



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA
CENTRO DE CIENCIAS DE LA ATMÓSFERA

**APLICACIÓN DE BALANCE DE MOMENTO PARA PARAMETRIZAR LA
ORGANIZACIÓN DE SISTEMAS CONVECTIVOS DE MESOESCALA**

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE
MAESTRO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

P R E S E N T A

FÍS. FERNANDO LEZANA DURAN

T U T O R A :

DRA. CHRISTIAN DOMÍNGUEZ SARMIENTO
Centro de Ciencias de la Atmósfera

COMITÉ JURADO :

DRA. GRACIELA BINIMELIS DE RAGA
DRA. PAULINA ORDÓÑEZ PÉREZ
DR. DAVID KENTON ADAMS
Centro de Ciencias de la Atmósfera
DR. LÉSTER AUGUSTO ALFONSO DÍAZ
Universidad Autónoma de la Ciudad de México

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX., JUNIO DE 2020



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



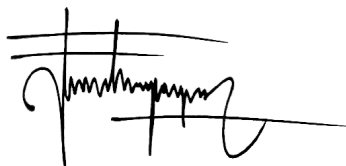
UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Declaro conocer el Código de Ética de la Universidad Nacional Autónoma de México, plasmado en la Legislación Universitaria. Con base en las definiciones de integridad y honestidad ahí especificadas, aseguro mediante mi firma al calce que el presente trabajo es original y enteramente de mi autoría. Todas las citas de, o referencias a, las obras de otros autores aparecen debida y adecuadamente señaladas, así como acreditadas mediante los recursos editoriales convencionales.

A handwritten signature in black ink, consisting of a stylized initial 'F' followed by a series of loops and a long horizontal stroke extending to the right.

≈ *Fernando Lezana Duran* ≈

A mis nubes favoritas



La dedicación, la estabilidad y el entusiasmo necesarios para atravesar un posgrado van más allá de las aulas y del ámbito científico. Por eso estoy agradecido con quienes me han concedido su incommensurable apoyo, quienes velan por mi bienestar: mis padres, mis hermanos, mi familia. Ellos siempre serán mi hogar. Hay además alguien que me ha ayudado a construir esta senda, quien me entrega salud mental y emocional, quien me da felicidad: Cassandra. Ella siempre será parte de mi.

Todo el riguroso trabajo científico que conlleva esta tesis no hubiera sido posible sin mis tutores Diego Alfaro y Christian Domínguez. Diego es una persona ejemplar, dentro y fuera de la universidad, él compartió conmigo sus excelentes ideas e intuición analítica, que son la base de este trabajo. Christian siempre me mostró su completa disposición y apoyo, su disciplina y comentarios fueron una guía sustancial para concluir esta labor.

Estoy sumamente agradecido con David Adams y Yolande Serra, quienes me otorgaron la oportunidad de participar en la enriquecedora experiencia de mi primer trabajo de campo durante OTREC en Costa Rica.

Agradezco al Centro de Ciencias de la Atmósfera y a los investigadores que ahí trabajan, quienes, además de haber sido mis profesores, son un pilar de la investigación en ciencias de la atmósfera en México. En particular, al grupo de investigación Interacción Micro y Mesoescala por haberme introducido al mundo de la meteorología.

Esta investigación fue también realizada gracias al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) “Eventos extremos de precipitación producidos por fenómenos tropicales” con expediente IA100620: agradezco a la DGAPA-UNAM por la beca recibida durante dos meses. Agradezco también a todo el personal del Posgrado en Ciencias de la Tierra. Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por la jugosa beca con número 927473. Y por último, a la Dirección General de Cómputo y de Tecnologías de Información y Comunicación (DGTIC-UNAM) por el acceso a recursos computacionales en la supercomputadora Miztli.



RESUMEN



e propone la teoría de balance de momento para sistemas convectivos de mesoescala (SCM) y se discute su habilidad para parametrizar algunos de los procesos físicos más relevantes en la organización y manutención de estas tormentas. Específicamente, se toman en cuenta tanto las métricas descritas por el balance de momento para corrientes de densidad (BM), como las métricas descritas por el modelo de ascenso por capas para la convección profunda (LL). La meteorología de mesoescala está particularmente interesada en diagnosticar la inclinación de la corriente ascendente de los SCM, ya que está asociada a la intensidad de la precipitación, el área de cobertura y la longevidad de estos sistemas. Tomando esto en cuenta, se plantea una relación entre la tendencia predominante de la inclinación horizontal de la corriente ascendente en SCM lineales, medida por BM, con las inestabilidades atmosféricas ambientales que propician flujos convectivos verticales, medidas por LL. Lo anterior es con la finalidad de desarrollar un índice de la inclinación de la corriente ascendente (USI). Los resultados de simulaciones idealizadas de diversos SCM sugieren que existe una buena correlación entre la evolución/orientación de las corrientes ascendentes y el parámetro *USI*. Esta correspondencia se debe a que *USI* toma en cuenta los principales mecanismos termodinámicos que contribuyen a la organización de SCM: los perfiles verticales de la cizalladura del viento entrante al sistema, las perturbaciones de presión en la piscina fría, así como las inestabilidades convectivas que son consecuencia del ascenso por capas.

ÍNDICE

Agradecimientos	III
Resumen	IV
Índice	VI
Índice de figuras	X
1. Introducción	1
1.1. Motivación	1
1.2. Objetivos	1
1.2.1. Objetivo general	1
1.2.2. Objetivos específicos	2
1.3. Estructura de la tesis	2
2. Marco Teórico	3
2.1. Antecedentes	3
2.1.1. Sistemas convectivos de mesoescala	3
2.1.2. Balance de momento en corrientes de densidad	5
2.1.3. Modelo de ascenso por capas	11
2.1.4. Calentamiento latente en SCM	12
2.2. Balance de momento en SCM	14
3. Métodos	16
3.1. Arreglo experimental	16
3.2. Caso control	17
3.3. Variaciones respecto al caso control	21
3.3.1. Perfil vertical de viento	22
3.3.2. Capa cizallada	22
3.3.3. Perfil vertical de humedad	22
4. Resultados	27
4.1. Caso control	27
4.2. Variación en la capa cizallada	31
4.3. Variación en el perfil vertical del viento	41

4.4.	Variación en el perfil vertical de humedad	46
4.5.	Variaciones mixtas	51
4.6.	Recapitulación	54
4.7.	Validación de las métricas	57
5.	Conclusiones	61
5.1.	Parametrización de la evolución de SCM	61
5.2.	Limitaciones del balance de momento en SCM	62
5.3.	Trabajo futuro	63
	Bibliografía	65

ÍNDICE DE FIGURAS

2.1.	<i>Distribución geográfica de la frecuencia de ocurrencia de SCM calculada con datos del radar de precipitación de frecuencia dual de la misión satelital GPM (Global Precipitation Measurement, en inglés) para el verano austral. Las áreas sombreadas representan regiones con una elevación de 700 m o más. Adaptada de Wang et al. (2019).</i>	4
2.2.	<i>Diagrama de Venn de clasificación de SCM. De mayor a menor: sistemas convectivos de mesoescala (SCM), líneas de turbonada (squall lines, en inglés), complejos convectivos de mesoescala (CCM), ecos en arco (bow-echoes, en inglés) y patrones de ecos en línea (line-echo wave patterns, en inglés). Basada en Markowski & Richardson (2010).</i>	5
2.3.	<i>Representación esquemática de los diferentes modos de SCM lineales de acuerdo a la posición de la región estratiforme: (a) Estratiforme posterior (trailing stratiform, en inglés); (b) Estratiforme delantero (leading stratiform, en inglés); y (c) Estratiforme paralelo (parallel stratiform, en inglés). Los diagramas representan, de izquierda a derecha, las imágenes que detectaría un radar meteorológico desde la iniciación hasta la madurez del SCM. Los diagramas de la derecha representan la estructura vertical de las nubes. En ambos casos el movimiento de la tormenta es de izquierda a derecha y los colores marcan la reflectividad del radar. Adaptada de Parker & Johnson (2000).</i>	6
2.4.	<i>Esquema de una corriente de densidad. Se aprecian la región más densa que el ambiente, llamada corriente de densidad (o piscina fría) en donde $\rho_L > \rho_0$, la capa de vientos ambientales con cizalladura vertical (capa cizallada) y la dirección de la corriente ascendente dibujada de acuerdo al valor teórico de MB.</i>	7
2.5.	<i>Diagrama que muestra el concepto de balance de vorticidad aplicado a SCM, mejor conocido como la teoría RKW. Las flechas púrpura representan la vorticidad generada por la piscina fría (negativa), y la cizalladura (positiva). Adaptada de Markowski & Richardson (2010), a su vez una adaptación de Rotunno et al. (1988).</i>	9
2.6.	<i>Trayectorias lagrangianas promedio relativas al borde de la corriente de densidad bidimensional, para simulaciones con diferentes condiciones iniciales en los perfiles verticales de la capa cizallada y la piscina fría. Las trayectorias han sido coloreadas de acuerdo al (a) índice de balance de momento y al (b) índice de balance de vorticidad. (c) (d) Correspondencia entre dichos índices y la posición horizontal de la trayectoria promedio a 5.5 km de altura. Cada trayectoria fue trasladada para cumplir que $x(s)=\{ 0 \mid z(s) = 1.5 \text{ km} \}$. De Alfaro & Lezana (2020*).</i>	10

2.7.	<i>Esquema conceptual del modelo de ascenso por capas en donde capas completas de aire son levantadas debido a la interacción entre la piscina fría (izquierda) y la capa cizallada de vientos horizontales (en medio). Se muestra también un diagrama skew-T ln-p (derecha) que representa las condiciones ambientales, así como el ascenso pseudo-adiabático de parcelas que se originan en diferentes niveles. Basada en Alfaro (2017).</i>	12
2.8.	<i>(a) Contornos cada $0.001 K s^{-1}$ del patrón promedio de forzamiento térmico provocado únicamente por la línea convectiva de una simulación de un SCM bidimensional. (b) Contornos cada $4 m s^{-1}$ del campo instantáneo ($t = 6 h$) de vientos horizontales generados por el forzamiento térmico en (a). Las flechas indican la dirección predominante del flujo horizontal. El área sombreada representa el flujo con velocidades inferiores a $-8 m s^{-1}$. El eje x está centrado en el borde de la piscina fría. Pandya & Durran (1996) usaron el patrón en (a) para forzar el desarrollo de un SCM en una simulación sin microfísica en (b). Adaptado de Houze (2018), a su vez una adaptación de Pandya & Durran (1996).</i>	13
3.1.	<i>Diagrama skew-T ln-p de las condiciones ambientales iniciales para la simulación control. La línea roja indica la temperatura, la línea azul la temperatura de rocío y las barbas de viento a la derecha del diagrama muestran el estado inicial de la capa cizallada. El área entre la línea negra discontinua y la línea roja es igual a la CAPE de una parcela en superficie. En la parte superior se muestran los valores de algunas métricas relevantes: P_{LCL} y T_{LCL} son la presión y temperatura en el Nivel de Condensación por Ascenso (LCL, por sus siglas en inglés), respectivamente; y PW es el agua precipitable. Sondeo análítico basado en Weisman & Klemp (1982).</i>	18
3.2.	<i>(a) Campos promediados a lo largo de la línea de convección correspondientes a perturbaciones de temperatura potencial respecto al ambiente inicial (áreas coloreadas) y a vientos (flechas). (b) Reflectividad compuesta asociada a los campos en (a). El tiempo transcurrido a partir del inicio de la simulación está indicado en la parte superior izquierda de cada gráfica.</i>	20
3.3.	<i>Perfiles lineales verticales de viento ambiental considerados para el primer subconjunto de simulaciones. Las profundidades utilizadas corresponden a $z_{ciz} = 2.0, 3.5$ y $5.0 km$; a su vez, para cada profundidad de capa cizallada se toman en cuenta diferentes magnitudes de cizalladura, esto es $\Delta u = u_R(z_{ciz}) - u_R(0) = 6, 11, 16, 21, 26 m s^{-1}$.</i>	23
3.4.	<i>Perfiles verticales de viento ambiental cuadráticos (a) y radicales cuadráticos (b) considerados para el segundo y tercer subconjuntos de simulaciones, respectivamente. Generados a partir de las ec. (3.5) (a) y (3.6) (b). Al igual que en la fig. 3.3 se toman en cuenta tanto diferentes magnitudes como diferentes profundidades de la capa cizallada.</i>	24
3.5.	<i>Como en la fig. 3.1 pero mostrando los tres perfiles verticales de humedad utilizados en las simulaciones. Las líneas punteadas denotan los casos en donde la razón de mezcla en la capa límite se mantiene constante a $11 g kg^{-1}$ (naranja) y $16 g kg^{-1}$ (magenta). Las líneas punteadas también delinean el ascenso pseudoadiabático correspondiente a dichos casos.</i>	25

4.1.	<i>Simulación control. Campos instantáneos, relativos al ambiente, de boyancia (áreas coloreadas), perturbaciones de presión (contornos morados) y vientos (flechas). La línea negra gruesa representa la corriente ascendente obtenida mediante las trayectorias de parcelas que inician a 5 km del borde de la piscina fría, y 10 minutos antes del tiempo de los campos dibujados. El tiempo transcurrido a partir del inicio de la simulación está indicado en la parte superior izquierda de cada gráfica.</i>	28
4.2.	<i>Simulación control. Posiciones instantáneas a 60 min de simulación de las parcelas generadas en el modelo. Las parcelas ingresan a la corriente ascendente llevadas por los vientos ambientales (esquina inferior derecha). Cada punto es una parcela y el color indica su altitud inicial: los azules son los de menor altitud inicial y los morados los más profundos.</i>	29
4.3.	<i>Métricas relevantes para el caso control. Evolución en el tiempo de los índices de inclinación de la corriente ascendente (USI) y de balance de vorticidad ($c/\Delta u$) (a); flujo lateral de momento (LFM) y fuerza motriz (MF) (b); vientos verticales máximos estimados (w_{\parallel}) y balance de momento horizontal (u_{mb}) (c). La línea punteada gris en (c) representa la velocidad vertical máxima obtenida en la simulación.</i>	30
4.4.	<i>Campos instantáneos como en la fig. 4.1, para un caso con $z_{ciz} = 2.0$ km.</i>	33
4.5.	<i>Métricas como en la fig. 4.3, para un caso con $z_{ciz} = 2.0$ km. Como referencia se incluyen los índices correspondientes al caso control (líneas punteadas claras).</i>	34
4.6.	<i>Campos instantáneos como en la fig. 4.1, para un caso con $z_{ciz} = 5.0$ km.</i>	35
4.7.	<i>Métricas como en la fig. 4.5, para un caso con $z_{ciz} = 5.0$ km.</i>	36
4.8.	<i>Campos instantáneos como en la fig. 4.1, para un caso con $\Delta u = 6$ m s⁻¹.</i>	37
4.9.	<i>Métricas como en la fig. 4.5, para un caso con $\Delta u = 6$ m s⁻¹.</i>	38
4.10.	<i>Campos instantáneos como en la fig. 4.1, para un caso con $\Delta u = 26$ m s⁻¹.</i>	39
4.11.	<i>Métricas como en la fig. 4.5, para un caso con $\Delta u = 26$ m s⁻¹.</i>	40
4.12.	<i>Campos instantáneos como en la fig. 4.1, para un caso con perfil $u_R(z)$ cuadrático.</i>	42
4.13.	<i>Métricas como en la fig. 4.5, para un caso con perfil $u_R(z)$ cuadrático.</i>	43
4.14.	<i>Campos instantáneos como en la fig. 4.1, para un caso con perfil $u_R(z)$ cuadrático.</i>	44
4.15.	<i>Métricas como en la fig. 4.5, para un caso con perfil $u_R(z)$ radical cuadrático.</i>	45
4.16.	<i>Campos instantáneos para un caso con una razón de mezcla en la capa límite $r_v(0) = 11$ g kg⁻¹. Como en la fig. 4.1, salvo en los tiempos posteriores a $t = 90$ min.</i>	47
4.17.	<i>Métricas como en la fig. 4.5, para un caso con una razón de mezcla en la capa límite $r_v(0) = 11$ g kg⁻¹.</i>	48
4.18.	<i>Campos instantáneos como en la fig. 4.1, para un caso con una razón de mezcla en la capa límite $r_v(0) = 16$ g kg⁻¹.</i>	49
4.19.	<i>Métricas como en la fig. 4.5, para un caso con una razón de mezcla en la capa límite $r_v(0) = 16$ g kg⁻¹.</i>	50
4.20.	<i>Campos instantáneos como en la fig. 4.1, pero para dos variantes del caso control. El caso (a) se obtiene de definir $z_{ciz} = 2.0$ km, $\Delta u = 26$ m s⁻¹, $u_R(z)$ radical y $r_v(0) = 11$ g kg⁻¹. El caso (b) se obtiene de definir $z_{ciz} = 5.0$ km, $\Delta u = 6$ m s⁻¹, $u_R(z)$ cuadrático y $r_v(0) = 16$ g kg⁻¹.</i>	52
4.21.	<i>Métricas como en la fig. 4.5, correspondientes a los casos (a) y (b) de la fig. 4.20.</i>	53

4.22. (a) Relación entre los vientos verticales máximos estimados por LL (w_{ll}) y los vientos verticales máximos reales (w_{max}), para $t = 270$ min, en todas las simulaciones. (b) Relación entre los vientos verticales máximos estimados por CAPE (w_{CAPE}) y w_{max} . Los colores indican la magnitud de la cizalladura ambiental, los triángulos (invertidos) representan casos en los que se ha aumentado (disminuido) la humedad. La estrella representa el caso control. Los valores r y ρ son los coeficientes de correlación de Pearson y Spearman, respectivamente. La línea recta es solo una referencia. 55

4.23. Reflectividades compuestas al tiempo $t = 180$ min de simulación, pertenecientes a los casos de la tabla 4.1. En la parte superior izquierda de cada gráfica se indica la variable que se modificó, respecto al caso control, en cada simulación. 56

4.24. Relación, al tiempo $t = 270$ min, de la posición horizontal de la corriente ascendente $x_{5,0}$ con (a) USI, (b) $c/\Delta u$, (c) w_{ll} y (d) u_{mb} . Cada dato representa una simulación diferente. Los colores y los símbolos son como en la fig. 4.22. Los valores r y ρ son los coeficientes de correlación de Pearson y Spearman, respectivamente. 59

4.25. Relación, al tiempo $t = 270$ min, de la precipitación acumulada total con (a) USI, (b) $c/\Delta u$ y (c) w_{ll} . (d) es como la fig. 4.24b pero para Δu . Cada dato representa una simulación diferente. 60



INTRODUCCIÓN

1.1. MOTIVACIÓN



Para contar con parámetros que proporcionen una idea clara del funcionamiento de los procesos que originan y propician el desarrollo de sistemas convectivos de mesoescala (SCM) es esencial para generar un pronóstico certero de estos fenómenos. Tanto la teoría de balance de momento para corrientes de densidad, como el modelo de ascenso por capas para la convección, parecen ser marcos teóricos efectivos para diagnosticar los procesos físicos que tienen lugar en los SCM. Por lo tanto, se cree que proveen un enfoque adecuado para entender, diagnosticar y parametrizar la organización de SCM lineales. En particular, se teoriza que la aplicación de métricas de flujo de momento pueden relacionarse con las métricas de inestabilidades convectivas para diagnosticar la orientación de la corriente ascendente de SCM lineales; se espera que estas métricas evolucionen en concordancia con la inclinación de la corriente ascendente.

1.2. OBJETIVOS

1.2.1. OBJETIVO GENERAL

El objetivo de esta investigación es parametrizar la evolución de la corriente ascendente en las diferentes etapas de los SCM lineales, pues la corriente ascendente está directamente relacionada con el modo y la intensidad de estos sistemas. Para cumplir con este objetivo, se realizaron simulaciones numéricas de SCM lineales, siguiendo la metodología de Alfaro (2017), con la intención de calcular y validar una parametrización adecuada. La parametrización que se propone se trata de un índice que determina la orientación de la corriente ascendente, llamado *USI (Updraft Slope Index, en inglés)*; y la manera de validarla es calcularla para un conjunto diverso de SCM, tal que funcione para todos ellos con la misma efectividad.

1.2.2. OBJETIVOS ESPECÍFICOS

- Correr y analizar diversas simulaciones que contemplen diferentes ambientes iniciales, tanto cinemáticos como termodinámicos, que den lugar a diferentes estructuras de SCM lineales.
- Calcular el índice USI para cada uno de ellos, identificando la relación entre el momento que entra al sistema y el desarrollo de la convección por el ascenso de capas completas.
- Explicar, mediante el empleo de USI , algunos de los factores físicos más relevantes en la organización de SCM.

1.3. ESTRUCTURA DE LA TESIS

El capítulo 2 inicia con una descripción de las características de los SCM relevantes para este trabajo (sección 2.1.1). Posteriormente, en la sección 2.1.2, se explica la teoría de balance de momento aplicada a corrientes de densidad, que son sistemas similares a SCM pero mucho más simples, tal como está definida por Alfaro & Lezana (2020*). Después, en la sección 2.1.3, se hace un recuento del modelo de ascenso por capas para la convección de Alfaro (2017) en el contexto de los SCM. Por último, se hace una breve mención a la importancia de los patrones de calentamiento latente que propician las circulaciones de mesoescala dentro de SCM.

En la sección 2.2, se detallan los argumentos teóricos del balance de momento aplicados a la parametrización de SCM. Se define, usando esos argumentos, un índice de inclinación de la corriente ascendente USI , parte fundamental de este trabajo.

El capítulo 3 especifica los detalles referentes a la modelación numérica de SCM. Primero, se precisan las características del modelo y los experimentos numéricos. Luego, se describe con detalle la evolución en el tiempo de una simulación control basada en un caso ampliamente estudiado en la literatura (Weisman & Klemp, 1982). Después, se presentan las diferentes condiciones iniciales, definidas a través de ligeras variaciones del caso control en los ambientes cinemáticos y termodinámicos, que darán lugar a diversos tipos de SCM lineales para ser estudiados en el capítulo posterior.

En el capítulo 4, se analizan los datos obtenidos de las simulaciones. El índice USI , definido en la sección 2.2, es calculado para el caso control y comparado en detalle con el índice de balance de vorticidad (Rotunno et al., 1988), parámetro comúnmente utilizado en la literatura para explicar la organización de SCM; esto con la finalidad de validar el caso control. Con esto se pretende justificar que la habilidad diagnóstica de USI es tan buena como la del índice de balance de vorticidad. Los casos adicionales sirven para demostrar que de hecho USI presenta un mejor desempeño para diagnosticar la organización de SCM.

Por último, en el capítulo 5, se recapitula cómo USI puede explicar la evolución de SCM lineales, sus principales innovaciones, sus ventajas y desventajas, y cómo se puede mejorar. En este capítulo se menciona también la importancia de utilizar métricas que consideren a fondo la física del sistema que pretenden parametrizar, proponiendo aspectos de SCM que juegan un papel importante en su organización y evolución, pero que no se incluyen explícitamente en USI , como el forzamiento convectivo conducido por patrones específicos de calentamiento latente u ondas de gravedad.



MARCO TEÓRICO

2.1. ANTECEDENTES

2.1.1. SISTEMAS CONVECTIVOS DE MESOESCALA



Los sistemas convectivos de mesoescala (SCM) son sistemas organizados de tormentas en la mesoescala, que producen áreas de precipitación persistente contigua de aproximadamente 100 km o más en al menos una dirección. Su gran extensión y longevidad, con duraciones de hasta 24 horas (Houze, 2018), los hacen causantes de una proporción considerable de la precipitación total, tanto en los trópicos como en las latitudes medias (Houze, 2004; Wang et al., 2019).

Los SCM son causa de tiempo severo y tienen el potencial de provocar daños al entorno humano debido a los fuertes vientos, inundaciones o descargas eléctricas. Por otro lado, su ocurrencia en gran parte del planeta, especialmente durante el verano y sobre los continentes (fig. 2.1), juega un papel importante en la distribución de la precipitación y la evolución de la circulación de gran escala (Houze, 2018), impactando en consecuencia el balance energético del planeta. Si bien, la importancia de los SCM es evidente, entender los procesos mediante los cuales se organizan, así como su estructura interna y termodinámica, no es tarea fácil; de ahí que continúen siendo un área activa de investigación observacional y de modelación numérica.

Existen varios tipos de tormentas que satisfacen la definición de SCM. Por esta razón los SCM suelen clasificarse de acuerdo a su estructura, la cual frecuentemente está influenciada por la circulación de gran escala predominante y topografía (Houze, 2018). Este trabajo está enfocado, aunque no limitado, a SCM lineales, conocidos como *squall-lines* (término que en ocasiones es traducido al español como *línea de turbonada*), los cuales representan una fracción considerable de todos los SCM (ver fig. 2.2). La característica principal de los SCM lineales es que se estructuran como una línea de celdas convectivas organizadas que se desplaza en dirección perpendicular a sí misma. Por simplicidad, en lo consecutivo, cada vez que se mencionen los SCM, se referirá a SCM lineales.

Existen a su vez diferentes modos de SCM lineales (ver fig. 2.3) de acuerdo a la posición de la región estratiforme con respecto a la dirección de movimiento del sistema. Se ha demostrado mediante observaciones (e.g. Parker & Johnson, 2000) que los sistemas más intensos, es decir, aquellos más longevos y con mayor precipitación, son los del tipo estratiforme posterior, mientras

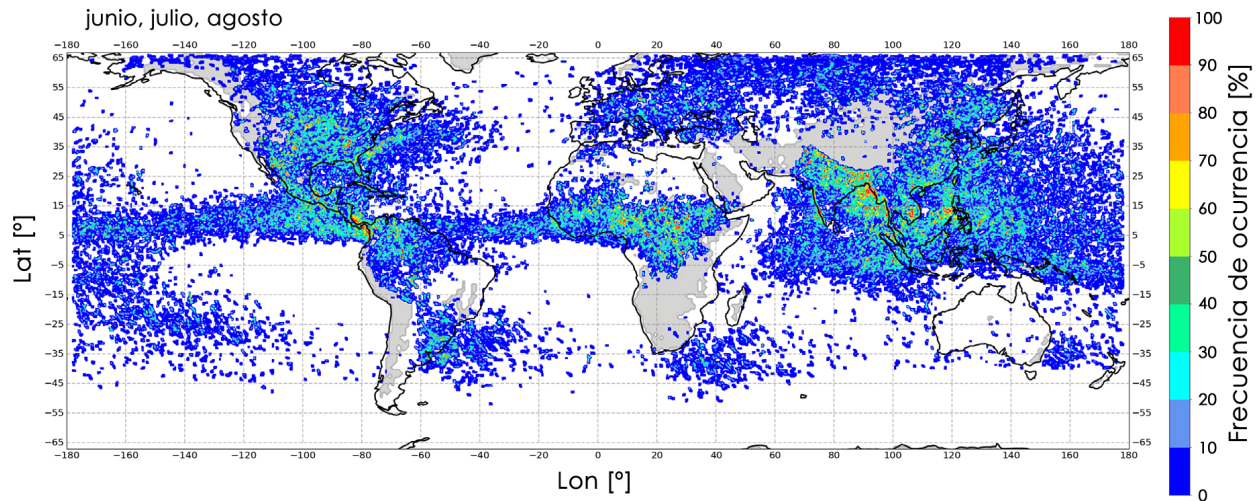


Figura 2.1: Distribución geográfica de la frecuencia de ocurrencia de SCM calculada con datos del radar de precipitación de frecuencia dual de la misión satelital GPM (Global Precipitation Measurement, en inglés) para el verano austral. Las áreas sombreadas representan regiones con una elevación de 700 m o más. Adaptada de Wang et al. (2019).

que los menos intensos son los del tipo estratiforme delantero; quedando los del tipo estratiforme paralelo en medio en cuanto a la intensidad. En la fig. 2.3 se observa que los tres tipos inician como una línea convectiva con la misma forma y tamaño; sin embargo, después de un tiempo, cobran diferentes formas. La probabilidad de que un SCM se desarrolle de un modo u otro, está fuertemente modulada por la orientación de la corriente ascendente. Entonces, existe una relación directa entre la intensidad de estas tormentas y la orientación de la corriente ascendente.

Se ha demostrado ampliamente que la organización de los SCM depende de la cizalladura vertical del viento a lo largo de la tropósfera baja y media (e.g. Rotunno et al., 1988; Lafore & Moncrieff, 1989; Weisman & Rotunno, 2004), así como de los flujos convectivos producidos por calor latente (Pandya & Durran, 1996; Alfaro, 2017). Por un lado, el paradigma principal para estudiar los efectos de la cizalladura vertical del viento en SCM es la teoría de balance de vorticidad o RKW (Rotunno et al., 1988); no obstante, esta teoría ha resultado ser efectiva solamente para un conjunto muy estrecho de casos numéricos, con una falta importante de evidencia observacional sólida que la respalde (Stensrud et al. 2005; Coniglio et al., 2012). Por esta razón, recientemente se desarrolló un marco teórico alternativo más robusto: el balance de momento para corrientes de densidad, concebido como una extensión del balance de fuerza-flujo (*flow force balance*, en inglés) para corrientes de densidad (Benjamin, 1968). Por el otro lado, los flujos convectivos asociados a la amplitud del calor latente en la región de convección profunda parecen estar bien representados por el modelo de ascenso por capas de Alfaro (2017). Por lo tanto, se conjetura que, para tener una visión más amplia de los mecanismos de formación de los SCM, es necesario integrar los efectos de inestabilidades convectivas a la teoría balance de momento. Para probar esta hipótesis, es necesario aplicar desarrollos teóricos, numéricos y observacionales de balance de momento para SCM, con la intención final de explicar las circulaciones de mesoescala que organizan e intensifican los SCM. Esta investigación se enfoca en aplicar las primeras dos partes.

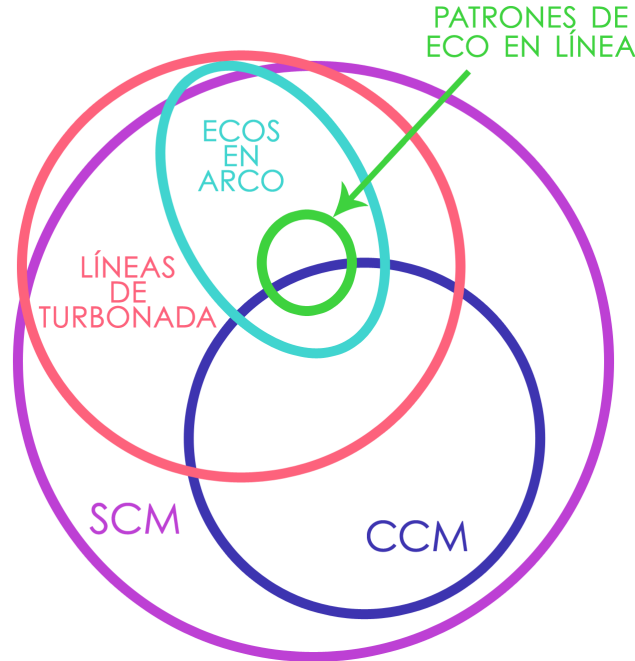


Figura 2.2: Diagrama de Venn de clasificación de SCM. De mayor a menor: sistemas convectivos de mesoescala (SCM), líneas de turbonada (squall lines, en inglés), complejos convectivos de mesoescala (CCM), ecos en arco (bow-echoes, en inglés) y patrones de ecos en línea (line-echo wave patterns, en inglés). Basada en Markowski & Richardson (2010).

2.1.2. BALANCE DE MOMENTO EN CORRIENTES DE DENSIDAD

El balance de momento, aunque está enfocado al estudio de los SCM, surge de un análisis de corrientes de densidad. Las corrientes de densidad, también conocidas como corrientes de gravedad, son flujos horizontales provocados por gradientes horizontales de densidad en sistemas que se encuentran bajo efectos de gravedad no despreciables. La razón por la que se estudian corrientes de densidad es su similitud con las piscinas frías de SCM (Charba, 1974), con la ventaja de que son mucho más simples.

En particular, el balance de momento aplicado a corrientes de densidad se inspira en fundamentos del balance de fuerza de flujo de Benjamin (1968). Se parte de la ecuación de momento horizontal para fluidos de Boussinesq no-viscosos:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x}, \quad (2.1)$$

donde u es la componente zonal de la velocidad del viento, ρ_0 es la densidad del ambiente y p' es la perturbación de la presión respecto al ambiente. La aproximación Boussinesq yace en suponer que para $\rho = \rho_0 + \rho'$, $\rho_0 \gg \rho'$, y que se cumple el balance hidrostático para $g\rho_0 = -\frac{d\rho_0}{dz}$. En general las variables primadas se considerarán como perturbaciones respecto al ambiente.

Es de gran importancia notar que en el marco de balance de momento se harán dos suposiciones fundamentales, tanto para las corrientes de densidad como para los SCM: la primera es que el ambiente, el cual se encuentra neutralmente estratificado, se definirá de ahora en adelante como el

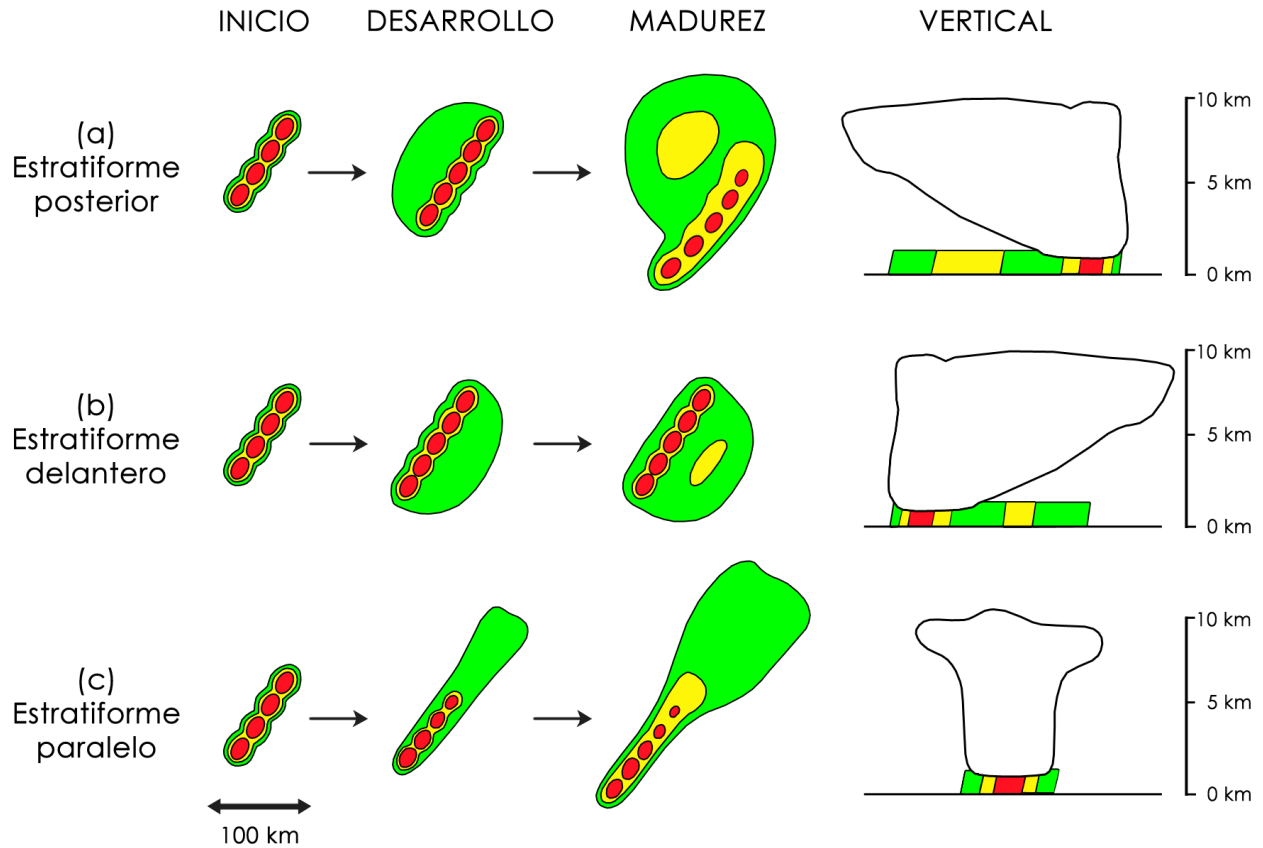


Figura 2.3: Representación esquemática de los diferentes modos de SCM lineales de acuerdo a la posición de la región estratiforme: (a) Estratiforme posterior (trailing stratiform, en inglés); (b) Estratiforme delantero (leading stratiform, en inglés); y (c) Estratiforme paralelo (parallel stratiform, en inglés). Los diagramas representan, de izquierda a derecha, las imágenes que detectaría un radar meteorológico desde la iniciación hasta la madurez del SCM. Los diagramas de la derecha representan la estructura vertical de las nubes. En ambos casos el movimiento de la tormenta es de izquierda a derecha y los colores marcan la reflectividad del radar. Adaptada de Parker & Johnson (2000).

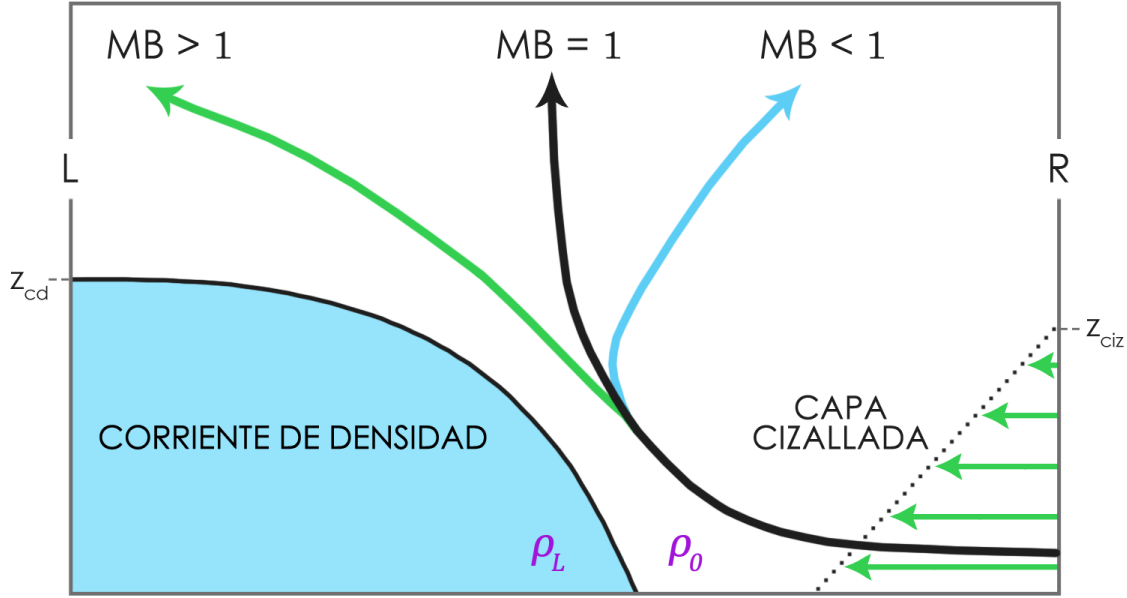


Figura 2.4: Esquema de una corriente de densidad. Se aprecian la región más densa que el ambiente, llamada corriente de densidad (o piscina fría) en donde $\rho_L > \rho_0$, la capa de vientos ambientales con cizalladura vertical (capa cizallada) y la dirección de la corriente ascendente dibujada de acuerdo al valor teórico de MB.

flujo en R, con lo que $\rho_0 = \rho_R$; y la segunda es que todas las velocidades del viento se consideran relativas a la corriente de densidad, esto es, que todo marco de referencia estará anclado al borde de la corriente de densidad o piscina fría. Debido a que la corriente de densidad lleva una velocidad, cambiará de posición con el tiempo y es imperativo que las aceleraciones de la corriente de densidad sean mínimas para mantener un marco de referencia inercial. En la práctica, se observa que las corrientes de densidad mantienen una velocidad más o menos constante tras un breve período inicial de aceleración; es decir, una vez que el sistema cobra la forma de una corriente de densidad bien definida, la velocidad permanece estable. La velocidad teórica c de la corriente de densidad fue calculada por primera vez por von Kármán (1940), pero demostrada correctamente por Benjamin (1968) como:

$$c = \sqrt{2gz_{cd}}, \quad (2.2)$$

donde g es la constante de gravitación y z_{cd} es la profundidad de la corriente de densidad. Para fines prácticos, es más conveniente escribir c en una forma más general, como Rotunno et al. (1988):

$$c = \left(-2 \int_0^{z_{cd}} B_L(z) dz \right)^{1/2}, \quad (2.3)$$

donde B es la boyancia, también llamada empuje, definida como

$$B = g \frac{T - T'}{T} = g \frac{\theta - \theta'}{\theta}, \quad (2.4)$$

con T la temperatura, $\theta = T(p_0/p)^{R/c_p}$ la temperatura potencial, R la constante del gas y c_p la capacidad calorífica a presión constante. En una corriente de densidad el aire es más denso y frío en L respecto al ambiente en R, lo que genera boyancias negativas.

El diagrama de la fig. 2.4 muestra el dominio sobre el que se aplicará el balance de fuerza de flujo. La idea es integrar la ec. (2.1) sobre todo el dominio, suponiendo una corriente ascendente inicialmente vertical. Como el patrón exacto de aceleraciones horizontales no se conoce de antemano, simplemente se integra la ec. (2.1) sobre toda el área de la fig. 2.4:

$$\iint \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} dx dz = - \iint \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} dx dz, \quad (2.5)$$

donde se utilizó la definición de derivada material. Reescribiendo:

$$\iint \frac{\partial u}{\partial t} dx dz = - \iint u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} dx dz. \quad (2.6)$$

Se resuelven ahora una por una las integrales del lado derecho. De la primera integral se obtiene

$$\int_0^H \int_L^R u \frac{\partial u}{\partial x} dx dz = - \frac{1}{2} \int_0^H u_R^2 - u_L^2 dz, \quad (2.7)$$

donde L y R indican las fronteras laterales izquierda y derecha, respectivamente, mientras que H es la altura de la frontera superior; en la segunda integral se hace uso de la ec. (2.1) y de que las velocidades verticales desaparecen en $z = 0$, con lo que es sencillo mostrar que

$$\int_L^R \int_0^H w \frac{\partial u}{\partial z} dz dx = - \frac{1}{2} \int_0^H u_R^2 - u_L^2 dz - \int_L^R (uw)_H dx; \quad (2.8)$$

y por último, de la tercera integral se obtiene

$$\int_0^H \int_L^R \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} dx dz = \frac{1}{\rho_0} \int_0^H p'_L dz, \quad (2.9)$$

así, la ec. (2.6) se puede expresar como

$$\iint \frac{\partial u}{\partial t} dx dz = - \int u_R^2 - u_L^2 dz - \int (uw)_H dx + \frac{1}{\rho_0} \int p'_L dz. \quad (2.10)$$

Ahora, se toma en cuenta la suposición de que la corriente ascendente es inicialmente vertical, esta implica que $(uw)_H = 0$, obteniéndose

$$\iint \frac{\partial u}{\partial t} dx dz = - \left(\int_R u_R^2 dz - \int_L u_L^2 dz \right) - \int_0^{z_{cd}} \frac{p'_L}{\rho_0} dz, \quad (2.11)$$

donde z_{cd} es la profundidad de la corriente de densidad. El lado izquierdo de la ec. (2.11) representa las aceleraciones horizontales que inclinan la corriente ascendente; la orientación que tome es relevante porque está relacionada con la severidad de este tipo de tormentas (Parker 2010). Por otra parte, del lado derecho se definen dos términos, el flujo lateral de momento LFM y la fuerza motriz MF como:

$$LFM = \int_R u_R^2 dz - \int_L u_L^2 dz, \quad (2.12)$$

$$MF = \int_0^{z_{cd}} \frac{p'_L}{\rho_0} dz. \quad (2.13)$$

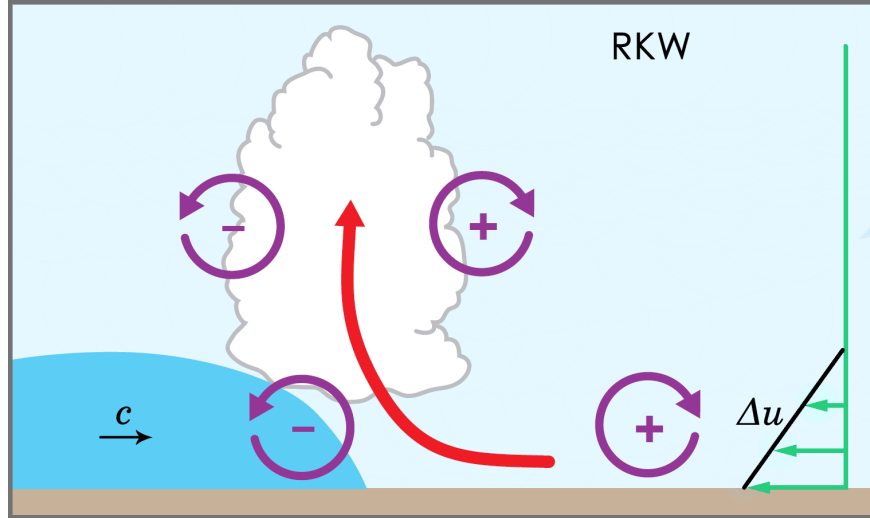


Figura 2.5: Diagrama que muestra el concepto de balance de vorticidad aplicado a SCM, mejor conocido como la teoría RKW. Las flechas púrpura representan la vorticidad generada por la piscina fría (negativa), y la cizalladura (positiva). Adaptada de Markowski & Richardson (2010), a su vez una adaptación de Rotunno et al. (1988).

LFM representa el flujo de momento debido a la advección de vientos; mientras que MF representa el trabajo hecho por gradientes horizontales de presión debidos a perturbaciones positivas de densidad en la región de la piscina fría. En estos términos se define el índice de balance de momento, MB , como:

$$MB = \frac{LFM}{MF}, \quad (2.14)$$

donde, $MB = 1$ indica una corriente ascendente vertical y $MB > (<)1$ indica que el flujo lateral de momento LFM (fuerza motriz MF) es el término dominante, con lo que la corriente ascendente se inclina hacia la izquierda (derecha) según la configuración de la fig. 2.4.

Como parte de la validación de balance de momento como marco teórico congruente y eficaz, Alfaro & Lezana (2020*) sometieron el índice MB a prueba frente a la teoría de balance de vorticidad, conocida como RKW por las iniciales de sus autores (Rotunno et al., 1988). De acuerdo con RKW, la inclinación de la corriente ascendente está determinada por el cociente entre la velocidad de propagación teórica de la corriente de densidad c (ec. 2.3), y la cizalladura vertical del viento $\Delta u = |u_R(z_{ciz}) - u_R(0)|$, donde es z_{ciz} la altura de la capa cizallada. Nótese que Δu no es sino la diferencia de la rapidez en el fondo y en lo alto de la capa cizallada, debido a que en este sistema de corriente de densidad, la única componente del viento ambiental (R en la fig. 2.4) es la componente horizontal u .

De acuerdo a RKW, el valor de c está asociado a la vorticidad generada baroclínicamente en el fluido más denso; dicha vorticidad tendería a inclinar la corriente ascendente sobre el fluido denso (hacia la izquierda, de acuerdo a la configuración de la fig. 2.4). Por otra parte, RKW asegura que el valor de Δu está asociado a la vorticidad en la capa cizallada; la cual provocaría la inclinación de la corriente ascendente sobre la capa cizallada, i.e. en dirección opuesta (hacia la derecha en la fig. 2.4). Siguiendo esta lógica, $c/\Delta u = 1$ indicaría un balance entero de vorticidad, propiciando una corriente ascendente completamente vertical. A pesar de la aparente claridad de esta sutil ex-

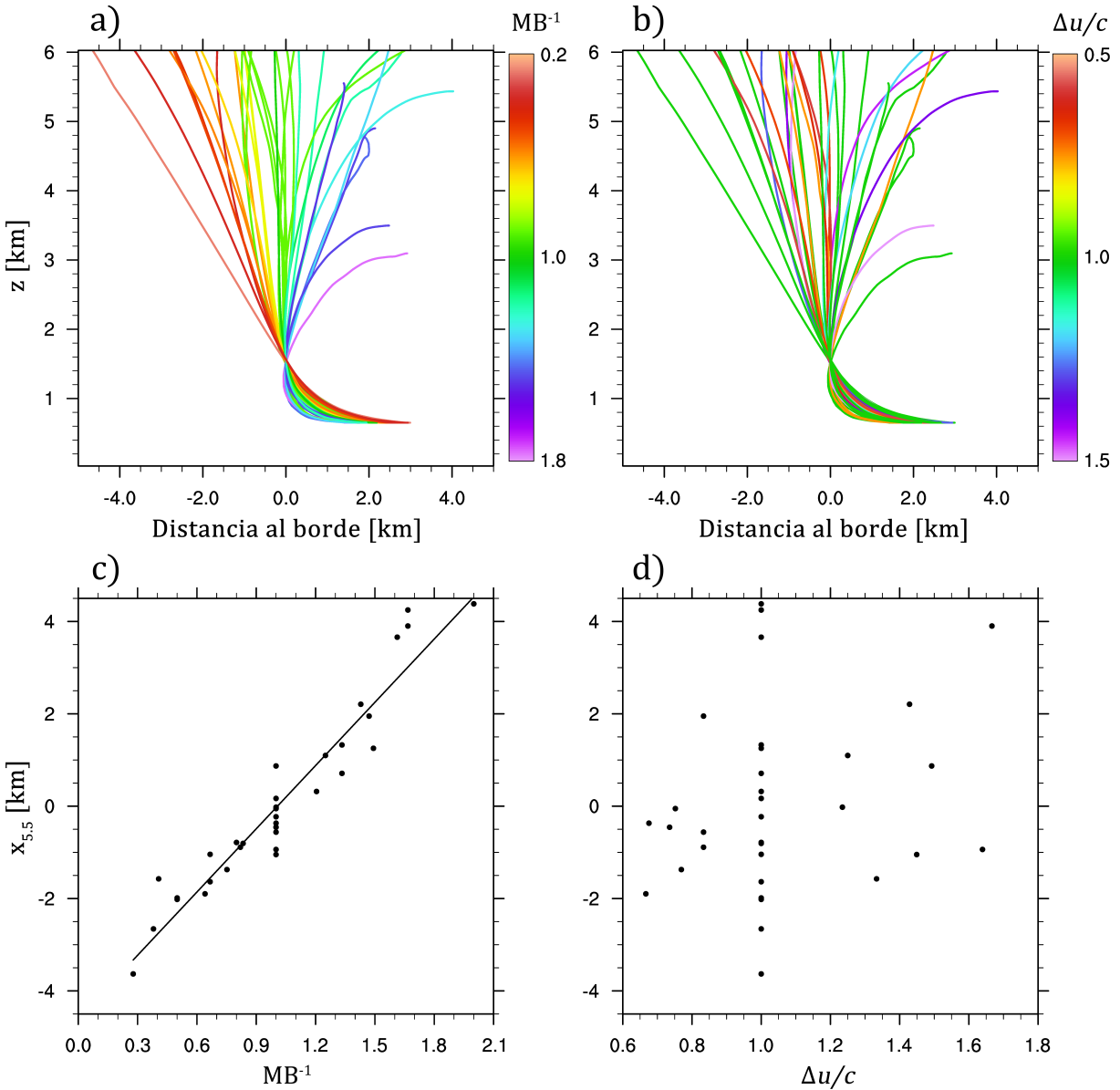


Figura 2.6: Trayectorias lagrangianas promedio relativas al borde de la corriente de densidad bidimensional, para simulaciones con diferentes condiciones iniciales en los perfiles verticales de la capa cizallada y la piscina fría. Las trayectorias han sido coloreadas de acuerdo al (a) índice de balance de momento y al (b) índice de balance de vorticidad. (c) (d) Correspondencia entre dichos índices y la posición horizontal de la trayectoria promedio a 5.5 km de altura. Cada trayectoria fue trasladada para cumplir que $x(s)=\{0 \mid z(s)=1.5 \text{ km}\}$. De Alfaro & Lezana (2020*).

plicación, el índice $c/\Delta u$ se desempeña pobremente en comparación con otras métricas relevantes a los SCM, incluyendo si se toma únicamente la cizalladura Δu (Alfaro & Khairoutdinov, 2015).

La demostración de Alfaro & Lezana (2020*) sobre la efectividad del índice MB para diagnosticar la orientación de la corriente ascendente, fue realizar simulaciones numéricas bidimensionales de corrientes de densidad bajo diferentes condiciones iniciales, siguiendo la metodología de Bryan & Rotunno (2004). La fig. 2.6 muestra las trayectorias promedio de todas las simulaciones, coloreadas tanto por sus índices de balance de momento (2.6a), como por sus índices de balance de vorticidad (2.6b). El contraste entre ambos índices es claro y más aún la correspondencia entre el valor del índice y la posición de la trayectoria en la altura es mucho más evidente para el caso de balance de momento (figs. 2.6c y 2.6d). Este resultado no implica que la vorticidad no tenga papel en la formación y orientación de la corriente ascendente, pero se considera que su impacto es menor al del momento. Alfaro & Lezana (2020*) explican que en muchos casos de simulaciones de corrientes de densidad, la pendiente de la corriente ascendente en los niveles más altos tiende a inclinarse según lo diagnosticado por el balance de vorticidad; a pesar de ello, este comportamiento de la corriente ascendente, i.e. la inclinación pronunciada en niveles altos, no se presenta en SCM realistas.

2.1.3. MODELO DE ASCENSO POR CAPAS

El modelo de ascenso por capas (LL, por sus siglas en inglés) de Alfaro (2017) afirma que el ascenso abrupto de aire en SCM lineales, i.e. la convección profunda, se lleva a cabo con el ascenso de capas enteras de aire (fig. 2.7). Este argumento lleva a decir que la capa cizallada afecta la intensidad del sistema mediante el control de inestabilidades convectivas que tienen lugar en el flujo de aire hacia el sistema.

Es de particular interés la estimación que LL deriva para la inestabilidad convectiva promedio del flujo relativo a la piscina fría, nombrada *layer-lifting CAPE* (en inglés) o $CAPE_{ll}$, dada por

$$CAPE_{ll} = \frac{\int_{I_{ll}} \rho(z) |u_R| CAPE(z) dz}{\int_{I_{ll}} \rho(z) |u_R| dz}, \quad (2.15)$$

donde $CAPE(z)$ es la $CAPE$ del ambiente calculada para una parcela originada en la altura z ; información más detallada sobre $CAPE$ se menciona poco más adelante. Los límites de integración están definidos por $I_{ll} = \{z | 0 < z < z_{ci}\}$, donde z_{ci} es la profundidad de la capa inestable. En el contexto de este trabajo, $z_{ci} \approx z_{ciz}$, con z_{ciz} la altura de la capa cizallada.

Para obtener $CAPE(z)$, se considera primero la $CAPE$ tradicional, es decir, la energía potencial disponible para la convección, definida como

$$CAPE = \int_{LFC}^{EL} gB dz, \quad (2.16)$$

donde EL es el nivel de equilibrio (*equilibrium level*, en inglés) y LFC el nivel de convección libre (*level of free convection*, en inglés) de una parcela en ascenso pseudoadiabático. Ahora, simplemente se cambia el límite inferior de integración por el LFC de la parcela originada en z (parte derecha de la fig. 2.7), esto es, $LFC(z)$.

Alfaro (2017) muestra, mediante análisis numéricos, que $CAPE_{ll}$ se desempeña mejor que otros índices para explicar la variabilidad en la estructura de la corriente ascendente de SCM lineales,

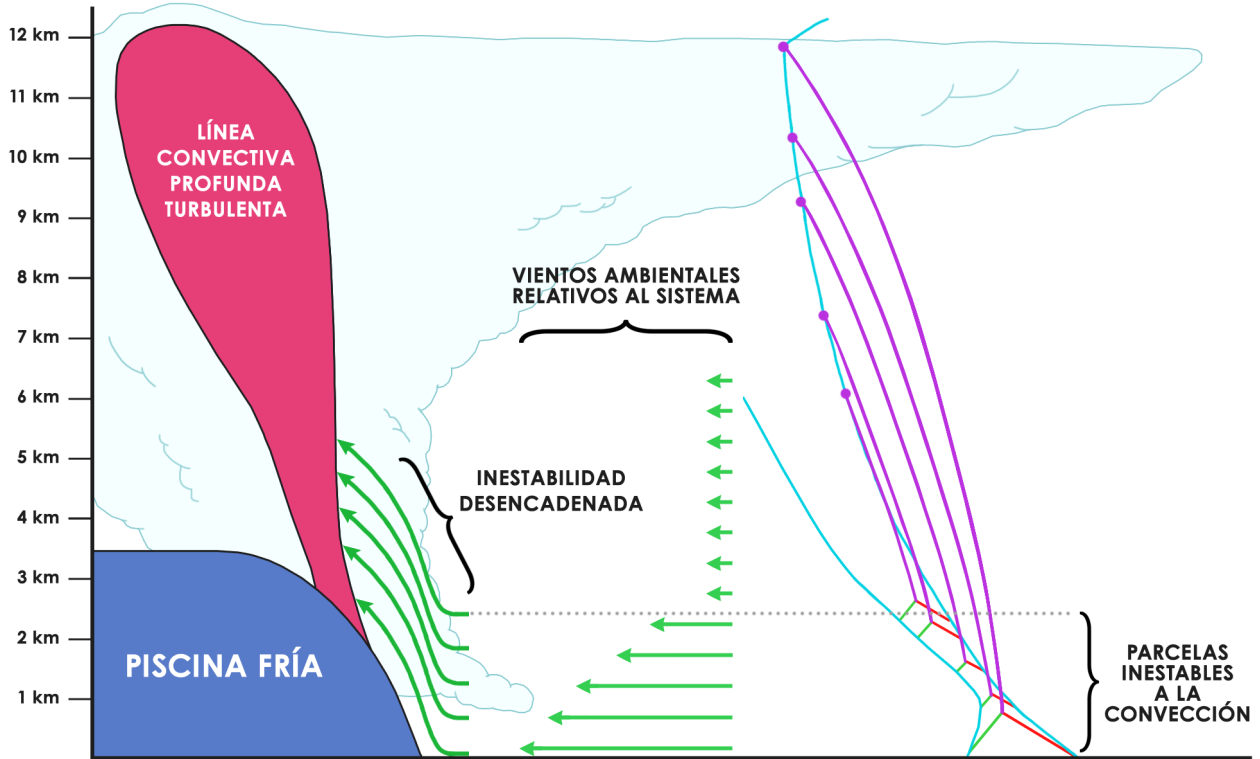


Figura 2.7: Esquema conceptual del modelo de ascenso por capas en donde capas completas de aire son levantadas debido a la interacción entre la piscina fría (izquierda) y la capa cizallada de vientos horizontales (en medio). Se muestra también un diagrama skew-T ln-p (derecha) que representa las condiciones ambientales, así como el ascenso pseudo-adiabático de parcelas que se originan en diferentes niveles. Basada en Alfaro (2017).

entre casos con diferentes condiciones ambientales determinadas por la cizalladura e intensidad de la piscina fría. Adicionalmente, Alfaro & Coniglio (2018) presentan resultados observacionales análogos, confirmando el desempeño de $CAPE_{II}$ y exponiendo la utilidad práctica de la formulación teórica de índices.

2.1.4. CALENTAMIENTO LATENTE EN SCM

Los patrones de calentamiento/enfriamiento latente juegan un papel crucial en la organización de los SCM. Un patrón frecuente en la región estratiforme de SCM consiste en una región de enfriamiento en los niveles bajos de la tropósfera y una región de calentamiento en los niveles altos.

Pandya & Durran (1996) realizaron una simulación bidimensional de un SCM estratiforme posterior, donde promediaron, suavizaron y escalaron los campos de calentamiento latente durante la etapa madura del SCM (fig. 2.3a). Posteriormente, usaron este campo promedio como un forzante térmico constante para una segunda simulación sin parametrizaciones de microfísica (i.e. una simulación seca). Lo que encontraron fue que este patrón de forzamiento, a pesar de ser constante, es suficiente para reproducir las circulaciones de mesoescala más importantes de los SCM lineales. Las flechas en la fig. 2.3b indican estas circulaciones producidas en la simulación seca: se aprecia

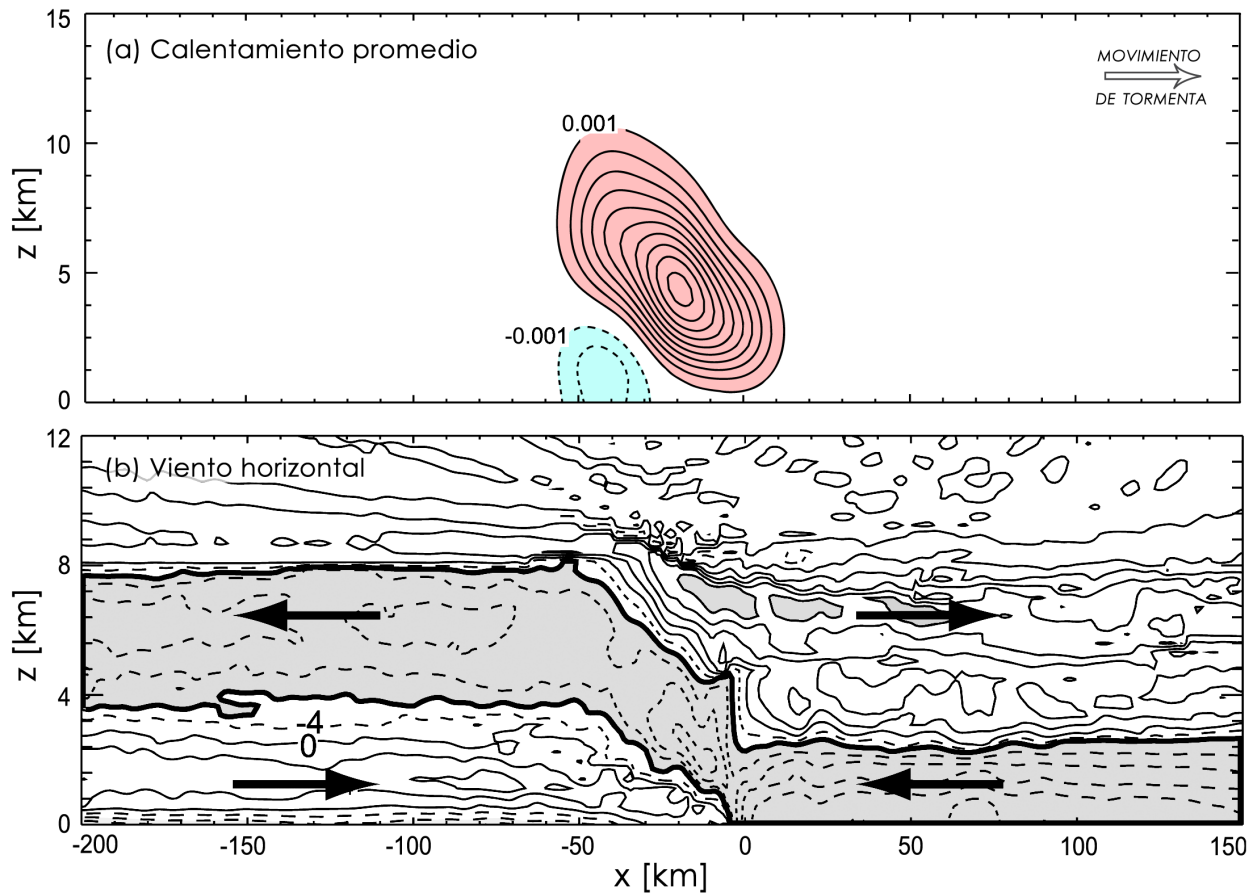


Figura 2.8: (a) Contornos cada 0.001 K s^{-1} del patrón promedio de forzamiento térmico provocado únicamente por la línea convectiva de una simulación de un SCM bidimensional. (b) Contornos cada 4 m s^{-1} del campo instantáneo ($t = 6 \text{ h}$) de vientos horizontales generados por el forzamiento térmico en (a). Las flechas indican la dirección predominante del flujo horizontal. El área sombreada representa el flujo con velocidades inferiores a -8 m s^{-1} . El eje x está centrado en el borde de la piscina fría. Pandya & Durran (1996) usaron el patrón en (a) para forzar el desarrollo de un SCM en una simulación sin microfísica en (b). Adaptado de Houze (2018), a su vez una adaptación de Pandya & Durran (1996).

el flujo de capas de aire que se originan enfrente de la tormenta y ascienden a través de ella, sobre la piscina fría; esta circulación es conocida como flujo ascendente de adelante hacia atrás (*ascending front-to-rear flow*, en inglés). Se aprecia también en la parte inferior izquierda de la fig. 2.8 el flujo descendente posterior (*rear-inflow*, en inglés).

De acuerdo a Pandya & Durran (1996), la capacidad del forzamiento térmico para organizar el SCM es el resultado de ondas de gravedad impuestas por los componentes de baja frecuencia del calentamiento latente. Simulaciones numéricas adicionales realizadas por Pandya & Durran (1996), en las que se variaron los patrones de calentamiento latente y las condiciones ambientales, mostraron que la sensibilidad de las circulaciones de mesoescala al forzamiento térmico es mucho mayor que la sensibilidad a las condiciones ambientales. En particular, las condiciones ambientales variadas fueron la frecuencia de Brunt-Väisälä (una medida de la estabilidad de la atmósfera a desplazamientos verticales) en niveles bajos de la tropósfera y la remoción de la cizalladura del viento, también en niveles bajos. Este último resultado contrasta con la teoría RKW, la cual argumenta que la vorticidad por cizalladura del viento es uno de los forzantes más importantes en la convección profunda de SCM.

Una de las motivaciones conductoras del presente trabajo es explicar la importancia del forzamiento térmico mediante argumentos de balance de momento y ascenso por capas. Alfaro (2017) ya ha sugerido la asociación del modelo de ascenso por capas con el forzamiento térmico. Se piensa que el forzamiento térmico es el hilo conductor de la organización de SCM; no obstante, la teoría de balance de momento exige una validación para SCM, por ende, el enfoque principal de esta investigación está en probar el alcance del balance de momento.

2.2. BALANCE DE MOMENTO EN SCM

El índice MB resulta ser una métrica efectiva para estimar los efectos de la interacción cizalladura-piscina fría en la tropósfera baja y media en las corrientes de densidad; sin embargo, los SCM son más complejos y requieren tomar en cuenta, entre otras cosas, los efectos convectivos ignorados en las corrientes de densidad. Se define entonces un índice de inclinación de la corriente ascendente en un SCM, USI (por sus siglas en inglés: *Updraft Slope Index*), como el cociente de las velocidades horizontales relativas al sistema u_{mb} , entre las velocidades verticales máximas en la corriente ascendente w_{II} , tal que

$$USI = \frac{u_{mb}}{w_{II}}. \quad (2.17)$$

Primero, u_{mb} se estima haciendo uso de balance de momento ec. (2.11) de modo que

$$u_{mb} = \gamma \left(\int_0^{z_{max}} \frac{p'_L}{\rho_0} dz - \int_R u_R^2 dz + \int_L u_L^2 dz \right). \quad (2.18)$$

El parámetro $\gamma = \delta t / [z_{max}(R - L)]$ asegura que se tengan unidades de velocidad, donde $\delta t \approx 600$ s es la escala de tiempo característica para que una parcela convectiva pase a través de la corriente ascendente, y $z_{max} = \max(z_{ciz}, z_{cd})$ el máximo entre la profundidad de la capa cizallada y la profundidad de la piscina fría. Se está considerando ya que la piscina fría se comporta como una corriente de densidad con profundidad $z_{cd} = \max\{z \mid B_L(z) < -0.01 \text{ m s}^{-1}\}$.

Nótese que u_{mb} se puede escribir usando las definiciones de las ecs. (2.12) y (2.13), como

$$u_{mb} = \gamma(MF - LFM). \quad (2.19)$$

Una interpretación más intuitiva de u_{mb} es pensar en la ec. (2.18) como la integral temporal de $\frac{\partial u}{\partial t}$ sobre el período δt , promediada sobre la región delimitada por L , R y z_{max}

Los valores de las fronteras L y R son necesarios para resolver las integrales de la ec. (2.18). El ambiente de referencia R se puede definir directamente como las condiciones en la vertical promediadas alrededor de 13 km de distancia al borde de la piscina fría,

$$R = \{z \leq z_{max} | x = 13 \text{ km}\}, \quad (2.20)$$

lo suficientemente lejos de la región de convección profunda como para ser considerado parte del ambiente, y lo suficientemente cerca para capturar la retroalimentación de la tormenta, como se verá más adelante en la sección 4.1. El valor de L es ligeramente más complicado de definir, puesto que la piscina fría solo se formará después de cierto tiempo de iniciada la convección, como se verá también en la sección 4.1. No obstante, para los fines de balance de momento solo es importante conocer las variables en L cuando la piscina fría ya se desarrolló; por lo tanto, para tener una misma referencia entre diferentes posibles casos, es suficiente con tomar

$$L = \{z \leq z_{max} | x = -15 \text{ km}\}, \quad (2.21)$$

esto es, las condiciones dentro de la tormenta. Recuérdese que el origen de x está anclado al borde de la piscina fría.

Luego, w_{II} se estima utilizando el modelo de ascenso por capas de Alfaro (2017):

$$w_{II} = \sqrt{2CAPE_{II}}. \quad (2.22)$$

En el caso de w_{II} solo es necesaria la frontera R , la cual se toma igual que para calcular u_{mb} . No obstante, es necesario definir la profundidad z_{ci} de la capa inestable sobre la cual se integra $CAPE_{II}$. Es importante considerar un valor adecuado para z_{ci} , ya que si se toman en cuenta capas demasiado elevadas, i.e. con nada o poca inestabilidad, la integración en la ec. (2.15) provocará una reducción significativa del valor de $CAPE_{II}$. Tomando esto en consideración, se escoge un $z_{ci} = 5.5$ km, que es 0.5 km más que la capa cizallada más profunda aquí considerada.

Nótese que, dado el caso en que se modifique z_{ciz} , también se pueden estar cambiando las profundidades a las que u_{mb} se calcula, de acuerdo al cambio de z_{max} en a la ec. (2.18). De este modo, el área de control sobre la que se integran las métricas de balance de momento se estaría ajustando de acuerdo a las condiciones ambientales del sistema. Sin embargo, con la intención de obtener resultados comparables entre los diferentes ambientes a estudiar, se considera que el área de control debería ser la misma para todos los cálculos, por lo que se define $z_{max} = z_{ci}$.

3

MÉTODOS

3.1. ARREGLO EXPERIMENTAL



e corrieron simulaciones del tipo *large eddy simulation* (LES) de SCM utilizando el modelo numérico no-hidrostático CM1 (*Cloud Model 1*, en inglés)¹. Para correr dicho modelo se usaron recursos de la supercomputadora HP Cluster Platform 3000SL «Miztli» administrada por la Dirección General de Cómputo y de Tecnologías de Información y Comunicación (DGTIC) de la UNAM.

Se obtuvieron datos de LES tridimensionales de SCM lineales idealizados (sin radiación y sin Coriolis). El dominio de la simulaciones es de 600 x 100 km en la horizontal y 24 km en la vertical. Este dominio es lo suficientemente grande para que las fronteras no afecten el desarrollo del sistema. Las condiciones de frontera son abiertas radiativamente en las fronteras este-oeste con formulación de Klemp & Durran (1983), periódicas en las fronteras norte-sur y rígidas con desliz libre (*free-slip*, en inglés) en las fronteras inferior y superior. La frontera superior incluye una relajación Rayleigh por encima de 15 km para evitar reflexión de ondas. La resolución es de 500 x 500 m en la horizontal y varía de 100 m en los niveles más bajos a 500 m a partir de 12 km en la vertical. La turbulencia es parametrizada por un esquema TKE de orden 1.5, mientras que los procesos microfísicos son parametrizados por el esquema de dos momentos de Morrison et al. (2005), el cual incluye cuatro tipos de hidrometeoros (gotitas, hielo, nieve, lluvia y granizo). Se utilizó un valor típico continental de concentración de gotitas de 250 cm^{-3} .

Para todas las simulaciones, el sistema se inicia como en Bryan et al. (2003), a partir de una línea termal centrada a 1.5 km de altura, con un semieje menor de 1.5 km en la vertical y un semieje mayor de 10 km en la horizontal. En el centro de la línea termal se tiene una perturbación de temperatura potencial de 2 K, se incluyen además perturbaciones aleatorias con amplitud máxima de 0.2 K para que el sistema desarrolle tridimensionalidad. No hay ningún otro tipo de forzamiento térmico en superficie predefinido, únicamente lo que genera la tormenta misma. La temperatura potencial es, inicialmente, constante en superficie; esto asegura que todas las simulaciones inicien en condiciones iguales, en cuanto a flujos de calor superficiales. Estos flujos pueden llegar a tener una influencia crucial en el desarrollo de la piscina fría (Gentine et al., 2016) y determinan el

¹Bryan, G. H.: *CM1 Numerical Model, Release 18.3 (cm1r18.3)*, 7 October 2015, Copyright © 2000-2015, National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colorado, USA, <http://www2.mmm.ucar.edu/people/bryan/cm1/>.

curso de la tormenta. Sin embargo, no se cambiaron esas condiciones porque un propósito de esta investigación es dejar que el sistema se desarrolle por sí mismo y genere sus propios flujos de calor. El análisis de la influencia que tienen en la piscina fría quedó fuera de esta tesis en el proceso de tratar de aislar algunos de los efectos más relevantes, específicamente, el de la interacción entre el flujo de entrada y la piscina fría.

La LES se corre hasta que la etapa madura del sistema se aprecie por un tiempo considerable (4.5 horas), y la escritura de datos es cada 15 min. Las condiciones ambientales iniciales son homogéneas en la horizontal con diversos perfiles de viento y humedad en la vertical, las cuales se especifican más adelante en este capítulo.

Las simulaciones son tridimensionales, pero se obtienen datos bidimensionales representativos de todo el SCM lineal mediante el promedio de los campos en la dimensión paralela a la línea de convección profunda. Se considera que esta manera de estudiar el sistema de forma bidimensional es conveniente, sin detrimento de la robustez de los resultados.

En el modelo se generan parcelas colocadas enfrente del borde de la piscina fría entre 3.5 km y 5 km de altura cada 100 m. La escritura de datos de las parcelas es cada 150 s. Las trayectorias lagrangianas de estas parcelas se promedian para cada tiempo de salida del modelo (cada 15 min), tomando en cuenta así diferentes fases del desarrollo del SCM, para obtener una trayectoria promedio que represente la corriente ascendente asociada a cada tiempo.

La mayor parte de las gráficas y el análisis de datos se realizaron en NCL (*NCAR Command Language*, en inglés), con ayuda adicional de *Python 3*.

3.2. CASO CONTROL

Como primera etapa, se corrió una simulación que sirve de referencia y control de calidad. El objetivo en esta primera etapa es analizar la evolución de *USI* (ec. 2.17) de un caso ya conocido y estudiado, para garantizar que represente adecuadamente la evolución de la corriente ascendente.

Se corrió una LES basada en el caso de un SCM ideado por Wesiman & Klemp (1982) (fig. 3.1) y ampliamente estudiado en la literatura (e.g. Rotunno et al., 1988; Weisman et al., 1988; Bryan et al., 2006; Morrison et al., 2009). Se cuenta así con referencias para comparar la objetividad de la simulación, por lo que sirve como simulación control (caso control en lo consecuente). Posteriormente, se corrieron LES con variaciones alrededor de este caso control, como se detallará en las secciones siguientes.

Las condiciones termodinámicas iniciales de la simulación control están descritas por Wesiman & Klemp (1982), en donde la temperatura potencial θ y la humedad relativa *RH* del ambiente están dadas por

$$\theta(z) = \begin{cases} \theta(0) + (\theta_{tr} - \theta(0)) \left(\frac{z}{z_{tr}}\right)^{5/4} & \text{si } z \leq z_{tr} \\ \theta_{tr} \exp\left[\frac{g}{c_p T_{tr}}(z - z_{tr})\right] & \text{si } z > z_{tr} \end{cases} \quad (3.1)$$

$$RH(z) = \begin{cases} 1 - \frac{3}{4} \left(\frac{z}{z_{tr}}\right)^{5/4} & \text{si } z \leq z_{tr} \\ 0.25 & \text{si } z > z_{tr} \end{cases} \quad (3.2)$$

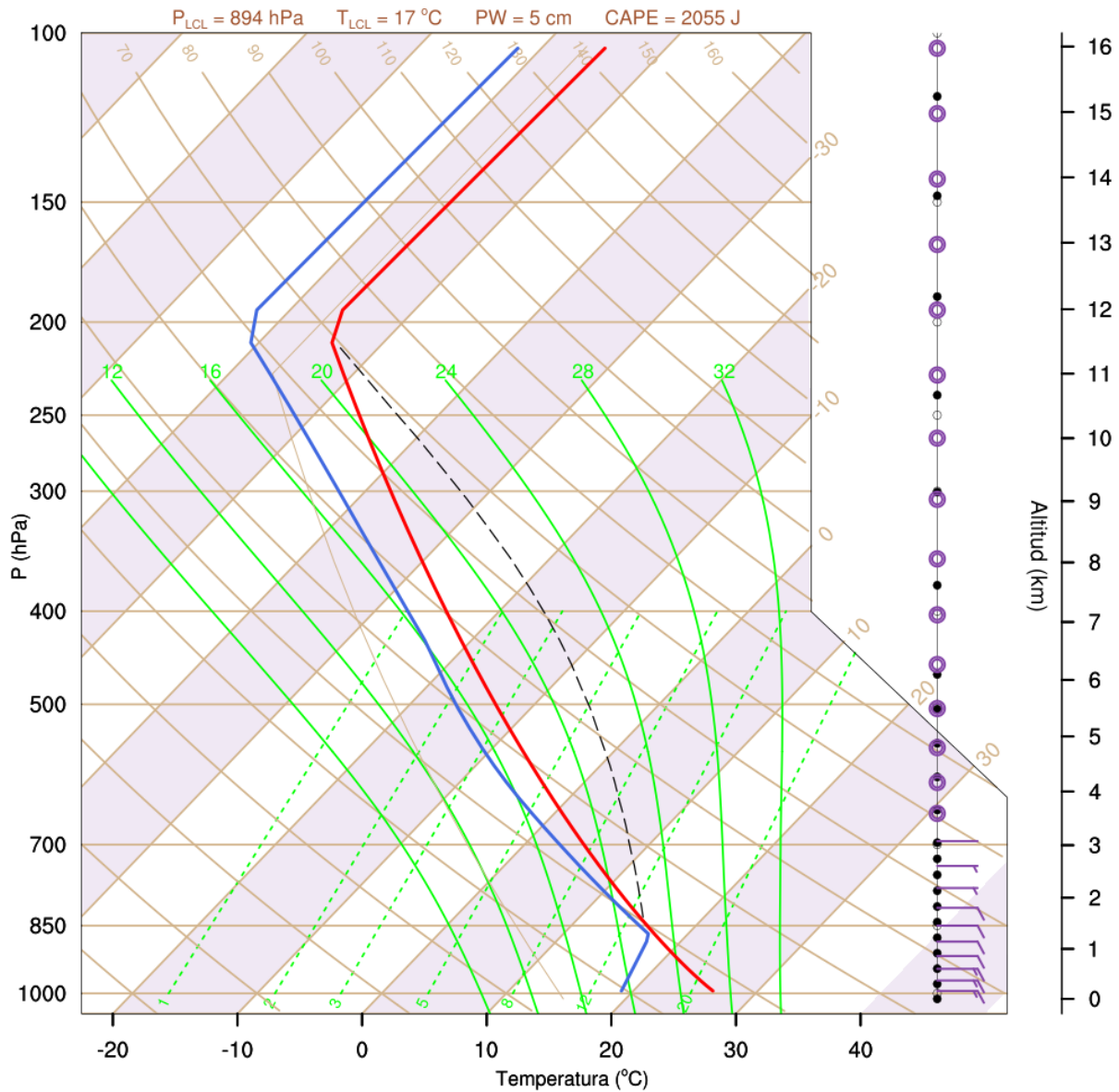


Figura 3.1: Diagrama skew-T ln-p de las condiciones ambientales iniciales para la simulación control. La línea roja indica la temperatura, la línea azul la temperatura de rocío y las barbas de viento a la derecha del diagrama muestran el estado inicial de la capa cizallada. El área entre la línea negra discontinua y la línea roja es igual a la CAPE de una parcela en superficie. En la parte superior se muestran los valores de algunas métricas relevantes: P_{LCL} y T_{LCL} son la presión y temperatura en el Nivel de Condensación por Ascenso (LCL, por sus siglas en inglés), respectivamente; y PW es el agua precipitable. Sondeo análogo basado en Weisman & Klemp (1982).

en donde $\theta(0) = 300$ K es la temperatura potencial en la superficie, mientras que el subíndice tr indica las variables en la tropopausa, considerándose como constantes $\theta_{tr} = 343$ K, $z_{tr} = 12$ km y $T_{tr} = 213$ K. Es importante notar que la razón de mezcla de vapor de agua r_v se mantiene constante cerca de la superficie ($r_v(0) = 14$ g kg⁻¹ en el caso control) para aproximar una capa límite bien mezclada. La fig. 3.1 muestra el perfil obtenido con las ecs. (3.1) y (3.2).

Los vientos horizontales de la simulación control se definen con dirección oeste y un valor de $u_R(0) = -16$ m s⁻¹ en la superficie, decreciendo linealmente hasta cero en $z_{ciz} = 3.5$ km, siguiendo la ecuación:

$$u_R(z) = u_R(0) \left(1 - \frac{z}{z_{ciz}} \right). \quad (3.3)$$

Los vientos definidos por $u_R(z)$ se mantienen constantes durante el transcurso de la simulación.

Las métricas u_{mb} y w_{ll} requieren de un sistema de referencia anclado a la piscina fría, i.e. que siga su movimiento mientras esta se propaga. Por lo anterior, es necesario definir la posición del borde de la piscina fría x_{pf} para cada paso de tiempo. En los casos donde la piscina fría está claramente definida, es decir, con una forma similar a la de la fig. 2.7, sería fácil delimitar la región que abarca la piscina fría, una región más densa que el aire circundante, usando un valor característico de boyancia, i.e. $B(x, z) \leq -0.01$ m s⁻². Para definir x_{pf} , se consideraría entonces que $x_{pf} = \{x | B(x, 0) = -0.01 \text{ m s}^{-2}\}$. Esta definición casi es suficiente para los fines de esta investigación, ya que solamente es importante que x_{pf} esté bien definido a partir de que el SCM cobra forma. Sin embargo, para garantizar que no haya saltos bruscos en la posición durante la etapa de formación de la piscina fría (en cuanto la piscina fría se forme el sistema se trasladaría espontáneamente a su nueva posición relativa) y que la velocidad real del sistema sea bien comportada, se toma una definición más completa:

$$x_{pf} = \begin{cases} x | B(x, 0) = -0.01 \text{ m s}^{-2} & \text{si } \exists B(x, 0) \leq -0.01 \text{ m s}^{-2} \\ x | B(x, z) = \max(B) & \text{en caso contrario} \end{cases} \quad (3.4)$$

Cuando la piscina fría aún no se desarrolla, el sistema se ancla a la posición de la corriente ascendente, tomando $\max(B)$ como referencia de esta última. Una vez que la piscina fría está presente, se toma $B(x, 0) = -0.01$ m s⁻² como el borde frontal de esta. Así se garantiza que la velocidad real de la piscina fría, o más bien del sistema en general, se mantenga coherente en cada paso de tiempo (se puede consultar la fig. 4.1 para ilustrar los conceptos de este párrafo).

Para calcular los vientos relativos al sistema en movimiento, es necesario conocer la velocidad real de propagación de la piscina fría (desde el sistema de referencia de un observador que está estático en la superficie); lo cual es trivial si se conoce la posición x_{pf} , usando la ec. (3.4), para cada tiempo de salida. Al tomar en cuenta las dos definiciones de x_{pf} , es posible aproximar un sistema de referencia inercial para todo tiempo.

La fig. 3.2a muestra campos promediados a lo largo de la línea de convección de la simulación control, estos campos corresponden a la perturbación de temperatura potencial respecto al ambiente inicial. Es posible observar la formación de perturbaciones positivas en los niveles medios y altos de la tropósfera debidas al ascenso profundo de aire húmedo y sus consecuentes cambios de estado: condensación, congelación y deposición, que liberan calor latente durante la formación de nubes. Este argumento se apoya en la fig. 3.2b, donde la reflectividad compuesta sugiere nubes más densas y profundas a lo largo de la línea de convección; tras esta línea, se encuentra una región más extensa de nubes menos densas y profundas que causan lluvia estratiforme. Por otro lado, las

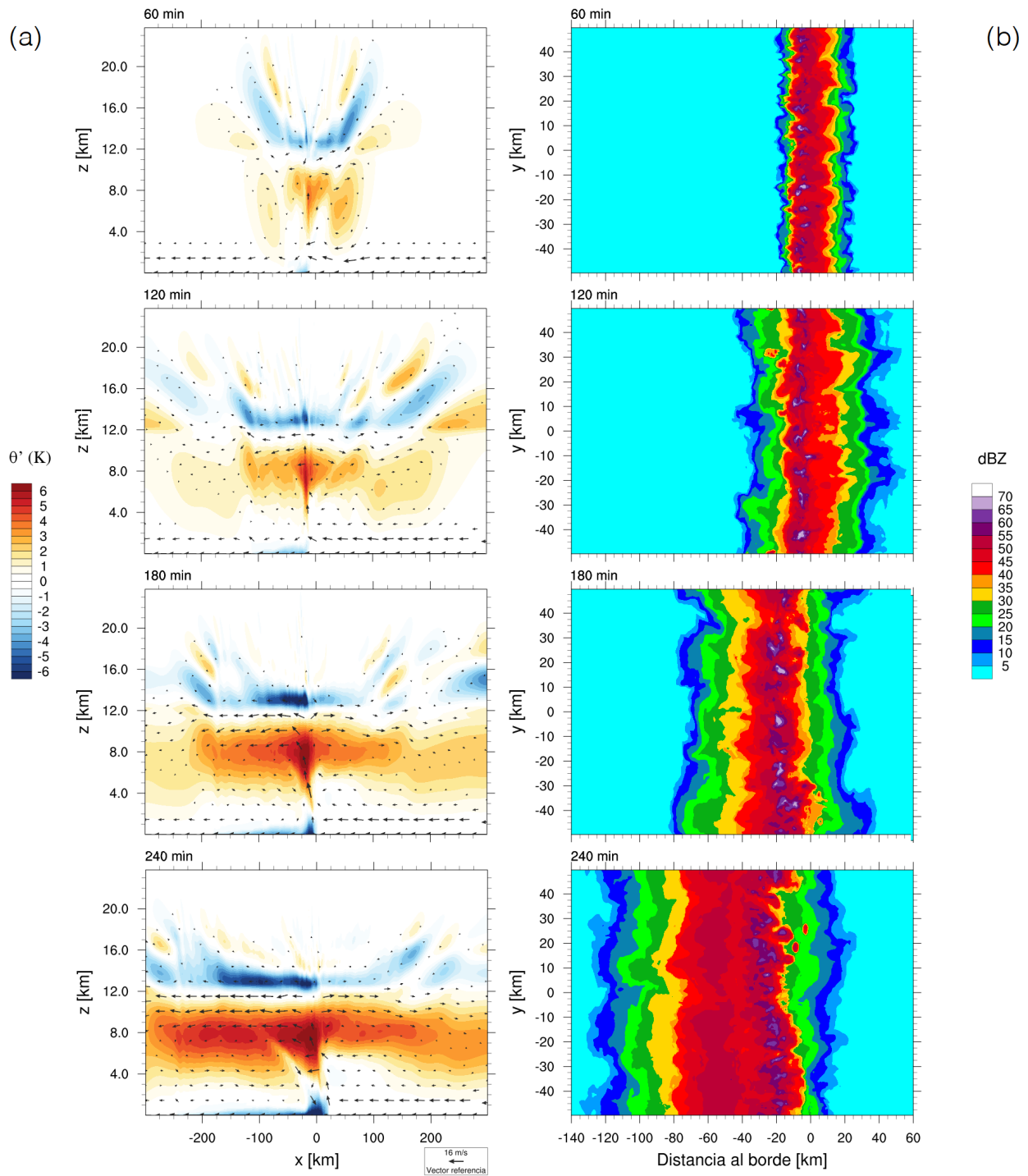


Figura 3.2: (a) Campos promediados a lo largo de la línea de convección correspondientes a perturbaciones de temperatura potencial respecto al ambiente inicial (áreas coloreadas) y a vientos (flechas). (b) Reflectividad compuesta asociada a los campos en (a). El tiempo transcurrido a partir del inicio de la simulación está indicado en la parte superior izquierda de cada gráfica.

perturbaciones negativas cerca de la superficie son debidas a la evaporación de la precipitación de esas mismas nubes, formando la piscina fría. Un análisis más detallado de la organización de este SCM se narra en el capítulo 4, pero se considera que es importante presentar imágenes que den una idea general del sistema a estudiar, mostrando el dominio completo de la simulación desde perspectivas distintas.

Nótese en los campos de reflectividad de la fig. 3.2b que la estructura del SCM se preserva muy bien a lo largo de la línea de convección (eje y), para todo tiempo. Esta característica de los SCM lineales es muy conveniente, pues permite el estudio bidimensional de estos sistemas de tormentas tridimensionales, como se detalló en la sección 3.1.

3.3. VARIACIONES RESPECTO AL CASO CONTROL

En una segunda etapa, se corrieron varias simulaciones contemplando diferentes ambientes cinemáticos y termodinámicos que pueden dar lugar a diferentes modos de SCM lineales, semejantes a los de la fig. 2.3. Sin embargo todas las diferentes simulaciones contempladas en este trabajo son variaciones alrededor del caso control, el cual es un modo estratiforme posterior (fig. 2.3a), el más intenso de todos; por consiguiente, se esperaría obtener casos más inclinados al lado estratiforme posterior.

En específico, se contemplaron tres tipos de variaciones alrededor del caso control: variaciones en el perfil vertical de los vientos ambientales que entran al sistema (considerando $u_R(z)$ lineal, cuadrático y raíz cuadrático), variaciones en la profundidad y magnitud de la capa cizallada (cambiando los valores de z_{ciz} y Δu) y variaciones en el perfil vertical de humedad inicial (tomando tres sondeos termodinámicos diferentes). En las siguientes subsecciones, se detallan las variables que son modificadas para obtener cada variación. Dichas variables se cambiaron sistemáticamente, en todas sus permutaciones posibles, para obtener un conjunto robusto de casos.

Muchos de los casos considerados presentan de antemano condiciones iniciales poco favorables para el desarrollo de SCM, por ejemplo, casos en los que la humedad y la cizalladura sean considerablemente reducidas, respecto al caso control. Por consiguiente, no aparecerá una corriente ascendente en todos los casos. Esto presenta un problema para el cálculo de USI , ya que en la sección 2.1.2 se hizo la suposición de una corriente ascendente preexistente (así el término $(uw)_H$ en la ec. (2.10) se anula), con lo que se violaría un supuesto importante. No obstante, los casos presentados en esta sección se simularon en su totalidad, para posteriormente descartar solamente los casos en los que, en las 4.5 h de simulación, no se desarrolla una corriente ascendente.

Surge entonces la necesidad de definir una corriente ascendente promedio para cada tiempo de escritura del modelo (15 min); con este fin, se utilizan las parcelas inicializadas en el modelo (sección 3.1). Para calcular la trayectoria promedio de una corriente ascendente a un tiempo t_0 , se toman aquellas parcelas que a un tiempo $t_0 - 10$ min inician a 1.5 km del borde de la piscina fría, entre 0.5 y 1.8 km de altura, y se sigue su trayectoria por 10 min. Luego se descartan aquellas parcelas cuya trayectoria no alcanza una altitud $z \geq 8$ km y cuya longitud no es de al menos 10 km. Esta definición se hará más evidente en el capítulo 4.

3.3.1. PERFIL VERTICAL DE VIENTO

La ec. (3.3) define un perfil vertical lineal de viento, como los de la fig. 3.3, en la frontera R (fig. 2.4). Adicional a este perfil lineal, se usaron dos tipos de perfil adicionales: cuadrático y radical cuadrático, basados en la misma forma de la ec. (3.3).

El perfil cuadrático está definido por

$$u_R(z) = u_R(0) \left[1 - \left(\frac{z}{z_{ciz}} \right)^2 \right], \quad (3.5)$$

y la forma que presenta para distintos valores de z_{ciz} y $u_R(0)$ se muestra en la fig. 3.4a. Si se toma como referencia el perfil lineal de la ec. (3.3), entonces la ec. (3.5) aumenta la vorticidad. Sin embargo, el valor de la cizalladura, representado por $\Delta u = |u_R(z_{ciz}) - u_R(0)| = u_R(0)$ es el mismo tanto para el perfil lineal como el cuadrático. Claramente Δu no es sensible a este cambio de perfil, puesto que solamente considera los valores en los límites de la capa cizallada. Esta es una de las razones por las que se considera que la teoría RKW puede no ser buena para los casos en que varía el perfil vertical de vientos.

De manera similar, el perfil radical cuadrático está definido por

$$u_R(z) = u_R(0) \left[1 - \left(\frac{z}{z_{ciz}} \right)^{1/2} \right], \quad (3.6)$$

siendo la fig. 3.4b la que muestra este tipo de perfil. La ec. (3.6) tiene el efecto opuesto al de la ec. (3.5), dado que disminuye la vorticidad, respecto a un perfil lineal.

3.3.2. CAPA CIZALLADA

En el caso control se definió una profundidad de la capa cizallada $z_{ciz} = 3.5$ km y una $u_R(0) = 16$ m s⁻¹. Para desarrollar nuevos casos, se variaron estas dos variables:

Se cambió la profundidad de la capa cizallada alterando el valor de z_{ciz} en las ecs. (3.3), (3.5) y (3.6). Se utilizaron tres diferentes profundidades: $z_{ciz} = 2.0, 3.5, 5.0$ km (figs. 3.3 y 3.4).

Análogamente, la magnitud de la cizalladura se cambió alterando el valor de $u_R(0)$ en las ecs. (3.3), (3.5) y (3.6), utilizando cinco valores diferentes $u_R(0) = 6, 11, 16, 21, 26$ m s⁻¹ (figs. 3.3 y 3.4).

3.3.3. PERFIL VERTICAL DE HUMEDAD

Se obtuvieron tres perfiles verticales de humedad haciendo uso de la ec. (3.2), pero modificando la parte constante de la razón de mezcla en los niveles más bajos (fig. 3.5). Esta constante es necesaria para obtener una capa límite bien mezclada. En el caso control, la razón de mezcla se mantuvo constante, a un valor de $r_v(0) = 14$ g kg⁻¹. En los casos modificados, se utilizaron valores de $r_v(0) = 11, 16$ g kg⁻¹, basándose en los mismos perfiles de humedad estudiados por Weisman & Klemp (1982).

Esta ligera modificación tiene un impacto severo directo en el Nivel de Condensación por Ascenso (LCL, por sus siglas en inglés) y por consiguiente en $CAPE$, como se aprecia en la fig. 3.5. El valor de $CAPE_{ll}$ está relacionado con $CAPE$ por la ec. (2.15), en consecuencia, los vientos

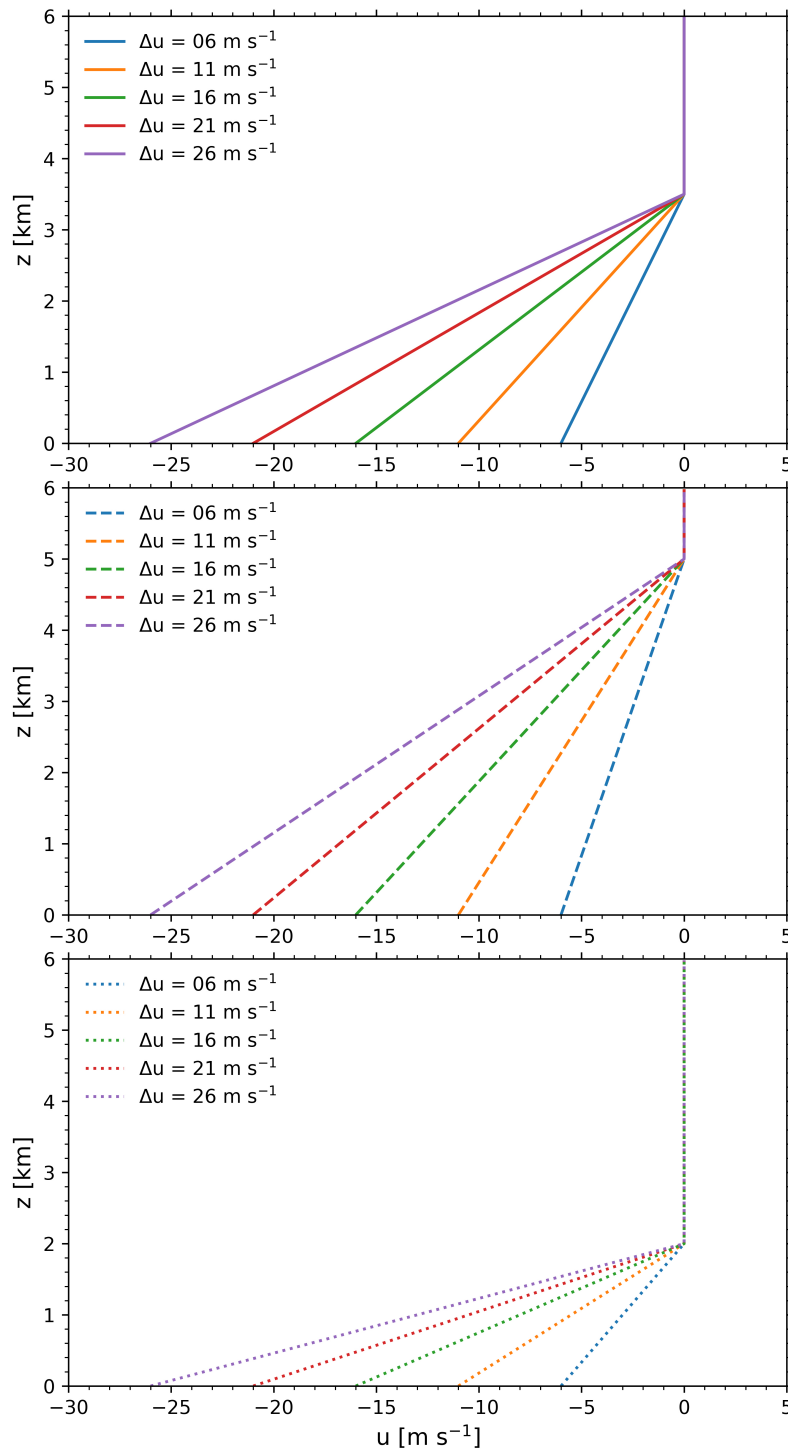


Figura 3.3: Perfiles lineales verticales de viento ambiental considerados para el primer subconjunto de simulaciones. Las profundidades utilizadas corresponden a $z_{\text{ciz}} = 2.0, 3.5$ y 5.0 km ; a su vez, para cada profundidad de capa cizallada se toman en cuenta diferentes magnitudes de cizalladura, esto es $\Delta u = |u_R(z_{\text{ciz}}) - u_R(0)| = 6, 11, 16, 21, 26 \text{ m s}^{-1}$.

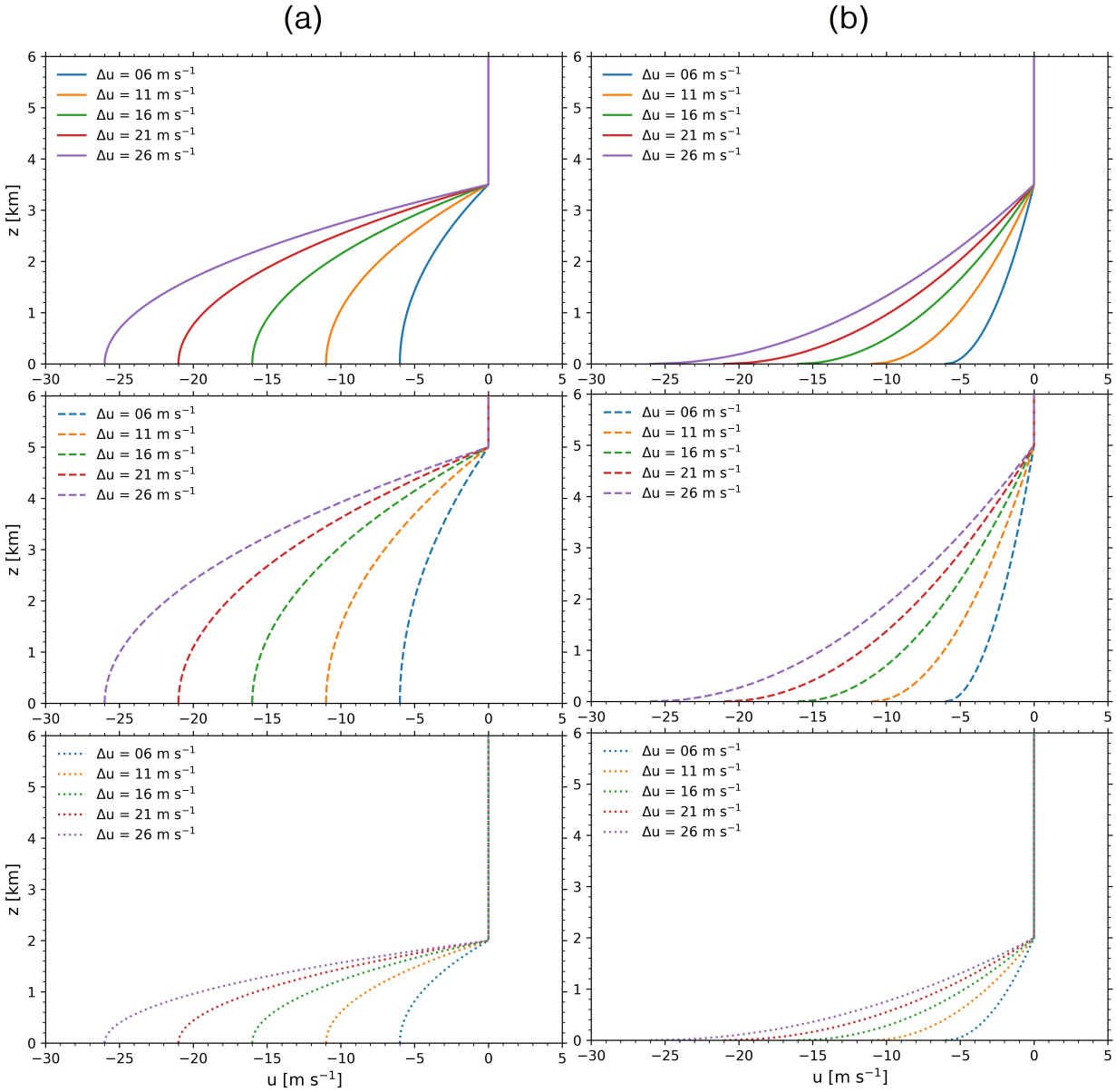


Figura 3.4: Perfiles verticales de viento ambiental cuadráticos (a) y radicales cuadráticos (b) considerados para el segundo y tercer subconjuntos de simulaciones, respectivamente. Generados a partir de las ec. (3.5) (a) y (3.6) (b). Al igual que en la fig. 3.3 se toman en cuenta tanto diferentes magnitudes como diferentes profundidades de la capa cizallada.

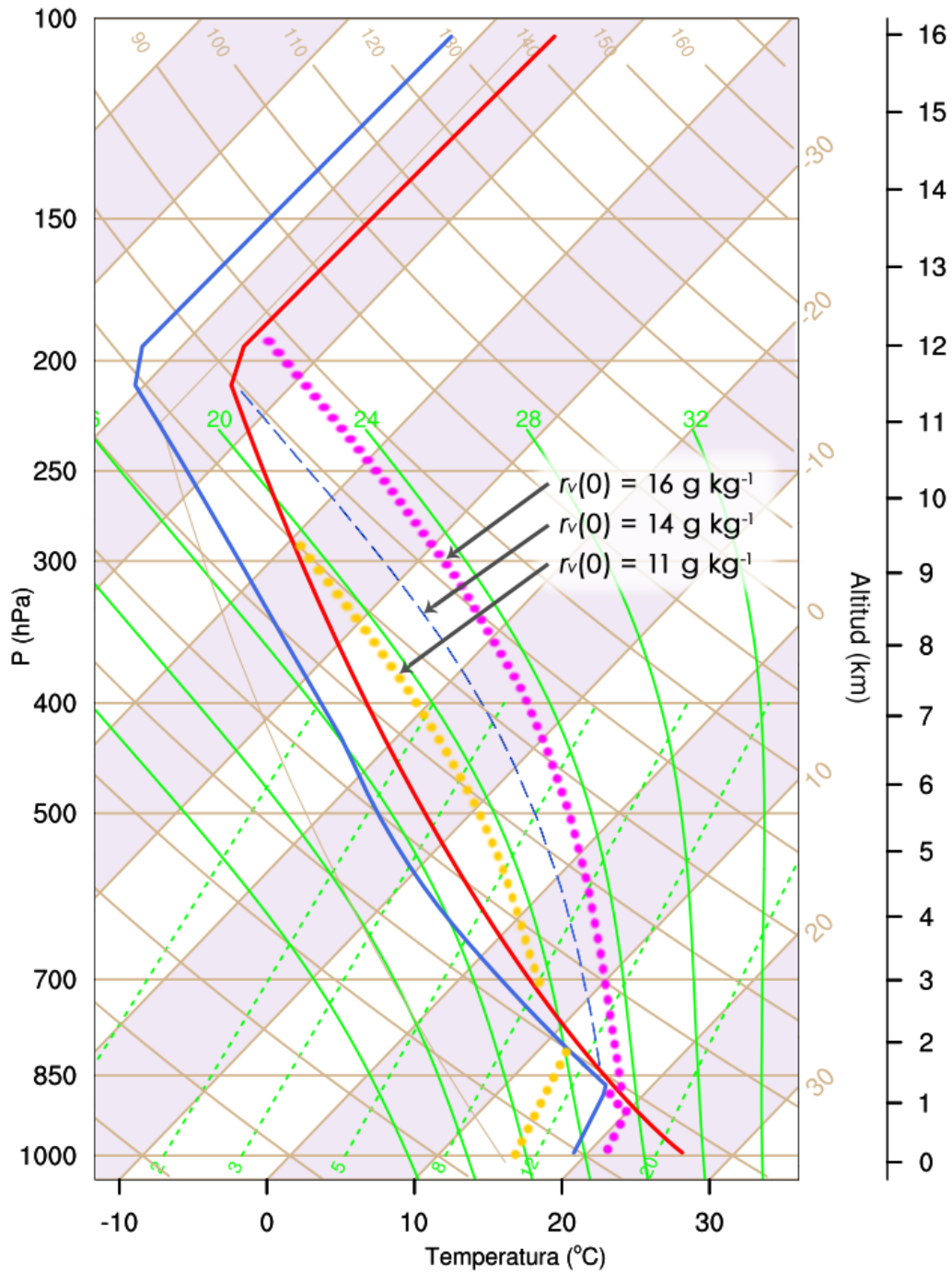


Figura 3.5: Como en la fig. 3.1 pero mostrando los tres perfiles verticales de humedad utilizados en las simulaciones. Las líneas punteadas denotan los casos en donde la razón de mezcla en la capa límite se mantiene constante a 11 g kg^{-1} (naranja) y 16 g kg^{-1} (magenta). Las líneas punteadas también delimitan el ascenso pseudoadiabático correspondiente a dichos casos.

verticales máximos, estimados por w_{ll} , se verán afectados. Por su parte, USI es sensible a estos cambios, e.g. si decidiéramos aumentar la humedad, encontraríamos dos efectos distintos, uno atribuido a w_{ll} y otro a u_{mb} . Por un lado, w_{ll} aumentaría su valor, con lo que USI debería disminuir (ec. 2.17). Por el otro lado, u_{mb} aumentaría también su valor debido a la intensificación de la piscina fría (de acuerdo con el término MF de la ec. 2.19), como consecuencia, USI debería aumentar. Así, la modificación de una misma variable puede tener dos efectos distintos sobre USI , pero este tiene la capacidad de integrar ambos efectos y determinar cuál es más relevante para la corriente ascendente.

El conjunto de las figs. 3.3, 3.4 y 3.5 representa todos los posibles casos aquí considerados.

4

RESULTADOS

4.1. CASO CONTROL



El primer resultado se muestra en la fig. 4.1, una serie de tiempo, cada 30 min, de los campos más importantes de la simulación control y cómo se desarrollan. Los campos graficados están calculados respecto al ambiente de referencia R . Se debe tener en cuenta que el ambiente también está cambiando debido a su interacción con el desarrollo mismo de la tormenta, por consiguiente, una retroalimentación ambiente-tormenta es posible y probable.

En la fig. 4.1 se aprecia cómo la corriente ascendente va cambiando su orientación a la vez que el sistema llega a la madurez. Al tiempo inicial de la simulación, $t = 0$, se observa la termal como una región circular con boyancia positiva. La termal eventualmente provocará ascenso y precipitación, como se ve al tiempo $t = 30$ min. Eventualmente la precipitación se evaporará cerca de la superficie, durante este proceso, el agua precipitada pasará de un estado menos energético a uno más energético, consumiendo calor latente y enfriando el aire circundante. Es así como se forma la piscina fría, la cual ya se ve bien definida a $t = 60$ min, pero también es este mismo proceso por el que la piscina fría continúa su intensificación. Al tiempo $60 < t < 120$ min, el sistema parece permanecer en un estado semiestable, con la corriente ascendente inclinándose muy lentamente sobre la piscina fría, la cual comienza a abarcar una región más extensa. Cerca de $t = 150$ min, la corriente ascendente se inclina lo suficiente para fortalecer el sistema (fig. 2.3a) mediante un incremento en el área de precipitación, lo que se refleja en la acentuación de la piscina fría a $t = 180$ min. Al aumentar la boyancia negativa de la piscina fría, el sistema entra en un estado de retroalimentación positiva en el que la precipitación propicia la intensificación de gradientes de presión horizontales en el borde de la piscina fría, lo que deriva en un ascenso de capas más profundas, más inestabilidad convectiva y eventualmente más precipitación.

Es interesante ver el desarrollo de una perturbación de presión negativa encima de la piscina fría a partir de $t = 60$ min. Esta perturbación se acentúa considerablemente cerca de $t = 180$ min, incentivando las circulaciones de mesoscala comúnmente asociadas a SCM (Houze, 2004).

A manera de perspectiva, en la fig. 4.2 se muestran las posiciones al tiempo $t = 60$ min de las parcelas generadas en el modelo para calcular las trayectorias promedio, como las de la fig. 4.1 (línea negra gruesa). Para la trayectoria promedio solamente se consideran parcelas que, en los 10 min en los que se promedian, alcanzan $z \geq 8$ km, y cuya longitud está entre 12 y ~ 18 km.

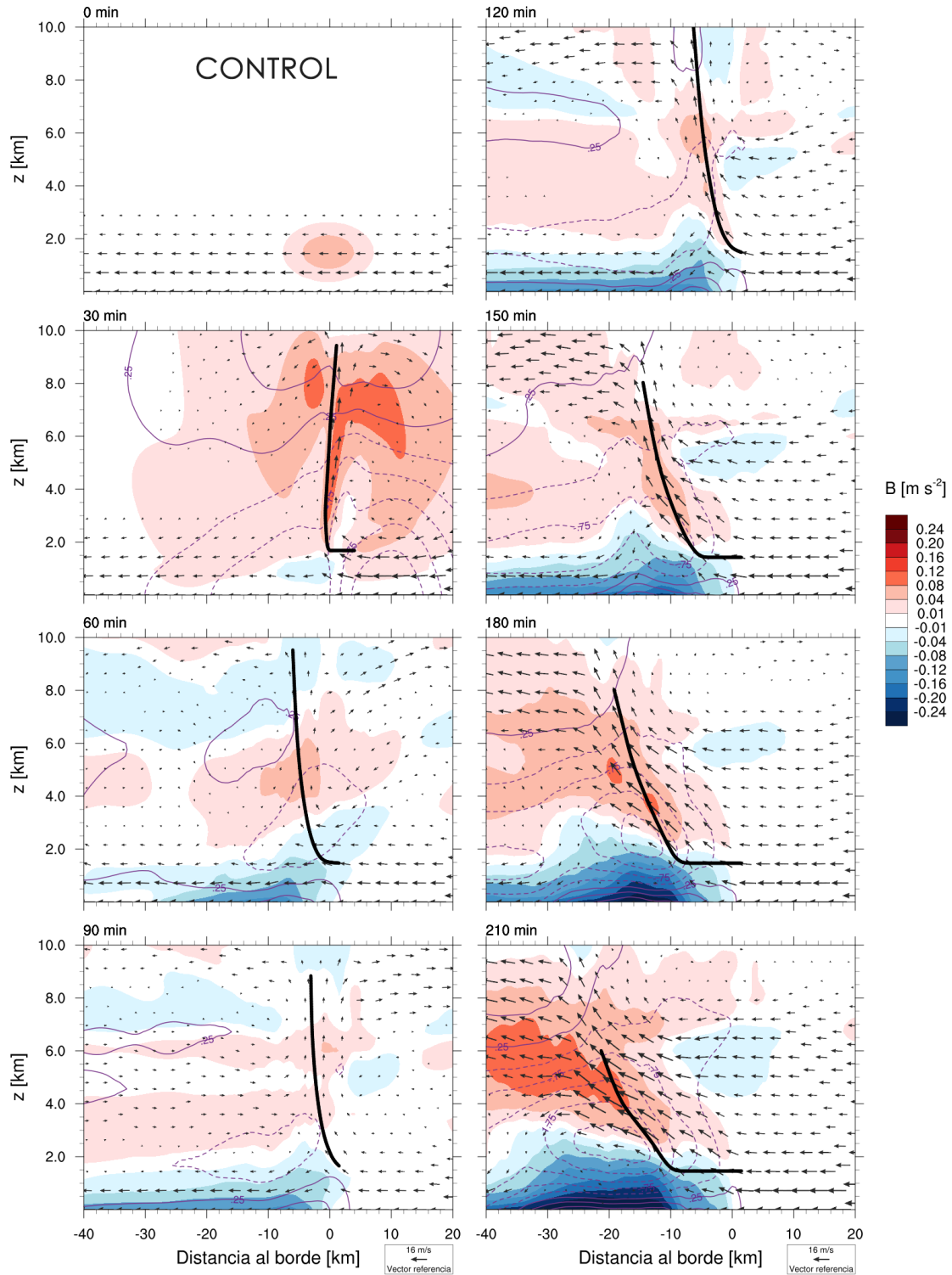


Figura 4.1: *Simulación control. Campos instantáneos, relativos al ambiente, de boyancia (áreas coloreadas), perturbaciones de presión (contornos morados) y vientos (flechas). La línea negra gruesa representa la corriente ascendente obtenida mediante las trayectorias de parcelas que inician a 5 km del borde de la piscina fría, y 10 minutos antes del tiempo de los campos dibujados. El tiempo transcurrido a partir del inicio de la simulación está indicado en la parte superior izquierda de cada gráfica.*

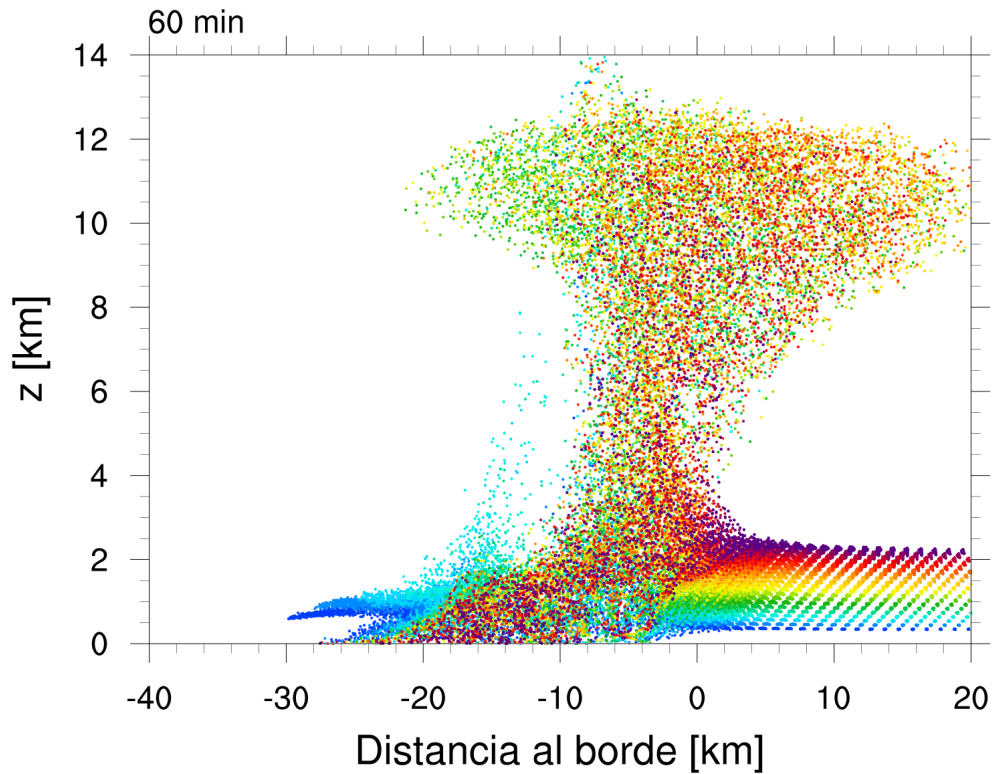


Figura 4.2: Simulación control. Posiciones instantáneas a 60 min de simulación de las parcelas generadas en el modelo. Las parcelas ingresan a la corriente ascendente llevadas por los vientos ambientales (esquina inferior derecha). Cada punto es una parcela y el color indica su altitud inicial: los azules son los de menor altitud inicial y los morados los más profundos.

Se puede usar la fig. 4.3 para analizar de manera conveniente el desarrollo de la simulación control a través de métricas importantes. En la fig. 4.3a se compara la evolución del índice de balance de momento USI para SCM, con la del índice de balance de vorticidad de Rotunno et al. (1988) $c/\Delta u$. Ambos índices se empiezan a calcular a partir de $t = 45$ min, cuando el sistema piscina fría-corriente ascendente está bien definido. Antes de este tiempo no es posible calcular correctamente los índices, ya que no se pueden definir c y L , como en las ecs. (2.3) y (2.21), respectivamente.

Los dos índices en la fig. 4.3a muestran comportamiento similar y consistente desde el inicio hasta cerca de $t = 210$, a partir de donde USI parece oscilar ligeramente alrededor de -0.20 , y $c/\Delta u$ continúa incrementando debido a que el valor de Δu se mantiene más o menos constante, mientras que c sigue aumentando con la intensificación de la piscina fría. El estancamiento de USI en las etapas finales de la simulación se puede explicar por la análoga debilitación del flujo lateral de momento LFM (fig. 4.3b). Es probable que esto sea consecuencia de un fortalecimiento de vientos salientes (negativos) en la frontera hipotética L , los cuales no están siendo tomados en cuenta en el cálculo de LFM . Se debe recordar de la sección 2.1.2 que el flujo saliente se desprecia por su bajo impacto en el balance de momento.

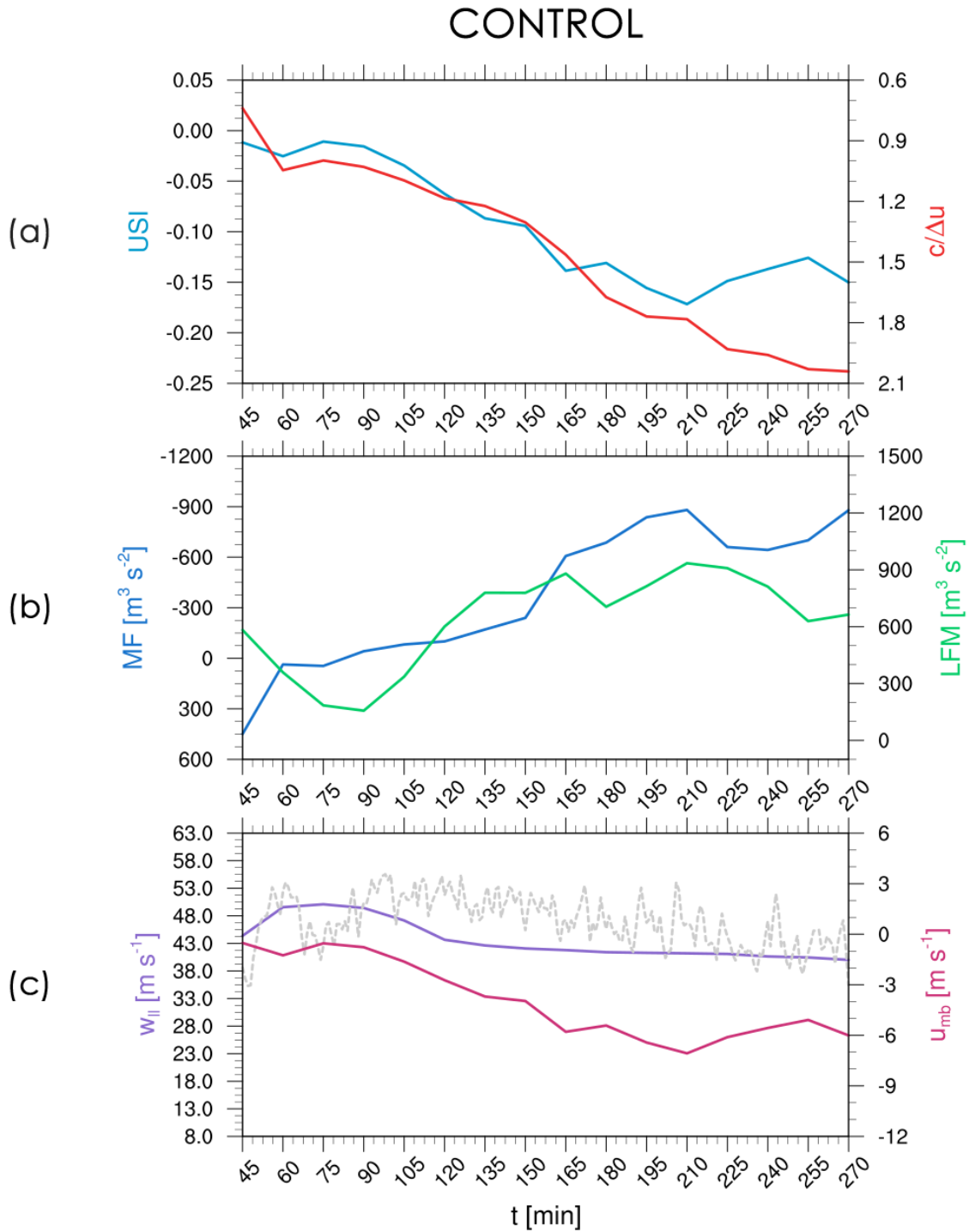


Figura 4.3: Métricas relevantes para el caso control. Evolución en el tiempo de los índices de inclinación de la corriente ascendente (USI) y de balance de vorticidad ($c/\Delta u$) (a); flujo lateral de momento (LFM) y fuerza motriz (MF) (b); vientos verticales máximos estimados ($w_{||}$) y balance de momento horizontal (u_{mb}) (c). La línea punteada gris en (c) representa la velocidad vertical máxima obtenida en la simulación.

4.2. VARIACIÓN EN LA CAPA CIZALLADA

Esta sección y las dos siguientes están enfocadas en comparar las estructuras de los distintos sistemas en la etapa madura, en contraste con el análisis de la evolución de la corriente ascendente del caso control. La idea es calcular el cambio en el tiempo del índice USI para cada una de las simulaciones. Sin embargo, algunas simulaciones no desarrollan una piscina fría bien definida, necesaria para el cálculo de métricas de balance de momento, por lo que estos casos fueron descartados, una vez identificados, como se detallará en la sección 4.7.

Para facilitar la comparación, dado el gran número de ambientes dinámicos y termodinámicos considerados para las simulaciones, se presentan únicamente análisis de casos en los que todo permanece igual al caso control, salvo una variable (z_{ciz} , Δu , $u_R(0)$ o $r_v(0)$), estudiándose dos variantes en cada caso: cuando se incrementa y cuando se disminuye el valor de la variable.

La fig. 4.4 muestra la evolución en el tiempo de un caso en el que se ha fijado $z_{ciz} = 2.0$ km, dejando todo lo demás igual al caso control ($z_{ciz} = 3.5$ km en el caso control). Se observa, al tiempo $t = 30$ min, que el sistema inicia de manera similar al caso control (fig. 4.1), con una corriente ascendente ligeramente inclinada a la derecha, la cual provoca enfriamiento en los niveles bajos como consecuencia de la evaporación de la precipitación generada. Al tiempo $t = 90$ min la única diferencia notable es la ausencia de perturbaciones de presión positivas en niveles medios. Entre $t = 120$ y $t = 150$ min, el sistema parece alcanzar un estado más desarrollado incluso que el caso control, esto se aprecia tanto en los contornos de B como de p' . Sin embargo, a partir de este momento la corriente ascendente promedio se mantiene más vertical que en el control. Comparándose las métricas de este caso (fig. 4.5), con las del caso control (fig. 4.3), se pueden ver resultados muy similares, la única diferencia esencial es que el valor de USI en la segunda mitad de la gráfica se mantiene ligeramente más cercano al cero ($USI = 0$ corresponde a una corriente ascendente completamente vertical), coincidiendo con lo observado en la fig. 4.4.

Abordando el mismo concepto de profundidad de la capa cizallada, pero en sentido opuesto, i.e. para una capa cizallada más profunda, se obtienen resultados algo distintos. La fig. 4.6 muestra los campos relevantes para un caso en el que se ha fijado $z_{ciz} = 5.0$ km, dejando todo lo demás igual al caso control. El sistema, aunque inicialmente se desarrolla de manera similar, a partir de $t = 120$ min se nota visiblemente más débil que en los casos anteriores. Las métricas en este caso de capa cizallada más profunda (fig. 4.7) muestran que los vientos verticales máximos son más o menos similares al control, empero, la tendencia de los vientos horizontales estimada por u_{mb} se inclina más en la dirección negativa, dado que la capa cizallada es más profunda. Al final USI se ve afectado por este cambio en u_{mb} . En los campos completos con salida cada 15 min (no se muestran) es posible observar en las figs. 4.6 y 4.7 cómo USI crece o decrece siguiendo los sutiles cambios en la línea que representa la corriente ascendente promedio.

Ahora se estudian los resultados para variaciones en la cizalladura Δu respecto al caso control. En el primero de estos casos, la cizalladura disminuye a $\Delta u = 6 \text{ m s}^{-1}$, dejando todo lo demás igual al caso control ($\Delta u = 16 \text{ m s}^{-1}$ en el caso control). En la fig. 4.8 se aprecia cómo la evolución de la corriente ascendente es mucho más inclinada a la izquierda, asimismo, la magnitud de los campos de B y p' es menor. Nótese que los vientos ambientales relativos al sistema son casi iguales a los del caso control porque la piscina fría, al no encontrar la misma oposición en los vientos, se desplaza más rápido. En la fig. 4.9 se puede ver que la variación de $c/\Delta u$ es mucho más marcada en este caso, correspondiendo adecuadamente con la fuerte inclinación a la izquierda observada en los

campos instantáneos; por su parte *USI* presenta una configuración análoga, pero menos extrema.

En el segundo caso con variación de cizalladura, esta se aumentó a $\Delta u = 26 \text{ m s}^{-1}$, dejando todo lo demás igual al caso control. En este caso, sucede lo opuesto que en el caso anterior: la piscina fría, encuentra una oposición muy fuerte en los vientos ambientales que entran al sistema, por lo que no alcanza a formarse adecuadamente (fig. 4.10). En este caso, el término de fuerza motriz *MF* casi permanece positivo (fig. 4.11), reflejando la insustancial piscina fría. De acuerdo a $c/\Delta u$, la corriente ascendente debería estar ligeramente inclinada hacia la derecha, lo cual, si se considera la trayectoria promedio, no sucede. Es notable, sin embargo, el efecto de los vientos en la altura durante la primera mitad de la simulación, en donde la vorticidad positiva influye en la circulación hacia la derecha, lo que parece inclinar levemente la trayectoria promedio en la parte más alta. Pero esta influencia de la vorticidad parece desaparecer hacia el final de la simulación.

En resumen, un cambio en la profundidad de la capa cizallada (z_{ciz}) conduce a cambios sutiles en la intensidad de los SCM simulados. Una capa cizallada demasiado profunda tiende a debilitar el sistema, mientras que una capa cizallada menos profunda parece mantener la corriente ascendente más vertical. Desde el punto de vista del balance de momento, esto se explica por un cambio en el término *LFM*, lo que permite diferentes desarrollos de la piscina fría. Por otro lado, un cambio en la magnitud de la cizalladura (Δu) produce efectos más notorios. Una capa menos intensa tiende a inclinar la corriente ascendente sobre la piscina fría, mientras que una capa más intensa produce el efecto opuesto. Desde el punto de vista de RKW, este comportamiento se explica por el desequilibrio de vorticidad, en el cual compiten la vorticidad asociada a los vientos ambientales y la vorticidad generada por la piscina fría (fig. 2.5). Si bien, la interpretación de RKW es intuitiva, desde la perspectiva del balance de momento podría considerarse engañosa, en el sentido de que la vorticidad no sería el principal modulador en el desarrollo del sistema, sino el momento. Para respaldar este argumento, en las próximas secciones se presentan resultados en donde el balance de vorticidad no siempre funciona para explicar la evolución del sistema.

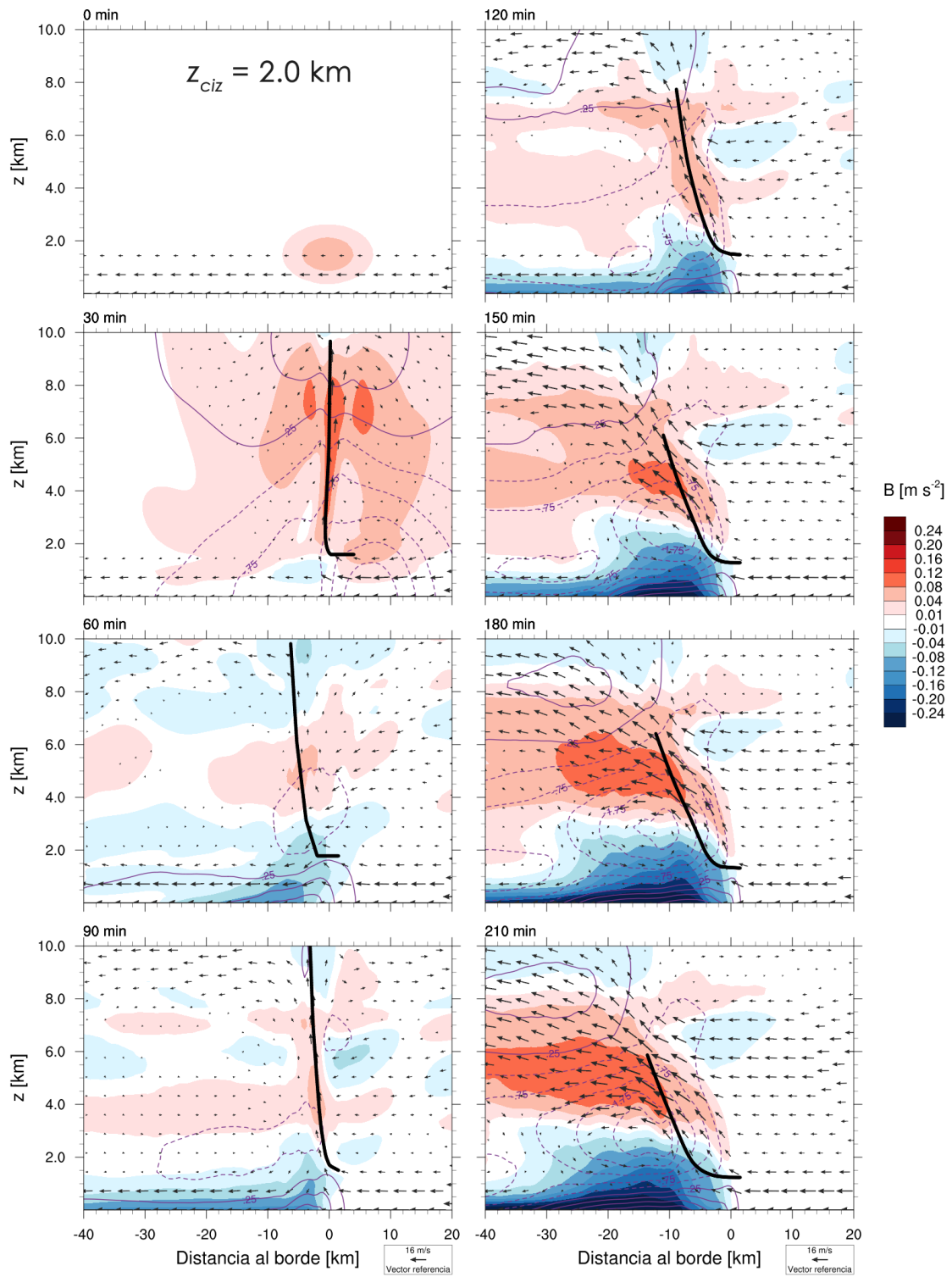


Figura 4.4: Campos instantáneos como en la fig. 4.1, para un caso con $z_{ciz} = 2.0$ km.

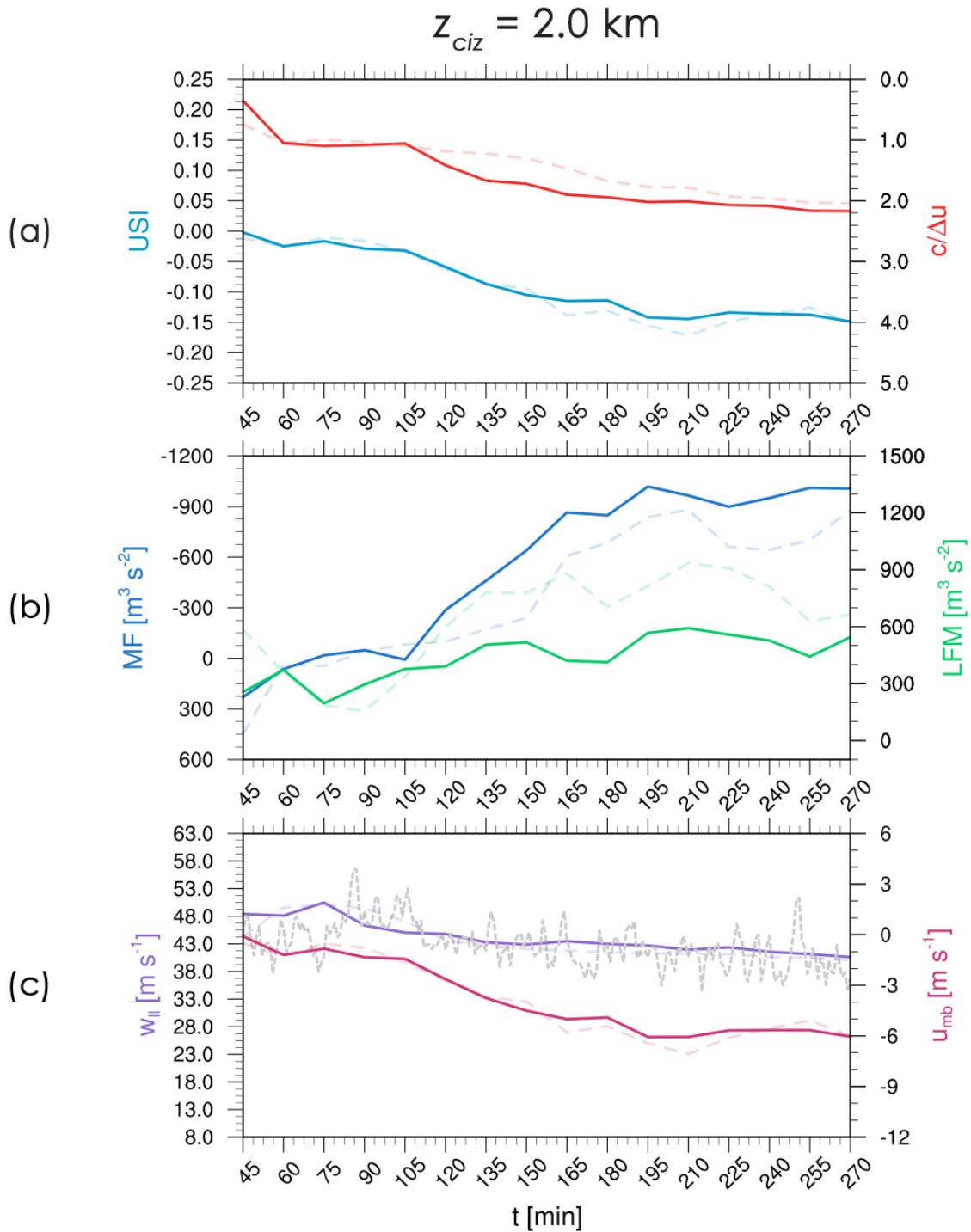


Figura 4.5: Métricas como en la fig. 4.3, para un caso con $z_{ciz} = 2.0 \text{ km}$. Como referencia se incluyen los índices correspondientes al caso control (líneas punteadas claras).

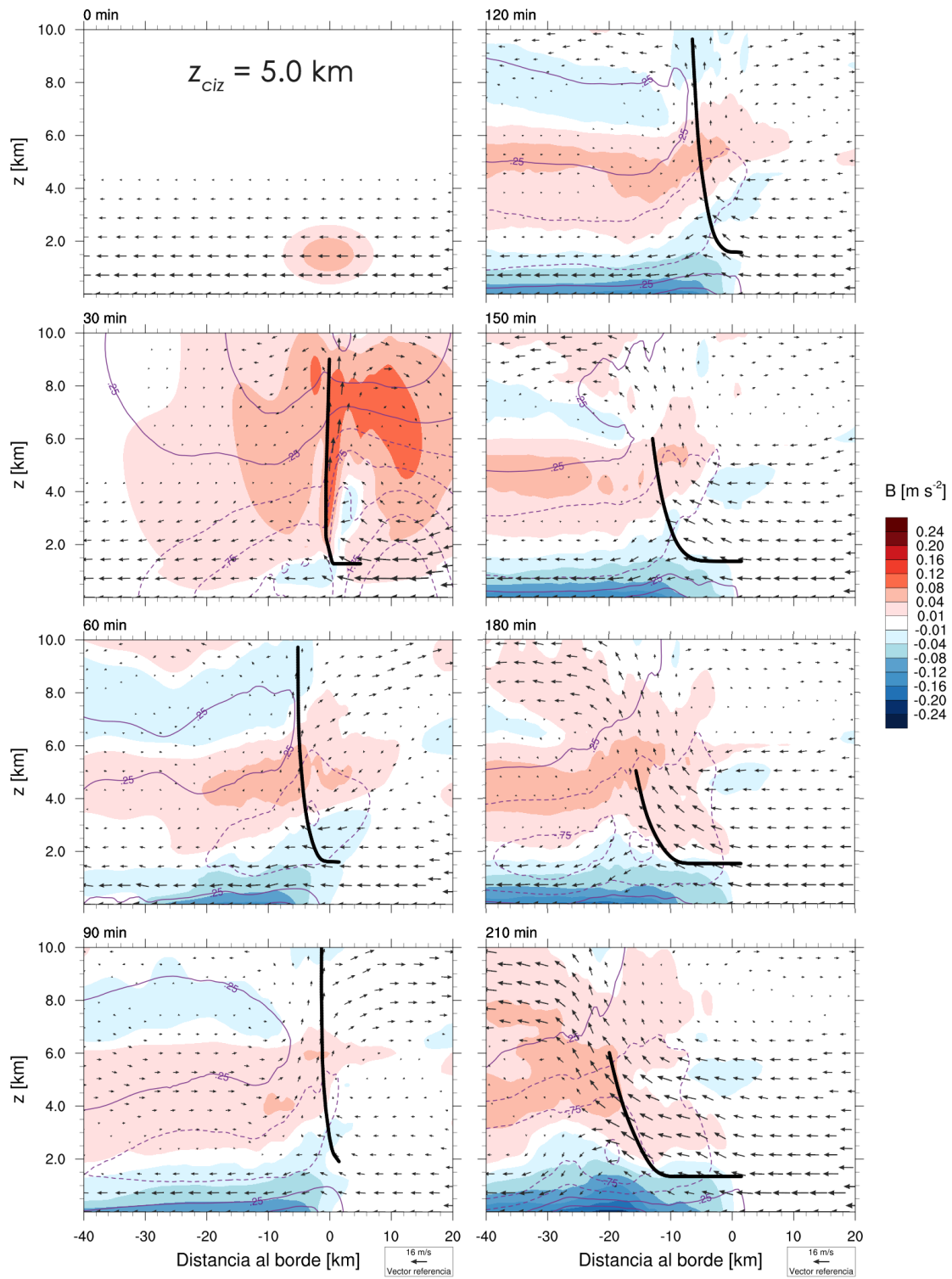


Figura 4.6: Campos instantáneos como en la fig. 4.1, para un caso con $z_{ciz} = 5.0$ km.

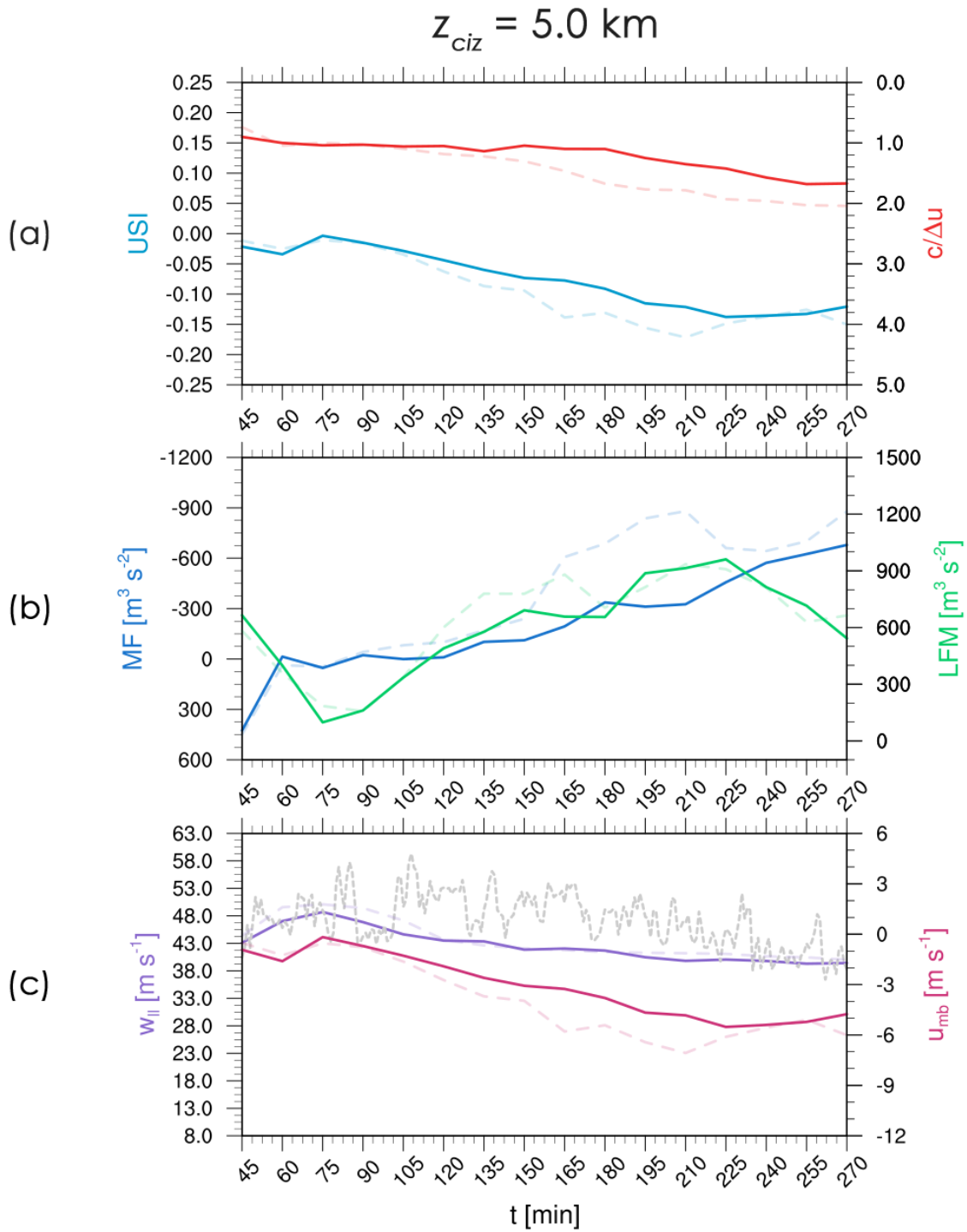


Figura 4.7: Métricas como en la fig. 4.5, para un caso con $z_{ciz} = 5.0 \text{ km}$.

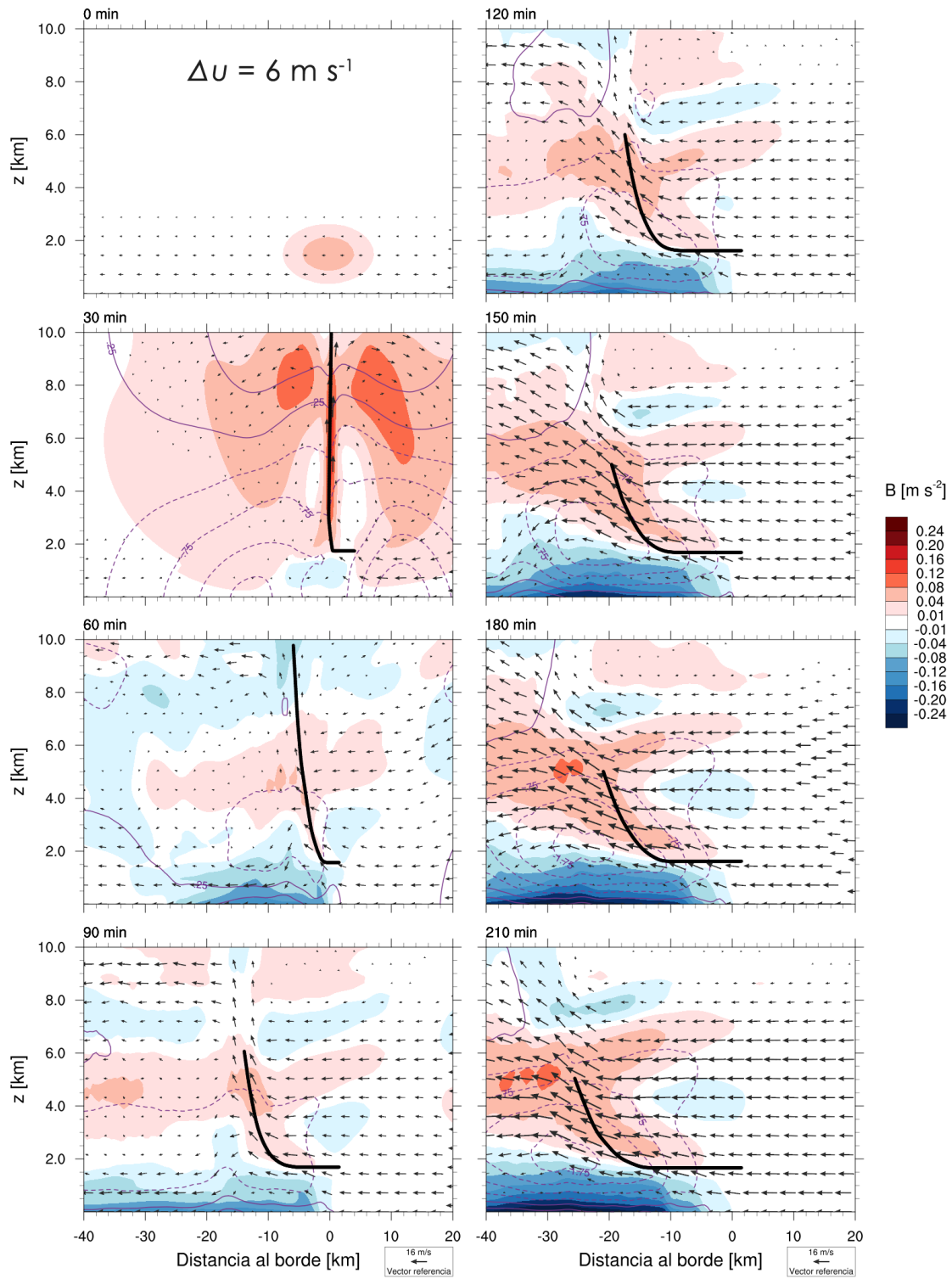


Figura 4.8: Campos instantáneos como en la fig. 4.1, para un caso con $\Delta u = 6 \text{ m s}^{-1}$.

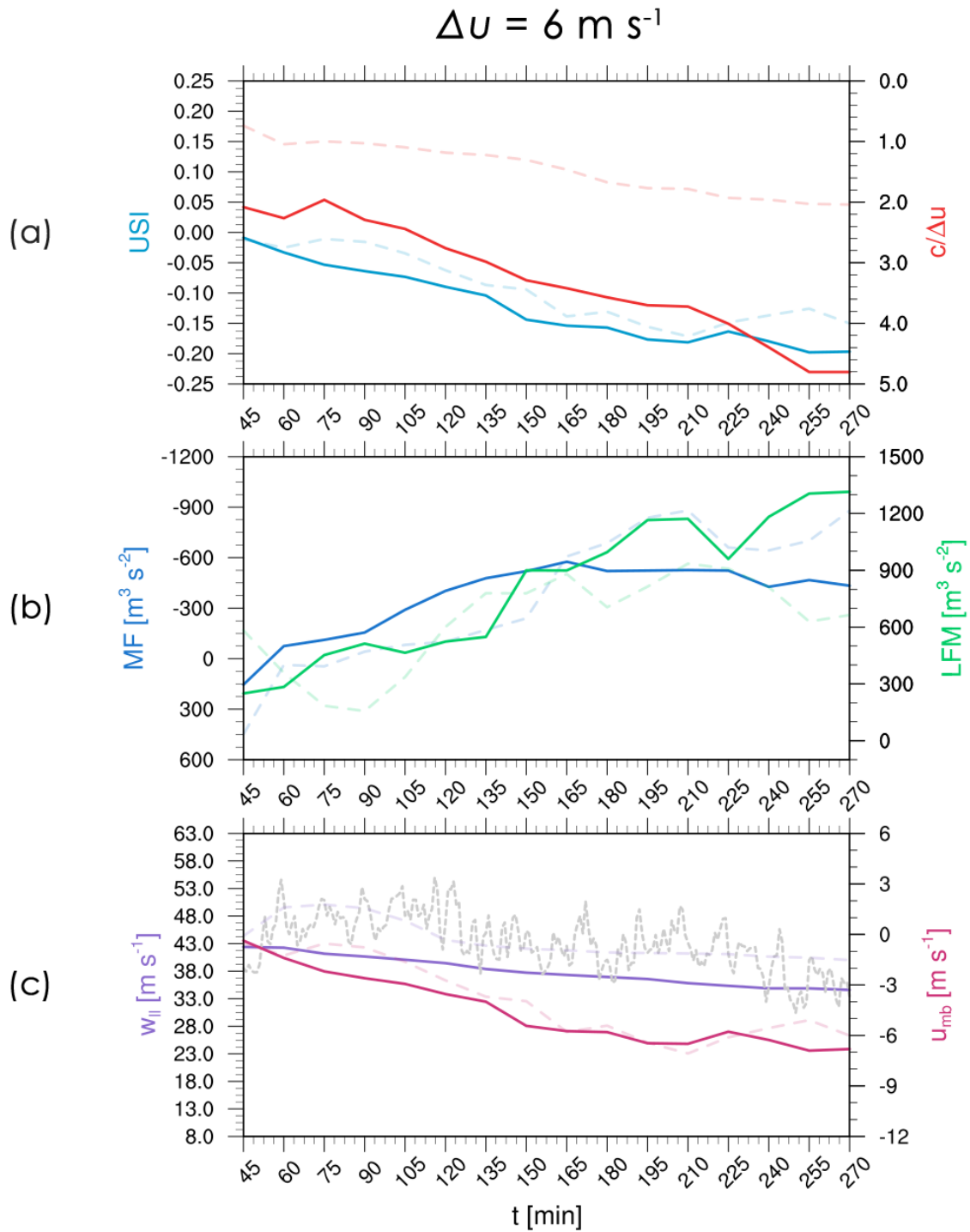


Figura 4.9: Métricas como en la fig. 4.5, para un caso con $\Delta u = 6 \text{ m s}^{-1}$.

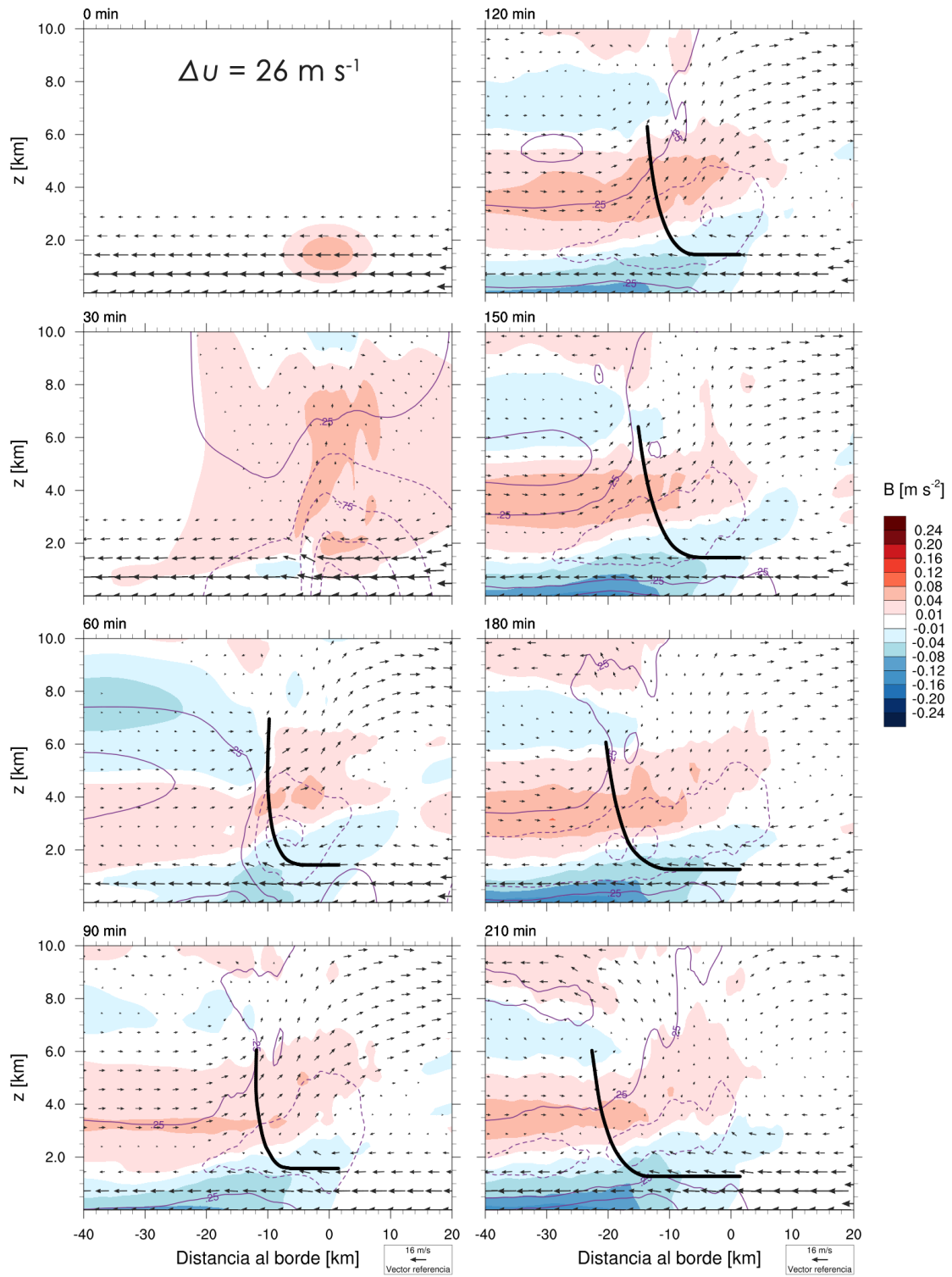


Figura 4.10: Campos instantáneos como en la fig. 4.1, para un caso con $\Delta u = 26 \text{ m s}^{-1}$.

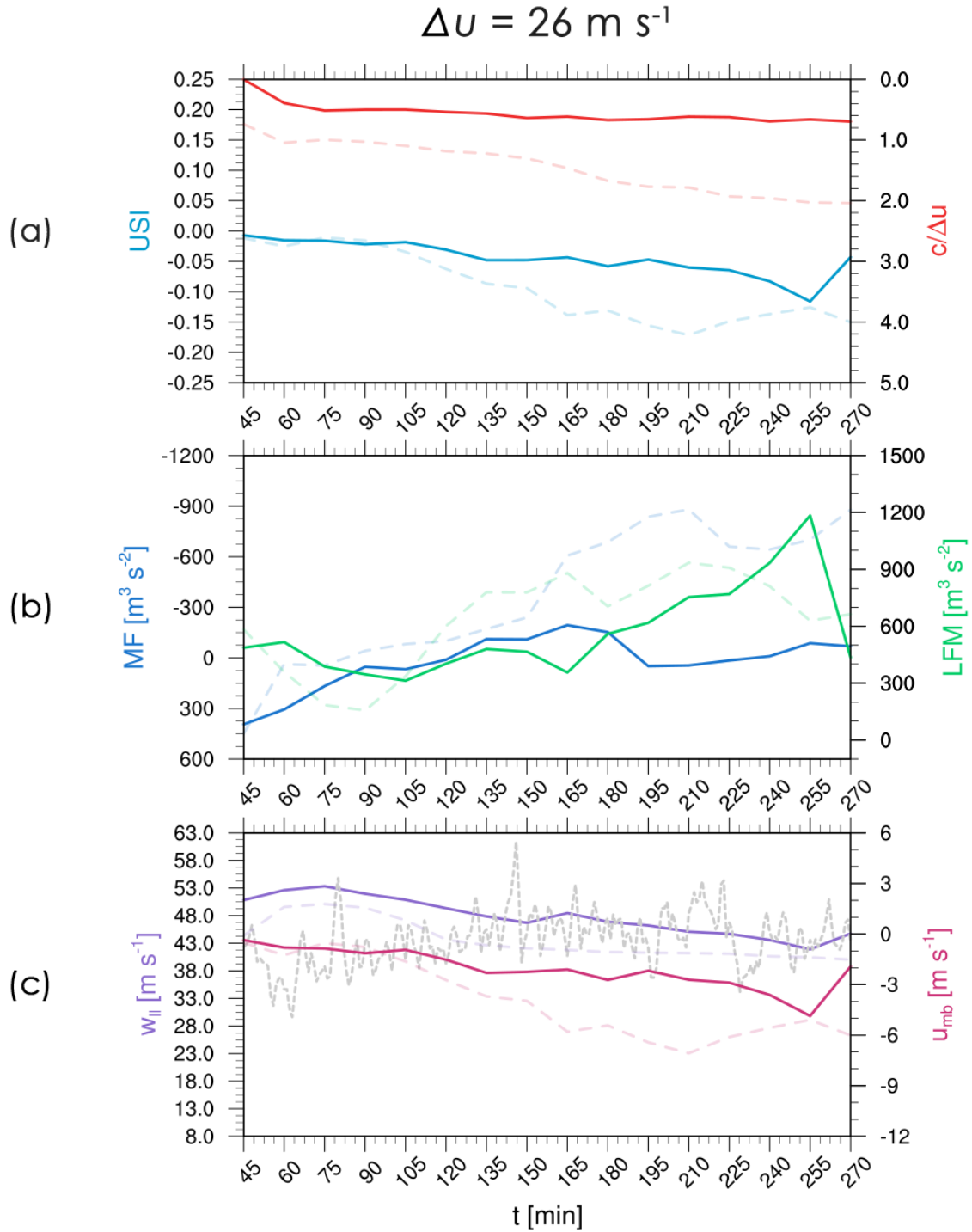


Figura 4.11: Métricas como en la fig. 4.5, para un caso con $\Delta u = 26 \text{ m s}^{-1}$.

4.3. VARIACIÓN EN EL PERFIL VERTICAL DEL VIENTO

En esta sección, al igual que en la anterior, se muestran solo los casos más representativos para análisis. Se analizan dos casos casi idénticos a la simulación control excepto en que el perfil vertical de vientos ambientales $u_R(z)$, en lugar de ser lineal, un caso tiene perfil cuadrático y el otro radical cuadrático, de acuerdo a las ecs. (3.5) y (3.6), respectivamente.

La fig. 4.12 muestra la evolución de los campos de la simulación con perfil vertical cuadrático de vientos (ver fig. 3.4a). Este tipo de perfil implica un aumento en el flujo lateral de momento LFM (fig. 4.13b), sugerido de antemano por el mayor área bajo la curva de $u_R(z)$ en la fig. 3.4a, respecto a un caso lineal con el mismo valor de Δu (fig. 3.3). La evolución del sistema (fig. 4.12) se diferencia del caso control en que la corriente ascendente se inclina ligeramente más sobre la piscina fría a partir de 120 min de simulación, en concordancia con el valor de USI (fig. 4.13a). Los vientos verticales máximos (fig. 4.13c) son casi idénticos a los del caso control, por lo que la ligera diferencia en la corriente ascendente puede ser explicada por u_{mb} .

En el segundo caso, donde $u_R(z)$ tiene forma radical cuadrática, sucede algo un tanto diferente. El sistema después de 120 min parece ser un poco más intenso que el caso control. La corriente ascendente es más vertical, reflejo de que el flujo ascendente de adelante hacia atrás (ver fig. 2.8b) no es tan fuerte. Por lo que se refiere a la piscina fría, esta es más profunda que en el caso control, teniendo como explicación que el LFM (fig. 4.13b), al ser menor (una vez más compárese el área bajo la curva de las figs. 3.3 y 3.4b para un mismo valor de Δu), permite la amplificación y desplazamiento de la piscina fría.

En ambos casos, el comportamiento de $c/\Delta u$ es contrario a lo que se aprecia en la corriente ascendente de los campos instantáneos. De hecho, se evidencia así que $c/\Delta u$ no es sensible al perfil vertical de vientos, pudiendo, no obstante, llegar este a ser importante en SCM reales. Desafortunadamente, el comportamiento de USI no es tan contundente como se desearía, de no ser por las curvas de MF y LFM , las cuales concuerdan con lo observado, se podría argumentar que USI simplemente oscila alrededor del caso control.

Resumiendo, puede decirse que, respecto al caso control, el perfil cuadrático produce una corriente ascendente ligeramente más inclinada sobre la piscina fría. Por otra parte, el perfil radical cuadrático produce los efectos opuestos en igual medida.

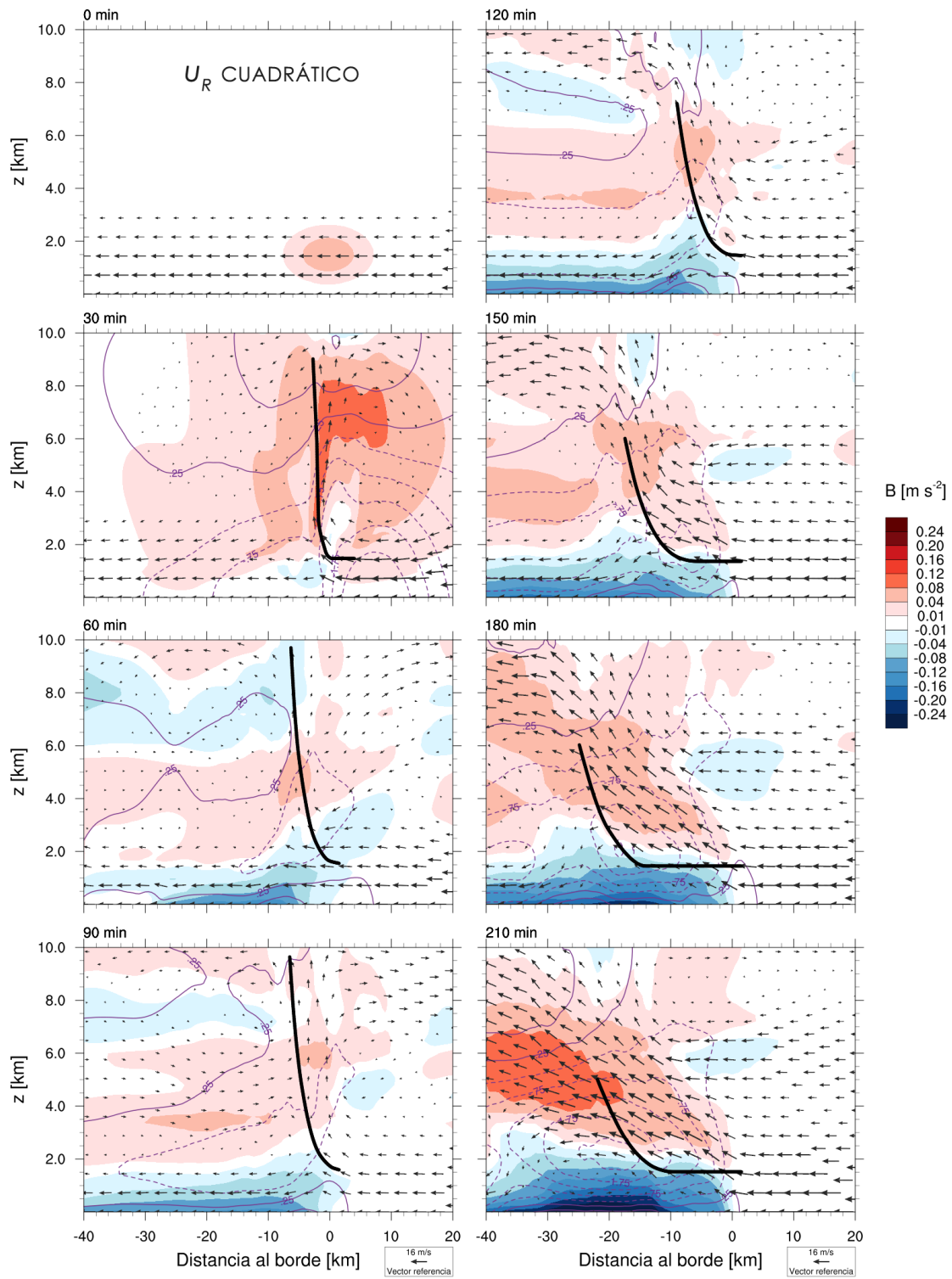


Figura 4.12: Campos instantáneos como en la fig. 4.1, para un caso con perfil $u_R(z)$ cuadrático.

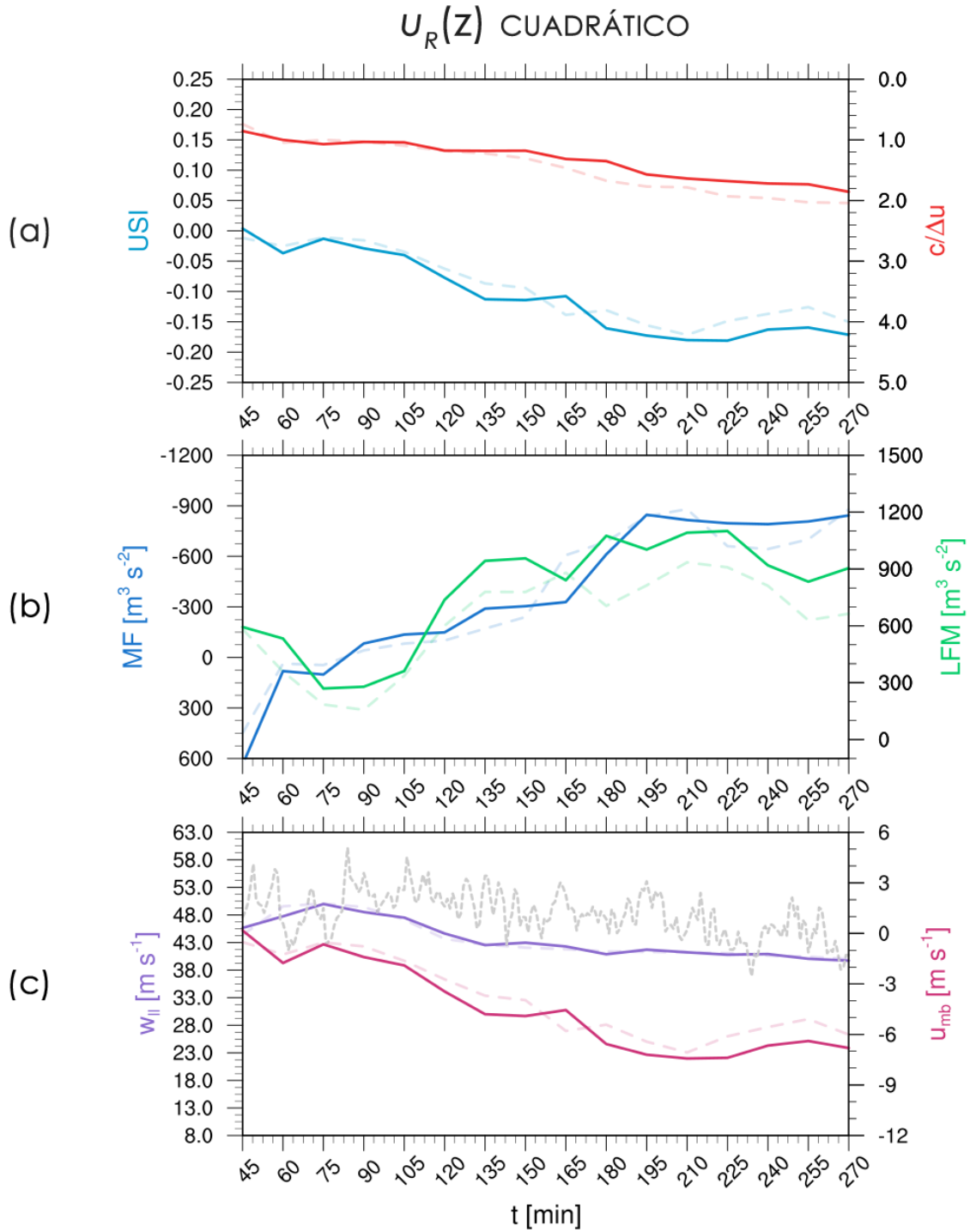


Figura 4.13: Métricas como en la fig. 4.5, para un caso con perfil $u_R(z)$ cuadrático.

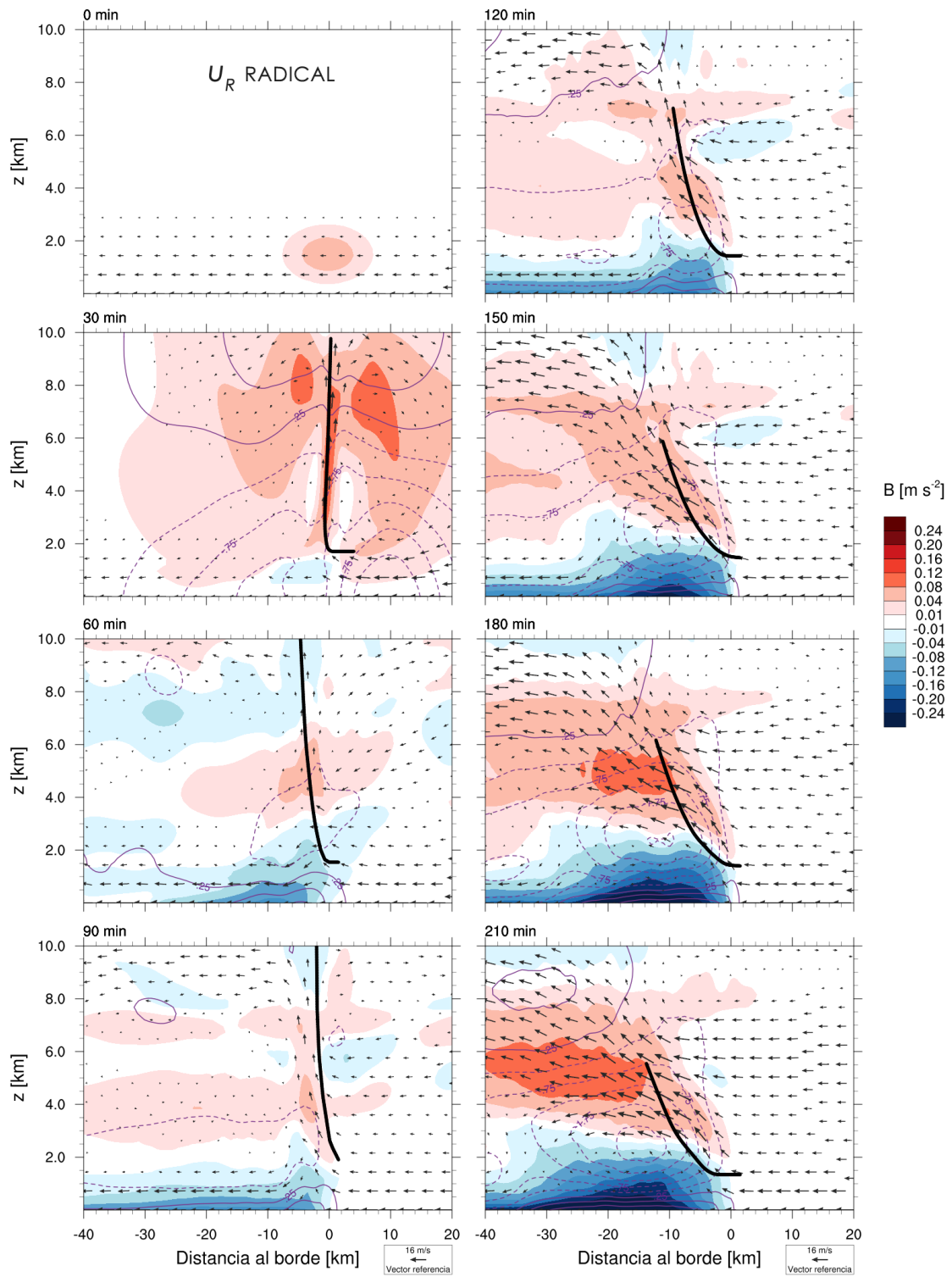


Figura 4.14: Campos instantáneos como en la fig. 4.1, para un caso con perfil $u_R(z)$ cuadrático.

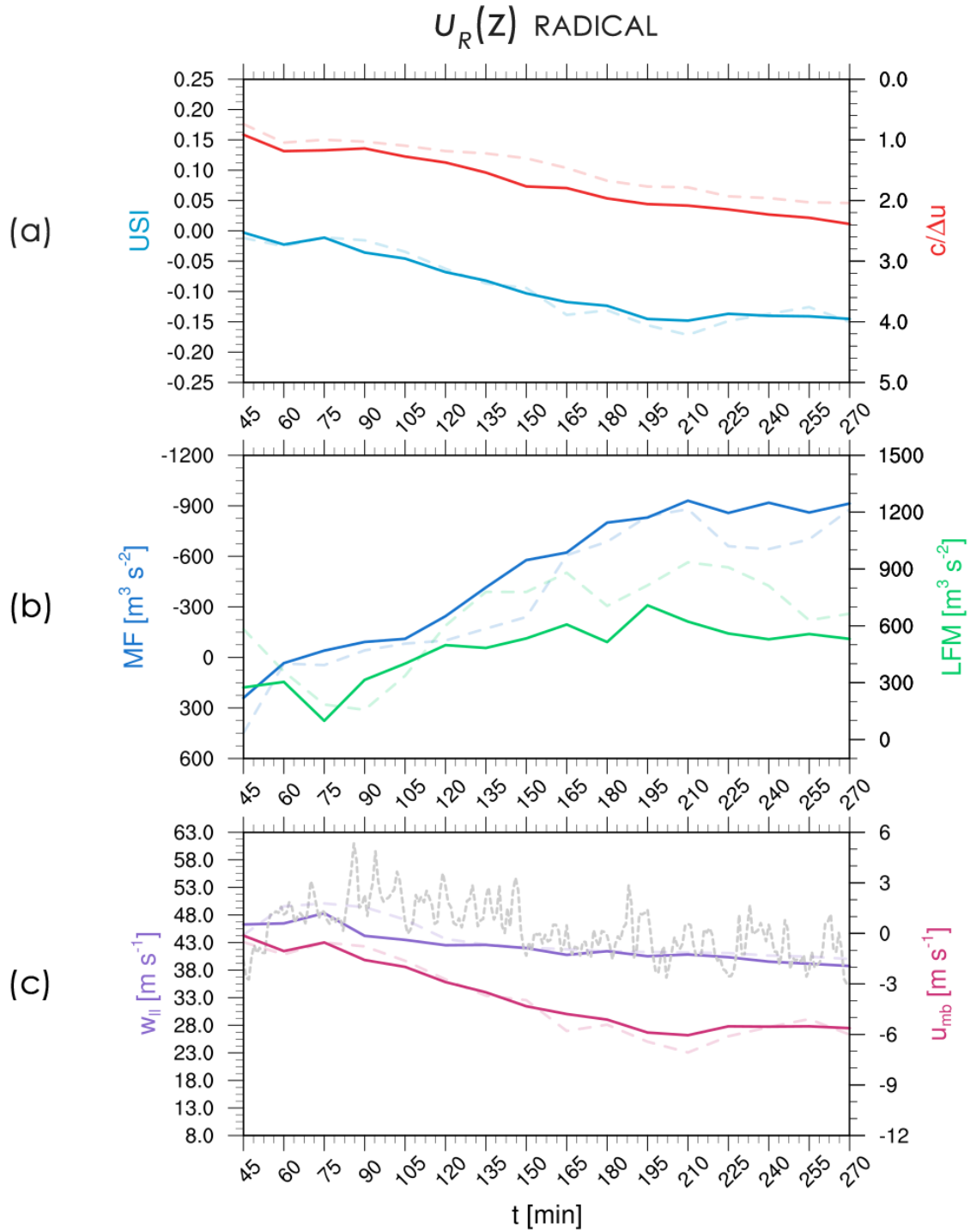


Figura 4.15: Métricas como en la fig. 4.5, para un caso con perfil $u_R(z)$ radical cuadrático.

4.4. VARIACIÓN EN EL PERFIL VERTICAL DE HUMEDAD

De manera similar a las secciones anteriores, se analizan ahora dos casos idénticos a la simulación control, excepto en que un caso tiene un perfil de capa límite con menor humedad y el otro con mayor humedad, determinada por la razón de mezcla r_v , respecto al caso control (fig. 3.5).

En el primer caso, se fijó $r_v(0) = 11 \text{ g kg}^{-1}$ (fig. 4.16), en donde, la misma termal y los mismos vientos de la simulación control, producen una corriente ascendente inicial mucho más débil ($t = 30 \text{ min}$) y en consecuencia una piscina fría somera ($t = 60 \text{ a } 90 \text{ min}$). Habiendo menos vapor de agua en la capa límite, la precipitación que la tormenta inicial produce es menos cuantiosa; esto se traduce en una fuerza motriz baja (*MF*; véase la fig. 4.17b). Los campos de viento relativo al sistema indican que la piscina fría no se desplaza con la suficiente velocidad como para contrarrestar el flujo lateral de momento producido por los vientos ambientales (*LFM*), y así producir la corriente ascendente. Las velocidades verticales máximas (fig. 4.17c) son las más débiles mostradas hasta ahora, presentan un ligero incremento apenas a partir de $t \approx 240 \text{ min}$. Nótese que los campos de la fig. 4.16 se extienden hasta $t = 270 \text{ min}$ para mostrar que este caso requiere un tiempo extremadamente largo para su desarrollo, y que, en la mayor parte de la simulación, no se marca ninguna trayectoria promedio porque no existen parcelas que cumplan con las restricciones necesarias mencionadas en la sección 4.1. En este caso, los índices *USI* y $c/\Delta u$ presentan comportamientos similares y congruentes con los campos instantáneos.

En el segundo caso, se fijó $r_v(0) = 16 \text{ g kg}^{-1}$ (fig. 4.18), produciéndose, en contraste con el caso anterior, un SCM mucho mejor definido. Las boyancias alcanzan valores más extremos y las velocidades verticales máximas son las más fuertes hasta ahora.

Los resultados de esta sección son un buen indicador de la relevancia del forzamiento térmico para el desarrollo de la convección. Los patrones generados por la liberación/absorción de calor latente, debida a los cambios de fase del agua, provocan particulares patrones alrededor de la región de convección profunda. Sin duda, al modificar la razón de mezcla del vapor de agua en el aire, estos patrones se ven modificados (recuérdese de la sección 2.1.4 que los patrones de forzamiento térmico son prácticamente suficientes para reproducir las principales características de SCM); ya sea que vigoricen (fig. 4.18) o atenúen (fig. 4.16), las circulaciones dentro del SCM se ven fuertemente influenciadas. No obstante, atribuir las circulaciones de SCM al patrón de forzamiento térmico es un tema complejo y requiere pruebas más específicas que lo discutido aquí.

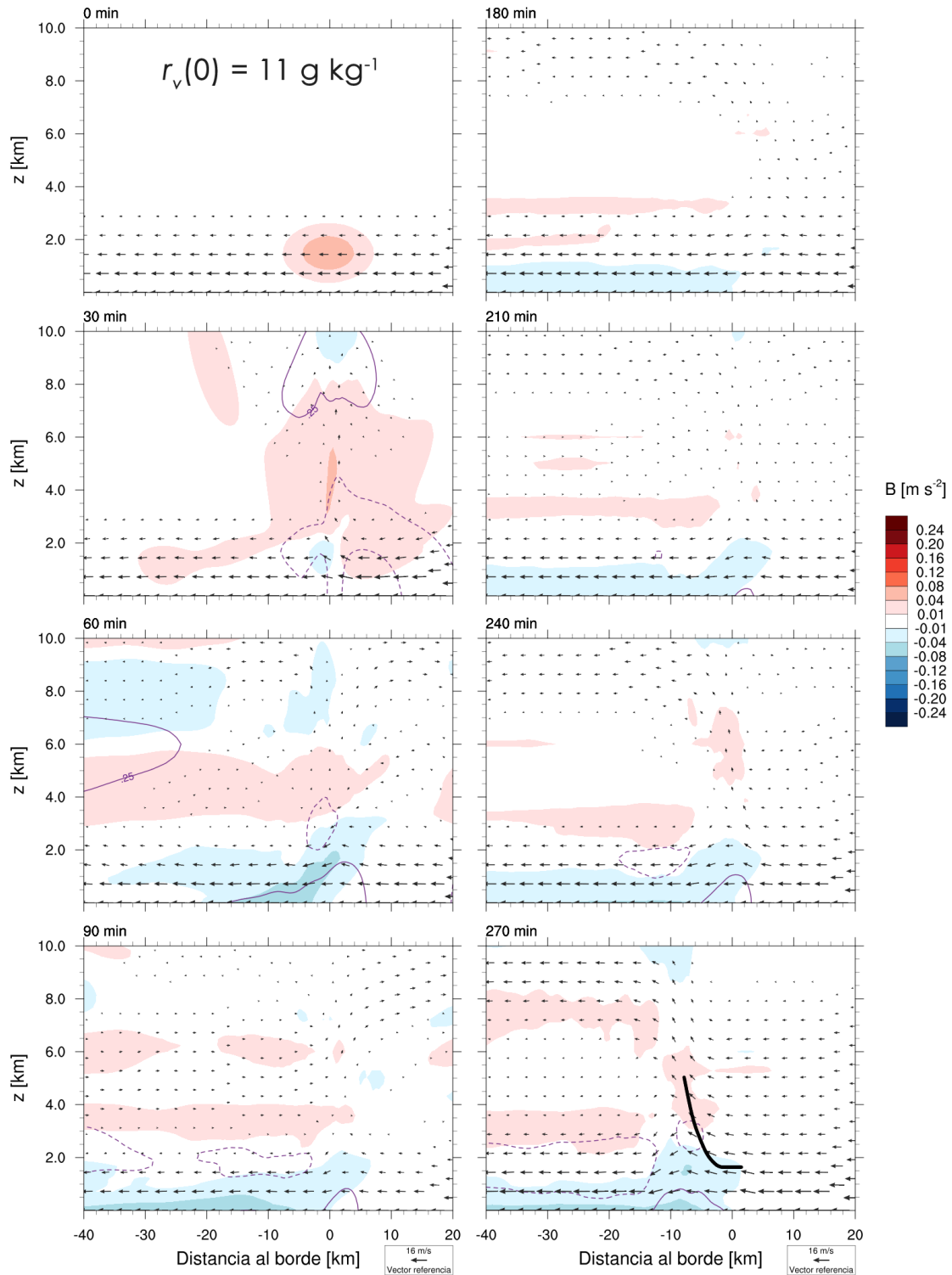


Figura 4.16: Campos instantáneos para un caso con una razón de mezcla en la capa límite $r_v(0) = 11 \text{ g kg}^{-1}$. Como en la fig. 4.1, salvo en los tiempos posteriores a $t = 90 \text{ min}$.

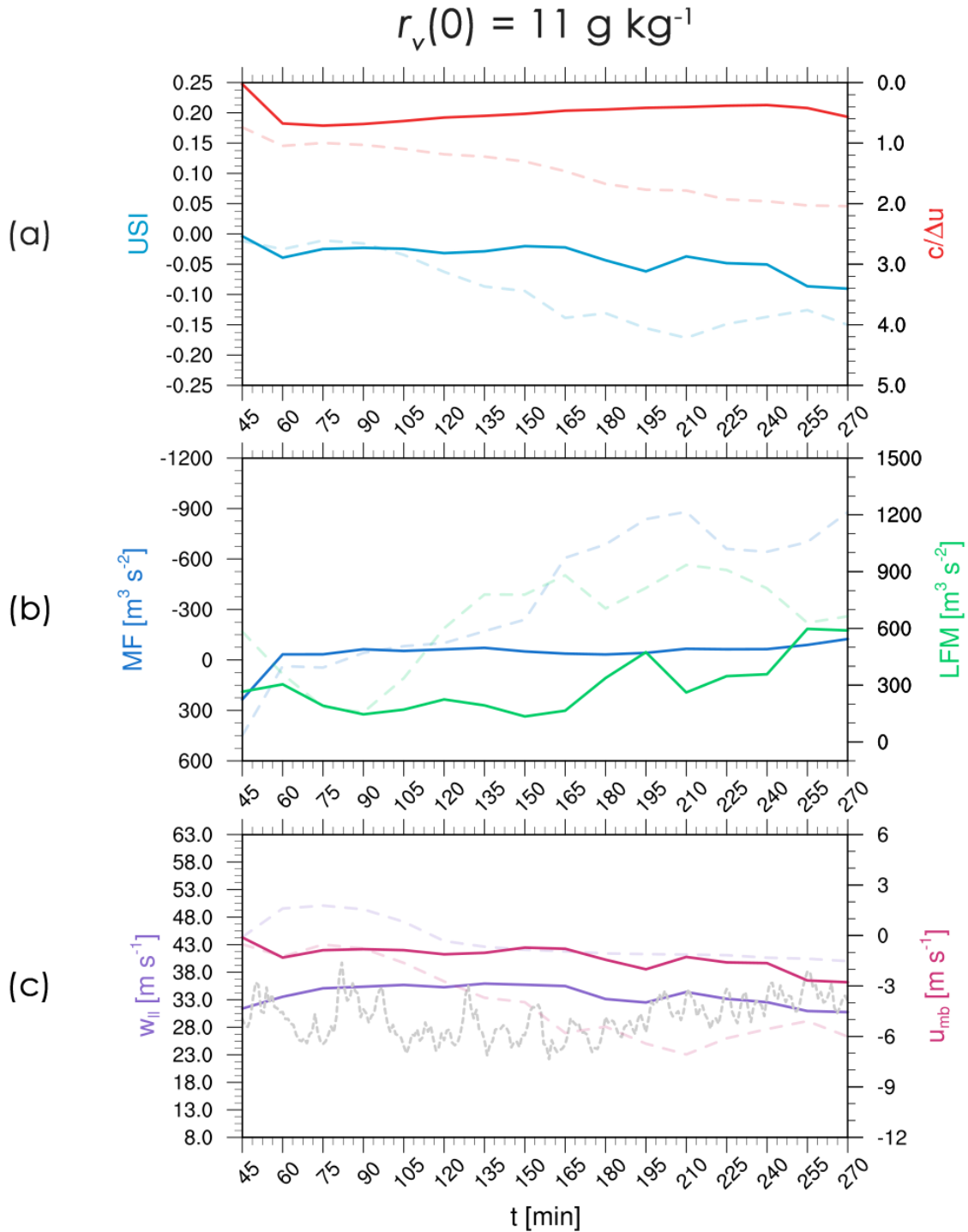


Figura 4.17: Métricas como en la fig. 4.5, para un caso con una razón de mezcla en la capa límite $r_v(0) = 11 \text{ g kg}^{-1}$.

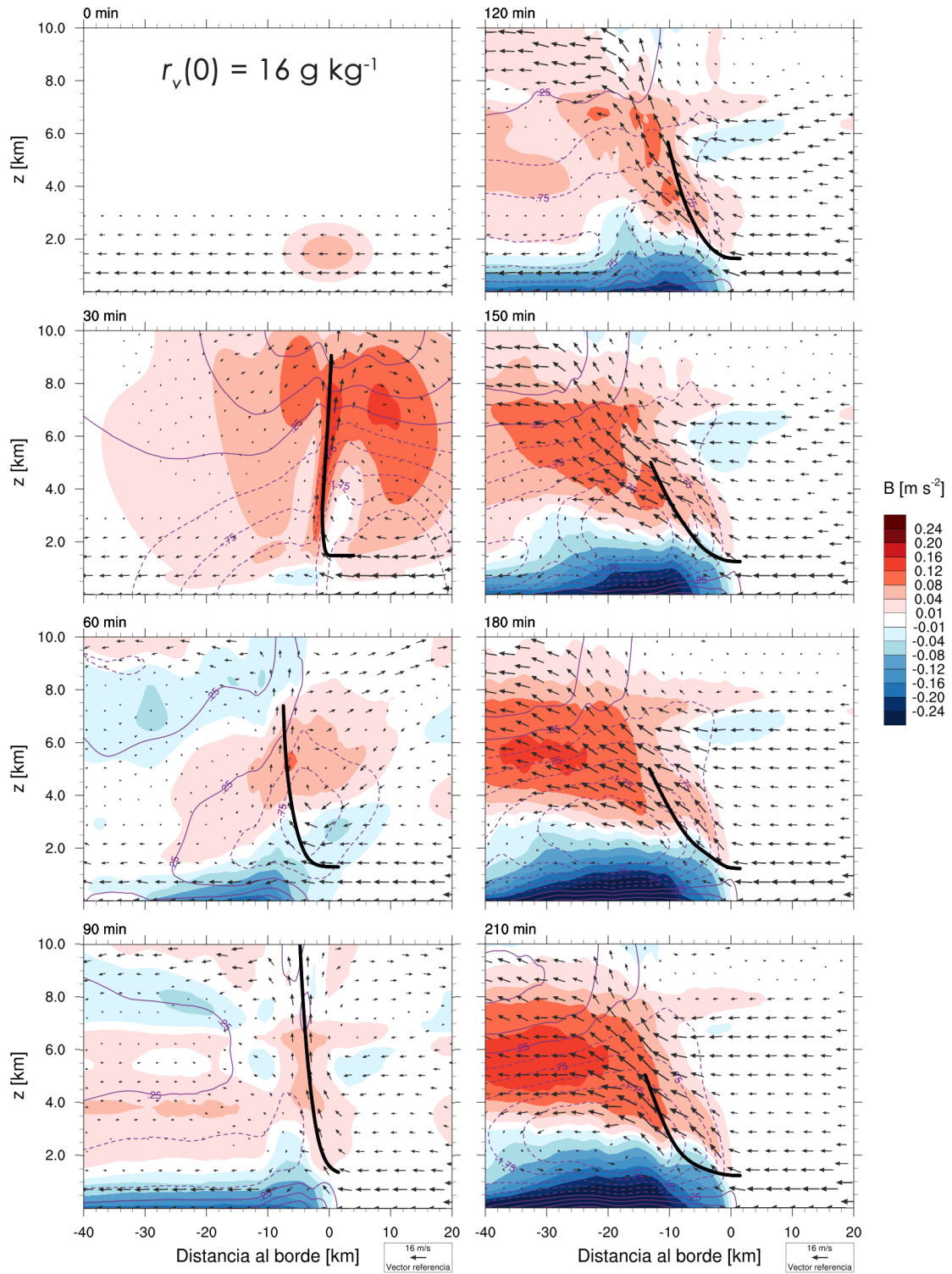


Figura 4.18: Campos instantáneos como en la fig. 4.1, para un caso con una razón de mezcla en la capa límite $r_v(0) = 16 \text{ g kg}^{-1}$.

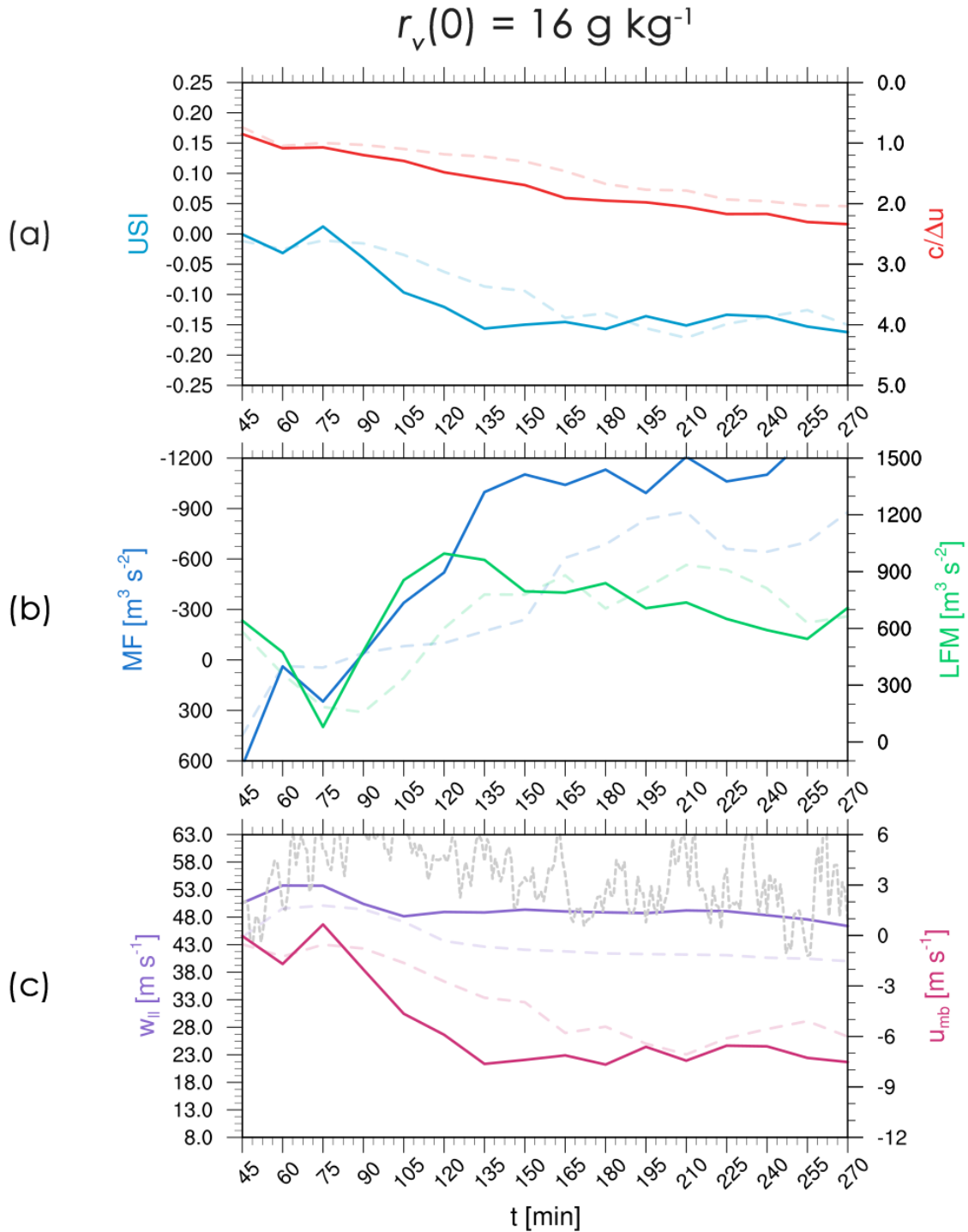


Figura 4.19: Métricas como en la fig. 4.5, para un caso con una razón de mezcla en la capa límite $r_v(0) = 16 \text{ g kg}^{-1}$.

4.5. VARIACIONES MIXTAS

Se considera que es esencial analizar algunos casos mixtos interesantes de simulaciones con variaciones mixtas, i.e. aquellas en las que se ha modificado más de una variable (z_{ciz} , Δu , u_R y/o r_v) respecto al caso control. Por cuestiones prácticas, se eligieron únicamente dos casos representativos: uno con poca humedad, pero con un desarrollo de corriente ascendente; y otro con mucha humedad, pero sin desarrollo de corriente ascendente. Recuérdese de la sección anterior que al disminuir/aumentar la humedad en niveles bajos, el SCM tiende a atenuarse/intensificarse.

La fig. 4.20 muestra cómo cambian los campos para dos casos en los que se han variado diversos parámetros como los de las secciones 4.2 - 4.4. En el primero de estos casos (fig. 4.20a), el decremento en la humedad, asociada a la razón de mezcla en la capa límite, es en parte compensado por la capa cizallada menos profunda, más intensa y con perfil vertical radical cuadrático, todas estas cualidades que, según las secciones 4.2 - 4.3, tienden a intensificar el SCM. Aunque la corriente ascendente sigue siendo muy débil, el desarrollo es mucho mejor que en el caso en el que únicamente se disminuyó $r_v(0)$ (fig. 4.16).

En el segundo de estos casos (fig. 4.20b), el aumento en la humedad se ve contrapesado por una capa cizallada más profunda, menos intensa y con perfil vertical cuadrático. A diferencia del caso anterior, estas cualidades tienden a debilitar el SCM. Los campos de la fig. 4.20b confirman lo anterior, particularmente en que los contornos de B son mucho menos extremos que en el caso de la fig. 4.18, en donde solo se aumentó $r_v(0)$.

La fig. 4.21 muestra cómo cambian los parámetros relevantes de estos dos casos. El caso con poca humedad (fig. 4.21a) exhibe unas métricas similares a las de la fig. 4.17, excepto en que USI es ligeramente mayor, en concordancia con los campos instantáneos. El valor de $c/\Delta u$ indicaría una inclinación hacia la derecha, consecuencia del aumento en Δu (ver fig. 2.5); sin embargo, esto no se observa en los campos instantáneos.

El caso con mayor humedad (fig. 4.21b) presenta cambios significativos respecto a la fig. 4.19. Nótese que MF no alcanza a crecer tanto como en la fig. 4.19, pero LFM crece lo suficiente como para que el valor de USI sea mayor al del caso control. La piscina fría de este caso se muestra poco profunda, con lo que la mesobaja (contronos negativos de p'), no se profundiza en la altura, lo que parece inhibir la verticalidad de la corriente ascendente. Este resultado es interesante, pues si se compara el campo de viento con el del caso control a $t = 210$ min, se aprecia bastante similitud: los vientos son apenas más inclinados hacia la izquierda (como sugiere u_{mb}); no obstante, la intensidad del SCM es claramente mayor en el caso control. Esto es una señal de que USI no está directamente relacionado con la intensidad del SCM, pero sí con la pendiente; de ahí la importancia de considerar los patrones de calor latente mencionados en la sección 2.1.4, que USI no considera directamente.

Por otra parte, los valores de $c/\Delta u$ en la fig. 4.21b indicarían una corriente ascendente muy inclinada sobre la piscina fría en todo tiempo, incluso más que la del caso de la fig. 4.19. Lo que en realidad se observa es una corriente ascendente vertical al inicio y luego solo un poco más inclinada que en el caso antes mencionado. Se diría que $c/\Delta u$ corresponde con los campos instantáneos únicamente en la etapa más desarrollada ($t \geq 150$ min) y que la insensibilidad de $c/\Delta u$ al inicio se debe al bajo valor de Δu .

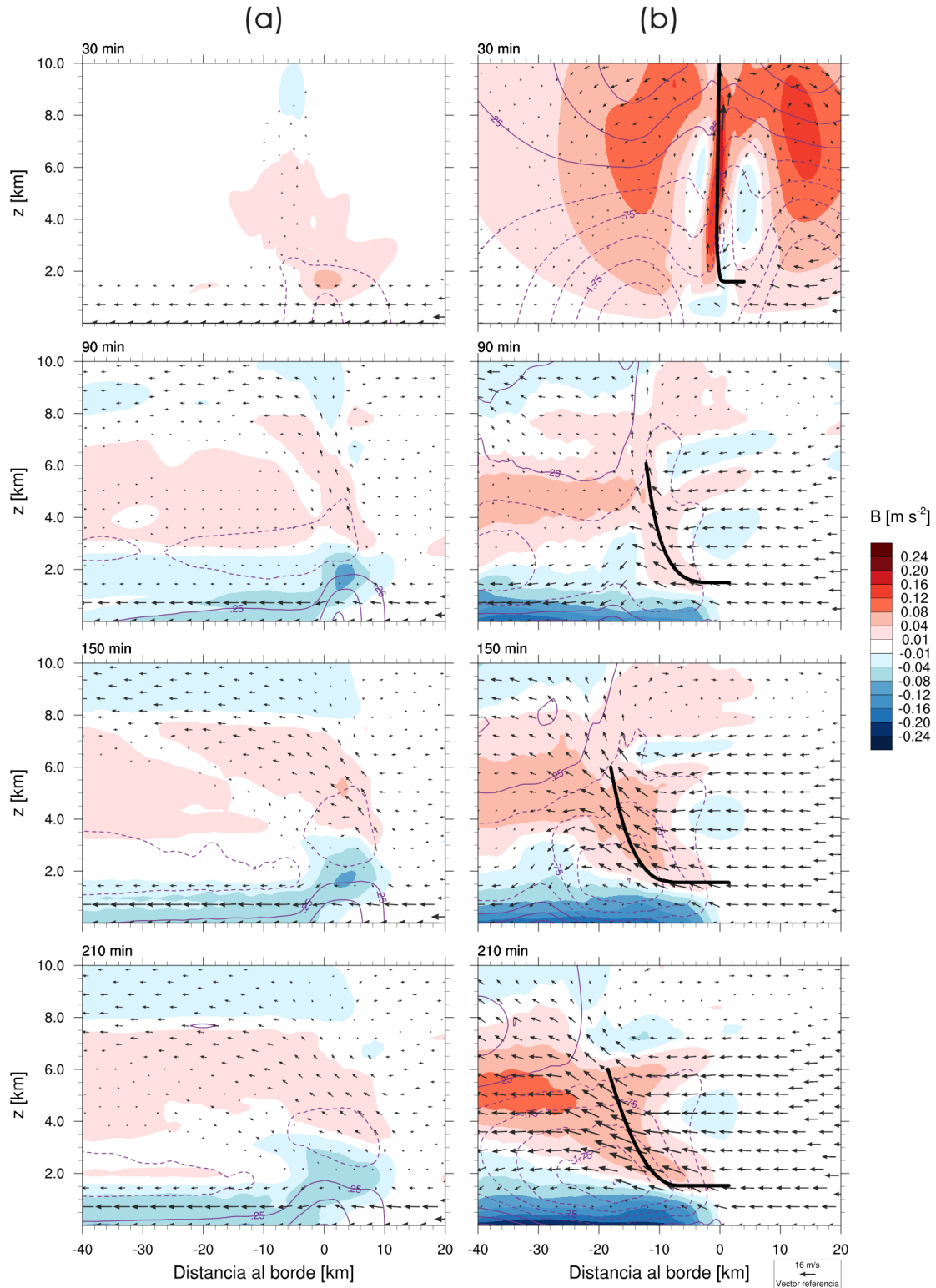


Figura 4.20: Campos instantáneos como en la fig. 4.1, pero para dos variantes del caso control. El caso (a) se obtiene de definir $z_{ciz} = 2.0 \text{ km}$, $\Delta u = 26 \text{ m s}^{-1}$, $u_R(z)$ radical y $r_v(0) = 11 \text{ g kg}^{-1}$. El caso (b) se obtiene de definir $z_{ciz} = 5.0 \text{ km}$, $\Delta u = 6 \text{ m s}^{-1}$, $u_R(z)$ cuadrático y $r_v(0) = 16 \text{ g kg}^{-1}$.

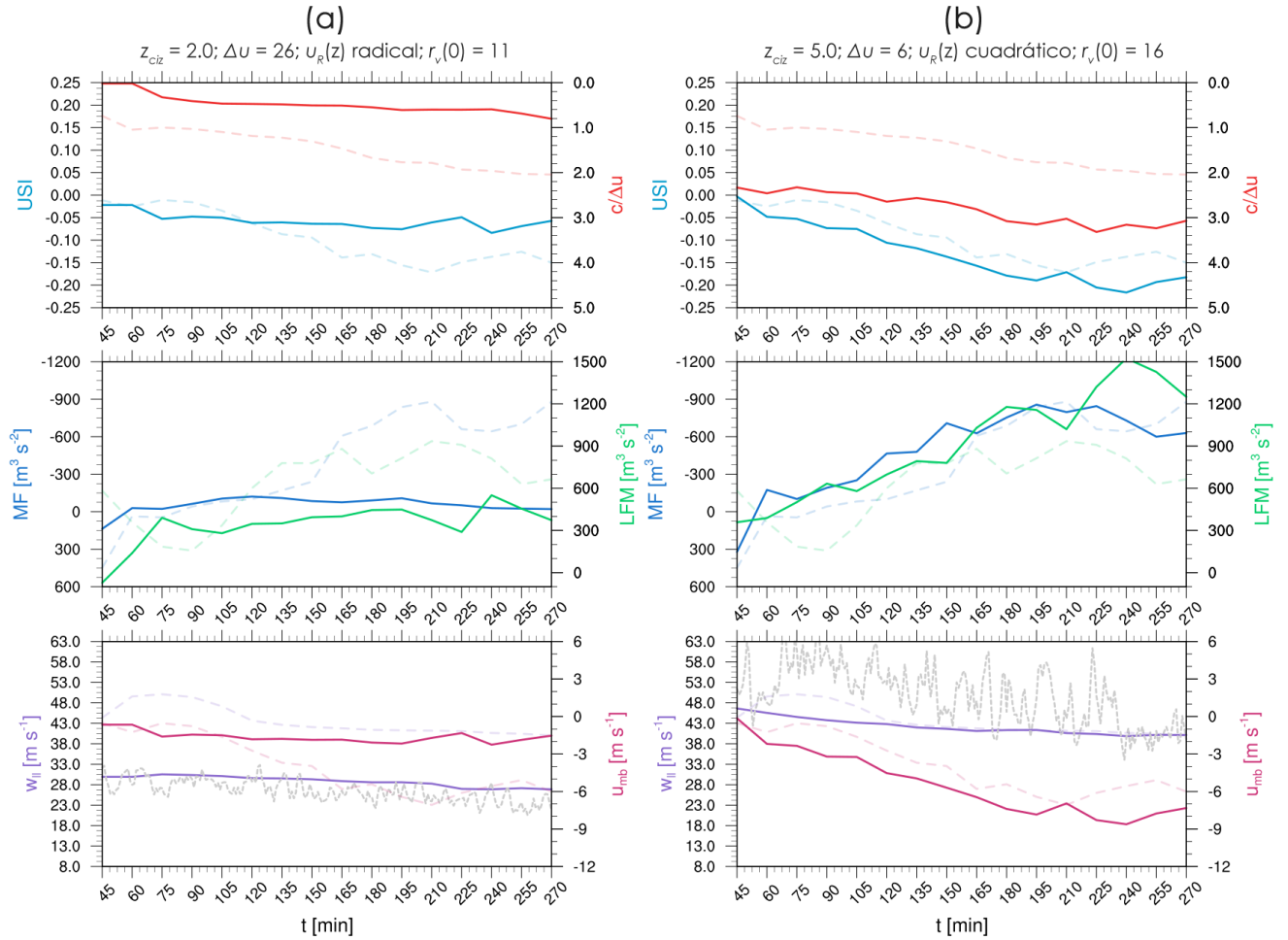


Figura 4.21: Métricas como en la fig. 4.5, correspondientes a los casos (a) y (b) de la fig. 4.20.

4.6. RECAPITULACIÓN

En total se realizaron 135 simulaciones, contemplando 45 ambientes dinámicos (3 perfiles verticales de viento, 3 profundidades de capa cizallada y 5 magnitudes de cizalladura) y 3 termodinámicos (por variaciones en la humedad). La tabla 3.1 resume los principales parámetros modificados en las simulaciones analizadas en las secciones 4.1 - 4.5, así como las métricas diagnósticas de interés que fueron calculadas en tres puntos diferentes de tiempo para dar una idea de la tendencia de *USI*.

Cabe destacar que, en todos los casos existe una muy buena estimación de los vientos verticales máximos (w_{max}) por parte de la métrica de ascenso por capas w_{ll} (ver fig. 4.22a), en concordancia con los resultados de Alfaro (2017). Esta es una señal de que los resultados son certeros por el lado del LL. Las únicas diferencias importantes entre w_{ll} y w_{max} se presentan en los casos más débiles, aquellos en donde no se genera una corriente ascendente profunda ($w_{max} < 10 \text{ m s}^{-1}$). Como punto de comparación, se presenta la fig. 4.22b, que ilustra la estimación de w_{max} por parte de $CAPE$ (ec. 2.16, considerando la parcela más inestable de la columna en R), i.e. $w_{CAPE} = \sqrt{2CAPE}$. Es evidente, en la fig. 4.22b, que w_{CAPE} sobrestima los vientos verticales máximos. Además, los coeficientes de correlación favorecen a w_{ll} sobre w_{CAPE} , sumándole importancia a LL.

La fig. 4.23 muestra las reflectividades de todas las simulaciones de las secciones 4.1 - 4.5. En ella, se aprecia particularmente la orientación, así como la extensión que alcanzan estos SCM. Aunque los campos de viento, B y p' , como los de la fig. 4.1, muestran más detalladamente la estructura de los SCM, la reflectividad está fuertemente asociada a la tasa de precipitación. En general, las reflectividades de la fig. 4.23 coinciden con el análisis de las secciones anteriores, en el sentido de que los SCM más inclinados a la izquierda, i.e. aquellos mejor desarrollados (fig. 4.23a, 4.23c, 4.23f, 4.23g y 4.23i), son propensos a ser más intensos; mientras que los más inclinados a la derecha (fig. 4.23b, 4.23d, 4.23e, 4.23f y 4.23j), tienden a ser más débiles.

Figura	$u_R(z)$	z_{ciz}	Δu	$r_v(0)$	$t = 60 \text{ min}$		$t = 150 \text{ min}$		$t = 240 \text{ min}$	
					$c/\Delta u$	<i>USI</i>	$c/\Delta u$	<i>USI</i>	$c/\Delta u$	<i>USI</i>
4.1	lineal	3.5	16	14	1.05	-.025	1.30	-.094	1.96	-.137
4.4	lineal	2.0	16	14	1.05	-.025	1.72	-.105	2.08	-.136
4.6	lineal	5.0	16	14	1.00	-.034	1.05	-.073	1.57	-.136
4.8	lineal	3.5	06	14	2.27	-.033	3.29	-.144	4.40	-.180
4.10	lineal	3.5	26	14	0.39	-.015	0.64	-.048	0.69	-.083
4.12	cuadrático	3.5	16	14	1.00	-.037	1.18	-.114	1.72	-.163
4.14	radical	3.5	16	14	1.19	-.023	1.77	-.103	2.23	-.140
4.16	lineal	3.5	16	11	0.68	-.039	0.52	-.020	0.37	-.050
4.18	lineal	3.5	16	16	1.09	-.032	1.69	-.150	2.17	-.136
4.20a	radical	2.0	26	11	0.02	-.022	0.51	-.064	0.59	-.084
4.20b	cuadrático	5.0	06	16	2.46	-.048	2.66	-.137	3.16	-.216

Tabla 4.1: *Parámetros de las simulaciones analizadas en las secciones 4.2 - 4.5. La profundidad de la capa cizallada, z_{ciz} , está en km; la magnitud de la cizalladura, Δu , en m s^{-1} ; y la razón de mezcla en la capa límite, $r_v(0)$, en g kg^{-1} . $c/\Delta u$ y *USI* son adimensionales.*

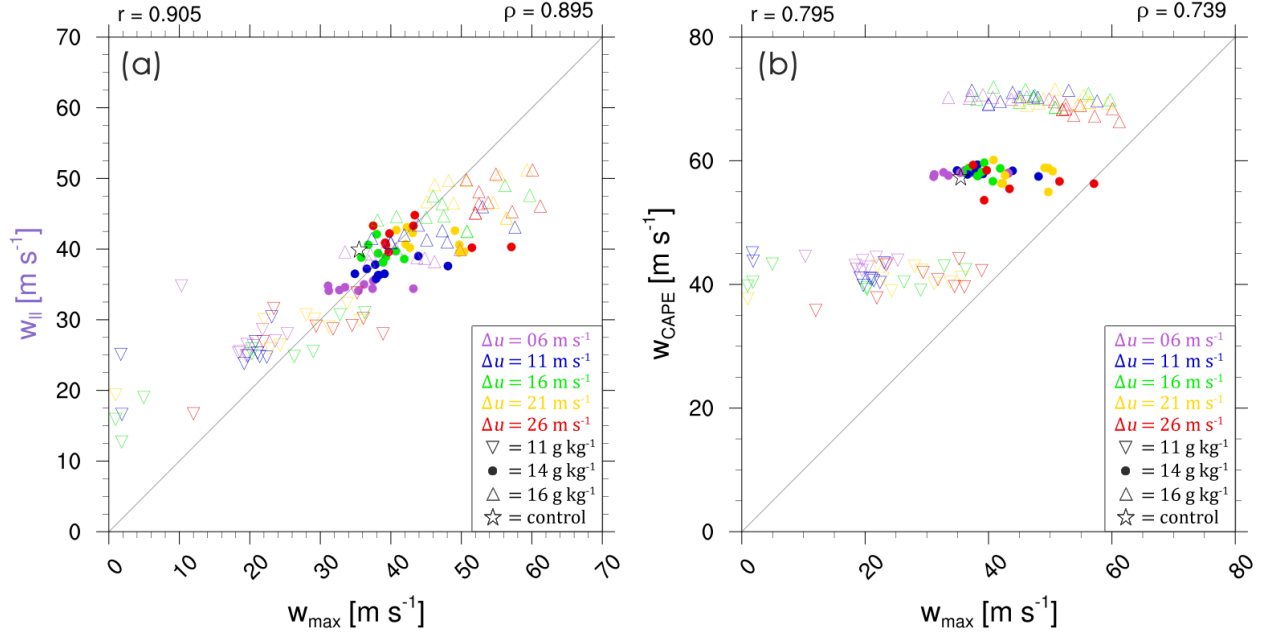


Figura 4.22: (a) Relación entre los vientos verticales máximos estimados por LL ($w_{||}$) y los vientos verticales máximos reales (w_{max}), para $t = 270$ min, en todas las simulaciones. (b) Relación entre los vientos verticales máximos estimados por CAPE (w_{CAPE}) y w_{max} . Los colores indican la magnitud de la cizalladura ambiental, los triángulos (invertidos) representan casos en los que se ha aumentado (disminuido) la humedad. La estrella representa el caso control. Los valores r y ρ son los coeficientes de correlación de Pearson y Spearman, respectivamente. La línea recta es solo una referencia.

Las simulaciones de sistemas con variaciones, alrededor del caso control (o caso *óptimo* según RKW), en Δu han sido utilizados como método de validación o reconfirmación de la teoría RKW numerosas veces (e.g. Weisman, 1992; Weisman et al. 2004; Bryan et al., 2006); y más recientemente, las variaciones en z_{ciz} se han asociado a la teoría RKW con ayuda del balance de fuerza-flujo (Bryan & Rotunno, 2014). Se considera entonces que las variaciones en Δu y z_{ciz} son *clásicas*, en el sentido de que, según la teoría RKW, pueden ser cuantificadas por el índice $c/\Delta u$. Este es uno de los principales argumentos que lleva a la teoría RKW a concluir que el balance de vorticidad es el principal modulador de la corriente ascendente en SCM lineales. Las sección 4.2 comprueba estos argumentos.

Por lo que se refiere a las simulaciones con variaciones en $u_R(z)$ y $r_v(0)$, es evidente que $c/\Delta u$ no las toma en cuenta. Por otra parte, USI sí las integra explícitamente. Con estos argumentos, se debería esperar que, si el balance de vorticidad no es el principal modulador de la corriente ascendente, USI diagnostique mejor la evolución de la corriente ascendente. Las secciones 4.3 - 4.5 muestran que los comportamientos de $c/\Delta u$ y USI concuerdan y discrepan en diferentes ocasiones, sin que evidentemente un índice supere indiscutiblemente al otro.

Existen diversas justificaciones para el comportamiento de $c/\Delta u$ y USI , ya sea desde la perspectiva de vorticidad o de momento; es sensato pensar que ambas perspectivas tienen sustento científico, pero no son incuestionables. Para esclarecer el debate, se piensa que es necesario un análisis cuantitativo y estadístico que, como se detalla en la próxima sección.

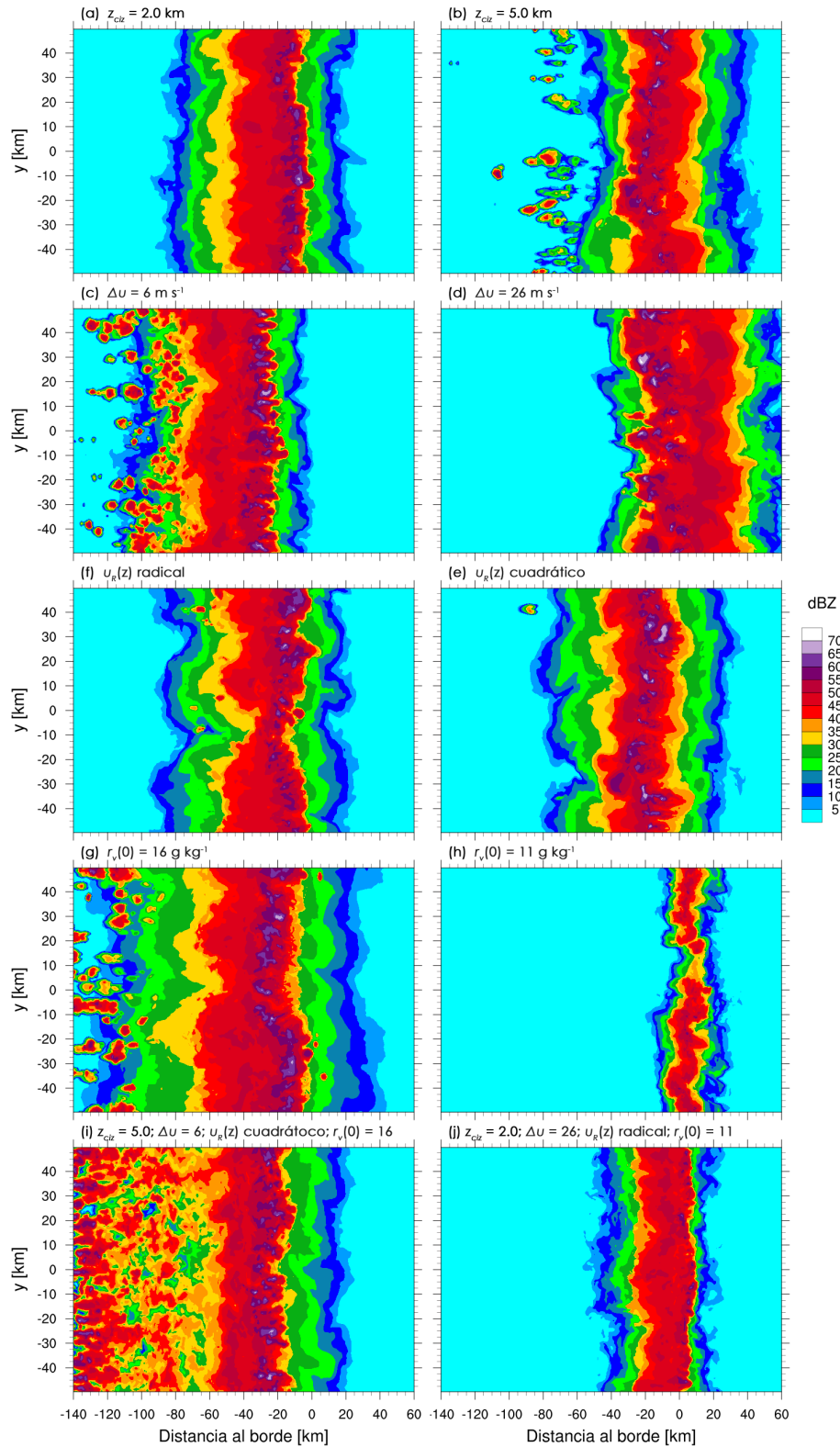


Figura 4.23: Reflectividades compuestas al tiempo $t = 180$ min de simulación, pertenecientes a los casos de la tabla 4.1. En la parte superior izquierda de cada gráfica se indica la variable que se modificó, respecto al caso control, en cada simulación.

4.7. VALIDACIÓN DE LAS MÉTRICAS

El objetivo de esta sección es corroborar si existe una buena correlación de los índices $c/\Delta u$ y USI con la posición de la corriente ascendente en SCM simulados. Con base en los resultados de Alfaro & Lezana (2020*), se cree que la posición horizontal $x_{5.0}$ de la corriente ascendente a 5.0 km de altura es un punto adecuado para estimar la relación entre la pendiente de la corriente ascendente y las métricas relevantes (véase la fig. 2.6c). Por consiguiente, se crearon gráficas de dispersión (fig. 4.24), en donde cada dato representa la posición $x_{5.0}$ en una simulación diferente. Esta posición $x_{5.0}$ se obtuvo de las trayectorias lagrangianas promedio, como las dibujadas en la fig. 4.1, hacia el final de la simulación ($t = 270$ min); se considera que para entonces, la mayoría de los SCM simulados habrán alcanzado la madurez, incluso los más débiles. Todas las trayectorias promedio fueron trasladadas para cumplir que $x(s) = \{0 | z(s) = 2.0 \text{ km}\}$, con la finalidad de tener un mismo punto inicial de referencia y hacer comparables las diferentes formas que toman las trayectorias promedio.

Las simulaciones que no cumplieron con la condición de desarrollar una trayectoria ascendente promedio que alcance los 5.0 km en un lapso de 10 min (considerando solo parcelas que, durante ese tiempo, alcanzaron individualmente $z \geq 8$ km), fueron descartadas del análisis sobre $x_{5.0}$. Todos los casos descartados, a excepción de uno, pertenecen a las simulaciones con $r_v(0) = 11 \text{ g kg}^{-1}$. En total, se descartaron 34 casos de las 135 simulaciones, por no cumplir con esta condición.

La fig. 4.24 permite comparar las habilidades diagnósticas de cuatro métricas (USI , $c/\Delta u$, w_{II} y u_{mb}). La que parece tener mejor desempeño para diagnosticar $x_{5.0}$ es USI , sustentado por los estadísticos r y ρ . El desempeño de $c/\Delta u$ (fig. 4.24b) no es desacertado, pero tampoco es óptimo. La fig. 4.24c evidencia que los vientos verticales no son suficientes para conocer la inclinación de la corriente ascendente, de ahí que u_{mb} , que está relacionado con los vientos horizontales relativos al sistema, presenta una mejor correlación con $x_{5.0}$ (fig. 4.24d). El hecho de que USI y u_{mb} guarden un patrón similar, apunta a que la mayor parte de USI es explicada por u_{mb} , mientras que w_{II} contribuye a refinar la sensibilidad de USI .

Cabe mencionar que la baja correlación entre w_{II} y $x_{5.0}$ que se muestra en la fig. 4.24c, no concuerda con lo que se esperaría de las corrientes ascendentes, i.e. vientos verticales máximos más intensos, tienden a generar corrientes ascendentes más verticales, como se puede corroborar en algunos resultados de Alfaro (2017). Se considera que este es un punto débil de la metodología utilizada, pues se atribuye la discrepancia a la posibilidad de que la definición de la trayectoria promedio no funcione correctamente para los casos más débiles. Se piensa que esta podría ser la causa, porque se observaron casos de simulaciones con trayectorias promedio verticales en SCM débiles (como sucede en algunos casos con humedad reducida, e.g. fig. 4.16). Sin embargo, el número de parcelas utilizadas para hacer la trayectoria promedio fue muy bajo en estos casos, en comparación al resto. Una posible solución sería aumentar el número de parcelas iniciales y posteriormente restringir los criterios de la trayectoria promedio, con esto se obtendría una mejor correspondencia, a costa de un mayor tiempo de CPU.

Los resultados obtenidos en la fig. 4.24 favorecen indudablemente a USI frente a $c/\Delta u$, pero se considera que también es importante analizar la relación de USI con alguna otra propiedad de los SCM simulados para averiguar su alcance. Un ejemplo es la precipitación acumulada, la cual sirve como un indicador de la severidad de una tormenta. Las figs. 4.25a y 4.25b muestran la precipitación acumulada total durante el transcurso de la simulación y su relación con USI y

$c/\Delta u$, respectivamente. No hay una señal particularmente clara en ninguna de las dos métricas, aunque r y ρ sugieren una mejor correspondencia con USI . En cambio, la fig. 4.25c indica que la relación entre la precipitación acumulada total y w_{II} es mucho más estrecha. Esto tiene sentido porque entre más intensos sean los vientos ascendentes, más se propicia el transporte vertical de humedad que, mediante procesos microfísicos, da lugar a las nubes y a la precipitación; de ahí que la precipitación este ordenada de acuerdo a la razón de mezcla (definida por las condiciones iniciales) en las figs. 4.25a, 4.25b y 4.25c. La relación entre la precipitación acumulada y w_{II} (fig. 4.25c) demuestra que efectivamente el sistema es sensible a $CAPE_{II}$ y este percibe directamente las propiedades del sistema; a pesar de la baja correlación mostrada en la fig. 4.24c, como se mencionó en el párrafo anterior.

Se ha sugerido que Δu , por sí solo, proporciona más información sobre la intensidad de SCM que $c/\Delta u$ (Stensrud et al., 2005; Alfaro, 2017), ya que la cizalladura en sí, es un ingrediente crucial para la organización de SCM. La fig. 4.25d corrobora este argumento (compárese con la fig. 4.24b), en donde parece haber una ligera mejora respecto a $c/\Delta u$. El valor de c parece no estar contribuyendo al diagnóstico de la posición $x_{5,0}$. Este resultado se ha usado para cuestionar la validez conceptual de la teoría RKW, pues parece que c no es una medida tan restrictiva para que la corriente ascendente se incline sobre la piscina fría, como lo predicho por RKW.

Por último, es importante mencionar que el aspecto microfísico es un tema decisivo para la formación de la piscina fría, especialmente cuando esta evoluciona de acuerdo a cambios de fase del agua. Por esta razón, se verificó, de manera simple, la sensibilidad de las simulaciones a la microfísica del modelo CM1. Se hicieron dos análisis de sensibilidad (no se muestran): en uno se modificó la concentración de gotitas, mientras que en el otro se cambió la parametrización de microfísica completamente.

En el primero de estos análisis, se utilizó el caso control para variar respecto a él, la concentración de gotitas, todo lo demás permaneciendo igual. Se encontró que variar en un 20% la concentración de gotitas no tiene un impacto significativo en el desarrollo del SCM. Hay muchos otros valores dentro de la misma parametrización utilizada (Morrison et al., 2005) que afectan la precipitación (Morales et al., 2019) y con ello el desarrollo del sistema, pero conocer cuáles es una tarea elaborada que va más allá de los objetivos de este trabajo.

En el segundo de estos análisis, se modificó completamente la parametrización de microfísica, nuevamente respecto al caso control. Hasta ahora se había utilizado el esquema de dos momentos de Morrison et al. (2005), el cual ha mostrado ser muy bueno para la simulación de este tipo de tormentas (Bryan & Morrison, 2012), pero para probar un esquema diferente se probó el *NASA-Goddard version of LFO scheme* (Lin et al., 1983), el cual incluye los mismos tipos de hidrometeoros que el esquema de Morrison et al. (2005). Aquí se encontró una diferencia importante, en donde, la piscina fría se debilitó sustancialmente; el SCM sigue formándose, pero muy débil. A pesar de la marcada diferencia al cambiar de parametrización, y de las posibles diferencias al modificar los valores dentro de la parametrización, se piensa que mientras haya consistencia entre todas las simulaciones, es decir, todas con los mismos parámetros y el mismo esquema, se espera que los resultados obtenidos (y presentados en este capítulo) sean robustos.

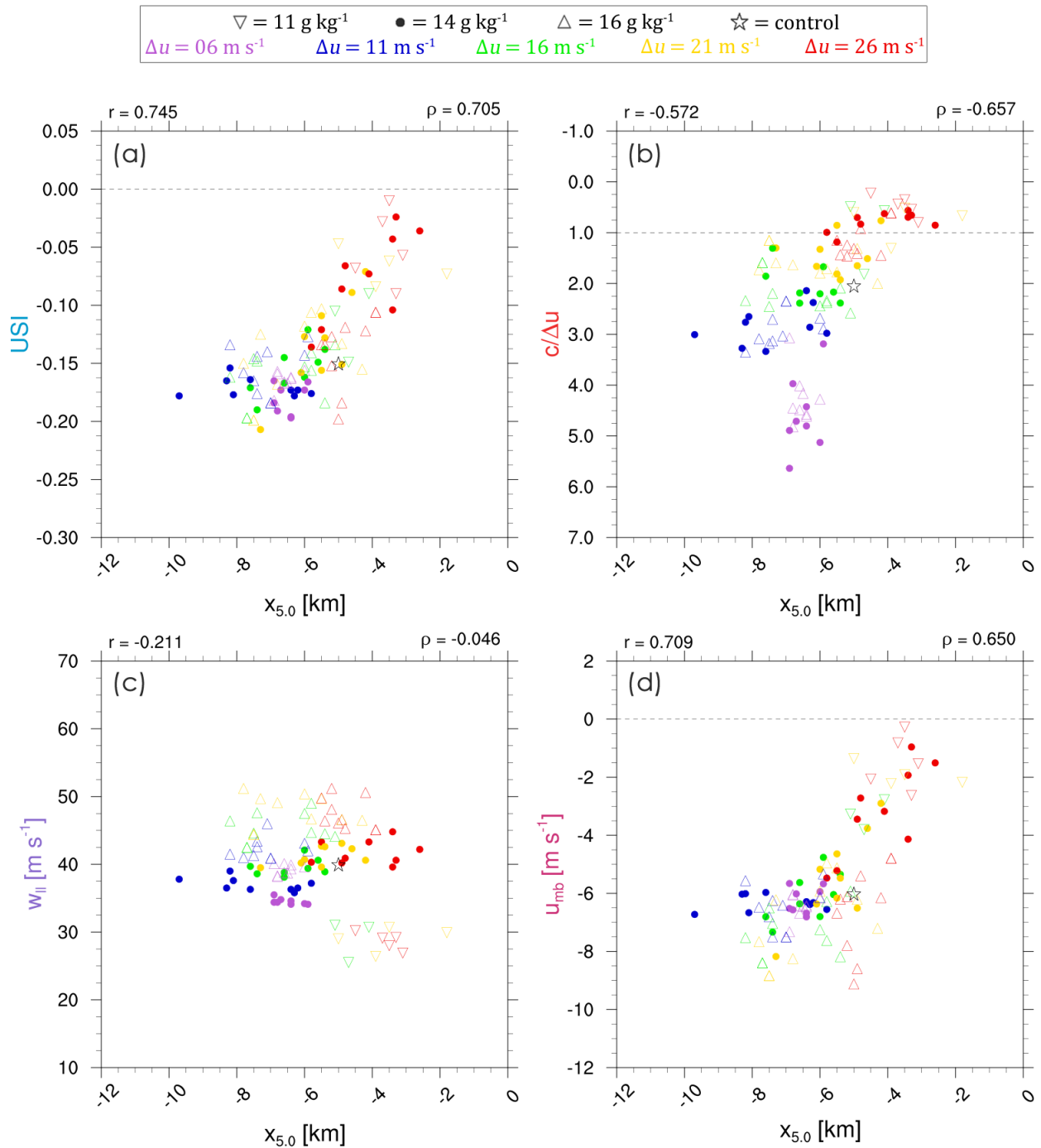


Figura 4.24: Relación, al tiempo $t = 270 \text{ min}$, de la posición horizontal de la corriente ascendente $x_{5.0}$ con (a) USI, (b) $c/\Delta u$, (c) w_{II} y (d) u_{mb} . Cada dato representa una simulación diferente. Los colores y los símbolos son como en la fig. 4.22. Los valores r y ρ son los coeficientes de correlación de Pearson y Spearman, respectivamente.

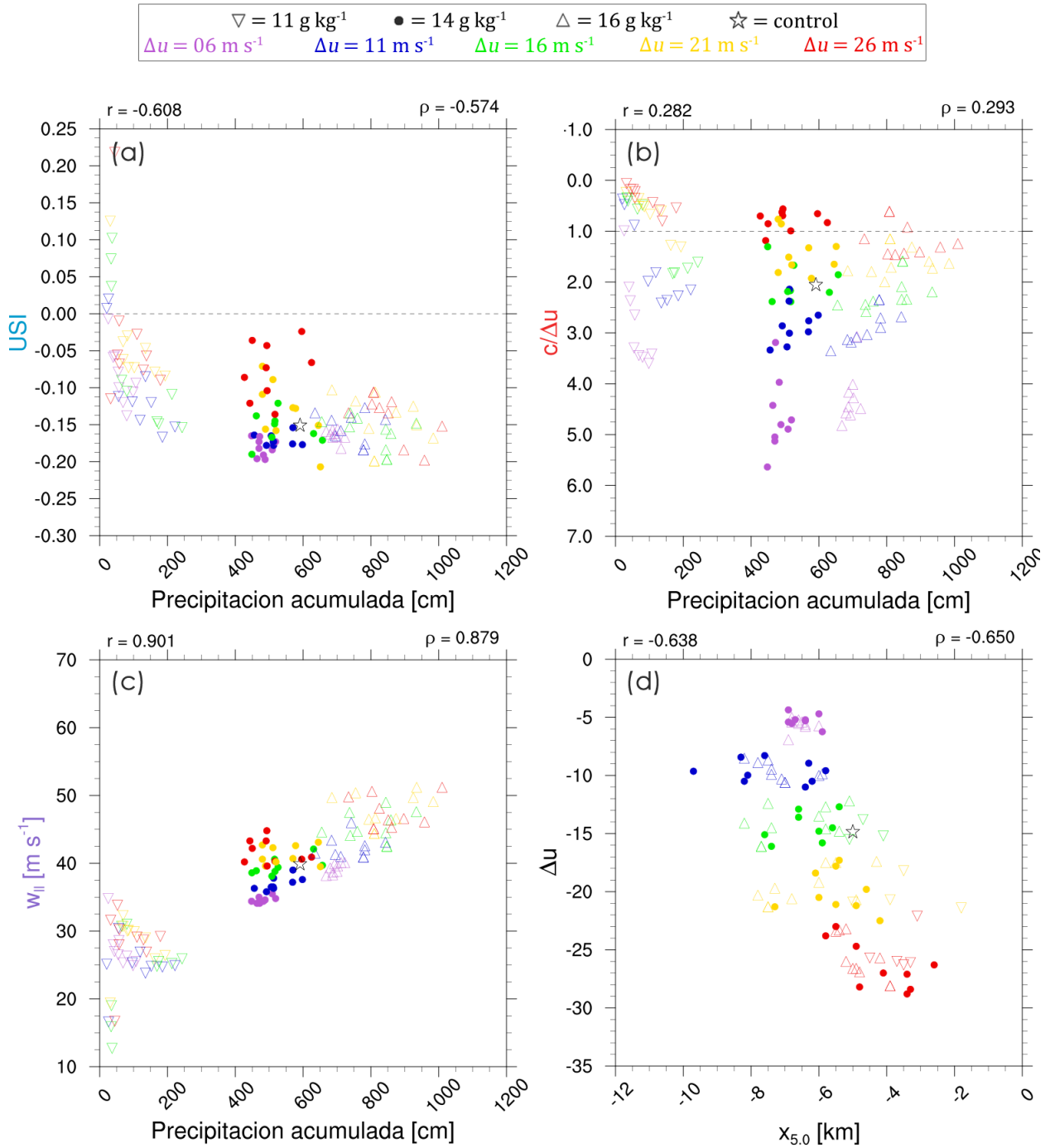


Figura 4.25: Relación, al tiempo $t = 270 \text{ min}$, de la precipitación acumulada total con (a) USI, (b) $c/\Delta u$ y (c) w_{II} . (d) es como la fig. 4.24b pero para Δu . Cada dato representa una simulación diferente.

5

CONCLUSIONES

5.1. PARAMETRIZACIÓN DE LA EVOLUCIÓN DE SCM



arametrizar procesos físicos complejos es una técnica útil para optimizar el uso del tiempo de cómputo en modelos numéricos, eliminando la necesidad de resolverlos explícitamente. Sin embargo, para desarrollar buenas parametrizaciones, es necesario entender a fondo esos mismos procesos; esta labor no siempre se satisface íntegramente. Los sistemas convectivos de mesoescala (SCM) son conjuntos de tormentas que se organizan de formas complejas en la mesoescala, y cuya formación repercute en la precipitación y el balance energético de todo el globo. La parametrización de SCM es entonces de gran interés para optimizar modelos que implican otras escalas espacio-temporales diferentes a la mesoescala. En los SCM lineales (o líneas de turbonada), una característica particular y conveniente es que la pendiente de las corrientes ascendentes profundas dentro de los SCM está asociada a su intensidad y perdurabilidad. Lo que representa una oportunidad para el desarrollo de métricas, basadas en esta característica de los SCM, que diagnostiquen la orientación de la corriente ascendente, y con ello, la intensidad de un SCM.

Es bien sabido que las corrientes ascendentes de SCM lineales son generadas y moduladas por la interacción entre la capa de cizalladura ambiental y la piscina fría originada por la evaporación de lluvia. Por décadas la principal teoría sobre esta interacción ha sido la teoría de balance de vorticidad (RKW) de Rotunno et al. (1988), la cual argumenta que la vorticidad generada baroclínicamente por la piscina fría contrarresta la vorticidad con signo opuesto de los vientos ambientales. No obstante, existe evidencia observacional que apunta a que el criterio cuantitativo del balance de vorticidad ($c/\Delta u$) no es una métrica robusta, ya que solo muestra un buen desempeño bajo circunstancias muy específicas (Coniglio et al., 2012). Por esto, se cree que el balance de vorticidad es una malinterpretación de los mecanismos conductores que dan lugar a los SCM. En busca de métricas más robustas que aquellas propuestas por la teoría RKW, y tomando como inspiración el balance de fuerza-flujo de Benajmin (1968), se desarrolló una teórica de balance de momento para SCM lineales, la cual argumenta que la piscina fría contrarresta el flujo de momento transportado por los vientos ambientales de la capa cizallada. Esto es, tomar las interacciones entre la capa cizallada y la piscina fría desde una perspectiva de momento, en lugar de vorticidad. Alfaro & Lezana (2020*) probaron que el balance de momento tiene un mejor desempeño que $c/\Delta u$ para diagnosticar la orientación de la corriente ascendente en simulaciones de corrientes de densidad, sistemas simila-

res a SCM lineales, pero mucho más simples. De esta manera se dio pie a considerar el balance de momento aplicado a SCM lineales.

Se realizó un análisis caso a caso de simulaciones de SCM con variaciones sistemáticas respecto a un caso control, en las cuales, se modificó una sola variable de entre aquellas que definen las condiciones iniciales, dejando todo lo demás igual al caso control. Las variables fueron: la profundidad de la capa cizallada (z_{ciz}), la cizalladura ambiental (Δu), el perfil vertical de viento ambiental ($u_R(z)$) y la razón de mezcla de vapor de agua en niveles bajos ($r_v(0)$). En este análisis se encontró que, respecto al caso control, un aumento en z_{ciz} tiende a debilitar el sistema, mientras que una disminución en z_{ciz} intensifica ligeramente el sistema mientras mantiene la corriente ascendente más vertical. Un aumento en Δu debilita el sistema, mientras que una disminución en Δu lo debilita ligeramente e inclina mucho la corriente ascendente sobre la piscina fría. El efecto de definir perfiles diferentes de $u_R(z)$ es muy sutil: el perfil radical cuadrático produce un SCM más intenso con una corriente ascendente más vertical; el perfil cuadrático produce un SCM menos intenso con una corriente ascendente más inclinada sobre la piscina fría. Por último, un aumento en $r_v(0)$ produce una intensificación evidente del SCM, mientras que una disminución en $r_v(0)$ lo debilita considerablemente. Es importante recalcar que estas variaciones son relativas al caso control y no son una guía de lo que produce SCM menos o más intensos.

Uno de los objetivos primordiales para la teoría de balance de momento en SCM es la validación del índice de orientación de la corriente ascendente (USI), el cual toma en cuenta los conceptos de balance de momento, así como las inestabilidades convectivas del ascenso por capas de Alfaro (2017). Para probar que existe una relación entre el índice USI y la orientación de la corriente ascendente se corrieron diversas simulaciones de SCM con suficientes ambientes cinemáticos y termodinámicos (definidos por combinaciones de variaciones en z_{ciz} , Δu , $u_R(z)$ y $r_v(0)$). Se analizaron algunos de los casos más representativos para averiguar si la evolución en el tiempo de USI es sensible a los cambios en el desarrollo, desde la etapa inicial hasta la madurez, de los SCM simulados. Adicionalmente, se estudió la habilidad de USI para cambiar acorde a los diferentes ambientes definidos por las condiciones iniciales. Se encontró que efectivamente USI está bien correlacionado con la posición de la trayectoria ascendente promedio, mostrando además un mejor desempeño frente a $c/\Delta u$, atribuido a que en los niveles bajos y medios de la tropósfera, la tendencia de los vientos horizontales estimados por momento es más importante que la vorticidad.

Los resultados mostrados en la sección 4.7 son concisos, así que se puede concluir que la teoría de balance de momento para los SCM lineales es capaz de capturar algunas de las variables físicas más importantes como son: el perfil vertical de los vientos ambientales, las perturbaciones de presión dentro y sobre la piscina fría, y las inestabilidades convectivas del ascenso por capas; características que la teoría RKW pasa por alto.

Por otra parte, se confirmó que el modelo de ascenso por capas resulta sumamente útil y preciso para estimar los vientos verticales máximos, así como otras propiedades vinculadas a estos, como es la precipitación acumulada. Así, las métricas propuestas proporcionan información sustancial sobre diferentes aspectos de los SCM y pueden ser empleadas para caracterizar un SCM.

5.2. LIMITACIONES DEL BALANCE DE MOMENTO EN SCM

Es importante recalcar que no se espera que los conceptos de balance de momento y de ascenso por capas expliquen todos los aspectos relevantes de la convección profunda en SCM. En esta

sección se mencionan algunas cuestiones importantes.

El balance de vorticidad, aún cuando no sea el principal conductor de la corriente ascendente, hasta cierto punto puede afectar algunos flujos asociados a los SCM. Sin embargo, la influencia de la vorticidad parece estar restringida a los niveles altos, como notaron Thorpe et al. (1982) y Alfaro & Lezana (2020*).

Los casos sin una piscina fría bien definida, o bien, sin piscina fría en absoluto, representan una dificultad mayor al momento de calcular las variables en el sistema de referencia en movimiento (aquel que va siguiendo el traslado de la piscina fría), ya que la velocidad real de la piscina fría podría estarse calculando inexactamente. Estos casos comprenden solamente las simulaciones que no llegan a desarrollar SCM o que tienen corrientes ascendentes demasiado débiles. Lo anterior lleva a cuestionar casos que no presenten cizalladura en absoluto ($\Delta u = 0$), pero que tengan vientos horizontales intensos ($u_R(z)$ constante). Estas condiciones no se consideraron en este trabajo porque los casos sin cizalladura no están fuertemente ligados a SCM. Reparando en esto, Δu supondría un indicador muy fácil de calcular sobre las condiciones potenciales para el desarrollo de un SCM, pero debido a los resultados obtenidos en la sección 4.7, se debe ser cuidadoso al usar Δu más allá de determinar la posible ocurrencia de SCM. Por su parte, el flujo lateral de momento (*LFM*, ec. 2.12), no distingue entre un caso con cizalladura y uno sin cizalladura. Este último caso podría ocasionar que *LFM* produzca resultados engañosos, de modo que especificar si $\Delta u \neq 0$ podría ayudar como un cálculo previo a *USI*.

En los SCM simulados en esta investigación, no se consideran factores de disipación de los SCM. No obstante, se ha probado que el índice de balance de vorticidad $c/\Delta u$ es inefectivo para explicar la disipación de SCM (Gale et al., 2002), por lo que los resultados aquí obtenidos sugieren que *USI* podría tener un mejor desempeño en este aspecto.

Es posible que *USI* pueda aplicarse correctamente a otros modos de organización de los SCM lineales (fig. 2.3b y c), pero este análisis va más allá de los objetivos de este trabajo.

No hay muchas razones para pensar que las métricas de balance de momento puedan funcionar adecuadamente en los SCM tropicales (e.g. Grant. et al., 2018), cuyos mecanismos de organización por convección profunda pueden no estar tan conectados con las interacciones entre piscina fría y cizalladura, como con otros procesos como las ondas de gravedad, o que simplemente no dependen de una piscina fría como la de los SCM de latitudes medias.

Además, las simulaciones realizadas no cuentan con una topografía debido a que se busca demostrar conceptos teóricos idealizados, como un primer paso para cimentar el balance de momento en SCM. Sin embargo, el modelo numérico CM1 cuenta con la opción de especificar la topografía, por lo que no representa un impedimento para futuros estudios en los que sea importante la topografía en el origen y/o la evolución de SCM, como sucede frecuentemente en el noroeste de México, debido a que la presencia de la Sierra Madre Occidental juega un papel importante en la organización de SCM (Valdés-Manzanilla & Barradas, 2012).

5.3. TRABAJO FUTURO

En esta tesis se encontró una relación entre el balance de momento y la inclinación de la corriente ascendente en SCM del tipo estratiforme posterior. Esta, sin embargo, no es toda la historia.

Uno de los puntos de mayor interés para el estudio de los SCM es la parametrización de los patrones de calentamiento/enfriamiento latente, identificados por Pandya & Durran (1996). Estos

patrones podrían estudiarse ya sea para las mismas simulaciones aquí realizadas, u otras simulaciones siguiendo una metodología similar. El objetivo de este trabajo futuro comprende relacionar *USI*, u otra métrica asociada, con estos patrones, con la finalidad de explicar las circulaciones dentro del SCM, como son el flujo ascendente de adelante hacia atrás (*front-to-rear flow*, en inglés) y el flujo descendente posterior (*rear inflow*, en inglés) de la fig. 2.8b; además de esclarecer la importancia de la mesobaja sobre la piscina fría (ver los contornos de perturbación de presión de la fig. 4.1), características vitales de los SCM (Fovell & Ogura, 1988). Por algunos de los resultados de la secciones 4.2 - 4.5, en donde no se observa un cambio fuerte en el SCM bajo diferentes condiciones iniciales; así como por los resultados obtenidos por Pandya & Durran (1996), se cree que los patrones de forzamiento térmico pueden ser incluso más importantes que los provocados por las condiciones ambientales, como las definidas en la sección 3.3. De hecho, determinadas circulaciones ambientales favorecen ciertos patrones de forzamiento térmico, por lo que estos conceptos no están aislados unos de otros.

Se ha identificado, en el contexto del transporte de momento asociado a tormentas convectivas, la importancia de la propagación de ondas de gravedad (Bretherton & Smolarkiewicz, 1989; Lane & Moncrieff, 2010), que viajan verticalmente de la tropósfera baja a la estratosfera. Por lo que sería interesante acoplar el transporte de momento por ondas de gravedad al balance de momento para SCM.

La incorporación de estos conceptos en una sola teoría sobre SCM proveería avances significativos en la investigación sobre la organización de estos fenómenos, y eventualmente llevaría a mejores parametrizaciones de SCM y en un futuro a pronósticos más acertados. Con respecto a estos últimos, es esencial evaluar el diagnóstico de las métricas de balance de momento, y las potenciales métricas de patrones de calor latente, sobre casos reales de SCM observados, lo que podría suponer una severa ventaja práctica.



BIBLIOGRAFÍA

- [1] ALFARO, D. A., & M. KHAIROUTDINOV (2015): Thermodynamic constraints on the morphology of simulated midlatitude squall lines. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **72**, 3116-3137, DOI: 10.1175/JAS-D-14-0295.1.
- [2] ALFARO, D. A. (2017): Low-tropospheric shear in the structure of squall lines: Impacts on latent heating under layer-lifting ascent. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **74**, 229-248, DOI: 10.1175/JAS-D-16-0168.1.
- [3] ALFARO, D. A., & M. C. CONIGLIO (2018): Discrimination of mature and dissipating severe-wind-producing MCSs with layer-lifting indices. *Weather and Forecasting*, **33**, 3-21, DOI: 10.1175/WAF-D-17-0088.1.
- [4] ALFARO, D. A., & F. LEZANA (2020*): A momentum-balance theory for the updraft structure in density currents with application to squall lines. *Sometido a *Atmósfera* en julio de 2020.
- [5] BENJAMIN, T. B. (1968): Gravity currents and related phenomena. *Journal of Fluid Mechanics*, **31**, part 2, 209-248, DOI: 10.1017/S0022112068000133.
- [6] BRETHERTON, C. S., & P. K. SMOLARKIEWICZ (1989): Gravity waves, compensating subsidence and detrainment around cumulus clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **46**, 740-759, DOI: 10.1175/1520-0469(1989)046<0740:GWCSAD>2.0.CO;2.
- [7] BRYAN, G. H., J. C. WYNGAARD, & J. M. FRITSCH (2003): Resolution requirements for the simulation of deep moist convection. *Monthly Weather Review*, **131**, 2394-2416, DOI: 10.1175/1520-0493(2003)131<2394:RRFTSO>2.0.CO;2.
- [8] BRYAN, G. H., J. C. KNIEVEL, & M. D. PARKER (2006): A multimodel assessment of RKW theory's relevance to squall-line characteristics. *Monthly Weather Review*, **134**, 2772-2792. DOI: 10.1175/MWR3226.1.
- [9] BRYAN, G. H., & R. ROTUNNO (2014): The optimal state for gravity currents in shear. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **71**, 448-468, DOI: 10.1175/JAS-D-13-0156.1.
- [10] CHARBA, J. (1974): Application of Gravity Current Model to Analysis of Squall-Line Gust Front. *Monthly Weather Review*, **102**, 140-156, DOI: 10.1175/1520-0493(1974)102<0140:AOGCMT>2.0.CO;2.

- [11] CONIGLIO, M. C., S. F. CORFIDI, & J. S. KAIN (2012): Views on applying RKW theory: An illustration using the 8 May 2009 derecho-producing convective system. *Monthly Weather Review*, **140**, 1023-1043, DOI: 10.1175/MWR-D-11-00026.1.
- [12] FOVELL, R. G., & Y. OGURA (1988): Numerical simulation of a midlatitude squall line in two dimensions. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **45**, 3846-3879, DOI: 10.1175/1520-0469(1988)045<3846:NSOAMS>2.0.CO;2.
- [13] GALE, J. J., W. A. GALLUS, & K. A. JUNGBLUTH (2002): Toward improved prediction of mesoscale convective system dissipation. *Weather and Forecasting*, **43**, 874-883, DOI: 10.1175/1520-0434(2002)017<0856:TIPOMC>2.0.CO;2.
- [14] GENTINE, P., A. GARELLI, S.-B. PARK, J. NIE, G. TORRI, & Z- KUANG (2016): Role of surface heat fluxes underneath cold pools. *Geophysical Research Letters*, **17**, 865-872, DOI: 10.1002/2015GL067262.
- [15] GRANT, L. D., T. P. LANE, & S. C. VAN DEN HEEVER (2016): The role of cold pools in tropical oceanic convective systems. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **75**, 2615-2634, DOI: 10.1175/JAS-D-17-0352.1
- [16] HOUZE, R. A. JR. (2004): Mesoscale convective systems. *Reviews of Geophysics*, **42**, RG4003, DOI: 10.1029/2004RG000150.
- [17] HOUZE, R. A. JR. (2018): 100 years of research on mesoscale convective systems. *Meteorological Monographs*, **59**, 17.1-17.54, DOI: 10.1175/AMSMONOGRAPHS-D-18-0001.1.
- [18] KLEMP, J. B., & D. R. DURRAN (1983): An upper boundary condition permitting internal gravity wave radiation in numerical mesoscale models. *Monthly Weather Review*, **111**, 430-444, DOI: 10.1175/1520-0493(1983)111<0430:AUBCPI>2.0.CO;2.
- [19] LAFORE, J., & M. W. MONCRIEFF (1989): A numerical investigation of the organization and interaction of the convective and stratiform regions of tropical squall lines. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **46**, 521-544, DOI: 10.1175/1520-0469(1989)046<0521:ANIOTO>2.0.CO;2.
- [20] LANE, T. P., & M. W. MONCRIEFF (2010): Characterization of momentum transport associated with organized moist convection and gravity waves. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **67**, 3208-3225, DOI: 10.1175/2010JAS3418.1.
- [21] MARKOWSKI, P., & Y. RICHARDSON (2010): *Mesoscale Meteorology in Midlatitudes*. Wiley-Blackwell, DOI: 10.1002/9780470682104.
- [22] MORALES, A., D. J. POSSELT, H. MORRISON, & F. HE, (2019): Assessing the influence of microphysical and environmental parameter perturbations on orographic precipitation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **76**, 1373-1395, DOI: 10.1175/JAS-D-18-0301.1.

- [23] MORRISON, H., J. A. CURRY, & V. I. KHVOROSTYANOV (2005): A new double-moment microphysics parameterization for application in cloud and climate models. Part I: Description. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **62**, 1665-1677, DOI: 10.1175/JAS3446.1.
- [24] MORRISON, H., G. THOMPSON, & V. TATARSKII (2009): Impact of cloud microphysics on the development of trailing stratiform precipitation in a simulated squall line: Comparison of one- and two-moment schemes. *Monthly Weather Review*, **137**, 991-1007, DOI: 10.1175/2008MWR2556.1.
- [25] PANDYA, R. E., & D. R. DURRAN (1996): The influence of convectively generated thermal forcing on the mesoscale circulation around squall lines. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **53**, 2924-2951, DOI: 10.1175/1520-0469(1996)053<2924:TIOCGT>2.0.CO;2.
- [26] PARKER, M. D., & R. H. JOHNSON (2000): Organizational modes of midlatitude mesoscale convective systems. *Monthly Weather Review*, **128**, 3413-3436, DOI: 10.1175/1520-0493(2001)129<3413:OMOMMC>2.0.CO;2.
- [27] PARKER, M. D. (2010): Relationship between system slope and updraft intensity in squall lines. *Monthly Weather Review*, **138**, 3572-3578, DOI: 10.1175/2010MWR3441.1.
- [28] ROTUNNO, R., J. B. KLEMP, & M. L. WEISMAN (1988): A theory of strong, long-lived squall lines. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **45**, 463-485, DOI: 10.1175/1520-0469(1988)045<0463:ATFSSL>2.0.CO;2.
- [29] STENSRUD, D. J., M. C. CONIGLIO, R. P. DAVIES-JONES, & J.S. EVANS (2005): Comments on “‘A theory for strong long-lived squall lines’ revisited”. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **62**, 2989-2996, DOI: 10.1175/JAS3514.1.
- [30] THORPE, A. J., M. J. MILLER, & M. W. MONCRIEFF (1982): Two-dimensional convection in non-constant shear: A model of mid-latitude squall lines. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **108**, 739-762, DOI: 10.1002/qj.49710845802
- [31] VALDÉS-MANZANILLA, A., & V. L. BARRADAS MIRANDA (2012): Mesoscale convective systems during NAME. *Atmósfera*, **25**, 155-170. Disponible en www.revistascca.unam.mx/atm/index.php/atm/article/view/30969.
- [32] VON KÁRMÁN, T. (1940): The engineer grapples with nonlinear problems. *Bulletin of the American Mathematical Society*, **46**, 615-683, DOI: 10.1090/S0002-9904-1940-07266-0.
- [33] WANG, J., R. A. HOUZE, JR., J. FAN, S. R. BRODZIK, Z. FENG, & J. HARDIN (2019): The detection of mesoscale convective systems by the GPM Ku-band spaceborne radar. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, **97**, 1059-1073, DOI: 10.2151/jmsj.2019-058.
- [34] WEISMAN, M. L., & J. B. KLEMP (1982): The dependence of numerically simulated convective storms on vertical wind shear and buoyancy. *Monthly Weather Review*, **110**, 504-520, DOI: 10.1175/1520-0493(1982)110<0504:TDONSC>2.0.CO;2.

- [35] WEISMAN, M. L., J. B. KLEMP, & R. ROTUNNO (1988): Structure and evolution of numerically simulated squall lines. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **45**, 1990-2013, DOI: 10.1175/1520-0469(1988)045<1990:SAEONS>2.0.CO;2.
- [36] 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**, 1826-1847, DOI: 10.1175/1520-0469(1992)049<1826:TROCGR>2.0.CO;2.
- [37] WEISMAN, M. L., & R. ROTUNNO (2004): "A theory of strong, long-lived squall lines" revisited. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **61**, 361-382, DOI: 10.1175/1520-0469(2004)061<0361:ATFSLS>2.0.CO;2.

*Y es este momento, amigos míos,
cuando debéis apartar la mirada,
mientras el mundo se despliega de nuevo
en formas anunciadas, brillantes
y sórdidas a la vez, en la oscuridad y la luz,
y en la extensión de toda existencia
que se encuentra entre ambas.*

Pescador Kel'Tath

