

# Undersøkelse av ustasjonære og turbulente forhold i minirigg ved hjelp av LDV, trykkmålinger og CFD

**Pål Henrik Enger Finstad**

Master i energi og miljø

Oppgaven levert: Juni 2009

Hovedveileder: Morten Kjeldsen, EPT

Biveileder(e): Håkon Francke, EPT  
Per Åge Krogstad, EPT



# Oppgavetekst

## Bakgrunn

Ustasjonære svinginger i sugerør på Francis vannturbiner kan oppnå amplituder av en størrelse slik at de gir begrensning ved drift i delastområdet. Denne begrensningen er ønskelig å fjerne da det vil medføre forbedret total inntjening, mer tilgjengelighet og mindre slitasje. Sistnevnte medfører også en økt pålitelighet. Det er foreslått en teknologi som baserer seg på injeksjon av mot-spinn for å begrense nevnte svingning. I den anledning gjennomføres et større forskningsprosjekt som er finansiert av Troms Kraft Produksjon AS (TKP) og gjennom Renergi programmet i Forskningsrådet. I tillegg til å støtte arbeidene ved NTNU har TKP også installert jet-injeksjonssystemer på to av sine egne turbiner. Forskningen gjøres i hovedsak gjennom et dr. grads arbeid ved NTNU- Vannkraftlaboratoriet. En del av forskningen gjøres på miniriggen som er et system rendyrket for oppbygging av en virvel som prøves påvirket ved hjelp av tangentiell jetinjeksjon. Nevnte virvel opptrer, og antas å være en av hovedårsakene for tidligere nevnte ustasjonære svingninger, i sugerøret på Francis vannturbiner. Kandidaten gjennomførte høsten 2008, i samarbeid med dr. stipendiaten, et prosjekt på måling av hastighetsfeltet v.h.a. pitot målinger. I tillegg ble det gjort begynnende analyser ved hjelp av CFD. Det ble også gjort innledende observasjoner av dynamikk i virvelen, en observasjon som foranlediger deler av denne oppgaven.

## Mål

Det er ønskelig å komplettere tidligere målinger ved hjelp av hastighetsmålinger med tidsoppløsning for å indikere turbulensnivå i forskjellige radiale posisjoner. Det er også ønskelig å måle hastighetsfeltet når det er etablert en ustasjonær virvel i miniriggen. Til sist er det en målsetting å benytte resultater fra CFD ved diskusjon av måleresultater.

Oppgaven bearbeides ut fra følgende punkter:

1. Spesifikasjoner for ombygging av testseksjon i rigg for innsyn med tilgjengelig LDV utstyr skal gjøres.
2. Kandidaten skal sette seg inn i teori og bruk av LDV utstyr.
3. Det gjennomføres et større antall målinger (LDV+ trykkmåling) ved betingelser som inkluderer ustasjonær virvling.
4. Det gjennomføres trykkmålinger for operasjonsområder som også inkluderer utseparert gass. Metoder for kvantifisering av gassvolum i virvel skal diskuteres.
5. Diskusjonsdelen skal så langt som mulig følges med beregninger gjort v.h.a. CFD.

Oppgaven gitt: 19. januar 2009

Hovedveileder: Morten Kjeldsen, EPT







## MASTEROPPGAVE

for

Pål Henrik Enger Finstad

Våren 2009

### **Undersøkelse av ikkestasjonære og turbulente forhold i *minirigg* ved hjelp av LDV, trykkmålinger og CFD**

*Investigation of unsteady and turbulent flow in the jet flow injection swirl rig using LDV, pressure measurements and CFD*

#### **Bakgrunn**

Ikke-stasjonære svinginger i sugerør på Francis vannturbiner kan oppnå amplituder av en størrelse slik at de gir begrensning ved drift i dellastområdet. Denne begrensningen er ønskelig å fjerne da det vil medføre forbedret total inntjening, mer tilgjengelighet og mindre slitasje. Sistnevnte medfører også en økt pålitelighet. Det er foreslått en teknologi som baserer seg på injeksjon av motspinn for å begrense nevnte svingning. I den anledning gjennomføres et større forskningsprosjekt som er finansiert av Troms Kraft Produksjon AS (TKP) og gjennom Renergi programmet i Forskningsrådet. I tillegg til å støtte arbeidene ved NTNU har TKP også installert jetinjeksjonssystemer på to av sine egne turbiner. Forskningen gjøres i hovedsak gjennom et dr.grads arbeid ved NTNU- Vannkraftlaboratoriet. En del av forskningen gjøres på *miniriggen* som er et system rendyrket for oppbygging av en virvel som prøves påvirket ved hjelp av tangentiell jetinjeksjon. Nevnte virvel opptrer, og antas å være en av hovedårsakene for tidligere nevnte ikke-stasjonære svingninger, i sugerøret på Francis vannturbiner. Kandidaten gjennomførte høsten 2008, i samarbeid med dr. stipendiaten, et prosjekt på måling av hastighetsfeltet v.h.a. pitot målinger. I tillegg ble det gjort begynnende analyser ved hjelp av CFD. Det ble også gjort innledende observasjoner av dynamikk i virvelen, en observasjon som foranlediger deler av denne oppgaven.

#### **Mål**

Det er ønskelig å komplettere tidligere målinger ved hjelp av hastighetsmålinger med tidsoppløsning for å indikere turbulensnivå i forskjellige radiale posisjoner. Det er også ønskelig å måle hastighetsfeltet når det er etablert en ikke-stasjonær virvel i *miniriggen*. Til sist er det en målsetting å benytte resultater fra CFD ved diskusjon av måleresultater.

#### **Oppgaven bearbeides ut fra følgende punkter:**

1. Spesifikasjoner for ombygging av testseksjon i rigg for innsyn med tilgjengelig LDV utstyr skal gjøres.
2. Kandidaten skal sette seg inn i teori og bruk av LDV utstyr.

3. Det gjennomføres et større antall målinger (LDV+ trykkmåling) ved betingelser som inkluderer ikkestasjonær virvling.
4. Det gjennomføres trykkmålinger for operasjonsområder som også inkluderer utseparert gass. Metoder for kvantifisering av gassvolum i virvel skal diskuteres.
5. Diskusjonsdelen skal så langt som mulig følges med beregninger gjort v.h.a. CFD.

---- " ----

Senest 14 dager etter utlevering av oppgaven skal kandidaten levere/sende instituttet en detaljert fremdrift- og evt. forsøksplan for oppgaven til evaluering og evt. diskusjon med faglig ansvarlig/ veiledere. Detaljer ved evt. utførelse av dataprogrammer skal avtales nærmere i samråd med faglig ansvarlig.

Besvarelsen redigeres mest mulig som en forskningsrapport med et sammendrag både på norsk og engelsk, konklusjon, litteraturliste, innholdsfortegnelse etc. Ved utarbeidelsen av teksten skal kandidaten legge vekt på å gjøre teksten oversiktlig og velskrevet. Med henblikk på lesning av besvarelsen er det viktig at de nødvendige henvisninger for korresponderende steder i tekst, tabeller og figurer anføres på begge steder. Ved bedømmelsen legges det stor vekt på at resultatene er grundig bearbeidet, at de oppstilles tabellarisk og/eller grafisk på en oversiktlig måte, og at de er diskutert utførlig.

Alle benyttede kilder, også muntlige opplysninger, skal oppgis på fullstendig måte. (For tidsskrifter og bøker oppgis forfatter, tittel, årgang, sidetall og evt. figurnummer.)

Det forutsettes at kandidaten tar initiativ til og holder nødvendig kontakt med faglærer og veileder(e). Kandidaten skal rette seg etter de reglementer og retningslinjer som gjelder ved alle fagmiljøer som kandidaten har kontakt med gjennom sin utførelse av oppgaven, samt etter eventuelle pålegg fra Institutt for energi- og prosesssteknikk.

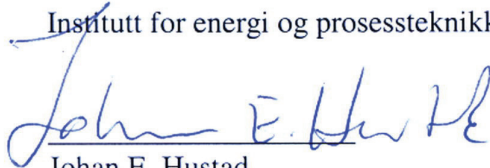
I henhold til "Utfyllende regler til studieforskriften for teknologistudiet/sivilingeniørstudiet" ved NTNU § 20, forbeholder instituttet seg retten til å benytte alle resultater i undervisnings- og forskningsformål, samt til publikasjoner.

Ett -1 komplett eksemplar av originalbesvarelsen av oppgaven skal innleveres til samme adressat som den ble utlevert fra. (Det skal medfølge et konsentrert sammendrag på maks. en maskinskrevet side med dobbel linjeavstand med forfatternavn og oppgavetittel for evt. referering i tidsskrifter).

Til Instituttet innleveres to - 2 komplette, kopier av besvarelsen. Ytterligere kopier til evt. medveiledere/oppgavegivere skal avtales med, og evt. leveres direkte til, de respektive.

Til instituttet innleveres også en komplett kopi (inkl. konsentrerte sammendrag) på CD-ROM i Word-format eller tilsvarende.

Institutt for energi og prosesssteknikk, 12. januar 2009.



Johan E. Hustad  
Instituttleder

  
for Morten Kjeldsen  
Faglærer/veileder

Medveiledere: Per-Åge Krogstad  
Håkon Francke

## Forord

Masteroppgava er skrevet våren 2009 ved Norges Teknisk- Naturvitenskapelige Universitet, Institutt for Energi og Prosessteknikk, Vannkraftlaboratoriet av stud.techn. Pål Henrik Enger Finstad. Oppgava omhandler eksperimentelle målinger og numeriske beregninger på en minirigg der vanninjeksjon undersøkes som tiltak mot trykkpulsasjoner.

Under arbeidet har jeg hatt veldig god hjelp i doktorgradskandidat Håkon Hjort Francke som har bidratt med diskusjon, uvurderlig LabView-kunnskap og som god stemningsskaper på kontoret. Min hovedveileder, 1. Amanuensis Morten Kjeldsen, må også gis en stor takk for sin behjelpelighet og morsomheter under arbeidet. Alltid god stemning på hans kontor.

Stor skryt til labteknikera, særlig Halvor Haukvik, som er kjapt på pletten da det trengs kreative løsninger med tre, stål og glass som medium i laben.

Vil igjen understreke det særs positive miljøet blant alle studenter og ansatte på vannkraftlaben som har bidratt til ei lærerik og gøyal avslutning på studiet.

Og jeg har lært å sykle på enhjulssykel!

---

Pål Henrik Enger Finstad

Trondheim 09.06.09.

## Sammendrag

Som følge av det frie kraftmarkedet opererer norske kraftverk oftere utafor designpunkt. I francisturbiner fører dette til rotasjon av vannet på avløpet. Spinnet kan føre til dannelse av en kavitert virvel og kraftige svingninger i sugerøret. For å motvirke trykksvingningene er det forsøkt å injisere vann tangentielt inn i sugerøret i motsatt retning av spinnet til vannet.

Denne diplomoppgava fortsetter arbeidet som blei starta i prosjektoppgava høsten 2008. Det er utført laboratorieforsøk på en minirigg der spinn settes opp i et vertikalt rør. Nedstrøms kan vann injiseres tangentielt gjennom ei dyse i motsatt retning av spinnet. Strømningsbildet og svingninger er tidligere undersøkt ved hjelp av pitot og trykkmålinger. Arbeidet omfatter utbedring av miniriggen for måling med LDV, samt supplerende målinger av hastighet med LDV og trykkmålinger. En rekke målinger av hastighet og trykk er gjort for å undersøke strømningsbildet uten og med vanninjeksjon. De eksperimentelle resultatene er sammenlignbare med numeriske beregninger gjort i ANSYS CFX.

Det er funnet at vanninjeksjon dreper spinnet i strømningsbilda, og gir lavere tangentiell hastighet. I flere tilfeller minsker trykkpulsasjonene, men det er også funnet at vanninjeksjonen kan ha motsatt effekt. Dette avhenger av swirlnummer og trykk i strømningsbilda. Det er ikke funnet sammenfallende frekvenser for trykkpulsasjonen og det turbulente hastighetsleddet.

De numeriske simuleringene beskriver strømningsbildet på en tilfredsstillende måte uten vanninjeksjon. Spinnet underpredikerer, i tillegg til at profilformen avviker noe. Ved vanninjeksjon dempes spinnet betraktelig mer i de numeriske simuleringene enn hva som virkelig er målt i lab. Særlig den tangentielle hastigheten og det tangentielle momentet avviker mye i verdi.



## Abstract

As the free power trading market was introduced in Norway in the 90's, many of the Francis power plants operate longer time off best efficiency point. This can cause heavy pressure pulsations in the draft tube that will wear and damage the turbine structure when exposed to over longer time. Tangential injection of water through nozzles into the draft tube has been applied with success in two Norwegian power plants.

This master thesis continues the work started in the "Prosjektoppgave" fall 2008 where water injection is examined with respect to dampen pressure oscillations in draft tubes. Experiments have been done on a simplified test rig where water is injected through a nozzle into a vertical pipe with swirling flow. Measurements are carried out both regarding velocity, which also determines the swirl and moment in the flow, as well as measurements on pressure fluctuations. The results are compared with numerical simulations from ANSYS CFX.

Water injection is found to decrease tangential velocity, swirl and tangential moment. Decreases in pressure pulsations are observed in some operating ranges, but water injection may also contribute to the opposite effect. This depends on the swirl and the static pressure in the flow. Coincident frequencies from pressure pulsations and turbulent velocity were not found.

Results from the numerical simulations (CFD) described the flow pattern in a satisfactory way without water injection, although the swirl was a bit underpredicted. The numerical simulations show much heavier depression of the swirl due to water injection compared to measured results. The misleading results may suffer from imperfect convergence of the numerical simulations.

## Innholdsfortegnelse

1	Innledning .....	1
1.1	Formål .....	2
1.2	Tidligere Arbeid .....	3
2	Teori .....	6
2.1	Teori bak vanninjeksjon .....	6
2.2	Turbulens.....	6
2.3	Vortex .....	8
2.3.1	Vortex i et sugerør .....	8
2.3.2	Swirlnummer .....	9
2.3.3	Roterende vortex .....	9
2.3.4	Kavitasjonstall .....	9
2.4	Frekvensanalyse .....	10
2.4.1	Spektrallekkasje .....	11
2.5	Laser Doppler Velocimeter – LDV .....	12
2.5.1	Dopplerprinsippet .....	12
2.5.2	LDV med dual beam prinsippet .....	13
2.6	Normaliserte verdier .....	17
3	Eksperimentelt arbeid .....	19
3.1	Oppsett og klargjøring av eksperimentell rigg.....	19
3.1.1	Modifikasjon av gammel rigg .....	20
3.1.1.1	Vindu .....	21
3.1.1.2	Stativ og travers for laserprobe .....	22
3.1.1.3	Strålingsbeskyttelse .....	23
3.1.2	Laseren .....	25
3.1.3	Partikler .....	25
3.1.4	Trykktransdusere.....	26
3.1.5	Loggeprogram for LDV .....	26
3.1.6	Loggeprogram for trykkmålinger.....	27
3.2	Måleprosedyre.....	28
3.2.1	Måleprosedyre LDV.....	28
3.2.2	Måleprosedyre for trykkmålinger .....	30
3.3	Resultater .....	31
3.3.1	Sammenligning av pitotmålinger og LDV-målinger.....	32
3.3.2	Swirlnummer og moment.....	34
3.3.3	Transiente hastighetsmålinger .....	35
3.3.4	Standardavvik hastighetsmålinger.....	36
3.3.5	Beskrivelse av strømningsbilde ved ulike driftspunkt.....	37
3.3.6	Frekvensanalyse av trykkmålinger .....	38
3.3.7	Standardavvik trykkmålinger .....	40
3.3.8	Kavitasjonstall og virveloverganger .....	41
3.3.9	Kvantifisering av gassvolum .....	42
4	Numeriske simuleringer (CFD) .....	44
4.1	Formål .....	44
4.2	Turbulensmodeller .....	45

4.2.1	k- $\epsilon$ -modellen .....	45
4.2.2	Reynold Stress Modellen (RSM) .....	46
4.3	Modelltegning og grid .....	47
4.3.1	Modelltegning .....	47
4.3.2	Grid .....	48
4.4	Prosedyre ved simuleringer .....	50
4.4.1	Egenskaper for simulering .....	50
4.5	Resultater fra numeriske simuleringer .....	51
4.5.1	Stasjonære simuleringer .....	51
5	Diskusjon .....	52
5.1	Diskusjon av eksperimentelle resultater .....	52
5.1.1	Vurdering av måledata fra LDV .....	52
5.1.2	Sammenligning av pitot- og LDV-målinger .....	52
5.1.3	Sammenligning av swirl og moment .....	53
5.1.4	Transiente hastighetsmålinger .....	55
5.1.5	Standardavvik hastighetsmålinger .....	56
5.1.6	Predikering av swirlnummer .....	57
5.1.7	Frekvensanalyse av trykkmålinger .....	58
5.1.8	Normalisert frekvens .....	59
5.1.9	Standardavvik i trykkmålinger .....	60
5.1.10	Kavitasjonstall og swirloverganger .....	61
5.1.11	Kvantifisering av gassvolum .....	62
5.2	Usikkerhet .....	64
5.3	Diskusjon av numeriske simuleringer .....	66
5.3.1	Konvergens .....	66
5.3.2	Stasjonære simuleringer .....	67
5.3.3	Transiente simuleringer .....	68
6	Konklusjon .....	69
6.1	Konklusjon av eksperimentelt arbeid .....	69
6.2	Konklusjon av numeriske simuleringer (CFD) .....	71
7	Videre arbeid .....	72
8	Referanser .....	73
	Appendiks .....	75
A	Appendiks .....	1
	Trykktransduserkalibrering .....	1
B	Appendiks .....	3
	Frekvensanalyse av transiente hastigheter .....	3
	Eksempel på transient hastighetsforløp .....	4
C	Appendiks .....	5
	Frekvensanalyse av trykkmålinger .....	5
D	Appendiks .....	8
	Bildeserie av virvelutvikling uten dyse .....	8
	Bildeserie av virvelutvikling med dyse .....	9
E	Appendiks .....	11
	Simuleringsrapport RSM-SSG uten dyse .....	11
	Simuleringsrapport RSM-SSG med dyse .....	18

## Figurliste

Figur 2-1 – Turbulent hastighetsmodellering [14].....	7
Figur 2-2 – Rankine vortex [15].....	8
Figur 2-3 - Frekvensanalyse med og uten spektrallekkasje [16] .....	11
Figur 2-4 - Dopplerprinsippet .....	13
Figur 2-5 – Prinsippskisse av LDV [27].....	14
Figur 2-6 - Ideelt burstsignal .....	15
Figur 2-7 - Burstsignal før og etter signalprosessering [19] .....	15
Figur 2-8 – Interferensgitter i bevegelse som følge av frekvensskift i en laserstråle [22] .....	16
Figur 3-1 - Tegning av rigg [27].....	20
Figur 3-2 - Skjematisk framstilling av rigg .....	20
Figur 3-3 – Hul plugg med pålimt vindu for innsyn i røret.....	21
Figur 3-4 – Brytning av laserlys gjennom luft, optisk glass og vann.....	22
Figur 3-5 – Bilde av stativ og travers med laserprobe montert på testseksjonen	23
Figur 3-6 – Strålingsbeskyttelse rundt testseksjonen og LDV-utstyr .....	24
Figur 3-7 – Laseren i operasjon .....	24
Figur 3-8 – Histogram og egenskaper til måledataene .....	29
Figur 3-9 – Driftspunkt 2 uten dyse .....	32
Figur 3-10 – Driftspunkt 2 med dyse .....	32
Figur 3-11 – Driftspunkt 5 uten dyse .....	33
Figur 3-12 – Driftspunkt 5 med dyse .....	33
Figur 3-13 – Driftspunkt 15 uten dyse .....	33
Figur 3-14 – Driftspunkt 15 med dyse .....	33
Figur 3-15 – Beregna swirlnummer fra pitot og LDV med og uten dyse.....	34
Figur 3-16 – Forskjell i angulært moment i % uten og med vanninjeksjon for pitot og LDV .....	34
Figur 3-17 - Angulært moment pitot og LDV .....	34
Figur 3-18 - Aksielt moment pitot og LDV .....	34
Figur 3-19 - Frekvens $V_{\theta}$ pkt. 15 uten dyse .....	35
Figur 3-20 - Frekvens $V_{\theta}$ pkt. 15 med dyse .....	35
Figur 3-21 - Frekvens $V_z$ pkt. 15 uten dyse .....	35
Figur 3-22 - Frekvens $V_z$ pkt. 15 uten dyse .....	35
Figur 3-23 - Standardavvik hastighet pkt. 2, 100kPa .....	36
Figur 3-24 - Standardavvik hastighet pkt. 5, 100kPa .....	36
Figur 3-25 - Standardavvik hastighet pkt. 15, 100 kPa .....	36
Figur 3-26 - Sammenheng mellom volumstrømmer og swirlnummer.....	39
Figur 3-27 - 100kPa venstre side - dyse av .....	39
Figur 3-28 -100kPa venstre side - dyse på .....	39
Figur 3-29 - 100kPa venstre side – dyse av, normalisert frekvens.....	40
Figur 3-30 - 100kPa venstre side - dyse på, normalisert frekvens .....	40
Figur 3-31 - Differanse i std.avvik ved dyse av/på – venstre side .....	40
Figur 3-32 – Optimalt dyseoperasjonsområde – 100 kPa .....	40
Figur 3-33 - Kavitasjonstall mot $Q_{\theta}/Q_{tot}$ .....	41
Figur 3-34 - Kavitasjonstall mot swirlnummer .....	41
Figur 3-35 - Forenkla figur for beregning av gassvolum.....	42



Figur 3-36 – Gassvolum ved 70 kPa.....	43
Figur 4-1 – Tegning av minirigg vist i ANSYS Workbench .....	47
Figur 4-2 - Butterflygrid .....	48
Figur 4-3 – Innløpsgrid fra CFX-mesh.....	48
Figur 4-4 – Utsnitt av overflategridet ved spinngeneratoren .....	49
Figur 4-5 – Driftspunkt 10 - uten dyse.....	51
Figur 4-6 – Driftspunkt 10 – med dyse .....	51
Figur A-1 - Calibration chart (The uncertainty band is multiplied by 10).....	1
Figur B-1 - Frekvensanalyse Vtheta pkt. 2 uten dyse .....	3
Figur B-2 - Frekvensanalyse Vtheta pkt. 2 med dyse .....	3
Figur B-3 - Frekvensanalyse Vz pkt. 2 uten dyse.....	3
Figur B-4 - Frekvensanalyse Vz pkt. 2 med dyse.....	3
Figur B-5 – Tidsforløp av hastighet ved r=-40 mm i pkt. 10 uten dyse – 100 kPa.	4
Figur B-6 – Tidsforløp av hastighet ved r= -40 mm i pkt. 10 med dyse – 100 kPa	4
Figur C-1 – 100kPa høyre side – dyse av.....	5
Figur C-2 - 100kPa høyre side - dyse på .....	5
Figur C-3 - 70kPa venstre side – dyse av .....	6
Figur C-4 - 70kPa venstre side – dyse på.....	6
Figur C-5 - 85kPa venstre side – dyse av .....	6
Figur C-6 - 85kPa venstre side - dyse på.....	6
Figur C-7 - 115kPa venstre side – dyse av .....	7
Figur C-8 - 115 kPa venstre side – dyse på.....	7
Figur D-1 – Luftig virvel.....	8
Figur D-2 – Stor gassvirvel ut mot rørveggen .....	8
Figur D-3 – Definert gassvirvel.....	8
Figur D-4 – Definert gassvirvel på vei mot strengvirvel.....	8
Figur D-5 – Definert ustabil strengvirvel.....	9
Figur D-6 – Pkt. 5 med dyse – 70 kPa .....	9
Figur D-7 – Pkt. 8 med dyse – 70 kPa .....	9
Figur D-8 – Pkt 10 med dyse – 70 kPa .....	10
Figur D-9 – Pkt. 12 med dyse – 70 kPa .....	10
Figur D-10 – Pkt. 15 med dyse – 70 kPa .....	10
Figur E-1 – Convergence history momentum and mass .....	14
Figur E-2 – Convergence history userdefined velocities .....	15
Figur E-3 - Convergence history momentum and mass.....	21
Figur E-4 - Convergence history userdefined velocities.....	22

## Tabelliste

Tabell 3-1 - Egenskaper til vinduet.....	21
Tabell 3-2 – Egenskaper til laseren for $\lambda=514,5$ nm.....	25
Tabell 3-3 – Data for trykktransdusere brukt til trykkmålinger .....	26
Tabell 3-4 – Flowrater og swirlnummer i ulike driftspunkt .....	31
Tabell 3-5 – Målte diametre og beregna gassvolum ved 70 kPa .....	43
Tabell 4-1 - Konstanter i transportligningene i $k$ - $\epsilon$ -modellen .....	46
Tabell 4-2 – Grensebetingelser for simuleringer .....	50
Tabell 4-3 – Sammenligning swirl og moment pkt. 10 – 100 kPa.....	51
Tabell A-1 – Kalibrasjonsverdier for trykktransduser PTX 610 - 2480171.....	2

## Ligningsliste

Ligning 2-1 .....	6
Ligning 2-2 .....	6
Ligning 2-3 .....	7
Ligning 2-4 .....	7
Ligning 2-5 .....	8
Ligning 2-6 .....	8
Ligning 2-7 .....	9
Ligning 2-8 .....	9
Ligning 2-9 .....	9
Ligning 2-10 .....	10
Ligning 2-11 .....	11
Ligning 2-12 .....	12
Ligning 2-13 .....	13
Ligning 2-14 .....	14
Ligning 2-15 .....	15
Ligning 2-16 .....	15
Ligning 2-17 .....	16
Ligning 2-18 .....	16
Ligning 2-19 .....	17
Ligning 2-20 .....	17
Ligning 2-21 .....	17
Ligning 2-22 .....	18
Ligning 2-23 .....	18
Ligning 2-24 .....	18
Ligning 3-1 .....	42
Ligning 4-1 .....	45
Ligning 4-2 .....	45
Ligning 4-3 .....	46
Ligning 4-4 .....	46
Ligning 5-1 .....	58
Ligning 5-2 .....	63

## Symbolliste

$a$	Absolutt referanse for trykktransduser	-
$A$	Tverrsnittsareal	m <sup>2</sup>
$c$	Bølgehastighet	m/s
$d_f$	Gitteravstand	m
$C_{ij}$	Reynoldskonveksjon	-
$D$	Diameter	m
$D_{ij}$	Reynoldsdiffusjon	-
$e^{ij}$	Enhetsvektor	-
$f$	Frekvens	1/s
$g$	Relativ referanse for trykktransduser	-
$g_x$	Gravitasjonskonstanten	m/s <sup>2</sup>
$H$	Høyde	m
$k$	Kinetisk energi	Nm <sup>2</sup>
$M$	Moment	Nm
$n$	Brytningsindeks	-
<i>norm</i>	normalisert	-
$p$	Trykk	Pa
$\bar{p}$	Midla trykk	Pa
$p'$	Turbulent trykk	Pa
$p_{va}$	Damptrykk	Pa
$P$	Reynoldsproduksjon	-
$Q$	Volumstrøm	m <sup>3</sup> /s
$r$	Løpende radius	m
$R$	Radius	m
$Re$	Reynoldstall	-
$R_{ij}$	Reynoldspenningene	-
RMS	Root mean square	-
$S$	Swirlnummer	-
$S_{ij}$	Deformasjon	-
$S_n$	Volumstrømsforhold	-
$\sigma$	Standardavvik	ref.enhet
$T$	Tid	s
$u$	Hastighet i x-retning	m/s
$\bar{u}$	Midla hastighet	m/s
$u'$	Turbulent hastighet	m/s
$U$	Gjennomsnittshastighet (Q/A)	m/s
$V$	Volum	m <sup>3</sup>
$V, v$	Hast. i y-retning	m/s
$W, w$	Hast. z-retn	m/s
$z$	Aksiell retning	-
$\alpha$	Brytningsvinkel	rad
$\varepsilon$	Dissipasjon	m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup>
theta	Tangentiell retning	-
$\theta$	Vinkel	rad
$\sigma$	Kavitasjonstall	-
$\lambda$	Bølgelengde	m
$\varphi$	Vinkel	rad
$\omega$	Vinkelhastighet	rad/s
$\Omega_{ij}$	Reynoldsrotasjon	-
$\Pi_{ij}$	Gjensidig turbulent trykkpåvirkning	-
$\mu^{ij}$	Dynamisk viskositet	kg/ms
$\mu_t$	Eddyviskositet	-
$\rho$	Tetthet vann	Kg/m <sup>3</sup>

# 1 Innledning

Norge skaffer utelukkende sin elektriske energi fra vannkraft. Det første vannkraftverket for elektrisitetsproduksjon i Norge blei bygd allerede i 1877, 11 år etter at den første dynamoen blei konstruert i Tyskland. Vannkraft er den mest effektive måten å produsere elektrisitet på med hensyn til høy energiutnyttingsgrad. Siden Norge var tidlig ute med elektrisitetsproduksjon fra vannkraft, og siden vi har rikelig tilgang på nedbør og fjell, er vannkraftpotensialet godt utbygd her til lands. Allerede i 1940 var det over 2000 vannkraftverk i landet. I løpet av 1990-tallet stoppa vannkraftutbygginga nesten helt i Norge. Da var de aller fleste store og lønnsomme prosjekta utbygd, og Norge hadde dekket så å si hele sitt elektrisitetsbehov fra vannkraft.

Vannkraft er et viktig bidrag i elektrisitetsnettet med sine gode mulighet for regulering av nettet. Et vannkraftanlegg kan starte opp og ned på få minutter, i motsetning til varmekraftverk som krever flere timer oppstartstid. Energien lar seg også lett lagre i vannmagasiner, og kan brukes når behovet er til stede. Pumpekraftverk er en annen god måte å regulere elektrisitetsnettet på ved at de kan forbruke overskuddsenergi i nettet til å pumpe vann opp i et reservoar som seinere kan benyttes ved underskudd på kraft.

En viktig hendelse som skjedde i 1991 var innføring av energiloven som åpna elektrisitetsmarkedet for tredjeparter. Elektrisitetsmarkedet var tidligere sterkt regulert, men blei med denne loven markedsstyrt. Dette førte til at uavhengige aktører kunne delta på kraftmarkedet, og konkurranse på pris. I de seinere åra er det oppretta flere overføringskabler mellom de nordiske landa, som knytter det norske nettet tettere til det nordiske og europeiske markedet. Tidligere hadde Norge svært billig elektrisitet sammenligna med resten av Europa, men prisforskjellen er jevna ut etter at kjøp og salg av kraft til nabolanda og resten av Europa har blitt mulig. Det er nå i all hovedsak prisen som bestemmer produksjonen i det norske kraftnettet. Dette innebærer mye hyppigere start og stopp av turbinene, og oftere kjøring utafor optimale driftspunkt. Resultat av dette er ekstra slitasje, støy og vibrasjoner som fører til mer vedlikehold og hurtigere utmatting av anlegga.

Francisturbiner er den mest vanlige turbintypen i Norge. Vannet strømmer radielt inn og aksielt ut av turbinen. Ved kjøring i designpunkt vil vannet strømme rett ut av turbinen uten rotasjon. Ved dellast eller overlast vil derimot vannet ha spinn ut av turbinen. Dette spinnet, hovedsakelig ved dellast, kan danne en kaviterende virvel og gi trykkpulsasjoner i sugerøret med sterke vibrasjoner, støy, slitasje og reduksjon i virkningsgrad som følger.

## 1.1 Formål

Det har tidligere vist seg at injisering av vannjeter i sugerøret kan dempe trykkpulsasjoner ved kraftverka Skibotn (72MW) og Skarsfjord (4MW) i Troms. Arbeidet i denne oppgava går ut på å videreutvikle konseptet om injisering av en eller flere vannjeter i sugerøret for å dempe disse trykkpulsasjonene. Dette arbeidet er en fortsettelse av prosjektoppgave skrevet på samme tema høsten 2008 [1]. Prosjektoppgava er hovedsakelig basert på pitotmålinger og trykkmålinger gjort på en forenkla modell av et sugerør med roterende strømning og mulighet for vanninjisering gjennom ei dyse. I denne masteroppgava gjøres hastighetsmålinger ved hjelp av Laser Doppler Velocimetry utstyr – LDV, samt mer utfyllende trykkmålinger. Arbeidet er delt opp i fire hoveddeler:

- Ombygging av miniriggen for bruk av LDV-utstyr.
- Teori bak og praktisk bruk av LDV.
- Beskrivelse og presentasjon av gjennomførte hastighetsmålinger med LDV og trykkmålinger.
- Sammenligning med numeriske simuleringer (CFD) av samme system gjort i ANSYS CFX.

Hovedfokus er å supplere målinger gjort i prosjektoppgava for å få en bedre forståelse av effekten vanninjeksjon. Det siste punktet som omfatter sammenligning av eksperimentelle data med numeriske simuleringer er av lavere prioritet. Formålet er å undersøke om CFD gir resultater i samsvar med målinger, og om det kan være et nyttig verktøy for å beskrive sterkt roterende strømning. Oppgava er gjort i samarbeid med ph.d. kandidat Håkon Hjort Francke som skriver doktoravhandling på samme tema. Innledinga er delvis henta fra prosjektoppgava [1] som er basert på [2] og [3].

## 1.2 Tidligere Arbeid

Det er tidligere gjort flere tiltak for å minske trykkpulsene som oppstår i sugerøret på francisturbiner som ikke opererer i optimalt driftspunkt. Det er referert til ulike tiltak i kapittel 1.1 i prosjektoppgava [1].

Det finnes mye litteratur som omhandler turbulente og ustasjonære roterende strømninger. Det er ofte artikler som undersøker grunnprinsipp til vortexer i forenkla modeller, i stedet for forsøk og simuleringer gjort direkte i et sugerør. Noen relevante avhandlinger vil i korthet presenteres under.

*"Observations of unsteady flow arising after vortex breakdown"* [4] ser på eksperimentelle resultater av strømningsbildet til en vortex i et rett rør som oppstår pga av sterk tangentiell hastighet. Artikkelen sier at vortexen er den direkte årsaken til trykksvingningene som oppstår i røret. Amplitude og frekvens på trykksvingninger sies å være uavhengige av viskøse effekter for høye reynoldstall. Videre er det funnet ei dimensjonsløs sammenheng mellom trykkpulsasjonas frekvens og amplitude, og vortex breakdown.

I artikkelen *"The velocity field induced by a helical vortex filament"* [5] er det utleda et eksakt analytisk uttrykk for hastighetsfeltet internt og eksternt i en heliksforma vortex.

*"Axial and swirling flow in a diffuser - A comparison of simulation and LDA experimental results"* [6] tar for seg et LDV-eksperiment der en vil forbedre egenskapene til en konisk diffusor ved å sette spinn på strømminga. Spinn i strømminga bidrar til en positiv radial trykkgradient som motvirker separasjon ved veggen. Overdrevent spinn ga utslag i tilbakestrømning i senter av diffusoren. Numeriske simuleringer støtter opp om de eksperimentelle forsøka.

Roterende strømning i en konisk diffusor blir undersøkt i *"Vortex phenomena in a conical diffuser"* [7] fra 1967. Artikkelen beskriver hvordan strømminga forandres fra en tilstand med lite spinn til en tilstand med mye spinn. Det observeres overgang fra laminær til turbulent vortex. Ved høyt spinn skjer overgangen raskt, og kan lett overses. 5 strømmingstilfeller er framtrede der tre er stasjonære, mens to er overganstilfeller.

Overgangstilfellene skjer mellom laminær og turbulent en-cella vortex og mellom turbulent to-cella vortex til turbulent en-cella vortex.

Doktoravhandlinga "A study of swirling flows in draft tubes" [8] til Dahlhaug undersøker strømminga i ulike diffusorgeometrier for å oppnå bedre forståelse av vortexens oppførsel i ulike geometrier.. Både rette og koniske diffusorer med bend er undersøkt i forhold til hastigheter, turbulens, spinn og virkningsgrad mtp trykkgjenvinning.

"Unsteady flow arising in straight tubes" [9] er en konferanseartikkel som også ser på trykksvingninger i roterende strømninger. Ulike rør med forskjellig L/d forhold er undersøkt. Vortexen som oppstår (en-cella) sies å være kilden til trykksvingningene, men kan ikke direkte sammenlignes med trykksvingningene i sugerør der en spiralvortex opptrer. Det er definert en konstant  $m=1/(v/u)$ . Testa er gjennomført for  $m>9,35$ , mens  $m=0,7-1,8$  for tidligere testa sugerør som gjør tilfella for ulike til direkte sammenligning. Eksperimenta viste at ustabiliteten nærmest forsvant for  $m<9,35$ . Det hevdes å ha funnet en ny type ustabil roterende strømning for høye m.

"Vortex breakdown in swirling flows" [10] ser på fenomenet vortex breakdown, og undersøker hva som ligger bak. Det finnes to uavhengige fenomener som fører til vortex breakdown. De omtales som "hydrodynamic instability" og finite-transition to a sequent state". "Hydrodynamic instability" gjør seg gjeldene ved lave reynoldsnummer og ved høye sirkulasjonsnummere. "Finite-transition" fenomenet er grunnen til vortex breakdown ved ustabil roterende strømning.

"Analysis of the Cavitating Draft Tube Vortex in a Francis Turbine Using Particle Image Velocimetry Measurements in Two-Phase Flow" [11] er en ny artikkel fra vannkraftmiljøet i Lausanne der den kaviterende virvelen, (vortex rope) blir studert ved hjelp av PIV (Particle image velocimetry). Spesielt undersøker de sammenhengen mellom posisjon, form (vortex diameter) og bevegelsesmønster, i forhold til kavitasjonstallet  $\sigma$ .

Et annet studie som også tar for seg oppførselen til den kaviterende virvelen i sugerøret er "A Simple Model for Predicting the Draft Tube Surge" [12], der frekvens og gassvolum blir predikert med to forskjellige matematiske modeller. Resultata blir sammenligna med målinger gjort av trykket på veggen samt visualisering av virvelen (vortex rope).

I "Cavitation in vortical flows" [13] beskriver R. Arndt ulike former for kavitasjon, både såkalt tip vortices som oppstår på propeller, kaviterende sugerørsvirvler (hub vortex) og kavitasjon over vingeprofilen. Felles egenskaper for de ulike former for kavitasjon påpekes. Det er definert en swirlparameter som sies å beskrive karakteristikken til en hub vortex. Skaleringslover utledes også. Flere teoretiske sammenhenger for beskrivelse av kavitasjon i vortexer sammenlignes med eksperimenter, og viser seg å stemme overens.

.



## 2 Teori

### 2.1 Teori bak vanninjeksjon

Generell teori om bakgrunnen for vanninjeksjon, deriblant teori om hastighetsdiagrammer, roterende strømning og prinsippet med vanninjeksjon kan leses i kapittel 2 i prosjektoppgava på samme tema. [1]

### 2.2 Turbulens

Dette delkapitlet er basert på kapittel om turbulens i [14]. Strømningene som undersøkes i disse eksperimenta er turbulente. Det vil si at både hastigheter og trykk forandrer seg vilkårlig internt i strøminga over tid og rom. Den viktigste parameteren som avgjør om strøminga er turbulent er reynoldstallet. Turbulens forekommer når Reynoldstallet overskrider en viss verdi, avhengig av strømingstilfellet. Overgangen skjer ikke brått, men gjennom et overgangsområde. Se [14] for utdypende teori om reynoldstallet.

Det er umulig å forutsi den eksakte oppførselen til ei turbulent strømning. Det er gjort flere forsøk på å beskrive dette i ulike turbulensmodeller. De tar alle utgangspunkt i "Reynolds Averaged Navier Stokes" ligninger, (RANS). Det vil si at hastighetsledda og trykkledda er midla over en periode for eliminere de turbulente svingningene. Hastighet og trykk i x-retning skrives som følger:

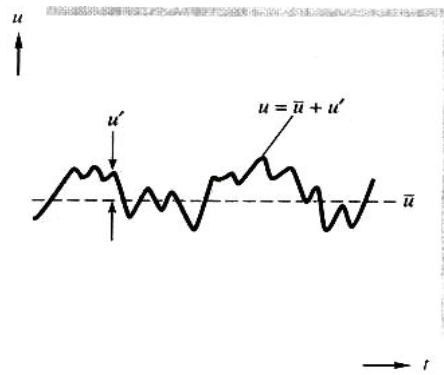
$$u = \bar{u} + u'$$

Ligning 2-1

$$p = \bar{p} + p'$$

Ligning 2-2

$u$  og  $p$  er hhv den lokale hastigheta og trykket som består av et tidsmidla ledd, og et varierende ledd som følge av turbulensen.



Figur 2-1 – Turbulent hastighetsmodellering [14]

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_0^T u dt$$

### Ligning 2-3

Den midla hastigheta kan uttrykkes som i Ligning 2-3, der T er perioden det midles over, og som ikke bør være kortere enn perioden til markante svingninger. For turbulent strømning i gass og vann er  $T \approx 5$  s passende verdi [14]. Videre settes disse uttrykka inn i Navier Stokes ligningene for inkompressibel strømning.

$$\rho \frac{d\bar{u}}{dt} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \rho g_x + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \rho \bar{u}'^2 \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \bar{u}'v' \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \rho \bar{u}'w' \right)$$

### Ligning 2-4

Over sees uttrykket i x-retning. En får også tilsvarende uttrykk i y- og z-retning. Merk at en tillater variasjon i  $\bar{u}$  over tid i Ligning 2-4 sjøl om  $\bar{u}$  er tidsmidla. Dette for å fange opp variasjonene representert ved  $u'$ . Større variasjoner kommer likevel til syne i  $\bar{u}$  siden leddet er tidsmidla over en kort periode. Se kapittel 6 i [14] for hele utledninga.

## 2.3 Vortex

### 2.3.1 Vortex i et sugerør

Det finnes to typer rotasjonsstrømninger, fri og tvungen vortex. Strømning i en fri vortex betegnes også som irrotational, og er den type strømning som forekommer i f. eks sluket i en vask der hastigheta øker mot senter. Fra konservering av angulært moment får en sammenheng

$$V_{\theta} \cdot r = \text{konstant}$$

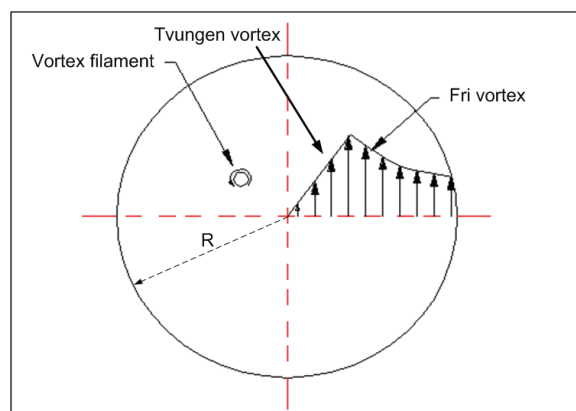
**Ligning 2-5**

Strømning i en tvungen vortex oppfører seg som ei solid sirkelskive av et fast stoff som roterer. Denne type strømning omtales også som rotational strømning og følger sammenheng

$$V_{\theta} = \omega \times r$$

**Ligning 2-6**

Strømninga i eksperimentene gjort i dette arbeidet er tilsvarende som finnes i sugerøret på en francisturbin, og kan modelleres som en Rankine vortex. Det vil si strømning tilnærma en tvungen vortex i senter av røret og strømning tilnærma en fri vortex mot veggene som i Figur 2-2.



**Figur 2-2 – Rankine vortex [15]**

### 2.3.2 Swirlnummer

Grad av rotasjon i strømningsområdet beskrives ved et dimensjonsløst tall kalt swirlnummeret. Det er et uttrykk for forholdet mellom tangentielt og aksielt moment i strømningsområdet.

$$S = \frac{M_\theta}{M_z} = \frac{2\pi \cdot \int_{-R}^R r^2 \cdot \rho \cdot V_\theta \cdot V_z \cdot dr}{2\pi \cdot R \cdot \int_{-R}^R r \cdot \rho \cdot V_z^2 \cdot dr} \quad [8]$$

Ligning 2-7

### 2.3.3 Roterende vortex

Ved en kombinasjon av høyt spinn og lavt baktrykk vil vannet fordampe, og det kan oppstå en kaviteret virvel. Virvelen roterer med en frekvens  $f_r$ .

$$\frac{f_n}{3,6} \leq f_r \leq \frac{f_n}{3} \quad [16]$$

Ligning 2-8

også kalt rheingansfrekvensen. Virvelen kan sette betydelige vannmengder i svingning, og store belastninger på løpehjul og andre deler av turbinkonstruksjonen kan føre til sprekkdannelse og havari. Fenomenet opptrer i sugerøret på francisturbiner.

### 2.3.4 Kavitasjonstall

Kavitasjonstallet er et dimensjonsløst tall som sier noe om strømningsindusert fordampning. Det er definert som

$$\sigma = \frac{p_a - p_{va}}{\frac{1}{2} \rho U^2}$$

Ligning 2-9

Dersom trykket i strømningsa går under damptrykket for vann ved den gitte temperatur, vil vannet kavitere (koke). Trykket i strømningsa synker for økende hastighet. Kavitasjon er et kjent tema i vannkraftverk, og tas hensyn til ved at turbinen dykkes under undervannet for å øke trykket på utløpet. På denne måten unngås kavitasjon som er sterkt eroderende på faste overflater. For ulike geometrier finnes det ulike verdier av kavitasjonstallet som gir kavitasjon.

## 2.4 Frekvensanalyse

Kapitlet er basert på teori fra [16] og [17]. Frekvensanalyse er nyttig for å undersøke om endringer i et transient signal repeterer seg etter et bestemt mønster. Ved å transformere et signal fra tidsplanet over i frekvensplanet ved hjelp av en Fast Fourier Transform – FFT, kan en finne om svingninger ved spesielle frekvenser repeterer seg i signalet. Frekvensanalyse blir i denne oppgava brukt til å undersøke svingningene i trykk og hastigheter i testseksjonen. Det er brukt en innebygd transformasjonsfunksjon i LabView for konvertere signalet fra tidsplanet til frekvensplanet. Harmoniske basisfunksjoner som f. eks sinus/cosinusfunksjona brukes for å beskrive signalet i frekvensplanet. Bakgrunnen for FFT-funksjonen brukt i dette arbeidet er

$$Y = \sum_{n=0}^{N-1} x_n e^{-2\pi \cdot j \cdot k \cdot n / N} \quad [18]$$

**Ligning 2-10**

$x$  er loggesignalet,  $N$  er antall elementer av  $x$ , og  $Y$  er transformasjonsresultatet. Ligninga gjelder for  $n = 0, 1, 2, \dots, N-1$ .

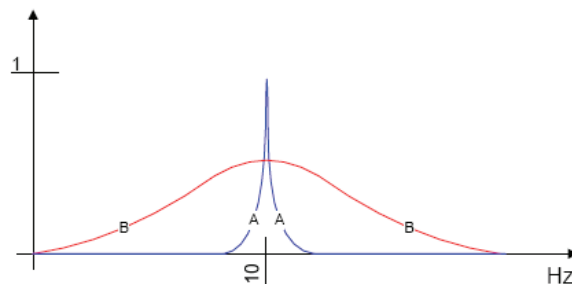
### 2.4.1 Spektrallekkasje

I all eksperimentell måling ligger diskrete målepunkt til grunn for signalet. Frekvensopløsninga er da gitt som

$$\Delta f = \frac{f_s}{n_s}$$

#### Ligning 2-11

Der  $f_s$  er samplingsfrekvens, og  $n_s$  er antall samplinger. Siden frekvensopløsninga er diskrete behøver ikke frekvensanalysen treffe nøyaktig frekvensen til det opprinnelige signalet. Følgene er at energien spres ut over nærliggende frekvenser, og amplituden avtar. Effekten av spektrallekkasje sees i Figur 2-3. Blått signal har en frekvens som sammenfaller med  $\Delta f$ . Rødt signal har en frekvens som havner imellom de diskrete verdia til  $\Delta f$ , og energien fordeles over flere frekvenser samtidig som amplituden avtar.



Figur 2-3 - Frekvensanalyse med og uten spektrallekkasje [16]

Ved bruk av frekvensanalyse i oppgava fokuseres det mest på hvilke frekvensområder som gir tydelig utslag av entydige frekvenser, og mindre på amplituden til signalet.

## 2.5 Laser Doppler Velocimeter – LDV

LDV går også under navnet LDA – Laser Doppler Anemometer og er en metode for å beregne strømningshastighet ved hjelp av laser i ei strømning med små partikler. Teknikken blei første gang tatt i bruk av Yeh og Cummings i 1964. [19] LDV er et fordelaktig verktøy da det ikke forstyrrer strøminga under måling, det har mulighet for å måle hastighet i tre dimensjoner, resultatene er svært nøyaktige, utstyret trenger ikke å kalibreres, det gir mulighet for høy måleoppløsning og det kan gi både momentane og tidsmidla målinger. Stor forsiktighet må utvises ved bruk av utstyret da både direkte og reflektert laserlys kan skade eller blinde øyet. Tre ulike prinsipper brukes i LDV; "reference beam technique", "dual beam or differential Doppler technique" og "single beam or two scattered technique". Det finnes god litteratur på prinsippet bak LDV som beskrives utdypende i [19], [20], [21]. Laseren brukt i dette arbeidet utnytter "dual beam or differential Doppler technique" prinsippet, og vil i korthet presenteres i dette kapitlet. Teoridelen som omhandler LDV er basert på ulik litteratur om LDV beskrevet i [19], [22], [23], [24], [8], [25], [26].

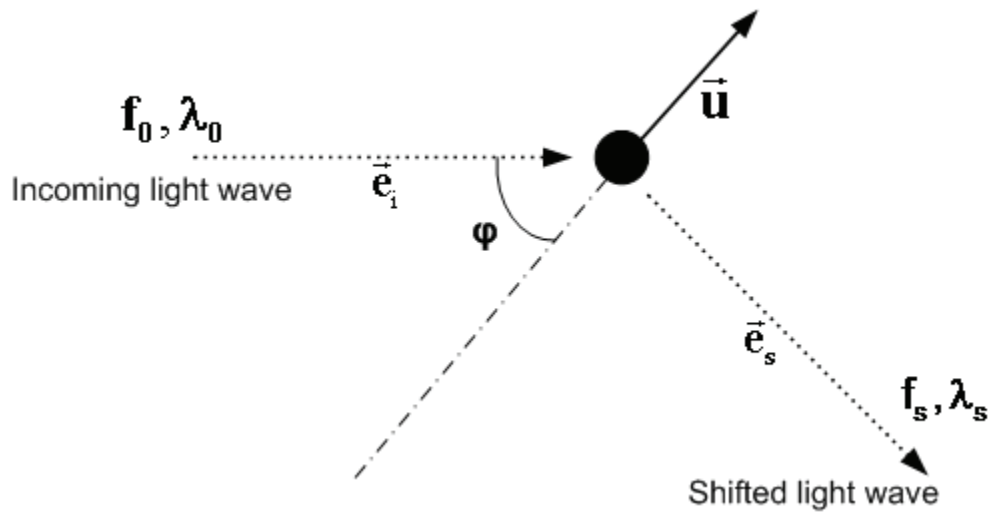
### 2.5.1 Dopplerprinsippet

Dopplerprinsippet går ut på at elektromagnetisk stråling som f. eks. lys, med en frekvens  $f_0$  treffer en partikkel i bevegelse med hastighet  $u$ , og som reflekteres, vil endre frekvens i forhold til hva frekvensen var før refleksjon. Ved å kjenne frekvensen på lyset som sendes mot partikkelen  $f_0$ , retning på partikkel i forhold til innkommende stråle, og å måle den reflekterte frekvensen  $f_s$ , kan en beregne hastigheta til partikkelen ut ifra sammenhengen

$$f_d = f_s - f_0 = \frac{\vec{u}}{\lambda_0} (\vec{e}_s - \vec{e}_i)$$

**Ligning 2-12**

der  $f_d$  er dopplerfrekvensen som betegner forskjellen i frekvens før og etter refleksjon.



Figur 2-4 - Dopplerprinsippet

Om partikkelen beveger seg vekk fra strålingskilden avtar den reflekterte frekvensen, og om partikkelen beveger seg imot strålingskilden øker frekvensen. Mottas den reflekterte strålen i samme posisjon som den sendes fra gjelder

$$f_d = \pm \frac{2u \cos \varphi}{\lambda_0} = \pm \frac{2u \cos \varphi}{c} f_0$$

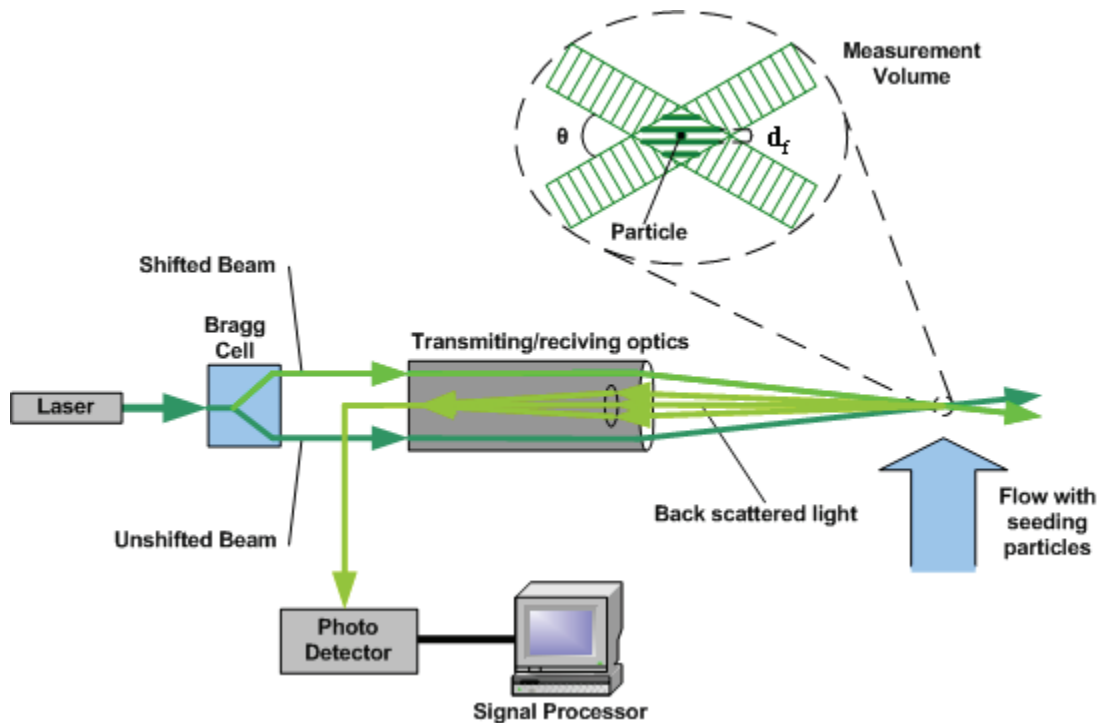
Ligning 2-13

der  $\varphi$  er vinkelen mellom hastighetsvektoren til partikkelen og innkommende stråle og  $c$  er bølgehastigheta i mediet. Lyshastigheta i luft er tilnærma det samme som i vakuum, lik  $3 \cdot 10^8$  m/s.

## 2.5.2 LDV med dual beam prinsippet

Ei prinsippsskisse av LDV basert på dual beam er presentert i Figur 2-5. En laserstråle sendes gjennom ei braggcelle som splitter strålen i to. Braggcella endrer også frekvensen til den ene strålen for å kunne bestemme retning på strømninga. Dette er forklart mer utførlig seinere i delkapitlet. Via fiberoptikk går de to strålene til proben der de blir sentrert mot et fokuspunkt gjennom ei konveks linse.





Figur 2-5 – Prinsippskisse av LDV [27]

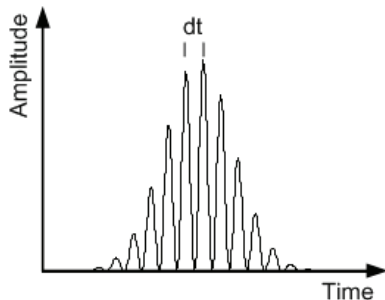
For hver hastighetsdimensjon en vil måle trengs ett par med laserstråler. To koherente laserstråler fokuseres i punktet en vil måle hastigheta. Interferens mellom strålene danner et elliptisk kontrollvolum med et gitter av lys normalt på retninga det måles i. Gitteravstanden avhenger av bølgelengden og vinkelen mellom de to strålene, og kan uttrykkes som

$$d_f = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

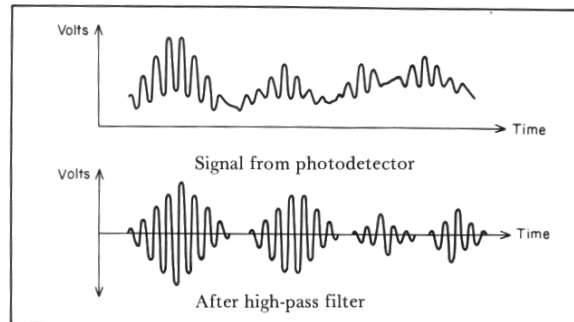
## Ligning 2-14

der  $\lambda$  er bølgelengden på strålen og  $\theta$  er vinkelen mellom de to laserstrålene. Strømninga må inneholde partikler som kan reflektere lys for å måle hastigheta. En antar at partikla har samme hastighet som fluidet, som viser seg å være ei god tilnærming. Ofte inneholder fluider små partikler, men for å øke samplingsraten kan det tilsettes ekstra partikler, kalt seeding particles. Størrelsen på partikla må stå i forhold til gitteravstanden. Når en partikkel passerer gjennom gitteret vil den reflektere lypulser i alle retninger. Mest lys reflekteres framover, men også noe reflekteres bakover, back

scattering. I proben blir reflektert lys konsentrert ved hjelp av ei konveks linse, og lysstråla ledes via fiberoptikk til en fotodetektor som registrerer lyspulsa.



Figur 2-6 - Ideelt burstsignal



Figur 2-7 - Burstsignal før og etter signalprosessering [19]

Figur 2-6 viser et ideelt signal ved passering av en partikkel gjennom kontrollvolumet. Om flere partikler passerer kontrollvolumet på samme tid vil ikke amplituden nå null mellom hver svingning som kan sees øverst i Figur 2-7. Intensiteten til signalet er normalfordelt. Videre blir signalet som leses av fotodetektoren filtrert for støy og omgjort til et spenningsignal i signalprosessoren. Se nederst i Figur 2-7. Signalet prosesseres så igjennom en Fast Fourier Transform – FFT, for å bestemme frekvensen på lyspulsen  $f_p$  som er gitt ved

$$f_p = \frac{1}{dt}$$

Ligning 2-15

Da en kjenner gitteravstanden  $d_f$  kan hastigheta til partikkelen  $u$  finnes fra sammenhengen fart = distanse/tid:

$$f_p = \frac{u_y}{d_f} = \frac{2u \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\lambda} \rightarrow u = \frac{f_p \cdot \lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

Ligning 2-16

Siden

$$\varphi = 90^\circ - \frac{\theta}{2}$$

**Ligning 2-17**

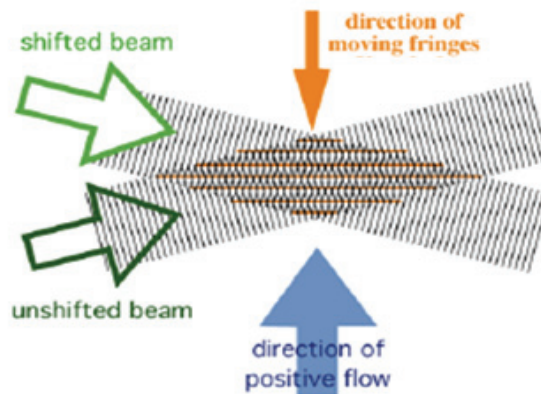
sees fra Ligning 2-13 og Ligning 2-16 at frekvensen på lyspulsen fra partikkelpassering igjennom gitteret  $f_p$  er det samme som dopplerfrekvensen  $f_d$ .

Hvis begge laserstrålene har samme frekvens vil interferensgitteret stå i ro. En har ikke mulighet til å måle hastighet lik null, og en kan ikke skille strømningsretning fra signalet. Ved å endre frekvensen i den ene strålen med en kjent og konstant verdi  $\Delta f$ , vil interferensgitteret bevege seg med en hastighet

$$u_g = \Delta f \cdot d_f$$

**Ligning 2-18**

På denne måten kan en bestemme retning til partikla og være i stand til å måle hastighet lik null.



**Figur 2-8 – Interferensgitter i bevegelse som følge av frekvensskift i en laserstråle [22]**

## 2.6 Normaliserte verdier

I presentasjon av målte hastigheter brukes normaliserte verdier for radius og hastighet. Radius normaliseres med

$$R_{norm} = \frac{r}{R}$$

**Ligning 2-19**

der  $r$  er løpende radius og  $R$  er indre radius på røret.

Hastighet normaliseres med

$$V_{norm} = \frac{V_{index}}{U} = \frac{V_{index}}{Q/A}$$

**Ligning 2-20**

der  $V_{index}$  er målt hastighet i indeksert retning, og  $U$  er gjennomsnittlig hastighet.

Det er målt trykksvingninger i driftspunkt det ikke er målt hastighet i, og dermed heller ingen swirlnummer for tilstanden. I disse tilfella angis driftspunktet med hensyn på spinn ved forholdet mellom tangentiell og total vannstrøm.

$$S_n = \frac{Q_{theta}}{Q_{tot}}$$

**Ligning 2-21**

Observerte frekvenser av trykksvingninga blir normalisert ved  $f_n$ . Ved å anta tvungen vortex i senter av røret og ut til  $\frac{r}{R} \approx 0,6$  har man en lineær sammenheng mellom  $V_\theta$  og  $r$ . Siden

$$\omega = \frac{V_\theta}{r} = konst$$

**Ligning 2-22**

for området med tvungen vortex, har en også rotasjonsfrekvensen til strømminga som blir brukt som referanse for den normaliserte frekvensen.

$$f_{iv} = \frac{\omega}{2\pi}$$

**Ligning 2-23**

der

$$f_{norm} = \frac{f}{f_{iv}}$$

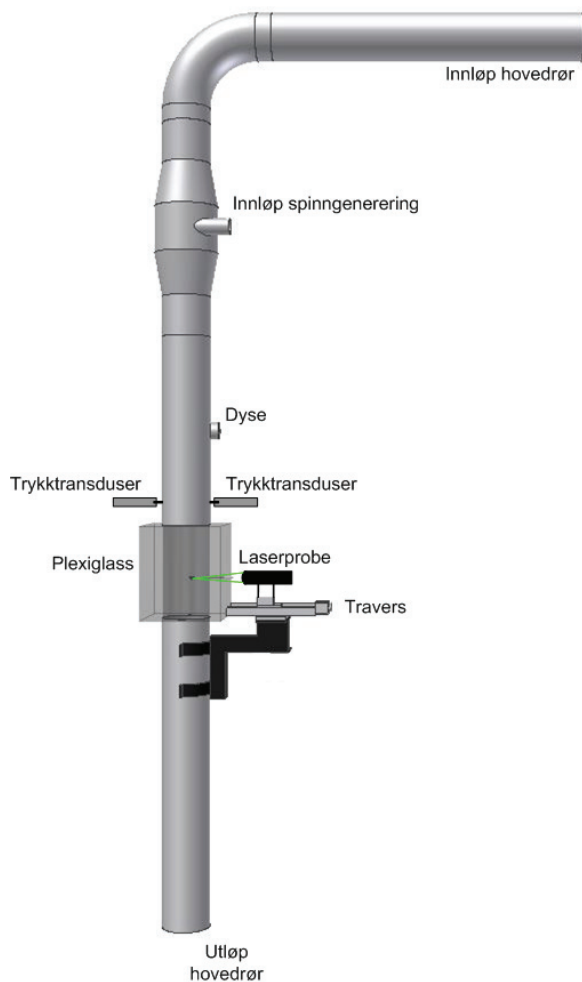
**Ligning 2-24**

## 3 Eksperimentelt arbeid

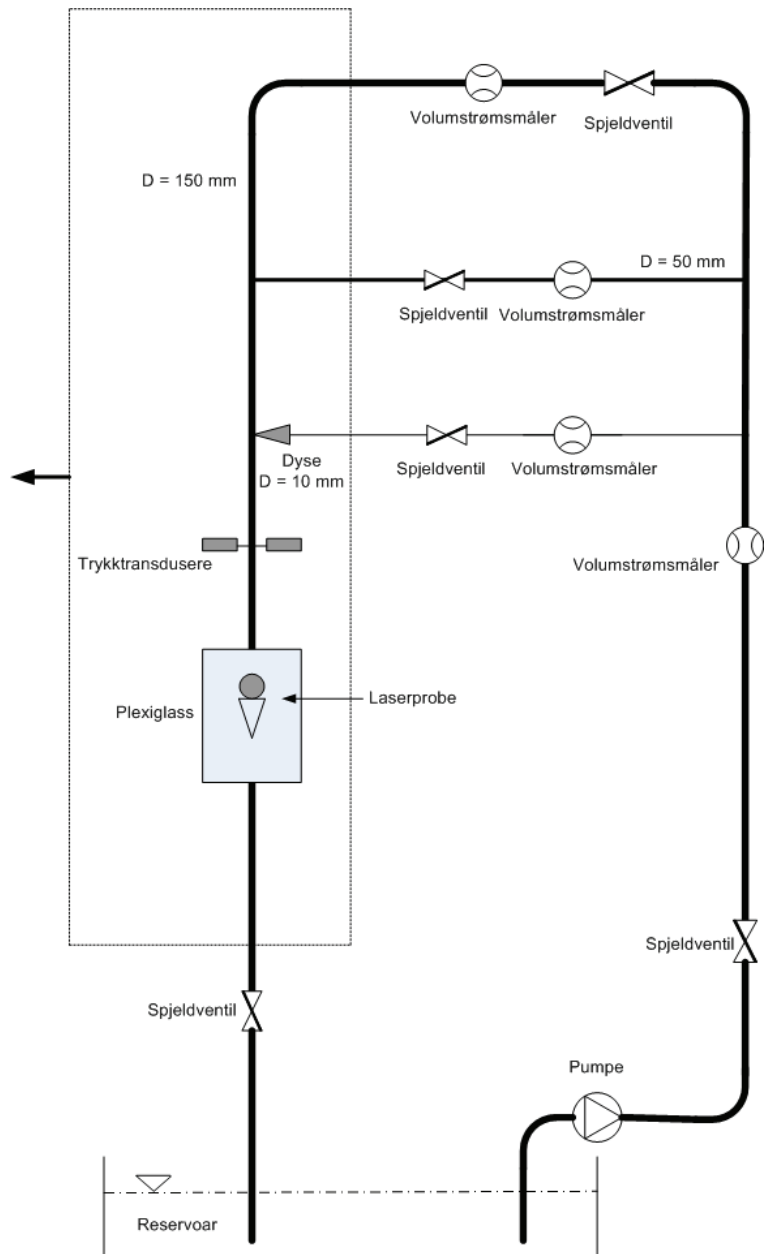
### 3.1 Oppsett og klargjøring av eksperimentell rigg

Testriggeren som er brukt i det eksperimentelle arbeidet er satt opp i Vannkraftlaboratoriet ved NTNU. Det er en lukka rørkrets som forenkla kan simulere strømningsforholda i sugerøret til en francisturbin. Testriggeren er den samme som er brukt i prosjektarbeidet [1].

Ei sentrifugalpumpe skaper trykket for å drive strømningsa som fordeles gjennom tre ulike rørgreiner etter ønske. Hovedrøret med diameter  $D=154$  mm gjenspeiler sugerøret etter en francisturbin, men uten diffusorgeometri. Et mindre rør med diameter  $D=50$  mm er kobla tangentielt på hovedrøret. På denne måten genereres et spinn i hovedrøret som representerer spinnets ut av en francisturbin som kjøres på dellast. Spinnets kontrolleres av volumstrømmen som reguleres med en sluseventil. 65 cm under der spinnets genereres er det montert ei dyse med  $D=10$  mm. Dysa sprøyter vann tangentielt inn i hovedrøret i motsatt retning av det oppsatte spinnets. Volumstrømmen i hovedrøret, i røret som genererer spinn og i dyserøret reguleres med tre ulike sluseventiler. I en seksjon av hovedrøret under dyseutløpet er stålrøret erstatta med pleksiglass for visualisering av strømningsa. Se Figur 3-1 og Figur 3-2 for skjematisk framstilling av oppsettet. Merk at stativet med laserproben i virkeligheten er dreid 90 grader med klokka i forhold til det som er vist på Figur 3-1. Trykktransdusera henvises seinere til som venstre og høyre trykktransduser, og kan jamføres med Figur 3-1.



Figur 3-1 - Tegning av rigg [27]



Figur 3-2 - Skjematisk framstilling av rigg

### 3.1.1 Modifikasjon av gammel rigg

I prosjektoppgava blei det kjørt eksperimenter på samme rigg der en målte hastighet ved hjelp av et automatisk pitotmålesystem. Pitotmålesystemet er i dette arbeidet erstatta med LDV. For å installere LDV-utstyret på riggen må noen justeringer gjøres.

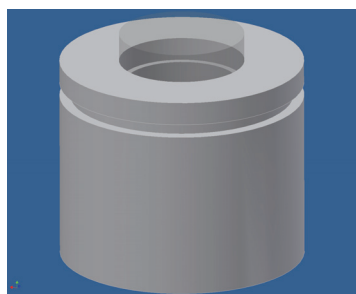
### 3.1.1.1 Vindu

LDV-en krever fritt innsyn i røret, og det må derfor designes et vindu hvor laserstrålene og det reflekterte lyset fra partikla kan trenge igjennom. Etter samtale med Mario Ditaranto [28] ved SINTEF og Morten Kildemo [29] ved institutt for fysikk blei det konstatert at et spesialglass med gode optiske egenskaper kreves for å oppnå gode resultater. Dette særlig pga de små fysiske dimensjona. Vinduet har data som beskrevet i Tabell 3-1.

Properties	
Glass type	BK7
Diameter	30,75 mm
Thickness	12,7 mm
Wedge	< 10 arc seconds
AR-coating	425 - 675 nm
Angle of incidence	0 deg
Index of refraction	1,51

Tabell 3-1 - Egenskaper til vinduet

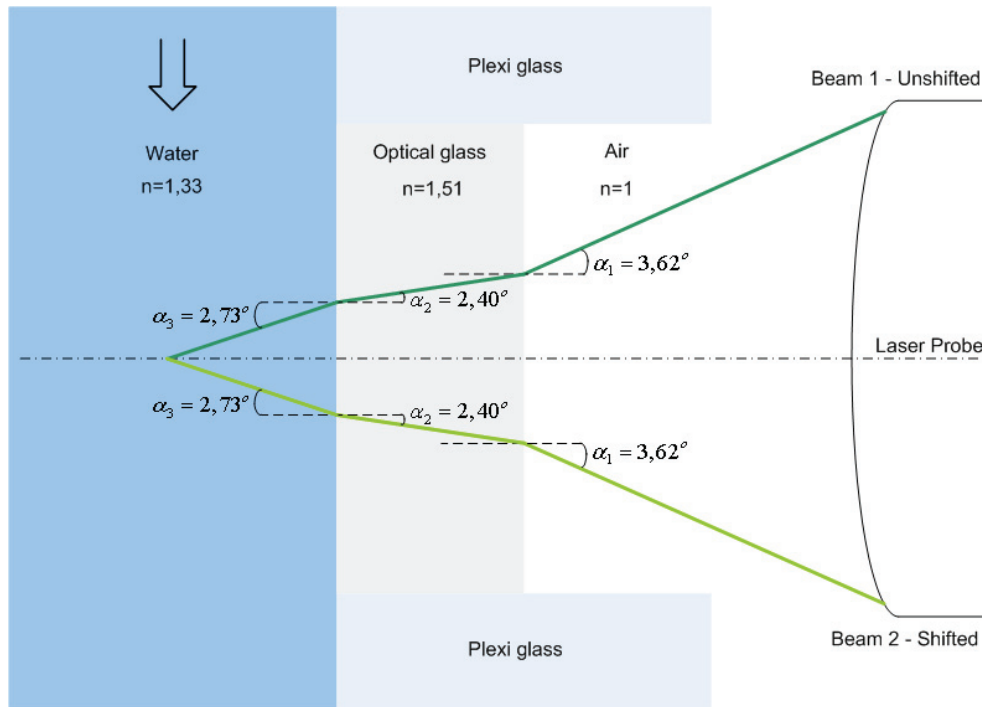
Det er designa en hul stålplugg som passer i åpninga hvor pitotrøret satt. Vinduet er limt fast i pluggen så det flukter med rørveggen på innsida. Vinduet er sylindrisk og plant på begge sider.



Figur 3-3 – Hul plugg med pålimt vindu for innsyn i røret

Pga ulik brytningsindeks i luft, glass og vann vil strålene endre retning som illustrert i Figur 3-4.





Figur 3-4 – Brytning av laserlys gjennom luft, optisk glass og vann

Avstanden som må traverseres blir kortere enn avstanden som faktisk skal måles. Dette skjer pga ulik brytning i luft, glass og vann. De innfallende strålene treffer vinduet i ulik avstand fra senterlinja som funksjon av avstanden ( $x$ ) som traverseres, og gir brytninga mellom hvert medium varierende dominans. Lengden på måleområdet er 150 mm, mens faktisk traversert avstand er 110 mm.

### 3.1.1.2 Stativ og travers for laserprobe

Et stativ for laserproben måtte konstrueres, da stativet for pitotsystemet ikke var egna for bruk med LDV. Et bord tidligere brukt til en bormaskin som kunne justeres horisontalt i to retninger, samt roteres blei brukt som base. På det justerbare bordet blei det skrudd fast en enkel èn-dimensjonal travers med feste for laserproben. Hele stativet blei så montert på røret med to kraftige rørklammer under plexiglasseksjonen, se Figur 3-5. Justeringsmulighetene på stativet gjorde kalibrering av laserproben relativt enkel. Høyden måtte justeres med å flytte klammene, mens horisontal posisjon lett kunne justeres med justeringsmulighetene på stativet. Det er viktig at proben er riktig posisjonskalibrert for å få korrekte målinger langs det ønska tverrsnittet.



Figur 3-5 – Bilde av stativ og travers med laserprobe montert på testseksjonen

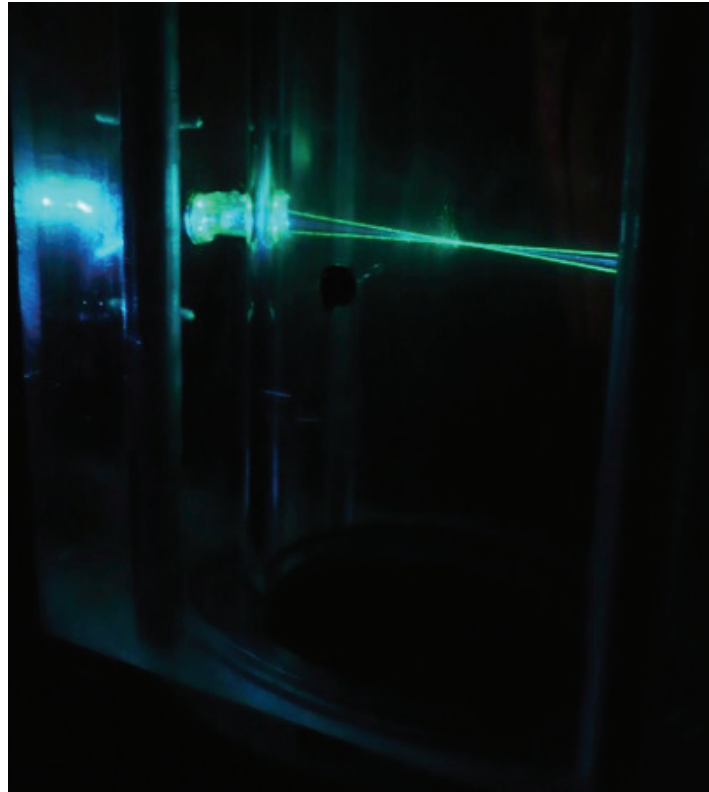
### 3.1.1.3 Strålingsbeskyttelse

Av sikkerhetshensyn må riggen tildekkes for å unngå refleksjon av laserlys til resten av lokalet. Det er derfor konstruert et telt med svart stoff som dekker seksjonen hvor det måles i. Teltet er kvadratisk med sidekanter på 1,5 m, og høyde på 2,40 m over gulvet. Se Figur 3-6. Inni teltet er det montert ei kontorlampe som settes på ved arbeid i teltet med laseren skrudd på. Lyset fører til at pupillene trekker seg sammen og mindre lys slippes inn i øyet om reflektert laserlyset når øyet.

Briller som filtrerer bort laserlysets bølgelengder blei brukt under all eksponering for laserlyset.



Figur 3-6 – Strålingsbeskyttelse rundt testseksjonen og LDV-utstyr



Figur 3-7 – Laseren i operasjon

### 3.1.2 Laseren

Laseren brukt i eksperimentene er en Dantec AR-ION-laser som gir ei grønn og ei blå stråle. Laseren har følgende spesifikasjoner:

Properties	
Producer	Dantec
Model	Spectra Physics 8A5725
Type	AR-ION
Power	400 mW
Dimensions	2
Wavelengths	488 nm/514,5 nm
Frequency shift	40 MHz
Classification	Class 3B – Weapon
Beam diameter	1,5 mm
Beam spacing	38 mm
Focal length	300 mm
Fringe spacing	4,07 $\mu\text{m}$
Number of fringes	36
Diameter of measuring volume	0,15 mm
Length of measuring volume	2,3 mm

Tabell 3-2 – Egenskaper til laseren for  $\lambda=514,5$  nm

### 3.1.3 Partikler

For å måle hastighet i fluidet må det inneholde partikler i riktig størrelse som kan passere gittermønsteret. Partikla bør være mindre enn gitteravstanden  $d_f$ . Vann inneholder normalt partikler, men for å øke dataraten kan "seeding particles" tilsettes. Normalt er dette små runde plastpartikler med diameter 5-20  $\mu\text{m}$  og tetthet lik vannets tetthet. I eksperimenta presentert i dette arbeidet var det ikke nødvendig å tilsette "seeding particles". Det kan skyldes naturlig forekomst av partikler, eller at det fortsatt er rester av partikler i vannet fra tidligere LDV-eksperiment.

### 3.1.4 Trykktransdusere

For trykkmålinger benyttes trykktransdusere. Trykktransdusera måler trykket ved hjelp av strekkklappprinsippet. Trykktransduseren gir ut et strømsignal som varierer med trykket. Strømmen varierer fra 4 – 20 mA, der 4 mA er nullpunktet for trykktransduseren, og 20 mA gis ved høyeste trykk som trykktransduseren kan måle. Strømsignalet passerer en 500  $\Omega$  motstand, der spenninga over motstanden leses av et loggekort som videresender dette til LabView. Det finnes ulike typer trykktransdusere for varierende trykkområde. For måling av trykksvingninger er det brukt transdusere som måler fra 0 - 2,5 bar (g). Trykktransdusera er markert med bokstavene "a" og "g" som indikerer om de er relative til vakuüm (a) trykk eller atmosfærisk trykk (g).

I målingene av trykksvingninger i både dette arbeidet og prosjektoppgava, er det brukt samme trykktransdusere og kalibreringsverdier. Kalibreringsrapport av trykktransduser PTX 610 - 2480171 ligger vedlagt i appendiks A. Se kapittel 3.1.3 i prosjektoppgava for nærmere beskrivelse av kalibrering av trykktransdusera. Tabell 3-3 viser data for trykktransdusera brukt i målingene.

Navn	Type	Serienummer	Trykkområde	Maksimal feil	Posisjon
PTX 610	Relativ	2480171	0 - 2,5 bar	1,15 %	Spinn venstre side
PTX 610	Relativ	2738456	0 - 2,5 bar	2,84 %	Spinn høyre side

Tabell 3-3 – Data for trykktransdusere brukt til trykkmålinger

### 3.1.5 Loggeprogram for LDV

Logging av hastighetsdata målt med LDV foregår i BSA Flow Software som følger med LDV-utstyret. Programmet logger hastighet over tid, samt gjennomsnittshastighet i et punkt. Brukeren velger sjøl tidsintervallet en vil logge over, evt. antall samplinger. Samplingsraten avhenger av hvor mange partikler som passerer igjennom målevolumet, og hvor mange av disse som det faktisk blir målt hastighet på (validation). RMS-verdi, validation, antall partikler og samplingsraten logges i tillegg. Alle data skrives til ei txt-fil for hvert enkelt målepunkt.

### 3.1.6 Loggeprogram for trykkmålinger

For logging av trykksvingninger er det brukt det samme LabView-programmet [27] som i prosjektoppgava. Her kan en også kontrollere volumstrømmene. Samplingsraten settes av brukeren, og dataene kan sees plottet i sanntid. Trykkdata for brukerbestemt tidsintervall og samplingsfrekvens logges til ei xls-fil på kommando fra brukeren.

## 3.2 Måleprosedyre

### 3.2.1 Måleprosedyre LDV

Pumpa går i alle driftstilstander med konstant turtall på 900 rpm. Ønska driftspunkt stilles inn ved å justere volumstrømmen med de 3 sluseventilene. For LDV-målingene er det målt i samme driftspunkt som det er gjort pitotmålinger i prosjektoppgava. Gjennomsnittstrykket i testområdet er holdt lik 100 kPa, akkurat som under pitotmålingene. Ved oppstart er det viktig å få ut all luft av systemet. Det gjøres ved å lufte i to uttak, samt å kjøre store volumstrømmer med overtrykk i røret.

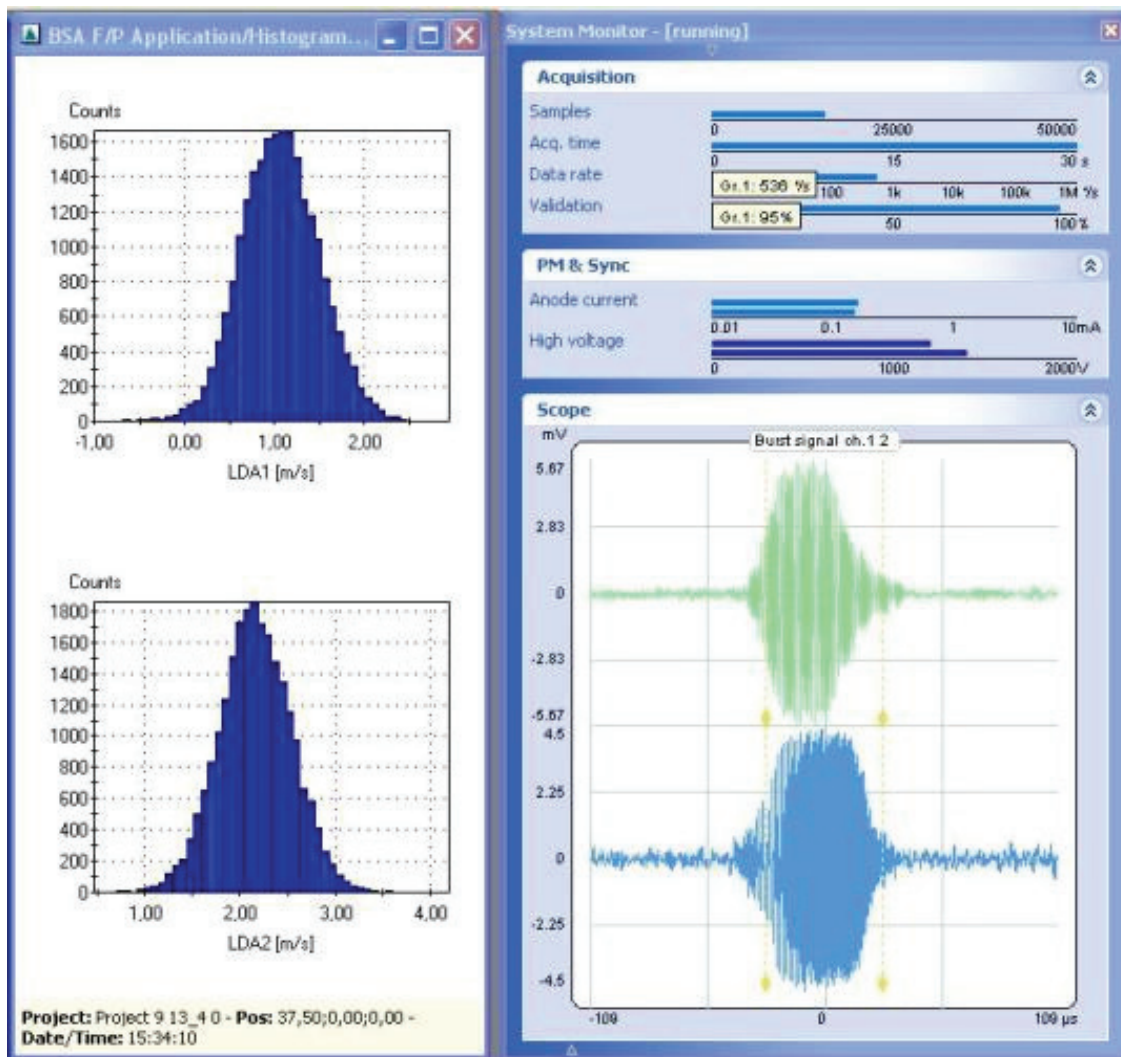
Signalprosessoren må startes og vise at den er klar, før den kan kobles til programmet som brukes for å logge data. Laseren har ekstern strømforsyning. På denne sitter en egen bryter for å skru på og av laseren. Ved avslag av laseren er det viktig å la strømforsyninga gå til viftene har stoppa, og laseren er avkjølt. Effekten på laseren justeres med en egen kontroll. Minimum effekt er ca 40 mW, mens maks effekt er ca 400 mW. Ved posisjonskalibrering av laseren og all kontakt med laserlyset (inni teltet) justeres effekten til minimum. Laseren har også en manuell deflektor som bryter strålen fra å gå i den fiberoptiske kabelen og fram til proben.

Ved stabil driftstilstand og klargjort LDV-utstyr kan målingene begynne. Diameteren på røret er 154 mm. Det måles i 21 punkt, som spenner fra  $R=75$  mm til  $R=-72$  mm. Imellom hvert målepunkt er det 7,5 mm, med unntak av punktet nærmest vinduet. Vinduet stikker ca 2 mm inn i strømminga, og det viste seg vanskelig å måle tettere inntil vinduet.

For hvert målepunkt må innstillingene for laseren justeres for å optimalisere måleresultatene. Anodespenning, forsterkning av signalet, record length og transit time må justeres korrekt for høyest og best mulig samplingsrate og validation på dataene. Et histogram viser et plott av hvor mange partikler som er målt til ulike hastigheter, og er ideelt normalfordelt med formen som ei gausskurve. Aksene på histogrammet må justeres så alle målte hastigheter er presentert, og så middelhastigheta ligger så nærme midten av diagrammet som mulig. Alle målte hastigheter må være med i histogrammet, men det skal også være fylt så mye som mulig for best måleresultater. På denne måten



justeres hvilket transit time-område som blir sendt til signalprosessoren for frekvensanalyse og beregning av hastigheta til partikkelen. Transit time er tida en partikkel bruker på å passere igjennom målevolumet. Det er ønskelig å ha samplingsraten over 300 Hz, og validation så høy som mulig, helst over 93 % for å fin normalfordeling av målepunkta. Se Figur 3-8 for hvordan histogramma og egenskapene til måledataene kan se ut. LDA1 måler aksial hastighet, mens LDA2 måler tangentiell hastighet. Skjermbildet viser også info om antall samplinger, loggetid, samplingsrate, validation, anodestrøm og –spenning, samt burstsignalet til begge strålepara.



Figur 3-8 – Histogram og egenskaper til måledataene

Det logges i 30 sekunder for alle punkt gjennom tverrsnittet, og etter endt vellykka måling eksporteres ei txt-fil som inneholder hastigheta over tid. Da det er oppnådd et



tilfredsstillende måleresultat, flyttes laserproben manuelt til neste målepunkt, og nye justeringer gjøres for å tilpasse egenskapene til signalprosessorer strømningene i det nye punktet. Etter 21 vellykkede målepunkter hentes middelverdiene for hvert punkt fram, og eksporteres til en egen txt-fil. Prosedyrene er gjentatt for alle 9 driftspunkt det tidligere er gjort pitotmålinger i, både med og uten vanninjeksjon.

LDV-en det er tilgang på er to-dimensjonal, og har ikke mulighet til å måle radiell hastighetskomponent i strømningene. For å måle den radielle hastighetskomponenten kreves en ekstra laserprobe. Den må vinkles så proben har en komponent normalt på retningene det måles i. Proben som er brukt i eksperimentene står posisjonert langs den radielle hastighetsvektoren, og har ikke mulighet til å måle radiell hastighet. Den radielle hastighetskomponenten er av mindre verdi, og antas å ha mindre interesse enn aksial og tangentiell komponent. Pitotmålingene gir heller ingen info om radiell hastighetskomponent for sammenligning. Allikevel er det ønskelig å se utvikling av radiell hastighet for ulike swirlnummer, virveltype, moment og trykkpulsasjoner.

### 3.2.2 Måleprosedyre for trykkmålinger

For trykkmålingene følger samme prosedyre som beskrevet for LDV-målingene for å oppnå et stabilt driftspunkt. En del trykkmålinger blei gjort i prosjektoppgaven, og her kompletteres disse med tettere driftspunkt ved 100 kPa baktrykk. I prosjektoppgaven blei det målt i 9 driftspunkt. Nå er det utvidet til 15 driftspunkt innafor samme spenn, og det er målt ved 4 ulike baktrykk, hhv 70, 85, 100 og 115 kPa.

Loggetida er 60 sekunder, og samplingsfrekvensen er 500 Hz, som totalt gir 30 000 måledata for hvert driftspunkt. Det er også her målt både med og uten vanninjeksjon i alle driftspunkt. Visuell avlesing av venstre trykktransduser er brukt som referanse for gjennomsnittstrykket i hvert punkt, og toleransen for gjennomsnittstrykket er  $\pm 2$  kPa.

### 3.3 Resultater

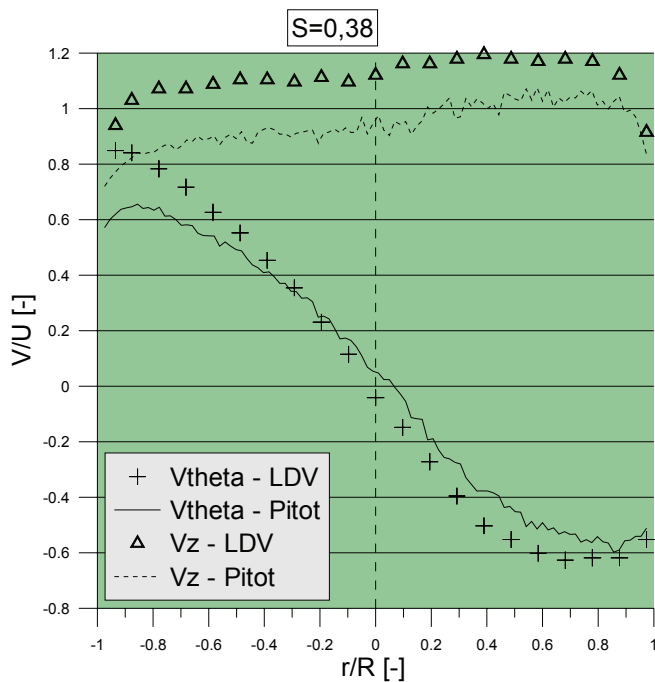
I Tabell 3-4 sees tabulerte verdier av flowrater, flowrateforhold og swirlnummer for de ulike driftspunkta. (uten dyse øverst, med dyse nederst) Swirlnummeret gjelder for 100 kPa baktrykk. I alle presenterte resultater refereres det alltid til driftspunkta i denne tabellen. Svarte driftspunkt er punkt som tidligere er målt i prosjektoppgava. Blå punkt er suppleringspunkt målt i diplomoppgava. Oransje og rødt punkt er samme punkt målt i prosjektoppgava, men med ulik swirldefinisjon. Se kap. 3.3.6. Swirlnummer refererer til det som er målt med pitot om ikke annet er oppgitt. Alle resultater er presentert i kap 3 eller i appendiks. Diskusjon av resultatata finnes i kap. 5

Driftspunkt	Qz	Q $\theta$	Qdyse	Q $\theta$ /Qdyse	Swirlnummer
1	22,2	0,0	0,00	0,00	-0,15
	22,2	0,0	1,39	0,00	-0,40
2	16,3	6,3	0,00	0,28	0,38
	16,3	6,3	1,40	0,26	0,12
3	13,6	8,4	0,00	0,38	0,74
	13,6	8,4	1,42	0,36	0,29
4	12,5	9,8	0,00	0,44	0,92
	12,5	9,8	1,42	0,41	0,46
5	11,3	11,3	0,00	0,50	1,12
	11,3	11,3	1,43	0,47	0,65
6	10,1	12,3	0,00	0,55	1,23
	10,1	12,3	1,42	0,52	0,79
7	9,0	13,4	0,00	0,60	1,34
	9,0	13,4	1,44	0,56	0,84
8	8,0	14,4	0,00	0,64	1,50
	8,0	14,4	1,44	0,60	1,07
9	7,1	14,9	0,00	0,68	1,63
	7,1	14,9	1,46	0,64	1,17
10	6,6	16,3	0,00	0,71	1,75
	6,6	16,3	1,46	0,67	1,35
11	5,2	16,8	0,00	0,76	1,89
	5,2	16,8	1,47	0,72	1,43
12	3,7	18,4	0,00	0,83	2,10
	3,7	18,4	1,47	0,78	1,64
13	2,5	19,6	0,00	0,89	2,27
	2,5	19,6	1,47	0,83	1,80
14	1,7	20,9	0,00	0,92	2,38
	1,7	20,9	1,48	0,87	1,82
15	0,0	21,7	0,00	1,00	1,97
	0,0	21,7	1,54	0,93	2,12
15 predikert	0,0	21,7	0,00	1,00	2,41
	0,0	21,7	1,54	0,93	2,34

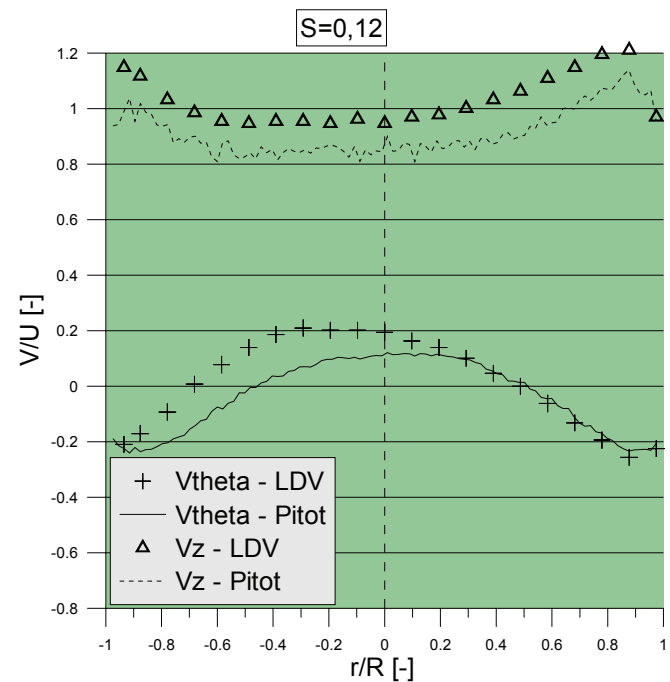
**Tabell 3-4 – Flowrater og swirlnummer i ulike driftspunkt**

### 3.3.1 Sammenligning av pitotmålinger og LDV-målinger

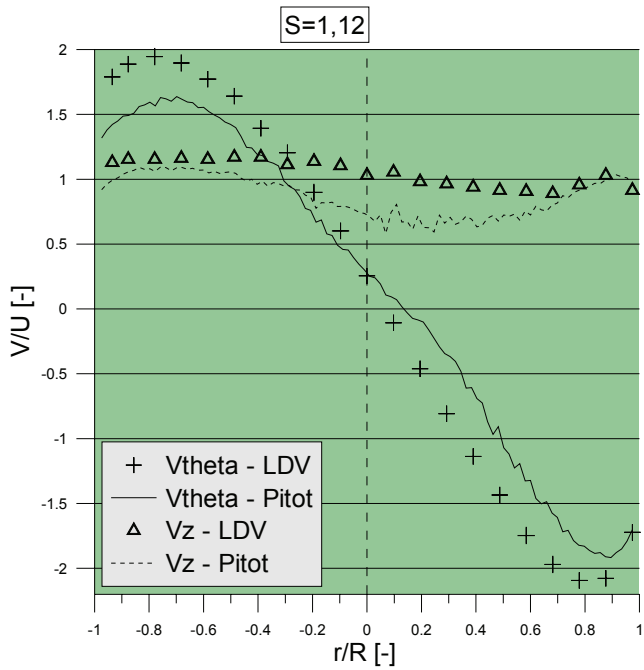
Figur 3-9 til Figur 3-14 viser hastigheter fra pitotmålingene gjort i prosjektoppgava og hastigheter målt med LDV for sammenligning. Gjennom tverrsnittet er det 21 målepunkt med LDV, og 100 målepunkt med pitot. Det er valgt ut tre driftstilstander (2, 5 og 15 fra Tabell 3-4) med hhv  $S=0,38$ ,  $S=1,12$  og  $S=1,97$ , da disse driftspunkta gir et godt bilde på sammenhengen mellom pitot- og LDV-målingene. Swirlnummeret er beregna fra pitotmålingene.  $V$  er hastigheta målt i hhv tangentiell (notasjon  $\theta$ ) og aksial (notasjon  $z$ ) retning.  $R=77$  mm og baktrykket lik 100 kPa. Driftspunkta er presentert parvis uten og med dyse. Diskusjon av delkapitlet finnes i kap 5.1.2.



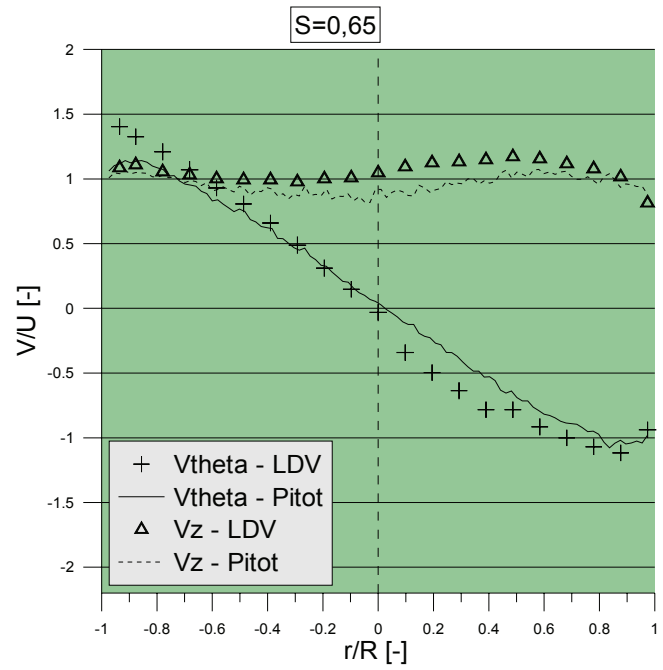
Figur 3-9 – Driftspunkt 2 uten dyse



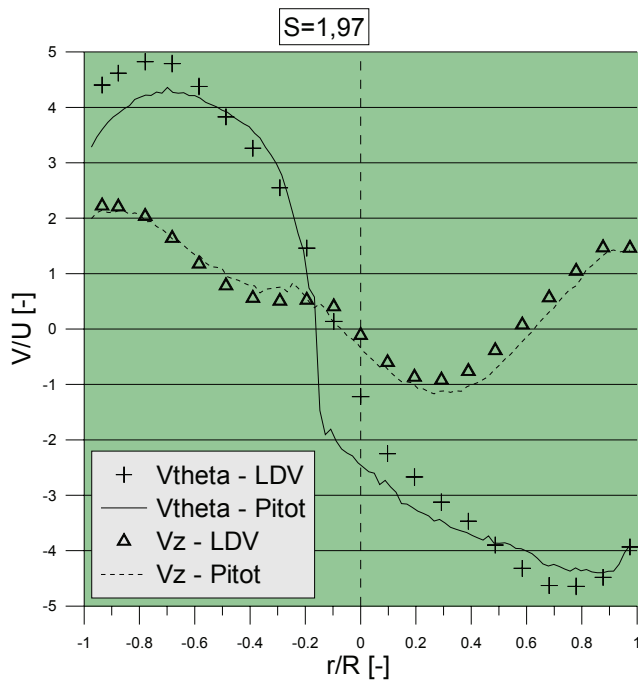
Figur 3-10 – Driftspunkt 2 med dyse



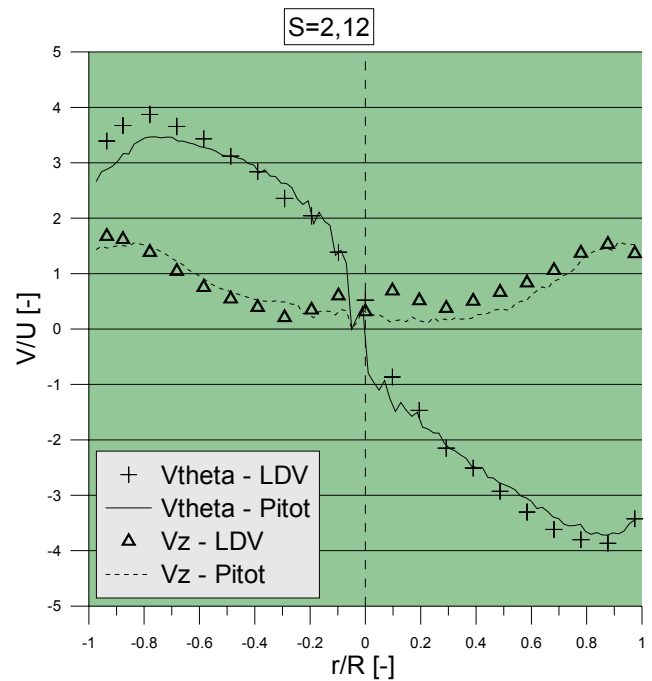
Figur 3-11 – Driftspunkt 5 uten dyse



Figur 3-12 – Driftspunkt 5 med dyse

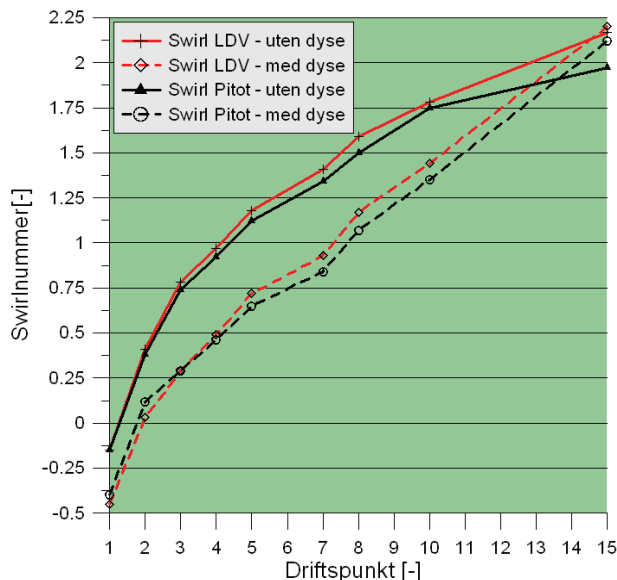


Figur 3-13 – Driftspunkt 15 uten dyse

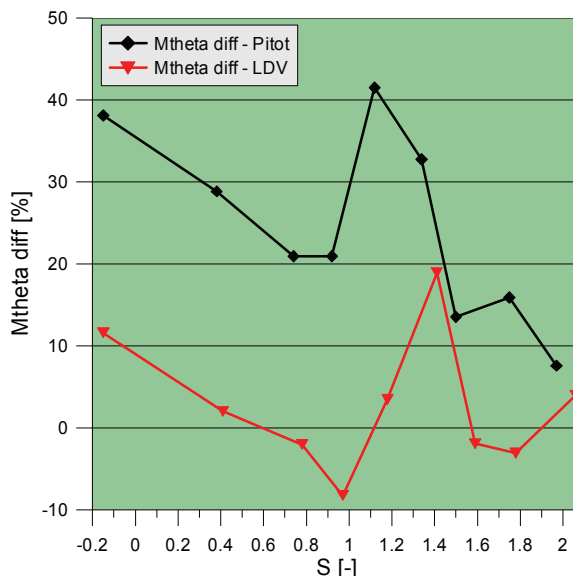


Figur 3-14 – Driftspunkt 15 med dyse

### 3.3.2 Swirlnummer og moment

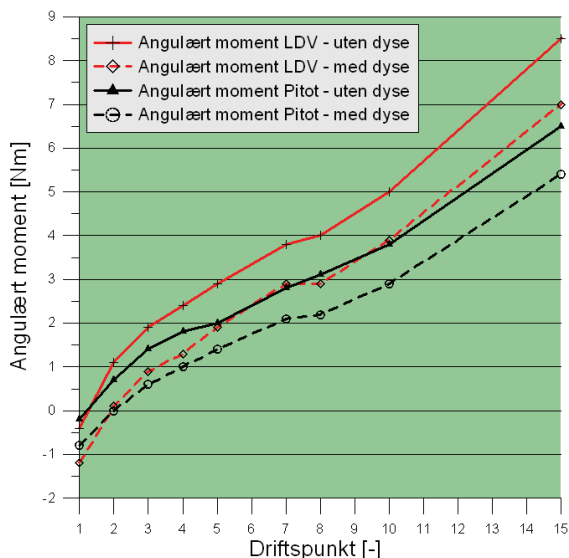


Figur 3-15 – Beregna swirlnummer fra pitot og LDV med og uten dyse

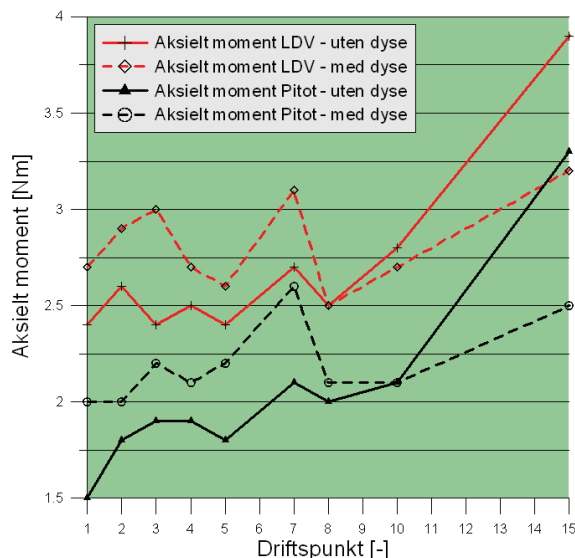


Figur 3-16 – Forskjell i angulært moment i % uten og med vanninjeksjon for pitot og LDV

Figur 3-15 og Figur 3-16 viser sammenligning av beregna swirlnummer og moment (Ligning 2-7) fra pitot- og LDV-målinger, både med (stipla linje) og uten (heltrukken linje) vanninjeksjon. Symbola angir hvilke målepunkt det er målt i. Jfr. Tabell 3-4.



Figur 3-17 - Angulært moment pitot og LDV

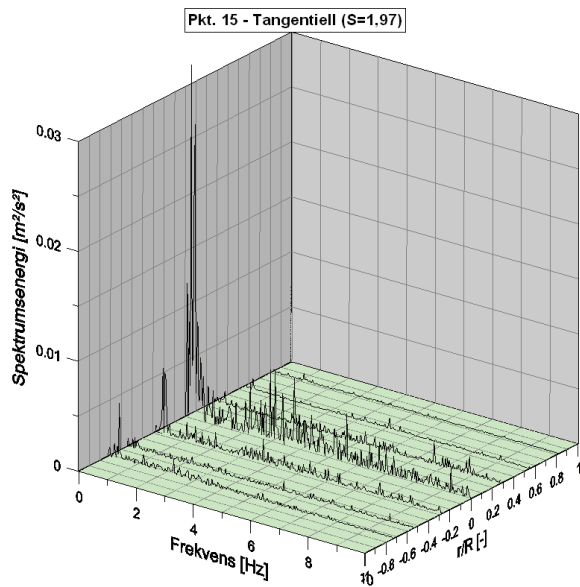


Figur 3-18 - Aksielt moment pitot og LDV

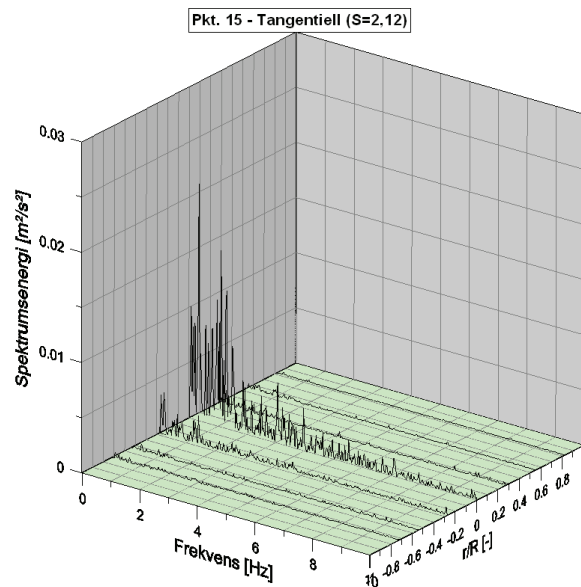
Figur 3-17 og Figur 3-18 viser angulært og aksielt moment i forhold til swirlnummer beregna på bakgrunn av pitot- og LDV-målingene. Se diskusjon i kap. 5.1.3.

### 3.3.3 Transiente hastighetsmålinger

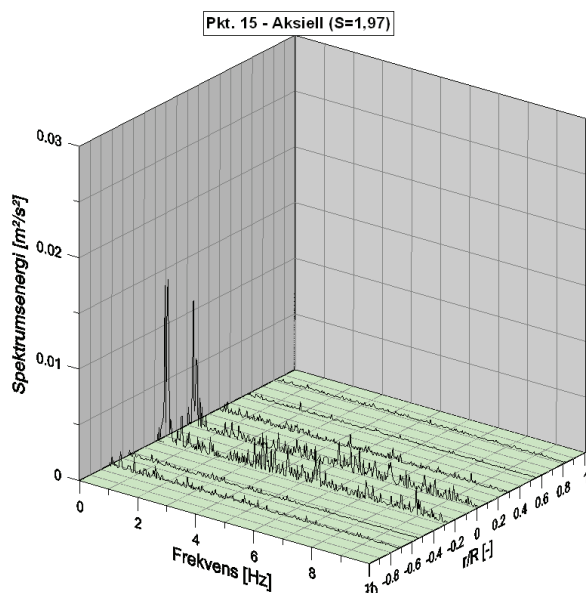
Figur 3-19 til Figur 3-22 viser frekvensanalyse gjort på de transiente hastigheta målt i pkt. 15 uten og med dyse. I appendiks B, Figur B-1 til Figur B-4 finnes tilsvarende resultater for driftspunkt 5. Der viser også Figur B-5 og Figur B-6 et eksempel på det transiente hastighetsforløpet. Delkapitlet diskuteres i kap. 5.1.4.



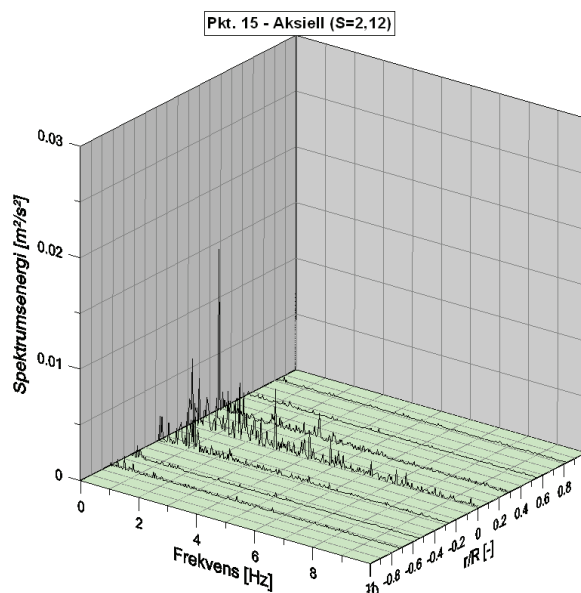
Figur 3-19 - Frekvens  $V_{\theta}$  pkt. 15 uten dyse



Figur 3-20 - Frekvens  $V_{\theta}$  pkt. 15 med dyse



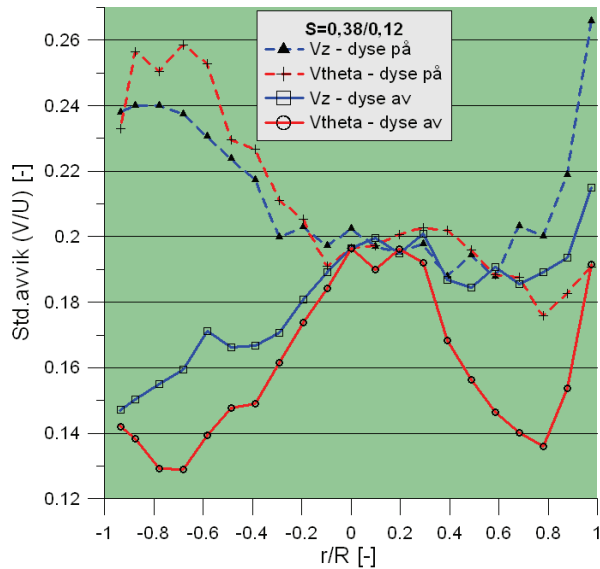
Figur 3-21 - Frekvens  $V_z$  pkt. 15 uten dyse



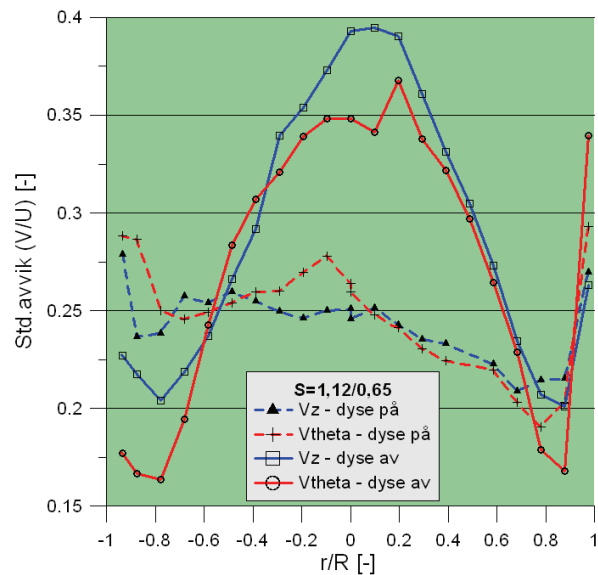
Figur 3-22 - Frekvens  $V_z$  pkt. 15 uten dyse

### 3.3.4 Standardavvik hastighetsmålinger

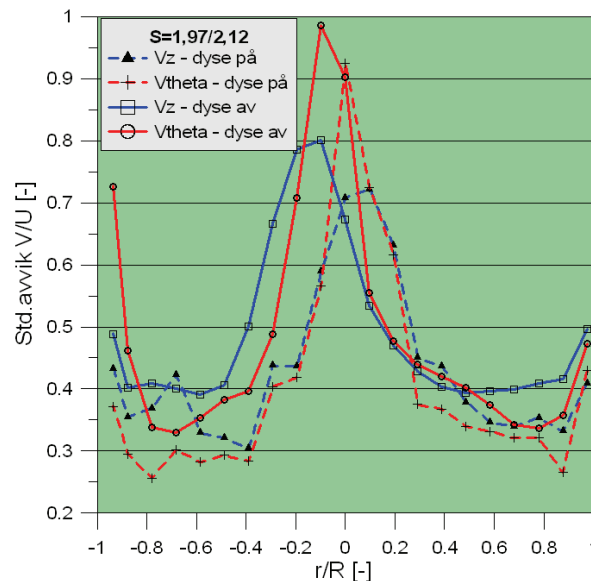
Figur 3-23 til Figur 3-25 under, viser standardavviket til hastigheta som funksjon av radius for pkt. 2, 5 og 15 ved 100 kPa. Verdia er normalisert. Heltrukken linje – dyse av, stipla linje - dyse på. Blå linje – aksial hastighet, rød linje – tangentiell hastighet. Diskusjon i kap. 5.1.5.



Figur 3-23 - Standardavvik hastighet pkt. 2, 100kPa



Figur 3-24 - Standardavvik hastighet pkt. 5, 100kPa



Figur 3-25 - Standardavvik hastighet pkt. 15, 100 kPa

### 3.3.5 Beskrivelse av strømningsbilde ved ulike driftspunkt

Se appendiks D for bildeserier av virvelutviklinga ved lesing av dette delkapitlet. Beskrivelsen i dette avsnittet gjelder uten dysa skrudd på. Ved baktrykk på 70 kPa og 85 kPa følger virvelen et mønster som følger, fra lite til mye spinn. Ved lite spinn (pkt. 2-3) er strøminga homogen og noen bobler kan sees i virvelformasjonen. Ved økende spinn observeres først en luftig virvel (Figur D-1). Videre overgang til, og så fullt ut en virvel som brer seg ut mot rørveggen (Figur D-2). Gassområde i senter. Opptrer i pkt. 4-8 ved 70 kPa. Videre er det en skarp overgang til en definert og ustabil gassvirvel (Figur D-3). For økende spinn blir denne tynnere (Figur D-4) og ser ut som en streng ved høyest spinn (Figur D-5). Virvelen inneholder fortsatt gass. Overgangen fra stor gassfylt virvel (Figur D-2) til definert men ustabil gassvirvel (Figur D-3) skjedde i pkt. 8 ved 70 kPa og i pkt 6 ved 85 kPa. Overgang fra definert ustabil gassvirvel (Figur D-4) til en tynn strengvirvel (Figur D-5) skjedde i pkt. 13 ved 70 kPa og i pkt. 11 ved 85 kPa. Strengvirvela ved 70 og 85 kPa inneholder kontinuerlig gassområde, og er 1-2 cm i diameter. Det kommer ikke så godt fram i Figur D-5.

Beskrivelsen i dette avsnittet gjelder med dysa skrudd på. Med vanninjeksjon opptre ikke den store gassvirvelen ved 70 og 85 kPa. Opp til og med pkt. 7 observeres kun ustabil strøming med luft, uten definert virvel. I pkt. 8 og 9 sees en luftig og mer definert virvel før en stor virvel brer seg ut i pkt. 10 og 11 (Figur D-8). For pkt. 12 oppstår en mindre og mer definert gassvirvel. Den er mer uryddig enn tilfellet uten dyse, og inneholder luftbobler (Figur D-9). Ved økende driftspunkt blir denne virvelen mindre og mer definert. Gass i senter kan tydelig sees. Ved høyest spinn opptre virvelen som en strengvirvel der en kan se gassområde i midten. Virvelbeskrivelsen gjelder ved 70 kPa. Samme forløp skjer ved 85 kPa, men gassutskillinga er noe mindre enn for tilsvarende punkt ved 70 kPa.

Den store gassfylte virvelen som brer seg ut mot rørveggen og den mindre, men definerte gassvirvelen er ikke å se ved 100 kPa og 115 kPa. I disse driftspunkta kommer en liten definert og ustabil virvel (strengvirvel som vist i Figur D-5) fram kun ved høye swirlnummer (pkt. 12-15). Denne strengvirvelen har ikke kontinuerlig gassområde i senter, men inneholder små gassbobler. Det er også luftbobler i resten av strøminga.



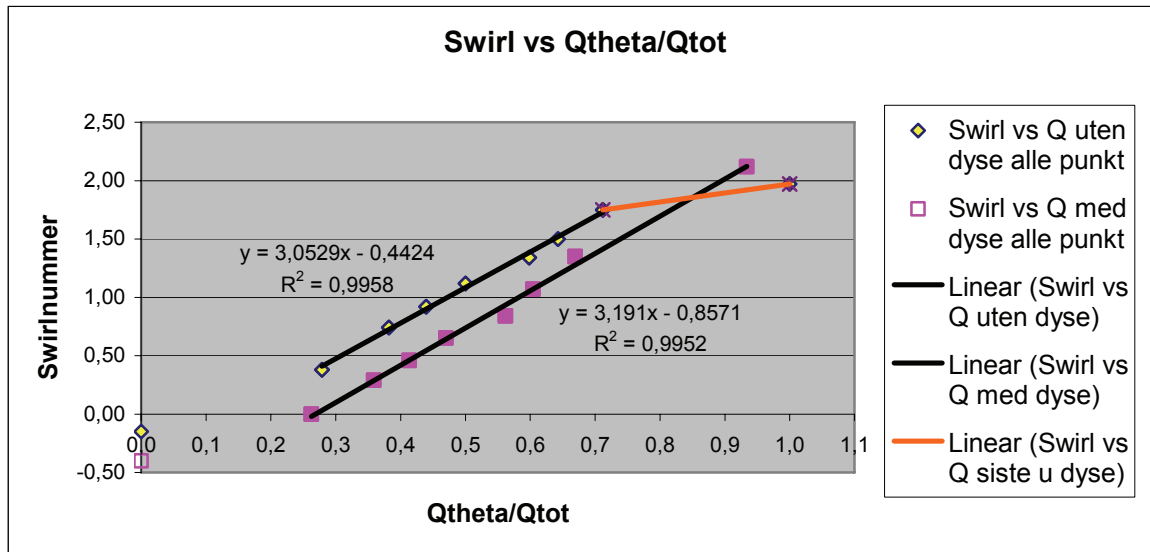
Ved lavere spinn er strømningsforholdene homogene uten synlige virvler og gassbobler og gir liten visuell forandring i ulike driftspunkt.

Med vanninjeksjon observeres tynn ustabil virvel (streng) ved pkt 13-15 ved 100 og 115 kPa, tilsvarende som i Figur D-5. Ved lavere spinn observeres kun uryddig og ustabil strømningsforholdene med luftbobler uten synlig virvel. Det er ikke presentert bilder av de homogene strømningsforholdene, da en ikke kan se strømningsforholdene som når det er en virvel tilstede.

### 3.3.6 Frekvensanalyse av trykkmålinger

Trykkdataene er prosessert gjennom ei frekvensanalysealgoritme (FFT) hentet fra ei øving i faget TEP 4545 [30], for å se hvilke frekvenser som er framtrædende i systemet. Dataene deles i divisjoner der det tas gjennomsnitt av 10 datapunkter før de kjøres i FFT-algoritma. Det gjøres for å filtrere bort høyfrekvent støy og små utslag uten betydning. Les mer om frekvensanalyse i kap. 2.4.

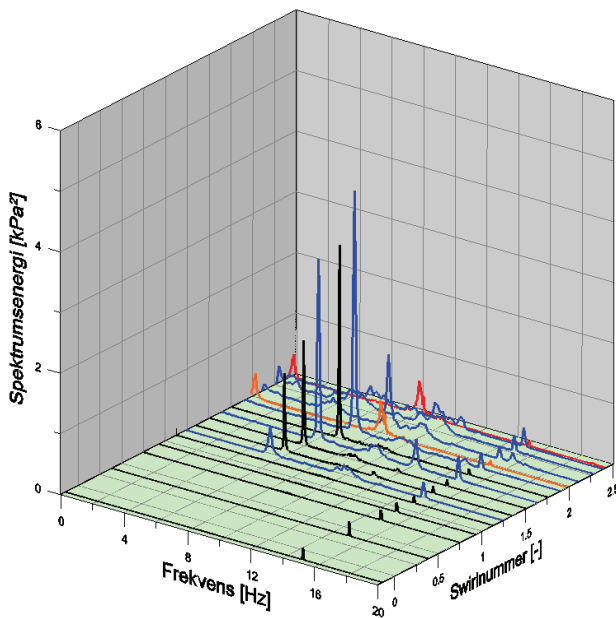
I figura under refererer svarte linjer og tall til driftspunkt målt i prosjektoppgava, mens blå punkt er målt våren 09. Det er ikke målt hastighet og swirlnummer for de blå driftspunkta. Swirlnummeret er beregnet ut ifra regresjon av sammenhengen mellom volumstrømmer og swirlnummer fra målingene gjort høsten 08, jfr. Figur 3-26. Oransje og rødt punkt er tilstanden med all volumstrøm i det tangentielle røret (driftspunkt 15) gjort høsten 08. Oransje angir faktisk målt swirlnummer, og rødt punkt angir swirlnummer ved å følge samme korrelasjon for swirlnummer som for de nye (blå) måleseriene. Der det kun er presentert resultater fra venstre side, er dette fordi forskjell mellom venstre og høyre side er vurdert til ikke å være av betydning. Diskusjon av delkapitlet finnes i kap 5.1.7.



**Figur 3-26 - Sammenheng mellom volumstrømmer og swirlnummer**

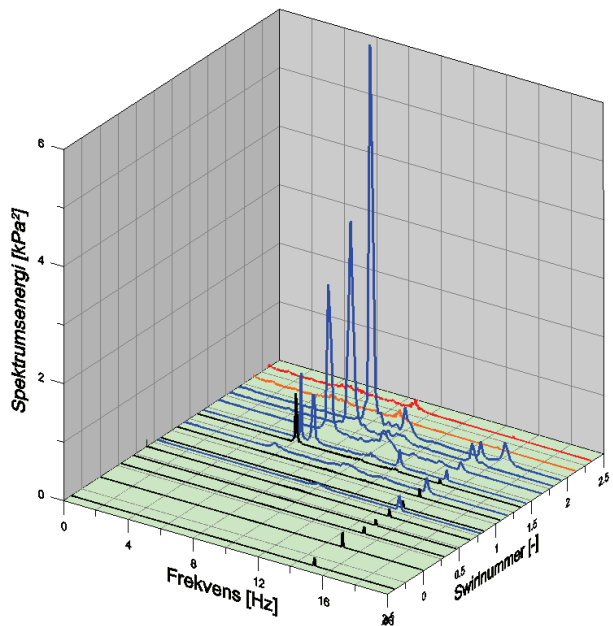
Figur 3-27 og Figur 3-28 viser frekvenser ved 100 kPa for venstre side. Resultat fra høyre side er nærmest identiske, og finnes i appendiks C, Figur C-1 og Figur C-2.

Venstre trykktransduser - dyse av



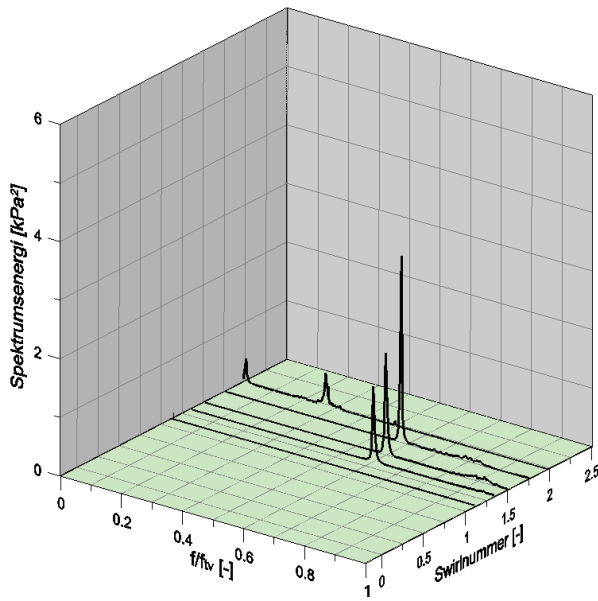
**Figur 3-27 - 100kPa venstre side - dyse av**

Venstre trykktransduser - dyse på

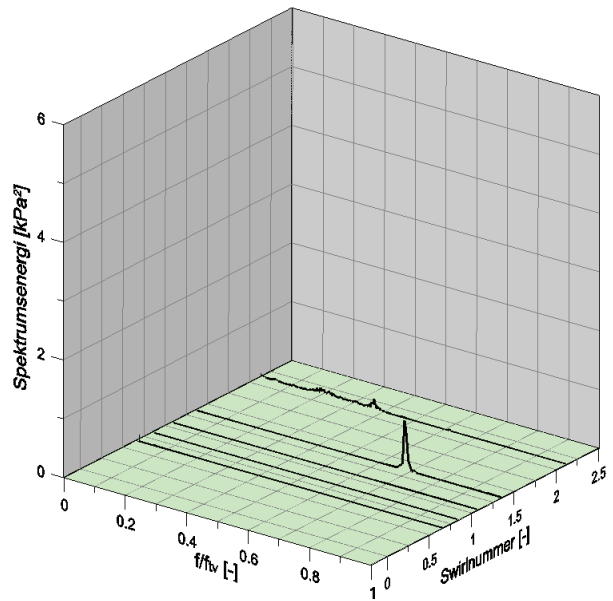


**Figur 3-28 -100kPa venstre side - dyse på**

Figur 3-29 og Figur 3-30 viser driftspunkt 5, 7, 8, 10 og 15 der frekvensen er normalisert ved  $f_{IV}$ .



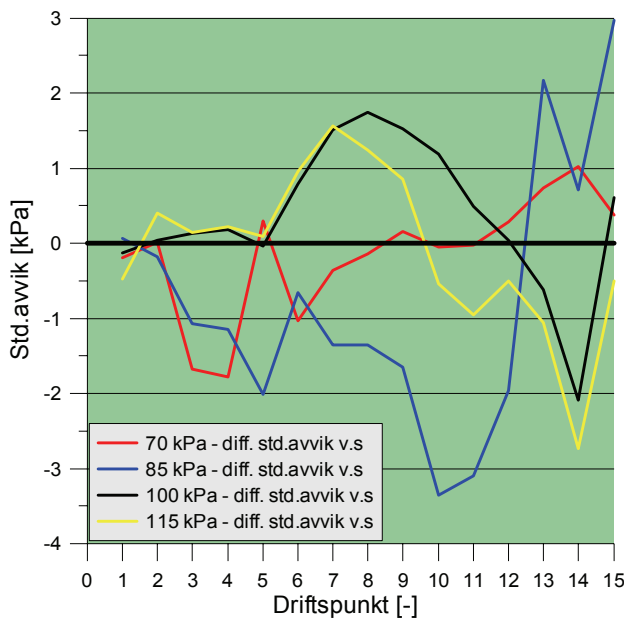
Figur 3-29 - 100kPa venstre side – dyse av, normalisert frekvens



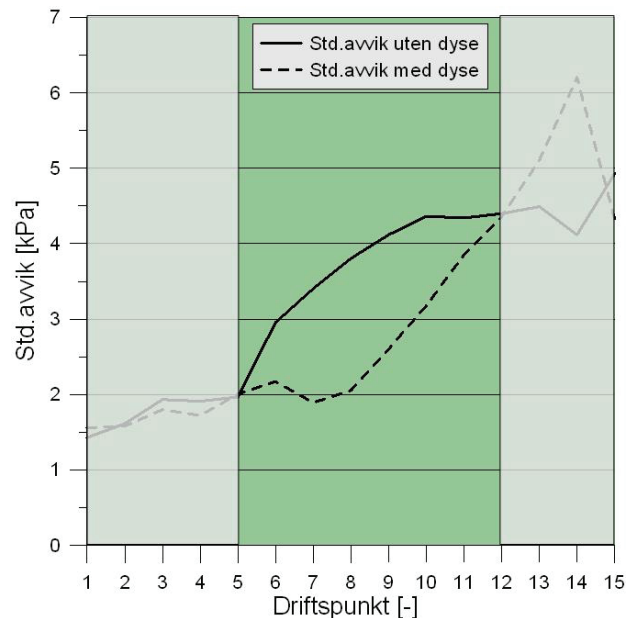
Figur 3-30 - 100kPa venstre side - dyse på, normalisert frekvens

### 3.3.7 Standardavvik trykkmålinger

Figur 3-31 viser differanse (diff = std uten dyse – std med dyse) i standardavvik. Positiv differanse betyr mindre utslag i trykksvingninger med dysa skrudd på.



Figur 3-31 - Differanse i std.avvik ved dyse av/på – venstre side

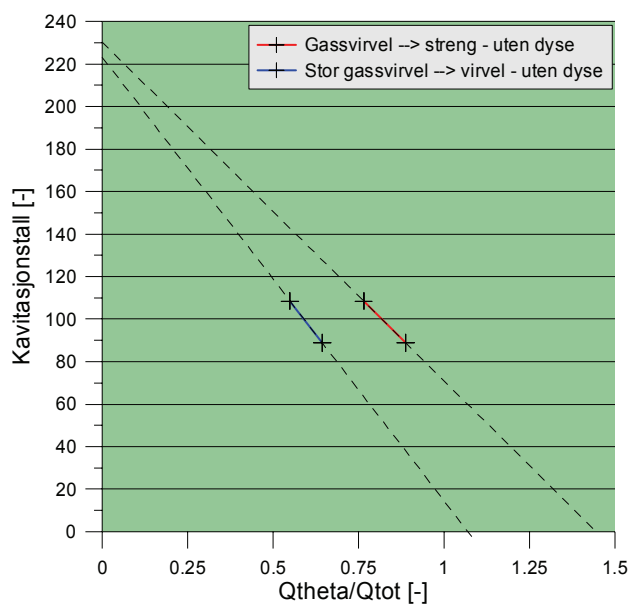


Figur 3-32 – Optimalt dyseoperasjonsområde – 100 kPa

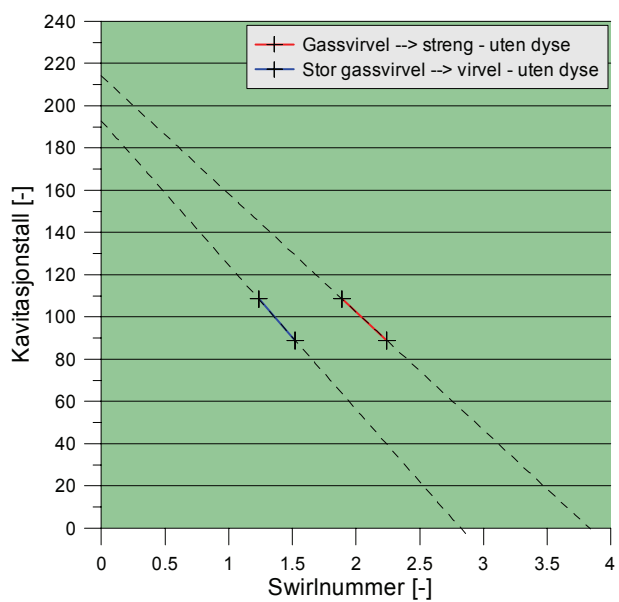
Figur 3-32 gir en bedre oversikt over hvilke driftspunkt dysa gir lavere standardavvik og bør brukes i. Diskusjon av delkapitlet finnes i kap. 5.1.9.

### 3.3.8 Kavitasjonstall og virveloverganger

Figur 3-33 og Figur 3-34 viser kavitasjonstallet plotta mot hhv spinn gitt ved volumstrømsforhold, og swirlnummer. Delkapitlet er diskutert i kap. 5.1.10.



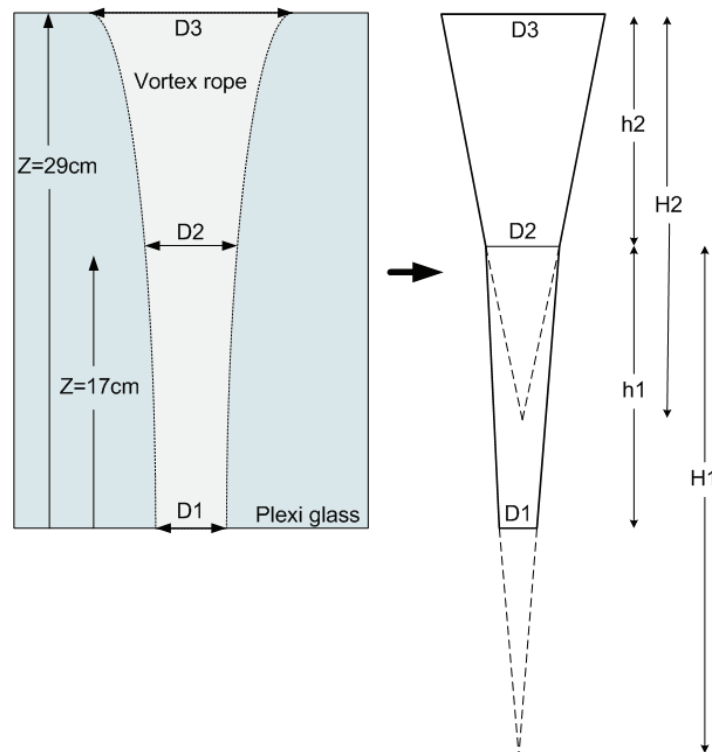
Figur 3-33 - Kavitasjonstall mot  $Q_{\theta}/Q_{tot}$



Figur 3-34 - Kavitasjonstall mot swirlnummer

### 3.3.9 Kvantifisering av gassvolum

Det er foretatt ei manuell avlesning av det synlige gassvolumet som oppstår i alle 15 driftspunkt ved 70 kPa. Det er målt omtrentlig diameter i tre posisjoner, hhv bunn av pleksiglass, 17 cm fra bunn og ved toppen av pleksiglasset. Det er videre antatt lineær sammenheng mellom radius og høyde i de tre posisjonene. Volumet av det synlige gassområdet er beregna ved å legge sammen de to avkappa kjeglevoluma som kan sees i Figur 3-35.



Figur 3-35 - Forenkla figur for beregning av gassvolum

Volumet for ei kjegle kan uttrykkes

$$V_{kjegle} = \frac{\pi r^2 \cdot H}{3}$$

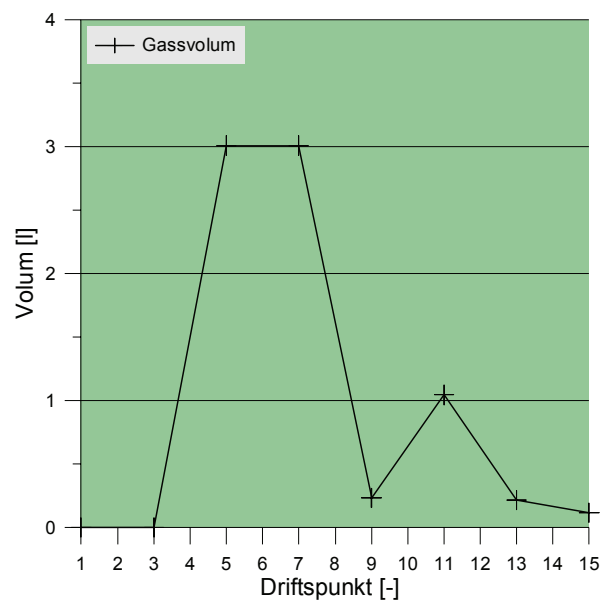
**Ligning 3-1**

der H er høyda i kjegla. Fra geometri kan en da regne ut det synlige gassvolumet. Målte og beregna gasdata er tabulert i Tabell 3-5, og grafisk framstilt i Figur 3-36. Delkapitlet diskuteres i 5.1.11.

Gassvolum $p=70$ kPa				
Z-plexiglass [cm]	0	17	29	
Driftspunkt	Vortex rope diameter [cm]			Volum synlig virvel [l]
	Pos 1	Pos 2	Pos 3	
1	0	0	0	0
2	0	0	0	0
3	0	0	0	0
4	0	0	0	0
5	11,5	11,5	11,5	3,01
6	11,5	11,5	11,5	3,01
7	11,5	11,5	11,5	3,01
8	2	4	5	0,235
9	2	4	5	0,235
10	6	7	7,5	0,980
11	6	7	10,5	1,05
12	2	2,5	3,5	0,125
13	2,5	3,5	4	0,216
14	2	2,5	3	0,121
15	2	2,5	2,5	0,117

Tabell 3-5 – Målte diametre og beregna gassvolum ved 70 kPa

Figur 3-36 viser grafisk framstilling av gassvolumet.



Figur 3-36 – Gassvolum ved 70 kPa

## 4 Numeriske simuleringer (CFD)

### 4.1 Formål

Femte punkt av oppgava går ut på å modellere eksperimenta i et numerisk regnverktøy for sammenligning med de eksperimentelle dataene. Dette blei også gjort i prosjektoppgava, men med varierende grad av suksess.  $k-\epsilon$ -modellen viste seg lite godt egna for å beskrive gjeldene strømningsproblem. RSM-modellen som egner seg bedre for roterende strømning ga ikke konvergens i noen av tilfella. Målet er å oppnå konvergens og et tilfredsstillende resultat med RSM-modellen, og videre bruke den som utgangspunkt for transient analyse av strømningsproblemet.

For simuleringene er det benytta systemtegning gjort i Autodesk Inventor av ph.d. kandidat Håkon Hjort Francke. I de numeriske simuleringene brukes ANSYS CFX som enkelt kan importere tegninger laget i Autodesk Inventor.

## 4.2 Turbulensmodeller

Det finnes flere typer turbulensmodeller for ulike formål. Generelt kan en si at jo mer nøyaktig resultat en vil ha, jo mer ressurser og tid kreves for å få ei løsning. Enkelte modeller har svakheter ved beregning av spesielt krevende strømninger med f. eks sterk rotasjon, avløsning i grensesjikt eller sterke skjærspenninger innad i fluidet. I denne oppgava brukes to typer turbulensmodeller, k- $\epsilon$  og Reynold Stress SSG.

### 4.2.1 k- $\epsilon$ -modellen

k- $\epsilon$  er den mest utbredte og verifiserte turbulensmodellen. Det er en såkalt to-ligningsmodell som benytter to transportligninger for den numeriske løsningen. Det er en numerisk robust modell som gir et godt forhold mellom nøyaktighet og regnetid i mange tilfeller. Derimot har den svakheter ved sterkt roterende strømninger, separasjon og i områder der det opptrer sterke skjærspenninger i fluidet som ved sekundærstrømning. En svakhet er at den ikke klarer å beskrive hurtige endringer i strømminga på en god måte. Den tilfører derimot løsningen numerisk diffusjon som fører til at en ofte oppnår ei løsning, men ofte med mindre markerte endringer og lavere amplituder enn det som er tilfellet i det virkelige problemet. Under sees ligninga for beskrivelse av den kinetiske energien k, og ligninga for beskrivelse av dissipasjonen  $\epsilon$ . Se kap. 3 om turbulensmodellering i [31] for utledning.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \text{div}(\rho k \bar{U}) = \text{div} \left[ \frac{\mu_t}{\sigma_k} \text{grad}(k) \right] + 2\mu_t S_{ij} \cdot S_{ij} - \rho \epsilon$$

**Ligning 4-1**

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \text{div}(\rho \epsilon \bar{U}) = \text{div} \left[ \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \text{grad}(\epsilon) \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} 2\mu_t S_{ij} \cdot S_{ij} - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k}$$

**Ligning 4-2**

Ligning 4-1 og Ligning 4-2 inneholder fem konstanter som vanligvis settes til følgende verdier [31]:



$C_\mu$	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$\sigma_\varepsilon$	$\sigma_k$
0,09	1,44	1,92	1,30	1,00

**Tabell 4-1 - Konstanter i transportligningene i k-ε-modellen**

## 4.2.2 Reynold Stress Modellen (RSM)

k-ε-modellen kommer lett til kort i beskrivelse av kompliserte strømnings med store spenninger. Reynold spenningene blir ikke godt representert i de drivende ligningene i k-ε-modellen. RSM regner derimot ut de retningsavhengige reynoldsspenningene,  $R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$ . De beskriver kompliserte spenningsfelt i strømnings mer detaljert enn k-ε-modellen. Den eksakte formen for transport av reynoldsspenningene  $R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$ , ser ut som følger:

$$\frac{DR_{ij}}{Dt} = \frac{\partial R_{ij}}{\partial t} + C_{ij} = P_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij} + \Pi_{ij} + \Omega_{ij}$$

**Ligning 4-3**

Seks differensialligninger beskriver hver av de forskjellige reynoldsspenningene i form av konveksjon, produksjon, diffusjon, dissipasjon, gjensidig turbulent trykk-spenningspåvirkning og rotasjon. I tillegg løses ligninga for skalar dissipasjon av  $\varepsilon$ . I CFD-koder brukes derimot den forenkla utgaven som også brukes i k-ε-modellen:

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \text{div} \left( \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \text{grad}(\varepsilon) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\nu_t S_{ij} \cdot S_{ij} - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k}$$

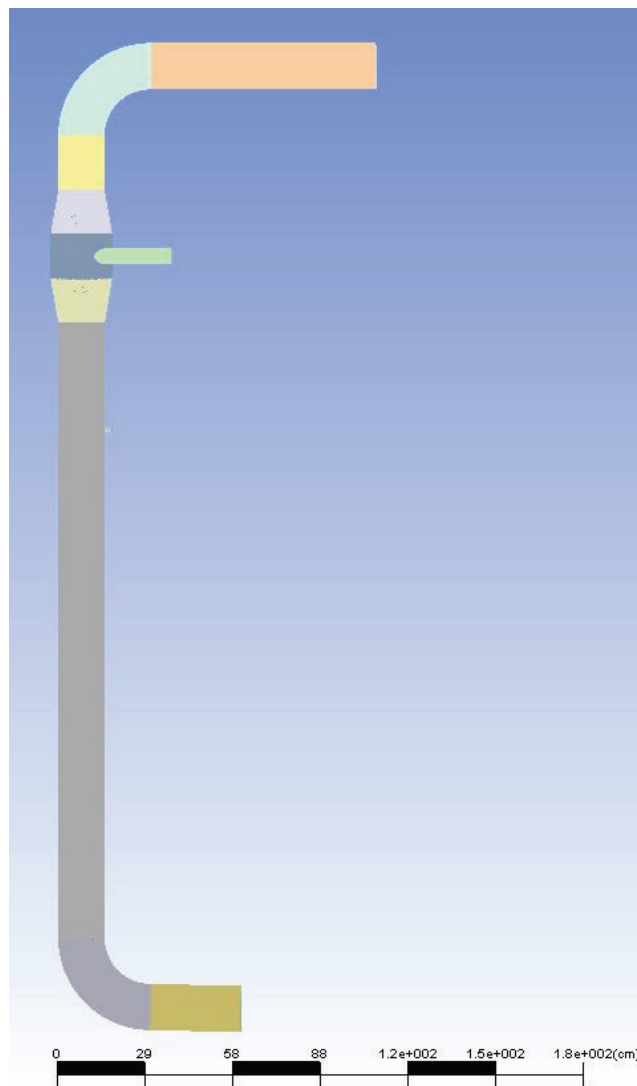
**Ligning 4-4**

Konstanta er de samme som i Tabell 4-1. Se kapittel om turbulens i [31] for fullstendige uttrykk og utledning av Ligning 4-3. Det finnes flere varianter av RSM i ANSYS CFX, men ifølge hjelpefunksjonen er det SSG-varianten som egner seg best for sterkt roterende strømnings. Det er derfor valgt å benytte denne i kombinasjon med den tradisjonelle k-ε-modellen.

## 4.3 Modelltegning og grid

### 4.3.1 Modelltegning

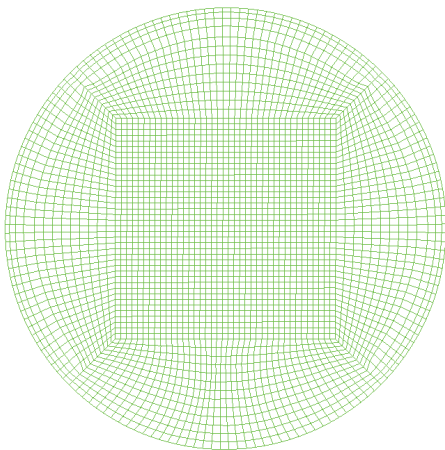
Modellen av miniriggen er tegna i Autodesk Inventor av Håkon Francke. Hele riggen er ikke med i tegninga, da den i tillegg består av en rørkrets, sump og pumpe. To bend, før og etter testseksjonen, er tatt med da de kan ha innvirkning på spinnnet i strømminga. Se Figur 4-1 for tegning av modellert rigg. Dysa kan svakt sees på høyre side under innsnevringa på hovedrøret.



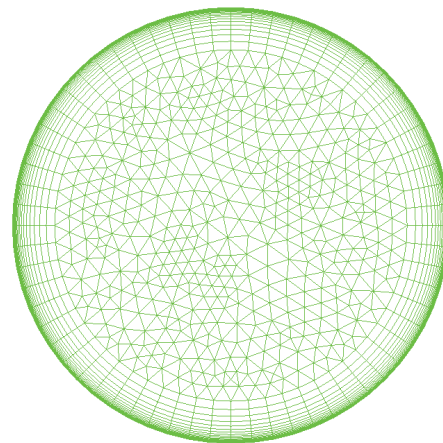
Figur 4-1 – Tegning av minirigg vist i ANSYS Workbench

### 4.3.2 Grid

For å kunne beregne et strømningsproblem numerisk, må strømningsvolumet deles opp i et endelig antall punkter (noder) hvor en beregner alle fluidegenskaper (trykk, temperatur, hastighet, etc.). Generering av et godt grid er hovedutfordringa ved numeriske beregninger. Løsninga kan variere sterkt mellom ulike grid. Derfor er det viktig å ha et grid som er så godt som mulig tilpassa det gjeldene strømningsproblemet. Oppdelinga kan skje på ulike måter, både systematisk og usystematisk avhengig av geometrien. Systematiske grid har fordelen med hurtigere konvergens, mindre numerisk diffusjon og normalt nøyaktigere løsning ved enkel geometri. Ved komplekse geometrier er ofte ustrukturerte grid den beste løsninga. Da deles volumet opp i tetrahedere, prismer og pyramider. I problemet som er sett på i denne oppgava består strømningsvolumet av rette sirkulære rør, sirkulære rør med bænd og sirkulære rør med arealendring. For rør er butterfly-gridet en god måte å dele opp strømningsvolumet på. Det er et strukturert grid med kvadrater i senter av røret og sirkulære gridlinjer mot rørveggen som brer seg gjennom hele lengden av røret. Se Figur 4-2.



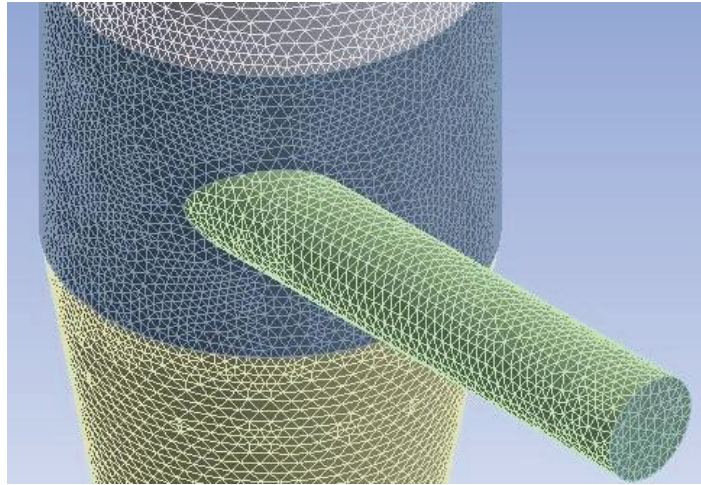
Figur 4-2 - Butterflygrid



Figur 4-3 – Innløpsgrid fra CFX-mesh

Mesh-verktøyet CFX-mesh som er innebygd i ANSYS Workbench har ikke mulighet for strukturerte grid. Derfor er det valgt et ustrukturert grid for simuleringene som er vist i Figur 4-3. Det er viktig at avstanden mellom nodene ikke er for stor. Om det er sterke gradienter i strømnings vil ikke naborodene få med seg den fulle endringa som skjer i fluidet. Områder med sterke gradienter har strengere krav til gridopløsning enn områder med svake gradienter. I dette tilfellet er det viktig å ha høy oppløsning der hvor

spinnnet genereres og der vanninjeksjonen finner sted. Plutselige sprang i gridoppløsning må unngås.



**Figur 4-4 – Utsnitt av overflategridet ved spinngeneratoren**

Underveis i arbeidet er flere ulike grid utprøvd. Ofte ga grove grid hurtigere konvergens for  $k$ - $\epsilon$ -modellen, men best løsning er oppnådd med et fint grid. RSM-SSG krasjer ofte fort med grove grid, uten å gi løsning i det hele tatt. Det er valgt å presentere resultat fra gridet med høyest oppløsning som ga resultat nærmest målte verdier. Totalt har meshet 3,52 millioner noder og 9,79 millioner elementer. Dette var svært ressurskrevende å kjøre, og la beslag på over 8gb RAM. Ph.d. kandidat Håkon Franckes super-pc var eneste mulige regnemaskin her på huset.

Modellen sees i Figur 4-1 (hver rørdel med ulik farge) der alle de ulike rørkomponenta har egne innstillinger for overflategrid valgt i forhold til strømningsbildet i det gjeldene området. Videre har også alle innløp og utløpet egen gridoppløsning. Volumgridet har en fastsatt maksimal avstand på 0,5 cm. Volummeshet avhenger av oppløsninga på de respektive vegger rundt. Det er lagt inn grensesjikt mesh med gradvis ekspansjon inn mot senter. Se Figur 4-3.

Litteratur som omhandler meshing i komplekse geometrier er bl.a. "An introduction to computational fluid dynamics – The finite volume method" [31] (kap. 11) og "Computational methods for fluid dynamics" [32] (kap.8). Teori om meshing er delvis henta fra disse to bøkene.

## 4.4 Prosedyre ved simuleringer

### 4.4.1 Egenskaper for simulering

Driftspunkt 10 fra Tabell 3-4 er valgt ut for numerisk simulering. k- $\epsilon$ -modellen kjøres først så resultatene derfra kan brukes som initialverdier i RSM-SSG. Initielt er simuleringene kjørt stasjonære med vann ved 18°C som medium. Referansetrykk er satt til 1 atm. No-slip betingelse er brukt på veggene, som anses glatte. Det er brukt en innebygd veggfunksjon som kalles automatic for k- $\epsilon$ -modellen og scalable wall function for RSM-SSG. Disse sørger for at innerste node ikke havner i sub-layer, men i log-layer av grensesjiktet. Se [14] for detaljer om grensesjiktet. CFX sitt standard adveksjonsskjema som kalles high resolution er brukt. Videre er det lagt inn gravitasjonskrefter i z-retning. Strømninga beregnes isotermisk, og turbulensintensiteta er satt til medium intensity and eddy viscosity ratio på innløp, og som zero gradient på utløp.

Grensebetingelser er satt til følgende:

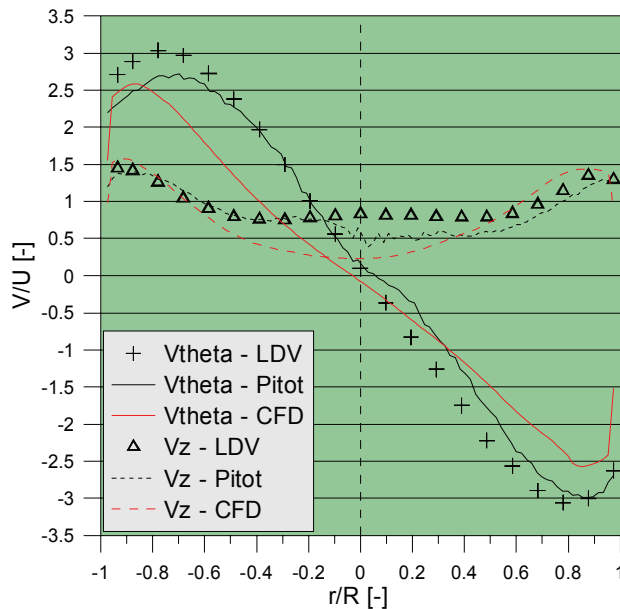
Region	Boundary	Property	Nozzle off	Nozzle on
Inlet Main	Inlet	Mass flow rate	6,6 [kg/s]	6,6 [kg/s]
Inlet swirl generator	Inlet	Mass flow rate	16,3 [kg/s]	16,3 [kg/s]
Inlet nozzle	Wall/Inlet	- / Mass flow rate	Wall	1,46 [kg/s]
Outlet	Opening	Static pressure	17 kPa	17 [kPa]

**Tabell 4-2 – Grensebetingelser for simuleringer**

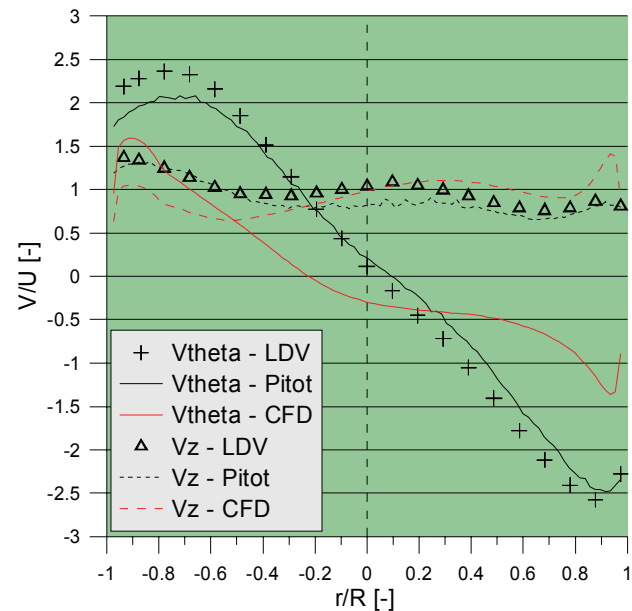
## 4.5 Resultater fra numeriske simuleringer

### 4.5.1 Stasjonære simuleringer

Figur 4-5 og Figur 4-6 viser sammenligning av hastigheter fra pitot, LDV og CFD i driftspunkt 10 ved 100 kPa, både uten og med vanninjeksjon.



Figur 4-5 – Driftspunkt 10 - uten dyse



Figur 4-6 – Driftspunkt 10 – med dyse

Tabell 4-3 viser tabulerte verdier av swirlnummer og moment fra pitotmålinger, LDV-målinger og numeriske simuleringer. Resultata diskuteres i kap. 5.3.2.

Datagrunnlag	Swirlnummer [-]	Angulært moment [Nm]	Aksielt moment [Nm]
Pitot u dyse	1,75	3,80	2,10
LDV u dyse	1,78	5,00	2,80
CFD u dyse	1,44	3,48	2,42
Pitot m dyse	1,35	2,90	2,10
LDV m dyse	1,44	3,90	2,70
CFD m dyse	0,76	1,47	2,06

Tabell 4-3 – Sammenligning swirl og moment pkt. 10 – 100 kPa

Simuleringsrapporter er lagt ved i appendiks E.

## 5 Diskusjon

### 5.1 Diskusjon av eksperimentelle resultater

#### 5.1.1 Vurdering av måledata fra LDV

Det viste seg å være svært vanskelig å opprettholde høy datarate og validation på de tre målepunkta nærmest vinduet. I disse tre punkta avtok dataraten først ned mot ca 200 Hz, så til ca 50 Hz nærmest vinduet. Validation sank også ned mot 50-60 % i de dårligste tilfella. I resten av målingene lå dataraten på 400-1100 Hz avhengig av hastigheter og måleposisjon. Validation lå oftest i området 92-94 %, med noen tilfeller ned mot 89 % og noen få tilfeller over 94 %. Bortsett ifra punkta nærmest vinduet kan en si at måledataene er gode. Formen på normalfordelinga av hastighetene som måles er en viktig faktor for om måleresultata er av god kvalitet. Denne var bra i alle tilfeller, utenom for de tre punkta nærmest vinduet. Effekten av de kvalitetsmessig dårlige målepunkta sees i hastighetsplott som diskuteres mer utførlig i kapittel 5.1.2.

#### 5.1.2 Sammenligning av pitot- og LDV-målinger

For å verifisere målingene gjort med pitot i prosjektoppgava er LDV-målingene gjort i de samme driftspunkta som pitotmålingene. Resultata er entydige, og viser at LDV-målingene sammenfaller godt med pitotmålingene. Tre driftspunkt med hhv originalt  $S=0,38$ ,  $S=1,12$  og  $S=1,97$  er valgt ut for sammenligning da disse gir et godt bilde av de ulike driftspunkta. Se Figur 3-9 til Figur 3-14.

Generelt er det målt noe høyere aksial hastighet,  $V_z$ , med LDV. Særlig for de laveste swirlnummera. Profilformen sammenfaller dog godt for den aksielle komponenten. Den tangentielle komponenten,  $V_{theta}$  fra LDV sammefaller også godt med hva som er målt med pitot. En trend er at LDV-resultata gir høyere ekstremalverdier, altså større  $V_{theta-max}$  og  $V_{theta-min}$ . Profilformen sammenfaller godt, og best samsvar fås ved økende

spinn. Ved dysa skrudd på viser også bedre sammenfallende resultater for både aksial og tangentiell komponent. Figur 3-13 viser noe avvik i senter av røret ved høyeste swirlnummer, mens begge profila følger hverandre godt uten om i senter. I dette driftspunktet er virvelen sterkt ustabil, som gjør pitotmålingene usikre. Dette punktet blei forkasta i prosjektoppgava, da det blei antatt at målinga ikke stemte. Ved sammenligning med LDV-målingene viser de seg allikevel å stemme godt overens bortsett fra et lite område i senter uten dysa skrudd på. Strømninga i dette driftspunktet fluktuerer mye, noe som gjør det vanskelig for pitoten å innstille seg korrekt mot strømninga.

I flere driftspunkt, som i bl.a. Figur 3-9 og Figur 3-12 observeres det at den tangentielle komponenten fra LDV-målingene ikke bøyer av mot den venstre vegg. Det antas å ha med plasseringa av glasspluggen å gjøre. Pluggens flate form vil endre strømningsmønsteret noe, samtidig som den korte avstanden fra glasset til målepunktet kan påvirke måleresultatene. Som nevnt i kapittel 5.1 var det ikke mulig å oppnå målinger av god kvalitet nærme vinduet.

De målte hastighetene viser god overenstemmelse med teorien om form som en rankine vortex, med tvungen vortex i senter, og tilnærma fri vortex ved rørveggen. Unntak gjelder enkelte LDV-målinger nærme vinduet.

### 5.1.3 Sammenligning av swirl og moment

Swirlnummer regnes ut fra hastighetsprofilen målt i strømninga. Se kap. 2.3.2 for definisjon. Figur 3-15 viser swirlnummeret beregna ut ifra pitot- og LDV-målingene. De sammenfaller godt både for tilfellet uten og med vanninjeksjon. Swirlnummeret fra LDV-målingene er en anelse høyere enn fra pitotmålingene. Både tangentiell og aksial hastighet er målt noe høyere med LDV. Bidraget til den tangentielle hastigheta bidrar mest, og fører til en liten økning i swirlnummer beregna fra hastighetsfeltet fra LDV. For punkt 15 uten dyse er det ikke samsvar i swirlnummer fra pitot og LDV. Swirlnummeret fra LDV følger en trend som passer bedre i forhold til driftspunkta med lavere spinn. Det antas at avviket i tangentiell hastighet i Figur 3-13 er hovedgrunnen til dette. Siden rotasjonen i det tilfellet er forskjøvet i forhold til senter av røret vil en som følge av



swirlnummerdefinisjonen miste bidrag i moment både der hastigheta er null og der radien er null. Ved senter av spinnnet i midten av røret vil en kun ha ett punkt der produktet av radius og hastighet er null. Initielt antas det at swirlnummeret senkes ved vanninjisering, mens det måles det motsatte i pkt. 15 med pitot. Fra LDV-målingene ser en at swirlnummeret er tilnærma likt i pkt. 15 med og uten dyse. Pkt. 15 avviker fra trenden med minkende spinn med vanninjeksjon med både pitot og LDV. Det er grunn til å tru at LDV-resultata er mer korrekte i det fluktuerende driftspunktet, pga umiddelbare målinger av et stort utvalg, som igjen midles.

Når det gjelder beregna moment i tangentiell og aksiell retning, samsvarer disse godt enten de er beregna fra pitot- eller LDV-målinger, både med og uten dyse. Se Figur 3-17 og Figur 3-18. Moment basert på LDV har generelt noe høyere verdi, og øker for høyere spinn. Formen på kurvene stemmer godt overens. Mellom pkt. 10 og 15 ser en at det aksielle momentet øker betraktelig med dysa på. Den store differansen i moment bidrar til at swirlnummeret øker (pitot) eller holdes konstant (LDV) med dysa skrudd på i dette driftspunktet. Ved å ta Figur 3-13 og Figur 3-14 i nærmere øyesyn ser en at det er kraftig tilbakestrømning i senter av røret i dette punktet uten dyse. Tilbakestrømninga forsvinner ved påslag av dysa, og den aksielle hastigheta holder seg jevnt lav i senter av røret. ( $<0,5$ ) Det aksielle momentet er en funksjon av radien og aksiell hastighet i annen potens. Lav hastighet i senter gir derfor lite bidrag, mens høyere hastighet ved større radius gir et større bidrag. Definisjonen av det aksielle momentet tilsier at også negativt hastighetsbidrag gir positivt bidrag til det aksielle momentet. Dette er med på å forklare lavere aksielt moment med dyse på i pkt. 15 og dermed også høyere swirlnummer.

Figur 3-16 viser hvor stor andel av det injiserte momentet som ikke bidrar til reduksjon av angulært moment i strømninga. Pitotmålingene viser at over 40 % av det injiserte momentet går tapt i pkt. 5. Momenttapa måles generelt mye høyere fra pitot enn fra LDV. Merk at trendene er veldig like, mens tap beregna fra LDV-målingene er små i forhold. Oftest  $<5$  %. Kun pkt. 1 og 7 har høye tap. Merk at det også beregnes negativt tap i enkelte punkt. Dette er sjølsagt ikke mulig, og skyldes bl.a. unøyaktighet i flowmetera og i hastighetsmålingene. Mindre tap av det angulære momentet basert på LDV-målingene underbygger at disse hastighetsmålingene er mer korrekte enn målingene foretatt med pitot. Små tap, og i enkelte tilfeller små negative differanser, tyder på at tapet av injisert moment fra injeksjonspunkt til målepunkt er lite. At det i

enkelte swirlområder ( $S=-0,2 - 0,2$  og  $S=1 - 1,5$ ) observeres sterk økning i tapet av det angulære momentet er vanskelig å beskrive, og bør undersøkes nærmere. Det er tydelig at noen fenomen bidrar til økte tap i disse områda da det er målt tilsvarende trender fra både pitot og LDV.

#### 5.1.4 Transiente hastighetsmålinger

Frekvensanalyse av hastighetskomponenta i pkt. 15 er presentert i Figur 3-19 til Figur 3-22. Se også appendiks B, Figur B-1 til Figur B-4 for resultater fra driftspkt. 5. Uten dyse sees tydelig utslag ved lave frekvenser ( $<1$ ) både i pkt. 5 og 15. Frekvensen er ikke helt entydig, men den gir høyest utslag. Det forekommer svakere svingninger mellom 1 og 10 Hz som avtar for økende frekvens, men ingen entydige frekvenser viser seg å være gjeldene. Svingningene opptrer i senter av rørtverrsnittet og det er størst utslag for den tangentielle komponenten. Dette skyldes at den tangentielle hastighetskomponenten har høyere verdi. Vanninjeksjonen demper utslaget for tangentiell komponent i begge de undersøkte punkta. Utslaget forsvinner helt i pkt. 5. Utslaget for aksial komponent minsker lite i pkt. 15, men forsvinner som det tangentielle helt i pkt. 5 med dysa på.

Bakgrunnen for denne analysen er å se etter likedannede svingninger i hastighetsfeltet som observeres i trykkmålingene. Dominerende frekvens for hastighetsfeltet er på ca 0,1 Hz, men er heller ikke helt entydig. Ved nærmere undersøkelse ser en at det er to topper. En på 0,1 Hz og en på 0,2 Hz. For høyere frekvenser sees avtagende utslag for frekvenser opp mot 10 Hz. Ingen andre frekvenser skiller seg ut som dominerende. Frekvensanalyse av trykkmålinger diskuteres i kap. 5.1.7. For pkt. 15 sees et lite utslag rundt 0,1-0,3 Hz samt for ca 6 Hz uten dyse (Figur 3-27). Disse svingningene forsvinner med vanninjeksjonen (Figur 3-28), noe som ikke er tilfellet med vanninjeksjon for hastighetsmålingene.

Det er kun i pkt. 15 det observeres et mindre utslag  $<1$  Hz fra trykkmålingene. I de andre driftspunkta som er undersøkt er de dominerende svingningene rundt 5 Hz. I hastighetsfeltet er det for andre driftspunkt dominerende svingninger ved lave frekvenser

(rundt 0,1 Hz). Observerte dominerende frekvenser fra hastighetsmålingene og trykkmålingene sammenfaller dermed dårlig. Derfor er heller ikke flere driftspunkt presentert. Merk at hastighetene i driftspunkt der det observeres sterkest trykksvingninger (pkt. 8–11) også er undersøkt uten å finne svingninger av samme størrelse som i pkt. 15 eller noe tegn til sammenfallende frekvenser.

### 5.1.5 Standardavvik hastighetsmålinger

Standardavviket uttrykker spredninga i måleserien. I tilfellet med hastighet vil denne spredninga tilsvare variasjonen i det turbulente hastighetsleddet  $u'$  i Ligning 2-1. Ved høyere hastigheter vil naturlig turbulensen øke i verdi. Figur 3-23 til Figur 3-25 viser dette med økende standardavvik for økende spinn, som også fører til høyere hastigheter. Standardavviket for aksiell og tangentiell komponent følger mye samme trend gjennom tverrsnittet i alle tre driftspunkt. Totalhastigheta i strøminga har en gitt verdi og retning, og inneholder et turbulent ledd. Denne hastigheta er dekomponert i aksiell og tangentiell retning. Turbulens foregår usystematisk i alle retninger, og kan forklare hvorfor aksiell og tangentiell turbulens følger samme trend gjennom tverrsnittet.

For alle tre punkt ser en høyest verdi på standardavviket i senter av røret uten dysa. Der er den totale hastigheta lavest, og en vil normalt anta lavere standardavvik i det området. Med dysa på observeres høyest standardavvik i ytterkant av røret for pkt. 2, mens det i pkt. 5 og 15 øker i senter. Med dysa på bør en merke seg at det holder seg på tilnærma konstant verdi i ytterkant for økende spinn, mens det er i senter økinga skjer.

Ved lite spinn (pkt. 2) er standardavviket størst med dysa. Pkt. 5 spesielt, men også pkt. 15 viser at standardavviket generelt synker med dysa skrudd på. Trenden med lavere standardavvik med dysa på for middels spinn stemmer overens med hva som er funnet i analyse av trykksvingningene i kap. 5.1.7. Det er naturlig å anta en sammenheng mellom økning i trykksvingningsamplitude og høyere turbulensutslag.

$U \approx 1,2$  m/s , gir at utslaget til turbulensleddet  $u'$  i aksial eller tangentiell retning vil være mindre enn hhv 0.32 (pkt. 2), 0.47 (pkt. 5) og 1.18 (pkt. 15) m/s i 68 % av tilfella dersom dataene er normalfordelt.

### 5.1.6 Predikering av swirlnummer

Fra målingene gjort i prosjektoppgava er det utvida med 6 nye driftspunkt for å bedre oppløsninga i swirlområdet som tidligere er undersøkt. Hastighetsmåling i de utvida punkta er for omfattende i dette arbeidet. Figur 3-26 viser sammenhengen mellom volumstrømsforhold i riggen og swirlnummere målt i prosjektoppgava. Med dysa skrudd på viser det seg å være en lineær sammenheng over hele swirlspennet. Uten dysa viser det seg å være et lineært forhold opp til driftspunkt 10, som var punktet med nest høyest spinn i målingene gjort i prosjektoppgava. Swirlnummer for de nye driftspunkta 6 og 9, kan med trygghet beregnes ut ifra denne sammenhengen. Det er også valgt å bruke samme korrelasjon for nye driftspunkt over punkt 10 i mangel av andre korrelasjoner. Som en ser i Figur 3-26 så er det kun punkt 15 som avviker fra den lineære sammenhengen uten dysa. Strømninga i pkt. 15 er sterkt ustabil, noe som gjør pitotmålinga usikker. Det stilles derfor spørsmålsteget ved påliteligheta for denne hastighetsmålinga og dermed også swirlnummeret. Avvik for  $V_{theta}$  i senter av røret sammenligna med LDV kan observeres i Figur 3-13. Usikkerheta til de beregna swirlnummera øker for økende driftstilstand over pkt. 10. Swirlnummera kan derfor kun brukes til kvalitativ sammenligning. Økende nummer i driftspunkt tilsvarer alltid økende spinn og swirlnummer. Da målte verdier for pkt. 15 faller under beregna verdier fra pkt. 12 og oppover er det også tabulert verdier for pkt. 15 fra korrelasjonen brukt i de andre driftspunkta. Se Tabell 3-4. Både målte og predikerte verdier for pkt. 15 er presentert i ulike resultater.

Teori rundt swirlnummer antyder at tilbakestrømning kan oppstå ved swirlnummer større enn 1. Resultater fra målingene i denne oppgava viser derimot tilbakestrømning for swirlnummer større enn to.

### 5.1.7 Frekvensanalyse av trykkmålinger

Formålet med trykkmålinger i de ekstra driftspunkta fra prosjektoppgava var å nøyere undersøke strøminga ved de høye swirlnummera. De fleste nye målepunkta ligger mellom det nest siste (pkt 10) og det siste (pkt 15) målt i prosjektoppgava. I prosjektoppgava kunne trykksvingninger med 5-6 Hz observeres ved swirlnummer 1,25-1,75, mens svingningene var mindre markerte for lavere og høyere swirlnummer. De nye målepunkta føyer seg godt inn i de tidligere målingene. Det kommer fram både fra målinger med og uten dyse at svingninger i dette frekvensområdet omfatter swirlnummer fra 1,2 og opp til 2,2 (predikert). Høyest utslag fås ved swirlnummer lik 2. En ser at utslaga er så å si identiske for venstre og høyre side, som også var tilfellet i prosjektoppgava. Om swirlnummeret i utgangspunktet er over ca 2,2 kan en altså ved å sette på dysa redusere spinnets i strøminga og bevege seg inn i området som gir trykksvingninger. Høyest trykkutslag gir driftspunktet med nest høyest forhold mellom tangentiell og aksiell vannføring med dysa skrudd på. Uten dyse gir denne driftstilstanden utslag omtrent lik null for dette frekvensområdet. Vanninjeksjon kan på denne måten forsterke trykksvingninger om en i utgangspunktet er i et operasjonsområde med høyt spinn som gir små eller ingen trykkutslag.

Merk at swirlnummera til de blå punkta ikke er målt, og kun gir mulighet for kvalitativ sammenligning. Økning i swirlnummer betyr likevel mer spinn i strøminga, men talla angitt for swirlnummeret er ikke nøyaktige.

Pumpefrekvensen observeres ved 15 Hz på målingene gjort ved 100 og 115 kPa baktrykk. Pumpeturtalet  $n_p = 900$  rpm. Pumpefrekvensen blir da:

$$f_p = \frac{n_p}{t} = \frac{900}{60} = 15 \text{ Hz}$$

**Ligning 5-1**

I driftspunkt 14 sees to små trykkutslag ved 15 og 16 Hz. 16 Hz utslaget er vanskelig å forklare. Utslaget observeres både med og uten dyse ved både 100 og 115 kPa.

Resultater fra målingene med 70 og 85 kPa baktrykk finnes i appendiks C, Figur C-1 til Figur C-6. Der sees det at trykksvingninger ved 70 kPa er så å si fraværende. Dette kan skyldes den store gassfylte virvelen som bredte seg ut mot rørveggen og som oppsto i mange av driftspunkta. Ved 85 kPa baktrykk observeres små trykkutslag for pkt. 12-14 og et høyere utslag i pkt. 15 uten dyse. Med dyse dempes utslaget for pkt. 14 og 15, men det oppstår markante svingninger ved pkt. 10-12. Det betyr at dysa forsterker svingningene ved 85 kPa bortsett fra i pkt 15.

Pumpefrekvensen er nesten fraværende ved 70 og 85 kPa. I mange av driftspunkta oppstår en gassvirvel som muligens demper disse svingningene. Gassvirvelen står i ro eller fluktuerer i senter, men beveger seg ikke rundt på samme måte som en virvel i et sugerør kan gjøre.

### 5.1.8 Normalisert frekvens

Figur 3-29 viser fem driftspunkt ved 100 kPa presentert som funksjon av normalisert frekvens. Dette for å gi en indikasjon på hvordan frekvensen til trykksvingningene relaterer seg til omløpsfrekvensen til virvelen der den kan tilnærmes en tvungen vortex. Frekvensen relatert til trykksvingningene uten dyse for driftspunkt 7, 8 og 10 observeres som  $f_{norm} \approx 0,6 f_{tv}$ . For driftspunkt 15 observeres  $f_{norm} \approx 0,3 f_{tv}$ . For høyt spinn observeres avtakende  $f_{norm}$ , men det er vanskelig å anslå hvordan  $f_{norm}$  avtar ved høyt spinn, da den er tilnærma konstant for middels spinn, og det mangler målinger av swirlnummer mellom pkt. 10 og 15.. Med dysa på observeres utslag ved én frekvens kun ved driftspunkt 10, der  $f_{norm} \approx 0,7 f_{tv}$ . Amplituden er redusert til ca 1/4-del av hva den var uten dyse.

Rheingansfrekvensen (se kap. 2.3.2) som kan observeres i sugerør ved kjøring på dellast, har sammenhengen  $0,25 f_n \leq f_r \leq 0,33 f_n$ . Det er grunn til å se de observerte frekvensa i sammenheng med rheingansfrekvensen, da de ved høyt spinn er i samme område. Merk at en ved denne analysen antar løpehjulsfrekvensen  $f_n$  til å være lik omløpsfrekvensen  $f_{tv}$  til en tvungen vortex.

### 5.1.9 Standardavvik i trykkmålinger

Figur 3-31 viser differansen (diff = uten dyse – med dyse) i standardavvik for trykkmålinger ved ulike baktrykk. I områda der differansen er positiv vil det være mindre utslag i trykksvingningene med dysa skrudd på. Dersom differansen er negativ vil derimot vanninjeksjonen føre til større utslag i trykksvingningene. Resultata fra 100 kPa og 115 kPa baktrykk viser at vanninjeksjonen er nyttig i driftsområda med middels swirl, hhv pkt. 5 - 12 og pkt. 5 - 9. For 100 kPa tilsier dette swirlnummer i området 1,12 – 2,10. Se Tabell 3-4. Merk at swirlnummer i pkt 12 er predikert fra målte verdier i andre punkt. Det støtter også opp om framtrede trykkutslag i punkt uten dyse som forsvinner ved påslag av dysa. Se Figur 3-27, Figur 3-28, Figur C-1 og Figur C-2 i appendiks C for 100 kPa, og Figur C-7 og Figur C-8 for 115 kPa. Ved lavere spinn har påslag av dysa minimal betydning for standardavviket. Ved høyere spinn observeres sterkere trykkutslag med dysa skrudd på. Det tyder på at trykksvingningene foregår i et gitt swirlområde (bånd), og at de avtar ved lave og høye swirlnummer. Dersom swirlnummeret er høyt, kan påslag av dysa føre til at en entrer området som gir forsterkning i trykksvingninger pga demping av spinn. Det betyr at vanninjeksjonen må vurderes nøye i ulike driftspunkt for å forsikre seg om at injeksjonen ikke forsterker trykksvingningene. Figur 3-32 viser området der dysa gir dempinga av trykksvingningene. Det grå feltet angir operasjonsområder der dysa fører til forsterkning av trykksvingningene. Disse resultata støtter opp om observasjoner gjort i feltmålinger ved Skarsfjord kraftverk gjort i Håkon Franckes doktorarbeid [27].

Resultater fra målingene med 70 kPa og 85 kPa baktrykk viser ikke det samme gunstige operasjonsområdet for dysa. Opp til driftspunkt 12 bidrar dysa til økt utslag i trykksvingningene. For de tre høyeste swirlnummera får en derimot positiv effekt av dysa. Resultata underbygger også hva som sees i frekvensanalysen for 70 kPa i Figur C-3 og Figur C-4, og for 85 kPa i Figur C-5 og Figur C-6. For 85 kPa observeres forsterka trykkamplituder ved dysepåslag fra pkt. 12 og ned mot pkt. 7.

Resultata for trykkmålingene ved 70 og 85 kPa kan skyldes annen oppførsel av strømminga ved gassvirvel tilstede i strømminga. Det er kun ved 70 og 85 kPa det er observert definert gassvirvel. Se kapittel 3.3.2. Ved tilstedeværelse av gassvirvel antas det at swirlnummeret kan endre seg pga endra hastighetsprofil, og kan føre til at

området der vanninjeksjon er destruktiv forflytter seg i forhold til ved høyere trykk. Swirlnummeret kan ikke beregnes ved 70 og 85 kPa da ingen hastighetsmåling er gjort ved disse trykka.

### 5.1.10 Kavitasjonstall og swirloverganger

I denne analysen er det antatt at swirlnummer ved 100 kPa også er gjeldene ved 70 og 85 kPa. Se resultatene presentert i Figur 3-33 og Figur 3-34 under kap. 3.3.8. Sammenhengen presentert gjelder for driftspunkt uten vanninjeksjon. Blå linje viser sammenhengen mellom kavitasjonstall og spinn for overgangen fra stor gassvirvel (Figur D-2) til definert gassvirvel (Figur D-3). Rød graf viser overgang mellom definert gassvirvel (Figur D-3) og strengvirvel (Figur D-5). Kavitasjonstallet (se kap. 2.3.4) øker for høyere baktrykk. Det blei kun observert gassvirvler ved 70 og 85 kPa baktrykk. Derfor bare to punkt for hvert overgangstilfelle. De stipla linjene er forlengelsen av funksjonen for virveloverganga, for å gi en idé av hvordan sammenhengen med spinn er ved høyere og lavere kavitasjonstall.

Det tyder på at de samme virvelformene opptrer ved ulikt baktrykk, men at de framtrer i ulike driftsområder. Med andre ord at de avhenger av spinn og trykket. For å oppnå en god og sikker sammenheng må en ha flere målepunkt hvor baktrykk og spinn varierer, og der en noterer virveloverganga på best mulig måte. Det er forsøkt å gi en idé om sammenhengen mellom virveloverganger, spinn og trykk på bakgrunn av målte data. Denne framstillinga var ikke påtenkt for målingene gjort i denne oppgava. Resultata er presentert på et svært tynt grunnlag og må betraktes deretter.



### 5.1.11 Kvantifisering av gassvolum

Ved atmosfærisk trykk og høyere i måleseksjonen observeres det ingen kavitetert virvel i strømminga. Derimot oppstår virvler med varierende gassvolum da baktrykket senkes til 85 og 70 kPa. En kan ikke kvantifisere gassvolumet nøyaktig da hele strømningsbildet er fluktuerende, men overslag er mulig.

Om en har visuell kontakt med strømningsbildet kan en overslagsvis måle (med verktøy/øyemål) bredde og lengde på det gassfylte området. Ofte er virvelen kjegleforma og med varierende lengde. Dette gjør det mer krevende å beregne gassvolumet. Det er også sjelden en har full visuell kontakt med hele det gassfylte området.

Det er gjennomført ei enkel overslagsmåling av den synlige gassvirvelen ved  $p=70$  kPa. Resultata er presentert i kap. 3.3.9. Det blei gjort ved å lese av omtrentlig virveldiameter med målebånd i tre lokasjoner. Hhv ved bunn av pleksiglasset (0 cm), 17 cm fra bunn av pleksiglasset, og ved toppen av pleksiglasset (29 cm). Det er videre antatt form som to avkappa kjegler, med lineær sammenheng mellom radius og høyde. Synlig gassvolum er da summen av volumet til de to avkappa kjeglene. Se Figur 3-35. Dette er en unøyaktig metode, både pga avlesninga er unøyaktig, og fordi virvla i alle tilfeller fluktuerer i form og størrelse. Unntaket er den store gassfylte virvelen ut mot rørveggen som er tilnærma konstant i størrelse og posisjon (Figur D-2). De målte verdia er tabulert i Tabell 3-5 og presentert grafisk i Figur 3-36. Merk at volumet presentert kun er det som faktisk er synlig gjennom pleksiglasset. Virvelen brer seg også videre oppover og nedover i røret. Det er kun målt når det tydelig sees et kontinuerlig gassvolum i senter av virvelen.

En annen måte å finne gassvolumet på kan være å måle hastigheta gjennom tverrsnittet med f. eks. pitot eller LDV. Det antas det å kunne se endring i hastigheter ved overgangen fra væskefylt område til gassområde. Dette er ikke verifisert, da det ikke oppsto gassfylte virvler i områda som det blei målt hastighet i. Metoden gir også bare idé om det gassfylte tverrsnittet, ikke volumet. For å finne volumet må en kjenne virvelens form og lengde. Ofte er virvelen kjegleforma, der en antakelse kan være lineært forhold mellom virvelradius og virvellengde. På den måten kan en ved å måle virveltverrsnitt ved minst to ulike posisjoner langs virvelen beregne lengden på virvelen hvis en kjenner

startposisjonen. I testriggeren brukt i dette arbeidet kan en anta virvelstart ved oppsett av spinnnet. Ved nåværende konfigurasjon var det ikke mulig å måle hastighetsfeltet i andre posisjoner. I et sugerør oppstår virvelen på utløpet av løpehjulet. Normalt har sugerør et 90-graders bend der virvelen gjerne opptrer, og bendet kan påvirke lengden og formen på virvelen i forhold til antakelsen om lineært forhold mellom virvelradius og virvellengde. I konferanseartikkelen "Vortex rope investigation by 3D-PIV method" [33] er det definert et uttrykk for hvordan virvelen i et sugerør utvikler seg som en helix ned i sugerøret.

$$r = r_0 \cdot b^{(\theta - \theta_0)/2\pi}$$

#### Ligning 5-2

$r$  er radien i rørtverrsnittet,  $r_0$  er radien der virvelen har sin opprinnelse.  $b$  angir virvelens posisjonsøkning med hensyn på  $r$  i løpet av en omdreining. Ved å estimere radien på den kaviterte virvelen kan en i et sugerør si noe om gassvolumet. I eksperimenta i denne oppgava opptrer ikke virvelen som en helix, men som en vertikal virvel i senter av røret. Virvelen er i enkelte tilfeller ikke vertikal, men framstår med svake bend.

## 5.2 Usikkerhet

Eksperimentelle målinger vil alltid være utsatt for feilkilder. Det er alltid måleusikkerhet i instrumenter som blir brukt. Disse feila kan en ofte ha kontroll av størrelsesordenen på ved riktig kalibrering. Samtidig blir alle signaler som i utgangspunktet allerede inneholder feil, utsatt for forstyrrelse og støy på veien fra der de måles til endelig dataresultat. Forstyrrende kilder kan en til en viss grad ha kontroll over så sant en veit hvilke elementer som er mest forstyrrende og unnlater å la målesignalet være innafor rekkevidde til de forstyrrende elementa. Dette vil typisk være elektromagnetisk støy fra elektriske apparater. Menneskelige feil kan være feilaktig og unøyaktig avlesning av instrumenter, forstyrrelser, feilkoblinger med mer. Slike feil er derimot vanskeligere å ha kontroll over.

Pitotmålesystemet som er grunnlaget for hastighetsprofiler, swirlnummer og moment, bidrar med usikkerhet. Målingene er gjort i tilnærma stasjonær tilstand, men strømningsbildet fluktuerer, og gjør det vanskelig å måle helt korrekt hastighet og strømningsvinkel. Dette gir utslag i volumstrøm, moment og swirlnummer beregna ut ifra hastighetsprofilet. Pitotrøret brukt i målingene er en knivpitot, der målepunktene på hver side ikke står normalt på strømningsretninga. Pitotrøret må derfor kalibreres før bruk, som også fører til økt usikkerhet i målingene.

LDV-målingene blir også påverka av flere feilkilder. Det er viktig at laserstrålene er justert helt korrekt for planet de skal måle i. Planet de to laserstrålene danner skal stå normalt på strømningsplanet. Fysisk justering av laserproben foregikk manuelt med linjal og vater. Det er også viktig at komponenta i laserproben er plassert i riktig posisjon inne i proben. Dette er ikke noe brukeren kan kontrollere, da proben kommer ferdig kalibrert fra fabrikk. I og med at laserlyset skal passere et vindu to ganger før det dannes et signal, kan varierende glassegenskaper i vinduet føre til f. eks. forstyrrelse i form av ulik lysbrytning. Med høykvalitets homogent glass i vinduet er denne feilen minimal.

Ei viktig feilkilde som bør merkes ved målingene gjort her er vibrasjoner i riggen under drift. Laserproben er montert på et stativ som igjen er montert på røret det måles i. Det er lagt stor vekt på å få stativet og festeanordninga så stiv som mulig. Da vil stativet svinge i samme fase som resten av røret. Under drift sees svingninger på rør og stativ

godt. Ved å observere strålen der den treffer vinduet kan en se om røret og lyset beveger seg i forhold til hverandre, noe det ikke sees å gjøre. Det betyr ikke at rør og stativ svinger eksakt i fase, men gir en pekepinn på at denne feilen er av liten grad i forhold til dens potensial.

LDV-målingene måler hastigheta til partikla i strøminga, og ikke direkte strøminga. Tidligere erfaring viser at å anta partikkelhastighet lik fluidhastighet er meget god, men det er ingen absolutt likhet mellom dem. LDV-målinger går ut på å måle hastigheta på partikla svært ofte. Avhengig av partikkeltettheta er samplingsraten lett flere hundre per sekund. Alle hastigheter blir logga, og for å finne gjennomsnittshastigheta i et punkt, midles alle målte hastigheter i tidsintervallet. Målte hastigheter kan presenteres etter antall og verdi. Siden det er snakk om høye datagrunnlag kan statistiske metoder tas til hjelp, og ideelt er dataene normalfordelt som i ei gausskurve. Se Figur 3-8. Likheten til ei perfekt gausskurve sier noe om kvaliteta til målingene. Ikke alle partikler blir målt, og om hastigheta på de som ikke blir målt er skeivfordelt kan dette påvirke resultatet. Validation sier noe om hvor mange prosent av partikla som passerer målevolumet som måles. For å sikre seg best mulig datagrunnlag bør validation være høy. (>93 %)

Trykktransdusera brukt for trykkmåling er også kilde til usikkerhet. Se appendiks A for usikkerheten til trykktransdusera brukt i målingene. En bør merke seg at maksimal usikkerhet er oppgitt, og at denne finnes i kanten av det mulige operasjonsområdet for trykktransduseren. Trykktransdusera brukt ved utløpet og for måling av trykkpulsasjoner opererte lavt og noe under området de var kalibrert for. De hadde et operasjonsområde mellom 0 og 2,5 bar med atmosfæretrykk som referansepunkt. I testa opererte de ved absolutt trykk på 70-115 kPa. Bestemmelse av trykket i området der hastighetsprofilen blei målt, sattes tilnærma atmosfæretrykk ved hjelp av visuell avlesning av ei vannsøyle. Dette blei gjort fordi trykktransdusermålinger ikke kunne gjøres samtidig med pitotmålinger. Dette har ført til små variasjoner i trykket i driftstilstander med og uten dyse som skulle være identiske.

I tillegg bidrar volumstrømsmålerer med usikkerhet. Avlesning av disse brukes for å justere riktig driftspunkt, og for å beregne dysemoment. Kalibreringsdata for disse er ikke skaffa, men burde vært gjort for mer pålitelige resultat. Ved små volumstrømmer fluktuerer målerer i verdi, og innstilling av driftspunktet blir mindre nøyaktig.

## 5.3 Diskusjon av numeriske simuleringer

De numeriske simuleringene er ei videreføring av tilsvarende arbeid i prosjektoppgava. Hovedmålet er å finne ut om CFD lar seg bruke til å beskrive gjeldene strømningsproblem. CFD-resultata fra prosjektoppgava ga dårlig samsvar med de praktiske målingene. I diplomoppgava er det jobba vidare ut ifra erfaringene som blei gjort i prosjektoppgava. Hovedfokusert ligger på de numeriske simuleringens evne til å gjenskape hastighetsprofiler, spinn og moment på tilsvarende måte som målt. RSM-SSG er følsom når det gjelder å nå konvergens, og modellen ga ikke resultat i prosjektoppgava. I tillegg er den ressurskrevende. For å korte regnetida og lettere få konvergens er det lurt å ha gode initialverdier.  $k-\epsilon$ -modellen er en mer stabil turbulensmodell, og gir hurtigere konvergens enn RSM-SSG. Derfor er resultater fra  $k-\epsilon$ -modellen brukt som initialverdier i RSM-SSG-modellen. Det er kun presentert resultat fra RSM-SSG siden det i prosjektoppgava blei konstatert at resultata fra  $k-\epsilon$ -modellen er lite eigna for beskrivelse av strømningsbildet. Figur 4-5 og Figur 4-6 viser hastigheter fra labmålingene sammenligna med hastigheter fra CFD. Hastighetene fra CFD er henta ut ifra tilsvarende tverrsnitt som det er gjort praktiske målinger på.

### 5.3.1 Konvergens

Simuleringene gjort i prosjektoppgava var vanskelige å få til å konvergere på skikkelig vis. Det viste seg å være et problem ved simuleringene gjort i dette arbeidet også, men de variable oscillerer ikke på samme måte som i prosjektoppgava. Konvergensgrensa er satt til  $1e-4$  for momentets RMS-verdi. Av størst interesse angående konvergens er hastighetene i tverrsnittet som er undersøkt. Under beregninga blir hastigheter i absolutt, aksiell og tangentiell retning plotta for hver iterasjon. Om disse innstiller seg på en konstant verdi er konvergens oppnådd. Om de oscillerer med konstant utslag er det et tegn på at strømningsbildet er transient, og ikke vil konvergere i ei stasjonær simulering.  $k-\epsilon$ -modellen ga konvergens etter 89 iterasjoner uten dyse, og etter 100 iterasjoner med dyse på bakgrunn av momentkriteriet ( $<1e-4$ ). Plot av hastighetene langs pitotlinja viste at disse oscillerte i begge tilfeller.

Uten dyse viste RSM-SSG seg å gå stabilt fram til 40 iterasjoner, før RMS av moment og masse stupte bratt ned. Dette førte til at konvergenskriteriet ( $<1e-4$ ) blei oppnådd. Se appendiks E, Figur E-1. Hastighetene har ikke stagnert ved konstante verdier, men endringene er små. Se appendiks E, Figur E-2. Full konvergens er ikke oppnådd, men det antas at resultatene gir et tilfredsstillende bilde av strømningsbilde.

Med dyse går RSM-SSG-simuleringa stabilt fram til 70 iterasjoner. Der skjer plutselige sprang i moment- og masse-verdier. Simuleringa er derfor valgt å stoppes etter 65 iterasjoner der den er stødig. RMS-verdier for masse og moment er noe høye, men er stabile. Se appendiks E, Figur E-3. Hastighetene endrer seg også lite gjennom alle iterasjonene. Denne simuleringa er lenger fra å konvergere siden RMS-verdiene er høye, men antas også å gi et tilfredsstillende bilde av strømningsbilde.

Ingen av simuleringene konvergerer ordentlig. Siden hastighetene ikke har stagnert ved konstante verdier er det tegn til at strømningsbilde er transient, og aldri vil konvergere mot stasjonære verdier. Hastighetsmålingene viser også at strømningsbilde ikke er konstant, men varierer over tid rundt en middelvei. Figur B-5 og Figur B-6 viser eksempler på transient hastighetsforløp.

### 5.3.2 Stasjonære simuleringer

Uten dyse (Figur 4-5) er det godt samsvar mellom målte og simulerte hastigheter. Den aksielle komponenten følger form og verdi bra, særlig for større  $r$ , mens det er noe større avvik i verdi (lavere) i senter av røret. Den tangentielle komponenten er også mye lik i form, men området tilnærma tvungen vortex i senter av røret strekker seg ut mot større  $r$  enn målt i lab. Maksimale verdier er også noe lavere, men generelt gir simuleringene en god beskrivelse av strømningsmønsteret. Ved å sammenligne swirlnummer og moment i Tabell 4-3 ser en at swirlnummeret ligger ca 18 % lavere fra simuleringene kontra målte verdier. Momentverdiene fra CFD er mest like de målt med pitot, som er en del lavere for begge komponenter i forhold til fra LDV. CFD-en angir høyere aksielt moment som gir utslag i lavere swirlnummer.

Med dyse (Figur 4-6) er samsvaret mellom målte og simulerte hastigheter dårligere. Formen og verdia til det aksielle hastighetsprofilen viser greit samsvar med målte verdier, men den tangentielle komponenten viser store avvik. Målingene viser at profilformen holder seg tilnærma konstant, men endrer verdi for den tangentielle komponenten. CFD-en viser endring i profilform i form av en S-bøy i senter av røret. I tillegg er maksimalverdiene 35 – 50 % lavere enn eksperimentelle verdier. Ved å sammenligne swirlnummer og moment i Tabell 4-3, ser en at swirlnummeret er kraftig redusert. For CFD-en er det 44 og 47 % lavere enn for hhv pitot og LDV. Det skyldes den store reduksjonen i tangentiell hastighet og moment. Det aksielle momentet har avtatt noe, men står i samsvar til tilsvarende endringer for verdier fra pitot og LDV.

### 5.3.3 Transiente simuleringer

De to stasjonære simuleringene omtalt i kap. 5.3.1 og 5.3.2 er forsøkt fortsatt etter at de enten sjøl nådde konvergenzkriteriet ( $<1e-4$ ) eller blei manuelt stoppa. Simuleringene kjørte videre, men blei fort ustabile. Plot av hastighetene underveis viser at disse oscillerer. I et tilfelle eskalerte disse til flere tusen m/s.

Det er ønskelig å kjøre transiente simuleringer med initialverdier fra de stasjonære RSM-SSG simuleringene. Transiente simuleringer er forsøkt påbegynt, men de viste seg å være enda mer ressurskrevende, og oversteig RAM-ressursene på pcen. Ekstra RAM er bestilt, men ser ikke ut til å komme før avslutning av denne oppgava. Simuleringene er kjørt i samarbeid med ph.d. kandidat Håkon Francke. Transiente simuleringer som bygger på arbeidet presentert i denne oppgava vil være en del av hans avsluttende doktorarbeid.

## 6 Konklusjon

### 6.1 Konklusjon av eksperimentelt arbeid

Miniriggen er modifisert for målinger med LDV der design av vindu for fritt innsyn, traverseringsstativ og strålingsbeskyttelse er foretatt med godt resultat. Et større antall vellykka målinger med LDV og trykktransdusere er gjort for å studere vanninjeksjon og dens innvirkning på roterende strømning. Målingene kompletterer tidligere målinger gjort i samme rigg.

De nye målingene underbygger resultater fra prosjektoppgava om at vanninjeksjon minsker spinn i strømninga. Hastighetsmålingene fra LDV viste seg å stemme godt overens med de gjort med pitot. LDV ga generelt litt høyere verdi i både tangentiell og aksial retning. Form på hastighetsprofilen sammenfaller godt, og viser seg å stemme best overens ved økende spinn. Swirlnummer og moment beregna fra LDV-målinger sammenfaller også godt med resultat fra pitot.

Trenden for momenttapet er slående lik ved sammenligning av beregninger fra pitot- og LDV-målinger. Andelen av det injiserte momentet som bidrar til reduksjon av spinn er derimot målt betraktelig høyere fra LDV-målingene, med tap <5 % bortsett fra to driftspunkt med høyest tap på ca 19 %. Fra pitotmålingene er tapet i området 8 - 42 %.

Kompletterende trykkmålinger er hovedsakelig gjort for driftspunkt med høyt spinn. Nye målinger føyer seg godt inn i måleserien gjort i prosjektarbeidet. De viser at trykkpulsasjoner ikke er proporsjonalt økende med swirlnummeret. Trykkutslag fås i et gitt spinnområde ( $S=1,25 - 2,35$  i pkt. 6 - 15), og sterkest trykkutslag fås i pkt. 11 der swirlnummeret er predikert til 1,89. Trykkutslaget avtar så for økende spinn. Ved vanninjeksjon dempes trykksvingningene i pkt. 12 og lavere, men forsterkes for høyere spinn. Maksimalt trykkutslag observeres å være i pkt. 14 med vanninjeksjon. Vanninjeksjonen virker ikke ubetingt dempende på trykksvingningene og gir motsatt av ønska effekt i driftspunkt ved høyt spinn.



Trykkmålinger ved ulike baktrykk (70, 85 og 115 kPa) viser også trenden med økende trykkutslag ved vanninjeksjon for høyt spinn. Operasjonsområdet der dysa gir demping i trykkutslaget flyttes til driftspunkt med høyere spinn (pkt 12-15) ved senking av baktrykket.

Det er undersøkt for sammenfallende frekvenser i trykkmålingene og de transiente hastighetsmålingene uten positivt resultat.

Ulike virveltyper og overganger mellom dem er observert. Virveltypen later til å avhenge av spinn og baktrykk (kavitasjonstall). Ved endring av baktrykk sees samme virveltilstander for 70 og 85 kPa, men overganga mellom de ulike virveltypene opptrer ved ulike driftspunkt. Med vanninjeksjon er strømninga mer uryddig. De samme virveltypene opptrer fortsatt, men ved andre driftspunkt enn uten dyse. Ved 100 og 115 kPa observeres kun to typer strømning. Homogen med luftbobler, og ustabil strengvirvel uten kontinuerlig gassvolum.

Dominerende svingninger har frekvens i området  $0,25f_{tv} < f < 0,6f_{tv}$  av omløpsfrekvensen til delen av virvelen som opptrer som en fri vortex. Dette er frekvenser som kan sees i sammenheng med rheingansfrekvensen som kan opptre i sugerør til en francisturbin.

## 6.2 Konklusjon av numeriske simuleringer (CFD)

Arbeidet med numeriske simuleringer av strømningsproblemet er basert på erfaringer gjort under prosjektoppgava. Der blei det konkludert med at k- $\epsilon$ -modellen er lite egna for beskrivelse av gjeldene strømningsproblem. Den er kun brukt for å gi initialverdier til RSM-SSG. RSM-SSG oppnådde ikke resultat i prosjektoppgava, mest sannsynlig pga dårlig grid. Nye grid med høyere oppløsning og godt grensesjikt mesh er generert. RSM-SSG konvergerer heller ikke i denne oppgava fullstendig, men tilfredsstillende resultater er oppnådd både uten og med vanninjeksjon.

Resultata uten vanninjeksjon stemmer best overens med målte verdier, dog noe underpredikering av spinn (ca 18 %) og noe avvik i hastighetsprofil. Løsninga gir en god pekepinn på strømningsforløpet, men er langt fra eksakt som målt. Beregna moment stemmer godt overens i begge retninger sammenligna med pitotresultater.

Med vanninjeksjon er avviket fra simulerte og eksperimentelle resultater større. De numeriske simuleringene antyder at dysa dreper mye mer av spinnet enn det som faktisk er målt. Swirlnummeret er beregna 44 og 47 % lavere for CFD enn fra hhv pitot og LDV. Hastighetsprofilen får også en annen form med S-bøy på midten. Dette observeres ikke i målingene. Beregna moment stemmer overens i aksial retning, men er beregna ca 50 og 60 % lavere fra pitot og LDV, enn fra CFD i tangentiell retning.

CFD kan ikke ukritisk brukes til å estimere løsning for gjeldene strømningsproblem, der sterk rotasjon er framtrede. Derimot kan gode indikasjoner oppnås, særlig uten vanninjeksjon. En bør merke seg at spinnet underpredikeres, spesielt ved vanninjeksjon, og dette bør tas høyde for ved analyse av dataene.

Konvergensforløpet til simuleringene tyder på at strømminga ikke vil konvergere mot noen konstant verdi, og bør simuleres transient. Da bør oppnådde resultater herfra brukes som initialverdier.

## 7 Videre arbeid

Resultater fra dette arbeidet støtter opp under vanninjisering som en måte å dempe uønska trykksvingninger på. Det er funnet at vanninjiseringa kan ha både positiv og negativ effekt i ulike driftstilstander avhengig av spinnnet og statisk trykk i strømningsa. Undersøkelsen er gjort i en forenkla testrigg for generelle verdier av spinn og trykk, uten spesielt henblikk mot typiske verdier i et sugerør. Det optimale driftsbåndet bør undersøkes nærmere i forhold til typiske trykk og spinn i et reelt sugerør for å finne om et sugerør har tilsvarende driftsbånd for dysene. En bør også se grundigere på sammenhengen mellom parametera som styrer dette driftsbåndet. De observerte svingningene i området 5-8 Hz bør undersøkes nærmere angående sammenhengen med rheingansfrekvensen i et sugerør for å finne sikkert om de er analoge.

Tap av injisert moment observeres å være avhengig av swirlnummeret, men sammenhengen er ikke klarlagt.

I driftsområda som dysa viser god effekt bør en også fokusere på optimalisering av injeksjonen i forhold til å bruke minst mulig vann, dyseinnløpstrykk, dysevinkler, dyseantall og dysegeometri. Slikt arbeid vil enklest gjøres på en modell i laboratoriet. Det er foretatt noen målinger på Tokke-modellen, samt feltmålinger ved Skarsfjord og Skibotn i ph.d. kandidat Håkon H. Franckes arbeid, uten foreløpige konklusjoner. Videre bør disse erfaringene videreføres på de fullskala pilotanlegga Skarsfjord og Skibotn i Troms.

Videre er det ønskelig å forbedre løsningsa oppnådd med CFD. Det bør fokuseres på god konvergens med RSM-SSG. Transient simulering er også ønskelig å undersøke, da resultater tyder på at løsningsa ikke vil innstille seg mot ei stasjonær løsning. Om gode resultater oppnås kan mer avanserte oppsett være av interesse. Analogt med videre eksperimentelt arbeid, kan en også undersøke oppsett med variasjon i antall dyser, dysevinkler og dysegeometri numerisk.

## 8 Referanser

1. Finstad, P.H.E., *Vanninjeksjon i sugerør*. 2008, NTNU, Institutt for varme og energiprosesser, Vannkraftlaboratoriet: Trondheim.
2. *Litt om vannkraftens historie* Available from: <http://www.home.no/vannenergi/historie.html>.
3. *Fra energiloven i 1991 til dagens kraftmarked*. Available from: [http://www.nve.no/modules/module\\_109/publisher\\_view\\_product.asp?iEntityId=8954](http://www.nve.no/modules/module_109/publisher_view_product.asp?iEntityId=8954).
4. Cassidy, J.J.J., *Observations of unsteady flow arising after vortex breakdown*. Journal of fluid mechanics, 1970. **41**(4): p. 727-36.
5. Hardin, J.C., *The velocity field induced by a helical vortex filament*. Physics of Fluids, 1982. **25**(11).
6. Thakker, A.F., P.; Jambunathan, K.; Ashforth-Frost, S., *Axial and swirling flow in a diffuser - A comparison of simulation and LDA experimental results*. Laser anemometry - Advances and applications, 1991. **1**.
7. Kwan, S.L., *Vortex phenomena in a conical diffuser*. AIAA Journal, 1967. **5**(6).
8. Dahlhaug, O.G., *A study of swirl flow in draft tubes*. 1997, NTNU, Vannkraftlaboratoriet: Trondheim.
9. Tsurusaki, H., *Unsteady flow arising in straight tubes*, in *23rd IAHR Symposium*. 2006, Fukuyama University: Yokohama.
10. Sarpkaya, T., *Vortex Breakdown in Swirling Conical Flows*. AIAA Journal, 1971. **9**.
11. Iliescu, M.S., G.D. Ciocan, and F. Avellan, *Analysis of the Cavitating Draft Tube Vortex in a Francis Turbine Using Particle Image Velocimetry Measurements in Two-Phase Flow*. Journal of Fluids Engineering, 2008. **130**(2): p. 021105.
12. Wang, X, N.M., Tsukamoto, H, *A Simple Model for Predicting the Draft Tube Surge*, in *17th IAHR Symposium*. 1994: Beijing. p. 95-106.
13. Arndt, R.E.A., *Cavitation in vortical flows*. Annual review of fluid mechanics, 2002. **34**: p. 143-175.
14. White, F.M., *Fluid mechanics*. 5th ed. 2003, Boston: McGraw-Hill. xiii, 866 p.
15. Dahlhaug, O.G., *Pressure oscillation in Francis turbines*. 2007: Trondheim.
16. Haugan, K., *Trykkpulsasjoner i francisturbiner*. 2007(NTNU-EPT).
17. K. G. McConnel, P.S.V., *Vibration testing: theory and practice*. 2008: Wiley. 672.
18. Instruments, N., *Labview Manual*. 2008.
19. Durst, F., A. Melling, and J.H. Whitelaw, *Principles and practice of laser-Doppler anemometry*. 2nd ed. 1981, London ; New York: Academic Press. ix, 437 p.
20. Goldstein, R.J., *Fluid mechanics measurements*. 1996, Washington: Taylor & Francis. XXIV, 712 s.

21. Albrecht, H.E., *Laser doppler and phase doppler measurement techniques*. 2003, Berlin: Springer. XIII, 738 s.
22. *Laser Doppler Anemometry [LDA]*. Available from: [web.mit.edu/fluids-modules/www/exper\\_techniques/LDA.text.pdf](http://web.mit.edu/fluids-modules/www/exper_techniques/LDA.text.pdf)
23. *Laser Doppler Anemometry - measurement principles*. Available from: <http://www.dantecdynamics.com/Default.aspx?ID=1046>.
24. Troolin, D. *LDV (Laser Doppler Velocimetry) Principle*. Available from: [http://www.aem.umn.edu/people/students/troolin/tutorial\\_ldv\\_principle.html](http://www.aem.umn.edu/people/students/troolin/tutorial_ldv_principle.html)
25. Antonsen, Ø., *Unsteady flow in wicket gate and runner with focus on static and dynamic load on runner*, in *EPT, Vannkraftlaboratoriet*. 2007, NTNU.
26. Wheeler, A.J. and A.R. Ganji, *Introduction to engineering experimentation*. 2004, Upper Saddle River, N.J.: Pearson/Prentice Hall. XI, 452 s.
27. Francke, H.H., *Increasing hydro turbine operation range and efficiency using water injection in draft tubes*. 2009, NTNU.
28. Ditaranto, M. 2009, SINTEF.
29. Kildemo, M. 2009, Institutt for fysikk.
30. Kjeldsen, M., *Programming exercise 1 - TEP4545*. 2008.
31. Versteeg, H.K. and W. Malalasekera, *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. 2007, Harlow: Pearson/Prentice Hall. XII, 503 s.
32. Ferziger, J.H. and M. Perić, *Computational methods for fluid dynamics*. 2002, Berlin: Springer. XIV, 423 s.
33. Gabriel Dan Ciocan, M.S.I., *Vortex rope investigation by 3D-PIV Method*, in *2nd IAHR International meeting of the workgroup on cavitation and dynamic problems in hydraulic machinery and systems*. 2007: Timisoara, Romania.

## **Appendiks**

## A Appendiks

### Trykktransduserkalibrering

#### CALIBRATION PROPERTIES

Calibrated by: Håkon Hjort Francke

Type/Producer: PTX 610

SN: 2480171

Range: 0-250

Unit: kPa

#### CALIBRATION SOURCE PROPERTIES

Type/Producer: DPI 601

SN: 14206 / 96 - 1

Uncertainty [%]: 0

#### POLY FIT EQUATION:

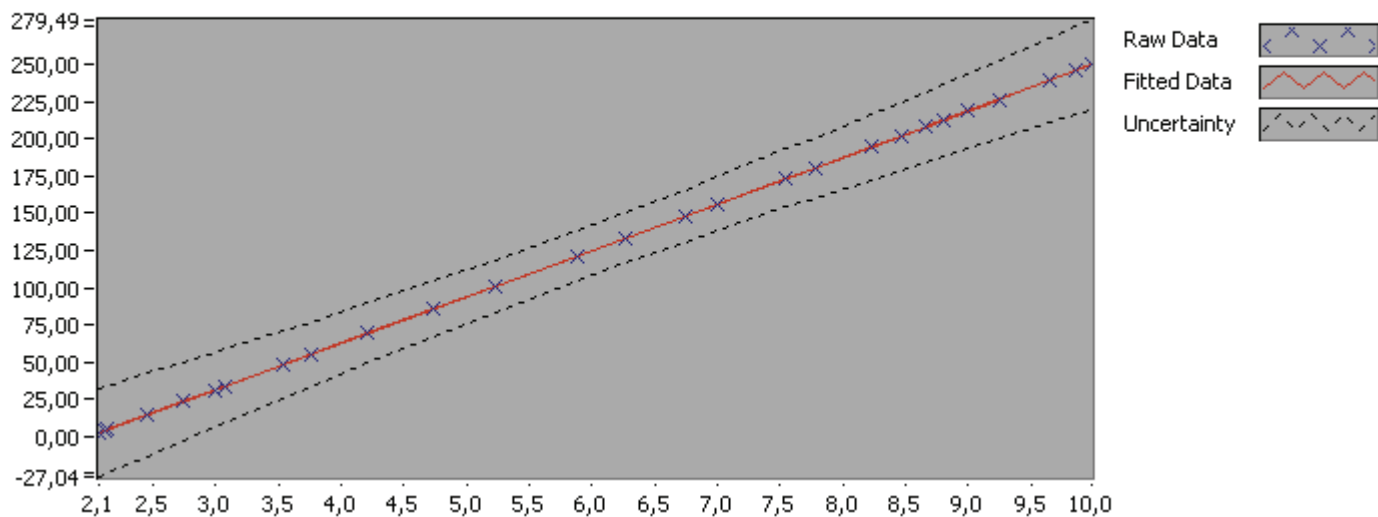
$$Y = -61,90330904E+0X^0 + 31,17444035E+0X^1$$

#### CALIBRATION SUMMARY:

Max Uncertainty : 1,146929 [%]

RSQ : 1,000000

Calibration points : 28



Figur A-1 - Calibration chart (The uncertainty band is multiplied by 10)

**CALIBRATION VALUES**

Value [kPa]	Voltage [V]	Best Poly Fit [kPa]	Deviation [kPa]	Uncertainty [%]
2,585000	2,069311	2,606302	-0,021302	1,146929
23,590000	2,744091	23,642187	-0,052187	0,111378
34,090000	3,077440	34,034145	0,055855	0,072469
48,588000	3,542715	48,538852	0,049148	0,046603
69,486000	4,210736	69,364024	0,121976	0,028891
85,686000	4,731552	85,600177	0,085823	0,021585
101,184000	5,232813	101,226719	-0,042719	0,017198
121,384000	5,879978	121,401726	-0,017726	0,013845
133,284000	6,261999	133,311017	-0,027017	0,012666
148,184000	6,740417	148,225420	-0,041420	0,011766
156,085000	6,993090	156,102353	-0,017353	0,011512
173,385000	7,548777	173,425595	-0,040595	0,011234
180,485000	7,774565	180,464417	0,020583	0,011195
194,485000	8,223148	194,448743	0,036257	0,011276
202,087000	8,467918	202,079311	0,007689	0,011358
212,384000	8,797729	212,360981	0,023019	0,011484
249,287000	9,981934	249,277900	0,009100	0,012118
245,285000	9,854204	245,295992	-0,010992	0,012046
238,786000	9,645386	238,786194	-0,000194	0,011923
207,888000	8,655452	207,925568	-0,037568	0,011422
218,390000	8,991041	218,387367	0,002633	0,011571
226,296000	9,244535	226,289904	0,006096	0,011717
101,197000	5,233626	101,252043	-0,055043	0,017203
3,905000	2,112818	3,962625	-0,057625	0,753492
4,805000	2,141001	4,841205	-0,036205	0,609341
31,408000	2,991588	31,357759	0,050241	0,079936
14,513000	2,452249	14,544187	-0,031187	0,190896
55,126000	3,753350	55,105286	0,020714	0,039514

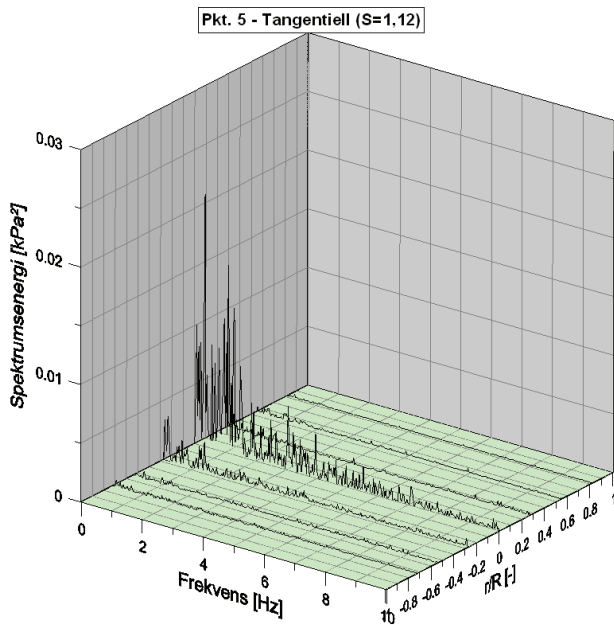
**Tabell A-1 – Kalibrasjonsverdier for trykktransduser PTX 610 - 2480171**

Trykktransdusera som er brukt er kalibrert av Håkon Francke da de også brukes i hans målinger. Forfatteren har også kalibrert trykktransduser, men ikke de som er brukt i disse målingene. Appendiks A i prosjektoppgava inneholder kalibreingsrapport på en egenkalibrert trykktransduser. Denne var ikke nødvendig for målingene i dette arbeidet, så det er valgt å legge ved kalibreingsrapporten for en av transdusera som faktisk blei brukt i målingene.

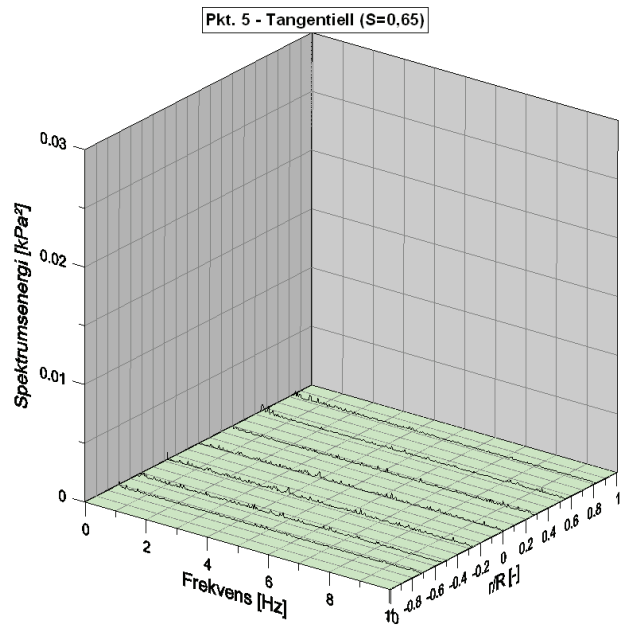


## B Appendiks

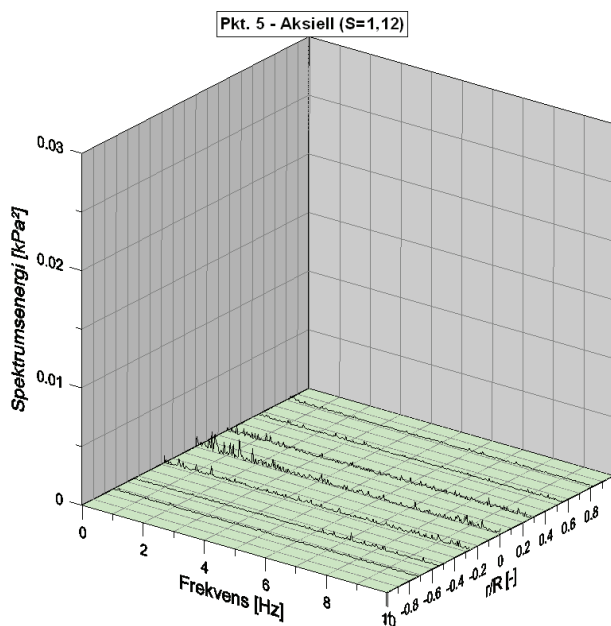
### Frekvensanalyse av transiente hastigheter



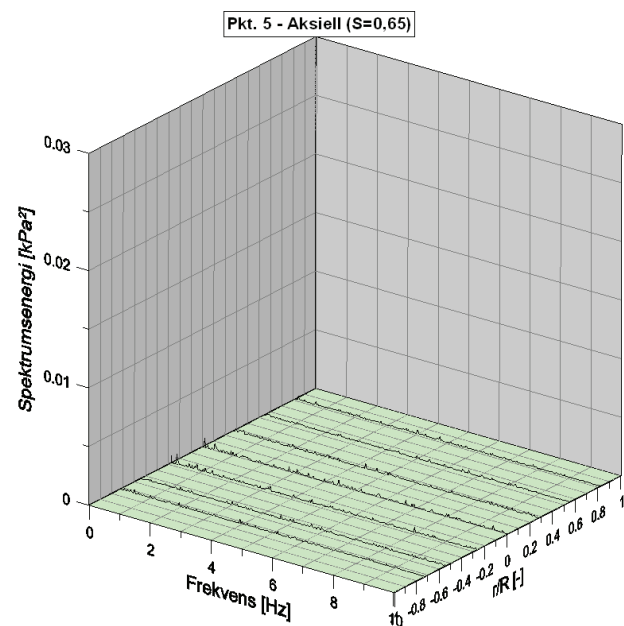
Figur B-1 - Frekvensanalyse  $V_{\theta}$  pkt. 2 uten dyse



Figur B-2 - Frekvensanalyse  $V_{\theta}$  pkt. 2 med dyse

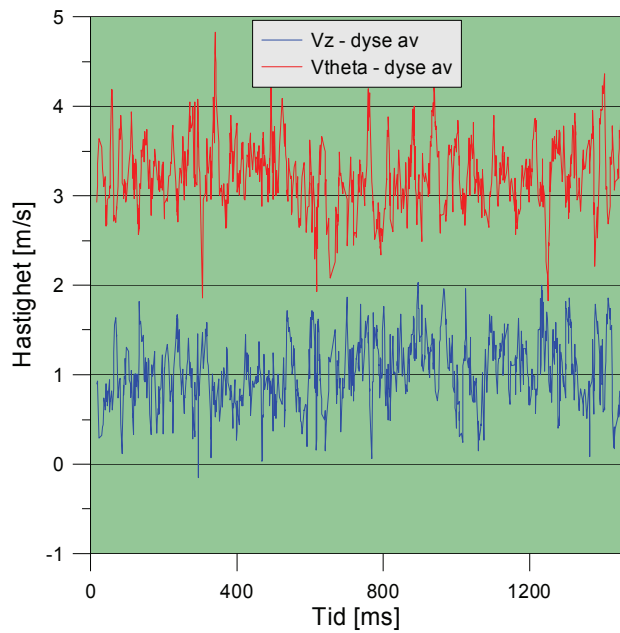


Figur B-3 - Frekvensanalyse  $V_z$  pkt. 2 uten dyse

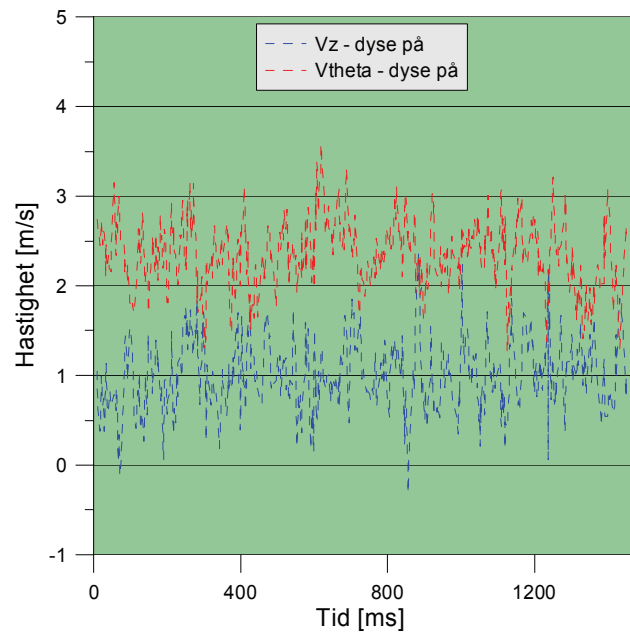


Figur B-4 - Frekvensanalyse  $V_z$  pkt. 2 med dyse

## Eksempel på transient hastighetsforløp



**Figur B-5 – Tidsforløp av hastighet ved  $r=-40$  mm i pkt. 10 uten dyse – 100 kPa**



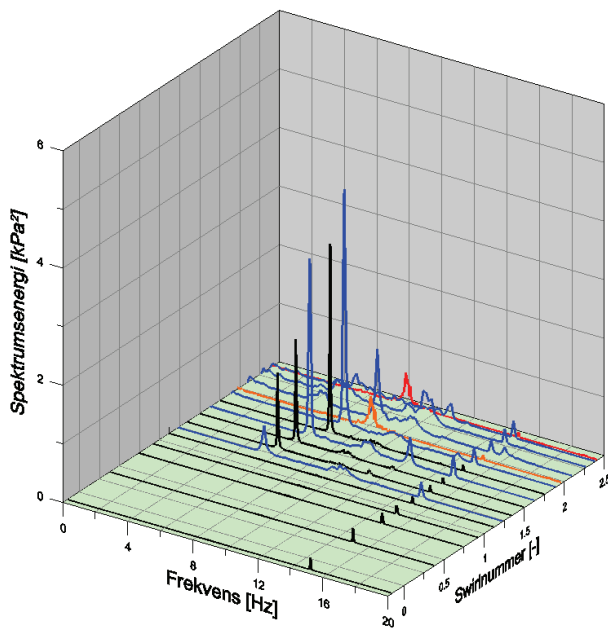
**Figur B-6 – Tidsforløp av hastighet ved  $r= -40$  mm i pkt. 10 med dyse – 100 kPa**

## C Appendiks

### Frekvensanalyse av trykkmålinger

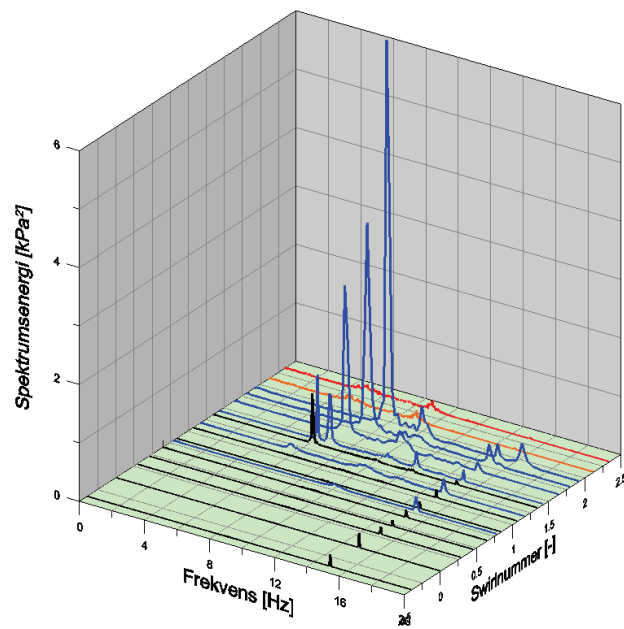
Under vises frekvensanalyse fra høyre side ved 100 kPa.

Høyre trykktansduser - dyse av



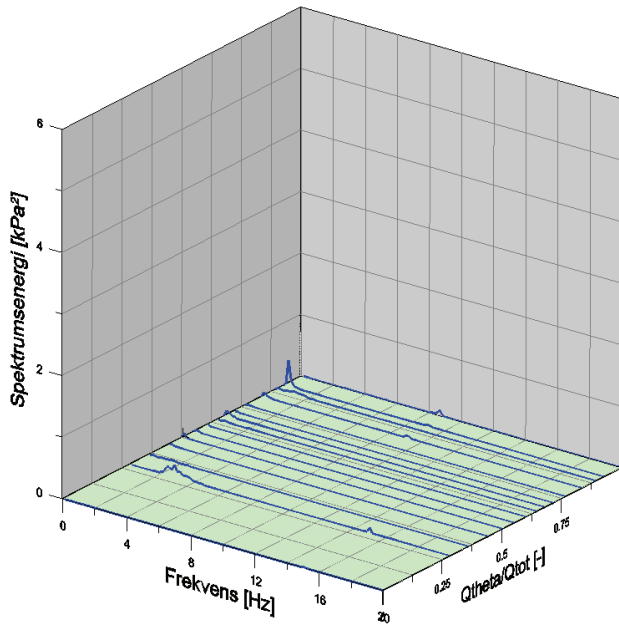
Figur C-1 – 100kPa høyre side – dyse av

Høyre trykktansduser - dyse på

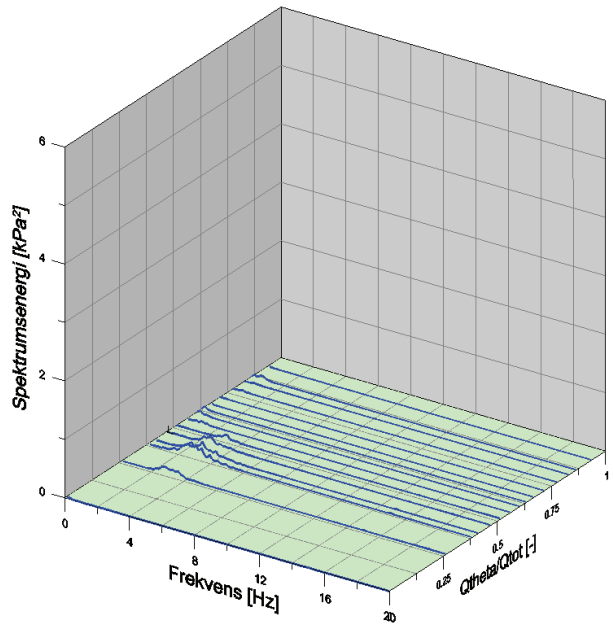


Figur C-2 - 100kPa høyre side - dyse på

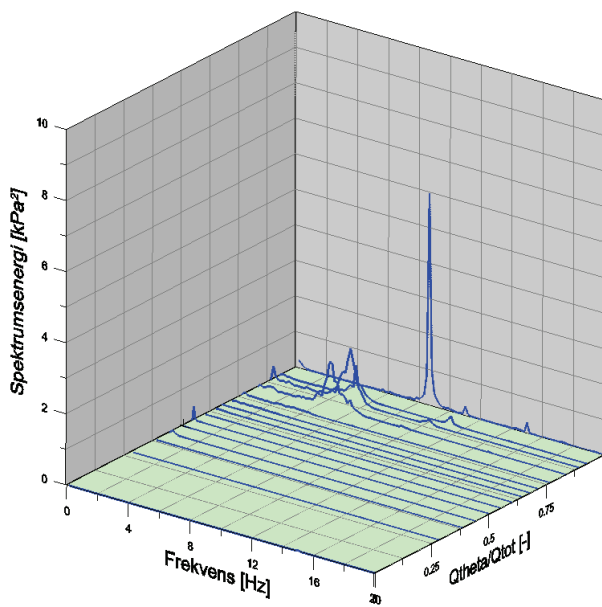
Under vises spektrumsanalyse av trykkmålinger gjort ved ulikt gjennomsnittsbaktrykk. Trykket var hhv 70, 85 og 115 kPa. Det er kun vist resultater for venstre side, da venstre og høyre side gir nærmest identiske resultater.



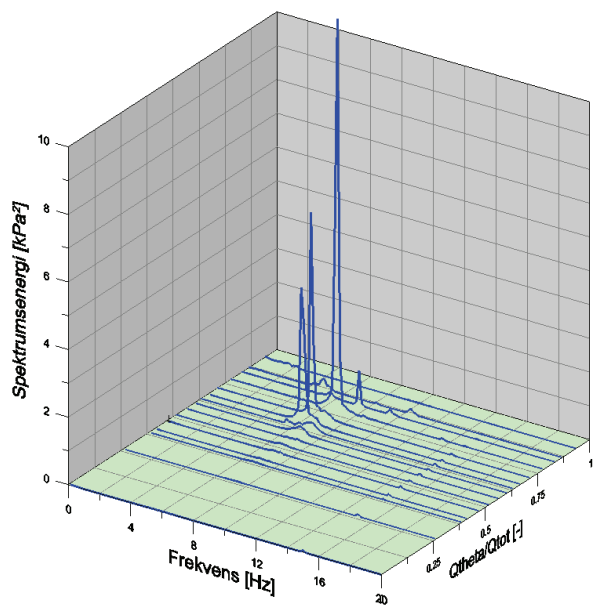
Figur C-3 - 70kPa venstre side – dyse av



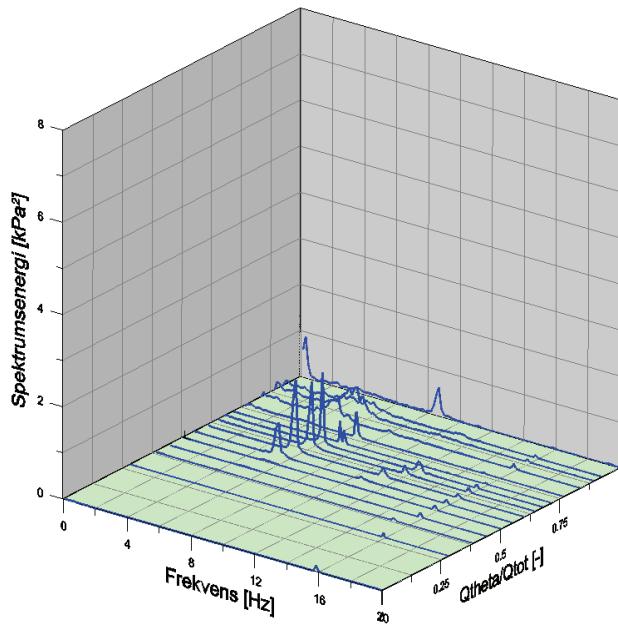
Figur C-4 - 70kPa venstre side – dyse på



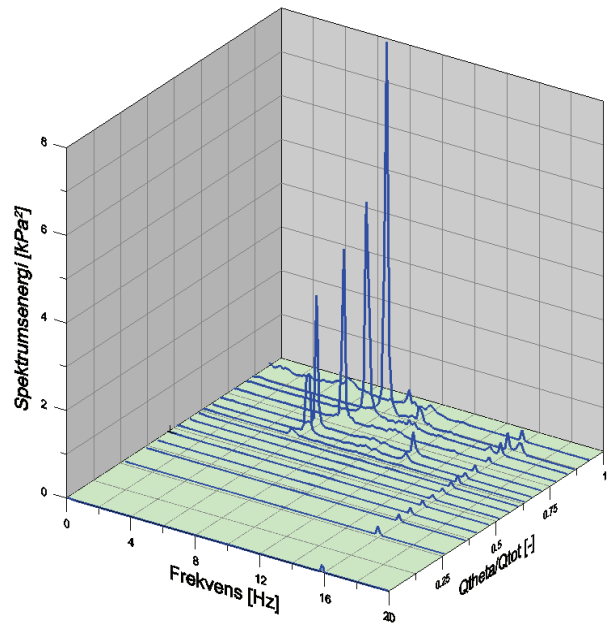
Figur C-5 - 85kPa venstre side – dyse av



Figur C-6 - 85kPa venstre side - dyse på



Figur C-7 - 115kPa venstre side – dyse av



Figur C-8 - 115 kPa venstre side – dyse på

## D Appendiks

### Bildeserie av virvelutvikling uten dyse

Bildeserien (Figur D-1 til Figur D-5) viser virvelutvikling fra lite mot høyt spinn ved lavt trykk uten dyse. (70 kPa)



Figur D-1 – Luftig virvel



Figur D-2 – Stor gassvirvel ut mot rørvæggen

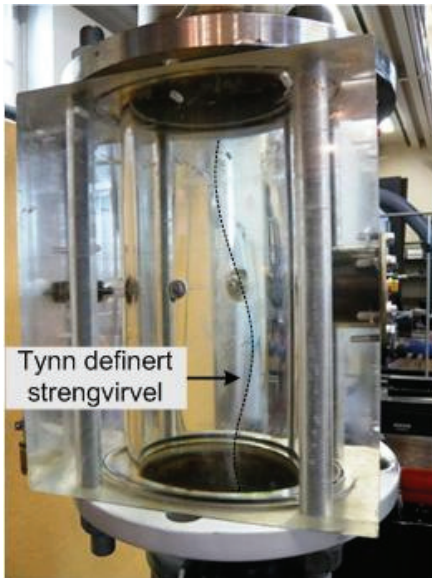


Figur D-3 – Definert gassvirvel



Figur D-4 – Definert gassvirvel på vei mot strengvirvel

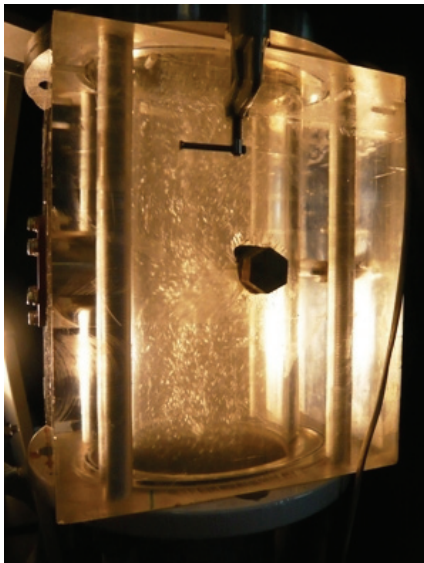




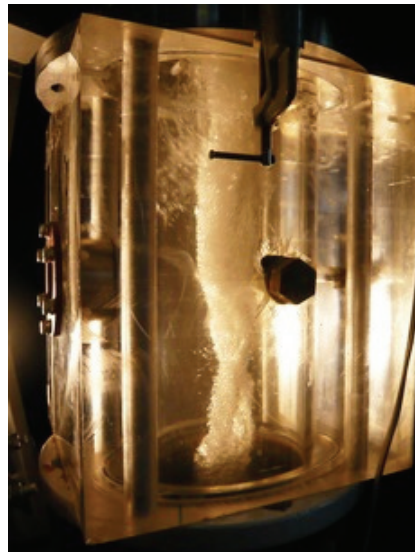
Figur D-5 – Definert ustabil strengvirvel

## Bildeserie av virvelutvikling med dyse

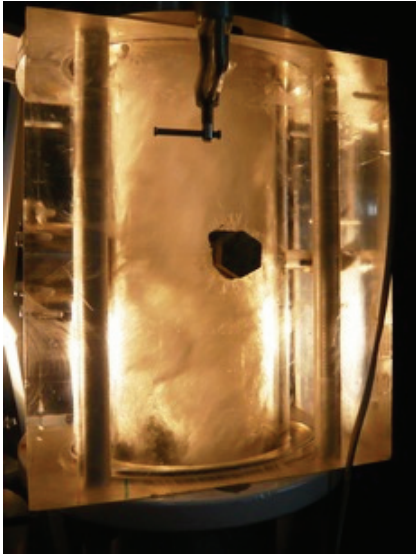
Bildeserien (Figur D-6 til Figur D-10) viser tilsvarende driftspunkt som over med dysa på ved 70 kPa.



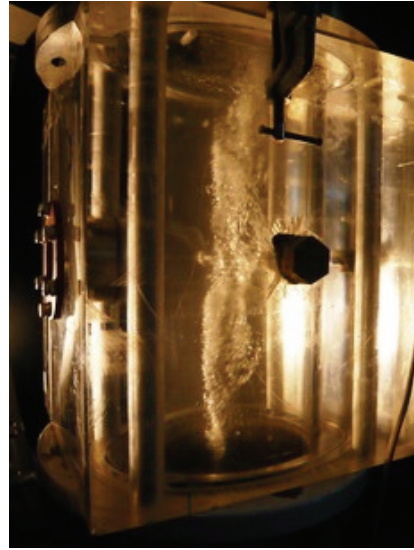
Figur D-6 – Pkt. 5 med dyse – 70 kPa



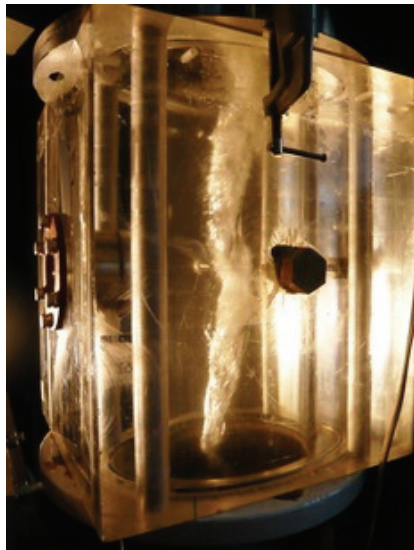
Figur D-7 – Pkt. 8 med dyse – 70 kPa



**Figur D-8 – Pkt 10 med dyse – 70 kPa**



**Figur D-9 – Pkt. 12 med dyse – 70 kPa**



**Figur D-10 – Pkt. 15 med dyse – 70 kPa**



## E Appendiks

### Simuleringsrapport RSM-SSG uten dyse



Title

**RSM SSG – STATIONARY – NOZZLE OFF**

Author

Pål Henrik Finstad

Date

2009/06/02 11:12:53

---

## Contents

### [1. File Report](#)

[Table 1](#) File Information for SSG REYNOLDS STAT\_001

### [2. Mesh Report](#)

[Table 2](#) Mesh Information for SSG REYNOLDS STAT\_001

### [3. Physics Report](#)

[Table 3](#) Domain Physics for SSG REYNOLDS STAT\_001

[Table 4](#) Boundary Physics for SSG REYNOLDS STAT\_001

### [4. Solution Report](#)

[Table 5](#) Boundary Flows for SSG REYNOLDS STAT\_001

### [5. User Data](#)

[Chart 1](#)

[Figure 1](#)

[Figure 2](#)

[Figure 3](#)

## 1. File Report

Table 1. File Information for SSG REYNOLDS STAT_001	
Case	SSG REYNOLDS STAT_001
File Path	C:\CFX\FINALE MED CFX MESH\SSG REYNOLDS STAT_001.res
File Date	26 May 2009
File Time	07:37:00 PM
File Type	CFX5
File Version	11.0
Fluids	Water
Solids	None
Particles	None

## 2. Mesh Report

Table 2. Mesh Information for SSG REYNOLDS STAT_001		
Domain	Nodes	Elements
Default Domain	3522304	9792890

## 3. Physics Report

Table 3. Domain Physics for SSG REYNOLDS STAT_001				
Name	Location	Type	Materials	Models
Default Domain	B47	Fluid	Water	Heat Transfer Model = Isothermal Turbulence Model = SSG Reynolds Stress Turbulent Wall Functions = Scalable Buoyancy Model = Buoyant Domain Motion = Stationary

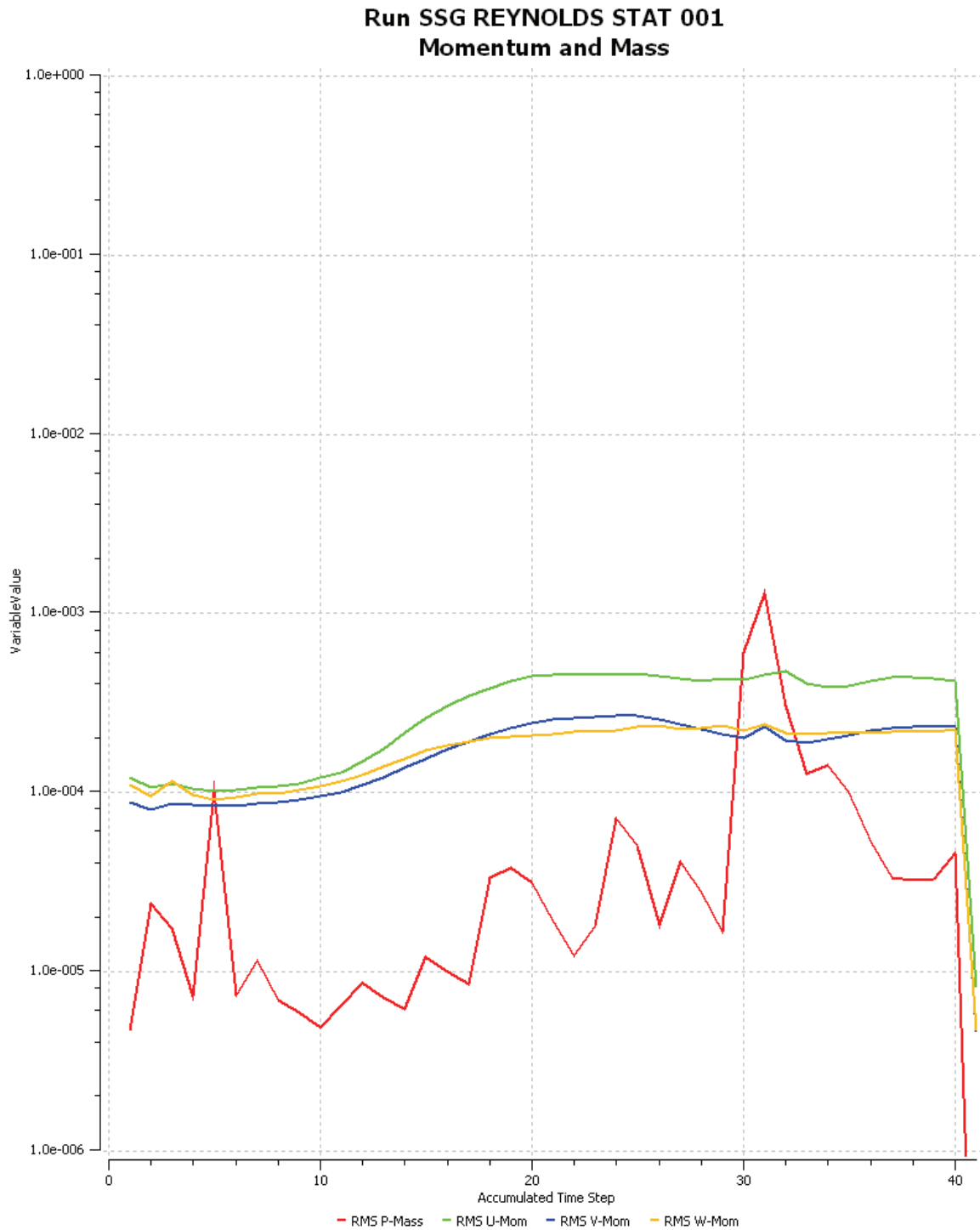
Table 4. Boundary Physics for SSG REYNOLDS STAT_001				
Domain	Name	Location	Type	Settings
Default Domain	Inlet Main	Inlet Main	Inlet	Flow Direction = Normal to Boundary Condition Flow Regime = Subsonic Mass Flow Rate = 6.6 [kg s <sup>-1</sup> ] Mass And Momentum = Mass Flow Rate Turbulence = Medium Intensity and Eddy Viscosity Ratio
Default Domain	Inlet Rotator	Inlet Rotator	Inlet	Flow Direction = Normal to Boundary Condition Flow Regime = Subsonic Mass Flow Rate = 16.3 [kg s <sup>-1</sup> ]

				1] Mass And Momentum = Mass Flow Rate Turbulence = Medium Intensity and Eddy Viscosity Ratio
Default Domain	Outlet main	Outlet	Opening	Flow Regime = Subsonic Mass And Momentum = Static Pressure for Entrainment Relative Pressure = 17 [kPa] Turbulence = Zero Gradient
Default Domain	Default Domain Default	F36.47, F37.47, F40.47, F41.47, F42.47, F43.47, F44.4...	Wall	Wall Influence On Flow = No Slip Wall Roughness = Smooth Wall
Default Domain	Inlet Nozzle	Inlet Nozzle	Wall	Wall Influence On Flow = No Slip Wall Roughness = Smooth Wall

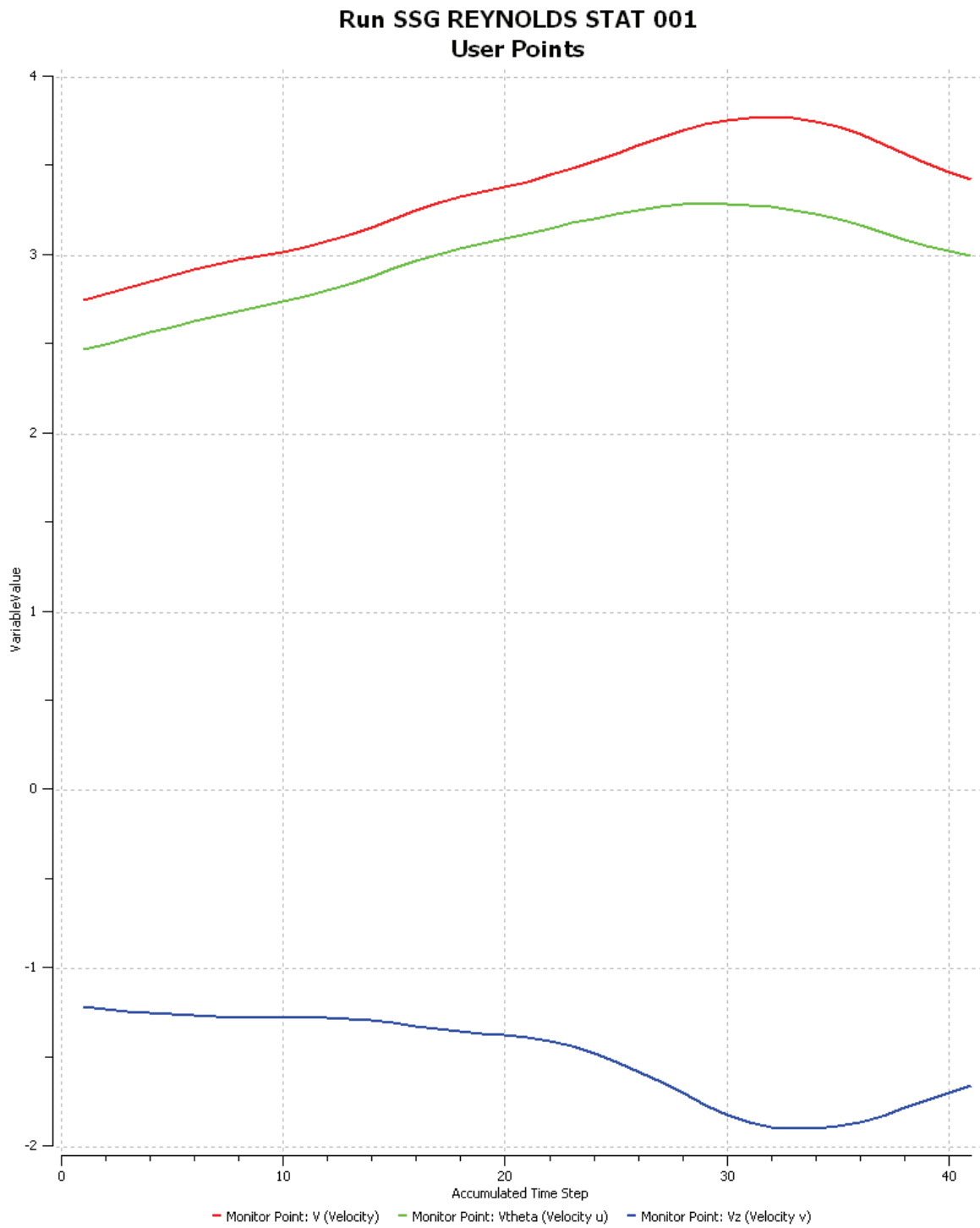
## 4. Solution Report

Table 5. Boundary Flows for SSG REYNOLDS STAT_001					
Location	Type	Mass Flow	Momentum		
			X	Y	Z
Default Domain Default	Boundary	0.0000e+00	9.3663e+02	-1.1671e+01	2.1124e+00
Inlet Main	Boundary	6.6000e+00	-3.6130e+02	-5.9192e-08	-2.8353e-07
Inlet Nozzle	Boundary	0.0000e+00	-1.7847e+00	1.7422e-05	8.4977e-06
Inlet Rotator	Boundary	1.6300e+01	-2.4052e+02	-3.1803e-07	8.8180e-07
Outlet main	Boundary	-2.2900e+01	-3.3273e+02	1.0262e+01	-2.7741e-01

## 5. Convergence History



**Figur E-1 – Convergence history momentum and mass**



**Figur E-2 – Convergence history userdefined velocities**

## 6. User Data

Chart 1.

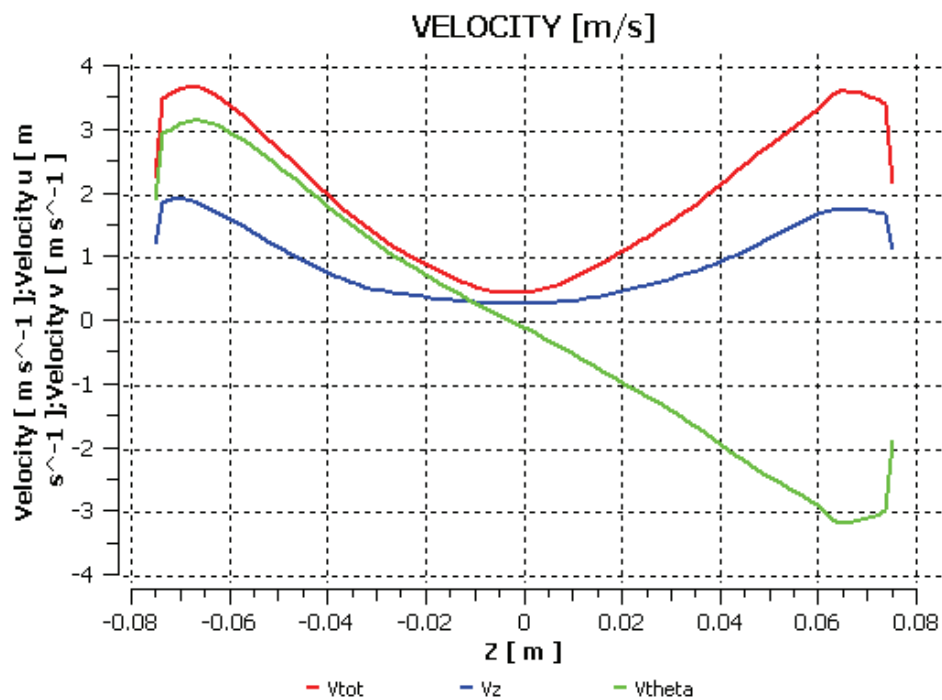


Figure 1.

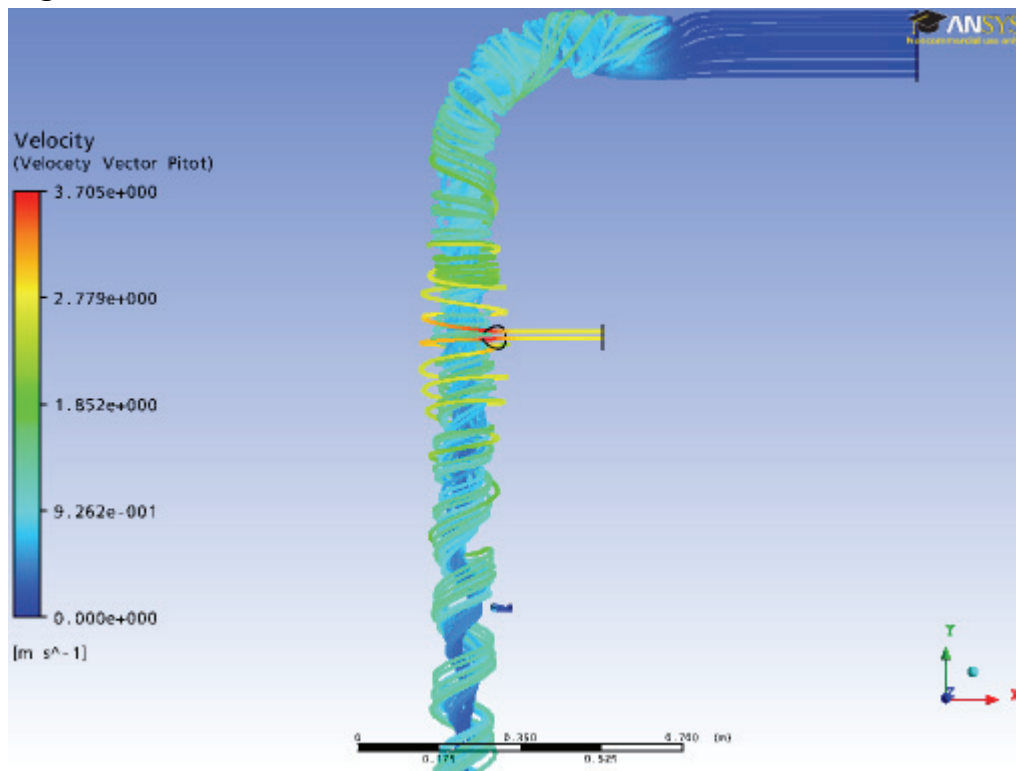


Figure 2.

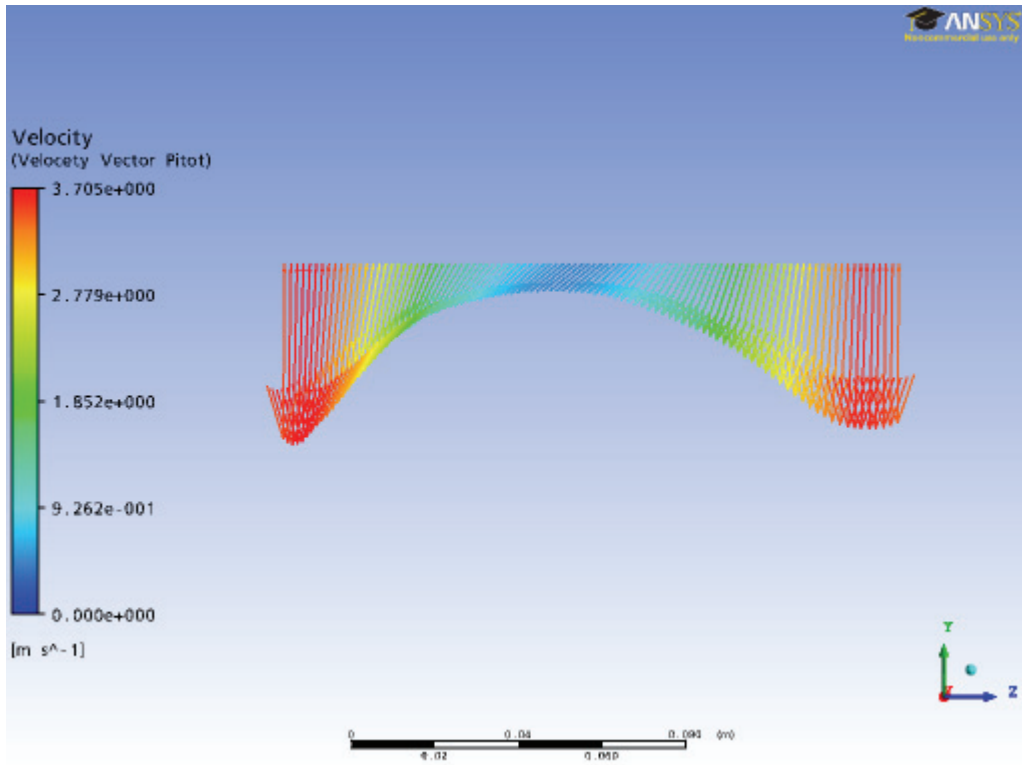
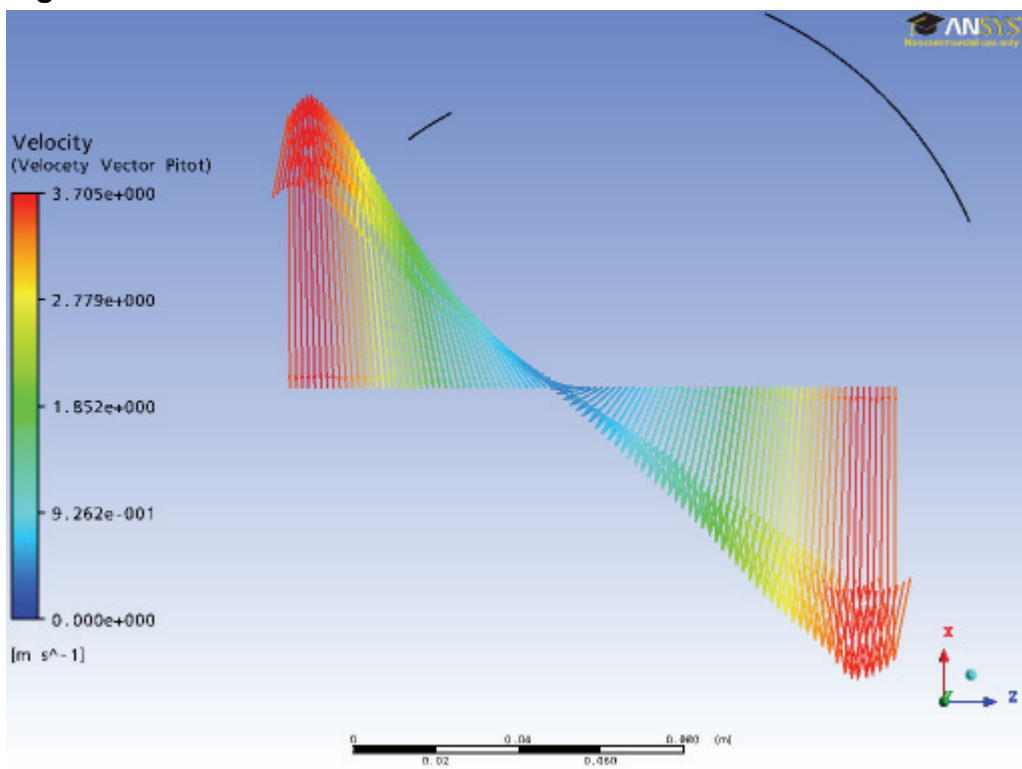


Figure 3.



## Simuleringsrapport RSM-SSG med dyse



Title

**RSM SSG – STATIONARY – NOZZLE ON**

Author

Pål Henrik Finstad

Date

2009/06/02 11:47:45

---

## Contents

### [1. File Report](#)

[Table 1](#) File Information for SSG REYNOLDS STAT NOZZLE ON\_002

### [2. Mesh Report](#)

[Table 2](#) Mesh Information for SSG REYNOLDS STAT NOZZLE ON\_002

### [3. Physics Report](#)

[Table 3](#) Domain Physics for SSG REYNOLDS STAT NOZZLE ON\_002

[Table 4](#) Boundary Physics for SSG REYNOLDS STAT NOZZLE ON\_002

### [4. Solution Report](#)

[Table 5](#) Boundary Flows for SSG REYNOLDS STAT NOZZLE ON\_002

### [5. User Data](#)

[Chart 1](#)

[Figure 1](#)

[Figure 2](#)

[Figure 3](#)



## 1. File Report

Table 1. File Information for SSG REYNOLDS STAT NOZZLE ON_002	
Case	SSG REYNOLDS STAT NOZZLE ON_002
File Path	C:\CFX\FINALE MED CFX MESH\SSG REYNOLDS STAT NOZZLE ON_002.res
File Date	29 May 2009
File Time	09:54:56 PM
File Type	CFX5
File Version	11.0
Fluids	Water
Solids	None
Particles	None

## 2. Mesh Report

Table 2. Mesh Information for SSG REYNOLDS STAT NOZZLE ON_002		
Domain	Nodes	Elements
Default Domain	3522304	9792890

## 3. Physics Report

Table 3. Domain Physics for SSG REYNOLDS STAT NOZZLE ON_002				
Name	Location	Type	Materials	Models
Default Domain	B47	Fluid	Water	Heat Transfer Model = Isothermal Turbulence Model = SSG Reynolds Stress Turbulent Wall Functions = Scalable Buoyancy Model = Buoyant Domain Motion = Stationary

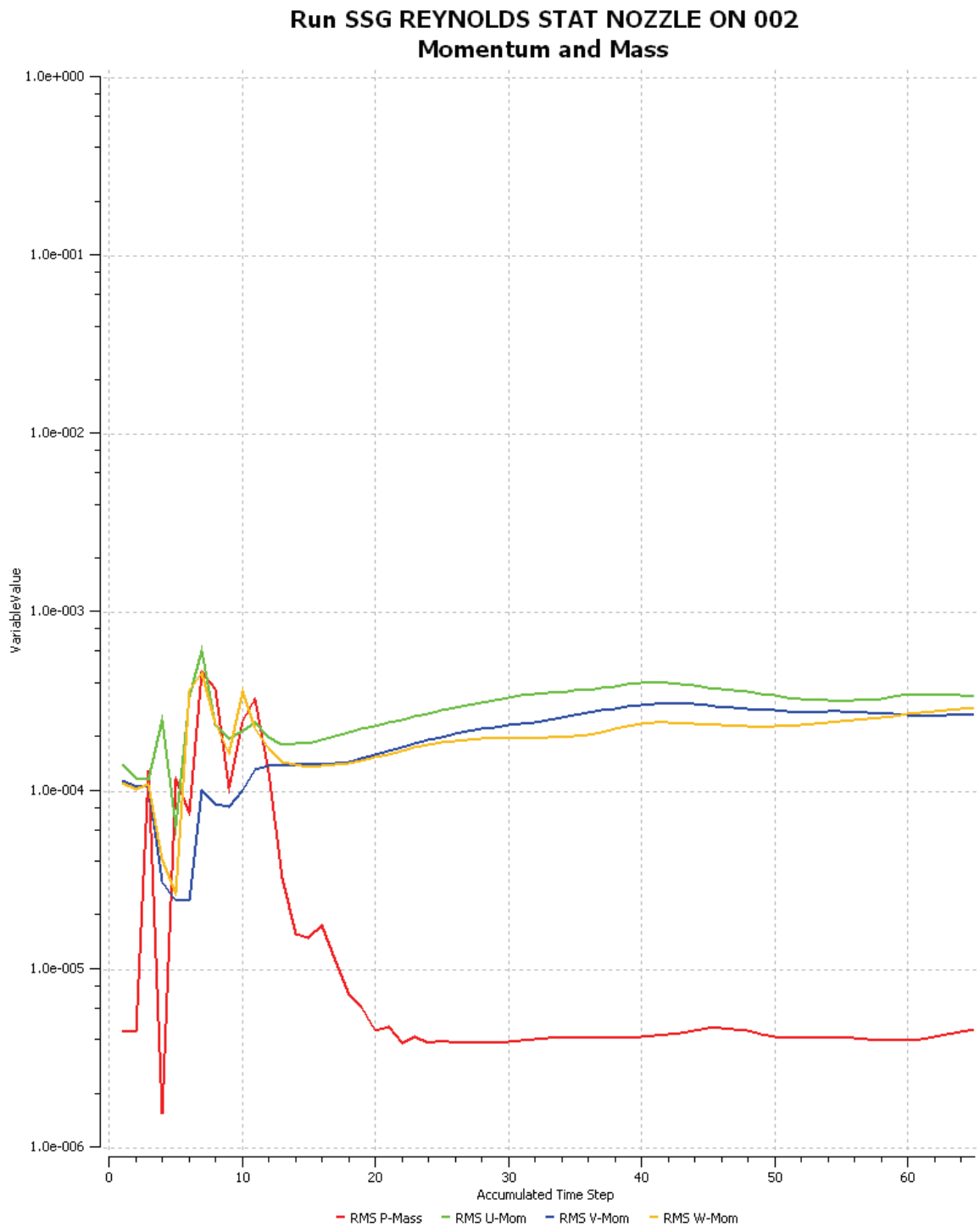
Table 4. Boundary Physics for SSG REYNOLDS STAT NOZZLE ON_002				
Domain	Name	Location	Type	Settings
Default Domain	Inlet Main	Inlet Main	Inlet	Flow Direction = Normal to Boundary Condition Flow Regime = Subsonic Mass Flow Rate = 6.6 [kg s <sup>-1</sup> ] Mass And Momentum = Mass Flow Rate Turbulence = Medium Intensity and Eddy Viscosity Ratio
Default Domain	Inlet Nozzle	Inlet Nozzle	Inlet	Flow Direction = Normal to Boundary Condition Flow Regime = Subsonic

				Mass Flow Rate = 1.46 [kg s <sup>-1</sup> ] Mass And Momentum = Mass Flow Rate Turbulence = Medium Intensity and Eddy Viscosity Ratio
Default Domain	Inlet Rotator	Inlet Rotator	Inlet	Flow Direction = Normal to Boundary Condition Flow Regime = Subsonic Mass Flow Rate = 16.3 [kg s <sup>-1</sup> ] Mass And Momentum = Mass Flow Rate Turbulence = Medium Intensity and Eddy Viscosity Ratio
Default Domain	Outlet main	Outlet	Opening	Flow Regime = Subsonic Mass And Momentum = Static Pressure for Entrainment Relative Pressure = 17 [kPa] Turbulence = Zero Gradient
Default Domain	Default Domain Default	F36.47, F37.47, F40.47, F41.47, F42.47, F43.47, F44.4...	Wall	Wall Influence On Flow = No Slip Wall Roughness = Smooth Wall

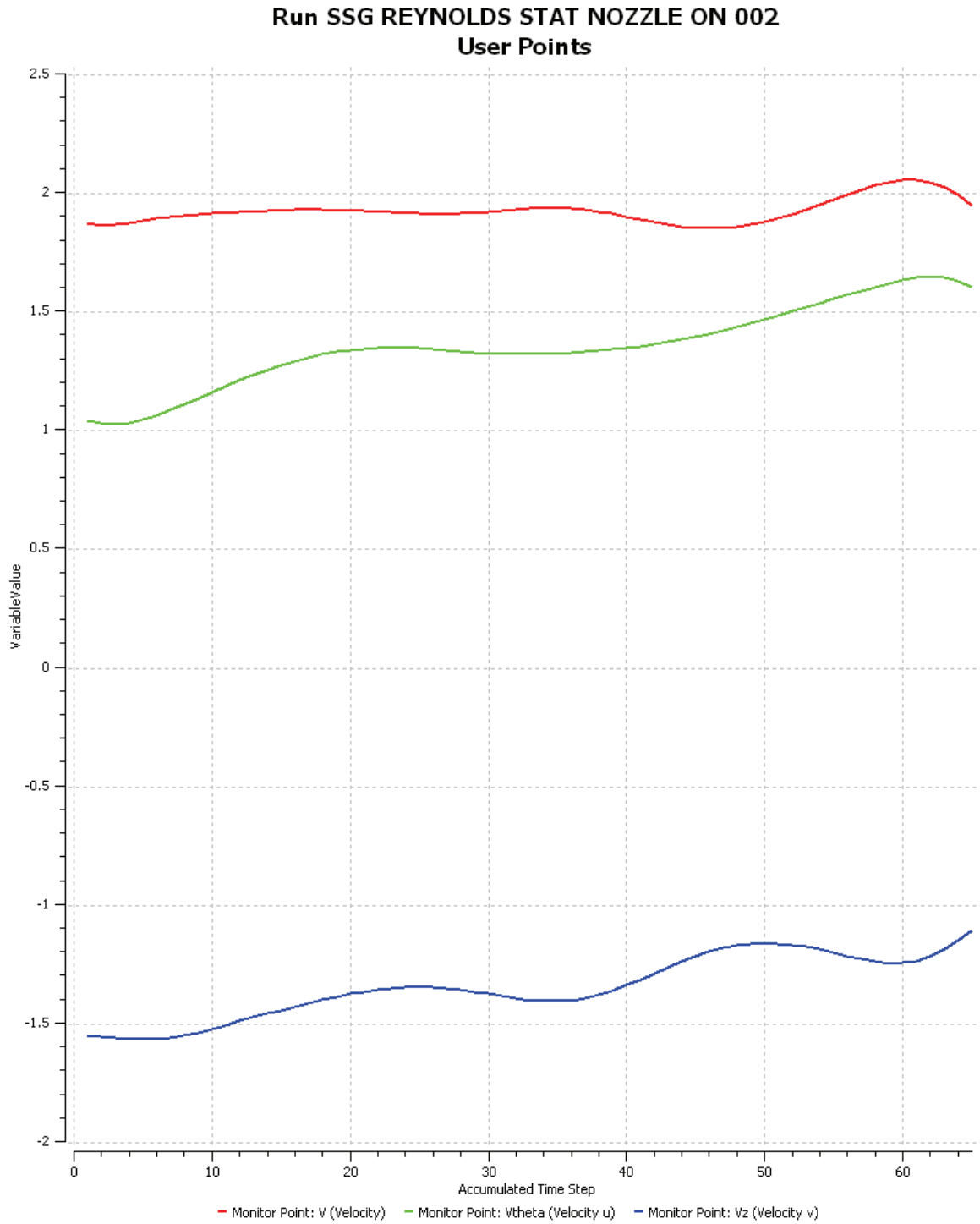
## 4. Solution Report

Table 5. Boundary Flows for SSG REYNOLDS STAT NOZZLE ON_002					
Location	Type	Mass Flow	Momentum		
			X	Y	Z
Default Domain Default	Boundary	0.0000e+00	9.3255e+02	-7.5971e+00	-3.9200e-02
Inlet Main	Boundary	6.6000e+00	-3.3599e+02	-7.3415e-08	-3.2046e-07
Inlet Nozzle	Boundary	1.4600e+00	-2.8554e+01	-7.3147e-08	4.0811e-08
Inlet Rotator	Boundary	1.6300e+01	-2.3468e+02	-3.1687e-07	8.8144e-07
Outlet main	Boundary	-2.4360e+01	-3.3393e+02	8.1272e+00	-1.4445e-01

## 5. Convergence History



**Figur E-3 - Convergence history momentum and mass**



**Figur E-4 - Convergence history userdefined velocities**

## 6. User Data

Chart 1.

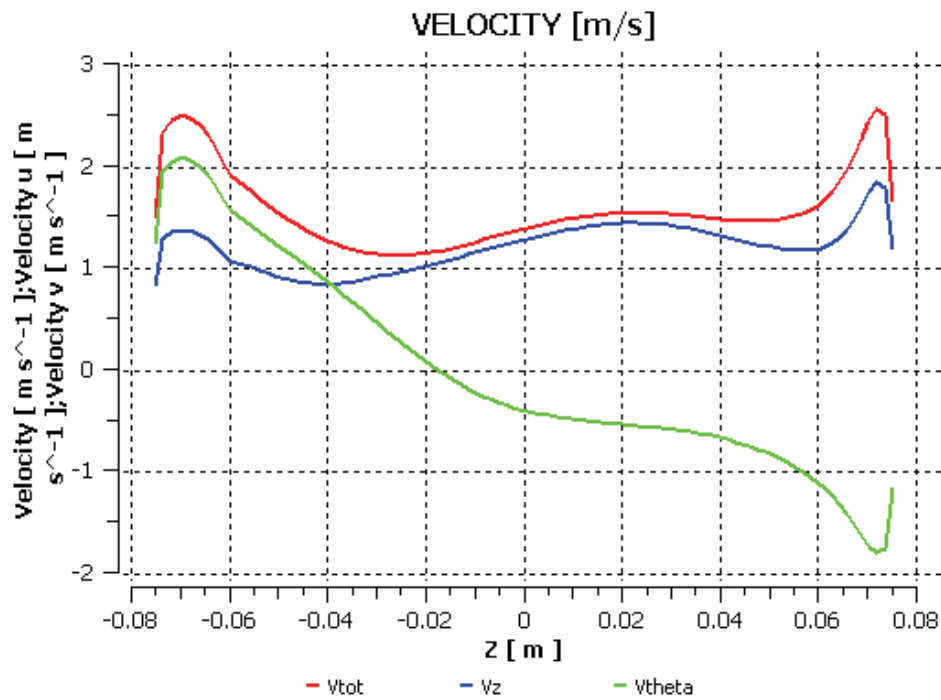


Figure 1.

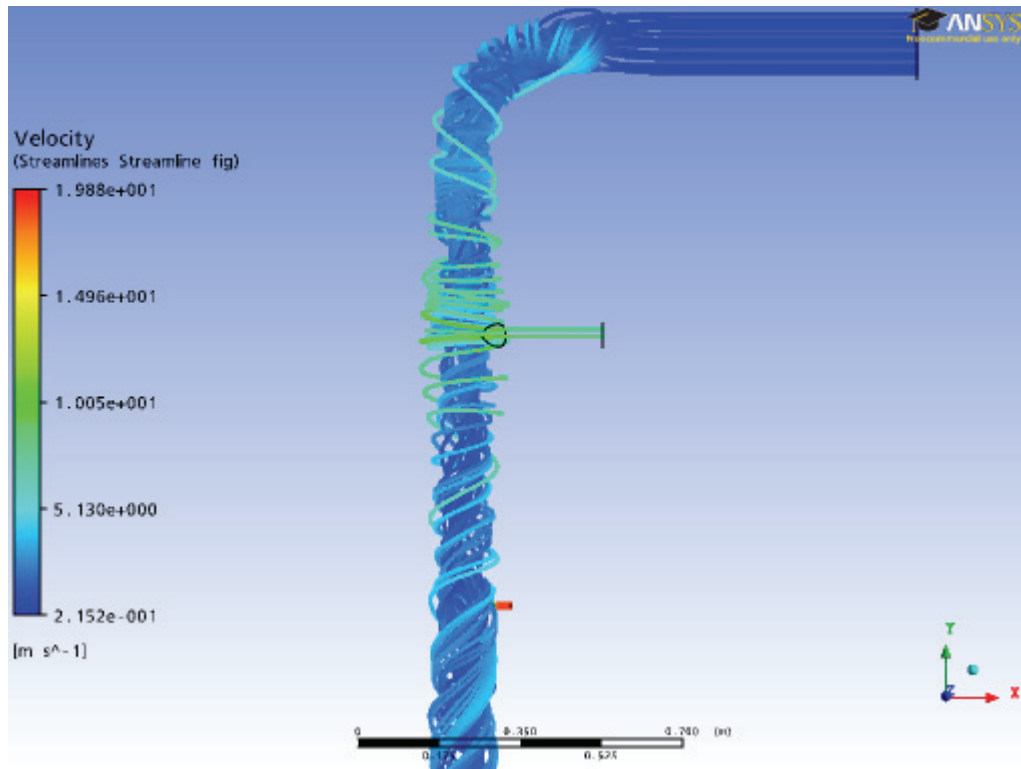


Figure 2.

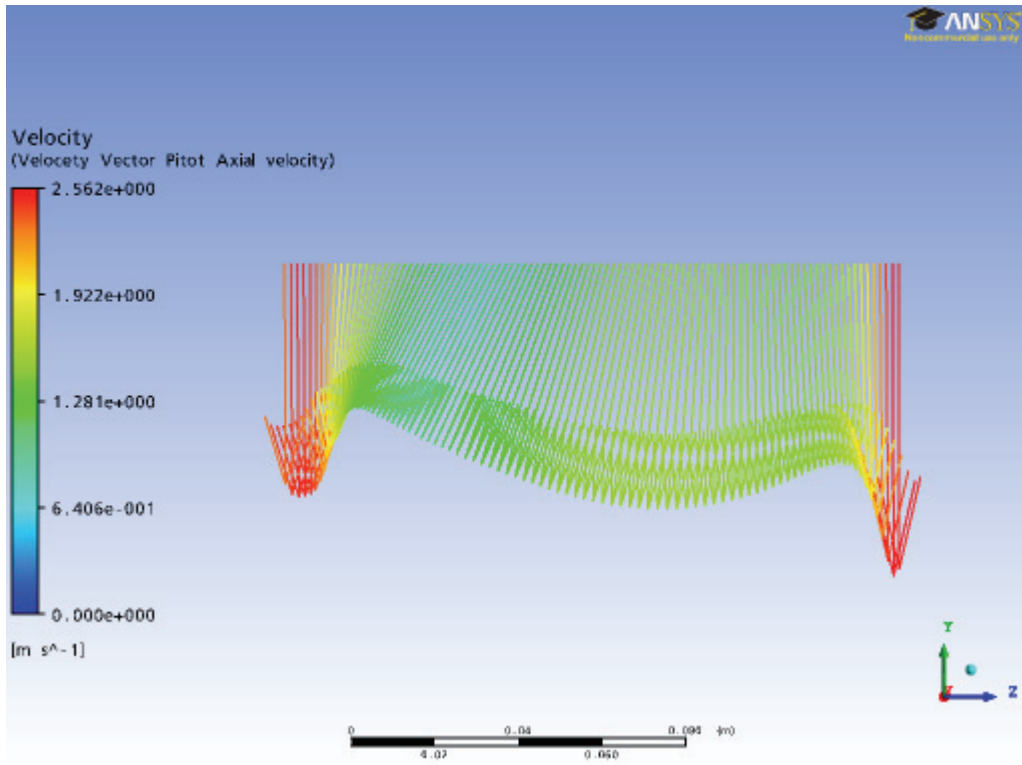


Figure 3.

