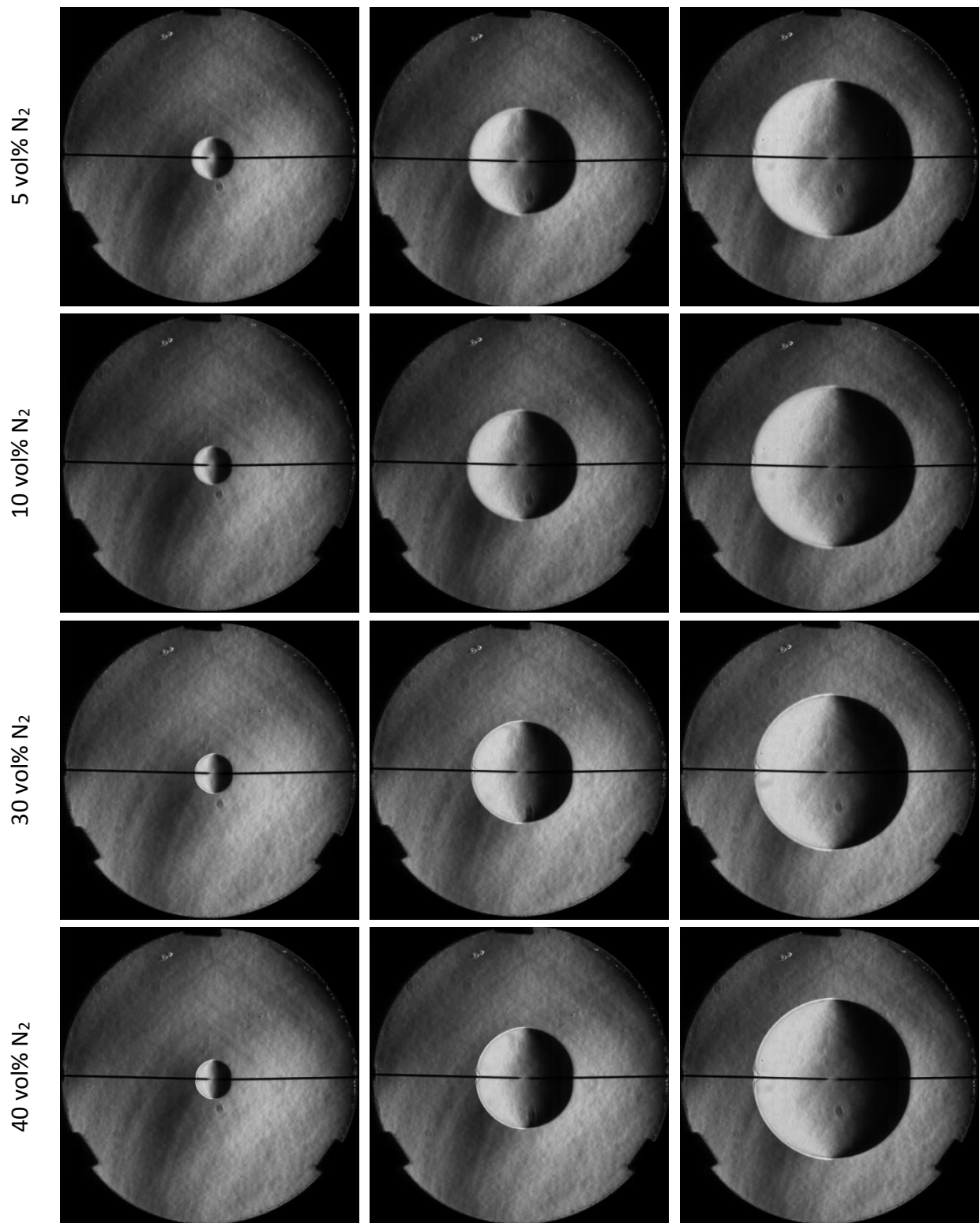
Figur C1: Flammeoverflaten ved ca. samme radius for H₂-luft blandinger.



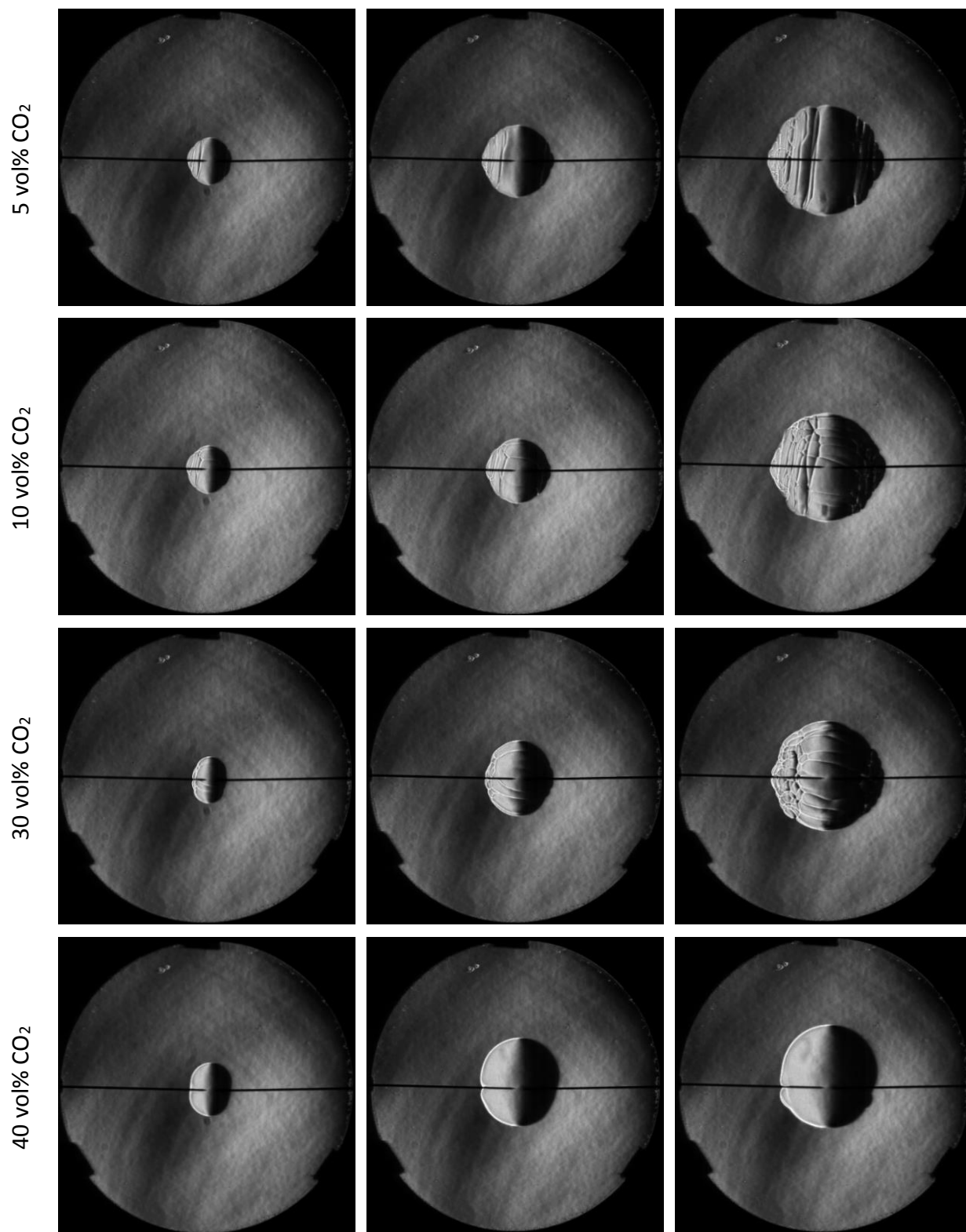
Figur C2: Flammeoverflaten ved ca. samme radius for $\phi=0,7$ H₂-luft blandinger tilsatt ulike mengder N₂.



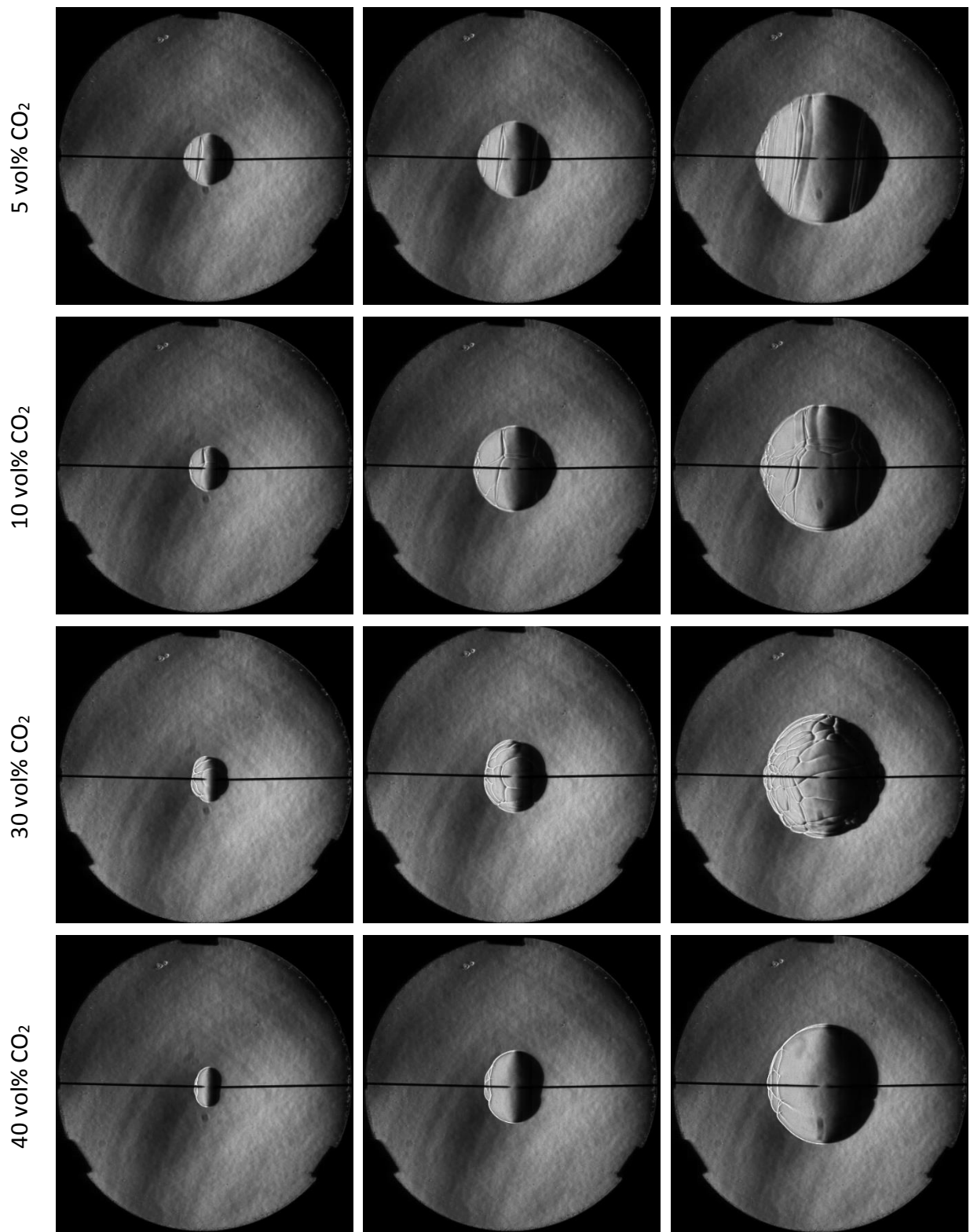
Figur C3: Flammeoverflaten ved ca. samme radius for $\phi=1,0$ H₂-luft blandinger tilsatt ulike mengder N₂.



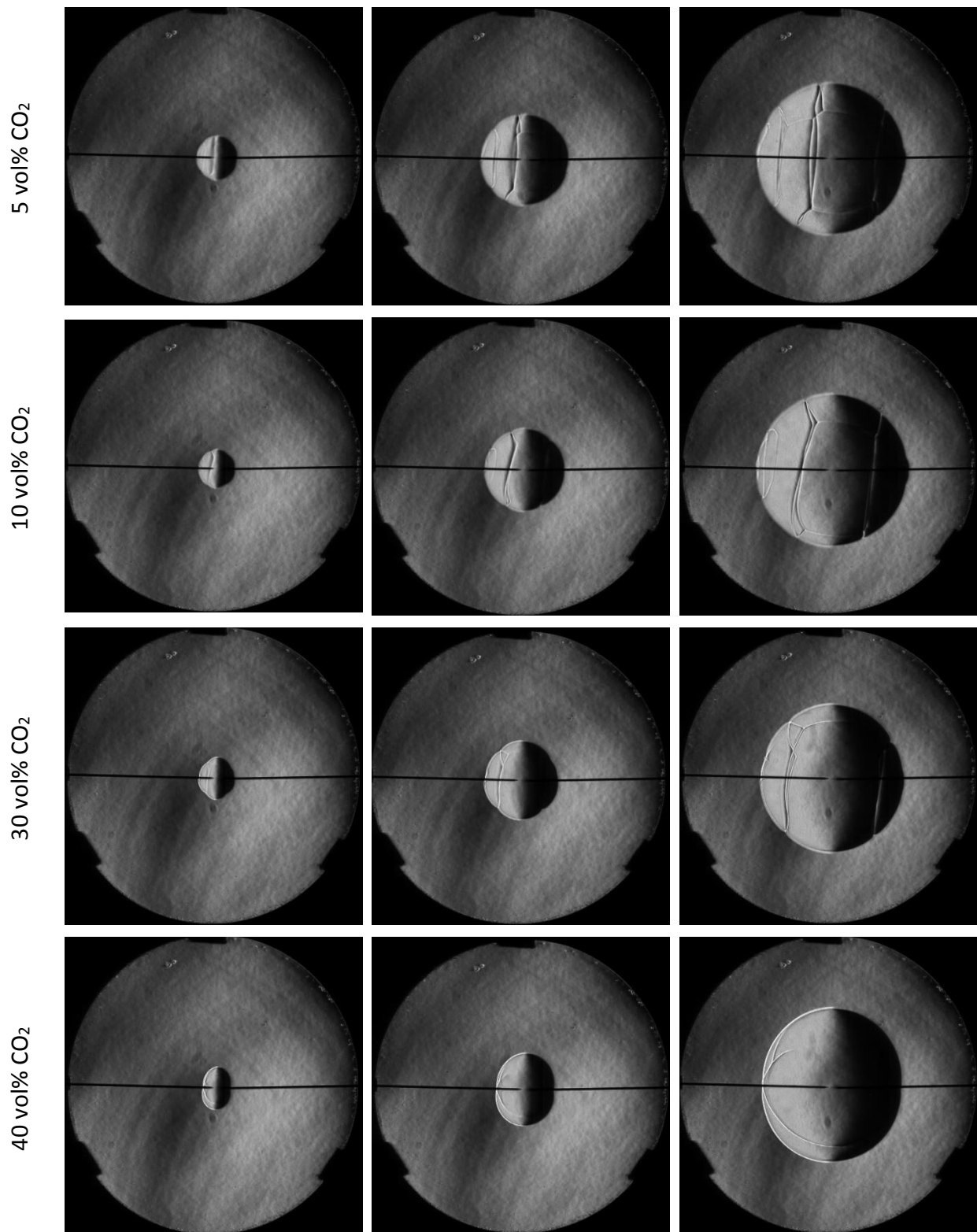
Figur C4: Flammeoverflaten ved ca. samme radius for $\phi=1,5$ H₂-luft blandinger tilsatt ulike mengder N₂.



Figur C5: Flammeoverflaten ved ca. samme radius for $\phi=0,7$ H₂-luft blandinger tilsatt ulike mengder CO₂.



Figur C6: Flammeoverflaten ved ca. samme radius for $\phi=1,0$ H₂-luft blandinger tilsatt ulike mengder CO₂.



Figur C7: Flammeoverflaten ved ca. samme radius for $\phi=1,5$ H₂-luft blandinger tilsatt ulike mengder CO₂.