

UNIVERSITETET I OSLO
Institutt for geofag
Avdeling MetOs

**Turbulente flukser
ved reversert
skjær i den
geostrofiske
vinden**

Masteroppgave i
meteorologi

Magne Simonsen

1. juni 2010



Abstract

In boundary layer modelling, the Monin-Obukhov theory is widely used to parameterize the wind profiles and the momentum fluxes. During the IPY-THORPEX campaign at Andøya at 3. March 2008, a flight was made across an arctic front, dropping several sondes to measure atmospheric parameters from about 7500 meters down to the surface. Due to the horizontal gradient in potential temperature, the vertical shear in the geostrophic wind was strongly reversed. This results in a low level jet with high wind velocities close to the surface. The task of this master thesis is to investigate the influence of this reversed shear on the momentum fluxes in the turbulent atmospheric boundary layer. The main parameters are the wind stress τ , the drag coefficient C_D and the stability function $\phi_m(z/L)$.

A one-dimensional numerical boundary layer model is developed and run with different geostrophic wind profiles. Geostrophic wind profiles with reversed shear from the dropsonde observations are compared to runs with constant geostrophic wind profiles. Equivalent runs are done with PALM, a Large Eddy Simulation model (LES).

The simulations with reversed shear in the geostrophic wind gives a wind stress profile which is curved and is decreasing faster with height at the lowest few hundred meters than the results from the runs with a constant geostrophic wind. Model runs with reversed shear gives a drag coefficient which is slightly higher, and a stability function which is reduced compared to the results from the runs with a constant geostrophic wind profile.

Forord

Først og fremst vil jeg takke min hovedveileder Øyvind Sætra ved Meteorologisk institutt. Han har alltid vært tilgjengelig med tilrettelegging, gode råd og ideer til arbeidet. Stor takk til hans evne til å vise interesse og engasjement for denne oppgaven. Stor takk også til min medveileder Jan Erik Weber ved UiO.

En spesiell takk sendes til Igor Ezau og Nansen Environmental and Remote Sensing Center (NERSC) i Bergen, for at jeg ble tatt godt imot en uke i januar og gitt meg opplæring i LES-modellering og tilgang til MATLAB-script for analyse av resultater. Dette har vært av stor betydning for oppgaven. Jeg vil også takke ansatte ved UiO og Meteorologisk institutt som har vist interesse for oppgaven og vært tilgjengelige for tips og gode ideer. Dette gjelder spesielt Thor Erik Nordeng. Meteorologisk institutt har også vært hjelpsomme med tilrettelegging og bruk av data og programvare. MATLAB-script til å plote vertikalsnitt av observasjoner fra dropsondene er laget av Ian Renfrew og Stephen Outten.

Jeg vil også gjerne takke samboeren min, Marianne, som har vist stor tålmodighet med meg og latt arbeidet med masteroppgaven få styre hverdagen den siste tiden, og for at hun har vært hjelpsom med gjentatt korrekturlesing. Gunnar Bye og søsteren min, Marianne, har også vært til stor hjelp med nyttige innspill og korrekturlesing av oppgaven.

Til slutt vil jeg takke alle mine gode studievenner på lesesalen som har bidratt til å gjøre skrivingen av masteroppgave og studietiden til en spesiell opplevelse.

Blindern, 1. juni 2010
Magne Simonsen

Innhold

Abstract	i
Forord	ii
1 Innledning	1
2 Teori	5
2.1 Ligningene	5
2.2 Termalvind	7
2.3 Stabilitet	8
2.4 Bevegelsesligningene	9
2.5 TKE-ligningen	9
2.6 Temperaturligningen	12
2.7 Monin-Obukhov-similaritet	12
2.7.1 Det logaritmiske grenselaget	12
2.7.2 Temperaturgradientens påvirkning	13
2.7.3 Beregning av de turbulente karakteristikene	14
2.8 Empiriske formler for ϕ_m	16
2.9 Friksjonskoeffisienten	17
2.10 Bruk av parametrene	18
2.11 Bølger	19
3 Metode	21
3.1 Dropsondene	22
3.2 Min modell	22
3.2.1 Numerisk skjema	22
3.2.2 Initialbetingelser	24
3.2.3 Konstanter	24
3.2.4 Bølger	28
3.2.5 Svakheter i modellen	29
3.3 PALM	31
3.3.1 Domenet	31
3.3.2 Grense- og initialbetingelser	32
3.3.3 Kjøring av modellen	32
3.4 Sammenligning av de to modellene	34
3.5 Oppsett av modellene	34
3.6 Beregning av vindkast	35

4 Resultater og diskusjon	37
4.1 Sammenligning av bakkeparametere	37
4.2 Profiler ved varierende geostrofisk vind	42
4.3 Blandingslengden	53
4.4 Det reverserte skjæret	56
5 Konklusjon	63
Bibliografi	66

Kapittel 1

Innledning

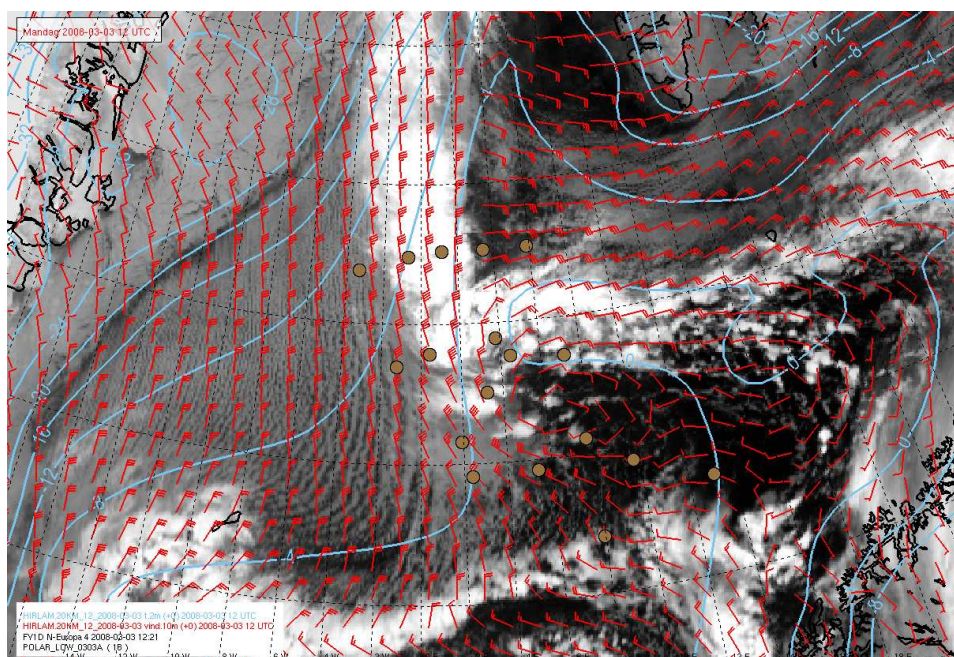
Ved arktiske kaldluftutbrudd i Nord-Atlanteren opplever man svært store temperaturforskjeller, både mellom hav og atmosfære og mellom forskjellige luftmasser. I slike tilfeller blir kald polar luft fra Arktis fraktet sørover og ut over det relativt varme vannet i Den norske atlantehavsstrømmen. Dette fører til at store mengder energi i form av varme kan overføres fra havet til atmosfæren. Denne energien kan i visse tilfeller bidra til at det utvikles en arktisk front eller et polart lavtrykk.

Et slikt tilfelle ble observert den 3.–4. mars 2008 under IPY-THORPEX-prosjektet beskrevet i Linders og Sætra (2010). Målinger ble tatt med dropsonder fra fly, som blant annet gjorde en flygning på tvers av den arktiske fronten oppstrøms for det som skulle utvikles til et polart lavtrykk. Figur 1.1 viser et satellittbilde av situasjonen den 3. mars 2008 klokka 1221 UTC. Figur 1.2 viser et utsnitt av området der målingene ble gjort. Figur 1.1 og 1.2 er laget i DIANA¹.

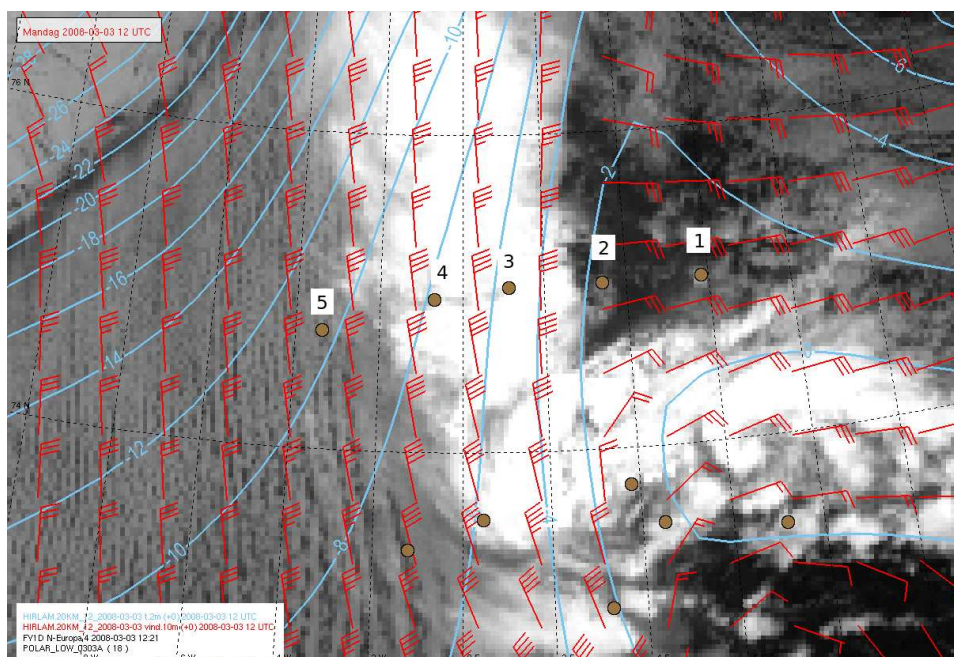
På figurene er det også lagt på linjer som markerer temperaturen ved to meters høyde (T2m, blå linjer) og vindens retning og styrke i ti meters høyde (røde piler). Disse feltene er fra HIRLAM12-analysen² klokka 1200 UTC. De brune punktene er posisjonene der dropsondene ble sluppet. I denne oppgaven er det gjort en analyse av de dynamiske forholdene ved de fem nordligste dropsondene, som ligger på linje i øst-vest-retning, tvers gjennom den arktiske fronten. Sondene er nummerert fra 1 til 5 i figur 1.2. De ble sluppet i rekkefølge fra øst mot vest i perioden mellom klokka 1127 og 1152 UTC den 3. mars 2008. Det vil i hele denne oppgaven bli referert til målinger fra disse fem sondene, med nummer som henviser til

¹DIANA (står for Digital ANalyse) er et visualiserings- og produksjonsverktøy for meteorologiske og oseanografiske data utviklet ved met.no. Programmet kan blant annet vise radar- og satellittbilder samt vise resultater fra meteorologiske og oseanografiske modeller (Meteorologisk institutt). Dette programmet er brukt til å lage noen av figurene til denne oppgaven, og til å studere analyseresultater fra værmodeller.

²HIRLAM12 er en av de operasjonelle modellene ved Meteorologisk institutt, og analysen er modellens resultater der observasjoner er assimilert inn. HIRLAM finnes i flere forskjellige domenes størrelser og oppløsninger, og beskrivelse av modellene finnes i Unden m.fl. (2002).



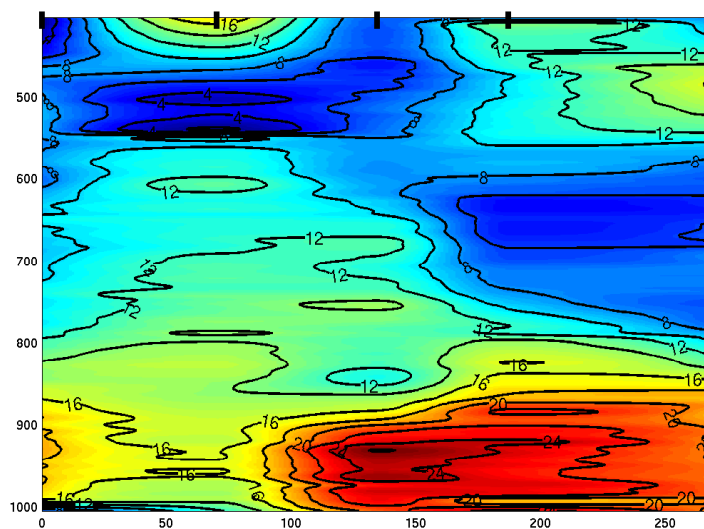
Figur 1.1: Infrarødt satellittbilde fra NOAA av Norskehavet 3. mars 2008 klokka 1221 UTC. Lyseblå linjer er lufttemperaturen ved to meters høyde med intervaller på 4°C, røde piler viser vindstyrke og -retning ti meter over havflaten fra HIRLAM12-analyse. Brune punkter er posisjonene der dropsondene ble sluppet.



Figur 1.2: Utsnitt fra figur 1.1 som viser området rundt de fem dropsondene. Intervallet mellom isothermene er her 2°C.

nummereringen i figur 1.2. Temperaturfeltet viser at det er over 20 graders forskjell mellom lufttemperaturen på vest- og østsiden av skyformasjonen som markerer fronten. Vindpilene viser at det blåser kraftig vind fra nord, opptil 20 m/s (pil med fire streker).

Den geostrofiske vinden er balansen mellom trykk- og Corioliskreftene. Ved barotrope forhold, der tetthetsflatene, som i praksis betyr høydenivåer med konstant potensiell temperatur, er parallelle med trykkflatene, vil den geostrofiske vinden være konstant med høyden. Friksjonen mot bakken vil endre den virkelige vindens retning og styrke i grenselaget nær bakken. Hvis man derimot har barokline forhold, der temperaturen langs en trykkflate ikke er konstant, vil den geostrofiske vinden endre retning og styrke avhengig av temperaturgradienten. Denne endringen i den geostrofiske vinden mellom to gitte høydenivåer kalles termalvind og blir forklart nærmere i kapittel 2.2. I situasjonen rundt den arktiske fronten i Norskehavet er det et såkalt reversert skjær, der den horisontale temperaturgradienten gir en termalvind som peker i motsatt retning av den geostrofiske vinden og gjør at den geostrofiske vinden er sterkest nede ved havoverflaten og blir svakere med høyden. Friksjonen mot bakken gjør at vindstyrken bremses opp i den nederste delen av grenselaget, så den sterkeste vinden er i området i nærheten av 950 hPa, som vises i figur 1.3. Figuren er et vertikalt tverrsnitt av vindstyrken sett fra nord mot sør. Snittet er basert på de fem dropsondene, som er markert med svarte markører i toppen av figuren. Sonde 1 er til venstre, sonde 5 er til høyre.



Figur 1.3: Vertikalt tverrsnitt av vindstyrke, sett mot sør, basert på dropsondene. Verdiene på den vertikale akselen er lufttrykket i hPa, langs den horisontale akselen er det avstand i km vestover fra sonde 1. Øst er til venstre i figuren, vest er til høyre. Fargen viser vindstyrke, rødt er sterk vind, blått er svak vind. Tallene i figuren angir vindstyrken i m/s.

I det turbulente grenselaget mellom bakken og den frie atmosfæren har

friksjonen stor påvirkning på vindens retning og styrke. Artikkelen til Monin og Obukhov (1954) beskriver hvordan vind- og temperaturprofilen kan beregnes i dette grenselaget, og teorien som utledes der er fortsatt i utstrakt bruk i grenselagsmodellering. Det blir forklart hvordan atmosfærens stabilitet kan gi avvik fra de logaritmiske vind- og temperaturprofilene som opptrer i nøytrale forhold. Avviket kan bestemmes med funksjonene $\phi_m(z/L)$ og $\phi_h(z/L)$, som er nærmere forklart i kapittel 2.7. Det finnes empiriske verdier for funksjonene $\phi_m(z/L)$ og $\phi_h(z/L)$.

Denne masteroppgaven skal se på hvordan momentumfluksene i grenselaget blir påvirket av den lave jetstrømmen som følger med det reverserte skjæret i den geostrofiske vinden. Dette skjæret kan være av stor betydning for Monin-Obukhov-similariteten, og det blir sammenlignet forhold med og uten reversert skjær.

Problemstillingen for denne masteroppgaven er å teste hypotesen:

”En lav jetstrøm i forbindelse med reversert skjær i den geostrofiske vinden har stor betydning for momentumfluksen i grenselaget. Dette vil påvirke overflatespenningen, friksjonskoeffisienten og stabilitetsfunksjonen $\phi_m(z/L)$.”

I arbeidet med oppgaven har det blitt laget en endimensjonal numerisk modell som beregner hastigheter og flukser i en luftsøyle fra havoverflaten og opp til 2000 meters høyde. Her er den geostrofiske vinden ”drivkraften” til systemet, og modellen kan kjøres med forskjellige geostrofiske vindprofiler som utgangspunkt. Tilsvarende har det blitt gjort kjøring med en LES-modell³. Resultatene fra modellene vil bli sammenlignet med observasjoner fra de nevnte dropsondene for å avgjøre modellenes kvalitet. Hvor realistiske modellene er, blir avgjort ved å studere hvordan modellresultatene stemmer overens med observasjoner og empiriske formler.

De mest sentrale modellresultatene som skal analyseres er vindspenningen τ , friksjonskoeffisienten C_D og stabilitetsfunksjonen $\phi_m(z/L)$. For alle disse variablene finnes det empiriske funksjoner som resultatene skal sammenlignes med, og det skal undersøkes hvordan endringen i den geostrofiske vinden påvirker samsvaret med de empiriske funksjonene.

Kapittel 2 inneholder beskrivelse av den teorien som er nødvendig for å løse oppgaven. Det blir i detalj gått gjennom de ligningene som benyttes, og sammenhengen mellom de forskjellige variablene som blir brukt senere i oppgaven. I metodekapitlet, kapittel 3, vil det bli gjort rede for de to modellene som er brukt. Modellenes oppbygning og bruksmåte blir beskrevet, og det blir pekt på forskjeller mellom de to modellene. Resultatene fra kjøringene av modellene blir presentert og analysert i kapittel 4. Her vil det bli diskutert hvordan de forskjellige resultatene har betydning for hverandre, og hvordan endringer i profilen til den geostrofiske vinden vil påvirke systemet. I kapittel 5 vil resultatene bli oppsummert og satt i sammenheng med problemstillingen.

³Large Eddy Simulation

Kapittel 2

Teori

Dette kapitlet beskriver den nødvendige teorien som ligger til grunn for å løse denne masteroppgavens problemstilling. De sentrale ligningene vil bli gjennomgått og beskrevet i detalj.

2.1 Ligningene

Utgangspunktet er å løse de horisontale komponentene av Navier-Stokes bevegelsesligninger i en vertikal profil. Disse ligningene er forklart i Holton (2004), der det er gjort Boussinesq-approximasjonen som antar at tettheten er konstant i et horisontalt plan;

$$\rho \frac{D\vec{U}}{Dt} = -\nabla p - f\vec{k} \times \vec{U} + \nu \nabla^2 \vec{U}. \quad (2.1)$$

Her er ρ den konstante referansetettheten til lufta, t er tid, p er trykk, f er Coriolisparameteren, \vec{k} er den vertikale enhetsvektoren og ν er viskositetskoeffisienten. Den horisontale vindhastigheten \vec{U} er delt opp i x- og y-komponenter i et kartesisk koordinatsystem, slik at $\vec{U} = u\vec{i}_x + v\vec{i}_y$, der $\vec{i}_{x,y}$ er enhetsvektorer langs x- og y-aksen. Vindstyrken $U = |\vec{U}| = \sqrt{u^2 + v^2}$. Operatoren for den materiellderiverte av en vektor \vec{x} , D/Dt er definert

$$\frac{D\vec{x}}{Dt} = \frac{\partial \vec{x}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \vec{x}. \quad (2.2)$$

Det antas at situasjonen er horisontalt homogen, slik at variablene er konstante i et horisontalplan, så de endrer seg kun med tiden t og høyden z . De tidsavhengige variablene er delt opp i et tidsmiddel som er markert med strek, og en tidsavhengig fluktuasjon som er markert med apostrof;

$$\begin{aligned} u &= \bar{u}(z) + u'(z, t) \\ v &= \bar{v}(z) + v'(z, t). \end{aligned} \quad (2.3)$$

Det antas videre at den vertikale vindkomponenten $w \ll u, v$, slik at $\bar{w} = 0$, og $w = w'$.

For å løse ligning (2.1) må det gjøres forenklinger. Reynolds midling ser på et tidsmiddel av \bar{U} istedenfor på de instantane verdiene. Ved å ta tidsmiddelet av Navier-Stokes ligning (2.1) og sette inn (2.3) og gjøre de nevnte antagelser får man RANS¹. Dette er de tidsmidlede forenklede horisontale bevegelsesligningene, der verdiene er gitt per masseenheter (Holton, 2004);

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \overline{u'w'} - f(v_g - \bar{v}) \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \overline{v'w'} + f(u_g - \bar{u}). \quad (2.5)$$

Her er u_g og v_g den geostrofiske vinden i x- og y-retning, som bestemmes av trykkgradienten. De vertikale tidsmidlene av momentumfluksene $\overline{u'w'}$ og $\overline{v'w'}$ kan uttrykkes som funksjoner av den turbulente blandingskoeffisienten K_m og vindgradientene (Holton, 2004);

$$-\overline{u'w'} = K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \tau_x \quad (2.6)$$

$$-\overline{v'w'} = K_m \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = \tau_y. \quad (2.7)$$

Her er τ_x og τ_y henholdsvis x- og y-komponenter av vindspenningen. Størrelsen på den totale vindspenningen $\tau(z)$ er gitt ved vektorsummen av komponentene $\tau_x(z)$ og $\tau_y(z)$;

$$\tau = \sqrt{\tau_x^2 + \tau_y^2}. \quad (2.8)$$

Den turbulente blandingskoeffisienten, K_m , er en parameter som sier noe om friksjonen som turbulensen lager. Mye turbulens vil bremse opp vinden og jevne ut vindskjæret. K_m er ikke en egenskap som er konstant for en væske eller gass, men den er også avhengig av andre forhold som blant annet underlaget, viskositeten og vindstyrken.

Den enkleste typen modeller vil anta at K_m er konstant med høyden, og sette inn empiriske verdier for denne. Et første ordens ligningssett innebærer at de midlede vindhastighetene \bar{u} og \bar{v} brukes til å beregne parameteren, mens høyere ordens modeller bruker andre variabler, for eksempel turbulent kinetisk energi (Mauritsen m.fl., 2007). Slike høyere ordens modeller brukes til mesoskala- og regionale værvarslingsmodeller. Et eksempel på dette blir beskrevet i Monin og Obukhov (1954) som kobler turbulent varmekraft med den turbulente spenningen. En metode, som brukes i modellene i denne oppgaven, er å parametrisere den turbulente blandingskoeffisienten ved å bruke den turbulente kinetiske energien², e , som er beskrevet med fluktuasjonene i vindstyrken;

$$e = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2). \quad (2.9)$$

¹Reynold's Averaged Navier-Stokes

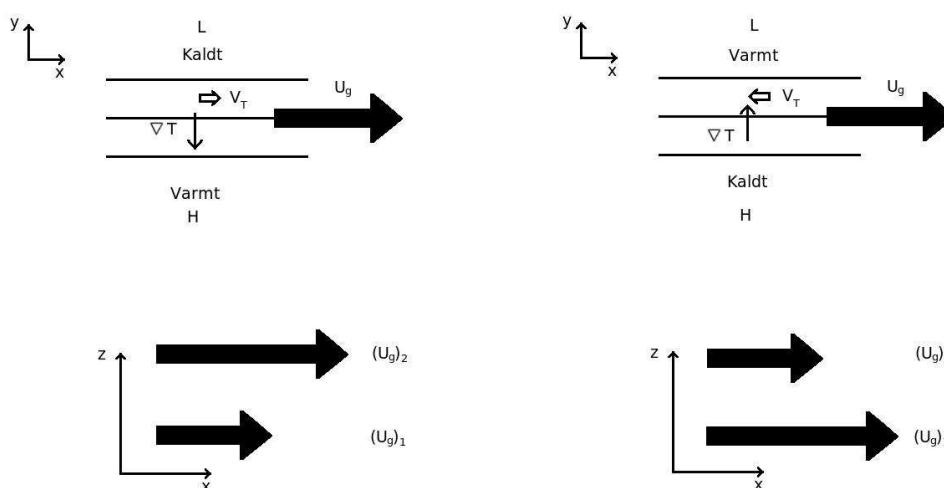
²senere omtalt som TKE

2.2 Termalvind

I en barotrop atmosfære, der tetthetsflatene er parallelle med trykkflatene, vil den geostrofiske vinden være konstant med høyden. I en baroklin atmosfære derimot, vil horisontale temperaturgradienter føre til at den vertikale avstanden mellom to gitte trykkflater ikke er konstant. Dette gir dermed en endring i den geostrofiske vinden. Dette bidraget kalles termalvind, som ikke er en virkelig vind, men et uttrykk for hvordan den geostrofiske vinden endrer seg mellom to trykkflater, og er gitt med ligningen fra Wallace og Hobbs (2006);

$$\vec{V}_T = (\vec{U}_g)_2 - (\vec{U}_g)_1 = \left(\frac{R}{f} \ln \frac{p_1}{p_2} \right) \vec{k} \times \nabla T. \quad (2.10)$$

Her er \vec{V}_T termalvinden, $(\vec{U}_g)_{1,2}$ den geostrofiske vinden ved trykkflate 1 og 2, R er en gasskonstant, $p_{1,2}$ er trykket og T er temperaturen.



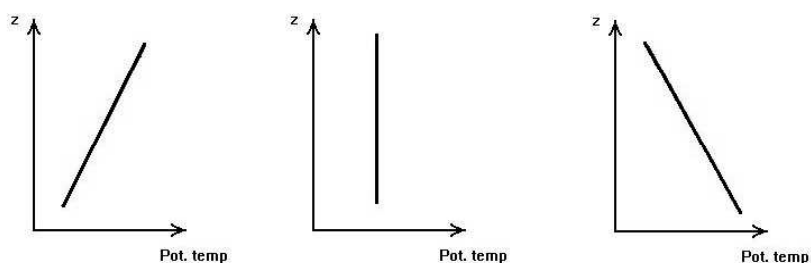
Figur 2.1: Termalvindens påvirkning på den geostrofiske vindens endring med høyden. Figurene til venstre viser normalt skjær, figurene til høyre viser reversert skjær. Tykke svarte piler er geostrofisk vind, tynne svarte piler er temperaturgradienten og hvite piler er termalvinden.

Figur 2.1 viser to tilfeller der det er varm luft på henholdsvis høyre og venstre side av den geostrofiske vinden som blåser langs positiv x -akse (tykk svart pil). Temperaturgradienten ∇T (den tynne pila) bestemmer retningen på \vec{V}_T (hvit pil), som i tilfellet til venstre har samme retning som \vec{U}_g . Dette gir normalt skjær, der vindstyrken $|\vec{U}_g|$ øker med høyden, som er vist i figuren under. I tilfellet til høyre peker \vec{V}_T i motsatt retning av \vec{U}_g , og det blir reversert skjær, der vindstyrken avtar med høyden. Dette viser hvordan det horisontale temperaturfeltet (∇T) er avgjørende for høydeprofilen til den geostrofiske vindstyrken $|\vec{U}_g|$.

2.3 Stabilitet

Atmosfæren kan deles inn i tre hovedkategorier når det gjelder stabilitet; stabil, ustabil og nøytralt stabil atmosfære. Inndelingen kan avgjøres av den vertikale gradienten i potensiell temperatur, $\partial\bar{\theta}/\partial z$. Stabile forhold har positiv gradient, ustabile forhold har negativ gradient og nøytrale forhold har ingen gradient. Dette er illustrert i figur 2.2.

Forskjellige parametere har bestemte egenskaper i de forskjellige forholdene. De aktuelle parametrene som blir behandlet i denne oppgaven, og som blir vist i tabell 2.1, er vertikal temperaturgradient $\partial\bar{\theta}/\partial z$, temperaturfluks $\overline{w'\theta'}$, fluks av tetthet $\overline{w'\rho'}$, Brunt-Vaisala-frekvensen N , oppdriftsfluksen B og Obukhov-lengden L . Variablene blir beskrevet i kapittel 2.5 og 2.7.



Figur 2.2: Temperaturprofilen i stabil, nøytral og ustabil atmosfære.

Tabell 2.1: Stabilitet

Stabilt	Nøytralt	Ustabilt
$\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z} > 0$	$\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z} < 0$
$\overline{w'\theta'} < 0$	$\overline{w'\theta'} = 0$	$\overline{w'\theta'} > 0$
$\overline{w'\rho'} > 0$	$\overline{w'\rho'} = 0$	$\overline{w'\rho'} < 0$
$N^2 > 0$	$N^2 = 0$	$N^2 < 0$
$B < 0$	$B = 0$	$B > 0$
$L > 0$	$L \rightarrow \pm\infty$	$L < 0$

2.4 Bevegelsesligningene

På venstre side i bevegelsesligningene ((2.4) og (2.5)) er de tidsderiverte av hastighetene, $\partial\bar{u}/\partial t$ og $\partial\bar{v}/\partial t$. Disse forteller om hastighetene øker eller minker, og vil være null når systemet er stasjonært.

Det første leddet på høyre side er momentumskjøret i x- og y-retning, som er gitt ved henholdsvis $\partial\tau_x/\partial z$ og $\partial\tau_y/\partial z$. Spenningen τ er friksjonen som skyldes forskjellig hastighet mellom luftlagene som ligger over hverandre, og som kan parametriseres med ligning (2.6) og (2.7);

$$\frac{\partial\tau_x}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial\bar{u}}{\partial z} \right) \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial\tau_y}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial\bar{v}}{\partial z} \right). \quad (2.12)$$

Dette blir også kalt kinematisk stress. Blandingskoeffisienten K_m kan parametriseres med den turbulente kinetiske energien e (Sætra m.fl., 2008);

$$K_m = \alpha_1 l e^{\frac{1}{2}}. \quad (2.13)$$

α_1 er en konstant og l er blandingslengden, som brukes for å parametrisere størrelsen på de turbulente virvlene. Blandingslengden er en størrelse som skal angi lengdeskalaen på virvlene som er tilstede. Nærme bakken er virvlenes størrelse begrenset av avstanden til bakken, og virvlene blir større etterhvert som man kommer lengre unna bakken. Det antas at virvlene når en maksimal størrelse ved store høyder. En enkel parametrisering av blandingslengden l er å gjøre den avhengig av høyden over havet, etter formelen i Blackadar (1962);

$$l = L_0 \left(\frac{\kappa z}{\kappa z + L_0} \right), \quad (2.14)$$

der L_0 er en konstant asymptoteverdi og κ er von Karmans konstant.

Det siste leddet på høyre side av bevegelsesligningene ((2.4) og (2.5)) er Corioliskraftens påvirkning på vinden. Den geostrofiske vinden vil være konstant i tid i alle situasjonene som blir behandlet i denne oppgaven. Den er kraften som holder systemet i gang, og opprettholder balansen med dissipasjonen når det sytemet har innstilt seg i en stasjonær tilstand. Forskjellige profiler av den geostrofiske vinden skal sammenlignes for å studere hvordan en endring i U_g påvirker andre variabler.

2.5 TKE-ligningen

Den turbulente kinetiske energien er kinetisk energi som skyldes turbulente fluktuasjoner i strømningsmønsteret. Dette er kaotiske bevegelser som

”stjeler” energi fra hovedstrømmen og blander ut forskjeller mellom luftlagene. Ligningen for turbulent kinetisk energi kan utledes ved å ta Navier-Stokes ligning multiplisert med \vec{U} og trekke fra Reynolds tidsmidlede bevegelsesligninger multiplisert med henholdsvis \bar{u} og \bar{v} (Holton, 2004);

$$\frac{\partial e}{\partial t} = K_m S^2 - F + B - \epsilon. \quad (2.15)$$

Her er leddene på høyre side henholdsvis mekanisk produksjon ($K_m S^2$), fluks av TKE (F), fluks av oppdrift (B) og dissipasjon (ϵ).

På venstre side er leddet $\partial e/\partial t$ den tidsderiverte av den turbulente kinetiske energien e . Leddet angir økningen i turbulensen, det vil si blandingen mellom luftlagene.

Det første leddet på høyre side er vindskjærproduksjon, som er mekanisk produksjon av TKE på grunn av at luftlagene over hverandre har forskjellig hastighet. Hvis det er stort vindskjær, vil det bli produsert mye turbulent kinetisk energi. Dette leddet er alltid positivt. S^2 er det vertikale vindskjæret kvadrert,

$$S^2 \equiv \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \quad (2.16)$$

der spenningen i x- og y-retning har blitt parametrisert ved hjelp av henholdsvis (2.6) og (2.7):

$$\begin{aligned} K_m S^2 &= K_m \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right] \\ &= \tau_x \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \tau_y \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Det neste leddet er vertikal fluks av TKE, som skyldes TKE skjær;

$$F = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\rho} \overline{p'w'} + \overline{ew'} \right) \quad (2.18)$$

der p' er perturbasjoner i lufttrykket. Det første leddet er overføring av energi fra atmosfæren til havet gjennom $\overline{p'w'}$, som er vindens arbeid på havet per tidsenhet. Dette kan skyldes dannelse av bølger på havoverflaten. Mye vind krever mer energi for å lage større bølger. Dette blir da et sluk av TKE, som kan parametriseres med F_w som er fluks av bølgeenergi;

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \overline{p'w'} = -\frac{\partial F_w}{\partial z}. \quad (2.19)$$

Dette leddet forklares nærmere i delkapittel 2.11.

Det andre leddet i ligning (2.18) er vertikal transport av TKE internt i luft-søyla på grunn av virvler. Dette kan parametriseres som en diffusjonsfunksjon av e ved hjelp av K_m (Baas m.fl., 2008);

$$\frac{\partial}{\partial z} \overline{ew'} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial e}{\partial z} \right). \quad (2.20)$$

Oppdriftsfluksen B er produksjon av TKE på grunn av forskjeller i oppdrift. Dette innebærer vertikal transport av tetthet, som i hovedsak skyldes vertikal temperaturgradient. Dermed er B et uttrykk for overføring fra potensiell til kinetisk energi. Den er negativ når massesenteret flyttes oppover, og positiv når massesenteret flyttes nedover.

$$B = -\frac{g}{\rho_0} \overline{w'\rho'} = \frac{g}{T_0} \overline{w'\theta'} = -K_T N^2 \quad (2.21)$$

Her er T_0 temperaturen ved havoverflaten, θ' er fluktuasjoner i potensiell temperatur, K_T er den turbulente diffusjonskoeffisienten og N er Brunt-Vaisala frekvensen;

$$N^2 = \frac{g}{T_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}, \quad (2.22)$$

som er en parameter som er mye brukt til å beskrive stabiliteten (Holton, 2004).

Den turbulente diffusjonskoeffisienten, K_T , brukes til å beskrive den konvekktive temperaturfluksen,

$$\overline{w'\theta'} = -K_T \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (2.23)$$

(Holton, 2004) og kan parametriseres på tilsvarende måte som K_m ;

$$K_T = \alpha_2 l e^{\frac{1}{2}}, \quad (2.24)$$

der α_2 er en konstant. Diffusjonskoeffisienten forteller hvor raskt temperaturen blir jevnet ut ved hjelp av turbulens. Stor diffusivitet (stor K_T) gir mye blanding og små temperaturgradienter. Ved stabil lagdeling gir dette stor transport av varme ned mot overflaten, som svekker stabiliteten.

For en stabil atmosfære er $\partial \bar{\theta} / \partial z > 0$, slik at også $N^2 > 0$, som gir $B < 0$, det vil si et sluk for e . Det vil være motsatt for en ustabil atmosfære, der $\partial \bar{\theta} / \partial z < 0$ og $N^2 < 0$, slik at $B > 0$ dermed er en kilde for e . Tabell 2.1 viser hvordan de forskjellige variablene blir påvirket av stabiliteten.

På grunn av at energi overføres fra store virvler til mindre virvler, der den igjen overføres til enda mindre virvler, vil bevegelsenes lengdeskalaer til slutt komme ned på molekylært nivå. Der vil den molekylære viskositeten dominere over den turbulente viskositeten, og energien blir overført til varme. Dette kalles dissipasjon. Dissipasjon av energi til omgivelsene kan parametriseres som en funksjon av den turbulente kinetiske energien e og blandingslengden l (Semedo m.fl., 2009)

$$\epsilon = \alpha_3 \frac{e^{\frac{3}{2}}}{l}, \quad (2.25)$$

der α_3 er en konstant.

Den endelige TKE-ligningen som skal løses numerisk blir nå seende ut, etter å ha satt inn for leddene i ligning (2.15):

$$\frac{\partial e}{\partial t} = K_m S^2 + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial e}{\partial z} \right) + \frac{g}{T_0} \overline{w'\theta'} - \alpha_3 \frac{e^{\frac{3}{2}}}{l} + \frac{\partial F_w}{\partial z} \quad (2.26)$$

2.6 Temperaturligningen

For å kunne parametrisere oppdriftsfluksen ved hjelp av temperaturprofilen, det vil si løse ligning (2.21) ved hjelp av (2.23), trenger man å kjenne temperaturprofilen $\partial\bar{\theta}/\partial z$. Den kan enten være konstant i tid, eller være varierende. I det siste tilfellet kan temperaturligningen (Holton, 2004, s 119) brukes for å bestemme tidsutviklingen av temperaturen. Denne er, etter at de leddene som utfra tidligere antagelser er null er strøket, gitt ved

$$\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z}\overline{w'\theta'} = \frac{\partial}{\partial z}\left(K_T\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}\right). \quad (2.27)$$

Ligningen viser hvordan tidsutviklingen av temperaturen er avhengig av den turbulente blandingen av temperaturprofilen.

2.7 Monin-Obukhov-similaritet

For å beskrive vind- og temperaturprofilen i grenselaget ble det på 1950-tallet formulert en teori som fortsatt er i utstrakt bruk blant annet i mange værmodeller. Artikkelen fra Monin og Obukhov (1954) handler om turbulent blanding i atmosfæren, og tar for seg hvordan temperaturgradienten påvirker dette. Lagdelingen er bestemt av gradienten til den potensielle temperaturen $\bar{\theta}$, som forklart i delkapittel 2.3. Temperaturfluksen $\overline{w'\theta'}$ er avhengig av temperaturgradienten som vist i ligning (2.23). I et turbulent felt vil temperaturfluksen $\overline{w'\theta'}$ bidra til å henholdsvis øke eller redusere den turbulente blandingen. Denne oppdriftsfluksen vil være enten en kilde eller et sluk av turbulent kinetisk energi, avhengig av stabiliteten.

2.7.1 Det logaritmiske grenselaget

Utgangspunktet til teorien som blir utledet i Monin og Obukhov (1954) er stasjonær strøm over en uendelig stor, ru overflate, der tilstanden er horisontalt homogen. Det vil si at variasjonene kun er avhengige av høyden. Artikkelen ser på stasjonære forhold med nøytralt stabil lagdeling, og ser bort fra fluks av TKE. Det som blir igjen av TKE-ligningen (2.15), er at vindskjæret og dissipasjonen må balansere hverandre;

$$K_m S^2 = \epsilon. \quad (2.28)$$

Ut fra dimensjonsanalyse kan man da si at endringen i hastighet mellom to lag normalisert i forhold til friksjonshastigheten u_* må være en funksjon av forholdet mellom høydene,

$$\frac{U(z_2) - U(z_1)}{u_*} = f\left(\frac{z_2}{z_1}\right). \quad (2.29)$$

Friksjonshastigheten u_* er en hastighet som forteller noe om hvor stor friksjonen mot underlaget er. Det er en verdi som brukes til skalering i forskjellige sammenhenger, og den blir beregnet ved at man tar kvadratroten av vindspenningen nederst ved overflaten;

$$u_* = \sqrt{\tau_0}. \quad (2.30)$$

Det blir i artikkelen vist at funksjonen f bare kan ha en logaritmisk profil

$$\frac{U(z_2) - U(z_1)}{u_*} = C \ln \frac{z_2}{z_1} \quad (2.31)$$

der konstanten C blir satt til å være $1/\kappa$ der κ er von Karmans konstant.

$$\frac{U(z_2) - U(z_1)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z_2}{z_1} \quad (2.32)$$

Dersom man antar at $U(z_0) = 0$ blir resultatet den logaritmiske vindprofilen

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0}. \quad (2.33)$$

z_0 er en ruhetsparameter som er avhengig av friksjonen og definerer et nullnivå helt i nærheten av bakken, for eksempel mellom bakken og høyden på gresstråene. På differensialform blir ligningen

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z}. \quad (2.34)$$

Denne ligningen, som er gyldig i en nøytralt stabil lagdeling, sier at vindstyrken U øker proporsjonalt med logaritmen til høyden z .

2.7.2 Temperaturgradientens påvirkning

Dersom atmosfæren ikke er nøytralt stabil, må man i tillegg ha med oppdriftsleddet i ligning (2.28). Det blir innført en skalalengde L og en skalatemperatur T_* , som er avhengig av alle de aktuelle variablene og som har riktige enheter (m og K);

$$L = \frac{-u_*^3}{\kappa \frac{g}{\Theta_0} \overline{w'\theta'}} \quad (2.35)$$

$$T_* = \frac{-1}{\kappa u_*} \overline{w'\theta'} \quad (2.36)$$

der Θ_0 er gjennomsnittstemperaturen i laget. L vil senere i oppgaven bli referert til som *Obukhovlengden*.

Fortegnet til L og T_* er bestemt av stabiliteten, som vist i tabell 2.1. Stabil lagdeling gir temperaturfluks nedover; $\overline{w'\theta'} < 0$, med positiv skalalengde og -temperatur $L > 0$, $T_* > 0$. Ustabil lagdeling gir motsatt effekt: $\overline{w'\theta'} > 0$, $L < 0$, $T_* < 0$

Fra ligning (2.34) blir det laget dimensjonsløse størrelser for vind- og temperaturgradientene:

$$\frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial U}{\partial z} \text{ og } \frac{z}{T_*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}. \quad (2.37)$$

Disse størrelsene skal være lik dimensjonsløse funksjoner ϕ av L og z , og den eneste muligheten må da være z/L .

$$\begin{aligned} \frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial U}{\partial z} &= \phi_m \left(\frac{z}{L} \right) \\ \frac{z}{T_*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} &= \phi_h \left(\frac{z}{L} \right). \end{aligned} \quad (2.38)$$

Dette gir vind- og temperaturgradientene

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial z} &= \frac{u_*}{\kappa z} \phi_m \left(\frac{z}{L} \right) \\ \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} &= \frac{T_*}{z} \phi_h \left(\frac{z}{L} \right) \end{aligned} \quad (2.39)$$

der indeks m står for bevegelsesmengde (momentum) og h står for varme (heat). Uttrykket for vindgradienten ligner på (2.34), men har gyldighet også utenfor nøytral stabilitet. Fra ligning (2.36) og (2.39) er det tydelig at dersom $\overline{w'\theta'} = 0$ så vil $T_* = 0$ slik at $\partial \bar{\theta} / \partial z = 0$.

For å tilfredsstill (2.34) i nøytrale forhold, det vil si små z eller store $|L|$ må $\phi_m(0) = 1$. Dette betyr at for små z ($z \ll |L|$), er det liten forskjell fra nøytral stabilitet, det vil si at turbulensen kommer hovedsaklig fra dynamiske forhold. Når $z/L = 0$ er atmosfæren nøytralt stabil, det vil si at $\overline{w'\theta'} = 0$ og $|L| \rightarrow \infty$. Positiv L er stabil atmosfære, og negativ L er ustabil. Jo mindre $|L|$ er, jo mer stabil/ustabil er atmosfæren. L er en betegnelse på høyden til *det dynamiske turbulens-sublaget*, som sier hvor høyt opp fra overflaten man må for at oppdriften skal bli den dominerende kilden til turbulens.

2.7.3 Beregning av de turbulente karakteristikkene

Hvis man ser på tilfeller der $|z/L| < 1$ kan man skrive ϕ som det første leddet i en potensrekke der β er en konstant:

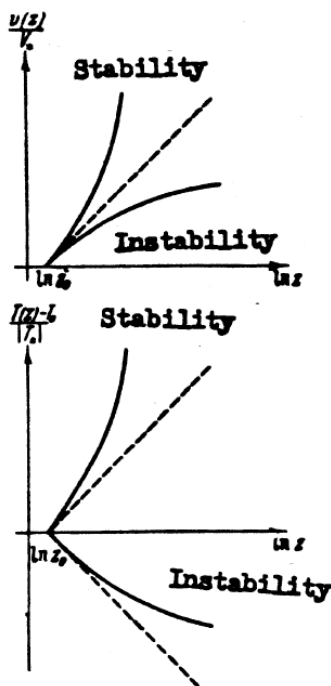
$$\phi \left(\frac{z}{L} \right) \approx 1 + \frac{\beta z}{L} \quad (2.40)$$

$$\Rightarrow U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \frac{z}{z_0} + \frac{\beta z}{L} \right] \quad (2.41)$$

$$\Theta(z) - \Theta(z_0) = T_* \left[\ln \frac{z}{z_0} + \frac{\beta z}{L} \right] \quad (2.42)$$

Dette betyr at vind- og temperaturgradientene har logaritmisk profil ved nøytral stabilitet ($|L| \rightarrow \infty$), ellers er det et systematisk avvik ved $\beta z/L$.

Ved stabil atmosfære er det et sterkere vindskjær, som gir positivt avvik. Ved ustabile forhold blir det et svakere vindskjær på grunn av turbulent blanding, og et negativt avvik fra logaritmeprofilen. Siden $L > 0$ ved stabile og $L < 0$ ved ustabile forhold, må $\beta > 0$ for alle forhold. β kan beregnes utfra målinger. Vind- og temperaturprofiler fra observasjoner er vist i figur 2.3. Sammenlignet med den stiplede linja for nøytral stabilitet ser man tydelig at profilene blir forskjellige i stabil og ustabil atmosfære. Stabil lagdeling gir sterkere gradienter enn nøytral, mens ustabil lagdeling gir svakere gradient. (Monin og Obukhov, 1954).



Figur 2.3: Vind- og temperaturprofil fra observasjoner. (Monin og Obukhov, 1954).
Horisontalaksen er logaritmen av høyden over bakken, vertikalaksene er skalert vindstyrke (øverst) og skalert potensiell temperatur (nederst).

2.8 Empiriske formler for ϕ_m

Flere artikler kommer med forslag til hvordan gradientene ϕ_m og ϕ_h (ligning (2.38)) kan beskrives med forenklede ligninger. I Businger m.fl. (1971) blir det gjort observasjoner over en åker. Der vises det at i det ustabile området passer observasjonene bra sammen med den empiriske formelen

$$\phi_m\left(\frac{z}{L}\right) = \left(1 - 15\frac{z}{L}\right)^{-1/4}. \quad (2.43)$$

I Högström (1996) blir det foreslått en nokså lik versjon som vil bli brukt som en empirisk referanse i denne oppgaven;

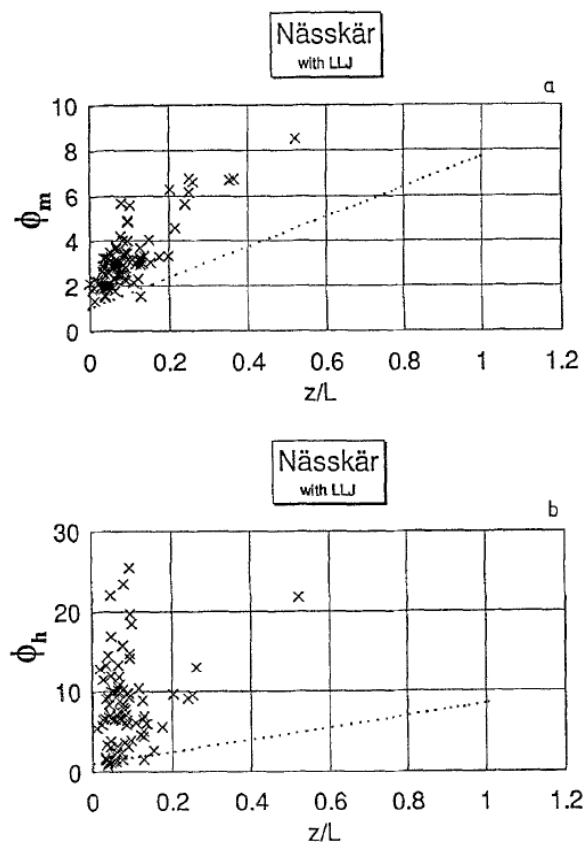
$$\phi_m\left(\frac{z}{L}\right) = \left(1 - 19\frac{z}{L}\right)^{-1/4}. \quad (2.44)$$

En studie som tar for seg et tilfelle med en lav jetstrøm og beskrivelse av Monin-Obukhov-similariteten i grenselaget, er artikkelen til Smedman m.fl. (1995). Artikkelen handler om atmosfærens egenskaper i et tilfelle med stabil lagdeling, der det er en jetstrøm ved lav høyde, en såkalt "low level jet" (LLJ), med vindmaksimum på mellom 30 til 150 meters høyde.

Artikkelen bruker observasjoner fra en mast med måleinstrumenter som er plassert på et skjær utenfor Stockholm i marint miljø. Målingene er gjort den 5. og 6. juli 1981. Det er en tydelig inversjon tilstede da varm vind blåser over kaldt hav, som fører til stabil lagdeling. Den kalde havoverflaten danner en overflateinversjon og på grunn av friksjonsdekobling blir det lite friksjon og det dannes kraftige lave jetstrømmer om ettermiddagene. Om nettene er det lite vind ved bakken og mer høyere oppe. I Østersjøen er det relativt vanlig med denne typen lave jetstrømmer, spesielt når havtemperaturen er kaldere enn lufttemperaturen. Det viser seg at den lave jetstrømmen har sterk påvirkning på turbulenssegenskapene til det atmosfæriske grenselaget. Høyden til jetstrømmen som blir undersøkt i denne artikkelen er mye lavere enn i tilsvarende tidligere studier.

Sammenlignet med forholdene i Norskehavet 3. mars 2008, er det reverserte skjæret med den lave jetten tilstede i begge tilfellene. I situasjonen i Østersjøen blåser det varm luft over kaldt hav, i motsetning til kald luft over varmt hav i Norskehavet. Dermed er stabiliteten forskjellig, men forholdene ellers er relativt like, og det kan være likheter i dynamikken i de to tilfellene.

Det blir studert hvordan den lave jetstrømmen påvirker stabilitetsfunksjonene $\phi_m(z/L)$ og $\phi_h(z/L)$ fra Monin-Obukhov-similariteten. Her konkluderer de med at resultatet blir forskjellig avhengig av om jetstrømmen er tilstede eller ikke. Situasjoner uten LLJ, med observasjoner fra samme måleperiode blir beskrevet i Bergström og Smedman (1995). Her blir det beregnet empiriske formler for $\phi_m(z/L)$ og $\phi_h(z/L)$ ved å bruke lineær regresjon, der de forenklede formlene viser seg å gi en god beskrivelse av de observerte forholdene.



Figur 2.4: $\phi_m(z/L)$ og $\phi_h(z/L)$ fra observasjoner med LLJ. De prikkede linjene er de empiriske formlene fra Bergström og Smedman (1995). (Smedman m.fl., 1995)

De beregnede verdiene av ϕ_m og ϕ_h fra målingene fra 5. og 6. juli 1981 der det er en jet tilstede passer derimot dårlig med de empiriske formlene. Dette er vist i figur 2.4, der det er tydelig at ϕ_m og ϕ_h ikke kan beskrives med enkle empiriske funksjoner avhengig av z/L .

Siden Obukhovlengden L ikke er en god lengdeskala i dette tilfellet, blir det foreslått å bruke andre lengdeskalaer som gjelder for hver av de konkurrerende mekanismene.

2.9 Friksjonskoeffisienten

Friksjonskoeffisienten³ C_D er en dimensjonsløs størrelse som beskriver friksjonen i en strøm i nærheten av et legeme. Den brukes blant annet til å beregne luftmotstand på for eksempel biler og fly. I grenselagsteori er det vanlig å se på bakkefriksjonens påvirkning på vindstyrken i en bestemt

³“Drag coefficient” på engelsk

høyde over bakken, gjerne ti meter. I værmodeller er friksjonskoeffisienten en viktig parameter når vindprofilen $U(z)$ skal beregnes. Friksjonskoeffisienten er definert som kvadratet av forholdet mellom friksjonshastigheten og vindstyrken ved referansehøyden (f.eks Janssen, 1989):

$$C_{D(10)} = \left(\frac{u_*}{U_{10}} \right)^2 \quad (2.45)$$

I denne oppgaven vil ti meter bli brukt som referansehøyde, så med C_D menes heretter $C_{D(10)}$.

Ut fra vindgradientfunksjonen som er beskrevet i Monin-Obukhov-teorien (ligning (2.38)), kan man ifølge ECMWF (2009) finne et uttrykk for timetersvinden U_{10} ,

$$U_{10} = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \frac{z+z_0}{z_0} - \Psi_M \left(\frac{z+z_0}{L} \right) + \Psi_M \left(\frac{z_0}{L} \right) \right] \quad (2.46)$$

der $z = 10$ m, z_0 er ruhetslengden og som satt inn i (2.45) gir

$$C_D = \kappa^2 \left[\ln \frac{z+z_0}{z_0} - \Psi_M \left(\frac{z+z_0}{L} \right) + \Psi_M \left(\frac{z_0}{L} \right) \right]^{-2}. \quad (2.47)$$

Funksjonen $\Psi_M(\zeta)$, der $\zeta = \frac{z}{L}$ kan utledes fra en empirisk formel for gradientfunksjonen $\phi_m(\zeta)$, som i ECMWF (2009) er antatt å være $\phi_m(\zeta) = (1 - 16\zeta)^{-1/4}$. Dette gir

$$\Psi_M(\zeta) = \frac{\pi}{2} - 2 \arctan(x) + \ln \frac{(1+x)^2 \cdot (1+x^2)}{8} \quad (2.48)$$

der $x = (1 - 16\zeta)^{1/4}$.

Med ligning (2.47) kan nå friksjonskoeffisienten beregnes ved hjelp av z_0 og L . Den er gyldig i ustabil lagdeling og den kan forenkles betydelig ved nøytrale forhold, da $\Psi_M = 0$, som gir den nøytrale friksjonskoeffisienten

$$C_{D(N)} = \left(\frac{\kappa}{\ln \frac{z+z_0}{z_0}} \right)^2. \quad (2.49)$$

2.10 Bruk av parametrene

Formålet med Monin-Obukhov-similaritetsteorien er å kunne finne et uttrykk for $\partial U / \partial z$ som tar hensyn til varmefluksene på det aktuelle tidspunktet. Dette er nødvendig blant annet i værvarslingsmodeller. Ved å bruke verdien av C_D fra forrige tidsskritt, kan friksjonshastigheten u_* beregnes med ligning (2.45). Ved hjelp av friksjonshastigheten kan ruhetslengden z_0 beregnes med formelen fra Charnock (1955);

$$z_0 = 0.0144 \frac{u_*^2}{g} \quad (2.50)$$

Dette fører videre til at den nye friksjonskoeffisienten C_D kan beregnes med (2.47) og igjen brukes (2.45) til å beregne u_* i neste tidsskritt. Ved hjelp av u_* og temperaturfluksen ved overflaten kan Obukhovlengden L beregnes med ligning (2.35), og hvis man har funksjonen $\phi_m(z/L)$, har man da alle de nødvendige variablene for å løse ligningen for vindgradienten $\partial U/\partial z$ fra ligning (2.39).

2.11 Bølger

Når det er bølger tilstede, vil spenningen nær havflaten øke i tillegg til at de blir et ekstra sluk for den turbulente kinetiske energien. Bølgeleddet blir lagt til spenningen i ligningene (2.6) og (2.7), slik at den totale spenningen er summen av vindskjærspenningen og spenningen fra bølgene τ_w ;

$$\tau_x = K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \tau_{wx} \quad (2.51)$$

$$\tau_y = K_m \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \tau_{wy}. \quad (2.52)$$

Spenningen i bevegelsesligningene (2.4) og (2.5) får med dette et ekstra ledd fra bølgene, slik at med bølger blir bevegelsesligningene seende ut

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) - f(v_g - \bar{v}) + \frac{\partial}{\partial z} \tau_{wx} \quad (2.53)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) + f(u_g - \bar{u}) + \frac{\partial}{\partial z} \tau_{wy}. \quad (2.54)$$

Bølgeenergien blir også lagt til i TKE-ligningen, gjennom det parametriserte leddet i ligning (2.19).

De vertikale profilene av den vertikaldेरiverte bølgespenningen $\partial \tau_w/\partial z$ og -energien $\partial F_w/\partial z$ kan beregnes utfra timetersvinden U_{10} og friksjonshastigheten u_* . En fremgangsmåte for å beregne τ_w og F_w er forklart i Semedo m.fl. (2009), der det antas at bølgeenergien F_w kan beskrives som en funksjon amplituden a ;

$$F_w = \frac{1}{2} \rho_w g a^2, \quad (2.55)$$

der ρ_w er tettheten til vann. Endringen i energi per tidsenhet er proporsjonalt med fashastigheten c multiplisert med overflatespenningen;

$$\frac{\partial F_w}{\partial t} = \rho_a c \tau_w^0. \quad (2.56)$$

Her er ρ_a atmosfærens tetthet. Dersom bølger er eksponentielt økende eller avtagende med tiden, kan endringen i bølgeenergi uttrykkes som

$$\frac{\partial F_w}{\partial t} = \beta F_w, \quad (2.57)$$

der β er en konstant som beskriver bølgeveksten og som kan være positiv eller negativ avhengig av om bølgene henholdsvis vokser eller avtar. Ved å sette sammen ligning (2.55), (2.56) og (2.57), og anta at bølgespenningen avtar med høyden som

$$\tau_w(z) = \tau_w^0 e^{-2kz}, \quad (2.58)$$

vil profilen til bølgespenningen ved bølgetallet k bli

$$\tau_w(z) = \frac{\beta g \rho_w a^2}{2 \rho_a c} e^{-2kz}. \quad (2.59)$$

I et bølgespektrum $S(f)$ der f er frekvensen, må bølgespenningen integreres over alle frekvenser;

$$\tau_w(z) = \int_0^\infty \frac{\beta g \rho_w S(f)}{2 \rho_a c} e^{-2kz} df. \quad (2.60)$$

For bølgespekteret $S(f)$ brukes JONSWAP-spekteret (Komen m.fl., 1994), og vekstkoeffisienten β er en empirisk funksjon som kan beregnes fra timetersvinden og friksjonshastigheten som er gitt

$$\beta = C_\beta \omega \frac{\rho_a}{\rho_w} \left(\frac{u_*}{c} \right)^2, \quad (2.61)$$

der C_β er en konstant og ω er bølgefrequensen i radianer (Semedo m.fl., 2009).

Kapittel 3

Metode

For å løse problemstillingen i denne oppgaven har det blitt laget en numerisk modell som beregner vindstyrker i en vertikalprofil av det atmosfæriske grenselaget. Modellen løser Navier-Stokes' forenklete bevegelsesligninger (ligning (2.4) og (2.5)) ved å bruke TKE-ligningen (ligning (2.15)) for å parametrisere de ulineære fluksleddene. Den ytre drivkraften til systemet er den geostrofiske vinden U_g , og modellen skal brukes til å sammenligne resultater fra forskjellige vertikalprofiler av U_g . Modellen vil heretter bli kalt *min modell*.

Tilsvarende simuleringer har blitt gjort med PALM, en LES-modell¹ som er utviklet ved Universitetet i Hannover. Beskrivelse av modellen finnes i Raasch og Schroter (2001). Denne modellen beregner de dynamiske forholdene i et tredimensjonalt domene med inndata som blir bestemt av brukeren.

Det har blitt foretatt flere forskjellige kjøring med disse to modellene, der resultatene fra disse er grunnlaget for analysen i denne oppgaven. De viktigste resultatene fra modellene er vertikalprofiler av vindstyrken, vindspenningen τ , TKE, blandingskoeffisienten K_m og den dimensjonsløse vindgradienten ϕ_m . Sammenligning av resultater fra kjøring med forskjellige forhold vil bli diskutert og analysert i resultatdelen i kapittel 4.

En viktig forskjell mellom de to modellene er detaljnivået i tidsopløsningen. Mens min modell, som bruker Reynolds midling, har lange tidsskritt, og bare estimerer gjennomsnittlige verdier for fluktuasjonene $\overline{u'w'}$ og $\overline{v'w'}$, har LES-modellen mye kortere tidsskritt slik at den beregner de instantane verdiene $u'w'$ og $v'w'$.

Dette kapitlet består av en beskrivelse av de to modellene og hva slags oppsett som er brukt i de kjøringene som er gjort. Det vil også bli forklart hvordan målingene med dropsondene og beregning av vindkast er gjort. Dette forklares i henholdsvis delkapittel 3.1 og 3.6.

¹Large Eddy Simulation

3.1 Dropsondene

IPY-THORPEX-prosjektet ble gjennomført i februar og mars 2008 fra en base på Andøya. Prosjektet hadde som fokus å studere polare lavtrykk, og det ble i flere tilfeller gjort flygninger i forskjellige faser i utviklingen av polare lavtrykk. Under flygningene ble det sluppet dropsonder fra flyet, som samler inn de atmosfæriske dataene vind, trykk, temperatur og fuktighet. Beskrivelse av prosjektet finnes i Linders og Sætra (2010). I denne oppgaven blir det brukt observasjoner av vindstyrke og potensiell temperatur fra fem av disse dropsondene. Posisjonene til de fem dropsondene er vist i figur 1.2. Resultatene har blitt kvalitetskontrollert både manuelt og gjennom programvare. Usikkerheten i vindstyrke oppgis å være ± 0.5 m/s, og for temperatur er det $\pm 0.2^\circ\text{C}$. Dropsondene ble sluppet fra omtrent 7500 meters høyde, og har en vertikal oppløsning på 5–6 meter ned til havoverflaten. (Linders og Sætra, 2010).

3.2 Min modell

Dette delkapitlet beskriver hvordan min modell er bygd opp, og hvordan den brukes.

3.2.1 Numerisk skjema

Modellen som er utviklet i forbindelse med denne oppgaven er en endimensjonal modell med relativt høy oppløsning langs vertikalaksen. Den er utviklet i programmeringsspråket FORTRAN. Beregningene blir gjort fra havoverflaten til en høyde på 2000 meter. Alle gitterpunktene har like stor avstand, Δz , som dermed er konstant i hele søylen. Avstanden er avhengig av total høyde på domenet ($H = 2000$ m) og antall gitterpunkter ($k_{max} = 20000$), slik at standardverdien til Δz blir 0.1 meter. Punktet $k = 1$, som er det laveste nivået med beregninger, ligger $\Delta z + z_0$ over havoverflaten. z_0 er en liten, konstant størrelse som er estimert med formelen fra Charnocks formel (ligning (2.50)) der u_* er en konstant verdi som er estimert ut fra timetersvinden.

Ligningene som nå skal løses numerisk er bevegelsesligningene inkludert bølgeledd ((2.53) og (2.54)) og TKE-ligningen (2.15):

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) - f (v_g - \bar{v}) + \frac{\partial}{\partial z} \tau_{wx} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) + f (u_g - \bar{u}) + \frac{\partial}{\partial z} \tau_{wy} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} = K_m S^2 + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial e}{\partial z} \right) + \frac{g}{T_0} \overline{w'\theta'} - \alpha_3 \frac{e^{\frac{3}{2}}}{l} + \frac{\partial F_w}{\partial z} \quad (3.3)$$

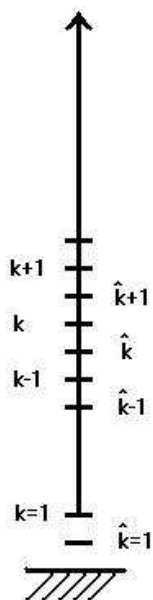
Blandingskoeffisienten K_m er gitt ved ligning (2.13)

$$K_m = \alpha_1 l e^{1/2}, \quad (3.4)$$

og blandingslengden l er gitt ved ligning (2.14).

Derivasjonene blir løst framover i tid, sentrert i rom i et implisitt skjema. Til dette blir det brukt en elliptisk løser i en egen subrutine fra "Numerical Recipes"².

For å gjøre det enklere i derivasjon i rommet er det benyttet forskjøvet gitter som er vist i figur 3.1. Enkelte variabler blir beregnet i punktet k , mens andre blir beregnet i \hat{k} som ligger $\Delta z/2$ lavere enn k .



Figur 3.1: Illustrasjon av skjemaet som blir brukt. k er tellevariabel langs vertikalkaksen der variablene \bar{u} og \bar{v} blir beregnet. Andre variabler blir beregnet i punktene \hat{k} som ligger $\Delta z/2$ m lavere enn k .

På toppen og bunnen av søylen er verdiene for u og v konstante. Vindstyrken er lik null ved havoverflaten og lik den geostrofiske vinden ved det øverste gitterpunktet;

$$\begin{aligned} u_{k=0} &= u_0 = 0 \\ v_{k=0} &= v_0 = 0 \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} u_{k=kmax} &= u_g(kmax) \\ v_{k=kmax} &= v_g(kmax). \end{aligned} \quad (3.6)$$

²<http://sdu.ictp.it/nr/index.html>

Den geostrofiske vinden er alltid konstant i tid, men man kan velge om den enten skal være konstant i høyden, eller så kan u_g og v_g variere med høyden, uavhengig av hverandre.

Dissipasjonsleddet i TKE-ligningen (3.3) er en ulineær funksjon av e , og for å gjøre dette løsbart gjøres leddet delvis eksplisitt, ved at det er delt opp mellom å bruke e fra både det nye og forrige tidsskrittet;

$$\left(e^{n+1}\right)^{\frac{3}{2}} = \sqrt{e^n} \cdot e^{n+1}. \quad (3.7)$$

Tellevariablen n angir tidsskrittet.

Den totale simuleringstiden er satt til seks døgn. Med tusen tidsskritt blir hvert tidsskritt da på litt over 8.5 minutter. På grunn av den høye vertikale oppløsningen løser modellen ligningene implisitt for at ikke tidsskrittene skal bli uhåndterbart små. Den første tiden etter starten av kjøringen vil variablene pendle frem og tilbake før de kommer i balanse med hverandre og innstiller seg på en endelig verdi. Dette er treghetsbølger som har periode $2\pi/|f|$. Modellen trenger på grunn av dette å bli kjørt over en viss tid for å komme i balanse slik at variablene innstiller seg i den kvasistasjonære tilstanden. Dette er grunnen til det lange tidsrommet for kjøringen. Totaltiden er lang nok til at verdiene blir konstante, de opprinnelige oscillasjonene får tid til å jevne seg ut og systemet blir stasjonært.

3.2.2 Initialbetingelser

Ved første tidsskritt, initialbetingelsene, er vinden satt til å være lik Ekman-spiralen slik den er beskrevet på side 128 i Holton (2004), modifisert slik at den kan ha komponenter av den geostrofiske vinden i begge de horisontale retningene. Den turbulente blandingskoeffisienten K_m er satt lik 1 i hele søylen, og utfra parametriseringen av K_m (ligning (3.4)) blir initialbetingelsen for den turbulente kinetiske energien e

$$e_k^{n=0} = \frac{1}{(\alpha_1 l_k)^2}. \quad (3.8)$$

En konstant turbulent blandingskoeffisient er et fornuftig estimat for initialbetingelsene. På grunn av at blandingslengden l øker med høyden, vil ligning (3.8) gi en profil av e som er størst nær havoverflaten og minker med høyden. Disse antagelsene stemmer bra med forventningene til hvordan e og K_m skal være. Testkjøringer har vist at initialbetingelsene har liten innvirkning på resultatet etter endt kjøring, da den totale perioden er så lang at den geostrofiske vinden og grensebetingelsene vil dominere i systemet.

3.2.3 Konstanter

Endel konstanter velges eller beregnes ved starten av programmet, og endres ikke senere. Noen av variablene (sst og profiler av u_g , v_g og $\overline{w'\theta'}$)

Tabell 3.1: Konstanter i fortranprogrammet.

Konstant	Verdi	Enhet	Beskrivelse av variabelen
kmax	20000		Antall vertikale gitterpunkter
nmax	1000		Antall tidsskritt
ndays	6	døgn	Antall døgn tidsskrittene skal fordeles over
L_0	150	m	Konst ifm blandingslengden
lat	75	°	Breddegrad
g	9.81	m/s ²	Tyngdens akselerasjon
h	2000	m	Total høyde på domenet
delta z	0.1	m	Avstand mellom hvert gridpunkt
delta t	519	s	
u0	0	m/s	Vindhastighet i x-retning ved havoverflaten
v0	0	m/s	Vindhastighet i y-retning ved havoverflaten
z0	3.96×10^{-4}	m	En liten størrelse som legges til høyden z slik at $z_k = z_0 + k\Delta z$
κ	0.41		von Karmans konstant
fcor	1.4×10^{-4}	s ⁻¹	Coriolisparameteren = $2\Omega \sin(lat)$
α_1	0.28		Koeffisient for å beregne K_m
α_2	0.28		Koeffisient for å beregne K_T
α_3	0.28		Koeffisient for å beregne dissipasjonen
sst	var	K	Havoverflatetemperatur
u_g	var	m/s	Geostrofisk vindprofil i x-retning
v_g	var	m/s	Geostrofisk vindprofil i y-retning
$\frac{w'\theta'}{w'\theta'}$	var	Km/s	Vertikal temperaturfluks

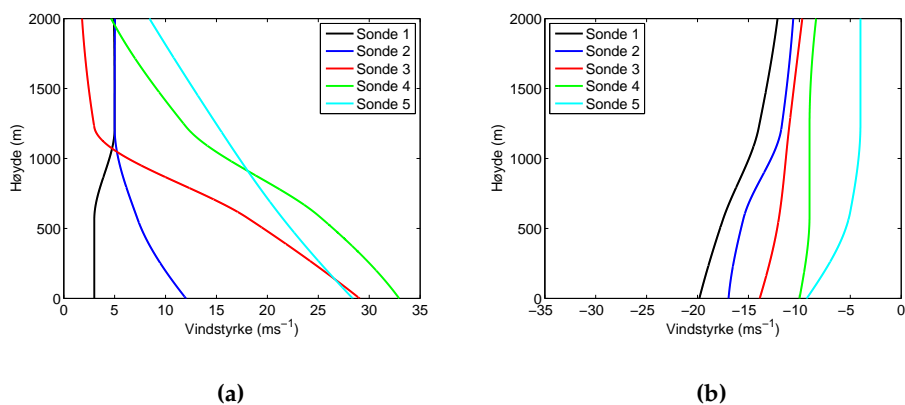
er avhengige av forholdene som skal simuleres. Disse varierer mellom kjøringene, men er konstante gjennom hver enkelt kjøring. Konstantene er oppgitt i tabell 3.1. Konstantene i den øverste delen av tabellen er like for alle kjøringene. Parametrene i den nederste delen av tabellen endres etter hvilken dropsonde som skal simuleres, og verdiene her vil være avgjørende for simuleringen. Overflatetemperaturen "sst" kommer inn i oppdriftsfluksen B i TKE-ligningen og er funnet fra HIRLAM12-analysen for det aktuelle tidspunktet.

Komponentene av den geostrofiske vinden, u_g og v_g , kan enten være konstante med høyden, eller variere som følge av termalvinden som forklart i kapittel 2.2. For å finne profilene i det siste tilfellet, ble det til å begynne med antatt at vinden i hovedsak blåser fra nord, og at akse-systemet kunne legges med x-aksen pekende sørover, langs den geostrofiske vinden U_g . For å beregne den geostrofiske vinden i posisjoner midt mellom to dropsonder kan man da bruke forskjellen mellom det observerte trykket i samme høyde i de to dropsondene ($\partial p / \partial y$). Dette gir kun et todimensjonalt bilde av den geostrofiske vinden, da man bare får med komponenten som står normalt på planet mellom de to sondene. Det

vil si at komponenten fra nord, u_g , har blitt beregnet i posisjoner midt mellom to og to dropsonder. Den geostrofiske vinden i øst-vest-retning, v_g , ble antatt å være neglisjerbar og ble satt lik null. Antagelsen viste seg å være feil, da en betydelig andel av den geostrofiske vinden kommer fra øst, spesielt ved store høyder og ved de østligste sondene. (Se figur 3.2(b).) Det ble derfor nødvendig å finne profiler for v_g også.

I tilfellet med den arktiske fronten den 3. mars 2008, ble observasjonene fra dropsondene assimilert inn i HIRLAM-analysen. Derfor antas det at analysen er en god beskrivelse av de reelle forholdene på dette tidspunktet, og at varslene fra HIRLAM-modellen stemmer bra med virkeligheten. Sammenligninger med satellittobservasjoner av overflatevind fra QuikScat (NASA) for samme område og tidspunkt, viser at observert vindstyrke og retning samsvarer godt med analysen. Derfor vil den geostrofiske vinden fra HIRLAM12-analysen brukes til å beregne profiler av u_g og v_g til bruk i denne oppgaven.

De to komponentene av U_g blir hentet ut fra fire trykkflater i forskjellige høyder, og komponentene nord-sør og øst-vest blir behandlet hver for seg. Verdiene blir plukket ut fra nærmeste gitterpunkt til der sondene er sluppet, eventuelt interpolert horisontalt mellom to eller fire gitterpunkt i de fire trykkflatene 1000 hPa, 925 hPa, 850 hPa og 700 hPa. Høydene til trykkflatene er også hentet ut fra analysen, slik at det er mulig å interpolere for å finne verdier i alle mellomliggende høyder og dermed lage vertikale profiler for u_g og v_g i høyder fra 0 til 2000 meter. Resultatet av dette er profiler av den geostrofiske vinden langs x-aksen, u_g , og langs y-aksen, v_g , i posisjonene til de fem dropsondene. Disse er plottet i figur 3.2.



Figur 3.2: Vertikalprofiler av den geostrofiske vinden i sonde 1-5. Sondene tilsvarer nummereringen i figur 1.2. Komponentene fra nord mot syd er vist i 3.2(a), komponentene fra vest mot øst i 3.2(b).

Et felt som har krevd mye tid i arbeidet med utviklingen av modellen, har vært å finne en god løsning for parametriseringen av oppdriftsfluksen $B = g/T_0 \overline{w'\theta'}$ i TKE-ligningen (3.3). Forholdene i det aktuelle tilfellet er konvektivt ustabile på grunn av at kald luft blåser over varmt vann, og

oppdriftsfluksen B bør derfor være positiv i grenselaget. Oppdriftsfluksen B er bestemt av temperaturfluksen $\overline{w'\theta'}$ som må parametriseres. Det har blitt testet og forkastet forskjellige løsninger for denne parametriseringen, da de har vist seg å enten fungere dårlig numerisk eller at de har gitt en dårlig fysisk simulering av virkeligheten.

Et forsøk har vært å sette B som en konstant verdi i hele luftsøylen. Denne løsningen ble forkastet da den ikke gir en god fremstilling av de reelle forholdene. Temperaturprofilene fra observasjonene som er vist i figur 3.5 viser at de ustabile forholdene er svake og befinner seg nær havoverflaten, da de negative temperaturgradientene alle er ved lavere høyde enn 400 meter. Ved større høyder er det store områder med stabile forhold. En modell der oppdriftsfluksen ikke varierer med høyden vil derfor bli lite realistisk, da det meste av oppdriften finnes nær havoverflaten. En konstant verdi vil derfor bli enten for lav ved små høyder eller for høy ved store høyder.

En mulig løsning var å beregne $\partial\bar{\theta}/\partial z$ fra temperaturprofilen fra dropsondene, og på den måten finne en parametrisert løsning for temperaturfluksen fra ligning (2.23); $\overline{w'\theta'} = -K_T\partial\bar{\theta}/\partial z$. Det viste seg at den implisitte modellen min ikke kunne løse stabile forhold, da den blir numerisk instabil når oppdriftsfluksen er negativ. En mulig løsning på dette problemet kunne være å gjøre modellen eksplisitt. Dette ville imidlertid kreve endringer i store deler av programmet, og det lot seg ikke gjøre av hensyn til tidsressurser.

En av konsekvensene ved ustabil atmosfære er økt blanding av luftlagene. Ustabile forhold vil derfor raskt blandes vertikalt, slik at temperaturgradientene reduseres og man får nøytrale forhold. En kraftig negativ temperaturgradient som er konstant i tid vil derfor gi unaturlig mye turbulens. For å unngå dette problemet og samtidig gjøre modellen så realistisk som mulig er det nødvendig at ustabiliteten på grunn av temperaturforskjellen mellom luften og havoverflaten må være tilstede, mens atmosfæren i høyere luftlag er tilnærmet nøytral. Det er derfor definert en konstant oppdriftsprofil som har stor oppdriftsfluks nede ved havoverflaten, og minsker lineært mot null og er null ved alle høyder over ti meter. Størrelsen på oppdriftsfluksen er avhengig av temperaturforskjellen mellom luften og havoverflaten, og blir funnet fra *fluks av følbar varme-feltet* i HIRLAM12-analysen.

For å konvertere fra varmekuelsen ved havoverflaten Q til temperaturfluksen $\overline{w'\theta'}$ brukes formelen fra Monin og Obukhov (1954)

$$Q = \rho_a c_p \overline{w'\theta'}, \quad (3.9)$$

der $\rho_a = 1.3 \text{ kg/m}^3$ er luftas tetthet ved 0°C (Batchelor, 1967) og varmekapasiteten til tørr luft ved konstant trykk, c_p er gitt ved $c_p = 1004 \text{ J/Kkg}$ (Holton, 2004). Verdier av varmekuelsen Q i posisjonen til de fem dropsondene som er funnet fra HIRLAM12-analysen og den beregnede temperaturfluksen $\overline{w'\theta'}$ er gitt i tabell 3.2.

Tabell 3.2: Varmefluksen Q er funnet fra HIRLAM12-analysen, og temperaturfluksen $\overline{w'\theta'}$ er beregnet fra Q ved hjelp av ligning (3.9).

Sonde	Varmefluks Q (Wm^{-2})	Temperaturfluks $\overline{w'\theta'}$ (Kms^{-1})
1	58	0.044
2	20	0.015
3	138	0.106
4	235	0.180
5	306	0.234

Noen andre tilsvarende grenselagsmodeller har også med temperaturligningen (2.27), som gir bidrag til turbulensen gjennom oppdriftsfluksen B i TKE-ligningen (f.eks Mauritsen m.fl., 2007). Dette ble forsøkt i min modell, men vindprofilen ble da svært ulik observasjonene på grunn av at modellen ikke kan løse de stabile forholdene. Derfor ble det valgt å bruke en stasjonær profil for oppdriftsfluksen.

3.2.4 Bølger

En ikke ubetydelig del av energien i vinden vil gå med til å lage overflatebølger på havet. Denne mengden varierer blant annet med vindstyrken, og vil ha betydning for friksjonskoeffisienten C_D , spenningen τ , friksjonshastigheten u_* og vindprofilen. Med i programmet er det en funksjon som er laget av Øyvind Sætra³ som beregner dette. Den bruker vindstyrken ved ti meter, U_{10} , og friksjonshastigheten u_* til å beregne bølgespenningen τ_w og bølgenes bidrag til energifluksen F_w . Utledning av bølgeleddene finnes i delkapittel 2.11.

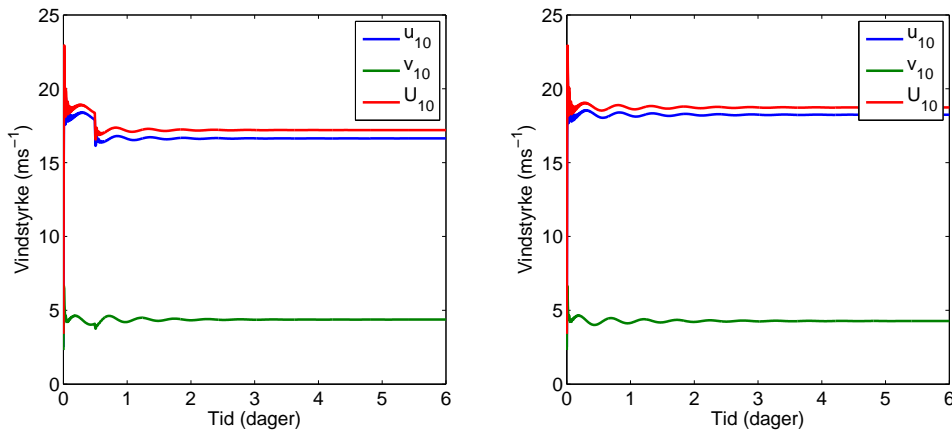
Brukeren kan velge om bølgefunksjonen skal være slått av eller på, og i kjøringene som omtales i kapittel 4 er bølgefunksjonen ikke brukt.

På grunn av at energien som går til å danne bølger er relativt stor, vil dette fort kunne gi numerisk instabilitet. Ved det første tidsskrittet vil modellen kunne få "sjokk" på grunn av det sterke pådraget fra bølgene. Det er derfor lagt inn en relaksering, en vektfunksjon som gjør at ikke hele pådraget kommer inn fra første tidsskritt, men blir gradvis økt fra null til full effekt ved tolv timer. Økningen er lineær.

Siden vinden har komponenter i begge retninger, må bølgespenningen fordeles mellom både \bar{u} og \bar{v} . Forholdet blir beregnet ut fra vindretningen ved ti meters høyde.

Figur 3.3 viser hvordan bølgene påvirker vindstyrken ved ti meters høyde, og det er tydelig å se hvordan de kommer kraftig inn etter tolv timer. Ved dette tidspunktet gjør bølgene slik at vindstyrken blir redusert, og ved senere tidspunkter er vindstyrken redusert på grunn av bølgene. Bølgene har størst påvirkning i x-retning.

³Hovedveileder for oppgaven, ansatt ved Meteorologisk institutt



Figur 3.3: Vindstyrke i ti meters høyde som funksjon av tid. Figurene viser x - og y -komponenter av vinden og total vindstyrke. Komponenten u_{10} er vind fra nord, v_{10} er vind fra vest. U_{10} er total vindstyrke. Figuren til venstre er med bølger, figuren til høyre er uten bølger. Kjøringene er ellers identiske, med oppsettet for sonde 3 med $U_g = 30$ m/s.

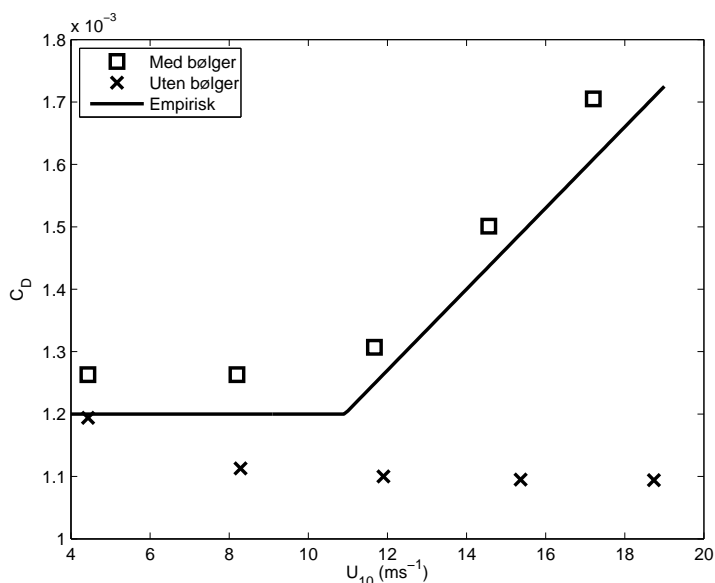
Bølgenes eksistens vil være avgjørende for friksjonskoeffisientens oppførsel. Bølgene bidrar til økt friksjon mellom havoverflaten og lufta, og friksjonen er forventet å øke med vindstyrken. En empirisk formel for dette er gitt i Large og Pond (1981);

$$C_D = 10^{-3} \times \begin{cases} 1.2 & \text{for } U_{10} < 11 \text{ m/s} \\ 0.49 + 0.065U_{10} & \text{for } U_{10} \geq 11 \text{ m/s} \end{cases} \quad (3.10)$$

For å avgjøre om min modell klarer å simulere realistiske verdier av friksjonskoeffisienten C_D over havet, har det blitt gjort kjøring med flere forskjellige konstante verdier av U_g mellom 0 og 30 m/s. Hver kjøring gir da forskjellig verdi for U_{10} med en tilhørende friksjonskoeffisient. Dette har blitt gjort både med og uten bølger, og friksjonskoeffisienten blir plottet som en funksjon av U_{10} . Figur 3.4 viser hvordan friksjonskoeffisienten endrer seg med vindstyrken, og hvordan bølgene påvirker dette. Uten bølger er friksjonskoeffisienten tilnærmet konstant, den synker litt med økende vindstyrke. Når bølgene er lagt inn i kjøringen er C_D konstant fram til omtrent 10 m/s, og øker kraftig ved større vindstyrker. Ved alle valg av styrke på den geostrofiske vinden, blir U_{10} større uten bølger enn med. Forskjellen er størst ved store vindstyrker. Det er et godt samsvar med den empiriske formelen fra Large og Pond (1981), som er plottet med svart linje i figuren (likning (3.10)). Sammenligningen med den empiriske formelen kan brukes som et argument for at modellen kan gi en god simulering av de faktiske forholdene nær bakken. Modellen kan gi et realistisk resultat som samsvarer godt med empiriske verdier.

3.2.5 Svakheter i modellen

Mye av arbeidet med masteroppgaven har gått ut på å utvikle fortranmodellen. Mange forskjellige løsninger for de ulike delene i programmet har



Figur 3.4: Friksjonskoeffisienten. Kjøringer er gjort med min modell med konstant U_g på 6, 12, 18, 24 og 30 m/s. Firkantede punkter er med bølger, kryss er uten bølger. Svart linje er den empiriske formelen for C_D over hav fra Large og Pond (1981).

blitt testet og forkastet for å komme fram til den endelige versjonen. Noen teknikker har vist seg å fungere dårlig numerisk, andre har gitt feil eller for dårlig representasjon av fysikken i forsøket.

Et problem som dukket opp underveis i arbeidet med modellen var at den blir numerisk instabil når oppdriftsfluksen er negativ. Som tidligere forklart ble dette forsøkt løst på forskjellige måter uten å komme fram til et fungerende resultat. En mulig løsning kunne vært å gjøre modellen eksplisitt, men med den høye vertikale oppløsningen som er brukt ville dette kreve altfor korte tidsskritt. En annen løsning kunne vært å bruke den totale turbulente energien, som er summen av den turbulente kinetiske energien og den turbulente potensielle energien, tilsvarende det som er gjort i Mauritsen m.fl. (2007). Begge disse løsningene ville kreve store endringer i modellen, da store deler måtte blitt skrevet på nytt. Utfra vurdering av tid og arbeidsmengde lot dette seg ikke gjøre, så modellen kan nå bare løse ustabile eller nøytralt stabile forhold. Dette er selvsagt ikke ideelt, da det fører til at det ikke går an å implementere de observerte temperaturprofilene i modellen. Som følge av at temperaturgradientene må være negative eller null, kan ikke temperatligningen (2.27) løses på en tilfredsstillende måte. Temperaturfluksen $\overline{w'\theta'}$ blir derfor satt til å være konstant i tid.

En mulig teknisk løsning på problemene med de stabile forholdene var å gjøre forenklinger på TKE-ligningen (3.3). Det ble antatt at endringen i e , $\partial e / \partial t$ er liten mellom hvert tidsskritt, og at fluksleddet F er lite i forhold til de andre leddene. Hvis man da setter inn parametriseringene og løser de

resterende leddene for e , får man en profil for e :

$$e = \frac{l^2}{\alpha_3} \left(\alpha_1 S^2 - \alpha_2 \frac{g}{T_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right). \quad (3.11)$$

Denne tilnæringsmåten for å beregne e viste seg likevel ikke å gi noen bedre kontroll på de stabile forholdene, så det ble besluttet å ikke bruke denne tilnæringsmåten.

3.3 PALM

Large Eddy Simulation (LES) er en numerisk metode som blir brukt til å gjøre finskala beregninger av turbulente forhold. Denne typen modeller gjør parametriseringer kun for bevegelser med lengdeskala som er mindre enn avstanden mellom gitterpunktene. Dynamikken med lengdeskala større enn gitterstørrelsen blir løst med de fulle ligningene, slik at alle lokale forhold får betydning her. Det antas at bevegelser og transport som foregår på mindre skala følger universelle mønstre, slik at disse kan parametriseres likt kun avhengig av grensebetingelsene. Det opereres dermed med to skalaer; storskala og "subgridscale". De ytre kreftene som driver modellen er den geostrofiske vinden og temperaturprofilen. (Raasch og Schroter, 2001), (Raasch, 2007).

LES-modellen som har blitt brukt til modellering i denne oppgaven heter PALM⁴ og er utviklet ved Universitetet i Hannover fra 1997 til 1999. Den er optimalisert for å brukes på parallelle supercomputere. Kjøringene ble gjort på Hexagon, en maskin som tilhører Bergen Center for Computational Science (BCCS) og er tilknyttet Universitetet i Bergen (Uni Research, 2009). Beskrivelse av modellen finnes i Raasch og Schroter (2001).

Modellen kjøres ved at man fyller ut en tekstfil som inneholder inndata med nødvendige opsjoner som angir parametere som kontrollerer kjøringen. Dette er for eksempel initialbetingelser, domenestørrelser og valg i forbindelse med utskrift av utdata.

3.3.1 Domenet

En LES-modell simulerer de dynamiske forholdene i et tredimensjonalt domene. Det simulerte området må dermed ha tilstrekkelig horisontal størrelse i tillegg til den ønskede vertikale høyden og oppløsningen. Til disse kjøringene ble det valgt 511 gitterpunkter i hver horisontal retning, med avstand på tjue meter mellom hvert punkt. Vertikalt er det 154 gitterpunkter med ti meters avstand opp til 1200 meter, og over dette blir avstanden økt litt slik at gitteret strekkes. Den totale høyden er 1611 meter. Havoverflaten ligger midt mellom de to nederste gitterpunktene, slik at $z_{k=0} = -5$ m og $z_{k=1} = 5$ m.

⁴Parallelized Large-Eddy Simulation Model

Tidsskrittene blir beregnet fortløpende i programmet for å oppfylle bestemte kriterier. Hvert tidsskritt kan ha forskjellig lengde. Man angir en ønsket lengde på den totale beregningstiden, og modellen bruker det nødvendige antall tidsskritt for å regne seg fram til dette tidspunktet. I de fleste kjøringene i denne oppgaven er det en total tid på 10600 sekunder, som er nesten tre timer. Lengden på tidsskrittene er omtrent ett sekund.

Sammenligning av domenestørrelsen i min modell og PALM er vist i tabell 3.3.

3.3.2 Grense- og initialbetingelser

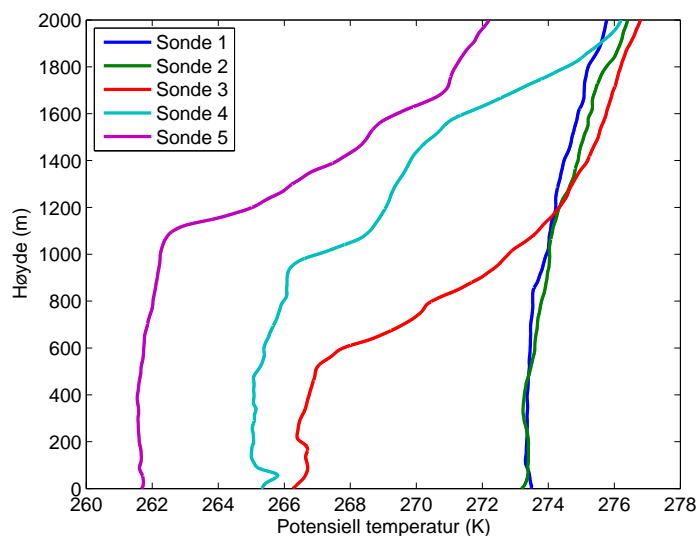
PALM-modellen er laget slik at man i inputfilen kan legge inn en rekke betingelser. Disse kan angis på forskjellige måter avhengig av modellens bruksområde. Geostrofisk vind oppgis med konstante gradienter i inntil ti forskjellige høydenivåer i tillegg til en overflateverdi. Den geostrofiske vinden er konstant i tid gjennom hele kjøringen. For å bestemme disse profilene ble det plukket ut gradienter fra profilene som er vist i figur 3.2(a) og 3.2(b). Vindkomponentenes initialverdier er lik den geostrofiske vinden, men med verdien 0 i det nederste gitterpunktet. Grenseverdien til vindkomponentene u og v ved det laveste nivået er $(u, v)_{k=0} = -(u, v)_{k=1}$, slik at når havoverflaten er midt mellom disse to punktene, vil alltid vindstyrken her være lik 0. I det øverste gitterpunktet er vindstyrken lik den geostrofiske vinden. På sidekantene er det sykliske grensebetingelser.

Den potensielle temperaturen er angitt på nesten samme måte, men denne endrer seg i tid, avhengig av temperaturfluksen. For å bestemme initialbetingelsene oppgir man temperaturen ved det nest laveste gitterpunktet, det vil si det laveste i lufta, og endringen nedover til havoverflaten. På den måten får modellen med varmekraften fra havoverflaten. Temperaturen i det nederste gitterpunktet, som ligger fem meter under havoverflaten, er konstant i tid. Det er brukt potensiell temperatur istedenfor ekvivalent potensiell temperatur. Dermed inngår ikke latent varme i modellen, men det antas at dette bidraget ville vært lite på grunn av den lave temperaturen. Temperaturprofilene fra observasjonene som bestemmer initialbetingelsene er vist i figur 3.5. Det beregnes gjennomsnittlige gradienter i intervaller på 200 meter.

I tillegg er det oppgitt breddegrad og ruhetslengde, som har blitt estimert med Charnocks formel (ligning (2.50)).

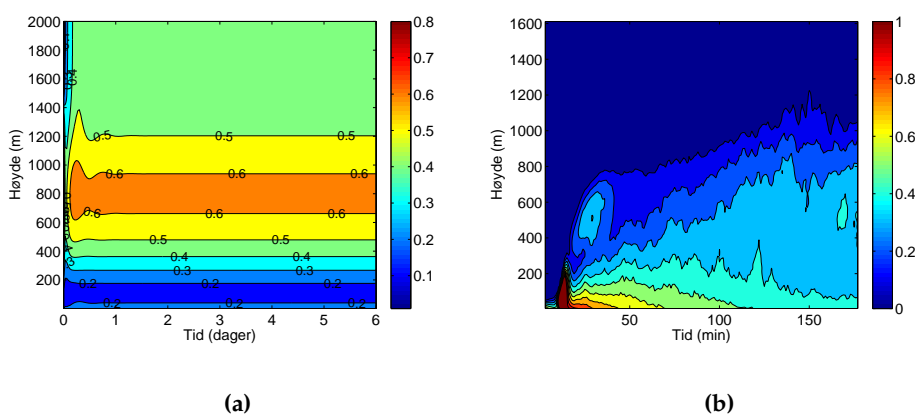
3.3.3 Kjøring av modellen

Ved valg av tidsperiode fungerer en LES-modell på en litt annen måte enn min modell. LES-modellen oppnår ikke en fullstendig stasjonær løsning, men turbulensen vil gradvis føre til at systemet blir mer og mer blandet. Etter en lang stund vil gradientene derfor bli svake og man får



Figur 3.5: Observerte temperaturprofiler fra de fem dropsondene. Nummeret på sondene tilsvarer nummereringen i figur 1.2.

relativt homogene forhold i hele systemet. Det er derfor ikke gunstig å la modellen kjøre for lenge slik at systemets tilstand beveger seg for langt unna den opprinnelige. Siden variablene hele tiden endrer seg, har det blitt antatt at gjennomsnittet av de siste to timene av kjøringen tilsvarer den endelige, stasjonære løsningen. I figur 3.6 er det tydelig å se forskjellen mellom modellene. Min modell har treghetssvingninger de første timene, og stabiliserer seg på konstante verdier etter dette. PALM har små perturbasjoner hele tiden, men et gjennomsnitt over de to siste timene i perioden gir et estimat av en stasjonær løsning.



Figur 3.6: Tid/høyde-plott av vindspenningen. Kjøringer av sonde 3 med geostrofisk vind som varierer med høyden. Figur 3.6(a) er min modell og figur 3.6(b) er PALM.

Resultatene fra kjøringene kommer i form av netCDF-filer (Raasch, 2010). En slik fil inneholder vertikale profiler av de på forhånd valgte variablene.

Ved hvert vertikale nivå blir det beregnet et horisontalt middel. Disse profilene er skrevet ut ved hvert minutt, slik at resultatet fra hver variabel blir en tid-høyde-matrise. I tillegg blir det laget filer med resultater fra valgte horisontal- og vertikalplan.

3.4 Sammenligning av de to modellene

Domenet i min modell og i PALM er laget på forskjellig måte. Dimensjonene er vist i tabell 3.3. Mens PALM er tredimensjonal og har mye høyere oppløsning i tid, er min modell endimensjonal, men har høyere vertikal oppløsning. Den totale tidsperioden T er mye lenger i min modell enn i PALM. Det totale antallet kalkulasjoner er $\sim 10^4$ ganger større i PALM enn i min modell.

Tabell 3.3: Sammenligning av fysiske dimensjoner i forsøkene med min modell og PALM. Δx , Δy og Δz er avstanden mellom gitterpunktene i henholdsvis x -, y - og z -retning. N_x , N_y , N_z og N_t er antall punkter i rom og tid. H er høyden på domenet og T er den totale tiden beregningene gjøres over.

	Min modell	PALM
Dimensjoner	1	3
Δz	0.1 m	≥ 10 m (varierer)
N_z	20000	154
H	2000 m	1611 m (strukket gitter ved $z > 1200$ m)
$\Delta x, \Delta y$		20 m
N_x, N_y		511
Δt	≈ 518 s	≈ 1 s (varierer)
N_t	1000	≈ 10000
T	6 døgn	3 timer
$N_x \times N_y$ $\times N_z \times N_t$	10^7	10^{11}

3.5 Oppsett av modellene

Det første settet med simuleringer er kjøring av de to modellene med den geostrofiske vinden fra analysen som varierer i høyden. Forholdene i alle de fem dropsondene er modellert i begge modellene. I tillegg er det gjort en kjøring med PALM for å beregne forholdene i dropsonde 3 (se figur 1.2) med konstant geostrofisk vind på 30 m/s fra nord. I min modell er alle sondene simulert med denne geostrofiske vinden, i tillegg til at sonde 3 også er simulert med $U_g = 20$ m/s og $U_g = 25$ m/s. Valget av sonde 3 er gjort på grunn av at denne sonden ble sluppet midt i den arktiske fronten. Her er det reverserte skjæret i den geostrofiske vinden størst, så det forventes at virkningene vil være tydeligst i denne sonden. Det er

ikke lagt inn overflatebølger i noen av disse kjøringene. I kjøringene med PALM er det brukt temperaturprofilene fra figur 3.5, og i min modell er oppdriftsfluksen bestemt av overflatefluksene fra tabell 3.2.

3.6 Beregning av vindkast

Ved å sammenligne vindprofilene til modellene med den observerte vinden fra dropsondene, kan man danne seg et inntrykk av kvaliteten på modellene, i betydningen av at modellene skal produsere resultater som er mest mulig like virkeligheten. Et problem som dukker opp, er at modellene produserer de tidsmidlede profilene for \bar{u} og \bar{v} , mens observasjonene gir øyeblikksverdiene $\bar{u} + u'$ og $\bar{v} + v'$. Man kan ikke avgjøre størrelsen på u' utfra en øyeblikksverdi, og vindkastene kan dermed "forstyrre" målingene. For å kunne sammenligne modellene med målingene, er det derfor beregnet et standardavvik σ_U for vindstyrken, og det antas at vinden varierer med $\pm 2\sigma_U$ i forhold til middelvinden. Standardavviket kan beregnes utfra den turbulente kinetiske energien e fra modellresultatene, som er en funksjon av perturbasjonene (ligning (2.9)) med formelen

$$\sigma_U = \sqrt{2e}. \quad (3.12)$$

Ved normalfordeling rundt middelvinden U vil det da være 95 prosent sannsynlighet for at vindstyrken i et øyeblikk ligger i området

$$U_{kast} = U \pm 2\sigma_U \quad (3.13)$$

For å sammenligne modellene med observasjonene er det derfor lagt til grunn at øyeblikksverdiene kan variere med to standardavvik til begge sider av det beregnede tidsmiddelet i hver modell.

Kapittel 4

Resultater og diskusjon

Dette kapitlet skal beskrive resultatene fra de forskjellige kjøringene av min modell og PALM, og sammenligne disse med hverandre og med observasjonene fra de fem dropsondene som er vist i figur 1.2. I delkapittel 4.1 vil bakkeparametrene bli vist i tabellform og diskutert og i delkapittel 4.2 vil resultatene fra kjøringene med reversert skjær i den geostrofiske vinden bli sammenlignet og diskutert. Sammenligninger av forskjellige parametriseringer av blandingslengden l vil bli gjort i delkapittel 4.3 og i delkapittel 4.4 vil effekten av å bruke varierende U_g i forhold til konstant U_g bli diskutert.

4.1 Sammenligning av bakkeparametere

Tabellene 4.1–4.5 viser resultatet av noen av nøkkelparametrene i de to modellene. Min modell har blitt kjørt med geostrofisk vind som varierer med høyden etter profilene i figur 3.2, og med geostrofisk vind som er konstant på 30 m/s i hele søylen. Dette har blitt gjort for alle sondene, som betyr at i tilfellet med konstant geostrofisk vind, er det bare oppdriftsfluksen og havoverflatetemperaturen som er forskjellig mellom sondene. Ved kjøring av min modell er temperaturfluksen fra tabell 3.2 den samme i en enkelt sonde, uavhengig av om det er brukt konstant eller varierende geostrofisk vind. I tillegg er min modell kjørt med konstant geostrofisk vind på 20 m/s og 25 m/s for sonde 3. PALM-modellen har blitt kjørt med varierende geostrofisk vind for alle søylene, og med konstant geostrofisk vind på 30 m/s for sonde 3.

Vindstyrkene fra ti meters høyde vises i tabell 4.1. Her vises resultater fra de to modellene samt observasjoner fra dropsondene og verdiene av U_{10} og $(U_g)_{10}$ fra HIRLAM12-analysen i punktene der sondene ble sluppet. Med $(U_g)_{10}$ menes styrken til den geostrofiske vinden i ti meters høyde interpolert fra profilen som varierer i høyden. Observasjonene viser at det er svakest vind i sonde 1 og 2, sterkest i sonde 3 og 4, og noe svakere vind i sonde 5. HIRLAM12-analysen viser et godt samsvar med dette,

riktignok med litt svakere vind for alle sondene. Et viktig moment her er at observasjonene fra dropsondene er assimilert inn i analysen. Derfor kan det i utgangspunktet forventes at observasjonene og analysen skal være nokså like. Verdiene av timetersvinden fra analysen er avlest i DIANA, der disse verdiene ikke oppgis med desimaler.

Tabell 4.1: Vindstyrker i ti meters høyde. Verdier i m/s.

Sonde	Min modell				PALM		Obs fra sonder	Analyse	
	konst U_g			var U_g	konst U_g	var U_g		U_{10}	$(U_g)_{10}$
	20	25	30						
1			18.74	12.92		13.30	15.4	15	20.0
2			18.74	12.10		12.46	14.2	13	20.7
3	13.07	15.93	18.74	15.51	20.50	16.36	22.5	20	32.0
4			18.73	18.72		18.37	20.6	20	34.3
5			18.73	17.14		16.53	19.6	18	29.7

Både min modell og PALM, kjørt med varierende geostrofisk vind, viser den samme tendensen, med svakest vind i sonde 2 og sterkest i sonde 4. Begge modellene gir svakere vind enn det som har blitt observert i alle sondene, spesielt i sonde 3. Gjennomgående er det litt svakere vind i min modell enn i PALM, men forskjellen mellom de to modellene ved kjøring med varierende U_g er veldig liten. Noe av grunnen til at modellene gir svakere vind enn observasjonene og analysen kan være grenseverdien for bakkehastigheten. I begge modellene er det antatt at vindhastigheten går mot null ved havoverflaten, noe som kan være et for strengt krav. Testkjøringer med min modell viser at ved å øke u_0 og v_0 vil også U_{10} og den maksimale vindstyrken i jetten øke. Med den kraftige vinden som er i denne situasjonen, vil det bli satt opp en overflatestrøm som det kan antas at følger vindretningen. Det kan derfor være en mulighet å hente grenseverdiene ved havoverflaten fra en havmodell.

Ved kjøring av min modell med konstant geostrofisk vind er det liten forskjell mellom sondene, der den geostrofiske vinden er lik; 30 m/s. Simuleringen av sonde 3 i PALM med konstant geostrofisk vind gir sterkere vind (20.5 m/s) enn med varierende U_g (16.4 m/s), men den er likevel svakere enn observasjonen (22.5 m/s).

Selv om $(U_g)_{10}$ er omtrent like sterk som den konstante geostrofiske vinden i sonde 3 og 5, blir U_{10} svakere i kjøringen med varierende U_g enn med konstant U_g . I sonde 4 må $(U_g)_{10}$ være 4.3 m/s sterkere enn den konstante geostrofiske vinden for at U_{10} skal bli like. Dette viser at den geostrofiske vinden ved større høyder har stor betydning for timetersvinden.

Tabell 4.2 viser friksjonshastigheten u_{*f} , som forteller hvor stor friksjonen mot havoverflaten er. Den er en funksjon av overflatespenningen τ_0 (ligning (2.30)), som er proporsjonal med endringen i vindstyrke i det nederste gitterpunktet, $(\partial U/\partial z)_0$ (ligning (2.6) og (2.7)). Ved varierende geostrofisk vind viser min modell og PALM det samme mønsteret, med størst friksjonshastighet for sonde 4, og minst for sonde 1 og 2. De to modellene samsvarer ganske godt, selv om min modell har litt lavere verdier i alle sondene. Ved forsøk med konstant U_g på 30 m/s blir friksjonshastigheten

høyere for begge modellene. Dette kan ha sammenheng med at også vinden er sterkere i disse simuleringene. Kjøringene med svakere konstant U_g gir en friksjonshastighet som samsvarer bedre med resultatet fra varierende geostrofisk vind. Kjøringen av min modell med $U_g=25$ m/s gir verdier av U_{10} , u_* og L som er nesten identiske med verdiene fra kjøringen med varierende U_g .

Tabell 4.2: Friksjonshastighet, u_* . Verdier i m/s.

Sonde	Min modell				PALM	
	konst U_g			var U_g	konst U_g	var U_g
	20	25	30			
1			0.62	0.43		0.53
2			0.62	0.40		0.49
3	0.43	0.53	0.62	0.52	0.90	0.72
4			0.62	0.62		0.80
5			0.62	0.57		0.72

Obukhovlengden L , som er vist i tabell 4.3, er et mål på stabiliteten i luftlaget. Ifølge ligning (2.35) er den proporsjonal med friksjonshastigheten i tredje potens, og omvendt proporsjonal med temperaturfluksen ved havoverflaten ($\overline{w'\theta'}$). Alle verdiene i tabell 4.3 er negative, som betyr at det er ustabile forhold ved havoverflaten som følge av temperaturforskjellen mellom lufta og havet. Dette gir temperaturfluksen som er beskrevet i tabell 3.2. Som følge av dette får L store negative verdier (liten grad av ustabilitet) i de sondene som har liten temperaturfluks (sonde 1 og 2), og små negative verdier (sterkere ustabilitet) der det er stor temperaturfluks (sonde 3, 4 og 5). Dette mønsteret er gjennomgående for begge modellene, både ved konstant og varierende U_g . Resultatene fra $U_g = 30$ m/s gir i alle sondene større verdier enn kjøringen med varierende U_g , som følge av at u_* også er større. I sonde 4, der både u_* og $\overline{w'\theta'}$ er like, blir også L lik. Obukhovlengden er dermed sterkt avhengig av både temperaturfluksen og friksjonshastigheten.

Tabell 4.3: Obukhovlengde, L . Verdier i m.

Sonde	Min modell				PALM	
	konst U_g			var U_g	konst U_g	var U_g
	20	25	30			
1			-368	-121		-579
2			-1074	-290		-2725
3	-52	-94	-152	-87	-346	-231
4			-90	-90		-204
5			-69	-53		-111

Friksjonskoeffisienten C_D er et mål på hvor stor friksjonen mot bakken er. Den kan beregnes direkte fra målinger eller modellresultater ved hjelp av definisjonen (ligning (2.45)), eller ved å bruke Monin-Obukhov-teori med ligning (2.47) som er forklart i delkapittel 2.9. Disse to metodene refereres til som henholdsvis *målt* og *beregnet*. Resultatene er vist i tabell 4.4 og 4.5. I

Tabell 4.4: Friksjonskoeffisient, C_D , 'målt' med ligning (2.45). $\times 10^{-3}$

Sonde	Min modell				PALM	
	konst U_g			var U_g	konst U_g	var U_g
	20	25	30			
1			1.093	1.097		1.614
2			1.092	1.096		1.558
3	1.098	1.095	1.094	1.102	1.927	1.956
4			1.095	1.099		1.890
5			1.095	1.101		1.912

Tabell 4.5: Friksjonskoeffisient, C_D , 'beregnet' med ligning (2.47). $\times 10^{-3}$

Sonde	PALM	
	konst U_g	var U_g
1		1.670
2		1.606
3	1.976	1.995
4		1.925
5		1.927

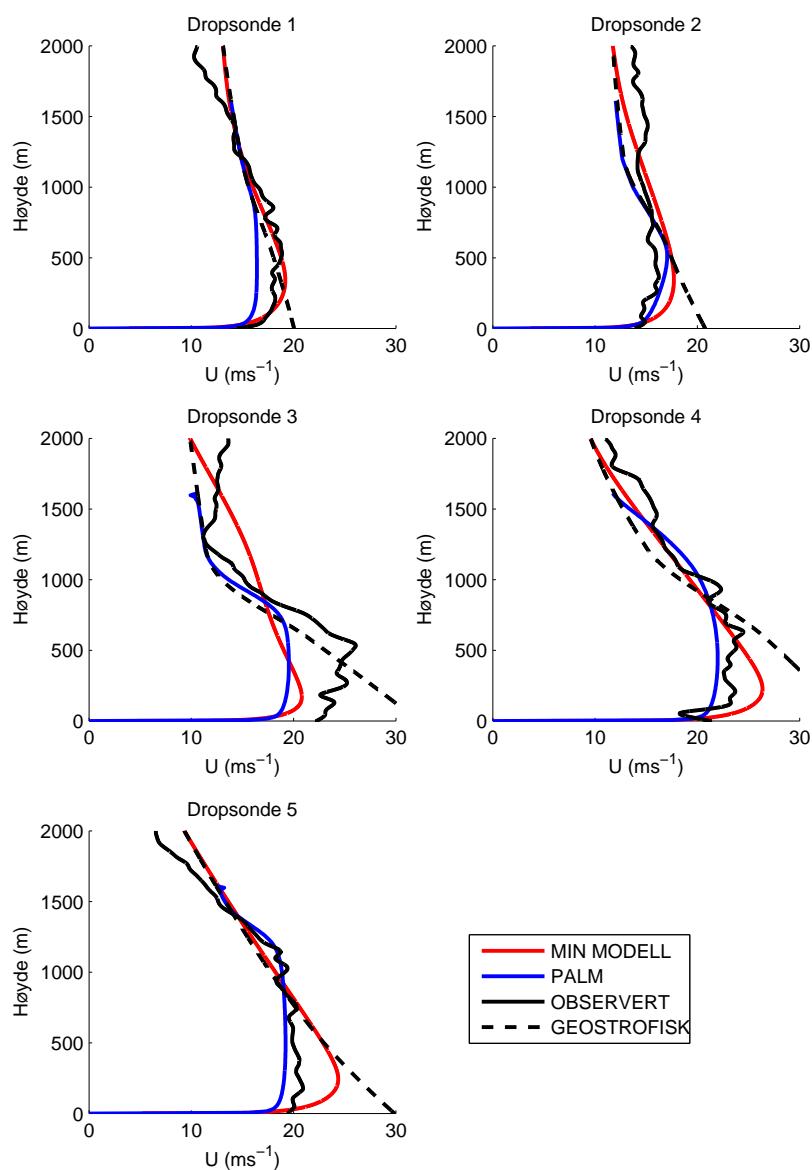
alle sondene gir PALM mye høyere verdier enn min modell. I min modell er parameterene $\alpha_{1,2,3}$ justert i forhold til C_D for at denne skal bli i nærheten av den forventede nøytrale verdien på 1.1×10^{-3} ved kjøring uten bølger. Konstantene er satt lik 0.28 og er like i alle kjøringene. Testkjøringer viser at modellen er sensitiv til verdiene til $\alpha_{1,2,3}$. Dermed kan justering av disse variablene føre til at modellkjøringene "tunes" mot de ønskede resultatene. Dette er en svakhet ved modellen som bør undersøkes nærmere ved eventuelle videre studier. Konstantene behøver ikke nødvendigvis å være like, selv om det i utviklingen av min modell ble antatt at de er det.

Oppdriftsfluksen som følge av temperaturgradienten vil ha betydning for friksjonskoeffisienten, som forklart i kapittel 2.9. Resultatene av C_D kan derfor ikke sammenlignes på tvers av modellene, og dette er av betydning for at modellene har gitt så forskjellige verdier for C_D . Alle settene med kjøring viser likevel den samme tendensen mellom sondene; størst friksjonskoeffisient i sonde 3, 4 og 5, og minst i sonde 1 og 2. Dette mønsteret er tydelig også når C_D er beregnet med ligning (2.47), som vist i tabell 4.5. I alle tilfellene er det større friksjonskoeffisient ved kjøring av modellen med varierende geostrofisk vind enn med konstant.

Tabellene viser at kjøring av min modell med konstant geostrofisk vind gir liten forskjell mellom sondene for alle variablene. Unntaket er Obukhovlengden som er direkte avhengig av temperaturfluksen ved overflaten og som derfor er forskjellig mellom sondene (tabell 3.2). Variablene U_{10} , u_* og C_D er i stor grad avhengige av styrken på den geostrofiske vinden, så valg av vindstyrke har mye å si for resultatene i de forskjellige variablene. Alle tabellene viser at for sonde 3 er det $U_g = 25$ m/s som er den vindstyrken som treffer nærmest resultatene fra kjøringen med varierende U_g .

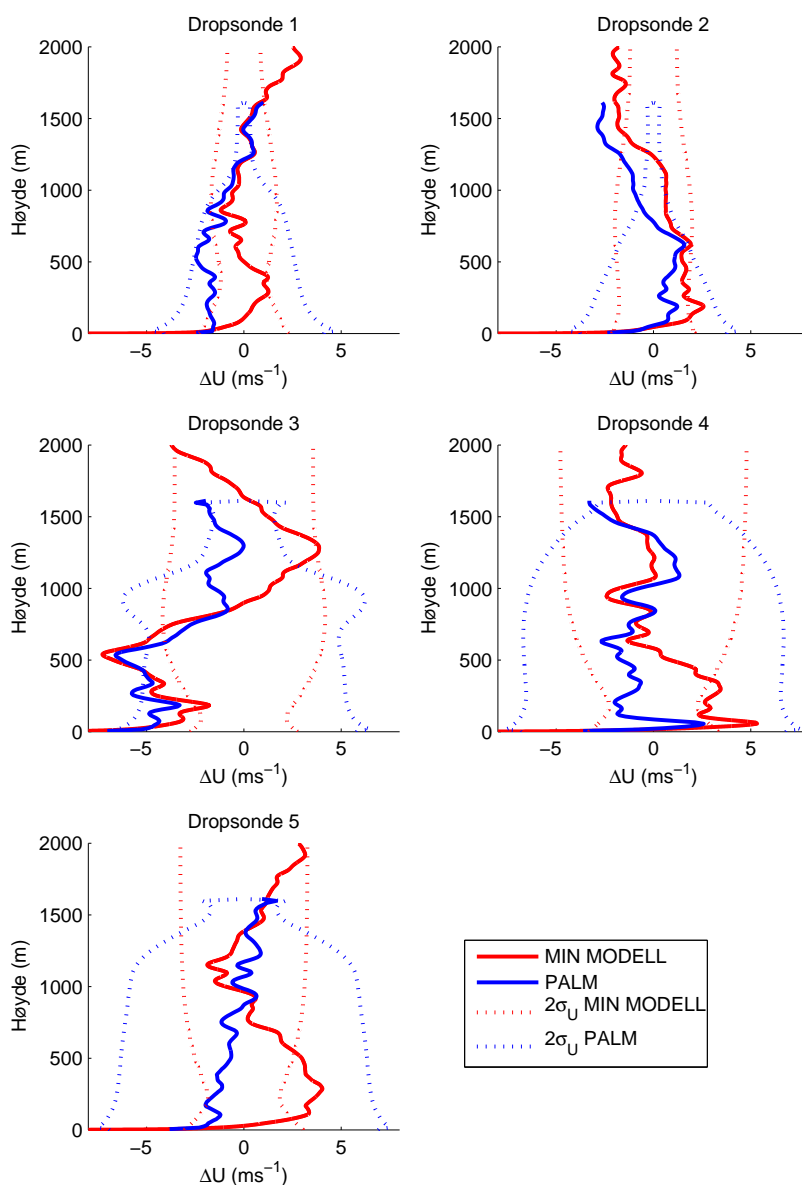
Resultatene i tabell 4.1–4.5 viser at de to modellene gir resultater som er ganske like og som ligger innenfor det forventede området. Dette viser at modellene kan gi en god beskrivelse av de evaluerte bakkeparametrene.

4.2 Profiler ved varierende geostrofisk vind



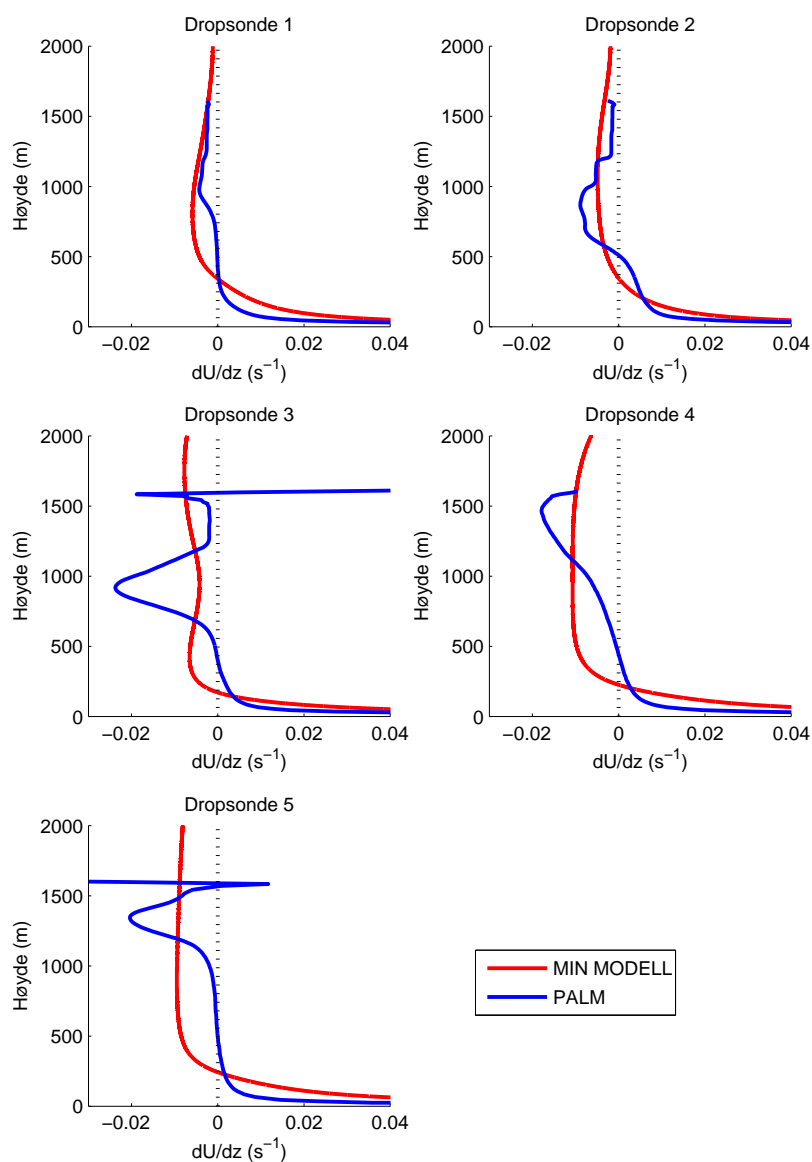
Figur 4.1: Vindstyrke.

Figur 4.1 viser vindstyrken som funksjon av høyden fra de to modellene etter kjøring med geostrofisk vind som varierer med høyden, samt observert vindstyrke og den geostrofiske vindprofilen. Figuren viser vindstyrken uavhengig av retning i alle de fem dropsondene. Modellene stemmer til tider svært godt med den observerte vinden, noe som viser at modellene har klart å gi en relativt god simulering av virkeligheten. Ingen av modellene ser ut til å være spesielt mye bedre enn den andre når det gjelder å treffe de observerte vindstyrkene. Dette vises i figur 4.2 der de heltrukkede linjene er differansen mellom modellene og observert vind som funksjon av høyden. I alle tilfeller, bortsett fra ved lave høyder i sonde 3, er feilen mindre enn 5 m/s. De prikkede linjene i figuren er



Figur 4.2: Forskjell i vindstyrke mellom simuleringer og observasjoner. Med ΔU menes $U_{\text{min modell}} - U_{\text{observert}}$ og $U_{\text{PALM}} - U_{\text{observert}}$ for henholdsvis rød og blå heltrukket linje. Prikkete linjer er $\pm 2\sigma_U$ fra de to modellene.

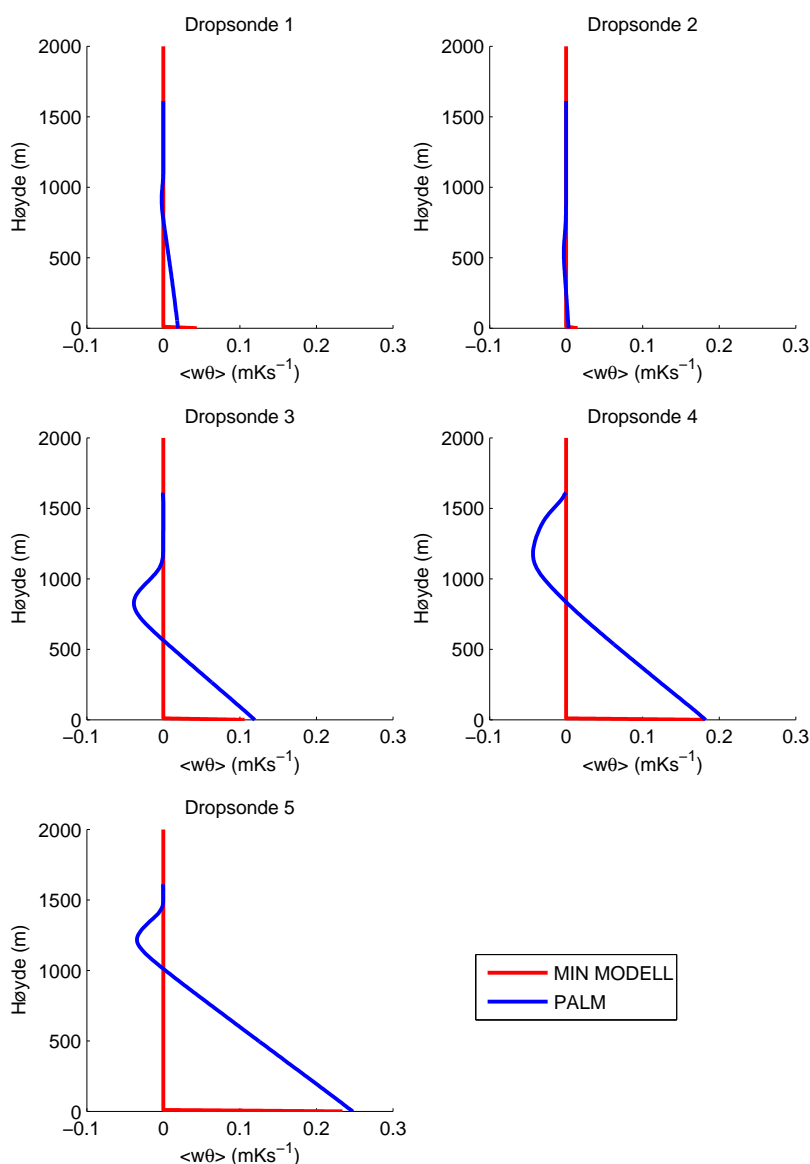
$\pm 2\sigma_U$, som er to standardavvik i hver retning fra det simulerte tidsmiddelet av vindstyrken fra hver av modellene. σ_U er beregnet fra TKE som forklart i delkapittel 3.6 og er forskjellig i de to modellene, som en følge av at den turbulente kinetiske energien er forskjellig. I min modell er standardavviket lite i alle sondene ved lav høyde. Dette skyldes små verdier av TKE i dette området, som er en følge av liten vindgradient i forbindelse med vindmaksimaene. Forskjellen mellom modellene og den observerte vindstyrken ligger til en viss grad utenfor $\pm 2\sigma_U$ fra min modell ved lave høyder, mens den i hovedsak ligger innenfor ved høyder over 500 meter. Dette gjelder i alle sondene. Det er derfor rimelig å anta at modellene



Figur 4.3: Vindgradient, $\partial U/\partial z$. Svart prikkete linje markerer $\partial U/\partial z = 0$.

stemmer godt overens med observasjonene, og at avvikene kan skyldes vindkast. En annen grunn til at modellene har avvik fra observasjonene kan være at profilen til den geostrofiske vinden er plukket ut fra fire nivåer i analysen og interpolert til de mellomliggende høydene. Dette gir relativt lav nøyaktighet, slik at mange naturlige variasjoner ikke har blitt løst opp. Det kan derfor ikke forventes at modellene blir helt lik observasjonene, på grunn av den relativt unøyaktige estimeringen av den geostrofiske vinden.

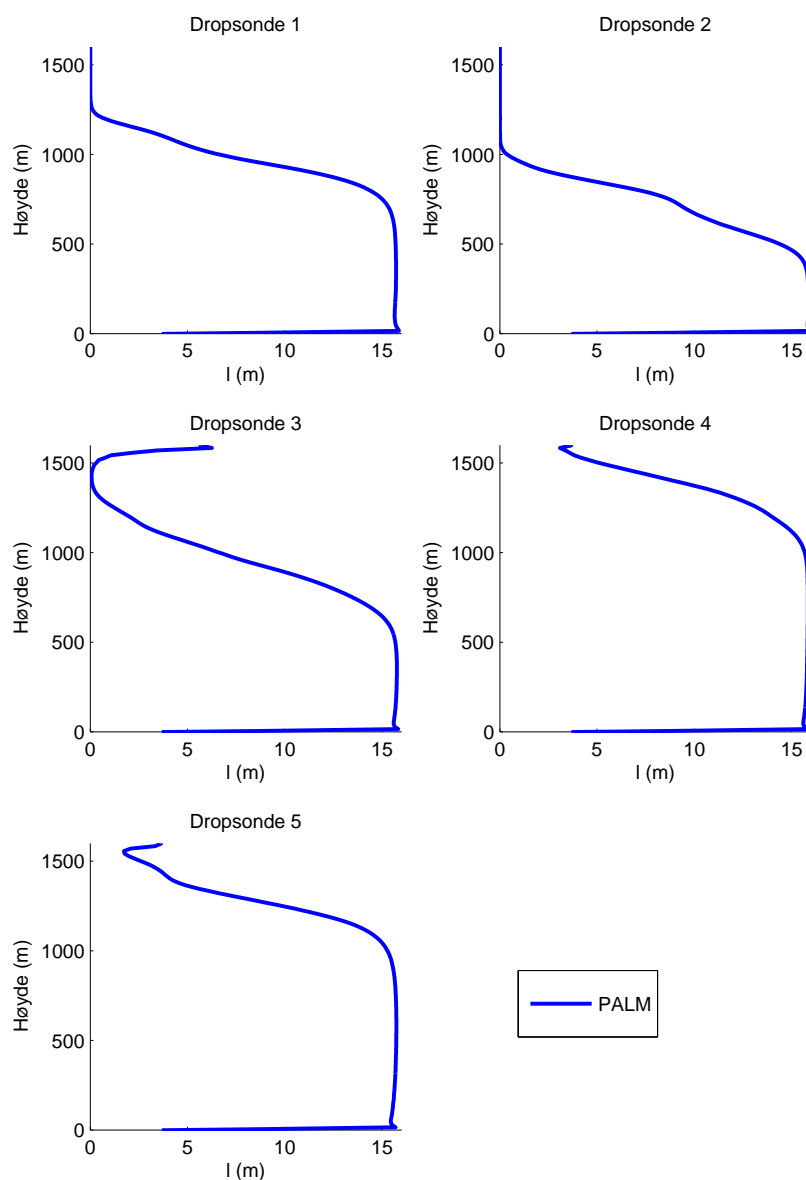
En tydelig forskjell mellom modellene er fasongen på vindmaksimaene. Min modell har i alle sondene et sterkere og lavere vindmaksimum enn PALM, og den maksimale vinden er spredt over et mye bredere område i PALM enn i min modell. Dette kan tyde på større blanding mellom luftlagene. Effekten er tydelig å se i sonde 3 i figur 4.1, der min modell



Figur 4.4: Temperaturfluks.

har vindmaksimum ved omtrent 200 meter, og har en jevn reduksjon opp til toppen av domenet. PALM har tilnærmet konstant vindstyrke mellom omtrent 50 og 750 meter, før vinden begynner å avta raskt med høyden og følge den geostrofiske vinden videre oppover.

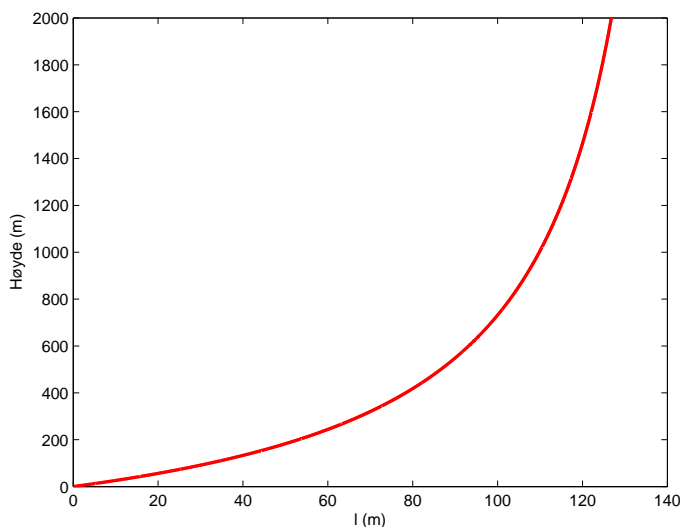
Figur 4.3 viser vindgradienten $\partial U/\partial z$ for begge modellene. Begge modellene har stor positiv gradient nærme bakken. Høyden til vindmaksimumet, det vil si der vindgradienten krysser 0-linja, er i alle tilfellene lavere i min modell enn i PALM. En viktig forskjell mellom de to modellene er vinkelen de krysser 0-linja med. Min modell krysser linja nesten horisontalt, noe som tyder på en brå overgang mellom positiv og negativ gradient, og som gir et smalt vindmaksimum. PALM har i alle sondene en mye mer vertikal vinkel, noe som gir et bredt område med vindgradient i nærheten av 0.



Figur 4.5: Blandingslengde, PALM.

Dette tilsvaret det området i figur 4.1 der PALM har modellert sterk vind som har liten variasjon med høyden. Ovenfor dette turbulente blandingslaget har PALM i alle sondene et område med stor negativ vindgradient. Dette er det stabile laget, der temperaturen øker raskt med høyden (figur 3.5). Dette laget har lite vertikal blanding.

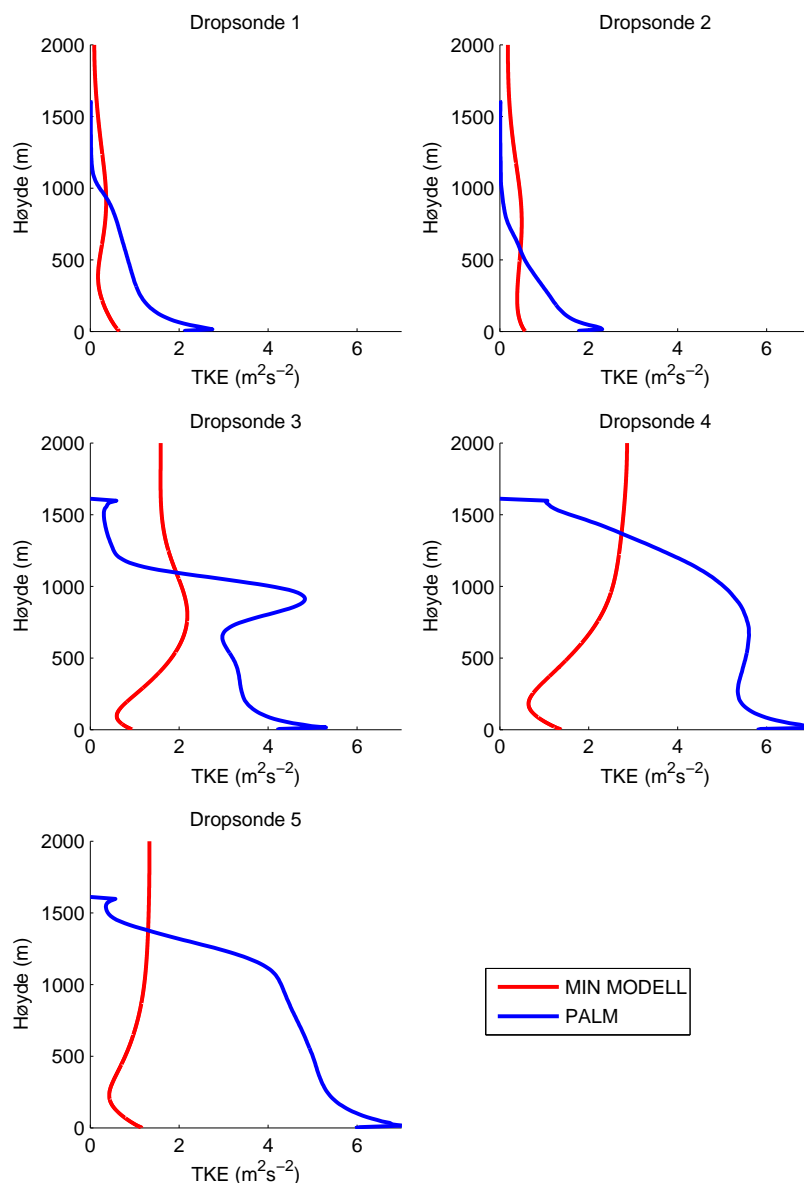
Noe av grunnen til at PALM har en mer markert overgang mellom det blandede grenselaget og den frie atmosfæren er at temperaturprofilene fra observasjonene er lagt inn i PALM, mens det i min modell ikke er noen temperaturgradient. Figur 4.4 viser at ved sonde 3 har PALM en mye større varmekraft enn min modell i de nederste 500 metrene. Dette bidrar til større blanding og svakere vertikale gradienter. Videre opp til 1000 meter er varmekraften negativ, noe som fører til den skarpe gradienten



Figur 4.6: Blandingslengde, min modell.

i vindprofilen. Den modellerte atmosfæren i denne sonden i PALM er dermed ustabil ved lavere høyder enn 500 meter, stabil mellom 500 og 1000 meter, og nøytralt stabil over dette. Dette mønsteret varierer noe med høyden, men er likt i alle sondene som er simulert i PALM. Min modell er nøytralt stabil for alle høyder over ti meter. Dette kan tyde på at det ti meter tykke ustabile laget i min modell er for tynt, og at modellen burde hatt med større oppdriftsfluks i disse tilfellene for å skape mer blanding. Dette er imidlertid noe som er vanskelig å avgjøre på forhånd av kjøringen, og det blir i såfall en tilpasning som må gjøres underveis. For å unngå at blandingen blir for sterk, ble det valgt en relativt lav verdi for høyden til det ustabile laget. En mulighet er å la oppdriften minke lineært helt opp til toppen av grenselaget, hvis høyde er funnet fra temperaturprofilene. Testkjøringer viser imidlertid liten sensibilitet for høyden på det ustabile laget i min modell.

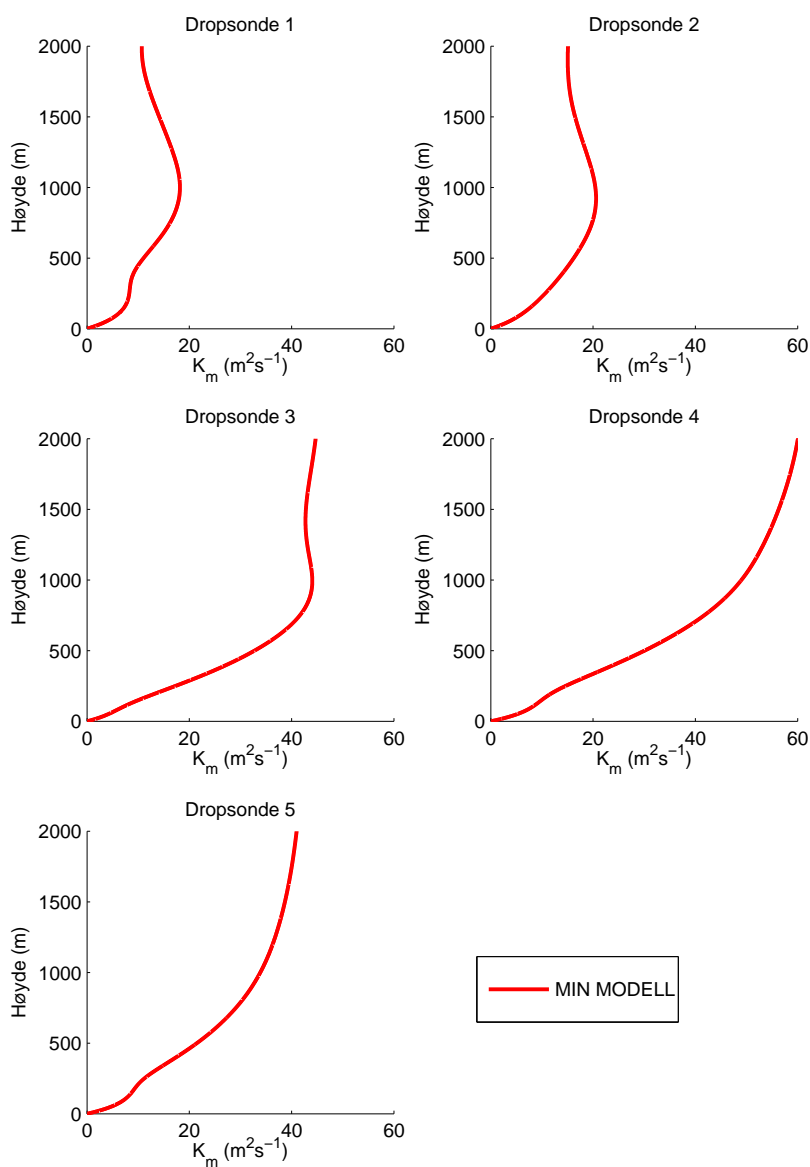
Tilstedeværelsen av det stabile laget er tydelig å se også i figur 4.5 der blandingslengden l er plottet. I PALM er blandingslengden konstant på litt over femten meter i det turbulente blandingslaget i alle sondene, og går raskt ned mot null meter ved de stabile forholdene ved større høyder. Dette er forskjellig fra den parametriseringen som er gjort i min modell (ligning (2.14)), der l øker med høyden hele veien, og når en maksimal verdi på over 120 meter ved 2000 meters høyde, (figur 4.6). Denne profilen er lik i alle sondene. Blandingslengden i PALM har sammenheng med avstanden mellom gitterpunktene, da modellen bare parametriserer turbulens der bevegelsesens lengdeskala er mindre enn dette. Min modell parametriserer all turbulens, og blandingslengden går asymptotisk mot en maksimal verdi på 150 meter. Dette kan være en svakhet ved min modell, da den ikke tar hensyn til de stabile forholdene ved store høyder. Stabil atmosfære skal gi liten vertikal blanding, men i dette tilfellet blir det motsatt da l er liten i det ustabile laget og stor i det stabile laget. Dette vil få konsekvenser blant



Figur 4.7: Turbulent kinetisk energi.

annet for blandingskoeffisienten K_m og den turbulente kinetiske energien, som begge er funksjoner av l (ligning (3.4) og (3.3)).

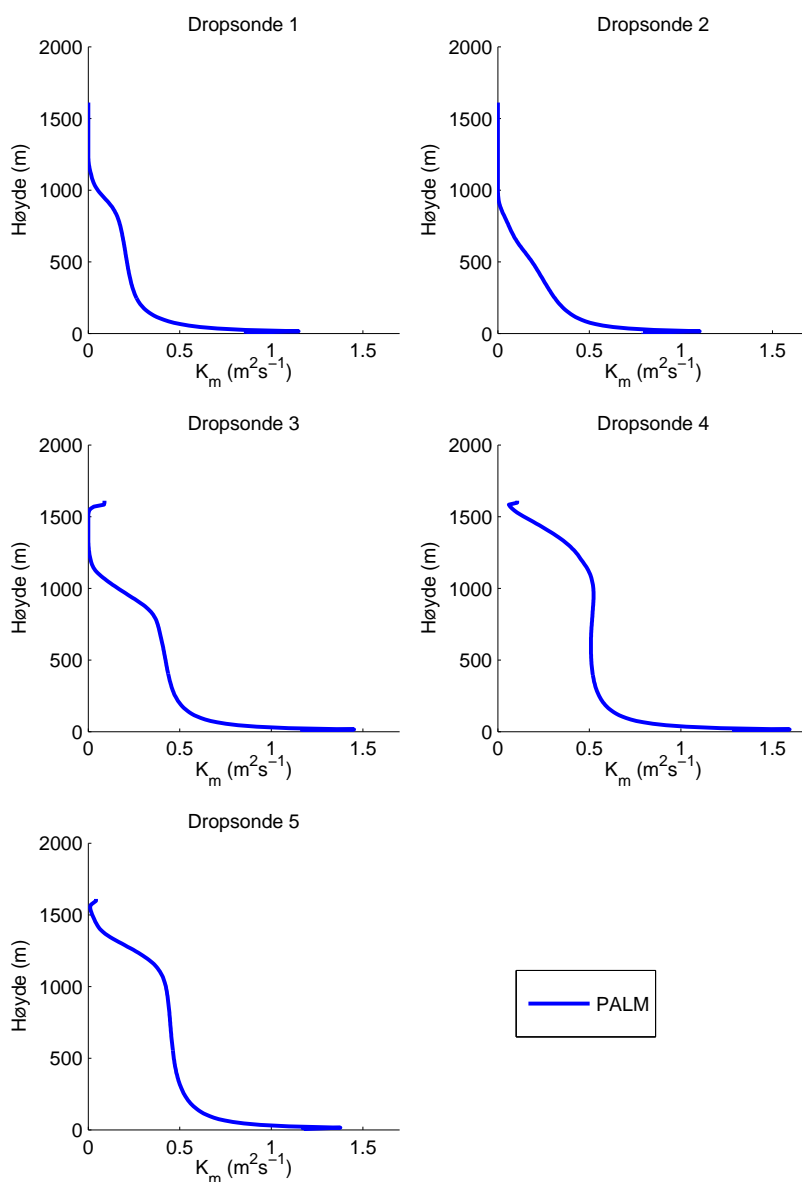
Den turbulente kinetiske energien beregnes i min modell for hvert tidsskritt med TKE-ligningen (3.3), og i PALM er den beregnet i ettertid med ligning (2.9). TKE-ligningen viser at vindskjæret og oppdriftsfluksen er viktige bidrag til TKE. Resultatene fra PALM viser at det er en tydelig sammenheng mellom temperaturfluksen i figur 4.4 og TKE i figur 4.7. I de områdene hvor det er stor temperaturfluks, er det også mye TKE, som man ser av forskjellen mellom profilene i sonde 1 og sonde 5 i PALM. En negativ temperaturfluks gjør at TKE avtar kraftig med høyden, noe som kun er tilfelle i PALM, og ikke i min modell. I tillegg kommer det et bidrag fra vindskjæret, som er tydelig å se i TKE-profilen til PALM i sonde 3,



Figur 4.8: Turbulent blandingskoeffisient, K_m , min modell.

mellom 750 og 1000 meter. En viktig forskjell mellom modellene er at den turbulente kinetiske energien i PALM går mot 0 ved store høyder, mens min modell ender på en positiv verdi som er tilnærmet konstant med høyden. Dette har sammenheng med parametriseringen av l , som i min modell er stor ved store høyder og som fører til at vindskjærleddet blir stort samtidig som dissipasjonen i TKE-ligningen blir liten.

Blandingskoeffisienten K_m er et produkt av l og kvadratroten av TKE (ligning (3.4)). Resultatene fra de to modellene er plottet i figur 4.8 og 4.9. Den store forskjellen mellom modellene i blandingslengden l gir tydelig utslag i blandingskoeffisienten, da min modell får mye større verdier enn PALM. At den turbulente kinetiske energien i PALM går mot null ved store høyder, mens min modell går mot en større positiv verdi, bidrar også til

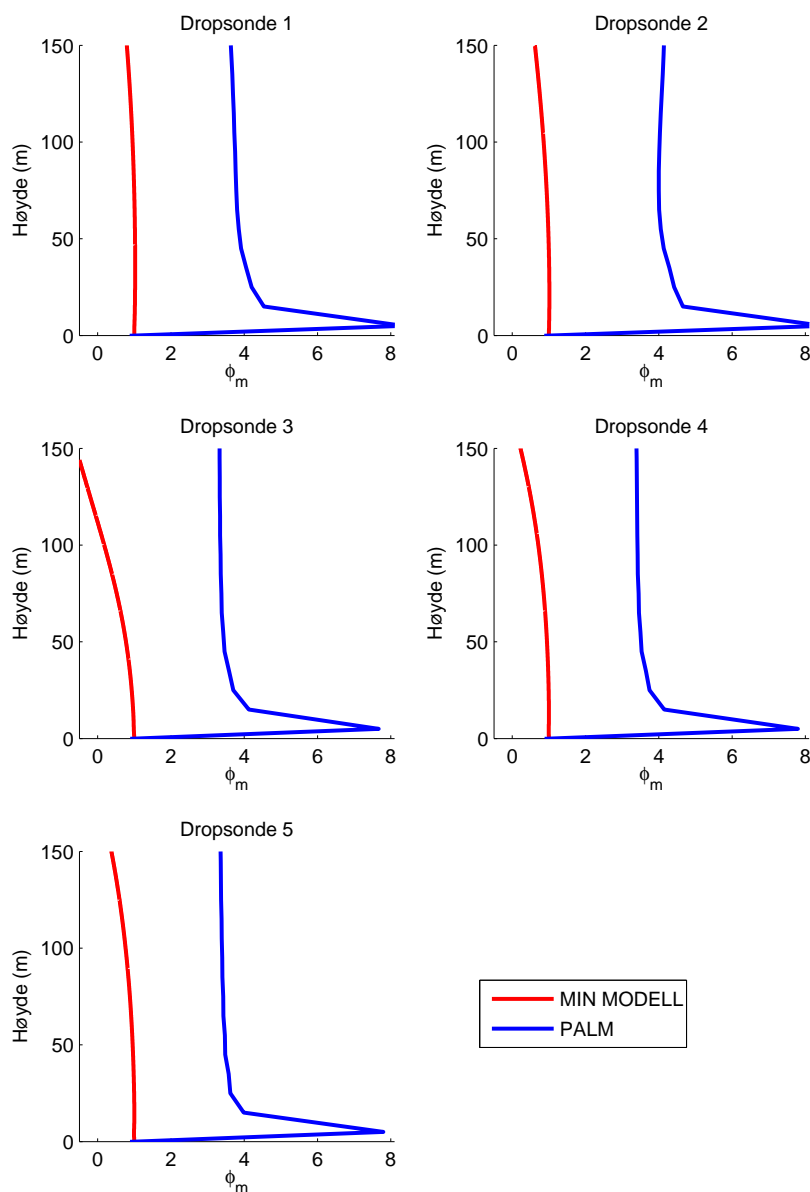


Figur 4.9: Turbulent blandingskoeffisient, K_m , PALM.

denne forskjellen mellom modellene. Likevel er det ikke forventet at K_m skal være lik i de to modellene, da en LES-modell kun parametriserer flukser med skalalengder mindre enn avstanden mellom gitterpunktene. Min modell parametriserer fluksene i alle skalastørrelser.

Den dimensjonsløse vindgradienten ϕ_m (ligning (2.38)) er korrigert slik at den ifølge definisjonen har verdien 1 når $z/L = 0$. Verdiene er parallellforsjøvet, slik at alle verdiene er addert med det samme (negative) tallet som gir riktig verdi i det nederste gridpunktet. Plott av de nederste 150 metrene er vist i figur 4.10.

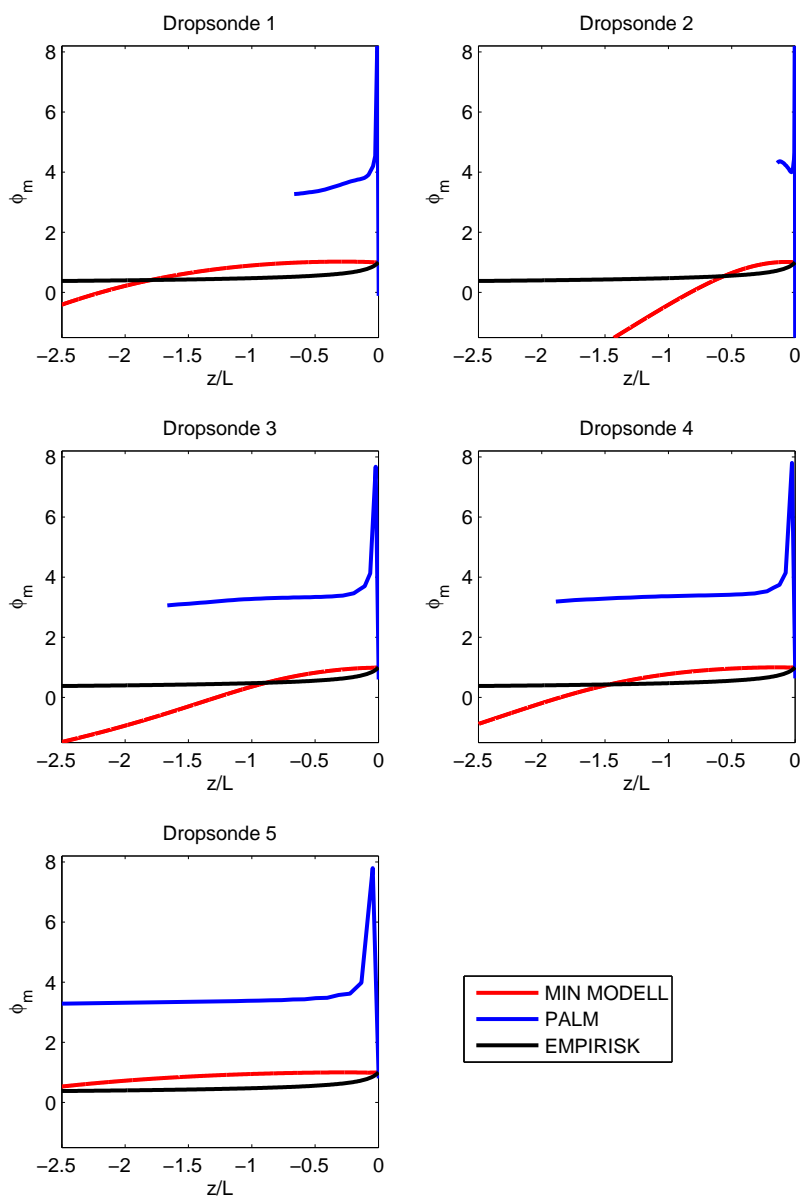
En tydelig forskjell mellom de to modellene er at ϕ_m fra PALM i alle sondene har en maksverdi ved 5 meters høyde, som raskt blir redusert til å



Figur 4.10: Dimensjonsløs vindgradient $\phi_m(z)$.

ha konstant verdi ved høyder over omtrent 50 meter. ϕ_m fra min modell blir gradvis mindre med høyden. Dette har sammenheng med vindgradienten $\partial U/\partial z$ i figur 4.3. PALM har stor gradient nede ved havoverflaten, som raskt blir redusert i blandingslaget. I min modell blir gradienten gradvis svakere opp til vindens maksimum.

Funksjonen $\phi_m(z/L)$ er plottet i figur 4.11, sammen med den empiriske funksjonen fra Högström (1996) (ligning (2.44)). Både min modell og PALM viser tendenser til likheter med den empiriske funksjonen. I alle sondene har PALM en større Obukhov-lengde L , som vist i tabell 4.3. Dette gir utslag i skaleringen til kurvene. Begge modellene har et toppunkt nær null, for så å bli mindre med høyden.



Figur 4.11: Dimensjonsløs vindgradient $\phi_m(z/L)$.

Min modell får verdier som ligger nærmere den empiriske formelen, men fasongen til kurven fra PALM passer bedre med fasongen til den empiriske formelen, selv om verdiene er mye større. Ingen av modellene stemmer veldig godt med den empiriske formelen.

4.3 Blandingslengden

Blandingslengden l er en størrelse som skal beskrive størrelsen på de turbulente virvlene. En stor blandingslengde tillater store virvler og mye blanding mellom luftlagene, mens en liten blandingslengde vil gjøre at turbulensen holdes på et lavere nivå. I stabile forhold kan man forvente liten l , mens blandingslengden i ustabile forhold kun er begrenset av avstanden til bakken.

En enkel parametrisering av blandingslengden l er å bruke ligning (2.14), der blandingslengden øker med høyden z mot en asymptoteverdi L_0 , som vist i figur 4.6. Denne parametriseringen kan fungere bra når forholdene er ustabile eller nøytralt stabile. Hvis forholdene derimot er stabile, vil man ha mindre muligheter for blanding mellom luftlagene. Stabil lagdeling undertrykker den turbulente blandingen, og gir derfor ikke rom for store virvler. Blandingslengden bør derfor beskrives på forskjellig måte avhengig av stabiliteten.

I tilfellet med det reverserte skjæret i den arktiske fronten endrer stabiliteten seg med høyden, da det er ustabile forhold lavt nede og stabile forhold høyere oppe. Ved å bruke blandingslengden fra ligning (2.14) i min modell der blandingslengden øker mot en asymptote på 150 meter, vil modellen gi resultater som passer dårlig med forventningen om at stabile forhold gir lite turbulens. Dette vises blant annet i figur 4.7, der den turbulente kinetiske energien i min modell øker med høyden, mens den i PALM går mot null ved toppen av domenet.

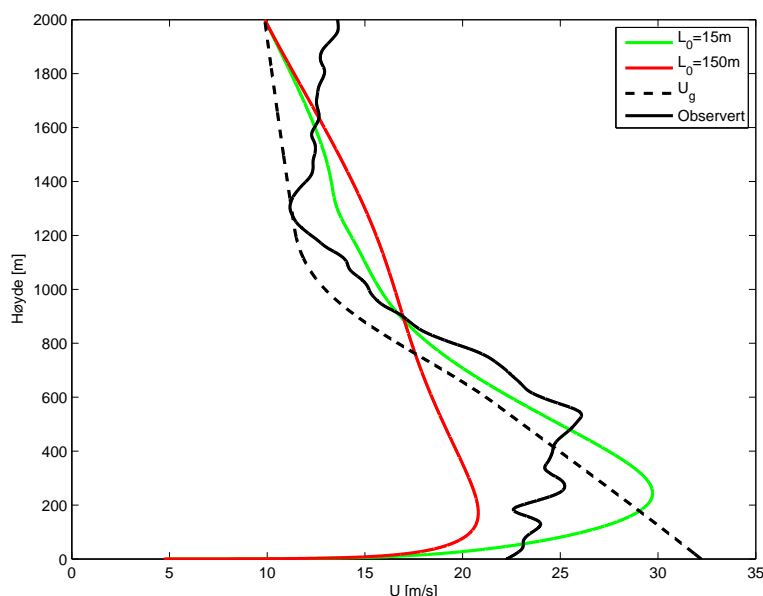
Ved å gjøre blandingslengden avhengig av fler variabler enn z , kan man gjøre den mer spesielt tilpasset de lokale stabilitetsforholdene. Det ble forsøkt med uttrykk for l som er avhengige av spenningen τ , den turbulente kinetiske energien e og temperaturgradienten $\partial\bar{\theta}/\partial z$. Uttrykkene er hentet fra artikler av Mauritsen m.fl. (2007) og Sætra m.fl. (2008). På tross av disse forsøkene på mer avansert beregning av l ble ikke modellen i stand til å regne på stabile forhold. Derfor ble det gått tilbake igjen til å bruke den enkle versjonen av l (ligning (2.14)) i beregningene.

I PALM gjøres det kun parametrisering av turbulensen på lengdeskalaer som er mindre enn avstanden mellom gridpunktene. Siden avstanden er 10 meter vertikalt og 20 meter horisontalt er det naturlig at blandingslengden i denne modellen ikke blir større enn omtrent 15 meter, noe som vises i figur 4.5.

Blandingslengden l bør dermed ideelt sett være en funksjon av stabiliteten i min modell også. På grunn av problemene med temperaturprofilen er blandingslengden satt til å være konstant i tid, og lik for alle tilfellene det gjøres beregninger for. Derfor kan det forventes store forskjeller mellom l i min modell og i PALM.

Valget av $L_0 = 150$ m i ligning (2.14) er en antagelse som brukes i flere andre grenselagsmodeller (f.eks ECMWF, 2009). Etter sammenligning med

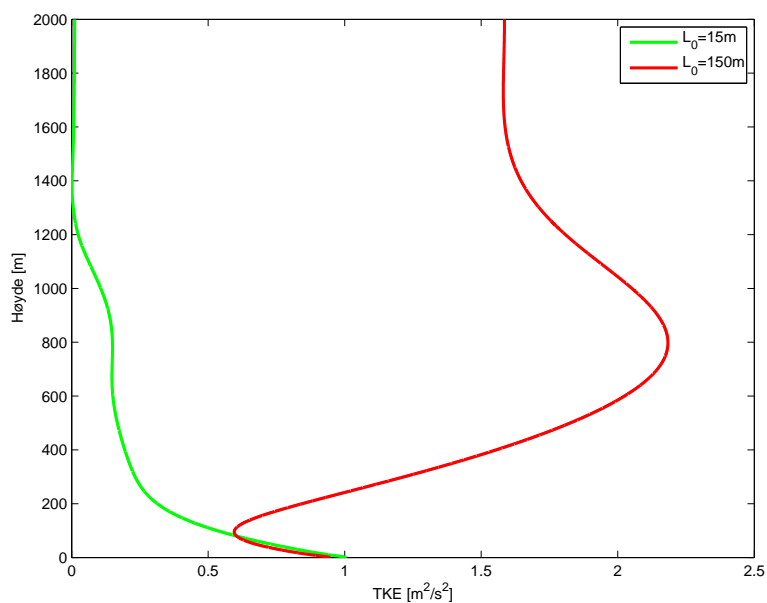
PALM sin blandingslengde, og ved å se på hvilke konsekvenser den blant annet har for blandingskoeffisienten og den turbulente kinetiske energien, kan man anta at denne asymptoteverdien er altfor stor for bruk i min modell. Dette kan ha sammenheng med at min modell er mer finmasket enn modeller der denne parametriseringen vanligvis brukes. Det har derfor blitt gjort en kjøring av min modell for sonde 3 med varierende geostrofisk vind der L_0 er endret fra 150 m til 15 m, for å kunne undersøke hvordan dette påvirker profilene.



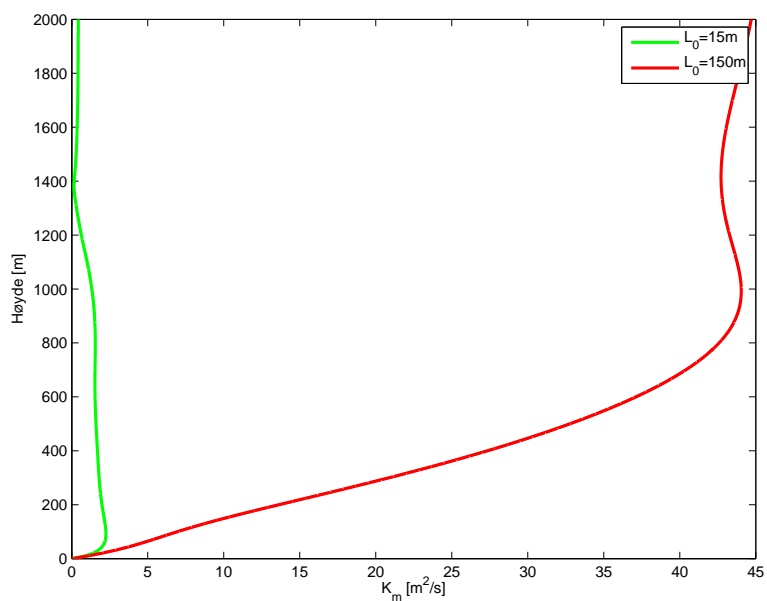
Figur 4.12: Høydeprofiler av vindhastigheten fra sonde 3 i min modell med $L_0 = 150$ m (rød), $L_0 = 15$ m (grønn), geostrofisk vind (svart stiplet) og observert (svart hel).

Resultatene i figur 4.12–4.14 sammenligner kjøringene med $L_0 = 150$ m (rød) med $L_0 = 15$ m (grønn). Figurene viser at endringen gjør at turbulensen blir mye mindre ved store høyder (figur 4.13), og at vindmaksimumet blir sterkere og løftet høyere (figur 4.12). Vindprofilen fra denne kjøringen ligner mer på både den geostrofiske og den observerte vinden enn vindprofilen fra kjøringen med $L_0 = 150$ m.

Det er tydelig at når man gjør denne endringen i blandingslengden, blir formen på profilene til både den turbulente kinetiske energien og blandingskoeffisienten K_m i min modell mer like resultatene fra PALM (figur 4.13 og 4.14). Variablene har nå størst verdier nede ved havoverflaten, og går mot null ved store høyder. Begge variablene har blitt betydelig redusert i høyder over 100 meter. En slik endring av parameteren L_0 kan være riktig for min modell, på grunn av at den vertikale oppløsningen er mye høyere enn det som vanligvis brukes i modeller der denne parametriseringen av l brukes. Det er muligheter for at $L_0=15$ m er en for liten verdi som ikke gir nok turbulens. Det er heller ikke sikkert at en verdi som ser ut til å passe bra i et tilfelle er en god løsning i et annet tilfelle. Dette taler for at den parametriseringen av l som er brukt i denne oppgaven er for



Figur 4.13: Høydeprofiler av turbulent kinetisk energi i min modell.

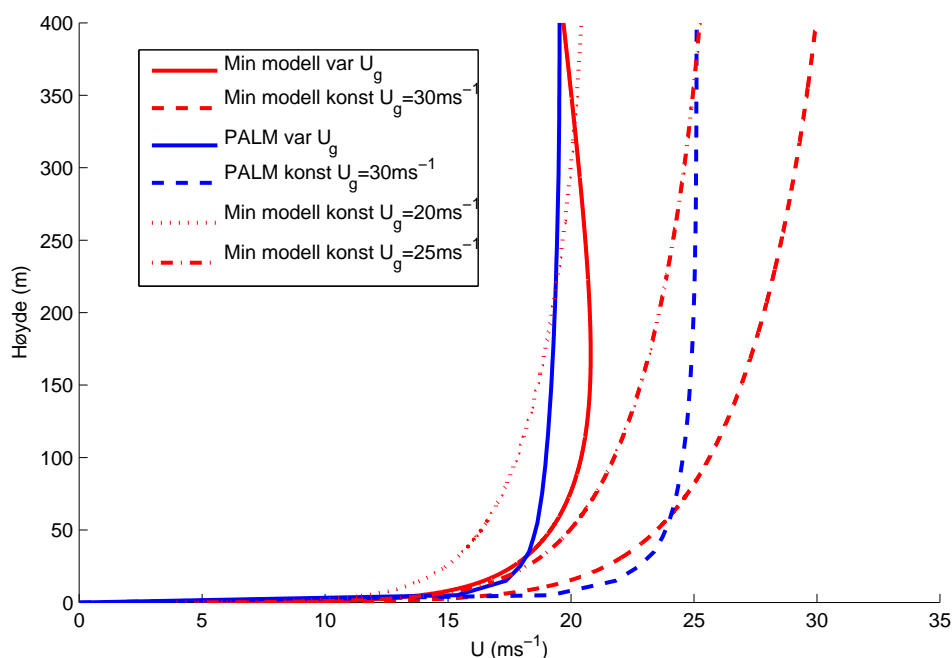


Figur 4.14: Høydeprofiler av blandingskoeffisienten.

enkel, og at flere variabler enn bare z bør være med. Det mest nærliggende er å sette l til å være en funksjon som er avhengig av stabiliteten, slik at den blir tilpasset forholdene i hvert enkelt tilfelle.

4.4 Det reverserte skjæret

For å kunne studere hvilken effekt et reversert skjær i den geostrofiske vinden har på de forskjellige variablene i grenselaget, er det gjort en kjøring med PALM der den varierende geostrofiske vinden fra analysen er byttet ut med en konstant geostrofisk vind på 30 m/s mot syd i hele profilen. Min modell har også blitt kjørt med konstant geostrofisk vind på 20 m/s, 25 m/s og 30 m/s. Dette delkapitlet viser figurer med sammeligninger av modellkjøringene med oppsett for sonde 3. Min modell er plottet med rød farge, PALM er blå. For begge modellene er resultatet fra kjøringen med reversert skjær i den geostrofiske vinden plottet med heltrukket linje, mens resultatene fra kjøringene med konstant geostrofisk vind er stiplet.

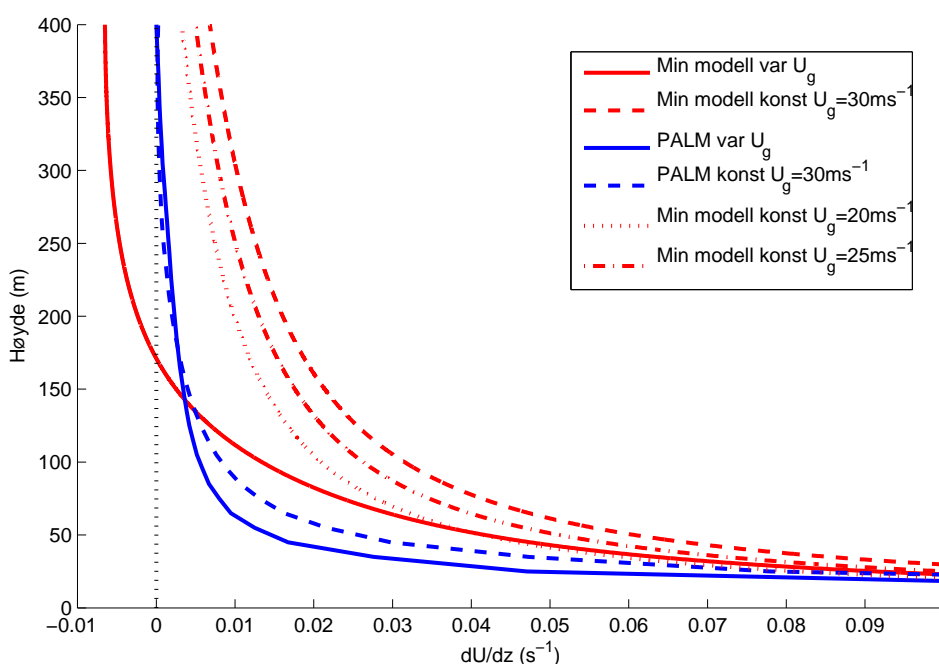


Figur 4.15: Vindstyrke.

I plottene for den totale vindstyrken U (figur 4.15) blir det relativt stor forskjell mellom konstant og varierende U_g . Ved store høyder er den konstante geostrofiske vinden mye sterkere enn den varierende, noe som har påvirkning gjennom hele profilen. Vindstyrken i PALM har den samme formen i begge kjøringene, med et overflatelag med stor vertikal gradient, et turbulent blandingslag med tilnærmet konstant vindstyrke, og et stabilt lag der vinden raskt nærmer seg den geostrofiske vinden. Dette kommer også tydelig fram i plottet av vindgradienten i figur 4.16. Gradientene i de to kjøringene med PALM er tilnærmet like, med unntak av et område mellom 700 og 1100 meter, der gradienten ved varierende U_g er negativ, mens den konstante geostrofiske vinden har positiv gradient¹. Dette overgangslaget skyldes det stabile laget med stor positiv temperaturgradient. En kjøring av PALM med konstante profiler for

¹Disse høydene er ikke vist i figurene her.

både temperatur og geostrofisk vind gir en vindprofil uten dette området med stor vindgradient. Min modell får ved konstant geostrofisk vind mye mindre markerte vindmaksima som strekker seg over større områder. I figur 4.15 er det også plottet profiler fra kjøringen av min modell med konstant U_g på 20 og 25 m/s. Profilene har nokså lik form som kjøringen med $U_g = 30$ m/s, men med svakere vind i hele profilen. Ved lave høyder under omtrent 50 meter følger profilene for den varierende geostrofiske vinden og den konstante $U_g = 25$ m/s hverandre ganske godt. Dette samsvarer bra med resultatene i tabellene i delkapittel 4.1, og viser at $U_g = 25$ m/s er den konstante geostrofiske vinden som gir resultater som er mest like resultatene fra kjøringen med varierende geostrofisk vind i denne sonden.

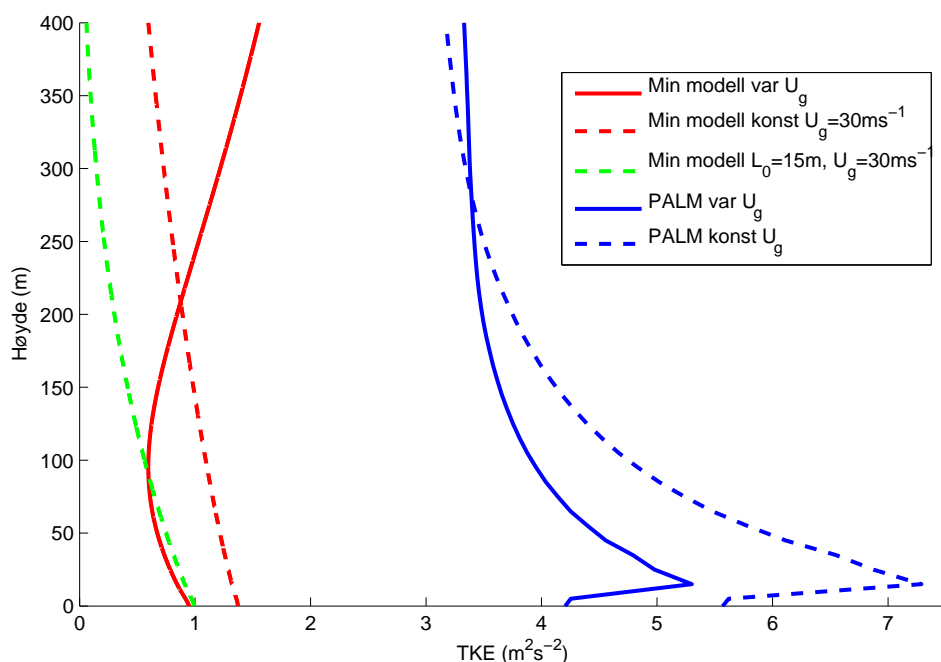


Figur 4.16: Vindgradient. Svart prikkete linje markerer $\partial U/\partial z = 0$.

På plottet av vindgradienten (figur 4.16) blir den varierende geostrofiske vinden i min modell negativ ved en mye lavere høyde enn den konstante geostrofiske vinden. PALM sin vindgradient er positiv i hele søylen ved konstant geostrofisk vind. I min modell gjør det reverserte skjæret at det blir mindre gradient ved høyder under 500 meter. Med konstant U_g går gradienten i min modell mot null ved store høyder, mens den går mot en negativ verdi ved varierende U_g . Dette har sammenheng med skjæret i den geostrofiske vinden.

I min modell er temperaturfluksene og blandingslengdene konstante profiler som ikke endrer seg i tid, og de er like for begge tilfellene av geostrofisk vind. I PALM er det kun små forskjeller i disse variablene mellom de to kjøringene. Kjøringen med variabel U_g ble beregnet over en litt lengre tidsperiode, slik at den turbulente blandingen fikk utvikle seg litt lenger. Dermed har det turbulente grenselaget med små gradienter i parametrene

vokst og blitt litt tykkere i kjøringen med konstant U_g . Figurer av disse variablene er ikke vist her.

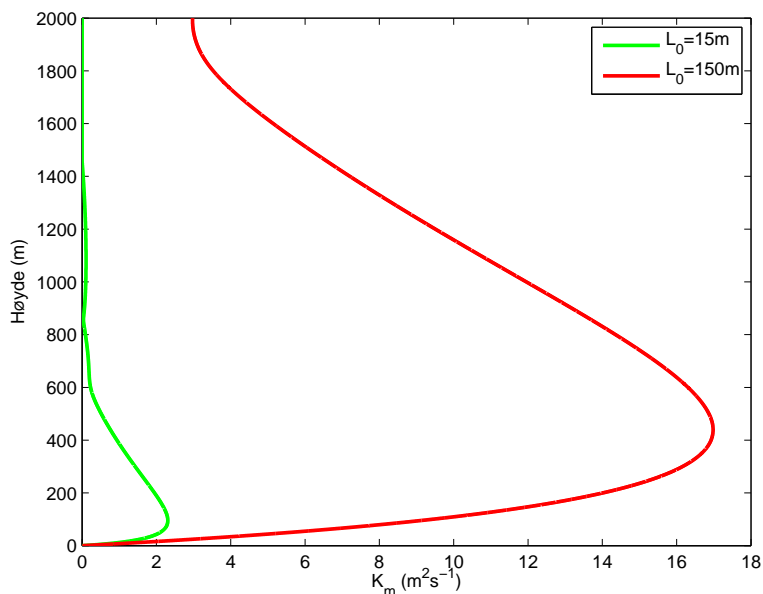


Figur 4.17: Turbulent kinetisk energi.

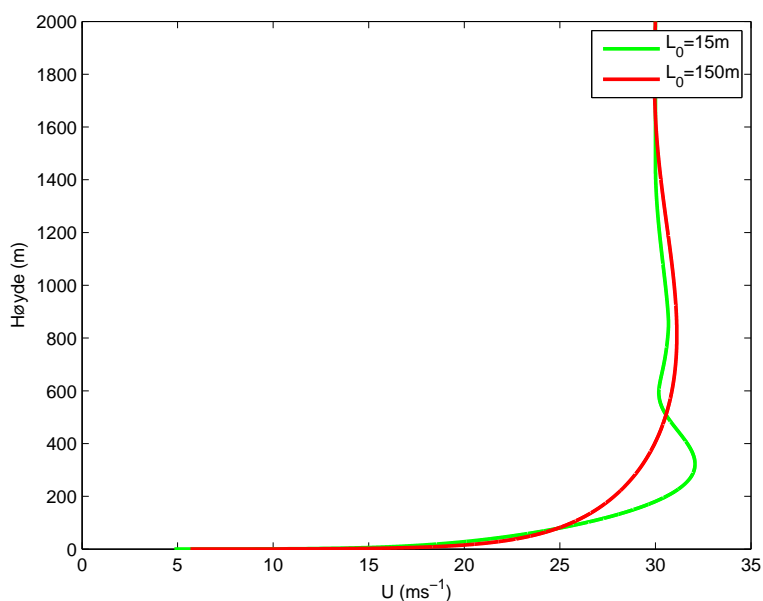
Figur 4.17 viser at det i min modell er betydelig mindre TKE ved høyder over 200 meter med konstant U_g enn ved et reversert skjær. Dette kommer av at vindgradienten i det første tilfellet går mot null, og at det dermed ikke blir noe mekanisk produksjon av TKE. Dette fører også med seg at blandingskoeffisienten K_m i min modell er mye større ved varierende U_g enn ved konstant U_g (sammenlign figur 4.18 med figur 4.8). K_m beregnet med konstant geostrofisk vind er vist i figur 4.18. De to versjonene av L_0 er plottet sammen, og det er tydelig at blandingskoeffisienten er mindre for alle høyder med den lave verdien av L_0 . Den nærmer seg null ved store høyder, noe man kan forvente at skal være riktig. I figur 4.17 er det ikke så stor forskjell mellom TKE ved de to verdiene av L_0 , bortsett fra at det blir mindre TKE ved alle høyder ved bruk av $L_0 = 15$ m. Som et resultat av mindre turbulens, blir det mindre blanding mellom luftlagene og større variasjoner i vindstyrken med høyden (figur 4.19). Det blir et mer markert vindmaksimum i nærheten av 300 meters høyde, men de to profilene har ellers nokså likt utseende. Endringen av L_0 fra 150 til 15 meter har dermed mye mindre konsekvenser ved bruk av en konstant U_g -profil enn en som varierer. Med en konstant U_g -profil blir produksjonsleddet i TKE-ligningen (3.3) lite, så det er mye mindre TKE tilstede.

Vindspenningen τ forteller hvor stor friksjon det er mellom luftlagene som ligger ovenfor hverandre. Vindspenningen er forventet å avta med høyden, etter den empiriske formelen fra Donelan (1990);

$$\tau = u_*^2 \left(1 - \frac{12fz}{u_*} \right). \quad (4.1)$$

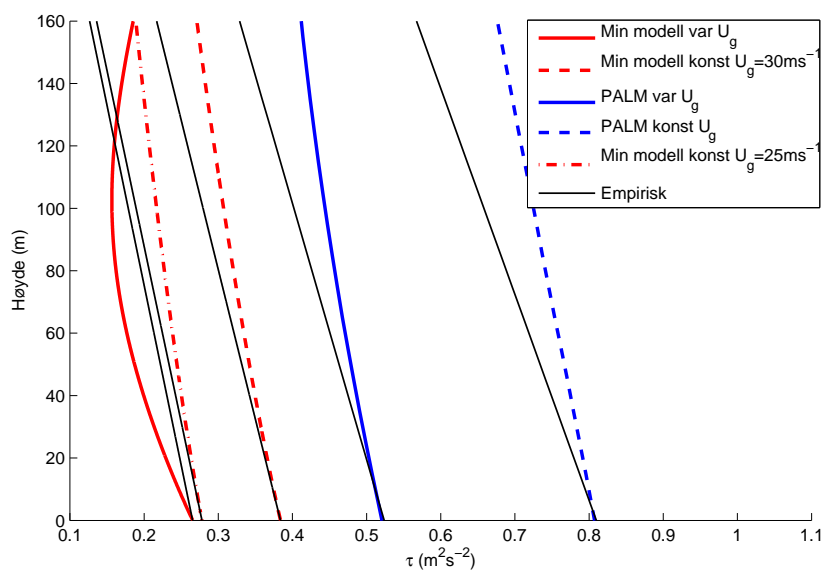


Figur 4.18: Høydeprofiler av blandingskoeffisienten med konstant U_g på 30 m/s.



Figur 4.19: Høydeprofiler av vindhastigheten fra sonde 3 i min modell med $L_0 = 150$ m (rød), $L_0 = 15$ m (grønn).

Denne empiriske funksjonen har verdien u_*^2 ved havoverflaten og avtar lineært med høyden. Funksjonen er plottet med svarte linjer sammen med de nederste 160 metrene av resultatene fra modellkjøringene i figur 4.20. Begge modellene samsvarer godt med den empiriske formelen, men har i alle tilfellene, bortsett fra min modell med varierende U_g , litt høyere vindspenning. Dette kan komme av at det kraftige vindskjæret som er tilstede i de aktuelle simuleringene bidrar til å øke spenningen. Den empiriske formelen er av mer generell gyldighet der det ikke er beregnet

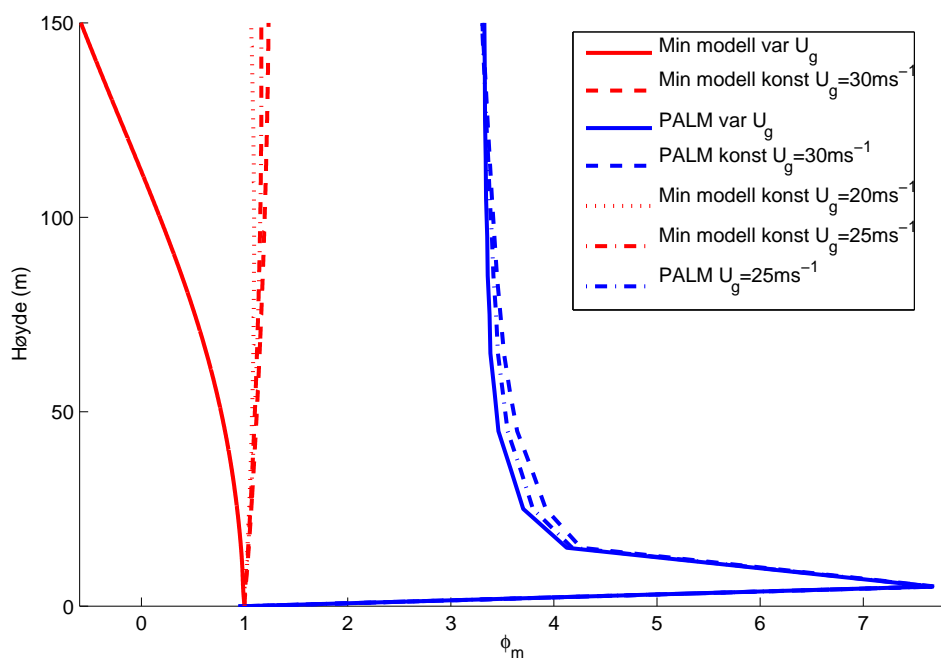


Figur 4.20: Vindspenning.

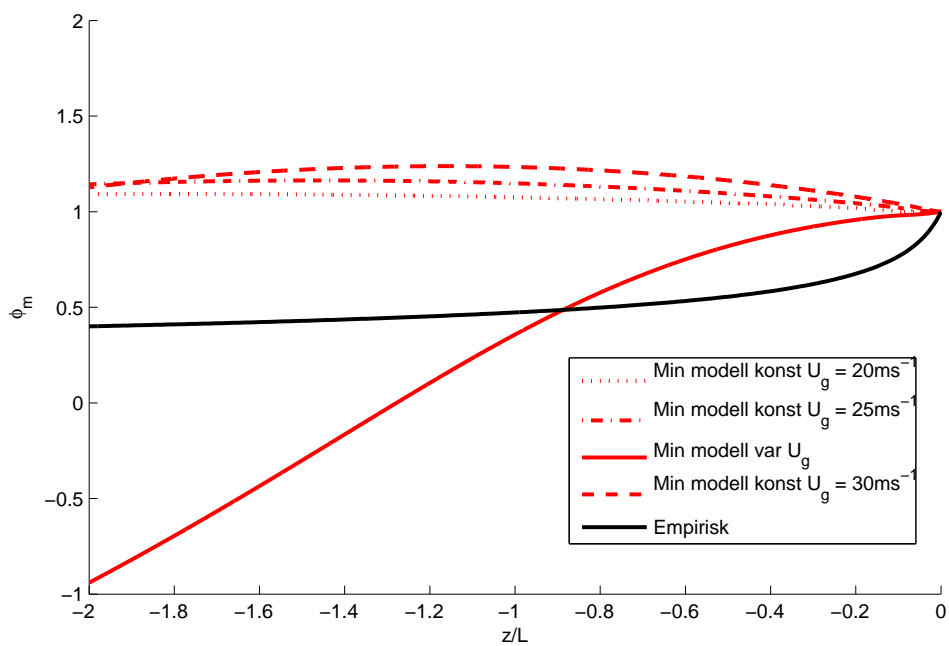
et så kraftig vindskjær. Kurvene ved konstant U_g har den samme formen som den empiriske formelen der de avtar lineært med høyden. Dette tyder på at modellene gjør relativt gode simuleringer av virkeligheten, da de samsvarer godt med den eksisterende teorien. Den samme formen på profilene er tilstede i alle sondene. Det er størst vindspenning i de sondene med størst vindmaksimum. PALM har større vindspenning enn min modell i alle sondene. Ved å endre fra konstant til varierende geostrofisk vind, får profilen til τ en mer buet kurve. Kjøringen med min modell med konstant geostrofisk vind på 25 m/s gir omtrent samme verdi ved havoverflaten som det reverserte skjæret. Den buede kurven ved reversert skjær fører likevel til lavere verdier ved høyder opp til 160 m. Dette har sammenheng med høyden til jetstrømmen, da vindspenningen er minst der vindgradienten er minst, som vil si der vinden er sterkest. Ved konstant geostrofisk vind er det ikke noe markert vindmaksimum, så vindspenningen går sakte mot null med høyden. I alle tilfellene blir vindspenningen svakere ved bruk av varierende U_g . Dette kan skyldes at også vindstyrken ved ti meter er svakere, noe som gir mindre vindgradient og samtidig mindre friksjon og mindre turbulens.

Den dimensjonsløse vindgradienten ϕ_m (ligning (2.38)) er i figur 4.21 plottet som funksjon av høyden z i de nederste 150 metrene. Funksjonen beskriver den turbulente blandingen i overflatelaget, og er derfor kun interessant i det aller laveste området. I figuren er det også plottet resultater fra en kjøring med PALM med konstant geostrofisk vind på 25 m/s. De tre resultatene fra PALM er ganske like, men figuren viser at $\phi_m(z)$ blir mindre når man har geostrofisk vind med reversert vindskjær.

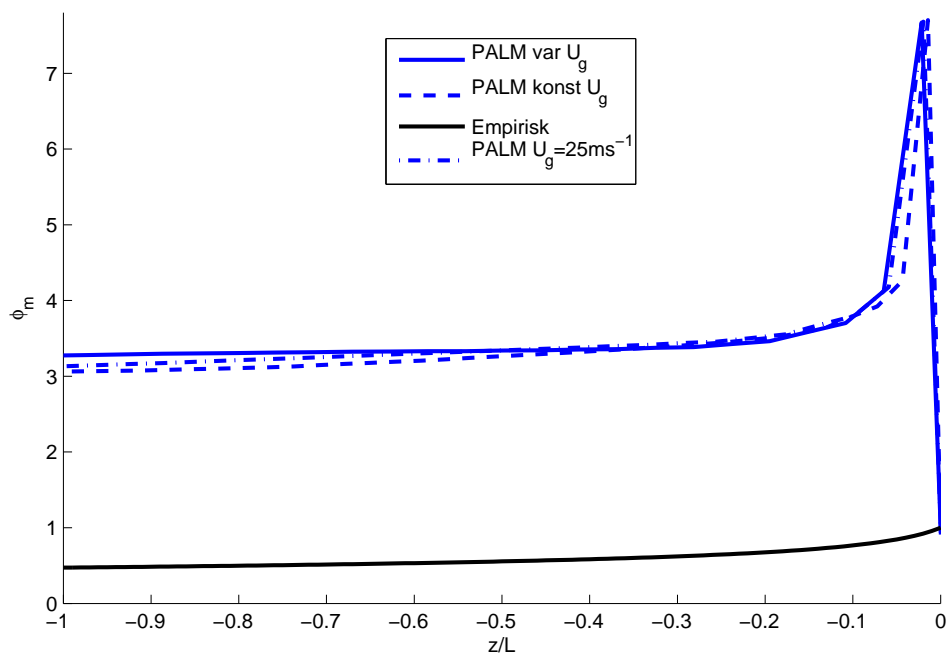
Det samme vises tydeligere i resultatene fra min modell. De tre variantene av konstant geostrofisk vind som er plottet med stiplede linjer ligger



Figur 4.21: Dimensjonsløs vindgradient, $\phi_m(z)$.



Figur 4.22: Dimensjonsløs vindgradient, $\phi_m(z/L)$, min modell.



Figur 4.23: Dimensjonsløs vindgradient, $\phi_m(z/L)$, PALM.

nærme hverandre i nærheten av $\phi_m = 1$. Det reverserte vindskjæret gir en ϕ_m som er mye mindre enn alle variantene av konstant U_g . Kjøringen med $U_g = 20 \text{ m/s}$ gir ved lave høyder en vindprofil med både svakere vind og mindre vindgradient enn kjøringen med reversert skjær. At alle kjøringene med konstant U_g gir et sammenfallende resultat som er forskjellig fra kjøringen med reversert skjær, viser at det er en sammenheng med vindprofilen til den geostrofiske vinden og ϕ_m . Dette underbygges også av at PALM gir det samme resultatet. Grunnen til at det ikke vises like tydelig i PALM, kan ha med den vertikale oppløsningen å gjøre.

I figurene 4.22 og 4.23 er ϕ_m plottet som funksjon av z/L sammen med den empiriske funksjonen fra ligning (2.44). I figur 4.22 er det tydelig at kjøringen med varierende geostrofisk vind skiller seg fra de tre kjøringene med konstant geostrofisk vind. Det er tydelig at det blir en forskjell i vindgradientfunksjonen når man bruker reversert skjær i stedet for konstant geostrofisk vind. Den empiriske funksjonen (svart) stemmer relativt dårlig med alle de beregnede funksjonene. Forskjellen er ikke like tydelig å se i figur 4.23, som viser resultatene fra PALM. På grunn av at Obukhovlengden L er forskjellig, blir toppunktet på kurvene forskjøvet i forhold til hverandre, og grafene fra de to kjøringene er omtrent like i området $z/L > -0.4$.

Kapittel 5

Konklusjon

Problemstillingen i denne masteroppgaven var å finne ut om et reversert skjær i den geostrofiske vinden gir en momentumfluks i grenselaget som er forskjellig fra forhold med en geostrofisk vind som er konstant med høyden. For å kunne svare på problemstillingen ble det laget en endimensjonal numerisk grenselagsmodell. Det ble også gjort simuleringer med LES-modellen PALM. Modellene ble satt opp for å simulere de atmosfæriske forholdene som var blitt observert i en arktisk front under IPY-THORPEX-prosjektet den 3. mars 2008. Det spesielle med denne situasjonen var det reverserte skjæret i den geostrofiske vinden som ga en kraftig jetstrøm ved lav høyde og svakere vind høyere oppe. Under prosjektet ble det sluppet dropsonder fra fly som gjorde målinger i den arktiske fronten, og modellresultatene ble sammenlignet med observasjoner fra fem av disse sondene. Sammenligningene viser et godt samsvar mellom modellene og observasjonene, så det blir antatt at modellene i dette tilfellet klarer å gjenskape de faktiske forholdene relativt godt. Ingen av de to modellene skiller seg ut som noe bedre enn den andre, selv om de i enkelte tilfeller gir relativt ulike resultater. Modellene viser også godt samsvar med empiriske formler for vindspenningen og friksjonskoeffisienten.

Vindprofilene fra modellene viser at min modell har et vindmaksimum som er kraftigere og smalere enn resultatet fra PALM. I den sistnevnte modellen er det tydelig mer blanding mellom lagene slik at vindstyrken er tilnærmet konstant med høyden. I min modell er temperaturfluksen satt til å være en konstant profil med en bestemt verdi ved havoverflaten. Temperaturfluksen blir redusert med høyden til å være null ved alle høyder større enn ti meter. Vindprofilene kan indikere at temperaturfluksen burde vært positiv til en større høyde for å produsere mer blanding mellom luftlagene og generere mer turbulens. Sammenligning av profilene for temperaturfluksen $\overline{w'\theta'}$ viser at PALM gir mye kraftigere oppdriftsfluks enn min modell. En svakhet i min modell er at den ikke fungerer for stabil atmosfære. Stabile forhold, der $\partial\bar{\theta}/\partial z > 0$, gir numerisk instabilitet. Det ville kreve store endringer i programkoden for å få dette til å fungere på en tilfredsstillende måte. Dette gjør at oppdriftsfluksen ikke blir løst godt nok opp, slik at modellen ikke klarer å simulere lagdelingen i den virkelige

atmosfæren. Forslag for å løse dette problemet kan være å anvende en modell som bruker total turbulent energi eller er utviklet med et eksplisitt skjema.

En annen svakhet i min modell er parametriseringen av blandingslengden l , som øker med høyden mot en asymptote på 150 meter. Dette gir størst blanding ved store høyder, som er motsatt av det som er forventet i de aktuelle tilfellene ved den arktiske fronten. En parametrisering av blandingslengden som er avhengig av stabiliteten ville vært bedre. Likevel blir det antatt at begge modellene gir en relativt god simulering av grenselaget.

Konstantene $\alpha_{1,2,3}$ i min modell er antatt å være like, og er bestemt utfra verdien på friksjonskoeffisienten. Modellen er sensitiv til verdiene på disse konstantene, og en eventuell videre utvikling av modellen bør se nærmere på disse konstantene.

Det ble gjort sammenligninger av resultatene fra kjøring av begge modellene med geostrofisk vind med reversert skjær og med en geostrofisk vind som er konstant med høyden. Forholdene ellers var identiske.

Ved bruk av reversert skjær i den geostrofiske vinden i stedet for konstant geostrofisk vind blir vinden i ti meters høyde, U_{10} , svakere i simuleringene av alle sondene, bortsett fra i sonde 4. I den sonden er $(U_g)_{10}$ med reversert skjær betydelig sterkere enn ved konstant U_g . Timetersvinden er sterkt avhengig av styrken på den geostrofiske vinden, både nær havoverflaten og ved større høyder. Dette gjelder for begge modellene.

Sammenligningene viser at om det brukes en geostrofisk vind med reversert skjær, vil friksjonskoeffisienten C_D øke. Dette er relativt små økninger som kan ha sammenheng med at U_{10} blir mindre. Friksjonshastigheten og Obukhovlengden blir også mindre. Begge modellene gir det samme resultatet.

Profilen til vindspenningen τ får litt endret fasong. I alle tilfellene med konstant geostrofisk vind er profilen en tilnærmet rett linje som minker lineært med høyden, og som ligner på den empiriske formelen. Ved bruk av geostrofisk vind med reversert skjær, blir spenningsprofilene buede kurver som minker med høyden i det laveste delen av grenselaget, og øker ved større høyder. Spenningen blir mindre enn ved konstant U_g , og det er størst forskjell ved sammenligning med de største verdiene av konstant U_g . Minimumspunktet til vindspenningen er i omtrent samme høyde som maksimumspunktet til vindstyrken, det vil si midt i jetstrømmen, der vindgradienten er null. Endringen er tydeligst å se i min modell på grunn av at jetstrømmen ligger lavere enn i PALM, men resultatet fra PALM gir også en kurve som er buet ved reversert skjær.

Den dimensjonsløse vindgradienten $\phi_m(z)$ blir mindre ved bruk av varierende U_g . Dette er tydeligst å se i min modell, men det er også en endring i PALM. Det samme er tilfellet for stabilitetsfunksjonen $\phi_m(z/L)$. I min modell ligger kurvene fra kjøringene med konstant U_g samlet, mens

ved bruk av varierende U_g blir funksjonen mye mindre. I PALM blir resultatene relativt like.

Begge modellene som er brukt i denne oppgaven viser at å endre fra å bruke en geostrofisk vind som er konstant til å bruke en med reversert skjær fører til endringer i fluksene ved overflaten. Dette gir endringer i overflatespenningen, friksjonskoeffisienten og stabilitetsfunksjonen.

Bibliografi

- Baas, P.; de Roode, S. R. og Lenderink, G. (2008) *The Scaling Behaviour of a Turbulent Kinetic Energy Closure Model for Stably Stratified Conditions*. *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 127: s. 17–36. DOI: 10.1007/s10546-007-9253-y.
- Batchelor, G. K. (1967) *An Introduction to Fluid Dynamics* (Cambridge University Press).
- Bergström, Hans og Smedman, Ann-Sofi (1995) *Stably stratified flow in a marine atmospheric surface layer*. *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 72(3): s. 239–265.
- Blackadar, A. K. (1962) *The Vertical Distribution of Wind and Turbulent Exchange in a Neutral Atmosphere*. *Journal of Geophysical Research*, Vol. 67(8): s. 3095–3102.
- Businger, J. A.; Wyngaard, J. C.; Izumi, Y. og Bradley, E. F. (1971) *Flux-Profile Relationships in the Atmospheric Surface Layer*. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 28: s. 181–189.
- Charnock, H (1955) *Wind Stress on a Water Surface*. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol. 81: s. 639–640.
- Donelan, M.A. (1990) *The Sea*, kapittel Air-Sea Interaction, s. 239–292 (Wiley-Interscience: New York).
- ECMWF (2009) *IFS DOCUMENTATION - Cy33r1*. <http://www.ecmwf.int/research/ifsdocs/CY33r1/PHYSICS/IFSPart4.pdf>. (16.04.2010) Brukeinfo for modeller fra European Centre for Medium-Range Weather Forecasts.
- Holton, James R. (2004) *An Introduction to Dynamic Meteorology* (Elsevier Academic Press), fjerde utgave.
- Högström, Ulf (1996) *Review of some basic characteristics of the atmospheric surface layer*. *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 78: s. 215–246.
- Janssen, Peter A. E. M. (1989) *Wave-Induced Stress and the Drag of Air Flow over Sea Waves*. *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 19: s. 745–754.
- Komen, G. J.; Cavaleri, L.; Donelan, M.; Hasselmann, K.; Hasselmann, S og Janssen, P. A. E. M. (redaktører) (1994) *Dynamics and Modelling of Ocean Waves* (Cambridge University Press).
- Large, W. G. og Pond, S (1981) *Open Ocean Momentum Flux Measurements in Moderate to Strong Winds*. *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 11(3): s. 324–336. ISSN 0022-3670.

- Linders, Torsten og Sætra, Øyvind (2010) *Can CAPE Maintain Polar Lows?*. Journal of the Atmospheric Sciences. Under trykking. DOI:10.1175/2010JAS3131.1.
- Mauritsen, Thorsten; Svensson, Gunilla; Zilitinkevich, Sergej S; Esau, Igor og Grisogono, Branko (2007) *A total Turbulent Energy Closure Model for Neutrally and Stably Stratified Atmospheric Boundary Layers*. Journal of the Atmospheric Sciences, Vol. 64: s. 4113–4126.
- Meteorologisk institutt () *Meteorologisk arbeidsstasjon (Diana)*. <http://met.no/?module=Articles;action=Article.publicShow;ID=636>. (21.05.2010).
- Monin, A. S. og Obukhov, A. M. (1954) *Basic Laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere*. Tr. Geofiz. Inst. Akad. Nauk SSSR, Vol. 151: s. 163–187.
- NASA () *Missions - SeaWinds on QuikSCAT*. <http://winds.jpl.nasa.gov/missions/quikscat/index.cfm>. (31.03.2010).
- Raasch, S. (2007) *Basic techniques of the LES model and its parallelization*. http://www.muk.uni-hannover.de/~raasch/PALM_group/doc/app/chapter_2.0.html. (11.03.2010).
- Raasch, S. (2010) *NetCDF data output*. http://www.muk.uni-hannover.de/~raasch/PALM_group/doc/app/chapter_4.5.1.html. (06.04.2010).
- Raasch, S og Schroter, M (2001) *PALM - A large-eddy simulation model performing on massively parallel computers*. Meteorologische Zeitschrift, Vol. 10(5): s. 363–372. ISSN 0941-2948.
- Semedo, Alvaro; Sætra, Øyvind; Rutgersson, Anna; Kahma, Kimmo K. og Pettersson, Heidi (2009) *Wave-Induced Wind in the Marine Boundary Layer*. Journal of the Atmospheric Sciences, Vol. 66(8): s. 2256–2271. ISSN 0022-4928.
- Smedman, Ann-Sofi; Bergström, Hans og Högström, Ulf (1995) *Spectra, Variances and Length Scales in a Marine Stable Boundary Layer Dominated by a Low Level Jet*. Boundary-Layer Meteorology, Vol. 76: s. 211–232.
- Sætra, Øyvind; Linders, Torsten og Debernard, J. B. (2008) *Can polar lows lead to a warming of the ocean surface?*. Tellus Series A-Dynamic Meteorology and Oceanography, Vol. 60: s. 141–153. DOI = 10.1111/j.1600-0870.2007.00279.x.
- Uden, Per; Rontu, Laura; Järvinen, Heikki; Lynch, Peter; Calvo, Javier; Cats, Gerard; Cuxart, Joan; Eerola, Kalle; Fortelius, Carl; Garcia-Moya, Jose Antonio; Jones, Colin; Geert; Lenderlink, Geert; McDonald, Aidan; Mcgrath, Ray; Navascues, Beatriz; Nielsen, Niels Woetman; Degaard, Viel; Rodriguez, Ernesto; Rummukainen, Markku; Sattler, Kai; Sass, Bent Hansen; Savijarvi, Hannu; Schreur, Ben Wichers; Sigg, Robert og The, Han (2002) *HIRLAM-5 Scientific Documentation*. <http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/summary?doi=10.1.1.6.3794> (30.03.2010).
- Uni Research (2009) *GUIDE TO THE CRAY XT4*. <http://www.bccs.uni.no/units/parallab/resources/hexagon>. (26.05.2010).
- Wallace, John M. og Hobbs, Peter V. (2006) *Atmospheric Science* (Academic Press), andre utgave.