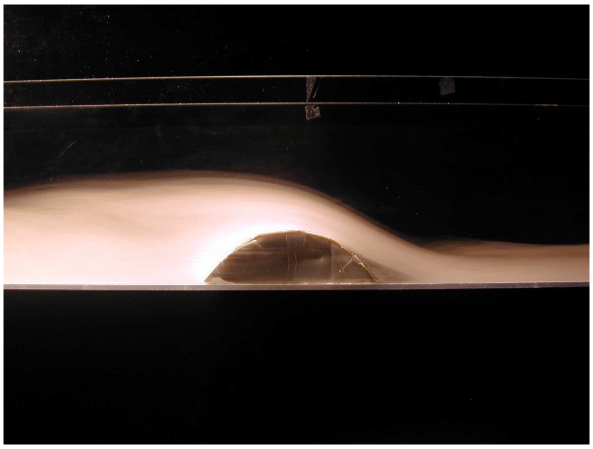
Numeriske simuleringer av strøm over mesoskala fjell med den ikke-hydrostatiske modellen MEMO

Hovedfagsoppgave i meteorologi



Line Wittrup

Bergen, desember 2005

Geofysisk Institutt

Universitet i Bergen

Norge

Denne oppgaven er skrevet i $\LaTeX 2\varepsilon$, reportstyle,

12 punkts tekst og tosidig format.

Arbeidet er avsluttet 14. desember 2005.

Forord

Jeg vil rette en stor takk til professor Sigbjørn Grønås som overtok som veileder etter Elmer Rausteins bortgang. Hans engasjement og oppmuntring har jeg satt uvurderlig pris på.

Takk også til ansatte og studenter ved Geofysisk Institutt, samt venner og familie. Det har vært en interessant og lærerik tid.

Line.

Innhold

1 Innledning **1**

2 Teori **5**

2.1 Todimensjonale indre oppdriftsbølger 5

2.2 Sterk levind 11

2.2.1 Hydraulisk hopp 11

2.2.2 Delvis refleksjon av bølger 13

2.2.3 Bølgebrytning og induksjon av et kritisk lag 14

2.3 3-D strøm over fjell ved stort Rossbytall 14

2.3.1 Dimensjonsløse parametre 14

2.3.2 Strømregimer 15

2.4 3-D strøm over fjell ved lite Rossbytall 19

2.5 3-D strøm over fjell ved Rossbytall ~ 1 21

3 Den numeriske ikke-hydrostatiske modellen MEMO **27**

3.1 Grunnligninger 28

3.2 Numerisk løsning av ligningssystemet 30

3.2.1 Turbulensparametrisering 31

3.2.2 Randverdier 33

3.3 Modellområde og startverdier 33

3.3.1 Temperatur- og vindprofil 35

3.3.2 Topografi 37

4 Resultat **39**

4.1 Kontrollkjøringer 43

4.1.1 Kjøring K1 (U = 15 m/s) 43

4.1.2 Kjøring K2 (U = 10 m/s). 47

4.1.3 Kjøring K3 (U = 5 m/s). 50

4.2 Sensitivitetseksperimenter med vind fra vest 53

4.2.1 Dyp inversjon, U = 15 m/s (E1) 53

4.2.2 Dyp inversjon, U = 10 m/s (E2) 59

4.2.3 Grunn inversjon, U = 15 m/s (E3) 59

4.2.4 Grunn inversjon, U = 5 m/s (E4) 64

4.3 Sensitivitetseksperimenter med andre vindretninger 64

4.3.1 Vind fra øst (E5) 64

4.3.2 Vind fra sørvest og nordvest (E6 og E7) 67

5 Oppsummering og diskusjon **75**

5.1 Numerisk modell og modelloppsett 75

5.2 Eksperimenter 76

5.3 Kontrolleksperimentene 77

5.4 Dyp inversjon 80

5.5 Grunn inversjon 81

5.6 Strøm fra nordvest og sørvest 81

Bibliografi **84**

Kapittel 1

Innledning

Topografi påvirker atmosfærisk strøm over jordens komplekse overflate, både på synoptisk skala, mesoskala og finskala. I hovedsak påvirker topografien på to måter: ved dynamisk styring av strøm over topografi, blant annet ved å generere bølger, og ved termiske effekter, som blant annet kan sette opp lokale sirkulasjoner. I denne oppgaven skal vi studere dynamisk styring av strøm over fjell på mesoskala, dvs. typiske fjellskalaer fra cirka ti til noen hundre km.

Grunnlaget for forståelsen av atmosfærisk bølgegenerering over mesoskala topografi ble lagt i Queney (1948) sine lineære analyser av strøm over en todimensjonal rygg, en såkalt Witch-of-Agnesi rygg (en klokke-formet funksjon beskrevet av den italienske matematikeren Maria Agnesi i 1748). Eliassen & Palm (1960) viste at gruppehastighet, momentum, energifluks og bølgedrag kunne forklare Queneys løsninger. Scorer (1949) utvidet senere teorien til også å gjelde for en grunnstrøm med vertikalskjær.

Det er gjort mange forenklinger i studier av strøm over fjell. Blant andre arbeidet Queney (1948); Smith (1979a) og Smith (1989) med lineær teori - der grunnligningene lineariseres ved hjelp av perturbasjonsmetoden - for å studere atmosfærisk strøm over enkle topografiformer. En slik fremgangsmåte gir analytiske løsninger av strømmen.

De refererte arbeidene til Smith - der han utvider lineær teori til tredimensjonale fjell - ble gjort for fjell med liten horisontalskala, $O(1)km$. For slike fjell er det senere gjort mange arbeider om atmosfærisk strøm, særlig over fjellrygger, (se Baines (1995)).

Av grunnleggende arbeider vil vi nevne Lilly & Klemp (1979) og Durran (1990). Jordrotasjonens innvirkning på denne skalaen er neglisjerbar, og det finnes analytiske løsninger for ideell strøm over enkle fjell som bidrar til rimelig god forståelse av strømmen. Det oppstår problemer når fjellhøyden blir så stor at lineær teori ikke lenger gjelder. Det finnes også andre tilfeller der ikke-lineære effekter er store, blant annet tilfeller som gir svært sterk levind. I slike tilfeller brukes numeriske prognosemodeller for atmosfæren for å simulere strøm over fjell, spesielt idealiserte tredimensjonale fjell (Smolarkiewicz & Rotunno (1989; 1990) og Smith & Grønås (1993)). For slike fjell finner en ulike strømregimer når fjellhøyden øker utover de høyder der lineær teori gjelder (Smith (1989)). Overgangene til ulike regimer assosieres med stagnasjonspunkter i strømmen; enten oppstrøms eller i høyden i le av fjellet.

Arbeider som omhandler fjell med stor horisontalskala - nærmere $O(1000)km$ - er blitt studert ut fra kvasigeostrofisk teori av blant andre Smith (1979a) og Pierrehumbert (1986). På denne skalaen er jordrotasjonen dominerende, og vinden er nær geostrofisk. Også på denne skalaen har en funnet analytiske løsninger og vår forståelse av slik strøm er god.

For mesoskala fjell med lengdeskala fra $O(10)km - O(100)km$ er jordrotasjonen ikke dominant, men den kan heller ikke sees bort fra. Teoretiske arbeider om strøm over fjell på denne skalaen er gjort av blant andre Queney (1948); Smith (1979a); Smith (1979b); Smith (1982); Pierrehumbert & Wyman (1985); Smolarkiewicz & Rotunno (1989; 1990); Thorsteinsson & Sigurdsson (1996); Ólafsson & Bougeault (1997); Ólafsson (2000). Eventuelle analytiske løsninger på denne skalaen er ofte svært ufullstendige og hindrer dermed full forståelse av strømmens dynamiske struktur. Numeriske eksperimenter og tilnærmede løsninger har imidlertid gjort det mulig å oppnå bedre forståelse for fysikken i strøm over slike fjell. Men fysisk forståelse for strøm over mesoskala fjell er fortsatt en utfordring, spesielt når det gjelder rotasjonens betydning for overgang i strømregimer og betydningen av inversjoner (Grønås, personlig informasjon).

I de siste årene har dette resultert i omfattende kampanjer for å fremskaffe detaljerte målinger i fjellterreng over kortere perioder. I tillegg er det gjort numeriske simuleringer med høy oppløsning i de samme værsituasjonene. De viktigste kampanjene er utført for følgende mesoskala fjell: Hawaii (HAWEI), Pyreneene (PYREX) og Sør-Europa (MAP; 2000-2004). Lignende studier for Sør-Norge, basert på idealiserte numeriske simuleringer over realistiske fjell, er gjort av Barstad & Grønås (2005; 2006).

De fleste studier basert på numeriske simuleringer av idealisert strøm over mesoskala fjell er utført med svært enkel strøm oppstrøms. Som regel har både temperatursjiktningen og vinden vært konstant med høyden. I denne oppgaven vil vi studere idealisert strøm over et konstruert fjell på mesoskala. Vi vil fokusere på overganger i strømregimer som funksjon av oppstrøms vindhastighet, vindretning og statisk stabilitet. Spesielt vil vi studere betydningen av Corioliskraften og inversjoner.

Først utføres det kontrolleksperimenter med konstant sjiktning for ulike konstante vindhastigheter. Deretter gjentas eksperimentene med inversjoner. På den måten kan en estimere hva inversjonene betyr for strøm over fjell. To typer inversjoner er valgt: en som karakteriseres som en dyp inversjon og en som karakteriseres som en grunn inversjon. Begge former opptrer ofte i naturen, ikke minst i typisk vinterklima. Fjellet som er valgt er langstrakt, 300 km langt og buet. Typisk høyde på fjellet er 1200 m. I noen grad kan fjellet assosieres med Sør-Norge eller Alpene. Siden oppstrøms vindretning nødvendigvis må ha stor betydning for strøm over et slikt fjell, er det gjort eksperimenter med storstilt vind fra ulike retninger. Alle eksperimentene er utført med friksjon ved overflaten, mens diabatiske effekter er utelatt.

Resultatene diskuteres i forhold til teori om strøm over mesoskala fjell. En oversikt over denne teorien er gitt i kapittel 2. Simuleringene er gjort med den ikke-hydrostatiske mesoskala modellen MEMO. Den numeriske modellen er beskrevet i kapittel 3. Her forklares også hvordan simuleringene er gjort og hvilke startverdier som danner grunnlaget for kjøringene. Resultater fra modellkjøringene vises i kapittel 4. De fleste eksperimentene er kjørt tolv timer frem, da løsningene kan sies å ha innstilt seg i forhold til underlaget. I eksperimenter med lavest oppstrøms vindhastighet er simuleringsperioden tjuefire timer. Oppsummering og diskusjon er gitt i kapittel 5.

Kapittel 2

Teori

I dette kapittelet diskuteres noen av hovedpunktene i teorien for strøm over fjell med vekt på strøm over fjell på mesoskala. Først presenteres teori for strøm over todimensjonale fjell med store Rossbytall, en uendelig lang rygg, avsnitt 2.1. Sterk levind diskuteres i avsnitt 2.2. Deretter presenteres teori for strøm over tredimensjonale fjell, først ved stort Rossbytall, avsnitt 2.3, og så ved lite Rossbytall, avsnitt 2.4. Til slutt presenteres teori for strøm over mesoskala fjell, ved Rossbytall $R_0 \sim 1$, avsnitt 2.5.

2.1 Todimensjonale indre oppdriftsbølger

Fjellbølger er et system av stående oppdriftsbølger og eventuelt treghets-oppdriftsbølger over et fjell som under visse betingelser oppstår i en stabilt sjiktet luftstrøm over et fjell. Bølgene kan noen ganger observeres ut fra karakteristiske skytyper som altocumulus lenticularis (linseskyer) eller registreres som sterke levinder. Fjellbølger har betydning for vertikal energitransport i atmosfæren og kan gi klarluftsturbulens og effekter på storstilt sirkulasjon både i troposfæren og stratosfæren (Holton (2005)).

Som nevnt ble grunnlaget for studier av strøm over mesoskala fjell lagt av Queney (1948); Scorer (1949) og Smith (1979*a*), som studerte strøm over fjell ut fra lineariserte bevegelsesligninger. Teorien tar ikke hensyn til friksjon, jordrotasjon eller diabatisk varmeutveksling.

Utgangspunktet for slike studier av fjellbølger er Boussinesq-ligningene for todimensjonal bevegelse, Holton (2005) og Durran (1990):

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + w\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{\bar\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = 0 \tag{2.1}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u\frac{\partial w}{\partial x} + w\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{\bar\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + (1 + \frac{\rho\prime}{\bar\rho})g = 0 \tag{2.2}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{2.3}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u\frac{\partial \theta}{\partial x} + w\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 \tag{2.4}$$

Her er u, v og w vindkomponenter i x-, y-, og z-retning, hvor z-retningen er vertikal. θ er potensiell temperatur, p er trykk og ρ er tetthet. Tettheten er en sum av en konstant tetthet $\bar\rho$ og et avvik $\rho\prime(x,z)$. I trykk-kraften er tettheten $\rho = \bar\rho$ konstant, mens avviket $\rho\prime$ kommer med i et ledd som virker til oppdrift.

Relasjonen mellom potensiell temperatur θ, trykk p og tetthet ρ er gitt ved Poisson-ligningen:

$$\theta = \frac{p}{\rho R}\left[\frac{p_0}{p}\right]^{\frac{R}{c_p}} \tag{2.5}$$

Ligningene (2.1)-(2.5) lineariseres ved å bruke perturbasjonsmetoden. Her deles bevegelsen i en enkel grunnstrøm og et avvik fra grunnstrømmen:

$$u = \bar U(z) + u\prime(x,z) \tag{2.6}$$

$$w = w\prime(x,z) \tag{2.7}$$

$$p = \bar p(z) + p\prime(x,z) \tag{2.8}$$

$$\rho = \bar\rho + \rho\prime(x,z) \tag{2.9}$$

$$\theta = \bar\theta(z) + \theta\prime(x,z) \tag{2.10}$$

Det er forutsatt at horisontal grunnstrømshastighet $\bar U$ kan variere med høyden. Bakgrunnstrykkfeltet må tilfredsstille den hydrostatiske balansen:

$$\frac{d\bar{p}}{dz} = -\bar{\rho} g \tag{2.11}$$

og temperaturfeltet må tilfredstille Poisson-ligningen (2.5). Linearisert versjon av ligning (2.5) blir da som følger (se Holton (2005)):

$$\frac{\rho\prime}{\bar{\rho}} \approx -\frac{\theta\prime}{\bar{\theta}} \tag{2.12}$$

der det er forutsatt at ved oppdriftsbevegelser er tetthetsfluktuasjoner grunnet trykkendringer små sammenlignet med fluktuasjoner grunnet temperaturendringer. De lineariserte ligningene blir ved forutsetning av stasjonær strøm gitt ved:

$$\bar{U}\frac{\partial u\prime}{\partial x} + w\prime\frac{d\bar{U}}{dz} + \frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial p\prime}{\partial x} = 0 \tag{2.13}$$

$$\bar{U}\frac{\partial w\prime}{\partial x} + \frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial p\prime}{\partial z} - \frac{\theta\prime}{\bar{\theta}}g = 0 \tag{2.14}$$

$$\frac{\partial u\prime}{\partial x} + \frac{\partial w\prime}{\partial z} = 0 \tag{2.15}$$

$$\bar{U}\frac{\partial \theta\prime}{\partial x} + w\prime\frac{d\bar{\theta}}{dz} = 0 \tag{2.16}$$

Eliminasjon av de ukjente $u\prime$, $p\prime$ og $\theta\prime$ gir følgende ligning for $w\prime$:

$$\frac{\partial^2 w\prime}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w\prime}{\partial z^2} + \ell^2 w\prime = 0 \tag{2.17}$$

der

$$\ell^2 = \frac{N^2}{\bar{U}^2} - \bar{U}^{-1}\frac{d^2\bar{U}}{dz^2} \tag{2.18}$$

er kvadratet av Scorer-parameteren som har dimensjon av et bølgetall, og uttrykker en egenskap ved strømmen. N er Brunt-Väisälä-frekvensen i bakgrunnsfeltet og uttrykkes som:

$$N^2 = \frac{g}{\bar{\theta}}\frac{d\bar{\theta}}{dz} \tag{2.19}$$

der g er tyngdeakselerasjonen.

Dersom N^2 er negativ, er det instabile forhold for vertikalperturbasjoner. N forutsettes derfor positiv. I en normal atmosfære er N $\sim 10^{-2}s^{-1}$. N kalles også oppdriftsfrekvensen og angir en frekvens for en stående svingning ved vertikale perturbasjoner samtidig som den uttrykker vertikalstabiliteten.

Ligningen for $w\prime$, ligning 2.17, har harmonisk bølgeløsning på formen:

$$w\prime = Re[\hat{w}exp(i\phi)] \tag{2.20}$$

der $\hat{w} = w_r + iw_i$ er en kompleks amplitude med reell del w_r og imaginær del w_i og $\phi = kx + mz - \nu t$ er fasevinkelen som også kan være kompleks. ν er bølgefrekvensen og k og m er henholdsvis horisontalt og vertikalt bølgetall. Det horisontale bølgetallet k må være et reelt tall for å få rene sinus- og cosinusløsninger i x-retning, slik tilfellet er ved strøm over sinus- og cosinusformede fjell med bølgetall k. Det vertikale bølgetallet m kan være komplekst. Løsning 2.20, (med $\nu = 0$), innsatt i ligning 2.17, gir dispersjonsrelasjonen:

$$m^2 = \ell^2 - k^2 \tag{2.21}$$

der m blir kompleks når $\ell^2 < k^2$.

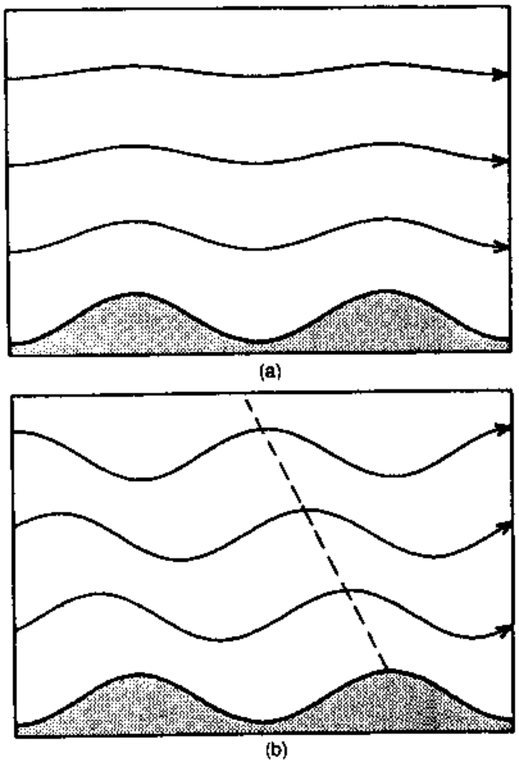
Løsningen for et sinusformet fjell med bølgetall k blir da:

$$w\prime = \hat{w}exp(-m_i z)exp(ikx) \tag{2.22}$$

Dette er en løsning som vokser eller avtar eksponentielt med høyden, der en utelukker det første alternativet som ufysisk. Fasen er uavhengig av z. Er imidlertid $\ell^2 > k^2$ blir m reell og vi får løsningen:

$$w\prime = \hat{w}exp[i(kx + mz)] \tag{2.23}$$

som skildrer indre oppdriftsbølger med vertikalprogresjon for strøm over sinusformet fjell. Amplituden er konstant med høyden dersom U og N er konstant. De to løsningene er i dette tilfellet illustrert i figur 2.1.



Figur 2.1: *Figur 2.1 a) viser strømlinjer som dannes over sinusformet topografi (ligning 2.22) når topografiens bølgetall er større enn Scorer-parameteren, $\ell^2 < k^2$. Forstyrrelsen avtar eksponentielt med høyden. Figur 2.1 b) viser strømlinjene som dannes (ligning 2.23) når bølgetallet er mindre enn Scorer-parameteren, $\ell^2 > k^2$. Bølgene forplantes vertikalt og faselinjene skrår oppstrøms. Figuren er hentet fra Durran (1990).*

Eliassen & Palm (1960) analyserte vertikale energi- og momentumflukser i stasjonære oppdriftsbølger og fant at i det todimensjonale tilfellet uten brytning, vil momentumfluksen være konstant med høyden dersom $U \neq 0$. Energifluksen vil imidlertid variere noe med høyden da det finner sted en kontinuerlig overføring av energi mellom bølger og grunnstrømmen. De fant også at energifluksen og momentumfluksen har motsatt fortegn i et lag der $U > 0$.

Ved strøm over fjell genereres oppdriftsbølgene av fjellet og energifluksen er derfor rettet oppover i atmosfæren. (Ligning 2.17 har et øvre grensevilkår, et såkalt "radiation condition", som krever at alle bølger i et vilkårlig nivå transporterer energi bort fra fjellet, se Durran (1990)). Gruppehastigheten og følgelig også energifluksen er rettet langs linjer med konstant fase, (se figur 2.1), og dette fører til restriksjoner på fortegnet til m i ligning 2.23. Hvis $m > 0$ får en løsninger der faselinjene skrår oppstrøms, noe som medfører oppoverrettet energifluks og nedoverrettet momentumfluks. Smith (1979*b*) gir en rekke argumenter for dette valget av m.

En isolert fjellrygg kan beskrives som en Fourierrekke. Den lineære teorien kan da anvendes på hver komponent i rekken. Når typisk horisontalskala på isolerte fjell blir tilstrekkelig stor (noen få titalls kilometer), kan bølgene beskrives med en hydrostatisk tilnærming. Slike bølger transporterer bølgeenergien vertikalt (se Holton (2005)). I slike tilfeller er $m^2 = \frac{N^2}{U^2}$. Vanligvis når bølgene store høyder og bryter i stratosfæren der tettheten er tilstrekkelig lav (Holton (2005)).

I tilfeller der Scorerparameteren varierer med høyden, kan en få situasjoner der oppdriftsbølger bare kan eksistere i deler av atmosfæren. Når Scorerparameteren avtar mye med høyden som følge av økende vind og avtakende oppdriftsfrekvens (det andre leddet i ligning 2.18 er vanligvis lite), kan atmosfæren i lagene like over fjellet kunne opprettholde oppdriftsbølger, mens det høyere oppe ikke kan eksistere bølger. I slike tilfeller reflekteres bølgene, og en får fangede lebølger (se f.eks Holton (2005)). Dersom U blir null i et lag, har vi et kritisk lag som absorberer og reflekterer bølgeenergien. Teori om dette finner en for eksempel i lærebok av Lindzen (1990).

2.2 Sterk levind

Det er selvsagt begrensninger i den lineære teorien. For eksempel observeres det ofte sterke vinder på fjellets leside som ikke kan forklares med de lineære ligningene. Det er hovedsakelig tre ulike teorier som kan forklare vindøkningen. Den ene bruker barotrop bevegelse i to lag med forskjellig tetthet som kan sammenlignes med vannets strømning over et hinder i en elv. En får da gjerne sterk strøm etterfulgt av et hydraulisk hopp på lesiden av hinderet. Andre teorier omhandler refleksjon og superposisjon av bølger som årsak til vindøkningen.

2.2.1 Hydraulisk hopp

Teorien omhandler likheten mellom hydrauliske hopp i væsker og sterk levind (Long (1953) og Holton (2005)). Utgangspunktet er dynamikken til en barotrop væske som strømmer over en hindring. Det forutsettes først at strømmen er inkompressibel og avgrenset med en fri overflate.

De endimensjonale ligningene for grunt vann ved stasjonær strøm er gitt ved bevegelsesligningen og kontinuitetsligningen som følger:

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + g\frac{\partial H}{\partial x} + g\frac{\partial h}{\partial x} = 0 \tag{2.24}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(uH) = 0 \tag{2.25}$$

Her er x-retning vinkelrett på fjellryggen, H er tykkelsen på strømmen og h er hindringens høyde. Det første leddet er et ikke-lineært adveksjonsledd. Det andre leddet representerer trykkreftene som dannes ved endringer i strømmens tykkelse. Det tredje leddet representerer gravitasjonskraftens komponent parallelt med hinderet. Ligning 2.25 substitueres inn i ligning 2.24:

$$(1 - Fr^{-2})\frac{\partial (H+h)}{\partial x} = \frac{\partial h}{\partial x} \tag{2.26}$$

der Froudetallet, Fr, er gitt ved:

$$Fr^2 = \frac{u^2}{c^2} \tag{2.27}$$

Froudetallet er forholdet mellom strømmens hastighet og fasehastigheten til tyngdebølgene for grunt vann, $c = \pm\sqrt{gH}$.

Ligning 2.26 viser at H, høyden av den frie overflaten, enten vil stige eller synke når strømmen møter topografi som stiger, $\frac{\partial h}{\partial x} > 0$. Fortegnet avhenger av verdien til Fr.

Hvis Fr > 1, er strømmen superkritisk. Ligning 2.26 viser da at den frie overflaten stiger opp over fjellet. Ligning 2.25 viser da fartsreduksjon.

Hvis Fr < 1, er strømmen subkritisk. Ligning 2.26 viser da at den frie overflaten synker, mens ligning 2.25 viser en fartsøkning i strømmen over fjellet med maksimal hastighet på toppen av hinderet.

Integrasjon av ligning 2.24 gir:

$$\frac{u^2}{2} + g(h + H) = C \tag{2.28}$$

Ligningen viser at summen av kinetisk energi og potensiell energi er konstant, C.

Ved superkritisk strøm, Fr > 1, omdannes kinetisk energi til potensiell energi når strømmen retarderes og den frie overflaten heves. På lesiden, der $\frac{\partial h}{\partial x} < 0$, akselereres strømmen og den frie overflaten synker til opprinnelig nivå; potensiell energi omdannes til kinetisk energi.

Ved subkritisk strøm, Fr < 1, omdannes potensiell energi til kinetisk energi ved strøm oppover fjellet. På lesiden går kinetisk energi over til potensiell energi igjen når strømmen har nådd sin opprinnelige tilstand. Denne forskjellen kan forklares ved hjelp av ligning 2.24. Adveksjonsleddet dominerer over trykkleddet ved superkritisk strøm, og luftmassene akselereres i samme retning som gravitasjonskraften virker.
Trykkleddet dominerer over adveksjonsleddet ved subkritisk strøm, og dette gir fartsøkning i strømmen i motsatt retning av gravitasjonskraftens komponent.

Disse tilfellene, som relaterer strømmen til Fr i bakgrunnstrømmen ved linearisering av ligningene, gir imidlertid ikke sterk levind. I det ikke-lineære tilfellet fører subkritisk strøm oppstrøms til en fartsøkning og senkning av den frie overflaten til en reduksjon i det lokale Froudetallet (ligning 2.27). Tilfellet der Fr = 1 over toppen av hindringen gir da i følge Long (1954) tilfeller med sterk levind. Strømregimet kan da gå over fra subkritisk til superkritisk strøm. Strømmen har da fortsatt akselerasjon på lesiden der potensiell energi omdannes til kinetisk energi. Dette gir akselerasjon hele veien over fjellet og kraftige vinder i le. I det strømmen skal gå tilbake til initialtilstanden oppstrøms, oppstår det et hydraulisk hopp, (se Long (1954) og Smith (1989) for videre innføring).

Om en ikke har fri overflate, men to lag med konstant tetthet, ρ_1 nederst og ρ_2 øverst,($\rho_1 > \rho_2$), endres bølgehastigheten til $c = \pm\sqrt{gH\frac{\Delta\rho}{\rho_1}}$. Her er $\Delta\rho$ forskjellen i tetthet mellom de to lagene og ρ_1 er tettheten i det nederste laget. Denne ligningen kan en uttrykke med potensiell temperatur som følger: $c = \pm\sqrt{gH\frac{\Delta\theta}{\theta_1}}$. Her er $\Delta\theta$ forskjellen i potensiell temperatur mellom de to lagene (som kan oppfattes som en inversjon). θ_1 er gjennomsnittlig potensiell temperatur i det nederste laget. På denne måten kan teorien anvendes i atmosfæren når en har inversjoner som når over fjelltoppene.

2.2.2 Delvis refleksjon av bølger

Longs hydrauliske teori forutsetter idealiserte forhold oppstrøms. Dersom disse forholdene avviker noe fra det ideelle, vil dette kunne føre til store endringer i hoppet eller også fjerne det helt, Lilly & Klemp (1975). I tillegg er teorien basert på en lineær singularitet som forsvinner dersom laget over tetthetsdiskontinuiteten er kontinuerlig lagdelt og har en øvre grenseflatebetingelse som leder bølgeenergien ut av øvre randflate. Lilly & Klemp (1975) så derfor på hydrostatiske bølger med liten amplitude der atmosfæren har konstant stabilitet- og vindskjær i hvert lag. Delvis refleksjon av bølger som brer seg oppover i de ulike grenseflatene (med stabilitetsvariasjoner), kan gi en optimal bølgeresonans som gir sterk levind.

2.2.3 Bølgebrytning og induksjon av et kritisk lag

Tilfeller som også resulterer i sterk levind finnes dersom bølgene bryter, Clark & Peltier (1977; 1984). Det dannes da et bølgeindusert kritisk lag. Kritiske lag og store amplituder får en gjerne der vinden i lave nivå er østlig, siden den storstilte temperaturgradienten nord-sør vanligvis genererer vestlig vind i høyden Smith (1989). Dette laget virker som en grenseflate og bølge-energien absorberes og reflekteres. Refleksjonen skildres med lineær teori. Dersom det kritiske laget er i passende nivå i forhold til bakken, resulterer det i konstruktiv interferens mellom bølger oppover og nedover. Dette gir en resonant bølge som forsterkes lineært med tiden. Til slutt vil det produseres svært sterk vind ved bakken.

2.3 3-D strøm over fjell ved stort Rossbytall

Teorien over omhandler kun todimensjonale fjell. Her følger en innføring i teori om strøm over tredimensjonale fjell (3-D fjell). Forutsetter en at diabatiske effekter og friksjon er utelukket, og et fjell med en enkel form som kan beskrives ved fjellhøyde h, en lengdeskala langs og en lengdeskala på tvers av fjellet, kan tredimensjonal strøm over fjell skildres ved hjelp av følgende parametre: effektiv fjellhøyde $\hat{h}$, Rossbytallet R_0 og fjellets aspektforhold R. Aspektforholdet er forholdet mellom en horisontalskala på langs og tvers av fjellet. For et aspektforhold ulikt én, defineres det ofte to Rossbytall. Teori omkring dette finner en i Smith (1979*a*); Smith (1979*b*); Smith (1982); Smith (1989), Smith & Grønås (1993), Thorsteinsson & Sigurdsson (1996), *Ó*lafsson & Bougeault (1997).

2.3.1 Dimensjonsløse parametre

Smith (1989) studerte en enkel friksjonsfri idealisert strøm over et enkelt (isolert), konisk sirkulært fjell på så liten skala at effekten av jordrotasjonen kan neglisjeres. Strømmen var karakterisert av en konstant vindhastighet U og en konstant oppstrømsfrekvens N. Han viste da, basert på Boussinesq-ligningene, at strømmen bestemmes av den dimensjonsløse fjellhøyden alene. Når fjellets høyde er h, er den dimensjonsløse fjellhøyden $\hat{h}$ definert ved

$$\hat{h} \equiv \frac{Nh}{U} \tag{2.29}$$

Vi ser at høyden $\hat{h}$ øker når oppstrøms hastighet U avtar, når vertikalstabiliteten gitt ved oppdriftsfrekvensen N øker og når fjellhøyden øker. Noen ganger defineres et Froudetall som den inverse av den dimensjonsløse fjellhøyden. Av og til bruker vi uttrykket effektiv fjellhøyde for $\hat{h}$.

Rossbytallet uttrykker hvor stor innflytelse jordrotasjonen har på perturbasjonene som settes opp ved strøm over fjell. Det defineres som følger

$$R_0 \equiv \frac{U}{fL} \tag{2.30}$$

Her er f Coriolisparameteren og L er fjellets lengdeskala (som regel halve bredden på fjellet).

I strøm over mesoskala fjell med L $\sim$ 100 km og U $\sim$ 10 m/s er $R_0 \sim 1$. Dette betyr at rotasjonen har en signifikant innvirkning på perturbasjonene. Strømmen påvirkes av Corioliskraften, men ageostrofiske vindkomponenter kan være betydelige.

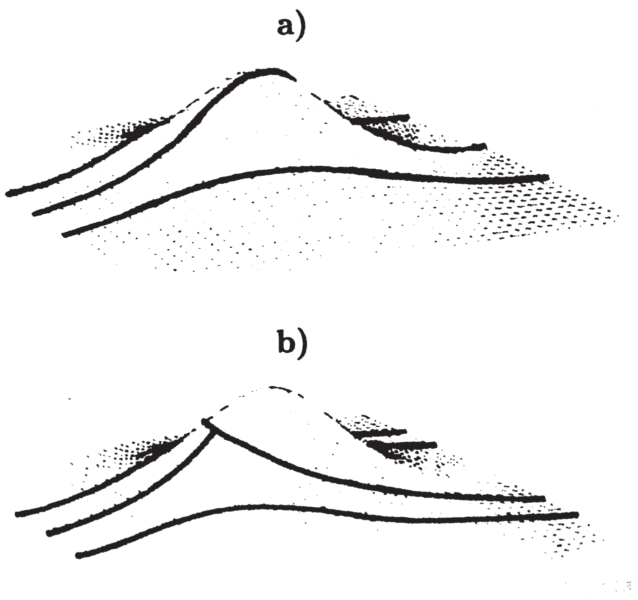
Den tredje parameteren nevnt over var aspektforholdet R, kvotienten mellom lengde- og breddeskala på fjellet

$$R \equiv \frac{L_y}{L_x} \tag{2.31}$$

der L_x og L_y er fjellets halvverdibredde i retning henholdsvis parallelt med og vinkelrett på strømmen.

2.3.2 Strømregimer

Smith (1989) fant tre ulike strømregimer for barotrop, hydrostatisk, rotasjons- og friksjonsfri strøm over enkel 3-D topografi (sirkulære fjell).

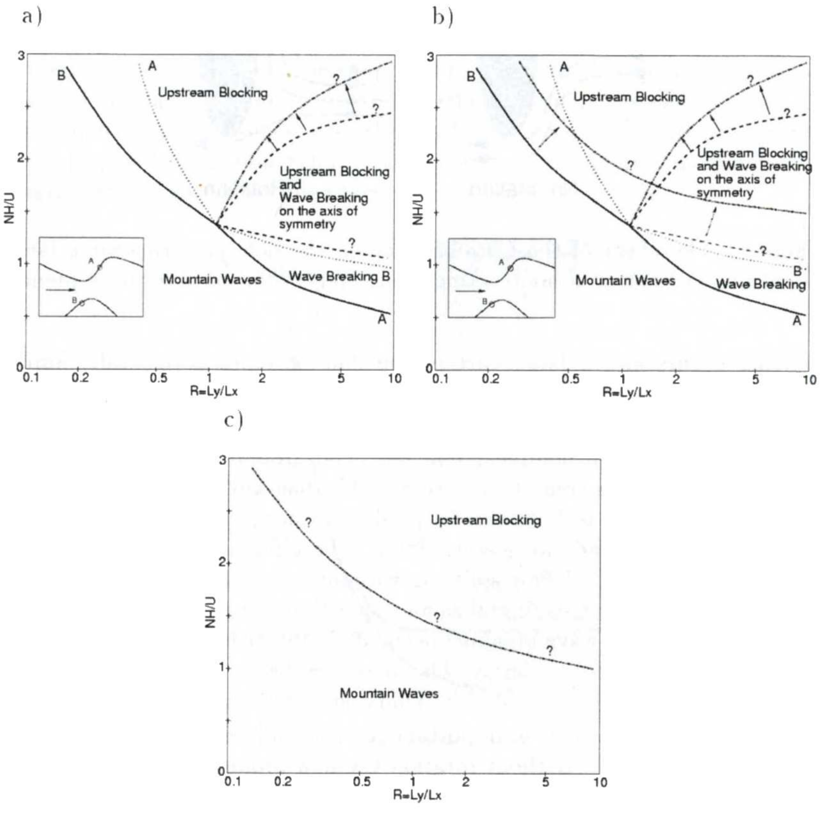


Figur 2.2: *Strømningsmønster for barotrop strøm over et sirkulært fjell. I a) går partiklene over midtlinjen. I b) stagnerer strømmen oppstrøms med påfølgende strømsplittelse. Figuren er hentet fra Smith (1989).*

- For fjell med liten effektiv høyde, $\hat{h} < 1$, vil luftpartikler som kommer inn mot midten av fjellet bli løftet over fjellet, og det dannes fjellbølger. Luftpartikler på siden av fjellet blir bare i liten grad styrt rundt fjellet. Dette er illustrert i figur 2.2 a).

- For fjell med stor effektiv høyde, $\hat{h} \gg 1$, stagnerer strømmen på vei opp fjellet (blokkeres). En følge av dette er en splitting av strømmen slik at strømmen går rundt fjellet. Dette er illustrert i figur 2.2 b). Smolarkiewicz & Rotunno (1989; 1990) studerte strømregimer med numeriske simuleringer. Bak fjellet dannes det virvler når $\hat{h} \gg 1$.

- For friksjonsløs strøm finner Smith et tredje regime for $\hat{h} \gtrapprox 1$, (cirka én eller litt større). Da dannes det et stagnasjonspunkt i høyden over fjellet på lesiden (vertikale strømlinjer som tegn på bølgebrytning). For dannelse av stagnasjonspunkt over et sirkulært Gaussisk fjell i numeriske simuleringer der ikke-lineære effekter inngår, er den kritiske verdien $\hat{h}_{krit} = 1.6 \pm 0.1$, Smith & Grønås (1993). Strømmen deles i bølgebrytningsområdet og det nederste laget kan skildres ved hydraulisk teori, se avsnitt 2.2.1.



Figur 2.3: *Regimediagrammer for enkel strøm over fjell som funksjon av den dimensjonsløse fjellhøyden $\hat{h}$ og fjellets aspektforhold, R. a) uten rotasjon, b) som i figur 2.3 a) men med en ny kurve for B som viser grensen for oppstrøms blokkering for Rossbytall $R_0 = 2.5$. c) ved rotasjon og overflatefriksjon når $R_0 = 2.5$. De heltrukne kurvene A og B i a) viser hvor lineær teori estimerer bølgebrytning (kurve A) og strømsplittelse (kurve B) når $\hat{h}$ øker. Den prikkede delen av kurve A og B kan være ufysisk, da lineær teori kan bli ugyldig ved dannelse av stagnasjonspunkt. De stiplede linjene viser andre mulige grenser. Hentet fra Ólafsson (2000).*

Figur 2.3 a) viser regimediagram for hydrostatisk strøm over fjell basert på Smiths lineære teori, Smith (1989). Figuren viser hvordan de tre regimene fordeler seg som funksjon av $\hat{h}$ (y-akse) og aspektforholdet R (x-akse). Siden lineær teori bare er gyldig ved lave fjell, er det satt på spørsmålstegn der teorien kan være misvisende.

Hvis effektiv fjellhøyde $\hat{h} \ll 1$, går strømmen over fjellet for alle aspektforhold for fjellet, dvs. for både smale fjell (lite aspektforhold) og rygger (stort aspektforhold). Dette resulterer i vertikal forplantning av fjellbølger. Når $\hat{h}$ øker, har fjellets form (aspektforhold) betydning for om det blir stagnasjon i punkt A (i høyden) eller punkt B (oppstrøms), (se illustrasjon i figur 2.3). Ved et stort aspektforhold, $R \gg 1$ og dermed en strøm mot en lang rygg, får en stagnasjon ved forholdsvis lave fjell. Stagnasjonspunkt i høyden blir dannet først, dvs. bølgebrytning. Når $\hat{h}$ øker videre, kan det også dannes stagnasjon oppstrøms (se kurve B), dvs. strømmen splittes. Tendensen til stagnasjon i høyden er altså sterkere enn stagnasjon oppstrøms når det gjelder strøm vinkelrett mot lange fjell ($R \gg 1$). For sirkulære fjell kommer de to stagnasjonspunktene omtrent for samme høyde.

Er aspektforholdet mindre, R < 1, og fjellet altså smalere langs vinden, må effektiv fjellhøyde $\hat{h}$ være forholdsvis stor for å få en overgang i strømregimet fra det som karakteriseres ved fjellbølger. Tilstrekkelig høye fjell kan imidlertid gi stagnasjonspunkt oppstrøms av fjellet, dvs. strømmen splittes og går rundt fjellet på begge sider. (Se figur 2.3, kurve B).

De to kurvene A og B gir overgangene til regimene for henholdsvis bølgebrytning og splitting av strømmen. Den prikkede forlengelsen av kurve A og B kan være ufysisk.

Ólafsson (2000) viste at innføring av friksjon ved jordoverflaten hindrer stagnasjon i høyden. På den måten fant han bare to regimer når friksjon er med. Det samme gjorde Barstad og Grønås for lignende strøm over Sør-Norge, (Barstad & Grønås 2005; 2006).

Strømmen over fjell som i figur 2.2, gir symmetrisk strøm i forhold til midtlinjen over fjellet. Det dannes trykkpertubasjoner som er positive der luften stiger opp og avkjøles, og negative der luften synker ned og oppvarmes. Maksimalt trykkutslag finner en der vertikalbevegelsen har størst tallverdi, dvs. der fjellet er brattest i forhold til vindretningen.

2.4 3-D strøm over fjell ved lite Rossbytall

For svært store fjellskalaer kan strømmen skildres med kvasigeostrofisk teori, dvs. hvis $R_0 \ll 1$.

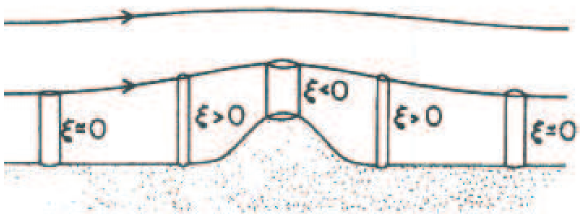
Smith (1979a) studerte kvasigeostrofisk strøm over et isolert fjell på et f-plan ($\beta = \frac{df}{dy} = 0$). Han antok at fjellets overflate $z = h(x, y)$ følger langs en θ-flate. Han betraktet den orografiske påvirkningen på en luftsøyle mellom denne θ-flaten langs bakken og en θ-flate over fjellet. For en slik luftsøyle gjelder det at potensiell virvling i en adiabatisk, friksjonsfri strøm er bevart:

$$\frac{D}{Dt}[q] = 0 \tag{2.32}$$

der potensiell virvling er definert ved:

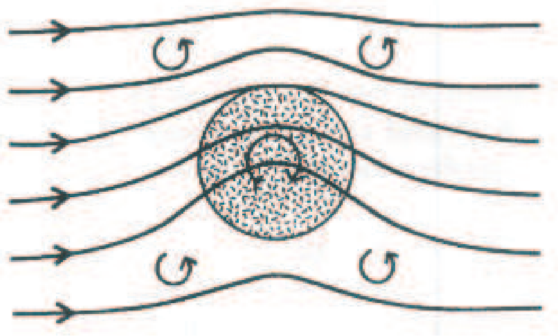
$$q \equiv \zeta - f\frac{\partial \eta}{\partial z} \tag{2.33}$$

Her er ζ relativ virvling og η er den vertikale forskyvingen til en θ-flate. Smith (1979a) utvidet denne PV-tenkningen videre for kvasigeostrofisk strøm. Resultatet av dette kan illustreres i figur 2.4 og 2.5.



Figur 2.4: *Virvlingsdynamikk i stabilt sjiktet, kvasigeostrofisk strøm over et isolert fjell. Differensiell vertikal forskyvning av isentroper (η) medfører produksjon av relativ virvling ζ da potensiell virvling er bevart, se ligning 2.32. Strømlinjene er isentroper, da strømmen er adiabatisk og friksjonsfri. Figuren er hentet fra Smith (1979a).*

I figurene antas det at luftsøylen har null potensiell virvling oppstrøms. I kvasigeostrofisk strøm over fjell dempes vertikalutslaget av θ-flatene med høyden på en slik måte at utslagene starter lengre oppstrøms enn ved bakken (figur 2.4). Når en luftsøyle nær bakken nærmer seg fjellet, strekkes den derfor vertikalt før den når fjellet ved at søylens øvre θ-flate heves. Over fjellet blir luftsøylen kortere, før den igjen strekkes nedstrøms av fjellet og returnerer til opprinnelig lengde. Kortere søyle over fjellet induserer antisyklonisk relativ virvling over fjellet. Svakere syklonisk virvling (strekking) får en både oppstrøms og nedstrøms av fjellet. Lengre nedstrøms av fjellet går virvlingen mot null, der bevegelsen er horisontal. Områdene med positiv og negativ relativ virvling blir bredere og svakere oppover i atmosfæren.



Figur 2.5: *Horisontalt strømlinjemønster i stabilt sjiktet, kvasigeostrofisk strøm over et isolert fjell, (se også figur 2.4). Strømmen gir antisyklonisk virvling over fjellet. Hastighetsperturbasjonene og trykkfeltet avtar med avstanden fra fjellet. Figuren er hentet fra Smith (1979a).*

Bevegelsen ved overflaten (figur 2.5) kan betraktes som en sum av en konstant grunnstrøm og et høytrykk over fjellet (ser bort fra områdene med syklonisk virvling). Til sammen gir dette en rygg i trykket over fjellet. Den nær geostrofiske strømmen følger høytrykksryggen og fører til at vinden forsterkes på nordsiden og svekkes på sørsiden av fjellet. Perturbasjonene i trykket og vinden minker med høyden over fjellet.

Indusert sirkulasjon over fjellet er som nevnt antisyklonisk og netto virvling over området er null, da virvelsammentrekningen over fjellet og virvelstrekkingen rundt fjellet kansellerer ut (Smith (1979*a*)).

2.5 3-D strøm over fjell ved Rossbytall ~ 1

Figur 2.6 viser strøm over en rygg, panel a) for svært store Rossbytall (ingen effekt av rotasjon), panel c) for svært små Rossbytall (kvasigeostrofisk strøm) og panel b) for Rossbytall $R_0 = 1$ (mesoskala fjell). Figuren viser typisk vertikalsnitt av strømlinjer (isentroper), en typisk isobar og en typisk strømlinje i horisontalplanet ved bakken.

I samsvar med det som er beskrevet tidligere i avsnitt 2.3, er strømmen ved svært store Rossbytall og lave fjellrygger preget av oppdriftsbølger som er hydrostatiske når skalaen ikke er for liten. Trykkperturbasjonene gir en rygg foran fjellet der oppstigningen er størst og tilsvarende et tråg på lesiden. Strømlinjene går rett på fjellet (figur 2.6 panel a)).

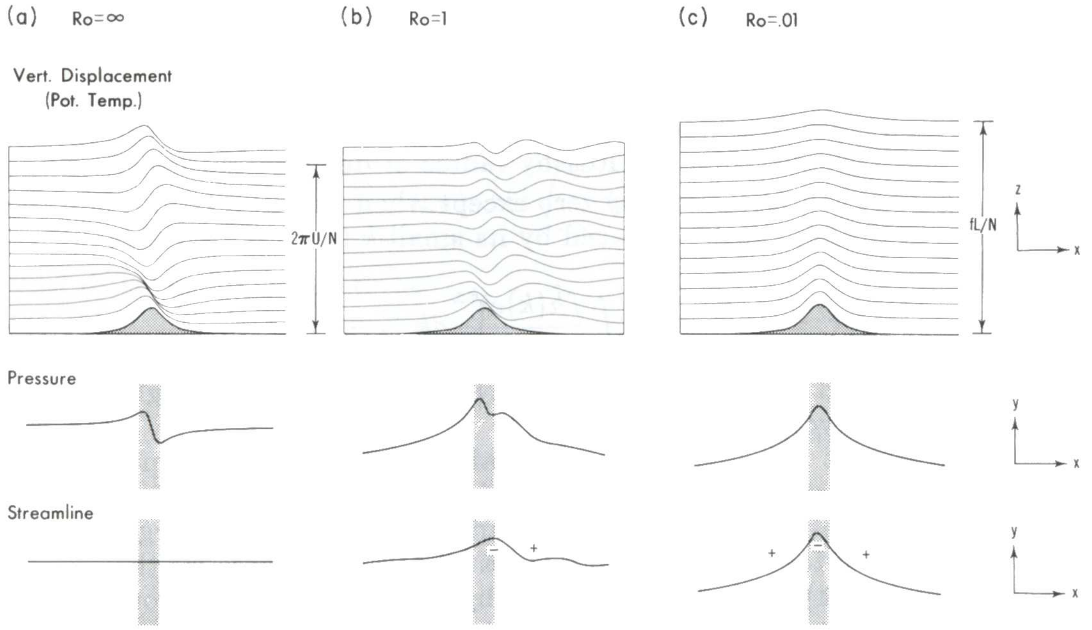
Ved svært små Rossbytall får vi, som tidligere forklart i avsnitt 2.4, en høytrykksrygg over fjellet. Siden vinden er nær geostrofisk, vil en typisk strømlinje følge høytrykksryggen (figur 2.6 panel c)).

For Rossbytall omkring én, blir strømmen noe mellom strøm ved svært små og svært store Rossbytall. Vi får oppdriftsbølger over fjellet, men også treghets-oppdriftsbølger (frekvens mellom N og Coriolisparameteren f, se Holton (2005)) nedstrøms fjellet (figur 2.6 panel b)). Trykkfordelingen gir både en svak rygg over fjellet og bidrag fra en rygg foran fjellet og et tråg i le av fjellet. En typisk strømlinje avbøyes til venstre foran fjellet, men ikke i samme grad som for små Rossbytall.

Det finnes lineær teori som kan ta for seg effekten av jordrotasjon for $Ro \sim 1$ både for fjellrygger og kompliserte todimensjonale fjell. Barstad & Grønås (2006) fant at en lineær modell (uten friksjon) har god gyldighet for den usymmetriske strømmen på losiden for strøm over Sør-Norge, men at gyldigheten var mindre nedstrøms.
Numeriske løsninger i ikke-lineære prognosemodeller synes nødvendige dersom en omfatter friksjon.

Queney (1948) var den første som fant lineære løsninger som i figur 2.6 b). Når Corioliskraften inkluderes, opplever strømmen som sagt en avbøyning mot venstre i lave nivå oppstrøms. Her er virvlingen syklonisk, mens den blir antisyklonisk over fjelltoppen. Queneys todimensjonale løsninger av de lineariserte ligningene er gyldige for

vilkårlige Rossbytall og danner fremdeles grunnlaget for teori over fjellrygger. Queney fant at ved minkende Rossbytall, fra $O(10)$ til $O(1)$, begynner tyngdebølgene å svinge også i horisontalplanet som treghets-oppdriftsbølger (slik som i figur 2.6 b)).
Tyngdebølgene opphører å eksistere når Rossbytallet går mot null og bølgefrekvensen går mot f. Queneys lineære løsning for fjell med halvverdibredde 100 km ga trykk-perturbasjoner med trekk fra både rotasjonsfri og kvasigeostrofisk teori. Det vil si at småskala trykkperturbasjoner er innfelt i et storskala høytrykk slik som i figur 2.6 b).



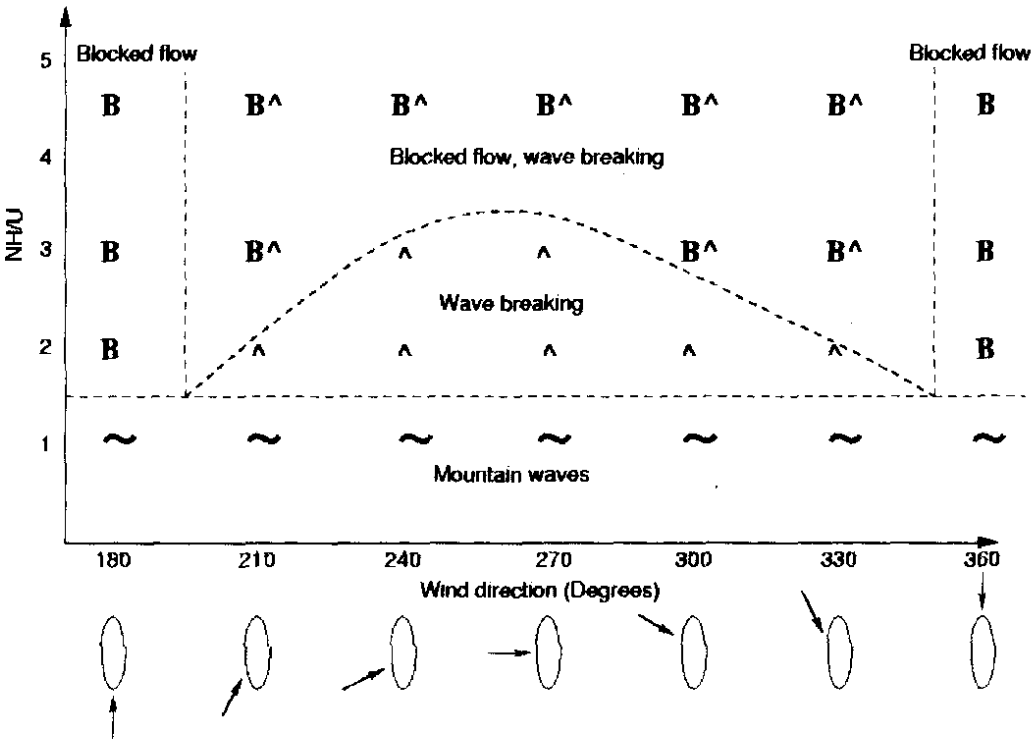
Figur 2.6: *Strøm over en rygg for Rossbytall a) $R_0 = \infty$, b) $R_0 = 1$ og c) $R_0 = 0.1$. Øverst vises vertikal forskyvning av strømlinjer (x-z-planet) gitt ved linjer for potensiell temperatur. I midten vises trykkperturbasjon (typisk isobar). Nederst vises banen til en luftpartikkel (strømlinje) nær overflaten når den krysser fjellryggen. Grå områder viser fjellets posisjon. Figuren er hentet fra Pierrehumbert (1986) (Figur 21.5 s. 508).*

Når Corioliskraften på perturbasjonene blir tilstrekkelig stor, Rossbytall ned mot 1, blir strømmen også usymmetrisk over et 3-D fjell. Dette medfører høyere vindhastigheter på venstre side av fjellet enn på høyre side. Dette kan forklares ved at luftpartikler inn mot fjellet retarderes av høytrykket som er satt opp. Corioliskraften avtar samtidig som den storstilte trykkgradienten står ved lag. Partiklene akselereres til venstre i denne gradienten, og det skjer en geostrofisk tilpasning mot en sterkere trykkgradient på venstre side. Partiklene akselereres mot venstre i samsvar med Bernoullis ligning (for inkompressibel horisontal strøm), som uttrykker at $\frac{1}{2}\rho u^2 + p + \rho g z =$ konstant for et volumelement langs en strømlinje, Smith (1989). Ligningen viser at for horisontal bevegelse (z=konstant), har områder med høy fart lavt trykk og vice versa. Partikler (på nordlig halvkule) som befinner seg langt til høyre i grunnstrømmen, slik at den positive trykkanomalien er på partiklenes venstre side, vil avbøyes mot høyre og dermed få lavere hastighet.

I den siste tiden har det kommet til forskning som ser på hvordan jordrotasjonen påvirker overganger i strømregimer. Figur 2.3 b) viser resultatet basert på numeriske simuleringer av Ólafsson (2000). Denne figuren gjelder for strøm uten friksjon for Ro=2.5. Kurvene A og B er de samme som i figur 2.3 a) og gir dimensjonsløse fjellhøyder for overganger til henholdsvis bølgebrytning (A) og splitting av strømmen (B) når høyden øker. I figur 2.3 b) finner vi i tillegg en ny kurve som er kurve B forskjøvet oppover og til høyre. Den viser effekten av rotasjon på splitting av strømmen. Vi ser at rotasjonen hindrer oppstrøms stagnasjon og splitting av strømmen, slik at dette først skjer ved høyere dimensjonsløse fjellhøyder. Dette gjelder for alle aktuelle aspektforhold. Barstad & Grønås (2005) fant lignende resultater for sørvestlig strøm over Sør-Norge.

Ólafsson (2000) gjorde lignende eksperimenter med friksjon og fant da ingen løsninger med bølgebrytning, men kun to regimer: ett karakterisert ved treghets-oppdriftsbølger og ett karakterisert ved oppstrøms blokkering. Resultatet for Ro = 2.5 er vist i figur 2.3 c). For store aspektforhold bidrar friksjon til overgang for lavere høyder enn uten friksjon (figur 2.3 b)). For lave aspektforhold synes friksjonen å spille en mindre rolle for overgangen.

Petersen (2004) studerte idealisert strøm over en terrengform med skala og aspektforhold som kan sammenlignes med Grønland (Ro= 0.10). Hun gjorde en rekke eksperimenter med numerisk modell uten friksjon hvor oppstrøms vindstyrke og



Figur 2.7: *Strømregimer som funksjon av* $\hat{h}$ *for strøm over fjell med Rossbytall* $R_0 = 0.10$. *X-aksen angir retning på strømmen. Aspektforholdet for fjellet er R=0.25 for sørlig strøm. (R = 4 for vestlig vind). Figuren er hentet fra Petersen (2004).*

oppdriftsfrekvens ble holdt konstant, mens vindretningen og fjellhøyden varierte. Resultatet er gitt i figur 2.7 som viser regimene som funksjon av dimensjonsløs fjellhøyde og vindretning. For fjellhøyder større enn cirka 1.5 får hun bølgebrytning og blokkering. For nordlig og sørlig strøm får hun bare blokkering, mens for andre retninger får hun begge regimer, men bølgebrytning før blokkering. Overgangen til blokkering kommer ved høyest fjellhøyde for vestlig vind. Vi merker oss at nordvestlig strøm gir noe forskjellig resultat enn sørvestlig strøm. (Stiplet, buet linje i figur 2.7 ikke symmetrisk om vest). Dette skyldes at Corioliskraften virker noe forskjellig i de to tilfellene. Når strømmen er fra sørvest, virker den i samme retning som hovedstrømmen og gir et positivt bidrag til strømmen. Når strømmen er fra nordvest, virker Corioliskraften på tvers og tildels i motsatt retning av strømmen, og virkningen er negativ. For idealiserte strøm over reell topografi for Sør-Norge fant Barstad & Grønås (2005) lignende forskjell mellom sørvestlig og sørøstlig strøm.

Barstad & Grønås (2005; 2006) fant også at treghets-oppdriftsbølgene nedstrøms gir markante vindskygger nedstrøms for sørvestlig strøm over Sør-Norge. Skyggeområdene var knyttet til brytning av disse bølgene. De fant også at differensiell friksjon mellom land og hav bidrar til å styrke jetten på venstre side av fjellet. Videre fant de at en grunn vindskygge på Mørekysten skyldes slik friksjonsforskjell mellom land og hav.

Det er lite å finne i litteraturen om hva inversjoner oppstrøms betyr for strømmen. Smith & Grønås (1993) bekreftet med numeriske simuleringer uten rotasjon at skaleringslovene gjelder for definisjonen av $\hat{h}$, slik som teorien tilsier. Økt høyde, tilsvarende økt oppdriftsfrekvens eller redusert vind, gir samme effekt.

Kapittel 3

Den numeriske ikke-hydrostatiske modellen MEMO

MEMO er en numerisk prognosemodell for atmosfæren og anvendes på sirkulasjoner på mesoskala og finskala. Modellen MEMO ble utviklet ved Universitetet i Karlsruhe i siste halvdel av 1980-tallet. MEMO var opprinnelig en "tørr" modell, dvs. at fuktighet, kondensasjon, fordampning, skyvann etc. ikke ble tatt hensyn til. Modellen ble installert ved Geofysisk Institutt ved Universitetet i Bergen i 1991. Anne D. Sandvik la til et kondensasjonsskjema i modellen, for å kunne ta hensyn til slike hydrologiske prosesser (modellversjon MEMOIC), Sandvik (1996). Ved Geofysisk Institutt er MEMO benyttet i flere hovedfagsoppgaver, blant annet i studier av fjellbølger over Troms, Andræ (1997), vindfelt i Bergensområdet, Dyngeseth (1998) og til simuleringer av vindforholdene på Stadlandet, Valaker (2000). Grønås & Sandvik (1997) studerte levirvler i et tilfelle med sterk vind over Vesterålen. Modellen er også anvendt i forbindelse med studier av luftforurensing og lokal vind i Athen, Kunz & Moussiopoulos (1995) og Moussiopoulos, Flassak, Sahm & Berlowitz (1993).

MEMO kan brukes både som en hydrostatisk eller en ikke-hydrostatisk modell, versjoner som vil gi samme resultat dersom et karakteristisk hydrostatisk fenomen blir simulert. Her benyttes den ikke-hydrostatiske modellen, da vi har et kupert terreng der hydrostatisk likevekt ikke nødvendigvis gjelder. Likevel, siden gitteravstand i eksperimentene har vært 10 km, har det vist seg at ikke-hydrostatiske effekter har vært små. I denne oppgaven er kun den tørre modellen benyttet. For å oppnå så enkle og oversiktlige eksperimenter som mulig, har vi også utelatt alle diabatiske effekter, slik som stråling. De eneste fysiske prosessene som er beholdt er friksjon ved overflaten og eventuell turbulens i klar luft. Friksjonen ved overflaten omfatter flukser av bevegelsesmengde og følbar varme.

Nedenfor presenteres en oversikt over oppbyggingen av modellen. En fullstendig beskrivelse finnes i Moussiopoulos (1989); Flassak (1990); Moussiopoulos (1994); Kunz & Moussiopoulos (1995) og Sandvik (1996).

3.1 Grunnligninger

Modellen løser de tre bevegelsesligningene for bevegelsesmengde (momentum; ligning 3.1-3.3), kontinuitetsligningen (ligning 3.4) samt bevaringsligninger for ulike skalarfelt, ψ (ligning 3.5), eksempelvis turbulent kinetisk energi, vanndamp eller konsentrasjon av forurensning. Ligningene løses i det kartesiske koordinatsystemet med hensyn på $\tilde{x}$, $\tilde{y}$ og $\tilde{z}$.

Ligningene i MEMO er som følger:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uu)}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial(\rho vu)}{\partial \tilde{y}} + \frac{\partial(\rho wu)}{\partial \tilde{z}} = -\frac{\partial p\prime}{\partial \tilde{x}} + R_u + C_u \tag{3.1}$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial(\rho vv)}{\partial \tilde{y}} + \frac{\partial(\rho wv)}{\partial \tilde{z}} = -\frac{\partial p\prime}{\partial \tilde{y}} + R_v + C_v \tag{3.2}$$

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial \tilde{y}} + \frac{\partial(\rho ww)}{\partial \tilde{z}} = -\frac{\partial p\prime}{\partial \tilde{z}} + R_w + C_w - \rho\prime g \tag{3.3}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial \tilde{y}} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial \tilde{z}} = 0 \tag{3.4}$$

$$\frac{\partial(\rho\psi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\psi)}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial(\rho v\psi)}{\partial \tilde{y}} + \frac{\partial(\rho w\psi)}{\partial \tilde{z}} = R_\psi + Q_\psi \tag{3.5}$$

Her representerer $\tilde{x}$, $\tilde{y}$ og $\tilde{z}$ kartesiske koordinater og u, v og w er vindkomponenter i henholdsvis $\tilde{x}$-retning, (positiv mot øst), $\tilde{y}$-retning, (positiv mot nord) og $\tilde{z}$-retning, (positiv rettet oppover). ψ betegner potensiell temperatur θ, spesifikk fuktighet q (i våt modell) eller turbulent kinetisk energi E. R_u, R_v, R_w og R_ψ betegner turbulent diffusjon (se under). C_u, C_v, C_w betegner de kartesiske komponentene til Corioliskraften ($\vec{C} = 2\rho \cdot \vec{\Omega} \times \vec{v}$, der $\times$ er kryssproduktet). Q_ψ betegner kilde- eller slukledd, avhengig av skalaren ψ. For potensiell temperatur er Q_ψ lik flukskonvergens av følbar varme og divergens av strålingsflukser (når slike effekter er med).

I MEMO er trykk p, tetthet ρ og potensiell temperatur θ delt opp i et midlet bakgrunnsfelt og en mesoskala perturbasjon. Midlet verdi til vindkomponentene er definert lik null.

De termodynamiske variablene defineres da slik:

$$p = \bar{p}(\tilde{z}) + p\prime(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}, t) \tag{3.6}$$

$$\rho = \bar{\rho}(\tilde{z}) + \rho\prime(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}, t) \tag{3.7}$$

$$\theta = \bar{\theta}(\tilde{z}) + \theta\prime(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}, t) \tag{3.8}$$

Det første leddet på høyre side er et gjennomsnitt over integrasjonsområdet og det andre leddet er et avvik fra denne verdien. For å forenkle løsningen av trykkmatrisen, deles trykkperturbasjonen $p\prime$ i tre komponenter, Moussiopoulos et al. (1993):

$$p\prime = p_g + p_h + p_{nh} \tag{3.9}$$

p_g betegner den geostrofiske delen av trykkperturbasjonen, p_h betegner den hydrostatiske ageostrofiske delen av trykkperturbasjonen og p_{nh} betegner den ikke-hydrostatiske delen av trykkperturbasjonen. Den geostrofiske delen av trykkperturbasjonen får en ved integrasjon over de geostrofiske ligningene:

$$-\frac{\partial p_g}{\partial \tilde{x}} = -\rho f v_g \tag{3.10}$$

$$-\frac{\partial p_g}{\partial \tilde{y}} = +\rho f u_g \tag{3.11}$$

med Coriolis parameteren $f = 2\Omega sin\phi$.

Den hydrostatiske ageostrofiske delen av trykkperturbasjonen får en ved integrasjon over den hydrostatiske ligningen:

$$\frac{\partial p_h}{\partial \tilde{z}} = -\rho\prime g = -[\rho - \bar{\rho}(\tilde{z})]g \tag{3.12}$$

der ρ følger av den ideelle gassloven. Den vertikalderiverte av p_h og oppdriftsleddet i ligning (3.3) kansellerer ut. Det siste leddet i ligning (3.9), den ikke-hydrostatiske delen av trykkperturbasjonen, finner man implisitt ved å løse en elliptisk trykkligning (se Moussiopoulos et al. (1993)).

MEMO benytter et terrengfølgende koordinatsystem. Den vertikale koordinaten $\tilde{z}$ transformeres da til en koordinat η, som følger terrenget. Transformasjon til terrengfølgende koordinater i dette η-systemet er gitt ved:

$$\eta \equiv H\frac{\tilde{z} - h(\tilde{x}, \tilde{y})}{H - h(\tilde{x}, \tilde{y})} \tag{3.13}$$

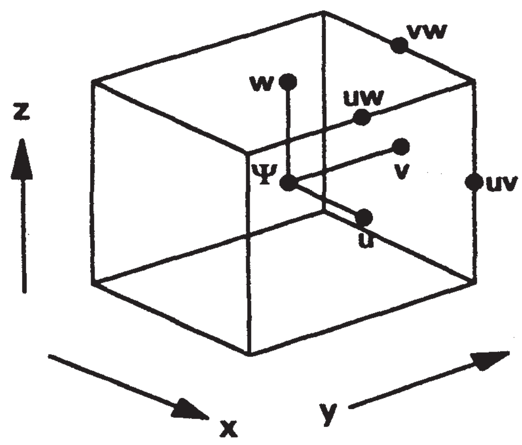
H er høyden over havet av modellens øvre rand, og h betegner høyden til terrenget i hvert gridpunkt langs bakken, ($\tilde{x}$,$\tilde{y}$). Avstanden mellom nivåene øker eksponentielt oppover, slik at oppløsningen er høyest nederst.

3.2 Numerisk løsning av ligningssystemet

Ligningssystemet løses numerisk med endelige differanser i et forskjøvet Arakawa C gitter (se figur 3.1). Skalare størrelser er definert i midten av gitterboksen, mens vindkomponentene u, v og w er definert midt på randflatene til gitterboksen (MEMO (1994)).

Tidsintegrasjon av de prognostiske ligningene er basert på det eksplisitte andreordens Adams-Bashforth skjemaet (se Flassak (1990); Moussiopoulos (1994)). Det er to unntak fra Adams-Bashforth skjemaet: 1) Den ikke-hydrostatiske delen av trykkperturbasjonen, p_{nh}, behandles implisitt. 2) For turbulent diffusjon i vertikal retning benyttes andreordens Crank-Nicolson-metode.

For adveksjon benytter MEMO et andreordens TVD-skjema, (et såkalt Total-Variation - Diminishing skjema). Dette skjemaet kombinerer oppstrøms-skjema (som ofte benyttes i mesoskala modeller) med andreordens Adams - Bashforth - skjemaet og har lite numerisk diffusjon. Adveksjons-skjemaet sikrer gode resultater selv for korte bølgelengder, noe som er viktig ved lav oppløsning. Adveksjons-skjemaet i MEMO tilfredsstiller fem kriterier (Flassak (1990)): transport, positivitet, konservering, numerisk stabilitet og lite numerisk diffusjon.



Figur 3.1: *Forskjøvet Arakawa C gitter med plasseringen av de enkelte variablene i en gitterboks benyttet i modellen, hentet fra Memo (1994).*

3.2.1 Turbulensparametrisering

Turbulens er en fysisk prosess på mindre skala enn den som modellens gitter løser opp. Diffusjonsleddene i ligning 3.1 - 3.3 og ligning 3.5 kan beskrives som divergensen til turbulente flukser. Diffusjonsleddene i ligning 3.1 og ligning 3.5 blir da som følger:

$$R_u = -\frac{\partial(\rho\overline{u\prime u\prime})}{\partial\tilde{x}} - \frac{\partial(\rho\overline{v\prime u\prime})}{\partial\tilde{y}} - \frac{\partial(\rho\overline{w\prime u\prime})}{\partial\tilde{z}} \tag{3.14}$$

$$R_\psi = -\frac{\partial(\rho\overline{u\prime\psi\prime})}{\partial\tilde{x}} - \frac{\partial(\rho\overline{v\prime\psi\prime})}{\partial\tilde{y}} - \frac{\partial(\rho\overline{w\prime\psi\prime})}{\partial\tilde{z}} \tag{3.15}$$

MEMO anvender en førsteordens turbulensparametrisering, såkalt K-teori som er en analogi til molekylær diffusjon (se Stull (1988)). Teorien bygger på at diffusjonen av de ulike skalarene er proporsjonal med en gradient og en utvekslingskoeffisient, K. De turbulente fluksene skrives da som følger:

$$\overline{u_i'u_j'} = -K_m D_{ij}; \qquad D_{ij} \equiv \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right] \tag{3.16}$$

$$\overline{u_i'\psi'} = -K_\psi \frac{\partial\psi}{\partial x_i} \tag{3.17}$$

der D_{ij} er komponenter av deformasjonstensoren. Deformasjonstensoren er gradienten rundt gridpunktet ij (i langs x-aksen og j langs y-aksen i modellgitteret). K_m og K_ψ er diffusjonskoeffisienter for henholdsvis momentum og varme. I MEMO antas K_m å være identisk for horisontal og vertikal diffusjon, mens K_ψ er lik for alle skalarene.

MEMO benytter i de fleste tilfeller en en-lignings turbulensmodell. Der løses en prognostisk ligning for den turbulente kinetiske energien E. Diffusjonskoeffisienten for momentum er $K_m = c_k\ell\sqrt{E}$. Den turbulente lengdeskalaen ℓ er hentet fra Blackadar (1962) og er gitt ved:

$$\ell = \left[\frac{1}{\ell^\infty} + \frac{1}{\kappa[\tilde{z} - h(\tilde{x},\tilde{y})]}\right]^{-1} \tag{3.18}$$

der κ er von K*á*rm*á*ns konstant og $(\tilde{z} - h(\tilde{x},\tilde{y}))$ er høyden over bakken. I MEMO er den asymptotiske lengdeskalaen ℓ^∞ gitt ved:

$$\ell^\infty = max(30m, 0.00027|\vec{v_g}|/f) \tag{3.19}$$

Prandtltallet er definert som $Pr_t = \frac{K_m}{K_\psi}$ og av dette finnes diffusjonskoeffisienten for varme, K_ψ. Turbulent diffusjon kan altså beskrives når K_m og K_ψ er bestemt. (Se MEMO (1994) og Moussiopoulos (1994) for videre innføring).

Over hav er temperaturen konstant. Over land er overflatetemperaturen beregnet ved å løse balanseligningen for overflateflukser med en Newton iterasjonsteknikk.

3.2.2 Randverdier

Modellgitterets ytre render har strålingsbetingelser som randverdier (MEMO (1994)). Dette betyr at forstyrrelser propagerer ut gjennom rendene uten å bli reflektert. Strålingsbetingelsene inkluderer meteorologiske data på en større skala (analyser eller som i vårt tilfelle ideelle felt). Det er påvist at strålingsbetingelsene hindrer at rendene gir betydelige feil - generert av laterale render - inne i integrasjonsområdet (MEMO (1994); Flassak (1990)). På den øvre randen kan indre oppdriftsbølger gå uforstyrret ut av området. Neumann randvilkår benyttes for de horisontale vindkomponentene, samt for potensiell temperatur (Moussiopoulos (1994)). Den nedre randen defineres av den aero-dynamiske ruhetslengden og høyden til terrenget. Her gjelder Monin-Obukhovs similaritetsteori, (Stull (1988)), det vil si at grenselaget regnes som et lag der fluksen er konstant med høyden. Følgelig er det kun nødvendig å vite fluksen i en høyde.

3.3 Modellområde og startverdier

Modellområdets horisontalplan består av 48 $\times$ 48 gridpunkter. Avstanden mellom gitter-punktene i x- og y-retning er 10000 meter. Øvre rand i modellen er satt til 4000 meter. Dette kan virke lite når det i eksperimentene vil være tydelige oppdriftsbølger som en vet vil nå opp i høyder som tilsvarer stratosfæren. Når høyden likevel er valgt så liten, skyldes det at Flassak (1990) har vist at strålingsbetingelsene ved øvre grenseflate er svært effektive. Flassak fikk således små forskjeller i strukturen av fjellbølgene om han valgte en liten høyde eller en høyde til toppen av atmosfæren. Antall nivå vertikalt, (se ligning 3.13), er spesifisert til 25 med det nederste nivået i 10 meter.

η	**Høyde over bakken (m)**	η	**Høyde over bakken (m)**
1	10	14	727
2	31	15	853
3	56	16	998
4	84	17	1164
5	116	18	1354
6	153	19	1572
7	196	20	1822
8	244	21	2108
9	300	22	2436
10	364	23	2812
11	437	24	3242
12	521	25	3736
13	617		

Tabell 3.1: *Høyden til η-nivåene i meter over bakken, $h = 0$.*

Avstanden mellom de to nederste nivåene er satt til 20 m. Avstanden mellom vertikalnivåene øker eksponentielt med høyden. Høydefordelingen for de ulike η-nivåene er gitt i tabell 3.1. Simuleringsperioden er på 12 eller 24 timer, med utskrift av variablene i modellgitteret hver time. Tidsskrittet er 6 sekunder.

Modellens lengde- og breddegrad er 60.0 grader nord og 5.5 grader øst. Referansemedian (tidssone) er 15.0 grader øst.

I MEMO kan det benyttes syv ulike overflatetyper i hvert gridpunkt. Her brukes det en overflatetype i hvert gridpunkt, enten hav eller land. Bakken er uten vegetasjon og ruhetsparameteren benyttet for land er 0.30 m. Det er lite friksjon mellom havoverflaten og luften over og ruhetsparameteren benyttet for hav er 0.001 m.

3.3.1 Temperatur- og vindprofil

Rent praktisk defineres temperatur og vind i ett eller flere gitterpunkter som startverdier i MEMO. Som en preprossering overføres disse profilene til de andre gitterpunktene i modellen. I denne oppgaven defineres en temperaturprofil og en vindprofil i ett gitterpunkt ved starten. Modellen initialiserer deretter for å oppnå balanse mellom masse- og vindfeltet i området (MEMO (1994); Flassak (1990)).

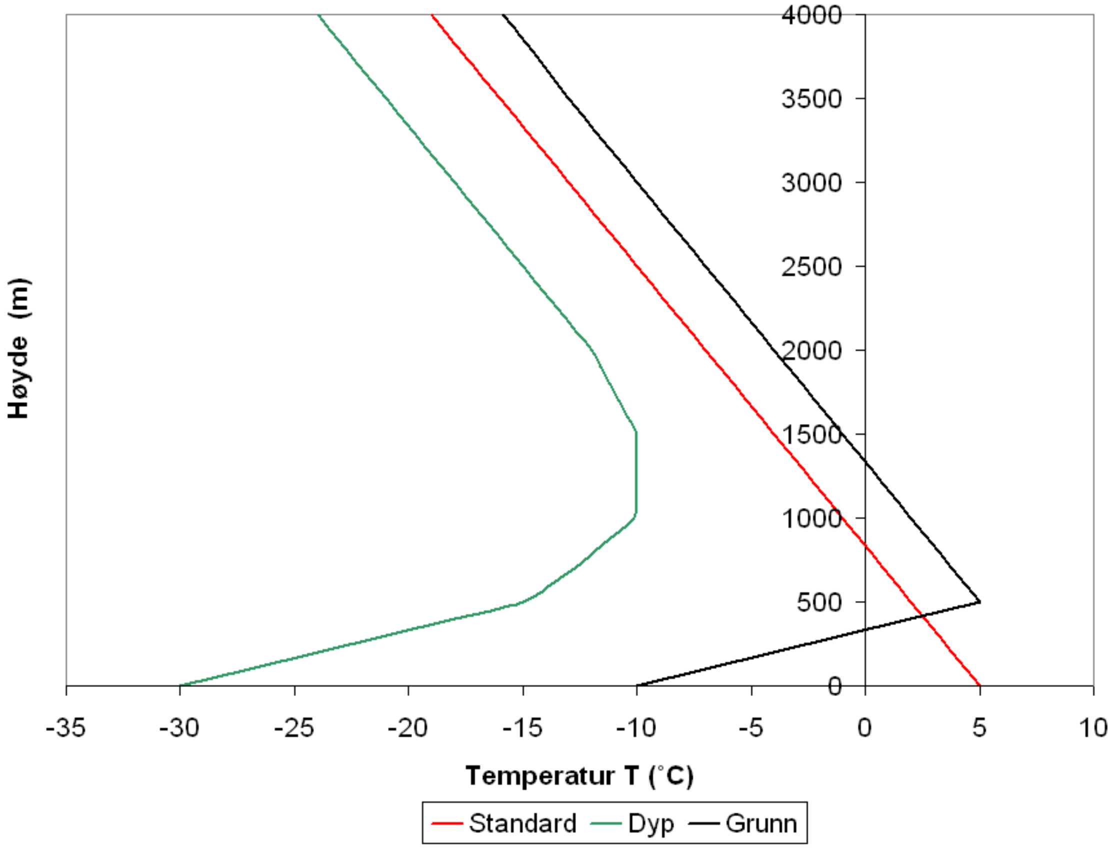
De ulike intielle temperaturprofilene er gitt i figur 3.2. Temperaturprofilen kalt standard temperaturprofil er benyttet i de tre kontrollkjøringene K1, K2 og K3 (forklaring følger nedenfor). Temperaturgradienten er $\frac{dT}{dz} = -0.6°\text{C}/100$ m og følgelig ligner denne profilen en standardatmosfære.

Temperaturprofilen kalt dyp inversjon (inversjon pluss et isotermt lag) er en inversjon fra bakken og opp til 1500 meter. I de nederste 500 metrene er temperaturgradienten +3.0°C/100 m. Fra 500 - 1000 meter stiger temperaturen 5°C. Fra 1000 - 1500 meter er det et isotermt lag. Fra 1500 - 2000 meter synker temperaturen 2°C. Over 2000 meter er det standard atmosfære (temperaturgradient $-0.6°\text{C}/100$ m). Sensitivitetseksperimentene E1, E2, E5, E6 og E7 (forklaring følger nedenfor) er kjørt med dyp inversjon.

Temperaturprofilen kalt grunn inversjon er en inversjon med temperaturgradient +3.0°C/100 meter i de nederste 500 metrene. Over 500 meter er det tilnærmet standard atmosfære (temperaturgradient -0.6°C/100 m). Sensitivitetseksperimentene E3 og E4 er kjørt med grunn inversjon.

Både kontrolleksperimentene K1, K2 og K3 og sensitivitetseksperimentene E1, E2, E3, E4, E5, E6 og E7 er gjort med homogen vindhastighet oppstrøms (U). Oppstrøms vindhastighet er enten 15 m/s, 10 m/s eller 5 m/s.

Kontrolleksperimentene K1, K2 og K3 og sensitivitetseksperimentene E1, E2, E3 og E4 er gjort med vestlig vind. Eksperimentene E5, E6 og E7, som alle er dype inversjoner, har vindretning fra henholdsvis øst, sørvest og nordvest.

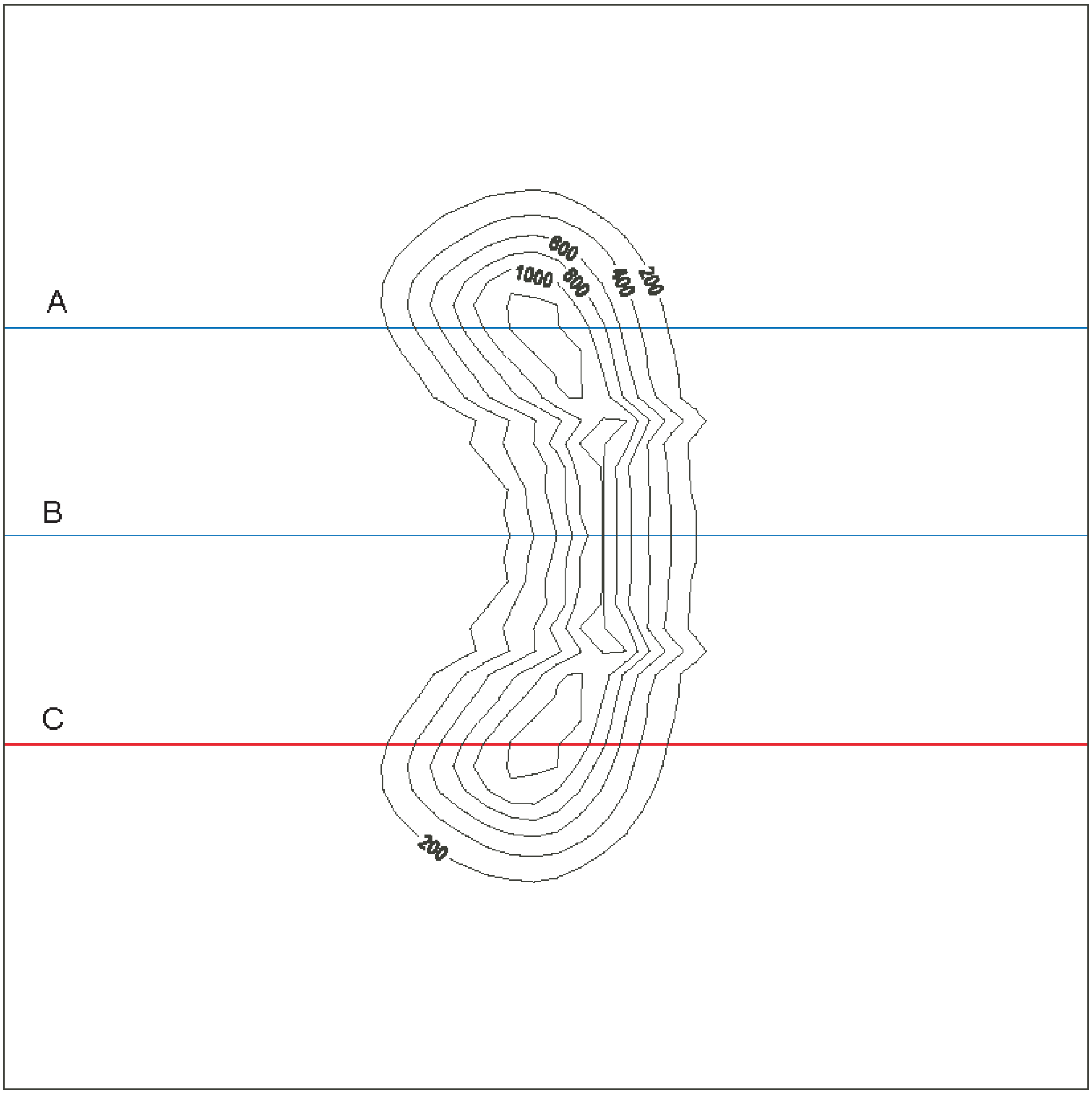


Figur 3.2: *Initiell profil av temperatur [°C] for* ***Standard*** *profil,* ***Dyp*** *inversjon og* ***Grunn*** *inversjon. Høyde i [m].*

3.3.2 Topografi

Det buede fjellet og plasseringen i modellområdet er vist i horisontalplanet i figur 3.3. Nordlig og sørlig del av fjellet er 120 km bredt. Midtre del av fjellet er 80 km bredt. Lengden på fjellet er 300 km. Aspektforholdet til fjellet for vestlig vind blir R = 2.5 (=150 km/60 km). De høyeste toppene er 1210 m.

I figur 3.3 vises også de ulike snittene som er brukt for å illustrere resultatene. Snittene A, B og C har retning vest-øst og disse er lagt nord på fjellet (A), midt på fjellet (B) og sør på fjellet (C).



Figur 3.3: *Det buede fjellet og integrasjonsområdet for modellen vist i horisontalplanet. De tre linjene viser plasseringen til de vertikale snittene A (nord på fjellet), B (midt på fjellet) og C (sør på fjellet) som er brukt til å illustrere resultatene i kapittel 4.*

Kapittel 4

Resultat

Tilstandene som diskuteres og figurene som er vist i dette kapittelet representerer resultatene etter 12 timers integrasjon, da strømmen kan sies å ha tilpasset seg fjellet og underlaget. For eksperimenter med lavest vindhastighet vises figurer etter 24 timers integrasjon, da det i disse tilfellene tar lenger tid før en ser rotasjonens innvirkning. For hvert eksperiment vises det figurer med vind i 10 meter og 300 meter over bakken. Den siste høyden reflekterer i stor grad maksimale vindstyrker på toppen av grenselaget. I tillegg vises det tre vertikalsnitt, alle for retningen vest-øst: nord på fjellet (snitt A), midt på fjellet (snitt B) og sør på fjellet, (snitt C), se figur 3.3. De horisontale kartene viser horisontal vindvektor og koter for vindstyrke (isotakker). Alle snittfigurer viser potensiell temperatur θ (isentroper) og vindstyrke (isotakker).

Først beskrives kontrollkjøringene K1, K2 og K3 (avsnitt 4.1) som alle tre har hatt en konstant vertikal temperaturgradient dT/dz = -0.6°C/100 m, dvs. en Brunt-Väisälä frekvens N = 0.01 s^{-1}. En slik temperaturprofil er nær en gjennomsnittlig global profil for troposfæren og blir heretter kalt standard temperaturprofil. Deretter beskrives sensitivitetseksperimentene med vind fra vest (avsnitt 4.2), karakterisert med enten en dyp (E1 og E2) eller en grunn (E3 og E4) temperaturinversjon. Sensitivitets-eksperimenter med dyp inversjon, U = 15 m/s og vindretning fra øst (E5), sørvest (E6) og nordvest (E7) beskrives til slutt (avsnitt 4.3).

De ulike dimensjonsløse parametrene som ble definert i kapittel 2.3.1 - dimensjonsløs

Kjøring	**Retning**	**U [m/s]**	**Temperatur-profil**	$\hat{h}$	$R_0(1)$	$R_0(2)$
K 1	V	15	Standard	0.8	0.81	2.02
K 2	V	10	Standard	1.2	0.54	1.34
K 3	V	5	Standard	2.4	0.27	0.67
E 1	V	15	Dyp inversjon	2.8	0.81	2.02
E 2	V	10	Dyp inversjon	4.2	0.54	1.34
E 3	V	15	Grunn inversjon	2.8	0.81	2.02
E 4	V	5	Grunn inversjon	8.4	0.27	0.67
E 5	Ø	15	Dyp inversjon	2.8	0.81	2.02
E 6	SV	15	Dyp inversjon	2.8	0.81	2.02
E 7	NV	15	Dyp inversjon	2.8	0.81	2.02

Tabell 4.1: *Noen ytre parametre for de ulike eksperimentene. Vindretning oppstrøms,* ***Retning****, er enten vest (V), øst (Ø), sørvest (SV) eller nordvest (NV). Vindhastighet oppstrøms,* ***U [m/s]****), er konstant over friksjonslaget.* ***Temperatur-profil*** *for kontrollkjøringene* ***K1****,* ***K2*** *og* ***K3*** *er standard temperaturprofil, men de har ulik* ***U****. Kjøringene* ***E1*** *til* ***E7*** *er kjørt med* ***Temperatur-profil*** *dyp eller grunn inversjon. Verdier for den dimensjonsløse fjellhøyden,* $\hat{h}$ *er gitt.* $R_0(1)$ *og* $R_0(2)$ *er Rossbytall for henholdsvis lang horisontalskala (*L_y *= 150 km) og kort horisontalskala (*L_x *= 60 km).*

Kjøring	**V-jet**	**Min**	**Vindskygge**	**H-jet**	**Maks levind**	**Min i høyden**
K 1	22.2 (10)	8.4	4.0 (1)	20.4 (10)	29.0	2.8
K 2	19.3 (10)	5.6	1.3 (1)	16.4 (8)	20.7	0.6
K 3	12.5 (9)	2.2	0.5 (1)	11.0 (6)	9.5	1.3
E 1	32.9 (10)	3.9	1.0 (7)	28.4 (6)	31.5	2.3
E 2	26.3 (8)	1.6	0.7 (9)	20.7 (6)	18.8	2.2
E 3	28.8 (11)	5.0	4.6 (1)	22.3 (7)	28.7	2.9
E 4	14.1 (11)	1.3	0.7 (1)	10.6 (5)	8.6	1.4
E 5	34.3 (8)	2.6	1.9 (1)	28.4 (6)	33.8	2.9
E 6	34.2 (10)	8.0	2.3 (11)	34.8 (18)	42.0	3.7
E 7	37.3 (10)	2.1	1.4 (5)	32.6 (15)	40.4	8.4

Tabell 4.2: *Maksimum og minimum vindhastighet [m/s] i de ulike eksperimentene for ulike strukturer satt opp av fjellet. Tallet i parantes angir modell-nivået for de ulike strukturene, se tabell 3.1. Strukturene er en venstrejet,* ***V-jet****, (ved toppen av grenselaget); et oppstrøms minimum,* ***Min****, (tatt i 300 meter); en nedstrøms vindskygge,* ***Vindskygge****, (minimumsverdi); og en høyrejet,* ***H-jet*** *(maksimalverdi på toppen av grenselaget). Maksimum levind,* ***Maks levind****, samt minimumet i høyden,* ***Min i høyden****. Disse er hentet fra vertikale snitt.*

fjellhøyde $\hat{h}$ og Rossbytall for to ulike horisontalskalaer knyttet til fjellet, ($R_0(1)$ og $R_0(2)$) - er regnet ut og verdiene er gitt i tabell 4.1. I beregningene inngår oppstrøms vindhastighet U, oppstrøms Brunt-Väisälä frekvens N, maksimalhøyde på fjellet h, en lengdeskala langs fjellet (Ly = 150 km) og en lengdeskala på tvers av fjellet (Lx = 60 km). Den dimensjonsløse fjellhøyden $\hat{h}$ = Nh/U for kontrollkjøringene øker fra 0.8 for sterkest vindstyrke (U = 15 m/s) til 2.4 for svakest vind (U = 5 m/s). Spranget i $\hat{h}$ antyder at det finnes forutsetninger for stagnasjon, strømsplitting og bølgebrytning (om en ikke tar hensyn til rotasjon). For sensitivitetseksperimentene er N beregnet fra inversjonen oppstrøms ved tiden t=0. For både dyp og grunn inversjon er N = 0.035 s^{-1}. (For dyp inversjon er stabiliteten beregnet i laget fra terrengets overflate og opp til 1000 m, og for grunn inversjon er stabiliteten beregnet fra terrengets overflate og opp til 500 m). Med denne vertikalstabiliteten (frekvensen) varierer $\hat{h}$ fra 2.8 for U = 15 m/s til 8.4 for U = 5 m/s for både dyp inversjon og grunn inversjon.

Eksp	**V-jet**	**Min**	**Vindskygge**	**H-jet**	**Maks levind**	**Min i høyden**
K1	1.48	0.56	0.27	1.36	1.93	0.19
K2	1.93	0.56	0.13	1.64	2.07	0.06
K3	2.50	0.44	0.10	2.20	1.90	0.26
E1	2.19	0.26	0.07	1.89	2.10	0.15
E2	2.63	0.16	0.07	2.07	1.88	0.22
E3	1.92	0.33	0.31	1.49	1.91	0.19
E4	2.82	0.26	0.14	2.12	1.72	0.28
E5	2.29	0.17	0.13	1.89	2.25	0.19
E6	2.28	0.53	0.15	2.32	2.80	0.25
E7	2.49	0.14	0.09	2.17	2.69	0.56

Tabell 4.3: *Speed-up i de ulike eksperimentene for ulike strukturer satt opp av fjellet, se tabell 4.2.*

Når en bruker den lengste horisontalskalaen (Ly = 150 km), varierer Rossbytallet (R_0 = U/fL) fra 0.81 for situasjoner med sterk vind (U = 15 m/s) til 0.27 for eksperimenter med svakest vind (U = 5 m/s). Denne variasjonen i Rossbytallet gir forventning om at jordrotasjonen har signifikant betydning på forstyrrelsene som fjellet setter opp i strømmen. Slik kan det forventes en asymmetrisk strøm med sterkere vinder på venstre side enn på høyre side av fjellformen. En kan også forvente at eventuelle oppdriftsbølger blir påvirket av rotasjon og slik må karakteriseres som treghets-oppdriftsbølger.

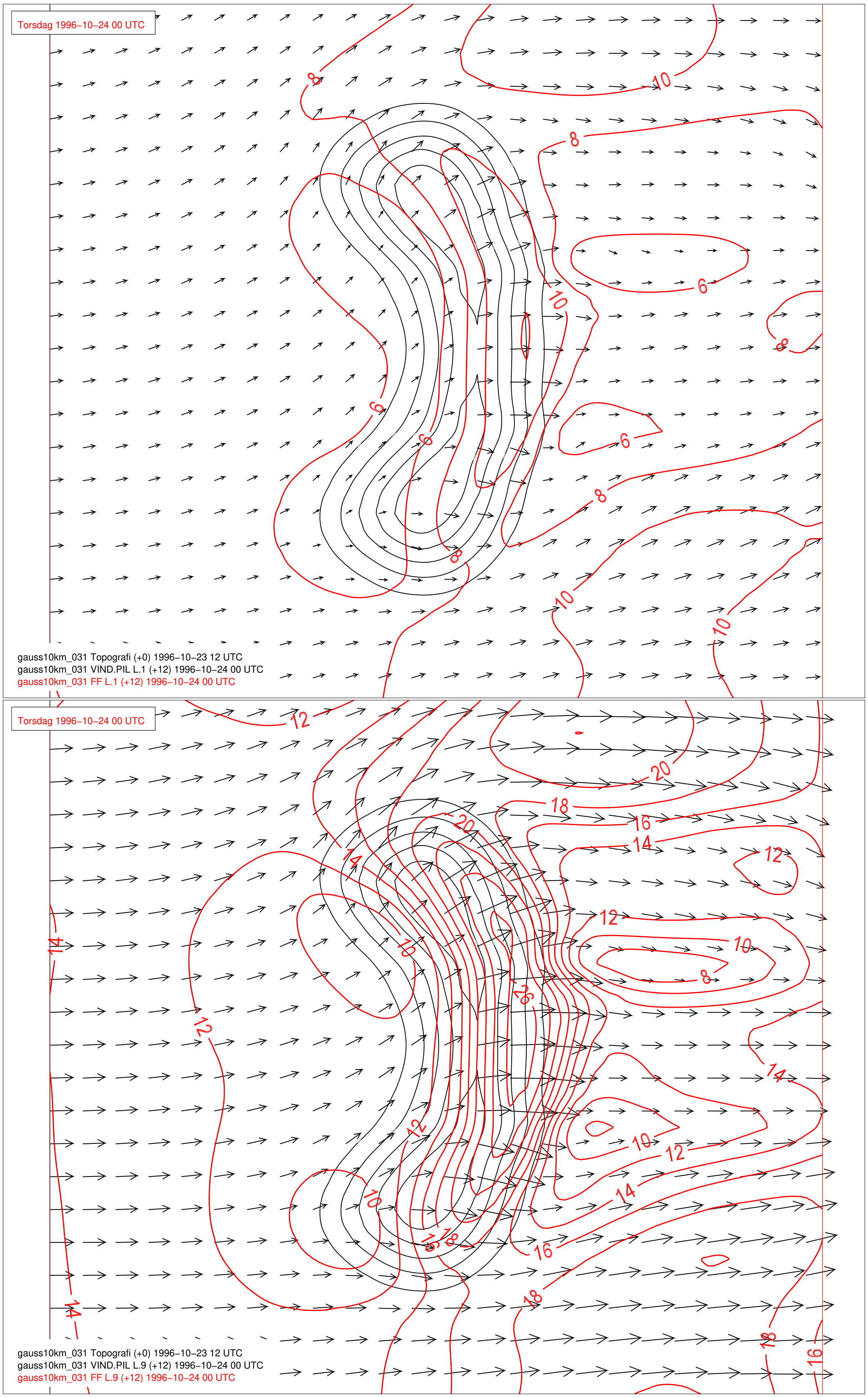
Eksperimentene viser typiske mesoskala strukturer satt opp av fjellet slik som definert hos Barstad & Grønås (2005). Maksimal, eventuelt minimal vindhastighet knyttet til disse strukturene er vist i tabell 4.2 for alle eksperimentene. Nærmere definisjon av strukturene følger i teksten senere. Tabell 4.3 er den samme som tabell 4.2, men for speed-up i stedet for hastighet. Speed-up er definert som forholdet mellom lokal vindstyrke og oppstrøms vindstyrke U.

4.1 Kontrollkjøringer

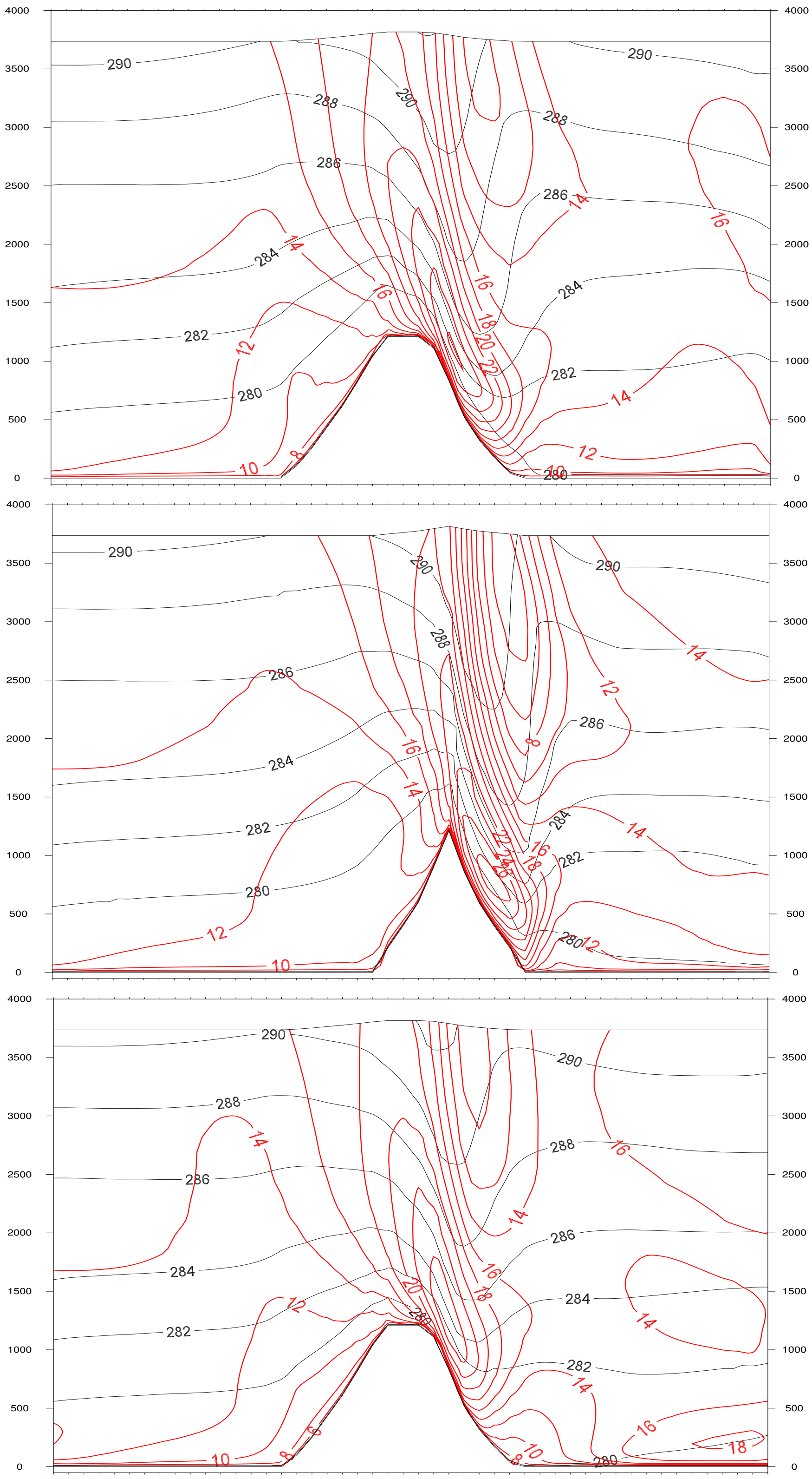
4.1.1 Kjøring K1 (U = 15 m/s)

I figur 4.1 ser vi at med denne høye hastigheten oppstrøms er det ingen tegn til stagnasjon, dvs. partiklene går over fjellet overalt, også ved overflaten. Vi ser tydelige spor etter en effekt av jordrotasjon på forstyrrelsene. Således har vi en venstrejet, dvs. en sone med maksimum vind nord og øst for fjellet. Maksimal hastighet er 22.2 m/s, (nivå 10; 364 meter over bakken), det vil si en speed-up på 1.48 (tabell 4.2 og 4.3). Vi merker oss at maksimal vindstyrke oppnås et stykke nedstrøms fra den nordlige enden av fjellet.

Foran fjellet er det et utstrakt område med svake vindstyrker som er forskjøvet litt til høyre (sør) for en linje fra vest til øst over midten av fjellet, som vi kaller midtlinjen. Vi finner to minimumsområder oppstrøms, på kysten eller like innenfor; et område foran toppen i nord (på høyre side) og ett foran toppen i sør. I 300 m er minimumshastigheten 8.4 m/s i begge områdene. Det er tydelig at toppene på endene har en virkning i tillegg til det langstrakte, storstilte fjellet. Toppene kan forklare



Figur 4.1: *Horisontale snitt for kontrollkjøring K1 med oppstrøms U = 15 m/s. Over: Vindvektor og isotakker i 10 m over overflaten (koter for hver 2 m/s). Under: Det samme for 300 m over overflaten.*



Figur 4.2: *De tre snittene A, B og C for kontrollkjøring K1 med oppstrøms U = 15 m/s. Svarte linjer er isentroper (koter hver 2 K) og røde linjer er isotakker (koter hver 2 m/s).*

hvorfor det er to minimumsområder. Vi har ikke bare et oppstrøms minimum knyttet til toppen i sør, men også en tendens til relativt sterk vestlig vind mot toppen av fjellet mellom de to områdene med svak vind. Denne vinden synes i noen grad å være en forsterkning på venstre side av toppen i sør.

Den relativt sterke vinden over midten av det langstrakte fjellet gir kraftige oppdriftsbølger over fjellet, med sterk levind i lagene nær bakken og svak vind i lagene over bakken, se figur 4.2. De største utslagene på bølgene finner vi rett over fjellryggen. Denne delen av bølgene er rene hydrostatiske oppdriftsbølger som transporterer bølgeenergien vertikalt. Den vertikale bølgelengden av slike bølger øker med økende vindstyrke og avtar med økende vertikalstabilitet (vertikalt bølgetall $m^2 = N^2/U^2$, se avsnitt 2.1). Bølgen gir maksimal levind i lagene nær bakken og et område med minimum vindstyrke i lagene over. Maksimal levind i denne bølgen er 29.0 m/s, den aller sterkeste vinden i dette eksperimentet. Området strekker seg langs fjellryggen og er nesten symmetrisk omkring midtlinjen. Likevel, området med sterk vind er forskjøvet litt mot venstre (nordover). Minimum vind i høyden er 2.8 m/s, den svakeste vinden i eksperimentet (tabell 4.2). Vi er altså ikke langt fra stagnasjon i høyden, som ville ha vært et tegn på en brytende bølge.

Nedstrøms sør for fjellet finner vi en jet som vi kaller høyrejetten. Hastighetene øker fra søndre spiss på fjellet og når 20.4 m/s (tabell 4.2; nivå 10, 364 meter over bakken) et par fjellbredder nedstrøms. I så måte ligner strukturen på høyrejetter som Barstad & Grønås (2005; 2006) fant for sørvestlig strøm over Sør-Norge. Maksimal hastighet er i toppen av grenselaget og nesten like sterk som maksimal vind i venstrejetten. Dette er forskjellig fra eksperimentene til Barstad og Grønås, som fant en markant svakere høyrejet enn venstrejet.

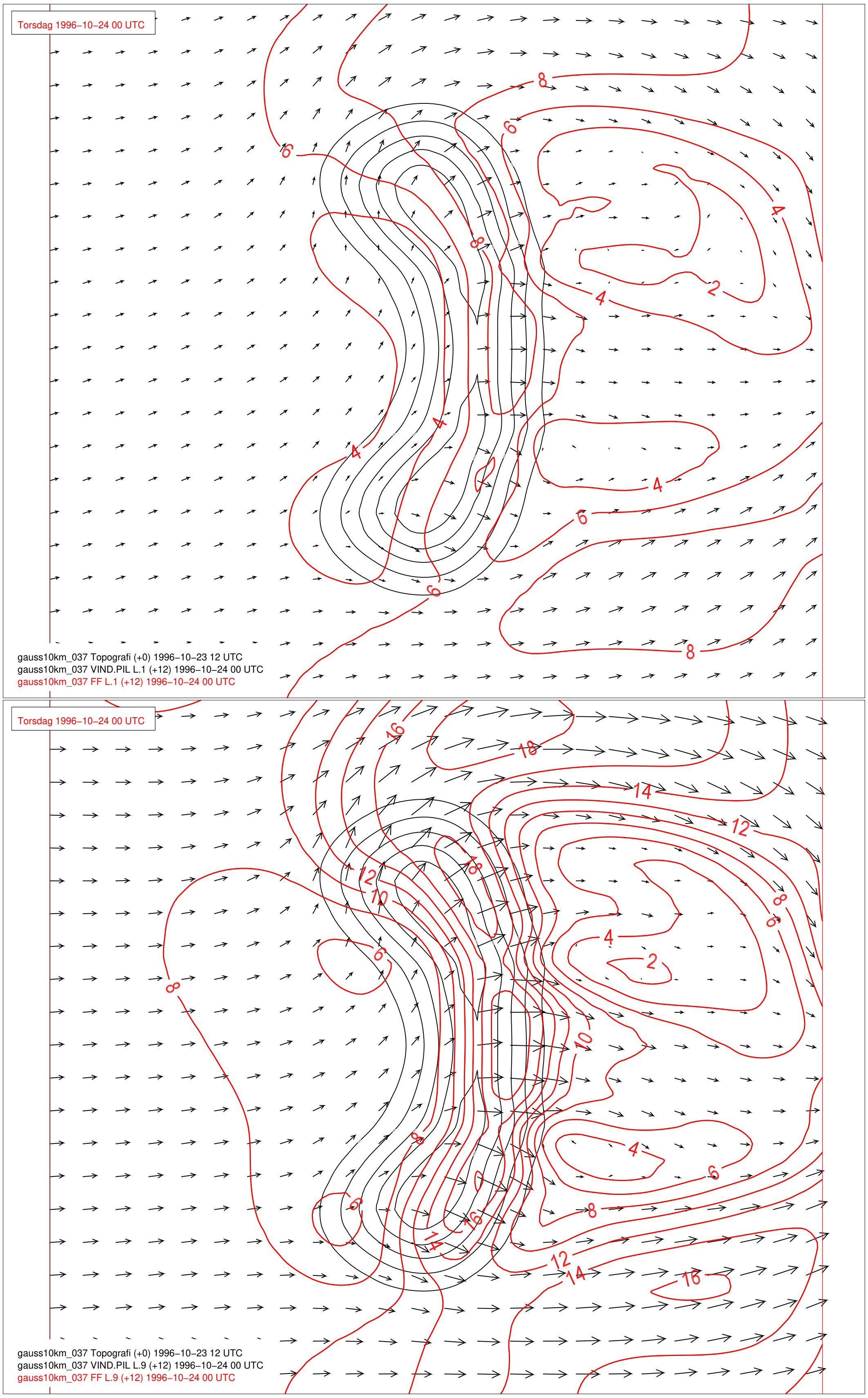
Maksimal levind kommer altså like bak toppen av det langstrakte fjellet. Vindhastigheten avtar raskt ned mot foten av fjellet og området nedstrøms er preget av svake vinder. Vi finner to områder med aller svakest vind knyttet til to småstilte rygger i fjellet, plassert symmetrisk om midtlinjen i retning vest-øst. Ser en bort fra de småstilte områdene, finner vi to større områder med svak vind som strekker seg lengre nedstrøms. Vinden er svakest i det nordlige området der minimum hastighet i 300 m er 6.5 m/s, (se figur 4.1). Vindretningen er vestlig og sørvestlig overalt. Slik er det ingen tegn til virvler i strømmen på lesiden.

Områdene på lesiden med svak vind ligner på vindskyggen som ble funnet nedstrøms av de høyeste fjellene i strøm fra sørvest over Sør-Norge (Barstad & Grønås (2005)). Men det brede fjellet brukt her gir en langt bredere skygge fordelt på to områder. Barstad & Grønås (2005) viste at vindskyggen var en del av treghets-oppdriftsbølger nedstrøms av fjellet. Fra fordelingen av potensiell temperatur, se figur 4.2, merker vi oss at vindskyggene er preget av en generell oppvarming i forhold til temperaturen oppstrøms av fjellet. Dette skyldes en generell nedsynkning bak fjellet. Oppvarmingen gir tilsvarende trykkreduksjoner (ikke vist).

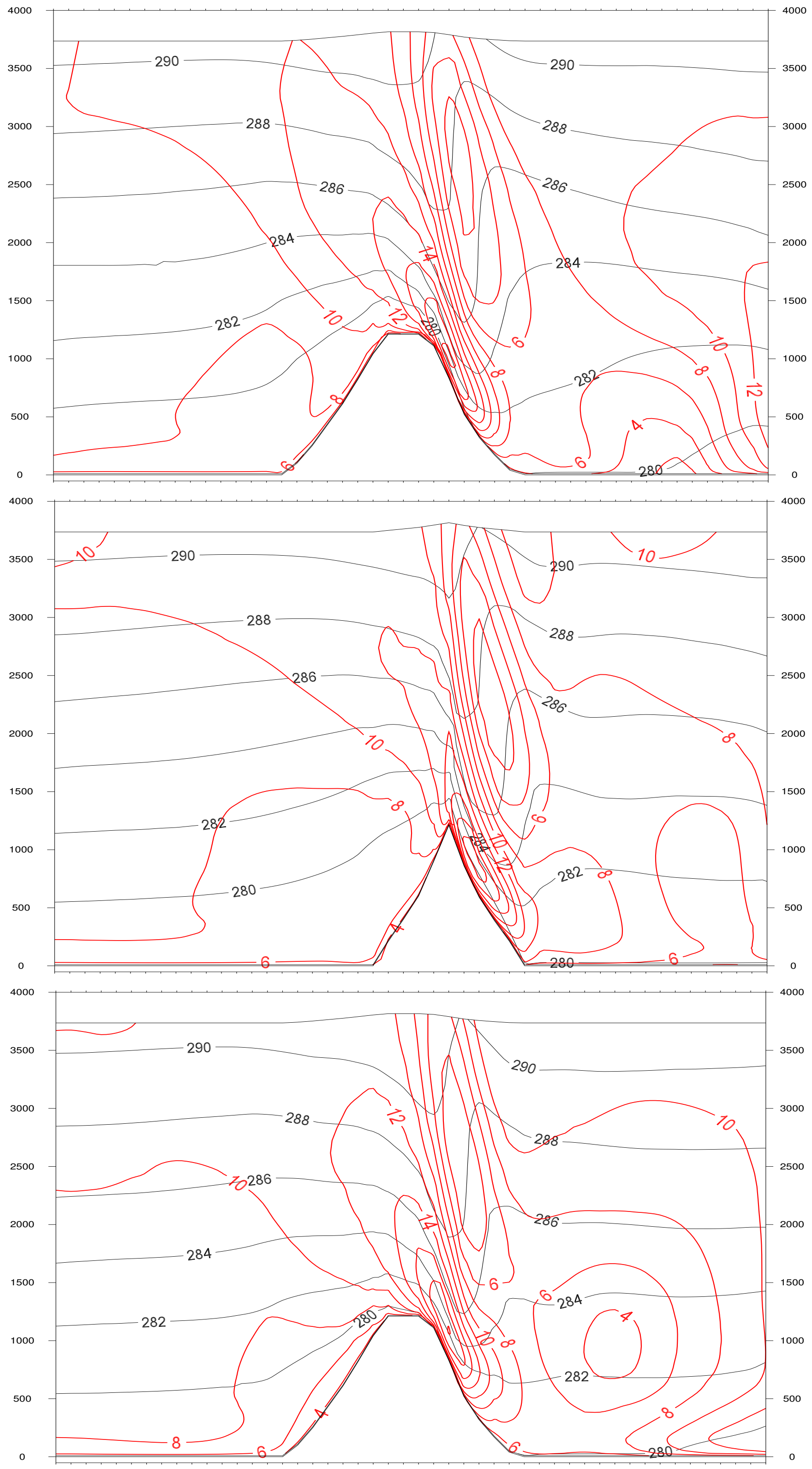
4.1.2 Kjøring K2 (U = 10 m/s).

Strømmen over fjellet endrer ikke karakter når vindhastigheten oppstrøms reduseres fra 15 m/s til 10 m/s, se figur 4.3. Fremdeles går alle luftpartiklene over fjellet, og vi finner de samme strukturene: en venstrejet, to minima oppstrøms, en høyrejet og en utstrakt vindskygge på lesiden med to minima i vindhastigheten. Vinden er relativt sterk over sentrale deler av fjellet, og vi har tydelige oppdriftsbølger over fjellryggen slik som for U = 15 m/s, se figur 4.4. Vindretningen i skyggeområdet er overveiende fra vest.

Med mindre Rossbytall (lengste skala; $R_0(1)$=0.54 mot $R_0(1)$=0.81 for 15 m/s) merkes naturlig nok en økende effekt av jordrotasjonen. Dette gir større asymmetri mellom strømmen på venstre og høyre side. På den måten blir speed-up i venstrejetten høyere (tabell 4.3; 1.93 mot 1.48 for 15 m/s). Speed-up i de to minimumsområdene oppstrøms endres ikke, men har lik verdi, 0.56, som for U = 15 m/s. Høyrejetten blir ikke fullt så sterk i forhold til venstrejetten (høyrejetten har speed-up 1.64 mens venstrejetten har speed-up 1.93). Minimum vindhastighet i vindskyggen (det nordlige minimumsområdet) er markert lavere (tabell 4.2; 1.3 m/s mot 4.0 m/s ved U = 15 m/s). I praksis betyr dette stagnasjon, men det er ingen markante virvler.



Figur 4.3: *Horisontale snitt for kontrollkjøring K2 med oppstrøms U = 10 m/s. Over: Vindvektor og isotakker i 10 m over overflaten (koter for hver 2 m/s). Under: Det samme for 300 m over overflaten.*



Figur 4.4: *De tre snittene A, B og C for kontrollkjøring K2 med oppstrøms U = 10 m/s. Svarte linjer er isentroper (koter hver 2 K) og røde linjer er isotakker (koter hver 2 m/s).*

Maksimal levind er 20.7 m/s mot 29.0 m/s for U = 15 m/s. Dette betyr en speed-up i levinden på 2.07 mot 1.93 for U = 15 m/s. Minimum hastighet i laget over er 0.6 m/s, noe som tyder på stagnasjon i høyden. Vi finner likevel ikke store verdier av TKE knyttet til minimumet i forhold til verdiene i grenselaget. Dette stemmer med Barstad & Grønås (2005) som bare fant høye verdier av TKE i eksperimenter uten friksjon ved bakken.

4.1.3 Kjøring K3 (U = 5 m/s).

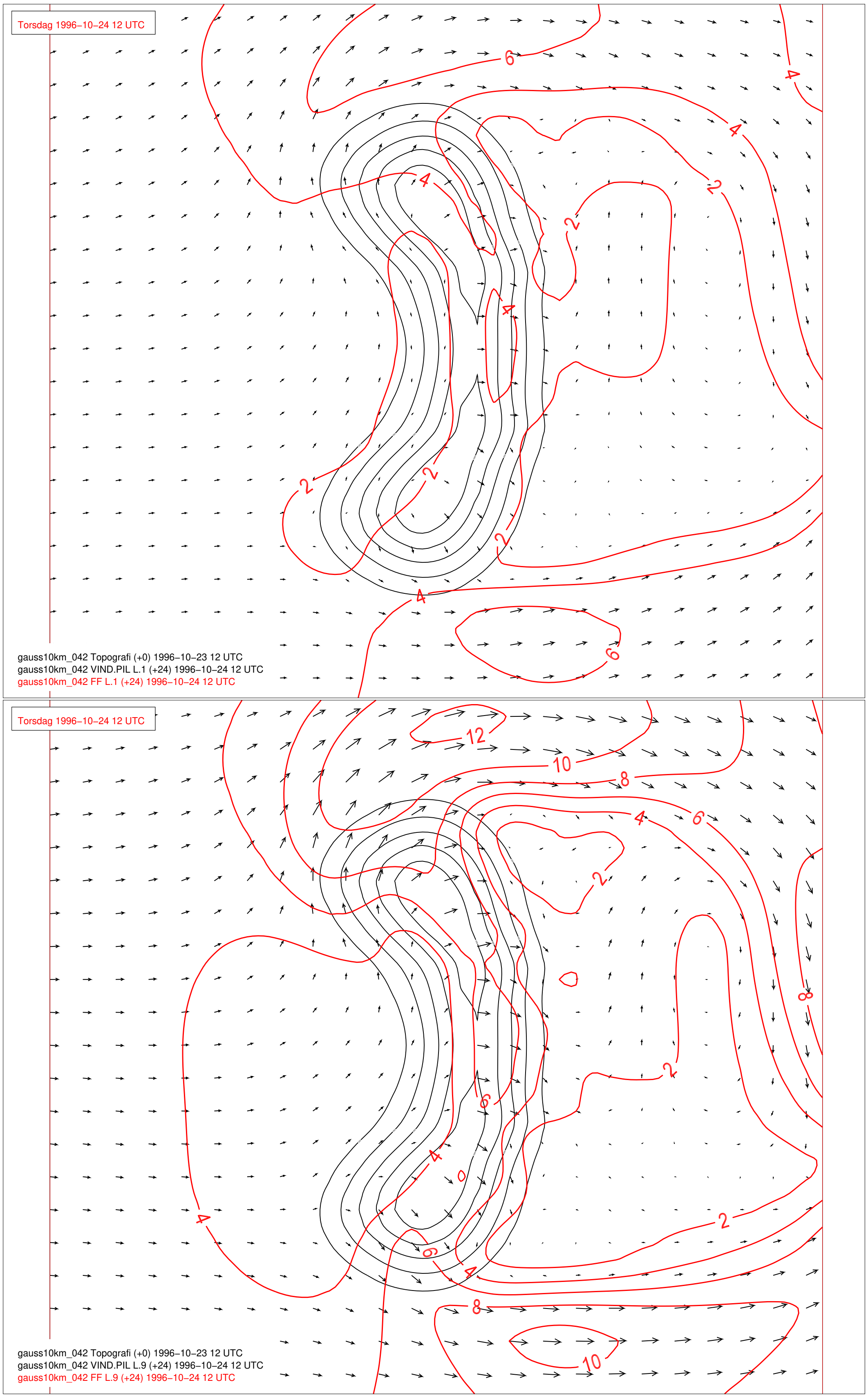
Selv med så svak vind er strømmen over og rundt fjellet i hovedsak karakterisert på samme måte som for sterkere vind, se figur 4.5 og figur 4.6. Fremdeles går partiklene over fjellet, noe som gir oppdriftsbølger over fjellryggen. En del av endringene vi så fra U = 15 m/s til U = 10 m/s, er ytterligere forsterket.

Naturlig nok går mer av strømmen rundt fjellet. Slik er speed-up i venstrejetten økt til 2.50 mot 1.93 for U = 10 m/s og 1.48 for U = 15 m/s (tabell 4.3). Når en sammenligner de tre kontrollkjøringene, ser en tydelig at posisjon for maksimum hastighet i venstrejetten kommer nærmere fjellet med avtagende vindhastigheter.

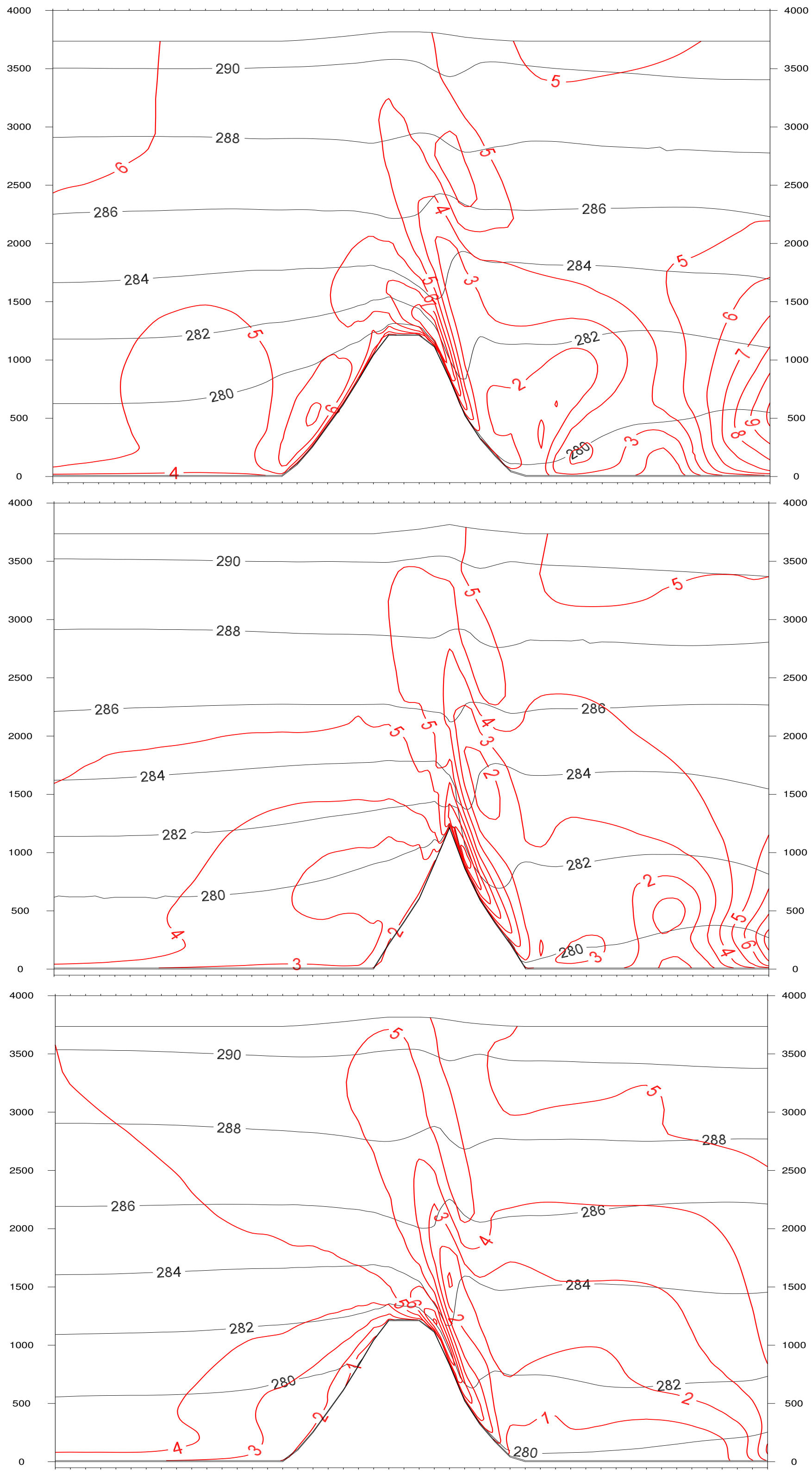
Med U = 5 m/s er det ikke lenger mulig å identifisere to områder oppstrøms med svak vind. Det er nå svak vind overalt foran fjellet. De laveste hastighetene finner en i skråningen oppover på hver side av midtlinjen (vest-øst). Dette området strekker seg langt sør for midtlinjen. Minimum hastighet her er 1.1 m/s i 10 m og 2.2 m/s i 300 m. I 10 meter er vindretningen hovedsakelig langs kotene og tildels nedover, men i 300 meter er det en tydelig komponent oppover fjellet. Legger vi strømmen i 10 m til grunn, har vi en oppstrøms stagnasjon.

Siden det går luftpartikler over sentrale deler av fjellet, får vi fremdeles oppdriftsbølger. Maksimum levind når 9.5 m/s, dvs. speed-up er 1.90, som ligger svært nær verdiene til kontrollkjøringene med høyere vindhastigheter (tabell 4.2 og 4.3). Minimum vind i høyden er 1.3 m/s, altså litt høyere enn vindminimum for U = 10 m/s.

Som før finner vi en vindskygge og svake vinder på lesiden av fjellet. Posisjonene



Figur 4.5: *Horisontale snitt for kontrollkjøring K3 med oppstrøms $U = 5$ m/s. Over: Vindvektor og isotakker i 10 m over overflaten (koter for hver 2 m/s). Under: Det samme for 300 m over overflaten.*



Figur 4.6: *De tre snittene A, B og C for kontrollkjøring K3 med oppstrøms U = 5 m/s. Svarte linjer er isentroper (koter hver 2 K) og røde linjer er isotakker (koter hver 1 m/s).*

for minimum vind når ikke så langt nedstrøms som ved høyere vindhastigheter, men er mer begrenset til områdene like bak fjellet. Dette henger sammen med at horisontal bølgelengde for treghets-oppdriftsbølgene nedstrøms avtar med avtagende U (Barstad & Grønås (2005)).

I dette eksperimentet finner vi returstrømmer nedstrøms som tegn på virvler. Vi finner to virvler, virvelen i nord er antisyklonisk og virvelen i sør er syklonisk. I 10 m går vindhastigheten ned mot stagnasjon i midten på virvlene, der hastigheten er 0.5 m/s. I 300 m er minimum hastighet 0.6 m/s i midten av virvelen i sør.

Uten rotasjon finner en også to slike virvler bak et konisk fjell når det dimensjonsløse fjellet blir tilstrekkelig høyt (Smolarkiewicz & Rotunno (1989; 1990)), en antisyklonisk i nord og en syklonisk i sør. Virvlene er hos oss ikke helt symmetriske om midtlinjen.

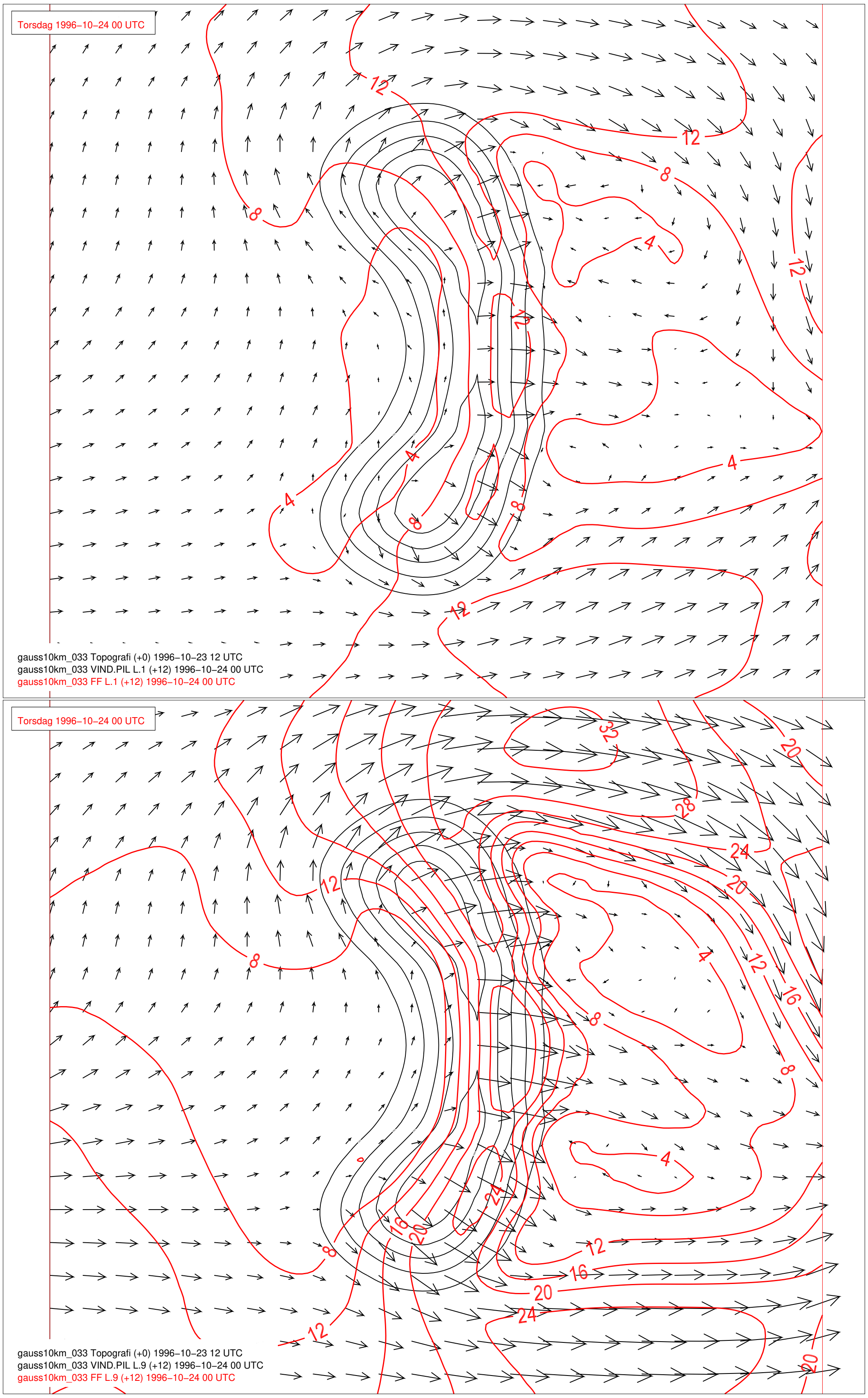
Med rotasjon får en for vårt fjell samtidig en betydelig del av strømmen over fjellet, noe som gir markante fjellbølger. Det er tydelig at effekten av rotasjon hjelper luftpartiklene over fjellet slik som det ble funnet for sørvestlig strøm over Sør-Norge av Barstad & Grønås (2005). Vi merker oss at speed-up for maksimal levind ikke varierer mye med vindhastigheten U (se tabell 4.3).

4.2 Sensitivitetseksperimenter med vind fra vest

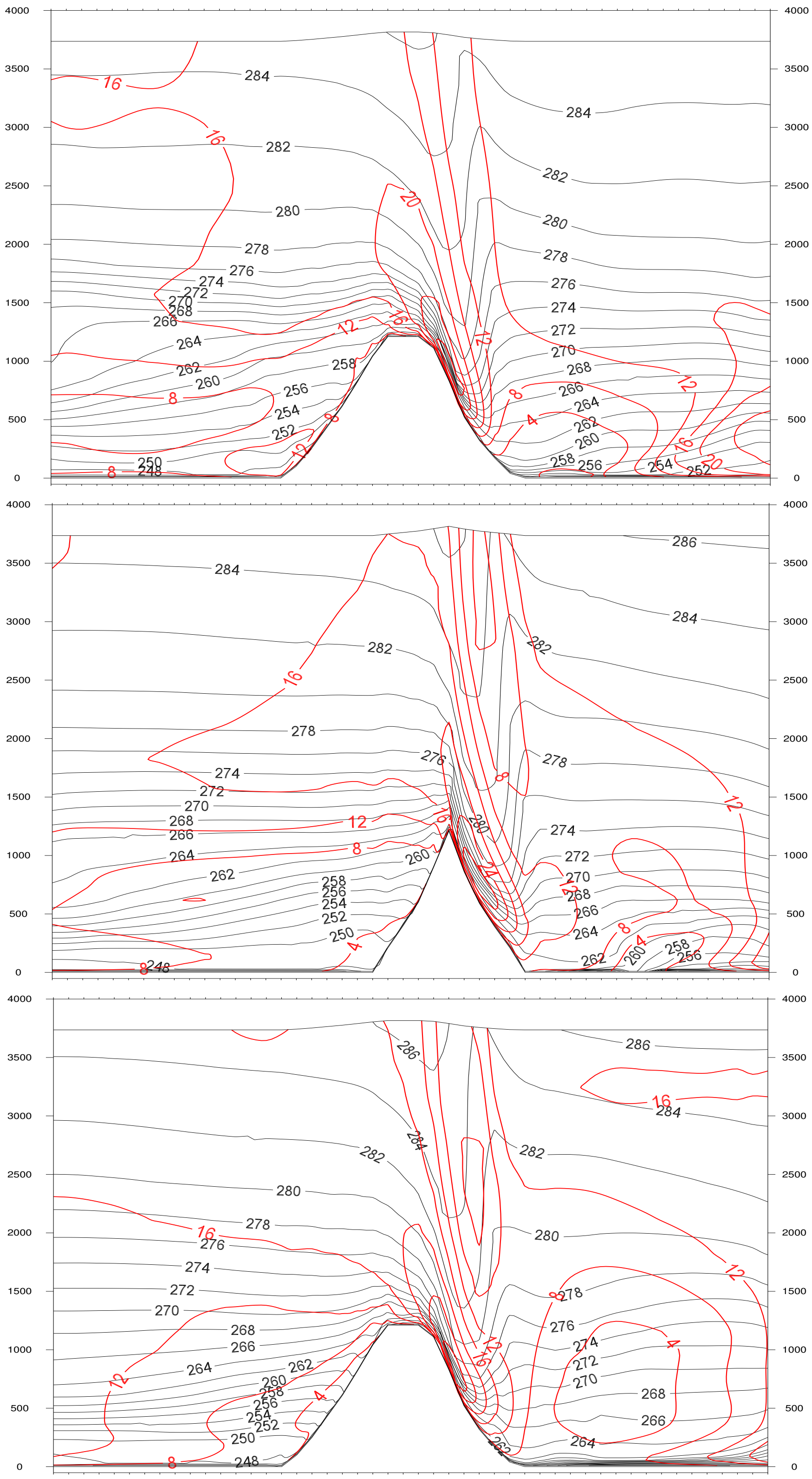
Vi vil diskutere to eksperimenter med dyp inversjon, ett med oppstrøms vind U = 15 m/s (E1) og ett med oppstrøms vind U = 10 m/s (E2). I tillegg kommer to eksperimenter med grunn inversjon: ett med oppstrøms vind U = 15 m/s (E3) og ett med oppstrøms vind U = 5 m/s (E4).

4.2.1 Dyp inversjon, U = 15 m/s (E1)

Det er naturlig å sammenligne dette eksperimentet (E1, figur 4.7 og 4.8) med det første kontrolleksperimentet (K1, figur 4.1 og 4.2). Disse to eksperimentene har samme vindstyrke oppstrøms, men med den store statiske vertikalstabiliteten øker $\hat{h}$ fra 0.8 for K1 til 2.8 for E1. Om en bruker skaleringslovene (Smith & Grønås (1993)), kan en også



Figur 4.7: *Horisontale snitt for sensitivitetskjøring E1 med oppstrøms U = 15 m/s. Over: Vindvektor og isotakker i 10 m over overflaten (koter for hver 4 m/s). Under: Det samme for 300 m over overflaten.*



Figur 4.8: *De tre snittene A, B og C for sensitivitetskjøring E1 med oppstrøms U = 15 m/s. Svarte linjer er isentroper (koter hver 2 K) og røde linjer er isotakker (koter hver 4 m/s).*

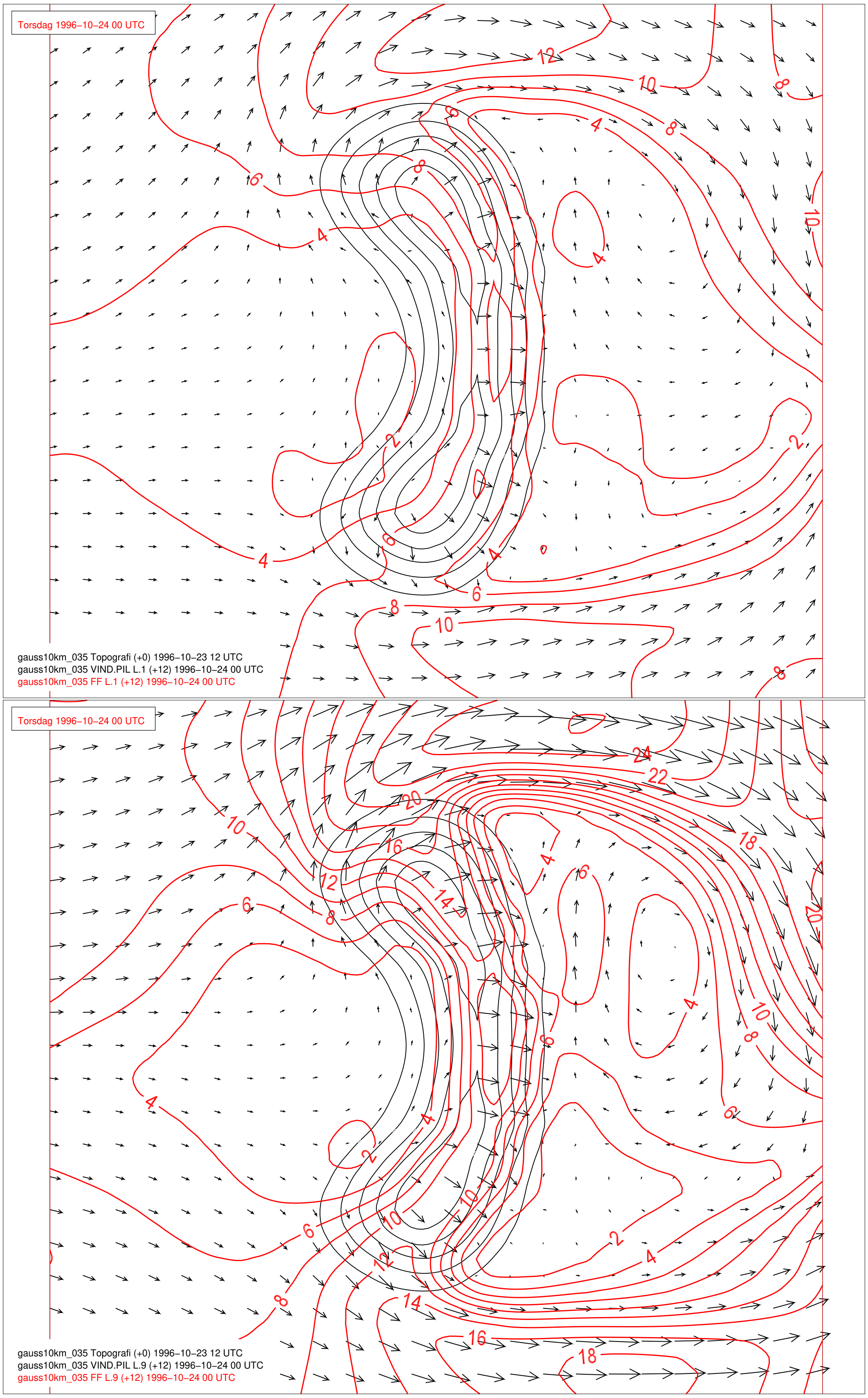
tolke økningen i stabilitet som en økning i maksimalhøyden på fjellet fra 1200 meter i K1 til 4200 meter i E1. Dette forutsetter at en tenker seg at Brunt-Väisälä-frekvensen er lik den i K1. Rossbytallene basert på oppstrøms vindhastighet U er like for de to eksperimentene, noe som antyder en lignende effekt av rotasjon.

Med en større vertikalstabilitet gir fjellet betydelig større perturbasjoner (ikke vist) i strømmen, dvs. både sterkere og svakere vind og større trykkpertubasjoner. Venstrejetten har mye den samme strukturen som i kontrollkjøringen, med maksimum vind i omtrent samme posisjon. Maksimum vindstyrke i venstrejetten øker fra 22.2 m/s i K1 til 32.9 m/s i E1 (tabell 4.2). Vi finner også vindminima oppstrøms mye på samme måte som før, men retardasjonen av strømmen er mye mer markert. (Speed-up i oppstrøms vindminima 0.26 mot 0.56 i K1, tabell 4.3). Luften stagnerer ved overflaten og luftpartiklene i 10 m klatrer ikke opp fjellsiden i sentrale områder ved midtlinjen, men beveger seg nordover langs fjellet og tildels nedover. Vi har altså en oppstrøms stagnasjon.

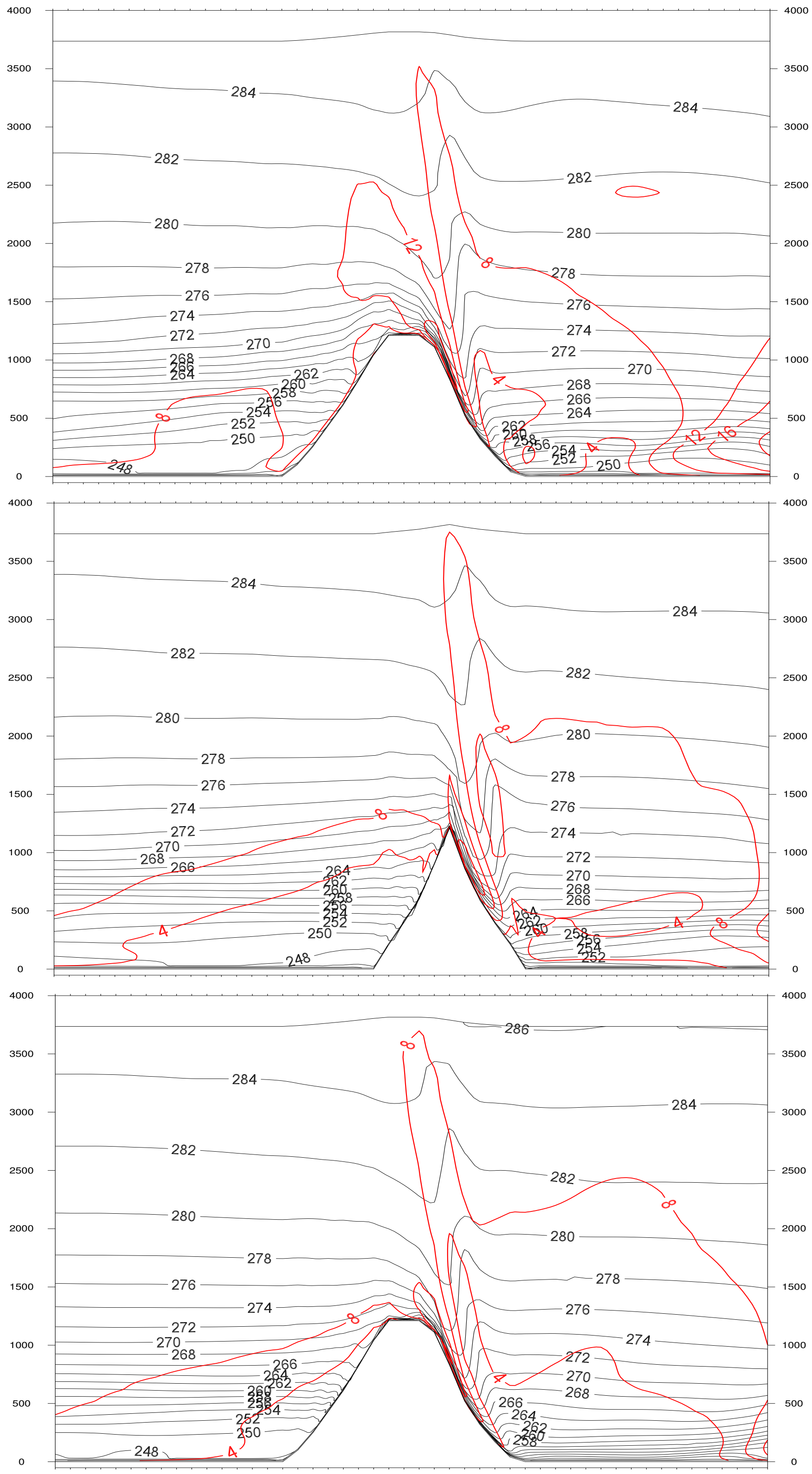
Selv med stagnasjon og en kraftigere strøm rundt fjellet på venstre side, har strømmen litt over bakken en tydelig komponent opp fjellsiden med vestlig vind over fjellets midtparti. Derfor får vi også nå en tydelig oppdriftsbølge over fjellet med sterk levind og et vindminimum i høyden. Maksimum levind er litt sterkere enn i kontrollkjøringen (31.5 m/s mot 29.0 m/s i K1). Tendensen til stagnasjon i høyden er nesten den samme (minimum vindstyrke er her 2.3 m/s mot 2.8 m/s i K1). I todimensjonal strøm kunne en forvente langt sterkere levind med den økte stabiliteten. Med den valgte form og dimensjon på fjellet gir sterkere vertikalstabilitet stagnasjon oppstrøms og sterkere strøm rundt fjellet på venstre side. Dette hindrer at levinden blir mye sterkere med økt vertikalstabilitet.

Høyrejetten har en liknende struktur som i kontrollkjøringen, men i motsetning til i kontrollkjøringen, der maksimum vindhastighet var omtrent like stor som i venstrejetten, er maksimum vindhastighet nå klart svakere i høyrejetten enn i venstrejetten (28.4 m/s (i nivå 6) mot 32.9 m/s).

Vindskyggene nedstrøms fjellet endrer karakter i forhold til i kontrollkjøringen (K1).



Figur 4.9: *Horisontale snitt for sensitivitetskjøring E2 med oppstrøms U = 10 m/s. Over: Vindvektor og isotakker i 10 m over overflaten (koter for hver 2 m/s). Under: Det samme for 300 m over overflaten.*



Figur 4.10: *De tre snittene A, B og C for sensitivitetskjøring E2 med oppstrøms U = 10 m/s. Svarte linjer er isentroper (koter hver 2 K) og røde linjer er isotakker (koter hver 4 m/s).*

Som for svak vind oppstrøms i kontrollkjøring K3, får vi også nå virvler bak fjellet. Den antisykloniske virvelen i nord er mest markert. Den kraftige levinden gir for E1 markant vind fra vest-nordvest mellom virvlene. Dette fant vi ikke i K3.

4.2.2 Dyp inversjon, U = 10 m/s (E2)

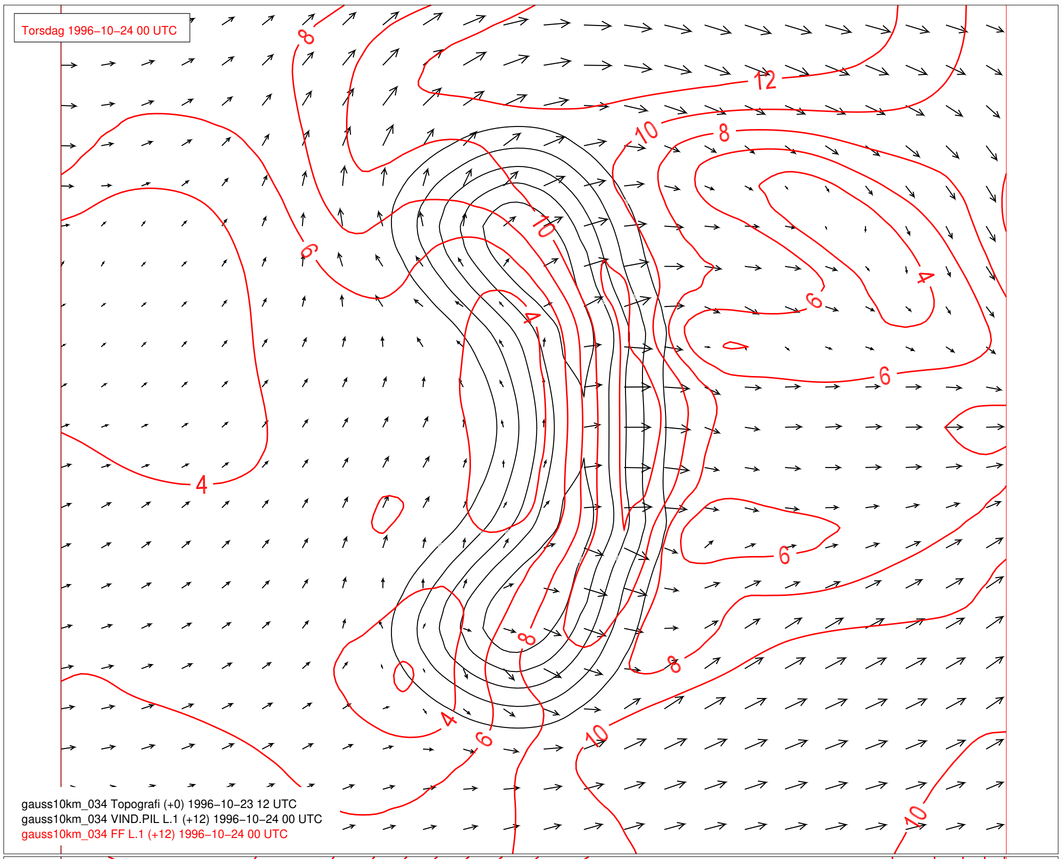
En reduksjon av oppstrøms hastighet endrer som forventet ikke karakteren i strømmen over fjellet (figur 4.9 og 4.10). Vi finner oppstrøms stagnasjon, en sterk venstrejet og svak vind nedstrøms med virvler. Fremdeles finner vi en markert oppdriftsbølge over fjellet og sterk levind. Speed-up for venstrejetten øker som følge av større innflytelse av rotasjon, (speed-up 2.63 mot 2.19 for U = 15 m/s, tabell 4.3). Tendensen til stagnasjon i høyden er mindre enn tilfellet var ved tilsvarende kontrollkjøring (K2). Her er vindminimum 2.2 m/s mot 0.6 m/s i K2.

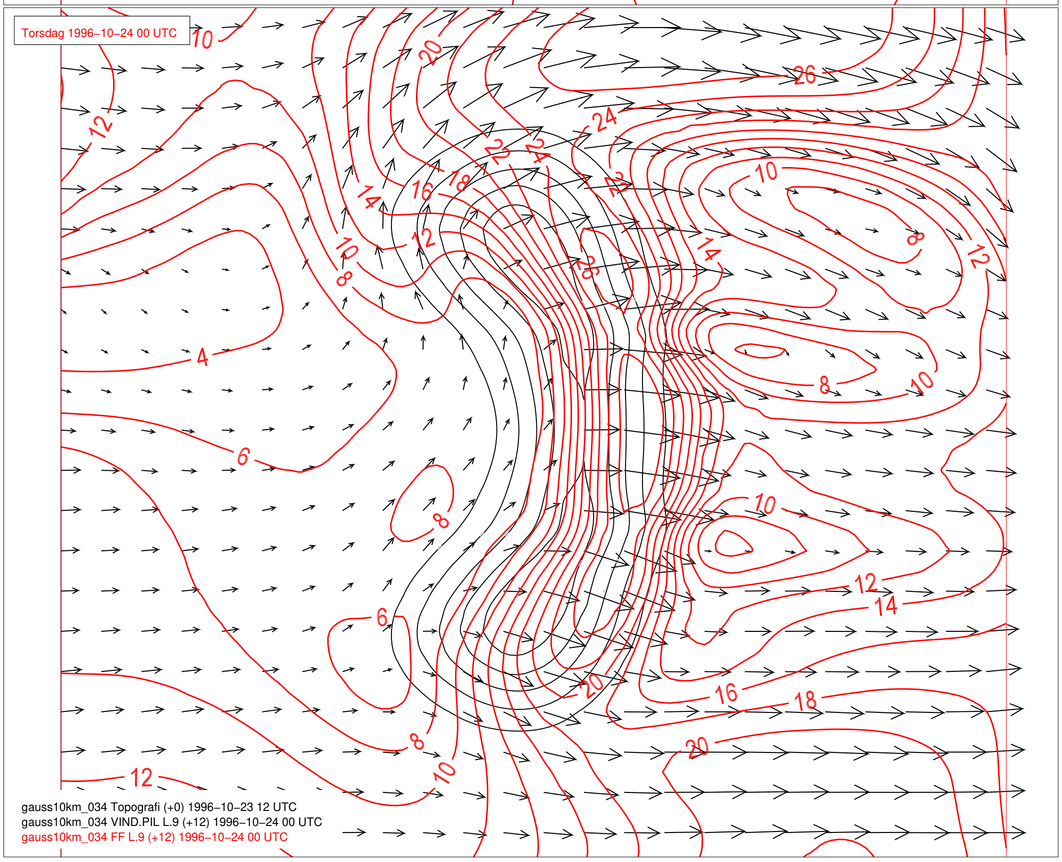
På mange måter gir altså en sterkere vertikalstabilitet et lignende resultat som svakere vind oppstrøms når det gjelder relative endringer i vindhastigheten (speed-up). Slik blir vindene svakere oppstrøms og venstrejetten sterkere i begge tilfeller i forhold til kontrollkjøringene med samme vindstyrke. I begge tilfeller får vi endret karakter i strømmen nedstrøms med klare tendenser til virveldannelse. I noen grad kan altså skalering av den dimensjonsløse hastigheten $\hat{h}$ også gjelde for bedømming av strøm over fjell når effekten av rotasjon er betydelig.

4.2.3 Grunn inversjon, U = 15 m/s (E3)

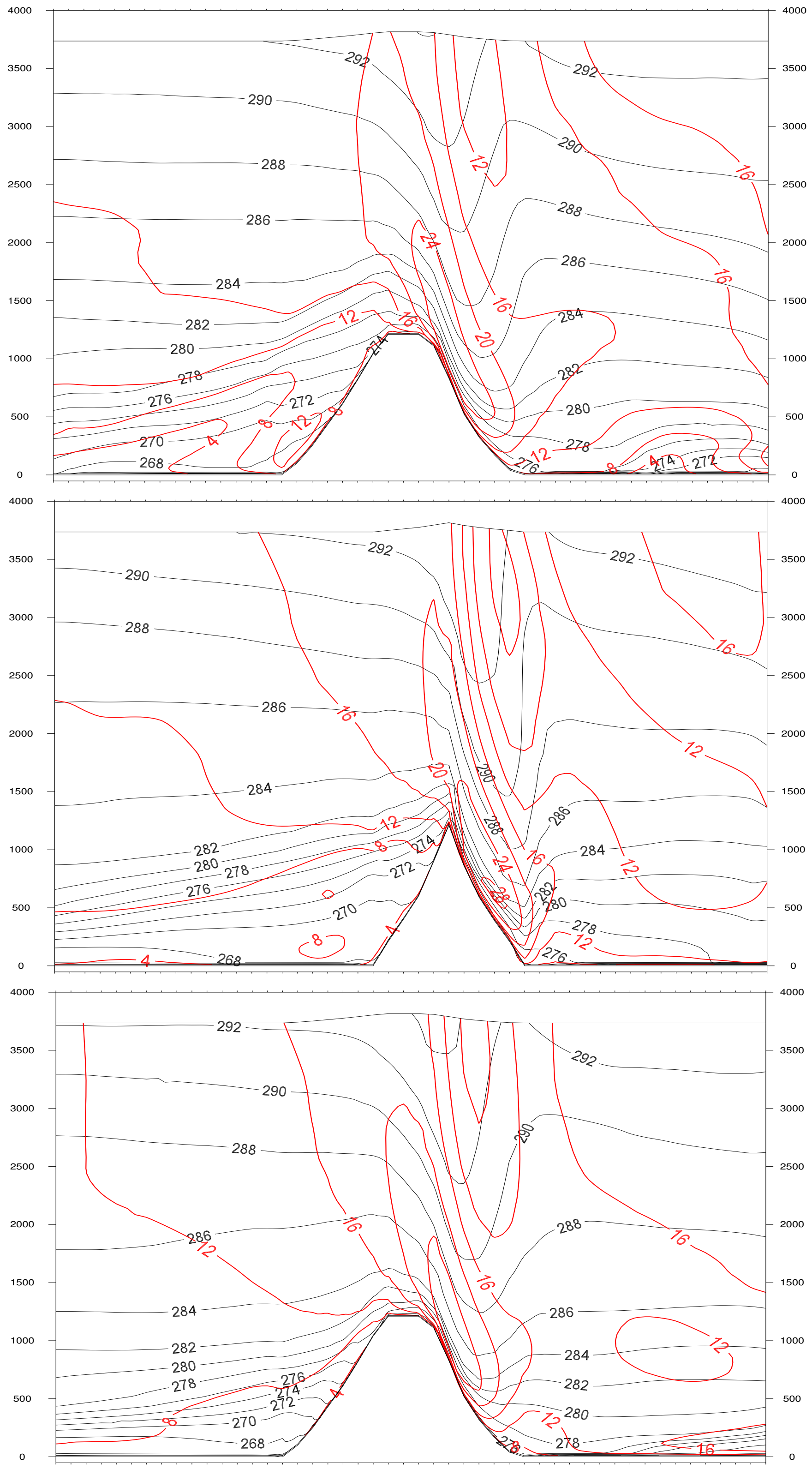
Oppstrøms er inversjonen markert lavere enn fjellet, (figur 4.12). Nær overflaten finner vi oppstrøms stagnasjon (figur 4.11, 10 m). I 300 meter løftes luftpartiklene over fjellet. Av figur 4.12 ser vi at inversjonen går over fjellet.

Vi finner igjen de samme strukturene oppstrøms. Utslagene er ikke så store som for dyp inversjon, men større enn i kontrollkjøringen (K1). Således er speed-up i venstrejetten 1.92 mot 1.48 i K1 (tabell 4.3). Nedstrøms fjellet får vi fortsatt virvler, men ikke så markerte som for dyp inversjon. Således er vindretningen i 300 m (figur 4.11) mer vestlig. Oppdriftsbølgene over fjelltoppen gir omtrent samme styrke på maksimum

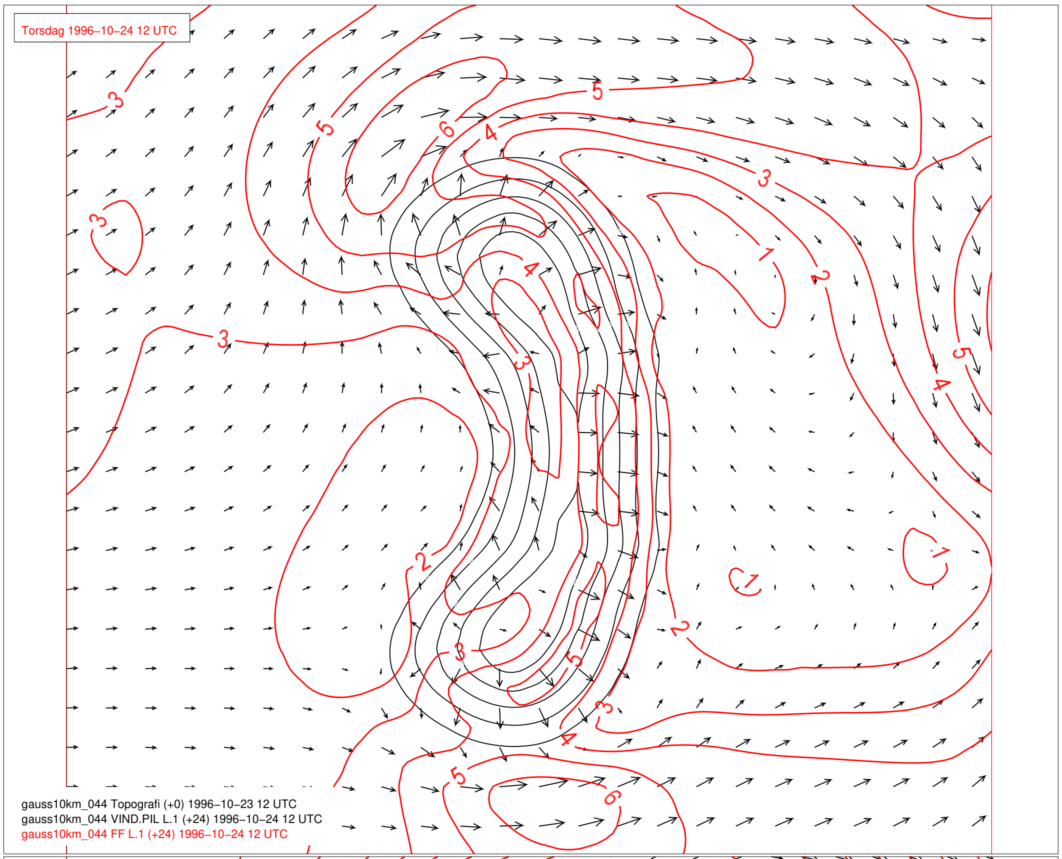


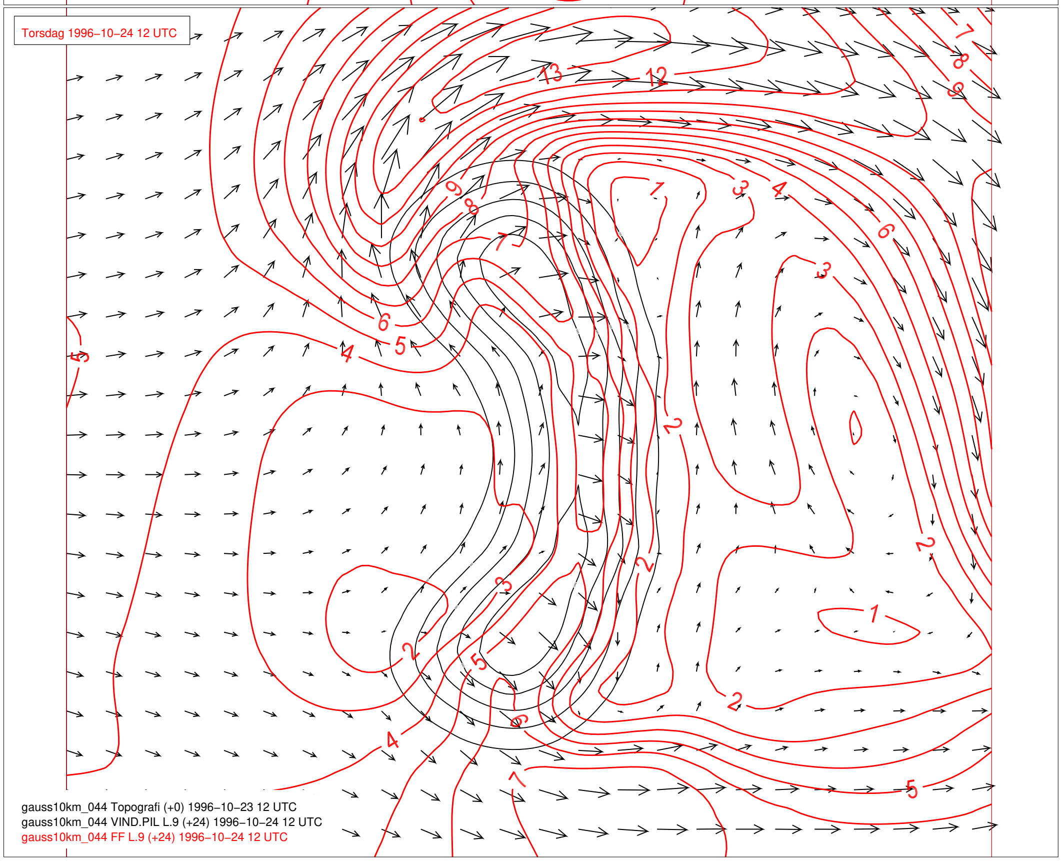


Figur 4.11: *Horisontale snitt for sensitivitetskjøring E3 med oppstrøms $U = 15$ m/s. Over: Vindvektor og isotakker i 10 m over overflaten (koter for hver 2 m/s). Under: Det samme for 300 m over overflaten.*

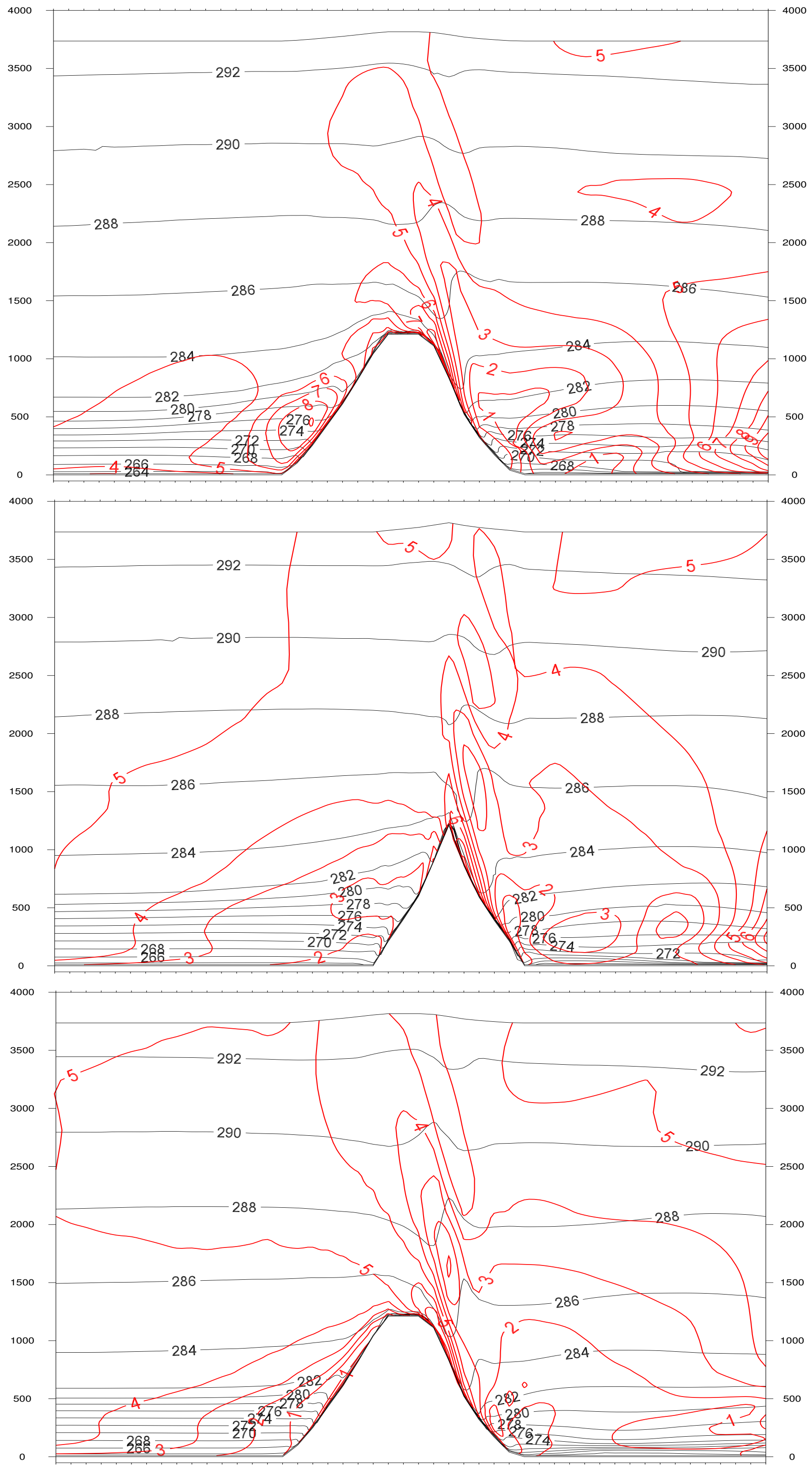


Figur 4.12: *De tre snittene A, B og C for sensitivitetskjøring E3 med oppstrøms U = 15 m/s. Svarte linjer er isentroper (koter hver 2 K) og røde linjer er isotakker (koter hver 4 m/s).*





Figur 4.13: *Horisontale snitt for sensitivitetskjøring E4 med oppstrøms U = 5 m/s. Over: Vindvektor og isotakker i 10 m over overflaten (koter for hver 1 m/s). Under: Det samme for 300 m over overflaten.*



Figur 4.14: *De tre snittene A, B og C for sensitivitetskjøring E4 med oppstrøms U = 5 m/s. Svarte linjer er isentroper (koter hver 2 K) og røde linjer er isotakker (koter hver 1 m/s).*

levind (tabell 4.2; 28.7 m/s mot 29.0 m/s i K1) og minimum i høyden (2.9 m/s mot 2.8 m/s i K1). Venstrejetten når noe høyere vindstyrke enn tilfellet var i kontrolleksperimentet (K1), 28.8 m/s mot 22.2 m/s i K1.

4.2.4 Grunn inversjon, U = 5 m/s (E4)

Med denne hastigheten blir ikke den grunne inversjonen løftet over fjellet (figur 4.13 og 4.14). I forhold til kontrollkjøring med samme hastighet (K3), får en enda klarere tegn til stagnasjon oppstrøms. Således har vinden her flere steder en komponent mot vest nær bakken, spesielt nord for midtlinjen. Venstrejetten er sterkere enn i tilsvarende kontrolleksperiment (tabell 4.2; 14.1 m/s mot 12.5 m/s i K3). Høyrejetten, strømmen nedstrøms og oppdriftsbølgen over fjellet har strukturer som ligner mye på de i kontrolleksperimentet (K3). Eksempelvis er speed-up i levinden 1.72 mot 1.90 i K3 (tabell 4.3).

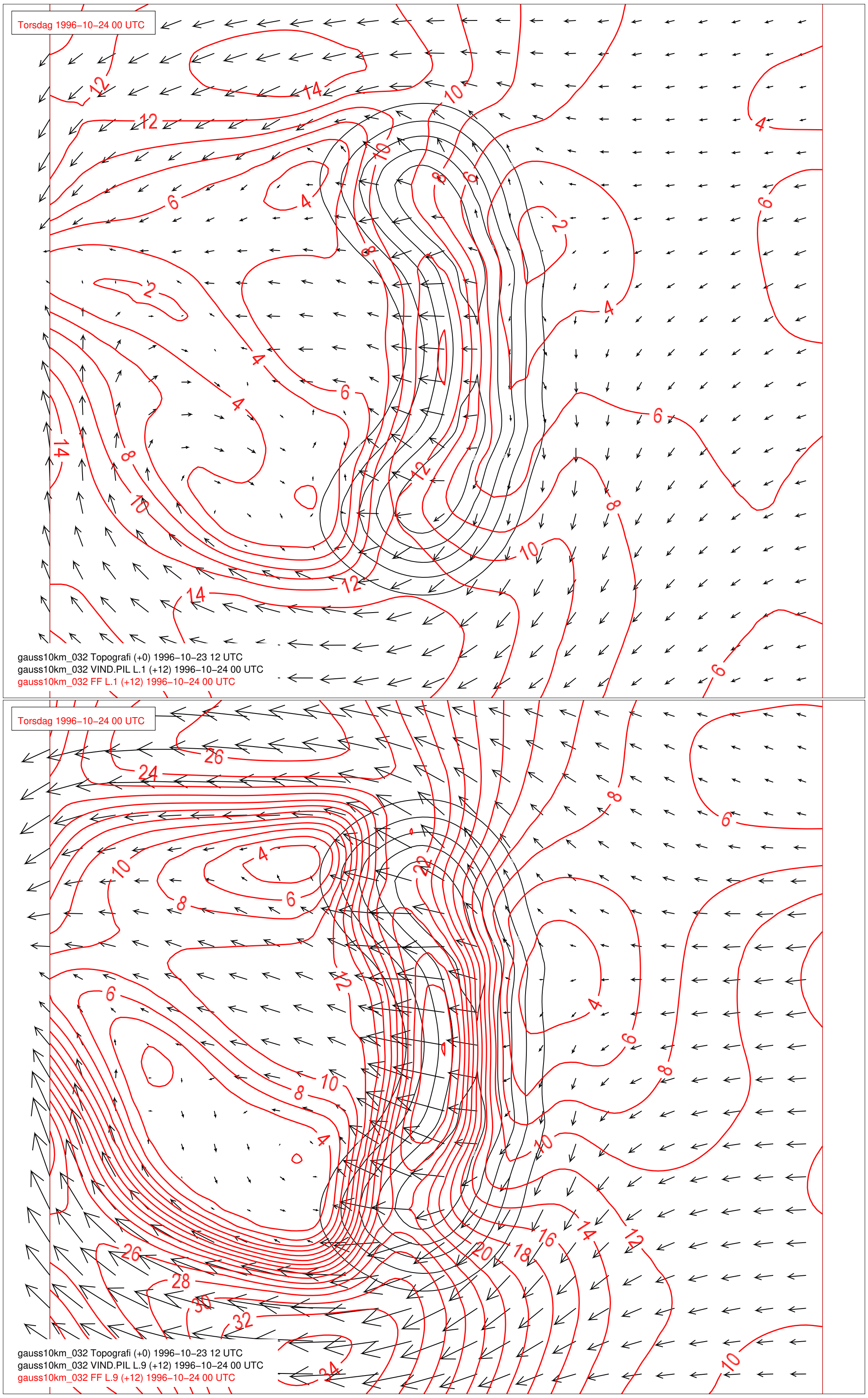
Mens det med sterkere vind var små spor nedstrøms etter den grunne inversjonen i snittet langs midtlinjen, er den nå svært tydelig, se figur 4.14 (snitt B). Kjøringen starter med grunn inversjon og med så svak vind blir inversjonen liggende innenfor området etter 12 timer, men etter 24 timer er den advektert ut av området. Vi merker oss at inversjonen er mye grunnere nedstrøms enn oppstrøms.

4.3 Sensitivitetseksperimenter med andre vindretninger

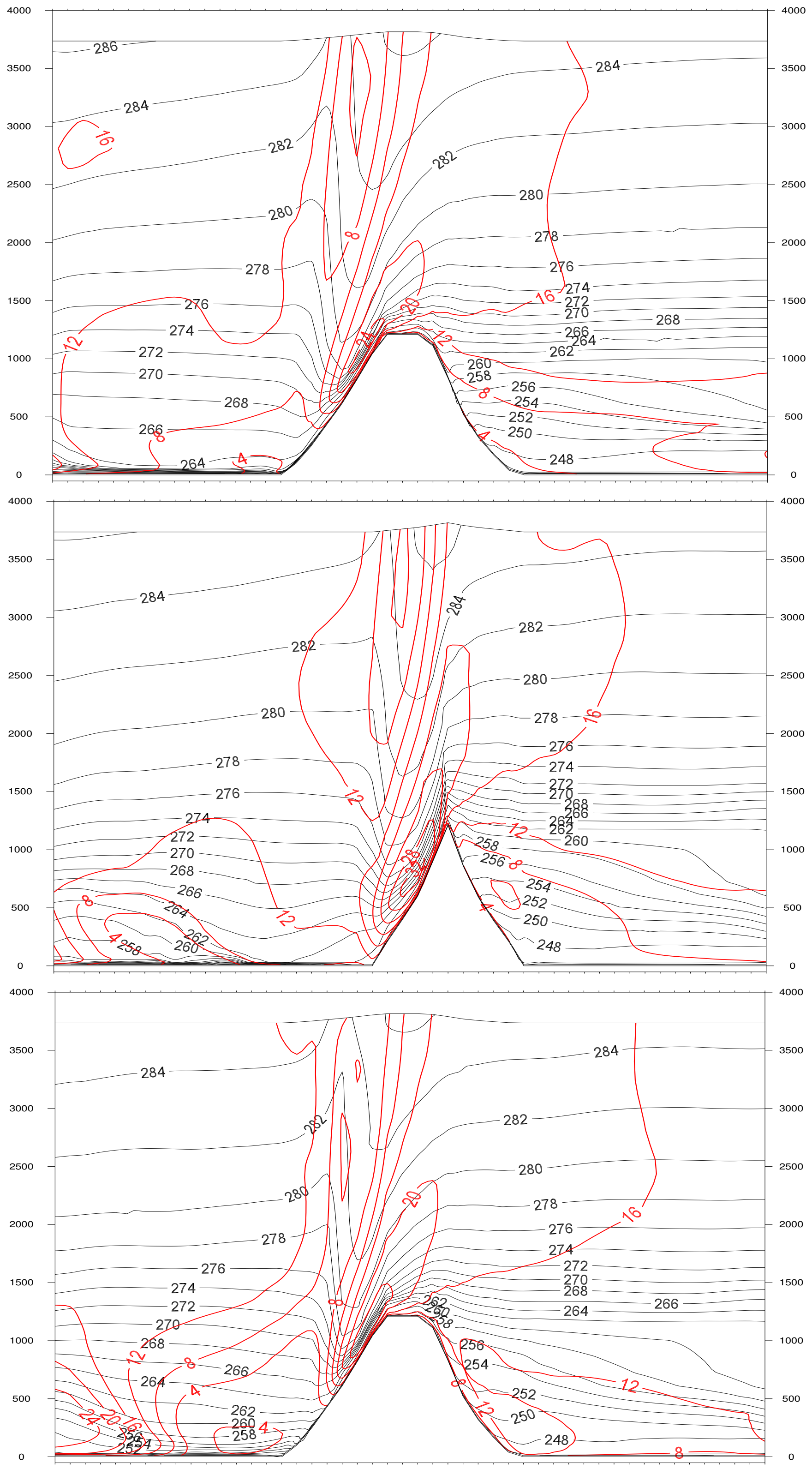
Vi tar her med tre eksperimenter, alle med dyp inversjon og oppstrøms vindstyrke lik 15 m/s. Det er altså bare vindretningen som varierer mellom eksperimentene.

4.3.1 Vind fra øst (E5)

Dersom fjellet hadde vært symmetrisk om en linje nord-sør over toppen på fjellet (buen borte), ville dette eksperimentet (E5) gitt samme resultat som eksperiment E1, bare med motsatte vindretninger (f konstant). Men strøm over det buede fjellet blir litt



Figur 4.15: *Horisontale snitt for sensitivitetskjøring E5 med oppstrøms U = 15 m/s fra øst. Over: Vindvektor og isotakker i 10 m over overflaten (koter for hver 2 m/s). Under: Det samme for 300 m over overflaten.*



Figur 4.16: *De tre snittene A, B og C for sensitivitetskjøring E5 med oppstrøms U = 15 m/s fra øst. Svarte linjer er isentroper (koter hver 2 K) og røde linjer er isotakker (koter hver 4 m/s).*

forskjellig alt etter om strømmen kommer fra øst eller vest (figur 4.15 vs figur 4.7).

Hovedstrukturene med asymmetrisk strøm, oppdriftsbølger over fjellet og virvel nedstrøms endrer seg ikke stort. De største endringene skjer oppstrøms, se figur 4.15. Med krumningen av høydekotene opp mot strømmen, får vi et enda tydeligere oppstrøms minimum til høyre. Her finner vi tendens til stagnasjon. Strømmen akselereres til venstre langs fjellet for å danne venstrejetten, som når maksimal hastighet litt tidligere enn i strøm fra vest. En slik krumning på fjellet minner om strøm over Sør-Norge fra sørvest og vest, Barstad & Grønås (2005). Med vind fra vest, se figur 4.7, fikk vi svakere vinder foran fjellet omkring midtlinjen (der kotene krummer andre veien mot strømmen).

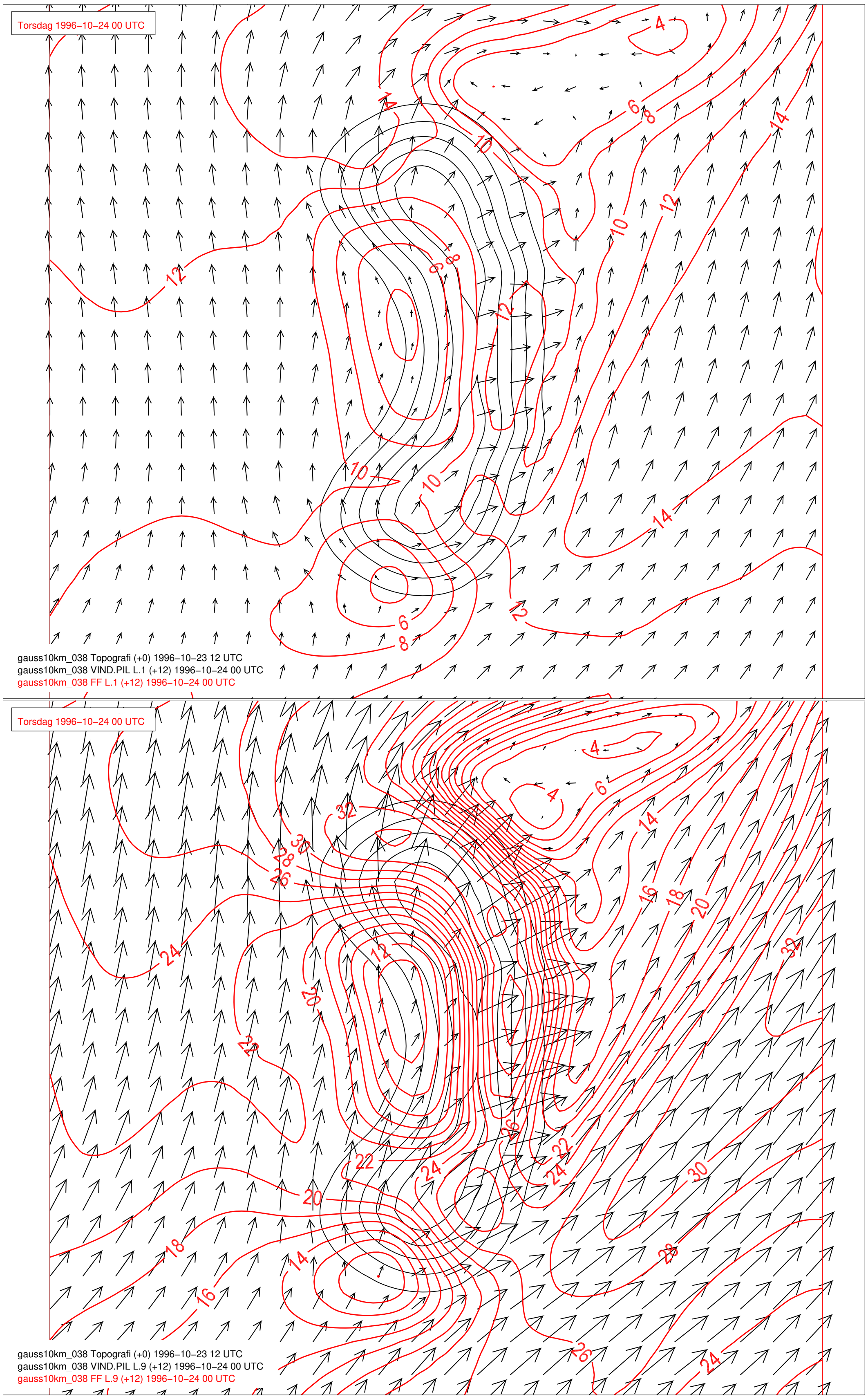
Forholdene på lesiden med virvler og høyrejet forandrer seg mindre. (Høyrejetten har maksimumsverdi 28.4 m/s, slik som i E1, se tabell 4.2). Det samme gjelder oppdriftsbølgene over fjellet, se figur 4.16. Slik er det liten forskjell i maksimum levind og minimum i vindstyrke i høyden. Speed-up i levinden er 2.25 mot 2.10 i E1 (tabell 4.3). Minimumsvinden i høyden er 2.9 m/s mot 2.3 m/s i E1.

4.3.2 Vind fra sørvest og nordvest (E6 og E7)

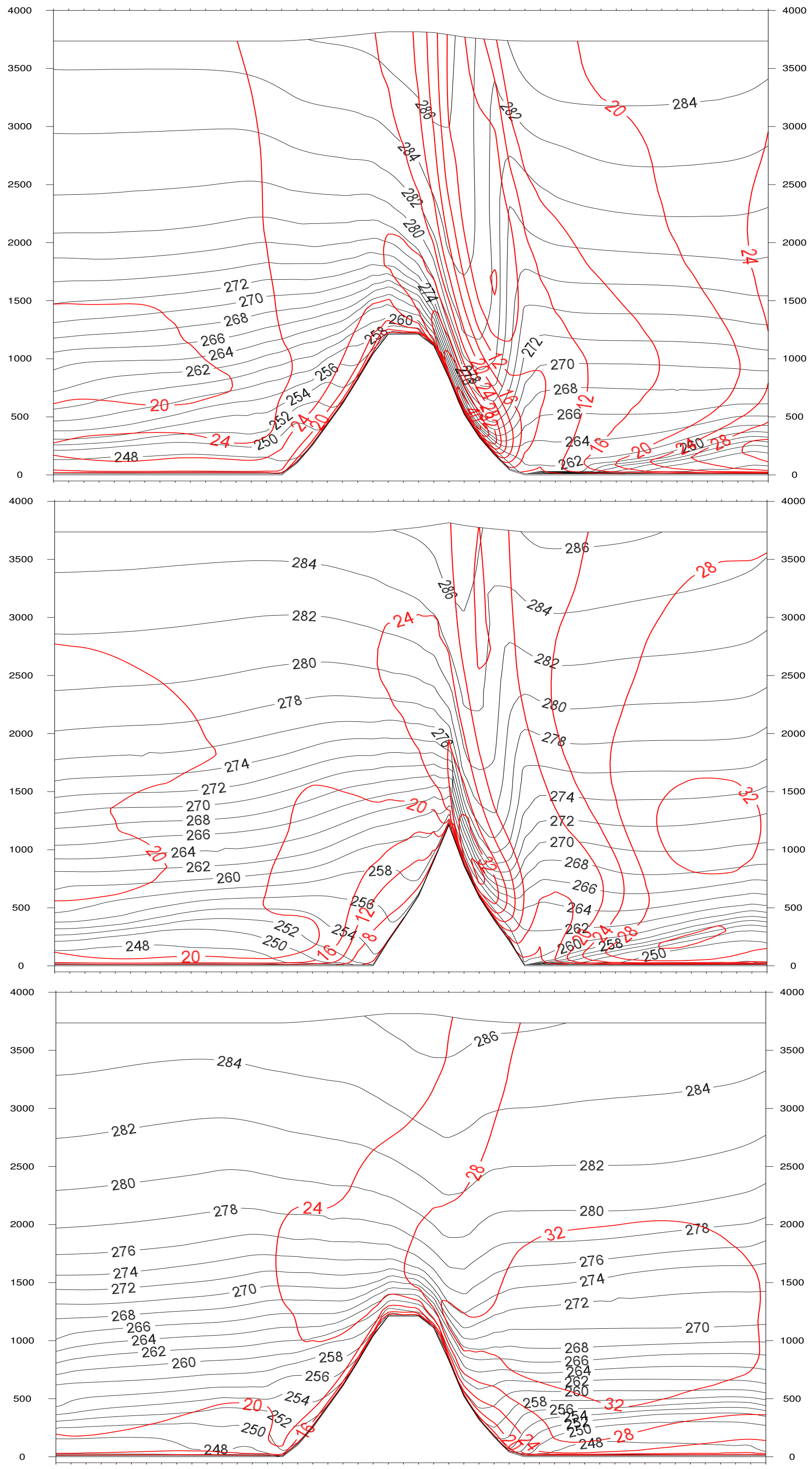
Selv om vi gjenkjenner de samme strukturene som i de andre eksperimentene med dyp inversjon, er det en markant forskjell mellom strøm fra sørvest, (figur 4.17 og 4.18) og strøm fra nordvest (figur 4.19 og 4.20). Strømmen for de to retningene er ikke symmetrisk om midtlinjen. Med et konisk sirkulert fjell, ville ikke retningen betydd noe for strømmen så lenge Coriolisparameteren er konstant. Et langstrakt fjell endrer på dette, dvs. strømmen opp mot fjellet endrer seg med retningen. Men som vi skal se, er virkningen av rotasjon på forstyrrelsene ikke slik at sørvestlig og nordvestlig strøm gir en speilvendt strøm omkring midtlinjen.

Vind fra sørvest (E6)

Ved sørvestlig strøm får vi et oppstrøms minimum sør på fjellet, 8.0 m/s i 300 meter (figur 4.17). Ved overflaten er det nær stagnasjon. Fra dette minimumet akselererer



Figur 4.17: *Horisontale snitt for sensitivitetskjøring E6 med oppstrøms U = 15 m/s fra sørvest. Over: Vindvektor og isotakker i 10 m over overflaten (koter for hver 2 m/s). Under: Det samme for 300 m over overflaten.*



Figur 4.18: *De tre snittene A, B og C for sensitivitetskjøring E6 med oppstrøms U = 15 m/s fra sørvest. Svarte linjer er isentroper (koter hver 2 K) og røde linjer er isotakker (koter hver 4 m/s).*

vinden til venstre, og en får økende sørlig vind langs fjellet. Like nord for fjellet når vinden maksimal hastighet i venstrejetten med vindretning fra sør-sørvest. Oppstrøms rundt midtlinjen av fjellet, får vi et sekundært minimum i vindstyrken med hastigheter ned mot null ved overflaten. Dette minimumet er til dels slik som ved vestlig vind.

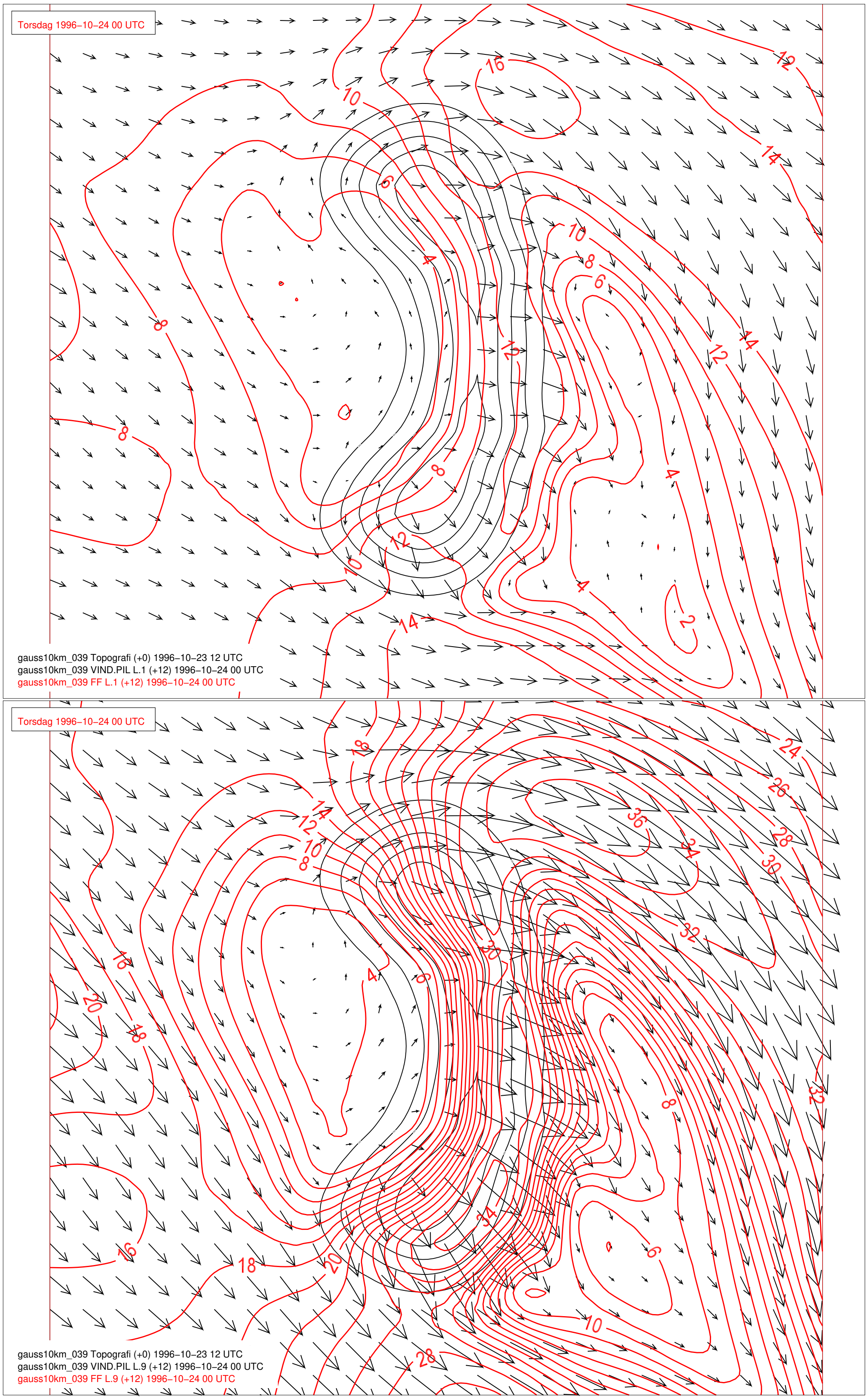
Til høyre for fjellet får vi en markert høyrejet med vindretning fra sørvest. Til venstre for denne jetten har vi en vindskygge nordøst for fjellet med stagnerende vind og svake returvinder fra nordøst. Vindskyggen er mye smalere enn tidligere, og vi har en markert virvel.

Over toppen av det langstrakte fjellet er det relativt sterk vind fra sørvest som gir fjellbølger. Maksimum levind er hele 42.0 m/s, og minimum vindstyrke i høyden er 3.7 m/s (tabell 4.2).

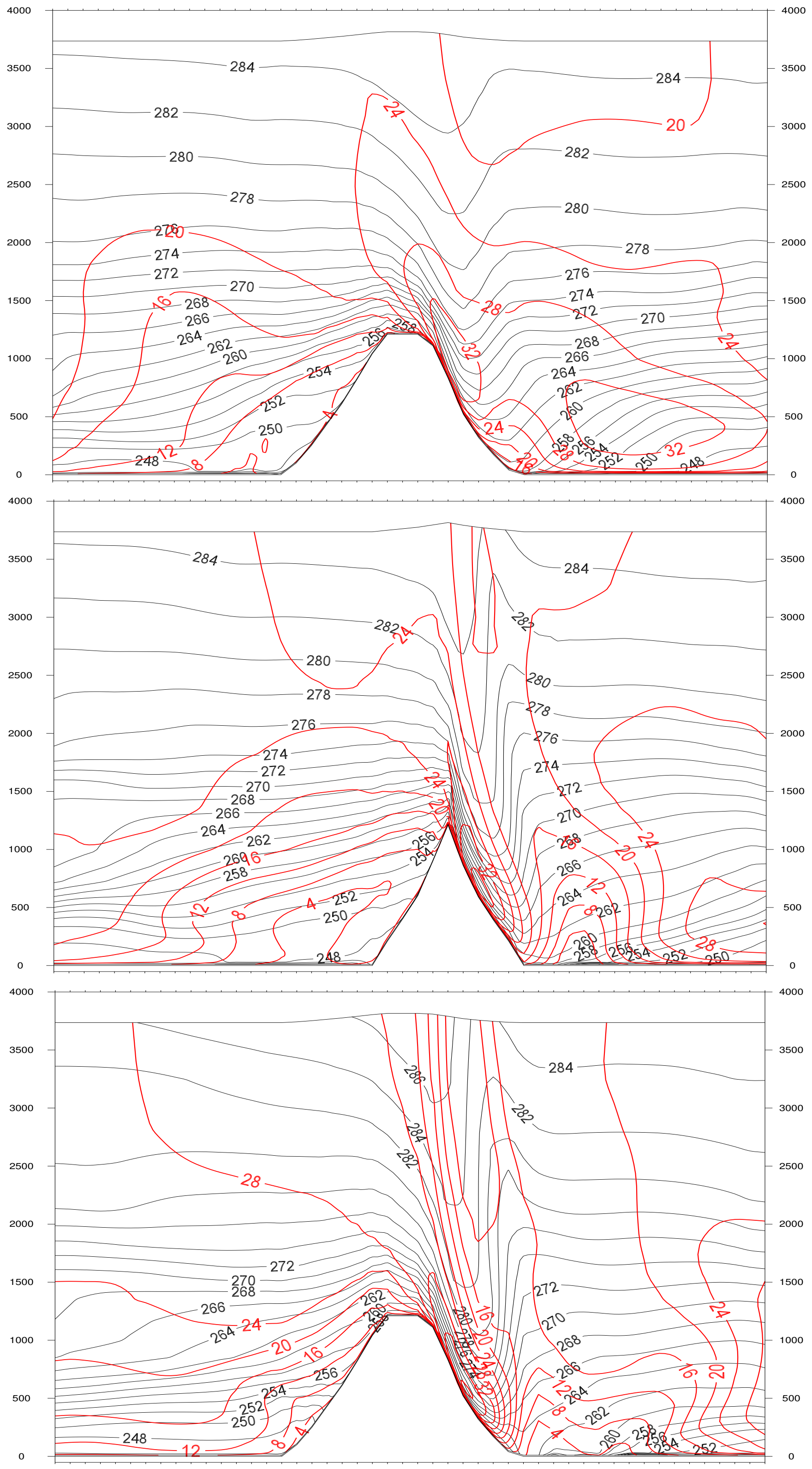
Vind fra nordvest (E7)

Mens strømmen fra sørvest møtte et relativt "smalt" fjell, møter strømmen fra nordvest et mye "bredere" fjell. Dette ser vi ved et mye bredere område med svak vind oppstrøms, fra losiden av fjelltoppen i sør til losiden av toppen i nord, samt et bredere område med svake vinder på lesiden, se figur 4.19. Minimumsområdet på losiden brer seg langt oppstrøms. Dersom en følger en strømlinje mot oppstrømsminimum, blir luften retardert og dreid kraftig mot venstre. Den påfølgende akselerasjonen skjer rundt nordsiden av fjellet, dvs. over en lengde karakterisert med skalaen på tvers. For strømmen fra sørvest var det omvendt: strømmen ble akselerert langs fjellet over en distanse karakterisert av skalaen langs fjellet (nord-sør) uten særlige endringer i vindretningen.

For lave Rossbytall er det lett å illustrere denne usymmetrien mellom sørvestlig og nordvestlig strøm. En kan da regne med at vinden er nær geostrofisk. Strømmen vil da gi et høytrykk over fjellet i følge kvasigeostrofisk teori (se avsnitt 2.4). Som en tilnærmelse består da strømmen av en homogen strøm fra en retning pluss den vinden som settes opp av antisyklonen. Figur 4.21 viser resultatet for sørvestlig og nordvestlig vind mot et avlangt fjell som vårt. For sørvestlig strøm får en sterkest geostrofisk vind



Figur 4.19: *Horisontale snitt for sensitivitetskjøring E7 med oppstrøms U = 15 m/s fra nordvest. Over: Vindvektor og isotakker i 10 m over overflaten (koter for hver 2 m/s). Under: Det samme for 300 m over overflaten.*

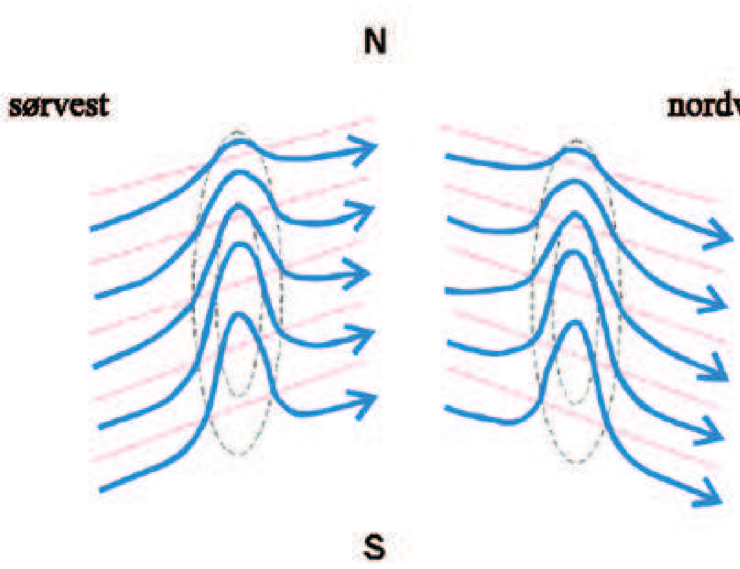


Figur 4.20: *De tre snittene A, B og C for sensitivitetskjøring E7 med oppstrøms U = 15 m/s fra nordvest. Svarte linjer er isentroper (koter hver 2 K) og røde linjer er isotakker (koter hver 4 m/s).*

langs fjellet på losiden, mens for nordvestlig vind får en svakere vind på venstre side nord for fjellet. Imidlertid gir symmetri sterkere vind på lesiden i dette tilfellet. I våre eksperimenter kan vi ikke innføre slik kvasigeostrofisk tenkning, til det er alle Rossbytall for høye. Likevel har vi oppstrøms fjellet tendenser mot en strøm som skissert i figur 4.21. Barstad & Grønås (2005) fant liknende forskjell mellom strøm fra sørvest og sørøst for strøm over Sør-Norge.

I våre eksperimenter blir venstrejetten noe sterkere ved nordvestlig vind enn ved sørvestlig vind (tabell 4.2; 37.3 m/s i nivå 10, 364 meter, mot 34.2 m/s i tilsvarende nivå for sørvestlig strøm). Etter diskusjonen over skulle en forventet motsatt resultat. En grunn kan være at integrasjonsområdet er for lite til at venstrejetten kan utvikles helt ved sørvestlig vind.

Nedstrøms fjellet er som nevnt området med vindskygge større. Mens strømmen fra sørvest bare ga et område med vindskygge, har vi nå to områder omtrent på samme måte som for vestlig strøm. Oppdriftsbølgen over fjellet er ganske lik i de to eksperimentene (E6 og E7, tabell 4.3).



Figur 4.21: *Prinsippskisse for geostrofisk strøm fra sørvest og nordvest over et langstrakt fjell med stor utstrekning (lavt Rossbytall). Figuren viser isobarer som en grafisk sum (kraftige linjer med retning) av en grunnstrøm gitt ved rettlinjede isobarer (svake linjer) og isobarer fra et høytrykk over fjellet som har oppstått ved strøm over fjellet (stiplede linjer). Ved sørvestlig strøm gir perturbasjonen en vindkomponent i samme retning som grunnstrømmen. Slik styrkes strømmen. Ved nordvestling strøm gir perturbasjonen et bidrag på tvers av grunnstrømmen. Dette gir mindre vindøkning langs grunnstrømmen.*

Kapittel 5

Oppsummering og diskusjon

I denne oppgaven har en studert strøm over fjell på mesoskala fra en rekke numeriske simuleringer av idealisert strøm over et fjell der lengden var 2.5 ganger lengre enn bredden. I tillegg var fjellet buet i lengderetningen. Fjellet hadde så stor utstrekning at effekter av jordens rotasjon var betydelig (Rossbytall $R_0 \sim 1$ knyttet til fjellet). Hovedhensikten med studiet har vært å studere strømregimer for strøm over fjellet. Således har det vært en viktig hensikt å vurdere overganger i strømregimer som funksjon av dimensjonsløs fjellhøyde $\hat{h}$ og Rossbytallet R_0. Det har vært viktig å få fram betydningen av inversjoner og i noen grad storstilt vindretning.

5.1 Numerisk modell og modelloppsett

De numeriske eksperimentene ble gjort med den numeriske mesoskala prognose-modellen MEMO. Simuleringene ble kjørt uten vanndamp og diabatiske effekter. Alle simuleringene ble utført med en standard parameterisering av turbulens og turbulent friksjon mot overflaten. Turbulensskjemaet inkluderte en prognostisk ligning for turbulent kinetisk energi. Horisontal gitteravstand var 10 km i alle eksperimentene. Modellen ble kjørt som en ikke-hydrostatisk modell, men med den valgte oppløsningen var strømmen svært nær hydrostatisk strøm (dvs. at trykkperturbasjoner knyttet til ikke-hydrostatiske effekter var ubetydelige).

Det ble definert en kystlinje rundt fjellet som skille mellom hav og land. Over hav ble ruhetsparameteren satt til 0.001 m og over land til 0.30 m. Modellen MEMO har strålingsbetingelser på rendene, både laterale render og øvre rand. Strålingsbetingelsen ved øvre grenseflate sikrer at bølgeenergi i oppdriftsbølger satt opp av fjellet - som ved hydrostatisk strøm er rettet vertikalt oppover - trenger uhindret gjennom. Av denne grunn ble øvre grense i modellen satt til 4000 m. Alle eksperimentene ble kjørt inntil strømmen hadde tilpasset seg fjellet. I tilfellene med minst Rossbytall, dvs. tilfeller med relativt lang tilpasningstid, var integrasjonstiden 24 timer, men i de fleste tilfeller var 12 timer tilstrekkelig for å oppnå tilnærmede stasjonære tilstander.

5.2 Eksperimenter

Integrasjonsområdet var plassert i retning nord/sør, vest/øst. Fjellet hadde en lengde på 300 km (halvverdilengde 150 km), en bredde på 120 km (halvverdibredde 60 km) og en høyde på cirka 1200 m. Fjellets posisjon var midt i integrasjonsområdet med lengderetningen i retning nord/sør. Buen i lengderetningen hadde en krumningsradius på 270 km med origo på vestsiden av fjellet (se figur 3.3). Oppstrøms vindhastighet U var i alle eksperimenter konstant over grenselaget, og satt til enten 5 m/s, 10 m/s eller 15 m/s. Det ble kjørt tre kontrolleksperimenter med vindretning fra vest, ett for hver vindstyrke (K1 for 15 m/s, K2 for 10 m/s og K3 for 5 m/s). I disse eksperimentene var statisk stabilitet som i en normalatmosfære, dvs. oppdriftsfrekvens N = 0.01 s^{-1}. For de nevnte vindhastighetene varierte $\hat{h}$ fra 0.8 til 2.4 i kontrollkjøringene. Om en bruker lengdeskalaen på fjellet, varierte Rossbytallet tilsvarende fra 0.81 til 0.27, eller fra 2.02 til 0.67 om en bruker skalaen på tvers.

Det ble kjørt sensitivitetseksperimenter for to typer inversjoner: dyp og grunn inversjon. Den dype inversjonen rakk godt over høyden på fjellet (normalatmosfære over 2000 meter). Den grunne inversjonen nådde 500 meter (normalatmosfære over 500 meter). Ved starten hadde inversjonene overalt samme høyde over terrenget. Oppdriftsfrekvensen i den dype inversjonen var N = 0.035 s^{-1}. Det ble kjørt to eksperimenter med dyp inversjon og vind fra vest: ett med U lik 15 m/s og ett med U lik 10 m/s som oppstrøms vindhastighet, (henholdsvis E1 og E2). Tilsvarende dimensjonsløs fjellhøyde $\hat{h}$ var 2.8 og 4.2. Oppdriftsfrekvensen for den grunne inversjonen var også N = 0.035 s^{-1}. Det ble gjort to eksperimenter med grunn inversjon og vind fra vest: ett med U lik 15 m/s og ett med U lik 5 m/s (henholdsvis E3 og E4). Det kan ha mindre relevans å definere en dimensjonsløs høyde for grunn inversjon. Men om en bruker den nevnte oppdriftsfrekvensen og de nevnte vindstyrkene, var fjellhøyden $\hat{h}$ lik 2.8 og 8.4.

Resten av eksperimentene ble gjort med dyp inversjon og oppstrøms vind U = 15 m/s. Det ble gjort ett eksperiment med vindretning fra øst for å vurdere betydningen av buen på fjellet (E5). Videre ble det gjort ett eksperiment med storstilt vindretning fra sørvest (E6) og ett med vindretning fra nordvest (E7) for å studere hvordan Corioliskraften gir forskjellig virkning i de to tilfellene.

5.3 Kontrolleksperimentene

Kontrolleksperimentene viste strukturer karakterisert ved en asymmetrisk strøm over fjellet, dvs. en jet på venstre side (venstrejet) og et oppstrøms minimum på høyre side av fjellet. Videre var strømmen karakterisert ved hydrostatiske oppdriftsbølger over fjellryggen og treghets-oppdriftsbølger nedstrøms. Disse bølgene var opphav til svake vinder nedstrøms i områder vi kalte vindskygger. Områdene var knyttet til anomalier med lavere trykk forårsaket av en generell nedsynkning av luftmassene bak fjellet. Vi fant også en jet nedstrøms fra høyre side av fjellet, til høyre for vindskyggen, en jet vi har kalt høyrejetten. Betegnelsen på disse strukturene er de samme som ble brukt av Barstad & Grønås (2005) for strøm fra sørvest over Sør-Norge.

Etter Ólafsson (2000) skulle våre eksperimenter, som alle hadde friksjon, bare ha to mulige strømregimer: ett ved lav dimensjonsløs fjellhøyde karakterisert ved fjellbølger og et regime karakterisert ved oppstrøms stagnasjon og strøm rundt fjellet. Et tredje regime karakterisert ved stagnasjon i høyden i brytende fjellbølger over fjellet, skulle ikke forekomme. Aspektforholdet mellom skala langs og på tvers av fjellet er i vårt tilfelle 2.5. Om en studerer figur 2.3 c), fra Ólafsson (2000), skulle overgangen til splitting av strømmen skje ved $\hat{h} = 1.3$ for strøm med Ro = 2.5.

I praksis er det vanskelig å sette klare kriterier for stagnasjon oppstrøms og i høyden. Minimum oppstrøms hastighet i tabell 4.2 er tatt i 300 m over overflaten. I våre eksperimenter kommer ikke speed-up for denne hastigheten under 0.16 (tabell 4.3). Se også figur 5.1 der disse tallene er plottet i et aksesystem med R_0 langs x-aksen og $\hat{h}$ langs y-aksen. Dersom denne vinden samtidig har en komponent nedover fjellet, er dette tegn på stagnasjon, mens en komponent oppover tyder på det motsatte. Vi kan også velge å gjøre samme vurderinger for vinden ved overflaten (10 m). I kontrollkjøringene fant vi ikke tegn til oppstrøms stagnasjon i noen av simuleringene om vi vurderte vinden i 300 m. Vurderte vi i stedet vinden i 10 m, fant vi stagnasjon ved U = 5 m/s.

Selv om vi bruker lengdeskala på tvers, er våre Rossbytall mindre enn 2.5 (verdien som ligger til grunn for figur 2.3 c)). I følge Ólafsson (2000) og Barstad & Grønås (2005) gir større innflytelse av rotasjon sterkere strøm over fjellet ved vestlig og sørvestlig storstilt vind. Slik hindres oppstrøms stagnasjon når Rossbytallet avtar. Overgangen i strømregime skjer hos oss for U mellom 10 m/s og 5 m/s, dvs. for $\hat{h}$ mellom 1.2 og 2.4. Dette er for høyere $\hat{h}$ enn hos Ólafsson (2000), men i samsvar med hva en kan forvente for våre Rossbytall.

Styrken på venstrejetten i speed-up var 1.48 for U = 15 m/s (K1), 1.93 for U = 10 m/s (K2) og 2.50 for U = 5 m/s (K3). Se figur 5.2 der disse tallene er plottet inn i et aksesystem som i figur 5.1. Dette betyr at asymmetrien, som en kan vente, øker med avtakende Rossbytall. Økningen i speed-up var større mellom 10 m/s og 5 m/s enn mellom 15 m/s og 10 m/s. Dette kan bety at overgang i regime gir noe kraftigere strøm rundt fjellet på venstre side.

En skulle kanskje forvente at oppstrøms stagnasjon ville være karakterisert med mindre vind over fjellet og mindre bølgeaktivitet. Imidlertid ga alle kontrolleksperimentene tydelige oppdriftsbølger over fjellet. Målt i speed-up var det således liten variasjon i maksimal levind som var nær 2.0 i de tre eksperimentene. Vi fant altså markante oppdriftsbølger over fjellet selv når strømmen var karakterisert med oppstrøms stagnasjon.

Minimum hastighet i høyden knyttet til oppdriftsbølgene varierte fra 0.26 til 0.06 i speed-up, med lavest verdi for U = 10 m/s (K2). Speed-up lik 0.1 er nær stagnasjon. Vi har sjekket om det samtidig var klarluftsturbulens i disse områdene. Vi fant spor av økt turbulens, men verdiene var markert mindre enn i grenselaget. Våre resultater, basert på kjøringer med mindre Rossbytall enn Ólafsson (2000), antyder at stagnasjon i høyden kan forekomme selv med friksjon.

Alle kontrolleksperimentene ga vindskygger nedstrøms. For U = 15 m/s var minimum speed-up 0.27 (se tabell 4.3 og figur 5.1) og vindretningen var vestlig både i 300 og 10 m. Det ble funnet to minimumsområder. For U = 10 m/s var minimum speed-up lik 0.13. Vindretningene var fortsatt overveiende vestlig, men vindstyrkene var nær stagnasjon noen steder. Ved U = 5 m/s var minimum speed-up lik 0.10, men nå fant vi en stor variasjon i vindretningene, også vind i motsatt retning av hovedretningen fra vest. Vi kalte de to områdene for virvler i dette tilfellet.

Vi tolker resultatene som at strøm for vindstyrker ned til 10 m/s er karakterisert ved treghets-oppdriftsbølger nedstrøms som gir vindskygger uten stagnasjonsområder og uten vesentlig endring i vindretningen. For vindstyrker svakere enn 10 m/s dannes det virvler i strømmen med returstrømmer. Vi finner derfor at virveldannelse følger oppstrøms stagnasjon som tegn på et regimeskift.

Vi fant at høyrejetten var av samme type som funnet av Barstad & Grønås (2005; 2006) for strøm over Sør-Norge. De forklarte jetten ut fra lavtrykkperturbasjonen nedstrøms fjellet. Hos Barstad & Grønås (2005) var høyrejetten markert svakere i maksimum vindhastighet enn venstrejetten. Hos oss er høyrejetten nesten like sterk som venstrejetten og sterkere enn hos Barstad & Grønås (2005) (figur 5.2).

Summerer vi opp kan vi si at strømmen i kontrollkjøringene som forventet er asymmetrisk med en venstrejet og et oppstrøms minimum. Videre er strømmen karakterisert ved oppdriftsbølger over fjellet og treghets-oppdriftsbølger nedstrøms som gir vindskygger. I tillegg kommer en markert nedstrøms høyrejet. Når vindhastigheten U går under 10 m/s, er det klare tegn til oppstrøms stagnasjon og virveldannelse nedstrøms fra fjellet som et tegn på et regimeskifte. Men det er fortsatt markert vestlig vind over fjellet og tydelige oppdriftsbølger. For U = 10 m/s er det tendens til stagnasjon i høyden over fjellet, men uten at levindene blir sterkere (speed-up endres lite).

5.4 Dyp inversjon

De to eksperimentene med dyp inversjon (U = 15 m/s (E1) og U = 10 m/s (E2)) viste oppstrøms stagnasjon som var tydeligere enn for kontrolleksperimentet K3 (U = 5 m/s), se også figur 5.1. Videre oppstod det virvler nedstrøms (se figur 4.7 og figur 4.9). Således fant vi at strømregimet var av samme type som i K3. Også nå fant vi oppdriftsbølger over fjellet med omtrent samme maksimum levind (speed-up) som i kontrolleksperimentene. En skulle forvente at større stabilitet ville gi kraftigere bølger og sterkere levind, men dette var ikke tilfellet. Årsaken ligger i at regimeskiftet gir markant mer strøm rundt fjellet og mindre vind over fjellet.

Styrken på venstrejetten øker da også betraktelig, fra 1.48 (K1) til 2.19 (E1) (speed-up) for U = 15 m/s og fra 1.93 (K2) til 2.63 (E2) for U = 10 m/s (se figur 5.2). Inversjonen er så dyp at det kan være belegg for å se på kontrollkjøringene og de to eksperimentene som et utvalg av eksperimenter med varierende R_0 og $\hat{h}$. Av figur 5.2 ser vi at både økt dimensjonsløs fjellhøyde og avtakende Rossbytall gir økende hastighet i venstrejetten. Betydningen av de to parametrene synes å være omtrent like stor (innenfor rammene for kjøringene; gradienter i koter for speed-up mot øverste venstre hjørne). Også høyrejetten øker med økende $\hat{h}$ og avtagende R_0, men økende $\hat{h}$ synes å bety mer enn avtakende R_0 (gradienten er mer vertikal).

Eksperimentet med dyp inversjon og vind fra øst (E5) viste noe om hva buen på fjellet betyr for strømmen. Vi fant de samme strukturene som ved vind fra vest, men med noen modifikasjoner. Ved vind fra øst kom oppstrøms minimum mer tydelig på høyre side av midtlinjen slik som for sørvestlig strøm over Sør-Norge (Barstad & Grønås (2005)). For vind fra vest bidro buen til svakere vind oppstrøms ved midtlinjen.
Venstrejetten ble sterkere i E5, trolig både på grunn av at luftpartiklene får akselerere mer langs fjellet hele tiden og fordi effekten av kystkonvergens (som følge av friksjonsforskjell land/hav) blir større fordi kysten blir mer langs strømmen.

Speed-up for høyrejet, oppstrøms minimum, minimum hastighet i vindskyggene og vind i høyden forandret seg lite i forhold til ved vestlig storstilt vindretning. Levinden var litt sterkere siden oppstrøms minimum lengre til høyre ga rom for litt sterkere vind over sentrale deler av fjellet.

5.5 Grunn inversjon

Også for grunn inversjon (E3 og E4) fant vi igjen de samme strukturene. Ved U = 15 m/s gikk inversjonen over fjellet, men ved U = 5 m/s ble ikke inversjonen hevet seg over fjellet.

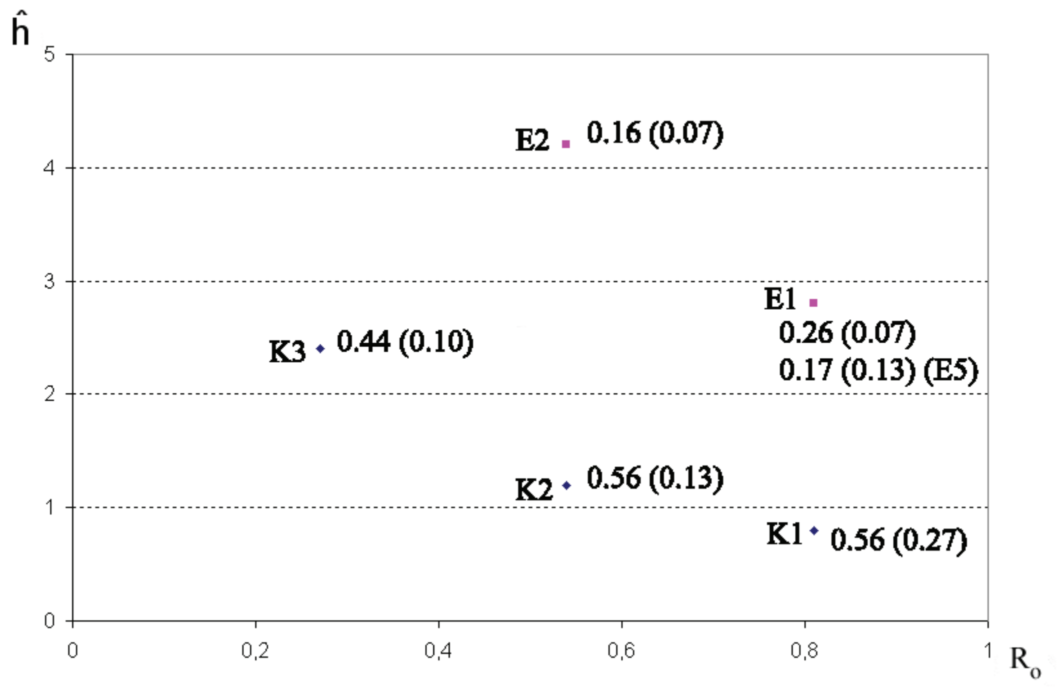
Venstrejetten ble sterkere enn i kontrolleksperimentet med samme storstilte vindstyrke (K1), men svakere enn for dyp inversjon (E1). For U = 15 m/s lå således speed-up for venstrejetten på 1.92, mot 2.19 for dyp inversjon og 1.48 i kontrolleksperimentet (tabell 4.3). Vi finner ikke oppstrøms stagnasjon og virvler nedstrøms. Dette tyder på samme strømregime som for kontrollkjøringen (K1). En kunne tro at en grunn inversjon over fjellet ville føre til sterkere levind, men speed-up for maksimal levind var som i kontrolleksperimentet.

Ved U = 5 m/s fikk vi en speed-up for venstrejetten på hele 2.82. Dette er høyeste speed-up i alle eksperimentene, tilsvarende kontrollkjøring (K3) ga speed-up på 2.50. Med den svake vinden får vi oppstrøms stagnasjon og virvler nedstrøms, dvs. et annet strømregime enn ved U = 15 m/s. Maksimal vindstyrke i levinden var den svakeste i alle eksperimentene (speed-up 1.72 mot 1.90 for K3).

5.6 Strøm fra nordvest og sørvest

Som nevnt ble de to eksperimentene med storstilt vindretning fra nordvest og sørvest begge utført med dyp inversjon og U = 15 m/s. Vi fant igjen de samme strukturene, men med visse modifikasjoner. Siden fjellet nå er mer langstrakt, ble integrasjonsområdet litt lite for å få frem jettene. Slik er det ikke sikkert at tall for speed-up av venstrejet og høyrejet i tabell 4.3 er som de skal være.

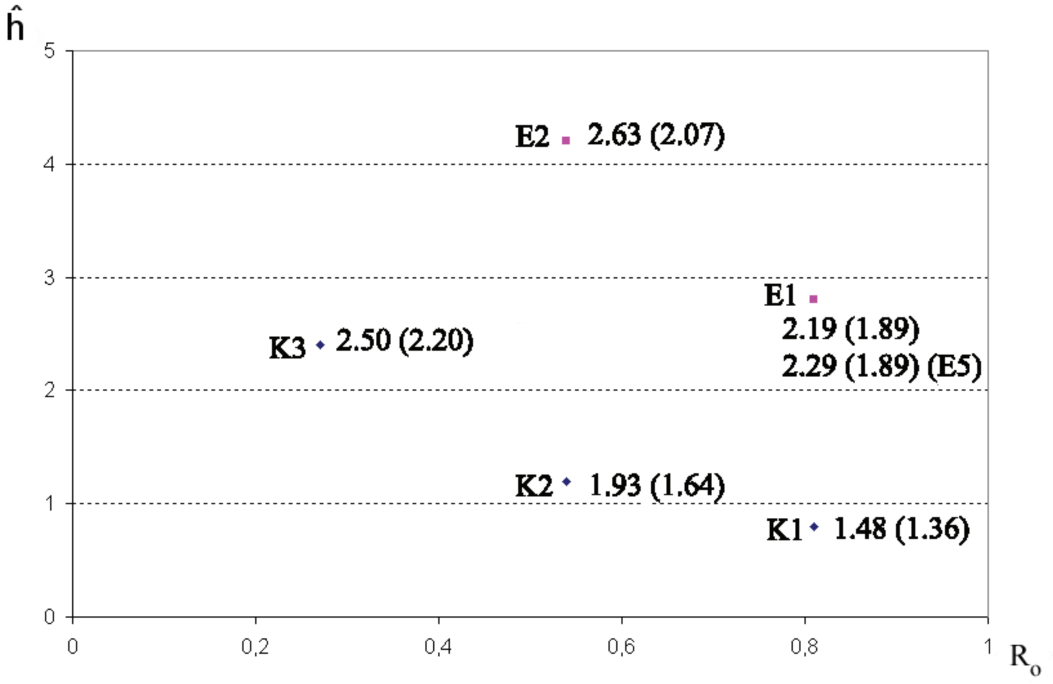
I begge eksperimentene fant vi oppstrøms stagnasjon og virvler nedstrøms, dvs.



Figur 5.1: *Speed-up for minimum vindhastighet oppstrøms og i nedstrøms vindskygge (verdi i parentes) som funksjon av R_0 og $\hat{h}$. Verdier tatt fra tabell 4.1 og 4.3.*

regime for strøm rundt fjellet. Med storstilt vind fra sørvest ble strømmen foran fjellet sørlig. Akselerasjonen fra oppstrøms minimum - to områder; ett i sør og ett på midten av fjellet - fant sted i tilnærmet samme retning som hovedstrømmen. Vinden over fjellet ble relativt sterk og maksimal levind sterkere enn i alle de andre eksperimentene (speed-up for levind 2.80 mot 2.10 ved vind fra vest (E1), tabell 4.3). Vi fant nå bare en virvel bak fjellet. Venstrejetten fikk ikke rom til å utvikle seg helt, fordi lateral rand kom for nær.

Med storstilt vind fra nordvest møtte strømmen "et bredere" fjell. Partiklene stagnerte over et stort område omkring midtlinjen vest-øst og akselerasjonen i den storstilte trykkgradienten skjedde deretter mot nord (og til dels nordvest), dvs. på tvers av den storstilte vindretningen fra nordvest. Bak fjellet var det igjen en tendens til to virvler. Returstrømmene (vind i motsatt retning) var ikke så sterke som i eksperimentet



Figur 5.2: *Speed-up for maksimum vindhastighet i venstrejet og høyrejet (verdi i parentes) som funksjon av* R_0 *og* $\hat{h}$*. Verdier tatt fra tabell 4.1 og 4.3.*

fra sørvest. De store retningsendringene oppstrøms og tendensen til to virvler nedstrøms viser at strømmen møter et “bredere” fjell enn strømmen fra sørvest. Venstrejetten fikk utvikle seg og var sterkere enn i tilsvarende eksperiment fra vest (2.49 mot 2.19 i E1). Vinden over toppen av fjellet sentralt var forholdsvis sterk. Det samme gjaldt maksimal levind (speed-up 2.69 mot 2.80 for E6).

Bibliografi

Andræ, U. (1997), 'Numerisk simulering av ström över Troms om vintern', *Hovedoppgave, Geofysisk Institutt, Universitetet i Bergen* .

Baines, P. (1995), *Topographic Effects in Stratified Flows*, Cambridge Monogr. Mech., Cambridge Univ. Press. New York.

Barstad, I. & Grønås, S. (2005), 'Southwesterly flows over southern norway - mesoscale sensitivity to lagre-scale wind direction and speed', *Tellus* **57A**, 136–152.

Barstad, I. & Grønås, S. (2006), 'Dynamical structures for southwesterly airflow over southern norway - sensitivity to dissipation', *Under trykking i Tellus* .

Blackadar, A. K. (1962), 'The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere', *J. Geophys. Res.* **76**, 3095–3102.

Bougeault, P., Benech, B., Bessemoulin, P., Carissimo, B., Jansa, A., Pelon, J., Petitdidier, M. & Richard, E. (1997), 'PYREX: A summary of findings', *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **78**, 637–650.

Clark, T. & Peltier, W. (1977), 'On the Evolution and Stability of Finite-Amplitude Mountain Waves', *J. Atmos. Sci.* **34(11)**, 1715–1730.

Clark, T. & Peltier, W. (1984), 'Critical Level Reflection and the Resonant Growth of Nonlinear Mountain Waves', *J. Atmos. Sci.* **41(21)**, 3122–3134.

Durran, D. (1990), 'Mountain waves and downslope winds', *In W. Blumen (ed.) Atmospheric Processes over Complex Terrain, Amer. Meteoro. Soc.* **23**, 59–82.

Dyngeseth, H. (1998), 'Simuleringer av lokale sirkulasjoner i bergensområdet med en mesoskala modell', *Hovedoppgave, Geofysisk Institutt, Universitetet i Bergen* .

Eliassen, A. & Palm, E. (1960), 'On the Transfer of Energy in Stationary Mountain Waves', *Geofys. Publ.* **22(3)**, 1–23.

Flassak, T. (1990), 'Ein nicht-hydrostatisches mesoskaliges Modell zur Beschreibung der Dynamik der planetaren Grenzschicht', *Teknisk rapport, Fortschr. -Ber. VDIZ., Reihe 15, VDI-Verlag, Düsseldorf, Germany* .

Grønås, S. & Sandvik, A. D. (1997), 'Numeriske berekningar av topografisk styrt vindforsterkning under stormen i Vesterålen 12.oktober 1996', *Research Report, Norwegian Meteorological Institute* .

Holton, J. (2005), *An Introduction to Dynamic Meteorology*, Vol. 48, International Geophysics Series, 4rd edn, Academic Press. San Diego.

Kunz, R. & Moussiopoulos, N. (1995), 'Simulation of the wind field in athens using refined boundary conditions', *Atmospheric Environment* **29(24)**, 3575–3591.

Lilly, D. & Klemp, J. (1975), 'The dynamics of waveinduced downslope winds', *J. Atmos. Sci.* **32(1)**, 320–339.

Lilly, D. & Klemp, J. (1979), 'The Effects of Terrain Shape on nonlinear Hydrostatic Mountain Waves', *J. Fluid. Mech* **95(2)**, 241–261.

Lindzen, R. (1990), *Dynamics in Atmospheric Physics*, Cambridge University Press.

Long, R. (1953), 'A laboratory model resembling the bishop-wavephenomen', *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **34**, 205–211.

Long, R. (1954), 'Some aspects of the flow of stratified fluids. part ii: Experiments with a two-fluid system', *Tellus* **6**, 97–115.

MEMO (1994), 'Memo, a technical reference, Institut für Technische Thermodynamik, Fakultät für Maschinenbau, Universität Karlsruhe'.

Moussiopoulos, N. (1989), 'Mathematische Modellierung Mesoskaliger Ausbreitung in der Atmosphäre', *VDI Verlag, Düsseldorf, Germany* p. 307 pp.

Moussiopoulos, N. E. (1994), 'The EUMAC Zooming Model. Model Structure and Applications', *EUROTRAC Int. Sci. Secr., Garmisch-Partenkirchen, Germany* p. 266 pp.

Moussiopoulos, N., Flassak, T., Sahm, P. & Berlowitz, D. (1993), 'Simulations of the wind field in athens with the nonhydrostatic mesoscale model memo', *Environmental Software* **8**, 29–42.

Ólafsson, H. (2000), 'The impact of flow regimes on asymmetry of orographic drag at moderate and low Rossby numbers', *Tellus* **52A**, 365–379.

Ólafsson, H. & Bougeault, P. (1997), 'The effect of rotation and surface friction on orographic drag', *J. Atmos. Sci* **54(1)**, 193–210.

Petersen, G. (2004), 'The Impact of Greenland's orography on the atmospheric flow in the Northern Hemisphere', *Phd. Thesis, Department of Geosciences, University of Oslo* .

Pierrehumbert, R. (1986), 'Lee Cyclogenesis', *Mesoscale meteorology and forecasting, chapter 21, Amer. Meteor. Soc.* pp. 493–515.

Pierrehumbert, R. & Wyman, B. (1985), 'Upstream effects of Mesoscale Mountains', *J. Atmos. Sci.* **42(10)**, 977–1003.

Queney, P. (1948), 'The problem of the airflow over mountains: A summary of theoretical studies', *Bull. Amer. Meteor. Soc 29* **29**, 16–26.

Sandvik, A. D. (1996), 'Condensation processes in a non - hydrostatic mesoscale model', *Phd. Thesis, Geophysical Institute, University of Bergen* .

Scorer, R. (1949), 'Theory of waves in the lee of mountains', *Quart. J.R. Meteor. Soc.* **75**, 41–56.

Smith, R. (1979*a*), 'The Influence of Mountains on the Atmosphere', *Advances in Geophysics, Academic Press, Inc.* **21**, 87–230.

Smith, R. (1979*b*), 'Some Aspects of the Quasi-Geostrophic Flow over Mountains', *J. Atmos. Sci.* **36**, 2385–2393.

Smith, R. (1982), 'Synoptic Observations and Theory of Orographically Disturbed Wind and Pressure', *J. Atmos. Sci.* **39(1)**, 60–70.

Smith, R. (1989), 'Hydrostatic airflow over mountains', *Advances in Geophysics, Academic Press, Inc.* **31**, 1–41.

Smith, R. & Grønås, S. (1993), 'Stagnation points and bifurcation in 3-d mountain airflow', *Tellus* **45A**, 28–43.

Smolarkiewicz, P. & Rotunno, R. (1989), 'Low Froude Number Flow Past Three-Dimensional Obstacles. part i: Baroclinically Generated Lee Waves', *J. Atmos. Sci.* **46(8)**, 1154–1164.

Smolarkiewicz, P. & Rotunno, R. (1990), 'Low Froude Number Flow Past Three-Dimensional Obstacles. part ii: Upwind flow reversal zone', *J. Atmos. Sci.* **47(12)**, 1498–1511.

Stull, R. (1988), *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers. Norwell, Mass.

Thorsteinsson, S. & Sigurdsson, S. (1996), 'Orogenic blocking and deflection of stratified airflow on an f-plane', *Tellus* **48A**, 572–583.

Valaker, B. (2000), 'Numeriske simuleringer av vindtilhøva på Stadlandet - og vurderingar med tanke på vindkraftproduksjon', *Hovedoppgave, Geofysisk Institutt, Universitetet i Bergen* .