

# Effekt av overflateruhet på diffusorstrømning

**Roy-Andre Midtgård**

Master i energi og miljø  
Oppgaven levert: Juni 2011  
Hovedveileder: Per-Åge Krogstad, EPT



EPT-M-2011-53

**MASTEROPPGAVE**

for

Stud.techn. Roy-Andre Midtgård

Våren 2011

Effekt av overflateruhet på diffusorstrømning

*Effect of surface roughness on the flow in a diffuser***Bakgrunn**

Strømningen i en diffusor karakteriseres av en trykkgradient som virker mot strømningen. Der- som gradienten er tilstrekkelig sterk vil strømningen nær en av veggene separere, noe som fører til delvis blokkering av strømningen og tilhørende store trykktap. En slik strømning som er nær separasjon, men som ikke helt separerer er studert eksperimentelt tidligere (Dr. Ing oppgave til Per Egil Skåre), men ikke numerisk.

Det er kjent at overflateruhet endrer veggfriksjonen i en strømning. Denne økes på grunn av den økte turbulente aktiviteten som da genereres ved vegg. I et grensesjikt med trykkgradient er det ikke like opplagt hvilken vei effekten vil gå. Den økte friksjonen genererer en større kraft som strømningen vil måtte overvinne, noe som bringer strømningen nærmere separasjon. Men samti- dig vil den økte turbulente blandingen kunne bringe mer energi inn i vegg sjiktet slik at faren for separasjon kanskje reduseres.

I denne oppgaven ønsker man å oppnå to ting: a) å få utført en numerisk simulering av strøm- ningen og b) se hvordan strømningen endres når overflaten gjøres ru.

Studenten skal:

- Lære seg å bruke et standard CFD program for turbulent strømning, f.eks. Fluent
- Foreta beregninger for den glatt kanalen med egnede turbulensmodeller og sammenligne med de eksperimentelle data som eksisterer
- Repetere beregningene hvor den ene veggen gis ruhet
- I den grad det er tid til det, foreta målinger i vindtunnel av strømningen med ru overflate

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

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

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

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

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

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

Til Instituttet innleveres to - 2 komplette kopier av besvarelsen. Ytterligere kopier til eventuelle medveiledere/oppgavegivere skal avtales med, og eventuelt leveres direkte til de respektive. Til instituttet innleveres også en komplett kopi (inkl. konsentrerte sammendrag) på CD-ROM i Word-format eller tilsvarende.

NTNU, Institutt for energi- og prosesssteknikk, 17. januar 2011



Olav Bolland  
Instituttleder



Per-Åge Krogstad  
Faglig ansvarlig/veileder

## Forord

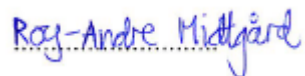
Formålet med dette prosjektet er å studere effekten av overflateruhet på et turbulent grensesjikt utsatt for en motvirkende trykkgradient. For å gjøre dette studeres strømming gjennom en diffusor. To strømmingstilfeller undersøkes og sammenlignes. I det ene tilfellet er bunnen av diffusoren glatt og jevn, og i det andre tilfellet er bunnen dekket av periodiske ruhetselementer. Arbeidsverktøyet i dette studiet er numeriske beregningsverktøy, kjent som CFD.

En stor takk rettes til professor Per-Åge Krogstad som har vært hovedveileder for oppgaven. Det rettes også en stor takk til masterstudentene Christopher Nilsen og Ted Ørjan Kjellevik for innspill rundt turbulens og bruk av ANSYS Gambit/Fluent [1].

Jeg vil også takke min kone Lydia for hennes oppmuntring og støtte.

Dato 12. 06. 2011

Signering



Roy-Andre Midtgård

## Sammendrag

Formålet med dette prosjektet er å studere effekten av overflateruhet på et turbulent grensesjikt utsatt for en motvirkende trykkgradient. Studiet er gjennomført numerisk ved bruk av CFD-programvaren ANSYS Gambit/Fluent (eng. Computational Fluid Dynamics) [1]. Det er utført simuleringer på flere nettverk for å se om resultatene er nettverksavhengige.

Et turbulet grensesjikt kan utvikle seg til en tilstand hvor det er balanse mellom turbulent produksjon og turbulent dissipasjon. Denne tilstanden kalles likevekt. For å danne en trykkgradient som virker mot strømningsretningen benyttes en diffusor. To strømningsstilfeller er undersøkt:

- I strømningsstilfelle 1 er alle overflatene i diffusoren er glatte og jevne. Det er undersøkt om det nedre grensesjiktet i diffusoren utvikler seg til likevekt. Resultatene er sammenlignet med forsøksresultater fra dr. Ing rapporten til Skåre [2]. Turbulensmodellene standard  $k-\epsilon$ ,  $k-\epsilon$  RNG, standard  $k-\omega$  og  $k-\omega$  SST har gitt konsistente resultater. Det er også utført simuleringer med Spalart-Allmaras og RSM uten at dette har ført frem til pålitelige resultater.
- I strømningsstilfelle 2 er bunnen av diffusoren ru. Det er undersøkt om strømmingen separerer ut fra den ru overflaten, og dernest om likevekt oppstår. Resultatene er sammenlignet mot resultatene fra det første strømningsstilfellet og mot turbulent teori. Turbulensmodellene  $k-\epsilon$  RNG og  $k-\omega$  SST er benyttet.

Simuleringsresultatene på strømningsstilfelle 1 korrelerer til en viss grad med resultatene fra Skåre, men de oppfyller ikke kravene til likevekt. Simuleringsresultatene på strømningsstilfelle 2 er ikke konsistente.  $k-\omega$  SST indikerer at strømmingen i det nedre grensesjiktet separerer ut fra den ru overflaten, mens  $k-\epsilon$  RNG ikke gir global separasjon i det hele. Felles for simuleringsresultatene i strømningsstilfelle 2 er det at ingen av dem oppfyller kravene til likevekt. Noe av årsaken til de nevnte avvikene mellom turbulensmodellene kan skyldes tilnærmelser i turbulensmodellene eller numerisk diffusjon. Det er også en mulighet for at trykkgradienten i diffusoren ikke er sterk nok til å danne likevekt gjennom måleområdet.

## Abstract

The purpose of this project is to study the effect of roughness on a turbulent boundary layer flow in a strong adverse pressure gradient. This work is performed by the CFD programs ANSYS Gambit/Fluent [1]. To ensure the quality of the results, there are done several simulations on different grids.

A turbulent boundary layer can develop to a certain condition where the production and dissipation of turbulent energy is equal. This condition is named equilibrium. To create the needed pressure gradient, the flow is driven through a diffuser. Two kinds of flow cases are studied:

- Flow case 1: All the surfaces in the diffuser are smooth and steady. It is examined if the boundary layer along the bottom of the diffuser develops equilibrium. The results are compared with the experimental results of the dr. Engineer report of Skåre [2]. The turbulence models standard  $k-\epsilon$ ,  $k-\epsilon$  RNG, standard  $k-\omega$  and  $k-\omega$  SST have proven to give consistent answers. There are also performed simulations with Spalart-Allmaras and RSM, but these models did not provide trustworthy results.
- Flow case 2: The bottom of the diffuser is covered by periodic roughness elements. Two tasks are performed. First it is examined if the flow separates from the rough surface. Second it is examined if the boundary layer develops equilibrium. The results are compared against the results of flow case 1 and turbulent theory. The turbulence models  $k-\epsilon$  RNG and  $k-\omega$  SST are being used for flow case 2.

The results from flow case 1 are somehow correlating with the results from Skåre, but they do not meet the requirements of equilibrium. The results from flow case 2 are not clear. The results from  $k-\omega$  SST clearly indicate that the boundary layer separates globally from the rough surface. In opposite, the results from  $k-\epsilon$  RNG show that the boundary layer continues along the rough surface. The two turbulence models agree about the boundary layer not being in equilibrium.

Some of the deviations in the simulations are probably caused by simplifications in the turbulence models and by numerical diffusion. In addition to these errors, there is a possibility of

the adverse pressure gradient in the diffuser not being strong enough to provide equilibrium in the turbulent boundary layer.



# Innhold

Oppgavetekst .....	I
Forord .....	III
Sammen drag .....	IV
Abstract.....	V
Innhold.....	VII
Symboler.....	XI
Del 1 - Innledning.....	1
Del 2 – Teori.....	3
2.1 Introduksjon og problemstillinger .....	3
2.1.1 Diffusorstrømning .....	3
2.1.2 Problemstillinger .....	5
2.2 Grunnleggende ligninger og turbulens .....	6
2.2.1 Grunnligninger .....	6
2.2.2 RANS ligningene .....	7
2.2.3 Reynolds-spenningligning .....	9
2.2.4 Turbulent kinetisk energi .....	9
2.3 Strømning i grensesjikt .....	12
2.3.1 Bakgrunn for grensesjikt .....	12
2.3.2 Parametre som beskriver grensesjikt.....	13

2.3.3 Motstand langs en overflate .....	14
2.3.4 Separasjon .....	17
2.3.5 Inndeling av turbulente grensesjikt .....	19
2.3.6 Grensesjikt i likevekt.....	23
2.4 Turbulens modeller .....	26
2.4.1 Spalart-Allmaras.....	26
2.4.2 $k-\epsilon$ .....	28
2.4.3 $k-\omega$ .....	32
2.4.4 RSM .....	36
2.4.5 Forbedret veggbehandling.....	39
2.5 CFD – Beregningsorientert strømningsdynamikk .....	41
2.5.1 Diskretisering av geometri .....	41
2.5.2 Endelig volummetode (eng. Finite Volume Method) .....	43
2.5.3 Grense- og initialbetingelser .....	45
Del 3 – Metode .....	48
3.1 Introduksjon til metoden.....	48
3.2 Diskretisering av geometri.....	50
3.2.1 Nettverk for strømningsstilfelle 1.....	50
3.2.2 Nettverk for strømningsstilfelle 2.....	54
3.3 Matematisk modell .....	59

3.4 Bearbeidelse av simulerte resultater .....	62
Del4 - Resultat.....	65
4.1 Resultater for strømingstilfelle 1. ....	67
4.1.1 Simuleringsresultater fra turbulensmodellen Spalart-Allmaras .....	67
4.1.2 Simuleringsresultater fra turbulensmodellen standard k- $\epsilon$ .....	70
4.1.3 Simuleringsresultater fra turbulensmodellen k- $\epsilon$ RNG .....	72
4.1.4 Simuleringsresultater fra turbulensmodellen k- $\omega$ .....	75
4.1.5 Simuleringsresultater fra turbulensmodellen k- $\omega$ SST.....	78
4.1.6 Simuleringsresultater fra turbulensmodellen RSM .....	83
4.1.7 Felles presentasjon av aktuelle parametre .....	86
4.2 Resultater for strømingstilfelle 2 .....	89
4.2.1 Simuleringsresultater fra turbulensmodellen k- $\epsilon$ RNG .....	89
4.2.2 Simuleringsresultater fra turbulensmodellen k- $\omega$ SST.....	93
4.2.3 Felles presentasjon av aktuelle parametre og strømnings.....	95
Del5 – Diskusjon .....	99
5.1 Vurdering av CFD .....	99
5.2 Diskusjon av resultater .....	100
5.2.1 Vurdering av resultater fra strømingstilfelle 1 .....	100
5.2.2 Vurdering av resultater fra strømingstilfelle 2 .....	110
5.2.3 Avsluttende vurdering.....	117

Del 6 - Konklusjon .....	120
Del 7 - Videre Arbeid .....	122
Del 8 - Kilder .....	123
Del 9 - Vedlegg .....	132
9.1 CD-ROM .....	132
9.2 Referanseverdier for turbulent intensitet .....	133
9.3 Endelige residualverdier fra de utførte simuleringene .....	134
9.4 Simuleringsresultater .....	137
9.4.1 Strømningstilfelle 1 .....	137
9.4.2 Strømningstilfelle 2 .....	144

# Symboler

## Variable og indekser

Variabel i lengderetningen til diffusoren	$x$
Variabel i høyderetningen til diffusoren	$y$
Variabel i dybden til diffusoren	$z$
Tidsvariabel	$t$
Indekser for Einsteins summenotasjon	$i, j, k$
Binærvariabel: 1 ved $i = i, j = j$ og 0 ved $i \neq i, j \neq j$	$\delta_{ij}$

## Latinske tegn

Konstant i log-loven for skjæringspunkt av $u^+$ -aksen	$B$
Friksjonskoeffisient	$C_f$
Friksjonskoeffisient som følge av skjær	$C_{f,tw}$
Friksjonskoeffisient som følge av trykkmotstand	$C_{f,p}$
Motstandskrefter	$D$
Retningsvektor i strømmingen	$\vec{e}_\infty$
Gravitasjonskonstant	$\bar{g}$
Formfaktor etter Clauser	$G$
Formfaktor for et grensesjikt	$H$
Høyde fra bunn til topp i en kanal eller i en diffusor på et gitt sted	$h_{tak}$

Turbulent intensitet	$I$
Spesifikk, turbulent, kinetisk energi	$k$
Ikke-dimensjonal høyde på ruhet	$k^+$
Høyde og bredde på et ruhetselement	$k_r$
Lengdeskala i Reynoldstallet	$L$
Turbulentlengdeskala	$l_0$
Lengde på en ruhetsperiode	$L_p$
Parameter til beregning av likevekt	$m$
Normalvektor på strømmingen	$\vec{n}$
Statisk trykk i fristrøm	$P_e$
Trykk	$P$
Midlet trykk	$\bar{p}$
Trykkfluktuasjoner	$p'$
Reynoldstall	$Re$
Reynoldstall for forbedret veggbehandling	$Re_y$
Flateareal (eng. surface)	$S$
Deformasjonstensor	$S_{ij}$
Fristrøms hastighet	$U_e$
Hastighetsvektor	$\vec{U}$

Midlet hastighetsvektor	$\bar{\bar{U}}$
Gjennomsnittshastighet i grensesjikt skalert med indre variable	$u^+$
Referansehastighet for grensesjikt i likevekt	$U_{ref}$
Friksjonshastighet	$u_\tau$
Turbulent hastighet	$u_0$
Komponentene i hastighetsvektoren i $x$ , $y$ og $z$ -retning	$u, v \text{ \& } w$
Midlet hastighet i $x$ , $y$ og $z$ -retning	$\bar{u}, \bar{v} \text{ \& } \bar{w}$
Hastighetsfluktuasjoner i $x$ , $y$ og $z$ -retning	$u', v' \text{ og } w'$
Referansepunkt for grensesjikt i likevekt	$x_0$
Avstand fra fast overflate i et grensesjikt skalert med indre variable	$y^+$

### Greske tegn

Trykkparameter for beregning av likevekt	$\beta$
Tykkelsen på et grensesjikt	$\delta$
Fortrengningstykkelsen i et grensesjikt	$\delta^*$
Tykkelsen på grensesjiktets bevegelsesmengde	$\theta$
Konstanten i log-loven etter von Kármán	$\kappa$
Fluidets tetthet	$\rho$
Fullstendig spenningstensor	$\tau_{ij}$

Skjærspenningsvektor langs en overflate	$\vec{\tau}_w$
Skjærspenningslangs en overflate	$\tau_w$
Dynamisk, molekylær, newtonsk viskositet	$\mu$
Dynamisk, turbulent viskositet	$\mu_t$
Kinematisk, molekylær, newtonsk viskositet	$\nu$
Kinematisk, turbulent viskositet	$\nu_t$

### Notasjonstegn

En parameter er gjort ikke-dimensjonal ved de indre variablene friksjonshastighet $u_\tau$ og kinematisk, newtonsk viskositet $\nu$ :	+
Tidsmidlet ved Reynolds-midling	—
Fluktuerende parameter	'

### Spesielle symboler fra turbulensmodellene

*Spalart-Allmaras:*

Effektiv turbulent viskositet	$\tilde{\nu}$
Produksjon av effektiv turbulent viskositet	$G_\nu$
Dissipasjon av effektiv turbulent viskositet	$Y_\nu$
Konstant for diffusjonsledd i transportligning	$\sigma_{\tilde{\nu}}$



Dempefunksjon for effektiv turbulent viskositet  $f_{v1}$

*k-ε modellene:*

Produksjon av turbulent kinetisk energi  $G_k$

Produksjon av turbulent dissipasjonsrate  $\varepsilon$

Konstanter i standard k-ε  $\sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, C_\mu$

Konstanter i k-ε RNG  $C_v, C_\mu, \alpha_k, \alpha_\varepsilon, C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, R_\varepsilon, \eta, \beta_{mg}$

Effektiv turbulent, dynamisk viskositet k-ε RNG  $\mu_{\text{eff}}$

Effektiv turbulent, kinematisk viskositet k-ε RNG  $\hat{\nu}$

*k-ω modellene:*

Spesifikk turbulent, dissipasjonsrate  $\omega$

Produksjon av turbulent energi  $G_k$

Produksjon av turbulent dissipasjon  $G_\omega$

Dissipasjon av turbulent energi  $Y_k$

Dissipasjon av turbulent dissipasjon  $Y_\omega$

Diffusjon av turbulent energi  $\Gamma_k$

Diffusjon av turbulent dissipasjon  $\Gamma_\omega$

Dempefunksjon for beregning av effektiv viskositet  $\alpha^*$

Reynoldstall for dempefunksjon	$Re_i$
Aktuelle konstanter i standard k- $\omega$	$\beta_i, \alpha_0^*$
Diffusjonsparameter for k- $\omega$ SST	$D_\omega$
Aktuelle konstanter i k- $\omega$ SST	$\sigma_{\omega,2} \alpha_1$
Dempefunksjoner i k- $\omega$ SST	$F_1 F_2$
 <i>RSM:</i>	
Konveksjon	$C_{ij}$
Diffusjon	$D_{T,ij}$
Molekylær Diffusjon	$D_{L,ij}$
Produksjon av spenning	$P_{ij}$
Trykktøyning	$\Phi_{ij}$
Dissipasjon	$\epsilon_{ij}$

## Del 1 - Innledning

I dette prosjektet studeres turbulent strømming gjennom en diffusor. En diffusor karakteriseres ved at tverrsnittsarealet øker i strømrretningen. Dette medfører at en strømming opplever en trykkgradient som virker mot strømningsretningen. Dersom denne trykkgradienten blir for sterk vil strømmingen separere fra overflatene i diffusoren. Ved separasjon vil strømmingen oppleve en hindrende effekt som medfører et trykkfall.

I dette prosjektet er det ønskelig å studere to typer diffusorstrømming.

1. I det første strømmingstilfellet, heretter omtalt som strømmingstilfelle 1, benyttes en diffusor med helt jevne og glatte vegger. Dette gjøres etter et eksperimentelt oppsett fra Dr. Ing oppgaven til Per Egil Skåre [3]. Diffusoren utsettes for en strømming med sterk trykkgradient slik at strømmingen nærmer seg separasjon. Ifølge Skåre[4] vil grensesjiktet i et avgrenset område oppnå likevekt av turbulent produksjon og turbulent dissipasjon. Det er ønskelig å utføre numeriske beregninger og sammenligne resultatene forsøksresultatene fra Skåre.
2. I det andre strømmingstilfellet, heretter omtalt som strømmingstilfelle 2, legges det periodiske ruhetselementer langs den nedre overflaten i diffusoren. Dette gjøres for å studere hvordan ruhet påvirker strømmingen. Ruhet endrer motstanden som strømmingen opplever langs overflaten. Når en strømming beveger seg må den inneholde nok energi til å overvinne eventuelle hindringer. Idet strømmingen opplever økt ruhet øker sannsynligheten for separasjon. Imidlertid kan ruhet også medføre en økt produksjon av turbulens. Den genererte turbulensen kan tilføre strømmingen mer energi langs geometriens overflate slik at separasjon unngås. Oppgavene er derfor å undersøke, ved bruk av numeriske verktøy, om strømmingen i grensesjiktet separerer og/eller om den når likevektstilstand.

I dette prosjektet benyttes numeriske beregninger for å løse de to strømmingstilfellene. Et kommersielt CFD program (eng. Computational Fluid Dynamics) kalt ANSYS Gambit/Fluent [1] benyttes til de numeriske strømningsberegningene. Strømmingen i diffusoren er turbulent, noe

som potensielt medfører tunge numeriske beregninger. Det omtalte CFD - programmet gjør det mulig å benytte turbulensmodeller for å løse strømningsproblemet. Det er derfor også et viktig moment i prosjektet å sammenligne resultatene mellom de forskjellige turbulensmodellene.

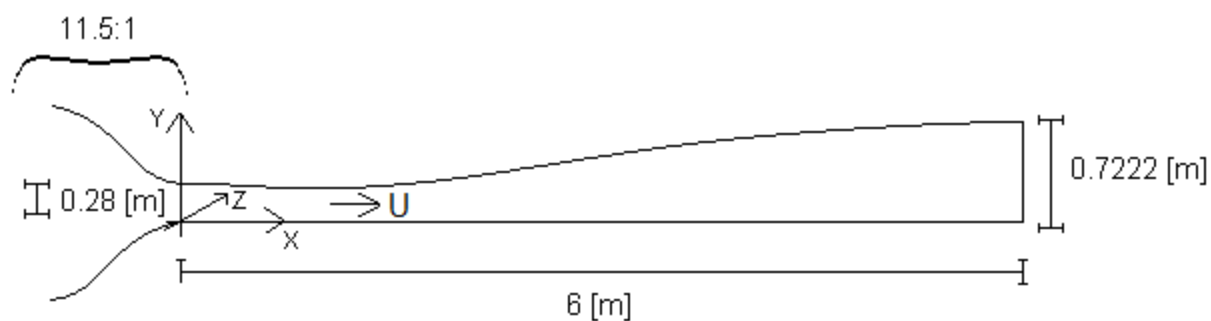
Hovedfokuset i dette prosjektet er knyttet til strømningsparametrene i det nedre grensesjiktet i diffusoren. Ved bruk av CFD er det ønskelig å validere resultatene mot kjente forsøk og/eller tidligere utførte simuleringer av tilsvarende problemstillinger. Det eksisterer forsøksresultater for det strømningsstilfelle 1, men ikke strømningsstilfelle 2. Dette prosjektet har imidlertid disponert tiden til numeriske beregninger, og ikke til forsøk i vindtunnel. Resultatene fra strømningsstilfelle 2 sammenlignes derfor mot resultatene fra det første strømningsstilfellet og mot teori. I kapittel 7 utdypes forslag om videre arbeid i tilknytning til de nevnte problemstillingene.

## Del 2 – Teori

### 2.1 Introduksjon og problemstillinger

#### 2.1.1 Diffusorstrømning

Dette prosjektet studerer turbulent strømning gjennom en diffusor. Geometrien som benyttes i studiet bygger på et oppsett fra doktorgradsavhandlingen til P.E.Skåre [3]. Denne geometrien kan settes opp i en vindtunnel ved institutt for varme og energiprosesser på NTNU.



**Figur 2.1 - Geometri iht. doktorgradsavhandlingen fra Skåre.**

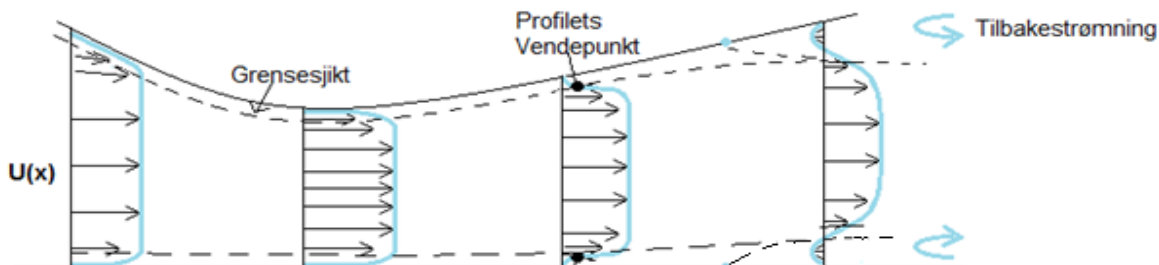
Som vist i figur 2.1 består geometrien i vindtunnelen av en dyse koblet sammen med en diffusor. Figur 2.1 er ikke perfekt skalert, men er ment som en skisse av oppsettet. Aksekorset i figuren er plassert i koordinatsystemets nullpunkt, og dette koordinatsystemet er absolutt gjennom hele prosjektet.

- x-retning følger strømrretningen gjennom geometrien fra innløp mot utløp.
- y-retning er i høyden, fra bunn til topp, på geometrien.
- z-retning er i dybden eller bredden, av diffusoren.

Diffusoren er 1.4 meter dyp i z-retning, den har rette vegger og vinkelrette hjørner. Toppen av diffusoren, fra y-aksen, frem til utløpet kan beskrives ved ligning [5]:

$$h_{tak}(x) = 280 - 49.9x - 47.69x^2 + 89.348x^3 - 31.358x^4 + 4.434x^5 - 0.2289x^6 \quad (2.1)$$

I figur 2.2 presenteres et utsnitt av overgangen mellom dyse og diffusor. Dyseområdet er til venstre og diffusorområdet er til høyre for det smaleste tverrsnittet i geometrien. En dyse karakteriseres ved at tverrsnittsarealet snevres inn, og en diffusor karakteriseres ved at tverrsnittsarealet økes.



**Figur 2.2 - Grensesjiktutvikling og separasjon i en geometri med dyse og diffusor**

En strømning kommer inn i dysen fra venstre, symbolisert ved piler i hastighetsretningen og blå linjer som viser hastighetsprofilene på forskjellige tverrsnitt. Langs geometriens overflate gjelder en heftbetingelse som medfører at hastigheten går mot null. Dette medfører at det utvikler seg grensesjikt langs veggene, visualisert ved de stiplede linjene i figur 2.2.

- Etersom strømmingen beveger seg gjennom dysen blir tverrsnittsarealet mindre. Dette medfører at hastigheten i strømmingen stiger, særlig i midtseksjonen av tverrsnittet. Det dynamiske trykket øker samtidig som det statiske trykket avtar. Dette skjær også i grensesjiktet, og denne trykkendringen kalles for en gunstig trykkgradient (eng. favorable pressure gradient).
- I det strømmingen entrer det trangeste tverrsnittet endrer ikke arealet seg. Eksakt i det trangeste tverrsnittet er det derfor ingen trykk- eller hastighetsendring.
- Etersom strømmingen beveger seg inn i diffusordelen av geometrien øker tverrsnittsarealet. Som følge av kontinuitetsligningen vil hastigheten og det dynamiske trykket avta, og det statiske trykket vil øke. Dette fører til en ugunstig, eller motvirkende, trykkgradient (eng. adverse pressure gradient) i grensesjiktet [6]. Dersom den ugunstige trykkgradienten blir for stor vil strømmingen separere ut fra overflaten, noe som igjen

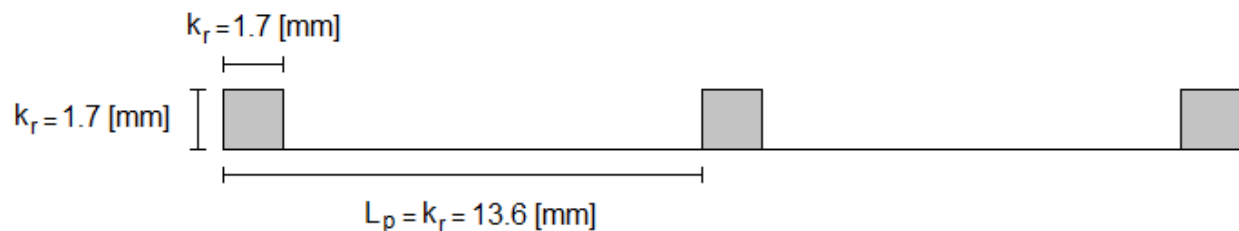
fører til en tilbakestrømming som visualisert langs overflatene helt til høyre i figur 2.2.

Denne tilbakestrømmingen er normalt uønsket fordi den medfører trykktap i strømmingen.

## 2.1.2 Problemstillinger

I dette prosjektet studeres det nedre grensesjiktet i diffusoren i to forskjellige problemstillinger strømmingstilfeller.

1. Strømmingstilfelle 1: Først benyttes diffusorgeometrien fra Skåre. Alle overflater i denne geometrien er glatte og jevne. Det er ønskelig å se om et fenomen kalt likevekt oppstår i en region av det nedre grensesjiktet.
2. Strømmingstilfelle 2: Den samme diffusoren benyttes, men den nedre delen av diffusoren ru for å se hvordan ruhet påvirker strømmingen. Dette gjøres ved å legge firkantede ruhetselementer i et fast mønster langs bunnen, som vist i figur 2.3. Det er ønskelig å se om fenomenet likevekt opptrer i dette strømmingstilfellet, samt undersøke om omstrømmingen i grensesjiktet separerer ut fra den nedre overflaten.



**Figur 2.3 – Skisse av periodiske ruhetselementer som legges langs diffusorbunnen**

Som vist i figur 2.3 er høyden og bredden på et ruhetselement den samme, altså  $k_r = 1.7$  [mm]. Lengden mellom begynnelsen på et ruhetselement og begynnelsen på neste, omtales som en ruhetsperiode med parameteren  $L_p$ . En ruhetsperiode er 8 ganger lengre enn høyden på ett ruhetselement, eller 13.6 [mm]. Dimensjonen på ruhetsgeometrien er anbefalt etter forsøk av Jimenz [7].

Grensesjikt, likevekt og separasjon beskrives mer dyptgående henholdsvis i kapittel 2.3. Først presenteres de grunnleggende strømningsligningene og strømningsfenomenet turbulens.

## 2.2 Grunnleggende ligninger og turbulens

### 2.2.1 Grunnligninger

Strømningen som studeres i dette prosjektet antas å ha konstant temperatur, og derfor neglisjeres effekter knyttet til energiligningen. De grunnleggende ligningene i strømningen er derfor kontinuitetsligningen [8];

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \cdot \operatorname{div}\vec{U} = 0 \quad (2.2)$$

og ligningen for bevegelsesmengde [9]:

$$\rho \frac{D\vec{U}}{Dt} = \rho \vec{g} - \nabla P + \mu \nabla^2 \vec{U} \quad (2.3)$$

I disse ligningene er fluidets tetthet gitt ved  $\rho$ , trykk er  $P$ , tyngdekraften er følger av  $\vec{g}$  og hastighetsvektoren er  $\vec{U}$ . Parameteren  $\mu$  er dynamisk, molekylær, newtonsk viskositet, senere omtalt bare som newtonsk viskositet. Strømningen antas å være stasjonær, inkompressibel og uavhengig av tyngdekraften. Kontinuitetsligningen reduseres da til

$$\operatorname{div}\vec{U} = 0 \quad (2.4)$$

og ligningen for bevegelsesmengde blir [10]:

$$\rho \frac{D\vec{U}}{Dt} = -\nabla P + \mu \nabla^2 \vec{U} \quad (2.5)$$

Det er vanlig å dele strømning inn i to hovedkategorier; laminære og turbulente strømninger. Laminær strømning kan omtales som rolig strømning. Turbulent strømning er derimot kaotisk, tilfeldig og tidsavhengig oppførsel, som ofte beskrives ved virvler kalt eddier. For å beregne om en strømning er i den ene eller den andre kategorien benyttes Reynoldstallet. Dette er uttrykt som indre energi over viskøs energi for et fluidelement, og er definert som:

$$\operatorname{Re} = \frac{\rho u L}{\mu} \quad (2.6)$$

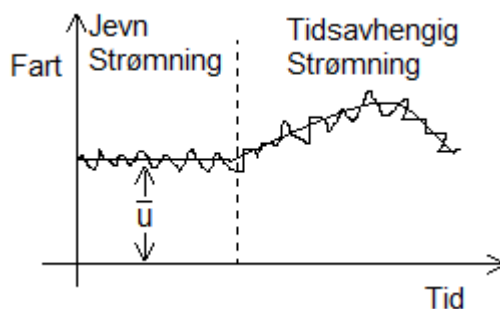


I denne ligningen er  $u$  hastighet i strømningsretningen, og  $L$  er en lengdeskala som karakteriserer geometrien som strømmingen passerer. Ved et lavt Reynoldstall er en strømming laminær. Høyere Reynoldstall betyr at den indre energien i et fluidelement er større enn den viskøse energien, og strømmingen går da fra laminær til turbulent tilstand.

Strømningsproblemer kan løses numerisk ved å diskretisere geometrien og grunnligningene for deretter å benytte numeriske løsningsmetoder. Dette er omtalt i kapittel 2.5. Det mulig å gjennomføre direkte simuleringer (eng. DNS – direct numerical solution) for både laminære og turbulente strømminger. Dette krever imidlertid meget god diskretisering, mye iterasjonstid og store beregningsressurser, spesielt for turbulente strømminger. Det innføres derfor turbulensmodeller som krever noe mindre beregningstid og beregningsressurser, se kapittel 2.4. Disse modellene gir riktig nok noe forenklede resultater, men i mange tilfeller er løsningene akseptable.

### 2.2.2 RANS ligningene

Turbulent strømming er sterkt kaotisk og tidsavhengig. En turbulent strømming kan visualiseres ved den kaotiske hastighetsgrafene i figur 2.4. Selv om den eksakte hastigheten er kaotisk kan gjennomsnittshastigheten være en noe jevnere kurve, som visualisert i sentrum av den kaotiske kurven.



**Fig 2.4 - Eksempel på gjennomsnittsbetraktning av turbulent hastighet.**

En gjennomsnittsbetraktning for tidsvarierende variable, kalt Reynolds-midling, benyttes på variablene i strømningsligningene [11]. Hastighetskomponentene uttrykkes ved;

$$\begin{aligned}
u &= \bar{u} + u' \\
v &= \bar{v} + v' \\
w &= \bar{w} + w'
\end{aligned}
\tag{2.7}$$

og trykket uttrykkes ved:

$$p = \bar{p} + p' \tag{2.8}$$

Hastighet og trykk på et gitt sted beskrives ved et gjennomsnitt,  $\bar{u}$  og  $\bar{p}$ , som adderes med fluktuasjonene  $u'$  og  $p'$ . Denne betraktningen innføres i ligning 2.3 for bevegelsesmengde, og den kalles nå RANS (eng. Reynolds Averaged Navier Stokes equations):

$$\rho \frac{D\bar{U}}{Dt} + \rho \frac{\partial(\bar{u}_i' \bar{u}_j')}{\partial x_j} = \rho \bar{g} - \nabla \bar{P} + \mu \nabla^2 \bar{U} \tag{2.9}$$

I denne ligningen benyttes en omskriving kalt Einsteins summenotasjon, som medfører at  $u_i = (u, v, w)$  [12]. På venstre side av ligning 2.9 er det kommet til et fluktuasjonsledd. Dette flyttes til høyre side og inkluderes i en spenningstensor (eng. stress tensor):

$$\rho \frac{D\bar{U}}{Dt} = \rho \bar{g} - \nabla \bar{P} + \nabla \cdot \tau_{ij} \tag{2.10}$$

Spenningstensoren inneholder nå et ledd som tar for seg effekter fra newtonsk viskositet, og et ledd for turbulent skjær, kalt Reynolds-spenninger [13]:

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{du_i}{dx_j} + \frac{du_j}{dx_i} \right) - \rho(\bar{u}_i' \bar{u}_j') \tag{2.11}$$

Ved å innføre Reynolds-midling er grunnligningene noe omskrevet, men det er fremdeles et større antall ukjente variable enn tilgjengelige ligninger. For å komme videre må det innføres modeller som kan beskrive det turbulente fluktuasjonsleddet i ligning 2.11.

### 2.2.3 Reynolds-spenningsligning

Turbulens er et 3-dimensjonalt fenomen, og i en virkelig turbulent strømning er det derfor fluktasjoner i alle retninger. For fullstendig å løse turbulente strømningsproblemer må Reynolds-spenningene fra spenningstensoren løses ut. Det presenteres derfor en ligning om konserverer fluktasjoner i alle retninger, kalt Reynolds-spenningsligning [10].

$$\frac{D\overline{u_i' u_j'}}{Dt} = - \left[ \overbrace{u_j' u_k' \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} + u_i' u_k' \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k}}^2 \right] - \overbrace{2\nu \frac{du_i'}{dx_k} \frac{du_j'}{dx_k}}^3 + \overbrace{\frac{P'}{\rho} \left( \frac{du_i'}{dx_j} + \frac{du_j'}{dx_i} \right)}^4 - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \overbrace{u_i' u_j' u_k' - \nu \frac{\partial u_i' u_j'}{\partial x_i} + \frac{P'}{\rho} (\delta_{jk} u_i' + \delta_{ik} u_j')}^5 \right] \quad (2.12)$$

For å komme frem til denne ligningen kan man multiplisere bevegelsesmengdeligningen med en fluktuerende parameter og deretter gjennomføre Reynolds-midling. Denne komplekse ligningen består grovt sett av fem ledd:

1. Endring av Reynolds-spenningene med tiden.
2. Generering av fluktasjoner, altså turbulente spenninger.
3. Dissipasjon av turbulens. Det overføres mekanisk energi fra de store virvlene til de mindre virvlene. Ved høye Reynoldstall opptre det meste av dissipasjonen, altså omdanning av kinetisk energi til indre energi og varme, i de små virvlene [15].
4. Effekter som følge av turbulente trykktøyninger.
5. Diffusjon; transport av Reynolds-spenninger.

For mer informasjon om Reynolds-spenningsligning se White [10] og Wilcox [16].

### 2.2.4 Turbulent kinetisk energi

Reynolds-spenningsligning tar hensyn til turbulente fluktasjoner i alle retninger, noe som gjør den nøyaktig, men meget krevende å løse. En forenklet metode, oppkalt etter Boussinesq [17],

kan benyttes for å beregne den turbulente spenningstensoren. Metoden antar at det er en analogi mellom viskøse spenninger og Reynolds-spenninger i gjennomsnittshastigheten. De newtonske, viskøse spenningene er antatt å være proporsjonale med deformasjonen av fluidelementer. Denne antagelsen benyttes nå på Reynolds-spenningene ved å innføre en isotropisk, turbulent viskositet  $\mu_t$ . Dette er en regnestørrelse, også kjent som eddy-viskositet. Det turbulente leddet fra spenningstensoren i ligning 2.11 uttrykkes nå som:

$$-\overline{\rho u_i' u_j'} = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} \quad (2.13)$$

Parameteren  $\delta_{ij}$  er 1 ved  $i = j$  og 0 ved  $i \neq j$ . Parameteren  $S_{ij}$  er deformasjonstensoren for inkompressible fluider, gitt ved

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{du_i}{dx_j} + \frac{du_j}{dx_i} \right) \quad (2.14)$$

Ligning 2.13 gjør det mulig å ta hensyn til ikke-lokale forhold og historiske strømmingseffekter knyttet til den turbulente viskositeten. Spenningstensoren indikerer at turbulente spenninger øker ettersom gjennomsnittsraten av deformasjon øker. Boussinesq foreslo faktisk at Reynolds-spenningene kunne være proporsjonale med deformasjonsraten [18]. Parameteren  $k$  i ligning 2.13 er spesifikk, turbulent, kinetisk energi. Denne omtales ofte bare som turbulent energi, og er definert som [19]:

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u_i' u_j'}) = \frac{1}{2} (\overline{u' u'} + \overline{v' v'} + \overline{w' w'}) \quad (2.15)$$

Turbulent kinetisk energi er altså summen av Reynolds-spenningene ved  $i = j$ . Ved å innføre  $i = j$  i transportligningen for Reynolds-spenningene får man en ligning som konserverer turbulent, kinetisk energi. Denne kalles transportligningen for turbulent energi [19].

$$\begin{aligned}
 \frac{DK}{Dt} = & \underbrace{-\frac{\partial}{\partial x_i} \left[ u_i' \left( \frac{1}{2} (u_j' u_j') + \frac{P'}{\rho} \right) \right]}_2 - \underbrace{u_i' u_j'}_3 \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \\
 & + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \nu u_j' \left( \frac{du_i'}{dx_j} + \frac{du_j'}{dx_i} \right) \right]}_4 - \underbrace{\nu \frac{du_j'}{dx_i} \left( \frac{du_i'}{dx_j} + \frac{du_j'}{dx_i} \right)}_5
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

Ligningen består av:

1. Endring av turbulent, kinetisk energi for en fluidpartikkel.
2. Konvektiv diffusjon. Det første leddet kalles turbulent transport. Dette viser til transportraten av turbulent energi i fluidet som følge av turbulente fluktuasjoner. Det andre leddet viser til turbulent transport som følge av trykkfluktuasjoner.
3. Produksjonen av turbulens. Dette leddet representerer i hvor stor grad kinetisk energi overføres fra gjennomsnittstrømningen til turbulensen. Dette kan også tolkes som graden av arbeid utført av tøyning mot de turbulente spenningene.
4. Molekylær diffusjon viser til transport av turbulent energi som følge av fluidets molekylære diffusjon.
5. Turbulent, viskøs dissipasjon. Dette leddet representerer i hvor stor grad turbulent energi omdannes til indre, termisk energi.

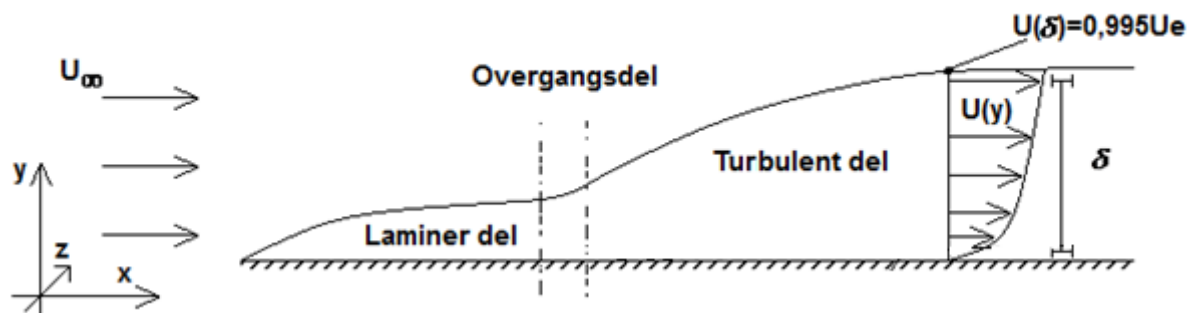
I denne ligningen er endringen av turbulent kinetisk energi og molekylær diffusjon eksakte ledd. For å løse ligningen for turbulent kinetisk energi må leddene som inkluderer produksjon, dissipasjon, turbulent transport og trykktøyninger spesifiseres ved modellering. I kapittel 2.4 presenteres noen turbulensmodeller bygger på denne transportligningen. For mer informasjon om transport av turbulent, kinetisk energi, se Wilcox[20].

## 2.3 Strømning i grensesjikt

De følgende avsnittene beskriver teori knyttet til strømning nært geometriens overflate, altså grensesjiktstrømning, og teori knyttet til forskjellen mellom de to strømningstilfellene som prosjektet omhandler.

### 2.3.1 Bakgrunn for grensesjikt

Langs overflatene i diffusorgeometrien gjelder heftbetingelsen. Dette medfører at strømningshastigheten helt inntil overflatene går mot null. På grunn av dette vil et grensesjikt utvikle seg langs overflatene, se illustrasjon i figur 2.5. Ettersom strømmingen kommer inn mot overflaten, i dette tilfellet en flat plate, vil et laminært grensesjikt utvikle seg langs overflaten. Dersom Reynoldstallet i en strømning stiger vil grensesjiktet utvikle seg gjennom en overgangsdel til å bli turbulent og tykkere. Hastighetsprofilen til et laminært grensesjikt har en meget bueformet fasong fra fristrømmen og inn mot overflaten. Et turbulent hastighetstverrsnitt karakteriseres ved en mye flater front.



Figur 2.5 - Utvikling av grensesjikt fra laminær til turbulent tilstand langs en flat plate

Grensesjikt er et 3-dimensjonalt fenomen. Det er likevel vanlig å studere 2-dimensjonale tverrsnitt ved en grensesjiktstudie [21]. Dette følger av praktiske grunner relatert til kompleksiteten i strømmingen.

For å gjøre en 2-dimensjonal betraktning antas det at gjennomsnittsstrømningen ikke er utsatt for endringer i z-retningen;  $\bar{w} = 0, \frac{\partial}{\partial z} = 0$ . Turbulensen i z-retning,  $\overline{w'^2}$ , er dermed ikke null, men det antas at den deriverte av fluktuasjonen i z-retning er neglisjerbar. I grensesjiktet antas det at gjennomsnittshastigheten i y-retning er liten sammenlignet med x-retning, og at endringen av strømningshastigheten i y-retning er større enn i x-retning;  $\bar{v} \ll \bar{u}, \frac{\partial}{\partial x} \ll \frac{\partial}{\partial y}$ .

### 2.3.2 Parametre som beskriver grensesjikt

Grensesjikt kan beskrives med de følgende parametrene.

- Tykkelsen på et grensesjikt,  $\delta$ , er definert som avstanden fra overflaten på geometrien og ut til det punktet hvor hastigheten har nådd 99.5 % av fristrømhastigheten [22].  
Fristrømhastigheten,  $U_e$ , settes til maksimal hastighet ved det aktuelle tverrsnittet.

$$\delta = y(0.995U_e) \quad (2.17)$$

- Fortrengningstykkelsen er gitt ved parameteren  $\delta^*$ . Dette er distansen strømlinjene flyttes ut fra en fast overflate i en viskøs løsning, sammenlignet med en ikke-viskøs løsning, gitt at massestrømmen skal være den samme [23].

$$\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{\bar{u}}{U_e}\right) dy \quad (2.18)$$

- Tykkelsen på grensesjiktets bevegelsesmengde,  $\theta$ , er et mål på motstanden langs overflaten [24].

$$\theta = \int_0^\infty \frac{\bar{u}}{U_e} \left(1 - \frac{\bar{u}}{U_e}\right) dy \quad (2.19)$$

- En annen viktig parameter som beskriver grensesjikt er formfaktoren  $H$ . Denne er definert ved:

$$H = \frac{\delta^*}{\theta} \quad (2.20)$$

Formfaktoren beskriver utviklingen av grensesjiktet og sier noe om trykkgradienten. Dersom verdien på en ugunstig trykkgradient er høy vil verdien av formfaktoren også stige. For laminær strømning kan separasjon forekomme ved en formfaktor i området 2-3,5, og for turbulent strømning kan separasjon forekomme i området 1,3-2.5 [25].

### 2.3.3 Motstand langs en overflate

Motstand langs geometriens overflate er meget viktig for utviklingen av grensesjiktet. Strømningsmotstand langs geometriens overflate avhenger av viskøs motstand og av motstand som følge av trykk mot geometrien. Følgende uttrykk presenteres for motstandsberging [26]:

$$D = \iint \vec{\tau}_w \cdot \vec{e}_\infty dS - \iint P \vec{n} \cdot \vec{e}_\infty dS \quad (2.21)$$

- Den første delen av ligningen på høyre side i ligningen følger av viskøs motstand. Denne motstanden er gitt av skjærspenningen  $\vec{\tau}_w$ . Parameteren  $\vec{e}_\infty$  er en enhetsvektor som angir retningen til strømmingen.
- Den siste delen av ligningen følger av motstand relatert til geometrien. Denne motstanden følger av det statiske trykket  $P$  i strømmingen. Parameteren  $\vec{n}$  er en enhetsvektor som står normalt ut fra den overflaten som trykket virker på (eng. form drag).

#### 2.3.3.1 Motstand langs en glatt og jevn overflate

I strømmingstilfelle 1, hvor bunnen av diffusoren er jevn og glatt, antas det at strømmingen til enhver tid beveger seg parallelt til geometriens overflate. I et slikt tilfelle er det ikke noen



motstandskrefter som følge av trykk på den nedre overflaten. Det bare de viskøse kreftene som bidrar til motstanden. Skjærspenningen er definert ved [27]:

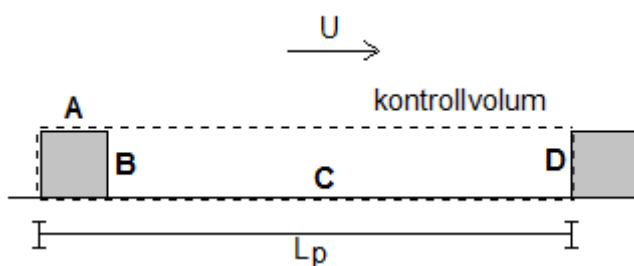
$$\tau_w(y \rightarrow 0) = \mu \frac{du}{dy} \quad (2.22)$$

Skjær, altså  $\frac{du}{dy}$ , er endring av strømningshastigheten  $u$  på tvers av strømningsretningen langs veggen. Dersom det er ønskelig kan motstandskreftene beregnes ved å integrere skjærspenningen over et aktuelt areal  $S$ . Det er imidlertid vanlig å presentere motstand langs overflaten med friksjonskoeffisienten  $c_f$ . Denne ikke-dimensjonale koeffisienten er definert som forholdet mellom skjærspenning og dynamiske trykket i fristrømmen [28].

$$c_f = \frac{\tau_w}{0.5\rho U_e^2} \quad (2.23)$$

### 2.3.3.2 Motstand langs en ruhet overflate

I strømningsstilfelle 2, hvor bunnen av diffusoren gis ruhet, må begge leddene i ligning 2.21 benyttes for å beregne friksjonskoeffisienten. I figur 2.6 defineres et kontrollvolum rundt en ruhetsperiode. Det antas at hoveddelen av strømmingen beveger parallelt med x-retningen.



Figur 2.6 – Skisse av kontrollvolum rundt en ruhetsperiode.

Motstandsbergingen utføres ved å dele ruhetsperioden i det stiplede kontrollvolumet opp i fire områder.

- Områdene A og C er parallelle til strømningshastigheten. I disse to områdene vil i hovedsak motstanden komme av skjærspenning siden overflatene er parallelle til strømningsretningen.
- Områdene B og D står normalt på strømmingen i x-retning. Dette medfører at motstanden ikke følger av skjærspenningen, men i hovedsak av trykket som virker på flatene.

Den totale motstanden finnes ved å integrere hver av delene over sitt areal, og deretter summere bidragene. Motstanden over en ruhetsperiode finnes så ved å dividere de summerte bidragene på lengden av en ruhetsperiode,  $L_p$  fra figur 2.6.

$$\frac{D}{L_p} = \frac{\left( \iint \vec{\tau}_A \cdot \vec{e}_\infty dS_A - \iint p_B \vec{n} \cdot \vec{e}_\infty dS_B + \iint \vec{\tau}_C \cdot \vec{e}_\infty dS_C - \iint p_D \vec{n} \cdot \vec{e}_\infty dS_D \right)}{L_p} \quad (2.24)$$

I denne ligningen er  $\vec{\tau}_A$  &  $\vec{\tau}_C$  skjærspenningen på henholdsvis toppen av et ruhetelement og området mellom to ruhetelementer. Parametrene  $p_B$  &  $p_D$  er det statiske trykket mot veggene til ruhetelementene i en ruhetsperiode.

Det kan beregnes friksjonskoeffisienter for skjær langs flatene parallelle til fristrømmen og for trykkmotstand normalt på fristrømsretningen.

- En friksjonskoeffisient for skjær,  $C_{f-tw}$ , beregnes ved å summere aktuelle bidrag ved et tverrsnitt og dividere på dynamisk trykk i fristrømmen.
- En friksjonskoeffisient for trykkmotstand,  $C_{f-p}$ , beregnes ved å summere aktuelle bidrag ved et tverrsnitt og dividere på dynamisk trykk i fristrømmen.

Den totale friksjonskoeffisienten er summen av disse to koeffisientene, og følger av sammenhengen:

$$c_f = c_{f-tw} + c_{f-p} = \frac{D / L_p}{0.5 \rho U_e^2} \quad (2.25)$$

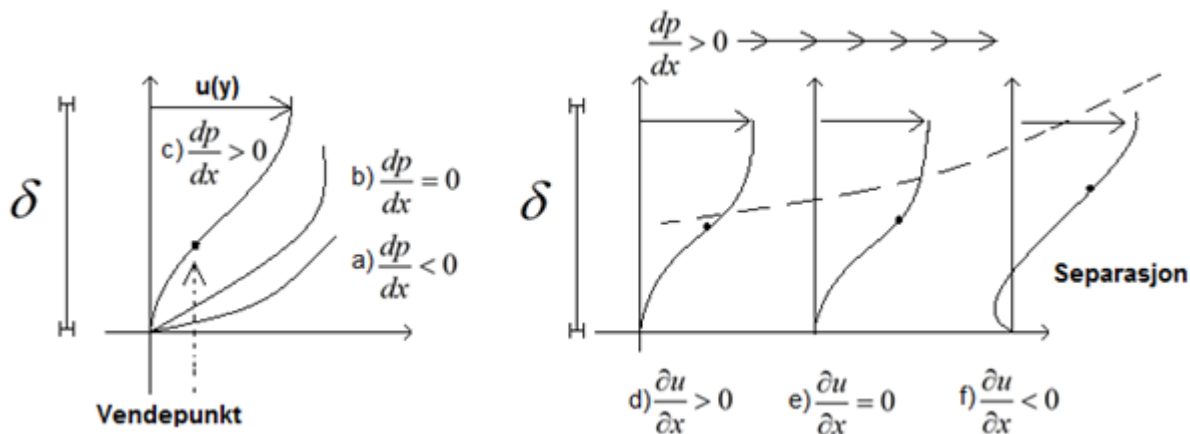
### 2.3.4 Separasjon

Som beskrevet i avsnitt 2.1.1 vil strømmingen oppleve en trykkendring idet den går fra dyse til diffusor. Trykkgradienten i strømmingen går fra å være mindre enn null i dysen til å bli større enn null i diffusoren, også kjent som en ugunstig trykkgradient. I figurene 2.7 a), b), og c) visualiseres endringen i hastighetsprofilen ved en slik trykkendring.

- I figur 2.7 a) er trykkgradienten negativ. Det er ingen fare for tilbakestrømning.
- I figur 2.7 b) er trykkendringen null, og det er liten fare for tilbakestrømning.
- I figur 2.7 c) er trykkgradienten positiv, og det er markert et vendepunkt som antyder at profilen er under endring og at det er fare for tilbakestrømning.

I figur 2.7 d), e) og f) er utviklingen av hastighetsprofilen visualisert ettersom den ugunstige trykkgradienten, markert med pilene, blir sterkere.

- I figur 2.7 d) er trykkgradienten svakt positiv, og strømmingen har nok bevegelsesmengde til å unngå tilbakestrømning.
- I figur 2.8 e) har trykkgradienten blitt sterkere og strømmingen har nådd et kritisk punkt hvor hastighetsendringen er null. Dette medfører at skjærspenningen og friksjonskoeffisienten,  $\tau_w$  &  $c_f$ , er null.
- I figur 2.9 f) er trykkgradienten så sterk at hastighetsendringen er negativ, og det har oppstått tilbakestrømning langs overflaten.



**Figur 2.7 – Figur a, b og c viser hvordan et hastighetsprofil i grensesjiktet endrer fasong ettersom trykkgradienten endrer fortegn. Figur d, e og f viser hvordan hastighetsprofilen går mot separasjon etter at trykkgradienten har blitt positiv [29].**

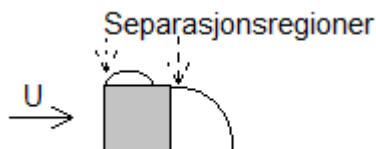
I figur 2.7 f) separerer strømmingen fra overflaten, indikert ved den stiplede linjen. Separasjon vil si at strømmingen mister så mye bevegelsesmengde at den ikke klarer å holde frem langs overflaten. Strømlinjene vil da i stedet bevege seg ut fra veggen som visualisert ved de stiplede linjene. Dette fenomenet kan forekomme både ved laminære og turbulente grensesjikt. Turbulente grensesjikt har imidlertid en større evne enn laminære grensesjikt til å motstå [27]. Nedstrøms av et separasjonspunkt vil skjærspenningen og friksjonskoeffisienten være negativ.

#### 2.3.4.1 Separasjon langs en glatt og jevn overflate

I strømmingstilfelle 1, hvor alle overflatene i diffusoren er glatte og jevne, vil strømmingen være utsatt for separasjon idet tverrsnittsarealet begynner å øke. Strømmingen er da utsatt for en ekspansjon, og det kan oppstå separasjon både på den nedre og den øvre overflaten i diffusoren.

### 2.3.4.2 Separasjon langs en overflate med periodiske, kubiske ruhetselementer

I strømningsstilfelle 2, hvor bunnen av diffusoren er ru, vil situasjonen være noe mer sammensatt. Figur 2.8 viser en skisse av hva som skjer når strømmingen treffer et ruhetselement. Det vil oppstå et lokalt separasjonspunkt fra kanten av det fremre hjørnet, og det vil oppstå et annet separasjonspunkt fra den bakre kanten av ruhetselementet. Disse separasjonspunktene følger av at strømmingen mister mye bevegelsesmengde idet den skal bevege seg rundt skarpe kanter.



**Figur 2.8 - Visualisering av de to lokale separasjonsregionene som oppstår rundt et ruhetselement.**

Ved strømnings over slike ruhetselementer er to utfall med tanke på separasjon:

1. Strømmingen i grensesjiktet opplever lokale separasjonspunkter, men trykket mot ruhetselementene kan være av en slik art at strømmingen legger seg tilbake til geometriens overflate. Med andre ord, selv om det oppstår lokale separasjonspunkter, så trenger ikke grensesjiktet som helhet separere.
2. Strømmingen kan oppleve lokale separasjonsregioner og ugunstige trykkforhold mot ruhetselementene som er så sterke at en global separasjon oppstår. Dette medfører at strømmingen i grensesjiktet separerer ut fra overflaten.

### 2.3.5 Inndeling av turbulente grensesjikt

Et turbulent grensesjikt kan deles inn i soner:

- Det indre området, nærmest geometriens overflate, er dominert av newtonsk viskositet. Reynoldstallet for denne delen av strømmingen er meget lavt, og strømmingen er følgelig laminær. Denne delen kalles også det viskøse underlaget, etter newtonsk viskositet.

- Det overlappende området, mellom det indre og det ytre området. I dette området er både newtonsk viskositet og turbulent viskositet viktig.
- Det ytre området, mellom det overlappende området og fristrømmen. Dette området domineres av turbulent viskositet.

### 2.3.5.1 Vegglover for strømning langs glatte overflater

Et grensesjikt som utvikler seg langs en lang, flat overflate som ikke slipper massestrøm gjennom overflaten, kan beskrives med vegglover. Disse vegglovene er utledet for grensesjikt uten trykkgradient [30]. De har imidlertid vist seg å være gyldige i flere tilfeller hvor trykkgradienten i grensesjiktet er ulik null [31]. Hver sone i grensesjiktet er markert på figur 2.9 og kan beskrives ved en lov satt sammen av følgende parametre [32]. Et grensesjikt kan beskrives med ytre variable, sett fra fristrømmen, eller med indre variable, fra overflaten av en geometri. Fokuset i dette prosjektet ligger på log-loven, skalert med indre variable, for det overlappende området.:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B \quad (2.26)$$

Log-loven er visualisert i figur 2.9 med den heiltrukne linjen. I ligning 2.26 er  $\kappa$  konstanten etter von Kármán, vanligvis i størrelsesorden 0,418. Parameteren  $u_\tau$  er friksjonshastigheten, og denne er definert som;

$$u_\tau = \sqrt{\left(\frac{\tau_w}{\rho}\right)} \quad (2.27)$$

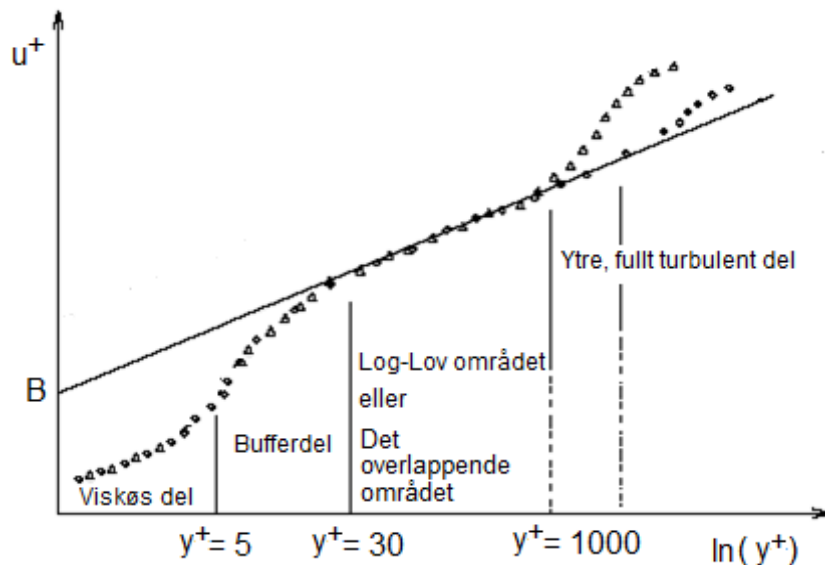
der  $\tau_w$  er skjærspenningen langs overflaten til geometrien og  $\rho$  er fluidets tetthet. I tilfelle friksjonshastigheten skal beregnes for det ru tilfellet benyttes  $D/L_p$  fra ligning 2.24 i stedet for  $\tau_w$ . Parameteren  $B$  er det antatte skjæringspunktet for log-loven dersom denne forlenges til hastighetsaksen, som vist til venstre i figuren. Verdien på parameteren varierer noe i forskjellig litteratur, men det er vanlig å anta at verdien er mellom 5 og 5.5 [32]. Hastighetsparameteren,  $u^+$ , er en skalert størrelse, gitt ved;

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau} \quad (2.28)$$

der  $u_\tau$  er friksjonshastigheten og  $\bar{u}$  er midlet hastighet på et punkt i grensesjiktet. Avstanden fra overflaten til geometrien og ut til et punkt i grensesjiktet er beskrevet ved den skalerte parameteren  $y^+$ :

$$y^+ = \frac{y \cdot u_\tau}{\nu} \quad (2.29)$$

Der  $y$  er avstanden i meter,  $\nu$  er kinetisk, newtonsk viskositet og  $u_\tau$  er friksjonshastigheten.



**Figur 2.9 – Skisse av hvordan turbulente grensesjikt skalert med indre variable kan inndeles. Figuren illustrer to grensesjikt utsatt for to forskjellige trykkgradianter.**

I figur 2.9 vises eksempler av grensesjiktet skalert med indre variable. I det indre området, ut til  $y^+=5$ , dominerer de newtonske viskøse kreftene. Deretter kommer en overgangsedel, kalt bufferdelen, som beskrives med en mellomting av lineær og logaritmisk tilnærming. Størrelsen på bufferdelen oppgis noe forskjellig i flere kilder, men det er vanlig å operere fra  $y^+$  lik 5 og ut til  $y^+$  mellom 30 og 60 se White[33]. Deretter kommer selve log-lov området hvor både den newtonske og den turbulente viskositeten har betydning. Dette kalles også det overlappende

området. Størrelsen på det overlappende varierer noe med størrelsen på Reynoldstallet og trykkgradienten, men det er ikke uvanlig at det strekker seg ut mot  $y^+$  lik 1000. Utenfor log-lov området er strømmingen fullt ut turbulent, og grafene i dette området kan omtales som vaken, eller styrken på vaken. I figur 2.9 visualiseres to eksempel på utfall av vaken.

1. En sterk og ugunstig trykkgradient vil føre til et smalere område for log-loven og et bredere område for vaken langs  $y^+$ -aksen.
2. En svak og ugunstig trykkgradient gir bredere område for log-loven, og et smalere område for vaken langs  $y^+$ -aksen [31].

### 2.3.5.2 Vegglover for strømning langs ru overflater

Som nevnt er veggloven utledet for glatte, lange flater. Det er imidlertid mulig å uttrykke en vegglov også for overflater med jevn ruhet. Høyden på en ruhet måles i meter og gis ved parameteren  $k$  og den ikke-dimensjonale parameteren  $k^+$ [34]:

$$k^+ = \frac{k_r \cdot u_\tau}{\nu} \quad (2.30)$$

Dersom verdien på denne parameteren overstiger 60 regnes overflaten som fullt ut ru. En overflate med ruhet vil forstyrre det indre viskøse området. I de tilfellene der ruheten er særlig stor vil trolig det laminære området være helt ødelagt sammenlignet med en glatt overflate. Dette medfører at strømningshastigheten i det indre området blir mindre. Veggloven for en ru overflate er vanligvis parallell til veggloven for en glatt plate, men siden hastigheten langs veggen er noe lavere vil verdien på  $B$  bli noe mindre[35]. En vegglov for ru overflate presenteres uttrykt ved indre variable[36]:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{k}\right) + B(k^+) \quad (2.31)$$

Veggloven for ru overflater er på samme form som den for glatte overflater, men istedenfor å skalere avstanden fra geometriens overflate med friksjonshastigheten, så skaleres nå denne



avstanden med høyden på ruhetselementene  $k$ . Parameteren  $B$  er konstant i den glatte veggloven, men ved ruhetsberegninger varierer denne med størrelsen på ruhetselementene og avstanden mellom disse. Ruhets fører til at loggloven flyttes nedover langs hastighetsaksen og utover langs  $y$ -aksen. For mer informasjon om vegglover ved strømming langs ru overflater, se White [37].

### 2.3.6 Grensesjikt i likevekt

I det overlappende området av et grensesjikt er det i flere strømmingstilfeller lite konveksjon og diffusjon av turbulent energi. Dette fører til en likevekt mellom produksjon og dissipasjon av turbulens [38]. I slike tilfeller kan gjennomsnittsstrømmingen og turbulente skalaer være proporsjonale [39]. Dette fenomenet kan oppstå ved forskjellige tverrsnitt i en strømming, og slike hendelser kalles for lokale likevektspunkt. Men dersom dette fenomenet strekker seg over en lengre del av grensesjiktet, sier man at grensesjiktet er i likevekt (eng. equilibrium) [40]. Det er antatt at et grensesjikt er i likevekt dersom gjennomsnitthastighetene skalert med indre variable følger log-loven og dens konstanter, se resultatene fra Skåre [41].

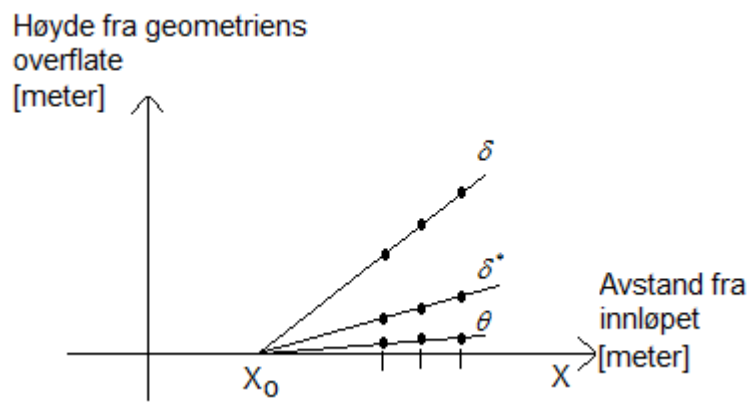
Falkner og Skan beskrev likevekt i laminære strømminger med en kraftlov [42], og en tilsvarende kraftlov kan benyttes for å undersøke om et turbulent grensesjikt er i likevekt [43]. Loven er utledet fra strømningsligningene og ligningen for turbulent kinetisk energi, se Skåre [44].

$$U_e = U_{ref} (x - x_0)^{-m} \quad (2.32)$$

I denne ligningen er:

- $U_e$  er fristrøms hastigheten ved det aktuelle tverrsnittet.
- $U_{ref}$  er en teoretisk referanse hastighet.
- Parameteren  $m$  har en verdi mellom 0 og 23 for grensesjikt med ugunstig trykkgradient. Skåre benytter verdien  $m = 0.22$  [45].

- $x_0$  er den virtuelle koordinaten ved veggen hvor likevekten i grensesjiktet inntreffer. Verdien til parameteren  $x_0$  finnes ved å plote verdier for tykkelsen på et grensesjikt, tykkelsen på grensesjiktets bevegelsesmengde og fortrenkningstykkelsen mot avstanden fra det aktuelle innløpet. I figur 2.10 presenteres et eksempel. Verdier for de tre grensesjiktparametrene,  $\delta$ ,  $\delta^*$  &  $\theta$ , er plottet ved tre tverrsnitt mot avstanden fra innløpet til en geometri. Ved å dra rette linjer mellom hver enkelt av parametrene og ned til x-aksen kan man se om en felles  $x_0$  pekes ut, noe som er tilfelle i eksempelfiguren.



**Fig 2.10 - Eksempel på et grensesjikt i likevekt: Grensesjiktparametrene  $\delta$ ,  $\delta^*$  og  $\theta$  ved tre tverrsnitt i et grensesjikt peker mot samme referansepunkt,  $x_0$ .**

For at et grensesjikt skal være i likevekt må en felles  $x_0$  pekes ut slik at alle tverrsnittene gir samme referansehastighet  $U_{ref}$ . Utover dette må følgende kriterier også oppfylles for at grensesjiktet skal være i likevekt, se Skåre [46]:

- I følge Clauser kan en turbulent strømning være i likevekt dersom følgende relasjon er konstant:

$$\beta = \frac{\delta^*}{\tau_w} \frac{dP_e}{dx} \quad (2.33)$$

Parameteren  $\beta$  omtales som trykkgradienten for beregning av likevekt (eng. equilibrium pressure gradient). Parameteren  $\tau_w$  er skjærspenning langs geometriens overflate og parameteren  $\delta^*$  er fortrenningstykkelsen. Uttrykket over medfører at likevekt kan oppstå selv om trykkgradienten i fristrømmen,  $\frac{dP_e}{dx}$ , varier, bare  $\beta$  er konstant.

- Friksjonskoeffisienten  $C_f$  og formfaktoren  $H$  må være konstante for at likevekt skal opptrå i diffusoren.
- Clauser foreslo også en formfaktor  $G$  definert ved:

$$G = \frac{(H - 1)}{(H \sqrt{0,5 \cdot C_f})} \quad (2.34)$$

I dette uttrykket er  $H$  er formfaktoren og  $C_f$  er friksjonskoeffisienten. Formfaktoren etter Clauser beskriver utviklingen av hastighetsdefekten. Dvs. at faktoren beskriver et forhold mellom differansen av fristrømhastigheten og gjennomsnittshastigheten mot friksjonshastigheten i et grensesjikt. For at et grensesjikt skal være i likevekt må også faktoren  $G$  være konstant.

Det er verdt å merke seg at  $\beta$  og  $G$  ikke inneholder noen informasjon om fordelingen av Reynolds-spenningene. Det er derfor ingen garanti for likevekt i gjennomsnittshastighetene vil opptrå samtidig som likevekt av Reynolds-spenningene.

## 2.4 Turbulensmodeller

De følgende avsnittene handler om turbulensmodellene som benyttes til simuleringene i dette prosjektet. Å modellere turbulens handler i korthet om å beskrive en sammenheng mellom de fluktuerende Reynolds-spenningene og gjennomsnittshastighetene i en strømning [47].

### 2.4.1 Spalart-Allmaras

Denne turbulensmodellen, utviklet av Spalart og Allmaras i 1992, bygger på RANS ligningene og Boussinesq antagelsen presentert i avsnitt 2.2.2 og avsnitt 2.2.4. Modellen er designet for problemstillinger hvor det er ønskelig å løse strømning i grensesjikt, samtidig som man antar at strømning langt unna en fast overflate kan betraktes som ikke-viskøs. Et eksempel på denne type strømning er strømninger over aerodynamiske vinger. En av fordelene med modellen er at den kan løse strømningen i grensesjiktet, nært geometriens overflate, hvor Reynoldstallet er lavt [49]. Modellen har etter hvert blitt populær for problemstillinger knyttet til turbomaskiner, siden den løser strømning i dyser meget godt. Modellen har også vist gode resultater for grensesjikt med ugunstig trykkgradienter [48].

Spalart-Allmaras er en såkalt en-ligningsmodell. Det vil si at modellen løser en transportligning som konserverer turbulent viskositet. Modellen løser imidlertid ikke turbulent, kinetisk energi. Beregningsuttrykket for spenningstensoren reduseres da fra ligning 2.13 til:

$$-\overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_t \left( \frac{du_i}{dx_j} + \frac{du_j}{dx_i} \right) = \mu_t S_{ij} \quad (2.35)$$

En av de større ulempene med denne modellen er at den har problemer med å beregne strømning nedstrøms et separasjonspunkt. Dette er en konsekvens av at modellen ikke beregner transporteffektene av turbulente lengdeskalaer [50]. Modellen er regnet som relativt ny, og det finnes de som mener modellen ikke er testet nok [51].

Transportligningen for effektiv, turbulent viskositet,  $\tilde{\nu}$ , i Spalart-Allmaras er på denne formen [52]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\tilde{\nu}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\tilde{\nu}u_i) = G_\nu + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \left[ \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ (\mu + \rho\tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right\} + C_{b2}\rho \left( \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right)^2 \right] - Y_\nu \quad (2.36)$$

Denne transportligningen består av:

- De to leddene på venstre side av ligningen representerer endringsgraden av turbulent viskositet  $\tilde{\nu}$  i et fluid element [53].
- Det første leddet på høyre side i ligningen,  $G_\nu$ , representerer produksjon av turbulent viskositet.
- Det andre leddet på høyre siden av ligningen, representerer diffusjon.
- Det siste leddet i ligningen,  $Y_\nu$ , representerer destruksjon av turbulent viskositet.

Modellen benytter transportvariabelen  $\tilde{\nu}$ . Denne parameteren er linket til turbulent viskositet ved:

$$\mu_t = \rho\tilde{\nu}f_{\nu 1} \quad (2.37)$$

Parameteren  $f_{\nu 1}$  er en dempefunksjon som benyttes nært overflater. Denne er en funksjon av newtonsk viskositet og turbulent viskositet. Nært overflater går funksjonen mot 0 slik at newtonsk viskositet dominerer. Langt unna overflater går funksjonen mot 1 slik at turbulent viskositet dominerer. For mer detaljert informasjon om ligninger og konstanter i turbulensmodellen Spalart-Allmaras, se Fluent User's Guide [54].

Ved bruk av modellen må det angis initiale betingelser for turbulent hastighet,  $u_0$ , og turbulent lengdeskala,  $l_0$ , slik at turbulent viskositet kan beregnes:

$$\mu_t = \frac{1}{2} \cdot u_0 l_0 \rho \quad (2.38)$$

Turbulent hastighet viser til den delen av strømningshastigheten som følger av turbulente fluktuasjoner. En turbulent lengdeskala er en teoretisk regnestørrelse som henspiller på størrelsen til de turbulente virvlene [55].

## 2.4.2 k- $\epsilon$

Turbulensmodellen k- $\epsilon$  er en modell som bygger på RANS ligningene og Boussinesq antagelsen presentert i avsnitt 2.2.2 og avsnitt 2.4.1. k- $\epsilon$  er trolig den mest benyttede og mest validerte turbulensmodellen i dag [56]. Dette er en såkalt to-ligningsmodell fordi den løser en transportligning for turbulent, kinetisk energi, og en transportligning for transport av turbulent dissipasjon. Modellen er komplett i betydningen at den kan beregne både turbulent hastighet og lengdeskala knyttet til turbulente virvler. Dette gjør at modellen tar hensyn til strømningens historie [50].

I dette prosjektet er det benyttet to versjoner av denne modellen, en standard k- $\epsilon$  modell og en k- $\epsilon$  RNG modell. Navnet RNG kommer av en statistisk metode som kalles renormalisering (eng. renormalization group). Disse to versjonene av turbulensmodellen presenteres i de to neste avsnittene.

### 2.4.2.1 Standard k- $\epsilon$

Standard k- $\epsilon$  modell bygger på antagelsen om at strømningen er helt turbulent og at effekten av newtonsk viskositet er neglisjerbar. Modellen kan derfor bare løse strømningsproblemet i turbulente regioner [57]. På grunn av dette må turbulensmodellen i sin opprinnelige form benytte vegglover for å løse strømning nær en fast overflate. I kommersiell, numerisk programvare er det imidlertid mulig å benytte en forbedret veggbehandling, omtalt i avsnitt 2.4.5.

Som nevnt er dette en to-ligningsmodell. Dette gjør den krever mer beregningstid enn en-ligningsmodellen presentert i avsnitt 2.4.1. På tross av dette er to-ligningsmodeller ofte foretrukket fremfor en-ligningsmodeller siden de er mer komplette. En av de større ulempene med modellen er at den i områder med mye skjær, stagnasjonspunkter og separerte strømninger har en tendens til å produsere for mye spesifikk, turbulent energi [58]. Dette medfører at den i flere tilfeller produserer feil resultater i strømninger som opplever sterk separasjon. Modellen bygger som nevnt på Boussinesq antagelsen og en isotropisk, turbulent viskositet. Som en følge av dette leverer modellen dårlige resultater for strømninger med rotasjon og virvling [59].

Transportligningene i modellen beregner endringsgraden av spesifikk, turbulent, kinetisk energi  $k$ ;

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon \quad (2.39)$$

og turbulent dissipasjonsrate  $\varepsilon$ :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon}{k} \quad (2.40)$$

I disse ligningene er ledd knyttet til oppdrift og kompressible strømminger neglisjert. Det første leddet på høyre side i disse transportligningene viser til diffusjon av  $k$  og  $\varepsilon$ . Parameteren  $G_k$  viser til produksjonen av turbulent energi. Den er definert og relatert til turbulent viskositet ved:

$$G_k = -\overline{\rho u_i' u_j'} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} = \mu_t \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 \quad (2.41)$$

Dissipasjonsparameteren er gitt ved:

$$\varepsilon = \nu \frac{\overline{\partial u_i' \partial u_j'}}{\partial x_k \partial x_k} \quad (2.42)$$

Konstantene i modellen er:

$$C_{1\varepsilon} = 1.44, C_{2\varepsilon} = 1.92, C_\mu = 0.09, \sigma_k = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.3$$

Ved bruk av modellen må det angis initiale betingelser for turbulent hastighet  $u_0$  og turbulente lengdeskala  $l_0$  slik at turbulent viskositet kan beregnes. Sammenhengen mellom turbulent hastighet og turbulent, kinetisk energi følger [60]:

$$u_0 = k^{1/2} \quad (2.43)$$

Fra turbulent lengdeskala følger en sammenheng til turbulent, kinetisk energi og turbulent dissipasjon:

$$l_0 = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (2.44)$$

Sammenhengen for turbulent viskositet følger da:

$$\mu_t = \rho C_\mu u_0 l_0 = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.45)$$

For mer informasjon om modellen, se Fluent User's Guide [57].

### 2.4.2.2 k- $\varepsilon$ RNG

K- $\varepsilon$  RNG modellen ble utviklet av Yakhot i 1992 [61]. Den bygger på standard k- $\varepsilon$  modell, men inneholder noen endringer [62]:

- Modellen inneholder et ekstra dissipasjonsledd for strømningsområder som raskt utsettes for tøyninger.
- Modellen tar hensyn til virveffekter.
- Mens standardmodellen kun løser for høye Reynoldstall, så inneholder RNG modellen en differensialligning for effektiv viskositet. Denne ligningen tar hensyn til områder med lave Reynoldstall, for eksempel strømming langs faste overflater, ved å beregne en effektiv viskositet basert på både newtonsk og turbulent viskositet.

Transportligningen for spesifikk, turbulent, kinetisk energi,  $k$ :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon \quad (2.46)$$

Transportligningen for turbulent dissipasjonsrate,  $\varepsilon$ :



$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\varepsilon_i u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \alpha_\varepsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon \quad (2.47)$$

I disse ligningene er ledd knyttet til oppdrift og kompressible strømningsneglisjert. Det første leddet på høyre side i disse transportligningene viser til diffusjon av  $k$  og  $\varepsilon$ . Parameteren  $G_k$  viser til produksjon av turbulent energi og denne er definert i ligning 2.4.1.

Ledd  $R_\varepsilon$  fra transportligningen for dissipasjon tar hensyn til raske tøyingsendringer som strømmingen utsettes for:

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta / 4.38) \varepsilon^2}{1 + \beta_{\text{rng}} \eta^3} k \quad (2.48)$$

I dette uttrykket er  $\eta \equiv \sqrt{2 \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) k} \varepsilon$ .

For å beregne turbulent viskositet i strømningsområder med høye Reynoldstall benyttes lign 2.45. I strømningsområder med lavere Reynoldstall benyttes følgende differensialligning for å beregne effektiv viskositet;

$$d\left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu}}\right) = 1.72 \frac{\hat{v}}{\sqrt{\hat{v}^3 - 1 + C_v}} d\hat{v} \quad (2.49)$$

der  $\hat{v} = \frac{\mu + \mu_t}{\mu} = \frac{\mu_{\text{eff}}}{\mu}$ .

I transportligningene er to parametere presentert;  $\alpha_k$  &  $\alpha_\varepsilon$ . Dette er de inverse, effektive Prandltallene for  $k$  og  $\varepsilon$ . For områder med høye Reynoldstall gjelder  $\alpha_k = \alpha_\varepsilon \approx 1.393$ . Disse er beregnet med RNG prosessen. Øvrige konstanter i modellen er:

$$C_v \approx 100, C_\mu = 0.0845, C_{1\varepsilon} = 1.42, C_{2\varepsilon} = 1.68, \eta_0 = 4.38, \beta_{\text{rng}} = 0.012$$

Initiale betingelser til beregning av turbulent viskositet følger på samme form som for standard k- $\epsilon$  modell. For mer informasjon om turbulensmodellen, se Fluent User's Guide [62].

### 2.4.3 k- $\omega$

En annen utbredt to-ligningsmodell som bygger på RANS ligningene og antagelsen til Boussinesq er k- $\omega$ . Denne er, som k- $\epsilon$ , en komplett turbulensmodell i den betydning at den beregner turbulent hastighet og lengdeskala knyttet til turbulente virvler. Det blir løst en transportligning for transport av turbulent, kinetisk energi, og en transportligning for turbulent, spesifikk dissipasjon. Spesifikk dissipasjon følger sammenhengen  $\omega = \epsilon / k$ .

En styrke ved modellen er at den inneholder dempefunksjoner som gjør det mulig å løse strømningsproblemer, ikke bare i regioner med høye Reynoldstall hvor strømmingen er fullt turbulent, men også nært faste overflater hvor strømmingen er laminær. Modellen har også vist seg bedre enn k- $\epsilon$  modellen i situasjoner hvor strømmingen separerer og legger seg tilbake til overflaten[63].

To versjoner av k- $\omega$  modellen presenteres. Først presenteres standard k- $\omega$  modell etter Wilcox [64]. Deretter presenteres k- $\omega$  SST modellen, der SST står for transport av skjærspenning (eng. Shear Stress Transport).

#### 2.4.3.1 Standard k- $\omega$

Denne turbulensmodellen har gitt gode resultater for strømming både i grensesjikt og for strømminger som ikke begrenses av vegger, altså strømminger uten skjær (eng. free shear flows)[65].

Transportligningene i modellen presenteres; først spesifikk, turbulent, kinetisk energi,  $k$ :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j}) + G_k - Y_k \quad (2.50)$$

Transportligningen for spesifikk turbulent dissipasjonsrate,  $\omega$ ;

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \omega_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j}) + G_\omega - Y_\omega \quad (2.51)$$

I disse ligningene representerer:

- $G_k$  &  $G_\omega$  produksjon av henholdsvis turbulent energi og turbulent dissipasjon,
- $Y_k$  &  $Y_\omega$  dissipasjon av henholdsvis turbulent energi og turbulent dissipasjon,
- $\Gamma_k$  &  $\Gamma_\omega$  diffusjon av henholdsvis turbulent energi og turbulent dissipasjon.

Ved bruk av modellen må det angis initiale betingelser for turbulent hastighet  $u_0$  og turbulent lengdeskala  $l_0$  slik at turbulent viskositet kan beregnes. Sammenhengen mellom turbulent hastighet og turbulent, kinetisk energi er gitt i ligning 2.43. Fra turbulent lengdeskala følger en sammenheng til turbulent, kinetisk energi og spesifikk, turbulent dissipasjon:

$$l_0 = \frac{k^{1/2}}{\omega} \quad (2.52):$$

Turbulent, kinetisk viskositet følger fra dette ved [66]:

$$\mu_t = \rho u_0 l_0 = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad (2.53)$$

I dette uttrykket er  $\alpha^*$  en dempefunksjon som benyttes for å beregne effektiv viskositet i grensesjiktet. Dempefunksjonen er avhengig av et Reynoldstall, og er som følger:

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left( \frac{\alpha_0^* + \text{Re}_t / R_k}{1 + \text{Re}_t / R_k} \right) \quad (2.54)$$

Med tilhørende konstanter og sammenhenger.

$$Re_t = \frac{\rho k}{\mu \omega}; R_k = 6; \alpha_0^* = \frac{\beta_i}{3}; \beta_i = 0.072$$

Nært en overflate i det viskøse underlaget, er  $\alpha^* = 0$ . I det ytre området hvor strømmingen er helt turbulent er  $\alpha^* = \alpha_\infty^* = 1$ .

For nærmere informasjon om ligningene og konstantene i k- $\omega$  modellen, se Fluent User's Guide. [67].

### 2.4.3.2 k- $\omega$ SST

Denne modellen ble introdusert av Mentner i 1994 [68] Det var observert at k- $\epsilon$  modellen ikke gav gode resultater for områdene nært faste overflater. Den modellen benytter i hovedsak vegglover for strømming i grensesjikt, noe som i flere strømmingstilfeller gir dårlige resultater, spesielt i strømminger med ugunstige trykkgradienter [65]. For å utbedre dette ble det laget en modell hvor k- $\omega$  og k- $\epsilon$  modellene benyttes.

- I det overlappende og i det indre området av et grensesjikt, hvor strømmingen er påvirket av både newtonsk og turbulent viskositet, benyttes k- $\omega$  modellen.
- I det ytre området av et grensesjikt, hvor strømmingen i hovedsak er påvirket av turbulent viskositet, og i områder langt unna vegger benyttes standard k- $\epsilon$  modellen. For at transportligningen for dissipasjon skal passe inn i et k- $\omega$  system benyttes sammenhengen  $\epsilon = k\omega$ . Dette gir et fullstendig k- $\omega$  ligningssystem [65].

Et annet viktig moment med modellen er at definisjonen av turbulent viskositet er skrevet om slik at modellen tar hensyn til transport av skjærspenning.

Transportligningen for spesifikk, turbulent, kinetisk energi,  $k$ :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k \quad (2.55)$$

Transportligningen for spesifikk, turbulent dissipasjonsrate,  $\omega$ ;

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega \quad (2.56)$$

I disse ligningene representerer:

- $G_k$  &  $G_\omega$  produksjon av henholdsvis turbulent energi og turbulent dissipasjon,
- $Y_k$  &  $Y_\omega$  dissipasjon av henholdsvis turbulent energi og turbulent dissipasjon,
- $\Gamma_k$  &  $\Gamma_\omega$  diffusjon av henholdsvis turbulent energi og turbulent dissipasjon.
- Parameteren  $D_\omega$  i transportligningen for spesifikk, turbulent dissipasjonsrate, er en funksjon for krysningsdiffusjon. Denne parameteren benyttes for å koble k- $\omega$  modellen mot k- $\epsilon$  modellen.

$$D_\omega = 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega,2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.57)$$

I denne ligningen er verdien på parameteren  $\sigma_{\omega,2}$  1.168.

Ved bruk av modellen må det, som for standard k- $\omega$ , angis initiale betingelser for turbulent hastighet,  $u_0$ , og turbulent lengdeskala,  $l_0$ , slik at turbulent viskositet kan beregnes. Turbulent dynamisk viskositet,  $\mu_t$ , er gitt ved;

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[ \frac{1}{\alpha^*}, \frac{\sqrt{\frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2} F_2}{a_1 \omega} \right]} \quad (2.58)$$

der parameteren  $\alpha^*$  dempefunksjonen definert i ligning 2.5.4, og parameteren  $a_1$  har verdien 0.31.

Parametrene  $F1$  og  $F2$  er blendefunksjoner som er avhengig av distanse fra en overflate. I områder nært en overflate, i det viskøse underlaget, går blendefunksjonene mot 0. I de ytre områdene, hvor strømmingen er helt turbulent, går blendefunksjonene mot 1.

For nærmere informasjon om ligningene og konstantene i  $k-\omega$  SST modellen, se Fluent User's Guide [69].

#### **2.4.4 RSM**

Reynolds-spenningsmodell, heretter kalt RSM (eng. Reynolds Stress Equation Modell), er den mest komplekse og generelle turbulensmodellen benyttet i dette prosjektet. I de foregående modellene er Boussinesq antagelsen benyttet til å beskrive en sammenheng mellom Reynoldsspenningene og gjennomsnittshastigheten i strømmingen. I Boussinesq antagelsen er det antatt at den turbulente viskositeten er isotropisk. Dette er en forenkling av strømningsbildet som gjør at de individuelle Reynoldsspenningene ikke predikeres. I flere tilfeller er det ønskelig å ta hensyn til retningsbestemte effekter fra Reynoldsspenningene. I RSM går man bort fra Boussinesq antagelsen og benytter i stedet Reynolds-spenningsligning for å lukke RANS ligningene. Denne ligningen er presentert i avsnitt 2.2.3 på formen fra White[10] og den presenteres på nytt i ligning 2.59 i en omskrevet form fra Fluent User's Guide [70]. Effekter som følge av systemrotasjon og oppdrift er neglisjert.

$$\begin{aligned}
& \underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u'_i u'_j})}_{\text{Lokal tidsderivert}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k \overline{u'_i u'_j})}_{C_{ij} \equiv \text{Konveksjon}} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \rho \overline{u'_i u'_j u'_k} + p'(\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j) \right]}_{D_{T,ij} \equiv \text{Turbulent Diffusjon}} \\
& + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \mu \frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{u'_i u'_j}) \right]}_{D_{L,ij} \equiv \text{Molekylær Diffusjon}} - \underbrace{\rho \left( \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right)}_{P_{ij} \equiv \text{Produksjon av spenning}} \\
& + \underbrace{p' \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)}_{\phi_{ij} \equiv \text{Trykktøyning}} - \underbrace{2\mu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}}_{\epsilon_{ij} \equiv \text{Dissipasjon}}
\end{aligned} \tag{2.59}$$

I denne ligningen er leddene knyttet til konveksjon, molekylær diffusjon og produksjon av spenning eksakte. Derimot må leddene for turbulent diffusjon, trykktøyning og dissipasjon modelleres.

Turbulent diffusjon,  $D_{T,ij}$ , modelleres ved å anta at transporten av Reynolds-spenninger som følge av diffusjon er proporsjonal til gradientene i Reynolds-spenningene[71].

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right) \tag{2.60}$$

Parameteren  $\sigma_k$  er bestemt ut fra gradient-diffusjon i en plan, homogen skjærstrømning.

Modelleringen er ikke ulik den benyttet i standard k- $\epsilon$  modell. I kommersielle CFD programmer er det vanlig å forenkle modelleringsleddet for turbulent diffusjon ved å innføre turbulent viskositet. Verdien på  $\sigma_k$  er imidlertid satt til 0.82 i RSM i motsetning til 1 for standard k- $\epsilon$  modell.

I noen modelleringsledd benytter RSM spesifikk, turbulent energi som en forenkling av Reynolds-spenningene, se Fluent User's Guide[72] for mer om ligningene og konstantene i slike tilfeller.

Trykktøyning påvirker Reynolds-spenningene ved at energi distribueres på nytt mellom Reynolds-spenningene som står normalt på hverandre, altså hvor  $i=j$ . Dette gjør at Reynolds-spenningene blir mer isotropiske og at det blir mindre Reynolds-spenninger med skjær, altså hvor  $i \neq j$  [73]. Trykktøyning kan modelleres på forskjellige måter, men i dette prosjektet benyttes lineær trykktøyningmodell. Dette innebærer at det benyttes en lineær sammenheng mellom trykktøyningen  $\phi_{ij}$  og Reynolds-spenningene. Metoden åpner også for å ta hensyn til veggrefleksjoner.

Dissipasjon av Reynolds-spenninger,  $\epsilon_{ij}$ , kan modelleres ved å anta at de mindre virvlene, eddiene, er isotropisk dissipative. Dette gjøres ved å relatere dissipasjon av Reynolds-spenninger til dissipasjon av turbulent kinetisk energi. Transportligningen for  $\epsilon$  i standard k- $\epsilon$  modellen, benyttes til dette. Verdiene på noen konstanter endres til:  $\sigma_\epsilon = 1.0, C_{\epsilon_1} = 1.44, C_{\epsilon_2} = 1.92$ .

Reynolds-spenningsmodell har flere sterke og svake sider. Den sterke siden ved modellen er at den forsøker å løse Reynolds-spenningene uten å anta isotropisk, turbulent viskositet. RSM beregner også turbulent produksjon uten et ekstra modelleringsledd. Modellen gjør det mulig å inkludere effekter knyttet til krumning av geometrien, rotasjon og akselerasjon [74], noe som åpner for interessante problemstillinger knyttet til bl.a. turbomaskiner. Modellen krever imidlertid mye beregningskraft. Gitt et 2-dimensjonalt strømningsproblem, så påføres det 5 nye partielle differensialligninger fra de leddene i Reynolds-spenningsligning som krever modellering. Noen mener også at modellen bør valideres mer før den kan aksepteres som pålitelig. Modellen kan også gi dårlige resultater som følge av modelleringen knyttet til dissipasjon av Reynolds-spenninger [73].

RSM benytter opprinnelig, i likhet med k- $\epsilon$ , vegglover for å løse strømming i grensesjikt. Det er imidlertid mulig å bruke en metode kalt forbedret veggbehandling, omtalt i avsnitt 2.4.5, for å få en bedre løsning av grensesjiktstrømming.

Ved bruk av modellen må det angis initiale betingelser. Det er mulig å definere initiale verdier for Reynolds-spenningene, se Fluent User's Guide [75]. Eller, som det gjøres i dette prosjektet, kan



det defineres turbulent hastighet og turbulent lengdeskala som for k- $\epsilon$ , se Fluent User's Guide [76].

### 2.4.5 Forbedret veggbehandling

For å løse strømning nært overflater ved bruk av k- $\epsilon$  modellene og RSM benyttes det i utgangspunktet vegglover. Disse vegglovene følger den grunnleggende teorien fra avsnitt 2.3.5. Det er imidlertid mulig å benytte et konsept kalt forbedret veggbehandling (eng. Enhanced Wall Treatment). Dette konseptet er beskrevet i Fluent User's Guide [77]. Forbedret veggbehandling gjør det mulig å løse strømmingen langs en overflate uten bruk av vegglover. Grensesjiktet beskrives som to lag:

- Det ytre området i et grensesjikt betraktes som fullt turbulent, og dermed kun avhengig av turbulent viskositet.
- Det overlappende og det indre området i et grensesjikt betraktes derimot som avhengig av både newtonsk og turbulent viskositet.

Avgrensningen av de to områdene følger av et Reynoldstall:

$$\text{Re}_y \equiv \frac{\rho y \sqrt{k}}{\mu} \quad (2.61)$$

Parameteren  $y$  er definert slik at den kan benyttes både på strukturerte og ustrukturerte nettverk. I de helt turbulente områdene av strømmingen benyttes turbulensmodellene k- $\epsilon$  eller RSM for å løse strømmingen. I området nært en fast overflate, hvor Reynoldstallet er lavt, benyttes enligningsmodellen til Wolfstein.

En blandingsfunksjon basert på Reynoldstallet benyttes for å konstruere en overgang for mellom de to områdene. Nært en fast overflate er denne 0, og langt unna en fast overflate, i fristrømmen, er denne blandingsfunksjonen 1. Blandingsfunksjonen er tunet slik at den skal gi best mulig overgang mellom løsningene fra de indre og de ytre områdene.

For å kunne benytte forbedret veggbehandling må nettverket langs overflaten på en geometri løses meget godt opp. Det er ønskelig at den første nettverkscellen plasseres innenfor  $y^+=1$ .

Metoden kan imidlertid også gi brukbare resultat gitt at første celle er innenfor  $y^+=4$ , altså innenfor det viskøse underlaget [78]. Se avsnitt 2.5.1 for mer om nettverk.

## **2.5 CFD – Beregningsorientert strømningsdynamikk**

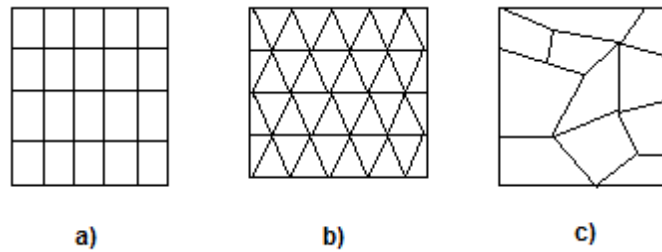
Beregningsorientert strømningsdynamikk, eller CFD som det heretter vil bli omtalt (eng. computational fluid dynamics), benyttes i programvare for å løse strømningsproblemer hvor gass, væske- eller varme- transport er involvert. I dette prosjektet benyttes programvare fra ANSYS [1]. To programmer benyttes:

- ANSYS Gambit: Benyttes til diskretisering av geometrien som er involvert i strømningsproblemet.
- ANSYS Fluent: Dette programmet inneholder de numeriske metodene som benyttes for å løse grunnligningene for det aktuelle strømningsproblemet.

### **2.5.1 Diskretisering av geometri**

Når et strømningsproblem skal studeres numerisk må dette beskrives ved hjelp av et nettverk (eng. mesh) [79]. Dette betyr at geometrien, både de faste legemene og et nødvendig strømningsområde rundt de faste legemene, må beskrives diskret. Et nettverk består av grunnelementer kalt celler. Hver celle er et eget kontrollvolum, og disse cellene er bygd opp av et antall kanter (eng. edges) som igjen er bygd opp av punkter. Det er vanlig å skille nettverk i to kategorier.

- Strukturerte nettverk. Slike nettverk kjennetegnes ved kryssende linjer. Hvert nettverkspunktpunkt i en celle er plassert på et sted hvor en linje krysser en annen. Cellene i strukturerte, 2-dimensjonale nettverk er gjerne firkantede, se figur 2.11 a). I tilfelle 3-dimensjonale nettverk er cellene gjerne kubiske.
- Ustrukturerte nettverk. Slike nettverk kjennetegnes ved at nettverkspunktene er vilkårlig plassert. Cellene i ustrukturerte, 2-dimensjonale nettverk kan være trekantede, firkantede eller mangekantede, se figur 2.11 b) og c). I tilfelle 3-dimensjonale nettverk kan cellene være polyhedrale.



**Figur 2.11 – Forskjellige typer nettverk**

**a) Strukturert nettverk, b) Trekant nettverk, c) Firkantet, ustrukturerte nettverk**

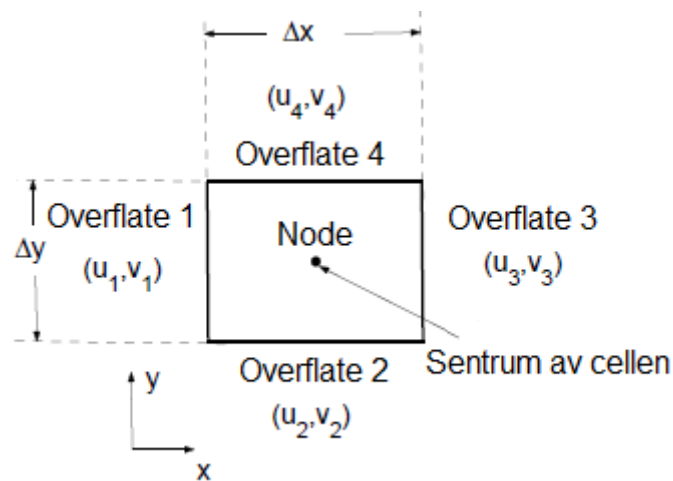
Strukturerte nettverk er de meste foretrukne siden de gir mindre numeriske avvik enn ustrukturerte nettverk, samtidig som strukturerte nettverk krever mindre beregningstid enn ustrukturerte nettverk. Ustrukturerte nettverk har imidlertid den fordel at de kommersielle programvarene kan konstruere nettverk automatisk uten at plasseringen av punkter rundt om på geometrien må detaljstyres.

Det ønskelig å holde antall celler nede siden beregningstiden øker med flere celler. Samtidig må nettverket være så fint at det er mulig å løse strømningsproblemet. Særlig ved studier av turbulente grensesjikt byr dette på utfordringer. En viktig del av et CFD -studie er derfor konstrueringen av nettverket. I noen strømningsstilfeller kan man oppleve at løsningen fra en numerisk beregning er nettverksavhengig. Dette betyr at det samme strømningsstilfellet får forskjellige resultater ved bruk av forskjellige typer nettverk. For å motarbeide nettverksavhengige løsninger er det viktig at nettverket er godt oppløst i grensesjikt og i områder hvor det er store endringer i strømningsgradientene.

Det er også viktig at eventuelle endringer av størrelsen på cellene i et nettverk skjer gradvis. Cellene bør være så lite rektangulære som mulig, altså helst kvadratiske, og de bør heller ikke være for skjeve, da slike ujevnheter fører til unøyaktige beregninger for den numeriske løseren.

### 2.5.2 Endelig volummetode (eng. Finite Volume Method)

Ved en numerisk betraktning av et strømningsproblem må også strømmingen og tiden, ved et transient tilfelle, diskretiseres. For å diskretisere strømmingen benytter ANSYS Fluent en metode kalt den begrensede volummetoden (eng. finite volume method). Som beskrevet diskretiseres geometrien i strømningsproblemet opp i celler. Disse cellene brukes som kontrollvolumer. I sentrum av hvert enkelt kontrollvolum, både for 2- og 3-dimensjonale betraktninger, legges en node. Figur 2.12 visualiserer en firkantet celle i et nettverk, et kontrollvolum, med en node i sentrum.



**Figur 2.12 - Visualisering av en firkantet nettverkscelle**

Den begrensede volummetoden bruker en integralform av grunnligningene for å løse strømningsproblemet i hvert kontrollvolum. Kontinuitetsligningen presenteres her omskrevet til en integralform:

$$\int_A \vec{U} \cdot \hat{n} dS = 0 \quad (2.62)$$

Hastigheten  $\vec{U}$  normalt på cellekantene integreres over cellens areal  $S$ . Normalvektoren er gitt ved  $\hat{n}$ . Kontinuitet medfører for inkompressibel strømming at like mye må gå ut av en celle som

det som kommer inn. Et eksempel på en diskret versjon av kontinuitetsligningen, basert på figur 2.12, presenteres:

$$-u_1\Delta y - v_1\Delta x + u_3\Delta y + v_4\Delta x = 0 \quad (2.63)$$

Dette tilsvarer å summere opp bidragene i ligningen og slik bekrefte at summen er null. Dette gjøres på alle cellene, kontrollvolumene, i det aktuelle strømningstilfellet slik at det dannes et system av ligninger. Med antagelsen om at massen er bevart, kan ligningssystemet inverteres og løses ved en iterativ prosess slik at ukjente parameterverdier kan beregnes. For å løse ligningssettet må det gis initiale startbetingelser. Disse benyttes underveis i den første iterasjonen. Deretter brukes resultatene i de fremitererte parameterverdiene som betingelser for neste iterasjon, og slik holder det frem til løsningen antas bra nok. Metoden konserverer altså aktuelle parametere for hvert kontrollvolum. Tilsvarende metode brukes også på ligningene for bevegelsesmengde, turbulensmodellene og eventuelt energi. Deretter benyttes interpolasjon mellom nodene i sentrum av cellene for å finne parameterverdier på ønskede steder i geometrien [80].

### 2.5.2.1 Oppstrøms differanseskjema

I ANSYS Fluent er det mulig å velge blant flere numeriske løsere. I de strømningstilfellene som innebærer konveksjon må fluksen gjennom en celle beregnes. Det er spesielt i strømningsretningen at konveksjonen påvirker strømmingen. I slike tilfeller fungerer det kjente sentraldifferanseskjemaet dårlig siden dette skjemaet ikke identifiserer strømningsretningen [81]. En annet numerisk skjema, kalt oppstrøms-differanseskjemaet, benyttes derfor isteden. Oppstrømsmetoden tilsvarer en sentralmetode pluss et numerisk diffusjonsledd. Gitt at en parameter er utsatt for konveksjon, så setter dette skjemaet verdien på parameteren ut fra verdien på de nærmeste, aktuelle oppstrøms nodene. En annen positiv side ved metoden at den klarer å utføre beregninger selv med diskontinuitet i strømningsproblemet. En ulempe med metoden er at den gir en liten feil ved beregning av dissipasjon som følge av numerisk diffusjon; dette kalles numerisk dissipasjon [82]. I utgangspunktet er dette en 1.ordens metode. Dette gjør at de fleste strømningsproblemer lar seg løse siden det sjelden oppstår ustabiliteter ved 1.ordens nøyaktighet.

Dessverre medfører 1.ordens nøyaktighet en fare for at resultatene er noe grovt beregnet. Det er derfor utviklet en løsningsmetode med 2.ordens nøyaktighet, og denne er tilgjengelig i ANSYS Fluent. En ulempe ved bruk av høyere ordens skjema er imidlertid at slike skjema lettere fører til ustabiliteter gjennom iterasjonsprosessen.

### **2.5.2.2 Iterasjonsprosess og løsning**

For å undersøke om den numeriske løseren gir stabile resultater gjennom iterasjonsprosessen er det vanlig å følge residualene. Et residual er forskjellen mellom den sist fremitererte parameterverdien fra en aktuell ligning, mot parameterverdien fra forrige iterasjon. Det beregnes residualer for hver av de ligningene som må løses, både fra grunnligninger og fra turbulensmodellene. Dersom verdiene på residualene blir mindre for hvert iterasjonssteg sier man at løsningen konvergerer. Dette er positivt i den forstand at løsningen nå går mot en konstant verdi. Dersom residualene blir større for hvert tidssteg, kalles det divergens. Dette medfører at løsningen er ustabil. I slike tilfeller kan man forsøke å løse problemet ved å gjøre nettverket enda finere, bytte numerisk løsningsmetode, eller justere relaksjonskoeffisientene i den aktuelle numeriske løseren (eng. under relaxation factors). Relaksjonskoeffisienter er koeffisienter som sier noe om hvor mye av forrige iterasjonsverdi for en parameter som skal benyttes i neste iterasjon. Det er vanlig å starte med grunninnstillingene for relaksjonskoeffisientene, men i noen tilfeller kan det lønne seg å justere verdien for disse parametrene ned. Dette medfører mindre oscillasjoner i utviklingen av residualene, og kan føre til en stabil løsning. Det er imidlertid også en fare for at løsningen blir ustabil dersom disse verdiene settes for lavt, og trolig vil også den påkrevde beregningstiden øke. Eventuelle endringer av disse koeffisientene må derfor utprøves med forsiktighet. For mer informasjon om disse koeffisientene, se Fluent User's Guide [83].

### **2.5.3 Grense- og initialbetingelser**

Et viktig punkt ved bruk av CFD er betingelsene som tilegnes det aktuelle strømningsproblemet. Løsningen kan aldri bli bedre enn de grense- og initialbetingelsene som tilegnes

strømningsproblemet. Det er derfor meget viktig at disse betingelsene settes så realistisk som mulig. I dette prosjektet hvor strømming gjennom en diffusor studeres er det i hovedsak fire grensebetingelser.

1. Innløpet til geometrien: Innløpet til geometrien settes til hastighetsinnløp. (eng. *velocity inlet*). Dette gjør det mulig å definere initiale betingelser som hastighet tilhørende turbulente parametre. For at grensesjikt og innløpsparametrene skal få utvikle seg før det aktuelle forsøksområdet kan det benyttes en innløpslengde. Størrelsen på denne innløpslengden kan finnes ved en iterasjonsprosess hvor man gjennomfører flere simuleringer og endrer innløpslengden til resultatene samsvarer med kjente og pålitelige resultater.
2. Bunnen og toppen i geometrien, og evt. vegger i 3-dimensjonale simuleringer: Disse områdene skal være faste vegger som ikke slipper noen massestrøm verken inn eller ut av strømningsområdet. Grensebetingelsen vegg (eng. *wall*) benyttes derfor. Denne grensebetingelsen gir veggene heftbetingelsen som medfører at det utvikler seg grensesjikt langs overflatene.
3. Utløpet fra geometrien: Utløpet settes til grensebetingelsen utløpstrykk (eng. *pressure outlet*). I vindtunnelforsøket til Skåre opererte diffusoren i atmosfærisk trykk, så derfor benyttes også atmosfærisk trykk i simuleringene. Dette innebærer at det ikke er noe over- eller undertrykk ved utløpet. I noen tilfeller kan numeriske simuleringer gi tilbakestrømming ved utløpet. For at dette ikke skal berøre det aktuelle løsningsområdet kan det i noen tilfeller være tilrådelig å sette på en ekstra utløpslengde ved utløpet av geometrien.
4. Det indre området: Inne i diffusoren, altså i det området hvor strømmingen finner sted, så opereres det med typen indre (eng. *interior*). I kommersiell programvare er det vanlig at dette området defineres av programmet etter at nettverket er konstruert.

I dette prosjektet benyttes turbulensmodeller. Disse modellene må gis initiale startverdier for å kunne starte iterasjonsprosessen. Etter at grensebetingelsene er satt for strømningsgeometrien så kan initialbetingelsene settes. I CFD-studiet av diffusoren benyttes turbulensmodeller. Disse



modellene krever, som omtalt i kapittel 2.4, verdier for turbulent hastighet og turbulent lengdeskala, henholdsvis  $u_0$  &  $l_0$ . Ved bruk av disse parametrene kan turbulensmodellene beregne parametre som turbulent, kinetisk energi og turbulent viskositet. Turbulensparametre kan finnes ved å benytte oppslagsverk, som gir empiriske verdier fra tidligere ligningene forsøk, eller ved å gjennomføre arbeid i laboratorium på det eksakte strømningsproblemet.

Turbulent intensitet  $I$  er linket til turbulent, kinetisk energi ved følgende sammenheng:

$$I = \frac{\sqrt{\left(\frac{2}{3}k\right)}}{U_e} = \frac{u_0}{U_e} \quad (2.64)$$

I dette uttrykket er  $U_e$  fristrøms hastigheten  $k$  er turbulent, kinetisk energi. Turbulent intensitet finnes fra kjente og pålitelige forsøk eller fra empiriske verdier for hvert enkelt strømningsstilfelle.

Turbulent lengdeskala  $l_0$  sier noe om størrelsen på virvlene og energien i den turbulente strømmingen. I en turbulent strømming dannes det til enhver tid virvler av forskjellig størrelse. For å beregne strømningsforløpet i en turbulent strømming skikkelig må derfor størrelsen og transporthistorien til disse virvlene beregnes. Definisjonen og størrelsen på denne er diskutert i Fluent User's Guide [84] sammen med et forslag til beregning for kanalstrømming,

$$l_0 = 0.07h_{tak} \quad (2.65)$$

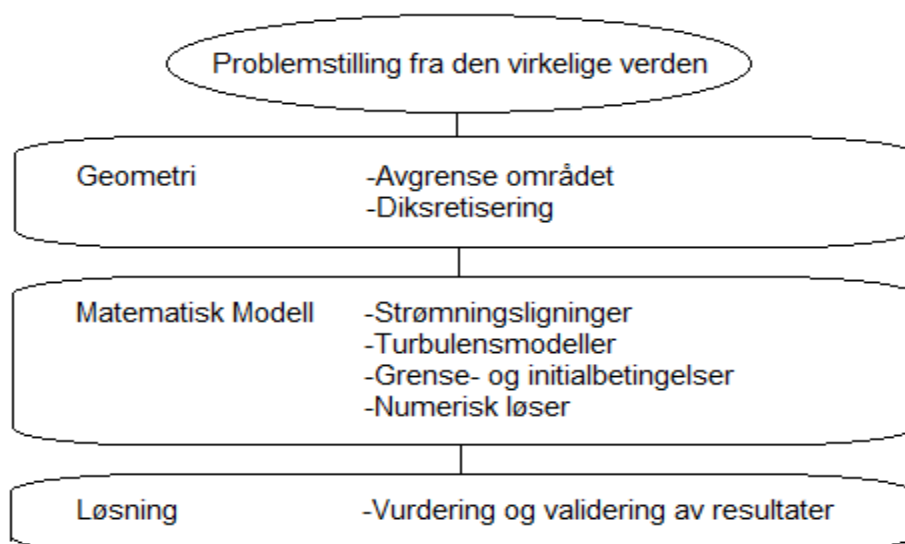
Parameteren  $h_{tak}$  er høyden på en aktuell kanal ved innløpet.

## Del 3 – Metode

### 3.1 Introduksjon til metoden

Målet med dette prosjektet er å studere to turbulente strømmingstilfeller i en diffusor ved bruk av CFD. Forfatterens forhold til CFD og turbulens før dette prosjektet var begrenset til et kortere gruppeprosjekt i det strømmingstekniske fordypningsfaget tep4545 ved NTNU. For å bli bedre kjent med turbulent teori og CFD ble derfor den første perioden av prosjektet benyttet til et litteraturstudium og til å gjøre grunnleggende CFD øvelser. Kildene for teoristudiet av turbulens har i hovedsak vært White - Viscous Fluid[85], Wilcox – Turbulence Modeling For CFD [86] og Fluent User's Guide[87]. CFD programvaren benyttet i prosjektet er ANSYS Gambit 2.4.6 og ANSYS Fluent 12.0. For å lære hvordan man bruker disse programmene ble opplæringsmodulene ved Cornell University [80] benyttet. Simuleringene i dette prosjektet er utført på en datamaskin med Intel® Core™ prosessor på 2.93Ghz og et kortidsminne på 8.00 gigabyte RAM.

Arbeidsprosessen ved bruk av CFD er visualisert i figur 3.1:



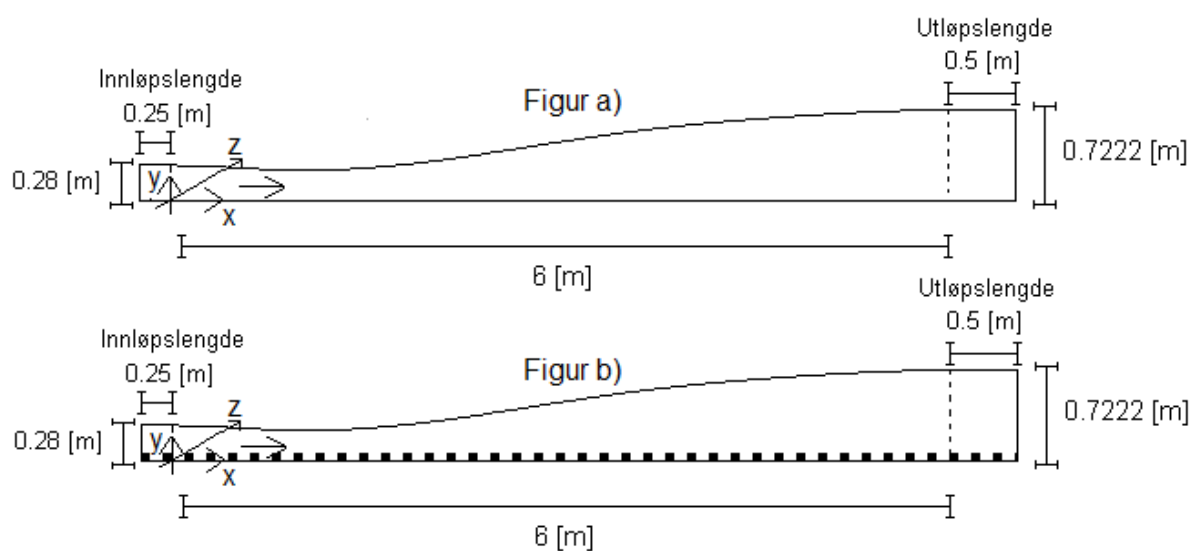
**Fig 3.1 - Arbeidsprosess ved bruk av CFD**

Man starter med problemstillingene. I dette prosjektet er det strømmingstilfelle 1 og strømnings tilfelle 2 presentert i kapittel 1 og i avsnitt 2.1.2. For å kunne beskrive dette matematisk må det aktuelle området, kontrollvolumet, avgrenses og beskrives diskret. Fremgangsmåten for dette er

presentert i kapittel 3.2. Deretter kan problemstillingen løses ved bruk av strømningsligninger, turbulensmodeller, grensebetingelser, initialbetingelser og numeriske løsere som omtalt i teorien. Metoden for bruk av dette i CFD er presentert i kapittel 3.3. Etter at en numerisk løsning er funnet må resultatet vurderes og valideres. Dette gjøres i diskusjonen i kapittel 5. Simuleringsresultatene fra strømningsstilfelle 1 vurderes mot forsøksresultatene fra Skåre [2] og mot kjent teori. Simuleringsresultatene fra strømningsstilfelle 2 vurderes mot resultatene fra strømningsstilfelle 1 og mot kjent teori, da det ikke er tilgjengelige forsøksdata.

### 3.2 Diskretisering av geometri

Geometrien som ligger til grunn for strømningsstilfelle 1 er presentert i figur 3.2 a), og geometrien som ligger til grunn for strømningsstilfelle 2 er presentert i figur 3.2 b). Ruhetslementene i figur 3.2 er ikke skalert i forhold til resten av geometrien, de er ment som en skisse. Den store innløpsdysen i vindtunnelen, visualisert til venstre i figur 2.1, benyttes ikke i simuleringene. Det antas at grensesjiktstrømningen i hovedsak utvikler seg fra innløpet hvor aksekorset i figur 2.1 er plassert. Det settes på en innløpslengde og en utløpslengde på henholdsvis 0.25 meter og 0.5 meter.



**Figur 3.2 - Visualisering av geometrien benyttet i simuleringene.**

**Figur a) Skisse av strømningsstilfelle 1. Figur b) Skisse av strømningsstilfelle 2.**

Selv om det er satt på en innløpslengde holdes nullpunktet i koordinatsystemet fast ved det samme punktet som i figur 2.1.

#### 3.2.1 Nettverk for strømningsstilfelle 1.

For å diskretisere geometrien benyttes programmet ANSYS Gambit. Det er laget tre 2-dimensjonale nettverk og et 3-dimensjonalt nettverk til geometrien. Nettverkene gis nummererte

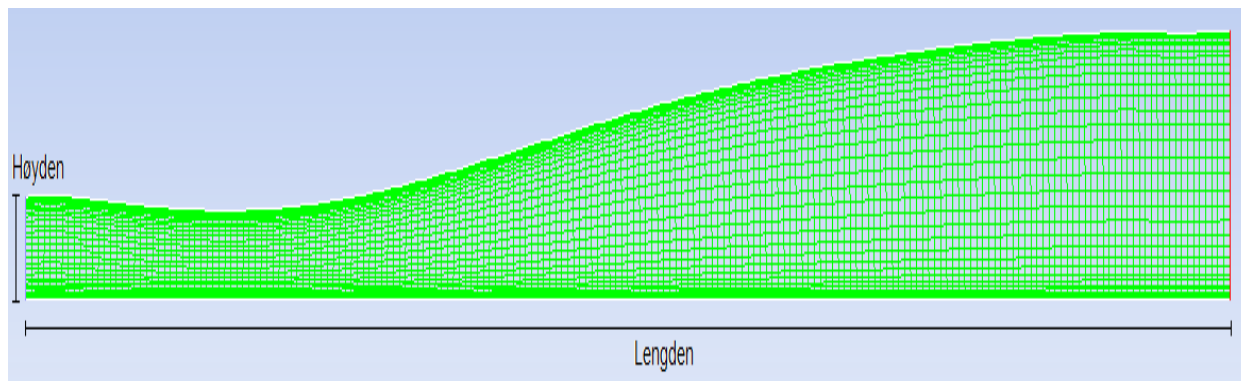
navn. Det konstrueres tre nettverk i et forsøk på å få en nettverksuavhengig løsning. Arbeidet med å diskretisere geometrien kan deles inn i fire steg:

1. Definere geometrien i ANSYS Gambit. Den øvre overflaten i diffusoren defineres etter ligning 2.1.
2. Konstruksjon av rammeverk (eng. face) til geometrien. Etter at alle koordinatene er lastet inn i ANSYS Gambit trekkes det linjer mellom punktene, og så defineres hele geometrien som et rammeverk.
3. Konstruksjon av nettverk (eng. mesh) i rammeverket. Langs kantene på geometrien, på innløp, utløp, bunn og topp defineres et antall ønskede nettverksceller. Basert på disse innstillingene og ønsket type nettverk defineres nettverket i strømningsområdet.
4. Grensebetingelser settes på de forskjellige delene av geometrien etter teorien i avsnitt 2.5.3.

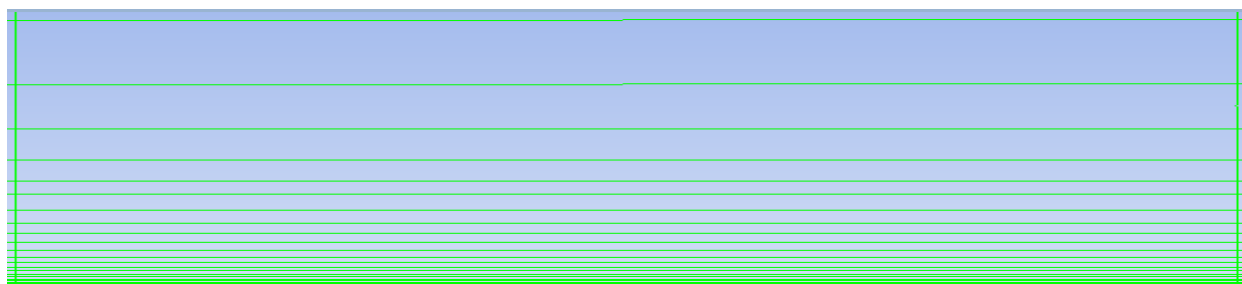
### **3.2.1.1 Informasjon om 2-dimensjonale nettverk**

Nettverk 1.1, presentert i figur 3.3, er det groveste nettverket benyttet i strømningsstilfelle 1.

- Nettverket er strukturert.
- Det er 57 celler i høyden både på innløpet og utløpet.
- Det er 200 celler i lengden både langs bunnen og langs toppen av diffusoren.
- Gridnettverket langs den nedre overflaten er visualisert i figur 3.4. Det er lagt vekt på å løse opp nettverket langs den nedre overflaten i diffusoren. Som beskrevet i avsnitt 2.4.5 bør den første cellen ligge innenfor  $y^+=1$ . Ved å benytte verdier fra Skåre [88] ved tverrsnittet 3.0 meter fra innløpet finnes  $y^+=1$  til 0.00003 meter. Den første cellen langs bunnen av diffusoren legges innenfor 0.00003 meter. Deretter økes avstanden mellom cellene jevnt fra bunnen og ut til midten av diffusoren. Dette er visualisert i figur 3.4 hvor man kan se at cellene i midten av diffusoren er høyere enn de langs overflatene.
- Totalt er det 11 400 celler i dette nettverket.



**Figur 3.3 – Bilde av nettverk 1.1**

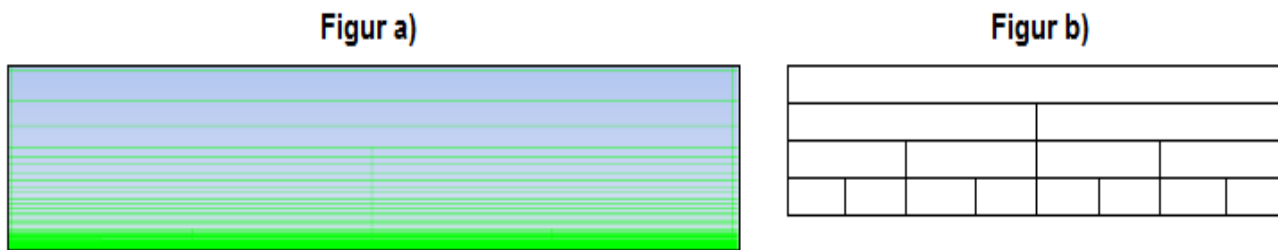


**Figur 3.4 – Utsnitt av nettverket langs den nedre overflaten i nettverk 1.1**

Nettverk 1.2 har finere oppløsning enn nettverk 1.1. Dette finere nettverket er konstruert i ANSYS Gambit og senere forbedret i ANSYS Fluent:

- Nettverket er strukturert.
- I starten er det 250 celler i høyden både på innløp og utløp.
- I starten er det 375 celler i lengden både langs bunnen og langs toppen av diffusoren.
- Langs bunnen av diffusoren benyttes en grensesjiktfunksjon som gjør det mulig å løse opp nettverket. Av de 250 cellene i høyden benyttes 20 celler av grensesjiktfunksjonen. Den første cellen legges innenfor  $y^+=1$ , som for nettverk 1.1. Deretter følger 20 celler i grensesjiktet ut fra veggen med en vokserate (eng. growth rate) på 1.19.

- Etter at nettverksgeometrien er importert til ANSYS Fluent benyttes en funksjon kalt Adapt (eng. for tilpasse) for å forbedre nettverket langs bunnen av diffusoren. I figur 3.5 a) presenteres et utsnitt av nettverket i grensesjiktet. I figur 3.5 b) presenteres en skisse av nettverket etter bruk av Adapt for tydeligere å illustrere hvordan nettverket blir finere oppløst nærmere overflaten.
- Det totale antall celler som benyttes til simuleringer i nettverket er 144 375.



**Figur 3.5 - Visualisering av hvordan nettverket 1.2 blir finere oppløst langs den nedre overflaten i diffusoren.**

**Figur a) Utsnitt av nettverket. Figur b) Skisse av nettverket.**

Nettverk 1.3. Dette nettverket har enda finere oppløsning enn nettverk 1.2. Det finere nettverket er konstruert i ANSYS Gambit og senere forbedret i ANSYS Fluent.

- Nettverket er strukturert.
- I starten er det 250 celler i høyden både på innløp og utløp.
- I starten er det 750 celler i lengden både langs bunnen og langs toppen av diffusoren.
- Langs bunnen av diffusoren legges første celle innenfor  $y^+=1$ . Grensesjiktetsfunksjonen benyttes på samme måte som for nettverk 1.2.
- Etter at nettverksgeometrien er importert til ANSYS Fluent benyttes en funksjon kalt Adapt (eng. for "tilpasse") slik som for nettverk 1.2.

- Det totale antall celler som benyttes til simuleringer i nettverket er 277 500.

### 3.2.1.2 Informasjon om 3-dimensjonale nettverk

Dette nettverket omtales som det 3-dimensjonale nettverket i resten av rapporten. Dette nettverket har oppløsning i samme størrelsesorden som det 2-dimensjonale nettverk 1.1. nettverkene:

- Nettverket er strukturert
- Det er 50 celler i høyden både på innløpet og utløpet.
- Det er 200 celler i lengden både langs bunnen og langs toppen av diffusoren.
- Det er 20 celler i dybden, i z-retning.
- Den første cellen plasseres også i dette nettverket ved  $y^+=1$ .
- Totalt er det 200 000 celler i dette nettverket.

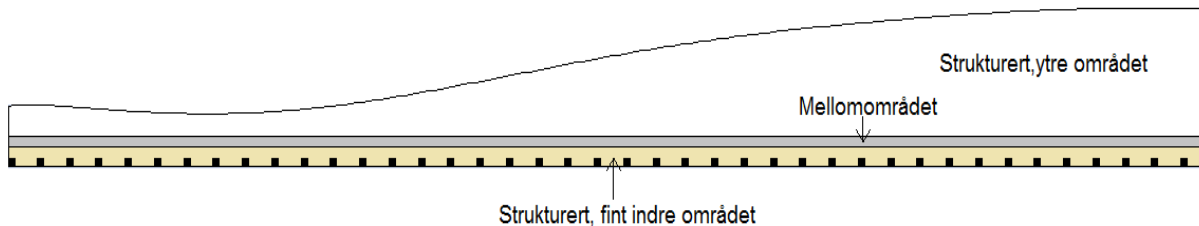
### 3.2.2 Nettverk for strømmingstilfelle 2.

Hoveddimensjonene på geometrien for diffusor med ruhet i bunnen er de samme som for diffusoren med glatte og jevne vegger. Forskjellen ligger i at bunnen har fått tildelt ruhetselementer som beskrevet i avsnitt 2.1.2. Koordinatene for geometrien importeres til ANSYS Gambit. Det konstrueres tre 2-dimensjonale nettverk i et forsøk på å få en nettverksuavhengig løsning. Arbeidet med å diskretisere geometrien presenteres stegvis:

1. Geometrien defineres i ANSYS Gambit. Toppen av diffusoren defineres etter ligning 2.1. Langs bunnen defineres koordinatene for ruhetselementene.
2. Konstruksjon av rammeverk (eng. face) til geometrien. Som vist i figur 3.6 deles denne geometrien inn i flere rammeverk.



- Langs bunnen av diffusoren, i det indre området hvor ruhetselementene befinner seg, konstrueres det et rammeverk. I dette området er det ønskelig med et meget fint strukturert nettverk.
  - I det grå mellomområdet på figuren er det et eget rammeverk. For å unngå at det totale antall nettverksceller blir for stort, konstrueres dette mellomområdet for å legge inn noen ustrukturerte, strukne nettverksceller.
  - I det ytre området er det et eget rammeverk. I dette området er nettverket strukturert, men mye grovere enn i det indre området.
3. Konstruksjon av nettverk i rammeverkene. Langs kantene i de forskjellige rammeverkene defineres et ønsket antall nettverksceller. Basert på dette og ønsket type nettverk defineres nettverket i de forskjellige rammeverkene.
  4. Grensebetingelser er de samme som i strømningsstilfelle 1.



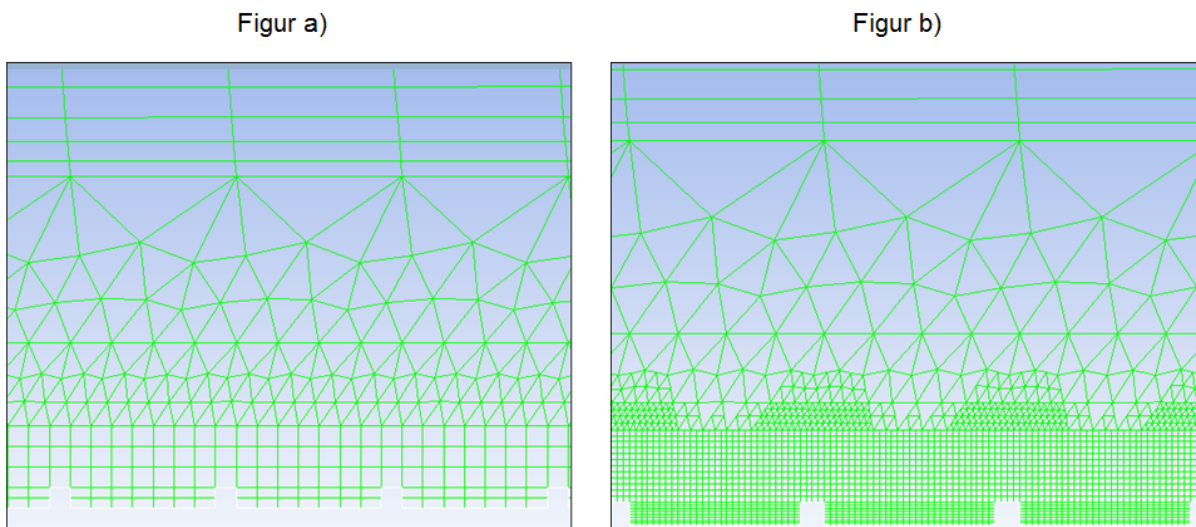
**Figur 3.6 - Visualisering av de tre områdene som geometrien i strømningsstilfelle 2 deles inn i. I det ytre området er nettverket strukturert. I mellomområdet er nettverket ustrukturert og noe mer oppløst enn i det ytre området. I det indre området er nettverket strukturert og meget fint oppløst.**

### 3.2.2.1 Informasjon om 2-dimensjonale nettverk

Alle nettverkene for strømningsstilfelle 2 er 2-dimensjonale. Nettverkene gis nummererte navn.

Nettverk 2.1 er det groveste nettverket som benyttes på strømningsstilfelle 2.

- Det ytre området har 35 celler i høyden både på innløp og utløp, og 497 celler i lengderetningen.
- Mellomområdet benytter trekantede celler. Det har 6 celler i høyden langs innløp og utløp. Den øvre delen har 497 celler i lengderetningen, og den nedre delen har 3976 celler i lengderetningen.
- Det indre området består av strukturerte celler. Hvert ruhetsselement konstrueres i ANSYS Gambit med en celle på toppen, og to på hver side. Mellom ruhetsselementene er det sju celler. Etter at nettverket er konstruert importeres dette til ANSYS Fluent hvor det forbedres ved Adapt funksjonen. Nettverket før og etter forbedringen er visualisert i figur 3.7 a) og b). Etter forbedringen har hvert ruhetsselement fire celler på toppen, åtte på hver side og det er 28 celler mellom ruhetsselementene. Dette medfører at den første cellen, nærmest veggen mellom to ruhetsselementer, har en høyde på 0.000213 meter.
- Totalt antall nettverksceller er 446 291.



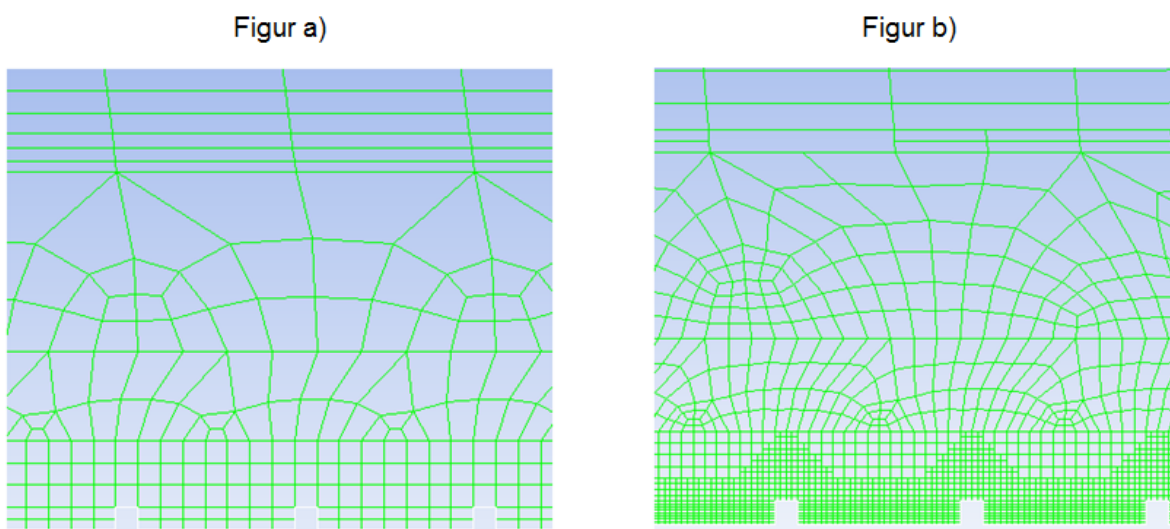
**Figur 3.7 - Visualisering av Nettverk 2.1 langs den ru bunnen av diffusoren.**

**Figur a) Oppløsning av nettverket før bruk av Adapt funksjonen i ANSYS Fluent.**

**Figur b) Oppløsning av nettverket etter bruk av forbedringsfunksjonen.**

Nettverk 2.2 er bygget opp slik:

- Det ytre området har 55 celler i høyden både på innløp og utløp, og 498 celler i lengderetningen.
- Mellomområdet benytter firkantede, strukne celler som vist i figur 3.8 a). Det har 9 celler i høyden langs innløp og utløp. Den øvre delen har 498 celler i lengderetningen, og den nedre delen har 3976 celler i lengderetningen.
- Det indre området består som vist i nederst i figur 3.8 a) av strukturerte celler, konstruert i ANSYS Gambit på samme måte som nettverk 2.1. Etter konstruksjon i ANSYS Gambit benyttes Adapt funksjonen i ANSYS Fluent. Resultatet er visualisert i figur 3.8 b). Hvert ruhetslement har fire celler på toppen, åtte på hver side og det er 28 celler mellom ruhetslementene. Den første cellen, nærmest veggen mellom to ruhetslementer, har en høyde på 0.000213 meter.
- Totalt antall nettverksceller er 314 551



**Figur 3.8 - Visualisering av Nettverk 2.2 langs den ru bunnen av diffusoren.**

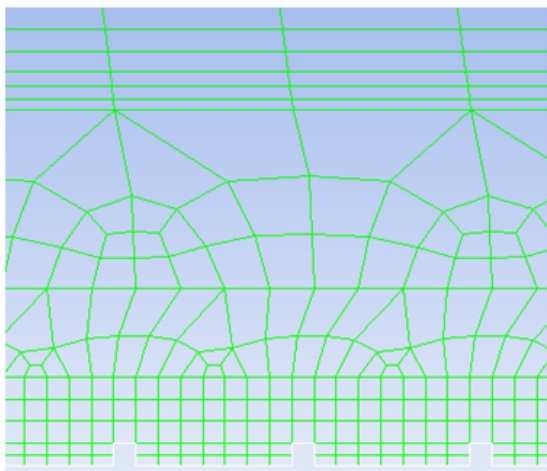
**Figur a) Oppløsning av nettverket før bruk av Adapt funksjonen i ANSYS Fluent.**

**Figur b) Oppløsning av nettverket etter bruk av forbedringsfunksjonen.**

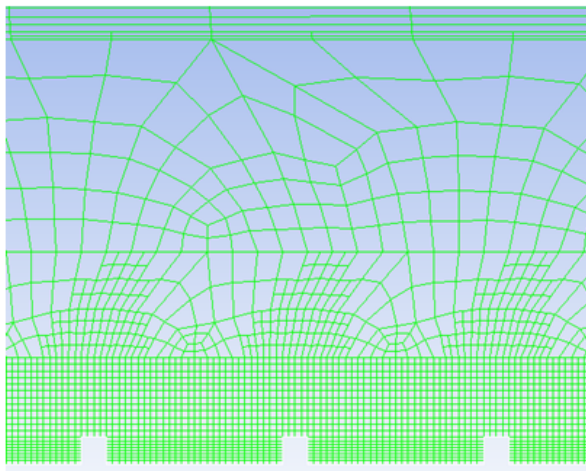
Nettverk 2.3 er bygget opp slik:

- Det ytre området har 100 celler i høyden både på innløp og utløp, og 498 celler i lengderetningen.
- Mellomområdet benytter firkantede, strukne celler. Det har 9 celler i høyden langs innløp og utløp. Den øvre delen har 498 celler i lengderetningen, og den nedre delen har 3976 celler i lengderetningen.
- Det indre området består som vist i nederst i figur 3.9 a) av strukturerte celler, konstruert i ANSYS Gambit på samme måte som nettverk 2.1. Etter konstruksjon i ANSYS Gambit benyttes Adapt funksjonen i ANSYS Fluent. Resultatet er visualisert i figur 3.8 b). Hvert ruhetslement har fire celler på toppen, åtte på hver side og det er 28 celler mellom ruhetslementene. Den første cellen, nærmest veggen mellom to ruhetslementer, har en høyde på 0.000213 meter.
- Det totale antall nettverksceller er 432 385.

Figur a)



Figur b)



**Figur 3.9 - Visualisering av Nettverk 2.3 langs den ru bunnen av diffusoren.**

**Figur a) Oppløsning av nettverket før bruk av Adapt funksjonen i ANSYS Fluent.**

**Figur b) Oppløsning av nettverket etter bruk av forbedringsfunksjonen.**

### 3.3 Matematisk modell

Etter at geometri og nettverk er laget i ANSYS Gambit benyttes ANSYS Fluent for å utføre de numeriske simuleringene. ANSYS Fluent brukes på følgende måte:

1. Først lastes geometri og nettverk inn.
2. Deretter velges turbulensmodell. Teorien bak modellene er omtalt i kapittel 2.4. De følgende modellene med innstillinger er benyttet etter tur.
  - Spalart – Allmaras: Virvelbasert modell(eng. Vorticity-Based) med dempefunksjon for områder med lave Reynoldstall.
  - Standard k- $\epsilon$ : Modell med forbedret veggbehandling (eng. Enhanced Wall Treatment) og beregninger for trykkgradienteffekter.
  - k- $\epsilon$  RNG: Modell med forbedret veggbehandling, differensialmodell for viskositet og beregninger for trykkgradienteffekter.
  - Standard K- $\omega$ : Modell som beregner områder med lave Reynoldstall og skjærspenningskorreksjon.
  - K- $\omega$  SST: Modell som beregner områder med lave Reynoldstall.
  - RSM: Modell som benytter forbedret veggbehandling og beregner trykkgradienteffekter
3. Strømningsfluidet og konstruksjonsmaterialet til geometrien må så velges. Strømningsmediet i dette prosjektet er luft, og konstruksjonsmaterialet settes til aluminium.
4. Grensebetingelser: Disse ble opprinnelig satt i ANSYS Gambit, men disse kan endres i ANSYS Fluent. I dette prosjektet er dette unødvendig da grensebetingelsene er de samme gjennom hele prosjektet. Etter at grensebetingelsene er satt settes initialbetingelsene på innløpet. Disse er de samme for alle simuleringene.

- Hastighet i x-retning ved innløp er satt til 32.5 meter per sekund. Denne hastigheten ble funnet i en iterativ prosess. Flere hastigheter ble forsøkt inntil verdiene i grensesjiktet fra simuleringene ble funnet i samme størrelsesorden som hastighetsverdiene i grensesjiktet fra Skåre [88].
  - Turbulent intensitet,  $I$ , ved innløp er satt til 0.5% av innløpshastigheten [89].
  - Turbulent lengdeskala,  $l_0$ , er satt til 0.005 meter. Ifølge ligning 2.65 bør denne parameteren for kanalstrømning settes til 0.02 meter. Denne verdien resulterte i meget høye verdier for turbulent intensitet i fristrømmen. Etter en konfererende samtale med professor Krogstad [89] ble det besluttet å senke verdien på turbulent lengdeskala. Det ble vurdert dit hen at en lavere turbulent lengdeskala vil medføre en høyere verdi for turbulent dissipasjon, se ligning 2.44 og ligning 2.52 for to-ligningsmodellene. En høyere dissipasjon gir igjen lavere verdier for turbulent intensitet nedstrøms. Ved å gjøre dette innstilte den turbulente intensiteten i fristrømmen seg på verdier i samme størrelsesorden som fra Skåre [90], se vedlegg 9.2.
5. Referanseverdier: Ved bruk av ANSYS Fluent må det settes referanseverdier som grunnlag for beregning av strømningsparametre etter simuleringene. Alle simuleringene i dette prosjektet har fluidparametrene ved innløpet som referanseverdier. Dette innebærer:
- Tetthet for luft er  $1.225[\text{kg}/\text{m}^3]$  [91].
  - Strømningen operer i atmosfæriske forhold.
  - Temperaturen er satt til 15 grader celsius.
  - Dynamisk viskositet for luft er  $1.782 \cdot 10^{-5} [\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2]$  [91]
6. Løsningsmetode velges. Felles for simuleringene i dette prosjektet er at de benytter 1.ordens løserer i starten, og at det er forsøkt vekslet til 2.ordens løserer etter at simuleringen med 1.ordens nøyaktighet har konverget.

7. Relaksjonskoeffisientene (eng. Under Relaxation Factors) i den numeriske løseren settes til originale innstillinger i alle simuleringene med unntak av simuleringene med RSM. De originale innstillingene gav divergens med RSM. Relaksjonskoeffisientene derfor ble nedjustert til et nivå hvor residualene etter hvert konvergente.
8. En residualgrense må bestemmes. Denne grensen angir største tillatte størrelse på residualene for å avslutte simuleringene. Grensen ble forsøkt satt på  $10^{-6}$ , men det er imidlertid slik at noen simuleringer konvergente på høyre nivå. I vedlegg 9.3 ligger en oversikt over residualene fra de utførte simuleringene.
9. Initialisere en løsning. Før simuleringen starter initialiseres hele strømningsdomenet til verdiene på innløpet av geometrien.
10. Starte simuleringen. Dette gjøres ved å gi et ønsket antall iterasjoner. Programmet vil da, gitt at simuleringen ikke divergerer eller blir avbrutt, iterere løsningen inntil;
  - residualene er lavere en den satte grensen i steg 8
  - til det angitte antall iterasjoner satt i steg 10 er oppnådd
  - til løsningen oscillerer om en konvergent verdi

De utførte simuleringene i dette prosjektet er:

- Strømningstilfelle 1: Bortsett fra at det ikke er utført simulering med RSM på nettverk 1.3, er det utført simuleringer med alle turbulensmodellene presentert i kapittel 2.4 på nettverk 1.1, nettverk 1.2 og nettverk 1.3. Det er utført en simulering med  $k-\omega$  SST på det 3-dimensjonale nettverket.
- Strømningstilfelle 2: Det er utført simuleringer med to-ligningsmodellene  $k-\epsilon$  RNG og  $k-\omega$  SST på nettverk 2.1, nettverk 2.2 og nettverk 2.3

### ***3.4 Bearbeidelse av simulerte resultater***

Etter at en simulering er ferdig kan resultatene analyseres. I henhold til Skåre [2] er området mellom tverrsnittene fra 3.0 meter til 5.2 meter fra innløpet interessant med tanke på likevektsfenomenet omtalt i avsnitt 2.3.6. For å kunne vurdere simuleringsresultatene skrives flere parameterverdier ut fra ANSYS Fluent. I strømningsstilfelle 2, som i strømningsstilfelle 1, er målepunktene lagt eksakt på tverrsnittene mellom 3.0 og 5.2 meter fra innløpet, med 0.2 meter mellom intervallene. For strømningsstilfelle 2, hvor bunnen av diffusoren er ru, medfører dette at noen av målepunktene langs bunnen er plassert på toppen av et ruhetselement og at noen er plassert mellom to ruhetselementer.

- Følgende tverrsnitt, målt i meter fra innløpet, er plassert på toppen av et ruhetselement: 3.4 & 4.0.
- Følgende tverrsnitt, målt i meter fra innløpet, er plassert mellom to ruhetselementer: 3.0, 3.2, 3.6, 3.8, 4.2, 4.4, 4.6, 4.8, 5.0 & 5.2.

#### **3.4.1.1 Strømningsstilfelle 1**

I hver enkelt simulering er det undersøkt at strømmingen ikke separerer fra verken den øvre eller nedre overflaten i diffusoren. Dette gjøres ved å plote skjærspenningene for disse overflatene i ANSYS Fluent slik at det kan undersøkes om verdiene er null eller negative. Parameterverdiene som er skrevet ut fra ANSYS Fluent er:

- Hastigheten i x-retning,  $u$ , ved hvert tverrsnitt.
- Trykkgradienten i x-retning,  $\frac{\partial P}{\partial x}$ , ved hvert tverrsnitt.
- Spesifikk turbulent energi  $k$ .
- Skjærspenning,  $\tau_w$ , langs den nedre overflaten i diffusoren.



### 3.4.1.2 Strømningstilfelle 2

I hver av simuleringene er det undersøkt at strømmingen ikke separer fra den øvre overflaten. Dette gjøres ved å plote skjærspenningen for denne overflaten i ANSYS Fluent slik at det kan undersøkes om verdien er null eller negative. Parameterverdiene som er skrevet ut fra ANSYS Fluent er:

- Hastigheten i x-retning,  $u$ , ved hvert tverrsnitt.
- Trykkgradienten i x-retning,  $\frac{\partial P}{\partial x}$ , ved hvert tverrsnitt.
- Spesifikk turbulent energi,  $k$ .
- Statisk trykk,  $P$ , langs den nedre overflaten i diffusoren.
- Endring i hastighet i x-retning langs overflatene mellom ruhetselementene,  $\frac{\partial U}{\partial y}_{\text{mellom\_ruhetselementer}}$ , i bunnen av diffusoren.
- Endring i hastighet i x-retning langs overflaten på toppen av ruhetselementene,  $\frac{\partial U}{\partial y}_{\text{topp\_ruhetselementer}}$ , i bunnen av diffusoren.

Motstand langs den ru overflaten beregnes etter ligning 2.24. Parametrene  $\vec{\tau}_A$  og  $\vec{\tau}_C$  fra denne

ligningen finnes ved å benytte  $\frac{\partial U}{\partial y}_{\text{mellom\_ruhetselementer}}$  og

$\frac{\partial U}{\partial y}_{\text{topp\_ruhetselementer}}$ . Parametrene  $p_B$  og  $p_D$  fra denne ligningen finnes så ved å benyttes  $P$ .

### 3.4.1.3 Beregninger for begge problemstillinger

De følgende parametrene beregnes etter simuleringene for begge strømningstilfellene:

- Fristrømhastigheten,  $U_e$ , settes til den høyeste hastigheten i x-retning i hvert tverrsnitt.
- Tykkelsen på et grensesjikt,  $\delta$ , beregnes etter ligning 2.17.
- Fortrengningstykkelsen,  $\delta^*$ , beregnes etter ligning 2.18, der det integreres fra den nedre overflaten i diffusoren og ut til høyden hvor fristrømmen befinner seg.
- Tykkelse på grensesjiktets bevegelsesmengde,  $\theta$ , beregnes etter ligning 2.19 der det integreres fra den nedre overflaten i diffusoren og ut til høyden hvor fristrømmen befinner seg.
- Formfaktoren,  $H$ , beregnes etter ligning 2.20.
- Friksjonsfaktoren,  $C_f$  beregnes etter ligning 2.23.
- Reynoldstall,  $Re_\theta$ , beregnes i henhold til ligning 2.6. Den benyttede lengdeskalaen er tykkelsen på grensesjiktets bevegelsesmengde  $\theta$ .
- Formfaktoren etter Clauser,  $G$ , beregnes etter ligning 2.34.
- Trykkgradient for beregning av likevekt,  $\beta$ , beregnes etter ligning 2.33.
- Turbulent intensitet,  $I$ , finnes etter ligning 2.64.
- Friksjonshastigheten,  $u_\tau$ , beregnes etter ligning 2.27.

For å sammenligne simuleringsresultatene mot log-loven og verdiene fra Skåre skaleres avstanden fra overflaten,  $y$ , med indre variable etter ligning 2.29. Gjennomsnittshastigheten i grensesjiktet skaleres også etter formen på ligning 2.28.

## Del 4 - Resultat

Dette prosjektet benytter ANSYS Gambit/Fluent for å løse de to strømningsstillingene presentert i kapittel 1 og avsnitt 2.1.2. Flere turbulensmodeller er benyttet for å løse problemstillingene.

Resultatene er presentert sammen med aktuelle forsøksresultater fra Dr.Ing rapporten til Skåre[2]. Skåre presenterer forsøksresultater for strømningsstilling 1 hvor bunnen i diffusoren er glatt og jevn. Tabell 4.1 viser aktuelle parameterverdier fra Skåre [88] i området mellom 3.0 til 5.2 meter fra innløpet.

x [m]	Ue [m/s]	$\delta$ [m]	H	$\Theta$ [m]	$t_w$	$dp_e/dx$	G	$\beta$	$C_f * 10^3$	$Re_\theta$
3.0	22.35	0.1091	1.793	0.0176	0.2754	107	20.8	12.2	0.900	25400
3.2	21.92	0.1257	1.840	0.0201	0.2343	89	22.9	14.0	0.797	28420
3.4	21.21	0.1394	1.901	0.0226	0.2011	74	24.8	15.7	0.730	30910
3.6	20.53	0.1538	1.936	0.0248	0.1735	61	26.4	16.9	0.672	33020
3.8	20.10	0.1672	1.957	0.0270	0.1618	53	27.0	17.3	0.654	34570
4.0	19.81	0.1856	2.006	0.0301	0.1418	47	29.2	19.9	0.590	39120
4.2	19.42	0.1997	1.999	0.0325	0.1344	41	29.3	20.0	0.582	41580
4.4	19.38	0.2153	1.989	0.0348	0.1346	38	29.1	19.6	0.585	44420
4.6	18.84	0.2317	1.998	0.0374	0.1241	33	29.6	20.1	0.571	46250
4.8	18.67	0.2474	1.994	0.0400	0.1211	31	29.6	20.2	0.567	49180
5.0	18.30	0.2637	1.998	0.0430	0.1120	28	30.2	21.2	0.546	50980
5.2	18.04	0.2829	1.986	0.0458	0.1078	25	30.2	21.4	0.541	53970

**Tabell 4.1 - Resultater fra Skåre på strømningsstilling 1. Karakteristiske grensesjiktsparemetere er presentert for tverrsnittene mellom 3.0 og 5.2 meter fra innløpet.**

Parametrene presentert i tabell 4.1 er:

- $x$  - avstand fra innløpet til et tverrsnitt hvor hastighetsprofilen studeres.
- $U_e$  – fristrøms hastighet ved et aktuelt tverrsnitt.

- $\delta$  - tykkelsen på grensesjiktet.
- $H$  – formfaktoren.
- $\Theta$  - tykkelsen på bevegelsesmengden i grensesjiktet
- $t_w$  - skjærspenning som følge av hastighetsendring langs den endre overflaten i diffusoren.
- $\frac{dp_e}{dx}$  - trykkendring i fristrømmen utenfor grensesjiktet.
- $G$  – Formfaktoren etter Clauser.
- $\beta$  – trykkgradienten for beregning av likevekt.
- $C_f$  – friksjonskoeffisient.
- $Re_\theta$  – Reynoldstall hvor den aktuelle lengdeskalaen er satt til tykkelsen på grensesjiktets bevegelsesmengde.

Resultatene fra de numeriske simuleringene i dette prosjektet presenteres for samme tverrsnittregion som resultatene fra Skåre.

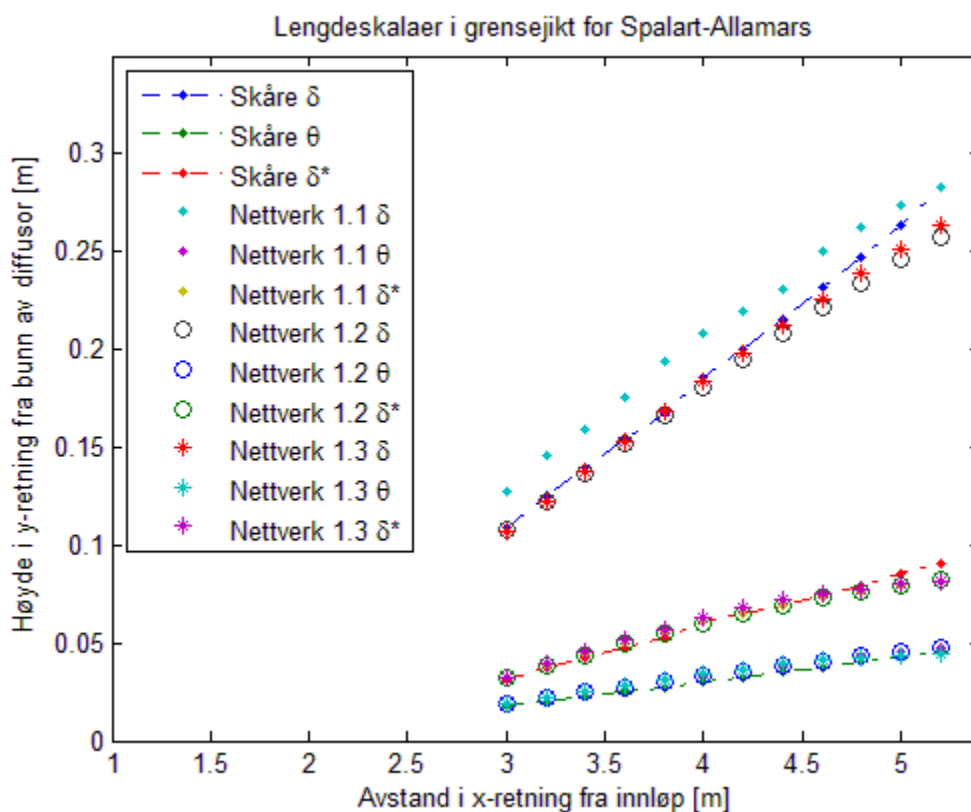
Det er verdt å merke seg at figurene som sammenligner simuleringsresultatene med log-loven presenterer verdier skalert med tierlogaritme og ikke naturlig logaritme.

## 4.1 Resultater for strømningsstilfelle 1.

I dette avsnittet presenteres resultatene for strømningsstilfelle 1 hvor bunnen av diffusoren er glatt og jevn. Det presenteres resultater fra hver enkelt turbulensmodell i de følgende avsnittene. På slutten av kapitlet presenteres en sammenligning av noen aktuelle parametre.

### 4.1.1 Simuleringsresultater fra turbulensmodellen Spalart-Allmaras

Dette avsnittet presenterer resultater fra simuleringer med turbulensmodellen Spalart-Allmaras. I figur 4.1 presenteres utviklingen av det nedre grensesjiktet i diffusoren. Figuren viser simuleringsresultater fra de tre nevnte nettverkene og forsøksresultater fra Skåre [88].



**Figur 4.1 - Utvikling av grensesjiktparametrene  $\delta$ ,  $\delta^*$  og  $\theta$ . Resultatene er presentert fra simuleringene med Spalart-Allmaras og forsøksresultatene fra Skåre. Symbolene er definert i figurtabellen.**

Figur 4.1 presenterer utviklingen av grensesjiktstykkelsen  $\delta$ , fortrengingstykkelsen  $\delta^*$  og tykkelsen på grensesjiktets bevegelsesmengde  $\Theta$ . Resultatene fra nettverk 1.1, nettverk 1.2 og nettverk 1.3 er representert ved punktgrafikk, og resultatene fra Skåre er presentert ved de stiplede linjene.

I tabell 4.2 presenteres aktuelle parameterverdier for det nedre grensesjiktet i diffusoren.

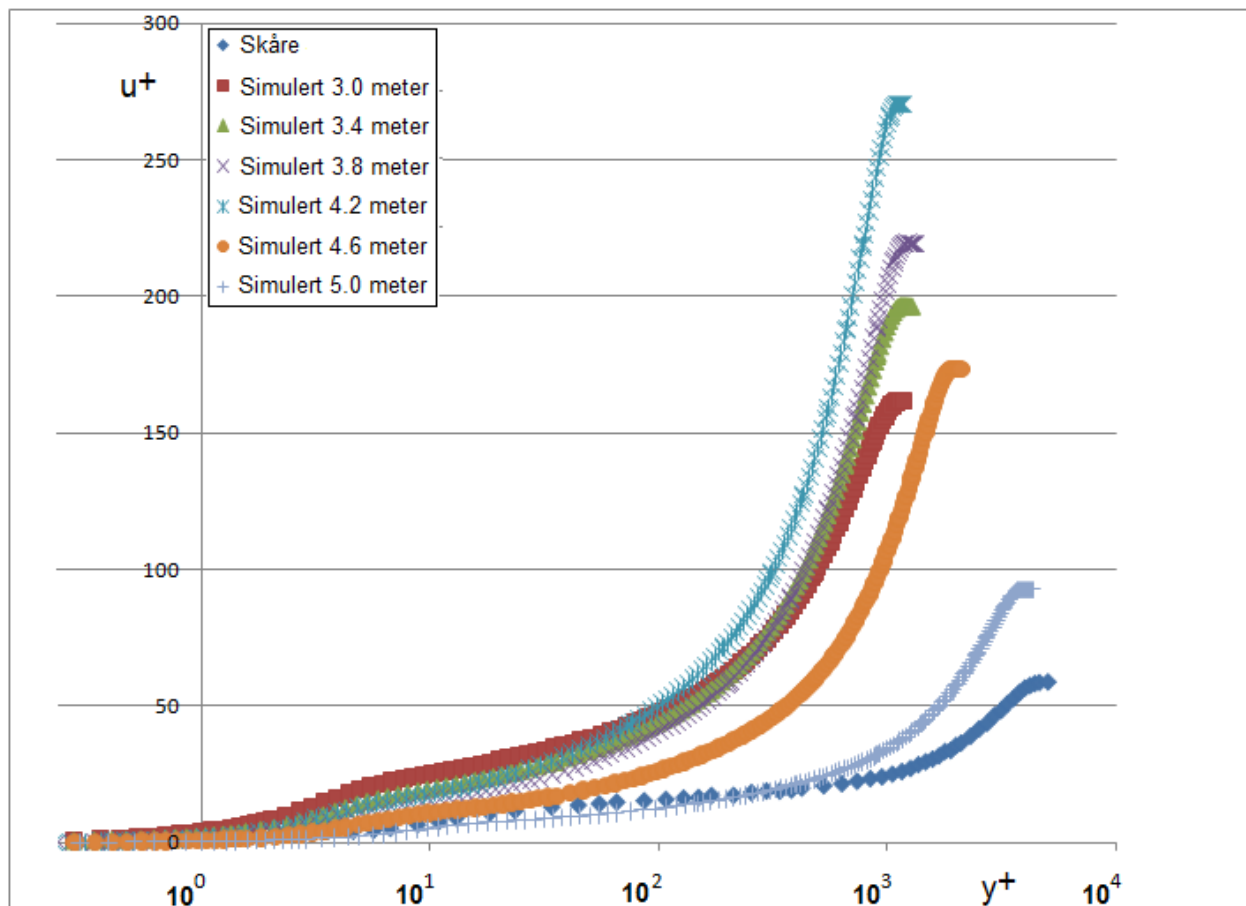
x [m]	Ue [m/s]	$\delta$ [m]	H	$\Theta$ [m]	$t_w$	$dp_e/dx$	G	$\beta$	$C_f$ *10 <sup>3</sup>	Re <sub><math>\theta</math></sub>
3.0	22.04	0.1144	2.064	0.0192	0.095	114	40.8	47.6	0.320	28927
3.2	21.27	0.1310	2.187	0.0222	0.058	89	53.0	74.4	0.210	32241
3.4	20.63	0.1484	2.292	0.0252	0.035	72	68.8	118.6	0.134	35453
3.6	20.10	0.1658	2.372	0.0281	0.023	59	84.0	167.6	0.095	38563
3.8	19.65	0.1830	2.425	0.0310	0.018	52	96.4	222.7	0.074	41584
4.0	19.25	0.1997	2.451	0.0339	0.016	42	100.8	222.9	0.069	44521
4.2	18.90	0.2162	2.453	0.0367	0.015	37	100.0	217.2	0.070	47362
4.4	18.59	0.2319	2.438	0.0395	0.017	33	92.8	185.5	0.081	50046
4.6	18.30	0.2470	2.412	0.0420	0.019	29	85.7	153.6	0.093	52469
4.8	18.05	0.2615	2.377	0.0444	0.023	26	77.0	121.3	0.113	54613
5.0	17.82	0.2751	2.336	0.0465	0.027	23	68.4	91.9	0.140	56487
5.2	17.61	0.2880	2.282	0.0487	0.033	20	60.4	67.6	0.173	58476

**Tabell 4.2 - Karakteristiske grensesjiktsparetre fra simuleringer med Spalart-Allmaras på nettverk 1.2 mellom 3.0 og 5.2 meter fra innløpet.**

Verdiene er resultater fra simuleringer på nettverk 1.2. Parametrene er presentert i begynnelsen av kapittel 4.

Figur 4.2 presenterer hastighetsutviklingen i grensesjiktet fra bunnen og ut til fristrømmen. Figuren presenterer simuleringresultater fra nettverk 1.2. I vedlegg 9.4.1.1 er tilsvarende figurer presentert for simuleringresultatene på nettverk 1.1 og nettverk 1.3. Både hastighetsverdiene og

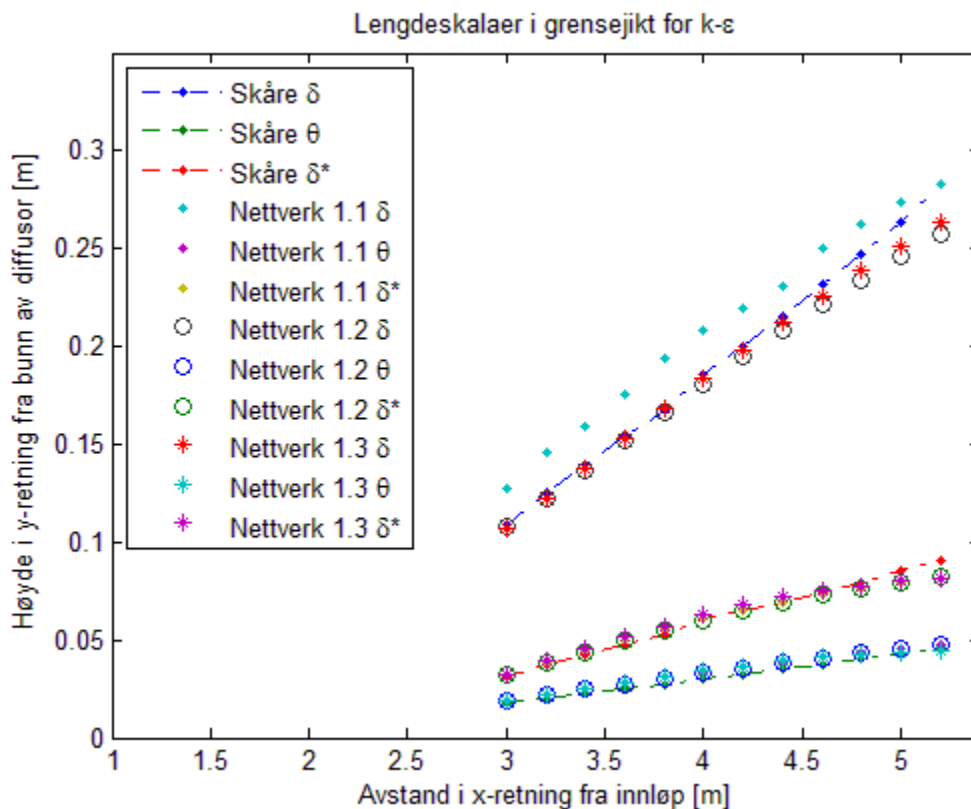
høyden fra bunnen er skalert med indre variable. Dette gjør det mulig å sammenligne med log-loven. Resultater fra Skåre [41] er presentert ved de blå punktene.



**Figur 4.2 – Simule ringsresultater fra Spalart-Allmaras på nettverk 1.2. Gjennomsnittshastighetene i grensesjiktet skalert med indre variable. Symbolene er definert i figurtabellene.**

### 4.1.2 Simuleringsresultater fra turbulensmodellen standard k- $\epsilon$

Dette avsnittet presenterer resultater fra simuleringer med turbulensmodellen standard k- $\epsilon$ . I figur 4.3 presenteres utviklingen av det nedre grensesjiktet i diffusoren. Figuren viser simuleringsresultater fra de tre nevnte nettverkene og forsøksresultater fra Skåre [88].



**Figur 4.3 - Utvikling av grensesjiktsparementene  $\delta$ ,  $\delta^*$  og  $\theta$ . Resultatene er presentert fra simuleringene med standard k- $\epsilon$  og forsøksresultatene fra Skåre. Symbolene er definert i figurtabellen.**

Figur 4.3 presenterer utviklingen av grensesjiktstykkelsen  $\delta$ , fortreningsstykkelsen  $\delta^*$  og tykkelsen på grensesjiktets bevegelsesmengde  $\theta$ . Resultatene fra nettverk 1.1, nettverk 1.2 og nettverk 1.3 er representert ved punktgrafikk, og resultatene fra Skåre er presentert ved de stiplede linjene.



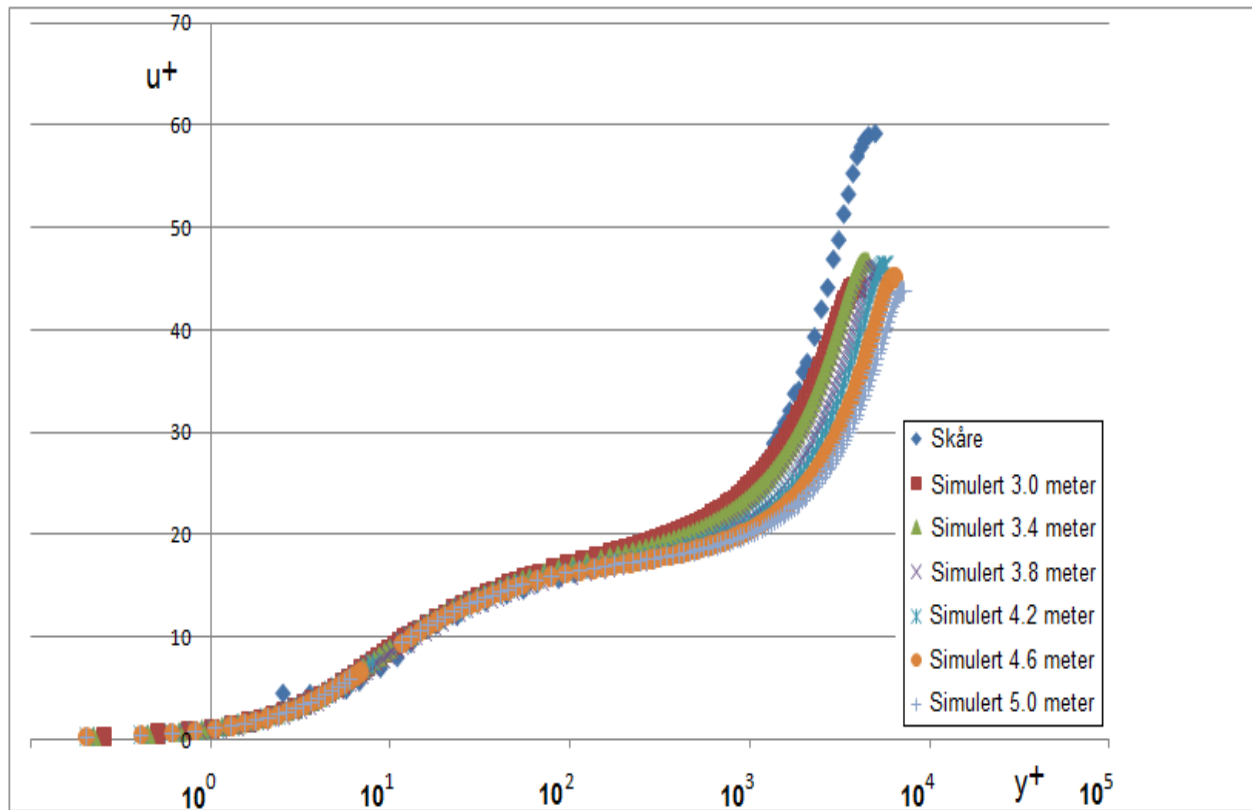
I tabell 4.3 presenteres aktuelle parameterverdier for det nedre grensesjiktet i diffusoren.

x [m]	Ue [m/s]	$\delta$ [m]	H	$\Theta$ [m]	$t_w$	$dp_e/dx$	G	$\beta$	$C_f * 10^3$	$Re_\theta$
3.0	22.0152	0.1075	1.711	0.0187	0.3044	124	18.4	13.0	1.025	28010
3.2	21.1723	0.1222	1.752	0.0216	0.2653	99	19.5	14.1	0.966	31221
3.4	20.4687	0.1371	1.784	0.0246	0.2357	80	20.5	14.9	0.918	34332
3.6	19.8769	0.1520	1.805	0.0275	0.2188	65	21.0	14.8	0.904	37312
3.8	19.3752	0.1665	1.817	0.0304	0.2077	54	21.2	14.3	0.903	40148
4.0	18.9466	0.1808	1.821	0.0331	0.2019	45	21.0	13.4	0.918	42832
4.2	18.5763	0.1949	1.818	0.0358	0.1973	38	20.8	12.5	0.933	45359
4.4	18.2533	0.2085	1.810	0.0383	0.1957	33	20.4	11.7	0.959	47731
4.6	17.9696	0.2216	1.798	0.0407	0.1946	29	20.0	10.9	0.984	49949
4.8	17.7194	0.2340	1.782	0.0430	0.1941	25	19.5	9.9	1.009	52006
5.0	17.4994	0.2461	1.764	0.0451	0.1960	21	18.9	8.5	1.045	53894
5.2	17.3091	0.2577	1.743	0.0471	0.1986	18	18.3	7.4	1.082	55615

**Tabell 4.3 - Karakteristiske grensesjiktsparetre fra simuleringer med standard k- $\epsilon$  på nettverk 1.2 mellom 3.0 og 5.2 meter fra innløpet.**

Verdiene er resultater fra simuleringer på nettverk 1.2. Parametrene er presentert i begynnelsen av kapittel 4.

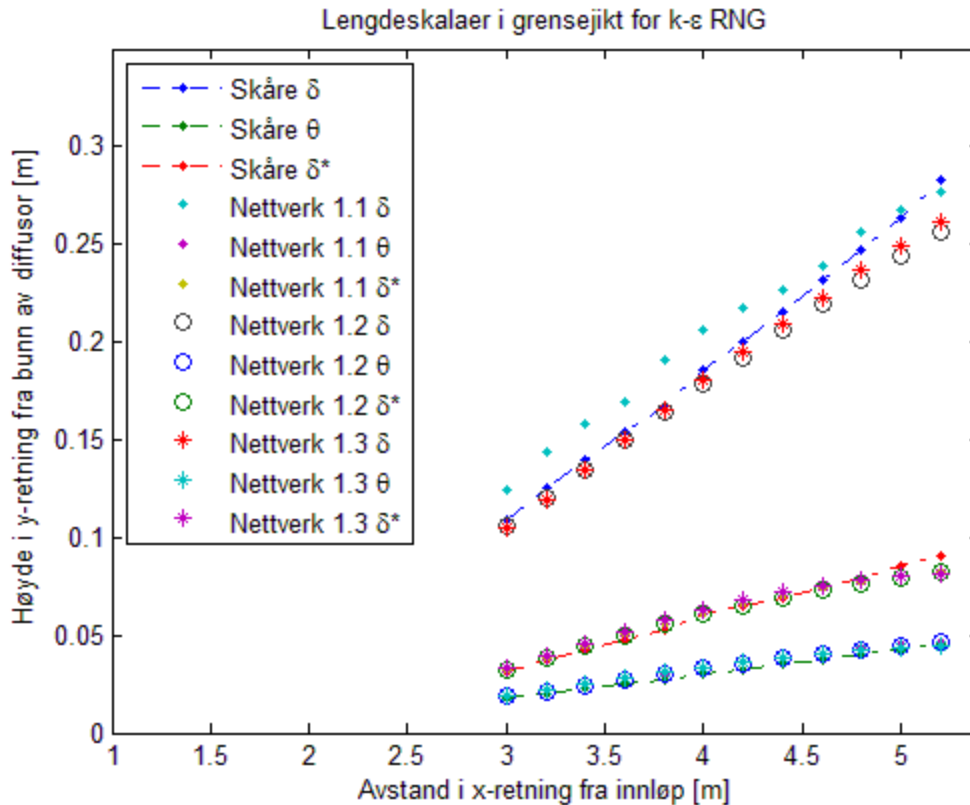
Figur 4.4 presenterer hastighetsutviklingen i grensesjiktet fra bunnen og ut til fristrømmen. Figuren presenterer simuleringsresultater fra nettverk 1.2. I vedlegg 9.4.1.2 er tilsvarende figurer presentert for simuleringsresultatene på nettverk 1.1 og nettverk 1.3. Både hastighetsverdiene og høyden fra bunnen er skalert med indre variable. Dette gjør det mulig å sammenligne med log-loven. Resultater fra Skåre [41] er presentert ved de blå punktene.



**Figur 4.4 – Simuleringsresultater fra standard k- $\epsilon$  på nettverk 1.2. Gjennomsnittshastighetene i grensesjiktet skalert med indre variable. Symbolene er definert i figurtabellene.**

#### **4.1.3 Simuleringsresultater fra turbulensmodellen k- $\epsilon$ RNG**

Dette avsnittet presenterer resultater fra simuleringer med turbulensmodellen k- $\epsilon$  RNG. I figur 4.5 presenteres utviklingen av det nedre grensesjiktet i diffusoren. Figuren viser simuleringsresultater fra de tre nevnte nettverkene og forsøksresultater fra Skåre [88].



**Figur 4.5 - Utvikling av grensesjiktsparemetrene  $\delta$ ,  $\delta^*$  og  $\theta$ . Resultatene er presentert fra simuleringene med k- $\epsilon$  RNG og forsøksresultatene fra Skåre. Symbolene er definert i figurtabellen.**

Figur 4.5 presenterer utviklingen av grensesjiktstykkelsen  $\delta$ , fortreningsstykkelsen  $\delta^*$  og tykkelsen på grensesjiktets bevegelsesmengde  $\theta$ . Resultatene fra nettverk 1.1, nettverk 1.2 og nettverk 1.3 er representert ved punktgrafikk, og resultatene fra Skåre er presentert ved de stiplede linjene.

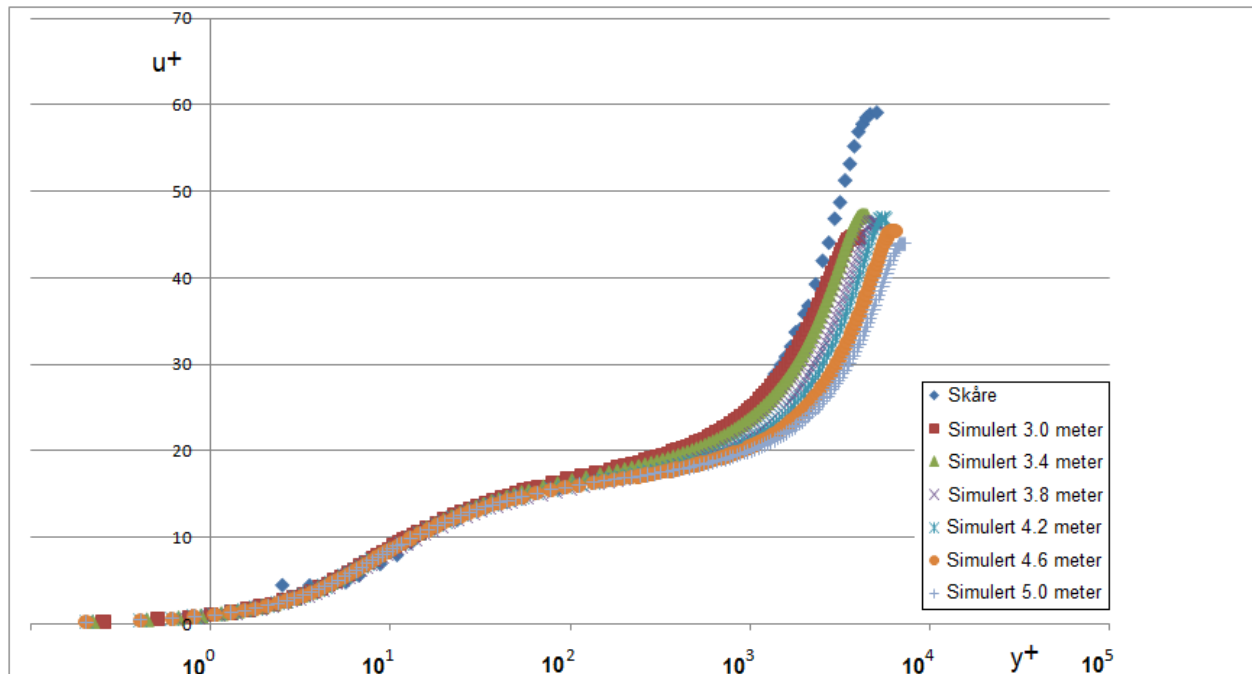
I tabell 4.4 presenteres aktuelle parameterverdier for det nedre grensesjiktet i diffusoren.

x [m]	Ue [m/s]	$\delta$ [m]	H	$\Theta$ [m]	$t_w$	$dp_e/dx$	G	$\beta$	$C_f * 10^3$	$Re_\theta$
3.0	22.04	0.1057	1.736	0.0185	0.2985	123	18.9	13.2	1.003	27766
3.2	21.21	0.1203	1.778	0.0214	0.2605	98	20.1	14.3	0.946	30953
3.4	20.50	0.1349	1.809	0.0243	0.2310	79	21.1	15.1	0.897	34042
3.6	19.91	0.1497	1.830	0.0272	0.2140	65	21.6	15.1	0.881	37003
3.8	19.41	0.1643	1.841	0.0301	0.2030	54	21.8	14.7	0.880	39831
4.0	18.98	0.1787	1.843	0.0328	0.1977	46	21.6	14.1	0.896	42510
4.2	18.61	0.1916	1.838	0.0355	0.1936	39	21.3	13.1	0.912	45038
4.4	18.28	0.2061	1.828	0.0380	0.1927	33	20.9	11.9	0.941	47418
4.6	18.00	0.2193	1.813	0.0404	0.1919	29	20.4	11.1	0.967	49651
4.8	17.74	0.2321	1.795	0.0427	0.1916	25	19.9	10.0	0.993	51730
5.0	17.52	0.2444	1.775	0.0449	0.1948	22	19.2	9.0	1.036	53641
5.2	17.33	0.2559	1.752	0.0469	0.1960	18	18.6	7.5	1.066	55379

**Tabell 4.4 - Karakteristiske grensesjiktsparemetre fra simuleringer med k- $\epsilon$  RNG på nettverk 1.2 mellom 3.0 og 5.2 meter fra innløpet.**

Verdiene er resultater fra simuleringer på nettverk 1.2. Parametrene er presentert i begynnelsen av kapittel 4.

Figur 4.6 presenterer hastighetsutviklingen i grensesjiktet fra bunnen og ut til fristrømmen. Figuren presenterer simuleringresultater fra nettverk 1.2. I vedlegg 9.4.1.3 er tilsvarende figurer presentert for simuleringresultatene på nettverk 1.1 og nettverk 1.3. Både hastighetsverdiene og høyden fra bunnen er skalert med indre variable. Dette gjør det mulig å sammenligne med log-loven. Resultater fra Skåre [41] er presentert ved de blå punktene.

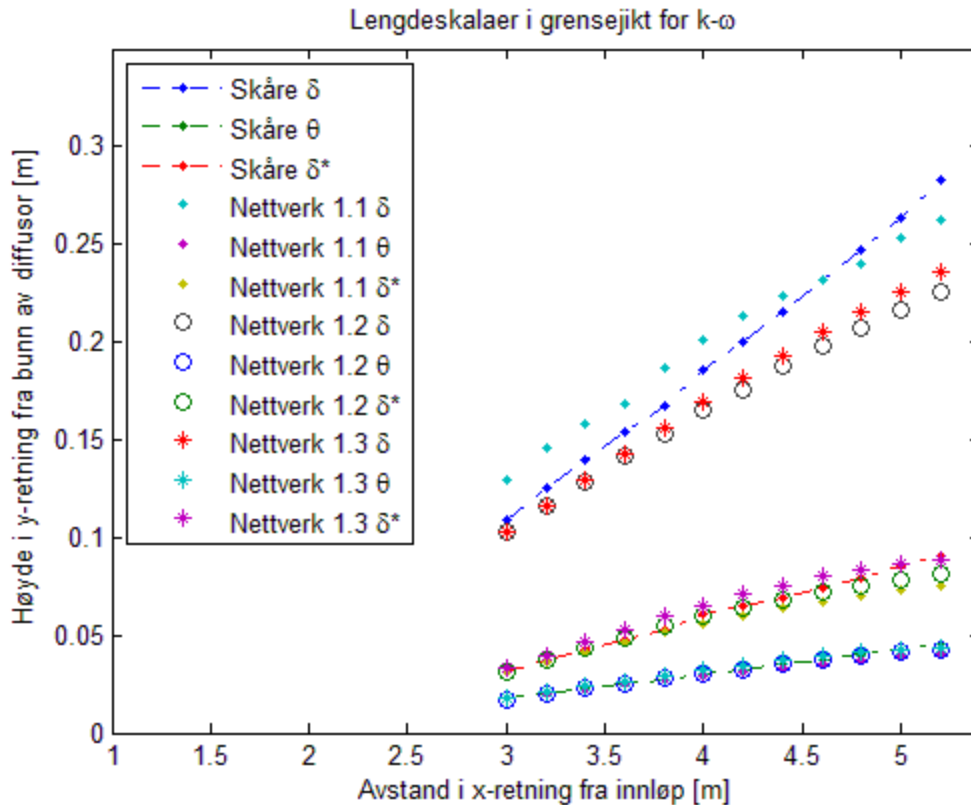


**Figur 4.6– Simule ringsresultater fra  $k-\epsilon$  RNG på nettverk 1.2. Gjennomsnittshastighetene i grensesjiktet skalert med indre variable. Symbolene er definert i figurtabellene.**

Vedlagt rapporten følger et regneark med de simulerte verdiene i figur 4.6, se vedlegg 9.1.

#### **4.1.4 Simuleringsresultater fra turbulensmodellen $k-\omega$**

Dette avsnittet presenterer resultater fra simuleringer med turbulensmodellen  $k-\omega$ . Utviklingen av diffusorens nedre grensesjikt i det aktuelle området presenteres i figur 4.7. Figuren viser simuleringsresultater fra de tre nevnte nettverkene og forsøksresultater fra Skåre [88].



**Figur 4.7 - Utvikling av grensesjiktsparemetrene  $\delta$ ,  $\delta^*$  og  $\theta$ . Resultatene er presentert fra simuleringene med standard k- $\omega$  og forsøksresultatene fra Skåre. Symbolene er definert i figurtabellen.**

Figur 4.7 presenterer utviklingen av grensesjiktstykkelsen  $\delta$ , fortreningsstykkelsen  $\delta^*$  og tykkelsen på grensesjiktets bevegelsesmengde  $\theta$ . Resultatene fra nettverk 1.1, nettverk 1.2 og nettverk 1.3 er representert ved punktgrafikk, og resultatene fra Skåre er presentert ved de stiplede linjene.

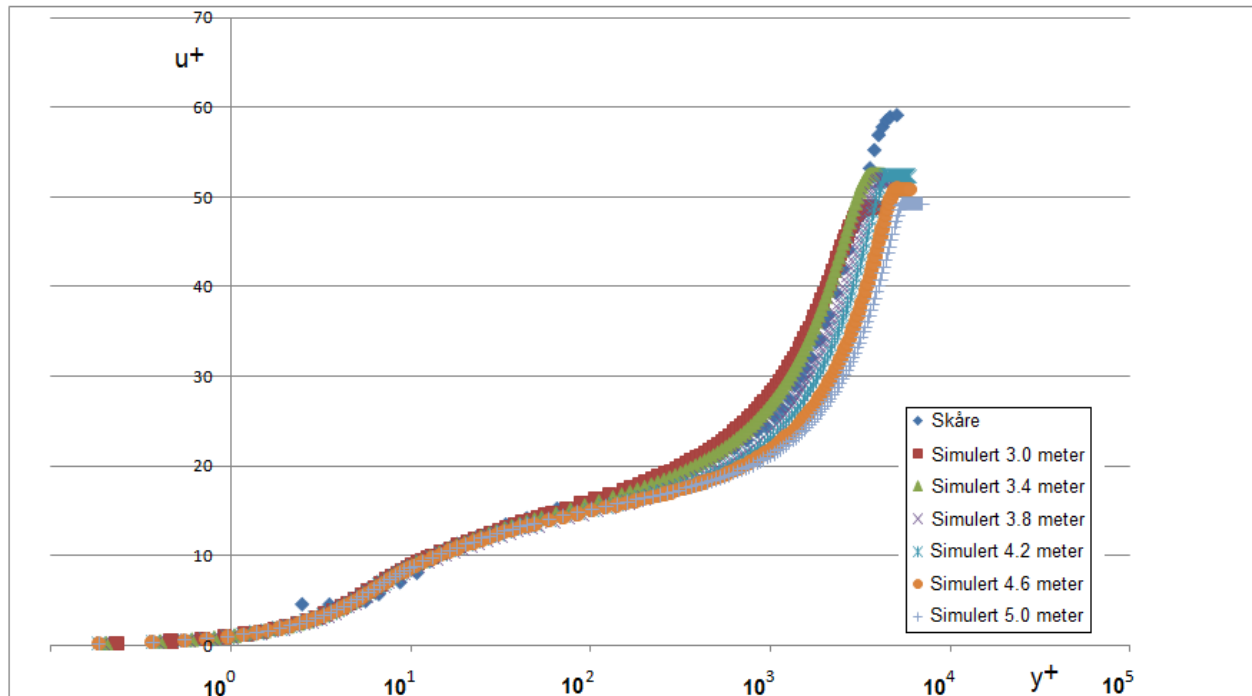
I tabell 4.5 presenteres aktuelle parameterverdier for det nedre grensesjiktet i diffusoren.

x [m]	Ue [m/s]	$\delta$ [m]	H	$\Theta$ [m]	$t_w$	$dp_e/dx$	G	$\beta$	$C_f * 10^3$	$Re_\theta$
3.0	22.13	0.1032	1.801	0.0174	0.2514	119	21.7	14.7	0.843	24575
3.2	21.32	0.1160	1.857	0.0200	0.2160	95	23.4	16.4	0.776	27583
3.4	20.66	0.1287	1.900	0.0227	0.1896	76	24.9	17.3	0.725	30251
3.6	20.09	0.1413	1.931	0.0253	0.1749	62	25.6	17.3	0.707	32805
3.8	19.62	0.1534	1.951	0.0278	0.1656	52	26.0	17.1	0.703	35240
4.0	19.21	0.1652	1.960	0.0303	0.1615	44	25.9	16.2	0.715	37548
4.2	18.85	0.1758	1.960	0.0327	0.1581	38	25.7	15.4	0.727	39728
4.4	18.53	0.1874	1.954	0.0350	0.1566	32	25.3	14.0	0.744	41793
4.6	18.26	0.1978	1.942	0.0371	0.1576	28	24.7	12.8	0.772	43729
4.8	18.01	0.2073	1.926	0.0392	0.1575	25	24.2	12.0	0.793	45536
5.0	17.79	0.2169	1.907	0.0411	0.1596	21	23.4	10.3	0.823	47216
5.2	17.60	0.2257	1.884	0.0429	0.1621	18	22.7	9.0	0.854	48756

**Tabell 4.5 - Karakteristiske grensesjiktparametre fra simule ringer med standard k- $\omega$  på nettverk 1.2 mellom 3.0 og 5.2 meter fra innløp.**

Verdiene er resultater fra simuleringer på nettverk 1.2. Parametrene er presentert i begynnelsen av kapittel 4.

Figur 4.8 presenterer hastighetsutviklingen i grensesjiktet fra bunnen og ut til fristrømmen. Figuren presenterer simuleringsresultater fra nettverk 1.2. I vedlegg 9.4.1.4 er tilsvarende figurer presentert for simuleringsresultatene på nettverk 1.1 og nettverk 1.3. Både hastighetsverdiene og høyden fra bunnen er skalert med indre variable. Dette gjør det mulig å sammenligne med log-loven. Resultater fra Skåre [41] er presentert ved de blå punktene.



**Figur 4.8– Simuleringsresultater fra standard k- $\omega$  på nettverk 1.2. Gjennomsnittshastighetene i grensesjiktet skalert med indre variable. Symbolene er definert i figurtabellene.**

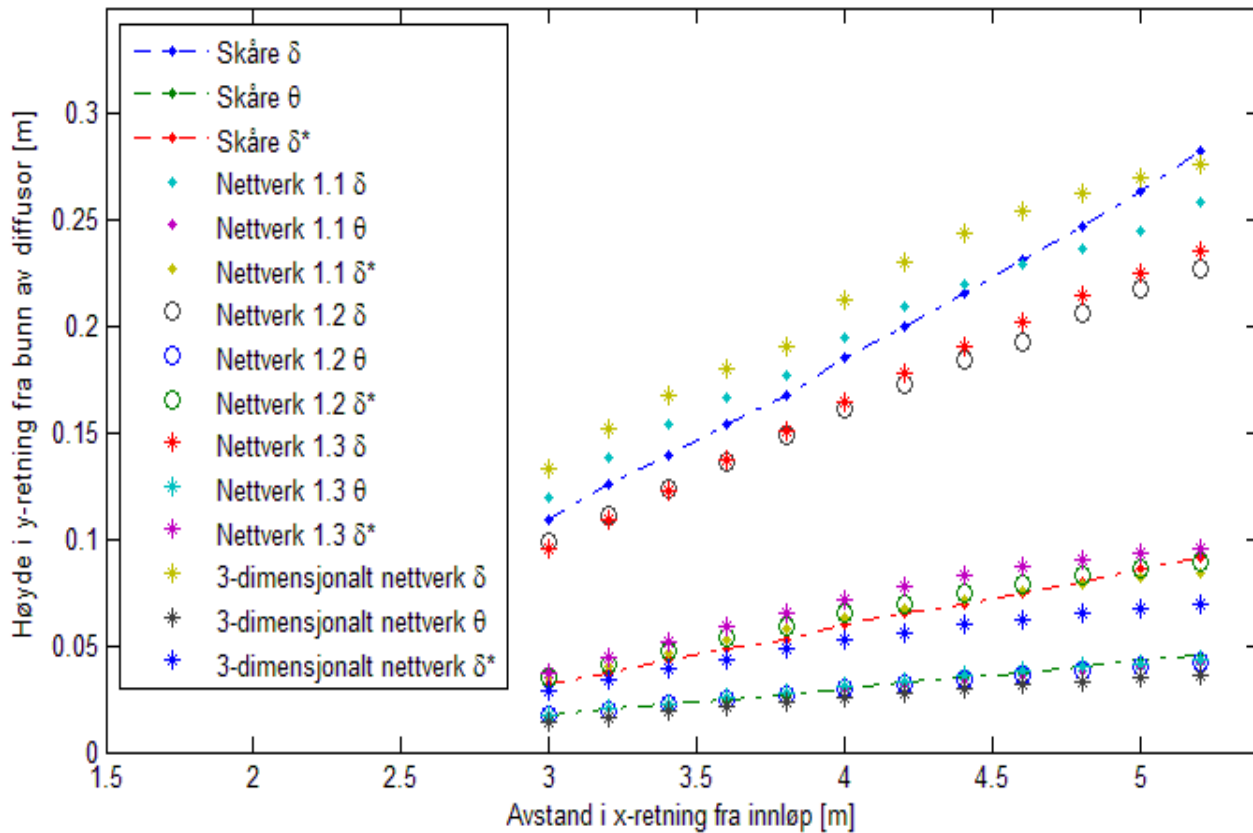
#### **4.1.5 Simuleringsresultater fra turbulensmodellen k- $\omega$ SST**

Dette avsnittet presenterer resultater fra simuleringer med turbulensmodellen k- $\omega$  SST.

Figur 4.9 presenterer utviklingen av grensesjiktstykkelsen  $\delta$ , fortrengingstykkelsen  $\delta^*$  og tykkelsen på grensesjiktets bevegelsesmengde  $\Theta$ . I denne figuren presenteres resultatene fra de tre 2-dimensjonale nettverkene og resultater fra en simulering på et 3-dimensjonalt nettverk. Simuleringsresultatene er representert ved punktgrafikk, og resultatene fra Skåre [88] er presentert ved de stiplede linjene.



Lengdeskalaer i grensejikt for k- $\omega$  SST



**Figur 4.9 - Utvikling av grensesjiktsparemetrene  $\delta$ ,  $\delta^*$  og  $\theta$ . Resultater er presentert fra simuleringene med k- $\omega$  SST og forsøksresultatene fra Skåre. Simuleringsresultatene er presentert både for 2- og 3-dimensjonale nettverk. Symbolene er definert i figurtabellen.**

I tabell 4.6 og tabell 4.7 presenteres aktuelle parameterverdier for det nedre grensesjiktet i diffusoren påhenholdsvis nettverk 1.2 og det 3-dimensjonale nettverket.

x [m]	Ue [m/s]	$\delta$ [m]	H	$\Theta$ [m]	$t_w$	$dp_e/dx$	G	$\beta$	$C_f * 10^3$	$Re_\theta$
3.0	22.57	0.0984	2.025	0.0174	0.2246	110	26.7	17.2	0.720	26720
3.2	21.84	0.1111	2.098	0.0198	0.1952	88	28.6	18.7	0.668	29517
3.4	21.23	0.1241	2.150	0.0223	0.1737	72	30.2	19.8	0.629	32226
3.6	20.71	0.1366	2.182	0.0247	0.1625	60	30.8	19.9	0.619	34850
3.8	20.25	0.1489	2.198	0.0271	0.1524	52	31.3	20.3	0.607	37396
4.0	19.85	0.1611	2.202	0.0294	0.1495	45	31.0	19.5	0.619	39869
4.2	19.50	0.1731	2.197	0.0318	0.1495	39	30.4	18.2	0.642	42270
4.4	19.18	0.1849	2.186	0.0341	0.1493	34	29.8	17.0	0.663	44599
4.6	18.89	0.1930	2.169	0.0364	0.1494	30	29.2	15.8	0.684	46845
4.8	18.63	0.2061	2.147	0.0385	0.1521	27	28.3	14.7	0.715	48991
5.0	18.40	0.2177	2.121	0.0407	0.1538	24	27.4	13.5	0.742	51039
5.2	18.19	0.2273	2.089	0.0427	0.1552	21	26.6	12.1	0.766	52952

**Tabell 4.6 - Karakteristiske grensesjiktsparemetre fra simuleringer med k- $\omega$  SST på nettverk 1.2 mellom 3.0 og 5.2 meter fra innløpet.**

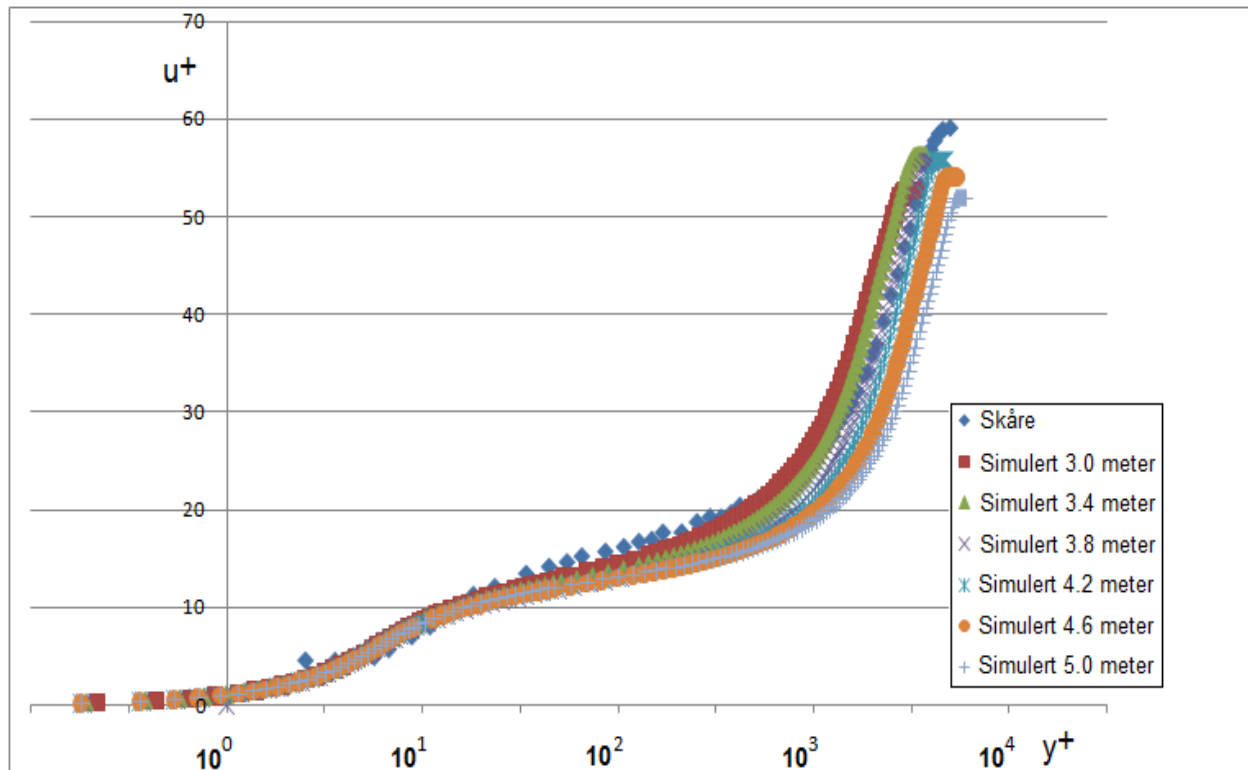
x [m]	Ue [m/s]	$\delta$ [m]	H	$\Theta$ [m]	$t_w$	$dp_e/dx$	G	$\beta$	$C_f * 10^3$	$Re_\theta$
3.0	22.03	0.1331	2.032	0.0143	0.1934	113	28.2	16.9	0.651	21432
3.2	21.27	0.1523	2.048	0.0165	0.1807	92	28.3	17.2	0.652	24005
3.4	20.65	0.1674	2.058	0.0189	0.1688	75	28.6	17.1	0.647	26550
3.6	20.13	0.1802	2.060	0.0212	0.1615	62	28.5	16.7	0.651	29064
3.8	19.69	0.1908	2.054	0.0234	0.1580	52	28.1	15.9	0.666	31448
4.0	19.30	0.2121	2.042	0.0257	0.1554	45	27.7	15.3	0.681	33786
4.2	18.97	0.2306	2.027	0.0278	0.1539	39	27.1	14.4	0.698	35916
4.4	18.67	0.2440	2.015	0.0296	0.1540	35	26.5	13.4	0.722	37653
4.6	18.40	0.2544	1.993	0.0314	0.1559	31	25.7	12.3	0.752	39435
4.8	18.16	0.2630	1.969	0.0332	0.1581	27	24.9	11.2	0.783	41071
5.0	17.95	0.2702	1.943	0.0348	0.1605	24	24.1	10.2	0.813	42570
5.2	17.76	0.2764	1.915	0.0363	0.1635	22	23.2	9.2	0.847	43939

**Tabell 4.7 - Karakteristiske grensesjiktparametre fra simulering med standard k- $\omega$  på det 3-dimensjonale nettverket mellom 3.0 og 5.2 meter fra innløpet.**

Parametrene i disse tabellene er presentert i begynnelsen av kapittel 4.

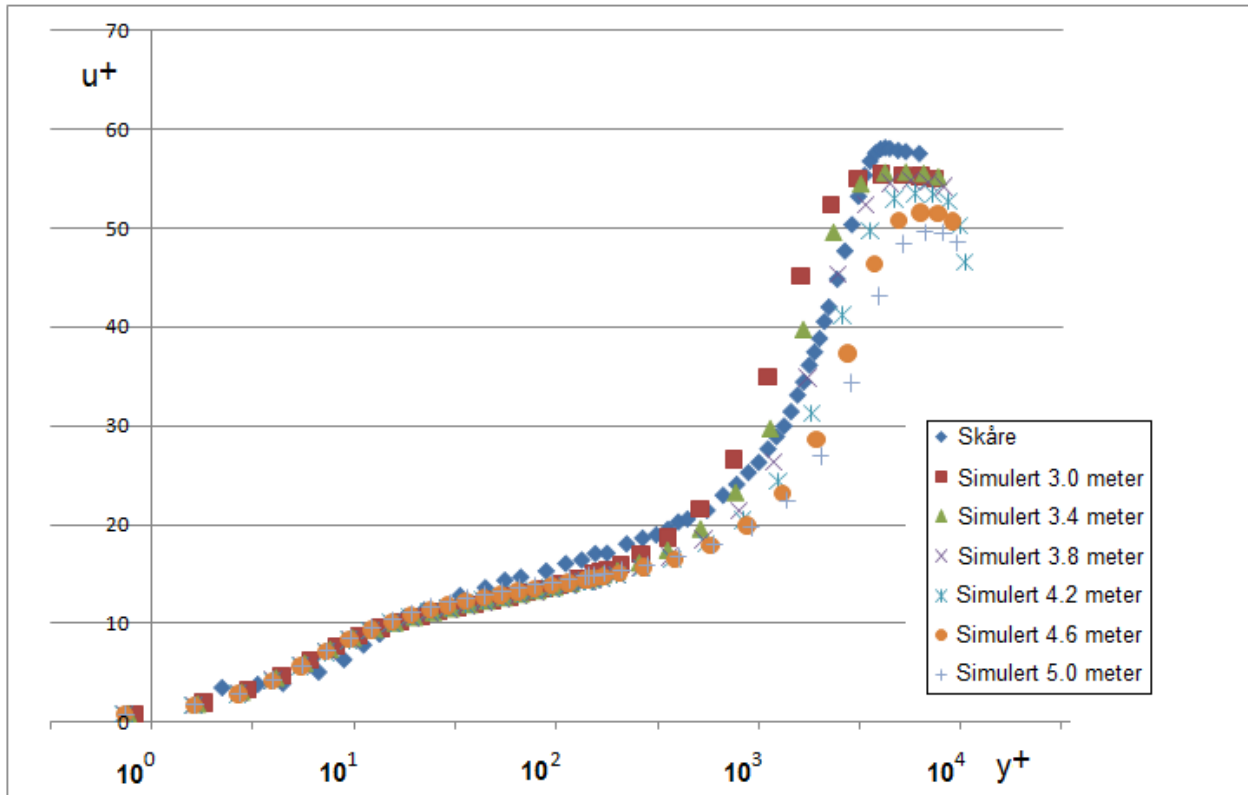
Figur 4.10 og figur 4.11 presenterer utviklingen av gjennomsnittshastigheten i grensesjiktet for nettverk 1.2 og det 3-dimensjonale nettverket. I vedlegg 9.4.1.5 er tilsvarende figurer presentert for simuleringsresultatene på nettverk 1.1 og nettverk 1.3. Både hastighetsverdiene og høyden fra bunnen er skalert med indre variable. Dette gjør det mulig å sammenligne med log-loven.

Resultater fra Skåre [41] er presentert ved de blå punktene.



**Figur 4.10– Simuleringsresultater fra  $k-\omega$  SST på nettverk 1.2. Gjennomsnittshastighetene i grensesjiktet skalert med indre variable. Symbolene er definert i figurtabellene.**

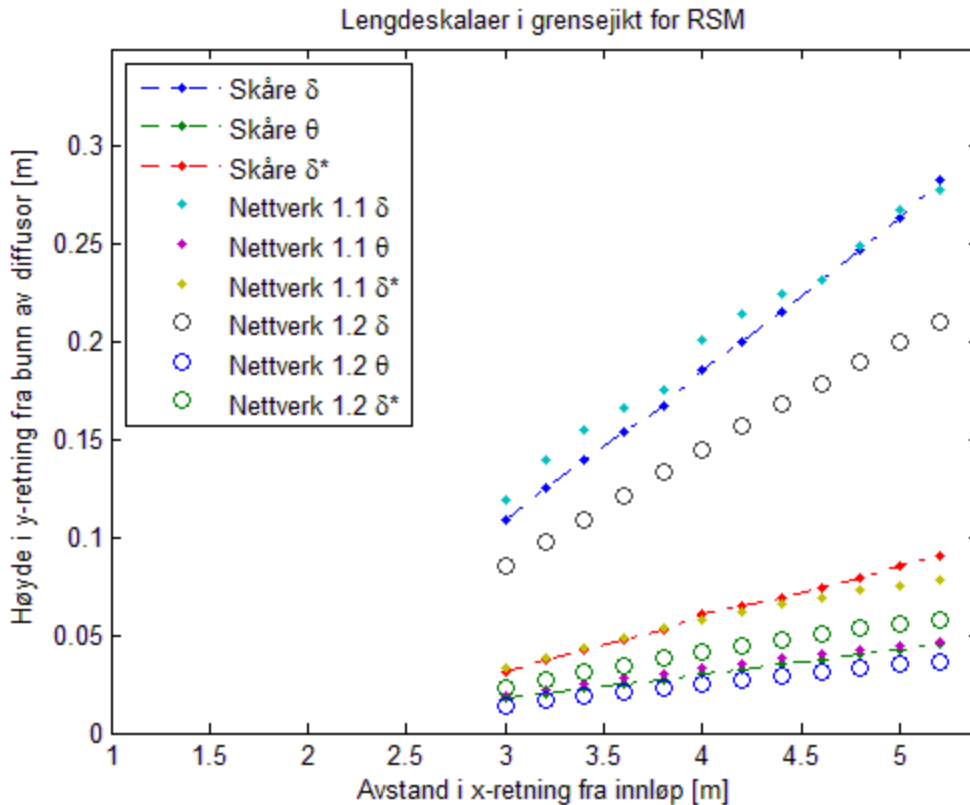
Vedlagt rapporten følger et regneark med de simulerte verdiene i figur 4.10, se vedlegg 9.1.



**Figur 4.11– Simuleringsresultater fra  $k-\omega$  SST på det 3-dimensjonale nettverket. Gjennomsnittshastighetene i grensesjiktet skalert med indre variable. Symbolene er definert i figurtabellene.**

#### 4.1.6 Simuleringsresultater fra turbulensmodellen RSM

Dette avsnittet presenterer resultater fra simuleringer med turbulensmodellen RSM. Utviklingen av diffusorens nedre grensesjikt i det aktuelle området presenteres i figur 4.12. Figuren viser simuleringsresultater fra de tre nevnte nettverkene og forsøksresultater fra Skåre [88].



**Figur 4.12 - Utvikling av grensesjiktsparementene  $\delta$ ,  $\delta^*$  og  $\theta$ . Resultatene er presentert fra simuleringene med RSM og forsøksresultatene fra Skåre. Symbolene er definert i figurtabellen.**

Figur 4.12 presenterer utviklingen av grensesjiktstykkelsen  $\delta$ , fortreningsstykkelsen  $\delta^*$  og tykkelsen på grensesjiktets bevegelsesmengde  $\theta$ . Resultatene fra nettverk 1.1, nettverk 1.2 og nettverk 1.3 er representert ved punktgrafikk, og resultatene fra Skåre er presentert ved de stiplede linjene.

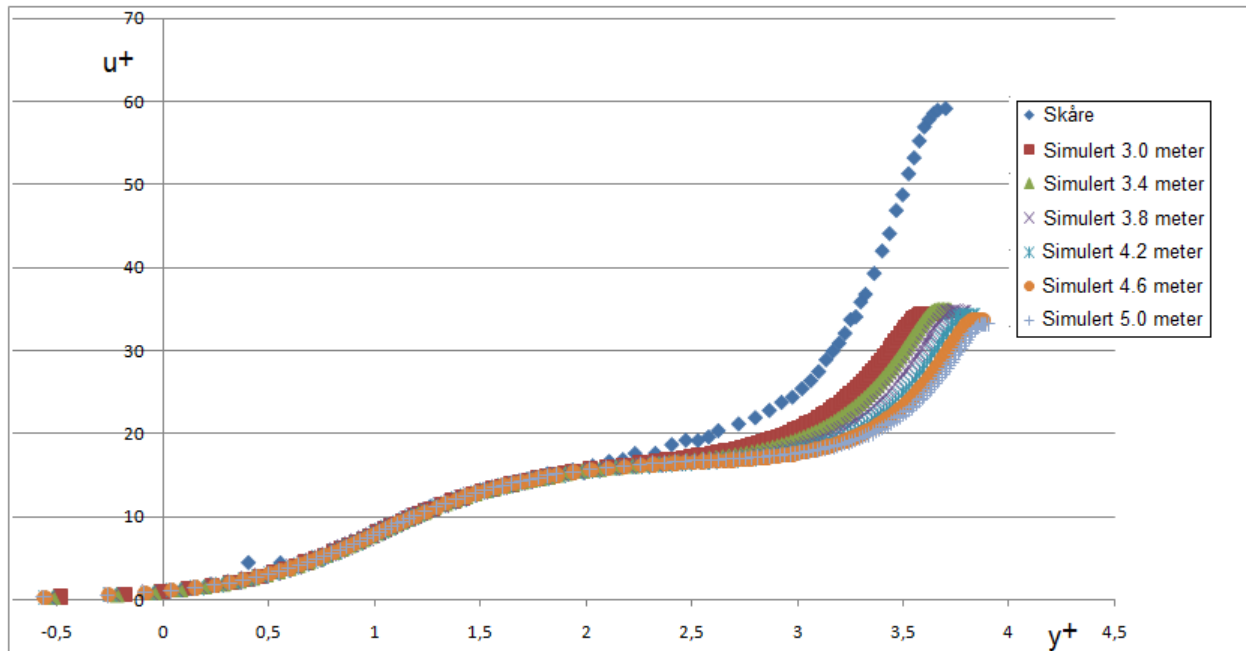
I tabell 4.8 presenteres aktuelle parameterverdier for det nedre grensesjiktet i diffusoren. Verdiene er resultater fra simuleringer på nettverk 1.2. Parametrene er presentert i begynnelsen av kapittel 4.

x [m]	Ue [m/s]	$\delta$ [m]	H	$\Theta$ [m]	$t_w$	$dp_e/dx$	G	$\beta$	$C_f * 10^3$	$Re_\theta$
3.0	22.07	0.0856	1.605	0.0143	0.5036	118	12.9	5.3	1.687	21521
3.2	21.26	0.0975	1.625	0.0166	0.4607	94	13.3	5.5	1.665	24023
3.4	20.57	0.1095	1.639	0.0188	0.4258	76	13.6	5.5	1.643	26439
3.6	19.99	0.1214	1.646	0.0211	0.4038	63	13.7	5.4	1.649	28756
3.8	19.50	0.1332	1.647	0.0233	0.3878	52	13.6	5.2	1.665	30965
4.0	19.07	0.1450	1.644	0.0254	0.3737	44	13.5	4.9	1.677	33061
4.2	18.70	0.1566	1.638	0.0275	0.3672	37	13.3	4.5	1.714	35047
4.4	18.38	0.1680	1.630	0.0295	0.3605	32	13.1	4.3	1.742	36924
4.6	18.09	0.1790	1.619	0.0314	0.3541	28	12.9	4.	1.766	38691
4.8	17.84	0.1899	1.607	0.0332	0.3483	23	12.6	3.5	1.787	40345
5.0	17.62	0.2005	1.594	0.0349	0.3452	21	12.4	3.4	1.816	41879
5.2	17.42	0.2104	1.580	0.0365	0.3427	18	12.1	3.0	1.844	43292

**Tabell 4.8 - Karakteristiske grensesjiktsparemetre fra simuleringer med RSM på nettverk**

**1.2 mellom 3.0 og 5.2 meter fra innløpet.**

Figur 4.13 presenterer hastighetsutviklingen i grensesjiktet fra bunnen og ut til fristrømmen. Figuren presenterer simuleringsresultater fra nettverk 1.2. I vedlegg 9.4.1.6 er tilsvarende figur presentert for simuleringsresultatene på nettverk 1.1. Både hastighetsverdiene og høyden fra bunnen er skalert med indre variable. Dette gjør det mulig å sammenligne med log-loven. Resultater fra Skåre [41] er presentert ved de blå punktene.

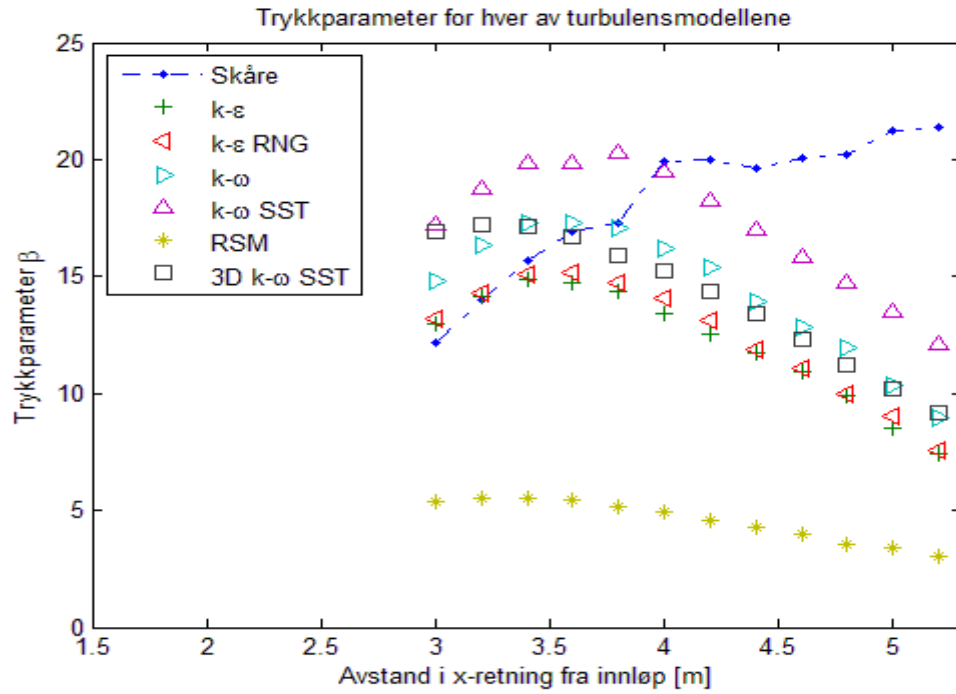


**Figur 4.13– Simule ringsresultater fra RSM på nettverk 1.2. Gjennomsnittshastighetene i grensesjiktet skalert med indre variable. Symbolene er definert i figurtabellene.**

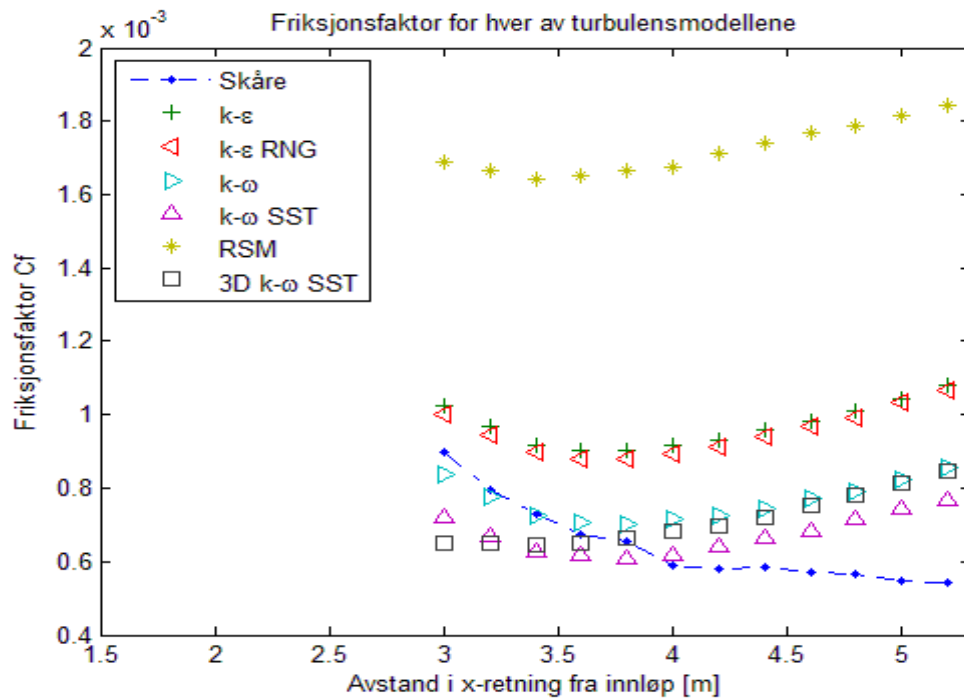
#### 4.1.7 Felles presentasjon av aktuelle parametre

I de foregående avsnittene er de beregnede parametrene presentert i tabeller. I de følgende figurer presenteres noen av de aktuelle parametrene for tverrsnittene mellom 3.0 – 5.2 meter fra innløpet. Figur 4.14 presenterer trykkparameteren for beregning av likevekt, figur 4.15 presenterer friksjonsfaktoren, figur 4.16 presenter formfaktoren og figur 4.17 presenterer formfaktoren etter Clauser. I hver av figurene presenteres simuleringsresultatene sammen med resultatene Skåre [88]. Se figurtabellene for mer informasjon om den enkelte grafen.

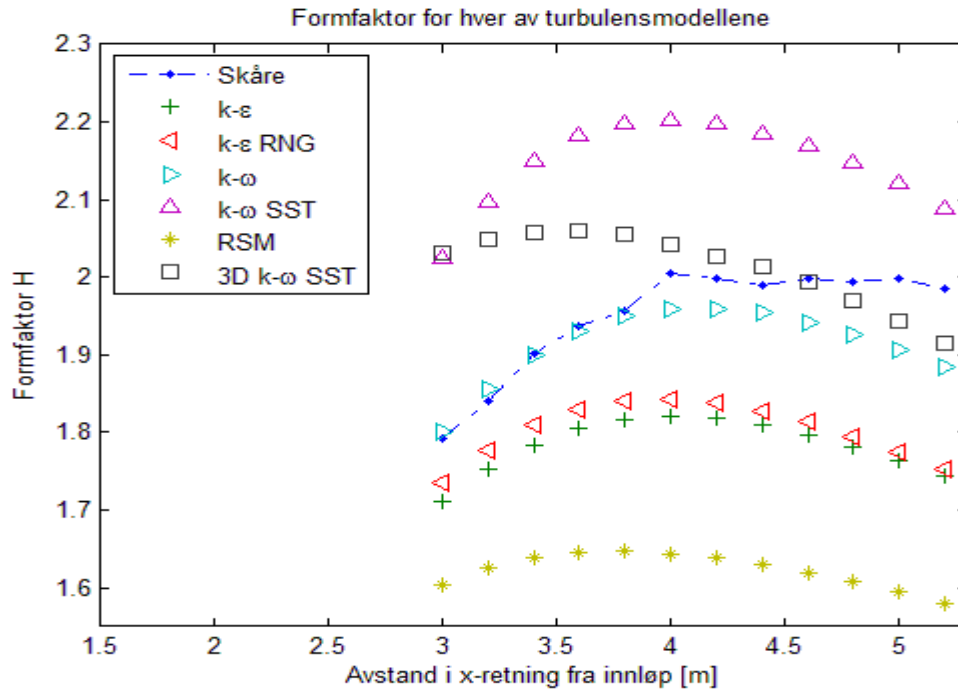




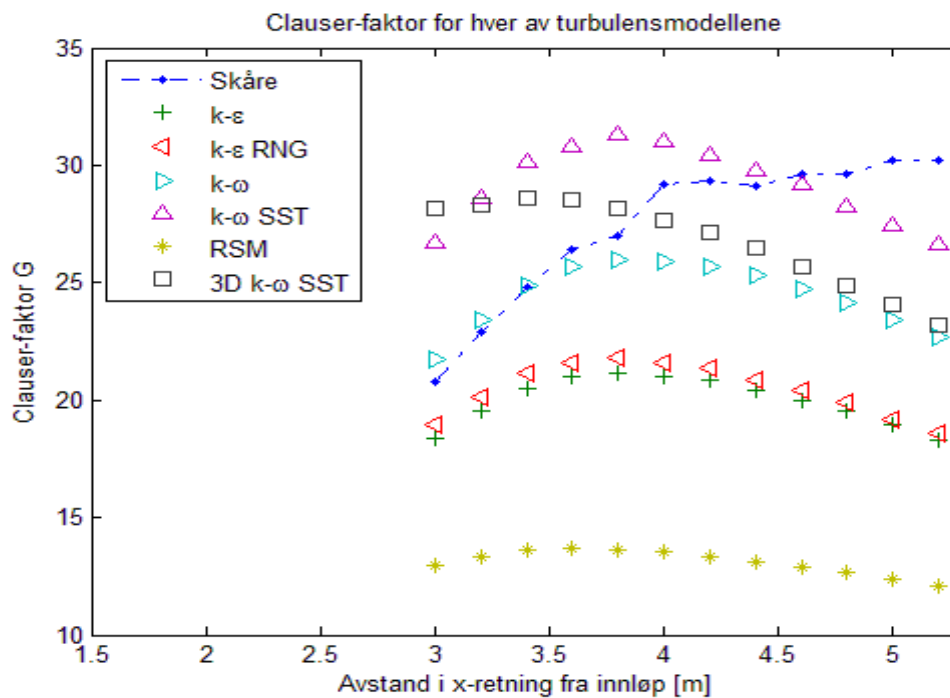
Figur 4.14 – Presentasjon av trykkparameteren for beregning av likevekt,  $\beta$ .



Figur 4.15 – Presentasjon av friksjonsfaktoren,  $C_f$ .



Figur 4.16 – Presentasjon av formfaktoren,  $H$ .



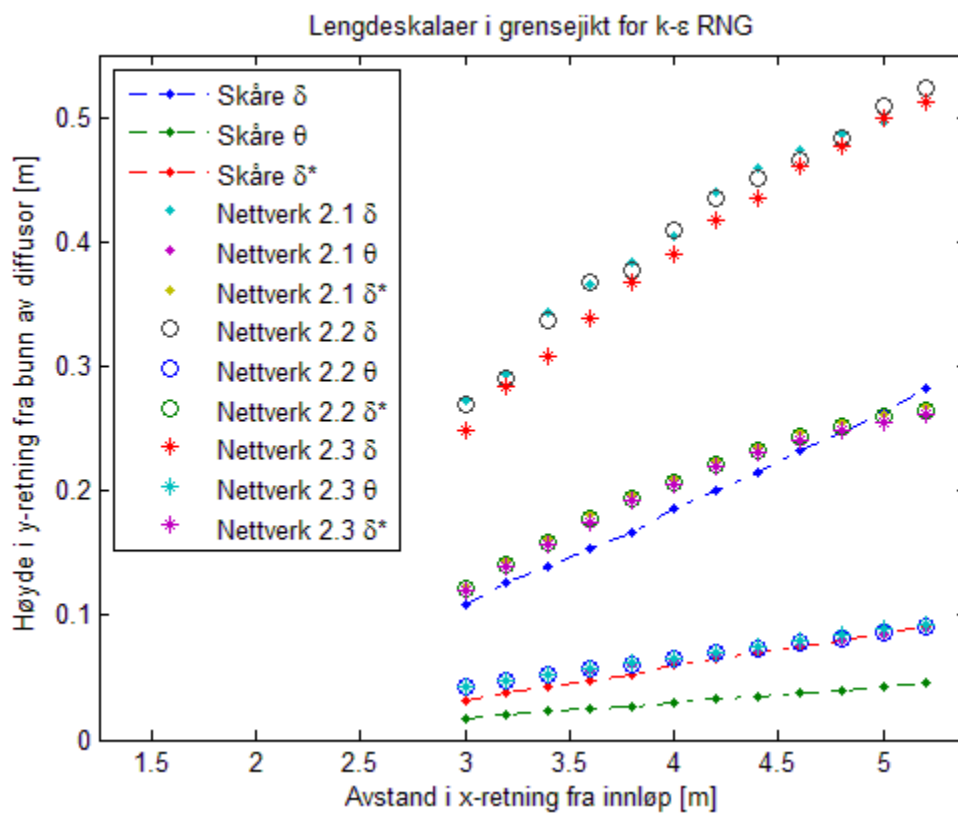
Figur 4.17 - Presentasjon av formfaktoren etter Clauser,  $G$ .

## 4.2 Resultater for strømningsstilfelle 2

I dette avsnittet presenteres resultatene for strømningsstilfelle 2 hvor bunnen av diffusoren er ru.

### 4.2.1 Simuleringsresultater fra turbulensmodellen k- $\epsilon$ RNG

Dette avsnittet presenterer resultater fra simuleringer med turbulensmodellen k- $\epsilon$  RNG. I figur 4.18 presenteres utviklingen det nedre grensesjiktet i diffusoren.



Figur 4.18 - Utvikling av grensesjiktsparemetrene  $\delta$ ,  $\delta^*$  og  $\theta$ . Simuleringsresultatene for strømningsstilfelle 2 er presentert for k- $\epsilon$  RNG sammen med forsøksresultatene fra Skåre på strømningsstilfelle 1. Symbolene er definert i figurtabellen.

Figur 4.18 viser simuleringresultater fra de tre nevnte nettverkene og forsøksresultater fra Skåre [88] på strømningstilfelle 1. Figuren presenterer utviklingen av grensesjiktstykkelsen  $\delta$ , fortrengeingstykkelsen  $\delta^*$  og tykkelsen på grensesjiktets bevegelsesmengde  $\Theta$ . Resultatene fra nettverk 2.1, nettverk 2.2 og nettverk 2.3 er representert ved punktgrafikk, og resultatene fra Skåre er presentert ved de stiplede linjene.

I tabell 4.9 presenteres aktuelle parameterverdier for det nedre grensesjiktet i diffusoren. Parametrene i tabell 4.9 følger av en konvergent simulering på nettverk 2.2

x [m]	Ue [m/s]	$\delta$ [m]	H	$\Theta$ [m]	$dp_e/dx$	G	$\beta$	$C_f$ *10 <sup>3</sup>	$C_{f_{tw}}$ *10 <sup>4</sup>	$C_{f_p}$ *10 <sup>3</sup>	$Re_\theta$
3.0	26.14	0.2699	2.829	0.0429	102	26.4	24.6	1.2	-0.816	1.3	76533
3.2	25.53	0.2906	2.956	0.0478	80	31.2	31.4	0.9	-0.667	1.0	83199
3.4	25.06	0.3369	3.026	0.0524	67	36.0	40.0	0.7	-0.54	0.7	89605
3.6	24.63	0.3681	3.141	0.0567	57	41.0	49.4	0.5	-0.456	0.6	95301
3.8	24.26	0.377	3.195	0.0608	47	44.7	53.6	0.5	-0.396	0.5	100562
4.0	23.96	0.4099	3.188	0.0649	42	46.4	56.6	0.4	-0.365	0.5	106118
4.2	23.69	0.4352	3.201	0.0693	37	46.7	55.1	0.4	-0.34	0.5	111967
4.4	23.42	0.4513	3.179	0.0733	34	46.1	53.4	0.4	-0.334	0.5	117168
4.6	23.18	0.465	3.136	0.0775	32	44.4	50.3	0.5	-0.329	0.5	122600
4.8	22.96	0.4825	3.076	0.0819	31	41.8	46.3	0.5	-0.351	0.6	128220
5.0	22.73	0.5089	3.007	0.0862	31	38.5	42.2	0.6	-0.369	0.6	133632
5.2	22.50	0.5239	2.931	0.0904	30	35.4	37.1	0.7	-0.414	0.7	138675

**Tabell 4.9 - Karakteristiske grensesjiktparametre fra simuleringer med standard k- $\epsilon$  RNG på nettverk 2.2 mellom 3.0 og 5.2 meter fra innløpet.**

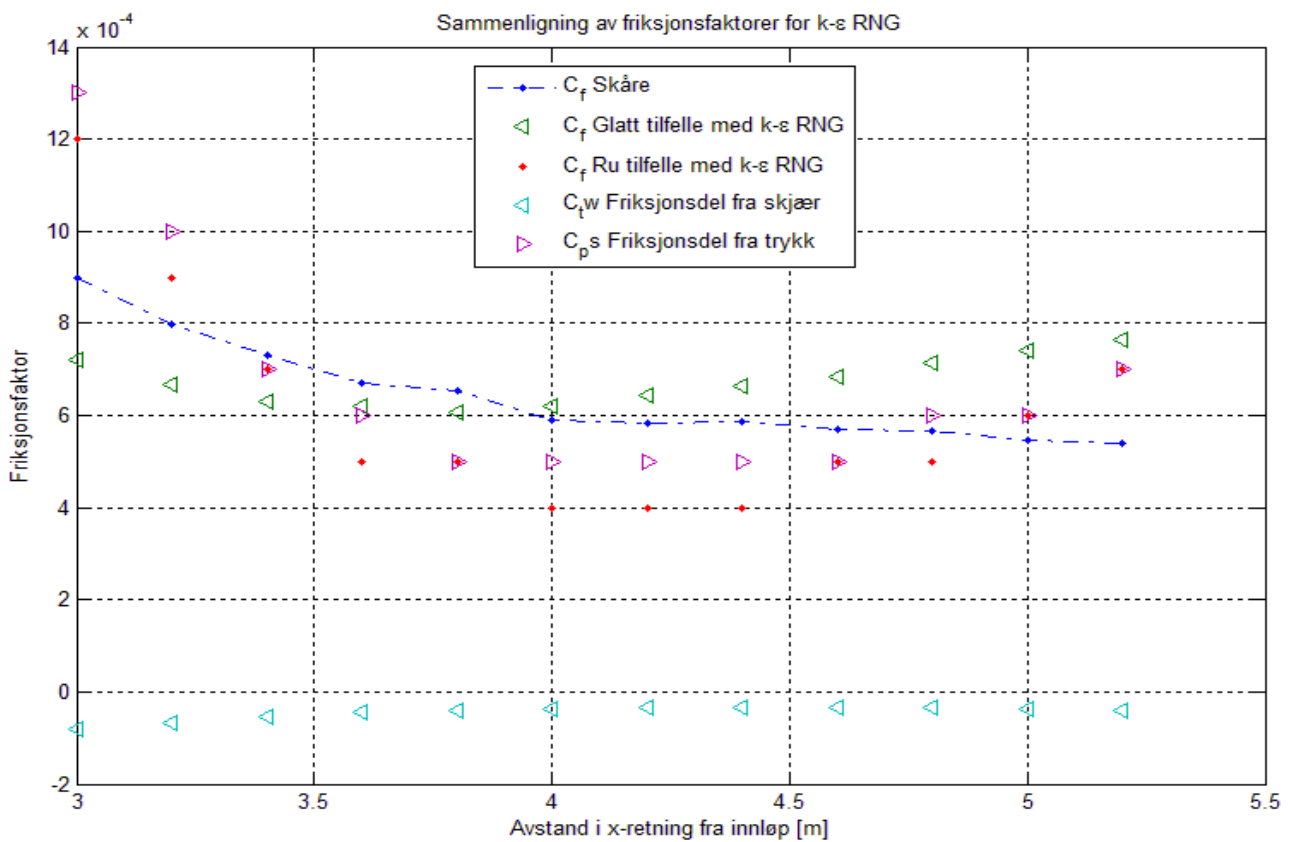
I denne tabellen er tre friksjonsfaktorer presentert:

- $C_{f_{tw}}$ - er friksjonskoeffisienten som følge av skjær langs overflatene parallelt til strømmingen langs den nedre, ru overflaten i diffusoren.

- $C_{f_p}$  - er friksjonskoeffisienten som følge av trykk mot de vertikale overflatene i ruhetslementene langs den nedre overflaten i diffusoren.
- $C_f$  - er summen av de to foregående friksjonskoeffisientene og utgjør dermed den totale friksjonskoeffisienten.

De øvrige parametrene i tabellen er presentert i begynnelsen av kapittel 4.

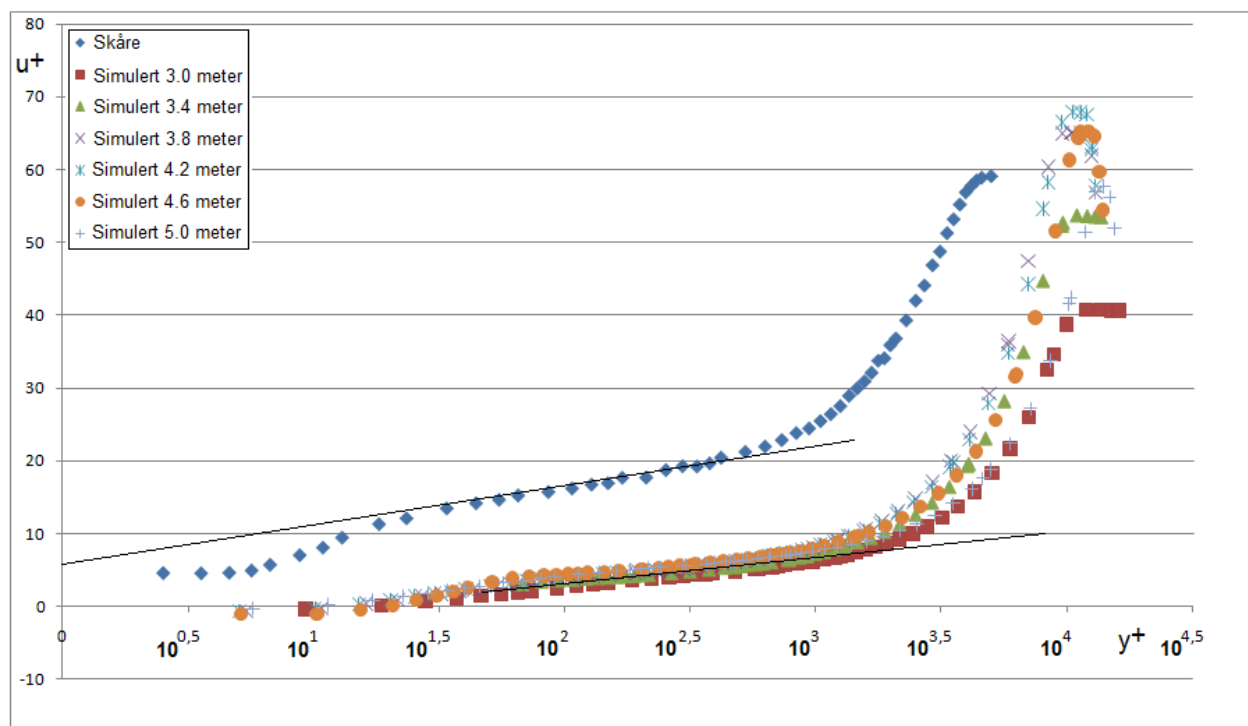
I figur 4.19 visualiseres friksjonsfaktorene fra Skåre [88] og simuleringene med  $k-\epsilon$  RNG på strømningsstilfelle 1 og strømningsstilfelle 2. Simuleringen på strømningsstilfelle 1 er gjort med nettverk 1.2 og simuleringen på strømningsstilfelle 2 er gjort med nettverk 2.2.



**Figur 4.19 - Viser friksjonskoeffisienter fra Skåre og simuleringer fra  $k-\epsilon$  RNG på strømningsstilfelle 1 og strømningsstilfelle 2.**

Parameteren  $k^+$ , den ikke-dimensjonale ruhestørrelsen, er funnet til 74 ved 3.0 meter.

Figur 4.20 og figur 4.11 presenterer utviklingen av gjennomsnittshastigheten i grensesjiktet for nettverk 2.2. I vedlegg 9.4.2.1 er tilsvarende figurer presentert for simuleringsresultatene på nettverk 1.1 og nettverk 1.3. Både hastighetsverdiene og høyden fra bunnen er skalert med indre variable. Dette gjør det mulig å sammenligne med log-loven. Resultater fra Skåre [41] er presentert ved de blå punktene.

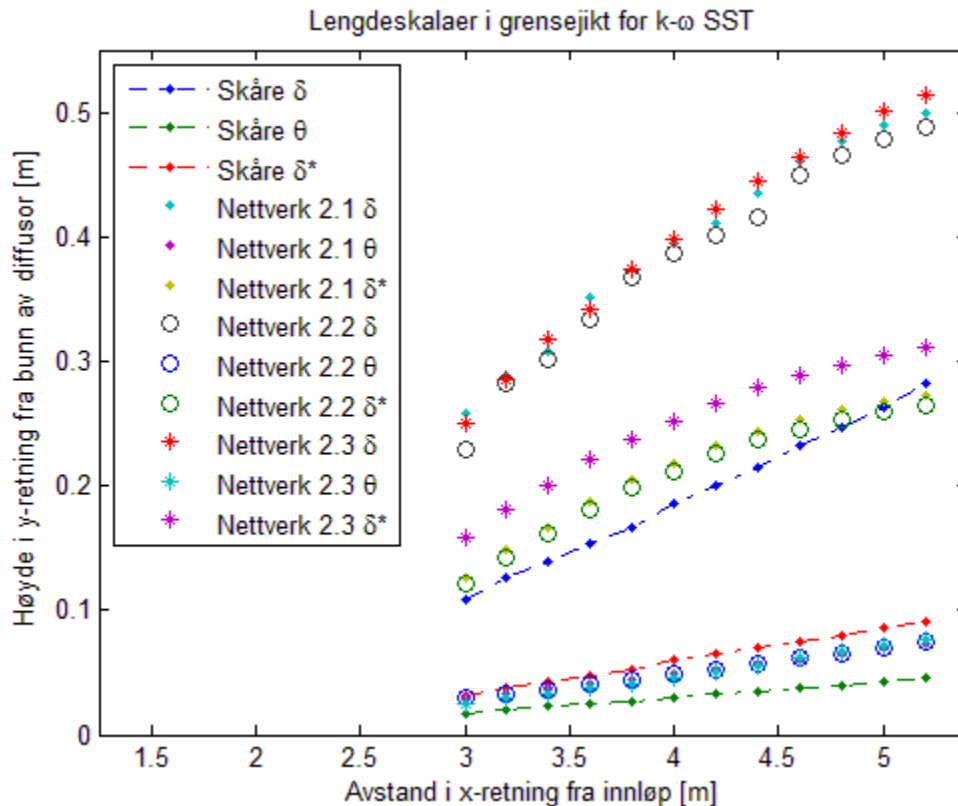


**Figur 4.20– Simuleringsresultater fra  $k\text{-}\epsilon$  RNG på nettverk 2.2 er presentert med en svart linje over det overlappende området. Gjennomsnittshastighetene i grensesjiktet skalert med indre variable. Resultatene fra Skåre er presentert med blå punkter. En svart linje som følger log-loven er presentert.**

Vedlagt rapporten følger et regneark med de simulerte verdiene i figur 4.20, se vedlegg 9.1.

## 4.2.2 Simuleringsresultater fra turbulensmodellen k- $\omega$ SST

Dette avsnittet presenterer resultater fra simuleringer med turbulensmodellen k- $\omega$  SST. I figur 4.21 presenteres utviklingen av diffusorens nedre grensesjikt i det aktuelle området. Figuren viser simuleringsresultater fra de tre nevnte nettverkene og forsøksresultater fra Skåre [88].



**Figur 4.21 - Utvikling av grensesjiktsparementene  $\delta$ ,  $\delta^*$  og  $\theta$ . Simuleringsresultatene for strømningstilfelle 2 er presentert for k- $\omega$  SST sammen med forsøksresultatene fra Skåre på strømningstilfelle 1. Symbolene er definert i figurtabellen.**

Figur 4.21 presenterer utviklingen av grensesjiktstykkelsen  $\delta$ , fortrengingstykkelsen  $\delta^*$  og tykkelsen på grensesjiktets bevegelsesmengde  $\theta$ . Resultatene fra nettverk 2.1, nettverk 2.2 og nettverk 2.3 er representert ved punktgrafikk, og resultatene fra Skåre er presentert ved de stippledde linjene.

I tabell 4.10 presenteres aktuelle parameterverdier for det nedre grensesjiktet i diffusoren.

Parameterverdiene er et resultat av simuleringer på nettverk 2.2.

x [m]	Ue [m/s]	$\delta$ [m]	H	$\Theta$ [m]	$dp_e/dx$	$C_f$ * $10^3$	$C_{f_{tw}}$ * $10^4$	$C_{f_p}$ * $10^3$	Re $_{\theta}$
3.0	26.02	0.2285	4.066	0.0297	81	-0.144	-0.307	-0.113	52759
3.2	25.54	0.2815	4.283	0.0333	70	-0.323	-0.289	-0.295	57982
3.4	25.07	0.3022	4.369	0.0368	61	-0.449	-0.195	-0.430	63007
3.6	24.70	0.3341	4.456	0.0408	53	-0.514	-0.136	-0.500	68681
3.8	24.36	0.3678	4.445	0.0447	48	-0.549	-0.100	-0.539	74217
4.0	24.03	0.3861	4.344	0.0486	45	-0.540	-0.100	-0.530	79703
4.2	23.72	0.4014	4.269	0.0529	42	-0.515	-0.109	-0.504	85516
4.4	23.44	0.4155	4.156	0.0569	39	-0.452	-0.131	-0.439	91009
4.6	23.18	0.4498	4.016	0.0612	36	-0.366	-0.160	-0.350	96752
4.8	22.92	0.4662	3.870	0.0655	35	-0.232	-0.187	-0.213	102451
5.0	22.65	0.4784	3.722	0.0699	34	-0.092	-0.182	-0.074	107967
5.2	22.40	0.4888	3.582	0.0740	33	0.041	-0.143	0.056	113158

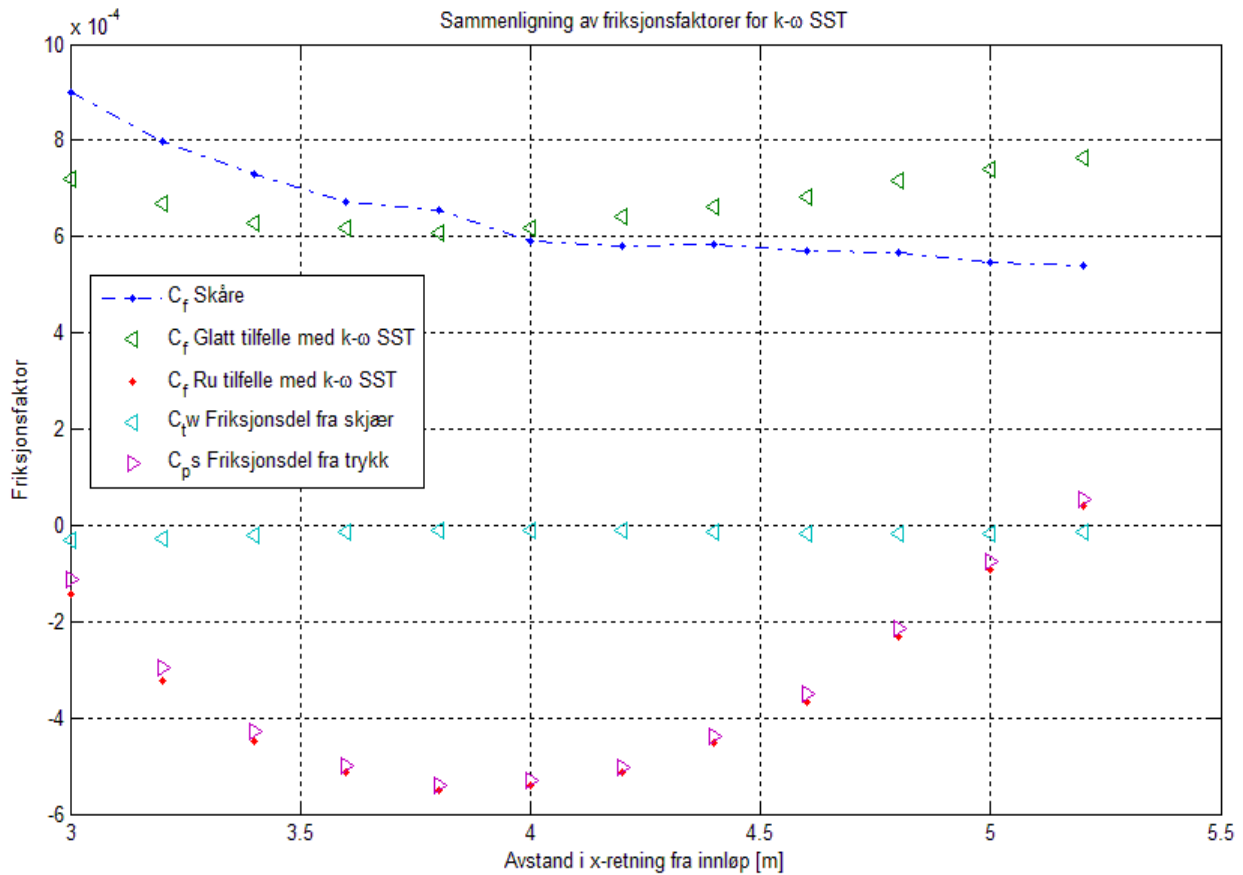
**Tabell 4.10 - Karakteristiske grensesjiktparametre fra simuleringer med k- $\omega$  SST på nettverk 1.2 mellom 3.0 og 5.2 meter fra innløpet.**

I denne tabellen er tre friksjonsfaktorer presentert:

- $C_{f_{tw}}$ - er friksjonskoeffisienten som følge av skjær langs den nedre ru overflaten i diffusoren.
- $C_{f_p}$  - er friksjonskoeffisienten som følge av trykk mot de vertikale overflatene i ruhetselementene langs den nedre overflaten i diffusoren.
- $C_f$ - er summen av de to foregående friksjonskoeffisientene og utgjør dermed den totale friksjonskoeffisienten.



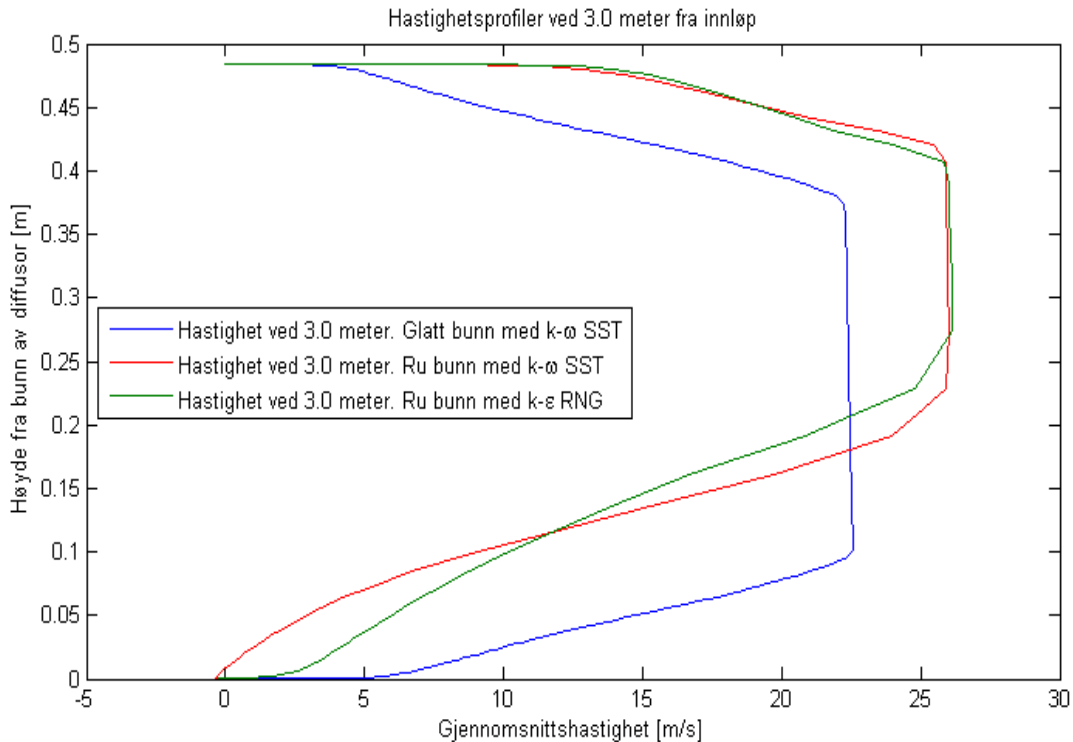
De øvrige parametrene i tabellen er presentert i begynnelsen av kapittel 4. I figur 4.22 visualiseres friksjonsfaktorene fra Skåre, strømningsstilfelle 1 og strømningsstilfelle 2. Simuleringen på strømningsstilfelle 1 er gjort på nettverk 1.2, og simuleringen på strømningsstilfelle 2 er utført på nettverk 2.2.



**Fig 4.22 - Viser friksjonskoeffisienter fra Skåre og simuleringresultater fra både strømningsstilfelle 1 og strømningsstilfelle 2, se figurtabell. Simuleringene er utført på på henholdsvis nettverk 1.2 og 2.2 med k- $\omega$  SST.**

### 4.2.3 Felles presentasjon av aktuelle parametre og strømninger

For å få et inntrykk av hastighetsprofilene som utvikler seg i diffusoren i de to tilfellene benyttes figur 4.23. Denne figuren presenterer hastighetsprofiler ved et tverrsnitt 3.0 meter fra innløpet.



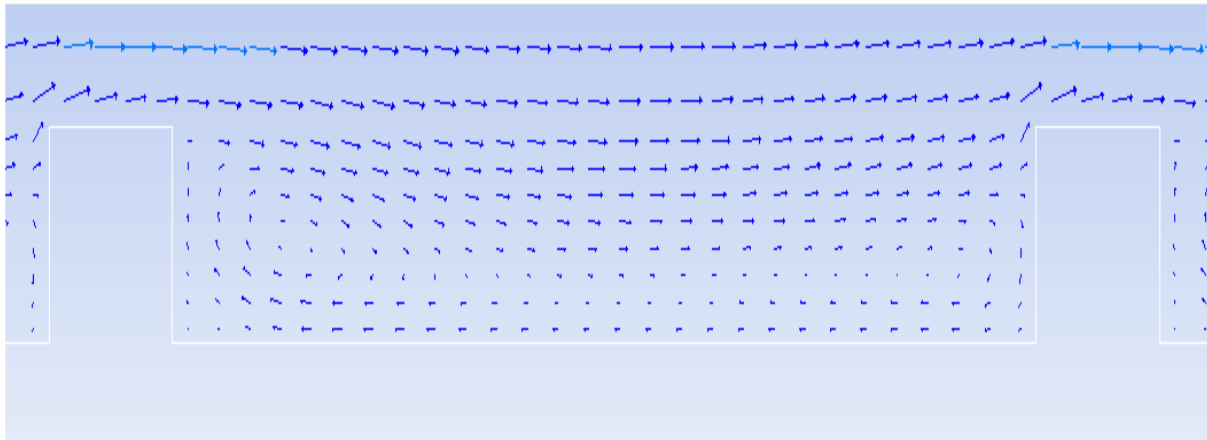
**Figur 4.23 – Presentasjon av hastighetsprofil i diffusoren 3.0 meter fra innløpet.**

**Den blå grafen viser et simulert hastighetsprofil med  $k-\omega$  SST for strømmingstilfelle 1.**

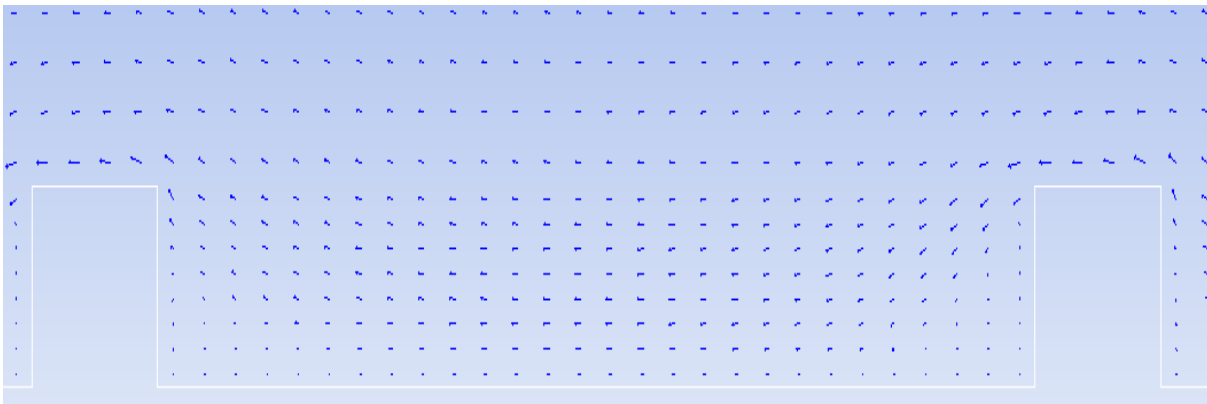
**Den røde og den grønne grafen viser simulerte hastighetsprofiler med  $k-\omega$  SST og  $k-\epsilon$  RNG på strømmingstilfelle 2.**

Den blå grafen viser et hastighetsprofil fra strømmingstilfelle 1. Grafen er et resultat av en konvergent simulering med turbulensmodellen  $k-\omega$  SST på nettverk 1.2. Den grønne og den røde grafen er resultater fra strømmingstilfelle 2. Grafene er resultater fra simuleringer med henholdsvis  $k-\epsilon$  RNG og  $k-\omega$  SST på nettverk 2.2.

Figur 4.24 og figur 4.25 presenter hastighetsvektorer langs bunnen på nettverk 2.2 ved tverrsnittet 3.0 meter fra innløpet. Figur 4.24 viser hastighetsvektorer fra  $k-\epsilon$  RNG modellen og figur 4.25 viser hastighetsvektorer fra  $k-\omega$  SST modellen.

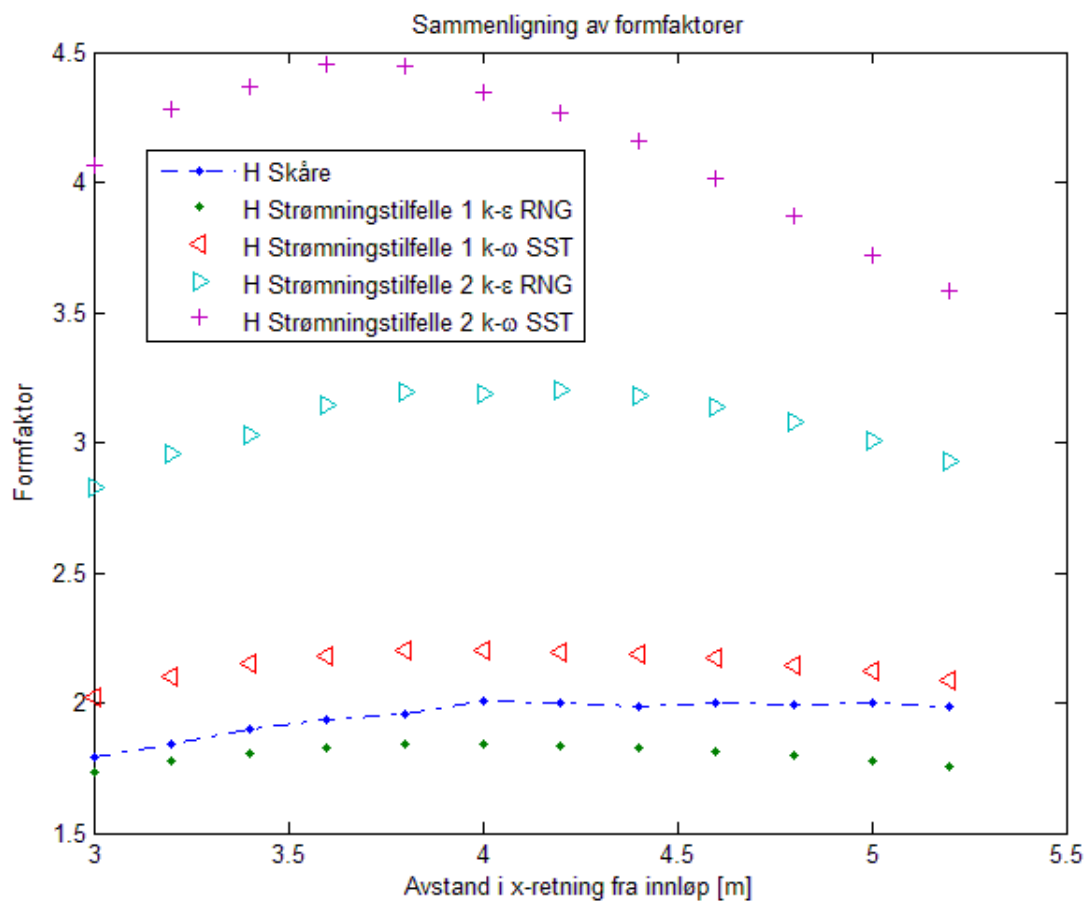


**Figur 4.24 – Hastighetsvektorer, simulert med  $k-\epsilon$  RNG, langs ruhetselementene 3.0 meter fra innløpet.**



**Figur 4.25 – Hastighetsvektorer, simulert med  $k-\omega$  SST, langs ruhetselementene 3.0 meter fra innløpet.**

Figur 4.26 presenterer formfaktoren fra simuleringene med  $k-\epsilon$  RNG og  $k-\omega$  SST på nettverk 1.2 og 2.2, samt resultatene fra Skåre [88].



**Figur 4.26 - Viser formfaktoren i det aktuelle området for begge strømningstilfellene. Symbolene er definer i figurtabellen.**

## Del 5 – Diskusjon

### 5.1 Vurdering av CFD

CFD er, som beskrevet i kapittel 2.5, et numerisk verktøy for beregninger av strømningsproblemer med væske, gass og varme. For å få gode resultater ved bruk av CFD kreves det inngående kjennskap til strømningssteori, turbulensmodeller og numeriske metoder.

CFD har flere sterke sider:

- Numeriske strømningsberegninger åpner for å studere strømningsproblemer uten å måtte bygge testutstyr.
- CFD gjør det mulig, om ønskelig, å forandre på geometri og strømningsproblemer underveis i et prosjekt. Dette er ofte svært krevende, både praktisk og økonomisk, ved forsøksarbeid i en vindtunnel.
- Moderne CFD programmer har meget gode visualiserings verktøy. Dette kan gi operatøren en god forståelse av strømningsbildet.

CFD har imidlertid også flere svake sider:

- Som nevnt må brukeren av et CFD program ha god kjennskap til strømningssteori og numerikk for at resultatene skal bli brukbare. Dette kan føre til at operatører, som ikke har den nødvendige forhåndskunnskap, produserer resultater som er langt fra virkelighetsnære.
- Ved bruk av numeriske metoder er det alltid en mulighet for å gjøre feil antagelser. Det er derfor meget viktig at resultatene valideres mot andre kilder før man stoler på resultatene.
- Simuleringer med CFD - programmer kan være meget tidkrevende. Selv med grove nettverk og enkle turbulensmodeller kan det ta svært lang tid å få et godt resultat for et komplekst problem.

## ***5.2 Diskusjon av resultater***

Ved bruk av CFD må resultatene vurderes og valideres. I kapittel 4 er resultatene fra simuleringene presentert. I de følgende avsnittene vurderes simuleringsresultatene fra de forskjellige turbulensmodellene mot hverandre, mot verdier fra Skåre og mot teori.

Tre nettverk er benyttet på hvert av de to strømningsstilfellene. Årsaken til dette er et ønske om å finne nettverksuavhengig løsning:

- Nettverkene med grov oppløsning gir som regel meget dårlige resultater i deler av geometrien. Likevel er grove nettverk nyttige fordi simuleringstiden er mye kortere på grove nettverk enn på finere nettverk, noe som gjør det mulig å raskt danne seg et inntrykk av strømnings situasjonen.
- Nettverk med finere oppløsning er å foretrekke etter hvert i en simuleringsprosess siden resultatene normalt blir bedre etter hvert som oppløsningen blir bedre.

Nettverksoppløsningen er et viktig usikkerhetsmoment i dette prosjektet. Dette kan illustreres ved definisjonen av grensesjiktstykkelsen fra ligning 2.17. Siden CFD benytter interpolasjon mellom nettverkscellene vil et grovt nettverk kunne medføre et tilsvarende grovt og dårlig svar for en parameter som grensesjiktstykkelsen.

### **5.2.1 Vurdering av resultater fra strømningsstilfelle 1**

I dette kapitlet vurderes simuleringsresultatene fra strømningsstilfelle 1. Som nevnt i begynnelsen på kapittel 4 presenteres det resultater for regionen mellom 3.0 til 5.2 meter fra innløpet. Ifølge Skåre [2] er grensesjiktet i likevekt mellom 4.0 og 5.2 meter fra innløpet.

#### **5.2.1.1 Vurdering av resultater fra en-ligningsmodellen Spalart-Allmaras**

I dette kapitlet vurderes resultatene fra simuleringene med turbulensmodellen Spalart-Allmaras.

I figur 4.1 er simuleringsresultatene for utviklingen av det nedre grensesjiktet i diffusoren presentert. Resultater fra hvert av de tre nettverkene er presentert sammen med resultater fra Skåre [88]. Verdiene fra turbulensmodellene er markert med punktgrafikk, og verdiene fra Skåre

er markert med stiplede, rette linjer. Figuren viser at simuleringsresultatene, spesielt tydelig for grensesjiktstykkelsen, går fra å være noe høy og bølgete for nettverk 1.1 til å nærme seg verdiene fra Skåre i resultatene fra nettverk 1.2 og nettverk 1.3. Denne utviklingen kan tyde på at oppløsningen av nettverk 1.1 er alt for grov. Resultatene fra nettverk 1.2 og nettverk 1.3 sammenfaller godt med hverandre, noe som tyder på at løsningen fra nettverk 1.2 er tilnærmet nettverksuavhengig.

Om man studerer figur 4.2, og samtidig sammenligner med figur 9.1 i velegg 9.4 blir inntrykket et annet. I disse figurene er hastigheten i grensesjiktet skalert med indre variable for å kunne sammenlignes med log-loven. Resultatene fra Skåre er markert med blå punkter. I motsetning til figur 4.2, hvor det er en korrelasjon mellom resultatene fra Skåre og resultatene fra de forskjellige nettverkene, er det i disse figurene liten korrelasjon mellom resultatene. Dette tyder på at turbulensmodellen ikke klarer å løse opp grensesjiktet i dette strømningsstilfellet med de aktuelle nettverkene. Dette er uventet siden Spalart-Allmaras er kjent for å løse grensesjiktstrømning med ugunstig trykkgradient, se avsnitt 2.4.1. Noe av årsaken til dette resultatet kan ligge i nettverksoppløsningen. Som en følge av at diffusorgeometrien er mye lengre enn den er høy blir mange av nettverkscellene meget strukne, noe som kan medføre numeriske beregningsavvik. Likevel er det meget overraskende at resultatene avviker så mye, særlig siden oppløsningen på nettverk 1.2 og nettverk 1.3 er meget god i grensesjiktet. Det er også mulig at turbulensmodellen har problemer fordi det er en en-ligningsmodell. Den modellerer bare turbulent viskositet, uten å ta med de strømningshistoriske effektene fra turbulent lengdeskala og turbulent energi.

Et annet moment som bør kommenteres i disse figurene, som også gjelder for tilsvarende figurer i de andre simuleringene, er de negative verdiene på  $y^+$ -aksen. Ved å se på ligning 2.29 for beregning av  $y^+$  kan de negative verdiene forklares. Dersom produktet av friksjonshastigheten og avstanden fra veggen blir mindre enn kinematisk viskositet vil logaritmen behandle verdier lavere enn 1, noe som gir negative verdier på  $y^+$ -aksen. Dette betyr altså at de negative punktene i figur 2.4 er meget nært den faste overflaten.

Som nevnt i avsnitt 2.3.6 rundt er et turbulent grensesjikt i likevekt dersom man ved ligning 2.32 får en felles referansehastighet. Ifølge Skåre [2] peker grensesjiktsparemetrene  $\delta$ ,  $\delta^*$  &  $\theta$  mellom

4.0 og 5.2 meter fra innløpet mot et felles referansepunkt;  $x_0=1.74$  meter. Ved å studere simuleringsresultatene fra Spalart-Allmaras ser man at dette ikke gjentar seg for simuleringsresultatene. De tre parametrene  $\delta, \delta^*$  &  $\theta$ , spesielt for nettverk 1.2 og nettverk 1.3, følger resultatene fra Skåre parallelt i regionen mellom 3.0 til 4.2 meter. Etter tverrsnittet ved 4.2 meter flater stigningen for verdiene noe ut, og de indikerer heller ikke noe felles referansepunkt  $x_0$ . Dette medfører at de aktuelle tverrsnittene heller ikke får noen felles referansehastighet, og grensesjiktet er dermed ikke i likevekt.

Tabell 4.2 presenterer beregnede tallverdier fra nettverk 1.2. Verdiene fra nettverk 1.2 er valgt siden figur 1 indikerer noen grad av nettverksuavhengig løsning. Som beskrevet i avsnitt 2.3.6 må de følgende parametrene være konstante for at grensesjiktet skal være i likevekt:

- Trykkgradienten for beregning av likevekt har ifølge Skåre i tabell 4.1 en felles verdi på ca 20 i likevektsregionen. Verdiene fra Spalart-Allmaras faller derimot ikke sammen i en felles verdi, og verdiene for denne parameteren er attpåtil mye høyere. Ved å studere tabellene ser man at trykkgradienten i fristrømmen har meget like verdier for Skåre og Spalart-Allmaras. Årsaken til avviket for  $\beta$  ligger altså i avviket for fortrengingstykkelsen og i verdiene for skjærspenningen. Skjærspenningsavviket kommer av at modellen ikke klarer å løse opp det viskøse underlaget i disse simuleringene. Ved å studere tabellene observeres det at de simulerte skjærspenningsverdiene er mye lavere enn resultatene fra Skåre.
- Friksjonskoeffisienten fra Skåre holder ifølge Skåre i tabell 4.1 en verdi på rundt  $0.55 \cdot 10^{-3}$ . I tabell 4.2 ser man at verdiene fra Spalart-Allmaras er mye lavere enn verdiene fra Skåre. Dette følger som nevnt av det lave skjærspenningsverdiene. I tillegg til at verdiene er lave kan man i tabellen se at verdiene begynner å øke før slutten på måleregionen, noe som gjør at verdien på friksjonskoeffisienten ikke er konstant gjennom det forventede likevektsområdet
- Ifølge Skåre i tabell 4.2 bør formfaktoren få en konstant verdi rundt 2 i likevektsområdet. Formfaktoren til Spalart-Allmaras legger seg på en tilnærmet konstant verdi for regionene mellom 3.8 til 4.6 meter før verdien synker mot slutten av måleområdet. I den konstante



regionen er verdiene 20% høyere enn verdiene fra Skåre, opp mot 2.4, noe som ifølge avsnitt 2.3.2 er nært separasjon.

- Formfaktoren etter Clauser skal i henhold til Skåre i tabell 4.2 ha en konstant verdi rundt 30. Siden denne parameteren avhenger av friksjonskoeffisienten og formfaktoren, se ligning 2.34, er det naturlig at heller ikke denne parameteren blir konstant siden de nevnte parametrene ikke er konstante i simuleringsresultatene fra Spalart-Allmaras.

I tilfelle likevekt skal hastighetsverdiene i grensesjiktet følge den indre veggloven når de skaleres med indre variable. Som man kan se i figur 4.2 er dette ikke tilfelle i simuleringsresultatene. Resultatene legger seg bare delvis i et fast mønster, og de følger heller ikke Skåre i det overlappende området. Figuren viser imidlertid meget sterke vakeeffekter, noe som indikerer at turbulensmodellen løser opp en strømming med sterk ugunstig trykkgradient.

### 5.2.1.2 Vurdering av resultater fra to-ligningsmodellene

I dette underkapittelet vurderes simuleringsresultatene fra to-ligningsmodellene standard k- $\epsilon$ , k- $\epsilon$  RNG, standard k- $\omega$  og k- $\omega$  SST.

I figur 4.3, figur 4.5, figur 4.7 og figur 4.9 presenteres utviklingen av  $\delta$ ,  $\delta^*$  &  $\theta$  i måleområdet for hver to-ligningsmodellene. I figurene er simuleringsresultatene fra nettverk 1.1, nettverk 1.2 og nettverk 1.3 presentert med punktgrafikk, og verdiene fra Skåre [88] er markert med stiplede, rette linjer. Felles for alle disse figurene, som det også er for Spalart-Allmaras, er det at simuleringsresultatene fra nettverk 1.1 opplever en noe bølgende plassering, spesielt synlig for tykkelsen på grensesjiktet. Samtidig kan man se at resultatene fra nettverk 1.2 og nettverk 1.3 ikke har denne bølgende oppførselen og at resultatene fra de to nettverkene er meget like hverandre. Dette indikerer at nettverk 1.1 er for grovt til å løse strømmingen skikkelig, og at resultatene fra nettverk 1.2 nettverk 1.3 går mot en nettverksuavhengighet.

I avsnitt 4.1.5 er det også presentert simuleringsresultater fra et 3-dimensjonalt nettverk med turbulensmodellen k- $\omega$  SST. Dette nettverket har en meget grov oppløsning, i samme

størrelsesorden som nettverk 1.1. Det er i utgangspunktet ønskelig å gjennomføre simuleringer på finere 3-dimensjonale nettverk, men dette har ikke latt seg gjøre siden antall nettverksceller blir for stort for. Resultatene fra dette 3-dimensjonale nettverket er derfor ikke ulikt resultatene fra nettverk 1.1. Verdiene for  $\delta$ ,  $\delta^*$  &  $\theta$  opplever en bølgende plassering på samme måte som verdiene fra nettverk 1.1. Verdiene på aktuelle parametrene  $\delta$ ,  $\delta^*$  &  $\theta$  for det 3-dimensjonale tilfellet avviker noe fra resultatene med nettverk 1.1:

- Dette kan komme av 3-dimensjonale effekter i strømmingen som de 2-dimensjonale simuleringene ikke klarer å fange opp. På samme måte som det danner seg grensesjikt langs bunnen og toppen av diffusoren vil det også være grensesjikt langs veggene av diffusoren. Disse kan føre til endringer av det nedre grensesjiktet i diffusoren som en 2-dimensjonal simulering ikke klarer å fange opp.
- Det kan være turbulente effekter som fører til denne variasjonen av grensesjiktparametrene. Turbulens er et 3-dimensjonalt fenomen. Ved å forenkle problemstillingene til å være 2-dimensjonale mister man noe informasjon Reynolds-spenningene som beveger seg på tvers av strømningsretningen. Dette kan påvirke resultatet negativt.
- Variasjonen i resultatene kan også skyldes den grove oppløsningen i det 3-dimensjonale nettverket.

Som nevnt i avsnitt 2.3.6 rundt er et turbulent grensesjikt i likevekt dersom man ved ligning 2.32 får en felles referansehastighet. Ifølge Skåre [2] peker grensesjiktparametrene  $\delta$ ,  $\delta^*$  &  $\theta$  mellom 4.0 og 5.2 meter fra innløpet mot et felles referansepunkt;  $x_0=1.74$  meter.

- I figur 4.3 og figur 4.5 presenteres simuleringsresultatene fra standard k- $\epsilon$  og k- $\epsilon$  RNG. Resultatene fra nettverk 1.1 er avviker noe fra Skåre sine resultater. Men resultatene fra nettverk 1.2 og 1.3 følger resultatene fra Skåre godt for tverrsnittene mellom 3.0 til 4.2 meter fra innløpet. Etter tverrsnittet ved 4.2 meter flater stigningen på grafene ut.

- I figur 4.7 og figur 4.9 presenteres resultatene fra  $k-\omega$  og  $k-\omega$  SST. Resultatene for  $\delta$  fra nettverk 1.2 og nettverk 1.3 ligger noe lavere enn resultatene fra Skåre gjennom hele måleområdet. Imidlertid opplever grensesjiktsparemetrene den samme utflatende effekten på stigningstallet for tverrsnittene, spesielt etter tverrsnittet ved 4.2 meter, som resultatene fra de tidligere omtalte turbulensmodellene.

Felles for alle disse fire turbulensmodellene, som for Spalart-Allmaras, er det at resultatene for  $\delta, \delta^*$  &  $\theta$  på grunn av den utflatende effekten ikke peker mot Skåre sitt referansepunkt  $x_0$ .

Faktisk er verdiene så lite enstydige at de ikke peker mot et felles referansepunkt i det hele, noe som medfører at grensesjiktet ikke er i likevekt.

I figur 4.4, figur 4.6, figur 4.8 og figur 4.10 presenteres resultatene fra nettverk 1.2 skalert med indre variable for hver av to-ligningsmodellene. I figur 4.11 er tilsvarende figur for det 3-dimensjonale nettverket presentert. I alle figurene er verdier fra Skåre [41] presentert med blå punkter. De presenterte resultatene fra 2-ligningsmodellene samsvarer både med hverandre og med resultatene fra nettverk 1.1 og nettverk 1.3, se vedlegg 9.4. Selv om oppløsningen i nettverkene varierer, slik den også gjorde for Spalart-Allmaras, så ser man at grafene er mer nettverksuavhengige, og de korrelerer bedre med resultatene fra Skåre.

Ved å studere figurene ser man at resultatene er meget nært resultatene fra Skåre. Resultatene fra Skåre følger log-loven og von Kàrmàn konstanten i det overlappende området.

Simuleringsresultatene fra det tidlige måleområdet, mellom 3.0 og 3.4 meter, er meget nærme resultatene fra Skåre. I området hvor Skåre fikk likevekt faller imidlertid stigningen i det overlappende området noe ned. Dette skyldes trolig at trykkgradienten ikke er sterk nok til å opprett holde likevekt gjennom hele måleområdet.

Tabell 4.3, tabell 4.4, tabell 4.5 og tabell 4.6 presenterer aktuelle, beregnede grensesjiktsparemetre for hver av to-ligningsmodellene. Som beskrevet i avsnitt 2.3.6 må de følgende parametrene være konstante for at grensesjiktet skal være i likevekt:

- Trykkgradienten for beregning av likevekt er ifølge Skåre i tabell 4.1 konstant med en verdi på rundt 20 for tverrsnittene mellom 4.0 og 5.2 meter. Dette er visualisert i figur

4.14 sammen med resultatene fra de fire to-ligningsmodellene, inklusive resultatene fra den 3-dimensjonale simuleringen. De simulerte verdiene for  $\beta$  stiger fra tverrsnittet ved 3.0 meter til 3.6 meter. Dette stemmer overens med Skåre. Deretter faller de simulerte verdiene for  $\beta$  frem til tverrsnittet ved 5.2 meter. Det blir altså ingen konstant verdi  $\beta$ . Det er riktig nok litt avvik mellom resultatene fra de fire modellene, men avvikene er små og utviklingen av parameteren er lik for hver enkelt av turbulensmodellene. Ved å se på verdiene for trykkgradienten i fristrømmen i tabellene ser man at disse verdiene, tross noe avvik, ikke er helt ulike verdiene fra Skåre i tabell 4.1. I henhold til ligning 2.33 kommer avviket i  $\beta$  i hovedsak av en varierende skjærspenning. I tabellene ser man at skjærspenningen synker frem til tverrsnittene mellom 4.2 og 4.6 meter. Etter disse tverrsnittene stiger verdien på skjærspenningen igjen. Dette fører til fallet av  $\beta$  i to-ligningsmodellene.

- Friksjonskoeffisienten fra Skåre holder, som vist i figur 4.15, en tilnærmet konstant verdi i underkant av  $0.6 \cdot 10^{-3}$  mellom tverrsnittene fra 4.0 til 5.2 meter. I figuren ser man at verdien fra de aktuelle to-ligningsmodellene ikke er helt konstante. Først faller simuleringsresultatene sammen med Skåre fra tverrsnittet ved 3.0 meter, men etter tverrsnittet ved 4.0 meter, hvor Skåre får en konstant verdi, begynner simuleringsresultatene å stige. Som nevnt i punktet over kan man se i tabellene for to-ligningsmodellene at verdien for skjærspenningen stiger mot slutten av måleområdet, noe som forårsaker økningen av friksjonskoeffisienten. Det er mulig at en sterkere trykkgradient kunne ført til lavere verdier av skjærspenning gjennom hele måleområdet, og dermed en konstant friksjonskoeffisient.
- Formfaktoren fra Skåre holder, som vist i figur 4.16, en tilnærmet konstant verdi rundt 2 for tverrsnittene mellom 4.0 meter til 5.2 meter. Simuleringsresultatene fra to-ligningsmodellene følger nok en gang utviklingen fra Skåre frem til tverrsnittet ved 4.0 meter, før resultatene synker noe ned i stedet for å utvikle seg konstant. Dette stemmer overens med diskusjonen av figur 4.3, figur 4.5, figur 4.7 og figur 4.9. Ettersom stigningen av  $\delta^*$  &  $\theta$  flater ut mot slutten av måleområdet er det naturlig at verdien av formfaktoren synker noe.

- Resultatene fra Skåre for formfaktoren etter Clauser holder, som vist i figur 4.17, en verdi på rundt 30 for tverrsnittene mellom 4.0 meter og 5.2 meter. Siden denne parameteren avhenger av friksjonskoeffisienten og formfaktoren er det naturlig at heller ikke denne parameteren blir konstant siden de nevnte parametrene ikke er konstante i noen av resultatene fra to-ligningsmodellene.

Disse fire to-ligningsmodellene klarer å løse opp grensesjiktet og det viskøse underlaget. Riktignok benytter standard  $k-\epsilon$  og  $k-\epsilon$  RNG en ekstra en-lignings modellering, kalt forbedrende veggfunksjon, for å løse opp det indre grensesjiktet. Men denne en-ligningsmodelleringen, omtalt i avsnitt 2.4.5, klarer i motsetning til en-ligningsmodellen Spalart-Allmaras å løse opp det viskøse underlaget. Resultatene fra to-ligningsmodellene tilsier ikke likevekt i strømmingstilfelle 1, men resultatene fremstår entydige, noe som gjør at det er større grunn til å feste lit til resultatene.

### 5.2.1.3 Vurdering av resultater fra RSM

I dette underkapittelet vurderes simuleringsresultatene fra Reynolds-spenningsmodell.

I figur 4.12 presenteres utviklingen av  $\delta$ ,  $\delta^*$  &  $\theta$  for de to benyttede nettverkene. I figuren er simuleringsresultatene fra nettverk 1.1 og nettverk 1.2 presentert med punktgrafikk, og verdiene fra Skåre [88] er markert med stiplede, rette linjer. Det er ikke utført en konvergent simulering med RSM på nettverk 1.3 da tiden ikke har strukket til. Figuren viser at simuleringsresultatene fra nettverk 1.1 plasseres seg noe bølgete, slik som for de andre turbulensmodellene. Dette skyldes sannsynligvis at nettverk 1.1 er meget grovt. Resultatene fra nettverk 1.2 legger seg mer i en rett linje, men verdiene avviker relativt mye sammenlignet med resultatene fra nettverk 1.1 og Skåre. De omtalte avvikene er såpass store at de ikke indikerer noen nettverksuavhengighet.

Som nevnt i avsnitt 2.3.6 rundt er et turbulent grensesjikt i likevekt dersom man ved ligning 2.32 får en felles referansehastighet. Ved å studere simuleringsresultatene fra nettverk 1.2 i figur 4.12 ser man at stigningen på  $\delta$ ,  $\delta^*$  &  $\theta$  ikke flater ut i samme grad som verdiene fra Spalart-Allmaras

og to-ligningsmodellene. RSM simuleringen gir altså en mer stabil utvikling av grensesjiktet, men heller ikke i denne simuleringen peker grensesjiktsparemetrene ut et felles referansepunkt.

Som beskrevet i avsnitt 2.3.6 må parametrene  $\beta$ ,  $C_f$ ,  $H$  og  $G$  være konstante for at grensesjiktet skal være i likevekt:

- Trykkgradienten for beregning av likevekt er ifølge Skåre i tabell 4.1 konstant med en verdi på rundt 20 for tverrsnittene mellom 4.0 og 5.2 meter. Dette er visualisert i figur 4.14 sammen med resultatene fra de fire to-ligningsmodellene og resultater fra RSM. Verdiene fra RSM skiller seg fra de resterende verdiene i figuren ved at verdiene er meget lave og nesten synkende i hele måleområdet. I tabell 4.8 ser man at verdiene for skjærspenningen beregnet ved RSM er vesentlig høyere enn verdiene fra Skåre. Og i figur 4.12 ser man at fortrengningstykkelsen er i samme størrelsesorden som Skåre. Dette medfører, i henhold til ligning 2.33, at verdiene for  $\beta$  blir lavere enn verdiene fra Skåre.
- Friksjonskoeffisienten fra Skåre holder, som vist i figur 4.15, en tilnærmet konstant verdi i underkant av  $0.6 \cdot 10^{-3}$  mellom tverrsnittene fra 4.0 til 5.2 meter. Figuren viser at friksjonskoeffisienten fra RSM følger det samme mønsteret som de andre to-ligningsmodellene, men verdiene er mye høyere enn resultatene fra Skåre og to-ligningsmodellene. Dette skyldes den store forskjellen i verdiene for skjærspenning, som nevnt over. Både RSM og  $k-\epsilon$  modellene benytter forbedret veggbehandling for å løse strømmingen i det indre grensesjiktet. Det er derfor noe overraskende at verdiene for skjærspenningen og friksjonskoeffisient for RSM avviker så tydelig fra resultatene til  $k-\epsilon$  modellene. Det er mulig at man ved å initialisere Reynolds-spenninger fremfor turbulent hastighet og lengdeskala, som det er gjort i dette prosjektet, kan oppnå bedre resultater med turbulensmodellen. I alle tilfeller krever RSM modellering i det indre grensesjiktet, og dette vil gi en grad av usikkerhet knyttet til resultatet.
- Formfaktoren fra Skåre holder, som vist i figur 4.16, en tilnærmet konstant verdi rundt 2 for tverrsnittene mellom 4.0 meter til 5.2 meter. I figuren ser man at formfaktoren fra RSM følger det samme mønsteret som de andre to-ligningsmodellene, men verdiene er mye lavere enn resultatene fra Skåre og to-ligningsmodellene. Ved å se på figur 4.12 ser

man at verdiene for  $\theta$  og  $\delta^*$  ligger nærmere hverandre enn verdiene fra Skåre, noe som i henhold til ligning 2.20 gir en lavere formfaktor.

- Resultatene fra Skåre for formfaktoren etter Clauser holder, som vist i figur 4, en verdi på rundt 30 for tverrsnittene mellom 4.0 meter og 5.2 meter. I figuren ser man at formfaktoren etter Clauser fra RSM følger det samme mønsteret som de andre to-ligningsmodellene, men verdiene er også for denne parameteren mye lavere enn resultatene fra Skåre og to-ligningsmodellene. Siden denne parameteren avhenger av friksjonskoeffisienten og formfaktoren vil heller ikke denne parameteren bli konstant på samme nivå som Skåre siden de nevnte parametrene ikke er konstante.

Kort oppsummert er verken  $\beta$ ,  $C_f$ ,  $H$  og  $G$  konstante i måleområdet, noe som tilsier at grensesjiktet ikke er i likevekt.

I figur 4.13 presenteres hastigheten i grensesjiktet skalert med indre variable. Resultatene fra Skåre [41], som følger log-loven i det overlappende området, er markert med blå punkter. I motsetning til resultatene fra to-ligningsmodellene følger ikke det overlappende området for RSM i figur 4.13 log-loven og stigningen til von Kármán konstanten. Ved å studere tilsvarende figur fra nettverk 1.1, se vedlegg 9.4.1.6, ser man at mønsteret gjentar seg, noe som indikerer en viss nettverksuavhengig løsning. Siden resultatene fra Skåre sammenfaller godt med teorien, og siden to-ligningsmodellene også fulgte resultatene fra Skåre meget godt, kan det antas at simuleringsresultatene fra RSM ikke er gode løsninger på den fysiske problemstillingen.

Som omtalt i avsnitt 2.4.4 er RSM den mest avanserte turbulensmodellen benyttet i dette prosjektet. Det er derfor knyttet store forventninger til resultatene fra en slik avansert modell. Imidlertid er det også slik at når modellen blir mer avansert så øker utfordringene med å få gode simuleringsresultater. Årsaker til de uventede resultatene kan ligge i de grunnleggende antagelsene for geometri og nettverk, i initialbetingelsene eller i den numeriske løseren.

## 5.2.2 Vurdering av resultater fra strømningsstilfelle 2

I dette kapittelet vurderes simuleringresultatene fra strømningsstilfelle 2, presentert i kapittel 4.2. På samme måte som for strømningsstilfelle 1 presenteres simuleringresultatene for strømningsstilfelle 2 for tverrsnittene mellom 3.0 til 5.2 meter fra innløpet til geometrien.

For å løse opp strømmingen langs ruhetselementene er nettverket langs det nedre grensesjiktet av diffusoren i strømningsstilfelle 2 meget fint oppløst, se avsnitt 3.3.2. En økning i antall nettverksceller medfører lengre beregningstid. For å utnytte tiden best mulig benyttes derfor bare de antatt beste turbulensmodellene til simuleringer på strømningsstilfelle 2. Etter diskusjonen i avsnitt 5.2.1 gjøres denne vurderingen:

- Turbulensmodellene  $k-\epsilon$  RNG og  $k-\omega$  SST velges til simuleringer på strømningsstilfelle 2. Som diskutert over har de gitt stabile resultater i strømningsstilfelle 1. Dette er også to av de mest benyttede turbulensmodellene, noe som gjør det interessant å se hvordan de fungerer på strømningsstilfelle 2.
- Spalart-Allmaras, standard  $k-\epsilon$ , standard  $k-\omega$  og RSM benyttes ikke til simuleringer på strømningsstilfelle 2.
  - Spalart-Allmaras velges bort fordi modellen har gitt ustabile resultater for strømningsstilfelle 1. som beskrevet i avsnitt 2.4.1 egnert ikke denne turbulensmodellen seg til å løse strømming bak separasjonspunkter. Den er derfor uegnet til å løse strømmingen langs ruhetselementene hvor de til enhver tid vil være lokale separasjonspunkter.
  - RSM velges bort fordi den krever mye beregningstid, og fordi den for strømningsstilfelle 1 avviker fra Skåre og to-ligningsmodellene, noe som gjør det vanskelig å validere eventuelle resultater på strømningsstilfelle 2.
  - Standard  $k-\epsilon$  og standard  $k-\omega$  har gitt gode resultater for strømningsstilfelle 1 og vil sannsynligvis også kunne gi brukbare resultater for strømningsstilfelle 2. Det antas likevel at de mer avanserte to-ligningsmodellene med avanserte modelleringsledd for regioner nært overflater og for skjærspenninger vil prestere bedre.



Nettverkene benyttet til simuleringer på strømningsstilfelle 2 er 2-dimensjonale. Det er ønskelig å utføre simuleringer på 3-dimensjonale nettverk, men dette krever større ressurser enn tilgjengelig i dette prosjektet.

### 5.2.1.1 Vurdering av resultater fra k- $\epsilon$ RNG

I dette kapitlet vurderes simuleringsresultatene fra turbulensmodellen k- $\epsilon$  RNG på strømningsstilfelle 2.

I figur 4.18 presenteres simuleringsresultatene for utviklingen av grensesjiktsparemetrene  $\delta$ ,  $\delta^*$  &  $\theta$  i bunnen av diffusoren. Det er presentert simuleringsresultater fra nettverk 2.1, nettverk 2.2 og nettverk 2.3 med punktgrafikk, og verdiene fra Skåre [88] på strømningsstilfelle 1 er markert med stiplede, rette linjer. Figuren viser at simuleringsresultatene fra nettverk 2.1 og nettverk 2.2 plasserer seg noe bølgete, spesielt synlig for grensesjiktstykkelsen. Dette samsvarer med resultatene fra nettverk 1.1 for strømningsstilfelle 1. Nettverk 2.1 og nettverk 2.2 er fint oppløst nært bunnen av diffusoren, men lenger ute er nettverket meget grovt, noe som trolig er årsaken til den bølgende oppførselen. Nettverk 2.3 har finere oppløsning i det ytre området av grensesjiktet, og som figuren viser, avtar den bølgende oppførselen ettersom oppløsningen på nettverkene øker. Verdiene på grensesjiktsparemetrene  $\delta$ ,  $\delta^*$  &  $\theta$  mye høyere enn verdiene fra Skåre på strømningsstilfelle 1. For eksempel er verdiene tykkelsen på grensesjiktet omtrent fordoblet. Dette skyldes ruhetselementene langs bunnen av diffusoren. Stigningen på grensesjiktverdiene, eller utviklingen av tykkelsen på grensesjiktet gjennom måleområdet, er omtrent den samme i de to strømningsstilfellene. Et annet fellestrekk mellom strømningsstilfelle 1 og resultatene i figur 4.18 er at stigningen på grensesjiktverdiene, spesielt synlig for fortrenningstykkelsen, flater noe ut mot slutten av måleområdet.

Som nevnt i avsnitt 2.3.6 rundt er et turbulent grensesjikt i likevekt dersom man ved ligning 2.32 får en felles referansehastighet. Siden tykkelsen på grensesjiktet øker med ruhet langs bunnen er det ikke forventet at grensesjiktsparemetrene skal peke mot det samme referansepunktet som Skåre. Men, ved å studere figuren er det tydelig at disse parametrene ikke peke mot noe felles referansepunkt i det hele.

Som beskrevet i avsnitt 2.3.3 vil en friksjonskoeffisient langs en periodisk ru overflate være noe mer sammensatt enn en friksjonskoeffisient langs en glatt og jevn overflate. I tabell 4.9 er tre friksjonskoeffisienter presentert, en for trykkmotstand, en for skjærspenning og en total friksjonskoeffisient. Disse er også visualisert i figur 4.19. Som figuren viser er friksjonskoeffisienten for skjærspenning negativ i hele måleområdet, og friksjonskoeffisienten for trykkmotstand er positiv. Imidlertid er absoluttverdien til den sistnevnte parameteren sterkere enn friksjonskoeffisienten for skjærspenning, noe som totalt sett fører til en positiv friksjonskoeffisient forstrømningen. Dette betyr at strømningen i grensesjiktet følger den ru overflaten. Grensesjiktet opplever altså ikke en global separasjon.

I figur 4.20 presenteres gjennomsnittshastigheter i grensesjiktet for nettverk 1.2 skalert med indre variable. Simuleringsresultatene sammenlignes med resultatene fra Skåre [41], som følger log-loven og von Kàrmàn konstanten i det overlappende området. Ved å sammenligne figur 4.20 med tilsvarende figurer for nettverk 1.1 og 1.3, se vedlegg 9.4.2.1, se man grafene sammenfaller. Dette tyder på en viss nettversuavhengig løsning. Figurene viser at:

- Ruhetselementene har forårsaket en forflytning av det overlappende området nedover langs  $u^+$ -aksen. Dette kommer av at ruhetselementene medfører en motstand som senker gjennomsnittshastighetene i grensesjiktet. Dette bekreftes av den negative friksjonskoeffisienten for skjærspenning i figur 4.19 som indikerer lokal tilbakestrømning langs deler av bunnen i diffusoren. Denne lokale tilbakestrømningen er også synlig i figur 4.20 i de tilfellene hvor det er negative  $u^+$ -verdier.
- Ved avlesning på figur 4.20 finnes differansen i det overlappende området mellom  $u^+$  verdiene til Skåre og simuleringsresultatene til verdier mellom 12 og 15. Variasjonen i denne differansen skyldes en lavere stigningsverdi enn von Kàrmàn konstanten. Verdien på stigningen er funnet til 0.54, noe som er rundt 29% høyere enn von Kàrmàn konstanten på 0.418. Dette er noe uventet, for i følge avsnitt 2.3.5.2, skal stigningen være den samme.
- Ruhetsparameteren  $k^+$  er funnet til 74 ved 3.0 meter fra innløpet. Ved å benytte  $k^+$  - verdiene kan simuleringsresultatet sammenlignes med eksperimenter for ru røyrstrømning i White [34]. For ru røyrstrømning flyttes log-loven omtrent 7 punkter ned på  $u^+$ -aksen

ved  $k^+=74$ . Dette er omtrent halvparten av nedflyttingen som simuleringresultatene presenterer. Årsaken til denne forskjellen er at røyrstrømning ikke har den samme ugunstige trykkgradienten som strømningen gjennom en diffusor. Det er imidlertid interessant å se at utviklingen av ru røyrstrømning og ru diffusorstrømning kan beskrives ved en meget lik log-lov.

- Ruhetsenelementene fører til at en større del av tverrsnittet er påvirket av grensesjiktet, noe høyden på grensesjiktstykkelsen i figur 4.18 også viser. Dette er synlig i figur 4.20 ved at vakedelen av strømningen er flyttet mot høyre langs  $y^+$ -aksen.
- Siden resultatene avviker fra log-loven er det rimelig å anta at grensesjiktet ikke er helt i likevekt.

Som beskrevet i avsnitt 2.3.6 må parametrene  $\beta$ ,  $C_f$ ,  $H$  og  $G$  være konstante for at grensesjiktet skal være i likevekt:

- Trykkparameteren for beregning av likevekt er presentert i tabell 4.9. Verdiene er omtrent dobbelt så store som verdiene fra Skåre i tabell 4.1. Grensesjiktet opplever en sterkere fortrenningstykkelse i strømmingstilfelle 2 enn i strømmingstilfelle 1, se figur 4.20. Verdiene på trykkgradienten er bare noe lavere i tabell 4.9 enn i tabell 4.1, og den totale friksjonskoeffisienten er i samme størrelsesorden som verdiene fra strømmingstilfelle 1. Dette fører til høyere verdier for  $\beta$ . I motsetning til resultatet fra Skåre legger ikke  $\beta$  seg på en konstant verdi i regionen mellom 4.0 og 5.2 meter. Det nærmeste  $\beta$  kommer en konstant verdi er i regionen mellom 4.0 og 4.2 meter.
- Den totale friksjonskoeffisienten for strømmingstilfelle 2 følger, som man kan se i figur 4.19, et mønster ikke ulikt friksjonskoeffisienten for strømmingstilfelle 1. Den totale friksjonskoeffisienten for strømmingstilfelle 2 synker i verdi frem mot tverrsnittet ved 4.0 meter, holder seg på en konstant verdi rundt  $4 \cdot 10^{-4}$  frem til tverrsnittet ved 4.4 meter, og stiger deretter igjen. Med andre ord følger heller ikke denne parameteren en konstant verdi gjennom regionen 4.0 til 5.2 meter slik resultatet fra Skåre gjør.

- Utviklingen av formfaktoren er beskrevet både i tabell 4.9 og i figur 4.26. Som visualisert i denne figuren følger formfaktoren resultatene fra Skåre i strømmingstilfelle 1 fra starten av måleområdet og frem til tverrsnittet ved 4.4 meter. Deretter synker verdien noe fremfor å legge seg på en konstant verdi. Formfaktoren avhenger av fortrengingstykkelser og tykkelsen på grensesjiktets bevegelsesmengde. Som vist i figur 4.18 faller stigningen av grensesjiktparametrene noe mot slutten av måleområdet. Dette kan medføre et ujevnt forhold mellom de to aktuelle parametrene og dermed et fall i verdien av formfaktoren mot slutten av måleområdet.
- Formfaktoren etter Clauser er beskrevet i tabell 4.9. Denne stiger jevnt fra starten av måleområdet før den legger seg på en jevn verdi rundt 46 mellom tverrsnittene 4.0 til 4.4 meter. Etter tverrsnittet ved 4.4 meter synker verdien frem til slutten av måleområdet, noe som er naturlig siden både den totale friksjonskoeffisienten og formfaktoren endrer seg mot slutten av måleområdet.

Utviklingen av disse parametrene viser at grensesjiktet ikke er i likevekt i hele området mellom 4.0 og 5.2 meter fra innløpet. Men, det er mulig at grensesjiktet opplever en kort periode med likevekt, eller lokale likevektspunkt, mellom 4.0 meter og 4.4 meter siden parametrene er relativt konstante i denne regionen.

### 5.2.1.2 Vurdering av resultater fra k- $\omega$ SST

I dette kapittelet vurderes simuleringsresultatene fra turbulensmodellen k- $\omega$  SST på strømmingstilfelle 2.

I figur 4.21 presenteres simuleringsresultater for utviklingen av grensesjiktparametrene  $\delta$ ,  $\delta^*$  &  $\theta$  i bunnen av diffusoren. Figuren presenterer simuleringsresultatene fra nettverk 2.1, nettverk 2.2 og nettverk 2.3 med punktgrafikk, og verdiene fra Skåre er markert med stiplede, rette linjer. Figuren viser at simuleringsresultatene fra nettverk 2.1 og nettverk 2.2 plasserer seg noe bølgete, spesielt synlig for grensesjiktstykkelsen. Dette samsvarer med resultatene fra nettverk 1.1 i figur 4.9. Nettverk 2.1 og nettverk 2.2 er fint oppløst nært bunnen av diffusoren,

men lenger ute i grensesjiktet er nettverket meget grovt, slik som nettverk 1.1. Den grove oppløsningen på nettverket kan være årsaken til den bølgende oppførselen. Nettverk 2.3 har finere oppløsning i det ytre området av grensesjiktet, og som figuren viser avtar den bølgende oppførselen ettersom oppløsningen på nettverkene øker. Imidlertid er det noe overraskende at verdiene  $\delta^*$  &  $\theta$  fra nettverk 2.3 avviker fra verdiene til de andre nettverkene. Det er også noe overraskende siden resultatene for disse parametrene samsvarte meget godt i figur 4.18 for k- $\epsilon$  RNG. Som beskrevet i avsnitt 2.5.1 bør endringer i nettverksoppløsningen skje gradvis for at de numeriske metodene skal klare å løse strømmingen uten for mye avvik. I figur 3.7 b), figur 3.8 b) og figur 3.9 b) presenteres nettverksoppløsningen til nettverken benyttet på strømmingstilfelle 2. Som vist i figurene varierer størrelsen på cellene i de forskjellige overgangene. Dette kan medføre avvik som følge av numerisk diffusjon i simuleringene på strømmingstilfelle 2. Nettverkene er imidlertid konstruert slik for å holde antall celler og beregningstiden nede.

Som vist i figur 4.21 er verdiene på grensesjiktparametrene  $\delta$ ,  $\delta^*$  &  $\theta$  mye høyere enn verdiene fra Skåre, noe som følger av ruheten langs bunnen av diffusoren. Dette samsvarer med resultatene fra k- $\epsilon$  RNG for disse parametrene. Utviklingen av tykkelsen på grensesjiktet gjennom måleområdet er omtrent den samme for de to turbulensmodellene. Stigningen på grensesjiktverdiene, spesielt synlig for fortrengningstykkelsen, flater også noe ut mot slutten av måleområdet, slik det også gjør i resultatene for k- $\epsilon$  RNG og i simuleringsresultatene fra strømmingstilfelle 1. Som nevnt i avsnitt 2.3.6 rundt er et turbulent grensesjikt i likevekt dersom man ved ligning 2.32 får en felles referansehastighet. Ved å studere simuleringsresultatene i figur 4.21 ser man at de aktuelle simuleringsresultatene ikke peker mot et felles referansepunkt, noe som indikerer at grensesjiktet ikke er i likevekt.

I figur 4.22 er friksjonskoeffisienten fra simuleringen med k- $\omega$  SST på nettverk 2.2 presentert. Ved å studerer friksjonskoeffisientene i tabell 4.10 og i figur 4.22 ser man både friksjonskoeffisienten for skjærspenning og trykkmotstand er negativ. Dette gjør at den totale friksjonskoeffisienten blir negativ. Turbulensmodellen k- $\omega$  SST indikerer altså i motsetning til k- $\epsilon$  RNG en global separasjon av strømmingen langs den ru overflaten.

Det er ikke mulig å avgjøre bare basert på simuleringene om den ene eller den andre modellen gir det mest fysiske svaret. En vurdering kan imidlertid gjøres:

- Som omtalt i avsnitt 2.4.2 er turbulensmodellen  $k-\epsilon$  kjent for problemer med strømnings separerte strømnings. Modellen kan i noen tilfeller produsere for mye turbulent energi, noe som i strømningsstilfelle 2 kan føre til at turbulensmodellen ikke klarer å beregne separasjon skikkelig.
- Det er også mulig at  $k-\epsilon$  RNG gir det minst fysiske svaret siden denne modellen benytter forbedret veggbehandling for å løse opp grensesjiktstrømningen langs bunnen av diffusoren. Det kan være at en-ligningsmodellen som benyttes i forbedret veggbehandling ikke klarer å løse opp strømnings langs den ru overflaten som stadig utsettes for lokale separasjonspunkter.
- Utover dette er det også vært å nevne, som beskrevet i 2.4.3, at turbulensmodellen  $k-\omega$  har gitt stabile resultater for strømnings som utsette for separasjon.

For å finne ut hvilken av turbulensmodellene som gir et best fysisk resultat bør det gjennomføres forsøk i en vindtunnel.

I figur 4.23 visualiseres hastighetsprofiler for begge strømningsstilfellene ved 3.0 meter. Som figuren viser vokser både grensesjiktet og fristrøms hastigheten for både  $k-\epsilon$  RNG og  $k-\omega$  SST i strømningsstilfelle 2 sammenlignet med strømningsstilfelle 1. Det er imidlertid tydelig at hastighetsprofilen til  $k-\omega$  SST er i nærheten av separasjon. I figur 4.24 og figur 4.25 presenteres hastighetsvektorer langs ruhetselementene i diffusoren ved 3.0 meter. I figur 4.24, hvor resultatene fra  $k-\epsilon$  RNG presenteres, er det mulig å se de forventede separasjonssonene, omtalt i avsnitt 2.3.4.2, rundt ruhetselementene. Det er også mulig å se en lokal tilbakestrømning langs bunnen mellom ruhetselementene, mens strømnings utenfor ruhetselementene tydelig beveger seg med fristrømsretningen i diffusoren. I 4.25 hvor resultatene fra  $k-\omega$  SST presenteres, er situasjonen annerledes. Nesten alle hastighetsvektorene strømmer mot fristrømsretningen i diffusoren, noe som indikerer at strømnings i grensesjiktet er helt separert.

I figur 4.26 er formfaktorene for turbulensmodellene  $k-\omega$  SST og  $k-\epsilon$  RNG presentert for begge strømningsstilfellene sammen med resultatet fra Skåre. Det er tydelig at verdien på formfaktoren har steget for begge turbulensmodellene i strømningsstilfelle 2. Ifølge avsnitt 2.3.2 kan et turbulent grensesjikt separere allerede ved formfaktorverdier rundt 2. Formfaktoren fra simuleringen med  $k-\omega$  SST har en verdi helt opp til 4.5, noe som indikerer at strømmingen i grensesjiktet separerer. Formfaktoren fra simuleringen med  $k-\epsilon$  RNG har en verdi opp mot 3.2, noe som også er meget høyt. Dette indikerer at strømmingen er meget nært separasjon dersom den ikke allerede har separert. Samtidig kan man se at utviklingen av formfaktoren for  $k-\omega$  SST ikke legger seg på noen konstant verdi. Grensesjiktet er med andre ord ikke i likevekt.

### 5.2.3 Avsluttende vurdering

Ved å sammenligne verdiene for trykkgradientene i tabellene til strømningsstilfelle 1 i kapittel 4.1 mot resultatene fra Skåre i tabell 4.1 blir det klart at det er noe avvik mellom simuleringsresultatene og forsøksresultatene fra Skåre. Imidlertid er avvikene meget små, og utviklingen av trykkgradienten gjennom måleområdet sammenfaller godt mellom resultatene fra Skåre og simuleringene. Gitt at dette er tilfellet åpner dette for to muligheter:

- Utviklingen av trykkgradienten i diffusoren gir likevekt i grensesjiktet, slik som resultatene fra Skåre tilsier.
- Utviklingen av trykkgradienten i diffusoren gir ikke likevekt i grensesjiktet, slik som simuleringene tilsier.

Det er ikke mulig basert bare på disse simuleringsresultatene å fastslå om det ene eller det andre er riktig eller feil. Begge arbeidsmetodene åpner for feilkilder. I vindtunnelforsøk er det rom for bl.a. målefeil, og arbeid med CFD åpner for flere typer feil:

- Det er mulig at de benyttede nettverkene har for grov nettverksoppløsning til å kunne løse strømningsproblemet.

- De benyttede numeriske beregningsmetodene kan være av en slik art at de fører til simuleringsresultater som avviker fra den fysiske verden. For eksempel kan numerisk diffusjon påvirke resultatene.
- Metodene som turbulensmodellene benytter for å løse strømmingen langs en fast overflate kan gi avvik.
- Bruken av innløpslengde kan ha påvirket resultatet negativt selv om det tilsynelatende har gitt en god effekt.
- De benyttede initialbetingelsene kan være unøyaktige, noe som kan gi store utslag i turbulensmodellene.

Som diskutert for strømmingstilfelle 1, stiger verdiene til skjærspenningen og friksjonskoeffisienten ved tverrsnittene mellom 4.2 og 4.6 meter fra innløpet. Samtidig kan man i figurene som presenterer grensesjiktverdiene  $\delta$ ,  $\delta^*$  &  $\theta$  se en utflating av stigningen på disse verdiene mot slutten av måleområdet. Dette indikerer at den ugunstige trykkgradienten i strømmingen ikke er sterk nok gjennom hele måleområdet til at likevekt kan oppstå. For at grensesjiktet skal kunne holdes i en likevekt bør derfor trykkgradienten endres slik at tykkelsen på grensesjiktet øker jevnt, og slik at friksjonskoeffisienten synker jevnt frem mot slutten av måleområdet. For å gjøre dette må sannsynligvis formen på den øvre overflaten i diffusoren forandres slik at tverrsnittsarealet øker. Dette vil medføre at mer av det dynamiske trykket i strømmingen går over til statisk trykk, noe som igjen vil føre til en sterkere trykkgradient mot strømmingen. En slik geometrisk endring må imidlertid gjennomføres med forsiktighet da en sterkere trykkgradient fører til lavere friksjonsfaktor og en større fare for separasjon.

Selv om grensesjiktet ikke er i likevekt kan det være at det er noen lokale likevektspunkter i midten av måleområdet ved 4.0 meter. Som diskutert i avsnitt 5.2.2 for strømmingstilfelle 2, er verdiene på  $\beta$ ,  $C_f$ ,  $H$  og  $G$  meget nærme konstante verdier mellom 4.0 og 4.2 meter ved bruk av  $k-\epsilon$  RNG.

Ved å se på verdiene for trykkgradienten i tabell 4.9 og tabell 4.10 for strømmingstilfelle 2 ser man at verdiene er noe lavere enn resultatene for trykkgradienten til Skåre i tabell 4.1. Siden



ruhetslementene langs bunnen av diffusoren fører til et bredere grensesjikt vil en mindre del av tverrsnittet være tilgjengelig for fristrømmen. Dette fører til en høyere fristrøms hastighet og mindre utvikling av statisk trykk, eller sagt med andre ord: Utviklingen av verdiene til den ugunstige trykkgradienten blir mindre i strømningsstilfelle 2. For å konstruere et grensesjikt i likevekt kan man derfor også i dette strømningsstilfelle endre høyden på diffusoren og slik endre trykkgradienten.

I disse tabellene i kapittel 4 er det presentert en kolonne med verdier for Reynoldstallene i grensesjiktet. Lengdeskalaen benyttet i disse strømningsstilfellene er  $\Theta$ . Denne parameteren er valgt som lengdeskala fordi den beskriver karakteristisk parameter ved et grensesjikt, og fordi den er mer eksakt definert enn for eksempel  $\delta$ .. Ved å se på verdiene fra Skåre i tabell 4.1 og sammenligne med de simulerte verdiene for strømningsstilfelle 1 ser man at Reynoldstallene er i samme størrelsesorden. Dette indikerer at strømmingen, som for Skåre, er turbulent. For strømningsstilfelle 2 er verdiene noe høyere. Dette er forventet siden man kan anta at tykkelsen på grensesjiktets bevegelsesmengde, som er et mål på motstand, vil øke med ruhet. Det er også naturlig at Reynoldstallet øker som en følge av ruhet siden dette generer mer turbulens. Verdiene er imidlertid noe høyere for  $k-\epsilon$  RNG enn for  $k-\omega$  SST i begynnelsen av måleområdet. Dette skyldes trolig endringen av verdien på  $\Theta$  som følge av separasjon.

## Del 6 - Konklusjon

To tilfeller av turbulente grensesjikt, utsatt for en sterk, motvirkende trykkgradient i en diffusor, er studert ved bruk av CFD. I strømningsstilfelle 1 er bunnen av diffusoren er glatt og jevn. I strømningsstilfelle 2 er bunnen av diffusoren er dekket av periodiske ruhetselementer.

I begge strømningsstilfelle er det undersøkt om det nedre grensesjiktet i diffusoren oppnår en likevektstilstand hvor produksjonen og dissipasjonen av turbulent energi er like stor. I strømningsstilfelle 2 er det også undersøkt om den ru overflaten medfører en global separasjon av strømmingen i grensesjiktet. Resultatene er vurdert mot forsøksresultater på strømningsstilfelle fra dr. Ing oppgaven til Per Egil Skåre [2], og mot turbulent teori.

På strømningsstilfelle 1 er det gjennomført simuleringer med turbulensmodellene Spalart-Allmaras,  $k-\epsilon$ ,  $k-\epsilon$  RNG,  $k-\omega$ ,  $k-\omega$  SST og RSM. Simuleringene med to-ligningsmodellene  $k-\epsilon$  og  $k-\omega$  har gitt konsistente og pålitelige svar, og derfor er turbulensmodellene  $k-\epsilon$  RNG og  $k-\omega$  SST er benyttet på strømningsstilfelle 2.

Skalert med indre variable er simuleringsresultatene fra  $k-\epsilon$  og  $k-\omega$  modellene på strømningsstilfelle 1 meget nærme resultatene fra Skåre og log-loven. Resultatene sammenfaller likevel ikke helt, verken med hverandre eller med resultatene fra Skåre. Simuleringsresultatene oppfyller heller ikke likevektskravene til konstante verdier for  $\beta$ ,  $C_f$ ,  $H$  og  $G$ . Basert på simuleringsresultatene konkluderes det med at grensesjiktet ikke er i likevekt. Dette står i kontrast til forsøksresultatene fra Skåre [2] hvor det er påvist likevekt for strømningsstilfelle 1. Årsaker til at denne motsetningen kan ligge i turbulensmodellene eller i de benyttede numeriske metodene. Det kan også være at trykkgradienten i diffusoren ikke er sterk nok til å danne likevekt i måleområdet.

Simuleringsresultatene på strømningsstilfelle 2 er delt i to kategorier. Turbulensmodellen  $k-\omega$  SST gir en sterk, global separasjon av strømmingen i det nedre grensesjiktet. Dette står i kontrast til turbulensmodellen  $k-\epsilon$  RNG som ikke påviser global separasjon av strømmingen.

Gjennomsnittshastighetene fra simuleringen med  $k-\epsilon$  RNG gir, skalert med indre variable, et overlappende område med en verdi 0.54. Dette er 29% høyere en von Kàrmàn konstanten for en

glatt overflate. Det overlappende området forflytter seg 12-15 punkter nedover  $u^+$ -aksen sammenlignet med log-loven for glatt overflate. Simuleringsresultatene oppfyller heller ikke likevektskravene til konstante verdier for  $\beta$ ,  $C_f$ ,  $H$  og  $G$ . Basert på simuleringsresultatene konkluderes det derfor at grensesjiktet ikke er i likevekt. Årsaken til variasjonene i simuleringsresultatene ligger trolig i hvordan turbulensmodellene løser strømming nært en overflate. Det er imidlertid ikke mulig å avgjøre hvilken av turbulensmodellene som gir et best, fysisk korrekt svar basert bare på simuleringene i dette prosjektet.

## Del 7 - Videre Arbeid

Det er flere gode grunner for å jobbe videre med temaet i dette prosjektet:

- Diffusorer benyttes mye i industrielt arbeid for å kontrollere strømmingen til en ønsket tilstand. Dette, sammen med det faktum at ruhet forekommer i større eller mindre grad på de fleste typer overflater, tilsier at det er viktig med forskning på denne type tema.
- Sett, både fra et akademisk og et industrielt ståsted, er det meget interessant å sammenligne turbulensmodeller med forsøksresultater for å se om resultatene samsvarer.

Noen aktuelle arbeidsoppgaver for videre arbeid:

- De utførte simuleringene på strømmingstilfelle 1 i dette prosjektet indikerer at det nedre grensesjiktet i diffusoren ikke er i likevekt. Det er imidlertid, som diskutert i avsnitt 5.2.3, sannsynligvis mulig å konstruere et grensesjikt som er i likevekt for strømmingstilfelle 1 ved å endre på høyden i diffusoren. Det vil mest sannsynlig være gunstig å beholde den originale høyden på diffusoren fra innløpet og frem til ekspansjonsdelen begynner. Deretter kan høyden økes gradvis til trykkgradienten er sterk nok. Det er imidlertid viktig at man ved et slikt arbeid passer på så strømmingen ikke separerer.
- Dr. Ingeniør oppgaven til Skåre [92] inneholder flere resultater angående det turbulente grensesjiktet som dette prosjektet ikke favner om. For et senere prosjekt, hvor likevekt er opprettet, kan det være aktuelt å beregne Reynolds-spenningene med CFD og sammenligne med de eksperimentelle dataene fra Skåre.
- Det er også aktuelt å gjøre et større eksperimentelt strømningsforsøk i en vindtunnel der den nedre delen av diffusoren gis ruhet. En slik studie åpner flere muligheter. En åpenbar mulighet er å sammenligne dem numeriske resultatene fra dette prosjektet med eksperimentelle data fra vindtunnelen. En annen mulighet er å justere takhøyden i vindtunnelen for å se om det kan dannes likevekt i grensesjiktet langs den ru overflaten.

## Del 8 - Kilder

[1] ANSYS; informasjon tilgjengelig fra:

<http://www.ansys.com/products/fluid-dynamics/>

Lastet ned 07.06.2011

[2] Per Egil & Per-Åge Krogstad. A turbulent Equilibrium boundary layer near separation. *Journal of Fluid Mechanics*. 1994. Volum 272. Mean Flow. Side 324-326.

[3] Per Egil & Per-Åge Krogstad. A turbulent Equilibrium boundary layer near separation. *Journal of Fluid Mechanics*. 1994. Volum 272. Experimental Details. Side 321-322.

[4] Per Egil & Per-Åge Krogstad. A turbulent Equilibrium boundary layer near separation. *Journal of Fluid Mechanics*. 1994. Volum 272. Equilibrium Flow. Side 322-323.

[5] Per Egil & Per-Åge Krogstad. A turbulent Equilibrium boundary layer near separation. *Journal of Fluid Mechanics*. 1994. Volum 272. Side 321.

[6] Frank M. White. Kapittel 7 Flow Past Immersed Bodies. *Fluid Mechanics – Fifth Edition*. New York – NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Side 470-472.

[7] P.Å. Krogstad, H.I. Andersson, O.M. Bakken & A.Ashrafian. An Experimental And Numerical Study Of Channel Flow With Rough Walls. 2005. Volume 272. Side 331.

[8] Frank M. White. Kapittel 2 Fundamental Equations Of Compressible Viscous Flow. *Viscous Fluid Flow – Third Edition*. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Side 61.

[9] Frank M. White. Kapittel 2 Fundamental Equations Of Compressible Viscous Flow. *Viscous Fluid Flow – Third Edition*. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Side 68.

- [10] Frank M. White. Kapittel 3 Solution Of The Newtonian Viscous-Flow Equations. Viscous Fluid Flow – Third Edition. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Side 97.
- [11] Frank M. White. Kapittel 6 Incompressible Turbulent Mean Flow. Viscous Fluid Flow – Third Edition. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Side 407.
- [12] Frank M. White. Kapittel 6 Incompressible Turbulent Mean Flow. Viscous Fluid Flow – Third Edition. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Side 407.
- [13] Frank M. White. Kapittel 6 Incompressible Turbulent Mean Flow. Viscous Fluid Flow – Third Edition. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Side 408.
- [14] Frank M. White. Kapittel 6 Incompressible Turbulent Mean Flow. Viscous Fluid Flow – Third Edition. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Side 410.
- [15] Ivar S. Ertesvåg. Kapittel 3.1 Litt om Turbulensmodellar. Turbulent strøyming og forbrenning – 1. opplag. Trondheim – Norge. Tapir Akademisk Forlag. 2000. Side 48.
- [16] David C. Wilcox. Kapittel 2 The Closure Problem. Turbulence Modeling For CFD – First Edition. Palm Drive – California – USA. DCW Industries. 1993. The Reynolds Stress Equation. Side 17-19.
- [17] Frank M. White. Kapittel 6 Incompressible Turbulent Mean Flow. Viscous Fluid Flow – Third Edition. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Eddy Viskositet. Side 441.
- [18] Henk Kaarle Versteeg, Weeratunge Malalasekera. Kapittel 3 Rans Equations and Turbulence Modells. Computational Fluid Dynamics. 2<sup>nd</sup> Edition. Harlow – England. Pearson Education Limited. 2007. S.67
- [19] Frank M. White. Kapittel 6 Incompressible Turbulent Mean Flow. Viscous Fluid Flow – Third Edition. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Turbulent Energi. Side 409-410.

- [20] David C. Wilcox. Kapittel 4 Turbulence Energy Equation Models. Turbulence Modeling For CFD – First Edition. Palm Drive – California – USA. DCW Industries. 1993. Side 74-75.
- [21] Frank M. White. Kapittel 6 Incompressible Turbulent Mean Flow. Viscous Fluid Flow – Third Edition. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Side 411.
- [22] Per Egil & Per-Åge Krogstad. A turbulent Equilibrium boundary layer near separation. Journal of Fluid Mechanics. 1994. Volum 272. Grensesjiktstykkelse. Side 323.
- [23] Frank M. White. Kapittel 7 Flow Past Immersed Bodies. Fluid Mechanics – Fifth Edition. New York – NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Fortrengningstykkelse. Side 457.
- [24] Frank M. White. Kapittel 7 Flow Past Immersed Bodies. Fluid Mechanics – Fifth Edition. New York – NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Bevegelsemengdetykkelse. Side 455.
- [25] Frank M. White. Kapittel 4 Laminar Boundary Layers. Viscous Fluid Flow – Third Edition. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Side 263.
- [26] John J. Bertin & Russell M. Cummings. Kapittel 5 Characteristic Parameters for Airfoil and Wing Aerodynamics. Aerodynamics for Engineers – Fifth Edition. New Jersey – USA. Pearson International. 2009. 5.4.3 Drag Coefficient. Side 237.
- [27] Frank M. White. Kapittel 4 Laminar Boundary Layers. Viscous Fluid Flow – Third Edition. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Side 230.
- [28] Per Egil Skåre. Kapittel 3 Mean Velocity Results. Experimental Investigation Of An Equilibrium Boundary Layer In Strong Adverse Pressure Gradient. Trondheim – Norway. The Norwegian Institute of Technology, Department of Applied Mechanics, Thermo- and Fluid Mechanics. 1994. Side 34.
- [29] Frank M. White. Kapittel 4 Laminar Boundary Layers. Viscous Fluid Flow – Third Edition. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Side 229.

- [30] Ivar S. Ertesvåg. Kapittel 4.4 Logaritmisk område i grensesjikt - veglover. Turbulent strøyming og forbrenning – 1. opplag. Trondheim – Norge. Tapir Akademisk Forlag. 2000. Side 74.
- [31] Ivar S. Ertesvåg. Kapittel 4.4 Logaritmisk område i grensesjikt - veglover. Turbulent strøyming og forbrenning – 1. opplag. Trondheim – Norge. Tapir Akademisk Forlag. 2000. Grensesjikt med trykkgradient: Verknad på vegglover. Side 76.
- [32] Frank M. White. Kapittel 6 Incompressible Turbulent Mean Flow. Viscous Fluid Flow – Third Edition. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Side 416-417.
- [33] Frank M. White. Kapittel 6 Incompressible Turbulent Mean Flow. Viscous Fluid Flow – Third Edition. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Side 418-419.
- [34] Frank M. White. Kapittel 6 Incompressible Turbulent Mean Flow. Viscous Fluid Flow – Third Edition. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Figur 6-17 & ligning 6-61. Side 430.
- [35] Ivar S. Ertesvåg. Kapittel 4.4 Logaritmisk område i grensesjikt - veglover. Turbulent strøyming og forbrenning – 1. opplag. Trondheim – Norge. Tapir Akademisk Forlag. 2000. Side 76.
- [36] P.Å. Krogstad, H.I. Andersson, O.M. Bakken & A.Ashrafian. An Experimental And Numerical Study Of Channel Flow With Rough Walls. 2005. Volume 272. Side 328.
- [37] Frank M. White. Kapittel 6 Incompressible Turbulent Mean Flow. Viscous Fluid Flow – Third Edition. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Side 429-433.
- [38] Ivar S. Ertesvåg. Kapittel 4.4 Logaritmisk område i grensesjikt - veglover. Turbulent strøyming og forbrenning – 1. opplag. Trondheim – Norge. Tapir Akademisk Forlag. 2000. Tilnærma jamvekt for turbulensenergi. Side 73.
- [39] David C. Wilcox. Kapittel 4 Turbulence Energy Equation Models. Turbulence Modeling For CFD – First Edition. Palm Drive – California – USA. DCW Industries. 1993. Side 77.



- [40] Per Egil Skåre. Kapittel 3 Mean Velocity Results. Experimental Investigation Of An Equilibrium Boundary Layer In Strong Adverse Pressure Gradient. Trondheim – Norway. The Norwegian Institute of Technology, Department of Applied Mechanics, Thermo- and Fluid Mechanics. 1994. Side 25.
- [41] Per Egil & Per-Åge Krogstad. A turbulent Equilibrium boundary layer near separation. Journal of Fluid Mechanics. 1994. Volum 272. Figur 3a). Side 325.
- [42] Frank M. White. Kapittel 4 Laminar Boundary Layers. Viscous Fluid Flow – Third Edition. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Side 240.
- [43] Frank M. White. Kapittel 6 Incompressible Turbulent Mean Flow. Viscous Fluid Flow – Third Edition. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Side 420.
- [44] Per Egil Skåre. Kapittel 3 Mean Velocity Results. Experimental Investigation Of An Equilibrium Boundary Layer In Strong Adverse Pressure Gradient. Trondheim – Norway. The Norwegian Institute of Technology, Department of Applied Mechanics, Thermo- and Fluid Mechanics. 1994. Side 25-27.
- [45] Frank M. White. Kapittel 4 Laminar Boundary Layers. Viscous Fluid Flow – Third Edition. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Side 322.
- [46] Per Egil Skåre. Kapittel 3 Mean Velocity Results. Experimental Investigation Of An Equilibrium Boundary Layer In Strong Adverse Pressure Gradient. Trondheim – Norway. The Norwegian Institute of Technology, Department of Applied Mechanics, Thermo- and Fluid Mechanics. 1994. Side 27-28.
- [47] Helge I. Andersson. Kapittel 1. Forelesningsnotater Fag 76572 – Turbulent Flow. Division of Applied Mechanics. Department of Physics and Mathematics. Norwegian Institute of Technology. Trondheim. Oktober 1988. Side 2.
- [48] Ted Ørjan Kjellevik Gundersen og Helge I. Andersson. Prosjektoppgave - Numerical Simulation Of Separated Turbulent Flow. Institutt for energi - og prosesssteknikk. NTNU. Trondheim. 2010. Side 6.

- [49] Fluent 6.3 User`s Guide. Kapittel 12.3.1
- [50] David C. Wilcox. Kapittel 4 Turbulence Energy Equation Models. Turbulence Modeling For CFD – First Edition. Palm Drive – California – USA. DCW Industries. 1993. Side 83.
- [51] Maria Fernandino. Kapittel 6. Forelesningsnotater Tep 4545. Institutt for energi - og prosesssteknikk. NTNU. Trondheim. 2008. Side 27.
- [52] Fluent 6.3 User`s Guide. Kapittel 12.3.2
- [53] Helge I. Andersson. Kapittel 5. Forelesningsnotater Fag 76572 – Turbulent Flow. Division of Applied Mechanics. Department of Physics and Mathematics. Norwegian Institute of Technology. Trondheim. Oktober 1988. Side 18
- [54] Fluent 6.3 User`s Guide. Kapittel 12.3
- [55] Maria Fernandino. Kapittel 6. Forelesningsnotater Tep 4545. Institutt for energi - og prosesssteknikk. NTNU. Trondheim. 2008. Side 25.
- [56] Ted Ørjan Kjellevik Gundersen og Helge I. Andersson. Prosjektoppgave - Numerical Simulation Of Separated Turbulent Flow. Institutt for energi - og prosesssteknikk. NTNU. Trondheim. 2010. Side 3.
- [57] Fluent 6.3 User`s Guide. Kapittel 12.4.1
- [58] Maria Fernandino. Kapittel 6. Forelesningsnotater Tep 4545. Institutt for energi - og prosesssteknikk. NTNU. Trondheim. 2008. Side 30.
- [59] Ted Ørjan Kjellevik Gundersen og Helge I. Andersson. Prosjektoppgave - Numerical Simulation Of Separated Turbulent Flow. Institutt for energi - og prosesssteknikk. NTNU. Trondheim. 2010. Side 4.
- [60] Maria Fernandino. Kapittel 6. Forelesningsnotater Tep 4545. Institutt for energi - og prosesssteknikk. NTNU. Trondheim. 2008. Side 25.

- [61] Ted Ørjan Kjellevik Gundersen og Helge I. Andersson. Prosjektoppgave - Numerical Simulation Of Separated Turbulent Flow. Institutt for energi - og prosesssteknikk. NTNU. Trondheim. 2010. Side 5.
- [62] Fluent 6.3 User`s Guide. Kapittel 12.4.2
- [63] Maria Fernandino. Kapittel 6. Forelesningsnotater Tep 4545. Institutt for energi - og prosesssteknikk. NTNU. Trondheim. 2008. Side 32.
- [64] David C. Wilcox. Kapittel 4 Turbulence Energy Equation Models. Turbulence Modeling For CFD – First Edition. Palm Drive – California – USA. DCW Industries. 1993. Side 84.
- [65] Ted Ørjan Kjellevik Gundersen og Helge I. Andersson. Prosjektoppgave - Numerical Simulation Of Separated Turbulent Flow. Institutt for energi - og prosesssteknikk. NTNU. Trondheim. 2010. Side 7.
- [66] Maria Fernandino. Kapittel 6. Forelesningsnotater Tep 4545. Institutt for energi - og prosesssteknikk. NTNU. Trondheim. 2008. Side 32.
- [67] Fluent 6.3 User`s Guide. Kapittel 12.5.1
- [68] Fluent 6.3 User`s Guide. Kapittel 12.5.2
- [69] Fluent 6.3 User`s Guide. Kapittel 12.5.4
- [70] Fluent 6.3 User`s Guide. Kapittel 12.7.2
- [71] Ted Ørjan Kjellevik Gundersen og Helge I. Andersson. Prosjektoppgave - Numerical Simulation Of Separated Turbulent Flow. Institutt for energi - og prosesssteknikk. NTNU. Trondheim. 2010. Side 8.
- [72] Fluent 6.3 User`s Guide. Kapittel 12.7
- [73] Ted Ørjan Kjellevik Gundersen og Helge I. Andersson. Prosjektoppgave - Numerical Simulation Of Separated Turbulent Flow. Institutt for energi - og prosesssteknikk. NTNU. Trondheim. 2010. Side 9.

[74] Maria Fernandino. Kapittel 6. Forelesningsnotater Tep 4545. Institutt for energi - og prosessteknikk. NTNU. Trondheim. 2008. Side 34.

[75] Fluent 6.3 User`s Guide. Kapittel 12.7.9

[76] Fluent 6.3 User`s Guide. Kapittel 12.20.3

[77] Fluent 6.3 User`s Guide. Kapittel 12.10.4

[78] Fluent 6.3 User`s Guide. Kapittel 12.11.1

[79] Maria Fernandino. Kapittel 19. Forelesningsnotater Tep 4545. Institutt for energi - og prosessteknikk. NTNU. Trondheim. 2008. Side 4-5.

[80] FLUENT Learning Modules. Cornell University. Informasjon tilgjengelig fra:

<https://confluence.cornell.edu/download/attachments/90736159/intro.pdf?version=1&modificationDate=1222889778000>

Lastet ned 06.04.2011

[81] Ted Ørjan Kjellevik Gundersen og Helge I. Andersson. Prosjektoppgave - Numerical Simulation Of Separated Turbulent Flow. Institutt for energi - og prosessteknikk. NTNU. Trondheim. 2010. Side 10.

[82] Bernhard Müller. Kapittel 3.5 Numerical Analysis. Lecture notes for the course Computational Heat and Fluid Flow. Introduction to Computational Fluid Dynamics. Norwegian University of Science and Technology, Department of Energy and Process Engineering. 2010. Side 43-44.

[83] Fluent 6.3 User`s Guide. Kapittel 25.9.3

[84] Fluent 6.3 User`s Guide. Kapittel 7.2.2

[85] Frank M. White. Laminar Boundary Layers. Viscous Fluid Flow – Third Edition. New York - NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006.

[86] David C. Wilcox. Kapittel 4 Turbulence Energy Equation Models. Turbulence Modeling For CFD – First Edition. Palm Drive – California – USA. DCW Industries. 1993.

[87] Fluent 6.3 User`s Guide. Tilgjengelig med lisens på:

[http://my.fit.edu/itresources/manuals/fluent6.3/help/html/ug/main\\_pre.htm](http://my.fit.edu/itresources/manuals/fluent6.3/help/html/ug/main_pre.htm)

Lastet ned 07.06.2011

[88] Per Egil Skåre. Kapittel 3 Mean Velocity Results. Experimental Investigation Of An Equilibrium Boundary Layer In Strong Adverse Pressure Gradient. Trondheim – Norway. The Norwegian Institute of Technology, Department of Applied Mechanics, Thermo- and Fluid Mechanics. 1994. Tabell III-1 Side 27-28.

[89] Per Åge Krogstad: Professor ved Norges teknisk naturvitenskapelige universitet (NTNU), Fakultet for Ingeniørvitenskap og teknologi, Institutt for Energi- og Prosessteknikk Muntlig vurdering angående turbulente initialbetingelser i uke 8 og uke 9 2011.

[90] Per Egil & Per-Åge Krogstad. A turbulent Equilibrium boundary layer near separation. Journal of Fluid Mechanics. 1994. Volum 272. Free-Stream Turbulence. Side 321.

[91] Frank M. White. Appendix A Flow Past Immersed Bodies. Fluid Mechanics – Fifth Edition. New York – NY – USA. McGraw – Hill International Edition. 2006. Table A.2 Side 810.

[92] Per Egil Skåre. Experimental Investigation Of An Equilibrium Boundary Layer In Strong Adverse Pressure Gradient. Trondheim – Norway. The Norwegian Institute of Technology, Department of Applied Mechanics, Thermo- and Fluid Mechanics. 1994.

## Del 9 - Vedlegg

### 9.1 CD-ROM

Det er levert en CD til institutt for energi- og prosessteknikk som inneholder:

- Et dokument med prosjektrapporten i sin helhet.
- Et dokument med konsentrert sammendrag av prosjektet på norsk.
- En fil kalt: *Strømningstilfelle 1 k-e RNG Nettverk 1.2*. Dette er et regneark med de simulerte verdiene til figur 4.6.
- En fil kalt: *Strømningstilfelle 2 k-w SST Nettverk 1.2*. Dette er et regneark med de simulerte verdiene til figur 4.10.
- En fil kalt: *Strømningstilfelle 2 k-e RNG Nettverk 2.2*. Dette er et regneark med de simulerte verdiene til figur 4.20.

## 9.2 Referanseverdier for turbulent intensitet

Tabell 9.1 presenterer turbulent intensitet i fristrømmen ved tverrsnitt 3.0 meter i strømningstilfelle 1. Disse verdiene presenteres for å sammenligne resultatene fra simuleringene med verdien Skåre fikk i vindtunnelen [90]. Med unntak av resultatet fra den 3-dimensjonale simuleringen er resultatene presentert for nettverk 1.2.

Modell	Skåre	k- $\epsilon$	k- $\epsilon$ RNG	k- $\omega$	k- $\omega$ SST	RSM	3D k- $\omega$ SST
Turbulent intensitet	0.35%	0.66%	0.66%	0.63%	0.63%	0.57%	0.83%

**Tabell 9.1 Viser turbulent intensitet i fristrømmen for strømningstilfelle 1 ved 3.0 meter.**

### ***9.3 Endelige residualverdier fra de utførte simuleringene***

I tabell 9.2 presenteres residualene fra de konvergente simuleringene på strømningstilfelle 1.



Nettverk 1.1		Residualer	Kontinuitet	u	v	k	eller turb	vis	eller $\omega$	u'u'	v'v'	w'w'	u'v'
	Spalart-Allmaras	1.5e-3	1.1e-5	1.9e-5	1.8e-4	1.9e-8	1.9e-8	3.8e-9	-				
	Standard k- $\epsilon$	9.8e-9	5.6e-9	5.6e-10	1.9e-8	1.9e-8	7.9e-9	4.4e-9					
	k- $\epsilon$ RNG	1.0e-8	6.8e-10	3.6e-11	7.9e-9	4.2e-8	4.2e-8	1.2e-9					
	Standard k- $\omega$	7.4e-9	9.9e-9	1.1e-9	4.2e-8	4.2e-8	4.2e-8	1.2e-9					
	k- $\omega$ SST	8.3e-9	9.8e-9	9.5e-10	3.4e-8	3.4e-8	3.4e-8	1.2e-9					
	RSM	4.72e-14	1.7e-16	1.8e-16	1.1e-5	1.1e-5	1.1e-5	2.9e-15	1.9e-5	1.5e-6	2.9e-15	1.3e-15	
Nettverk 1.2		Residualer	Kontinuitet	u	v	k	eller turb	vis	eller $\omega$	u'u'	v'v'	w'w'	u'v'
	Spalart-Allmaras	6.0e-4	8.7e-6	5.2e-6	1.4e-6	1.4e-6	1.4e-6	3.0e-15					
	Standard k- $\epsilon$	6.3e-14	1.1e-16	1.5e-16	4.8e-16	4.8e-16	4.8e-16	1.3e-9					
	k- $\epsilon$ RNG	1.7e-8	2.4e-10	1.3e-10	8.9e-10	8.9e-10	8.9e-10	1.3e-9					
	Standard k- $\omega$	8.4e-10	9.4e-9	7.4e-10	9.9e-9	9.9e-9	9.9e-9	2.0e-11					
	k- $\omega$ SST	3.4e-8	4.7e-7	2.5e-8	4.2e-7	4.2e-7	4.2e-7	8.4e-10					
	RSM	4.8e-6	2.6e-9	3.2e-9	1.5e-8	1.5e-8	1.5e-8	8.0e-9	1.6e-8	5.5e-8	4.3e-9	3.3e-8	
Nettverk 1.3		Residualer	Kontinuitet	u	v	k	eller turb	vis	eller $\omega$	u'u'	v'v'	w'w'	u'v'
	Spalart-Allmaras	1.0e-4	3.5e-6	1.5e-6	1.2e-6	1.2e-6	1.2e-6	2.4e-12					
	Standard k- $\epsilon$	3.3e-13	1.2e-11	1.4e-12	1.6e-11	1.6e-11	1.6e-11	1.2e-10					
	k- $\epsilon$ RNG	8.8e-10	1.0e-11	3.2e-12	3.0e-11	3.0e-11	3.0e-11	1.4e-9					
	Standard k- $\omega$	1.3e-7	6.1e-10	2.2e-7	1.6e-8	1.6e-8	1.6e-8	1.4e-9					
	k- $\omega$ SST	8.4e-13	1.1e-11	6.7e-13	1.3e-11	1.3e-11	1.3e-11	2.4e-14					

Tabell 9.2 - Residualer fra de konvergente simuleringene på strømningstilfelle1

I tabell 9.3 presenteres residualene fra de konvergente simuleringene på strømningsstilfelle 2.

	<b>Residualer</b>	Kontinuitet	u	v	k eller turb vis	ε eller ω
Nettverk 2.1	k-ε RNG	3,6 e-6	3,3 e-8	3,0 e-8	3,4 e-8	3,6 e-7
	k-ω SST	1,5 e-5	4,7 e-6	2,5 e-7	6,6 e-6	2,5 e-6
	<b>Residualer</b>	Kontinuitet	u	v	k eller turb vis	ε eller ω
Nettverk 2.2	k-ε RNG	1,5 e-7	3,8 e-10	2,6 e-10	5,0 e-10	5,3 e-9
	k-ω SST	3,8 e-5	1,9 e-6	6,0 e-7	5,6 e-7	1,6 e-6
	<b>Residualer</b>	Kontinuitet	u	v	k eller turb vis	ε eller ω
Nettverk 2.3	k-ε RNG	4,7 e-7	6,5 e-9	1,0 e-9	8,0 e-9	1,0 e-8
	k-ω SST	2,1 e-6	3,1 e-9	1,5 e-8	2,5 e-10	7,3 e-9

Tabell 9.3 - Residualer fra de konvergente simuleringene på strømningsstilfelle 2

## 9.4 Simuleringsresultater

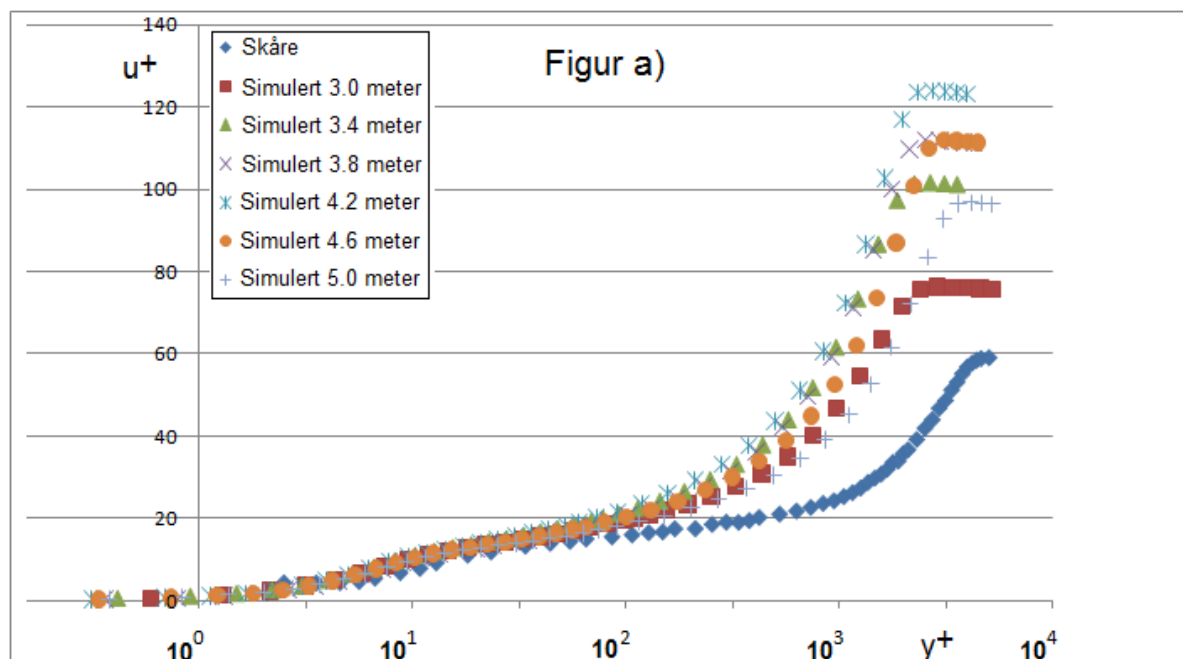
I dette vedlegget presenteres resultater fra simuleringene som for ordens skyld ikke er plassert i kapittel 4.

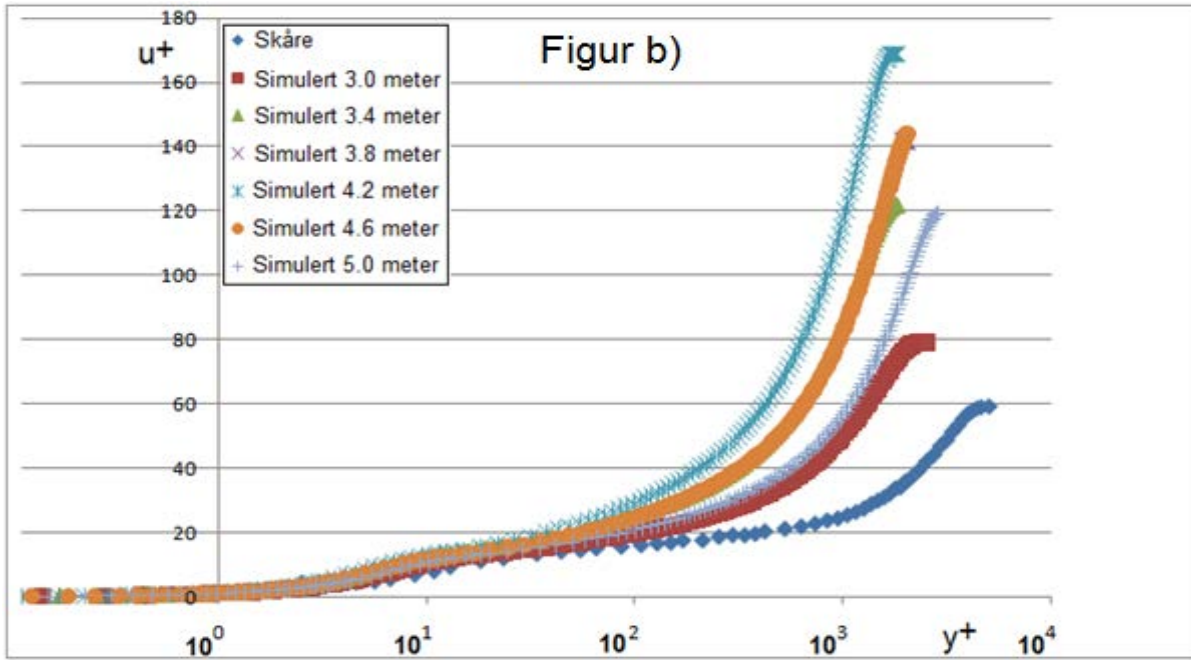
### 9.4.1 Strømningstilfelle 1

Dette kapitlet presenterer de simulerte gjennomsnittshastighetene fra strømningstilfelle 1 på diffusorens nedre grensesjikt. Verdiene er skalert med indre variable. Det er verdt å merke seg at det er benyttet tierlogaritme, ikke naturlig-logaritme til skaleringen.

#### 9.4.1.1 Spalart-Allmaras

Figurene 9.1 a) og b) presenter simuleringsresultater fra turbulensmodellen Spalart-Allmaras.





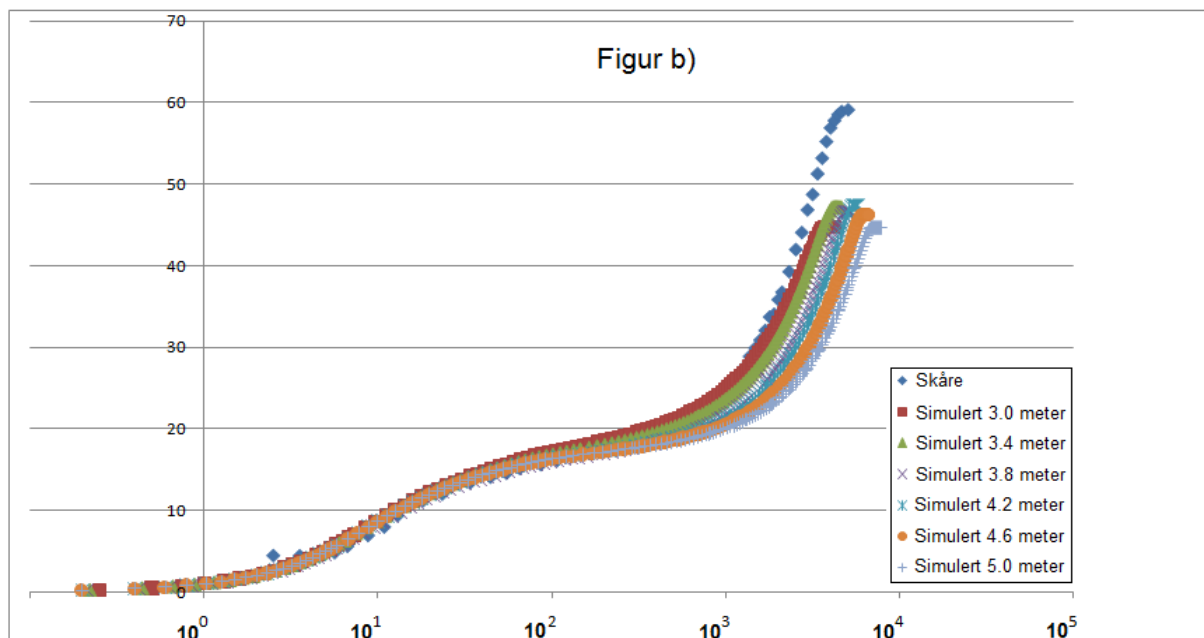
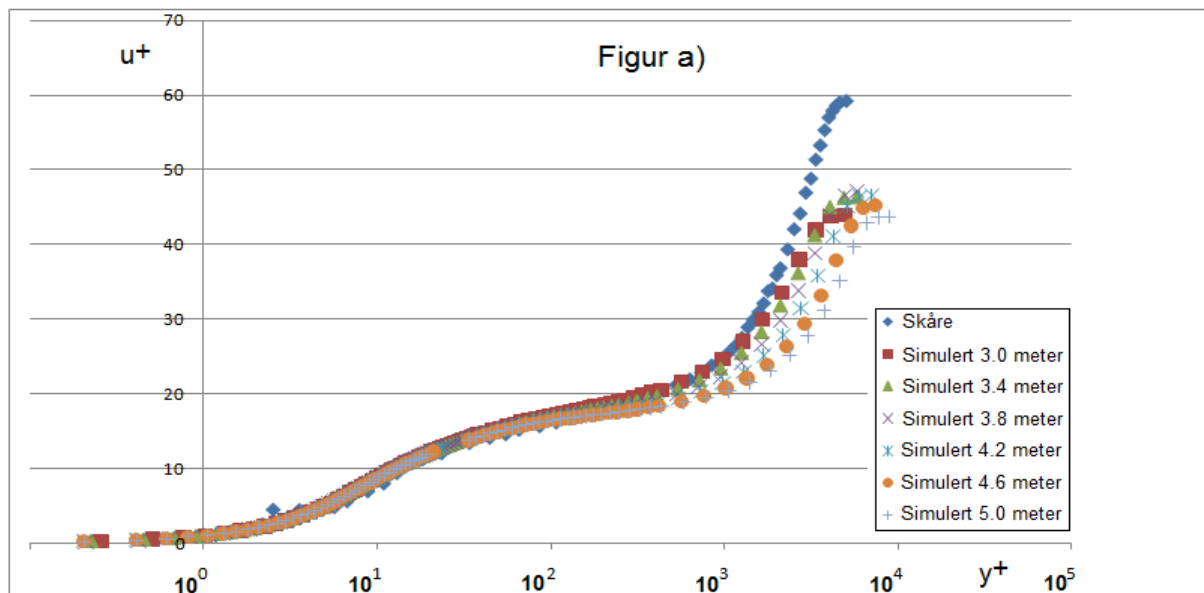
**Figur 9.1 – Simuleringsresultater fra Spalart-Allmaras. Gjennomsnittshastighetene i grensesjiktet skalert med indre variable. Symbolene er definert i figurtabellene.**

**Figur a) Simuleringsresultater fra nettverk 1.1.**

**Figur b) Simuleringsresultater fra nettverk 1.3**

### 9.4.1.2 Standard k- $\epsilon$

Figurene 9.2 a) og b) presenter simuleringsresultater fra turbulensmodellen standard k- $\epsilon$ .



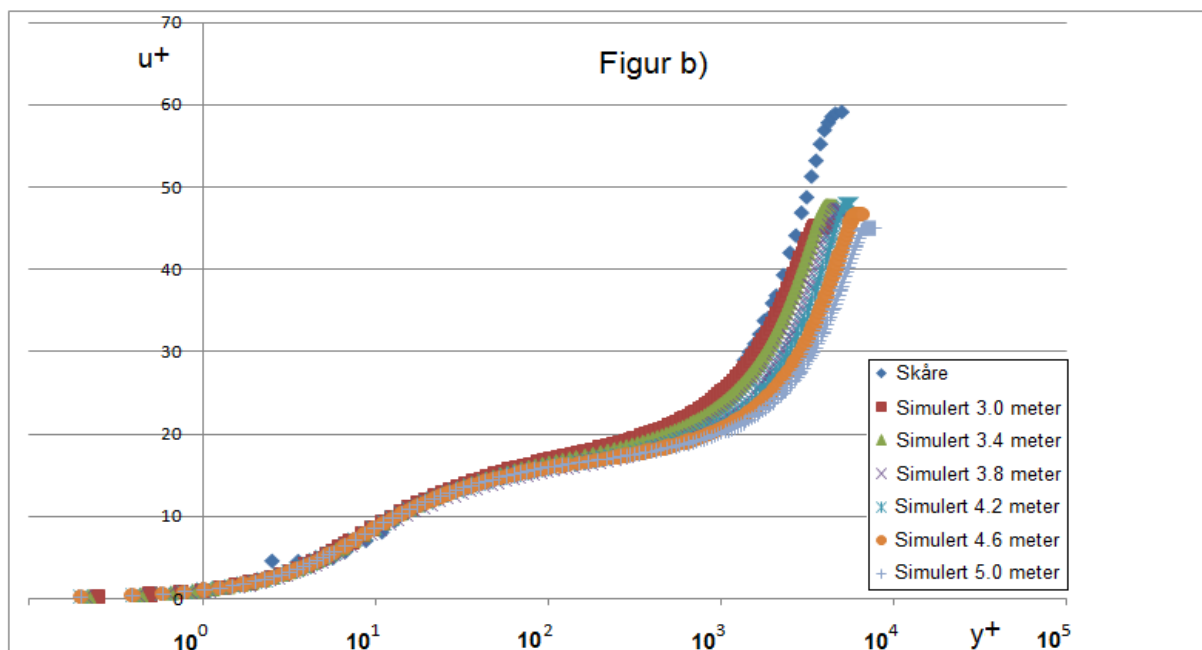
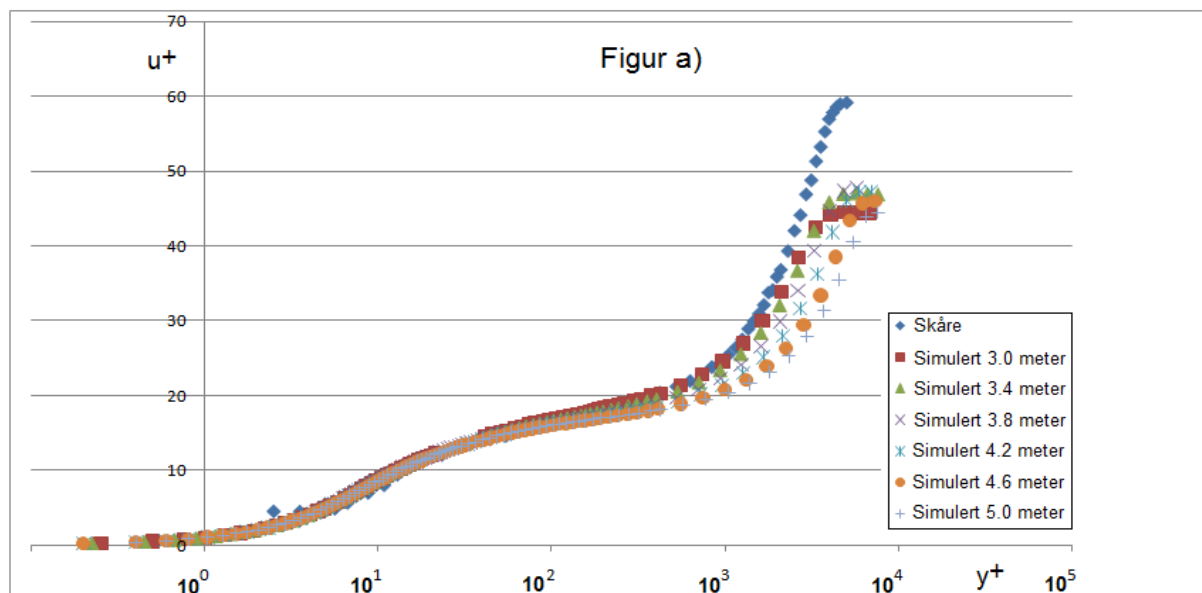
**Figur 9.2 – Simuleringsresultater fra standard k- $\epsilon$ . Gjennomsnittshastighetene i grensesjiktet skalert med indre variable. Symbolene er definert i figurtabellene.**

**Figur a) Simuleringsresultater fra nettverk 1.1.**

**Figur b) Simuleringsresultater fra nettverk 1.3**

### 9.4.1.3 k- $\epsilon$ RNG

Figurene 9.3 a) og b) presenter simuleringsresultater fra turbulensmodellen k- $\epsilon$  RNG.



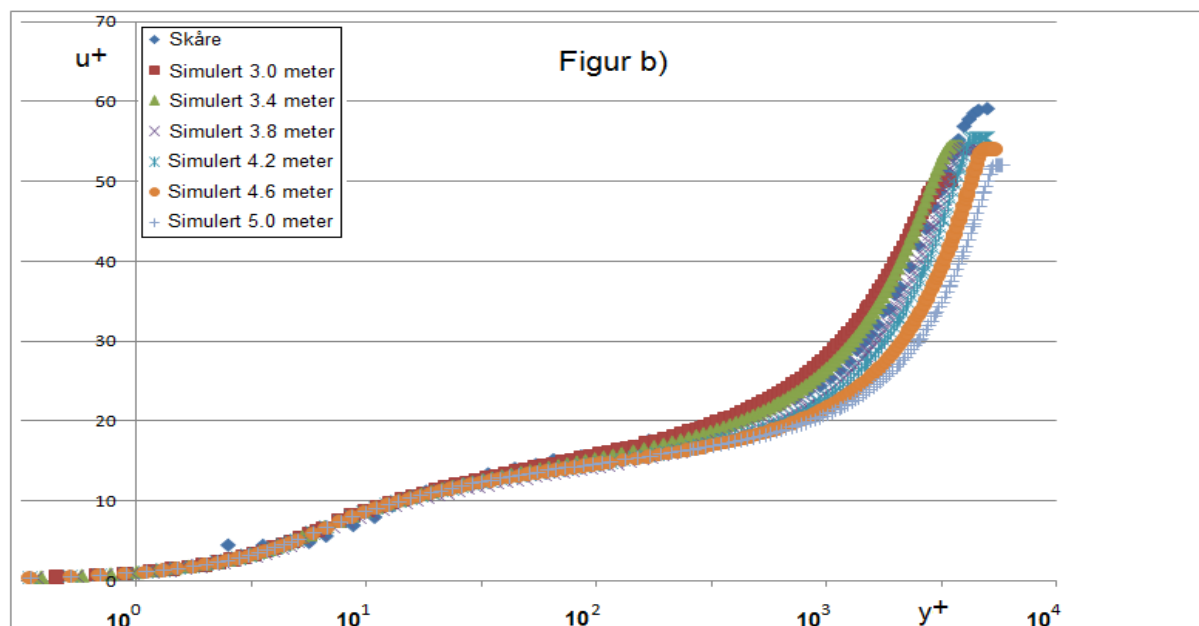
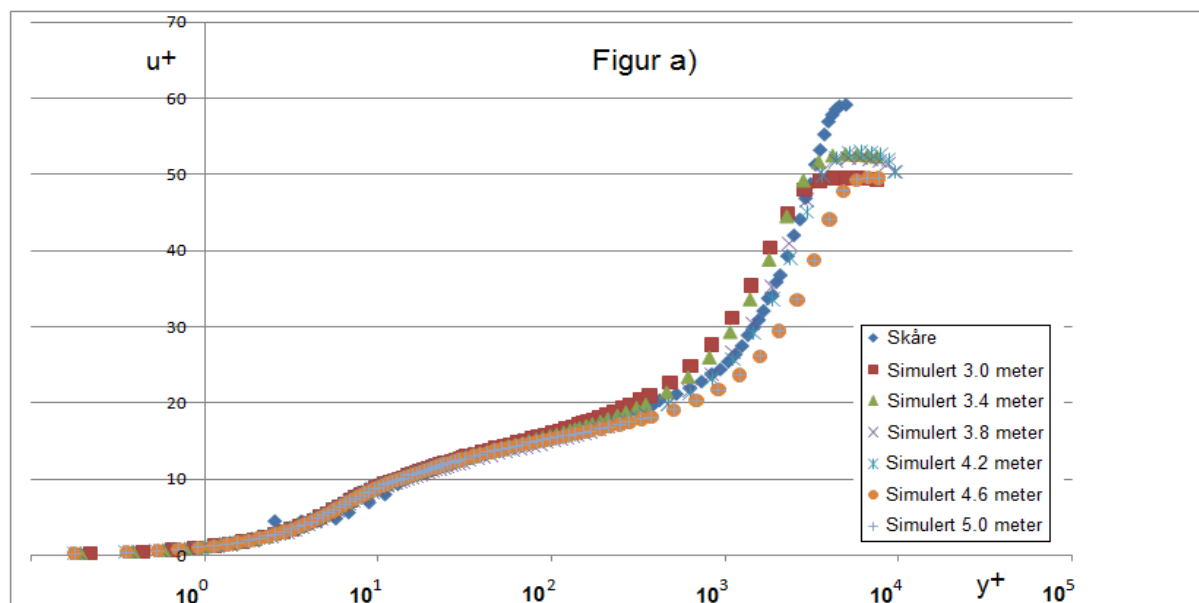
**Figur 9.3 – Simuleringsresultater fra k- $\epsilon$  RNG. Gjennomsnittshastighetene i grensesjiktet skalert med indre variable. Symbolene er definert i figurtabellene.**

**Figur a) Simuleringsresultater fra nettverk 1.1.**

**Figur b) Simuleringsresultater fra nettverk 1.3**

### 9.4.1.4 Standard k- $\omega$

Figurene 9.4 a) og b) presenter simuleringsresultater fra turbulensmodellen standard k- $\omega$ .



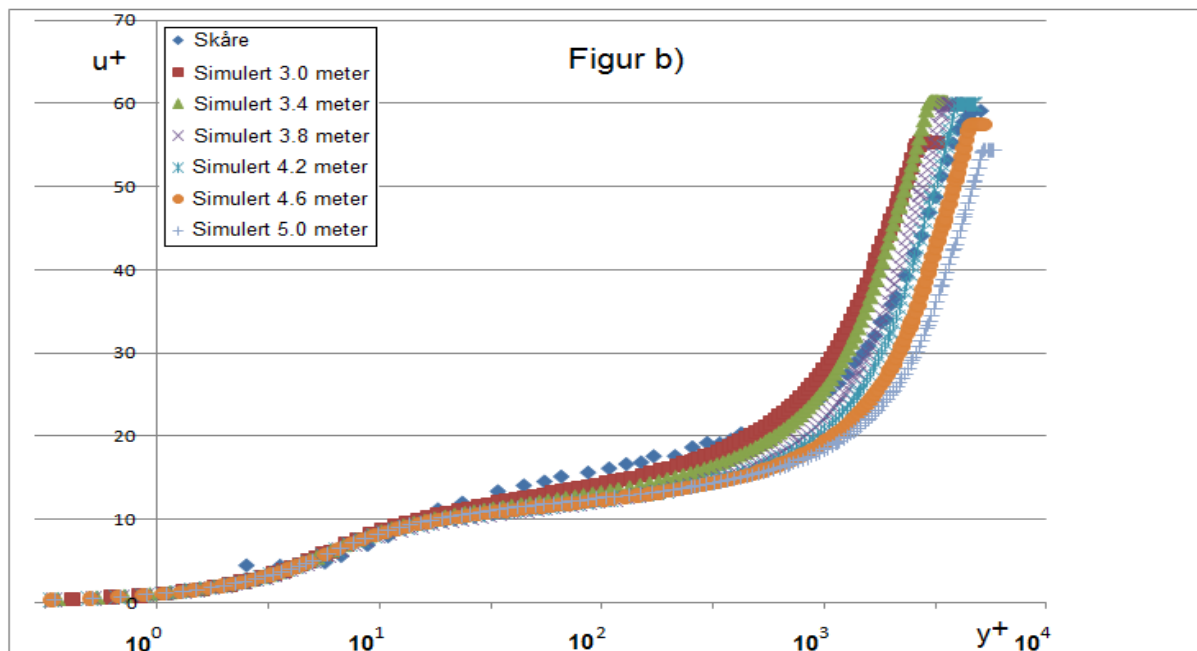
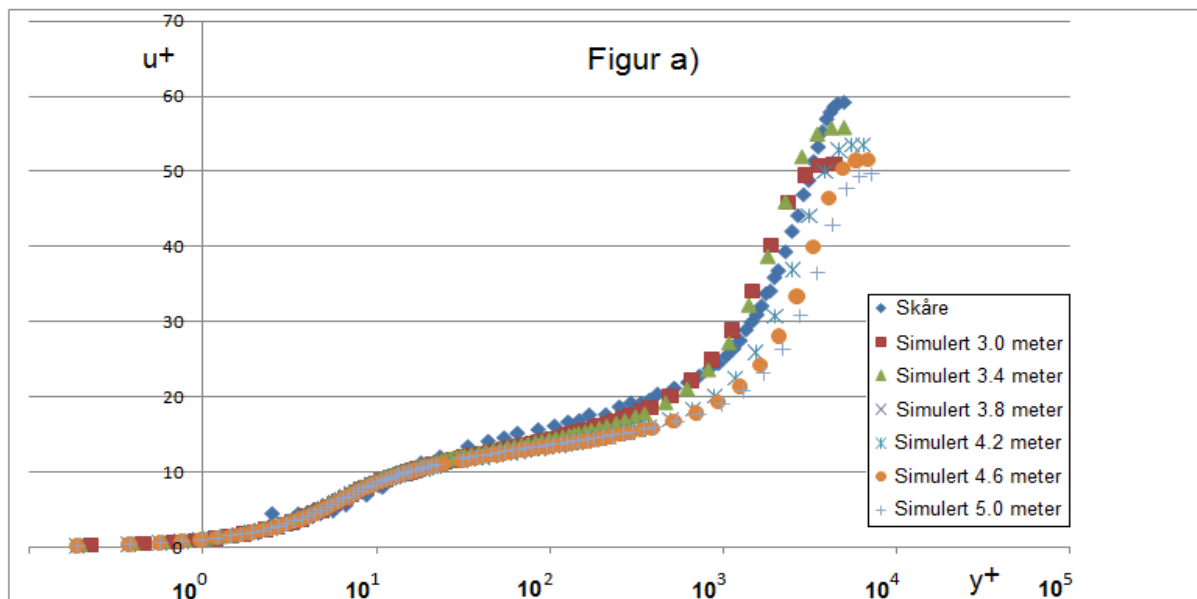
Figur 9.4 – Simuleringsresultater fra k- $\epsilon$  RNG. Gjennomsnittshastighetene i grensesjiktet skalert med indre variable. Symbolene er definert i figurtabellene.

Figur a) Simuleringsresultater fra nettverk 1.1.

Figur b) Simuleringsresultater fra nettverk 1.3

### 9.4.1.5 k- $\omega$ SST

Figurene 9.5 a) og b) presenter simuleringsresultater fra turbulensmodellen k- $\omega$  SST.



Figur 9.5 – Simuleringsresultater fra k- $\epsilon$  RNG. Gjennomsnittshastighetene i grensesjiktet skalert med indre variable. Symbolene er definert i figurtabellene.

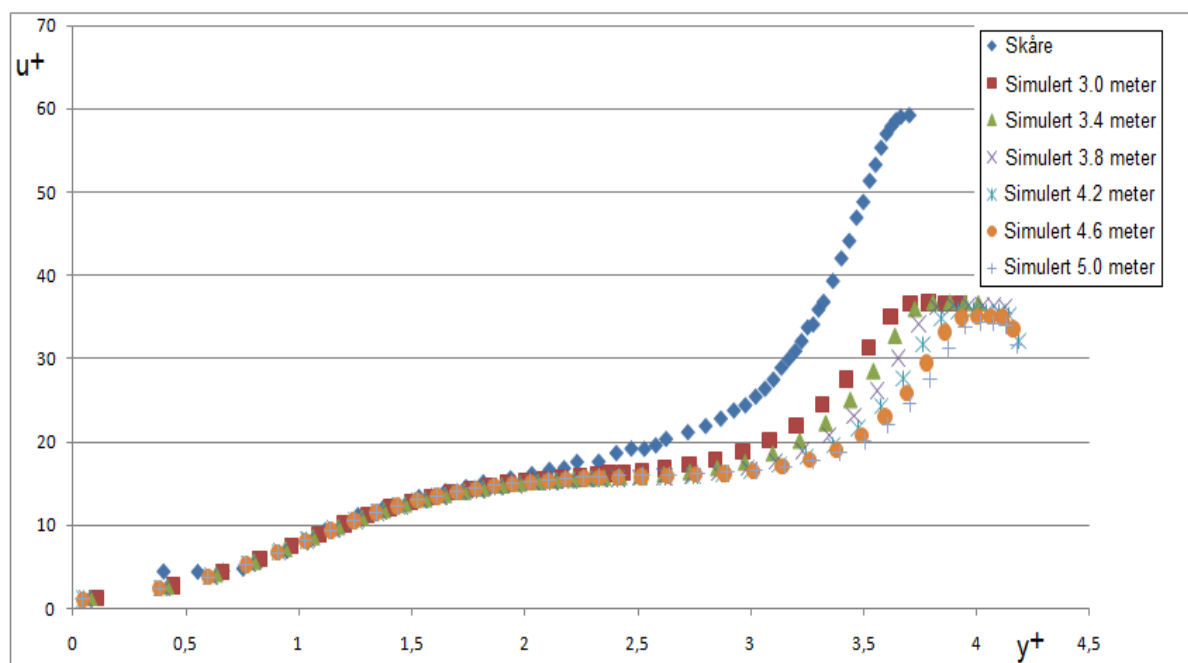
Figur a) Simuleringsresultater fra nettverk 1.1.

Figur b) Simuleringsresultater fra nettverk 1.3



### 9.4.1.6 RSM

Figurene 9.6 presenter simuleringsresultater fra turbulensmodellen RSM.



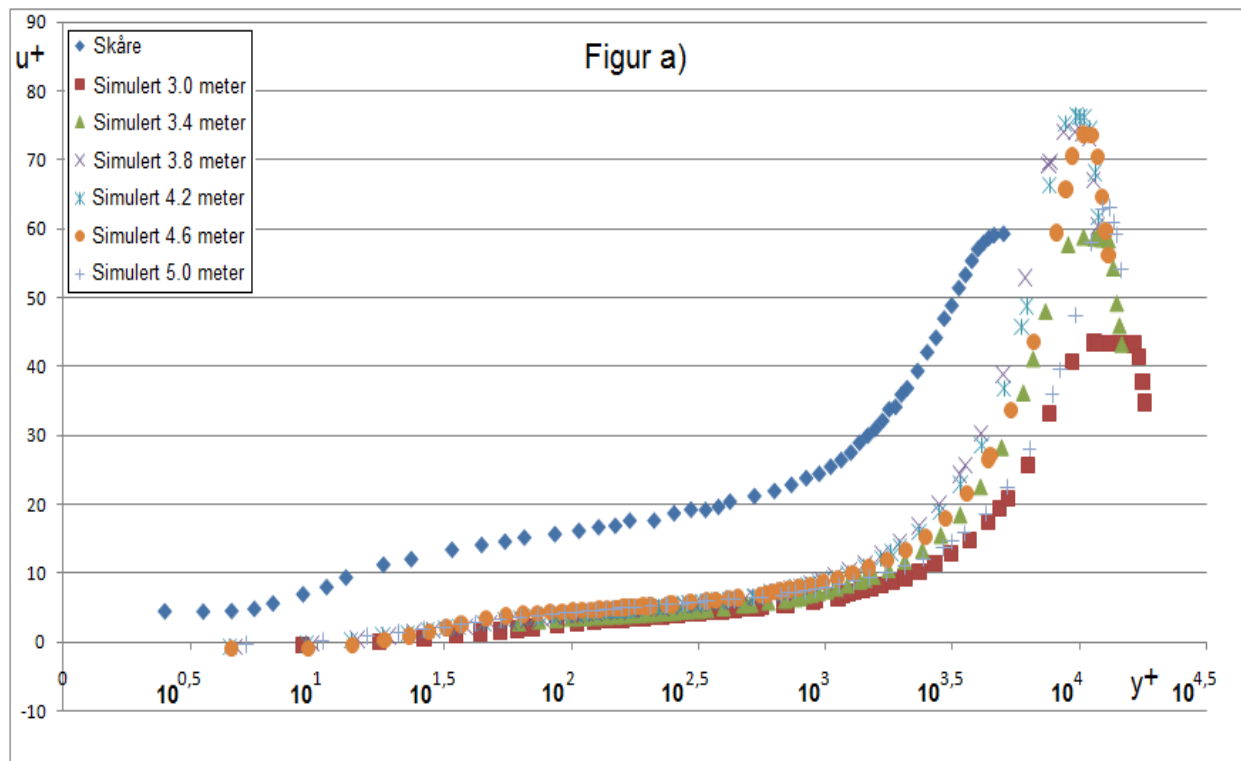
**Figur 9.6 – Simuleringsresultater fra RSM på nettverk 1.1. Gjennomsnittshastighetene i grensesjiktet skalert med indre variable. Symbolene er definert i figurtabellene.**

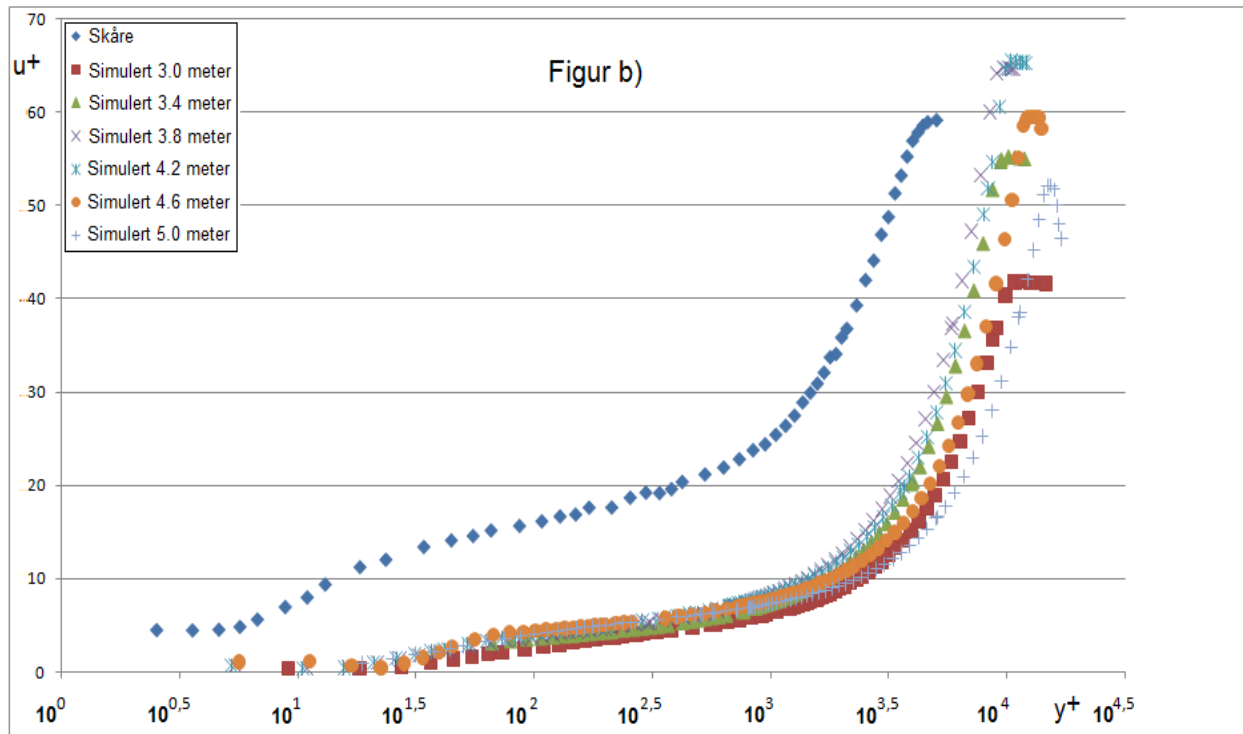
## 9.4.2 Strømningstilfelle 2

Dette kapittelet presenterer de simulerte gjennomsnittshastighetene fra strømningstilfelle 2 på diffusorens nedre grensesjikt. Verdiene er skalert med indre variable. Det er verdt å merke seg at det er benyttet tierlogaritme, ikke naturlig-logaritme til skaleringen.

### 9.4.2.1 k- $\epsilon$ RNG

Figurene 9.7 a) og b) presenter simuleringsresultater fra turbulensmodellen k- $\epsilon$  RNG.





**Figur 9.7– Simuleringsresultater fra k-ε RNG. Gjennomsnittshastighetene i grensesjiktet skalert med indre variable. Symbolene er definert i figurtabellene. Forsøksresultater fra Skåre på strømningsstilfelle 1 er presentert for sammenligning.**

**Figur a) Simuleringsresultater fra nettverk 2.1.**

**Figur b) Simuleringsresultater fra nettverk 2.3.**