



Universitat
de les Illes Balears

Interacció de línies de turbonada amb orografia en simulacions numèriques idealitzades

AUTOR: Alejandro Hermoso Verger

Memòria del Treball de Fi de Màster

Màster Universitari Física Avançada i Matemàtica Aplicada
(Especialitat/Itinerari de fluids geofísics)

de la

UNIVERSITAT DE LES ILLES BALEARS

Curs Acadèmic 2016-2017

Data 04/07/2017

Tutor del Treball Víctor Homar Santaner

Cotutor Romualdo Romero March

Índex

Índex	1
1 Introducció i objectius	2
2 Fonaments teòrics de les línies de turbonada	4
2.1 Estructura	4
2.2 Manteniment	6
2.3 Formació de <i>bow echoes</i>	10
3 Metodologia	12
3.1 Model numèric	12
3.1.1 Coordenada vertical i malla	13
3.1.2 Equacions	14
3.1.3 Integració temporal	16
3.1.4 Condicions inicials	17
3.1.5 Condicions de contorn	18
3.1.6 Parametritzacions físiques	20
3.2 Configuració numèrica	21
3.3 Condicions inicials	22
3.4 Definició d'orografia ideal	24
4 Resultats	25
4.1 Simulació de control	25
4.1.1 Experiments preliminars	25
4.1.2 Resultats de la simulació de control	26
4.2 Influència del <i>shear</i>	27
4.3 Influència de l'orografia	29
5 Conclusions i treball futur	39
Referències	40

1 Introducció i objectius

El desenvolupament de convecció profunda que genera episodis de temps sever és un fenomen comú al Mediterrani, sobretot a la tardor (Tudurí i Ramis, 1997) . Un exemple d'aquests fenòmens convectius severos són les línies de turbonada, un tipus de Sistema Convectiu de Mesoscala que es descriurà amb detall a la secció 2. Exemples clàssics d'aquest fenomen en el Mediterrani són els casos del 7 de juny de 1987 al sud de França, que va produir vents forts que devastaren la regió (Ducrocq i Bougeault, 1995) o el del 24 d'agost de 1993 a Catalunya, que va provocar pluja intensa amb valors de fins a 100 mmh^{-1} i calabruix de 7 cm de diàmetre (Ramis et al., 1997). En els darrers anys algunes línies de turbonada han afectat Mallorca com el cas del 4 d'octubre del 2007 (Cohuet et al., 2011) o el del 29 d'octubre del 2013 (Romero et al., 2015).

En el cas del 4 d'octubre del 2007, la tempesta es va formar prop de la costa de Múrcia i es va mantenir estacionària durant tres hores. Després, es va moure cap el nord-est, mentre es formava una estructura lineal d'uns 60 km de longitud. En aquest episodi es va registrar la presència d'un tornado d'intensitat F2. Els experiments numèrics realitzats per Cohuet et al. (2011) mostren que el sistema produeix mesovòrtexs, precursors necessaris per la generació de tornados. Per investigar l'efecte de l'orografia sobre els mesovòrtexs, els autors realitzen un experiment de sensibilitat en el qual s'elimina l'orografia de Mallorca. Aquestes simulacions mostren que la presència de muntanyes intensifica els mesovòrtexs, ja que provoca vents forts al llarg del corredor entre la part nord de les muntanyes i les muntanyes més baixes del sud. Aquest flux es troba amb el flux de sortida de la línia creant una àrea de forta convergència que es debilita si s'elimina l'orografia.

En el cas del 29 d'octubre del 2013, es formaren nuclis convectius entre Balears i la Península que creixeren ràpidament i es juntaren. El sistema es va mantenir estacionari durant l'etapa de formació i després va progressar cap a l'est. Les imatges de radar mostren una estructura lineal de precipitació característica de les línies de turbonada (Figura 1). Quan la línia va interaccionar amb la topografia de Mallorca va perdre l'estructura lineal, encara que l'activitat convectiva en forma de cèl·lules aïllades va persistir.

Les línies de turbonada solen formar-se davant un front fred de tipus katabàtic, que és

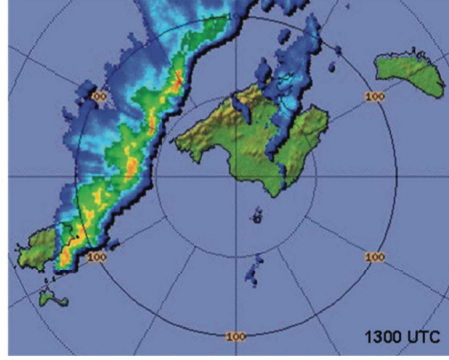


Figura 1: Imatge de radar de la línia de turbonada del 29 d'octubre de 2013 a les 13 UTC.

un front en el qual l'aire càlid descendeix (Sansom, 1951). Aquesta situació es va donar en el cas del 29 d'octubre de 2013, en el qual hi havia un front fred que travessava la Península Ibèrica, darrera del qual es va formar la línia de turbonada. Les condicions meteorològiques necessàries pel desenvolupament d'aquest tipus de sistemes són les que es necessiten pel desenvolupament de convecció profunda: energia potencial convectiva disponible (CAPE), que és una mesura de la inestabilitat condicional, és a dir que la partícula és inestable a desplaçaments de suficient amplitud perquè existeix un nivell de convecció lliure (LFC), a partir del qual la partícula pot seguir ascendint perquè és més lleugera que l'ambient; i un mecanisme que permeti l'ascens fins aquest LFC, vençant la inhibició convectiva (CIN) que hi pugui haver a l'ambient. Aquest mecanisme podria ser l'orografia o un factor dinàmic com un zona de convergència que produeixi ascensos. A més d'aquests ingredients generals d'inici de la convecció, també és important que hi hagi convergència de flux de vapor d'aigua. Aquesta convergència no pot crear màxims d'humitat majors que els que hi havia prèviament a la zona, ja que la variació local d'humitat r_v ve donada per:

$$\frac{\partial r_v}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \nabla r_v - C + E \quad (1)$$

on el primer terme del membre de la dreta és l'advecció, C és la condensació i E és l'evaporació. Si no hi ha evaporació, la humitat només pot augmentar localment a partir de l'advecció, però l'advecció no pot generar extrems, només traslladar els que ja existeixen. A pesar d'aquest fet, com que la convergència d'humitat sol tenir lloc allà on hi ha convergència de vent i ascensos, augmenta el gruix de la capa humida evitant que

les partícules d'aire ascendents perdin humitat per mescla amb l'ambient, i incrementa la CAPE, per tant afavoreix la convecció.

Les línies de turbonada causen un gran impacte a les zones on tenen lloc. Per exemple, s'estima que el cas del 4 d'octubre del 2007 va provocar pèrdues per valor de 10 milions d'euros, a part de causar la mort d'una persona (Ramis et al., 2009). Per aquests motius és important conèixer millor com es desenvolupen aquests fenòmens i quins factors els modifiquen per tenir una millor capacitat de predicció que permeti generar alertes de protecció de les persones i els bens.

L'objectiu d'aquest estudi és investigar l'efecte de l'orografia sobre les línies de turbonada a partir de simulacions idealitzades, que permeten controlar les condicions experimentals i faciliten la interpretació dels resultats dels experiments de sensibilitat, en aquest cas l'efecte de l'orografia sobre l'evolució d'una línia de turbonada prototipus.

2 Fonaments teòrics de les línies de turbonada

Les línies de turbonada són un tipus de Sistema Convectiu de Mesoscala, que produeix una àrea de precipitació contigua de 100 km en almenys una direcció, d'acord amb la definició de la American Meteorological Society (AMS). Els Sistemes Convectius de Mesoscala es classifiquen en línies de turbonada, que presenten forma de línia en imatges de radar (Figura 1), *bow echoes*, que tenen una estructura en forma d'arc (Figura 7) i Mesoscale Convective Complexes, que es caracteritzen per una estructura circular.

2.1 Estructura

L'estructura d'una secció vertical a través d'una línia de turbonada es caracteritza per una reflectivitat intensa a la part de davant de la línia amb una altra regió de forta reflectivitat associada a precipitació estratiforme, que és precipitació produïda per moviments verticals

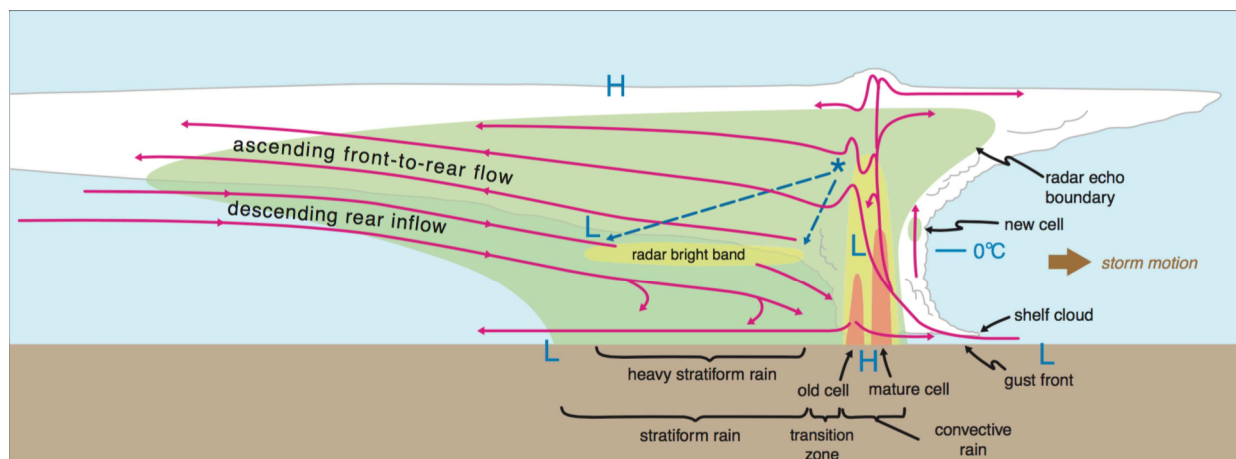


Figura 2: Model conceptual de l'estructura de la secció vertical d'una línia de turbonada. Els colors indiquen les zones amb major reflectivitat, amb majors concentracions de meteors a les zones taronges i grogues, i menor a les zones verdes. (Houze et al., 1989)

ascendents petits comparats amb la velocitat de caiguda de la neu i els cristalls de gel (Houze, 1993). Entre aquestes dues regions hi ha una regió amb menys reflectivitat anomenada regió de transició (Figura 2).

Les línies de turbonada tenen tendència a orientar-se perpendiculars al *shear* (cisalla) de nivells baixos, a causa d'una major facilitat per formar noves cèl·lules en la direcció del *shear* (Figura 3). En aquesta zona, la vorticitat generada pel corrent descendent s'oposa a la generada pel *shear*, de manera que l'ascens és més profund i per tant les partícules d'aire que ascendeixen tenen més possibilitats d'arribar al nivell de convecció lliure, nivell a partir del qual les partícules adquireixen flotabilitat positiva, fet que permet que continuïn ascendent i donant continuïtat a la línia convectiva perpendicularment a ella.

En ambients amb *shear* perpendicular a la línia i sentit de darrera a davant, l'aire entra per la part de davant de la línia i s'eleva fins el nivell de convecció lliure. Aquest és el flux *front-to-rear*, que pot descendir a la zona de transició abans de tornar ascendir a la regió estratiforme. La reflectivitat elevada a la regió estratiforme és deguda a un màxim secundari de precipitació i a una banda provocada per la fusió de les partícules de gel. Els moviments ascendents són suficientment grans per condensar una bona quantitat del vapor d'aigua, però insuficients per a què les partícules de gel caiguin.

Els vents relatius al sistema solen ser de davant a darrera a tots nivells, encara que a

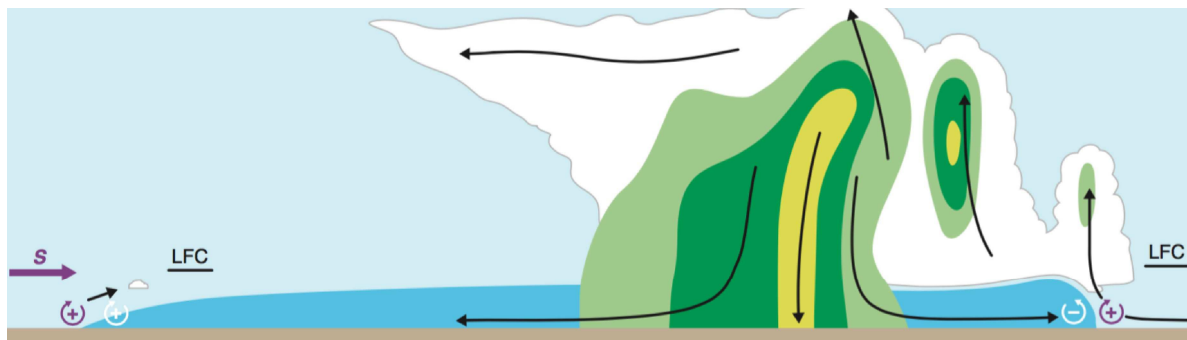


Figura 3: Imatge que explica com s'afavoreix la convecció en el sentit del *shear* ambiental assenyalat per la fletxa morada "S". En aquesta zona l'efecte de la vorticitat ambiental relacionada amb el *shear* (indicada amb les fletxes circulars morades) combinat amb la vorticitat generada pel corrent descendent refredat per evaporació (indicada amb les fletxes circulars blanques) permeten que el corrent ascendent sigui vertical i arribi més fàcilment al nivell de convecció lliure (LFC). (Markowski i Richardson, 2010)

la troposfera mitja els vents de darrera els corrents ascendants experimenten acceleracions importants a causa de la convecció donant lloc al desenvolupament del *rear inflow*, flux des de la part de darrera de la línia cap a davant. La seva magnitud està relacionada amb la intensitat de la línia, de manera que les línies més intenses, que es formen en ambients amb CAPE i *shear* de nivells baixos elevats, presenten els *rear inflows* més intensos. El *rear inflow* descendeix gradualment a mesura que s'aproxima a la part de davant de la línia. Aquest descens va acompanyat d'un escalfament adiabàtic que redueix la pressió superficial, efecte que és superior a l'increment de pressió degut al refredament de l'aire per la pluja. Per tant, hi ha una baixa de pressió darrera l'alta pressió de la zona de major precipitació (Figura 2).

2.2 Manteniment

Una de les teories més importants per explicar el manteniment de les línies de turbonada és la teoria RKW (Rotunno et al., 1988). El postulat d'aquesta teoria és que el mecanisme per mantenir una línia de turbonada és el balanç entre la vorticitat horitzontal produïda pel gradient de flotabilitat a la *cold pool*, massa freda generada pel refredament dels corrents descendents per evaporació, i l'associada al *shear* de nivells baixos.

Quan no hi ha *cold pool* el corrent ascendent s'inclina segons el sentit del *shear*. Si hi

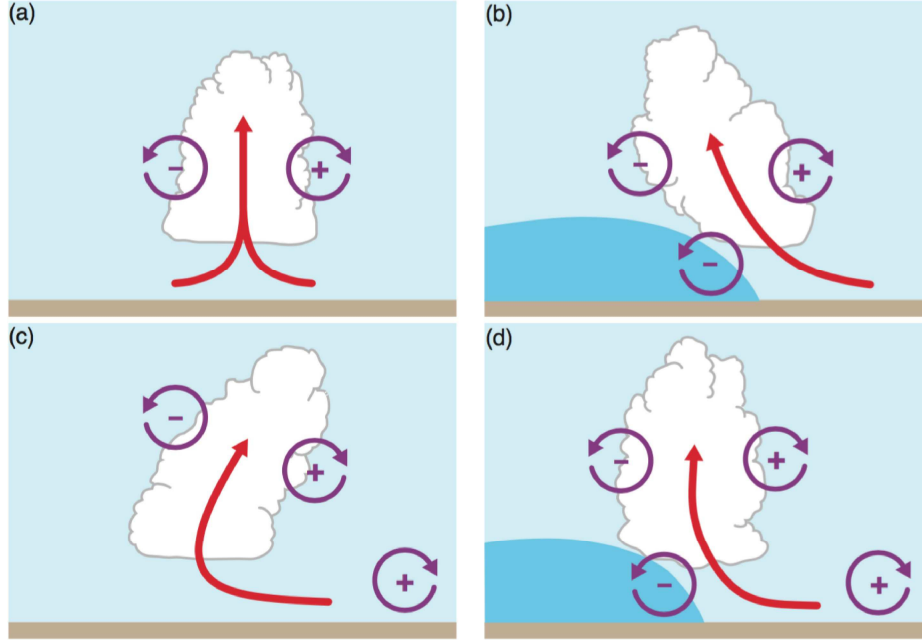


Figura 4: Diferents situacions que mostren la influència del *shear* i la *cold pool* sobre un corrent ascendent. a) No hi ha *shear* ni *cold pool*, el corrent ascendent és vertical. b) Situació en la qual s'ha generat una *cold pool* en un ambient sense *shear*. El corrent s'inclina cap a la *cold pool*. c) Ambient amb *shear* sense *cold pool*. El corrent ascendent s'inclina en la direcció del *shear*. d) Equilibri entre la vorticitat generada per la *cold pool* i el *shear*. El corrent ascendent és vertical. (Rotunno et al., 1988)

ha *cold pool* sense *shear* el corrent ascendent s'inclina cap a darrera. Si hi ha *cold pool* i *shear* l'ascens pot ser vertical (Figura 4). La teoria RKW suposa que la intensitat i durada de la línia depenen de l'inclinació del corrent ascendent. Els corrents ascendents inclinats tenen menys flotabilitat, ja que la mescla amb l'ambient és major en el cas d'un corrent inclinat de manera que el sistema és més dèbil. La condició per a què hi hagi un corrent ascendent vertical és que $\Delta U = c$, on ΔU és el *shear* normal a la línia i c la circulació associada a la progressió del corrent de densitat de la *cold pool*. Per deduir aquesta relació, es parteix de l'equació de vorticitat horitzontal en forma de flux:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\frac{\partial(u\eta)}{\partial x} - \frac{\partial(w\eta)}{\partial z} - \frac{\partial B}{\partial x} \quad (2)$$

on η és la vorticitat horitzontal i B la flotabilitat:

$$B = g\left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}} + 0.61q'_v - q_c - q_r\right) \quad (3)$$

on θ' és la temperatura potencial de la partícula, $\bar{\theta}$ és la temperatura potencial de l'ambient i q_v , q_c i q_r són les proporcions de mescla de vapor d'aigua, aigua líquida de núvols i pluja respectivament. L'equació (2) es pot integrar en una àrea que s'estengui per damunt de la part superior de la *cold pool*:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_L^R \int_0^d \eta dz dx = \int_0^d (u\eta)_L dz - \int_0^d (u\eta)_R dz - \int_L^R (w\eta)_d dx + \int_0^d (B_L - B_R) dz \quad (4)$$

on L i R fan referència als extrems esquerre i dret de l'àrea d'integració i 0 i d, a la superfície i la part superior de l'àrea i u és el vent horitzontal relatiu a la *cold pool*. El terme del membre esquerre es fa 0 per cercar solucions estacionàries i s'assumeix que la flotabilitat a l'extrem de la dreta, B_R , i la vorticitat, η , als dos extrems són 0. També se suposa que no hi ha vent relatiu a la *cold pool* a l'extrem esquerre, és a dir $u_{L,0} = 0$ i que no hi ha flux relatiu per damunt de la *cold pool*, és a dir que $u_{R,d} = u_{L,d} = 0$. L'assumpció de corrent ascendent vertical dóna lloc a (Figura 5):

$$\int_L^R (w\eta)_d dx = 0 \quad (5)$$

Amb totes aquestes consideracions l'equació (4) queda:

$$\Delta U^2 \equiv (u_{R,0}^2 - u_{R,d}^2) = 2 \int_0^H (-B_L) dz \equiv c^2 \quad (6)$$

que és la relació mencionada anteriorment per obtenir un corrent ascendent vertical.

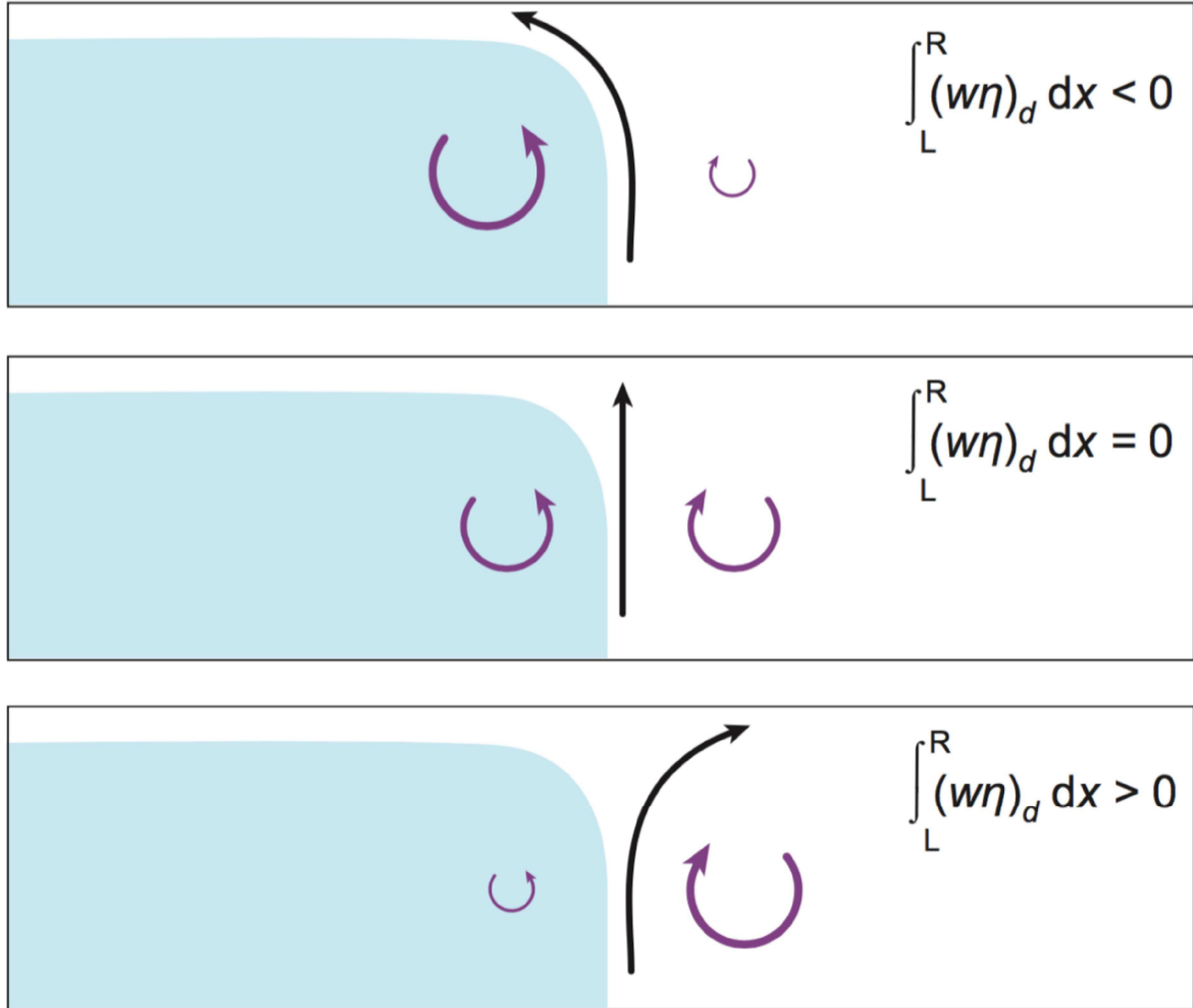


Figura 5: Representació esquemàtica de la relació entre el flux de vorticitat horitzontal a través de la part superior del domini i la inclinació del corrent ascendent. Dalt: La vorticitat generada per la *cold pool* és major que el *shear*, el corrent ascendent s'inclina cap a darrera travessant la part superior del domini formant un angle, de manera que hi ha flux negatiu. Centre: Balanç entre les vorticitats generades per la *cold pool* i el *shear*, el corrent ascendent és vertical i no hi ha flux a través de la part superior del domini. Abaix: La vorticitat generada pel *shear* és major que la de la *cold pool*, el corrent ascendent s'inclina cap a davant i surt del domini formant un angle, per tant hi ha vorticitat positiva. (Markowski i Richardson, 2010)

Segons RKW el rang de valors de *shear* òptims és 17-25 ms⁻¹. El valor de *c* no és constant al llarg del temps a causa de la intensificació de la *cold pool*, de manera que un *shear* òptim durant els primers instants deixaria de ser-ho.

La teoria RKW ha generat certa controvèrsia, ja que hi ha hagut casos de línies de turbonada que han generat *derechos*, vents severs provocats pels corrents descendents dels Sistemes Convectius de Mesoscala, amb *shears* inferiors als òptims (Evans i Doswell, 2001). Per altra banda, Coniglio i Stensrud (2001) realitzaren una simulació d'una línia de turbonada que produïa *derechos* utilitzant una condició inicial generada a partir de dades de sondejos preses en dies en els quals varen tenir lloc aquests events. La simulació resultant no seria òptima des del punt de vista de la teoria RKW, però a pesar d'aquest fet es produïen corrents ascendents intensos. A més, la presència d'inclinació cap a darrera s'observa a moltes línies de turbonada severes i és important per la formació de *bow echoes* (Secció 2.3). És possible que hi hagi altres factors que no té en compte la teoria RKW que siguin importants per l'evolució del sistema com el *shear* a nivells mitjos i alts, que pot evitar la inclinació del corrent ascendent, encara que a nivells baixos l'efecte de la circulació de la *cold pool* superi el *shear*. Weisman i Rotunno (2004) feren diferents simulacions de línies de turbonada variant la intensitat, la profunditat i la localització del *shear*. Els resultats que varen obtenir mostraven que *shears* intensos en els 2.5-5 km inferiors afavorien la intensitat de les línies, mentre que *shears* en capes més profundes o superiors donaven lloc a sistemes més dèbils i menys organitzats.

2.3 Formació de *bow echoes*

Les línies de turbonada presenten tendència a induir acceleracions de darrera a davant a nivells mitjos que tenen lloc quan els corrents ascendents s'inclinen sobre la *cold pool*. Aquesta inclinació provoca un mínim de pressió a nivells mitjos sobre la *cold pool* que accelera l'aire des de darrera. La formació d'aquests *rear inflows* explica com les línies de turbonada amb inclinació dels corrents ascendents sobre la *cold pool* restableixen un corrent ascendent vertical (Figura 6). La vorticitat horitzontal associada amb el *rear inflow* permet un nou balanç: $\Delta U^2 + \Delta U_j^2 = c^2$, on ΔU_j és el *shear* associat al *rear inflow*.

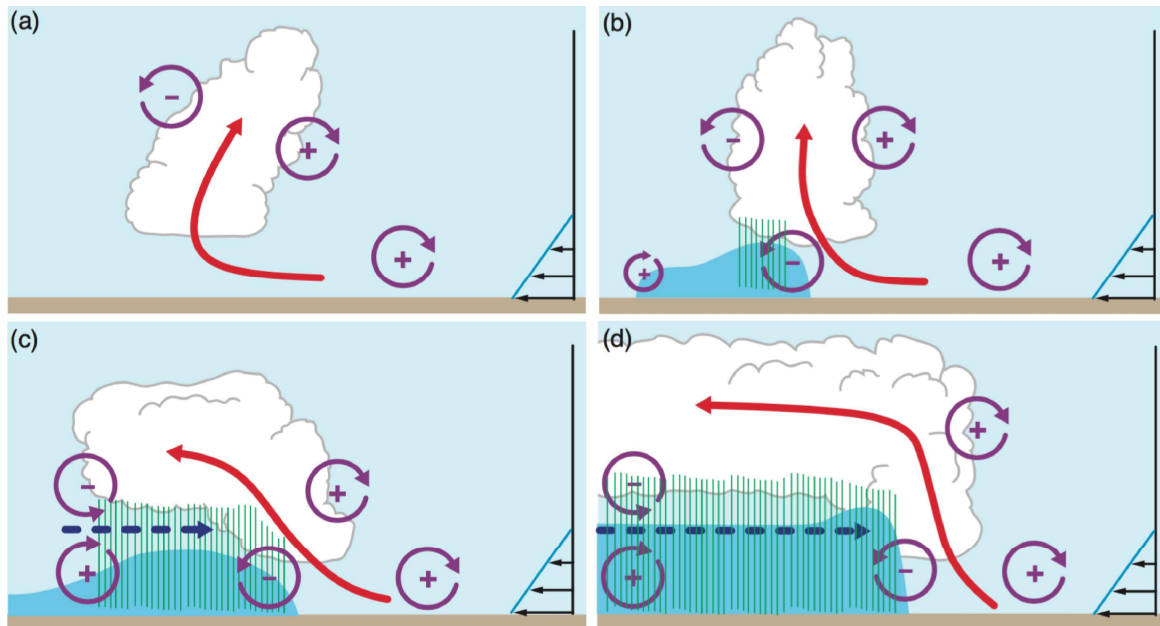


Figura 6: Diferents etapes de l'evolució d'una línia de turbonada. a) Instants inicials en els quals encara no s'ha format la *cold pool* i el corrent s'inclina en el sentit del *shear*. b) Quan es forma la *cold pool*, el corrent ascendent és vertical. c) Amb la intensificació de la *cold pool*, el sistema s'inclina cap a darrera i es comença a formar el *rear inflow* indicat amb la fletxa blava discontinua. d) Hi torna a haver equilibri entre la vorticitat generada per la *cold pool* i la generada pel *shear* ambiental i el *rear inflow*. (Weisman, 1992)

inflow. En aquesta situació es pot generar un *bow echo* (Figura 7). Els ambients en els quals es produeixen *bow echoes* solen tenir CAPE i *shears* de nivells baixos més elevats. Encara que un *shear* fort pot retardar la formació d'un *rear inflow*, perquè es necessita més temps per a què la vorticitat generada per la *cold pool* superi la del *shear* i el corrent ascendent s'inclini, quan aquest s'acaba formant és més intens, ja que es redueix la mescla del corrent ascendent amb l'ambient donant lloc a un mínim de pressió més intens. Una altra possibilitat és que es necessiti més *shear* per balancejar la circulació de la *cold pool* en ambients amb CAPE elevada.

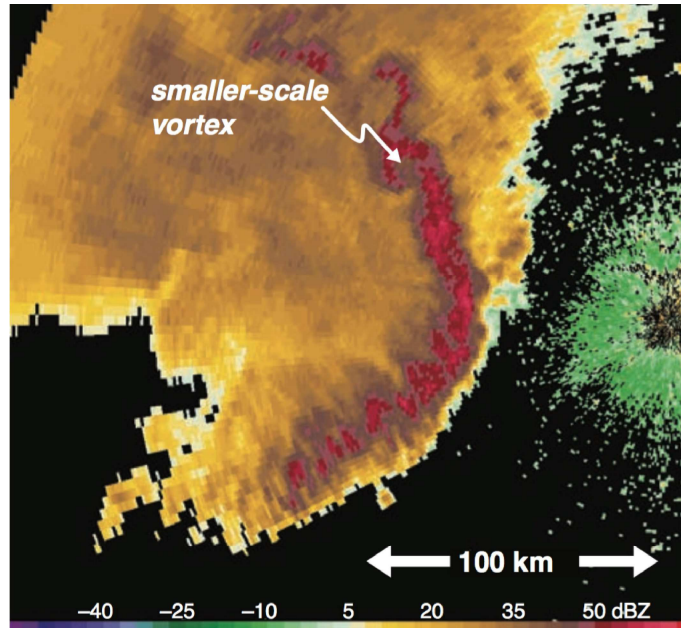


Figura 7: Imatge de radar d'un *bow echo* a Paducah, KY a les 1848 UTC del 5 de maig de 1996. (Markowski i Richardson, 2010)

3 Metodologia

3.1 Model numèric

El model numèric utilitzat en aquest treball és el Weather Research and Forecasting (WRF) en la versió Advanced Research WRF (ARW), que és un model no hidrostàtic desenvolupat pel National Center for Atmospheric Research's (NCAR) Mesoscale and Microscale Meteorology (MMM) Division, el National Oceanic and Atmospheric Administration's (NOAA) National Centers for Environmental Prediction (NCEP) and Earth System Research Laboratory (ESRL), el Department of Defense's Air Force Weather Agency (AFWA) and Naval Research Laboratory (NRL) i el Center for Analysis and Prediction of Storms (CAPS) a la Universitat d'Oklahoma (Skamarock et al, 2008).

3.1.1 Coordenada vertical i malla

La coordenada vertical del model WRF és η , una coordenada que segueix el terreny i que es defineix de la següent manera (Figura 8):

$$\eta = \frac{p_h - p_{ht}}{\mu} \quad (7)$$

$$\mu = p_{hs} - p_{ht} \quad (8)$$

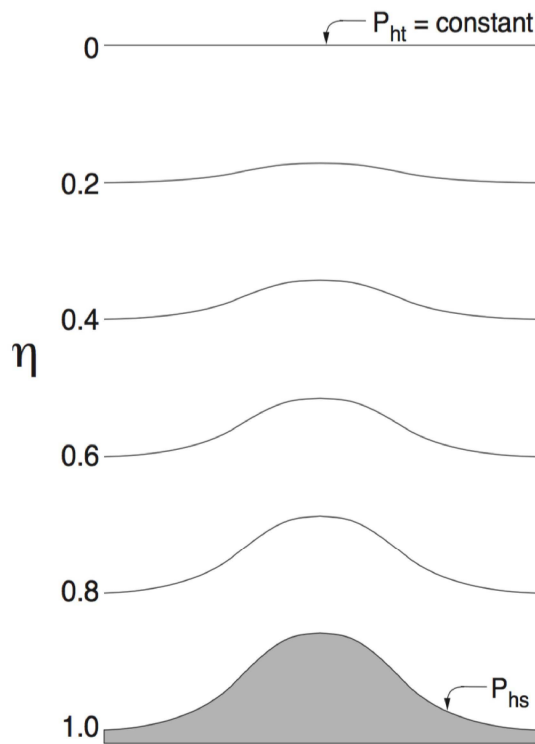


Figura 8: Representació de la coordenada vertical que utilitza el model WRF.

on p_h és la part hidrostàtica de la pressió i p_{hs} i p_{ht} són els valors a la superfície i a la part superior del domini respectivament. Aquesta coordenada pren valors entre 1 (a la superfície) i 0 (a la part superior del domini). μ és la massa per unitat d'àrea en una columna d'aire, per tant les variables en forma de flux són les següents:

$$\mathbf{V} = \mu \mathbf{v} = (U, V, W) \quad (9)$$

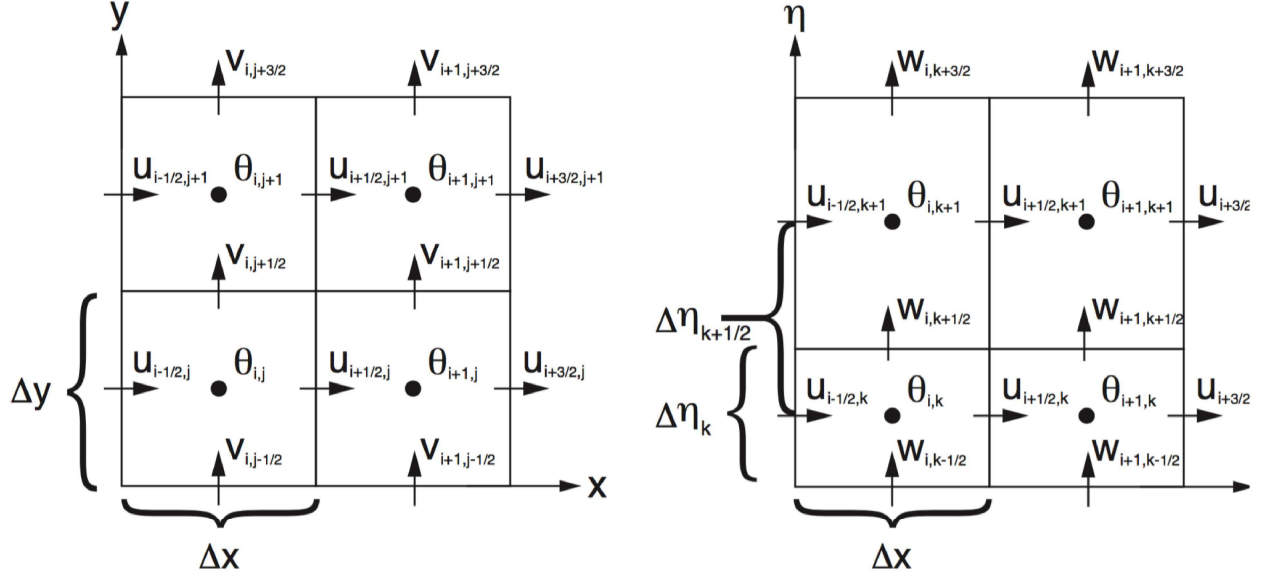


Figura 9: Malla utilitzada pel model WRF. La imatge de l'esquerra representa la malla horitzontal i la de la dreta la malla vertical.

$$\Omega = \mu \dot{\eta} \quad (10)$$

$$\Theta = \mu \theta \quad (11)$$

on $\mathbf{v} = (u, v, w)$ són les tres components de la velocitat i $\dot{\eta}$ és la velocitat vertical en coordenades η .

La malla espacial del model és del tipus *C staggering* (Figura 9). Les velocitats es calculen a mig pas de malla de distància de les variables termodinàmiques. La temperatura potencial, humitat, pressió i volum específic es calculen a punts de massa, punts indicats per θ a la imatge, mentre el geopotencial es calcula a punts w .

3.1.2 Equacions

Les equacions que s'integren són les equacions d'Euler en forma de flux:

$$\partial_t U + (\nabla \cdot \mathbf{V}u) - \partial_x(p\phi_\eta) + \partial_\eta(p\phi_x) = F_U \quad (12)$$

$$\partial_t V + (\nabla \cdot \mathbf{V} v) - \partial_y(p\phi_\eta) + \partial\eta(p\phi_y) = F_V \quad (13)$$

$$\partial_t W + (\nabla \cdot \mathbf{V} w) - g(\partial_\eta p - \mu) = F_W \quad (14)$$

$$\partial_t \Theta + (\nabla \cdot \mathbf{V} \theta) = F_\Theta \quad (15)$$

$$\partial_t \mu + (\nabla \cdot \mathbf{V}) = 0 \quad (16)$$

$$\partial_t \phi + \mu^{-1}[(\mathbf{V} \cdot \nabla \phi) - gW] = 0 \quad (17)$$

Juntament amb l'equació del volum específic:

$$\partial_\eta \phi = -\alpha \mu \quad (18)$$

I l'equació d'estat:

$$p = p_0 \left(\frac{R_d \theta}{p_0 \alpha} \right)^\gamma \quad (19)$$

on p_0 és una pressió de referència, normalment 1000 hPa, R_d la constant dels gasos per aire sec i $\gamma = \frac{c_p}{c_v} = 1.4$. Els forçaments F_U , F_V , F_W i F_Θ inclouen Coriolis, la turbulència i les parametritzacions físiques.

Les equacions anteriors són per aire sec. Quan s'introdueix la humitat, la coordenada vertical es defineix respecte la massa d'aire sec:

$$\eta = \frac{p_{dh} - p_{dht}}{\mu_d} \quad (20)$$

on el subíndex d fa referència a aire sec.

Les equacions d'Euler, l'equació del volum específic i l'equació d'estat resultants són:

$$\partial_t U + (\nabla \cdot \mathbf{V} u) + \mu_d \alpha \partial_x p + \frac{\alpha}{\alpha_d} \partial\eta p \partial_x \phi = F_U \quad (21)$$

$$\partial_t V + (\nabla \cdot \mathbf{V} v) + \mu_d \alpha \partial_y p + \frac{\alpha}{\alpha_d} \partial\eta p \partial_y \phi = F_V \quad (22)$$

$$\partial_t W + (\nabla \cdot \mathbf{V} w) - g \left[\frac{\alpha}{\alpha_d} \partial_\eta p - \mu_d \right] = F_W \quad (23)$$

$$\partial_t \Theta + (\nabla \cdot \mathbf{V} \theta) = F_\Theta \quad (24)$$

$$\partial_t \mu_d + (\nabla \cdot \mathbf{V}) = 0 \quad (25)$$

$$\partial_t \phi + \mu_d^{-1}[(\mathbf{V} \cdot \nabla \phi) - gW] = 0 \quad (26)$$

$$\partial_t Q_m + (\nabla \cdot \mathbf{V} q_m) = F_{Q_m} \quad (27)$$

$$\partial_\eta \phi = -\alpha \mu \quad (28)$$

$$p = p_0 \left(\frac{R_d \theta_m}{p_0 \alpha_d} \right)^\gamma \quad (29)$$

on $\alpha = \alpha_d(1 + q_v + q_c + q_r + \dots)$ on les diferents q són les proporcions de mescla (massa per massa d'aire sec) de vapor d'aigua, aigua en núvols, pluja, etc. i $\theta_m \approx \theta(1 + 1.61q_v)$.

Per minimitzar errors de truncació en l'horitzontal i errors de arredoniment en la vertical, p , ϕ , α i μ es divideixen en un estat de referència hidrostàtic que només depèn de l'altura z i una pertorbació.

3.1.3 Integració temporal

La integració dels modes lents, els que són rellevants des del punt de vista meteorològic, s'integren amb un esquema Runge-Kutta de 3r ordre (RK3), mentre que els modes acústics, més ràpids, s'integren amb passos de temps menors per mantenir l'estabilitat de les solucions:

$$\Phi^* = \Phi^t + \frac{\Delta t}{3} R(\Phi^t) \quad (30)$$

$$\Phi^{**} = \Phi^t + \frac{\Delta t}{2} R(\Phi^*) \quad (31)$$

$$\Phi^{t+\Delta t} = \Phi^t + \Delta t R(\Phi^{**}) \quad (32)$$

on Φ és una de les variables a resoldre i R es defineix de manera que $\Phi_t = R(\Phi)$.

Per la part que correspon als modes acústics s'integra una forma pertorbativa de les equacions utilitzant un pas de temps menor. A cada etapa de l'esquema RK3 es fan n integracions de les equacions en forma pertorbativa sent n el nombre de passos de temps acústics per etapa de RK3.

Els passos de temps que es poden utilitzar en l'esquema RK3 i en la integració dels modes acústics estan limitats pels nombres de Courant $u \frac{\Delta t}{\Delta x}$. El nombre de Courant màxim que es pot utilitzar depèn de l'esquema d'advecció seleccionat. Per advecció en tres dimensions, el màxim nombre de Courant es redueix en un factor $\sqrt{3}$. El màxim pas de temps possible per obtenir solucions numèriques estables és:

$$\Delta_{tmax} < \frac{C_{teoric}}{\sqrt{3}} \frac{\Delta x}{u_{max}} \quad (33)$$

on C_{teoric} és el valor màxim possible del nombre de Courant (Wicker i Skamarock, 2002) i u_{max} la velocitat màxima de la simulació.

La condició pel pas de temps de la integració dels modes acústics $\Delta\tau$ és la següent:

$$\Delta\tau < 2 \frac{\Delta x}{c_s} \quad (34)$$

on c_s és la velocitat del so.

3.1.4 Condicions inicials

En el cas de simulacions ideals com les que es faran en aquest estudi, la inicialització es fa a partir d'un sondeig que inclou la pressió, temperatura potencial i proporció de mescla a la superfície i la temperatura potencial, proporció de mescla i components de la velocitat del vent a diferents altures sobre la superfície.

A partir del sondeig sense humitat es calcula l'estat de referència, que és sec, i a partir del sondeig complet es calcula la pertorbació. Es calcula la densitat i la pressió hidrostàtica seca i completa a les altures indicades en el sondeig integrant l'equació hidrostàtica:

$$\partial_z p = -\rho g \left(1 + \frac{R_d}{R_v} q_v\right) \quad (35)$$

La pressió i temperatura potencial en superfície són les condicions de contorn i amb l'equació d'estat següent es tanca el sistema:

$$\alpha_d = \frac{R_d \theta}{p_0} \left(1 + \frac{R_d}{R_v} q_v\right) \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-\frac{c_v}{c_p}} \quad (36)$$

La pressió a la part superior del domini s'interpolava a partir de l'altura màxima, que és una de les variables d'entrada. μ_d es calcula interpolant la pressió d'aire sec i restant p_{dht} . La temperatura potencial s'interpolava als nivells del model, amb l'equació d'estat es calcula α_d i amb la relació hidrostàtica es calcula el geopotencial. Així es calcula l'estat de referència i l'estat total, de manera que fent la resta es troben les pertorbacions.

3.1.5 Condicions de contorn

Les condicions de contorn que es poden utilitzar en simulacions ideals són condicions de contorn periòdiques, obertes i simètriques.

Per condicions de contorn periòdiques qualsevol variable del model ψ compleix:

$$\psi(x + nL_x, y + mL_y) = \psi(x, y) \quad (37)$$

En les condicions obertes, l'equació de la velocitat horitzontal normal al contorn on s'aplica aquest tipus de condicions es substitueix per la següent:

$$\partial_\tau U'' = -U^* \partial_x u \quad (38)$$

on $U^* = \min(U - c_b, 0)$ al contorn oest i $U^* = \max(U + c_b, 0)$ al contorn est. Pels contorns sud i nord s'aplica el mateix canviant U per V i x per y .

Per escalars i components de la velocitat que no són normals, el terme de divergència perpendicular al contorn es canvia per:

$$\partial_x(U\psi) = U^* \partial_x \psi + \psi \partial_x U \quad (39)$$

amb $U^* = \min(U, 0)$ al contorn oest i $U^* = \max(U, 0)$ al contorn est.

En el cas de les condicions simètriques, les velocitats normals als contorns són zero i a cada costat dels contorns la velocitat normal i la resta de variables compleixen el següent:

$$U_\perp(x_b - x) = -U(x_b + x) \quad (40)$$

$$\psi(x_b - x) = \psi(x_b + x) \quad (41)$$

on x_b és el punt on es troba el contorn en el qual s'apliquen aquestes condicions.

3.1.6 Parametritzacions físiques

El model permet utilitzar diferents opcions per tractar els diferents processos físics que ocorren a escales menors que l'escala resolta explícitament per la simulació:

Microfísica: Simula els processos de submalla de productes condensats tals com la formació i interacció de gotes de núvol, de pluja, cristalls de gel, etc.

Cúmul: S'encarrega de tractar els efectes de la convecció a escales menors que les que es poden resoldre amb el pas de malla seleccionat. S'ha d'utilitzar per resolucions majors de 5 km, en les quals no es poden resoldre els sistemes convectius explícitament.

Superfície: Calcula la velocitat de fricció i els coeficients que permeten obtenir els fluxos superficials d'humitat i calor.

Sòl: A partir de la informació de l'esquema de superfície, el forçament radiatiu, el forçament de precipitació de la microfísica i la parametrització de cúmul i la informació de les característiques del sòl calcula els fluxos de calor i humitat a la superfície.

Capa límit planetària: S'encarrega dels fluxos verticals de submalla deguts a transport turbulent a tota la columna. Els fluxos superficials són la condició de contorn.

Radiació: Proporciona l'escalfament de l'atmosfera. La part d'ona llarga correspon a la radiació infraroja emesa i absorbida pels gasos i la superfície. La part d'ona curta tracta les longituds d'ona del visible i properes al visible que formen l'espectre solar. Els processos tractats inclouen absorció, reflexió i dispersió de la radiació.

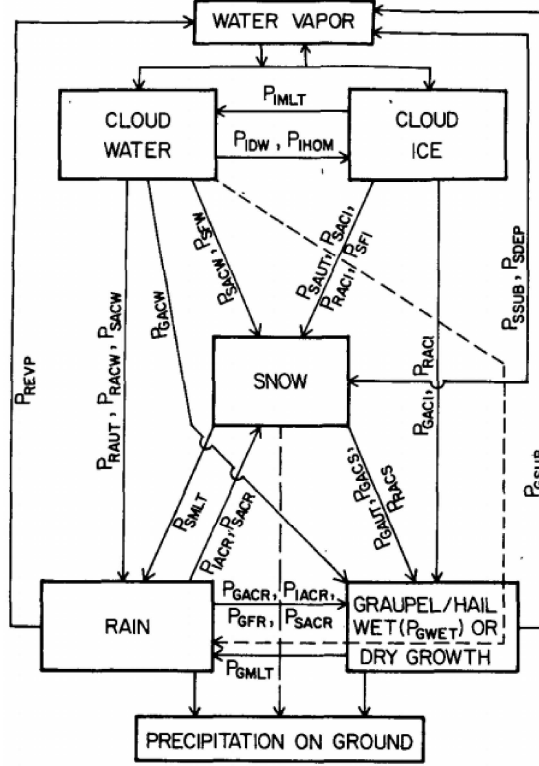


Figura 10: Classes d'hidrometeors i interaccions entre ells parametritzades a l'esquema de microfísica de Lin et al (1983)

3.2 Configuració numèrica

La configuració establerta per fer els experiments numèrics és un pas de malla d'1 km en les direccions oest-est (x) i sud-nord (y), una altura màxima de 18 km i 45 nivells verticals η . El pas de temps per la integració RK3 és de 3 segons i el pas de temps pels modes acústics és 6 vegades menor. Les condicions de contorn laterals en els quatre límits són obertes.

Dels diferents esquemes per tractar la física només s'ha activat la microfísica. L'esquema utilitzat està basat en Lin et al. (1983) i Rutledge i Hobbs (1984). Aquesta opció inclou vapor d'aigua, aigua condensada en núvols, pluja, gel i neu i tracta les interaccions entre aquestes classes d'hidrometeors.

L'esquema parametritza els diferents processos de generació i transformació d'un tipus hidrometeors en altres representats a la figura 10.

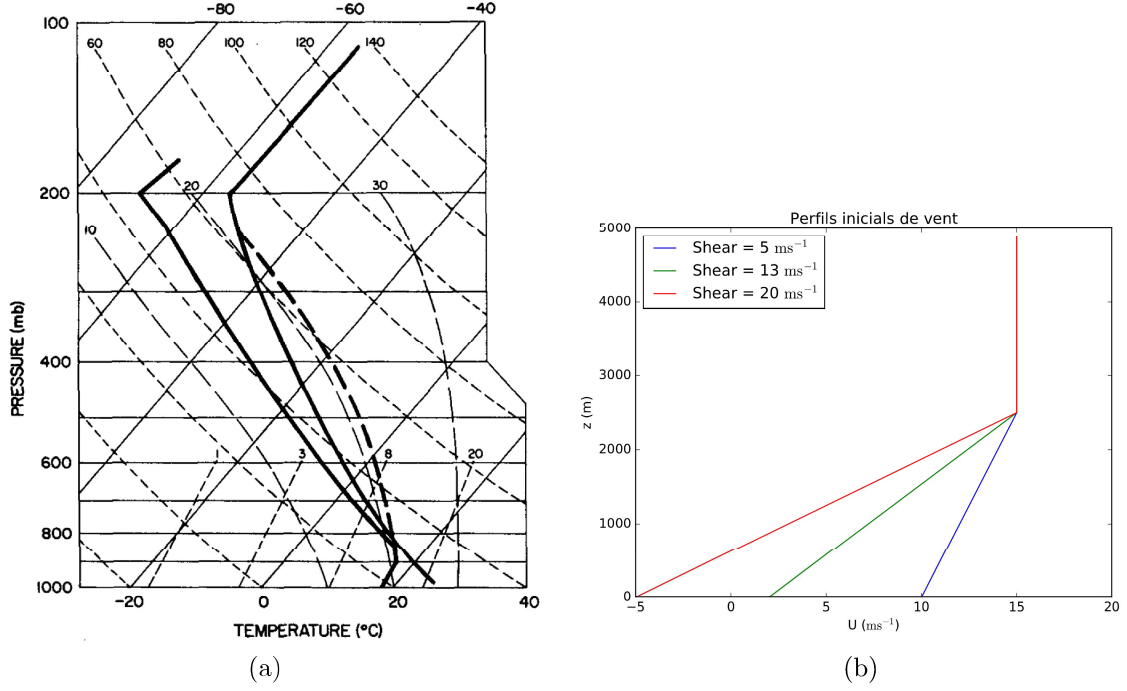


Figura 11: Condicions inicials per les simulacions. a) Sondeig inestable com l'utilitzat per Weisman i Klemp (1982, 1984). b) Representació dels perfils de vent amb $S = 5, 13$ i 20 ms^{-1} i $U_0 = 15 \text{ ms}^{-1}$ en els 5 km més baixos.

3.3 Condicions inicials

El sondeig utilitzat per generar la condició inicial és l'emprat per Weisman i Klemp (1982, 1984) i els perfils de vent inicials tenen component v nul·la i component u donada per l'expressió següent (Figura 11b):

$$u(z) = \begin{cases} S(\frac{z}{2.5} - 1) + U_0 & z \leq 2.5 \\ U_0 & z > 2.5 \end{cases} \quad (42)$$

on z és l'altura en km, S és el *shear* i U_0 és el valor de la component u del vent per damunt dels 2.5 km.

En el diagrama oblic T-log p (Figura 11a), les isòbares són les línies horitzontals amb els valors de pressió indicats en el contorn esquerre del diagrama i les isoterms són les línies sòlides fines amb els valors indicats en els contorns inferior i superior. Les línies en

negreta representen els perfils de temperatura i de temperatura del punt de rosada. Les línies discontinües amb segments més petits corbades són línies de temperatura potencial constant (adiabàtiques seques) amb els valors indicats amb els nombres petits de la part superior del diagrama (en °C). Les línies discontinües amb segments més llargs són les pseudoadiabàtiques. Les línies discontinües rectes són línies de proporció de mescla amb els seus valors indicats sobre la línia de 600 mb en g/kg. La línia en negreta discontinüa representa l'ascens d'una partícula de la superfície. L'ascens segueix l'adiabàtica seca fins que interseca la línia de proporció de mescla, punt que determina el nivell de condensació per elevació (LCL). A partir d'aquest punt l'ascens segueix la pseudoadiabàtica que passa per aquest punt. Si durant aquest ascens la partícula és més lleugera que l'ambient, com succeeix en aquest cas, aquest punt és el nivell de convecció lliure (LFC), de manera que a partir d'aquí la partícula pot ascendir lliurement fins que sigui més pesada que l'ambient, moment en el qual s'arriba al nivell d'equilibri. Com que la partícula arriba a aquest nivell amb una certa velocitat, seguirà ascendint fins que es consumeixi la seva energia per flotabilitat negativa. L'àrea entre el perfil de temperatura i l'ascens de la partícula en superfície és la CAPE, que en aquest cas és d'uns 2200 J/kg. Per tant, aquest sondeig presenta inestabilitat condicional, una de les condicions necessàries per a què es pugui desenvolupar convecció profunda. En el Mediterrani els valors de CAPE que hi ha quan es produeixen aquest tipus de fenòmens solen ser inferiors al d'aquest sondeig, ja que es troben al voltant de 1000 J/kg (Cohuet et al., 2011; Romero et al., 2015).

Les simulacions de línies de turbonada d'aquest treball s'inicien amb una pertorbació de temperatura que consisteix en un tub de 100 km de longitud en la direcció sud-nord centrat a la meitat en la direcció y . En la direcció oest-est, la pertorbació pren el seu valor màxim a un determinat valor de x i disminueix cap els costats com un $\cos^2$ amb un radi de 4 km, de manera que a 4 km del centre en la direcció oest-est, la pertorbació val 0. En la vertical, la pertorbació és màxima a $z = 1.5$ km i també disminueix per valors majors i menors de z com un $\cos^2$ amb un radi de 1.5 km. El valor màxim de la pertorbació són 3 K. A la secció 4.1.1 es pot trobar la posició concreta de la pertorbació. L'expressió matemàtica d'aquesta pertorbació és la següent:

$$\Delta T = \Delta_{max} \cos^2\left(\frac{\pi}{2} RAD\right) \quad (43)$$

$$RAD = \sqrt{x_r + z_r} \quad (44)$$

on Δ_{max} és el màxim de pertorbació de temperatura, 3K, x_r i z_r són les distàncies en l'eix x i en l'eix z al centre de la pertorbació normalitzades a 4 i 1.5 km respectivament, de manera que a 4 km de distància del centre de la pertorbació en la direcció x , x_r val 1. Aquesta pertorbació només s'aplica si $RAD \leq 1$.

Amb aquesta pertorbació s'aconsegueix que les partícules arribin al nivell de convecció lliure i es pugui iniciar la convecció. Una vegada iniciada, el propi sistema pot generar noves cèl·lules convectives segons el que s'ha descrit a la secció 2, ja que a tot el domini hi ha les mateixes condicions d'inestabilitat.

3.4 Definició d'orografia ideal

La serra que s'incorporarà per estudiar l'efecte de l'orografia sobre la línia de turbonada està descrita per la següent expressió analítica general:

$$h(x, y) = h_{max} \left[1 + \left(\frac{x - x_c}{a} \right)^2 + \left(\frac{y - y_c}{b} \right)^2 \right]^{-1} \quad (45)$$

Modificant els paràmetres h_{max} , altura màxima de la serra, x_c , centre de la serra en la direcció x , y_c , centre de la serra en direcció y , a i b , paràmetres que controlen l'amplada en les direccions x i y respectivament, es poden obtenir diferents configuracions per poder determinar l'efecte de la presència d'una serra sobre una línia de turbonada en funció de l'orientació de la serra respecte la línia. S'investigaran els següents casos:

- Serra semblant a la Serra de Tramuntana ($h_{max} = 1500$ m, $a = 5$ km, $b = 40$ km, x_c

= 150 km, $y_c = 100$ km) orientada perpendicular al *shear*.

- Serra molt major que Tramuntana ($h_{max} = 3000$ m, $a = 10$ km, $b = 40$ km) també orientada perpendicular al *shear*.

- Serra molt major que Tramuntana sense aplicar la pertorbació inicial descrita a l'apartat anterior per disparar la convecció.

- Serres semblants a Tramuntana orientades perpendiculars al *shear*, però centrades als extrems nord i sud del domini ($h_{max} = 1500$ m, $a = 5$ km, $b = 40$ km, $x_c = 150$ km, $y_c = 180$ km i $y_c = 20$ km), de manera que l'impacte de la línia de turbonada amb la serra és parcial.

- Serra semblant a Tramuntana orientada paral·lela al *shear* ($h_{max} = 1500$ m, $a = 40$ km, $b = 5$ km, $x_c = 200$ km, $y_c = 100$ km).

- Serra semblant a Tramuntana orientada a 45° de la direcció del *shear*. En aquest cas s'aplica una rotació d'eixos a l'expressió (45).

4 Resultats

4.1 Simulació de control

4.1.1 Experiments preliminars

Els primers experiments numèrics per obtenir la simulació de control es varen realitzar en un domini de 200 km en la direcció x i 60 km en la direcció y utilitzant el sondeig descrit a la secció 3.3 i un perfil de vent inicial com el de l'expressió (42) amb $U_0 = 0$. El fet que U_0 sigui 0 provoca que el sistema no es desplaci i, per tant es debilita a mesura que va

consumint la CAPE. Per evitar aquest problema es va canviar el valor de U_0 a un valor positiu, d'aquesta manera el sistema es desplaça i es troba amb un ambient inestable a mesura que ho fa. Per a poder seguir l'evolució de la línia de turbonada durant algunes hores quan aquesta es desplaça és necessari augmentar el domini en la direcció x . A més, com que es vol investigar l'efecte d'una serra sobre la línia de turbonada, el domini ha de ser suficientment gran per a què la línia es formi abans d'interaccionar amb la serra. A partir d'un conjunt d'experiments es va determinar el domini, el valor de U_0 i la posició de la pertorbació inicial que permetien seguir l'evolució de la línia durant les cinc hores de simulació. El domini utilitzat té 400 km en la direcció x i 200 km en la direcció y , el valor de U_0 és de 15 ms^{-1} i la pertorbació de temperatura està centrada a $x = 30 \text{ km}$ i en la direcció y s'estén entre 50 i 150 km.

4.1.2 Resultats de la simulació de control

Amb la configuració descrita al final de l'apartat anterior s'han realitzat diferents simulacions amb distints valors del *shear* i s'ha seleccionat com a simulació de control la que manté una estructura lineal fins al final de la simulació (Figura 12), que és la que té un *shear* de 20 ms^{-1} (línia vermella a la figura 11b). A part de l'estructura lineal del sistema, a la figura 12 també s'observa convergència intensa a la part de davant de la línia de turbonada.

La secció vertical de la línia de turbonada de la simulació de control (Figura 13) mostra característiques similars al model conceptual descrit a la secció 2. La línia de turbonada de la simulació de control mostra una zona de forta reflectivitat a la part de davant de la línia (Figura 13a), encara que en el cas de la simulació aquesta zona és més àmplia que a la representació del model conceptual (Figura 2). També s'observa una zona de reflectivitat menys intensa per darrera, que correspondria a la zona de precipitació estratiforme.

En el cas de la component U del vent s'aprecien els dos fluxos mencionats, el *front-to-rear*, en blau a la imatge (Figura 13b), que correspon als valors negatius, per tant flux de davant a darrera que es va elevat i, per altra banda en color taronja hi ha el *rear*

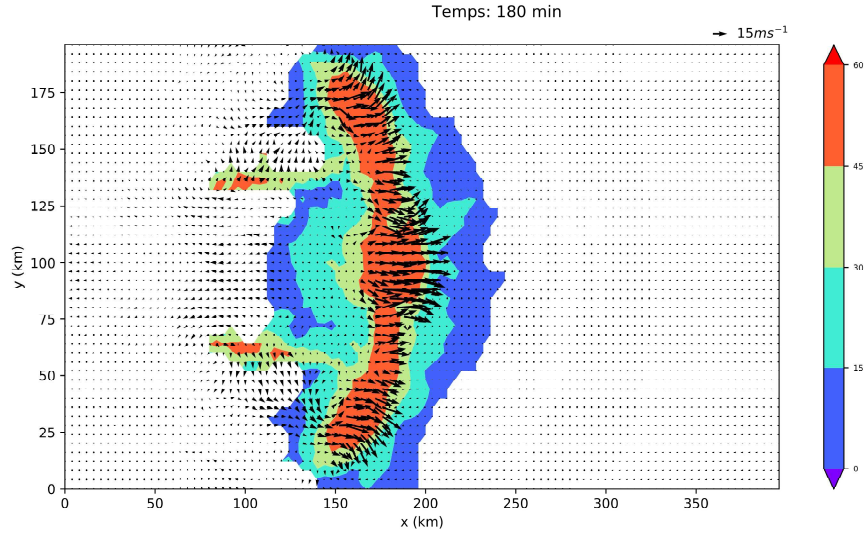


Figura 12: Reflectivitat màxima en la vertical en dbz (colors) i vectors indicant la direcció i intensitat del vent a 500 m per la simulació iniciada amb un perfil de vent amb $S = 20 \text{ ms}^{-1}$ 3 hores després de l'inici de la simulació.

inflow, flux que va des de darrera cap a davant a nivells mitjos i que descendeix cap a la superfície quan s'aproxima a la part de davant de la línia.

La pertorbació de temperatura potencial (Figura 13c) mostra una zona negativa prop de la superfície allà on ja ha passat la línia, que correspon a la *cold pool*.

Per tant, la simulació de control reproduceix correctament els aspectes principals d'una línia de turbonada d'acord amb el model conceptual.

4.2 Influència del *shear*

A part de la simulació amb un *shear* de 20 ms^{-1} presentada a l'apartat anterior, també s'han fet simulacions amb *shears* de 5 i 13 ms^{-1} (línies blava i verda de la figura 11b).

A partir de la representació de reflectivitat per cada una d'aquestes simulacions (Figura 14) i també la de la simulació de control (Figura 12) es pot apreciar com el *shear* a nivells baixos contribueix a donar una estructura lineal al sistema. En el cas de tenir un *shear* baix (5 ms^{-1}), a pesar que el mecanisme imposat per iniciar la convecció genera una

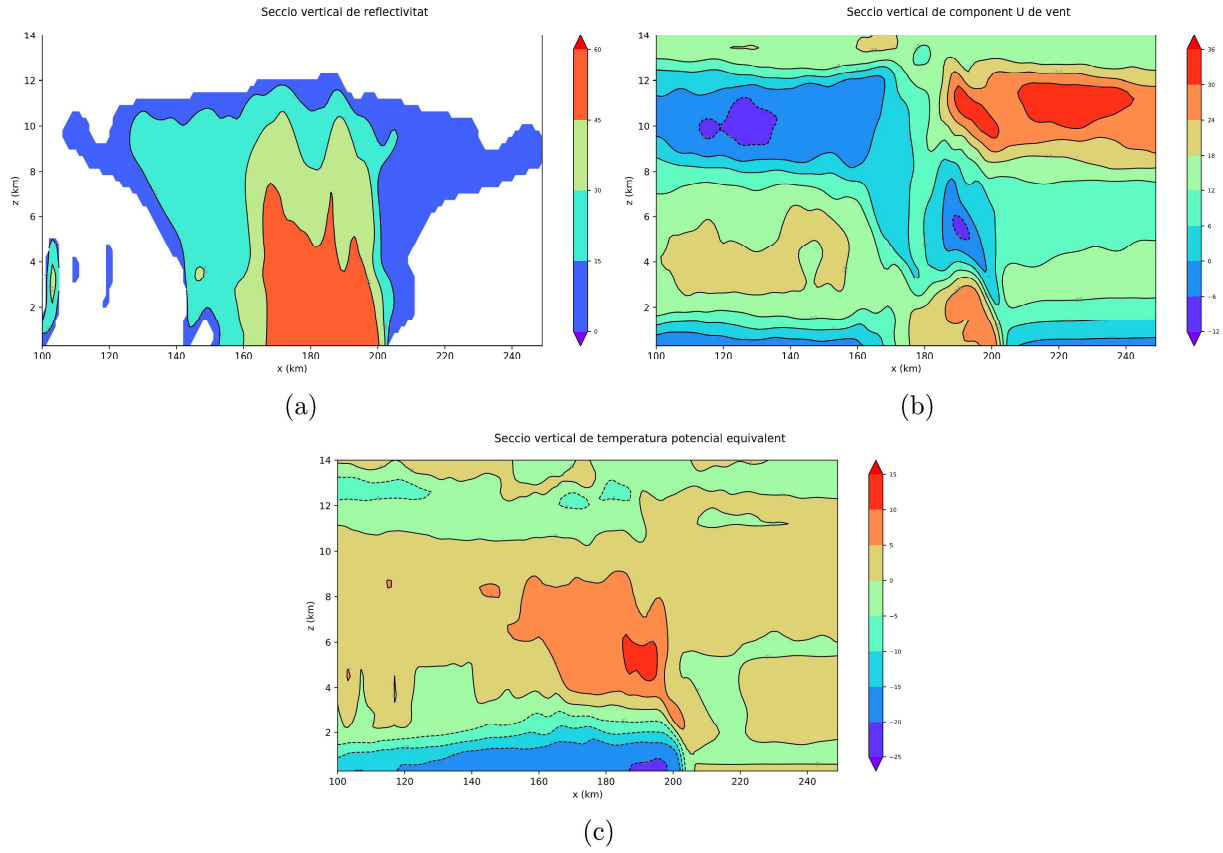


Figura 13: Seccions verticals de la simulació de control a $y = 100$ km 3 hores després de l'inici de la simulació de: a) Reflectivitat en dbz , b) Component U del vent en ms^{-1} i c) Pertorbació de temperatura potencial equivalent respecte l'estat inicial en K.

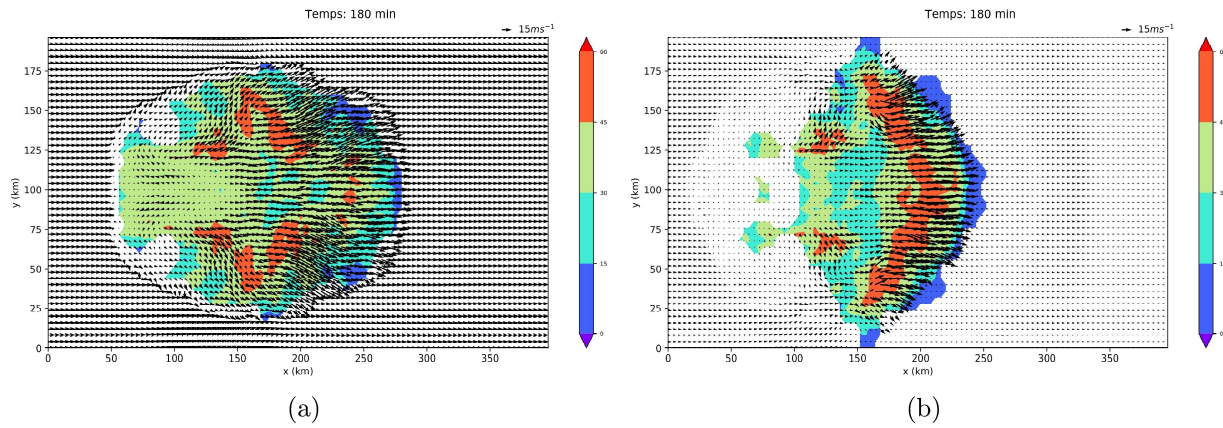


Figura 14: Igual que a la figura 12 però amb a) $S = 5 \text{ ms}^{-1}$ i b) $S = 13 \text{ ms}^{-1}$.

estructura lineal als instants inicials de la simulació, aquesta estructura no es mantén i al cap d'unes hores només queden nuclis convectius aïllats.

Quan el *shear* és major (13 ms^{-1}), l'estructura lineal es manté durant més temps, encara que passades unes hores des de l'inici de la simulació el sistema no manté la linealitat de manera contínua com succeeix al principi. A més, en aquest cas el sistema passa de tenir estructura de línia de turbonada a tenir estructura de *bow echo* com es pot apreciar a la figura 14b. Els vents a nivells baixos presenten convergència a la part de davant del sistema.

Aquests resultats són coherents amb els de la teoria RKW, ja que es necessari que hi hagi un *shear* elevat a nivells baixos per a què el sistema mantengui la seva estructura lineal.

4.3 Influència de l'orografia

Per estudiar quin és l'efecte que produeix la presència d'orografia quan una línia de turbonada ideal interacciona amb ella s'han fet un conjunt de simulacions amb les configuracions de la serra indicades a la secció 3.4.

La introducció d'una serra amb característiques similars a la serra de Tramuntana no produeix grans diferències en els instants inicials en els quals la línia de turbonada es comença a formar i, en el cas de la simulació amb orografia encara no ha començat a interaccionar-hi (primera fila de la figura 15). A mesura que la línia de turbonada s'aproxima a la serra, la interacció del sistema convectiu amb l'orografia ajuda a disparar convecció darrera la part central, que és la més elevada (Figures 15e i 15f). Després de superar la serra, el sistema deixa de presentar una estructura lineal i es divideix en dos presentant valors baixos de reflectivitat a la part central (Figura 15h), però al final de la simulació el sistema recupera l'estructura lineal contínua (Figura 15k). A partir de les imatges de diferències de reflectivitat (reflectivitat de la simulació amb serra menys reflectivitat de la simulació de control) del final de la simulació (Figures 15i i 15l) es pot

observar que la línia de turbonada de la simulació amb serra va per davant de la línia de turbonada de la simulació de control.

El dispar de convecció pot ser degut a la convergència a la part de darrera de la serra provocada perquè la presència d'orografia força l'aire a bordejar la part central de la serra. Una manera de comprovar si té lloc aquest fet és calculant el nombre de Froude, un nombre adimensional definit de la següent manera:

$$Fr = \frac{U}{Nh} \quad (46)$$

on U és la velocitat del vent, h és l'altura de la serra i N és la freqüència de Brunt-Väisälä, que és la freqüència d'oscil·lació d'una parcel·la d'aire quan es desplaça de la seva posició d'equilibri en un ambient amb estabilitat estàtica, i es calcula de la següent manera:

$$N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (47)$$

on g és l'acceleració de la gravetat i θ la temperatura potencial de l'ambient.

Per fer el càlcul del nombre de Froude pel cas que s'està tractant de la serra amb altura màxima de 1500 m perpendicular al *shear* s'ha agafat el valor del vent a 1500 m per U , $h = 1500$ m i a partir del sondeig inicial s'ha calculat N per un punt situat davant de la serra. El resultat per aquest cas és $Fr = 0.50$ amb una relació d'aspecte de la serra de $\frac{b}{a}$ de 8, de manera que el flux bordeja la part central de la serra (part per damunt de la línia vermella de la figura 16).

La secció vertical de la línia de turbonada de la simulació amb una serra perpendicular al *shear* presenta diferències respecte la simulació de control. En el cas de la reflectivitat (Figura 17a) no s'han eliminat els valors de reflectivitat menor que 0 per poder veure la

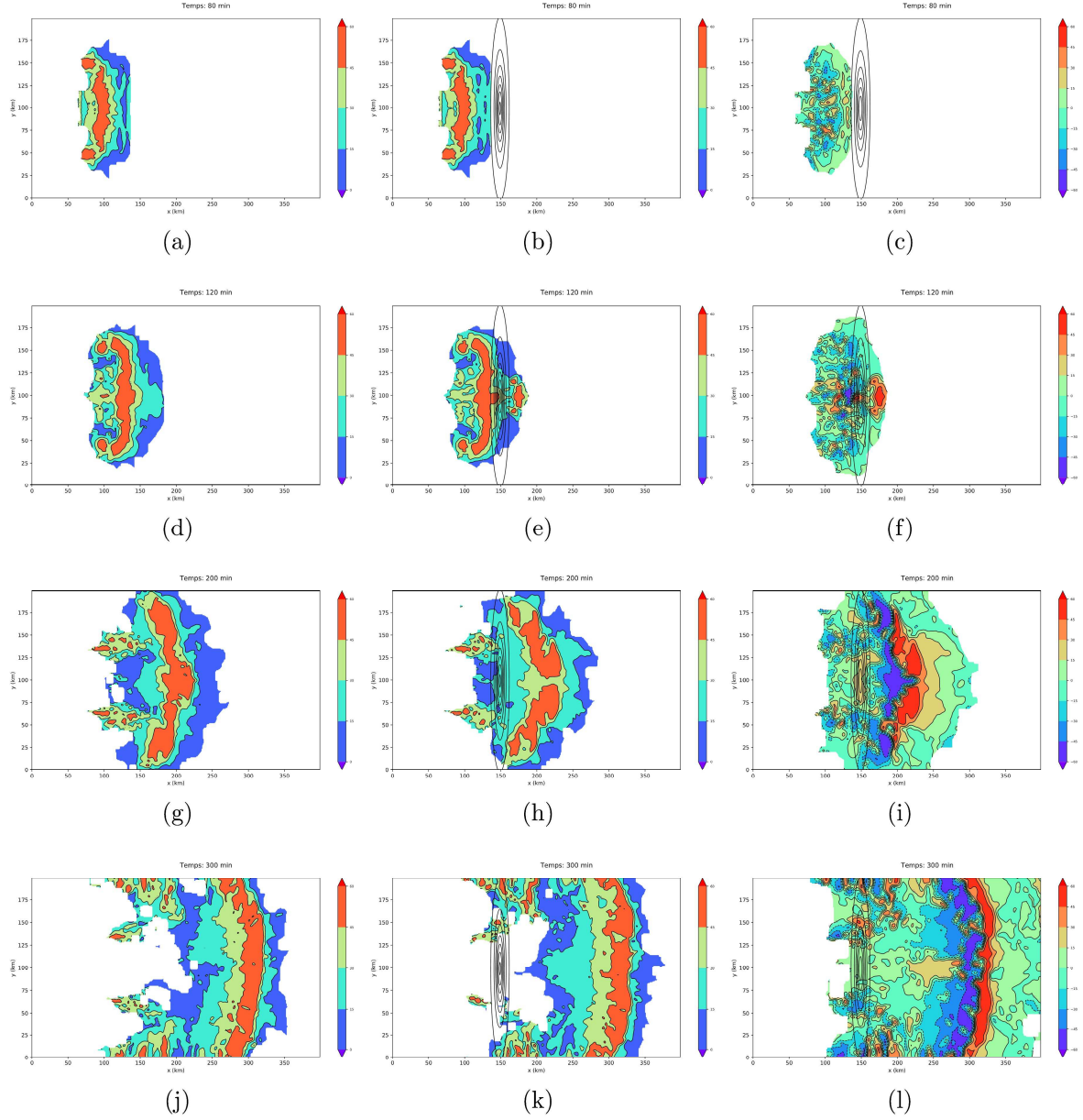


Figura 15: Màxim de reflectivitat en la vertical en dbz per la simulació de control (columna de l'esquerra), la simulació amb una serra paral·lela al *shear* semblant a la Serra de Tramuntana (columna central) i la diferència entre les dues reflectivitats (columna de la dreta) a de dalt a baix 80, 120, 200 i 300 minuts després de l'inici de la simulació.

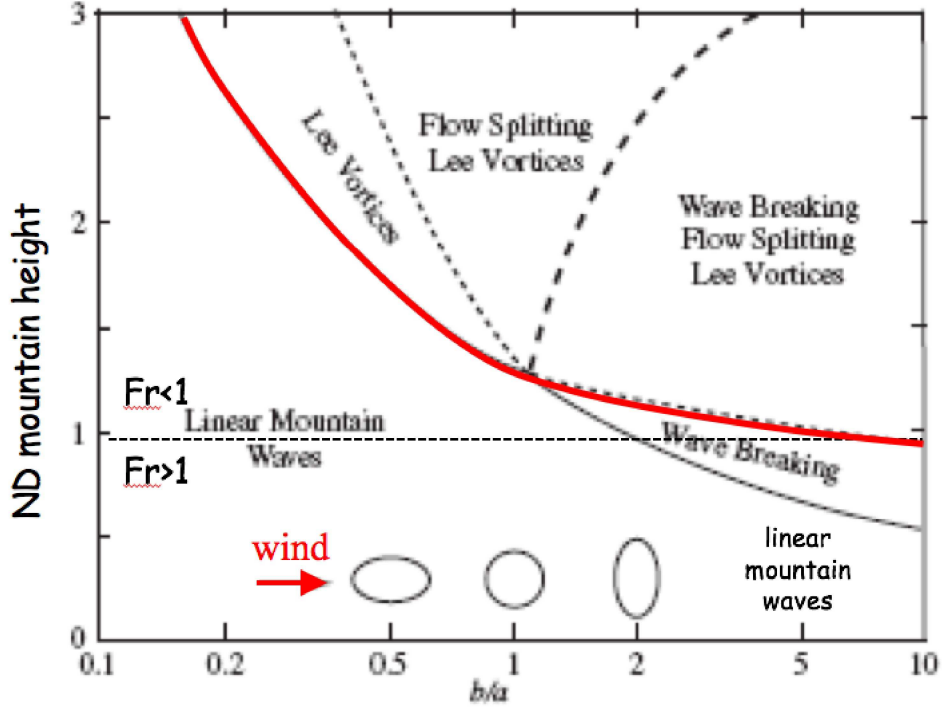


Figura 16: Diagrama de règims de fluxos que es troben amb una muntanya en funció de la relació d'aspecte $\frac{b}{a}$ (eix horitzontal) i de l'invers del nombre de Froude (eix vertical).

posició de la muntanya. Comparant amb la simulació de control (Figura 13a), la principal diferència és que en el cas amb orografia hi ha dues zones separades amb reflectivitat intensa, degudes al fet que la muntanya dispara convecció per davant del sistema original.

En el cas de la component U de vent, a diferència de la simulació de control (Figura 13b), quan hi ha una serra, a la part central del domini el *rear inflow* no arriba a la superfície (Figura 17b). A més, també es modifica el *front-to-rear* a nivells mitjos.

La secció vertical de la temperatura potencial (Figura 17c) és similar a la simulació de control (Figura 13c), però en el cas amb serra la pertorbació negativa s'estén per una zona major, fet que coincideix amb el que s'ha descrit a partir de les diferències de reflectivitat entre la simulació amb serra i la de control, on s'observa que la línia de la simulació amb serra va per davant de la línia de la simulació de control.

Per configuracions de la serra diferents, hi ha alguns efectes observats a la simulació de la serra perpendicular al *shear* que també es poden trobar en aquestes simulacions i altres que són diferents.

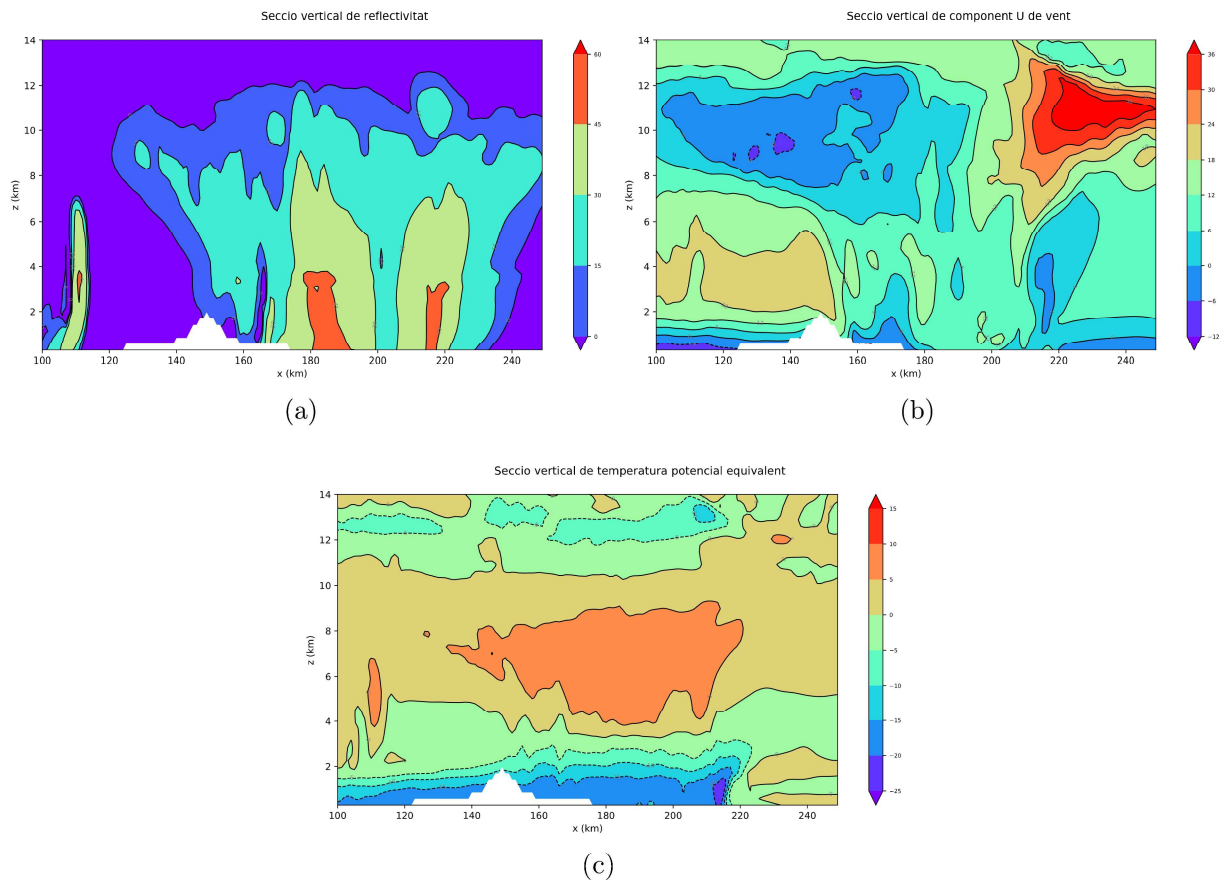


Figura 17: Igual que a la figura 13, però per la simulació amb una serra perpendicular al *shear* semblant a la Serra de Tramuntana

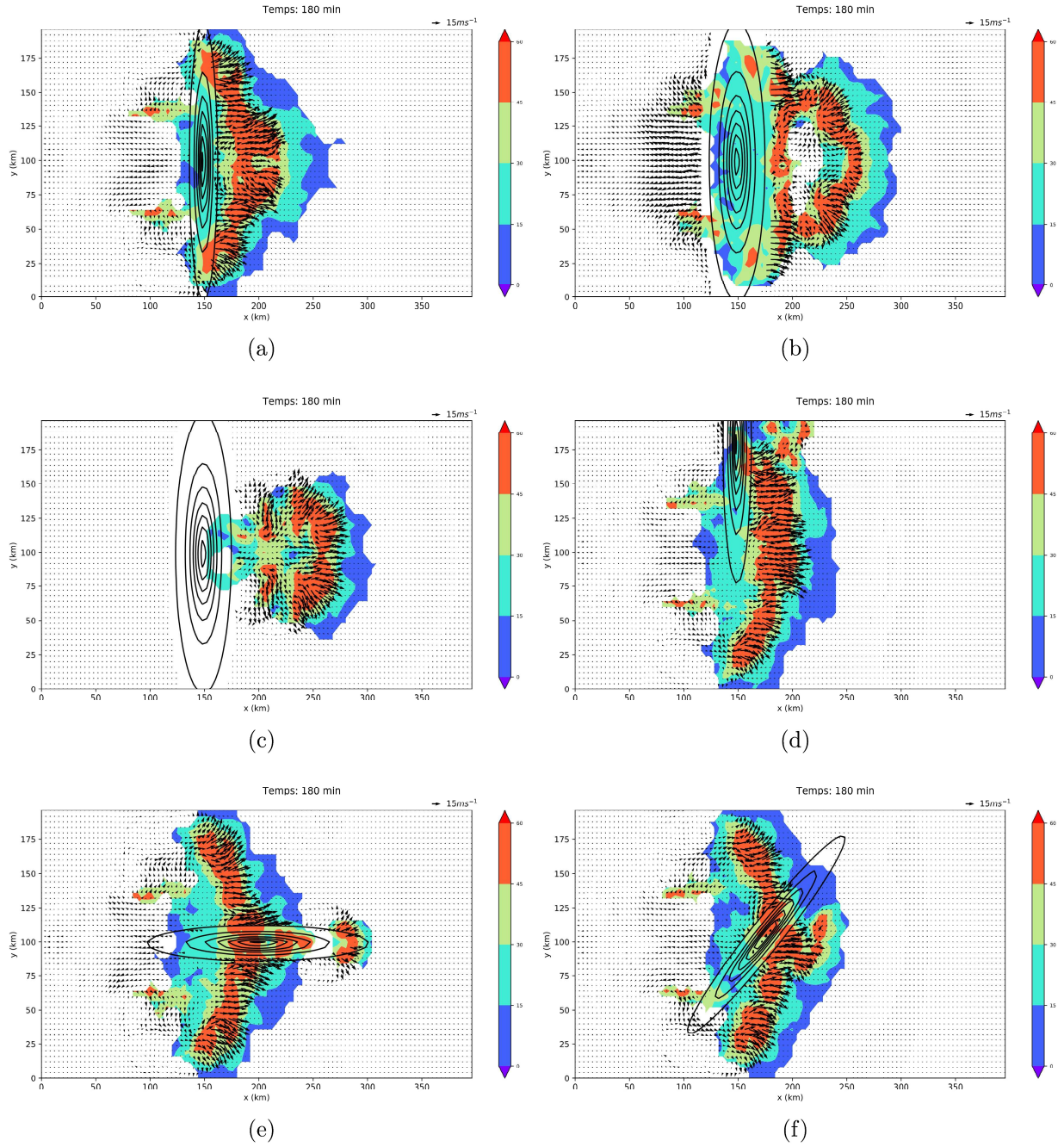


Figura 18: Igual que a la figura 12 però introduint orografia ideal amb les configuracions mencionades a la secció 3.4.

Si la serra té la mateixa orientació, però es major, (Figura 18b) tant en altura màxima com en amplada, la serra afavoreix de manera més intensa que per a serres més baixes el dispar de convecció. Això permet que es generi un nou sistema convectiu que quan interacciona amb la línia de turbonada generada per la pertorbació de temperatura agafa estructura lineal, encara que no és tan contínua com la de la simulació de control. Els vents a la nova línia són semblants als de la simulació de control amb convergència a la part de davant de la línia, mentre que per davant de la serra hi ha vents cap a l'oest que baixen des de la serra. Per comprovar que aquesta serra permet que es dispari convecció, s'ha fet una altra simulació desactivant la pertorbació de temperatura (Figura 18c) i els resultats mostren que es comença a formar un sistema convectiu darrera la serra una hora després de l'inici de la simulació. L'estructura d'aquest sistema és més corbada, menys contínua i de menors dimensions que el de la simulació de control. En aquest cas el càlcul del nombre de Froude agafant el vent a 3000 m dóna $Fr = 0.51$ amb una relació d'aspecte $\frac{b}{a}$ de 4, per tant el flux també bordeja la part central de la serra donant lloc a convergència a la part de darrera de la serra.

Si l'impacte de la línia de turbonada amb la serra és parcial, és a dir que només una part de la línia interacciona amb l'orografia (Figura 18d), es produeixen lleugeres modificacions en la part de la línia que es troba amb l'orografia, però l'efecte és molt menor que quan l'impacte és complet.

En el cas que la serra estigui orientada paral·lela al *shear* (Figura 18e), també ajuda a disparar convecció com el cas de la serra perpendicular al *shear*, però en aquest cas la línia es va corbant mentre travessa la serra i l'estructura lineal perd continuïtat, mentre darrera la serra es forma una altra línia més petita que l'original. Els vents també bordegen la serra en aquest cas.

Pel cas en què la serra té una orientació de 45° respecte al *shear* (Figura 18f), l'efecte és semblant al de la serra perpendicular, darrera la part central de la serra es dispara convecció i després de superar la serra l'estructura és menys lineal. La serra també modifica els vents, ja que queda separada la part nord de la línia amb vents que bordegen la serra de la part sud.

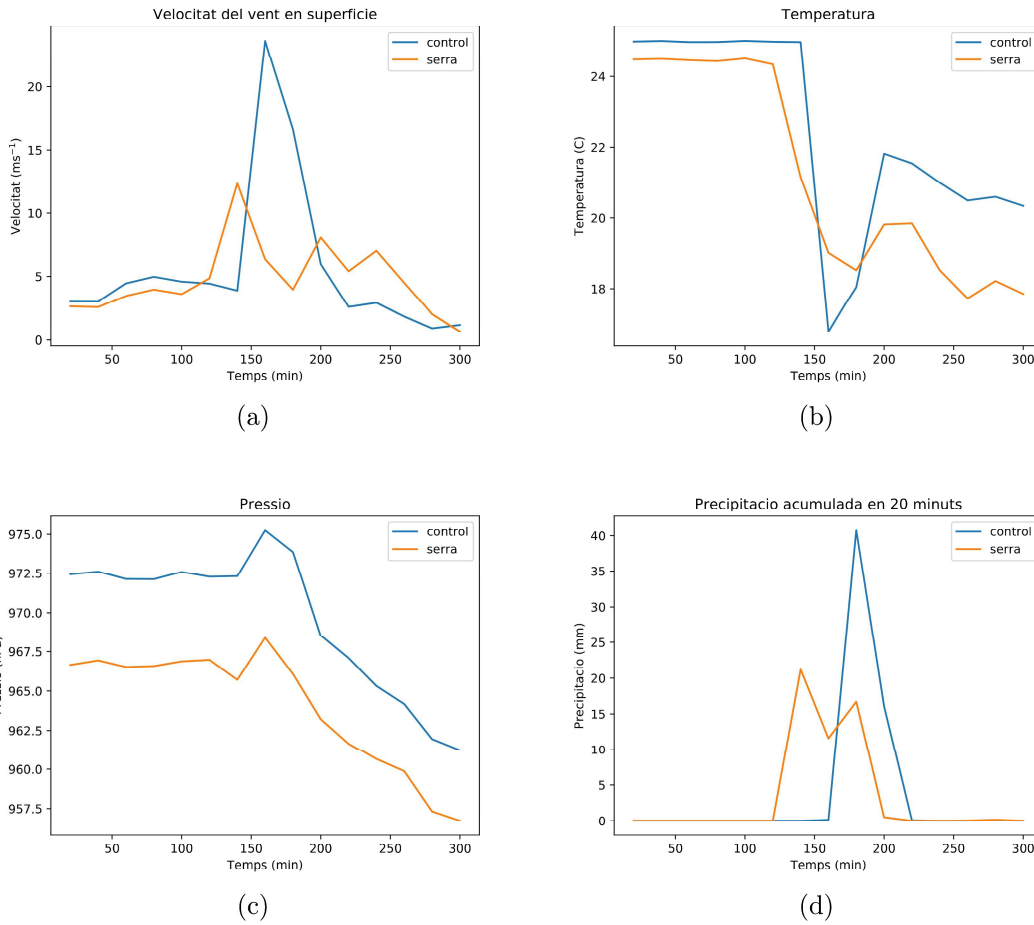


Figura 19: Valors de a) velocitat del vent, b) temperatura, c) pressió i d) precipitació acumulada en 20 minuts en funció del temps en el nivell més baix del model a $x = 175$ km, $y = 100$ km per les simulacions de control i amb orografia perpendicular al *shear* semblant a la Serra de Tramuntana.

Una altra manera de comprovar l'efecte de l'orografia sobre la línia de turbonada és a partir de mesures de diferents variables en superfície a un punt situat darrera la serra (Figura 19):

Els resultats per la simulació de control concorden amb les mesures preses per estacions meteorològiques en casos reals com els citats a la introducció. La velocitat del vent augmenta quan la línia de turbonada passa per aquest punt. La temperatura baixa uns 8°C mitja hora abans de la pluja, que és intensa (40 mm en 20 minuts) i breu. La pressió augmenta quan es produeix la meso alta i després disminueix. En el cas de la simulació amb serra, hi ha algunes diferències. L'augment de velocitat del vent és bastant menor i comença abans. També és menor la precipitació. El fet que la serra actuï com a

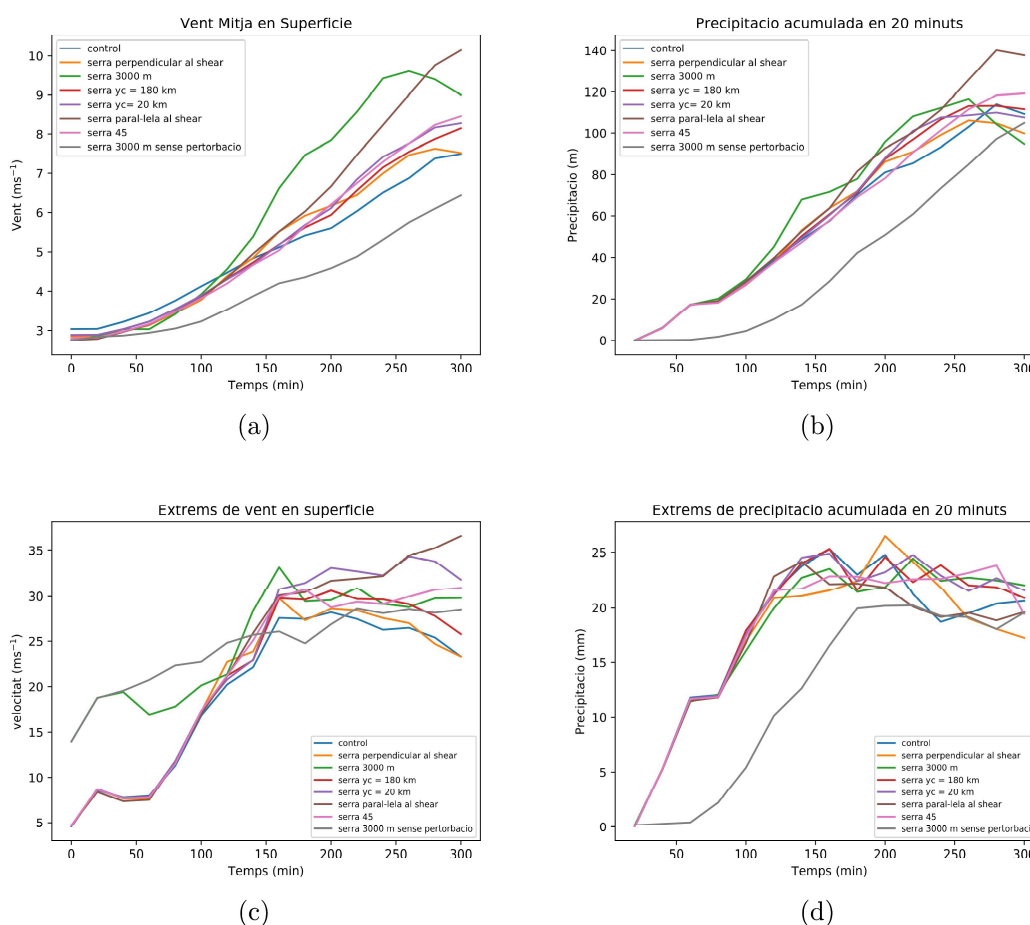


Figura 20: a) Vent mitjà, b) Precipitació acumulada en tot el domini en 20 minuts, c) Extrems de vent en superfície i d) Extrems de precipitació acumulada en 20 minuts en funció del temps per la simulació de control i les diferents simulacions amb orografia.

mecanisme de dispar a la part central provoca els pics que s'observen a les gràfiques de vent i precipitació abans del pic de la simulació de control, però quan la línia de turbonada arriba a aquest punt, la part central és més dèbil que a la simulació de control, per això els valors són menors. Una possible explicació és que la convecció que dispara la serra consumeix CAPE, de manera que quan la línia arriba a aquesta zona hi ha menys energia disponible i per aquest motiu la línia és més dèbil. Una altra possible explicació és que la presència de la serra modifica l'organització òptima dels fluxos que produeixen vents i precipitació intensa. La temperatura i pressió tenen un comportament similar a les dues simulacions, encara que en el cas de la pressió hi ha una depressió constant d'uns 7 hPa a la simulació amb orografia perquè en aquest cas el punt superficial està situat a una altura major.

A partir d'entre les 2 hores i mitja o 3 des de l'inici, les simulacions amb orografia i pertorbació inicial presenten valors mitjans de vent i precipitació acumulada majors que la simulació de control (Figures 20a i 20b). A pesar que en el cas de la serra perpendicular al *shear*, darrera de la part central de la serra els màxims de precipitació i vent són menors que en la simulació de control (Figura 19), la mitjana en el conjunt del domini és major, fet que implica que en altres zones l'impacte de la línia de turbonada és major. Tenint en compte com mostra la figura 18 que la presència de la serra modifica els fluxos de sortida de manera que es desvien cap a zones on l'altitud és menor, és en aquests punts on els impactes del sistema convectiu seran més importants. Els resultats són semblants per la serra perpendicular al *shear*, l'orientada a 45° i les centrades en els extrems del domini, encara que en aquest darrer cas les imatges de reflectivitat no mostren tantes diferències amb la simulació de control. La simulació amb una serra més elevada i pertorbació inicial dóna valors majors, sobretot en el cas del vent, ja que en aquest cas a part de la línia de turbonada generada per la pertorbació inicial hi ha la produïda per la serra. També hi ha valors més elevats en el cas de la serra paral·lela al *shear*, ja que a pesar que l'estructura lineal original es romp mentre la línia travessa la serra, es forma una altra línia petita per darrera de la serra, de manera que la suma dels efectes de la línia original i de la nova que es forma és superior als de la simulació de control.

Per representar els extrems s'ha fet una mitjana de l'1 % de valors majors tant en precipitació acumulada com en vent en superfície per evitar representar un màxim aïllat poc representatiu (Figures 20c i 20d). Els màxims de vent són majors per totes les simulacions amb orografia. Les simulacions amb serra més elevada presenten màxims de vent a l'inici de la simulació provocats per la modificació del perfil de vent per la serra, enlloc de pels fluxos associats a la línia de turbonada. En el cas de la precipitació, els màxims són majors a la simulació de control durant les primeres hores de simulació. A les darreres hores de simulació, quan la línia ha superat la serra, els màxims són majors a les simulacions amb orografia excepte la simulació amb serra paral·lela al *shear* a la qual els valors màxims són menors que els de la simulació de control i els de les altres simulacions amb orografia, a pesar que la precipitació acumulada en tot el domini és major, sobretot al final de la simulació, per tant en aquest cas la precipitació està més repartida.

5 Conclusions i treball futur

En aquest treball s’ha investigat l’efecte d’un sistema orogràfic semblant a la Serra de Tramuntana sobre una línia de turbonada a partir dels resultats de simulacions numèriques idealitzades iniciades amb un sondeig inestable i diferents perfils de vent.

Els resultats obtinguts en les simulacions amb diferents *shears* mostren que és necessari que hi hagi un *shear* intens a nivells baixos per a què el sistema pugui mantenir l’estructura lineal al llarg del temps, resultat que concorda amb la teoria RKW que exigeix que el *shear* a nivells baixos sigui suficient per compensar la vorticitat generada per la *cold pool* i els corrents ascendants puguin ser verticals.

Respecte a les simulacions amb orografia, les majors diferències amb la simulació de control són que la serra actua com a mecanisme independent de dispar de convecció darrera de la serra, lleugerament en el cas d’una serra semblant a la Serra de Tramuntana, on aquest efecte només s’aprecia a la zona on l’altura és major i de manera molt més notable en el cas d’una serra més gran i amb altura màxima major en el qual es pot arribar a formar un sistema convectiu sense que sigui necessària una pertorbació inicial per formar-lo si l’ambient és inestable. La presència de la serra també modifica els fluxos associats a la línia de turbonada que quan es troben amb la serra desvien cap a les zones on l’altura és menor provocant que l’estructura del sistema perdi continuïtat.

Aquestes diferències entre la línia de turbonada amb i sense orografia també s’aprecien a partir de mesures de variables com la precipitació o el vent en punts situats prop de la zona on la serra és més elevada, en els quals quan hi ha orografia la intensitat és menor degut a la ruptura de la línia, potser provocada pel consum de CAPE de la convecció que dispara la serra o per la modificació dels fluxos ja mencionada. No obstant això, en el conjunt del domini els efectes de la línia de turbonada són majors quan hi ha orografia, ja que els valors mitjans i màxims són majors, sobretot a les darreres hores de la simulació.

Encara que hi ha diferències significatives en la mitjana i els màxims de vent en

superfície i precipitació entre les simulacions amb orografia i la simulació de control, els efectes de l'orografia són majors sobre l'estructura del sistema convectiu que sobre els valors del vent o la precipitació.

A partir d'aquesta base es podria substituir el sondeig inicial per un altre amb les característiques dels ambients en els quals s'han produït línies de turbonada en el Mediterrani i repetir les simulacions realitzades per determinar com seria el sistema que es formaria en aquestes condicions i quins serien els efectes de l'orografia en aquest cas, de manera que es podria veure la influència del sondeig en els resultats. A més, es podria fer una simulació d'algun cas real per comprovar si es poden apreciar alguns dels efectes de l'orografia trobats a les simulacions idealitzades, encara que en una simulació realista hi hauria bastantes diferències respecte les simulacions idealitzades perquè no es podrien desactivar les parametritzacions físiques i s'haurien d'aplicar condicions inicials i de contorn més realistes per tal de poder obtenir una línia de turbonada amb característiques el més semblants possible a les observacions, de manera que en aquesta simulació inter-vendrien molts altres factors a part de l'orografia.

Referències

- [1] Cohuet, J. B., Romero, R., Homar, V., Ducrocq, V., & Ramis, C. (2011). Initiation of a severe thunderstorm over the Mediterranean Sea. *Atmospheric Research*, 100(4), 603-620. <https://doi.org/10.1016/j.atmosres.2010.11.002>
- [2] Coniglio, M. C., & Stensrud, D. J. (2001). Simulation of a Progressive Derecho Using Composite Initial Conditions. *Monthly Weather Review*, 129(7), 1593-1616. [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(2001\)129<1593:SOAPDU>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(2001)129<1593:SOAPDU>2.0.CO;2)
- [3] Ducrocq, V., & Bougeault, P. (1995). Simulation of an Observed Squall Line with a Meso-Beta-Scale Hydrostatic Model. *Weather and Forecasting*, 10(2), 380-399. [https://doi.org/10.1175/1520-0434\(1995\)010<0380:SOA0SL>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0434(1995)010<0380:SOA0SL>2.0.CO;2)

- [4] Evans, J. S., & Doswell, C. A. (2001). Examination of Derecho Environments Using Proximity Soundings. *Weather and Forecasting*, 16(3), 329-342. [https://doi.org/10.1175/1520-0434\(2001\)016<0329:EODEUP>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0434(2001)016<0329:EODEUP>2.0.CO;2)
- [5] Houze, R. A., Biggerstaff, M. I., Rutledge, S. A., & Smull, B. F. (1989). Interpretation of Doppler Weather Radar Displays of Midlatitude Mesoscale Convective Systems. *Bulletin of the American Meteorological Society*. [https://doi.org/10.1175/1520-0477\(1989\)070<0608:IODWRD>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0477(1989)070<0608:IODWRD>2.0.CO;2)
- [6] Houze, R.A. (1993). Cloud dynamics. *International Geophysics Series*, 53.
- [7] Lin, Y.-L., Farley, R. D., & Orville, H. D. (1983). Bulk Parameterization of the Snow Field in a Cloud Model. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 22(6), 1065-1092. [https://doi.org/10.1175/1520-0450\(1983\)022<1065:BPOTSF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0450(1983)022<1065:BPOTSF>2.0.CO;2)
- [8] Markowski, P., & Richardson, Y. (2010). *Mesoscale meteorology in midlatitudes*, Wiley-Blackwell
- [9] Ramis, C., Arus, J., López, J.M., & Mestres, A.M. (1997). Two cases of severe weather in Catalonia (Spain): an observational study. *Meteorological Applications*, 217(3), 207-217. <https://doi.org/10.1017/s1350482797000510>
- [10] Ramis, C., Romero, R., & Homar, V. (2009). The severe thunderstorm of 4 october 2007 in mallorca: An observational study. *Natural Hazards and Earth System Science*, 9(4), 1237-1245. <https://doi.org/10.5194/nhess-9-1237-2009>
- [11] Romero, R., Ramis, C., & Homar, V. (2015). On the severe convective storm of 29 October 2013 in the Balearic Islands: observational and numerical study. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 141(689), 1208-1222. <https://doi.org/10.1002/qj.2429>
- [12] Rotunno, R., Klemp, J. B., & Weisman, M. L. (1988). A Theory for Strong, Long-Lived Squall Lines. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 45(3), 463-485. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1988\)045<0463:ATFSL>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1988)045<0463:ATFSL>2.0.CO;2)
- [13] Rutledge, S. A., & Hobbs, P. V. (1984). The Mesoscale and Microscale Structure and Organization of Clouds and Precipitation in Midlatitude Cyclones. XII: A Diagnostic Modeling Study of Precipitation Development in Narrow Cold-Frontal Rainbands. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 41(20), 2949-2972. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1984\)041<2949:TMAMSA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1984)041<2949:TMAMSA>2.0.CO;2)

- [14] Sansom, H. W. (1951). A study of cold fronts over the British Isles. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 77(331), 96-120. <https://doi.org/10.1002/qj.49707733111>
- [15] Skamarock, W. C., Klemp, J. B., Dudhi, J., Gill, D. O., Barker, D. M., Duda, M. G., Powers, J. G. (2008). A Description of the Advanced Research WRF Version 3. *Technical Report*, (June), 113. <https://doi.org/10.5065/D6DZ069T>
- [16] Tudurí, E., & Ramis, C. (1997). The Environments of Significant Convective Events in the Western Mediterranean. *Weather and Forecasting*, 12(2), 294-306. [https://doi.org/10.1175/1520-0434\(1997\)012<0294:TEOSCE>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0434(1997)012<0294:TEOSCE>2.0.CO;2)
- [17] Weisman, M. L., & Klemp, J. B. (1982). The Dependence of Numerically Simulated Convective Storms on Vertical Wind *shear* and Buoyancy. *Monthly Weather Review*, 110(6), 504-520. [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1982\)110<0504:TDONSC>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1982)110<0504:TDONSC>2.0.CO;2)
- [18] Weisman, M. L., & Klemp, J. B. (1984). The Structure and Classification of Numerically Simulated Convective Stormsin Directionally Varying Wind *shears*. *Monthly Weather Review*, 112(12), 2479-2498. [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1984\)112<2479:TSACON>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1984)112<2479:TSACON>2.0.CO;2)
- [19] Weisman, M. L. (1992). The Role of Convectively Generated Rear-Inflow Jets in the Evolution of Long-Lived Mesoconvective Systems. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 49(19), 1826-1847. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1992\)049<1826:TROCGR>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1992)049<1826:TROCGR>2.0.CO;2)
- [20] Weisman, M. L., Rotunno, R., Weisman, M. L., & Rotunno, R. (2004). A Theory for Strong Long-Lived Squall Lines Revisited. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 61(4), 361-382. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(2004\)061<0361:ATFSLS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2004)061<0361:ATFSLS>2.0.CO;2)
- [21] Wicker, L. J., & Skamarock, W. C. (2002). Time-Splitting Methods for Elastic Models Using Forward Time Schemes. *Monthly Weather Review*, 130(8), 2088-2097. [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(2002\)130<2088:TSMFEM>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(2002)130<2088:TSMFEM>2.0.CO;2)