Måling på model af strømning ud af en musling

Azur Hodžić, s082901

Peter Jonatan Jensen, s082874

Danmarks Tekniske Universitet Sektion for Fluid Mekanik - DTU Mekanik Dato: 23.12.2011

Resumé

I dette projekt undersøges jets ud af cirkulære, elliptiske og alternative dysegeometrier. Den sidstnævnte geometri er inspireret af en blåmuslings udstrømningssifon. Det primære formål med denne geometri er, at videreføre undersøgelserne på jets fra levende blåmuslinger foretaget af Riisgård et al.[6] under kontrollérbare forhold. Dernæst er projektets formål, at udforske potentialet for passiv flowkontrol for de førnævnte dysegeometrier.

Jets'ene undersøges ved Reynolds-tallet, Re ≈ 600 . For at kunne udføre disse undersøgelser, vil en betydelig del af projektet være at designe og konstruere en forsøgsopstilling med henblik på at udføre visuelle eksperimenter såvel som at lave to-komponent PIV og stereoskopisk PIV målinger.

Forsøgsopstillingen blev konstrueret og den muliggjorde visualiseringer og PIV-målinger. Forsøgsopstillingen levede op til en række kriterier, så som at sikre forstyrrelser fra pumpe, vægge og overløbsrør, et passende design af dyser og gode optiske forhold for kameraer.

Uforudsete ulemper synliggjordes under den eksperimentelle udførelse. Af disse kan nævnes en dårlig traversering, utætheder i dysekomponenten, ringe afpasningsvilkår for laser og ustabile kameraopstillinger.

De visuelle eksperimenter viser, at samtlige jets i starten er karakteriseret ved en laminar tilstand, som bryder op til en turbulent tilstand inden for en afstand af otte diametre 8D.

De indsamlede PIV data har et beregnet fejlestimat på 4%. Den alternative dysegeometri, har en spredningsvinkel der afviger med 52% fra spredningen af blåmuslingens jet. Forskellen skyldes formentlig dysens svage afspejling af udstrømningssifonens indre geometri.

Iblandingsforholdet i en afstand fra dysemundingen på x/D = 1 er højest for den alternative dyse, herefter viser de elliptiske dyser de bedste iblandingsforhold.

De elliptiske dyser viser egenskaber som akseskift og en forøget iblanding i forhold til den cirkulære jet. Disse egenskaber er også observeret for jets ved Re= $7.8 \cdot 10^4$ Ho & Gutmark [8].

Resultaterne på tværs af forsøgsmetoderne stemte overens i flere tilfælde på tværs af målemetoderne, med eksempelvis akseskift, og bekræftede dermed hinanden. Forsøgsopstillingens alsidighed i at den kunne anvendes til visualiseringer, 2C-PIV og stereo PIV målinger er en af fordelene og indbyder derfor til flere og mere dybdegående undersøgelser af de konventionelle dysegeometrier såvel som de ikke-konventionelle.

Abstract

In this project jets with circular, elliptical and alternative nozzle geometries are investigated. The latter geometry is inspired by the exhalant siphon of a blue mussel. The primary purpose of this geometry is to continue the investigation on jets from living mussels performed by Riisgård et al. [6], under controllable conditions. Secondarily the purpose of the project is to investigate the potentials of passiv flow control for the aforementioned nozzle geometries.

The jets are investigated at the Reynolds number, $Re \approx 600$. In order to be able to perform these investigations, a significant part of the project will be dedicated to the design and construction of the experimental set-up, with the intent of performing visual experiments as well as conducting two component PIV and stereoscopic PIV measurements.

The experimental set-up was constructed and enabled visualizations and PIV-measurements. The experimental set-up lived up to a number of criteria, for example insuring minimal disturbances from pump, the walls and the overflow pipe, a suitable design of the nozzles and good optical conditions for cameras.

Unforeseen drawbacks of the experimental set-up became evident during the experiments procedure. Among these can be mentioned poor traversing, leaks in the nozzle component, bad alignment conditions between lasersheet and the centreline of the nozzle and unstable camera arrangements.

The visual experiments show that all jets are initially characterized by a laminar state, which breaks up and attains a turbulent state within eight nozzle diameters, 8D.

The collected PIV data, has a calculated error estimate of 4%. The alternative nozzle geometry, has a dispersion angle which deviates by 52% from the dispersion of the blue mussel. The difference is probably due to the nozzle's weak reflection of the exhalant siphon's inner geometry.

The entrainment ratio, is greatest for the alternative nozzle, trailed by the elliptical nozzles that show the best within a distance from the nozzle lip of x/D = 1.

The elliptical nozzles show properties such as axis switch and an enhanced entrainment relative to the circular jet. These properties are also observed for jets at $Re = 7.8 \cdot 10^4$ Ho & Gutmark [8].

The results across the experimental methods corresponded in several cases and confirmed each other. The versatility of the experimental set-up is one of its advantages and therefore invites to more in-depth investigations of the conventional nozzle geometries as well as a non-conventional ones.

Forord

Dette bachelorprojekt er afslutningen på bacheloruddannelsen Produktion & Konstruktion på Danmarks Tekniske Universitet (DTU). Projektet hører under Sektion for Fluid Mekanik på instituttet DTU Mekanik.

De undertegnede ønsker at takke følgende vejledere knyttet til projektet, for deres informative vejledning under hele forløbet: Lektor Knud Erik Meyer, Professor Emeritus Poul Scheel Larsen, lektor Jens Honore Walther og forsker Clara Merika Velte. Der gives desuden en tak til laboratorietekniker Morten Berger Jørgensen for hans hjælp til konstruktionen af forsøgsopstillingen og til AC-TAP Jakob Skov Nielsen for hans hjælp til produktionen af dyserne.

Azur Hodžić

Indhold

1	Introduktion	1
2	Den elliptiske jet2.1Iblanding2.2Akseskift2.3Opblanding og spredning	4 4 5 7
3	Design og konstruktion af forsøgsopstilling 3.1 Komponenter 3.2 Dimensionering af akvariet 3.3 Vandfilm i overløbsrøret 3.4 Varme fra pumpe 3.5 Fremstilling af dyser og farvekomponent 3.5.1 Design og konstruktion af dyser 3.5.2 Polynomier som designredskab 3.5.3 Farvekomponent 3.5.4 Det færdige dyseemne 3.5.5 Produktion af dyser og farvekomponent 3.5.6 Simulering af hastighedsprofil	8 10 12 13 15 15 15 16 18 19 21 22
4	Visualiseringer 2 4.1 Cirkulær dyse (D1) 4.2 3:1 elliptisk dyse (D2) 4.3 4:1 elliptisk dyse (D3) 4.4 Trekant-elliptisk dyse (D4)	27 27 28 29 31
5	Particle Image Velocimetry (PIV)Størrelse af måleområde5.1Størrelse af måleområde5.22C-PIV5.3Stereo PIV	33 33 34 36
6	Resultater 3 6.1 Usikkerheder - 2C-PIV og stereo PIV 5 6.2 Væggenes påvirkning på jet'en 5 6.3 Hastighedsprofiler 5 6.4 Turbulens 5 6.5 Spredning af jet'en 5 6.6 Henfald af centerhastigheden 5 6.7 Ligedannethed 5 6.8 Iblanding 5	 38 39 40 44 47 52 54 55

	6.9 Jet'ens udvikling	57
7	Perspektivering	62
8	Konklusion	64
Bi	lag	66
A	Den lokale induktions approksimation (LIA)	67
В	Dimensionering af forsøgstanken	70
С	Beregning af vandfilmtykkelse i overløbsrør.	72
D	Beregning af PIV-måleområde	74
Е	Sammenhæng mellem vinklen phi_2 for en ellipse og vinklen phi_1 for en cirkel	76
F	Maskintegninger fra Pro/E	78
G	Komponenter	92
н	Middelhastigheden ud af dyserne	94
Ι	Undersøgelse af korrelerede data for 2D-PIV	95
J	Statistiske data for 2D-PIV målinger	97
K	Statistiske data for 3D-PIV målinger	99
\mathbf{L}	Visualiseringer	101
Μ	Beregning af spredningsvinklen for D1	107
Ν	Eksempler på partikkelbilleder taget under stereoskopisk PIV.	108
0	Stereo PIV konturplots	112
Р	Måledata og MATLAB-scripts	124

Figurer

$2.1 \\ 2.2$	Derformation af hvirvelring. (a): Storakseplan. (b): Lilleakseplan. [8] Akseskift ud fra strømningsvisualiseringer. (a): Akseskift set normalt på storak-	5
	mens retning. [9]	5
2.3	Akseskift skitseret ud fra numeriske simulationer af den lokale induktions approksimation (LIA).(a): Akseskift for hvirvelring set normalt på jet'ens retning.	
	(b): Hvirvelring i 3D der viser deformationen af hvirvelringen. [9]	6
3.1	Forsøgsopstilling ved stereo PIV. A: Vandreservoir; B: Overløb- srør; C:Flowmeter; D:Traversering; E:Forsøgstank; F:Dyse; G:Pumpe; H:Afskærmning; I:Spejl; J:Laser; K:Kamera; ∇ : Vandoverflade. En tilsvarende kameraopstilling som vist ved K, var sat op 90° på, pegende ind vinkelret på	
3.2	forsøgstankens forreste glasrude i figuren	9
	momentumbevarelse.	13
3.3	Skitse af overløbsrøret i plan (a) og fra snit (b) med vandfilm. (a): A angiver arealet af vandfilmtykkelsen. d_1 er luftcylinderens diameter og d_2 er overløb-	
2.4	srørets indre diameter. (b): Beregning af \bar{V} . A: Overløbsrør, B: Forsøgstank	14
3.4	(a): Elliptiske udstrømningssifon fra blamusling. Det ses at ellipsen er asym- metrisk henover stor- og lilleaksen. Midte: udstrømningssifon, [6]. (b): Akse-	
	forhold for trekant-ellipse dysen: $a = 7.05mm$, $b = \frac{1}{3}a$, $c = \frac{2}{3}a$, $d = \frac{2}{9}a$. Areal, $A = 36.06mm^2$	16
3.5	(a):Frembringere med 15° rotation af koordinatsystem. (b): Frembringere med	10
9.0	15 graders mellemrum samt med $\pm 3^{\circ}$ mellemrum ved storaksens ender	17
3.0	Vinkeldrejning i forhold til cirklen gå ellipse. Den sorte linie er drejet 45° svarende til det grønne liniestykke på cirklen. På ellipsen svarer 45° til det på ellipsen	
	grønne stykke, hvilket ikke berører den sorte linie.	17
3.7	$r_A=3$ elliptisk dyse efter anvendelse af Pro/E's Boundary Blend-funktion	18
3.8	Farvekomponent designet i to stykker (J) og (K). (A-I) Designmæssige detajler	
	for farvekomponentens multifunktionalitet. (A): Studs. (B): Dysesko. (C): Not. (D): Plackbargel (E): Plackbulg (E): Pinglbul (C): Ping (U): Placking (G): Optimized former (U):	
	(D): Blækkanal. (E): Blækhule. (F): Pinoinul. (G): Pig. (H): Blækhudøring. (I): stopvæg. (J): Bagstykke. (K): Forstykke	18
3.9	$r_A = 3$ elliptisk dyse sammensat med fod (A). (B): huller til pinol skruer. (C):	10
	Afmærkning af stor- og lilleaksen. (D): Spor til not.	19
3.10	Samlede dyseemne og farvekomponent i eksploderet fremvisning (a), tværsnit (b).	20
3.11	Skematisk illustration at farvekomponentens principielle funktion. A: Blæk. B:	91
		<i>4</i> 1

3.12	Skitse af dyse opdelt i otte tværsnit, $A_0 - A_7$ til beregning af δ^* med Thwaites korrelation. Dysen inddeles i syv sektioner, hvor $h_1 - h_7$ er de respektive afstande imellem tværspittene	93
3.13	Konvergensanalyse udført for fortrængningstykkelsen, δ^* , i de syv tværsnit, $A_1 - A_1 = (-1)^{-1} (-1)$	20
3.14 3.15	A_7 (se figur 3.12). i dysen. δ^*/D_e er konvergeret i løbet af mitterationer. Plot af hastigheder i dysen med og uden fortrængningstykkelsen, δ^* . De er foretaget i syv tværsnit $A_1 - A_7$ (se figur 3.12) i dysen (venstre ordinat). Den procentvise forøgelse i hastighed $U_{\delta^*} - U/U$ er vist på højre ordinat, hvor U_{δ^*} er hastigheden når δ^* medregnes	24 25 26
4.1	Visualisering af den cirkulære dyse (D1). Her anvendes blæk og blækken til- føres via farvekomponenten (se afsnit 3.5). Skala angiver nedstrøms afstande i ækvivalente diametre. $D_e = 8.14$ mm.	28
4.2	Visualisering af D2 dyse (se tabel 3.2 for navneforklaring). (a): Set vinkelret på lilleakseplanet. (b): Set vinkelret på storakseplanet. En blanding af flourescein anvendes som farve og lyses op af en kontinuert laser. Skala angiver nedstrømsafstande i ækvivalente diametre. $D_c = 8.14$ mm	29
4.3	Visualisering af D3 (se tabel 3.2 for navneforklaring). (a): Set vinkelret på lil- leakseplanet. (b): Set vinkelret på storakseplanet. En blanding af flourescein anvendes som farve og lyses op af en kontinuert laser. Skala angiver nedstrøm-	20
4.4	Visualisering af D4 (se tabel 3.2 for navneforklaring). (a): Set vinkelret på lil- leakseplanet. (b): Set vinkelret på storakseplanet. En blanding af flourescein anvendes som farve og lyses op af en kontinuert laser. Skala angiver nedstrøm-	30
	safstande i hydrauliske diametre. $D_h = 5.50 \mathrm{mm}$	32
$5.1 \\ 5.2$	Skematisk 2C-PIV opstilling. Lasersheet parallel med x-akse Øjebliksvektorfelter fra 2C-PIV måledata for dyse D4 (se tabel 3.2) set på	34
$5.3 \\ 5.4$	lilleakseplanet. (a): Måleområde 1. (b): Måleområde 2. $D_h = 5.50$ mm Skematisk stereo PIV opstilling. Lasersheet lyser på tværs af x-aksen Kalibrering af stereo PIV. (a): Skitsering af target-flytningen i fem forskellige positioner omkring lasersheet'et. (b): Kalibreringsresultatet, hvor softwaren har	36 37
	identificeret kalibreringspunkterne.	37
6.1	Momentum beregnet ud fra stereo PIV data. $M_{\frac{x}{D_e}}$ er momentum i en given position, x/D_e og $M_{teori} = 1.4 \cdot 10^{-4}N$ er det målte momentum ved $x = 0$ for	10
6.2	dyserne D2 og D3	40
6.3	8.14mm, $D_h = 5.50$ mm. For D1 og D3: $L_m = 0.074$ m/s. For D4: $L_m = 0.107$ m/s. 2C-PIV og stereo PIV hastighedsprofiler for D3 og D4 i lilleakseplan. $D_e =$	42
6.4	8.14mm, $D_h = 5.50$ mm. For D3: $L_m = 0.074$ m/s. For D4: $L_m = 0.107$ m/s (a,c-f): Stereo PIV turbulensen for D1, D3 og D4 i stor- og lilleakseplanet. Værdier for L_m : tabel 6.1a. $D_e = 8.14$ mm. $D_h = 5.50$ mm. (b): 2C-PIV turbulent kinetiske energi, K_c beregnet i jet'ens centerlinie, $(x, y, z) = (x/D_e, 0, 0)$.	43
	U_c værdier: tabel 6.1b	46

6.5	Bredden af jet'en, defineret som bredden af hastighedsprofilet imelle de to punk- ter hvor $U/U_{max} = 0.5$. Bredden er vist for D1 (cirkulær) og D3Z ((4:1) lillek- seplanet) og D3Y ((4:1) storekseplanet). $B(x/D_e)_50\% = 0.28(x/D_e) - 0.65$ er	
	en approximation til spredningen for D1, der når et virtuelt oprindelsespunkt i $r/D_{c} = 2.32$	48
6.6	Bredden af jet'en, defineret som bredden af hastighedsprofilet imelle de to punk- ter hvor $U/U_{max} = 0.5$ Bredden er vist for D1 (cirkulær) og D4Z ((trekant-	10
	elliptisk) lillekseplanet) og D4Y (trekant-elliptisk) storeekseplanet)	50
6.7	(a): Aksielle og transversale hastigheder for dyse D4Y ved $x = 5mm$. (b): Jet ud af en blåmusling viser en kraftig spredning tæt på muslingens udstrømningssifon	
	[6]	51
6.8	Henfaldet af centerhastigheden i dobbeltlogaritmisk afbildning for D1, D3 og D4. 6.8a: Hastighedshenfald for D1 og D3. 6.8b: Hastighedshenfald for D4. Hastighedshenfaldet antages at følge ligning (6.8). Det virtuelle oprindelsespunkt er sat til $x/D_e = 2.32$ (ud fra figur 6.5) for samtlige funk- tioner. B_1 , B_2 og B_3 , navngivet efter deres respektive henfaldskonstanter, er approksimationer til hastighedshenfaldet givet ud fra ligning (6.8). B_1 er ap- proksimation til D1, B_2 er approksimation til resultaterne for en cirkulær jet	
6.0	$(Re = 5142)$ [10] og B_3 er en teoretisk værdi for en cirkulær fri turbulent jet [13].	53
0.9	Ligedannethed for DI, som opstar ved $x/D_e = 9$. $k_u = 55$ beregnes ud fra (6.9).	54
6.10	$\kappa_u = 84.5$ er fra [10], for $Re = 5142$. Iblandingsforholdet R (se ligning (6.10)), for D1, D2, D3 og D4 (se tabel 3.2 for	94
	navneforklaring). Målinger fra stereo PIV. $Q_0 = 3.85 \cdot 10^{-6} m^3/s$. For D1, D2	
	og D3: $D = 8.14$ mm. For D4: $D = 5.50$ mm	56
6.11	(a,b): Stereo PIV konturplots af hastighedsfelt i fem forskellige snit på tværs af jet'en for D1 og D2 $x/D_e = [0.5, 4, 6, 9, 12]$. $D_e = 8.14$ mm. Se bilag O for	F 0
6.12	detaljerede konturplots. (a,b): Stereo PIV konturplots af hastighedsfelt i fem forskellige snit på tværs af iet'en for D3 og D4 $x/D_e = [0.5, 4, 6, 9, 12]$. For D3: $D_e = 8.14$ mm. For D4:	58
	$D_h = 5.50$ mm. Se bilag O for detaljerede konturplots	60
A.1	Skitse af et carthesisk koordinatsystem indeholdende en liniehvirvel, \vec{H} , en approksimation af liniehvirvlen, \vec{d} , og et punkt, \vec{v} , i planen	
	A, induceret af liniehvirvelen	68
B.1	Forsøgstank set fra oven. Bogstaverne angiver de dimensioner der er anvendt under dimensioneringen af forsøgstanken. d angiver længden af jet'en ved 99% momentumbevarelse.	70
C_{1}	Skitse af overløbsrøret i typersnit (a) og fra siden (b) med vandfilm (a): Λ	
0.1	angiver arealet af vandfilmtykkelsen. \mathscr{A}_1 er luftcylinderens diameter og \mathscr{A}_2 er	
	overløbsrørets indre diameter. (b): Beregning af $\bar{V}.$ A: Overløbsrør, B: Forsøgstank.	72
C.2	Vandfilmtykkelsen i overløbsrøret. Pil: Vandfilm	73
D.1	Skitse af PIV-opstilling	74
E.1	Beregning af polynomier	76
G.1	Traverseringen set oppe fra	93
I.1		95

I.2	
I.3	
L.1	Dyse 2: $3D_e$
L.2	Dyse 2: $7D_e$
L.3	Dyse 3: $0.5D_e$
L.4	Dyse 3: $3D_e$
L.5	Dyse 3: $7D_e$
L.6	Dyse 3: $9D_e$
M.1	Spredningsvinkel for den cirkulære dyse D1 angivet på figuren
N.1	Partikkelbillede fra kamera 1 (a) og kamera 2 (b) med $F - nummer = 2.8$.
	Lysintensitet ca. 50 % af maks
N.2	Justering af partikkelbillede fra kamera 1 (a) og kamera 2 (b), hvor F-nummer
	er sat til hhv. 8 og 2.8. Lys intensitet ca. 90 $\%$ af maks
N.3	(a): Middelbillede af ca. 75 partikkelbilleder ved $X = 0.5D_e$. (b): Partikkel-
	billedet fra figur N.2b hvor middelbilledet (a) er subtraheret 111
0.1	D1-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen
O.2	D1-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen 113
O.3	D1-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen
O.4	D2-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen 115
O.5	D2-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen 116
O.6	D2-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen
O.7	D3-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen
O.8	D3-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen
O.9	D3-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen
O.10	D4-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dyse mundingen
0.11	D4-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen
O.12	D4-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen

Tabeller

3.1	De primære specifikationer ved de fire dyser fremstillet i projektet. Ækviva- lente diameter, D_e . For trekant-ellipse dysen: Hydrauliske diameter, D_h . Akse- forholdet, $r_A = \frac{a}{b}$. For trekant-ellipse dysen: $r_A = \frac{a+c}{b+d}$. Kontraktionsforholdet, $A_{cirkel}/A_{ellipse}$.	22
4.1	Middelhastighed, ækvivalente diameter og Reynolds-tal for hver dyse (D1, D2, D3 og D4. Se tabel 3.2 for navneforklaring). For dyserne D1, D2, D3 er diameteren den ækvivalente diameter D_e . For D4 er den ækvivalente diameter givet ved den hydrauliske diameter D_h .	27
6.2	Normeringsværdier U_{c0} for dyserne D1, D3 og D4 for centerhastighedshenfaldet	59
6.3	Vist i figur 6.8a. Normeringsværdier L_{max} for konturplotsene vist i figurerne 6.11 og 6.12.	$\frac{55}{58}$
J.1	Statistiske resultater for 2C-PIV målinger. Fejlestimatet, E for $\frac{x}{D_e} = [0.5, 4, 7, 9, 12]$	97
J.2	Statistiske resultater for 2C-PIV målinger. Standardafvigelsen af hastigheden, $s(L)$ [m/s], for $\frac{x}{22} = [0.5, 4, 7, 9, 12]$.	97
J.3	Statistiske resultater for 2C-PIV målinger. Estimatet af fejlen af standardafvigelsen $s(s(L))$ [m/s] for $\frac{x}{T} = [0.5, 4, 7, 9, 12]$	98
J.4	Statistiske resultater for 2C-PIV målinger. Estimatet af fejlen af middelhastigheden, $s(\bar{L})$ [m/s], for $\frac{x}{D_e} = [0.5, 4, 7, 9, 12]$.	98
K.1	Statistiske resultater for 3D-PIV målinger. Fejlestimatet, E , for $\frac{x}{D_e}$ =	
K.2	[0.5, 4, 7, 9, 12]	99
K.3	hastigheden, $s(L)$ [m/s], for $\frac{x}{D_e} = [0.5, 4, 7, 9, 12]$	99
17.4	standardafvigelsen, $s(s(L))$ [m/s], for $\frac{x}{D_e} = [0.5, 4, 7, 9, 12]$.	99
К.4	Statistiske resultater for stereo PIV malinger. Estimatet af fejlen af middelhastigheden, \bar{L} [m/s], for $\frac{x}{D_e} = [0.5, 4, 7, 9, 12]$.	100

Symboler

	Den halve storakse for D1, D2 og D3. For D4 regnes akselængde	i
a	henhold til	
	figur 3.4b	11
A	Tværsnitsareal af tanken normalt på jet'ens retning	11
A_D	Tværsnitsareal af tanken normalt på jet'ens retning	12
A_R	Tværsnitsareal på dysemundingen	12
b	Den halve lilleakse	11
\vec{b}	Den lokale enhedsvektor $\vec{b} = \frac{\vec{t} \times \vec{n}}{ \vec{t} \times \vec{n} }$	
	i henhold til figur A.1 i bilag A	6
В	Centerhastighedens henfaldskonstant	12
c_P	Specifik varmekapacitet	15
d_1	Luftcylinderens diameter se figur C.1	14
d_2	Overløbsrørets indre diameter se figur C.1	14
D	Fællesbetegnelse for D_e og D_h	49
D_e	Ækvivalent diameter. $2\sqrt{ab}$	12
D_h	Hydraulisk diameter for D4-dysen	11
ΔT	Temperatur stigning	15
δ^*	Fortrængningstykkelse	22
ΔZ_0	Tykkelse af lasersheet	34
E	Fejlestimat	39
η	Pumpens nyttevirkning	15
F	Linse fokal-nummer	35
ϕ_1	vinkeldrejning i cirkel	17
ϕ_2	vinkeldrejning i ellipse	17
g	Tyngdeaccellerationen	15
Gr	Grashoff-tallet	15
H	Højden af forsøgstanken	13
H_m	Højde af PIV måleområde	35
J	Momentum	13
k	vandfilmtykkelsen i overløbsrør	14
k_u	Gaussisk konstant	54
K_c	Den turbulente kinetiske energi langs centrum af jet'en	11
κ	Hvirvelstyrken	. 6
L	Samlede tidsmidlede hastighedsvektor, $\sqrt{U^2 + V^2 + W^2}$	57
L_D	Længde af dyse	22
L_{kar}	Karakteristisk længde	15
L_m	Middelværdi af hastigheden ud af dyse	27
λ	$\frac{\theta^2 \frac{\partial U}{\partial x}}{\theta - \theta}$	<u> </u>
λ_{I}	v Bølgelængde	34
10	Daleumene	J-1

M_x	Momentum i astanden x fra dysemundingen	12
M_0	Jet'ens momentum ved udgangen ved dysemundingen	12
N	Størrelse af PIV-måleserie	38
ν	Kinematisk viskositet for vand	15
P	Effekt	15
$Q_{\frac{x}{D}}$	Volumenstrøm i en afstand $\frac{x}{D_e}$	55
r_A	Forholdet mellem stor- og lilleaksen i en ellipse, $\frac{a}{b}$	4
r_c	Radius for cirkel	16
r_e	Radius for ellipse	16
R	Opblandingsrate	55
Re	Reynolds-tallet	. 4
ho	Densitet	15
$ ho_k$	Krumningsradius for en hvirvel	. 6
s(x)	standardafvigelsen	38
s(s(x))	standardafvigelsens fejl	39
$s(\bar{x})$	Middelværdiens fejl	39
σ	Kerneradius	. 6
θ	Momentumtykkelse. $\theta = \int_0^{y \to \infty} \frac{U}{U_{max}} \left(1 - \frac{U}{U_{max}}\right) \dots$. 22
\vec{u}	Den lokale inducerede hastighed	. 6
u'	Tubulens i x-retningen	.44
u_i	Hastighedskomposant i x-retning på et givent tidspunkt, i	.44
u_{li}	Hvirvlens selvinducerede hastighed af lilleakseenderne	6
u_{st}	Hvirvlens selvinducerede hastighed af storakseenderne	6
U	Tidsmidlet hastighedskomposant i x-retningen	11
U_c	Tidsmidlet centerhastighed	52
U_{max}	Midlet maksimalhastighed	47
U_{δ^*}	Hastighed af strømningen i dysen medregnet δ^*	25
v'	Turbulens fluktuation i y-aksens retning	47
\bar{V}	$\frac{V_1+V_2}{2}$	14
V	Tidsmidlet hastighedskomposant i y-retningen	11
\dot{V}	Volumen strøm	15
w'	Turbulens fluktuation i z-aksens retning	.47
W	Tidsmidlet hastighedskomposant i z-retningen	11
W_m	Bredde af PIV måleområde	35
W*	Bredde i tanken i henhold til figur 3.2	.11
\bar{x}	Gennemsnit af måleserie	38
x_i	Målte data værdi	38

Nomenklatur

Forkortelse	-	Betydning
2C-PIV	-	To komponent PIV
KT	-	Kalibreringstarget
LIA	-	Lokal induktions approximation
PIV	-	Particle Image Velocimetry
Stereo PIV	-	Stereoskopisk PIV
TKE	-	Turbulent kinetisk energi
UV	-	Ultraviolet

Kapitel 1 Introduktion

Dette projekt er en eksperimentel undersøgelse af cirkulære, elliptiske og alternative dysegeometriers betydning for jet'ens udvikling. Herunder foreligger en konstruktionsopgave, i at designe og bygge en eksperimentel forsøgsopstilling som vil muliggøre udførelsen af disse undersøgelser under kontrollérbare forhold. Projektet er inspireret af undersøgelser udført på blåmuslinger af Riisgård et al. [6].

Optimering af dysegeometrier er generelt et lukrativt forskningsområde grundet de potentielle muligheder for passiv strømningskontrol. *Passiv* strømningskontrol er fordelagtigt at anvende, frem for *aktiv* strømningskontrol, da det er en simpel og billig måde at optimere en strømning på. Dyser er brugt i en lang række industrielle områder, og hver af disse har deres specifikke kriterier for den enkelte dyses egenskaber. Områder så som flyindustrien, bilindustrien og fødevareindustrien er eksempler hvortil dyser er tilknyttet. Disse industriers kriterier kan i mange tilfælde relateres til følgende grundlæggende egenskaber for jet'en

- Jet'ens spredning
- Jet'ens opblandingsforhold
- Jet'ens hastighedshenfald

Kan disse egenskaber optimeres ved passiv strømningskontrol, vil det resultere i både økonomiske, tidsmæssige såvel som miljømæssige besparelser. Undersøgelser af elliptiske jets ved lave Reynolds-tal er ikke et veldokumenteret område, hvorfor dette projekt desuden beskedent bidrager til grundforskningen indenfor fluiddynamikken.

I rapporten er der indledningsvist givet en gennemgang af undersøgelser der er foretaget af elliptiske jets igennem årene. Der vil blive givet en teoretisk introduktion til forskellige egenskaber og fænomener tilknyttet elliptiske jets, og en gennemgang af projektets formål.

Rapporten er herefter opdelt i to dele. Første del beskriver design- og konstruktionsprocessen af den eksperimentelle forsøgsopstilling. Herunder beskrives, hvilke hensyn der er taget og hvorfor; forsøgsopstillingen skal bedst muligt kunne simulere et frit og uforstyrrende miljø for jet'en, således at jet'en ikke påvirkes af akvariet men opfører sig som en fri jet. En række tiltag er gjort for at sikre dette, hvilke gennemgåes detaljeret i de første afsnit. Herefter beskrives designet og konstruktionen af dyserne og farvekomponenten, og hvorledes dyserne er blevet produceret. Afslutningsvis, præsenteres numeriske beregninger af fortrængningstykkelsen, hvorpå en sammenligning med CFD-beregninger følger. Dette gøres for så vidt muligt at opnå et dysedesign der vil sikre et tophatprofil af hastigheden ved dysemundingen.

I en overgang mellem konstruktionen og resultaterne, gives en kvalitativ redegørelse for jets'enes udvikling ved fremvisningen af resultaterne fra jetvisualiseringerne. Afslutningsvist følger en introduktion til Particle Image Velocimetry (PIV)-målemetoden. Mere specifikt introduceres to-komponents PIV (2C-PIV), og stereoskopisk PIV (stereo PIV), hvilke blev brugt til dataindsamlingen.

I anden del af rapporten præsenteres resultaterne. Kapitlet indledes med beregninger på målingernes usikkerheder der vil give et fejlestimat på den indsamlede data. Efterfølgende vil en analyse af momentumbevarelse blive udført. En kritisk vurdering af måledataens kvalitet opnås ved en sammenligning af hastighedsprofilerne fra 2C-PIV og stereo PIV. Herefter vil der blive udført en analyse af jet'ens grundlæggende egenskaber og for de elliptiske jets, vil tendensen til akseskift blive nøje undersøgt. Afslutningsvist vil der blive lavet en kvalitativ validering af alle PIV-resultaterne gennem en bred sammenligning af måleresultaterne fra stereo PIV med 2C-PIV.

Rapporten afrundes med en perspektivering, hvori indgår bud på mulige forbedringer af forsøgsopstillingen og metoderne anvendt til dataindsamlingen. Til sidst gives en konklusion på projektets resultater.

Projektbeskrivelse

Projektet er et eksperimentelt studie af en lavhastighedsjet ud af dyser med cirkulære, og elliptiske mundinger samt den karakteristiske geometri som findes på en typisk blåmuslings udstrømningssifon.

Indledningsvis vil der blive lavet visualiseringsforsøg, for at få en grundlæggende idé omkring jet'ens karaktér. Efterfølgende vil en serie PIVmålinger af jet'en blive taget for at få en mere dybdegående forståelse af strømningen. Her vil der blive lagt fokus på dysegeometriens indflydelser på følgende:

- Jet'ens spredning.
- Hastighedshenfaldet af jet'en.
- Jet'ens iblanding.
- Forekomst af akseskift for ikke-aksesymmetrisk dyser.

En betydelig del af projektet vil være at designe og konstruere en egnet forsøgsopstilling til at lave de ovennævnte undersøgelser. Cirkulære og ikke aksesymmetriske dyser vil ligeledes blive designet og fremstillet, med formålet at gengive jet strømninger ud af en blåmusling. Forsøgsopstillingen skal være relativt simpel at bygge, men stadigvæk overholde følgende kriterier:

- Hastigheden fra dysen, skal være kontrollérbar.
- Tanken skal bedst muligt simulere et miljø for en fri jet.
- Pumpeindtaget og overløbsrørets indflydelse på jet en og målinger skal minimeres.

En konstant jet strømning i en relativ lille forsøgstank kan skabe recirkulation. Hvordan dette påvirker måledaten fra jet'en, vil blive undersøgt.

Kapitel 2 Den elliptiske jet

Jets fra elliptiske dyser har været emne for intensiv forskning i flere årtier. Det blev hurtigt klart, at brugen af elliptiske, og andre ikke-cirkulære dyser, var en effektiv måde at udøve passiv strømningskontrol på. Årsagen til dette var, at disses umiddelbare simple udformning medførte gennemgribende forandringer i jet'ens generelle opførsel.

Et af de fænomener som blev opdaget tidligst hos elliptiske jets var akseskift. Dette blev opdaget af Bidone, hvis resultater bl.a. blev præsenteret af Lord Rayleigh i 1879 [11]. Bidone observerede at jet'ens storakse og lilleakse byttede position som jetten bevægede sig nedstrøms.

I det følgende vil en række dokumenterede fænomener relateret med elliptiske jets, blive introduceret. Fælles for dem er at Re >> 1000.

2.1 Iblanding

Et område som har fået meget opmærksomhed er den elliptiske jet's kraftige iblanding (eng: entrainment). Udpræget forskning (Ho & Gutmark [8], Hussain & Husain [9]) viser en væsentlig forøgelse af iblandingen hos en elliptisk jet sammenlignet med en cirkulær jet. Af [8] fremgår det, at iblandingen for en elliptisk jet med akseforhold $r_A = 2$ (Re= $7.8 \cdot 10^4$), er flere gange større end for en tilsvarende cirkulær jet. Årsagen ligger i de asymmetriske hvirvelstrukturer, der forekommer naturligt ud af en elliptisk munding. En kraftig selvinduktion af jet'ens hvirvler deformerer hvirvelringen azimutalt. Dette betyder, at området nær lilleaksen bevæger sig væk fra centrum af jet'en, således lilleaksen bliver længere samtidigt med, at storakseenderne bukker sig ind mod centrum (se figur 2.1). Den omgivende fluid bliver kraftigt påvirket af dette og iblandes i jet'en. I [8] påpeges det yderligere, at deformation af hvirvlerne øger grænsefladearealet mellem den omgivende fluid og jet'en. Dette bidrager til en kraftigere iblandingsproces.

[9] beretter hvorledes elliptiske hvirvelringe med akseforhold $r_A > 3.5$ undergår den såkaldte bifurkationsproces, hvor hvirvelringen deles op og bliver til to (se Juvet et al. [12]). Denne proces blev observeret under forsøg med en $r_A = 4$ elliptisk jet, hvor resultatet viste en væsentlig forøgelse af iblandingen. Bifurkationsprocessen kan altså yderligere være en kilde til forøget iblanding i jet'en.



Figur 2.1: Derformation af hvirvelring. (a): Storakseplan. (b): Lilleakseplan. [8]

2.2 Akseskift

Mange har dokumenteret akseskift-fænomenet siden det først blev opdaget. En af de mere grundige undersøgelser blev foretaget af [9], der undersøgte jets med $Re \approx 10^5$. Med strømningsvisualiseringer og numeriske simulationer kortlagde de årsagen til dette særprægede fænomen. I figur 2.2 ses visualiseringen. Her er det tydeligt, at hvirvelringen deformerer azimutalt. Med dette menes, at storaksens ender bukker ind mod jet'ens midte, som det ses øverst i figur 2.2(a). Samtidigt forlænges lilleaksen som det ses nederst i figur 2.2(a).



Figur 2.2: Akseskift ud fra strømningsvisualiseringer. (a): Akseskift set normalt på storakseplanet (top) og normalt på lilleakseplanet (bund). (b): Akseskift set i jetstrømmens retning. [9]

Ud fra en teori om selvinduktion af hvirvelringen, anvendte [9] den lokale induktions approksimation (LIA) til at beregne de inducerede hastigheder i en elliptisk hvirvelring. Ved benyttelse af den lokale induktions approksimation fås

$$\vec{u} = \vec{b} \frac{\kappa}{4\pi\rho_k} ln\left(\frac{\rho_k}{\sigma}\right) \tag{2.1}$$

hvor \vec{u} er den lokale inducerede hastighed, \vec{b} er den lokale enhedsvektor normalt på det plan som hvirvelringen ligger i, κ er hvirvelstyrken, ρ_k er hvirvlens lokale krumningsradius og σ er hvirvlens kerneradius. LIA er en approksimation af Biot-Savart's lov og blev præsenteret i Batchelor [2]. Udledningen af LIA ses i bilag A.

[9] benyttede sig af denne approksimation til at bestemme den inducerede hastighed, \vec{u} , langs en elliptisk hvirvelring med stor/lilleakse forholdet $r_A = a/b$. For hhv. storakseplanet (indeks st) og lilleakseplanet (indeks li), hvor der for en ellipse gælder, at $\rho_k = \frac{b}{r} [1 + (r^2 - 1)sin^2(\theta)]^{\frac{3}{2}}$, fås

$$\vec{u}_{st} = \vec{b} \left(\frac{\kappa}{4\pi}\right) \left(\frac{r}{b}\right) ln \left(\frac{b}{r\sigma}\right)$$
$$\vec{u}_{li} = \vec{b} \left(\frac{\kappa}{4\pi}\right) \left(\frac{1}{br^2}\right) ln \left(\frac{br^2}{\sigma}\right)$$

Forholdet mellem \vec{u}_{st} og \vec{u}_{li} kan approksimeres til $\frac{\vec{u}_{st}}{\vec{u}_{li}} \approx r_A^3$ med den antagelse, at $r_A \ll \frac{b}{\sigma}$. På figur 2.3 ses den numeriske simulation af de selvinducerede hastigheder langs hvirvelringen udført af [9]. Der ses tydelige overenstemmelser mellem figur 2.3 og figur 2.2.



Figur 2.3: Akseskift skitseret ud fra numeriske simulationer af den lokale induktions approksimation (LIA).(a): Akseskift for hvirvelring set normalt på jet'ens retning. (b): Hvirvelring i 3D der viser deformationen af hvirvelringen. [9]

Generelt ses der mange fællestræk mellem akseskiftfænomenet og forklaringen på den forøgede iblanding. Sammenlignes figur 2.1(a) og 2.2(a) ses, ligeledes hvordan storakseenderne bukker ind. På figur 2.1(b) og 2.2(b) ses hvordan lilleaksen forlænges. Der må derfor være tætte relationer imellem de fluid dynamiske processer, der forårsager akseskift og en forøget iblanding. Denne konklusion stemmer også overens med Gutmark & Grinsten [7]. Her forklares, at akseskift er et resultat af en højere grænselagsvækst i planet parallelt med lilleaksen end i planet parallelt med storaksen. En større grænselagsvækst må nødvendigvis betyde en større iblanding. Dette kobler akseskift direkte til iblandingen. Akseskift må derfor forårsager af samme årsag: en selvinduktion af hvirvler i området nær lilleaksen forårsager en derformation af hvirvelringen således lilleaksen forlænges og akserne dermed bytter plads. De fænomener associeret med elliptiske jets skyldes blandt andet startbetingelserne ved udgangen af dysen. På grund af den ikke-aksesymmetrisk geometri er startbetingelser, som grænselagstykkelsen og momentumtykkelsen, varierende størrelser langs periferien eftervist af [9].

2.3 Opblanding og spredning

Andre nævneværdige karakteristika ved elliptiske jets er opblandingen af jet'en (eng: mixing) og spredningen. Den elliptiske jet anses for at have en væsentlig højere opblandings-rate end cirkulære jets. Dette skyldes, at der i både lille- og storskala er en væsentlig forbedring af opblandingen. I storskala sættes forbedringen i direkte forbindelse med akseskift fænomenet [7]. I lilleskala forklares den øgede opblanding ved en forstærkning af de azimutale instabiliteter [8]. Årsagen til den forøgede opblanding tillægges altså den dynamik der fremkommer ved selvinduktionen af hvirvler. Opblanding blev dog ikke undersøgt i projektet.

Afslutningsvis kan der nævnes spredningen. Sammenlignet med cirkulære jets er den væsentlig anderledes for de elliptiske. Først og fremmest spreder jet'en sig asymmetrisk, idet spredningen i lilleaksens retning er stor, i forhold til spredningen i storaksens retning (Crighton [5], [8]). Spredningen for den elliptiske jet er overordnet set større end spredningen for den cirkulære. Winant & Browand, [3] viste, at en gentagende sammensmeltning af hvirvelstrukturer, styrer spredningen af jet'en. I den elliptiske jet bidrager den føromtalte azimutale deformation yderligere til spredningen [8].

Det ses ud fra de foregående afsnit, at de fleste fænomener forbundet med elliptiske jets kan forklares ud fra udviklingen af de diskrete hvirvler, som under en selvinducerende proces, deformere hvirvelringen. Dette fører til en asymmetrisk spredning af jet'en og dermed en kontinuerlig ombytning af stor- og lilleaksen, indtil aksesymmetri opstår. Som resultat sker der en forøgelse af iblandingen. Det fremgår, at iblanding, akseskift og spredning er koblet igennem de diskrete hvirvler og derfor ses i mange tilfælde som to sider af samme sag.

Formålet med dette projekt

I denne undersøgelse fokuseres der på strømningen ud af en elliptisk dyse med relativt små Reynolds-tal (Re<1000). Laminaritet i strømningen forventes derfor. Yderligere bliver der undersøgt en geometri, som hverken er elliptisk eller cirkulær. Derimod minder den om mundingen på udstrømningssifonen på en blåmusling. Hvordan strømningen ud af denne opfører sig er svært at forudsige. Det primære formål med denne geometri er, at videreføre undersøgelserne på levende blåmuslinger foretaget af Riisgård et al. [6]. For at kunne udføre disse undersøgelser, vil en stor del af projektet blive sat af til at designe og konstruere en forsøgsopstilling. Ved hjælp af denne. viol der blive udført visuelle eksperimenter såvel som at foretage 2C- og stereo PIV målinger.

Kapitel 3

Design og konstruktion af forsøgsopstilling

Forsøgsopstillingens design er en væsentlig parameter, når indsamlingen af måledata skal foregå problemfrit. Den ønskede forsøgsopstilling til dette projekt skulle have et relativt simpelt design, men stadig være velegnet til eksperimentielle opgaver. En række kriterier for at opfylde disse krav til forsøgsopstillingen er fremsat i det følgende.

Forsøgsopstillingen skulle være relativt simpel at konstruere.

Antallet af komponenter der indgik i konstruktionen skulle være så lille som muligt. De individuelle komponenters design skulle være så simpelt som muligt for at effektivisere arbejdsgangen for værkstedet. Ved kun at angive de vigtigste dimensioner på arbejdstegninger, blev arbejdet for værkstedsmanden kortere. På den måde kunne en iterativ designproces udføres samtidigt med konstruktionsprocessen således, at fejl og mangler kunne udbedres hurtigst muligt.

Materialer skulle, så vidt muligt, allerede være i værkstedets besiddelse.

Materialevalget var ikke den største hæmsko i designprocessen. Det eneste krav var, at forsøgstanken skulle være i klar glas for at sikre de bedste optiske forhold for PIV-kameraene

Komponenter såsom flowmetre, pumper og traverseringer skulle, så vidt muligt, genbruges fra tidligere forsøgsopstillinger.

Sektion for Fluid Mekanik var i besiddelse af forskellige flowmetre og traverseringer som virkede hensigtsmæssigt. Det blev vurderet at de pumper, der var tilgængelige hos dem var for kraftige og at de ville forstyrre forsøgene væsentligt. Pumpe blev derfor indkøbt.



Figur 3.1: Forsøgsopstilling ved stereo PIV. A: Vandreservoir; B: Overløbsrør; C:Flowmeter; D:Traversering; E:Forsøgstank; F:Dyse; G:Pumpe; H:Afskærmning; I:Spejl; J:Laser; K:Kamera; ∇ : Vandoverflade. En tilsvarende kameraopstilling som vist ved K, var sat op 90° på, pegende ind vinkelret på forsøgstankens forreste glasrude i figuren.

Forsøgsopstillingen skulle være sammenhængende så det ikke var muligt at slå komponenter ud af kalibrering.

Så vidt muligt blev komponenter limet eller monteret med bolte direkte på forsøgsopstillingen. Dette skulle sikre en stiv og sammenhængende konstruktion.

Forsøgsopstillingen skulle være optimeret i forhold til at stereoskopisk PIV var den primære målemetode.

For at leve op til dette, måtte traversering, og dermed dysen, blive drejet 45° i forhold til PIV kameraene (figur 3.1(D) og (F). Dette betød at kameraene kunne skyde vinkelret ind på akvarievæggene så forvrængninger af billedet, på grund af lysbrydning, dermed blev elimineret (se. figur 3.1(K)).

Hastigheder ud af dysen skulle være præcise, konstante og kontrollerbare.

For at opnå dette måtte vandforsyningen have konstant højde og samtidigt levere et passende tryk. Et vandreservoir (se figur 3.1(A)) blev placeret i en højde således, at den ønskede volumenstrøm opnås, når ventilen i flowmetret var fuldt åben. Dette er umiddelbart den bedste løsning, da det givne flowmeter ikke er helt pålideligt. Højden af vandreservoiret er bestemt ud fra test forsøg, hvor massen af det vand der løber ud af dysen på 60 sekunder, blev vejet og omregnet til en volumenstrøm. Således kunne de ønskede hastigheder ud af dysen beregnes.

En pumpe (3.1(G)), skulle pumpe mere vand tilbage i reservoiret end der løb ud gennem dysen, for at opretholde vandstanden. For at holde en konstant vandsøjle, blev der installeret et overløbsrør (3.1(B)), hvorigennem det overskydende vand løb tilbage til tanken. Et flowmeter (3.1(C)) blev installeret for at styre hastigheden af vandet ud gennem dysen.

Forstyrrelser fra pumper, vægge og lignende skulle minimeres.

En række tiltag blev gjort for at opfylde dette. Første tiltag var at beregne hvor stor tanken (figur 3.1(E)) skulle dimensioneres for at minimere jet'ens momentumtab på grund af indeslutning i akvariet (se afsnit 3.2). Andet tiltag var at dimensionere overløbsrøret, således luftbobler ikke blev suget med ned og dermed mindske forstyrrelser i vandet (se afsnit 3.3). Slanger og pumper blev adskilt fra forsøgsområdet omkring dysen ved at installere en afskærmning (figur 3.1(H)). Endeligt blev der givet et estimat om hvorvidt pumpens effektforbrug havde signifikant indflydelse på temperaturstigninger i vandet, som kunne føre til overflod af naturlig konvektion (se afsnit 3.4).

3.1 Komponenter

De primære komponenter der indgik i forsøgsopstillingen er angivet på figur 3.1 (A, B, C, D, E, F, G, H, I, J og K). I det følgende vil komponenterne blive refereret til i henhold til deres respektive benævnelser på figur 3.1.

Vandreservoiret (A) bestod af en beholder og et overløbsrør (B), som sikrede en konstant vandsøjle over dysen. Reservoirets dimensioner var umiddelbart ikke kritisk, dog måtte det ikke være for stort. Dette skyldes, at højden skulle kunne reguleres manuelt af to personer under kalibreringen af flowmetret. Se bilag F for

en maskintegning af vandreservoiret.

Flowmetret (C) var et mekanisk kugle-flowmeter med variabelt areal, som efter flere undersøgelser virkede konsistent. Der kunne forekomme udsving på grund af luftbobler, hvorfor det blev besluttet mest sikkert at anvende flowmetret skruet helt op, således kuglen altid skulle stå i top. På denne måde blev flowmetret udlukkende anvendt som ventil der skulle skabe et trykfald. Flowmetret blev kalibreret ved at samle det vand der strømmede ud af dysen på 105 sekunder i en kop og veje massen af det. Dysen blev her holdt i en højde under vandreservoiret, der svarede til den vandsøjle, der ville være gældende under de eksperimentelle undersøgelser. Ud fra dette blev der regnet en middelhastighed, L_m , ud af dysen. For at opnå den ønskede L_m blev højden af vandreservoiret justeret. Beregningerne af L_m kan ses i detaljer i bilag H. Det blev vurderet, at dette var den bedste metode til at holde konsistente hastigheder ud af dysen.

Traverseringen (D) har en opløsning på 10μ m og har en rækkevidde på ca. 200mm. Af monteringsmæssige årsager mellem dysen og traverseringen er rækkevidden dog reduceret til ca. 123mm. Traverseringen har et slør på 0.25mm og er monteret parallelt med jet'ens retning, således dysen kunne traverseres langs jet'en. I figur G.1, bilag G ses et billede af traverseringen.

Forsøgstanken (E) er konstrueret i klar glas for at give PIV kameraene de bedst mulige optiske forhold. Dimensioneringen af tanken var vigtig, da en stor tank ville være for bekostelig og upraktisk, mens en for lille tank ville påvirke jet'en. Afsnit 3.2 er derfor dedikeret til dimensioneringen af forsøgstanken.

Dyseemnet (F) består af to dele: selve dysen og farvekomponenten. Dysens kontraktion er designet ved brug af femte ordens polynomier og størrelsen er bestemt ud fra tre kriterier: produktionsvenlighed, nem håndtering og dimensioner i størrelsesordenen af blåmuslinger. Den ækvivalente diameter, D_e [9], for de elliptiske dyser og den hydrauliske diameter, D_h for den alternative dyse er beregnet ud fra hhv.

$$D_e = 2\sqrt{ab}$$
$$D_h = \frac{4A}{P}$$

hvor a og b er henholdsvis den halve stor- og lilleakses længde, A er den alternative dyses areal af mundingen og P er længden af mundingens periferi. Farvekomponenten er konstrueret med det formål, at tilføre farve til strømningen, således en visuel undersøgelse af jet'en kan finde sted. Mere om dyseemnet i afsnit 3.5.

Pumpen (G) var en Eheim 1000 akvariepumpe. Pumpen var valgt ud fra tre kriterier: 1) pumpehøjde, 2) effektforbrug og 3) pris. Pumpen skulle pumpe vand fra forsøgstanken tilbage i vandreservoiret, hvilket gav en højdeforskel på ca. 1m. Pumpen havde en maksimal pumpehøjde på 2m og var derfor tilstrækkelig kraftig. Pumpens effektforbrug var et vigtigt kriterium for troværdigheden af resultaterne og afsnit 3.4 er derfor dedikeret til udredelsen af dette. Afskærmningen (H) blev produceret i klar akryl og adskilte pumper og slanger fra overløbet, fra forsøgsområdet i forsøgstanken.

Spejlet (I) er placeret under akvariet i en 45° vinkel på vandret. Spejlet er monteret i en fod, hvor spejlet kan roteres 360° efter behov. En spændeskrue sikrer, at spejlet ikke bliver skubbet ud af position. Se bilag F for en maskintegning af spejlkonstruktionen.

Laseren (J) er en PIV laser og bliver anvendt under PIV-forsøgene. Der henvises til kapitel 5 for mere om laseren.

Kameraet (K) er et PIV-kamera og bliver anvendt under PIV-forsøgene. Der bliver anvendt i alt to PIV-kameraer. Der henvises til kapitel 5 for mere om kameraene.

3.2 Dimensionering af akvariet

Et område på $25D_e$ langs jet'ens strømningsretning blev valgt som det primære undersøgelsesområde. Dette blev besluttet på baggrund af økonomiske og praktiske hensyn til konstruktionen af akvariet. Akvariet skulle dimensioneres ud fra et krav om, at jet'ens momentum, i afstanden $25D_e$ fra dysemundingen, skulle være 99% af dens momentum ved mundingen. De omtrent 25 ækvivalente diametre svarer til en længde på ca. 200mm.

Til dimensioneringen af tanken benyttes ligning (3.1) Hussein et al. [4], der giver en sammenhæng imellem momentumtab og tværsnitsarealets størrelse.

$$\frac{M_x}{M_0} = \left(1 + \frac{16}{\pi B^2} \left(\frac{x}{D_e}\right)^2 \frac{A_D}{A_R}\right)^{-1} \tag{3.1}$$

x angiver længden af interesseområdet for jet'en gående fra dysemundingen og $25D_e$ frem, B er centerhastighedens henfaldskonstant, M_x er momentumfluxen i afstanden x fra dysemundingen, M_0 er jet'ens initialmomentum ved dysemundingen, D_e er den ækvivalente diameter af dysemundingen, A_R er tværsnitsarealet af tanken der ligger i et plan normalt på jet'tens retning og A_D er tværsnitsarealet på dysemundingen. Der ønskes et passende stort tværsnitsareal, A_R , for at momentumtabet ikke overstiger 1% i måleområdet. Figur 3.2 viser en skitse af tanken set fra oven. Dysemundingen er markeret som en ellipse og jettens bane er illustreret med en stiplet linje. Da jet'en er mindst påvirket af tankens vægge umiddelbart efter at den har forladt dysemundingen, opstiller vi en betingelse om at momentumtabet på dette punkt ikke må overstige 1%. Dette betyder, at inden for de to W^{*}-linier (se figur 3.2) vil momentumforholdet $M_x/M_0 \ge 99\%$, på grund af stigningen i tværsnitsarealet A_R . Konstanten B, udregnes ud fra en teoretisk approksimation til centerhastigheden for en fri cirkulær turbulent jet. Centerhastigheden, U_c som funktion af afstanden fra mundingen x, udtrykkes ved ligning (3.2) (White [13]).

$$U_c = 7.4 \sqrt{\frac{J}{\rho}} x^{-1} \tag{3.2}$$



Figur 3.2: Forsøgstank set fra oven. Bogstaverne angiver de dimensioner der er anvendt under dimensioneringen af forsøgstanken. d angiver længden af jet'en ved 99% momentumbevarelse.

Konstanten, B, er defineret ved ligning (3.3) [4] og J er jet'ens momentum.

$$B = \frac{U_c x}{\sqrt{\frac{J}{\rho}}} = 7.4 \tag{3.3}$$

Fra ligning (3.1) udregnes et tværsnitsareal, A_R , der overholder betingelsen om $M_x/M_0 = 0.99$ ved W^*

$$\frac{M_x}{M_0} = 0.99 = \left(1 + 16 \frac{x^2 A_D}{\pi B^2 D_e^2 A_R}\right)^{-1}$$

Indsættes værdierne, $x=0.20\mathrm{m},\,A_D=5.19\cdot10^{-5}m^2,\,B=7.40$ og $D_e=0.00814\mathrm{m}$ fås

$$A_R = 0.29m^2$$

Siden bredden af tanken forøger vandmængden i akvariet med en kvadratisk størrelse (idet arealet af bundpladen nødvendigvis forstørres), blev der valgt at konstruere en højere tank. En bredde på $W^* = 0.5m$ vælges og siden at $A_R = W^*H$, hvor H er højden, fås

$$H = 0.58m$$

Akvariets dimensioner kan så beregnes ved simple trigonometriske regneregler (se bilag B).

3.3 Vandfilm i overløbsrøret

Med henblik på at forhindre luftbobler i at blive ført ned i forsøgstanken, hvilket kunne føre til fejlagtige målinger pga. bølger, laves en overslagsberegning af vandfilmtykkelsen inde i overløbsrøret. Nedsugningen af bobler forekommer, hvis den indre diameter af overløbsrøret er så lille, at vandfilmen langs overløbsrøret lukker sammen. I såfald vil luftboblerne i overløbsrøret føres ind i forsøgstanken og skabe uønsket dynamik i vandet. Figur C.1 viser overløbsrøret i den ønskelige situation,



Figur 3.3: Skitse af overløbsrøret i plan (a) og fra snit (b) med vandfilm. (a): A angiver arealet af vandfilmtykkelsen. d_1 er luftcylinderens diameter og d_2 er overløbsrørets indre diameter. (b): Beregning af \bar{V} . A: Overløbsrør, B: Forsøgstank.

hvor vandfilmen ikke kommer i kontakt på tværs af rørets længde. Figur 3.3a i bilag app:vandfilm, viser vandfilmen og røret set ovenfra. En luftcylinder opstår langs rørets længde (se figur 3.3b). Luftcylinderens diameter er angivet som d_1 og rørets indre diameter er betegnet som d_2 . Vandfilmtykkelsen er dermed $k = d_2 - d_1$. For at det overskydende vand fra pumpen kan løbe ned i overløbsrøret uden at vandfilmen lukker sammen skal d_2 være tilstrækkelig stor. Der sættes derfor et kriterium om, at $d_2 = 10k$. Ud fra dette kriterium blev rørets indre diameter d_2 estimeret til:

$$d_2 \approx 15.1 mm$$

Der henvises til bilag C for en mere detaljeret beregning af estimatet. Ud fra denne overslagsberegning kunne et PVC rør med en indre diameter på 21.2mm genanvendes med formål som overløbsrør i vandreservoiret.

3.4 Varme fra pumpe

Forsøgsopstillingens cirkulationspumpe var nedsænket i forsøgstanken (se figur 3.1(G)). Dette gav anledning til en temperaturforøgelse af det omkringliggende vand og dermed en naturlig konvektion af det opvarmede vand. En analyse af den naturlige konvektion i tanken i forhold til den tvungne konvektion kommende fra dysen er derfor nødvendig. Forholdet mellem Grashoff-tallet, Gr, og kvadratet af Reynolds-tallet fortæller hvilken konvektion der er dominerende. Er $Gr/Re^2 < 1/5$ [13] anses den tvungne konvektion for at være dominerende, hvilket var ønskeligt.

Effektiviteten af pumpen blev anslået til $\eta = 0.40$. Temperaturforøgelsen af vandet kan beregnes ud fra

$$P(1-\eta) = \Delta T \dot{V} \rho c_p \tag{3.4}$$

hvor P = 23W er pumpens effektforbrug, ΔT er vandets temperaturstigning, $\dot{V} = 1000l/t$ er volumestrømmen igennem pumpen, $\rho = 998kg/m^3$ er vandets densitet og $c_p = 4180 \frac{J}{kgK}$ er vandets specifikke varmekapacitet ved 20°C. Temperaturstigningen blev udregnet til $\Delta T = 0.012^{\circ}C$. Grashoff-tallet kunne nu

Temperaturstigningen blev udregnet til $\Delta T = 0.012^{\circ}C$. Grashoff-tallet kunne nu bestemmes ud fra ligning (3.5)

$$Gr_{L_{kar}} = \frac{g\beta\Delta T L_{kar}^3}{\nu^2} \tag{3.5}$$

hvor $g\beta/\nu^2 = 2.010^9 K^{-1}/m^{-3}$ er en opdriftsparameter for vand ved $20^{\circ}C$ [13], g er tyngdeaccelerationen, β er den termiske ekspansionskoefficient ν er den kinematiske viskositet for vand, og $L_{kar} = 0.16m$ er den karakteristiske længde af jet'en. Her antages det at temperaturforskellen mellem jet'en og det omgivende vand er præcis ΔT , hvilket er meget usandsynligt. I virkeligheden vil der være et signifikant varmetab i slanger og rør før vandet når til dysen. Mere præcise målinger af temperaturforskellen var ikke mulige.

I dette ekstreme tilfælde, hvor der antages intet varmetab, blev $Gr/Re^2 \approx 0.14$, hvilket er mindre end grænseværdien 1/5. I en beregning, hvor der medtages varmetab, vil forholdet være endnu mindre og den naturlige konvektion ansås derfor som ikke-dominerende.

3.5 Fremstilling af dyser og farvekomponent

Dyserne og farvekomponenten blev konstrueret i Pro Engineer (Pro/E) og produceret via rapid prototyping (3D print). I dette afsnit vil der blive redegjort for konstruktionen og produktionen af dysen og farvekomponenten. Konstruktionen tog udgangspunkt i relativt simple matematiske metoder der sikrede en præcis og nem repræsentation samt modifikation af dyseemnernes udformning.

3.5.1 Design og konstruktion af dyser

Det primære kriterie for dysernes design var at mundingen så vidt muligt skulle afspejle mundingen på en blåmuslings udstrømningssifon. Mundingen på en udstrømningssifon er i langt de fleste tilfælde tilnærmelsesvis elliptisk. På dette grundlag valgtes tre forskellige dysemundinger: Den elliptiske, den cirkulære (primært til sammenligning) og den "trekant-elliptiske".

Trekant-ellipsen blev fremstillet, fordi udstrømningssifonen fra muslingen ofte er sammentrykket i den ene side, som skaber en asymmetri over trekantellipsens stor- og lilleakse (se figur 3.4a). På baggrund af dette blev designet af dysemundingen bestemt som vist på figur 3.4b.



Figur 3.4: (a): Elliptiske udstrømningssifon fra blåmusling. Det ses at ellipsen er asymmetrisk henover stor- og lilleaksen. Midte: udstrømningssifon, [6]. (b): Akseforhold for trekant-ellipse dysen: a = 7.05mm, $b = \frac{1}{3}a$, $c = \frac{2}{3}a$, $d = \frac{2}{9}a$. Areal, $A = 36.06mm^2$

Efter som kendskab til udstrømningssifonens indvendige geometri var meget begrænset blev den trekant-elliptiske dyse det nærmeste forsøg på at genskabe strømningsforholdene for en musling.

3.5.2 Polynomier som designredskab

Dyserne skulle designes så overgangen fra cirkulært tværsnit til elliptisk tværsnit blev så glat som mulig. Et femtegradspolynomium opfyldte dette kriterie. Polynomiet havde formen:

$$f(x) = a_5 x^5 + a_4 x^4 + a_3 x^3 + a_2 x^2 + a_1 x + a_0$$
(3.6)

Ligning (3.6) indeholder seks konstanter a_{0-5} som blev fundet vha. seks randbetingelser:

$$f(0) = r_c, f(L) = r_e, f'(0) = 0, f'(L) = 0, f''(0) = 0, f''(L) = 0$$

hvor r_c angiver radius for cirklen, r_e angiver radius for ellipsen og L angiver længden af dysen. Hældning og krumning for polynomiet i hhv. x = 0 og x = L sættes til 0 for at sikre at dysens indløb og munding bliver parallelle med hinanden samt parallelle med strømningsretningen. Konstanterne blev fundet til:

$$a_0 = r_c, a_1 = 0, a_2 = 0, a_3 = -10 \frac{(r_c - r_e)}{L^3}, a_4 = 15 \frac{(r_c - r_e)}{L^4}, a_5 = -6 \frac{(r_c - r_e)}{L^5}$$



Figur 3.5: (a):Frembringere med 15° rotation af koordinatsystem. (b): Frembringere med 15 graders mellemrum samt med $\pm 3^{\circ}$ mellemrum ved storaksens ender.

Polynomiet (i CAD-fagsprog betegnet frembringeren) blev tegnet i xy-planet i Pro/E. Ved at dreje koordinatsystemet med en passende vinkel kunne en ny frembringer tegnes (se figur 3.5a). Her var r_c konstant, men r_e varierede med vinkel-drejningen af koordinatsystemet. r_e blev regnet med udgangspunkt i parameter-fremstillingen for en ellipse

$$x(\phi_2) = a\cos(\phi_2)$$
$$y(\phi_2) = b\sin(\phi_2)$$

hvor *a* er den halve storakses længde, *b* er den halve lilleakses længde og ϕ_2 angiver vinkeldrejningen i forhold til ellipsen. Kendes punkterne $x(\phi_2)$ og $y(\phi_2)$ kan r_e findes ud fra den Pythagoræiske læresætning:

$$r_e = \sqrt{(x(\phi_2))^2 + (y(\phi_2))^2}$$
(3.7)

Her skal der tages højde for, at hvis koordinatsystemet drejes en vinkel, ϕ_1 , i forhold til cirklen, vil koordinatsystemet være drejet en vinkel, ϕ_2 , i forhold til ellipsen (se princippet på figur 3.6).



Figur 3.6: Vinkeldrejning i forhold til cirkel og ellipse. Den sorte linie er drejet 45° svarende til det grønne liniestykke på cirklen. På ellipsen svarer 45° til det på ellipsen grønne stykke, hvilket ikke berører den sorte linie.

Derfor skulle sammenhængen mellem den cirkulære vinkeldrejning og den elliptiske vinkeldrejning findes for at de korrekte radii for ellipsen blev bestemt. Sammenhængen mellem ϕ_1 og ϕ_2 ses af ligning (E.3) i bilag.

$$\phi_2 = \arctan\left(\frac{a}{b}\tan(\phi_1)\right) \tag{3.8}$$

I bilag E ses en detaljeret udledning. Frembringere blev placeret med $\phi_1 = 15^{\circ}$ interval, samt med $\phi_1 = \pm 3^{\circ}$ ved storaksens ender (se figur 3.5b). Pro/E's *Boundary Blend*-funktion blev brugt til at danne dysens overflade ud fra frembringerne (se figur 3.7).



Figur 3.7: $r_A = 3$ elliptisk dyse efter anvendelse af Pro/E's Boundary Blend-funktion.

3.5.3 Farvekomponent

Farvekomponentens primære funktion var at tilføre farve (i form af blæk) til jet'ens grænselag. Dette skulle give mulighed for at lave en række visualiseringsforsøg med dyserne, for at give en idé om strømningens generelle opførsel.



Figur 3.8: Farvekomponent designet i to stykker (J) og (K). (A-I) Designmæssige detajler for farvekomponentens multifunktionalitet. (A): Studs. (B): Dysesko. (C): Not. (D): Blækkanal. (E): Blækhule. (F): Pinolhul. (G): Pig. (H): Blækindføring. (I): stopvæg. (J): Bagstykke. (K): Forstykke.

På figur 3.8 ses det færdige design af farvekomponenten med angivelser af de vigtigste designdetajler (A-I). (A) var to massive studser som kunne monteres i en metalstang siddende på traverseringen, således farvekomponenten var forbundet til traverseringen. Dysen og farvekomponentens vægt skulle holdes i denne, så det var et krav at den var relativt solid.

(B) viser skoen hvor dysen blev monteret i. For at sikre dysen altid blev sat ind i samme position blev der påsat en not, (C), der sikrede dette. Ved (D) skulle blæk føres ind i kammeret (E), som fortsatte rundt langs strømningens periferi.

Der påsattes filt rundt langs indløbet (H), for at blækken langsomt strømmede ud i jet'en, uden at påvirke jet'en. Derfor blev farvekomponenten produceret i to stykker: et bagstykke (J) og et forstykke (K), som efterfølgende kunne limes sammen. Piggene (G) blev påsat for at sikre at filten blev holdt fast. I hullerne (F) kunne pinol skruer skrues ind og holde dysen på plads, så denne ikke forskubbede sig under forsøgene. Farvekomponenten skulle have pålimet et PVC-rør der forbandt vandforsyningen (fra vandreservoiret) til farvekomponenten. Der blev lavet en væg (I) som PVC-røret skulle ligge klods op ad, for at sikre at PVC-røret blev limet på korrekt.

3.5.4 Det færdige dyseemne

En fod som passede til skoen i farvekomponenten (figur 3.8 (B) blev fremstillet, for at kunne montere dyserne i farvekomponenten. På figur 3.9 ses det endelig design af dyserne.



Figur 3.9: $r_A = 3$ elliptisk dyse sammensat med fod (A). (B): huller til pinol skruer. (C): Afmærkning af stor- og lilleaksen. (D): Spor til not.

På foden (A), blev der lavet to huller til pinolskruen (B). For enden af dysen blev der afmærket hvor stor- og lilleaksens ender befandt sig. Dette skulle hjælpe til med at afpasse PIV-laseren så lasersheetet lå så vidt muligt i stor- eller lilleaksens plan. I foden var der yderligere lavet to spor (D), som noten (figur 3.8 (C)) passede i, når dysen skulle glides ind i farvekomponenten. På figur 3.10 ses det samlede dyseemne med farvekomponent.

Vandet fra vandreservoiret tilbagelagde ca. 1.5m før det kom ind i farvekomponenten. Derfor var det nødvendigt, for få et tophat-profil ud af dysen, at indsætte et stykke stof (figur 3.10b (C)), der kunne bryde det opbyggede grænselag op. En bøsning blev fremstillet (figur 3.10b(E)) som kunne sættes ind i PVC-røret (figur 3.10b(D)), for at holde stoffet på plads. Det var et kriterium, at bøsningen ikke var permanent monteret på farvekomponenten, da stoffet skulle kunne udskiftes eller varieres i mængde efter behov. Derfor blev der, I PVC-røret, fræset et spor således bøsningen og PVC-stykket kunne skrues sammen under forsøgene. Bøsningen var udformet så slangerne fra vandreservoiret (figur 3.1(A)) kunne monteres på bøsningen. Grænsefladen mellem dysen (figur 3.10b(A)) og farvekomponenten (figur 3.10b(B)) blev tætnet med en pakning for at sikre at strømningen ikke løb ud her.

På figur 3.10a ses det samlede dyseemne i eksploderet fremvisning. Dyseemnets løsdele er her vist.

Farvekomponentens principielle funktion ses illustreret i figur 3.11. På figuren er den føromtalte filt, i forbindelse med figur 3.8 (H), illustreret. Farven trækkes ind i strømningens grænselag og føres med strømningen ud af dysen.



(a) Eksploderet fremvisning af dyse og farvekomponent. Løsdele tilhørende det samlede dyseemne er her vist.



(b) (A): $r_A = 3$ elliptisk dyse. (B): Farvekomponent. (C): Stof. (D): PVC-stykke. (E): Bøsning.

Figur 3.10: Samlede dyseemne og farvekomponent i eksploderet fremvisning (a), tværsnit (b).



Figur 3.11: Skematisk illustration af farvekomponentens principielle funktion. A: Blæk. B: vandstrømning. C: Filt.

3.5.5 Production af dyser og farvekomponent

De færdige tegninger af dyser samt af farvekomponentens for- og bagstykke blev sendt til 3D udprintning. Her fremstilles emnerne i polymer via en Perfactory [®] $SXGA^+$ W/ERM Mini Multi Lens 3D printer.

Umiddelbart efter emnet blev printet blev det renset for rester af polymeren med isopropanol. Emnet blev efterfølgende lagt i ultralydsbad i syv minutter, hvor en mere gennemgående og grundigere rensningsproces udføres. Da emnet ikke var hærdet helt igennem efter printningen blev det lagt i et post-processeringsapparatet, der belyste emnet med UV-lys. Dette fremskyndte hærdningsprocessen. Til sidst blev emnet lagt til tørre. Printerens lagtykkelse blev sat til 50μ m for farveelementet og til 25μ m for dysen, idet dysens indre overflade var ønsket så glat som mulig for at mindske påvirkningerne på strømningen. Fire dyser og et farveelement blev printet. Maskintegningerne hertil kan ses i bilag F. I tabel 3.1 ses de vigtigste specifikationer for de fire dyser.

Der er taget udgangspunkt i navngivningssyntaksen fra tabel 3.2, for at opnå et bedre overblik over målingerne. Tabellen angiver, hvilken dyse og hvilket plan, der måles på. Eksempelvis angiver måling D2Y en måling på en elliptisk dyse med akseforhold $r_A = 3$ og der måles på storakseplanet (X,Y). I analysen vil syntaksen blive anvendt til at indikere hvilken dyse og akse plots og resultater henviser til.

Tabel 3.1: De primære specifikationer ved de fire dyser fremstillet i projektet. Ækvivalente diameter, D_e . For trekant-ellipse dysen: Hydrauliske diameter, D_h . Akseforholdet, $r_A = \frac{a}{b}$. For trekant-ellipse dysen: $r_A = \frac{a+c}{b+d}$. Kontraktionsforholdet, $A_{cirkel}/A_{ellipse}$.

Dyse	a	b	$D_e \text{ og } D_h$	r_A	L_D/D_e	$A_{cirkel}/A_{ellipse}$
	[mm]	[mm]	[mm]	[-]	[-]	[-]
Rund	4.07	4.070	8.14	1	3.69	4.4
Elliptisk	7.05	2.350	8.14	3	3.69	4.4
Elliptisk	8.140	2.035	8.14	4	3.69	4.4
Trekant-elliptisk	(Figur $3.4b$)	(Figur $3.4b$)	5.50	3	5.45	6.3

Tabel 3.2: (a):Navngivning af dyser i (X,Y)-plan. (b):Navngivning af dyser i (X,Z)-plan.

	(a)		(b)			
Kode	Dyse	Interesseplan	Kode	Dyse	Interesseplan	
D1	Cirkulær	(X,Y)	D1	Cirkulær	(X,Z)	
D2Y	3:1 elliptisk	(X,Y)	D2Z	3:1 elliptisk	(X,Z)	
D3Y	4:1 elliptisk	(X,Y)	D3Z	4:1 elliptisk	(X,Z)	
D4Y	Trekant elliptisk	(X,Y)	D4Z	Trekant elliptisk	(X,Z)	

3.5.6 Simularing af hastighedsprofil

En validering af dysernes funktionalitet blev udført igennem en numerisk simulering af fortrængningstykkelsen, δ^* inde i dysen. Dette skulle vise om hastighederne ud af dysen var i omegnen af de ønskede 0.08m/s. Dysens længde skulle derfor være så kort som mulig dog måtte kontraktionsforholdet ikke blive for stort (se tabel 3.1). En for kort dyse ville skabe signifikant trykfald og i værste fald skabe separation i grænselaget. En for lang dyse ville give en fuldt udviklet strømning med et parabolsk hastighedsprofil samt en uhensigtsmæssig stor δ^* . Fortrængningstykkelsen påvirker udgangshastigheden af vandet idet den agerer som en indsnævring af arealet. Til at beregne, δ^* blev der lavet CFD simuleringer, samt en numerisk iterationsmetode af Thwaites korrelation til at underbygge disse.

Thwaites korrelation

Thwaites korrelation er en metode der alene ud fra kendskab til strømningens hastigheder, U, giver relativt præcise evalueringer om momentumtykkelsen, θ , og δ^* . Ifølge Thwaites er δ^* givet ved

$$\delta^* = \theta H(\lambda) \tag{3.9}$$

hvor $H = \frac{\delta^*}{\theta} \approx H(\lambda)$ er en formfunktionskorrelation og λ er en parameter defineret af Thwaites, som ud fra antagelser, simplificerede formfunktionen, H. λ er givet ved

$$\lambda = \frac{\theta^2 \frac{\partial U}{\partial x}}{\nu} \tag{3.10}$$

Thwaites approximation af $H(\lambda)$ er givet ved

$$H = 2.0 + 4.14z - 83.5z^2 + 854z^3 - 3337z^4 + 4576z^5$$
(3.11)
hvor $z = (0.25 - \lambda)$. Approksimation af momentumtykkelsen, θ , har en afvigelse på ±3% for ethvert laminart grænselag [13]. I denne analyse skulle der dog tages forbehold for at Thwaites metode antager en uniform fordeling af fortrængningstykkelsen på et givent tværsnits periferi. Dette var ikke tilfældet for den elliptiske dyse, da θ og dermed δ^* (se ligning (3.9)) netop varierer azimutalt [9]. Momentumtykkelsen ifølge Thwaites er givet ved

$$\theta^2 \approx \frac{0.45\nu}{U^6} \int_0^x U^5 dx$$
(3.12)

Det ses ud fra ligning (3.12), (3.11) og (3.10), at δ^* kan udregnes via ligning (3.9) alene ud fra kendskabet til hastigheden U for strømningen.

Fortrængningstykkelsen δ^* blev udregnet for en kort (15mm) og en lang (30mm) dyse. For begge dyser var der yderligere 19mm fra stoffet (figur 3.10b (C)) indtil kontraktionen. Til beregningen af fortrængningstykkelsen δ^* tager metoden udgangspunkt i hastigheden i et punkt interpoleret imellem to tværsnit i dysen (se figur 3.12). Der blev lagt i alt otte tværsnit på den lange dyse. I hvert tværsnit blev arealerne, $A_0 - A_7$, beregnet og skridtlængderne $h_1 - h_7$ noteret. Den ønskede



Figur 3.12: Skitse af dyse opdelt i otte tværsnit, $A_0 - A_7$ til beregning af δ^* med Thwaites korrelation. Dysen inddeles i syv sektioner, hvor $h_1 - h_7$ er de respektive afstande imellem tværsnittene.

udgangshastighed, $U_7 = 0.08m/s$, blev brugt til beregning af indløbshastigheden igennem A_0 vha. massebevarelse for en inkompressibel fluid:

$$U_0 = \frac{A_7 U_7}{A_0} \tag{3.13}$$

Et passende antal iterationer blev udførst, for at finde den konvergerede værdi af hastigheden ud af dysen, da hastigheden er direkte koblet til arealet og dermed fortrængningstykkelsen. Figur 3.13 viser konvergensanalysen af fortrængningstykkelserne i syv tværsnit svarende til arealerne $A_1 - A_7$. Det kan ses at de største udsving af δ^* ligger i intervallet [0;3] iterationer. Kurverne konvergerer ved femte iteration. Da δ^* forventes at være størst ved A_1 , idet hastigheden her er lavest og skridtlængden, h_1 , er størst (jf. ligningerne (3.12), (3.10) og (3.9)), er det også forventet at udsvingene er størst netop her. Størrelsen af korrektionerne fra iterationerne ses at aftage som hastigheden stiger nedstrøms på grund af dysens indsnævring. Konvergensanalysen bekræfter at ni iterationer giver et tilstrækkelig præcist estimat af fortrængningstykkelsen. Ved dysens munding (figur 3.13 $x/L_D = 1$) ses $\delta^* \approx 0.04D_e$. Hastighedsvariationen igennem dysen kan ses



Figur 3.13: Konvergensanalyse udført for fortrængningstykkelsen, δ^* , i de syv tværsnit, $A_1 - A_7$ (se figur 3.12). i dysen. δ^*/D_e er konvergeret i løbet af ni iterationer.

i figur 3.14. Indvirkningen af fortrængningstykkelsen δ^* på hastigheden fremgår tydeligt af figuren. Der ses en hastighedsstigning på 20 – 33%. Det ses yderligere at fortrængningstykkelsen har den største indvirkning på hastigheden i starten af dysen, hvor den røde kurve har sit maksimum. Dette skyldes det lange lige stykke (figur 3.12, h_1) som ikke snævre ind og derfor tillader δ^* at vokse. I mundingen af dysen, ses det at hastigheden er forøget med ca. 25%, hvilket giver en udgangshastighed på 0.1m/s. En tilsvarende analyse af den kortere dyse blev derfor lavet og denne viste en hastighedsforøgelse på ca. 16%. Det tyder altså på at den korte dyser ikke tillader fortrængningstykkelsen at vokse i samme grad. Derfor må man også antage at grænselaget ikke vokser i samme grad og hastighedsprofilet ved mundingen er mere et tophat-ligndende profil end ved den lange dyse.

Ifølge denne iterationsmetode med Thwaites korrelation, er den korte dyse at foretrække, da denne giver det mest optimale hastighedsprofil.



Figur 3.14: Plot af hastigheder i dysen med og uden fortrængningstykkelsen, δ^* . De er foretaget i syv tværsnit $A_1 - A_7$ (se figur 3.12) i dysen (venstre ordinat). Den procentvise forøgelse i hastighed $U_{\delta^*} - U/U$ er vist på højre ordinat, hvor U_{δ^*} er hastigheden når δ^* medregnes.

Sammenligning med CFD

En analyse af strømningen i den lange og den korte dyse blev foretaget med STAR-CCM+ CFD-programmet. Analysen blev foretaget af Lektor Jens Honoré Walther, DTU Mekanik. Resultaterne af analysen præsenteres i det følgende. Randbetingelserne vedrørende dysen, såsom starthastigheder og dysens indre geometri er her det eneste bidrag fra rapportens forfattere.

Resultaterne af CFD-analysen for den korte dyse viste, til trods for den mindre hastighedsforøgelse, en depression i hastigheden i midten af hastighedsprofilet (se figur 3.15). Dette var ikke tilfældet for den lange dyse. Det blev vurderet, at fortrængningstykkelsen i den lange dyse ville påvirke resultaterne forholdsmæssigt mindre end depressionen i den korte dyse.

For at bekræfte randbetingelserne for CFD analysen blev dennes fortrængningstykkelse sammenlignet med den udregnet fra Thwaites. Fortrængningstykkelsen blev udregnet med ligning (3.14), der er den generelle definition for δ^* .

$$\delta^* = \int_a^b \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \tag{3.14}$$

hvor a = 0 og $b = Y \rightarrow \infty$. Fortrængningstykkelsen, med u/U = 0.99 og $b = \delta_{99\%}$, for CFD simuleringerne i store- og lille aksen, for D2 udregnes til hhv. $\delta^*_{CFD-Y} = 0.0317mm$ og $\delta^*_{CFD-Z} = 0.0158mm$, hvorimod de fås til $\delta^*_{Thwaites} = 0.375mm$. Det svarer til en afvigelse ved Thwaites på en faktor hhv. 10.8 og 22.7 for store- og lille aksen i forhold til CFD analysen. Det kunne tyde på at Thwaites metode ikke er anvendelig på så lave Reynolds-tal, hvor viskositen får større betydning. Derimod er det muligt, at meshet i CFD analysen ikke er fint nok. CFD analysen giver, som



Figur 3.15: CFD-hastighedsprofiler for den korte og den lange dyse.

det kan ses i figur 3.15, et relativt fladt hastighedsprofil for den lange dyse.

Kapitel 4 Visualiseringer

Et generelt billede af jet'en blev dannet ved at udføre visualiseringsforsøg med blæk. Farvekomponenten præsenteret i konstruktionskapitlet var designet udelukkende med formålet at tilføre blæk til jet'en langs det perifere grænselag inde i dysen. Det viste sig dog at være mere attraktivt at tilføre farven direkte i vandreservoiret. Dette sikrede at farven blev homogent fordelt i hele jet'en, samt problemer med utilstrækkelig blæk blev undgået. Der blev i denne anledning anvendt en opløsning af flourescein i vand, som blev lyst op af laseren, når jet'en udsprang fra dysen. I det følgende vil de indledende visualiseringer med blæk blive vist for den cirkulære dyse. De efterfølgende visualiseringer, udført med flourescein, vil blive vist for dyserne D2, D3 og D4, betegnet i tabel 4.1.

I tabel 4.1 ses middelhastigheden, L_m ud af dyserne, den ækvivalente diameter, D_e og Reynolds-tallet for hver dyse.

Tabel 4.1: Middelhastighed, ækvivalente diameter og Reynolds-tal for hver dyse (D1, D2, D3 og D4. Se tabel 3.2 for navneforklaring). For dyserne D1, D2, D3 er diameteren den ækvivalente diameter D_e . For D4 er den ækvivalente diameter givet ved den hydrauliske diameter D_h .

Dyse	$L_m[m/s]$	D[mm]	Re
D1	0.074	8.14	596.4
D2	0.074	8.14	596.4
D3	0.074	8.14	596.4
D4	0.107	5.50	582.7

I analysen af de elliptiske jets skælnes der mellem stor- og lilleakseplanet for den individuelle dyse. I øvrigt er længden af jet'en for D1, D2 og D3 normeret med den ækvivalente diameter D_e og for D4 er længden normeret med den hydrauliske diameter, D_h vist i tabel 4.1.

4.1 Cirkulær dyse (D1)

Visualiseringen for den cirkulære dyse ses i figur 4.1. Det ses at jet'en følger en laminar strømning i $x/D_e \in [0:8]$, hvorefter instabiliteterne begynder at være så kraftige, at jet'en bryder op til en mere turbulent karakter. Ved $x/D_e \approx 5$ ses en symmetrisk dannelse af hvirvlerne i opblandingslaget som forventet af en aksesymmetrisk dyse. Ved transitionen fra laminar til turbulent strømning påbegyndes en spredning af jet'en, som ved henholdsvis $x/D_e = 10$ og $x/D_e = 15$ er ca. $1.7D_e$ og $3.3D_e$.



Figur 4.1: Visualisering af den cirkulære dyse (D1). Her anvendes blæk og blækken tilføres via farvekomponenten (se afsnit 3.5). Skala angiver nedstrøms afstande i ækvivalente diametre. $D_e = 8.14$ mm.

4.2 3:1 elliptisk dyse (D2)

Visualiseringer af dyse D2 ses i figur 4.2 for hhv. lille- og storakseplanet. Der ses igen en kombineret laminar og turbulent strømning. Ud fra figur 4.2a ses det, at den laminare del er forkortet, i forhold til den cirkulære dyse, til ca. $x/D_e \approx 4$. Umiddelbart efter ses en kraftig, kontinuerlig dannelse af store hvirvelstrukturer og en samtidig markant spredning af jet'en. Kigger man på storakseplanet ser det ud til, at den er laminar i $x/D_e \in [0:6]$. Dette skyldes dog, at man ikke ser instabiliteten udfolde sig, da bevægelsen foregår i lilleaksens retning. Dette bevidner om markant større stabilitetsforstyrrelser i området nær lilleaksen. Der ses, at spredningen af jet'en er tilnærmelsesvis nul, grænsende til negativ, i hele jet'ens længde som den fremgår af figuren. Sammenlignes lilleakseplanet med storakseplanet ses det, at jet'ens bredde ved $x/D_e \approx 6.2$ er samme størrelse for begge planer. Efter $x/D_e \approx 6.2$ er jet'ens bredde i lilleakseplanet større end i storakseplanet. Ved $x/D_e \approx 10$ er bredden af jet'en i hhv. lille- og storakseplanet ca. $4.3D_e$ og $1.5D_e$. Dette bevidner om, at akseskift har fundet sted og overkrydsningspunktet for akserne ligger ved $x/D_e \approx 6.2$.



(a)



Figur 4.2: Visualisering af D2 dyse (se tabel 3.2 for navneforklaring). (a): Set vinkelret på lilleakseplanet. (b): Set vinkelret på storakseplanet. En blanding af flourescein anvendes som farve og lyses op af en kontinuert laser. Skala angiver nedstrømsafstande i ækvivalente diametre. $D_e = 8.14$ mm

I bilag L figur L.1 og L.2 ses jet'en i strømningsretningen for hhv. $3D_e$ og $7D_e$, hvor lilleaksen er vandret. Det fremgår også her at spredningen i lilleakseplanet er væsentlig større end i storakseplanet.

4.3 4:1 elliptisk dyse (D3)

Visualiseringerne for dyse D3 ses, for hhv. lille- og storakseplanet, i figur 4.3. Jet'en har fællestræk med jet'en fra dyse D2. I lilleakseplanet er strømningen, indtil $x/D_e \approx 3$, laminar, hvorefter en opbrydning markere begyndelsen af den turbulente del. En tilsvarende spredning af jet'en ses igen, hvor jet'ens bredde er ca. $4D_e \text{ ved } x/D_e \approx 10$. I storakseplanet ses der dog en forandring. Den laminare del ser ud til at bryde op ved ca. $3D_e$ og jet'ens forholdsmæssige spredning ser ud til at være positiv nedstrøms. Den forholdsmæssige spredning i lilleakseplanet er igen, som i D2 tilfældet, væsentlig større. Ved $x/D_e = 13$ er jettens bredde ca. $4.5D_e$ og $4D_e$ for hhv. lille- og storakseplanet. Dette tyder igen på akseskift, hvor forholdet mellem aksestørrelserne her dog er noget mindre end i dyse D2

visualiseringerne. Overkrydsningspunktet ses i dette tilfælde at befinde sig ved $x/D_e \approx 8.5$, altså et par ækvivalente diametre længere nedstrøms end for D2. I [8] beskrives der, at overkrydsningspunktet er en lineær funktion af akseforholdet. Om dette er tilfældet for D2 og D3, vil blive undersøgt i kapitel 6.





Figur 4.3: Visualisering af D3 (se tabel 3.2 for navneforklaring). (a): Set vinkelret på lilleakseplanet. (b): Set vinkelret på storakseplanet. En blanding af flourescein anvendes som farve og lyses op af en kontinuert laser. Skala angiver nedstrømsafstande i ækvivalente diametre. $D_e = 8.14$ mm

I bilag L figur L.3, L.4, L.5 og L.6 ses visualiseringer af D3 i jet'ens retning for hhv. $x/D_e = [0.5, 3, 7, 9]$. Der antydes her om tilnærmelsesvist ækvivalente akselængder ved $7D_e$ og at akseskift har fundet sted ved $9D_e$, som følge af en kraftigere spredning i lilleaksens retning.

4.4 Trekant-elliptisk dyse (D4)

I figur 4.4 ses visualiseringen for trekant-ellipsedysen (D4) for hhv. lille- og storakseplanet. I lilleakseplanet ses der et opbrud af den første laminare del af jet'en ved 3-4 D_h . Transitionen til turbulent jet begynder her. Dannelsen af store hvirvelstrukturer ses at forekomme i den øvre del af jet'en fremfor en skiftevis dannelse i øvre og nedre del som i dyse D2 og D3. Spredningen var igen væsentlig forstørret sammenlignet med D1 og har maksimum ved $x/D_h \approx 15$, hvor bredden af jet'en er ca. $6D_h$.

I storakseplanet er den laminare del mere stabil og bryder op et sted mellem 6 og $7D_h$. Det ses hvordan hvirvlstrukturer søger ind mod centrum af jet'en og som et resultat bliver spredning i dette plan meget begrænset. På grund af den markant større spredningsgradient i lilleakseplanet end i storakseplanet sker der akseskift og overkrydsningspunktet ligger ca. ved $x/D_h \approx 8$. Sammenlignet med dyserne D2 og D3 er dette $1.8D_h$ længere nedstrøms end D2, men kun $0.5D_h$ tidligere end D3. Akseforholdet for D4 (jf. tabel 3.1) er $r_A = 3$. På trods af et identisk akseforhold mellem D2 og D4 synes den sammentrykkede form altså at påvirke jet'en således overkrydsningspunktet for akseskift ændres.

Alt i alt ses de fire jets fra dyse D1, D2, D3 og D4 at have øjensynlige forskellige under visualiseringerne. Jet'en fra D1 følger en laminar strømning i $8D_e$ og er derfor den jet, der har den længste laminare del. Jet'en for D2 og D3 ses at have forskellige karakteristika alt efter hvilket plan, der ses på. I lilleakseplanet ses spredningen at være større end i storakseplanet. Af denne årsag sker der et akseskift mellem stor og lilleaksen ved $x/D_e \approx 6.2$ og $x/D_e \approx 8.5$ for hhv. D2 og D3.

Spredningen for D2 i forhold til D3 er større, idet bredden af jet'en ved $x/D_e \approx 10$ er hhv. $4.3D_e$ og $4D_e$. Jet'en for D4 dysen er, grundet dens asymmetriske geometri, nævneværdigt asymmetrisk ved lilleakseplanet. Større hvirvelstrukturer forekommer tilsyneladende mere hyppigt øverst på jet'en en i bunden. Jet'en udviser elliptiske karakteristika ved at have et mindre stabilt forløb i lilleakseplanet end i storakseplanet. Desuden ses, at spredningen, som for D2 og D3 i lilleakseplanet, er væsentlig større end i storakseplanet. Derfor forekommer der akseskift beliggende ved $x/D_h \approx 8$. På trods af D2 og D4's identiske akseforhold er overkrydsningspunktet for D4 altså beliggende $1.8D_h$ længere nedstrøms end jet'en for D2 og $0.5D_h$ før jet'en for D3.



(a)



Figur 4.4: Visualisering af D4 (se tabel 3.2 for navneforklaring). (a): Set vinkelret på lilleakseplanet. (b): Set vinkelret på storakseplanet. En blanding af flourescein anvendes som farve og lyses op af en kontinuert laser. Skala angiver nedstrømsafstande i hydrauliske diametre. $D_h = 5.50$ mm

Kapitel 5

Particle Image Velocimetry (PIV)

Kendskab til jet'ens karakteristika såsom dens, hastighedsprofil, spredning og opblandingegenskaber m.fl. kan opnås via kendskabet til dens lokale øjeblikshastigheder. Til dette er 2C-PIV og stereo PIV en oplagt målemetode. Med øjebliksbilleder af forskellige tværsnit langs jet'en og af tværsnit normalt på jet'ens strømningsretning opfanges sporingspartiklernes retninger og hastigheder. Ud fra disse kan de søgte oplysninger om jet'en opnås. Forsøgene er lavet med 2C-PIV og stereoskopisk PIV.

5.1 Størrelse af måleområde

Størrelsen af måleområdet var en vigtig parameter, idet størrelsen har indflydelse på, hvor godt opløst jet'ens hastigheder bliver. Et for stort måleområde vil ikke give et præcist nok estimat af de lokale hastigheder. Et for småt måleområde vil derimod ikke kunne opfange alle jet'ens hastigheder i tilfælde, at jet'en rækker uden for måleområdets ramme. Måleområdet størrelse kan beregnes ud fra kendskab til lysets brydning i glas og vand. I det følgende vil de relevante faktorer for måleområdets størrelse samt betydningen af disse blive fremlagt.

På grund af de forskellige brydningsindeks for luft, glas og vand vil størrelsen på det effektive måleområde som PIV-kameraerne opfanger i forsøgstanken være anderledes, end hvis lyset fra jet'en skulle passere igennem det samme medie for at ramme kameralinsen (se bilag D for en detaljeret udregning af måleområdets højde og bredde). Til dette formål kan fire variable ændres, for at ændre størrelsen af måleområdet: 1) Kameralinsens afstand til akvarievæggens yderside, 2) Kameralinsens brændvidde, 3) Afstanden fra akvarievæggens inderside til det ønskede måleområde inde i tanken og 4) Tykkelsen af akvarievæggen. Hver enkel variablerne er betydningsfuld for ændringen af måleområdets størrelse.

Kameralinsens afstand til akvarievæggen var det mest oplagte at variere på, siden kameraet befandt sig uden for akvariet og kunne placeres i et stort interval af afstande. Kameralinsens brændvidde kunne indstilles på to måder da dette afhang af den specifikke linse. To linser var tilgængelige: en 35mm og en 60mm. Afstanden fra akvarievæggens inderside til det ønskede måleområde inde i tanken var fastlagt ud fra det ønske om at måleområdet blev placeret ud fra dysens munding. Denne skulle dog ligge i midten af akvariet for at mindske forstyrrelser fra akvariets vægge. Tykkelsen af akvarievæggen var stort set neglegibel og blev derfor udelukkende dimensioneret ud fra et ønske om at have en solid akvarievæg der kunne modstå trykket fra vandmasserne.

5.2 2C-PIV

Indledningsvis blev der foretaget 2C-PIV målinger på dyserne. Den eksperimentielle opstilling kan ses skitseret på figur 5.1.



Figur 5.1: Skematisk 2C-PIV opstilling. Lasersheet parallel med x-akse.

Kameraet der blev brugt var et Dantec Hi
Sense PIV/PLIF Camera med en 60mm Nikon linse. Det blev styret af en Dantec Dynamics Hi
Sense Camera Controller. En Dantec Dynamics Timer Box forbandt kamera og laser og sikrede synkronisering i
mellem laser og kamera. Laseren var en New Wave Research - Solo 120XT PIV Nd:
YAG laser med en bølgelængde på $\lambda_b = 532$ nm. Lasersheets tykkelse blev sat til
 $\Delta Z_0 = 1.0 \pm 0.5$ mm. Laserintensiteten blev dæmpet til ca. 45% af den maksimale intensitet.

Parallellitet mellem lasersheet og forsøgstanken blev sikret ved at afmåle $250mm \pm 1mm$ fra aluminiumslisten på siden af tanken til lasersheet i begge ender af tanken. Disse punkter blev markeret, hvorefter lasersheet'et blev afpasset så afmærkningen endte med at ligge i lasersheetets plan. Dysen var mærket i midten af stor- og lilleakseplanet, således at parallellitet mellem lasersheet og dyse kunne opnås. For at opretholde denne parallellitet var det et krav at låget på forsøgstanken var i samme position altid. Da forsøgstanken primært var konstrueret til stereo PIV (se figur 3.1) betød det at låget skulle løftes op og drejes 45° for at kameraet skød på siden af jet'en (se figur 5.1). Derfor opstod der en potentiel risiko for at låget kunne glide ud af position, idet traverseringen af dysen, samt udskiftning

af dyserne kunne skubbe det ud af position. For at kunne vende tilbage til den ønskede måleposition påsattes tape på låget der markerede, hvor tankens sider skulle placeres. Denne metode havde dog en fejlmargen på ± 1 mm, da placeringen blev afstemt ved øjemål.

Kameraet blev placeret så dysen var positioneret i midten af billedhøjden og lige akkurat ude af kameraets måleområde. Kameraets fokus blev kalibreret ved at indsætte en stationær lineal i lasersheet'ets plan i måleområdet og indskærpe billedet på denne. De billeder der blev taget af linealen blev brugt til at indstille *Scale Measuring Factor* i Dynamic Studio. Funktionen beregner, hvor stor en distance ét pixel på billedet svarer til i virkeligheden. Dette sikrede at den senere analyse i programmet beregnede de rigtige hastigheder og gjorde det muligt at bestemme størrelsen af måleområdet til $(W_m \times H_m)=52.5 \times 41.8$ mm.

Linsens fokal-nummer var F = 2.8. Et grønt farvefilter blev sat på linsen for at filtrere det omkringliggende dagslys fra og dermed sikre at linsen primært opfangede reflekteret laserlys. Små partikler eksisterende i almindeligt drikkevand blev brugt som sporingspartikler. Disse gav en passende lysrefleksion og deres koncentration i vandet var tilfredsstillende. En væsentlig variation i partikkelstørrelsen kunne dog til tider opleves, men dette gav ikke problemer og i nogle enkelte tilfælde skulle de forstyrrede billeder blot frasorteres.

Traverseringen kunne samlet set afdække et område af jet'en på op til $3W_m$. Efter målingen af det første område, blev dysen traverseret tilbage en afstand svarende til W_m , hvorefter en måling af det andet område kunne foretages. En fejlmargen imellem den målte afstand på traversen og den givne W_m gjorde at målingerne af hhv. område 1, 2 og 3 enten overlappede eller var fraskudt af et tyndt mellemliggende område.

Billeddata blev behandlet i Dynamic Studio V. 2.21.2. Tiden mellem et billedpar blev sat til $3500\mu s$ i alle måleområder. Dette sikrede en maksimal partikel flytning på 8-10 pixel. Trigger rate (antal billedpar i sekundet) blev sat til 4Hz. Adaptive Correlation for 2C-PIV blev brugt til at bestemme vektorfelterne. Her blev Interrogation Area sat til 32×32 pixel. Vektorfelterne blev efterfølgende eksporteret til MATLAB, hvor data blev behandlet. På figur 5.2 er givet to eksempler på udseendet af et typisk vektorfelt på to af hinanden følgende måleområder fra 2C-PIV dataen. Vektorfeltet er for dyse D4 og ses på lilleakseplanet. Feltet viser dannelsen af hvirvler øverst på jet'en omkring hhv. 6 og 9 D_h og giver dermed et realistisk billede af strømningens opførsel. Se evt. også vektorfelterne i bilag I angivet i et større format.



Figur 5.2: Øjebliksvektorfelter fra 2C-PIV måledata for dyse D4 (se tabel 3.2) set på lilleakseplanet. (a): Måleområde 1. (b): Måleområde 2. $D_h = 5.50$ mm.

5.3 Stereo PIV

Forsøgsopstillingen var som 2C-PIV forsøgsopstillingen, bortset fra det faktum, at der blev benyttet to kameraer (se. figur 5.3). Alt andet udstyr var tilsvarende det, som blev anvendt under 2C-PIV. Sheet-tykkelsen på laseren blev hævet til $\Delta Z_0 = 3.0 \pm 0.5$ mm og lysintensiteten blev hævet til ca. 90% af den maksimale. Årsagen til dette var, at det nye kamera (2) ikke var nær så lysfølsomt som det hidtil brugte (1), hvilket mistænkes at være en fejlindstilling af hardwaren i kamera (2). Det var ikke muligt at genoprette denne fejl, derfor blev F-nummeret på det gamle kamera sat op til 8 for at få sammenlignelige billeder. Dette betød at F-numrene for kamera (1) og (2) var hhv. $F_1 = 8$ og $F_2 = 2.8$. I bilag N ses partikkelbilleder før og efter justering af F-nummeret på kamera 1.

Lasersheet'et blev lagt vinkelret på traverseringsretningen således der blev målt på tværs af jet-retningen i yz-planet. Et 100×100 mm kalibrerings-target (KT) blev printet på højglanspapir af en højopløselig printer for at opnå bedst mulig kvalitet af KT. KT blev monteret på traverseringen og ført ind i midten af lasersheet'et. Kameraene blev fokuseret således fokusområdet lå i midten af KT. For at udvide fokusområdet til hele KT blev scheimpflug vinklen justeret. Ét billede blev taget i fem forskellige positioner, x = [-2; -1; 0; 1; 2]mm, af KT, hvor x = 0 var i midten af lasersheet'et (se figur 5.4a).

Kalibreringen blev udført med en 3. ordens XYZ-polynomium model-fit. Resultatet af kalibreringen blev at hhv. 1147 og 1341 *target points* blev genkendt for kamera (1) og (2), hvilket var tilstrækkeligt. På figur 5.4b ses resultatet af kalibreringen, hvor softwaren efter bedste evne har identificeret nulpunktet og de resterende prikker.

Der blev for hver dyse målt i fem forskellige tværsnit af jet'en: $X = [0.5, 4, 7, 9, 12]D_e$. I $X = 0.5D_e$ var dysen inde i partikkelbilledet. For at undgå eventuelle fejlanalyser på grund af dette blev middelbilledet subtraheret fra partikkelbillederne inden *adaptive correlation* blev anvendt (se figure N.2b, N.3a og N.3b i bilag N).

Tiden mellem et billedpar blev for D1, D2 og D3 sat til 3000μ s og for D4 sat



Figur 5.3: Skematisk stereo PIV opstilling. Lasersheet lyser på tværs af x-aksen.



Figur 5.4: Kalibrering af stereo PIV. (a): Skitsering af target-flytningen i fem forskellige positioner omkring lasersheet'et. (b): Kalibreringsresultatet, hvor softwaren har identificeret kalibreringspunkterne.

til 1000μ s. Trigger rate blev sat til 1.5Hz. De resulterende vektorfelter fra *adaptive* correlation for begge kameraer blev efterfølgende i sammenhør med kalibreringen analyseret til et 3D-vektorfelt. Eksempler på disse vektorfelter kan ses i bilag O.

Kapitel 6

Resultater

I dette kapitel vil resultaterne af målingerne fra 2C-PIV og stereo PIV blive præsenteret. 2C-PIV målingerne er foretaget i stor- og lilleaksens planer, hhv. y- og z-planet, for dyserne D2, D3 og D4 (se tabel 3.2). D1 er aksesymmetrisk, derfor er der kun målt i ét plan for denne. Med stereo PIV er måleområdet placeret normalt på jet'ens bane, altså i yz-planet. Alle resultater, der bliver præsenteret er tidsmidlede. Herunder er alle længder normerede med dysernes ækvivalente diameter, D_e , og hydrauliske diameter, D_h . For D1, D2 og D3 benyttes $D_e = 8.14$ mm, og for D4 benyttes $D_h = 5.50$ mm.

Kapitlet er opbygget således, at der indledningsvist vil blive lavet en undersøgelse af måleusikkerhederne. Derefter vil et generelt billede af de fire jets' karakteristika blive fremlagt. Her fokuseres der på hastighedsprofiler, turbulens, spredningen af jet'en og henfaldet af centerhastighederne. Efterfølgende vil iblandingsegenskaberne for de fire jets blive analyseret. Afslutningsvis vil der, med resultaterne fra stereo PIV gives et mere virkelighedsnært billede af de fire jets' udvikling.

I resultaterne for 2C-PIV er dyse D2 ikke præsenteret, idet resultaterne forekommer usandsynlige.

6.1 Usikkerheder - 2C-PIV og stereo PIV

Resultaternes gyldighed bakkes i høj grad op af, hvor stor en afvigelse der foreligger for middelværdierne samt for standardafvigelserne. En måleserie med antal målinger, N, har gennemsnittet [1]

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} x_i \tag{6.1}$$

hvor x_i er de målte data. Standardafvigelsen er [1]

$$s(x) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N} (x_i - \bar{x})^2}{N - 1}}$$
(6.2)

Dermed fås middelværdiens usikkerhed, givet ved [1]

$$s(\bar{x}) = \frac{s(x)}{\sqrt{N}} \tag{6.3}$$

Heraf kan fejlestimatet E beregnes ved

$$E = \frac{s(\bar{x})}{\bar{x}} \tag{6.4}$$

2C-PIV måleserierne er begrænset til N = 204. Usikkerhederne er beregnet i de fem afstande nedstrøms for dysemundingen, som stereo PIV resultaterne blev målt i. Usikkerhederne for 2C-PIV målingerne kunne således sammenlignes med usikkerhederne for stereo PIV målingerne. Fejlestimatet er beregnet ud fra de maksimale standardafvigelser for hastigheden, $L = \sqrt{U^2 + V^2 + W^2}$, i hvert område. Således blev fejlestimatet en øvre grænse i hvert område. Ligning (6.3) antager desuden at alle data er ukorrelerede. En undersøgelse af de største strukturer i strømningen på et vilkårligt vektorfelt (se figure I.1, I.2 og I.3 i bilag I) gav en umiddelbar idé om dette. Det viste sig at 2C-PIV dataene var en anelse korrelerede. Som en modvægt til dette sættes N = 102. Fejlestimatet, E, blev sat i forhold til middelhastigheden, L_m , ud af dysen (se tabel 4.1).

I stereo PIV blev der målt i fem afstande fra dysemundingen. Dataen er med stor sandsynlighed ukorreleret, da tiden mellem billederne blev sat op med en faktor 2.7 i forhold til 2C-PIV målingerne. Antallet af målinger blev sat til N = 306. For D3 ved $x/D_e = [7, 9, 12]$ var N = 505.

I bilag J og K er fejlestimatet, E, standardafvigelsen, $s(L_i)$, standardafvigelsens fejl, $s(s(L_i))$ og middelhastighedens fejl, s(L) for både 2C-PIV og stereoskopisk PIV præsenteret.

Det maksimale fejlestimat for 2C-PIV, i de specificerede områder, er E = 4% og for stereo PIV er det E = 2%. Som forventet er det generelle fejlestimat for stereo PIV målingerne lavere end for 2C-PIV målingerne, i og med forskellen er 2%.

Det kan derfor fastslås at den maksimale usikkerhed er på 4%. En række fejlkilder, præsenteret i kapitel 7, kan have haft en væsentlig større betydning for troværdigheden af resultaterne. Derfor vurderes den statistiske usikkerhed at være tilfredsstillende.

6.2 Væggenes påvirkning på jet'en

En undersøgelse af jet'ens momentum er relevant, idet at indelukningen kan have betydning for jet'ens opførsel [4]. I afsnit 3.2 blev det beskrevet, hvorledes der er forsøgt at forebygge et eventuelt momentumtab. Tanken blev dimensioneret ud fra ligning (3.1), således at momentumtabet skulle være < 1% over en afstand på x = 0.2m. Momentum for måleresultaterne fra stereo PIV regnes i x-retningen ved

$$M_x = \int \rho U^2 dA \tag{6.5}$$

hvor U, er hastighedskomponenten i x-retningen, og $\rho = 998 kg/m^3$ er densiteten af vand. Undersøgelsen at det eventuelle momentumtab er udførst ved beregninger for samtlige dyser i de fem måleområder, hvoraf dyserne D2 og D3 kun er plottet. Dette skyldes afvigelser fra den teoretiske momentum ved dysemundingen, M_{teori} , for D1 og D4, som virker usandsynlige. Momentum for D2 og D3 er vist på figur 6.1. Fra figuren ses forholdet mellem det målte momentum i et specifikt x-koordinat,



Figur 6.1: Momentum beregnet ud fra stereo PIV data. $M_{\frac{x}{D_e}}$ er momentum i en given position, x/D_e og $M_{teori} = 1.4 \cdot 10^{-4} N$ er det målte momentum ved x = 0 for dyserne D2 og D3.

 $M_{\frac{x}{D_e}}$ og den teoretisk beregnede værdi af momentum, $M_{teori} = 1.4 \cdot 10^{-4}N$, ved dysemundingen $x/D_e = 0$. Momentum ses at være meget lavt i det første måleområde i $x/D_e = 0.5$. Dette skyldes formentlig usikkerheder, såsom dårligt opløste hastigheder på grund af et koncentreret hastighedsfelt, når der måles i nærheden af dysemundingen. Herefter ses det, at $M_{\frac{x}{D_e}}/M_{teori} \approx 1$ i de resterende måleområder. De mindre afvigelser fra M_{teori} skyldes formentligt også her forstyrrelser i måledataen. Afslutningsvis konkluderes der, at eventuel recirkulation i akvariet, ikke har haft en effekt på målingerne idet D2 og D3 ikke viser høje momentumudslag, hvor $M_x/M_0 >> 1$.

6.3 Hastighedsprofiler

Hastighedsprofilerne giver et billede af hastighedsfeltet for de undersøgte jets. De aksielle hastighedskomposanter for D1, D3 og D4 er vist i figur 6.2 og figur 6.3. I figur 6.2 er storakseplanet plottet og i figur 6.3 er lilleakseplanet plottet. Hastighedsprofilerne er vist fra både 2C-PIV og stereo PIV målingerne, således en sammenligning kan foretages. Hastighedsprofilerne er normeret med middelhastigheden, L_m , for hver dyse. Disse hastigheder er præsenteret i tabel 4.1. For 2C-PIV er hastighedsprofilerne vist i intervallet $x/D_e \in [0.5 : 18]$ og for stereo PIV er de vist i afstandende $x/D_e = [0.5, 4, 7, 9, 12]$.

Figur 6.2a viser hastighedsprofilet for D1 (2C-PIV). Umiddelbart efter dyse-

mundingen, fremgår det af $x/D_e = 0.5$ at hastighedsprofilet har en asymmetri omkring y = 0. Ved $x/D_e = 2$ har hastighedsprofilet opnået en symmetri, der er gennemgående, indtil $x/D_e = 9$. Jet'en aftager i hastighed og flader gradvist ud indtil $x/D_e = 18$. Her ses det, at dele af hastighedsprofilet er udenfor måleområdet.

Figur 6.2b viser hastighedsprofilet for D1 (stereo PIV). Her er der symmetri omkring y = 0 fra $x/D_e = 0.5$. For $x/D_e = 4$ og $x/D_e = 7$ er den maksimale hastighed hhv. $U/L_m = 1.09$ og $U/L_m = 1.13$. Det ses, at den maksimale hastighed er højere ved $x/D_e = 7$ end ved $x/D_e = 4$. Ifølge visualiseringerne for D1 på figur 4.1 ses den laminare del at fortsætte i mindst $7D_e$. Derfor forventes det, at den potentielle kerne her stadig er delvist opretholdt og den maksimale hastighed forventes at ligge i ca. samme niveau frem til kernens slutning. Det er derimod ikke forventet, at maksimalhastigheden i $7D_e$ er højere end i $4D_e$. Det mistænkes, at skyldes fejlagtige data ved $x/D_e = 4$. Årsagen kan være, at under dataindsamlingen for $x/D_e = 4$, har trykfaldet i dysen været for stort. Dette forekommer, når stoffet, vist på figur 3.10b (C) tilstoppes af for store partikler i vandet. Hastighedsforskellen i y = 0 er på 4% imellem $x/D_e = 4$ og $x/D_e = 7$. Resultaterne påvirket af dette, vurderes derfor stadig at være repræsentative for jet'en.

Sammenlignes de resterende hastigheder i figurer 6.2a og 6.2b stemmer de godt overens. Dette viser, at der for 2C-PIV dataene er behæftet en væsentlig fejlmargen for målingerne i området tæt på dysen, $x/D_e \leq 0.5$, hvilket ses ud fra asymmetrien fra 2C-PIV dataene. Hastighedsprofilerne for D3Y (2C-PIV) er vist i figur 6.2c. Jet'en ses at have en markant asymmetri omkring $y/D_e = 0$ frem til $x/D_e = 4$. Hastigheden falder hurtigt i $x/D_e \in [0.5:2]$ og der ses at forekomme en depression ved y = 0, som fortsætter indtil $x/D_e = 4$. I $x/D_e = 7$ forsvinder depressionen. Profilerne har en klokkeform i $x/D_e \in [9:15]$ der til sidst flader ud i $x/D_e = 18$.

Figur 6.2d viser hastighedsprofilet for D3Y (stereo PIV). Hastighedsprofilerne viser ingen tegn på asymmetri over y = 0 som 2C-PIV dataen. Hastighederne ses til gengæld at være højere end 2C-PIV hastighederne frem til $x/D_e = 12$. Det fremgår ligeledes her, at 2C-PIV dataene er præget af fejldata.

Hastighedsprofilerne for D4Y (2C-PIV) ses i figur 6.2e. Startprofilet i $x/D_h = 0.5$ er asymmetrisk omkring $y/D_h = 0$. En depression optræder ligeledes her indtil $x/D_h = 7$. I intervallet $x/D_h \in [12:18]$ fremtræder klokkeformen indtil profilerne flader ud.

I figur 6.2f ses hastighedsprofilerne for D4Y (stereo PIV). Profilerne er plottet i afstande fra dysemundingen der ikke svarer til dem for 2C-PIV, men er indenfor samme interval. Ved $x/D_h = 0.74$ ses en væsentlig asymmetri over y = 0. Den specielle geometri forventes at frembringe uforudsigelige karaktertræk for hastighedsprofilet. Derfor mistænkes denne opførsel ikke for at være grundet fejldata. Dette vurderes også på baggrund af resultaterne for D3Y (stereo PIV) og D1 (stereo PIV) som viste plausible hastighedsprofiler. Der ses intet præcist sammenligningsgrundlag med figur 6.2e, grundet de forskellige værdier af x/D_h . For værdier af x/D_h der ligger tæt på de samme afstande fra dysemundingen, eksempelvis $x/D_h = 5.92$ og $x/D_h = 7$ ses en forskel i hastighederne på ca. 20%. På baggrund af dette, samt de foregående resultater for 2C-PIV målingerne, vurderes resultaterne præsenteret i figur 6.2e for fejlbehæftede.



Figur 6.2: 2C-PIV og stereo PIV hastighedsprofiler for D1, D3 og D4 i storakseplan. $D_e = 8.14$ mm, $D_h = 5.50$ mm. For D1 og D3: $L_m = 0.074$ m/s. For D4: $L_m = 0.107$ m/s.

Figur 6.3a og 6.3b viser hastighedsprofilerne for D3 dysen på lilleakseplanet for hhv. 2C-PIV og stereo PIV. Profilerne viser ligeledes her uoverensstemmelser. Formerne på profilerne for 2C-PIV virker troværdige. Derimod har hastighederne ved $x/D_e =$ 0.5 og $x/D_e = 2$ et maksimum ved $U/L_m = 1.8$, imens de maksimale hastigheder for stereo PIV er på $U/L_m = 1.3$.

Figur 6.3c og 6.3d viser hastighedsprofilerne for D4 dysen. Profilernes form og hastigheder virker realistiske og stemmer godt overens på tværs af figurene.

For D1 og D4Z stemmer hastighederne overens imellem 2C-PIV og stereo PIV. I D1 (2C-PIV) er der observeret en asymmetri ved $0.5D_e$, hvilket ikke er forventet. Efter $0.5D_e$ forsvinder asymmetrien og resultaterne fremgår herefter sandsynlige.

D3Y og D4Y viser en depression i profilet i både 2C-PIV og stereo PIV dataene. Depressionen kan forklares og vil blive vendt tilbage til. Hastighederne varierer derimod betydeligt for både D3Y og D4Y.

Alt i alt må det konkluderes ud fra sammenligningerne, at 2C-PIV dataene er gennemgående fejlbehæftede. Derimod viser hastighedsprofilerne for stereo PIV dataene realistiske kurver og hastigheder. På denne baggrund vurderes dyserne ikke som kilden til disse uoverenstemmelser, da dyserne anvendt i 2C-PIV og stereo PIV er identiske. Årsagen må derfor findes i udførelsen af forsøgene. Hvis lasersheet ikke har ligge i xy og xz-planet (defineret i figur 3.1) kan dette forklare fejlmålingerne. Årsagen til at fejl ikke forekommer for stereo PIV er at lasersheet er placeret på tværs af jet'en. Dette gør at målingerne er mindre følsomme overfor en vinkel der kan opstå imellem x-aksen og normalvektoren til lasersheet.



Figur 6.3: 2C-PIV og stereo PIV hastighedsprofiler for D3 og D4 i lilleakseplan. $D_e = 8.14$ mm, $D_h = 5.50$ mm. For D3: $L_m = 0.074$ m/s. For D4: $L_m = 0.107$ m/s

Sammenlignes profilerne i figur 6.2b, 6.2d og 6.2f er det tydeligt, at de to sidstnævnte adskiller sig fra den cirkulære jet. D3 udviser en depression ved $x/D_e = 4$ og D4 udviser depression samt en asymmetrisk hastighedsfordeling som afspejler dysens alternative geometri.

Depressionen kan forklares ud fra teorien om akseskift jf. ligning (2.1) i afsnit 2.2. Ligningen viser hvordan hastigheden i hvirvelringens binormale retning stiger med en stigende krumning. Da krumningen er størst i storakseenderne kan depressionen være den første indikation på akseskift, hvilket blandt andet undersøges i afsnit 6.5.

Samlet set, lader der til at være nogle ligheder imellem 2C-PIV og stereo PIV. Der ses til gengæld flest uoverensstemmelser. Årsagen til dette skyldes sandsynligvis en upræcis afstemning imellem lasersheet og dysens x-akse. Målingerne fra stereo PIV vurderes på denne baggrund, at være de mest nøjagtige. De begrænses dog af at de kun er taget i fem afstande $x/D_e = [0.5, 4, 7, 9, 12]$, hvorimellem de kvantitativt ikke kan fortælle noget om jet'en adfærd. Derfor vil der iblandt de fremviste resultater også være data fra 2C-PIV.

Til undersøgelser, hvor der stilles krav til en høj dataopløsningen på langs af jet'en, vil 2C-PIV dataen blive brugt. Dette indbefatter undersøgelser af følgende

- 1. Den turbulente kinetiske energi (TKE).
- 2. Spredning af jet'en.
- 3. Henfaldet af centerhastigheden.
- 4. Ligedannethed.

Stereo PIV dataen bruges til at beregne følgende

- 1. Turbulens.
- 2. Iblanding.

Derudover vil stereo PIV resultaterne afslutningsvist blive sammenlignet med de 2C-PIV resultaterne.

6.4 Turbulens

Turbulensen er en grundlæggende egenskab for enhver strømning der angiver størrelsen af hastighedsfluktuationerne i et givent punkt. Turbulensen i x-aksens retning, u', er givet ved

$$u' = \left(\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} (u_i - U)^2\right)^{\frac{1}{2}}$$
(6.6)

hvor N er det samlede antal målinger, u_i er hastigheden på et givent tidspunkt og U er den tidsmidlede hastighed i samme punkt. Figur 6.4 viser turbulensen for de tre jets D1, D3 og D4. Beregningerne tager udgangspunkt i 2C-PIV og stereo PIV dataen. Resultaterne er normeret i henhold til tabel 6.1a og 6.1b. Turbulensen er for D1 og D3 plottet i $x/D_e = [0.5, 4, 7, 9, 12]$ og for D4 plottet i $x/D_h = [0.74, 5.92, 10.36, 13.32, 17.76].$ Det kan ses på samtlige figurer, at ved $x/D_e = 0.5$ er der et tydeligt opblandingslag. Dette er karakteriseret ved to lokale turbulens maksima ved enderne af dysens akser. For samtlige dyser er det gældende i xy-planet, at turbulensen er kraftigere på den positive del af y-aksen for $x/D_e = 0.5$. Dette tyder på at der kan være en konstruktionsrelateret uregelmæssighed i dysen, der kan have en indvirkning på fluktuationerne. Et bud på denne uregelmæssighed er en utæthed ved dysernes flade, der grænser op til farvekomponenten. Dette kunne skyldes en dårlig pakning, eller en dårligt efterbehandlet overflade på dyserne eller farvekomponenten.

Figur 6.4c viser den største asymmetri i fluktuationerne i $x/D_e = 0.5$. Sammenlignes turbulensen med hastighedsprofilerne på figur 6.2c i $x/D_e = 0.5$, kan der svagt bemærkes en top i profilet ved $y/D_e = 0.4$. Denne top mistænkes at være forårsaget af asymmetrien i turbulensen. Dog vurderes det, at denne afvigelse ikke svækker resultaternes troværdighed, da toppen afviger så lidt fra profilets tendens.

Længere nedstrøms aftager turbulensen i intensitet og den breder sig ind mod centrum af jet'en ved y = 0. Sammenlignes figurerne 6.4a, 6.4c og 6.4e ses det, at D1 er længst om at bibeholde en depression i turbulensen ved $y/D_e = 0$. D1 har mistet sin depression ved $x/D_e = 9$. D3Y har mistet depressionen ved $x/D_e = 7$ og D4Y har mistet den ved $x/D_h = 10.36$. Udligningen af depressionen ses afspejlet i hastighedsprofilerne på figur 6.2b, 6.2d og 6.2f for hhv. D1, D3 og D4. Her er det tydeligt, at når depressionen er udlignet passer det med, at maksimalhastigheden er faldet til ca. 60% af $x/D_e = 0.5$ for D3 og $x/D_h = 0.74$ for D4.

Turbulensen langs lilleaksens plan fremgår af figurerne 6.4d og 6.4f. Der ses her samme model som i storakseplanet, hvor turbulensen breder sig ud og udligner en depression i centrum af dysen ved. Udbredelsen i xz-planet er forholdsvis større end i xy-planet. Forklaringen kan sandsynligvis findes i de observationer der blev gjort under visualiseringen i afsnit 4. Som det ses af figur 4.3a,4.3b, 4.4a og 4.4b er det tydeligt, at de største fluktuationer sker i lilleaksens plan (parallelt med z-aksen).

		(a)			
Dyse og plan	D1	D3y	D3z	D4y	D4z
figur	6.4a	6.4c	6.4d	6.4e	6.4f
$U_m [m/s]$	0.083	0.089	0.087	0.119	0.102
		(b)			
Dyse o	og plan	D1	D3	D4	
$U_c [\mathrm{m}/$'s]	0.092	0.106	0.133	

Tabel 6.1: (a): Normeringsværdier U_m for turbulensintensiteter vist i figur 6.4. (b): Normeringsværdier U_c for K_c vist i figur 6.4b.



Figur 6.4: (a,c-f): Stereo PIV turbulensen for D1, D3 og D4 i stor- og lilleakseplanet. Værdier for L_m : tabel 6.1a. $D_e = 8.14$ mm. $D_h = 5.50$ mm. (b): 2C-PIV turbulent kinetiske energi, K_c beregnet i jet'ens centerlinie, $(x, y, z) = (x/D_e, 0, 0)$. U_c værdier: tabel 6.1b

Turbulent kinetisk energi

Figur 6.4b viser den turbulent kinetiske energi, K_c . Indeks c angiver, at K_c er beregnet i jet'ens centerlinie $(x, y, z) = (\frac{x}{D_e}, 0, 0)$. K_c er givet ved

$$K_c = \frac{1}{2} \left(u^{\prime 2} + v^{\prime 2} + w^{\prime 2} \right) \tag{6.7}$$

hvor v' er fluktuationen i y-retningen og w' er fluktuationen i z-retningen. For den cirkulære dyse, D1, er det antaget, at w' = v', idet hastighedsprofilet antages at være aksesymmetrisk. For D1 ses det, at K_c starter på $2.4 \cdot 10^{-3}$ og er svagt aftagende indtil $x/D_e = 2.8$. Herefter stiger K_c og topper ved $x/D_e = 8.2$. D1 aftager herefter med en gradvist aftagende gradient og har værdien $K_c/U_c = 4 \cdot 10^{-3}$ ved slutningen af plottet.

D3 og D4 har nogenlunde samme udgangspunkt ved $K_c/U_c = 28 \cdot 10^{-3}$. Graferne falder hurtigt og fluktuere omkring $K_c/U_c = 4 \cdot 10^{-3}$ frem til hhv. $x/D_e = 1.5$ og $x/D_h = 3.2$. Med omtrænt samme gradient stiger grafen for D3 og D4. D3 begynder herefter en periode på ca. $3D_e$ med relativt høje K_c -værdier. Ligeledes indleder D4 en periode, på ca. $5D_h$, med høje K_c -værdier. Disse perioder med høj turbulens slutter, idet de rammer deres maksimum ved $x/D_e = 6.9$ og $x/D_h = 10.1$ for hhv. D3 og D4. Ved aftagelsen af D3 er K_c sammenfaldende med D1 indtil slutningen af måleområdet. D4 derimod afviger fra denne tendens. Den bibeholder en større værdi end D1 og D3 frem til slutningen af måleområdet ved.

 K_c antager de højeste værdier for D3 efterfulgt af D4 og D1. D3 og D4 ses at begynde deres periode med høj turbulens ved hhv. $x/D_e \approx 4$ og $x/D_h \approx 7$. Ud fra visualiseringerne i kapitel 4, figur 4.3a og 4.4a fremgår det, at D3 og D4 indgår en laminar til turbulent transition ved hhv. $x/D_e \approx 3$ og $x/D_e \approx 4$. Ved hhv. $x/D_e \approx 4$ og $x/D_e \approx 7$ er de to jets helt turbulente. Den turbulente begyndelse for de to jets i visualiseringerne ses altså eksplicit i begyndelsen af perioden med høj turbulens for K_c .

Det fremgår, at maksimumperioden for K_c forekommer tidligere for de ikke aksesymmetriske jets end for D1. Helt konkret ses det, at K_c stiger tidligst for D3, hvorefter D4 og D1 følger. Dette kan tyde på, at akseforholdet har en indflydelse på K_c . Perioden med høj turbulens forekommer tidligere jo større akseforhold.

Der ses samlet set, at være sammenhænge imellem de turbulente forhold og udfoldelsen af hastighedsprofilet. Desuden ses der en sammenhæng imellem transitionen fra laminar til turbulent jet, observeret i visualiseringerne, og begyndelsen af en periode med høj turbulens. For elliptiske og alternative jets, ses udbredelsen af turbulensen at forekomme tidligere end cirkulære jets. De øgede turbulente forhold afgøres yderligere af jet'ens akseforhold, r_A . Jo større r_A desto kraftigere turbulente forhold. Dette observeres visuelt, idet den turbulente del af jet'en forekommer tidligere jo større r_A . Yderligere ses det ud fra K_c , at geometrien for D4, frembringer en forlænget periode af høj turbulens. I sidste ende bevirker dette et højere turbulensniveau for D4 sammenlignet med D3 og D1.

6.5 Spredning af jet'en

I dette afsnit vil spredningen for D1, D3 og D4 jet'en blive fremvist. Bredden af jet'en, i en given afstand fra dysemundingen, er defineret som afstanden mellem de to punkter i hastighedsfeltet, hvor $U/U_{max} = 0.5$.

Figur 6.5 viser bredden af strømningerne for D1, D3Y og D3Z. Bredden for

D1 ses at være konstant indtil $x/D_e = 4$. Herefter vokser den skarpt med en tilnærmelsesvis konstant hældning. Ved $x/D_e = 16.5$ ses det, at grafen begynder at flade ud.

D3Z laver et bølgende mønster i intervallet $x/D_e \in [0:3.5]$, hvor grafen først vokser og efterfølgende aftager. Spredningen stiger gradvist i intervallet $x/D_e \in$ [3.8 : 10.0]. Her falder gradienten, men holder en tilnærmelsesvis konstant værdi i intervallet $x/D_e \in [10.0:17.0]$. Gradienten skifter her til at være omkring nul indtil slutningen af måleområdet.

D3Y er stigende indtil $x/D_e = 4$. herfra er bredden tilnærmelsesvis konstant indtil $x/D_e = 10$. I intervallet $x/D_e \in [10 : 17.2]$ stiger spredningen af jet'en gradvist og ved $x/D_e = 17.2$ antager gradienten en konstant positiv værdi.



Figur 6.5: Bredden af jet'en, defineret som bredden af hastighedsprofilet imelle de to punkter hvor $U/U_{max} = 0.5$. Bredden er vist for D1 (cirkulær) og D3Z ((4:1) lillekseplanet) og D3Y ((4:1) storekseplanet). $B(x/D_e)_50\% = 0.28(x/D_e) - 0.65$ er en approksimation til spredningen for D1, der har et virtuelt oprindelsespunkt i $x/D_e = 2.32$.

Sammenlignes graferne med hinanden, kan der ses nogle fælles træk. D1, D3Z og D3Y ses at starte med en nogenlunde konstant bredde indtil et givent punkt, hvorefter bredden vokser skarpt. I visualiseringerne, i afsnit 4, ses det samme mønster. Ved ca. $17D_e$ er der en tendens for samtlige grafer til at flade ud. Dette er ikke et forventet fænomen for hverken den cirkulære eller den elliptiske jet. Det kunne tyde på, at jet'en nærmer sig et punkt, hvor påvirkningen fra forsøgstankens vægge bliver tilstrækkelig stor og synliggøres i bredden af jet'en.

Sammenlignes grafen for D3Z med figur 4.3a i visualiseringen, afsnit 4, ses begyndelsen af spredningen, ved $x/D_e \approx 3.8$ at stemme godt overens i begge figurer. Sammenlignes D3Y med figur 4.3b ses den gennemsnitlige bredde i begge tilfælde at være moderat stigende indtil $x/D_e \approx 10$. Herefter stiger gradienten for D3Y ifølge figur 6.5 forholdsmæssigt mere end hvad der kan ses i visualiseringen. Sammenlignes D1 med figur 4.1 ses ifølge visualiseringerne, at spredningen begynder ved $x/D_e \approx 8$, hvor der ifølge figur 6.5 forekommer spredning ved $x/D_e = 4$. Generelt ses, at bredden af jet'en i samtlige tilfælde er i uoverensstemmelse med visualiseringerne.

Uoverensstemmelserne imellem figur 6.5 og visualiseringerne skyldes sandsynligvis definitionen af bredden, præsenteret i introduktionen til dette afsnit. Denne definition vil ofte afvige fra jet'en i visualiseringen, da farven her repræsenterer samtlige hastigheder forekommende i jet'en.

Bredden af jetten kan tilnærmelsesvis repræsenteres af den lineære funktion $B(x/D_e)_{50\%}$ for den bedste rette linie i intervallet $x/D_e \in [6 : 16.2]$. Ud fra $B(x/D_e)_{50\%}$ er spredningsvinklen udregnet til 15.72°. I bilag M ses visualiseringen af D1, hvor spredningen af jet'en for D1 er optegnet med rette linier. Vinklen er her målt til ca. 16.6°. Spredningsvinklen er altså tilnærmelsesvist ens uanset om den måles ud fra visualiseringer eller beregnes ud fra funktionen $B(x/D_e)_{50\%}$.

Graferne for D3Y og D3Z ses, at krydse over ved $x/D_e = 8.7$. Dette fortolkes som, at akseskift finder sted. Dette ses at forekomme for en $r_A = 4$ jet $(Re = 10^5)$ i [9] og for en $r_A = 2$ jet $(Re = 7.8 \cdot 10^4)$ i [8]. Visualiseringerne af D3 jet'en viser på figur 4.3a og 4.3b, at overkrydsningspunktet ligger ved $x/D_e \approx 8.5$, hvilket stemmer godt overens med resultatet fra figur 6.5. Længere nedstrøms, imellem 14 og $17D_e$, er der indikationer på, at endnu et akseskift vil optræde, idet D3Y og D3Z nærmer sig hinanden.

I [9] ses det, over et større måleområde, at elliptiske jets $(r_A = 2)$ og $(r_A = 4)$ har flere overkrydsningspunkter beliggende på en lineær funktion. Det fremgår af figurerne 6.5 og 6.6, at grafen for den cirkulære jet i begge figurer passerer i omegnen af overkrydsningspunktet. Et bud på, hvor akseskift ville forekomme for en elliptisk, turbulent ideel jet i en ideel væske med $D_e = 8.14$ mm, ville derfor være på grafen for funktionen $B(x/D_e)_{50\%}$. D3 ville således, med den tilsvarende D_e , have overkrydsningspunkter på netop denne linje. Linjen ville kunne repræsentere en spredningsvinkel for den elliptiske jet. Flere målinger kræves dog for at bekræfte dette.

I figur 6.6 er bredden for D1, D4Z og D4Y plottet, hvor D er fællesbetegnelsen for D_e og D_h . D4Z er nogenlunde lineært voksende i $x/D_h \in [0:5.50]$. En stigning i gradienten fremtræder umiddelbart efter. Bredden er igen tilnærmelsesvis lineært stigende med en svagt faldende gradient indtil $x/D_h = 19.35$. D4Y ses at være nogenlunde konstant i $x/D_h \in [0:9.55]$. Umiddelbart efter vokser bredden lineært indtil $x/D_h = 19.35$, hvor plottet slutter.



Figur 6.6: Bredden af jet'en, defineret som bredden af hastighedsprofilet imelle de to punkter hvor $U/U_{max} = 0.5$. Bredden er vist for D1 (cirkulær) og D4Z ((trekant-elliptisk) lillekseplanet) og D4Y (trekant-elliptisk) storeekseplanet)

Bredden af jet'en for dyse D4 opfører sig mere som en elliptisk jet end en cirkulær jet. Lilleaksen er voksende allerede fra $x/D_h = 0$ og efter $x/D_h = 5$ stiger gradienten således, at der sker et akseskift ved $x/D_h = 8.7$. Bredden langs storaksen er konstant indtil efter overkrydsningspunktet, hvorefter dennes gradient begynder at vokse. Her er der dog intet tegn på, at der vil opstå akseskift igen, i modsætning til det man ser i figur 6.5 med D3. Sammenlignes overkrydsningspunktets beliggenhed med resultaterne fra visualiseringen i afsnit 4, ses det at forekomme $0.7D_h$ før i visualiseringen.

D4 dysens munding er designet ud fra mundingen af blåmuslingens udstrømningssifon. Det er derfor interessant at sammenligne resultaterne for spredningen for D4 dysen med målingerne fra [6] udført på blåmuslinger.

Sammenligningen tager udgangspunkt i hastighederne ved x = 5mm, som er afstanden anvendt i [6]. De aksielle- og transversale hastigheder, U og V i hhv. x og y-aksens retning for D4, ses i figur 6.7a. Spredningsvinklen udregnes herfra ved at beregne vinklen mellem vektoren (U, V) og x-aksen for en given y-værdi. På venstre side af jet'en i y = -3.3mm udregnes vinklen til $\arctan(V/U) =$ $\arctan((0.000343m/s)/(0.135m/s)) = 0.145^{\circ}$ og på højresiden i y = 3.2mm til $\arctan(0.00504m/s)/(0.137m/s)) = 2.104^{\circ}$. Spredningsvinklerne beregnet i [6] er på henholdsvis 15.6° og 5.7°. Spredningsvinklerne for jet'en fra D4 dysen og jet'en fra blåmuslingen i x = 5 mm viser væsentlige forskelle. Grunden til dette kan være, at jet'en for D4 ikke er begyndt at sprede sig ved x = 5 mm. Beregnes den gennemsnitlig halvspredningsvinkel for blåmuslingen fra [6] fås 10.7°. I intervallet $x/D_e \in [6 : 16.2]$ kan den halve spredningsvinkel for D4Y approksimeres ud fra linjen $B(x/D_e)_{50\%}$ til 5.16°.

Spredningen fra dysen kommer altså ikke i nærheden af muslingemålingerne inden for det målte område på trods af, at dysens munding er dimensioneret ud fra muslingens udstrømningssifon. Forskellen i spredningen må derfor nødvendigvis skyldes udformningen af muslingen og dysens indre geometri. Dysens relativt langsomme kontraktion bevirker, at storaksen spreder ved $x \approx 50$ mm, jf. figur 6.6 (D4Y). Jet'en fra muslingen spredes derimod øjeblikkeligt, hvilket ses ud fra figur 6.7b fra [6]. Her tyder det på, at jet'en har en relativ stor vinkel med x-aksen, idet den kommer ud af udstrømningssifonen. Forskellene imellem dysen og udstrømningssifon har derfor meget at sige og er sandsynligvis årsagen til de forskellige resultater.

Den beregnede spredningsvinkel og den målte i visualiseringen (i bilag M)for D1 stemmer godt overens. Der er ligeledes overensstemmelse imellem de observerede overkrydsningspunkter i visualiseringen og de der fremgår af figur 6.5 og 6.6 for hhv. D3 og D4. Derfor må definitionen af bredden af jet'en angivet ud fra punkterne hen over hastighedsfeltet, hvor $U/U_{max} = 0.5$, være en god indikator for de faktiske værdier. Derimod kan den ikke beskrive den faktiske bredde af jet'en. Dette skyldes, at hastighederne $U/U_{max} < 0.5$ i jet'en går tabt i vurderingen. En mulig påvirkning på bredden af jet'en fra forsøgstanken blev ligeledes synliggjort, idet bredden for D3 og D1 ved $x/D_e \approx 17$ begyndte at flade ud. I sammenligningen mellem spredningen af jet'en fra D4 dysen og spredningen af jet'en fra blåmuslingen ses der en afvigelse på ca. 52%. Denne markante forskel kan ikke tillægges usikkerheder, men må skyldes D4 dysens svage afspejling af udstrømningssifonen avancerede indre geometri.



Figur 6.7: (a): Aksielle og transversale hastigheder for dyse D4Y ved x = 5mm. (b): Jet ud af en blåmusling viser en kraftig spredning tæt på muslingens udstrømningssifon [6].

6.6 Henfald af centerhastigheden

Centerhastighedshenfaldet giver et genereliseret billede af jet'ens henfald og kan derfor oplyse om den potentielle kernes længde. Måledataen brugt i dette afsnit er fra 2C-PIV. Den potentielle kerne er karakteriseret ved et volumen i jet'en, hvori udgangshastigheden fra dysemundingen er bibeholdt. Når opblandingslaget når ind til centrum af jet'en forsvinder kernen, hvilket vil medføre at centerhastigheden vil falde. Centerhastighedshenfaldet for frie cirkulære turbulente jets kan beskrives ud fra [13] ved

$$\frac{U_c}{U_{c0}} = B \left(\frac{x - x_0}{D}\right)^{-1}$$
(6.8)

hvor U_c er centerhastigheden nedstrøms for mundingen, U_{c0} er centerhastigheden målt tættest på dysemundingen, B er henfaldskonstanten og x_0/D er det virtuelle oprindelsespunkt for centerhastighedshenfaldet. Punktet er udregnet ud fra spredningen af den cirkulære jet jvf. afsnit 6.5 til $x_0/D = 2.32$ og vil desuden blive brugt for D3 og D4. Ligning (6.8) vil blive brugt som sammenligningsgrundlag og en approksimation til centerhastighedshenfaldet.

I figur 6.8 ses centerhastighedshenfaldet for D1, D3 og D4 i måleområdet $x/D \in [2.3:19.4]$. Centerhastighederne er normeret med centerhastigheden, U_{c0} , for hver dyse jvf. tabel 6.2. Afbildningen er dobbeltlogaritmisk, således at centerhastighedshenfaldet i ligedannethedsområderne lineariseres. Figuren indeholder desuden approksimationer af centerhastighedshenfald. Disse er betegnet efter deres respektive henfaldskonstanter. B_1 er en approksimation til D1, B_2 er en approksimation til centerhastighedshenfaldet fra Kwon & Seo [10] (Re = 5142) og B_3 er den teoretiske henfaldskonstant for frie cirkulære turbulente jets fra [13].

Det fremgår af figur 6.8a at centerhastigheden for D1 holder en tilnærmelsesvist konstant værdi indtil $x/D_e = 4$. Herefter aftager kurven lineært i intervallet $x/D_e \in [5:19.4]$. D3 har en lavere centerhastighed i $x/D_e = 2.3$ end D1. Centerhastigheden er for D3 lineært aftagende for $x/D_e \in [2.3:8.8]$. Herefter stiger gradienten, og holder en tilnærmelsesvist konstant værdi, indtil $x/D_e = 19.4$. D4 er plottet i figur 6.8b. Grafen er lineær i intervallet $x/D_h \in [3.7:7.3]$. Gradienten falder og D4 er lineær for $x/D_h \in [7.3:19.3]$.

Idet hastigheden for D1 i $x/D_e = 4$ passerer 90% af starthastigheden vil dette blive fortolket som at kernen slutter. D3 falder umiddelbart efter dysemundingen, og er ved $x/D_e = 2.3$ på 74%. D4 lader tydeligvis til at miste sin kerne før D1, idet D4 har en større gradient i $x/D_h \in [3.7 : 7.3]$. Dens centerhastighed er gradvist aftagende i hele det viste interval i figur 6.8b. Der er dermed ikke et klart fald der afslører kernelængden for D4 som for D1. I $x/D_e = 7.3$ har D4 krydset B_1 hvilket viser at hastighedshenfaldet for denne er mindre i $x/D_e > 7.3$ end for D1. Som nævnt i 6.5 ses der en påvirkning af bredden af jet'en for D1 ved $x/D_e \approx 17$ (jf. figur 6.5). Denne påvirkning forekommer ikke for D4 dysen, da $D_h < D_e$. Årsagen til det større hastighedshenfald for D1 i forhold til D4 kan skyldes en større påvirkning fra væggene.

D1 har den længste kerne, efterfulgt af D4 og D3. Dette postulat underbygges af hastighedsprofilerne fra 2C-PIV og stereo PIV i figurene 6.2 og 6.3 for hhv. stor- og lilleaksen. Det ses fra figur 6.2 for 2C-PIV dataen, at der for D3Y og D4Y er en depression i y/D = 0 for x/D = 2 som udvikler sig nedstrøms indtil et givent punkt. Denne depression fremgår ikke i D1. Forklaringen på dette kan ligge i de kraftigere hastighedsfluktuationer i centrum af D3 og D4 end i D1. Disse fluktuationer ses ud fra figur 6.4b.

Fra figur 6.8b ses desuden at henfaldskonstanten B_1 for D1 ligger under den eksperimentielt målte værdi B_2 og den teoretiske værdi B_3 . Årsagerne til dette kan skyldes en for kort dyselængde (jf. afsnit 6.3) og et asymmetrisk hastighedsprofil ud af dysen. Dette ville give anledning til en tidligere opbrydning. Desuden foreligger der en risiko for at lasersheet ikke ligger i xy-planet. Dette ville ligeledes bidrage til en misvisende centerhastighed.

Det er tydeligt at kernelængden er meget afhængig af jet'ens startbetingelser. Det fremgår af figur 6.4b at D3 er den første jet der bliver turbulent efterfulgt af D4 og D1. Sammenlignet med figur 6.8 hentyder det til at kernelængden er aftagende for et stigende akseforhold. Denne observervation blev også noteret i [9] $(Re \approx 10^5)$. [10] viste at kernelængden, for cirkulære jets med konstante diametre, er aftagende for stigende Reynolds-tal, hvilket fører til at der er tre parametre som har væsentlig indflydelse på kernelængden: dyselængden, Reynolds-tallet og akseforholdet.

Tabel 6.2: Normeringsværdier U_{c0} for dyserne D1, D3 og D4 for centerhastighedshenfaldet vist i figur 6.8a.

Dyse	D1	D3	D4
$U_{c0} [\mathrm{m/s}]$	0.093	0.098	0.135



Figur 6.8: Henfaldet af centerhastigheden i dobbeltlogaritmisk afbildning for D1, D3 og D4. 6.8a: Hastighedshenfald for D1 og D3. 6.8b: Hastighedshenfald for D4. Hastighedshenfaldet antages at følge ligning (6.8). Det virtuelle oprindelsespunkt er sat til $x/D_e = 2.32$ (ud fra figur 6.5) for samtlige funktioner. B_1 , B_2 og B_3 , navngivet efter deres respektive henfaldskonstanter, er approksimationer til hastighedshenfaldet givet ud fra ligning (6.8). B_1 er approksimation til D1, B_2 er approksimation til resultaterne for en cirkulær jet (Re = 5142) [10] og B_3 er en teoretisk værdi for en cirkulær fri turbulent jet [13].



Figur 6.9: Ligedannethed for D1, som opstår ved $x/D_e = 9$. $k_u = 55$ beregnes ud fra (6.9). $k_u = 84.5$ er fra [10], for Re = 5142.

6.7 Ligedannethed

På figur 6.9 ses hastigheden som funktion af y/x for D1. Ligedannethed for hele jet'en kan først og fremmest opstå når den potentielle kerne ikke længere eksisterer. Herefter er det gældende at centerhastigheden, $U_c \propto x^{-1}$ [13]. Siden hastighedsprofilerne for den frie jet, nødvendigvis må bibeholde momentum kan ligedannethed identificeres ved at plotte x/D_e som funktion af yx^{-1} og se, ved hvilken afstand fra mundingen hastighederne kollapser. Figur 6.9 understøtter dermed påstanden om at momentum er bevaret og at der i dette område er tale om en fri jet. Plottet giver samtidig gode sammenligningsmuligheder med andre eksperimenter der er udført med aksesymmetriske jets. I Kwon & Seo [10] ($Re \in [177 - 5142)$ har forfatterne valgt at plotte similaritetstilfælde af hastighedsprofilet for en cirkulær jet for $x/D_e \geq 20$. Her bruges en Gaussisk approksimation for at karaktericere hastighedsprofilet, udtrykt ved

$$\frac{U}{U_{max}} = \exp\left(-k_u \left(\frac{y}{x}\right)^2\right) \tag{6.9}$$

hvor k_u er er den Gaussiske konstant. Fra artiklen [10] fremgår det, at det ikke er lykkedes, hverken for de laminare eller turbulente jets, at få hastighedsprofilerne til at kollapse oven i den Gaussiske funktion, i området $x/D_e < 20$. [10] vurderer derfor, at det Gaussiske profil generelt ikke er et passende profil for $x/D_e < 20$. Ligedannethed ses dog at forekomme for D1 allerede ved $x/D_e = 9$. Her fremgår, hvordan $x/D_e \ge 9$, kollapser relativt pænt oven i funktionen $k_u = 55$, som er navngivet efter dens konstant fra ligning (6.9). Hvorfor profilerne kollapser her, men ikke for resultaterne fra [10] er højst sandsynligt grundet startsbetingelserne for jet'en. Det er meget sandsynligt, at forskellen i resultaterne skyldes forskellen i forholdet mellem dysemundingediameteren og længden af dysen, L_D/D_e (tabel 3.1) for de to dyser. D1 har en relativt kort længde idet $L_D/D_e = 3.69$ sammenlignet med $L_D/D_e = 12.5$ fra [10]. Strømningen i D1 har derfor haft kortere tid til at udvikle sig, hvilket sandsynligvis har en stor indvirkning på jet'en. Det Gaussiske profil for den turbulente cirkulære jet fra [10] (Re = 5142) er også vist i figur 6.9 og er navngivet $k_u = 84.5$. Som forventet ses hastigheden at aftage hurtigere nedstrøms for den turbulente jet end for D1, så den tydelige forskel i udformning af de to kurver, vurderes at være domineret af forskellen i Reynolds-tallet.

6.8 Iblanding

Forsøg udført af [8] har vist, at iblandingen i særdeleshed er afhængig af jet'ens geometri. Iblandingen viser sig for de elliptiske jets at være større end for de cirkulære (se kapitel 2). Det er derfor interessant, at sammenligne iblandingen for D4 med de resterende dyser og med resultaterne fra [8] for en $r_A = 2$ elliptisk jet $(Re = 7.8 \cdot 10^4)$. Iblandingsforholdet, R, defineres som [8]

$$R = \frac{Q_{\frac{x}{D_e}} - Q_0}{Q_0} \tag{6.10}$$

hvor $Q_0 = 3.85 \cdot 10^{-6} m^3/s$ er volumestrømmen ved dysemundingen, $x/D_e = 0$. Q_{x/D_e} er volumestrømmen i en arbitrær afstand, x/D_e , fra dysemundingen. Figur 6.10 viser iblandingsforholdet som funktion af afstanden fra dysemundingen for de fire jets fra hhv. D1, D2, D3 og D4. D1 ses at være voksende fra dysemundingen, men er konstant i $x/D_e = 4$ til $x/D_e = 7$. Herefter er der en stigning mod $x/D_e = 9$. D1 ender på R = 2.4.

R for D2 og D3 følges ad i en tilnærmelsesvis lineært voksende udvikling af iblandingen i intervallet $x/D_e \in [0.5:12]$. Iblandingen for D2 er generelt højere end for D3. D2 slutter på R = 2.9 og D3 slutter på R = 2.6.

D4 har et større iblandingsforhold end de andre jets, i $x/D_h = 0.5$, og ligger generelt på et højere iblandingsniveau frem til $x/D_h = 4.3$. Iblandingsforholdet nær dysemundingen, skal dog tages med forbehold for usikre data i dette område. Data indsamlet tæt på dysemundingen, har generelt vist sig at være præget af målefejl af samme årsager beskrevet i afsnit 6.2. Iblandingsforholdet stiger svagt efterfølgende, men ligger lavere end de resterende dyser i $x/D_h \in [8.5:11]$. R for D4 slutter på værdien 2.7. I [8] ses en $r_A = 2$ elliptisk jet. Jet'en har et generelt højere iblandingsforhold end de elliptiske dyser D2 og D3 med hhv. $r_A = 3$ og 4. Målingerne slutter på $R \approx 2.5$ for $x/D_e = 7.8$.



Figur 6.10: Iblandingsforholdet R (se ligning (6.10)). for D1, D2, D3 og D4 (se tabel 3.2 for navneforklaring). Målinger fra stereo PIV. $Q_0 = 3.85 \cdot 10^{-6} m^3/s$. For D1, D2 og D3: D = 8.14mm. For D4: D = 5.50mm.

Sammenlignes graferne ses det, at iblandingsforholdet for de elliptiske jets stiger med et aftagende akseforhold. Generelt ses der et større iblandingsforhold hos de elliptiske jets end for den cirkulære. Derimod ses der, at grafen for D1 har et spring i intervallet $x/D_e \in [7:9]$, således iblandingen fremstår større end for D3 og D4. I netop dette område fremgår det af figur 4.1 i afsnit 4, at jet'en bryder op. Ligeledes ses det på figur 6.4b for TKE, at det er i dette interval at K_c har sin periode med høj turbulens. Dette forårsager en stigning i iblandingsforholdet netop her. Som det kan ses ud fra figurene O.2b, O.5b, O.8b og O.11b i bilag O, spreder D2 og D4 konturerne uden for måleområdets størrelse ved $x/D_e = 9$. Dette er ikke tilfældet for D1 og D3, hvilket kan være forklaringen på, at iblandingsforholdet for den cirkulære dyse fremstår relativt højt i forhold til de andre jets i figur 6.10.

Iblandingsforholdet i de første $8D_e$ og $8D_h$ for de elliptiske dyser er generelt højere set i forhold til D1. Dette kan delvist forklares ved de fire jets' opbrydningspunkter. D1 ses, at bryde op længere nedstrøms end for D2, D3 og D4, hvilket fremgår af figurerne 4.2a, 4.3a og 4.4a i afsnit 4. Årsagen til, at D3 ligger lavere end D1 i nogle tilfælde kan skyldes det høje akseforhold for D3, hvilket forklares i [8].

Iblandingen for $x/D_e \in [0 : 4]$ ses for D2 dysen og specielt D4 at være markant. Iblandingsforholdet, R, ved $x/D_e = 4$ for D1, D2 og D3 er hhv. R = 0.84, R = 0.93, R = 0.70. For D4 i tilsvarende punkt er R = 0.99. Den øgede iblanding længere nedstrøms for de elliptiske jets fremgår også af de turbulente forhold, som for D3 og D4 jf. figur 6.4b, var kraftigere end D1. Desuden ses resultatet af den kraftige iblanding i grafen for centerhastighedshenfaldet, figur 6.8. Her fremgår det, at centerhastigheden er bedre opretholdt for den cirkulære dyse, D1, end for de elliptiske, D3 og D4.

Opsummerende ses det, at iblandingen for D4 dysen adskiller sig fra både den cirkulære, D1, og de elliptiske dyser, D2 og D3. Dysens akseforhold svarer til det tilhørende D2 dysens akseforhold (jf. tabel 3.1). På trods af dette tyder det på, at der er en forøgelse i iblandingen ved $x/D_e = 4$ på ca. 7% i forhold til D2. D4 dysens asymmetriske geometri lader altså til, at forstærke jet'ens iblandingsegenskaber i den første del af området. Geometrien bidrager dermed som en passiv iblandingsforstærker, der overgår de konventionelle elliptiske geometrier.

6.9 Jet'ens udvikling

I dette afsnit gives der et visuelt billede af resultaterne der er opnået igennem stereo PIV. Der vil her blive sammenlignet med de foregående resultater udført med 2C-PIV og som en afrunding på resultat-kapitlet, vil der med konturplots blive givet en kvalitativ gennemgang af hastighedsudviklingen for D1, D2, D3 og D4. Hastighederne for alle plots i dette afsnit er normerede i henhold til tabel 6.3.

På figurerne 6.11 og 6.12 ses konturplots af de resulterende hastigheder, L/L_{max} , hvor $L = \sqrt{U^2 + V^2 + W^2}$. For D1,D2 og D3 er målingerne taget i afstandene $x/D_e = [0.5, 4, 7, 9, 12]$ og for D4 i $x/D_h = [0.74, 5.92, 10.36, 13.32, 17.76]$. De enkelte konturplots fra figurerne 6.11 og 6.12 ses forstørret i bilag O. Her opdeles L/L_{max} i hastighedskomposanterne U/U_{max} , V/V_{max} og W/W_{max} .

Der understreges at længderne i figur 6.12b er normeret med D_h . Disse er derfor ikke direkte sammenlignelige med konturplots fra D1, D2 og D3, idet $D_h \neq D_e$.

Figur 6.11a viser jet'en fra D1 (figurer O.1-O.3 i bilag O). Spredningen er homogen i xy-planet og bredden vokser med afstanden fra mundingen. Den største ændring i hastighedsfeltet sker i $x/D_e \in [7:9]$. Her ses der en relativt stor forøgelsen af jet'ens bredde og et drastigt fald i centerhastigheden. Centerhastigheden er yderligere aftaget i $x/D_e = 12$ og jet'en breder sig udenfor måleområdet.

Figur 6.11b viser D2-jet'en (figurer O.4-O.6 i bilag O). I $x/D_e = 0.5$ er der en koncentreret hastighedsfordeling. I $x/D_e = 4$ ses det at centerhastigheden er aftaget og at jet'ens bredde er forøget. Det er tydeligt at jet'en er blevet mindre elliptisk. Lilleaksens længde er blevet større i forhold til storaksen. I intervallet $x/D_e \in [4:7]$ ses der et tydeligt spring i konturerne. Hastigheden er faldet samtidig med at jet'ens geometri er tilnærmelsesvis rektangulær med afrundede hjørner. Akserne ses yderligere at have skiftet plads idet storaksen nu er parallel med z-aksen. I $x/D_e = 9$ ses akseskiftet tydeligt. Jet'en har en elliptisk form med storaksen parallel med z-aksen. I $x/D_e = 12$ er storaksen vokset og storakseenderne er udenfor måleområdet.

Tabel 6.3: Normeringsværdier L_{max} for konturplotsene vist i figurerne 6.11 og 6.12.

Dyse	D1	D2	D3	D4
Figur	6.11a	6.11b	6.12a	6.12b
$L_{max} [m/s]$	0.092	0.100	0.098	0.138



Figur 6.11: (a,b): Stereo PIV konturplots af hastighedsfelt i fem forskellige snit på tværs af jet'en for D1 og D2 $x/D_e = [0.5, 4, 6, 9, 12]$. $D_e = 8.14$ mm. Se bilag O for detaljerede konturplots.

Figur 6.12a viser D3 jet'en (figurer O.7-O.9 i bilag O). Det fremgår i $x/D_e \in [0.5: 4]$ at jet'en udelukkende spreder i z-retningen. D3 har ved $x/D_e = 7$ den samme rektangulære form som D2 jet'en. Det er værd at bemærke at storaksen til forskel
fra D2, her stadig er parallel med y-aksen. I $x/D_e \in [7:9]$ spreder jet'en i z-aksens retning og i mindre grad i y-aksens retning. I $x/D_e = 12$ er forøgelsen i z-retningen dominerende og en stor del af jet'en er udenfor måleområdet.

Konturplottet for D4 ses i figur 6.12b (figurer O.10-O.12 i bilag O). Hastighedsfordelingen i $x/D_h = 0.74$ er asymmetrisk omkring jet'ens lilleakse. Hastigheden falder i $x/D_h \in [0.74:5.92]$ og spredningen i z-aksens retning er størst. Storaksen ligger stadigvæk i y-aksen. D4 har en rudeformet geometri som hverken optræder i D1, D2 eller D3, men figurérer, under akseskiftprocessen, i [8] for en $r_A = 2$ elliptisk jet. I $x/D_h = 10.36$ er profilet elliptisk med storaksen pegende i z-retningen. I $x/D_h = [10.36:17.76]$ spreder jet'en primært i z-aksens retning, hvor en betydelig del af jet'en rækker udenfor måleområdet, samtidig med at der er et hastighedsfald.



Figur 6.12: (a,b): Stereo PIV konturplots af hastighedsfelt i fem forskellige snit på tværs af jet'en for D3 og D4 $x/D_e = [0.5, 4, 6, 9, 12]$. For D3: $D_e = 8.14$ mm. For D4: $D_h = 5.50$ mm. Se bilag O for detaljerede konturplots.

En sammenligning af figurerne 6.11 og 6.12 viser tydelige forskelle mellem jets fra rotationssymmetriske dyser, elliptiske dyser og asymmetriske dyser. Sammenlignes centerhastigheden for de fire dyser, ses det i $x/D_e = 7$, at den cirkulære dyse, stadig opretholder en væsentlig højere centerhastighed i forhold til de elliptiske dyser (hvor grunden til den højere centerhastighed i $x/D_e = 7$ end i $x/D_e = 4$ for D1 er forklaret i afsnit 6.3). Dette tyder på en kraftigere iblanding og dermed et hurtigere voksende opblandingslag for de elliptiske dyser. Dette er bekræftet i afsnit 6.8. Akseskift sker for samtlige ikke-aksesymmetriske dyser i det givne måleområde.

2C-PIV målingerne fra afsnit 6.5, viser positionerne, hvor akseskift opstår for D3 og D4. Disse positioner bekræftes her af stereo PIV, ved at sammenligne med figurerne i bilag O. Det er desuden iøjnefaldende at den cirkulære dyse har den højeste centerhastighed i hele intervallet, hvilket stemmer overens med konklusionen fra centerhastighedsfaldene vist i afsnit 6.6. Det ses yderligere fra stereo PIV og 2C-PIV målingerne at akseskift først opstår for D2, efterfulgt af D3 og D4. Målingerne fra [8] viser, at der i en $r_A = 2$ elliptisk jet forekommer akseskift i $x/D_e \approx 5$. Disse målinger understøtter dermed teorien fra [8] om, at overkrydsningspunktet er en lineær funktion af akseforholdet for elliptiske jets.

De kritiske områder for samtlige dyser ligger altså i intervallet $x/D_e \in [4:9]$ og $x/D_h \in [4:9]$, idet der her er mest dynamik i strømningerne. Resultaterne for stereo PIV er på denne måde i overensstemmelse med 2C-PIV målingerne og fremhæver at hastighedsprofilerne for dyserne D2, D3 og D4 er betydeligt mere dynamiske end D1.

Kapitel 7 Perspektivering

Ud fra analysen af de indsamlede resultater er visse ulemper ved forsøgsopstillingen blevet synliggjort. Disse ulemper er ting som i større eller mindre omfang kunne have påvirket måleresultaterne. Der vil i dette afsnit blive diskuteret, hvad disse ulemper er og hvordan de kunne udbedres i så fald forsøgsopstillingen skulle genanvendes. Der vil mere konkret blive diskuteret, den eksperimentelle opstillings egnethed til visse eksperimenter frem for andre. Der vil blive set kritisk på den eksperimentelle fremgangsmåde og hvilke indvirkning alt dette, kunne have på resultaterne.

I forsøgsopstillingen vist i figur 3.1 afsnit 3 har traverseringen D været kilde til upræcise forskydninger af dysen på grund af et slør på omtrent 0.25mm. Der har været kendskab til sløret under målingerne og der er gjort forsøg på at modvirke det, men ikke desto mindre har det bidraget med en usikkerhed på overgangen imellem måleområderne. Traverseringen af dysen bidrog yderligere til at forstyrrelser på momentum pga. indelukning var varierende.

Armen fra traverseringen hvorpå dyseemnet er fæstnet, vist i figur 3.1, skal efter hver udskiftningproces af dyserne sættes i lod for at sikre, at dysen står i vatter. Denne udskiftningsproces gjorde det yderligere problematisk under 2C-PIV forsøgene. Dette skyldes, at forsøgstankens låg, som traverseringen var fastgjort til, skulle roteres 45° for at PIV kameraet tog billeder normalt på jet'ens retning (se figur 5.1). Låget var dermed ikke fikseret og kunne skubbes ud af position hvorefter en rekalibrering var nødvendig.

Kameraopstillingen under PIV-forsøgene var for ustabil. Som det ses på figur 3.1 var kameraet kun understøttet af én fod. Små uhensigtsmæssige forskubbelser til forsøgsopstillingen kunne betyde, at en rekalibrering var nødvendig.

Afpasningen af lasersheet og dyserne under den eksperimentelle fremgangsmåde har sandsynligvis været relativ unøjagtig pga. dysernes små dimensioner. Små afvigelser af lasersheet fra interesseområdet giver misvisende data.

Forsøgstankens vægge påvirkede sandsynligvis jet'en i en grad, der ikke var forudset. Tanken var designet til nøjagtige målinger indenfor 100 mm vinkelret på diagonalen.

En løsning til disse problematikker ville være at re-designe forsøgstankens låg således en fiksering under både 2C-PIV og stereo PIV var mulig. En stivere konstruktion, der kunne understøtte kameraene, samt fyldestgøre en traversering af laseren ville løse problemerne med traverseringen og kameraene. En mekanisme dedikeret til en nem fastgørelse og positionering af dyseemnet skulle konstrueres og monteres permanent inde i forsøgstanken. Dette skulle blandt andet sikre en nem afpasning mellem dyse og lasersheet. En nedskalering af dysernes geometri kunne sikre et forholdsvist længere forsøgsområde.

Et re-design af farvekomponenten ville være ønsket. Tilføjelsen af blæk under visualiseringerne var ikke optimal, idet der i mange tilfælde enten kom for meget eller for lidt blæk ud. Studserne på farvekomponenten vist i figur 3.8 (A) afsnit 3.1 viste sig under eksperimenterne ikke at være stærke nok. Stoffet vist på figur 3.10b (C) virkede efter hensigten, men var besværligt at udskifte. Dette skyldes, at stoffet var for finmasket og blev derfor tilstoppet som forsøgene forløb. Pakningen, der skulle tætne grænsefladen mellem dysen og farvekomponenten, vist på figur 3.1 hhv. (A) og (B), viste sig under visualiseringer ikke at holde tæt. Af denne årsag har strømningens karakter sandsynligvis afveget fra de teoretiske og forventede værdier. Om denne utæthed kan have skabt problemer for indsamlingen af PIV dataene kan ikke afkræftes.

Disse problematikker har givet anledning til en diskussion om, hvorvidt farvekomponenten, stof og bøsning skulle laves i et optimeret design, samt konstrueres i et stærkere materiale. Et bedre design ville sikre en nem udskiftning af stof, en bedre og mere homogen levering af blæk, samt sikre en bedre overgang mellem dysen og farvekomponenten.

Forsøg med vandbassiner er kendt for at give problemer med dannelsen af mikroorganismer. Tilføjelsen af klor modvirker dette, men dette fremmer derimod erosionen og opløsning af de komponenter som ikke er modstandsdygtige overfor dette. For at undgå problematikker med dette bør samtlige komponenter tjekkes for modstandsdygtighed overfor klorvand. Trods dette blev klorvand anvendt, da mikroorganismerne skabte større problematikker, såsom tilstoppelse af stoffet som nævnt.

Kalibreringen af flowmeteret gav anledning til en række fejlkilder hvor af den kritiske må være den relativt upræcise håndtering af dysen. En fiksering af dysen under kalibrering i den ønskede højde under vandreservoiret ville sænke usikkerheden væsentligt.

Problematikkerne præsenteret her har i mere eller mindre grad haft en indflydelse på resultaterne. Yderligere er der en usikkerhed i måleudstyret. Disse to parametre bidrager til en usikkerhed som der ikke er blevet taget højde for i analysen af resultaterne. Projektets delmål var at give en generel analyse af strømninger fra de fire dyser. Yderligere fremgår det, at de fleste delkonklusioner underbygges af tre uafhængige forsøg: visualiseringer, 2C-PIV og stereo PIV. Derfor vurderes det, at resultaterne levere et godt overblik over de fire jets' generelle opførsel og deres individuelle egenskaber.

Kapitel 8

Konklusion

Det er lykkedes at designe og konstruere en forsøgsopstilling, der har muliggjort en omfattende undersøgelse af jets fra fire dyser. Forsøgsopstillingen opfyldte fire overordnede kriterier i tilfredsstillende grad:

- Konstante hastigheder ud af dysen.
- Minimale forstyrrelser fra pumpe, vægge og overløbsrør.
- Alsidighed, der gav mulighed for visualiseringsforsøgs, 2C-PIV og stereo PIV målinger.
- Et passende design af dyser.
- Gode optiske forhold for kamera.
- Måledata sås ikke påvirket af eventuel recirkulation.

På følgende områder er der plads til forbedringer for at sikre måledata af højere kvalitet.

- Stabilisering af PIV-kamera.
- Traverseringsmekanisme.
- Farvekomponent til visualiseringsforsøg.
- Afpasning af lasersheet.
- Fiksering af dyse.

Ekserimenterne indbefattede undersøgelsen af vandjet'en fra dyser med fire forskellige geometrier: En cirkulær (D1), to elliptiske (D2: akseforhold 3:1, D3: akseforhold 4:1) og en alternativ (D4: akseforhold 3:1). Den alternative geometri er inspireret af biologiens verden: En blåmuslings udstrømningssifon. De fire jets blev undersøgt ved $Re \approx 600$. Undersøgelserne blev foretaget med tre forskellige metoder: Visualiseringer med farve optaget med højhastighedskamera, 2C-PIV målinger på langs af strømningen og stereo PIV målinger på tværs af strømningen.

2C-PIV resultaterne viste, på grund af fejlbehæftede målinger, i flere tilfælde uoverensstemmelser til stereo PIV måledataen. Trods dette, bliver 2C-PIV dataen anvendt i en kombination med stereo PIV dataen og visualiseringerne med henblik på at give en generel beskrivelse af jet'en. Dette giver en bedre kvalitativ analyse i den aksielle retning i forhold til alternativet værende, at bruge udelukkende stereo PIV data. De undersøgelser der krævede en høj opløsning langs jet'en, er derfor analyseret ud fra 2C-PIV data. Undersøgelser der krævede en høj opløsning på tværs af jet'en er analyseret ud fra stereo PIV data.

Visualiseringerne viser for samtlige strømninger, at jet'en består af en indledningsvis laminar del og en efterfølgende turbulent del. Længden af den laminare del er forskellig for hver dyse. For D2, D3 og D4 er der observeret en overkrydsning, hvor stor- og lilleaksen bytter plads, ved hhv. 6.2D, 8.5D og 8.0D, hvor D er dysernes ækvivalente diameter.

Med 2C-PIV blev de generelle karakteristika analyseret. Herunder hastighedsprofiler, turbulensintensiteter, spredning og bredde af jet'en samt henfald af centerhastighed. Målingerne for D2 dysen er her fejlbehæftede og er derfor ekskluderet fra denne analyse. Resultaterne for D1, D3 og D4 har en maksimal usikkerhed på 3.64% i tværsnittene x/D = [0.5, 4, 7, 9, 12] baseret på den største standard afvigelse. Det er gennemgående for samtlige undersøgelser, at D3 og D4 udviser karaktertræk som ikke fremgår for D1.

Resultaterne for spredningen af jet'en viser akseskift for D3 og D4. Overkrydsningspunktet er i overensstemmelse med observationerne i visualiseringerne. Det blev her synliggjort, at ved x/D = 17 påvirkes jet'en af forsøgstanken. Ønsket om en tilnærmelsesvis fri jet i ca. 25D blev altså ikke opfyldt. Den gennemsnitlige halve spredningsvinkel for D4 dysen og blåmuslingen fra Riisgård et al. [6] afviger fra hinanden med 52%. På baggrund af dette konkluderes det, i en spredningsmæssig sammenhæng, at D4 dysens geometri ikke formår at afspejle den avancerede geometri for udstrømningssifonen fra blåmuslingen.

Henfaldet af centerhastigheden viser at den potentielle kerne er længst for D1 og kortest for D3. Dette afspejles i de turbulente kinetiske energier i centrum af jet'en, som for D3 er højest og for D1 er lavest. Ved 19D er centerhastigheden i forhold til maksimum centerhastigheden, målt ved dysemundingen, 19%, 26% og 31% for hhv. D3, D1 og D4.

En analyse af ligedannethed for D1, bekræftede momentumbevarelse undersøgt ud fra stereo PIV dataen.

Med stereo PIV er iblandingen for de fire dyser undersøgt. Iblandingsforholdet, $R = \frac{Q_{x/D_e} - Q_0}{Q_0}$ for elliptiske dyser er generelt større end for cirkulære. Iblandingsforholdet ses at være størst for de små akseforhold 2:1 og 3:1 (D2 dysen). Ved x/D = 12 er $R_{D2}/R_{D1} \approx 1.2$ For D4 dysen ses en forøgelse i iblandingsforholdet i forhold til D2 dysen med tilsvarende akseforhold på på ca. 7%. Med dette skal der holdes i mente, at iblandingen for D4 i x/D = 4 er en approksimeret værdi.

Samlet set er der blevet konstrueret en forsøgsopstilling der har muliggjort en eksperimentel undersøgelse af fire jets. Eksperimenterne har formået at give på nogle punkter en kvantitativ og på andre en mere kvalitativ karakteristik af de fire jets. I mange tilfælde kan observationerne forklares ud fra teorien, samt fra forrige undersøgelse. I D4 dysens tilfælde er der observeret egenskaber der i de fleste tilfælde kan forklares ud fra teorierne om elliptiske jets. Derimod ses nogle egenskaber at være forandret. For eksempel kan der nævnes forhøjede iblandinger, højere turbulens niveau og langsommere hastighedshenfald. På baggrund af dette vurderes det, at dysens alternative geometri er værd at undersøge nærmere.

Litteratur

- [1] Johnson A.Richard. *Probability and Statistics for Engineering*. Person Education International, 'seventh edition edition.
- [2] F.R.S. Batchelor, G. K. An Introduction to Fluid Dynamics. Cambridge University Press, 'first edition edition.
- [3] Winant C.D. Browand, F. K. Vortex pairing: The mechanism of turbulent mixing layer growth at moderate reynolds number. J. Fluid Mech., 63:237– 255, 1974.
- [4] George W.G. Hussein H.J. Capp, S.P. Velocity measurements in a highreynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet. J. Fluid Mech., 258:31–75, 1994.
- [5] D. G. Crighton. Instability of an elliptic jet. J. Fluid Mech., 59:665–672, 1973.
- [6] Riisgï¿¹/₂rd et. al. The exhalant jet of mussels Mytilus edulis. Marine Ecology Progress Series, 437:147–164, 2011. doi: 10.3354/meps09268.
- [7] Gutmark E. J. Grinstein, F. F. Flow control with noncircular jets. *Rev. Fluid Mech.*, 31:239–272, 1999.
- [8] Ho C Gutmark, E. Vortex induction and mass entrainment in a small-aspectratio elliptic jet. J. Fluid Mech., 179:383–405, 1987.
- [9] Hussain F. Husain, H.S. Elliptic jets. part 1. characteristics of unexcited and excited jets. J. Fluid Mech., 208:257–320, April 1989.
- [10] Seo I.W. Kwon, S.J. Reynolds number effects on the behavor of a non-buoyant round jet. *Experiments in Fluids*, 38:801–812, April 2005.
- [11] F.R.S. Rayleigh, L. On the capillary phenomena of jets. pages 71–97, 1879.
- [12] Parekh D.E. Juvet P.J.D. Lee M.J.D. Reynolds, W.C. Bifurcating and blooming jets. Annual Reviews Fluid Mechanics, 35:295–315, 2003.
- [13] F. M. White. Viscous Fluid Flow. McGraw Hill, third edition edition, 2006.

Bilag A Den lokale induktions approksimation (LIA)

LIA er en approksimation af Biot-Savart's lov om inducerede hastigheder i et punkt tæt på hvirvlen. Hvirvlen antages at have et infinitesimalt tværsnit, og en konstant styrke. Dette betyder at viskositeten af væsken og energitabet negligeres. Desuden antages det, at hvirvlen befinder sig i en fluid der ikke indeholder vorticiteter andre steder end på selve liniehvirvlen.

På figur (A.1) ses det carthesiske koordinatsystem med en liniehvirvel, H. \vec{H} ligger i xy-planet og passerer origo der er betegnet med O. Hvirvlen har tre enhedsvektorer i origo; en enhedstangentvektor, \vec{t} i xy-planet, en enhedsnormalvektor, \vec{n} i xy-planet og en enhedsbinormalvektor, $\vec{b} = \frac{\vec{t} \times \vec{n}}{|\vec{t} \times \vec{n}|}$ i xz-planet. Desuden betragtes et plan A der går igennem O og har \vec{t} som normalvektor.



Figur A.1: Skitse af et carthesisk koordinatsystem indeholdende en liniehvirvel, \vec{H} , en approksimation af liniehvirvlen, \vec{d} , og et punkt, \vec{v} , i planen A, induceret af liniehvirvelen.

 $\vec{v} = y\vec{n} + zd$ er en arbitrær stedvektor der ligger i planen A. \vec{v} repræsenterer det punkt hvori den inducerede hastighed, $u(\vec{v})$, ønskes bestemt. Denne hastigheds asymptotiske værdi findes, tæt på hvirvelkernens centrum. Afstanden $\sigma = |\vec{v}|$ lades gå mod nul. En begrænset længde af liniehvirvlen omkring O, betegnes $l \in$ [-L:L]. I dette interval betragtes d som en tilnærmet parameterfremstilling for \vec{H} der er beskrevet ved en 2. ordens Taylor-udvikling omkring O

$$\vec{d} = l\vec{t} + \frac{1}{2}cl^2\vec{n} \tag{A.1}$$

hvor c er krumningen i O. I l betegnes en infinitesimal længde af parameterfremstillingen $d \mod \delta l$. Omkring O gælder altså det følgende:

$$\delta l\left(\vec{d}\right) = \frac{\partial}{\partial l} \left(lt + \frac{1}{2} c l^2 \vec{n} \right) \delta l = (t + c l \vec{n}) \, \delta l \tag{A.2}$$

Den inducerede hastighed i et punkt betegnes ved følgende integrale,

$$\vec{u}(\vec{v}) = -\frac{\kappa}{4\pi} \oint \frac{\vec{s} \times dl(\vec{d})}{|\vec{s}|^3} \tag{A.3}$$

hvor κ er hvirvlens styrke, $\vec{s} = \vec{v} - \vec{d}$, $\sigma = |\vec{v}| = \sqrt{y^2 + z^2}$, $m = \frac{l}{\sigma}$ og $\vec{v} =$ $(0, \sigma \cos(\phi), \sigma \sin(\phi))$ i polær notation. Udtrykket (A.2) kan nu indsættes i ligning (A.3), hvormed fås (jf. G.L.Batchelor, 1967 [2], pp.509)):

$$\vec{u}(\vec{d}) = \lim_{\sigma \to 0} \left[\frac{\kappa}{4\pi} \int_{-\frac{L}{\sigma}}^{\frac{L}{\sigma}} \frac{\left(\vec{b}\cos\phi - \vec{n}\sin\phi\right)\sigma^{-1} + \frac{1}{2}cm^{2}\vec{b}}{\left(1 + m^{2}\left(1 - c\sigma\cos\phi\right) + \frac{1}{4}c^{2}\sigma^{2}m^{4}\right)^{\frac{3}{2}}} dm \right]$$
(A.4)
$$= \frac{\kappa}{2\pi\sigma} \left(\vec{b}\cos\phi - \vec{n}\sin\phi\right) + \frac{\kappa c}{4\pi}\vec{b}\ln\frac{L}{\sigma} + konst.$$
(A.5)

 σ

Det første led, i ligning (A.5) giver udelukkende et bidrag i yz-planet, hvilket ikke er interessant i denne problemstilling. Det andet led er bidraget til den binormale hastighedskomponent - den selvinducerede hastighed. Det ses at leddet er afhængigt af hvirvelstyrken, κ , længden, L, afstanden, σ og krumningen c. Den inducerede hastighed er altså direkte proportional med c. For en ellipse betyder dette, at de selvinducerede hastigheder i enderne af storaksen er højere end i lilleaksen, idet krumningen ved lilleaksen er større. Der opstår derfor en deformation af hvirvelringen. G.L. Batchelor understreger iøvrigt, at bidraget fra liniehvirvelens resterende længde (foruden l) er insignifikant for den inducerede hastighed i O.

Bilag B

Dimensionering af forsøgstanken



Figur B.1: Forsøgstank set fra oven. Bogstaverne angiver de dimensioner der er anvendt under dimensioneringen af forsøgstanken. d angiver længden af jet'en ved 99% momentumbevarelse.

Med $W\ast$ og H beregnet, udregnes sidelængderne med den pythagoræiske læresætning.

$$a^{2} + a^{2} = W^{*}$$
$$2 \cdot a^{2} = (500mm)^{2}$$
$$a = 250\sqrt{2mm}$$
$$= 353.6mm$$

b udregnes

$$b^2 + b^2 = a^2$$
$$b = 250mm$$

Hvis dysen skal ligge med en vinkelret afstand på $d=100mm~(\approx 25$ ækvivalente diametre) fraW,kan sidelængden xudregnes

$$2 \cdot (b+d)^2 = x^2$$
$$x = 495mm$$

Bilag C

Beregning af vandfilmtykkelse i overløbsrør.

Detaljeret beregning af vandfilmens tykkelse (fortsat fra afsnit 3.3).



(a) Tværsnit af overløbsrør med vandfilm.

(b) Overløbsrøret fra siden

Figur C.1: Skitse af overløbsrøret i tværsnit (a) og fra siden (b) med vandfilm. (a): A angiver arealet af vandfilmtykkelsen. $\mathscr{A}d_1$ er luftcylinderens diameter og $\mathscr{A}d_2$ er overløbsrørets indre diameter. (b): Beregning af \overline{V} . A: Overløbsrør, B: Forsøgstank.

Arealet, A (se figur C.1a), skal tilfredsstille

$$A = \frac{Q}{\bar{V}} \tag{C.1}$$

hvor $Q = 3.75 \cdot 10^{-5} \frac{m^3}{s}$ er pumpens volumenstrøm og \bar{V} er gennemsnitshastigheden af vandets strømning i overløbsrøret. \bar{V} udregnes vha. Bernoulli's ligning.

$$\rho g \left(h_2 - h_1 \right) + \frac{1}{2} \rho \left(V_2 - V_1 \right) = 0 \tag{C.2}$$

hvor det statiske tryk her antages $P_1 = P_2 = P_{atm}$. Densiteten af vandet er $\rho = 998 \frac{kg}{m^3}$, $h_1 = 1.5m$, $h_2 = 0$, $g = 9.82 \frac{m}{s^2}$ og $V_1 = 0$ (se figur C.1b). Vi ønsker at finde hastigheden, V_2 , i bunden af røret. Ved anvendelse af ligning (C.2) og de beskrevne værdier fås $V_2 = 2.22 \frac{m}{s}$. Gennemsnitshastigheden bliver dermed

$$\bar{V} = \frac{0 + 2.22\frac{m}{s}}{2} = 1.11\frac{m}{s} \tag{C.3}$$

Fra ligning (C.1) fås $A = 3.38 \cdot 10^{-5} m^2$. Da $A = A_2 - A_1$ og $A_2 = \frac{d_2^2}{4} \pi$ samt $A_1 = \frac{d_1^2}{4} \pi$, hvor $d_1 = \frac{9}{10} d_2$, kan d_2 bestemmes til:

$$d_2 \approx 15.1mm \tag{C.4}$$

På figur C.2 ses overløbsrøret testet i vandreservoiret. Vandfilmen ses at være rigelig lille og der var derfor ingen problematikker behæftet med luftbobler i forsøgstanken.



Figur C.2: Vandfilmtykkelsen i overløbsrøret. Pil: Vandfilm

Bilag D Beregning af PIV-måleområde

På figur D.1 ses skitseret hvorledes lysets brydning i glas og vand influerer på størrelsen af PIV-måleområdet. Med udgangspunkt i Figur D.1 beregnes hvor stort arealet af måleområdet er.

 l_1 skal approksimeres, da tykkelsen af linsen ikke er kendt. t og l_2 er kendte



Figur D.1: Skitse af PIV-opstilling

værdier som kan måles direkte på forsøgsopstillingen. Desuden kendes kameralinsens brændvidde, f. Det ønskes at finde h_1 , h_2 og h_3 vha. vinklerne θ_1 , θ_2 og θ_3 . θ_2 og θ_3 er såkaldte brydningsvinkler som beregnes via Snell's brydningslov:

$$\frac{\sin\left(\theta_{1}\right)}{\sin\left(\theta_{2}\right)} = \frac{n_{2}}{n_{1}} \tag{D.1}$$

Brydningsindex for hhv. luft, glas og vand:

$$n_1 = 1$$

 $n_2 = 1,515$
 $n_3 = 1,333$

CCD-chippen er en 1280x1024 pixels (5:4 dimensionsforhold) med en pixelstørrelse på $d = 6,7\mu m$ i sidelængde. Højde og bredde af chippen er derfor givet ved:

$$h_{chip} = 0,0067mm \cdot 1024 = 6,8608mm$$

 $b_{chip} = 0,0067mm \cdot 1280 = 8,5760mm$

Sammenhængen mellem afstanden, a, fra CCD-chip til linse, afstanden, b fra linse til måleområde og linsens brændvidde, f er tilnærmelsesvis givet ved:

$$\frac{1}{a} \cdot \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \tag{D.2}$$

Med ligning D.2 findes a til:

$$a = \frac{bf}{b - f} \tag{D.3}$$

hvor $b = l_1 + t + l_2$. θ_1 kan nu bestemmes:

$$\theta_1 = \arctan\left(1/2 \frac{h_chip}{a}\right)$$
(D.4)

 h_1 kan nu bestemmes:

$$h_1 = \tan\left(\theta_1\right) l_1 \tag{D.5}$$

Snell's lov anvendes nu til at bestemme θ_2 :

$$\theta_2 = \arcsin\left(\frac{\sin\left(\theta_1\right)n_1}{n_2}\right)$$
(D.6)

 h_2 kan nu bestemmes:

$$h_2 = \tan\left(\theta_2\right)t\tag{D.7}$$

Brydningsvinklen fra glas til vand, θ_3 bestemmes:

$$\theta_3 = \arcsin\left(\frac{\sin\left(\theta_2\right)n_2}{n_3}\right)$$
(D.8)

Den sidste højde, h_3 , kan nu findes:

$$h_3 = \tan\left(\theta_3\right) l_2 \tag{D.9}$$

Den totale højde, H, af måleområdet er givet ved:

$$H = 2(h_1 + h_2 + h_3) \tag{D.10}$$

og da bredde/højde forholdet af CCD-chippen er 5:4 kan bredden, B,af måleområdet findes til:

$$B = \frac{5}{4}H\tag{D.11}$$

Bilag E

Sammenhæng mellem vinklen phi_2 for en ellipse og vinklen phi_1 for en cirkel



Figur E.1: Beregning af polynomier

Med udgangspunkt i Figur E.1 beregnes vinklen phi_2 for en given vinkeldrejning, phi_1 :

For cirklen gælder følgende parameterfremstilling:

$$\begin{pmatrix} x(phi_1) \\ y(phi_1) \\ z(phi_1) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_c cos(phi_1) \\ 0 \\ r_c sin(phi_1) \end{pmatrix}$$

og for ellipsen gælder:

$$\begin{pmatrix} x(phi_2) \\ y(phi_2) \\ z(phi_2) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} acos(phi_2) \\ 1 \\ bsin(phi_2) \end{pmatrix}$$

Et plan udspændes mellem cirklen og ellipsen samt med y-aksen (se Figur E.1). Planet har vinklen $phi_1 \mod (x, y)$ -planet i forhold til cirklen og vinklen $phi_2 \mod (x, y)$ -planet i forhold til ellipsen. Forskriften for planet blev bestemt således:

$$\begin{pmatrix} r_c cos(phi_1) \\ 0 \\ r_c sin(phi_1) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -r_c sin(phi_1) \\ 0 \\ r_c cos(phi_1) \end{pmatrix}$$
$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = -x \cdot r_c sin(phi_1) + z \cdot r_c cos(phi_1)$$

Forskriften for planet bliver da:

$$x \cdot r_c sin(phi_1) - z \cdot r_c cos(phi_1) = 0$$
(E.1)

Indsættes parameterfremstillingen for ellipsen i ligning E.1 fås:

$$ar_c \cdot cos(phi_2)sin(phi_1) - br_c \cdot sin(phi_2)cos(phi_1) = 0$$
 (E.2)

isoleres vinklen phi_2 i ligning E.2 fås udtrykket:

$$phi_2 = Arctan(\frac{a}{b}tan(phi_1))$$
 (E.3)

Bilag F

Maskintegninger fra Pro/E



























Bilag G

Komponenter



Figur G.1: Traverseringen set oppe fra.

Bilag H Middelhastigheden ud af dyserne

Middelhastigheden ud af dysen defineres som

$$L_m = Q/A \tag{H.1}$$

hvor Q er volumestrømningen og A er dysemundingens areal.

Q kan bestemmes ud fra

$$Q = \frac{m}{\rho \Delta t} \tag{H.2}$$

hvor m er massen af vandet ud af dysen over tiden Δt og ρ er vandets densitet. På tiden $\Delta t = 105s$ blev der vejet m = 0.4055kg. For $\rho = 998 \frac{kg}{m^3}$, for vand ved ca. 20°, fås

$$Q = \frac{0.4055kg}{998\frac{kg}{m^3} \cdot 105s} = 3.870 \cdot 10^{-6} \tag{H.3}$$

For D1, D2 og D3 er $A = 52.04 \cdot 10^{-6}m^2$ og for D4 er $A = 36.06 \cdot 10^{-6}m^2$. \bar{L} bliver da som vist i tabel 4.1.
Bilag I

Undersøgelse af korrelerede data for 2D-PIV

Tre på hinanden følgende måledata af D3y, hvor en større struktur ses angivet ved en rød cirkel. Den grønne prik ses at være inden for strukturen på andet billede (I.2). Billede (I.3) er ukorreleret i forhold til (I.1), da prikken er uden for strukturen. Billederne er beskåret til formålet og viser ikke det fulde vektorfelt.



Figur I.1:





Figur I.3:

Bilag J

Statistiske data for 2D-PIV målinger

Tabel J.1: Statistiske resultater for 2C-PIV målinger. Fejlestimatet, E for $\frac{x}{D_e} = [0.5, 4, 7, 9, 12]$.

Dyse	$E_{0.5D_e}[\%]$	$E_{4D_e}[\%]$	$E_{7D_e}[\%]$	$E_{9D_e}[\%]$	$E_{12D_e}[\%]$
D1	2	2.05	2.17	1.67	1.18
D2y	3	2.19	2.42	2.18	1.73
D2z	2	1.42	1.38	1.28	1.86
D3y	3	2.81	1.79	1.45	1.22
D3z	3	3.64	2.54	2.11	1.40
D4y	3	2.15	1.92	1.63	1.12
D4z	2.89	2.10	2.10	1.49	1.03

Tabel J.2: Statistiske resultater for 2C-PIV målinger. Standardafvigelsen af hastigheden, s(L) [m/s], for $\frac{x}{D_e} = [0.5, 4, 7, 9, 12]$.

Dyse	$s(L)_{0.5D_e}$	$s(L)_{4D_e}$	$s(L)_{7D_e}$	$s(L)_9 D_e$	$s(L)_{12D_e}$
D1	0.0153	0.0153	0.0162	0.0125	0.0088
D2y	0.0195	0.0164	0.0181	0.0163	0.0129
D2z	0.0154	0.0106	0.0103	0.0096	0.0139
D3y	0.0212	0.0210	0.0134	0.0108	0.0091
D3z	0.0243	0.0272	0.0190	0.0158	0.0105
D4y	0.0345	0.0232	0.0208	0.0176	0.0121
D4z	0.0313	0.0227	0.0227	0.0161	0.0111

Dyse	$s(s(L))_{0.5D_e}$	$s(s(L))_{4D_e}$	$s(s(L))_{7D_e}$	$s(s(L))_{9D_e}$	$s(s(L))_{12D_e}$
D1	0.0011	0.0011	0.0011	0.0009	0.0006
D2y	0.0014	0.0012	0.0013	0.0011	0.0009
D2z	0.0011	0.0007	0.0007	0.0007	0.0010
D3y	0.0015	0.0015	0.0009	0.0008	0.0006
D3z	0.0017	0.0019	0.0013	0.0011	0.0007
D4y	0.0024	0.0016	0.0014	0.0012	0.0008
D4z	0.0022	0.0016	0.0016	0.0011	0.0008

Tabel J.3: Statistiske resultater for 2C-PIV målinger. Estimatet af fejlen af standardafvigelsen, s(s(L)) [m/s], for $\frac{x}{D_e} = [0.5, 4, 7, 9, 12]$.

Tabel J.4: Statistiske resultater for 2C-PIV målinger. Estimatet af fejlen af middelhastigheden, $s(\bar{L})$ [m/s], for $\frac{x}{D_e} = [0.5, 4, 7, 9, 12]$.

Dyse	$s(\bar{L})_{0.5D_e}$	$s(\bar{L})_{4D_e}$	$s(\bar{L})_{7D_e}$	$s(\bar{L})_{9D_e}$	$s(\bar{L})_{12D_e}$
D1	0.0015	0.0015	0.0016	0.0012	0.0009
D2y	0.0019	0.0016	0.0018	0.0016	0.0013
D2z	0.0015	0.0010	0.0010	0.0010	0.0014
D3y	0.0021	0.0021	0.0013	0.0011	0.0009
D3z	0.0024	0.0027	0.0019	0.0016	0.0010
D4y	0.0034	0.0023	0.0021	0.0017	0.0012
D4z	0.0031	0.0022	0.0022	0.0016	0.0011

Bilag K

Statistiske data for 3D-PIV målinger

Tabel K.1: Statistiske resultater for 3D-PIV målinger. Fejlestimatet, E, for $\frac{x}{D_e} = [0.5, 4, 7, 9, 12]$.

Dyse	$E_{0.5D_e}[\%]$	$E_{4D_e}[\%]$	$E_{7D_e}[\%]$	$E_{9D_e}[\%]$	$E_{12D_e}[\%]$
D1	1.54	1.05	1.04	0.78	0.64
D2	2.22	1.52	1.50	1.13	0.92
D3	2.22	1.52	1.17	0.88	0.72
D4	1.54	1.05	1.04	0.78	0.64

Tabel K.2: Statistiske resultater for stereo PIV målinger. Standardafvigelsen af hastigheden, s(L) [m/s], for $\frac{x}{D_e} = [0.5, 4, 7, 9, 12]$.

Dyse	$s(L)_{0.5D_e}$	$s(L)_{4D_e}$	$s(L)_{7D_e}$	$s(L)_9 D_e$	$s(L)_{12D_e}$
D1	0.0016	0.0011	0.0011	0.0008	0.0007
D2	0.0016	0.0011	0.0011	0.0008	0.0007
D3	0.0016	0.0011	0.0009	0.0006	0.0005
D4	0.0016	0.0011	0.0011	0.0008	0.0007

Tabel K.3: Statistiske resultater for stereo PIV målinger. Estimatet af fejlen af standardafvigelsen, s(s(L)) [m/s], for $\frac{x}{D_e} = [0.5, 4, 7, 9, 12]$.

Dyse	$s(s(L))_{0.5D_e}$	$s(s(L))_{4D_e}$	$s(s(L))_{7D_e}$	$s(s(L))_{9D_e}$	$s(s(L))_{12D_e}$
D1	0.0012	0.0008	0.0008	0.0006	0.0005
D2	0.0012	0.0008	0.0008	0.0006	0.0005
D3	0.0012	0.0008	0.0008	0.0006	0.0005
D4	0.0012	0.0008	0.0008	0.0006	0.0005

Dyse	$s(\bar{L})_{0.5D_e}$	$s(\bar{L})_{4D_e}$	$s(\bar{L})_{7D_e}$	$s(\bar{L})_{9D_e}$	$s(\bar{L})_{12D_e}$
D1	0.0015	0.0015	0.0016	0.0012	0.0009
D2	0.0019	0.0016	0.0018	0.0016	0.0013
D3	0.0021	0.0021	0.0013	0.0011	0.0009
D4	0.0034	0.0023	0.0021	0.0017	0.0012

Tabel K.4: Statistiske resultater for stereo PIV målinger. Estimatet af fejlen af middelhastigheden, \bar{L} [m/s], for $\frac{x}{D_e} = [0.5, 4, 7, 9, 12]$.

Bilag L

Visualiseringer



Figur L.1: Dyse 2: $3D_e$



Figur L.2: Dyse 2: $7D_e$



Figur L.3: Dyse 3: $0.5D_e$



Figur L.4: Dyse 3: $3D_e$



Figur L.5: Dyse 3: $7D_e$



Figur L.6: Dyse 3: $9D_e$

Bilag M

Beregning af spredningsvinklen for D1



Figur M.1: Spredningsvinkel for den cirkulære dyse D1 angivet på figuren.

Bilag N

Eksempler på partikkelbilleder taget under stereoskopisk PIV.

Figur N.1a og N.1b er taget samtidigt og figur N.2a og N.2b er taget samtidigt. Figur N.2a, N.2b, N.3a og N.3b er fra samme måleserie.





Figur N.1: Partikkelbillede fra kamera 1 (a) og kamera 2 (b) med F-nummer=2.8. Lysintensitet ca. 50 % af maks.



Figur N.2: Justering af partikkelbillede fra kamera 1 (a) og kamera 2 (b), hvor F-nummer er sat til hhv. 8 og 2.8. Lysintensitet ca. 90% af maks.



Figur N.3: (a): Middelbillede af ca. 75 partikkelbilleder ved $X = 0.5D_e$. (b): Partikkelbilledet fra figur N.2b hvor middelbilledet (a) er subtraheret.

Bilag O Stereo PIV konturplots



Figur O.1: D1-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen.



Figur O.2: D1-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen.



Figur O.3: D1-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen.





Figur O.4: D2-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen.



Figur O.5: D2-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen.



Figur O.6: D2-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen.





Figur O.7: D3-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen.



Figur O.8: D3-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen.



Figur O.9: D3-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen.





Figur O.10: D4-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen.



Figur O.11: D4-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen.



Figur O.12: D4-dyse konturplots de ovenstående afstande fra dysemundingen.

Bilag P Måledata og MATLAB-scripts

Måledata fra 2C-PIV og stereo PIV, samt MATLAB-scripts, ses på vedlagte CD-ROM.