

## Drop-on-demand i presisjonsjordbruk

**Alexander Tallund**  
**Klungerbo**

Master i fysikk og matematikk

Innlevert: juni 2013

Hovedveileder: Jon Andreas Støvneng, IFY

Medveileder: Simen Andreas Ellingsen, EPT  
Trygve Utstumo, Adigo AS

Norges teknisk-naturvitenskapelige universitet  
Institutt for fysikk



# Masteroppgave : Drop-on-Demand for presisjonsjordbruk

Konsept for drop-on-demand-system og studie av dråpedynamikk

Alexander Tallund Klungerbo

Institutt for fysikk, NTNU, N-7491 Trondheim

## Sammendrag

Denne oppgaven beskriver et eksperiment der vi har skutt dråper gjennom luft med hastighet  $4 \text{ m/s} \pm 10\%$ . Hensikten var å skyte dråper så langt som mulig med definert presisjon og uten oppbrytning ved å justere 3 parametre vi valgte ut på forhånd: viskositet, overflatespenning og dråpestørrelse. Vi ønsket å skyte lengre enn 15 cm som i tidligere forsøk ikke ga tilfredsstillende resultat. Dette målet nådde vi med vann, etanol, glyserolløsning og isopropanol. Store dråper glyserolløsning ga best resultat med en midlere skytedistanse på 55.2 cm. Av resultatene kan vi med sikkerhet si at overflatespenning var den dominerende parameteren. De andre parametrene og deres vekselvirkninger kan kun unntaksvis utelukkes med 99% konfidens, og effekten av dem var svake sammenliknet med overflatespenning.



## Masteroppgave TFY4900

Student: Alexander Tallund Klungerbo  
Studieprogram: Sivilingeniør Fysikk og Matematikk

Oppgavetittel: **Drop-on-Demand for presisjonsjordbruk**  
Konsept for drop-on-demand system og utprøvelse av dysedesign.

Oppgavebeskrivelse:

Ugress er en av de største utfordringene på verdensbasis i dyrking av grønnsaker. Adigo AS<sup>1</sup> er en ledende norsk bedrift innen mekatronikk og presisjonsjordbruk. I FoU-prosjektet «Asterix – Automatisk deteksjon og kontroll av ugress i radkulturer» utvikler Adigo et system som krever presis kontroll av enkeltdråper.

I samarbeid med Adigo AS skal studenten undersøke hvordan presis skyting av dråper fra dysesystem kan forbedres. Spesielt ønsker en å finne løsninger der dråpene kan skytes over større avstander før dråpene bryter opp i mindre satellittdråper.

Målene for oppgaven er :

1. Basert på tidligere utført forstudium (i studentens prosjektoppgave) identifisere og begrunne hvilke fysiske parametre som er mest avgjørende for hvor raskt dråper bryter opp.
2. Gjøre en eksperimentell studie av dyse-dråpesystem der nøkkelparametre varieres.
3. På bakgrunn av eksperimenter og tilgjengelig teori anbefale parametervalg for optimal kontroll av dråper i flukt over lengst mulig avstander.

Hovedveileder: Jon Andreas Støvneng,  
Førsteamanuensis, Institutt for fysikk  
Medveileder: Simen Andreas Ådnøy Ellingsen,  
Postdoktor ved Institutt for energi og prosessteknikk.  
Ekstern veileder: Trygve Utstumo  
Sivilingeniør, Adigo AS  
Prosjekt tildelt: Januar 2013  
Leveringsfrist: 20. januar 2013

Prosjektet vil gjennomføres ved institutt for energi- og prosessteknikk, faggruppe for strømningsteknikk i samarbeid med Adigo AS.

Trondheim, Januar 2013

---

Jon Andreas Støvneng  
Førsteamanuensis, Institutt for fysikk  
Norges teknisk-naturvitenskaplige universitet.

---

<sup>1</sup> Adigo AS - [www.adigo.no](http://www.adigo.no) - 66 81 35 50  
Sætreskogveien 4, 1415 Oppegård

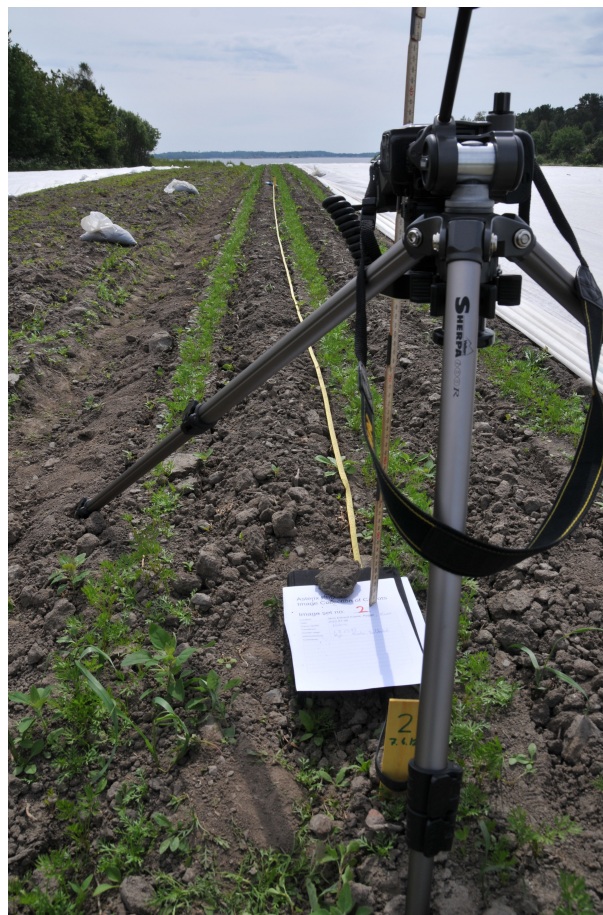
# Innhold

<b>1</b>	<b>Introduksjon</b>	<b>2</b>
1.1	State of the Art . . . . .	4
1.1.1	Presisjonsjordbruk og mikrosprøyting . . . . .	4
1.1.2	Dråpeskytere . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Teori</b>	<b>8</b>
2.1	Nøkkelparametre . . . . .	8
2.1.1	Plateau-Rayleigh-ustabilitet . . . . .	8
2.1.2	Perturbasjonskilder . . . . .	10
2.1.3	Observasjoner fra prosjektoppgave . . . . .	11
2.2	$2^n$ -eksperiment . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Forsøksoppsett</b>	<b>16</b>
3.1	Forsøksplan, innledning . . . . .	16
3.2	$2^3$ - eksperiment . . . . .	16
3.2.1	Væskevalg; viskositet og overflatespenning . . . . .	17
3.2.2	Dråpestørrelse . . . . .	19
3.3	Målemetode, utførelse . . . . .	20
3.3.1	Hastighetsmålinger, kalibrering . . . . .	20
3.3.2	Måling av skytelengde . . . . .	20
3.4	Forsøksdesign, apparatur . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Observasjoner, resultat og diskusjon</b>	<b>24</b>
4.1	Resultat . . . . .	24
4.2	Observasjoner i forhåndseksperimenter . . . . .	25
4.3	Observasjoner i hovedeksperiment . . . . .	27
4.4	Diskusjon av resultat . . . . .	28
4.5	Begrensninger i forsøket og framtidige utvidelser . . . . .	29
<b>5</b>	<b>Konklusjon</b>	<b>36</b>
<b>A</b>	<b>Drag for kule ved Reynoldstall under 10000</b>	<b>37</b>

# Kapittel 1

## Introduksjon

Asterix er en robot under utvikling av Adigo AS for automatisk kontroll av ugress i radkulturer. Prosjektet retter seg spesielt mot gulrot og kålrot. Grønnsakene dyrkes i radkulturer hvor nytteplanten sås i tre rader mellom traktorhjulene på et opphøyet såbedd.



Figur 1.1: Radkultur av gulrot 2-3 uker etter såing (Adigo 2012)

Mellom radene er det åpent, og ugress som finnes der kan effektivt kontrolleres med mekanisk

behandling som harving eller børsting. Dette omtales gjerne som “inter-row weed management” [2]. I selve planteraden er det vanskeligere å skille mellom nytteplanten og ugresset. Som et eksempel er gulrot er gjerne sådd tett i trippelrad med tre frø i bredden med 2-3 cm avstand innenfor hver rad. Langs raden er det typisk 5-10 cm mellom frøene.



Figur 1.2: Radkultur av gulrot med innslag av kveke og balderbrå (Adigo 2012). Røde sirkler markerer balderbrå, svart sirkel markerer kveke.

I raden er det sprøyting og manuell lusing som er de mest anvendbare metodene. Sprøytemiddelbruken kan føre med seg negative konsekvenser for miljø i forhold til avrenning til vassdrag [14] og restverdier i nytteplanten. Helsemessige effekter har gitt økt oppmerksomhet rundt økologisk landbruk, samtidig som lov og forskrift de siste 10-15 årene har innskjerpet hvilke sprøytemidler og mengder som er lov å benytte [1] [15].

Adigo AS jobber med Asterix-prosjektet for å utvikle en bedre løsning for “intra-row” ugresskontroll. Roboten skal ved hjelp av maskinsyn klassifisere plantematerialet som ugress eller nytteplante, og med enkeltdråper kontrollert sprøyte kun ugressbladene. På denne måten skal nytteplante og jord få minimal påvirkning fra sprøytemiddelet. Dette krever en presis og god dråpeskyter, som gir grunnlag og ramme for master-prosjektet omtalt i denne oppgaven. Asterix tar over for store deler av ugressluking som nå gjøres manuelt. Ved å unngå unødvendig sprøyting vil man spare penger og redusere bruk av plantevernmidler.

Denne oppgaven vil ta for seg fortsettelsen på prosjektoppgaven med samme tittel, og vi vil fortsette med å utvikle konseptet for dråpeskyteren til Asterix. I dette semesteret er ønsket å finne ut hvordan vi kan skyte dråper lengre uten å bryte opp i mindre dråper og med god



Figur 1.3: Asterix robotplattform, prototype under konstruksjon (Adigo 2013).

presisjon, med kommersielt tilgjengelig verktøy. Vi vil gjøre dette med en serie forsøk der vi justerer parametre vi mener kan være vesentlige for dråpens evne til å unngå desintegrasjon. Det aktuelle sprøytemiddelet er glyfosat som er grundig testet ut og påvist effektivt mot ugress. Data på fysiske egenskaper til glyfosat er også godt dokumentert [7]. Selv for små volum har glyfosat vist seg å være effektivt til å drepe planter; Graglia (2004) [6] som referert i [11] demonstrerte at ett mikrogram glyfosat var nok til å kontrollere en ugressplante av typen *Solanum nigrum*.

I prosjektoppgaven konkluderte vi med at dråpens form syntes å være mest avgjørende for dens evne til å holde seg samlet, dog skyldtes denne konklusjonen delvis at vi regnet ut feil webertall. Formen på dråpen var tydelig avhengig av utstyret og metoden som ble brukt for å slippe den, slik som ble sterkt indikert av forskjellen i dråpeform på printerhodet vi prøvde først og pipetten vi prøvde ved et senere forsøk. Vi ønsker derfor å teste ut et verktøy som er i stand til å skyte dråper hvor dråpens naturlige form er bevart så godt som mulig. Fra start har vi satt oss som mål å kunne skyte en dråpe 15 cm uten at den bryter opp. Arbeidet ble utført våren 2013 av Alexander T. Klungerbo (undertegnede), i samarbeid med veiledere Simen A Ellingsen og Trygve Utstumo.

## 1.1 State of the Art

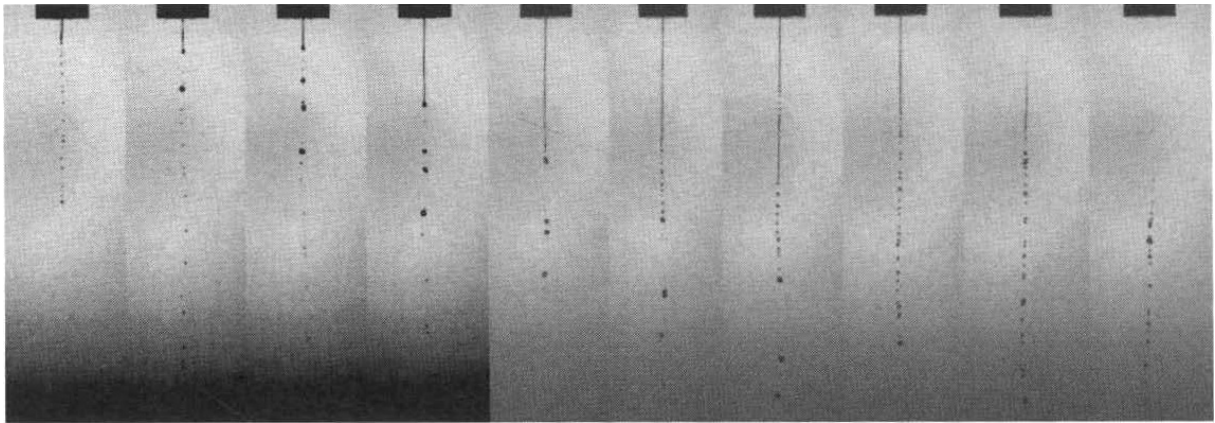
### 1.1.1 Presisjonsjordbruk og mikrosprøyting

Vi har ikke kjennskap til noe kommersielt tilgjengelig verktøy per idag som kan utføre selektiv sprøyting uten å måtte opereres av en person, men det har vært forskning på feltet tidligere med tilsvarende teknologi som Asterix består av. I Lee et. al. (1999) [23] er det beskrevet et eksperiment der de konstruerte en maskinenhet som skulle utføre selektiv sprøyting på en frøseng

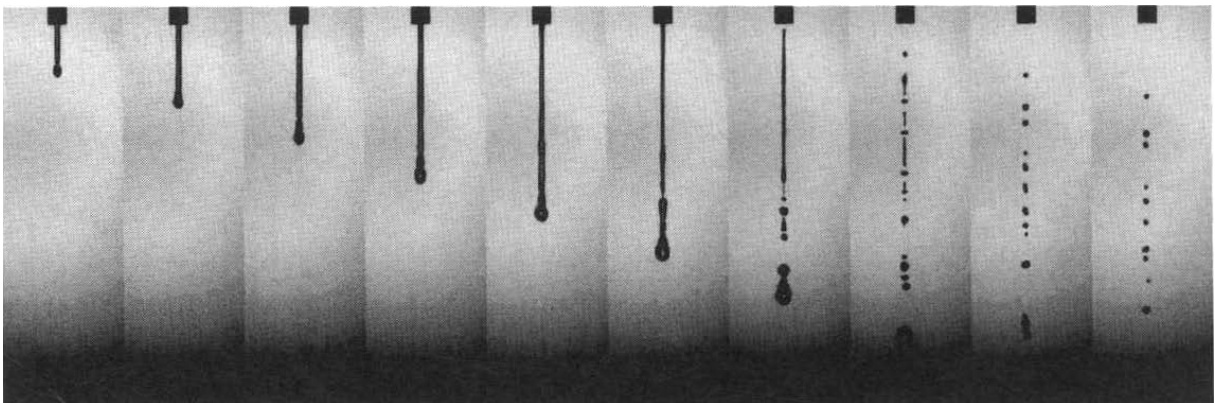


med tomatplanter. Selve sprøytemekanismen bestod av solenoideventiler. Ventilene var plassert 10.16 cm over frøsengen de kjørte riggen over. Deres resultat var at 24.2% av tomatplantene ble sprøytet, og 52.4% av ugresset ble ikke sprøytet. Det bør nevnes at tomatplantene ble sprøytet hovedsaklig fordi maskinen deres gjenkjente disse som ugress, ikke fordi sprøytemekanismen bommet. Artikkelen refererer også til tidligere forsøk, Visser og Timmermans (1996) [18], som brukte maskinsyn til å sprøyte planter, men ingen av dem kunne utføre selektiv sprøyting og sprøytet dermed nytteplantene også.

Lunds eksperiment beskrevet i [11] handler om et forsøk der han hadde konstruert en rigg med formål å utføre selektiv sprøyting. Sprøytemekanismen hans brukte inkjet-teknologi med solenoideventiler. I 2010 lagde han en rapport der de prøvde systemet med glyfosatløsningen kjent som RoundUp med 3 forskjellige tilsetningsstoffer, og han prøvde forskjellige størrelser på dyseåpningene, mellom 200 og 1000  $\mu\text{m}$  [10]. I dette eksperimentet så Lund mest på effekten av Roundup Bio med forskjellig dråpestørrelse, tilsetningsstoffer og hastighet da dråpene traff plantene. Han konkluderte med at printerhodet ga mulighet for økt kapasitet innen sprøyting på grunn av at sprøytemidlene kunne skytes ut med stor fart, og at Roundup Bio hadde en tendens til å skape små satellitter som spratt utenfor bladene de skjøt på.



Figur 1.4: Utdrag fra Lunds forsøk med dyseåpning 200  $\mu\text{m}$ . Væsken er Roundup Bio.



Figur 1.5: Utdrag fra Lunds forsøk med dyseåpning 1000  $\mu\text{m}$ . Væsken er Roundup Bio.

Lund beskrev videre et av sine eksperimenter [9] der de hadde brukt et Drop-on-Demand-system med et VideoJet printerhode istedetfor solenoideventiler. De eksperimenterte med Round-Up og effekten av tre forskjellige tilsetningsstoffer på hvordan væskesøylene produsert av printerhodet spratt opp fra bladene da de traff dem. I Downey et. al. (2004) beskrives tilsvarende eksperimenter der de forsket på hvordan dråper av sprøytemidler kunne sprette av bladene på ugress. De konkluderte med at stoffer som inneholdt polymerer av polyetylen sprutet mindre når dråpene traff bladene.

Lund gjorde også et tilsvarende prosjekt tidligere med Sødergaard i 2006 [11] på en rigg som brukte maskinsyn og de samme solenoideventilene for å sprøyte plantene. De eksperimenterte med en bevegelig rigg innendørs som brukte et høyhastighetskamera til å ta bilder av bakken under riggen for å gjenkjenne plantene. De kjørte riggen over en testflate de tegnet opp med fargede treffobjekter, med ventilene plassert 5 cm over flaten, og de traff målene sine der dråpene bommet med mindre enn 1 cm fra sentrum til treffobjektene. Simuleringen de gjorde på forhånd ga at 27% av dråpene bommet på målene. Dråpestørrelsene var målt til å ha et gjennomsnittsvolum på 2.5  $\mu\text{l}$ .

Adigo har selv gjort forsøk med printerhodeteknologi. I prosjektoppgaven ble det utført eksperimenter med et Zanassi printerhode. Resultatene av prosjektoppgaven med printerhodet er noe usikre; det ble i ettertid oppdaget at dysene var tette, og det er uvisst om printerhodet virket som det skulle da eksperimentene ble utført. Et annet eksperiment med annen type printerhode ble også prøvd tidligere av Adigo, hvor resultatet beskrives figurativt i fig. 1.6. Der var resultater varierende med økende distanse; printerhodet ga god nok presisjon på en distanse rundt 8 cm med Zanassi blekk. Lengre distanse resulterte i mange smådråper som bommet på målet til hoveddråpene.

### 1.1.2 Dråpeskytere

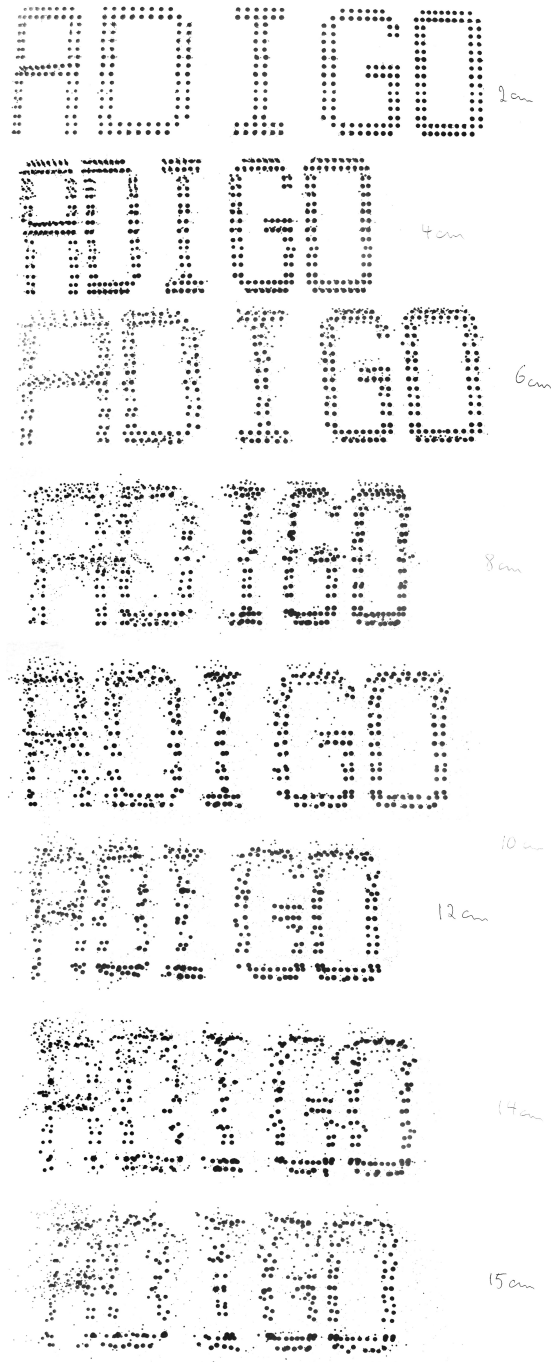
Av tilgjengelig dråpeskyteteknologi har vi allerede prøvd printerhodeteknologi. Printerhodene vi eksperimenterte med på Adigo, type Zanassi, viste seg å gi akseptable resultater for distanser opp til 8 cm. De fleste forsøkene til danskene Lund og Sødgaard som beskrevet tidligere benyttet seg av solenoideventiler satt i system. Disse benyttet seg spesifikt av dyser fra BioChem som i utgangspunktet er beregnet på medisinsk bruk, av typen 039T2M fra BioChem Valve<sup>TM</sup> INC. Det finnes også flere kommersielle mikrodoseringssystemer, deriblant en del teknologi for enheter som er mye brukt for å dryppe væsker med høy presisjon på kretskort. Eksempel på dette er et system produsert av Liquidyn<sup>1</sup>.

Det amerikanske selskapet The Lee Company har spesialisert seg på innretninger til bruk i drop-on-demand og mikrohydraulikk. De har blant annet designet dysesystemer som er beregnet for å skyte dråper av vann eller alkohol<sup>2</sup>. Systemet referert til her (se fotnote) benytter seg også av solenoideventiler. Vi har benyttet et slikt system i denne oppgaven.

---

<sup>1</sup>se <http://www.liquidyn.com/micro-dispensing-valve-p-dot-none-contact-dispensing/>

<sup>2</sup>se [http://www.theleeco.com/EFSWEB2.NSF/4c8c908c6ad08610852563a9005dae17/e4ffec76587fcccb8525670f005b8b9f!](http://www.theleeco.com/EFSWEB2.NSF/4c8c908c6ad08610852563a9005dae17/e4ffec76587fcccb8525670f005b8b9f!OpenDocument)



Figur 1.6: Hvitt ark som ble brukt som trykkflate under et eksperiment på Adigo. Med økt distanse ble dråpespredningen større. Distansene for de forskjellige resultatene er, fra topp til bunn: 2 cm, 4 cm, 6 cm, 8 cm, 10 cm, 12 cm, 14 cm, 15 cm.

# Kapittel 2

## Teori

### 2.1 Nøkkelparametre

Reynolds tall er en dimensjonsløs størrelse definert som

$$Re = \frac{ul}{\nu} \quad (2.1)$$

hvor  $u$  er den relative hastigheten til fluidet,  $l$  er karakteristisk lengde og  $\nu$  er kinematisk viskositet. Reynoldstallet er et forholdstall mellom impuls kreftene og de viskøse kreftene for fluidet. Relativ hastighet betyr her forskjellen på hastigheten mellom fluidet vi observerer og fluidet utenfor, eksempelvis en dråpe som faller gjennom luft, der  $\nu$  refererer til lufta.

Webertallet for tofasestrømning er definert som

$$We = \frac{\rho u^2 l}{\sigma} \quad (2.2)$$

hvor  $\rho$  er tettheten til fluidet som omslutter objektet med karakteristisk lengde  $l$  (i vårt tilfelle, luft) og  $\sigma$  er overflatespenningen til interfasen mellom fluidene. Webertallet er et forholdstall mellom volumkreftene og overflatekreftene i fluidet vi ser på. Det kritiske webertallet er det webertallet der interfasen blir ustabil under perturbasjoner og, i en dråpes tilfelle, fører til at dråpen bryter opp.

I de variablene som vi nå har definert, finner vi følgende parametre : tetthet  $\rho$ , viskositet  $\mu$ , overflatespenning  $\sigma$ , karakteristisk lengde  $l$ , og hastighet  $u$ .

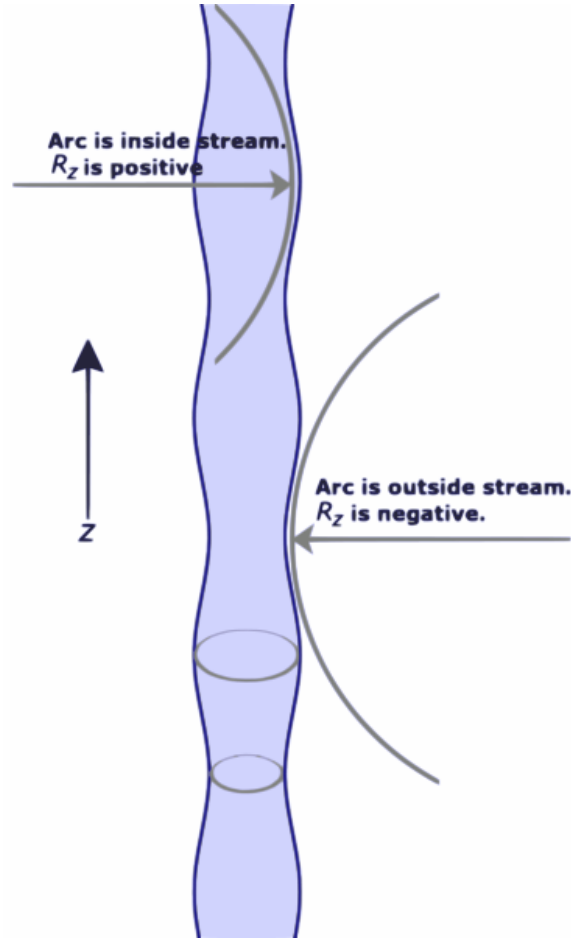
#### 2.1.1 Plateau-Rayleigh-ustabilitet

Plateau-Rayleigh-ustabiliteten er den effekten som gjør at en væskesøyle kan brytes opp av små fluktasjoner i fluidet. De bryter raskest opp av fluktasjoner med små bølgetall, dvs. lange bølgelengder (vises i resultat nedenfor). Prinsippet tar utgangspunkt i en sylinder vi perturberer overflaten på. Hele utledningen kan sees i [5].

Vi ser for oss en væskesylder slik vist i figur 2.1 med radius  $r_0$ . Ved å tilføre en perturbasjon kan den nye radiusen i et punkt på sylinderoverflaten skrives som :

$$R = \frac{r}{r_0} = 1 + \eta(\theta, Z) \quad (2.3)$$

hvor her perturbasjonene våre er skrevet som



Figur 2.1: Figur som viser hvordan kurvatur i en perturbert sylindervegg. Kurvaturer med motsatt fortegn påvirkes av motsatt rettede krefter [13].

$$\eta(\theta, Z) = \epsilon \cos(n\theta) \cos(xZ) \quad (2.4)$$

hvor  $n = 1, 2$ , osv. Ved å bruke grensebetingelsene i overflaten av sylindere og å innføre det dimensjonsløse hastighetspotensialet (se [3], [5] for utledning), kan man komme frem til at overflaten  $\eta$  i væskesøylen beveger seg som

$$\eta = \epsilon \cosh(\hat{\omega}\tau) \cos(xZ) \quad (2.5)$$

hvor

$$\hat{\omega}^2 = \frac{xI_1(x)}{I_0(x)}(1 - x^2) \quad (2.6)$$

der  $\hat{\omega}$  er definert som  $\omega/\omega_0$ ,  $Z$  er lengderetningen som vist i figur 2.1 og  $x$  er  $kr_0$ , der  $k$  er bølgetallet  $2\pi/\lambda$  for bølgelengde  $\lambda$  på perturbasjonen. Her er  $\omega$  frekvensen til oscillasjonen multiplisert med  $2\pi$ , og  $\omega_0$  er lik den inverse tidsskalaen :

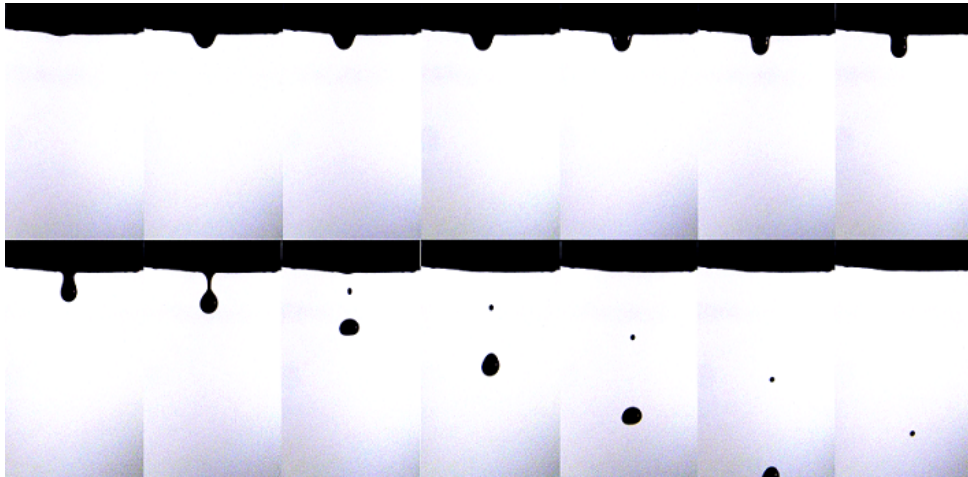
$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho r_0^3}}. \quad (2.7)$$

Som vi ser av likningen for  $\hat{\omega}$  blir oscillasjonene dempet for alle  $x > 1$ . Da blir  $\hat{\omega}$  imaginær, og svingningene er stabile. For  $x < 1$  blir den reell, og svingningene blir ustabile med eksponensiell vekst i tid. Det er disse svingningene som gjør væskesøylen ustabil, og det har blitt vist numerisk at den mest ustabile noden er for  $x \approx 0.70$  [5]. Likningen for  $\omega_0$  angir også at tidsskalaen er proporsjonal med  $\frac{1}{\sqrt{\sigma}}$  som indikerer at for dråper i det ustabile regimet vil små perturbasjoner vokse raskere for væsker med høy overflatespenning.

Dette resultatet viser oss at det er uønskelig med sylindriske dråper med lengde større enn diameter, da slike dråper vil være ustabile for alle perturbasjoner med lange bølgelengder. Et eksempel på en slik oppbrytning er dråper som vokser med langsom tilførsel av mer væske, slik som vann som henger fra en kran (illustreres i figur 2.2). Når dråpen blir for stor, vil den falle ned, og den tynne sylindren som følger vil bryte opp i mindre dråper framfor å holde seg som en sylinder på veien ned. Vi kan også se eksempler på dette i figur 1.4 og 1.5 der dråpene starter hele, men halen deler seg opp i mange små satelitter på veien ned.

### 2.1.2 Perturbasjonskilder

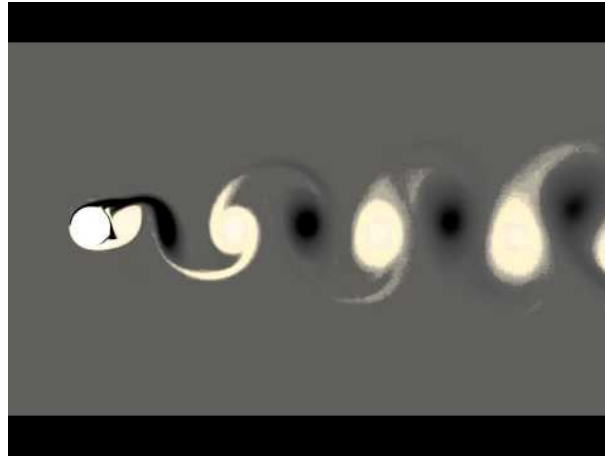
Generelt finnes det to hovedkilder til at dråpene våre kan bli perturberte. Den første er utskyttingsmekanismen som i alle praktiske formål hos oss vil være en dyse. Trykkrefter presser ut en dråpe gjennom dysen og gir en utgangsform som er deformert i forhold til sfærisk form. Dette medfører at i tillegg til at overflaten kan bli satt i svingninger, kan hele volumet også begynne å oscillere. Dråpevolumet kan settes i svingninger uten hjelp fra dysen også dersom utgangsformen ikke er sfærisk, som vises i figur 2.2.



Figur 2.2: Dråpe som faller ned av seg selv uten tilført kraft fra utskyttingsmekanisme. Væsken kom i utgangspunktet fra et printerhode ned på en diagonal metallflate som den videre drypper fra som vist i figuren. Den lille satelitten som følger etter den store dråpen er et produkt av rayleigh-plateau-ustabiliteten. Modifisert utgave fra figur i [3] s.19.

Den andre kilden til perturbert overflate er luftmotstand på dråpen. Når dråpen beveger seg gjennom luft, vil skjærkrefter påvirke overflaten og skape grensesjikt langs interfasen. Dette

skaper en vake bak dråpen, og for superkritiske reynoldstall ( $Re_c \approx 35$ ) og større [8, s.9], kan vaken oscillere og kaste virvler. Resultatet er virveldannelser i vaken og er kjent som von Kármán-effekten, og dette kan føre til at overflaten på dråpen også kan bli satt i svingninger. En enkel figur illustrerer prosessen i figur 2.3.



Figur 2.3: Enkel figur som viser von Kármán-effekten i 2D [4]. Her er en sylinder modellert i et forbipasserende strømningsfelt.

### 2.1.3 Observasjoner fra prosjektoppgave

I prosjektoppgaven [3] oppdaget vi at i en dråpes tilfelle var også geometrien viktig. Jo mer kuleformet dråpen var, desto mer motstandsdyktig var den mot oppbrytning i flukt. Sfæriske dråper er stabile for webertall under beregnet kritisk webertall som er eksperimentelt funnet til å være mellom 10 og 15 for vann (skal i teorien være lik for alle væsker med lav viskositet, se [21, s.60] for tabell over eksperimentelle kritiske webertall). Motsetningen til denne observasjonen var dråpene vi fikk da vi benyttet et Zanassi Tiara Crown drop-on-demand printerhodesystem som utskytningsmekanisme. Da vi utførte dette prosjektet [3], ga printerhodet langstrakte og smale dråper, hvorav flere hadde lange tynne haler. Disse dråpene delte seg etter bare noen få centimeters tilbakelagt vei.

Denne observasjonen indikerer at Plateau-Rayleigh-ustabiliteten er av vesentlig betydning i vårt prosjekt, og at sfærisitet dermed blir en viktig parameter. Vi ser for oss at den beste måten å kontrollere sfærisiteten til en dråpe på er å justere dysetypen. Dermed står vi igjen med 6 vesentlige parametre i vårt eksperiment for å skyte dråper lengst mulig :

- viskositet
- overflatespenning
- karakteristisk lengde, dråpestørrelse
- utskytingshastighet
- sfærisitet, dysetype

Tabell 2.1: Oppsett på et  $2^2$ -eksperiment

A/B	1	2	...	1	Total	Mean
1	$y_{111}, y_{112} \dots$	$y_{121}, y_{122} \dots$	...	$y_{1l1}, y_{1l2} \dots$	$Y_{1..}$	$\bar{y}_{1..}$
2	$y_{211}, y_{212} \dots$	$y_{221}, y_{222} \dots$	...	$y_{2l1}, y_{2l2} \dots$	$Y_{2..}$	$\bar{y}_{2..}$
...						
1	$y_{l11}, y_{l12} \dots$	$y_{l21}, y_{l22} \dots$	...	$y_{ll1}, y_{ll2} \dots$	$Y_{l..}$	$\bar{y}_{l..}$
Total	$Y_{.1.}$	$Y_{.2.}$		$Y_{.l.}$	$Y$	
Mean	$\bar{y}_{.1.}$	$\bar{y}_{.2.}$		$\bar{y}_{.l.}$		$\bar{y}$

- tetthet

Av disse 6 parametrene velger vi de 3 første. Utskytingshastigheten må av praktiske årsaker, hovedsaklig pga. mangel av dybdesyn og at det vil være høydeforskjell på ugresset i radkulturene, være større enn ca. 4 m/s, og sfærisitet er en parameter som er vanskelig å kontrollere direkte. Tetthet for væsken inngår ikke i verken Reynoldstall eller webertall (tettheten i uttrykket er for fluidet som omslutter, altså luft), så vi utelater den, men den kan ha en effekt dersom treghetskrefter spiller inn.

Det finnes flere parametre som ikke er nevnt som er av betydning. Trolig er den mest betydningsfulle av disse temperatur som inngår både viskositeten [17] og overflatespenningen til fluidet, slik at å justere temperaturen vil også si at vi justerer andre parametre. Ved å teste viskositet og overflatespenning vil vi i det minste kunne få en indikasjon om temperaturavhengighet dersom viskositeten og overflatespenningen er kjent. Vi har ikke diskutert temperatureffekter videre i oppgaven. Utskytningstrykk er også en parameter i systemet vårt. I praksis er det trykket som bestemmer utskytingshastigheten vår da dette er den eneste måten vi har å justere denne på. I likhet med temperatur kan også trykk påvirke viskositet og overflatespenning til fluidet. Vi kan imidlertid ikke bestemme effekten av trykket så lett (hvis det er noen) på disse parametrene da fluidet vil ha atmosfærisk trykk i det fluidet forlater dysen. Luftfuktighet og sidevind kan også ha en effekt, og det ville være av praktisk betydning å gjøre et eksperiment som demonstrerer effekten av vind da Asterix-enheten skal operere utendørs.

## 2.2 $2^n$ -eksperiment

Et  $2^n$ -eksperiment er en statistisk modellering av hendelser der  $n$  parametre inngår. Generelt for to parametre  $A$  og  $B$  som skal testes  $l$  ganger per parametervalg kan vi sette opp et skjema som i tabell 2.1. La oss først se på to væskeparametre, viskositet  $\mu$  og overflatespenning  $\sigma$ . Ettersom vi ønsker å teste dette for to forskjellige dråpestørrelser, får vi sammenlagt tre parametre.

I et eksperiment som dette er det ikke nødvendig å vite nøyaktig hva parameterverdiene er. Det er normalt å bruke to verdier : *høy* og *lav*. Hensikten med eksperimentet er å gi indikasjoner på om parametrene har noe å si eller ei og deres interaksjoner. Strengt tatt kan resultatene fra et  $2^n$ -eksperiment kun hjelpe oss med å beholde eller forkaste og si noe om sannsynligheten for at hver av hypotesene stemmer.

For et  $2^2$ -forsøk med parametervalg  $i$ ,  $j$  og  $l$  målinger av hver parameterkombinasjon kan man skrive et utfall  $k$  av en måling som

$$y_{ijk} = \mu_{ij} + \epsilon_{ijk} \quad (2.8)$$



der nå  $\mu_{ij}$  betegner forventningsverdien av observasjonen  $y_{ijk}$  og deviasjonen  $\epsilon_{ijk}$  er avviket fra forventningsverdien som skyldes tilfeldige feil. Med to parametre kan likningen over skrives

$$y_{ijk} = \mu + \alpha_i + \beta_j + (\alpha\beta)_{ij} + \epsilon_{ijk} \quad (2.9)$$

hvor vi har delt opp effektene.  $\alpha_i$  er effekten av faktor  $i$ ,  $\beta_j$  er effekten av faktor  $j$  og  $(\alpha\beta)_{ij}$  er vekselvirkningen mellom de to. Den totale midlere verdien for forsøkene for et parametervalg  $i$  med  $l$  mulige variasjoner av parametrene blir

$$\bar{y}_{i..} = \frac{1}{nl} \sum_j^l \sum_k^n y_{ijk} = \frac{1}{nl} Y_{i..} \quad (2.10)$$

Vi innfører betingelsene at

$$\sum \alpha_i = 0, \sum \beta_j = 0, \sum (\alpha\beta)_{ij} = 0. \quad (2.11)$$

*Sum-of-Squares-identiteten* [16, s.514] sier at

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^a \sum_{j=1}^b \sum_{k=1}^n (y_{ijk} - \bar{y}_{...})^2 &= bn \sum_{i=1}^a (\bar{y}_{i..} - \bar{y}_{...})^2 \\ + an \sum_{j=1}^b (\bar{y}_{.j.} - \bar{y}_{...})^2 + n \sum_{i=1}^a \sum_{j=1}^b (y_{ijk} - \bar{y}_{i..} - \bar{y}_{.j.} + \bar{y}_{...})^2 \\ &+ \sum_{i=1}^a \sum_{j=1}^b \sum_{k=1}^n (y_{ijk} - \bar{y}_{ij.})^2 \end{aligned}$$

eller på kortformen

$$SST = SSA + SSB + SS(AB) + SSE \quad (2.12)$$

hvor  $SSA$  og  $SSB$  kalles kvadratsummen av hovedeffektene  $A$  og  $B$ , i vårt tilfelle viskositet og overflatespenning.  $SS(AB)$  er kvadratsummen av vekselvirkningen mellom de to, og  $SSE$  er kvadratsummen for feilen. Tilsammen utgjør alle kvadratsummene totalen,  $SST$ .

Vi øker nå til tre parametre. Resultatet for en enkel måling kan da skrives

$$y_{ijkl} = \mu_{ijk} + \epsilon_{ijkl} \quad (2.13)$$

og videre til

$$y_{ijkl} = \mu + \alpha_i + \beta_j + \gamma_k + (\alpha\beta)_{ij} + (\alpha\gamma)_{ik} + (\beta\gamma)_{jk} + (\alpha\beta\gamma)_{ijk} + \epsilon_{ijkl} \quad (2.14)$$

For et  $2^3$ -eksperiment blir (2.12) til

$$SST = SSA + SSB + SSC + SS(AB) + SS(AC) + SS(BC) + SS(ABC) + SSE \quad (2.15)$$

hvor her  $C$  indikerer den tredje parameteren i eksperimentet og  $AC$ ,  $BC$  og  $ABC$  er vekselvirkningene mellom parametrene. Disse størrelsene og korrelasjonene vil være interessante for oss

da vi kan bruke dette til å se hva som har størst påvirkning på eksperimentet vårt, og hvordan parametrene påvirker hverandre, eller korrelerer. Vi trenger to tabeller for å registrere alle forsøkene av typen vist på forrige side. Variansen til en størrelse er gitt som

$$S_x = \frac{SSX}{dof} \quad (2.16)$$

hvor *dof* er kort for *degrees of freedom*, antall frihetsgrader, for parameter  $x$ . Man regner ut standardavvik for alle størrelser som inngår i kvadratsummen (2.12). Med mange nok forsøk kan man anta at middelverdiene og standardavvikene er normalfordelt. Man har generelt for en normalfordeling, eller en gaussisk distribusjon, en sannsynlighetstetthet som er

$$P(X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{x_1}^{x_2} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} dx. \quad (2.17)$$

hvor  $x_1$  og  $x_2$  er minimum- og maksimumverdiene av utfallene og  $P(X)$  er sannsynligheten for at et utfall gir en verdi mellom disse to.

Det er vanlig å ha to generelle hypoteser for hver parameter og interaksjoner mellom dem. Vi starter med parameter A. Da sjekker vi en av følgende:

- $H'_0$  : Alle  $\alpha_i$  er lik null
- $H'_1$  : Minst en  $\alpha_i$  er ulik null

og tilsvarende for de andre faktorene; B, C og alle vekselvirkningene:

- $H''_0$  : Alle  $\beta_j$  er lik null
- $H''_1$  : Minst en  $\beta_j$  er ulik null

osv. Slik hypotesene er satt opp, er alltid en av dem sanne for hver parameter og vekselvirkning. For fler-faktor-forsøk gjør man også *F-tester* mellom de forskjellige parametrene for å se hvor betydningsfulle de er i forhold til hverandre. Hvis  $H_0$  er sann for en parameter, at alle målingene er eksakt like, bruker man at

$$f_x = \frac{s_x^2}{s^2} \quad (2.18)$$

der  $s_x$  er standardavviket til faktor  $x$ , og  $s$  er standardavviket til den totale kvadratsummen  $SST$ , dvs  $\frac{SST}{dof_{SST}}$ . For et signifikansnivå  $\epsilon$  forkaster vi  $H_0$  dersom

$$f > f_\epsilon[dof_x, dof_{SSE}]. \quad (2.19)$$

hvor her  $f_\epsilon[dof_x, dof_{SSE}]$  er en F-distribusjon med  $dof_x$  og  $dof_{SSE}$  som parametre. Verdier for F-distribusjoner finnes vanligvis i tabeller, og de vi skal benytte oss av i generalforsøket vårt finnes i [16]. For en F-verdi finner man en tilhørende P-verdi [16, s.516] slik at

$$P = P[f_\epsilon[dof_x, dof_{SSE}] > f]. \quad (2.20)$$

P-verdien brukes slik at hvis signifikansnivået  $\epsilon$  er for eksempel på 0.05, forkastes nullhypotesen  $H_0$  dersom  $P < 0.05$ . Med dette har vi to tester vi kan gjøre for å avgjøre  $H_0$  og  $H_1$ .

Tabell 2.2: Fortegnsbehandling for effektkvantiler et  $2^3$ -eksperiment

Effekt/kombinasjon	A	B	C	AB	AC	BC	ABC
(1)	-	-	-	+	+	+	-
a	+	-	-	-	-	+	+
b	-	+	-	-	+	-	+
c	-	-	+	+	-	-	+
ab	+	+	-	+	-	-	-
ac	+	-	+	-	+	-	-
bc	-	+	+	-	-	+	-
abc	+	+	+	+	+	+	+

For å få enda et innblikk i hvor store effektene er i forhold til hverandre, kan vi plote *effektkvantilene* opp mot hverandre. Et kvantil av en mengde,  $q(f)$ , er en verdi der en fraksjon  $f$  er mindre eller lik  $q(f)$ . Her er

$$f = \frac{i - \frac{3}{8}}{n + \frac{1}{4}} \quad (2.21)$$

som definert i [16] s.239 hvor  $i$  er ordenen av observasjonene når de er rangert fra lav til høy.

Vi definerer nivåene for effektene  $-1$  og  $+1$ . For et  $2^3$ -eksperiment har vi 7 effekter med fortegnsbehandling som vist i tabell 2.2 [16, s.617]. Effektkvantilene blir da eksempelvis

$$A = \frac{a - b - c - ab - ac + bc + abc - (1)}{2n} \quad (2.22)$$

og

$$B = \frac{b - a - c - ab + ac - bc + abc - (1)}{2n} \quad (2.23)$$

hvor  $n = 7$  for alle effektene. De teoretiske kvantilene, eller kvantilefunksjonen  $q(f_i)$ , vi plotter opp mot effekt-kvantilene defineres som

$$q(f_i) = \text{erfinv}(2f_i - 1). \quad (2.24)$$

hvor  $\text{erfinv}$  er den inverse error-funksjonen. Dersom alle nullhypotesene er sanne, vil det medføre at alle effekt-kvantilene ligger på en rett linje i plottet [16], og motsatt slik at dersom en parameter har stor effekt, vil den ligge utenfor linja. Vi gjør bruk av normalkvantileplott seinere i oppgaven.

# Kapittel 3

## Forsøksoppsett

### 3.1 Forsøksplan, innledning

Målet med masteroppgaven er å skyte dråper lengst mulig uten at de bryter opp i mindre dråper eller satelitter. I dette prosjektet ønsker vi å prøve 3 parametre og kartlegge estimater for hvor stor betydning de har for skytelengden med systemet vi har tilgjengelig. Måten vi analyserer resultatene av dette på er med et  $2^3$ -eksperiment som beskrevet i kapittel 2.2. Fram til nå har vi funnet 5 parametre som er aktuelle kandidater hvis effekt på skytelengde hadde vært interessant å kartlegge. De er henholdsvis viskositet, overflatespenning, dråpestørrelse, utskytningshastighet og sfærisitet. De to siste parametrene valgte vi å nedprioritere framfor de andre. Planen var i utgangspunktet å bruke viskositet, overflatespenning og dysetype som parametre til eksperimentet vårt. Den siste ble byttet ut til fordel for dråpestørrelse fordi det er lite generelt man kan kartlegge om dysetype ettersom en test av 2 dyser vanskelig kan generaliseres til andre dysetyper, og gir lite reproducerbart materiale. Et bedre alternativ er å prøve ut 3 forskjellige dyser og deretter velge den beste til vårt formål til resten av eksperimentet.

Dråpestørrelse er noe vi kan kontrollere ved å bestemme hvor lenge dysen skal være åpen. Dette, sammen med utskytningshastigheten, vil bestemme størrelsen på dråpene våre. Utskytningshastigheten ønskes i eksperimentet å holdes konstant for alle målingene.

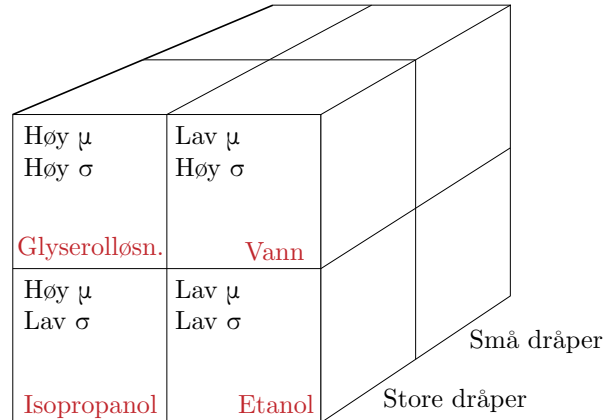
Vi endte opp med å bruke den største dysetypen vi hadde som kandidat til eksperimentet (0.254 mm i diameter).

### 3.2 $2^3$ - eksperiment

Vi ønsker et  $2^3$ -eksperiment og velger parametre med to verdier for hver: lav og høy. Figurativt kan vi tegne opp eksperimentet vårt slik som i figur 3.2.

Noe av styrken til  $2^3$ -eksperimentet vårt er at vi kan teste effekten av parametre og deres korrelasjoner på en målt størrelse, her skytelengde. Eksperimentet vil gi oss gode nok indikasjoner på oppførselen til systemet til at vi kan si noe om hva som vil lønne seg for å skyte dråper lengst mulig. Databehandlingen av eksperimentene kan gjøres mest ryddig enten med et regneark, eller et program skrevet i f.eks. matlab. Tallverdiene for parametrene og deres vekselvirkninger kan føres opp i en tabell slik vi ser i tabell 3.1.

Til eksperimentet vårt har vi valgt 4 væsker som vist i figur 3.2. Det ville være en fordel å holde verdiene for lav og høy for de forskjellige parameterkombinasjonene på omtrent samme nivå så det ikke er betydelig forskjell på dem, eksempelvis at for begge væskene som har lav



Figur 3.1: Figurativ beskrivelse av eksperimentet.

viskositet er forskjellen på viskositeten innenfor omtrent 10-15%. Vi har ikke målt viskositet eller overflatespenning for noen av væskene; vi bruker kun tabulerte verdier.

I vårt eksperiment er  $a$ ,  $b$  og  $c$  lik 2 da disse angir hvor mange verdier vi har for hver av parametrene våre; høy og lav.  $n$  vil være antall forsøk vi har per eksperiment for parametrene. Hensikten med disse verdiene er at vi kan teste for hypotesene våre. Hvis eksempelvis  $s_1$  består F-testen og P-testen som nevnt i teorien, viser dette at viskositeten alene har lite å si for hvor langt vi kan skyte dråpene. Dersom en av testene feiler for et signifikansnivå  $\epsilon$ , er dette indikasjon på det motsatte, og viskositeten kan derfor ikke sies å være uten betydning for resultatet med signifikans.

### 3.2.1 Væskevalg; viskositet og overflatespenning

Ifølge [7] var den kinematiske viskositeten på glyfosatløsningene mellom  $2.17$  og  $2.24 \times 10^{-3}$   $\text{m}^2/\text{s}$  og overflatespenningen mellom  $0.030$  og  $0.0482$   $\text{N}/\text{m}$  i forsøkene de utførte på glyfosat som ugressmiddel (etter 14 dagers lagring i  $54^\circ\text{C}$ ). Det er ønskelig for oss å teste væsker med viskositet og overflatespenning som ikke avviker for mye fra disse blandingene, for så å justere egenskapene og deretter observere effektene av justeringene. Væskeegenskapene våre er gitt i tabell 3.2. Viskositeten til de mest viskøse væskene våre er ca. 6.6% mindre enn snittet av glyfosatløsningene (har her brukt 2.22 cp som mål). Glyserolløsningen prøver vi å tilpasse best mulig til verdiene gitt i tabellen. Ifølge [20] har en glyserolløsning med en glyserolmasseprosent på 10 viskositet på 1.76 cp ved romtemperatur. En glyserolmasseprosent på 20 gir 2.41 cp. Det finnes kalkulatorer som regner ut viskositeten for mellomliggende tall<sup>1</sup>. Den vi spesifikt har brukt viser at en glyserolløsning på 17 volumprosent glyserol har 2.06 cp i viskositet. Overflatespenningen til glyserolløsning i vann er ifølge [20] 0.07093  $\text{N}/\text{m}$  for glyserolmasseprosent på 20.23. Neste målte data i artikkelen er for glyserolmasseprosent på 61.44 hvor overflatespenningen ligger på 0.06764  $\text{N}/\text{m}$ . Poenget med dette er at endringen i overflatespenningen er veldig liten ved små endringer i andel glyserol i løsningen vår, og vi vil uansett komme nær overflatespenningen i vann med glyserolløsningen, som er ønskelig.

<sup>1</sup>se [http://www.met.reading.ac.uk/sws04cdw/viscosity\\_calc.html](http://www.met.reading.ac.uk/sws04cdw/viscosity_calc.html)

Tabell 3.1: Statistiske parametre for vårt  $2^3$ -eksperiment. A er viskositet, B er overflatespenning og C er dråpestørrelse.

Parameter, effekt	Kvadratsum	Frihetsgrader	Midlere standardavvik	Beregnet f
Hovedeffekt				
A	SSA	a - 1	$s_1^2$	$\frac{s_1^2}{s^2}$
B	SSB	b - 1	$s_2^2$	$\frac{s_2^2}{s^2}$
C	SSC	c - 1	$s_3^2$	$\frac{s_3^2}{s^2}$
Interaksjon, 2 parametre				
AB	SS(AB)	(a - 1)(b - 1)	$s_{12}^2$	$\frac{s_{12}^2}{s^2}$
AC	SS(AC)	(a - 1)(c - 1)	$s_{13}^2$	$\frac{s_{13}^2}{s^2}$
BC	SS(BC)	(b - 1)(c - 1)	$s_{23}^2$	$\frac{s_{23}^2}{s^2}$
Interaksjon, 3 parametre				
ABC	SS(ABC)	(a - 1)(b - 1)(c - 1)	$s_{123}^2$	$\frac{s_{123}^2}{s^2}$
Statistisk feil	SSE	abc(n - 1)	$s^2$	
Total	SST	abcn - 1		

Tabell 3.2: Væsker vi bruker og deres egenskaper [22] [20]

Væske	$\nu$ (cp, $10^{-3}$ m <sup>2</sup> /s)	$\sigma$ (N/m)
Etanol	1.078	0.023
Vann	0.891	0.072
Isopropanol	2.073	0.0183
Glyserolløsning	2.0	0.07



Figur 3.2: Væskene vi har brukt i eksperimentene våre: vann, etanol, isopropanol og glyserol. Alle væskene er kommersielt tilgjengelige og lite giftige.

### 3.2.2 Dråpestørrelse

Dråpestørrelsen for en gitt dyse kontrolleres av to forhold : utgangshastigheten på fluidet, og hvor lenge ventilen er åpen. Utgangshastigheten kalibrerer vi ved å justere trykket. Dette må gjøres etter at tidsrommet ventilen skal være åpen er fastsatt, for det viste seg at små og store dråper av samme væske har forskjellig utgangshastighet for samme trykk. Vi måtte prøve oss frem for å finne passende dråpestørrelser. For 4 m/s fant vi ut at verdiene 2 ms og 8 ms passet godt til å bruke for tidsrommet ventilen var åpen. Dette ga en stor nok forskjell på dråpestørrelsen til å kunne se det på hastighetsfilmene våre, såvel som flaten vi skjøt dråpene på for å teste distansen (se kapittel 3.3.2).

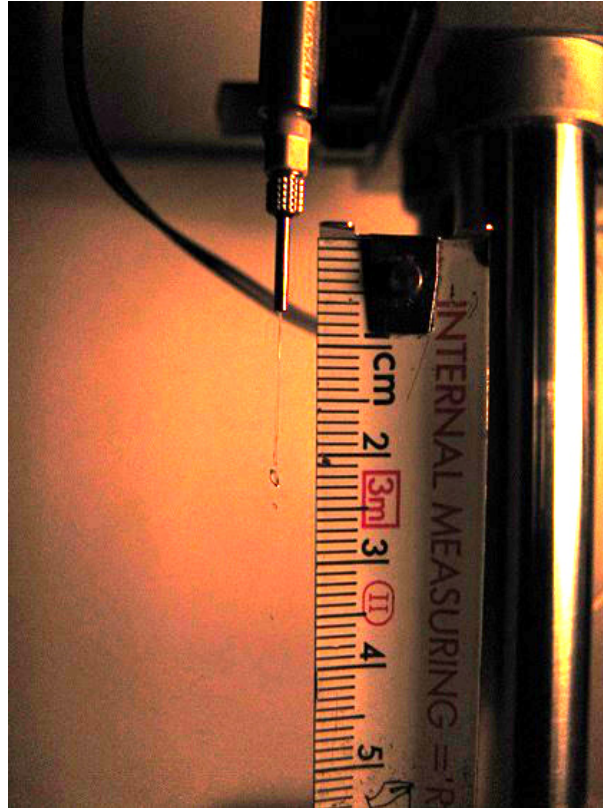
Vi gjorde et eksperiment for å beregne volumet til dråpene ved å skyte 1400 dråper i en målesylinder. Vi kom fram til at store dråper hadde et volum på ca. 1.166  $\mu\text{l}$ , mens små dråper hadde et volum på ca. 0.25  $\mu\text{l}$ . Et volum på 1.166  $\mu\text{l}$  gir en kuleradius på ca. 0.65 mm, eller diameter på 1.30 mm. De små dråpene med volum 0.25  $\mu\text{l}$  har en radius på 0.39 mm. Dette gir et reynoldstall på  $\approx 331$  for store dråper og  $\approx 99$  for små dråper. Webertall vises i tabell 3.3.

Tabell 3.3: Beregnede webertall for dråper

Væske	Store dråper	Små dråper
Vann	0.35	0.11
Etanol	1.09	0.33
Isopropanol	1.36	0.41
Glyserolløsning	0.36	0.11

### 3.3 Målemetode, utførelse

#### 3.3.1 Hastighetsmålinger, kalibrering



Figur 3.3: Forsøksoppsett. Linjalen må være i samme vertikale plan som dysen.

Som figur 3.3 viser, har vi dysen med en linjal i samme plan. Dette gjør det mulig for oss å måle tilbakelagt vei for dråpene. Hastigheten måles ved å beregne dråpens posisjon på minst to frames (vi har brukt 4 punkter, derav 4 frames). Kameraet vi bruker kan ta høyhastighetsfilmer på 1200 bilder i sekundet, og det er slike filmer vi har brukt til å måle hastigheten med. For å justere hastigheten, endrer vi på trykket inn til væskekompartimentet. Vi er fornøyde med kalibreringen når hastigheten til dråpene er  $4.0 \pm 0.4$  m/s.

#### 3.3.2 Måling av skytelengde

Vi har som formål å måle hvor langt dråper kan skytes før de bryter opp i hver av de  $2^3$  parameterkombinasjonene. Vi ønsker å ha minst 10 målinger av skytelengde per forsøk. Et  $2^n$ -eksperiment pleier i utgangspunktet bare å ha noen få stikkprøver per parameter, så til dette formålet er 10 mer enn tilstrekkelig.

Vi kan finne et grovt estimat for lengde først ved å skyte på et papir vi drar forbi dysen i forskjellige høyder, se figur 1.6. Papiret trekkes for hånd langs en rett vegg så dråpene havner på linje. Dysen er festet på et stillbart stativ med høydemåling, se figur 3.5. Når vi ved å øke avstanden begynner å se tydelige spor av satellittdråper på papiret, har vi det grove estimatet på

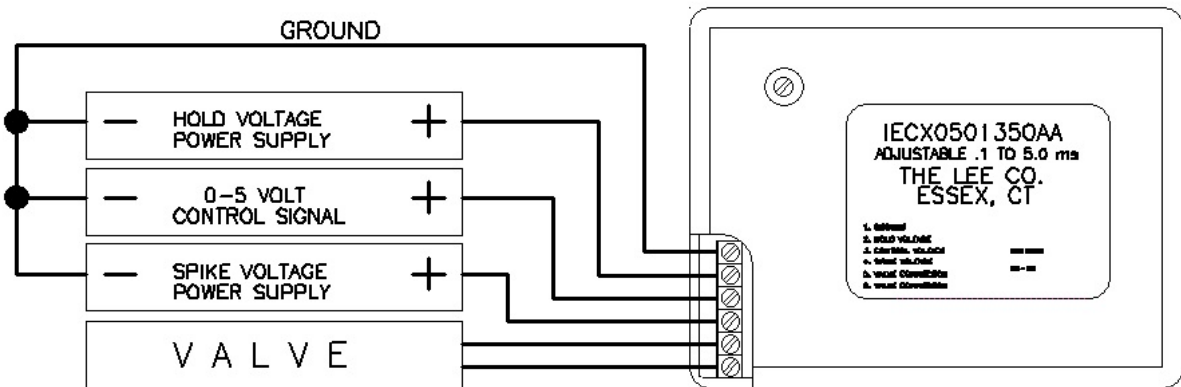


hvor langt dråpen kan skytes før den bryter opp, og vi kan begynne å gjøre målinger i nærheten av denne høyden for å finne et mer nøyaktig estimat etterpå. Ettersom det er i Adigos interesse å treffe nøyaktig, vil presisjon være av betydning også. Derfor godkjenner vi en måling dersom dråpene er innenfor 1 cm av å ligge på en rett linje.

### 3.4 Forsøksdesign, apparatur

Apparaturens kjerne er et dysesystem fra The Lee Company<sup>2</sup>. Systemet er beregnet for mikrodosering, og The Lee Company reklamerer for flere tilsvarende systemer som fungerer som såkalte dråpekastere, framfor å legge dråper forsiktig fra seg, som for eksempel ved drypping av væsker på kretskort. Av denne grunnen valgte vi et slikt system fordi vi tror det er best tilpasset vårt behov for å studere dråpeskyting over flere centimeter gjennom luft (som nevnt, vårt mål er minst 15 cm). Alle forsøk ble utført på strømningsteknisk laboratorium, NTNU.

Dysesystemet, en *P/N IECX0501350A Spike and Hold Driver*, er veldig kompakt, bestående kun av en elektronisk komponent og en ventil med 4 forskjellige dysehoder. Vi brukte 2 strømforsyninger til hold-spenning (3.5V) og “spike”-spenningen (24V). Ventilen åpnes og lukkes ved å sende et signal på høyere spenning enn inngangsspenningen på 5 volt. Til dette brukte vi National Instruments LabView og en NI-6008b DAQ USB-enhet. Spike-spenningen må være kortvarig da det kan skade ventilen om spenningen er høy for lenge. Etter dette vil ventilen være åpen så lenge kontrollsignalet er høyere enn hold-signalet. Spike and Hold-driveren er konstruert til å gjøre dette for oss, og med oscilloskop observerte vi at spike-signalet hadde full styrke i 0.4 ms og ble redusert til 0 iløpet av 0.6 ms etterpå.



Figur 3.4: Skjematisk tegning av komponentene til dysesystemet supplert fra The Lee Company. Hold-spenningen og spike-spenningen er koblet til strømforsyninger som konstant gir hhv. 3.5 og 24V, 1A på begge. Kontrollsignalet er på 5V og styres av en DAQ-enhet i med LabView.

I tillegg til strømforsyning og medfølgende kontrollenheter trenger vi et væskekamer som er trykkregulert. Dette styrer vi ved et manometer og en trykkregulator. Trykket må recalibreres mellom hvert parametersett for å oppnå lik utgangshastighet.

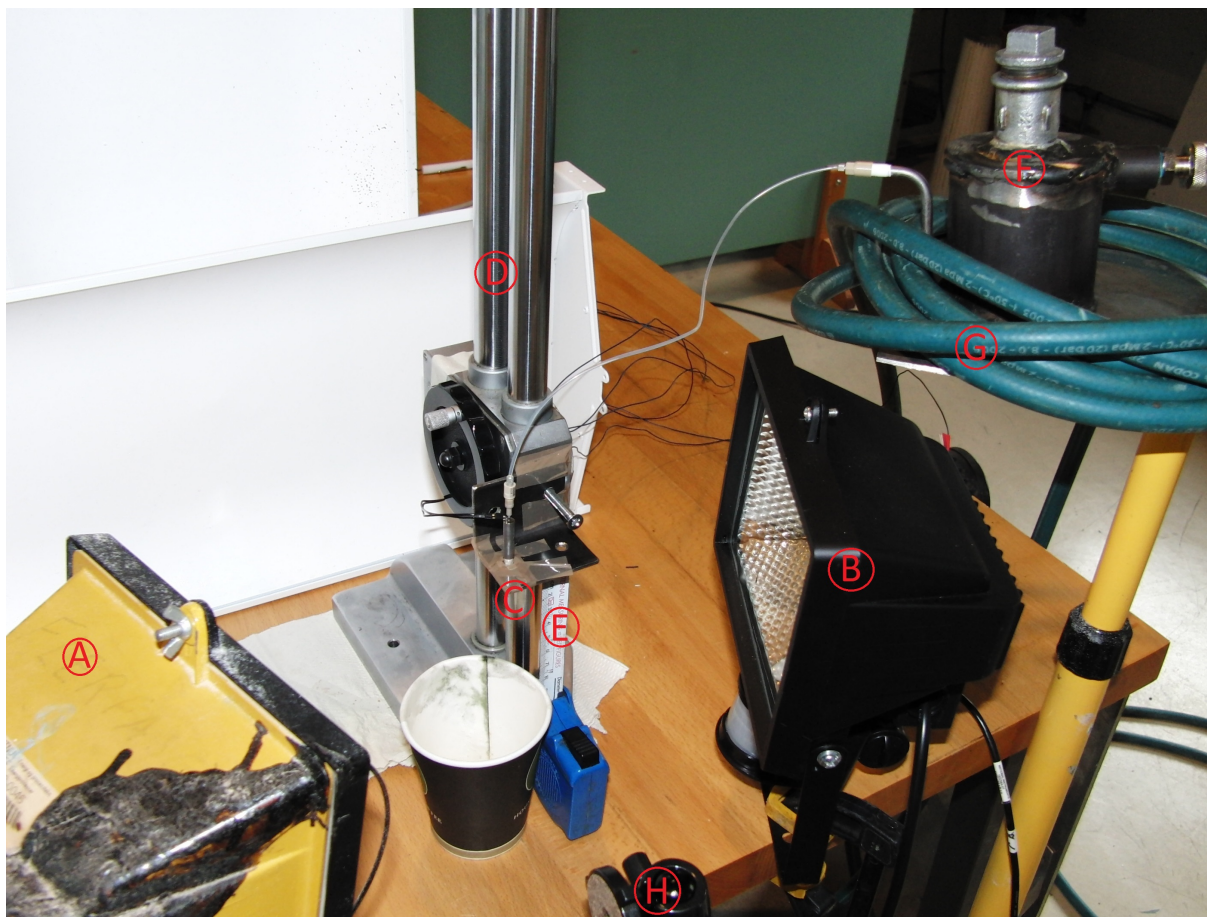
<sup>2</sup>se [http://www.imhbylee.com/PDF.nsf/bdb21d9b7952d46a85256a400071dc4c/6e7643b7a96c16de85257409005fda53/\\$FILE/INIX0500250AC.pdf](http://www.imhbylee.com/PDF.nsf/bdb21d9b7952d46a85256a400071dc4c/6e7643b7a96c16de85257409005fda53/$FILE/INIX0500250AC.pdf)



Figur 3.5: A og B : Halogenlamper 500W. C : Kamerastativ. D : Dyse. E : Justerbart stativ for dyse. F : Målebånd. G : Laptop m/ DAQ-enhet. H : Væskekammer. I : Slange for trykkluft.

Kameraoppsettet er svært avhengig av godt lys: vi ønsker å bruke kort lukkertid så bildene blir skarpe og viser dråpene godt. Vi bruker 500 watts halogenpærer til dette formålet (lysrør blinker med en frekvens tilsvarende nettspenningen og vil føre til at noen av bildene vi tar vil være mørke og utydelige). Vi kan programmere systemet til å slippe dråper mens vi tar bilder manuelt. På denne måten kan vi ta mange bilder i et tempo som avhenger av hvor raskt kameraet kan ta bilder. Det vil være gunstig om kameraet kan settes til å ta bilder med en frekvens tilsvarende den som ventilen skyter dråper med. Vi kan også bruke dette til å ta bilder som viser dråper skytes; ved å justere frekvensen kameraet tar bilder med litt lavere enn skytefrekvensen, får vi bildeserier der dråpen på bildet vil ha falt lengre enn den forrige, og det er enkelt å lese av dråpehastighet mot en linjal i bakgrunnen. De bildeseriene vi har er ikke tatt på denne måten, men med videomodus. Grunnen til dette er at dråpene ikke er like som to dråper vann, så vi må i tillegg ta video for å følge enkeltdråper. Dette medfører uheldigvis at bildeseriene våre er av dårligere oppløsning enn enkeltbildene.

En tidlig erfaring var at at dysen må skylles gjennom regelmessig, trolig fordi urenheter setter seg fast i ventilen. I begynnelsen virket det som om vi ikke gjorde dette tidlig nok, og på det verste kom det ikke noe væske ut gjennom dysen for de mest viskøse væskene våre. Dette



Figur 3.6: Oppsett klart til bruk. A og B : Halogenlamper 500W. C : Dyse. D : Justerbart stativ for dyse. E : Målebånd. F : Væskekammer. G : Slange for trykkluft. H : Kamerastativ.

førte til at vi skylte gjennom systemet for hver måling med dysen åpen i noen få sekunder på høyt trykk, nærmere 2 bar.

Vi skjøt dråper på et A4-ark av vanlig printerpapir. For bedre synlighet brukte vi matt teip som underlag for vann og glyserolløsning. Først var vi usikre på om vi trengte noe fargestoff i væskene for å få god nok kontrast for at de minste satelittene skulle bli synlige. Vi hadde tilgjengelig grønn konditorfarge som vi eksperimenterte med først. For å få en betydelig effekt måtte vi tilsette mer fargestoff enn vi først antok, opptil en tredjedels flaske med konditorfarge til omlag 2 desiliter vann. Vi hadde ingen informasjon om konditorfarge (eller andre kjemiske fargestoffer) endret egenskapene til væskene vi brukte, og vi valgte derfor å fortsette hovedeksperimentene uten bruk av fargestoff.

Vi observerte tidlig for etanol og isopropanol at dråpene tørket raskt på matt teip og papir, og at det derfor ikke var lett å ta bilder av disse. De var synlige med det blotte øye, så lengdemåling var fortsatt mulig. Den beste måten vi hadde å måle godkjent distanse for disse væskene var derfor å bruke vanlig tørkepapir som blir mørkt når det blir fuktig.

## Kapittel 4

# Observasjoner, resultat og diskusjon

### 4.1 Resultat

Væskene med høy overflatespenning var overlegent best i våre eksperimenter, med over dobbel midlere skytelengde i forhold til de med lav overflatespenning. Resultatene vi fikk fra målingene vises i tabell 4.2. Parameteren  $C$  er dråpestørrelse.

Tabell 4.1: Resultat, distansemålinger registrert i hovedeksperimentet. 1 : små dråper, 2 : store dråper.

Vann 1	Vann 2	Etanol 1	Etanol 2	Isopropanol 1	Isopropanol 2	Glyserol 1	Glyserol 2
41.0	50.5	20.0	19.0	17.0	11.5	39.0	59.5
49.5	51.5	23.5	17.5	18.5	10.5	39.5	53.0
53.5	39.5	26.0	19.5	18.5	9.5	42.0	44.5
60.5	44.5	23.0	15.0	18.5	10.5	41.5	62.5
56.5	55.5	23.5	19.0	14.5	10.0	46.5	51.0
47.5	55.5	23.5	21.5	18.0	10.5	50.5	62.5
56.0	49.5	22.0	14.0	15.0	9.0	41.5	48.5
50.5	49.5	25.0	18.5	18.5	10.0	46.5	49.0
53.5	55.5	23.5	19.0	17.5	8.5	57.0	62.5
48.5	46.5	22.0	24.5	17.0	7.0	45.0	59.0

Tabell 4.2: Resultat, midlere distansemålinger i hovedeksperiment

Væske	Små dråper	Store dråper
Etanol	23.2 cm	18.8 cm
Vann	51.7 cm	49.8 cm
Isopropanol	17.3 cm	9.7 cm
Glyserolløsning	44.9 cm	55.2 cm

Vann og glyserol var like i gjennomsnitt med en midlere distanse på like over 50 cm. Etanol var ganske mye bedre enn isopropanol, spesielt for store dråper der etanol hadde nesten dobbelt

Tabell 4.3: Resultat, P- og F-verdier

Parameter	Beregnet F-verdi	Beregnet P-verdi
$\mu$	17.8	$6.99 \times 10^{-5}$
$\sigma$	1173	$< 10^{-15}$
$C$	0.888	0.349
$\mu\sigma$	12.2	$8.06 \times 10^{-4}$
$\mu C$	5.46	0.022
$\sigma C$	27.9	$1.31 \times 10^{-6}$
$\mu\sigma C$	11.78	$9.96 \times 10^{-4}$

så lang skytelengde. Begrensningen for vann og glyserolløsningen var sideforskyvning, mens for etanol og isopropanol var begrensningen satellitter.

Av  $2^3$ -analysen (tabell 4.3), så vel som den åpenbare forskjellen på skytelengdene, ser vi en tydelig indikasjon på at overflatespenningen er av stor betydning, og den dominerer alle andre effekter med solid margin. P-verdien er så godt som null og kvantileplottet i figur 4.1 gir også et bilde på hvor stor effekt denne parameteren har i forhold til resten. Sammenlagt har vi da en effekt som dominerer og fire effekter som ikke kan utelukkes.

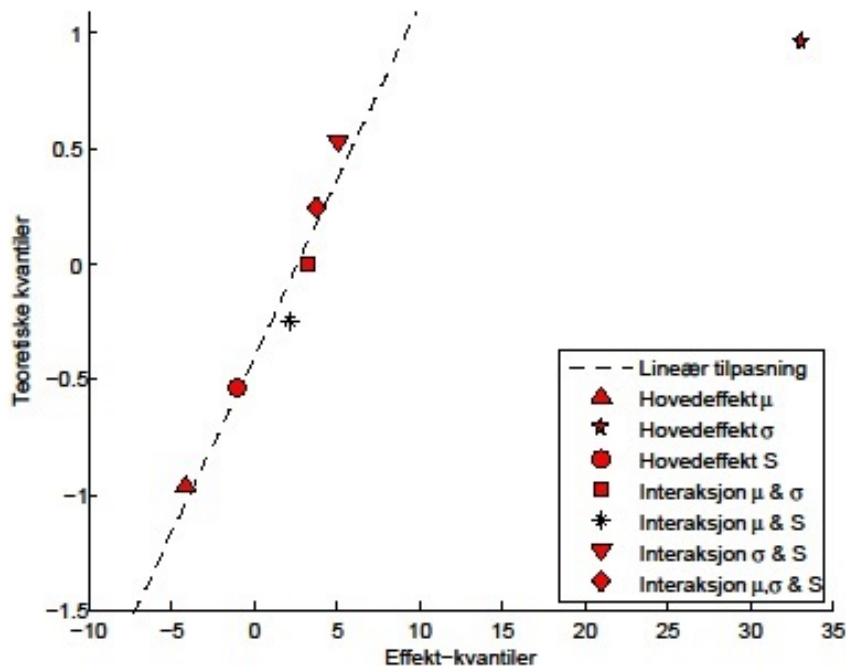
## 4.2 Observasjoner i forhåndseksperimenter

Før vi utførte hovedforsøkene, gjorde vi andre eksperimenter med dråpeskyting for å bli kjent med systemet. Vi tok hastighetsfilmer av dråpene som kom ut av dysen i disse eksperimentene blant annet for å bestemme hva som ville være et gunstig område for dråpestørrelse og for å estimere dråpehastigheten.

Selve prosessen med å skape en dråpe virker å foregå slik at dysen slipper ut små søyler med væske. Fronten av denne væsken blir påvirket av luftmotstand slik at væskedelene som følger like bak tar igjen fronten og danner en fin dråpe. Dette vises i figur 4.2.

Vi opplevde også at hoveddråpene kunne dele seg opp etter bare noen få centimeter tilbakelagt vei. Dette var spesielt hyppig for væskene med lav overflatespenning der så mange som 10 av 20 dråper kunne dele seg da vi gjorde hastighetsestimering, som regel i omtrent like store deler. Det skjedde også for dråpene med høy overflatespenning, men sjelden i forhold. Til sammenlikning : det var ca. 1 av 20 dråper som delte seg for glyserolløsningen. Isopropanol var spesielt ustabil for deling tidlig, og figur 4.3 viser et eksempel der en dråpe deler seg. Overflatespenningen synes å være av stor betydning for å klare å holde dråpen samlet når de mindre satellittene bak har tatt igjen fronten. Vi oppdaget også at det var uheldig å ha ventilen åpen lengre enn 10 ms da dette ga lange sylindrerformede dråper som delte seg opp raskt. Dette kan sees i figur 4.4 hvor ventilen ved et uhell var åpen i 20 ms. I kap. 3.2 gjorde vi et estimat for webertall for de store dråpene. De vises i tabell 3.3.

Som vi ser av tabell 3.3 er webertallene lave (empirisk kritisk webertall ligger mellom 10 og 40 [21]), gitt at vi kan anta at dråpene er sfæriske. Dette indikerer at dråpene skulle være stabile for små perturbasjoner, og så lenge dråpene overlever dannelsesprosessen da de kommer ut av dysen, blir de ikke ustabile før de har kommet godt opp i hastighet ( $\approx 25$  m/s for vann) eller blitt deformert av andre krefter. Det bør nevnes at webertallene til væskene med lav overflatespenning øker raskere med økt hastighet enn for væskene med høy hastighet, og de vil bli ustabile forttere.



Figur 4.1: Kvantilefunksjon  $\text{erfinv}(2f_i - 1)$  plottet over effekt-kvantiler. Jo nærmere variabelen ligger den lineære tilpasningen, jo mindre effekt er påvist fra den i eksperimentet.

Etter at hoveddråpen ble ferdig formet, hendte det at det kom satelitter bak. Dette virket som rester fra dysen som ikke klarte å ta igjen den store dråpen. Noen av disse satelittene kunne være svært små, nesten umulig å se med det blotte øye, og vanskelige å se selv på skarpe bilder (6 megapiksler oppløsning). Disse satelittene var det vanskelig å holde kontroll på, og de kunne følge baner som divergerte fra banen til hoveddråpen. Det er noen synlige eksempler på disse i figur 4.3. For vann og glyserolløsning virket ikke dråpedeling å være noe problem, men for større distanser ble spredningen på disse aktersatelittene større. Dersom flere satelitter av sprøytemiddel treffer andre nytteplanter, kan dette være nok til å ta livet av nytteplantene. Vi tok derfor de synlige satelittene i betraktning etter at vi observerte dette og satte samme kriterium (maksimalt 1 cm fra å ligge på en rett linje) for dem som hoveddråpene.

Under hastighetsestimeringen viste det seg at det var lite avvik på hastigheten mellom dråpene som ble skutt ut. De innstillingene vi valgte var alle i nærheten av 4 m/s; små dråper glyserolløsning hadde med våre innstillinger  $3.92 \pm 0.05$  m/s. Det var større avvik på væskene med lav overflatespenning; isopropanol hadde  $4.2 \pm 0.15$  m/s for små dråper og  $4.0 \pm 0.09$  m/s for store dråper. Dråper som delte seg, slik vi ser i figur 4.3, virket å bevege seg raskere enn

dråper som holdt seg hele med samme trykk.

Vi gjorde enkle distansemålinger i forhåndseksperimentene for å få en viss indikasjon på omtrent hvor langt vi kunne skyte dråper. Dette gjorde vi for at hovedeksperimentene kunne utføres mer effektivt ved å kunne finne gode starthøyder for væskene.

### 4.3 Observasjoner i hovedeksperiment

Med utstyret vi hadde tilgjengelig var det ikke noen god måte å ta bilder av dråper i flukt langt nedenfor dysen. Noen av satellittene som fulgte etter kunne divergere fra banen til hoveddråpen med såvidt for stor margin til at de ikke ville kommet med i fokusområdet til kameraet. Derfor mistenker vi at avvik fra banen blant annet kan skyldes en oscillerende vake bak hoveddråpen, men dette ble ikke undersøkt videre. Derfor brukte vi kun papir, en trekloss som vi kunne teipe og feste papir på, og linjal til å måle avstand fra dyseåpning til papirplan med, og ikke kamera. I kap. 3 estimerte vi reynoldstallet til store dråper med utgangshastighet til å være ca. 330, så vi er i det superkritiske regimet for virveldannelse. Derfor mistenker vi at avvik fra banen blant annet kan skyldes en oscillerende vake bak hoveddråpen, men dette ble ikke undersøkt videre.

Vi fant ingen god måte å unngå de små satellittene som fulgte etter hoveddråpen på. Vi oppdaget også at for vann og glyserolløsning var hoveddråpene stabile over mer enn 1 meter flukt og måtte derfor bruke presisjon som kriterium for godkjent måling. Det kan vises at hastigheten for et legeme i fritt fall (her ekskludert drag-krefter) ved posisjon  $S$  er

$$V(S) \approx \sqrt{2gS + V_0^2} \quad (4.1)$$

hvor  $V_0$  er starthastigheten på 4 m/s, og  $g$  er gravitasjonskonstanten 9.81 m/s<sup>2</sup> (se tillegg A for utledning). Dette gir en hastighet på 5.96 m/s ved 1 m tilbakelagt vei og videre webertall på 0.77 for vann, 0.79 for glyserolløsning, 3.03 for isopropanol og 2.41 for etanol for store dråper. Om vi antar at dråpen har lik drag-koeffisient som en kule (likn. A.10), blir hastigheten ved en meter 4.8 m/s for de store dråpene. I begge fall er alle webertallene ved 1 m under kritisk regime, og dråpene skulle være stabile for små perturbasjoner når de først er formet. Derfor valgte vi å godkjenne en distansemåling for væsker med høy overflatespenning ved å skyte 20 dråper på et papir vi dro sakte forbi dysen som var stilt til en viss høyde over papiret, dersom alle 20 dråpene med satellitter var innenfor 1 cm fra linja, eller om en dråpe hadde delt seg og satellitter fra denne var mindre enn 1 cm fra hverandre. Figur 4.5, 4.6 og 4.7 er eksempler på godkjente og ikke godkjente målinger. Hvis en måling ikke ble godkjent, reduserte vi høyden med 0.5 cm og gjorde en ny måling. Dersom en satellitt var så liten at vi hadde problemer med å se denne med det blotte øye, tok vi den ikke i betraktning for å godkjenne målingen. Ved hver godkjente måling heiste vi dysen opp til utgangsposisjon der vi ved tidligere erfaringer hadde sett at det var usannsynlig at resultatet ville bli godkjent, og for noen av væskene var dette så langt det var mulig å heise systemet, 63.5 cm.

For vann og glyserol holdt dråpene seg fine stort sett hele veien. Det var lite tegn til at dråpene delte seg underveis da det stort sett fulgte med et fast antall med satellitter bak dråpen. Uoffisielt fikk vi fine dråper på over en meters avstand, og på hoveddråpene var det veldig liten forskjell på distansene vi prøvde ut.

For etanol og isopropanol var det veldig vanskelig å ta bilder av dråper på papir som i figur 4.5. De dråpene som holdt seg hele helt ned til treklossen med matt teip fløt utover nesten umiddelbart på grunn av den lave overflatespenningen. Dette førte til at vi ikke like lett kunne bestemme om det var satellitter rundt dråpene. I tillegg tørket dråpene raskt, og av disse grunnene

var det ikke mulig å ta gode bilder av dråpene med kamera. Dette påvirket distansemålingen i liten grad.

## 4.4 Diskusjon av resultat

Med 10 målinger per parameter vil selv små innvirkninger komme til syne i et  $2^3$ -eksperiment. Vi har grunn til å tro at alle parametrene og deres kombinasjoner spiller inn til en viss grad, og vi forventer i utgangspunktet ikke å kunne forkaste noen av nullhypotesene våre. Vi er imidlertid interessert i å se etter de viktigste effektene.

Den eneste klare konklusjonen vi kan trekke fra resultatet er at overflatespenning er av størst betydning. Resten av parametrene ligger ikke så langt unna den lineære tilnærmingen. Nest etter overflatespenning har vekselvirkningen mellom dråpestørrelse og overflatespenning lavest P-verdi som vist i tabell 4.3.

Vi tror hovedårsaken til at overflatespenning er så viktig er måten dråpene dannes. Når de små dråpene som kommer ut av dysen trekker seg sammen til en dråpe, kan det hende den er sterkt perturbert og deler seg, og vi så mange eksempler (av typen i fig. 4.3) av dette for væskene med lav overflatespenning. Siden perturbasjonen er så stor at hele dråpen strekkes på tvers, kan vi ikke bruke lineær stabilitetsteori for å beskrive dette, men det synes klart at overflatekreftene ikke er store nok til å stabilisere dråpen. Det bør nevnes igjen at Weber-tallene for våre dråper er langt under kritiske weber-tall, og dråpene er derfor stabile i dette regimet når de har sfærisk form. Dersom de deler seg, er dette ikke på grunn av små perturbasjoner.

Av tabell 4.3 er det 2 P-verdier som sier vi ikke kan forkaste null-hypotesene med 99% konfidens: dråpestørrelse og vekselvirkning mellom viskositet og dråpestørrelse. P-verdien for dråpestørrelse er stor, 0.349, som kan indikere at dråpestørrelse alene er uten betydning. Vår teori var at små dråper var best til dråpeskyting ettersom mindre  $l$  gir lavere reynoldstall og weber-tall, men om vi skal stole på statistikken er dråpestørrelse en parameter vi ikke kan avskrive nullhypotesen for. Dette synes vi er overraskende, med tanke på at det var betraktelig forskjell for noen av væskene der vi varierte dråpestørrelsen (i all hovedsak isopropanol), skjønt det er viktig å påpeke at dersom korrelasjonen mellom to parametre er stor, kan denne "maskere" effekten for parameteren alene [16, s.609]. Dette er ikke lett å se direkte fra tabellverdiene våre av distansemålinger.

I utgangspunktet trodde vi at viskøse væsker ville være bedre til dråpeskyting enn ikke-viskøse væsker. Resultatene våre forteller at vi kan forkaste null-hypotesen for viskositet med 99% konfidens. Vann og glyserol hadde liknende resultater (mange av de feilede målingene skyldtes presisjon av hoveddråper), men etanol og isopropanol var veldig forskjellige, der store dråper for etanol kunne skytes nesten dobbelt så langt som store dråper for isopropanol. Det er vanskelig å tyde dette resultatet da store dråper glyserolløsning var omtrent likt som store dråper for vann, men ettersom isopropanol har litt lavere overflatespenning enn etanol og vi har påvist en så stor effekt fra denne parameteren, kan denne ha noe å si.

Vi nevnte at en av årsakene til at de små satelittene ikke alltid treffer på samme sted som hoveddråpen tror vi er at det dannes en vake bak hoveddråpen som oscillerer. Vi er over kritisk Reynoldstall for at dette skal skje ( $> 35$ ). Det skal nevnes at dette ikke er den eneste årsaken til at satelittene kan bomme på målet da det kan sees på noen av høyhastighetsfilmene at de små satelittene har en annen bevegelsesretning fra de kommer ut av dysen. Disse satelittene tilfører en usikkerhet i målingene våre som er vanskelig å si noe om. Dette gjelder i all hovedsak vann og glyserol.



## 4.5 Begrensninger i forsøket og framtidige utvidelser

Det var stor variasjon involvert i resultatene, noe som kan sees på rådataene fra målingene i hovedeksperimentet. En måling for vann kunne være godkjent først under 40 cm, for så å kunne få en godkjent måling på over 60 cm. Dette eksperimentet beskriver derfor ingen distanse der vi vet med for eksempel 95% sikkerhet at alle dråpene (og deler som måtte følge) treffer målet. Det ville være i Adigos interesse å ha en slik skytelengde å forholde seg til. Dette krever imidlertid et helt annet eksperiment, og det er noe som hadde vært fint å fortsette på nå som vi har gjort et  $2^3$ -eksperiment først.

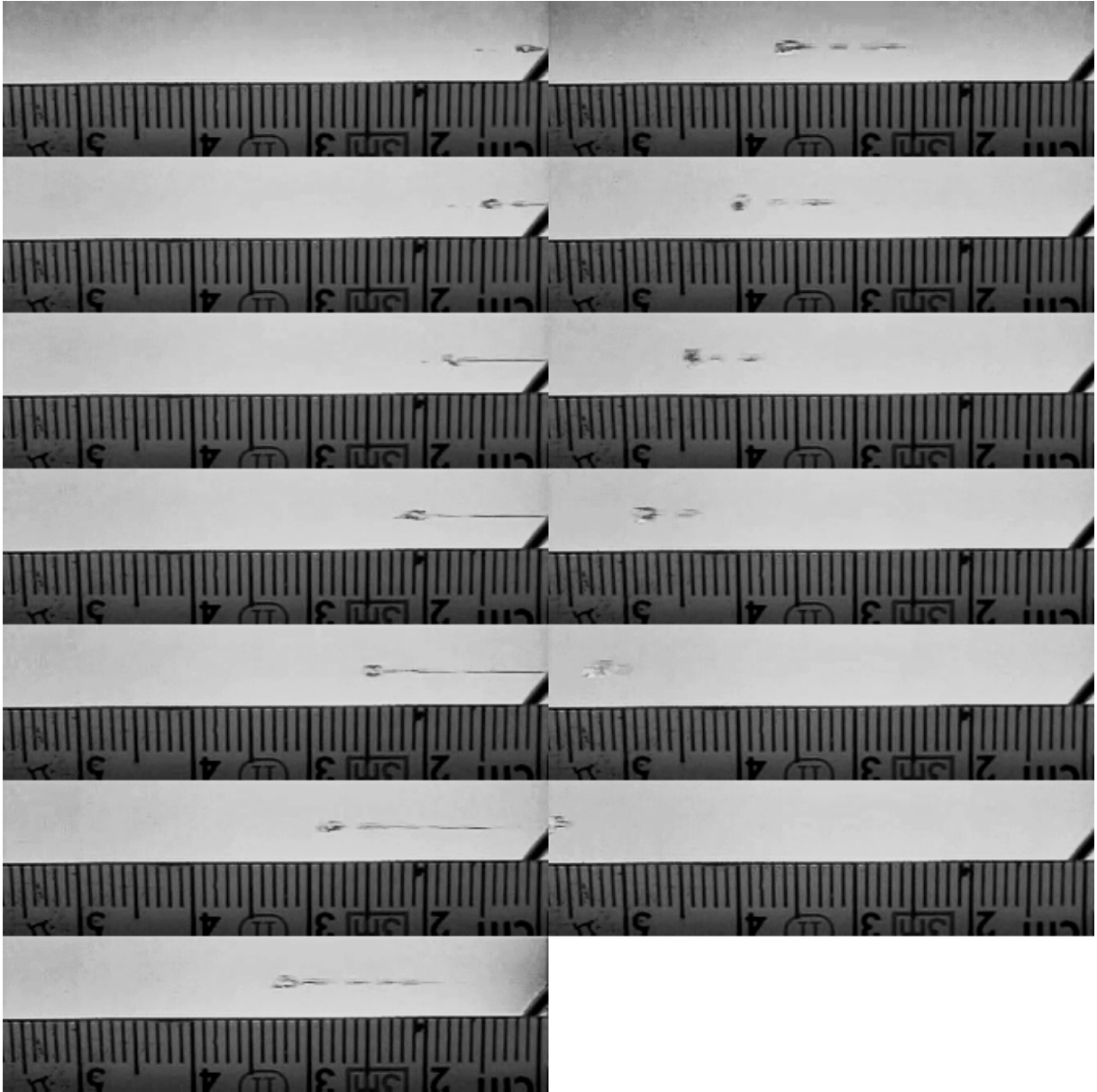
Forsøket som er gjort kan gi pekepinner på hvilke parametre som har størst effekt på skytelengden. Selv om dette er verdifull informasjon, hadde det vært en fordel å prøve systemet med det aktuelle virkestoffet glyfosat som vi skal bruke i praksis. Glyfosat kommer i flere utgaver, eksempelvis Roundup Eco, og inneholder overflatebehandlingsmidler som vi ikke har informasjon om [19, s.2]. Vi har ikke brukt overflatebehandlingsmidler selv og har ikke erfaring med effekten av disse på skytelengde med systemet vårt, og å eksperimentere med glyfosat krever forsiktighet fordi stoffet er giftig. Dette er også noe som ville være gunstig å gjøre i framtida.

Ettersom det følger satelitter etter hoveddråpene når vi skyter, er det ofte vanskelig å vurdere om hoveddråpene har delt seg dersom vi ser satelitter på overflaten etterpå. Unntakene er lett synlige dersom dråpen har delt seg i to like store deler. Dette forekom sjelden for vann og glyserolløsningen, men spesielt hyppig for isopropanol. Vi trodde først at en av grunnene til at vi ikke hadde så mange dråpedelinger av disse væskene kan være at vi ikke hadde lengre distanser å teste på. De lave Webertallene indikerer derimot at dråpene er stabile også for lengre distanser når de har sfærisk form, og de ville trolig ikke delt seg.

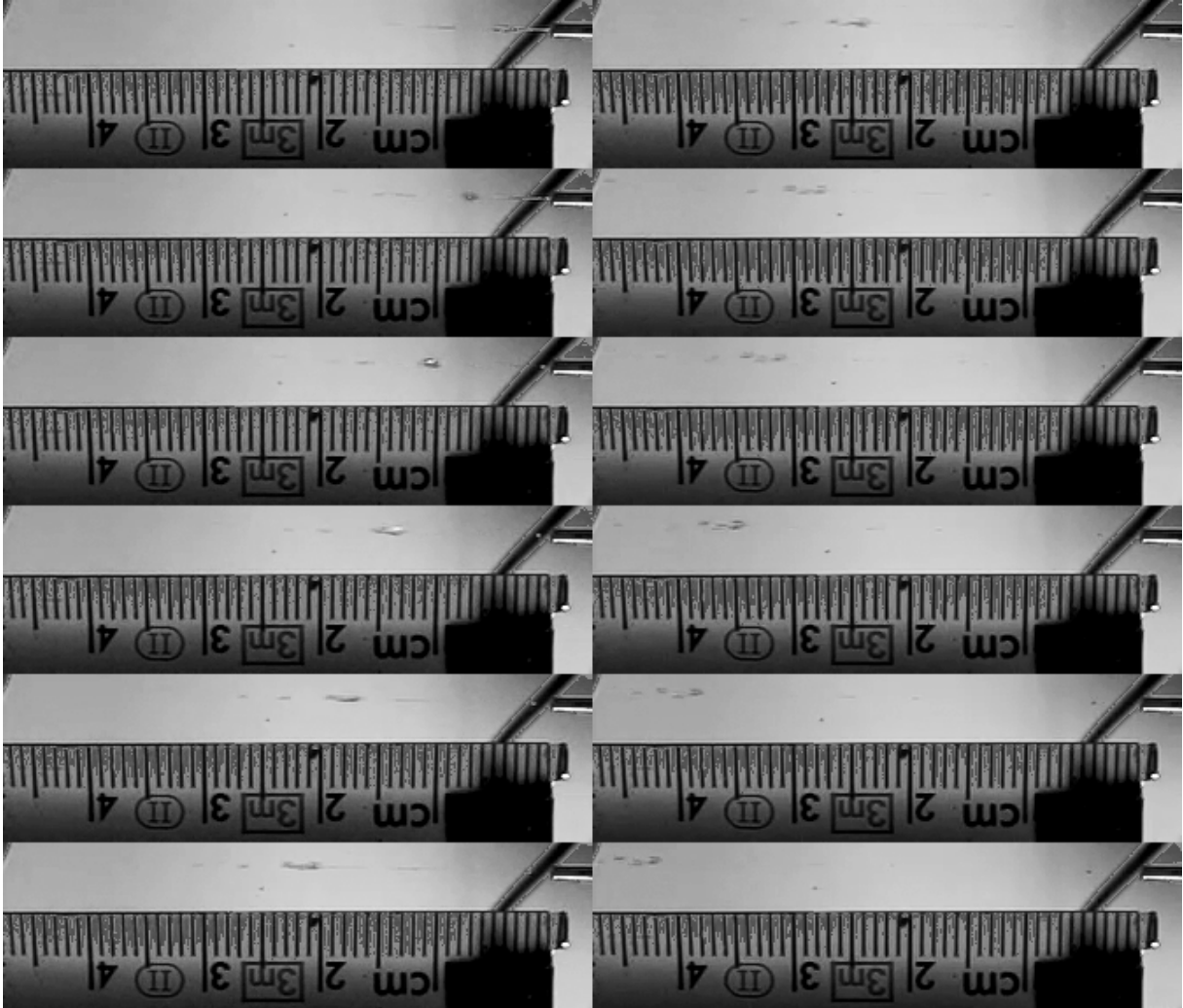
Et  $2^n$ -eksperiment brukes stort sett for grove estimater slik vi ønsket i vårt førstegenerasjonseksperiment. Det gir kun indikasjoner om hvilke parametre som påvirker et resultat, og effektene bør derfor undersøkes mer nøyaktig i neste omgang. For neste eksperiment burde vi betrakte flere parametre i eksperimentet vårt, slik som nevnt i teorien. Viskositet og overflatespenning kan påvirkes av trykk, og vi vet også at temperaturen er av betydning. Vi ville også prøvd med andre utgangshastigheter, og selv om forskjellige dyser ikke kan gi så god informasjon om hverandre, hadde det vært en tanke å forsøke et større dyseutvalg også.

Som sideeksperiment hadde det vært interessant å se på dråpenes oppførsel ved sidevind. Det vil være krevende å skjerme dysene (og dermed dråpene) fra all ytre luftstrømning.

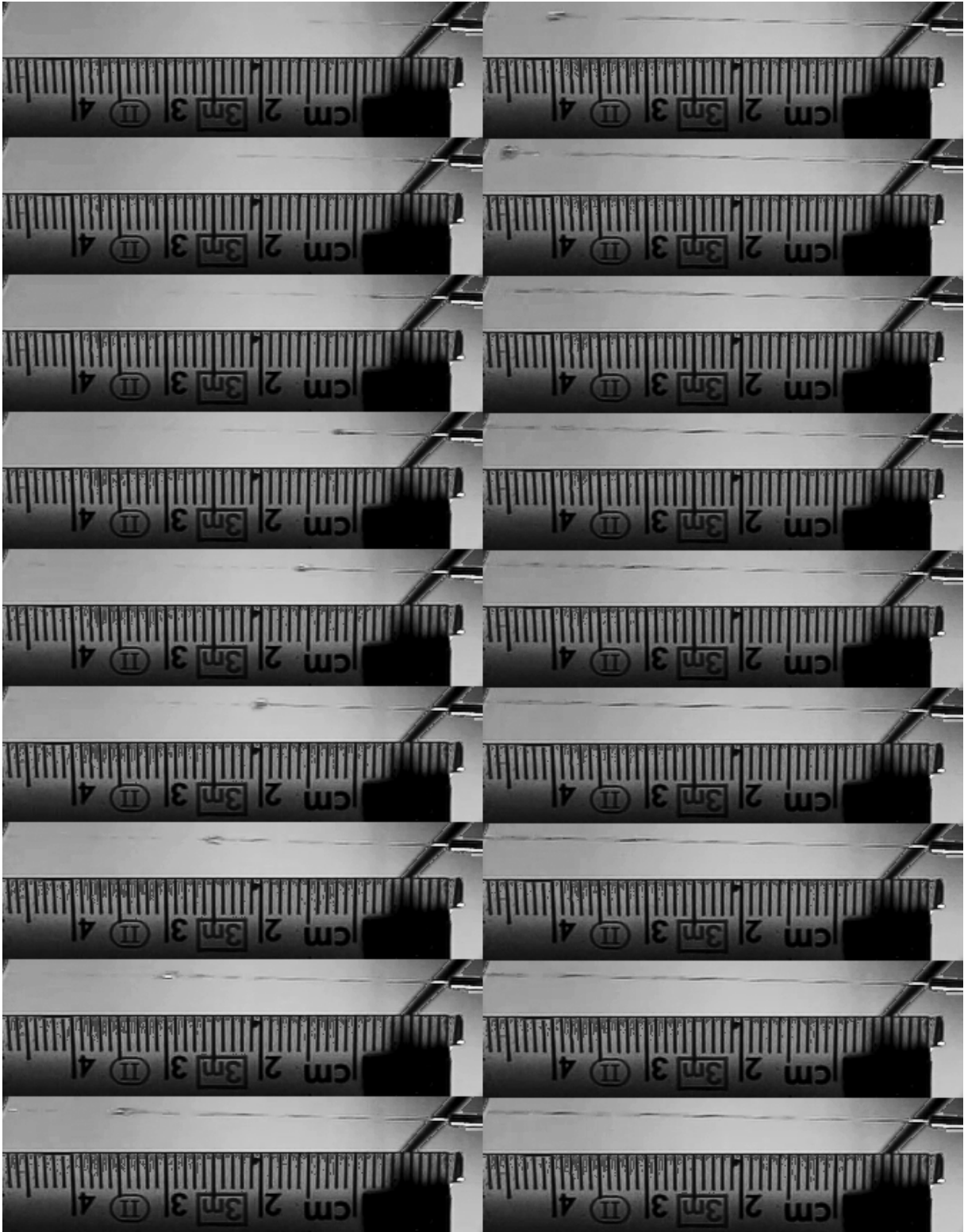
Når det kommer til nøyaktighet har eksperimentet vårt mangler. Svært nøyaktige verdier er ikke nødvendig for et  $2^3$ -eksperiment, men våre "høy" og "lav"-verdier for parametrene våre er ikke helt like for alle væskene. Det skal nevnes at vi ikke vet den faktiske viskositeten og overflatespenningen til hver av væskene, da vi ikke har noen måte å måle disse på, de er hentet fra tabulerte data. I tillegg har vi ikke målt temperaturen, og selv om vi kan anta at verdiene for viskositet og overflatespenning vil være i nærheten av de oppgitte verdiene (for 20 grader), kan vi ikke med sikkerhet si at våre væsker hadde de samme verdiene.



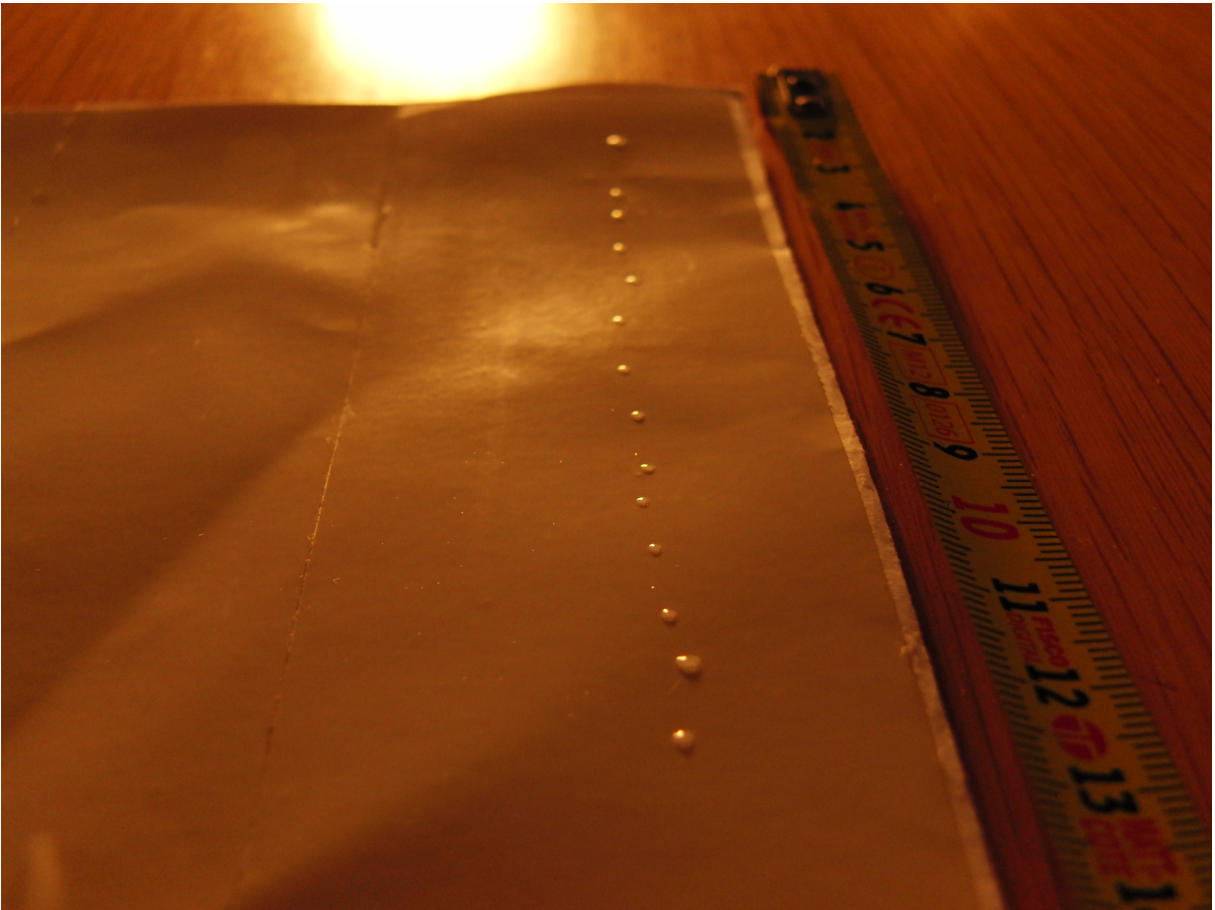
Figur 4.2: Videosekvens på 1200 fps som viser dråpedannelsen av vann med dysesystemet. Dette er en dråpe for ferdigkalibrert utstyr med tilnærmet utgangshastighet 4 m/s.



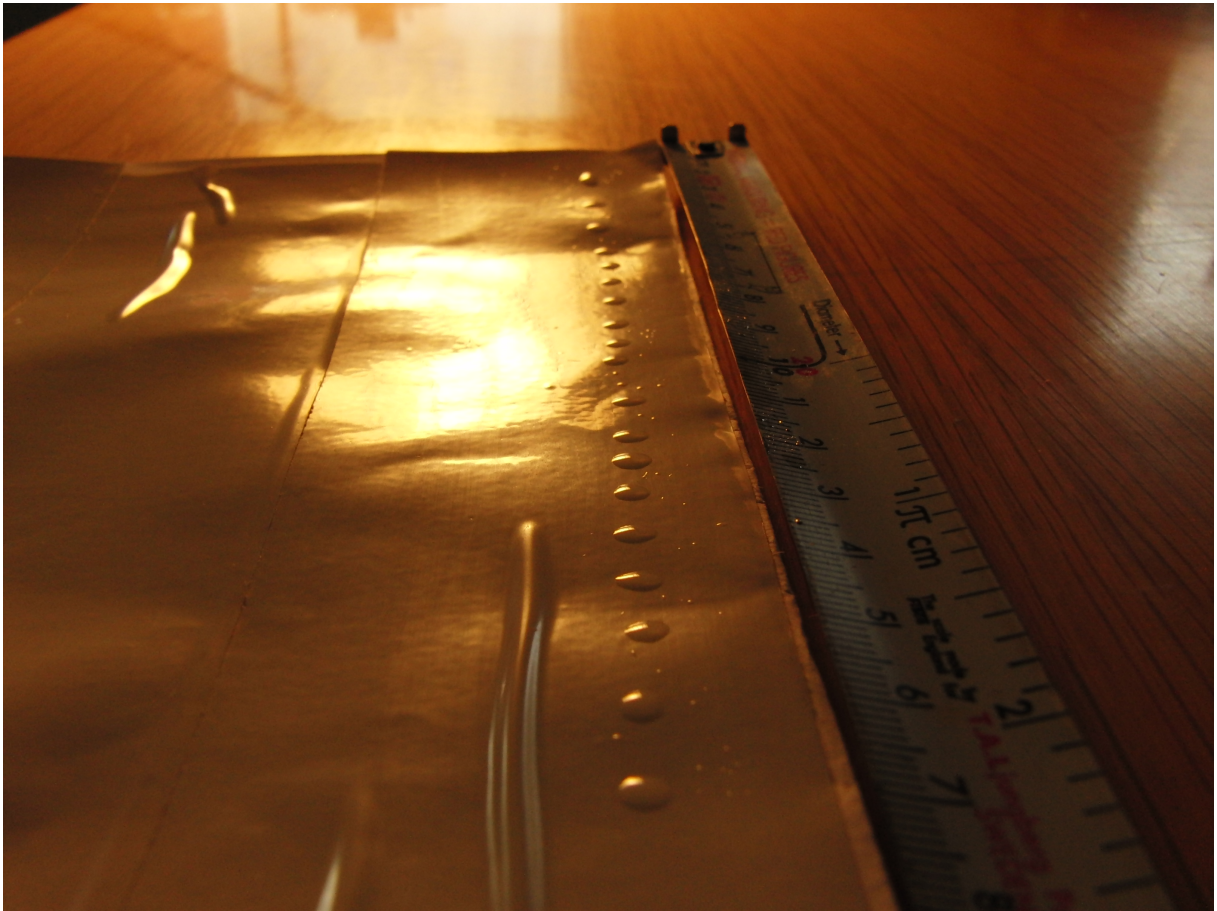
Figur 4.3: Videosekvens på 1200 fps som viser dråpe av isopropanol som deler seg tidlig. Bevegelsene i volumet til dråpen blir for mye for overflatekreftene til å holde den samlet. Denne sekvensen viser også satellitter som følger bak dråpen, men som ikke er et produkt av at dråpen har delt seg.



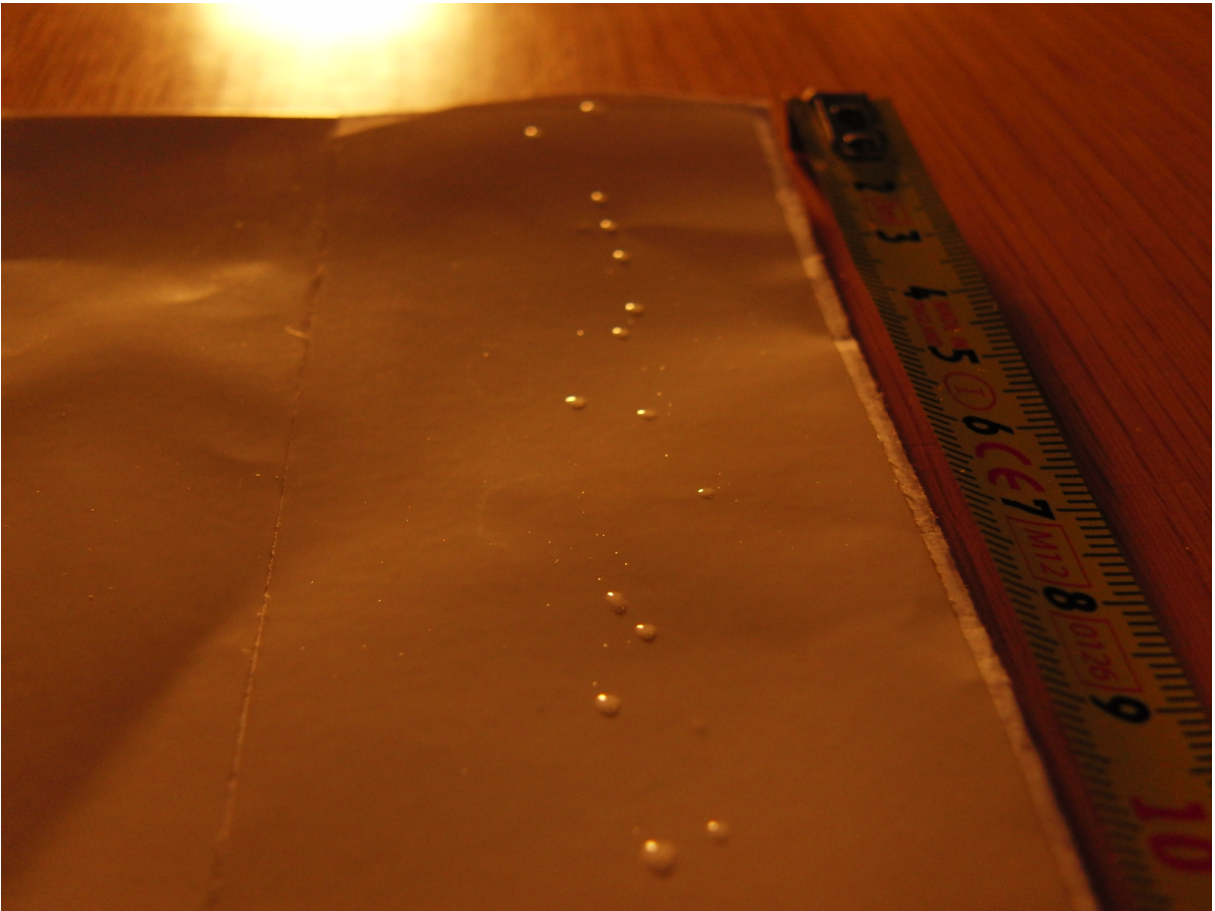
Figur 4.4: Videosekvens på 1200 fps som viser eksempel på dråpe av isopropanol som blir for lange. Hoveddråpen som kommer først blir etterfulgt av en stråle som bryter opp i mindre dråper iløpet av få centimeter tilbakelagt vei.



Figur 4.5: Bilde som viser eksempel på godkjent distansemåling. Dette er for små dråper glyserol.



Figur 4.6: Bilde som viser eksempel på en ikke godkjent distansemåling med satelitter. Den lille satelitten lengst ute til høyre tilhører ikke dråpen som ligger i samme horisontale plan. Dette er store dråper vann.



Figur 4.7: Bilde som viser eksempel på en ikke godkjent distansemåling. Dette er små dråper glyserol.

## Kapittel 5

# Konklusjon

I denne opppgaven har vi beskrevet et eksperiment for å finne ut hva slags effekt tre parametre har på hvor langt vi kan skyte dråper av væske gjennom luft med hastighet  $4 \text{ m/s} \pm 10\%$ . Av tilgjengelige dysesystem valgte vi det vi mente var best tilpasset vårt behov. De tre parametrene vi til slutt bestemte oss for å prøve ut var viskositet, overflatespenning og dråpestørrelse. Vi satte oss som mål å skyte dråper så langt som mulig, og vi ville over 15 cm. Dette målet nådde vi med vann, etanol og glyserolløsning, og også med små dråper isopropanol.

Vi valgte å gjøre et  $2^3$ -eksperiment fordi det var det antatt beste oppsettet for å finne ut om 3 utvalgte parametre var av betydning. Dette forsøksoppsettet er designet til å gi indikasjoner om hvilke parametre som påvirker et resultat, i vårt tilfelle hvor langt dråper kan skytes med definert presisjon. Av resultatene kan vi med sikkerhet si at overflatespenning var den dominerende parameteren. De andre parametrene og deres vekselvirkninger kan kun unntaksvis utelukkes med 99% konfidens, men effekten av dem er svake sammenliknet med overflatespenning.

Vi konkluderer derfor med at overflatespenning er det som burde tas hensyn til når en skal skyte dråper langt med systemet vi har brukt. Selv om det er flere parametre som burde testes ut, er det liten tvil om at høy overflatespenning bidrar til å gi et godt resultat. Dråpestørrelse virket alene å være av mindre betydning, men hadde noe å si i vekselvirkning sammen med overflatespenning.



## Tillegg A

# Drag for kule ved Reynoldstall under 10000

Dragkrefter for kuler er definert som

$$F_D = \frac{\pi}{2} \rho R^2 C_D V^2$$

hvor  $\rho$  er tettheten til luften som strømmer rundt,  $C_D$  er dragkoeffisient ( $\approx$  for kuler for  $Re < 10000$  [12, s.143]),  $R$  er kuleradiusen og  $V$  er den relative hastigheten mellom kula og luften rundt. For en stiv kule i fritt fall blir da bevegelseslikningen

$$mg - \frac{\pi \rho}{2} R^2 C_D V^2 = m \frac{dV}{dt} \quad (\text{A.1})$$

hvor  $m$  er massen til kula og  $g$  er gravitasjonskonstanten ( $\approx 9.81 \text{ m/s}^2$ ). Vi definerer

$$A = \frac{\pi \rho R^2 C_D}{2m} = \frac{\pi \rho R^2 C_D}{2 \cdot \frac{4\pi}{3} \rho_k R^3} = \frac{3\rho C_D}{8\rho_k R}$$

der  $\rho_k$  er tettheten til kula. Likning A.1 blir da

$$\frac{dV}{g - AV^2} = dt$$

som integrert gir

$$\frac{1}{\sqrt{Ag}} \operatorname{artanh} \sqrt{\frac{A}{g}} V = t + k$$

der  $k$  er en konstant. Ved å sette  $V(0) = V_0$  får vi

$$k = \frac{1}{\sqrt{Ag}} \operatorname{artanh} \sqrt{\frac{A}{g}} V_0$$

slik at

$$V(t) = \sqrt{gA} \tanh \sqrt{Ag}(t + k). \quad (\text{A.2})$$

Vi ønsker hastigheten uttrykt ved distanse,  $V(S)$ . Integrasjon av A.2 gir

$$S = \int dt V(t) = \sqrt{\frac{g}{A}} \cdot \frac{1}{\sqrt{Ag}} \log \left( \cosh \sqrt{Ag}(t+k) \right) + l \quad (\text{A.3})$$

hvor  $l$  er en konstant. Ved  $t = 0$  er  $S$  lik 0, så

$$0 = \frac{1}{A} \log \left( \cosh \sqrt{Ag}k \right).$$

Vi har videre at

$$\cosh(\operatorname{artanh} x) = \frac{1}{\sqrt{1-x^2}},$$

så

$$l = -\frac{1}{A} \log \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{AV_0^2}{g}}}. \quad (\text{A.4})$$

Da kan vi ved innsetting av A.4 i A.3 uttrykke distansen som

$$S(t) = \frac{1}{A} \log \left( \sqrt{1 - \frac{AV_0^2}{g}} \cosh \sqrt{Ag}(t+k) \right). \quad (\text{A.5})$$

Nå kan vi finne et uttrykk for  $t$ :

$$\frac{e^{AS}}{\sqrt{1 - \frac{AV_0^2}{g}}} = \cosh \sqrt{Ag}(t+k)$$

som gir at

$$\sqrt{Ag}(t+k) = \operatorname{arcosh} \frac{e^{AS}}{\sqrt{1 - \frac{AV_0^2}{g}}}. \quad (\text{A.6})$$

Vi setter inn i A.2 og får at

$$V = \sqrt{\frac{g}{A}} \tanh \left( \operatorname{arcosh} \frac{e^{AS}}{\sqrt{1 - \frac{AV_0^2}{g}}} \right). \quad (\text{A.7})$$

Vi har så at

$$\tanh \operatorname{arcosh} x = \sqrt{1-x^2}, \quad (\text{A.8})$$

så

$$V(S) = \sqrt{\frac{g}{A}} \sqrt{1 - \frac{1 - \frac{AV_0^2}{g}}{e^{2AS}}}, \quad (\text{A.9})$$

og innsatt for  $A$  får vi at

$$V(S) = \sqrt{\frac{8\rho_k Rg}{3\rho C_D}} \left( 1 - \left( 1 - \frac{3C_D \rho V_0^2}{8\rho_k Rg} \right) e^{-\frac{3\rho C_D S}{4\rho_k R}} \right). \quad (\text{A.10})$$

I grensetilfellet  $A \rightarrow 0$  kan vi tilnærme A.9 til et enklere uttrykk. Første ordens Taylor-utvikling gir at

$$e^{-2AS} = 1 - 2AS$$

slik at

$$V(S) \approx \sqrt{\frac{g}{A}} \sqrt{1 - \left(1 - \frac{AV_0^2}{g}\right) (1 - 2AS)} \approx \sqrt{\frac{g}{A} - \frac{g}{A} + 2gS + V_0^2}, \quad (\text{A.11})$$

og vi står da igjen med

$$V(S) \approx \sqrt{2gS + V_0^2} \quad (\text{A.12})$$

som beskriver et legeme i fritt fall uten påvirkning fra luften rundt.

# Bibliografi

- [1] Mattilsynet, ny forskrift om plantevernmidler. [http://www.mattilsynet.no/planter\\_og\\_dyrking/plantevernmidler/bruk\\_av\\_plantevernmidler/ny\\_forskrift\\_om\\_plantevernmidler.7601](http://www.mattilsynet.no/planter_og_dyrking/plantevernmidler/bruk_av_plantevernmidler/ny_forskrift_om_plantevernmidler.7601), 2011.
- [2] Agropub. Nettside for økologisk jordbruk, ugrasregulering i gulrot. <http://www.agropub.no/id/8060>.
- [3] A.T.Klungerbo. Drop-on-demand i presisjonsjordbruk, prosjektoppgave. 2012.
- [4] GDTech Belgium. Von karman vortex street, cfd simulation performed with openfoam at gdtech belgium. <http://www.youtube.com/watch?v=uxhQ5rYy0rI>, 2011.
- [5] J. Eggers. Nonlinear dynamics and breakup of free-surface flows. *Reviews of Modern Physics*, 69(3):878–881, 1997.
- [6] E.Graglia. Importance of herbicide concentration, number of droplets and droplet size on growth of solanum nigrum l., using droplet application of glyphosate. *Proceedings of XIII<sup>e</sup> mecolloque internationalk sur la biologie des mauvaises herbes*, pages 527–533, 2004.
- [7] Y.W.A El-Shiekh and A.Olfat Radwan. Physico-chemical evaluation of broad spectrum herbicide (glyphosate isopropyl ammonium 48%) liquid formulations of highly desirable samples in local market. *Nature and Science*, 9(8):111–121, 2011.
- [8] F.M.White. *Viscous Fluid Flow, 3rd Edition*. McGraw-Hill International, 2006.
- [9] I.Lund and S.K.Mathiassen. Transport and biological efficacy of single herbicide droplets. *Aspects of Applied Biology*, 99:435–438, 2010.
- [10] H.J.Olsen I.Lund. Disintegration pattern of a liquid jet generated by a micro-dosing system. *Aspects of Applied Biology*, 2010.
- [11] H.T.Søgaard I.Lund. Application accuracy of a machine vision-controlled robotic micro-dosing system. *Biosystems Engineering*, 96(3):315–322, 2006.
- [12] J.J.Bertin and R.M.Cummings. *Aerodynamics for Engineers, 5th edition*. Pearson Education, Incl, 2009.
- [13] K.Hahn. Diagram of liquid jet in process of breaking into drops, 2007.
- [14] L.M.Rød and G.H.Ludvigsen. Pesticider i grunnvann i jordbruksområder. *BioForsk Rapport*, 5(43), 2010.

- [15] Mattilsynet. Godkjente kjemiske og mikrobiologiske preparater. <http://landbrukstilsynet.mattilsynet.no/plantevernmidler/godk.cfm>, 2013.
- [16] S.L.Myers K.Ye R.E.Walpole, R.H.Myers. *Probability and Statistics for Engineers and Scientists 8th edition*. Pearson International, 2007.
- [17] R.L.Fogel'son and E.R.Likhachev. Temperature dependence of viscosity. *Technical Physics*, 46:1056–1059, 2001.
- [18] R.Visser and A.J.M.Timmermans. Weed-it: a new selective weed control system. *Proc. of SPIE, Optics in Agriculture, Forestry, and Biological Processing II*, 2907:120–129, 1996.
- [19] MONSANTO Europe S.A. Sikkerhetsblad. <http://www.sdslibrary.monsanto.com/MSDS%20Datasheet/542DB45DDCCCC8EC86256B6F003BB437/Roundup%20Eco-5050no-no.pdf>, 2012.
- [20] Unknown. *Physical Properties of Glycerine and Its Solutions*. Glycerine Producer's Association, 1963.
- [21] A. Wierzba. Deformation and breakup of liquid drops in a gas stream at nearly critical weber numbers. *Experiments in Fluids*, 9:59–64, 1990.
- [22] W.Mozga. Physical properties of liquids. [http://www.trimen.pl/witek/ciecze/old\\_liquids.html](http://www.trimen.pl/witek/ciecze/old_liquids.html).
- [23] D.K.Giles W.S.Lee, D.C. Slaughter. Robitic weed control system for tomatoes. *Precision Agriculture*, 1(1):95–113, 1999.