

CAPÍTULO 6

ANÁLISIS Y CARACTERIZACIÓN DE LA CAPA SUPERFICIAL NOCTURNA

En el presente capítulo nos centramos en el estudio de la capa fronteriza nocturna, que es menos conocida y presenta mayores complejidades que la de su homóloga diurna.

Inicialmente estudiaremos las características principales de la capa fronteriza nocturna y analizaremos el comportamiento de diferentes variables micrometeorológicas en los regímenes de estabilidad. Posteriormente analizaremos algunos de los fenómenos relacionados con la existencia de la capa fronteriza nocturna muy estable, como son el flujo de drenaje y la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz. En ambos eventos se pondrá especial atención al problema de la existencia de turbulencia intermitente.

6.1 Características principales de la capa fronteriza nocturna

Cuando la superficie terrestre está más fría que el aire, la capa límite atmosférica está establemente estratificada. La capa fronteriza estable (*SBL*) frecuentemente se forma sobre tierra durante la noche, conociéndose también como capa fronteriza nocturna (*NBL*). Además, la *SBL* se puede formar por la advección de aire cálido sobre una superficie fría.

Businger (1973) observó que la capa fronteriza nocturna presenta grandes diferencias entre los casos estables con turbulencia continua y los casos muy estables con turbulencia intermitente. En consecuencia, el balance entre la generación mecánica de la turbulencia y su reducción por estabilidad varía de un caso a otro, creando capas fronterizas estables que se pueden clasificar desde bien mezcladas a no turbulentas. En este sentido, la turbulencia en la *NBL* a veces es esporádica y parcelada, permitiendo que la parte alta de la capa fronteriza se desacople de los esfuerzos superficiales. Como resultado de esta complejidad, la *NBL* es difícil de describir y de modelizar.

Para facilitar el estudio del comportamiento de la *NBL*, algunos investigadores (Malhi, 1995; Oyha et al., 1997; Mahrt et al., 1998) clasifican la capa fronteriza atmosférica estable en dos categorías extremas: la capa fronteriza muy estable y la capa fronteriza débilmente estable. Aunque las definiciones de ambas varían entre los diferentes estudios.

Por una parte, la capa fronteriza débilmente estratificada estable sobre tierra normalmente ocurre con viento importante y/o cobertura nubosa, donde el enfriamiento de la superficie es relativamente débil y la turbulencia es más o menos continua. La capa fronteriza débilmente estable es la capa fronteriza nocturna usual de los libros de texto, con una cima bien definida, que ha sido examinada por Lenschow et al. (1988a, b) y Van Ulden y Wieringa (1996) mediante observaciones, por Derbyshire (1990) utilizando argumentos de escalado, por Zilitinkevich y Mironov (1996) a partir de la teoría de semejanza y por Ohya et al. (1997) con estudios en el laboratorio.

En contraste, la capa fronteriza muy estable se caracteriza por vientos débiles y cielos despejados, correspondiéndose con grandes enfriamientos radiativos de la superficie. En consecuencia, la turbulencia es débil e intermitente cerca del suelo, y quizás intermitente por capas. De hecho, la turbulencia puede ser menor cerca del suelo que en la cima de la capa de inversión superficial (Mahrt, 1985, 1999; Ohya et al., 1997), donde, algunas

veces, se genera por la cizalla vertical de la parte baja del *LLJ* (Smedman, 1988; sección 6.6). En estas circunstancias, la altura de la capa fronteriza muy estable no está bien definida o puede situarse a sólo unos pocos metros de distancia de la superficie (Mahrt, 1999).

Beyrich (1997), por su parte, presenta una estructura vertical para tres tipos diferentes de capas fronterizas estables: un caso muy estable con una capa fronteriza delgada fuertemente estratificada, una capa fronteriza profunda débilmente estratificada y una capa intermedia entre las dos anteriores. En este sentido, atendiendo a la estructura vertical clásica y en base, parcialmente, a conceptos extraídos de Nieuwstadt (1984b) y Holtslag y Nieuwstadt (1986), se pueden definir cinco capas idealizadas en la capa fronteriza estable, Figura 6.1:

- *Subcapa de rugosidad*: es la capa más próxima al suelo, donde la estructura del flujo y la turbulencia es totalmente tridimensional y está influida por los elementos individuales de rugosidad. El comportamiento del flujo es altamente variable y difícilmente modelizable.
- *Capa superficial*: se define tradicionalmente como la región por encima de la subcapa de rugosidad, donde la altura sobre el terreno, z , y la longitud de Obukhov, L , son las únicas escalas de longitud relevantes y la teoría de semejanza de Monin-Obukhov es válida. En consecuencia, la relación flujo-gradiente depende sólo del parámetro adimensional de estabilidad, z/L .
- *Escalado local*: es la capa que se sitúa por encima de la capa superficial y donde no es válida la aproximación de independencia de los flujos con la altura. Sin embargo, si la longitud de Obukhov se redefine desde el punto de vista de los flujos locales, la teoría de semejanza se restablece, de forma que el escalado local de z/L se reemplaza por z/Λ , donde Λ es la longitud de Obukhov en base a los flujos locales a la altura z .
- *Estratificación z -less*: es la región de la capa límite atmosférica, por encima del escalado local, donde z/Λ llega a ser lo suficientemente grande como para que diversas variables micrometeorológicas se comporten con independencia respecto de z (Wyngaard, 1973; Hicks, 1976; Nieuwstadt, 1984b; Dias et al., 1995). El concepto de estratificación z -less se presenta, a veces, como el límite donde las funciones de z/Λ se aproximan a constantes y, por tanto, llegan a ser independientes de la altura.
- *Cima de la capa fronteriza*: es la región próxima a la cima de la capa límite, h , cuando es definible, donde la distancia hasta la cima de la capa fronteriza, $h-z$, puede llegar a ser una escala de longitud relevante. En tal caso, dentro de esta capa, $(h-z)/\Lambda$ es un parámetro de estabilidad característico (Holtslag y Nieuwstadt, 1986).

Cuando la capa fronteriza se hace más estable, el espesor de estas capas, con excepción de la subcapa de rugosidad, tiende a disminuir, como muestra la Figura 6.1.

En los casos débilmente estratificados, la estratificación z -less probablemente no ocurra en ningún nivel y la dependencia funcional de z/h se aplique en toda la *NBL*. Lenschow et al. (1987) y Sorbjan (1988) encontraron que la estructura vertical de una capa fronteriza nocturna ventosa obedece a dependencias funcionales de z/h , aunque sus resultados no son del todo concluyentes.

En el caso muy estable, la turbulencia más fuerte puede estar alejada o ser ajena a la superficie y generarse por la cizalla asociada a un *LLJ*, las ondas de gravedad o a movimientos ondulantes. En estas circunstancias, la turbulencia elevada puede unirse a la de la superficie intermitentemente. En este caso, la teoría de semejanza y el concepto tradicional de capa fronteriza falla, impidiendo la presencia de la capa superficial y el escalado local (Mahrt, 1999). También existen indicios para pensar que la estratificación z -less no aparecerá en el caso muy estable (Beljaars y Holtslag, 1991; Forrer y Rotach,

1997; Howell y Sun, 1999). Además la altura de la *NBL* no queda definida y la turbulencia de los niveles altos puede unirse a la superficie mediante explosiones turbulentas de arriba a abajo (Mahrt, 1999; Mahrt y Vickers, 2002).

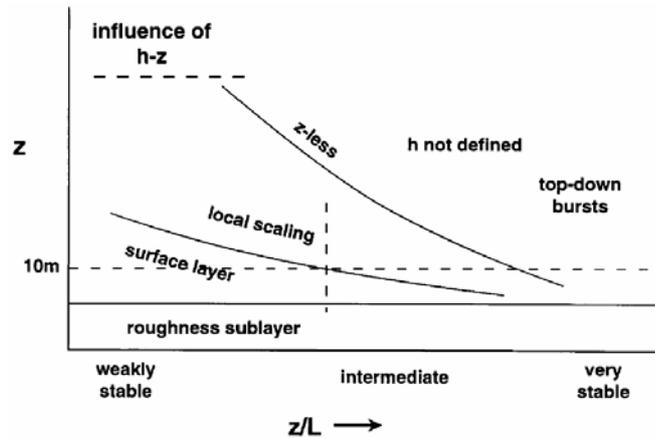


Figura 6.1 Idealización de los regímenes de la capa fronteriza estable en función de la altura y la estabilidad. La línea a trazos vertical indica el valor de z/L donde se alcanza el máximo del flujo descendente de calor.

Aunque numerosos estudios han examinado diversos aspectos de la capa fronteriza muy estable, no existe una teoría unificada del caso muy estable. Esto se debe parcialmente a la dificultad de medir la turbulencia intermitentemente débil con la instrumentación existente y a la compleja multitud de procesos físicos diferentes que tienen lugar. Pese a todo, el análisis de la capa límite muy estable es de una importancia práctica considerable. Por ejemplo, la ausencia de importante mezcla, con fuerte estabilidad, permite la acumulación progresiva de altas concentraciones de contaminantes. También, la probabilidad de que se produzcan heladas es alta, debido a que el flujo de calor descendente es débil, provocando un gran enfriamiento superficial.

El tratamiento de los flujos superficiales en condiciones fuertemente estratificadas es difícil por diversos factores. El principal factor es que la capa fronteriza nocturna frecuentemente se caracteriza por explosiones turbulentas intermitentes que pueden durar desde diez segundos hasta varios minutos (Howell y Sun, 1999). Estos sucesos esporádicos o episódicos que pueblan la capa límite nocturna no conducen a la turbulencia estadísticamente estacionaria (Nappo, 1991; Blumen et al., 2001), que es una de las condiciones que se imponen en la teoría existente. La experimentación de Nappo (1991), Mahrt et al. (1998), Mahrt (1999) y este trabajo, sección 6.5, indican que una parte importante de los flujos verticales nocturnos de calor, de humedad y de momento ocurren durante tales explosiones intermitentes. Otras medidas (Weber y Kurzeja, 1991) y este trabajo, sección 6.5, han demostrado que las explosiones intermitentes de la turbulencia y la mezcla pueden ocurrir también múltiples veces durante una noche determinada. En consecuencia, las fórmulas cuantitativas de la capa límite nocturna y los flujos de la capa superficial requieren una comprensión detallada de los procesos responsables de la intermitencia de la turbulencia.

La no estacionalidad asociada a las inestabilidades por cizalla del flujo, las ondulaciones de Kelvin-Helmholtz, los fenómenos generados en la superficie, la heterogeneidad de la superficie y las divergencias del flujo radiativo y de calor contribuyen a la incertidumbre y a las dificultades conceptuales encontradas en los diversos intentos por desarrollar una base física de los sucesos y los transportes verticales que ocurren bajo regímenes estáticamente estables (Caughey y Readings, 1975; Finnigan et al., 1984; Horst y Doran, 1986; Howell y Mahrt, 1997; Lenschow et al., 1998). La mayoría de los estudios realizados hasta la fecha no han sido capaces de establecer la(s) fuente(s) de la

turbulencia intermitente que se observa(n) frecuentemente al nivel del suelo. Esta carencia de conocimiento inhibe el desarrollo de las parametrizaciones de la capa fronteriza nocturna dinámica y estáticamente muy estable. Poulos (1996) y Mahrt (1998) intentan identificar la(s) fuente(s) de los errores en las parametrizaciones en la capa superficial estable.

En resumen, el examen de la turbulencia estratificada en la capa superficial estable nocturna es complicado e inherentemente más difícil que el de la capa superficial convectiva. La razón es que las fuerzas de empuje actúan para suprimir la turbulencia, de tal manera que la capa superficial es menos profunda y los niveles de turbulencia son menores. Además, los movimientos ondulatorios pueden existir simultáneamente con la turbulencia, complicando la estructura de la *NBL* y la interpretación de los datos. También, los efectos radiativos, en onda larga, juegan un papel importante en el desarrollo de la inversión superficial. La combinación de influencias físicas, incluyendo la divergencia del flujo radiativo con cielo despejado, la cizalla elevada asociada al *LLJ*, los movimientos ondulatorios, las ondas de gravedad, los flujos por pendientes (inclinación del terreno) y la no heterogeneidad superficial pueden no reflejarse en los estudios de modelización

En consecuencia, en las secciones siguientes, hemos intentado, en primer lugar, clasificar el estado de la capa superficial estable atendiendo a los distintos valores del parámetro de estabilidad z/L . Para ello, en la sección 6.2, nos hemos basado en los datos del experimento de SABLES-98 según los regímenes de la capa fronteriza estable definidos anteriormente (Buenestado et al., 1999c). Además, la experimentación en el CIBA, nos sirvió para analizar la presencia de intermitencia en la *NBL*, sección 6.3. Paralelamente, con el objetivo de obtener más información experimental y, por tanto, mejorar la comprensión de la *NBL*, el grupo de micrometeorología participó en la campaña experimental CASES-99, sección 6.4, que ha significado un gran avance en el conocimiento de la *NBL* estable. Nuestra participación se centró en el interés por la caracterización del viento de drenaje (Soler et al., 2002) y la detección de ondas de Kelvin-Helmholtz (Conangla et al., 2001; Buenestado, 2003), que ejemplifican la existencia de intermitencia y la formación de la estructura *Upside-down* (Mahrt, 1999), secciones 6.5 y 6.6, respectivamente.

6.2 Regímenes de la Capa Superficial Nocturna

Atendiendo a la complejidad que presenta la *NBL*, en esta sección se muestra el estudio realizado sobre la división de la capa superficial nocturna en tres regímenes estables, en base a la relación existente entre el parámetro de estabilidad adimensional y el flujo de calor turbulento en los primeros metros de la capa fronteriza nocturna.

El objetivo del análisis que aquí se presenta es estimar los valores del parámetro de estabilidad adimensional que denotan las fronteras entre los tres regímenes de estabilidad, según el comportamiento del flujo de calor en diferentes alturas de la capa superficial nocturna, sección 6.2.2. Para complementar el estudio, además, se analiza el comportamiento de diferentes parámetros micrometeorológicos dentro de los regímenes de estabilidad, sección 6.2.3. Pero antes, en la sección 6.2.1, detallamos la instrumentación, el análisis de datos y la metodología empleada para cumplir con nuestro objetivo.

6.2.1 Detalles experimentales y análisis de datos

El estudio se ha realizado utilizando los datos registrados durante la campaña experimental SABLES-98, sección 5.1. Que han servido para calcular los flujos de

momento y de calor, las desviaciones estándar de las componentes del viento y los perfiles del módulo del viento y la temperatura potencial, en periodos de 5 minutos.

Concretamente, los datos necesarios para calcular los flujos de momento y de calor, se recogieron en las torres meteorológicas de 100 y de 10 metros con un anemómetro sónico Campbell (que designaremos con la letra C) situado a 3.7 metros y tres anemómetros sónicos Gill (que designaremos por G1, G2 y G3), situados a 5.8, 7.5 y 13.5 metros, respectivamente, trabajando todos ellos con una frecuencia de muestreo de 20 Hz. Los sónicos C y G2 estaban ubicados en el mástil, mientras que los sensores G1 y G3 estaban montados en la torre de 100 metros, Figura 5.4.

Para construir los perfiles medios se recurrió a los sensores de temperatura y a los anemómetros ubicados en los primeros 20 metros de la torre de 100 metros, idénticamente igual que en la sección 5.2.1 pero ahora con valores medios calculados en promedios de cinco minutos.

El periodo nocturno se definió entre las 1800 y las 0600 horas UTC, cuando la radiación neta era negativa y el flujo de calor descendente. Después de filtrar los datos, para este estudio, se registraron 156 horas de datos dentro del periodo nocturno, siendo los flujos calculados en promedios de 5 minutos. Este tiempo de promedio puede producir errores aleatorios en la estimación del flujo, especialmente en el caso muy estable, que se podrían reducir aumentando la longitud de registro de los datos por encima de una hora, pero este procedimiento capturaría más sucesos no estacionarios, desvirtuando nuestro análisis.

La categoría menos estable se asocia, principalmente, a una noche ventosa o, bien, a los procesos de transición. En nuestro análisis, ninguno de los casos débilmente estables proviene de los periodos de transición, porque fueron excluidos con la elección del periodo de tiempo analizado.

• Metodología

La metodología empleada aquí es semejante a la utilizada en la sección 5.3, pero ahora se usa el parámetro de estabilidad adimensional en lugar de la estabilidad estática para agrupar los datos.

Una vez filtrados los datos del periodo nocturno en promedios de cinco minutos se agruparon en 10 tramos de estabilidad según los valores de z/L en cada nivel. De tal manera que para cada anemómetro se obtienen 10 conjuntos de datos agrupados por intensidad de estabilidad, que van desde el tramo menos estable hasta el más estable.

En cada uno de los tramos se designa un representante del parámetro adimensional de estabilidad y un representante de cada una de las variables turbulentas que vamos a analizar, secciones 6.2.2 y 6.2.3. Para designar estos representantes hemos considerado que la mediana es más representativa que el valor medio, especialmente en los dos tramos extremos. En particular, son preferibles los valores medianos de los parámetros turbulentos a los valores medios, como ya se ha comentado anteriormente. Otra posibilidad es utilizar la media de los parámetros excluyendo los valores extremos de cada tramo.

6.2.2 Análisis del flujo de calor en función de z/L

La idea principal, en la que nos basamos para utilizar el flujo de calor como el elemento esencial para estimar la división de los regímenes de estabilidad, es que, en condiciones débiles de estabilidad, el flujo de calor disminuye cuando la estratificación tiende a la neutralidad, mientras que, en situaciones muy estables, el flujo tiende a disminuir cuando aumenta la estabilidad. En estas circunstancias, es razonable esperar que el flujo

presente un valor extremo en algún punto entre ambos regímenes (Malhi, 1995). Siendo este valor el que determina la frontera entre la débil estabilidad y el estado intermedio (Mahrt et al., 1998). La Figura 6.2 muestra esta peculiaridad, representando el flujo de calor frente al parámetro adimensional de estabilidad de los 4 sónicos estudiados, empleando la metodología explicitada anteriormente.

Con estratificación muy débil, la magnitud del flujo de calor descendente está limitada por la pequeñez de las fluctuaciones de la temperatura en los 4 niveles. Por esta razón, el flujo de calor disminuye, en valor absoluto, cuando la estabilidad se aproxima a la neutralidad.

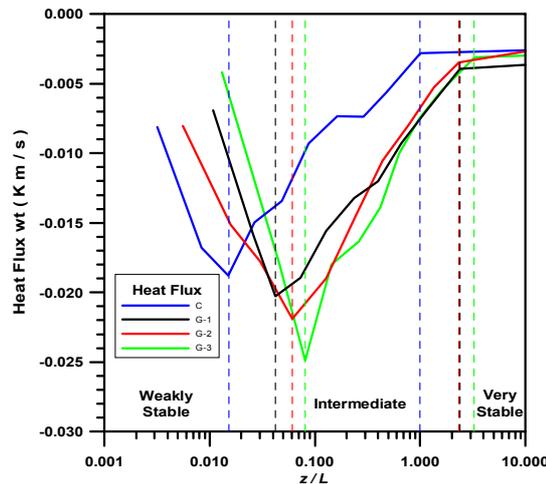


Figura 6.2 Dependencia del parámetro adimensional de estabilidad z/L (escala logarítmica) con el flujo de calor a 3.7, 5.8, 7.5 y 13.5 metros de altura en los anemómetros sónicos C, G1, G2 y G3, respectivamente. También se muestran los valores frontera de los regímenes mediante líneas verticales a trazos del color de las curvas del flujo en los niveles respectivos.

En cambio, con fuerte estratificación, el flujo de calor descendente está restringido por las limitaciones del empuje en los movimientos verticales y, teóricamente, desaparece cuando la estratificación llega a ser lo suficientemente grande como para suprimir los movimientos verticales turbulentos. En la Figura 6.2, nuestras observaciones muestran la disminución casi asintótica del flujo de calor cuando el parámetro de estabilidad es del orden de uno.

En algún valor del parámetro adimensional de estabilidad entre estos dos regímenes extremos de estabilidad, el flujo descendente alcanza un máximo, en valor absoluto, que se refleja como un mínimo en la Figura 6.2. En nuestro análisis, este máximo aparece en $z/L \approx 0.02, 0.04, 0.06$ y 0.08 (equivalentes a $L=185, 137, 123$ y 160 metros), correspondientes a las alturas de 3.7, 5.8, 7.5 y 13.5 metros, respectivamente. Estos resultados están de acuerdo con los encontrados por Mahrt et al. (1998), que estimó la frontera en $z/L=0.02$ con medidas a 3 metros de altura y $z/L=0.06$ a 10 metros, y distan casi un orden de magnitud con Malhi (1995), que situó la frontera entre ambos regímenes en $z/L=0.2$ a 9 metros de altura. En estas circunstancias, no existen evidencias de que el valor de z/L correspondiente al máximo flujo de calor descendente sea universal. Además, que los valores de z/L para el máximo del flujo de calor descendente dependan de la altura se debe a la disminución del flujo de calor con la altura.

Por otro lado, Hogstrom (1996) sitúa el inicio del régimen muy estable en $z/L=0.5$, mientras que nosotros estimamos, al igual que Mahrt et al. (1998), que ocurre en valores del parámetro adimensional de estabilidad del orden de uno, definiéndose a partir del valor de z/L en el que la disminución del flujo de calor con el aumento de la estabilidad es casi imperceptible.

En resumen, las observaciones registradas en SABLES-98 a diferentes alturas, sugieren una división cualitativa de la capa superficial estable en tres regímenes de estabilidad:

- Un régimen débilmente estable, ($0 < z/L < \varepsilon \ll 1$), donde ε es el máximo de estabilidad para regímenes débilmente estables y es del orden de 0.01. En este intervalo el flujo de calor aumenta, en valor absoluto, cuando crece z/L , debido al incremento de la amplitud de las fluctuaciones de temperatura con el crecimiento de la estabilidad.
- Un régimen de estabilidad intermedio ($\varepsilon < z/L < O(1)$), donde el flujo de calor disminuye rápidamente cuando aumenta z/L , debido al decrecimiento de la amplitud de las fluctuaciones de la velocidad vertical (Figura 6.3) asociado a las limitaciones provocadas por la estabilidad.
- Un régimen muy estable ($z/L > O(1)$), donde el flujo de calor es pequeño y continúa decreciendo ligeramente cuando crece la estabilidad.

Aunque estos tres regímenes se basan sólo en el comportamiento del flujo de calor frente al parámetro de estabilidad, la mayoría de las variables turbulentas también cambian claramente entre los tres regímenes. Así, en el siguiente apartado presentamos, a modo de ejemplo, el análisis de algunas variables micrometeorológicas.

6.2.3 Análisis de las variables turbulentas en la estabilidad

Los parámetros turbulentos que hemos considerado en este estudio, además del flujo de calor, sección 6.2.2, son: la desviación típica de la velocidad vertical σ_w , los coeficientes de arrastre superficiales de momento C_D y de calor C_H , las difusividades de momento K_m y de calor K_h , la desviación estándar de la velocidad horizontal escalada con la velocidad de fricción superficial σ_V/u_* , la desviación estándar de la velocidad vertical escalada con la velocidad de fricción superficial σ_w/u_* y la desviación estándar de la temperatura potencial escalada σ_θ/θ_* . Analizamos estas variables porque son las más utilizadas en las aplicaciones de las teorías semiempíricas, teoría de semejanza y teoría K , sección 1.4.

A cada uno de los parámetros que vamos a analizar se les ha aplicado la metodología explicitada en la sección 6.2.1.

- σ_w

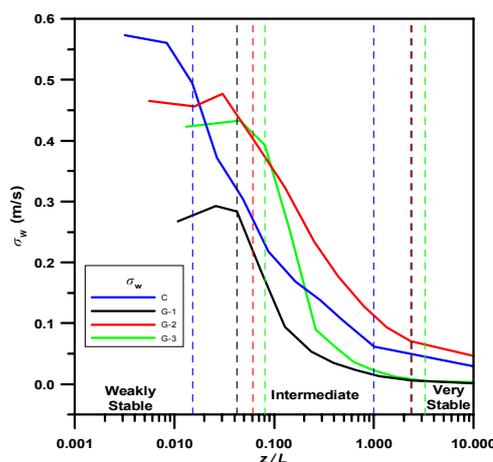


Figura 6.3 Dependencia de z/L (en escala logarítmica) con la desviación estándar de la velocidad vertical a 3.7, 5.8, 7.5 y 13.5 metros de altura en los anemómetros sónicos C, G1, G2 y G3, respectivamente. También se muestran los valores frontera de los regímenes mediante líneas verticales a trazos del mismo color que las curvas del flujo en los niveles respectivos.

La Figura 6.3 muestra el comportamiento de la desviación estándar de la velocidad vertical según el parámetro adimensional de estabilidad. σ_w varía ligeramente dentro del régimen débilmente estable en cada uno de los niveles estudiados. En cambio, la variación de σ_w es bastante importante en el régimen intermedio, disminuyendo hasta alcanzar el régimen muy estable, donde continúa disminuyendo, pero, de forma mucho más suave, casi asintótica.

• C_D, C_H

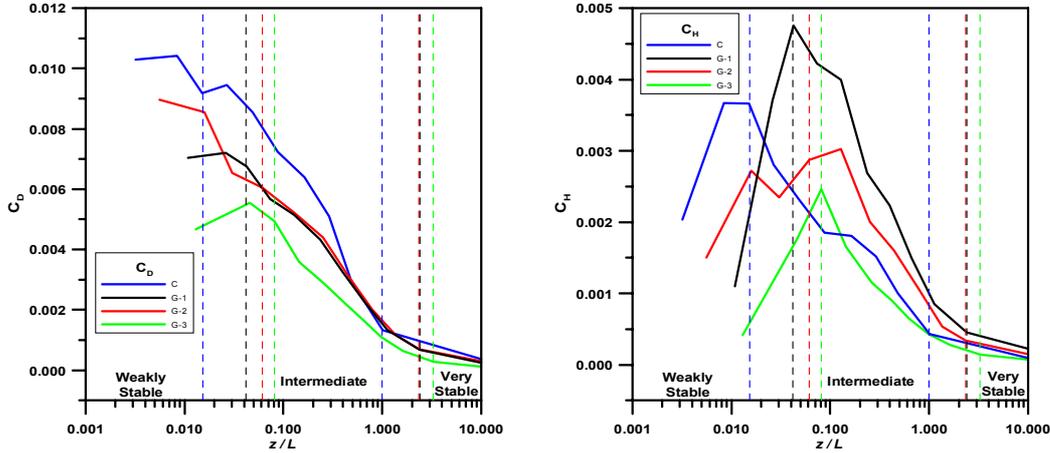


Figura 6.4 Dependencia de z/L (en escala logarítmica) con el coeficiente de arrastre (izquierda) y el de transferencia de calor (derecha) a 3.7, 5.8, 7.5 y 13.5 metros de altura en los anemómetros sónicos C, G1, G2 y G3, respectivamente. También se muestran los valores frontera de los regímenes mediante líneas verticales a trazos del mismo color que las curvas del flujo en los niveles respectivos.

Recordemos que C_D y C_H representan la transferencia turbulenta de momento y de calor desde la superficie terrestre hasta la capa superficial, respectivamente. Por su parte, el coeficiente de arrastre superficial se define como

$$C_D \equiv \frac{u_*^2}{U^2} \tag{6.1}$$

donde U es la velocidad media del viento y el sistema de coordenadas gira en la dirección del viento predominante. Mientras que el coeficiente de transferencia de calor se expresa como

$$C_H \equiv \frac{\overline{w'\theta'}}{U[\Theta_{sfc} - \Theta(z)]} \tag{6.2}$$

donde Θ_{sfc} es la temperatura potencial medida en el suelo.

En la Figura 6.4 se muestra el comportamiento del coeficiente de arrastre (izquierda) y el coeficiente de transferencia de calor (derecha) en función del parámetro adimensional de estabilidad. Mientras que C_D se comporta de forma similar a σ_w , Figura 6.3, en los tres regímenes para los niveles analizados. C_H varía inversamente igual que el flujo de calor, Figura 6.2, aunque presenta algo más de ruido, en la frontera entre los regímenes débil y moderado, que puede estar motivado por la ambigüedad en la definición y registro de la temperatura superficial.

• K_m, K_h

Las difusividades de momento y de calor se calculan, respectivamente, como

$$K_m \equiv \frac{u_*^2}{\partial U / \partial z} \tag{6.3}$$

$$K_h \equiv -\frac{\overline{w'\theta'}}{\partial \Theta / \partial z} \tag{6.4}$$

En la Figura 6.5 se presenta el comportamiento de las difusividades en función del parámetro de estabilidad. La difusividad de momento muestra una conducta similar al de la desviación estándar de la velocidad vertical, Figura 6.3, y el comportamiento de la difusividad de calor se asemeja al de la transferencia de calor, Figura 6.4 (derecha).

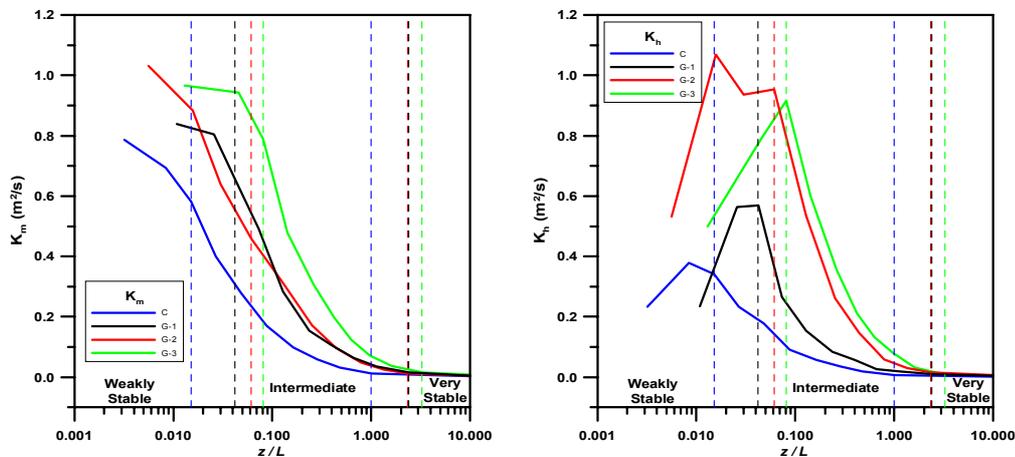


Figura 6.5 Dependencia de z/L (en escala logarítmica) con la difusividad de momento (izquierda) y de calor (derecha) a 3.7, 5.8, 7.5 y 13.5 metros de altura en los anemómetros sónicos C, G1, G2 y G3, respectivamente. También se muestran los valores frontera de los regímenes mediante líneas verticales a trazos del mismo color que las curvas del flujo en los niveles respectivos.

• $\sigma_v/u_*, \sigma_w/u_*$

La desviación estándar de las fluctuaciones horizontales de la velocidad del viento se calcula a partir de las desviaciones estándar de la velocidad longitudinal σ_u y la transversal σ_v , según la expresión siguiente

$$\sigma_V = (\sigma_u^2 + \sigma_v^2)^{1/2} \tag{6.5}$$

La dependencia de σ_v/u_* y σ_w/u_* con el parámetro adimensional de estabilidad se presenta en la Figura 6.6 (izquierda y derecha, respectivamente). Mientras que la desviación estándar de la velocidad vertical escalada muestra cierta invariabilidad en los tres regímenes y a todos los niveles analizados, Figura 6.6 (derecha), la componente horizontal presenta dos comportamientos bien diferenciados. En el régimen débilmente estable y en parte del intermedio σ_v/u_* muestra una cierta invariabilidad, mientras que dentro del régimen intermedio se rompe la invariabilidad, aumentando bruscamente con una pendiente similar en todos los niveles.

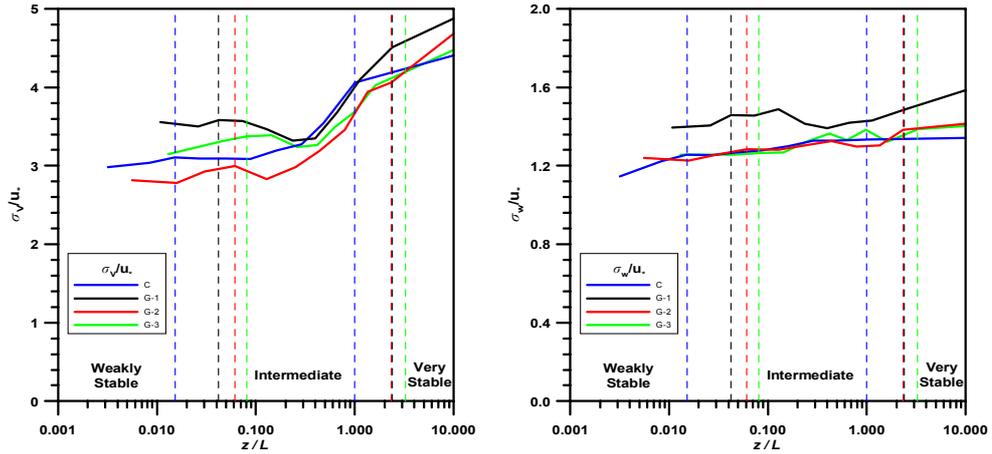


Figura 6.6 Dependencia de z/L (en escala logarítmica) con la desviación estándar de la velocidad horizontal (izquierda) y vertical (derecha) escaladas con la velocidad de fricción superficial a 3.7, 5.8, 7.5 y 13.5 metros de altura en los anemómetros sónicos C, G1, G2 y G3, respectivamente. También se muestran los valores frontera de los regímenes mediante líneas verticales a trazos del mismo color que las curvas del flujo en los niveles respectivos.

- σ_θ/θ_*

El análisis de las fluctuaciones de la temperatura necesita del escalado de la temperatura, que se expresa de la siguiente manera

$$\theta_* = - \frac{\overline{w'\theta'}}{u_*} \tag{6.6}$$

donde el signo menos se incluye para producir una escala positiva de temperaturas en régimen estable.

En la Figura 6.7 se observa el comportamiento de la desviación estándar de la temperatura potencial escalada. Con débil estabilidad, σ_θ/θ_* disminuye con z/L hasta el régimen intermedio, donde aumenta ligeramente en todos los niveles. Por contra, en condiciones muy estables el comportamiento no es igual en todos los niveles, aumentando en el nivel inferior estudiado y disminuyendo en el resto.

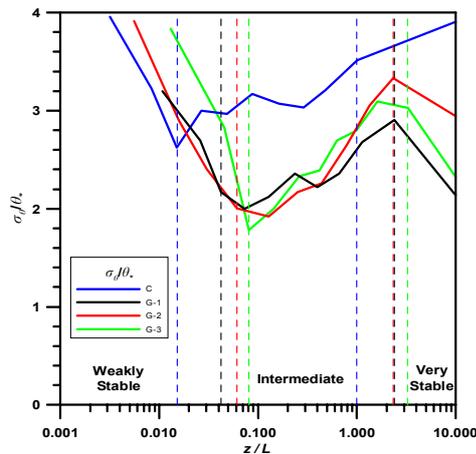


Figura 6.7 Dependencia de z/L (en escala logarítmica) con la desviación estándar de la temperatura potencial escalada a 3.7, 5.8, 7.5 y 13.5 metros de altura en los anemómetros sónicos C, G1, G2 y G3, respectivamente. También se muestran los valores frontera de los regímenes mediante líneas verticales a trazos del mismo color que las curvas del flujo en los niveles respectivos.

• **Discusión del conjunto de resultados**

En conjunto, el comportamiento de los diferentes parámetros turbulentos es similar en los cuatro niveles estudiados.

Dentro del régimen débilmente estable, la mayoría de las variables estudiadas sólo cambian ligeramente cuando crece la estabilidad. Especialmente este comportamiento lo muestran la desviación estándar de la velocidad vertical (Figura 6.3), el coeficiente de arrastre (Figura 6.4, izquierda) y las desviaciones estándar escaladas de la velocidad, (Figura 6.6). En cambio, la variación es más pronunciada para el coeficiente de transferencia de calor (Figura 6.4, izquierda), las difusividades (Figura 6.5) y la desviación estándar de la temperatura potencial escalada (Figura 6.7).

En el régimen de transición, la mayoría de las variables estudiadas cambian sustancialmente cuando la estabilidad crece. La variación es especialmente importante para la desviación estándar de la velocidad vertical (Figura 6.3), los coeficientes de arrastre y de transferencia superficiales (Figura 6.4) y las difusividades (Figura 6.5).

Con régimen muy estable, las variables turbulentas cambian muy ligeramente a medida que crece la estabilidad, salvo para la desviación estándar de la temperatura potencial escalada cuya conducta es errática, Figura 6.7.

La dependencia de la desviación estándar escalada σ_θ/θ^* con la estabilidad es menos organizada, porque está influida fuertemente por las variaciones de θ^* . Este comportamiento unido al de la desviación estándar escalada σ_v/u^* resalta el hecho de que la interpretación de las cantidades escaladas es compleja en la capa superficial estable, especialmente con fuerte estratificación, dificultando la aplicabilidad de la teoría de semejanza.

Smedman (1988) encuentra que la desviación estándar de las fluctuaciones de la velocidad escalada por la velocidad de fricción superficial aumenta repentinamente cuando crece z/L para valores mayores de 0.6, semejante a nuestro análisis, Figura 6.6 (derecha). Para los datos de nuestro estudio, el valor de σ_v/u^* aumenta considerablemente en el régimen intermedio. Marth et al. (1998) demostró que el crecimiento de σ_v/u^* con la estabilidad se debe a la contribución de los movimientos horizontales no turbulentos a gran escala (movimientos mesoescalares) en los valores de σ_v . La influencia de los movimientos horizontales no turbulentos podría ser eliminada en gran parte eligiendo una ventana de promediado más pequeña.

6.3 Intermitencia en la NBL

El término intermitencia es algo ambiguo porque toda la turbulencia se considera intermitente en el grado en el que la estructura de escala fina ocurre intermitentemente dentro de los remolinos más grandes. Esta intermitencia dentro de un remolino grande dado se denomina intermitencia de escala fina.

La intermitencia global define el caso en el que los remolinos de todas las escalas desaparecen o se suprimen en una escala que es grande comparada con los grandes remolinos. La intermitencia global se presenta, a veces, como una secuencia de sucesos que empiezan con la reducción de la cizalla media por mezcla y el aumento correspondiente del número de Richardson a valores mayores que el valor crítico. Esta etapa viene seguida por el desplome de la turbulencia. Sin mezcla vertical, la cizalla media se reconstruye tal que el número de Richardson cae por debajo del valor crítico y la turbulencia se regenera. Con esta interacción entre la turbulencia y la cizalla media, el

Número de Richardson permanece próximo al valor crítico (Atlas et al., 1970; Roach, 1970; Townsend, 1976; Nieuwstadt, 1984a; Kim y Mahrt, 1992; Mahrt et al., 1998; Blumen et al., 2001; Poulos et al., 2002; Soler et al., 2002). En tal escenario, la escala de tiempo en periodos de calma entre sucesos turbulentos depende del tiempo necesario para reestablecer la cizalla media.

La intermitencia global es una de las características posibles de la capa fronteriza muy estable. Derbyshire (1990) expone que la corriente, cerca de la superficie en condiciones muy estables, no puede mantener la turbulencia por sí misma, porque la turbulencia no puede apoyar al flujo de calor descendente exigido por el enfriamiento radiativo superficial. Entonces, la capa fronteriza muy estable puede asumir un carácter de arriba a abajo (*upside-down*) donde la turbulencia principal está ajena a la superficie (Businger, 1973, Mahrt, 1999). Este distanciamiento puede ser sólo temporal, puesto que la aceleración del fluido en la parte alta de la capa muy estable puede provocar la generación de turbulencia por cizalla y acoplar la turbulencia elevada con la superficie, sección 6.5.

Las capas fronterizas débil o moderadamente estables podrían estar caracterizadas por la turbulencia continua cerca de la superficie y la turbulencia globalmente intermitente a niveles más altos. Con el aumento de la estabilidad, la turbulencia intermitente abarca una mayor parte de la capa límite, alcanzando la superficie en condiciones muy estables, como resumió Holtslag y Nieuwstadt (1986).

- **Medida de la intermitencia**

Existen diferentes métodos para evaluar la intermitencia. Por ejemplo, Blumen et al. (2001) indica que la kurtosis de la velocidad vertical suministra un grado de intermitencia de las fluctuaciones turbulentas de pequeña escala. Valores de kurtosis superiores a 3, propio de los procesos aleatorios gaussianos, indican una tendencia de las fluctuaciones a suceder como explosiones intermitentes. Otro indicador es la varianza de la velocidad vertical registrada en promedios cortos. Por otro lado, Kantha y Clayson (2000) y Terradellas et al. (2001) señalan que los picos en el espectro de la densidad de energía wavelet integrado para periodos cortos detectan la intermitencia.

Para analizar la intermitencia en la capa superficial estable nocturna hemos utilizado los datos de SABLES-98. A modo de ejemplo, evaluamos, un sencillo índice que mide la intermitencia del flujo, FI , que define Mahrt et al. (1998) de la siguiente manera

$$FI \equiv \frac{\sigma_F}{|F|} \quad (6.7)$$

donde σ_F es la desviación estándar de cualquier flujo en periodos de 5 minutos y $|F|$ es el valor absoluto del flujo en una hora de promedio. Con considerable intermitencia, esta relación excede de la unidad ($FI > 1$). Según la relación 6.7, los valores muy pequeños del flujo promediado pueden conducir a valores particularmente grandes de la intermitencia del flujo.

- **Resultados**

En la Figura 6.8 presentamos los resultados obtenidos al aplicar el índice de intermitencia del flujo de calor, ecuación 6.7, en las noches de la campaña experimental. El procesado de datos aplicado en el análisis de la intermitencia ha sido el mismo que el explicitado en la sección 6.2.1.

La intermitencia del flujo de calor tiende a crecer con el aumento de la estabilidad, aunque la dispersión que se aprecia en los resultados es bastante grande. La intermitencia se dispara, especialmente, para valores superiores a $z/L = 1$, dentro del régimen muy estable. Por su parte, la intermitencia del flujo de momento también indica un comportamiento similar.

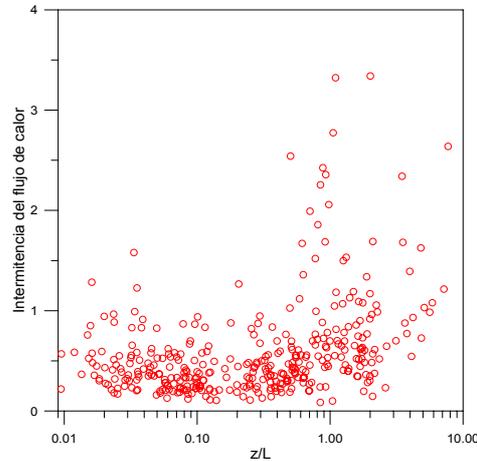


Figura 6.8 Representación del parámetro de intermitencia del flujo de calor, ecuación 6.7, en función del parámetro adimensional de estabilidad durante el periodo nocturno 1800-0600 horas UTC en SABLES-98. Para valores de intermitencia del flujo superiores a 1 se dice que existe intermitencia en capa superficial

Aunque la intermitencia se observa principalmente en condiciones muy estables, la Figura 6.8 también muestra períodos intermitentes de turbulencia, relativamente intensos, en condiciones menos estables. Mahrt et al. (1998) también encontró intermitencia con débil estabilidad.

6.4 Campaña experimental: CASES-99

Desde el año 1999 el grupo de micrometeorología ha centrado su interés en el análisis de los datos observacionales registrados durante la campaña experimental CASES-99 (*Cooperative Atmospheric Surface Exchange Study*), en la que participamos con el profesor Larry Mahrt (*Oregon State University*) en el estudio de los flujos de drenaje (sección 6.5).

El programa observacional de CASES-99 investiga la relación entre la atmósfera y la superficie terrestre en *Walnut River Watershed (WRW)*, al este de Wichita, Kansas (EE.UU.). La campaña tuvo lugar durante el mes de octubre de 1999 y se diseñó para estudiar, principalmente, la capa fronteriza nocturna y, además, para investigar los procesos físicos asociados a los regímenes de transición de la capa límite de la mañana y la tarde.

El enfoque de CASES-99 comprende la observación, el análisis de los datos, el estudio teórico y la modelización numérica para lograr una comprensión de los sucesos episódicos que pueblan la capa fronteriza estable nocturna. Centrando su interés en las noches con cielo despejado y viento ligero cerca de la superficie. Dentro de estas condiciones se pueden estudiar las características de la capa fronteriza nocturna con estabilidad ($Ri > 0.25$) e incluso con mucha estabilidad ($Ri > 1.0$). La meta, a largo plazo, de este programa es mejorar el conocimiento de la capa límite nocturna para desarrollar parametrizaciones de los procesos de mezcla a escala turbulenta que la caracterizan.

Poulos et al. (2002) detalla los objetivos, la localización, el instrumental, los participantes y los primeros resultados obtenidos en CASES-99. Que ha sido una campaña experimental que ha supuesto un gran avance en diferentes aspectos. Así, por ejemplo Blumen et al. (2001) y Conangla et al. (2001) analizan la inestabilidad por cizalla, Sun et al. (2002) estudia el paso de frentes y su relación con la intermitencia, Banta et al. (2002) analiza el *LLJ*, Cuxart et al. (2002) estudia las estructuras coherentes, Coulter y Doran (2002) analizan la intermitencia, Mahrt et al. (2001) y Soler et al. (2002) estudian el flujo de drenaje, Mahrt y Vickers (2002) evalúa la estructura de la *NBL*, entre muchas otras publicaciones.

• **Objetivos Principales**

CASES-99 combina las medidas y el análisis de datos con el estado del arte de los modelos numéricos para investigar áreas de interés científico que describimos a continuación:

1) Suministrar una historia temporal de las ondas internas de gravedad, las inestabilidades por cizalla de Kelvin-Helmholtz y los sucesos de turbulencia en la capa fronteriza estable nocturna y evaluar las contribuciones de los flujos de calor, de humedad y de momento intermitentes asociados a estos fenómenos. Incluyendo las fuentes de las explosiones de la turbulencia, tanto en la superficie como en las capas elevadas con cizalla e inestabilidades de Kelvin-Helmholtz, las ondas internas de gravedad dentro de la capa límite estable y las corrientes de drenaje.

2) Medir los flujos de calor y de momento y sus divergencias que acompañan a los sucesos que contribuyen a la turbulencia, al transporte y a la mezcla en la capa fronteriza nocturna y, especialmente, dentro de la capa superficial, para evaluar el comportamiento de la teoría de semejanza bajo condiciones débilmente estables y muy estables.

3) Definir la importancia de la heterogeneidad superficial, particularmente, bajo condiciones muy estables con viento suave, al principio de las corrientes de drenaje superficiales ($O[10m]$) y los transportes horizontales y verticales que acompañan a las ondulaciones de frontera.

4) Adquirir datos durante la transición del régimen convectivo al estable, y viceversa, en la capa fronteriza para comparar con los modelos existentes de transición. Y evaluar el papel del periodo de transición al inicio de las oscilaciones inerciales y en el aumento del *LLJ*, que se observa aproximadamente dentro del intervalo comprendido entre los 100 y los 300 metros por encima de la superficie.

La elección de estos temas científicos viene motivada por la necesidad de delinear los procesos físicos que caracterizan la capa fronteriza estable que, hasta ahora, no se entienden claramente (Nappo y Johansson, 1999).

• **Participantes**

Para llevar a cabo los objetivos de CASES-99, el estudio representa un esfuerzo interdisciplinario que comprende la colaboración entre científicos de diversas entidades. En CASES-99 intervinieron diferentes organismos norteamericanos, tanto de índole gubernamental como universitario. Además, participaron dos universidades europeas, la de Wageningen (Holanda) y la *Universitat de Barcelona*. Otro ente español que participó fue el Instituto Nacional de Meteorología.

• Localización

El periodo experimental abarcó desde el 1 al 31 de octubre de 1999 cerca de Leon, Kansas, a 50 kilómetros del este de Wichita, Kansas, Figura 6.9, con un periodo previo de 3 días de pruebas instrumentales desde el 27 al 30 de septiembre. Este periodo se eligió por su alta frecuencia climatológica de noches despejadas con calma, desarrollándose, con gran probabilidad, capas fronterizas estables. Una revisión de las medidas de una torre y un sodar dentro del área experimental durante el mes de octubre de 1997 mostró que aproximadamente el 40% de las noches tenían cielo despejado con viento ligero ($<5\text{m/s}$) cerca de la superficie, favoreciendo las condiciones de débilmente estable a muy estable. El resto de las noches tenían cobertura parcial, o completa, de nubes o condiciones ventosas, impidiendo la formación de una capa fronteriza muy estable.

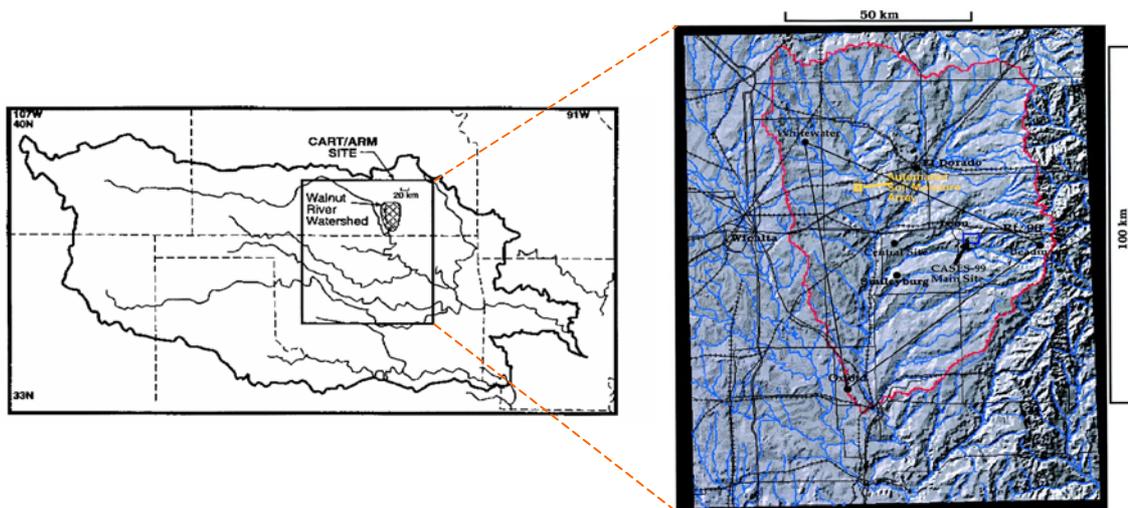


Figura 6.9 Localización de CASES-99. (Izquierda) Un rectángulo señala la situación del subdominio ARM-CART (Atmospheric Radiation Measurement-Clouds and Radiation Tesbed) en el Arkansas River Watershed, donde se sitúa el área experimental de CASES-99. El WRW representa una cuenca menor dentro de otra más grande y está señalada con una malla. (Derecha) Ampliación del rectángulo de la izquierda para localizar el WRW y el área de CASES-99. El centro de CASES-99 se planta en el rectángulo pequeño justo a la derecha del Centro de ABLE (Atmospheric Boundary Layer Experiment), al sudeste de Leon, Kansas. Los círculos indican las áreas de instrumentación de mesoescala de ABLE (torres, sodars, profilers).

Con esta información el amplio grupo de investigadores creyó que sería logísticamente posible encontrar de 4 a 6 periodos de observación intensos durante el mes de octubre de 1999. De hecho, se completaron 11.

Además, este área se eligió por ser una zona limpia de obstáculos en un terreno relativamente llano¹, con pendientes de 0.5 grados en promedio y un acceso razonable a la energía eléctrica y a las líneas telefónicas necesarias para lograr una buena investigación.

• Instrumentación

Durante CASES-99 los investigadores, de las diferentes instituciones, desplegaron múltiples instrumentos para observar la capa fronteriza y para medir suficientemente bien la atmósfera, con el objetivo de lograr las metas científicas propuestas mediante estrategias específicas de muestreos verticales y horizontales.

¹ El área experimental es una cuenca, pero realmente es bastante llana, el desnivel es de apenas 30 metros en 60 kilómetros

La Figura 6.10 muestra la localización del instrumental. Se distribuyó un gran número de instrumentos en un área de 4.8 por 3.2 kilómetros, para capturar las características de la *NBL* estable. Estos instrumentos incluyen una torre de 60 metros muy instrumentada, numerosas torres de 10 metros (muchas con medidas de flujo), múltiples radares, lidars, escintillómetros, globos sonda, radiosondeos y aviones.

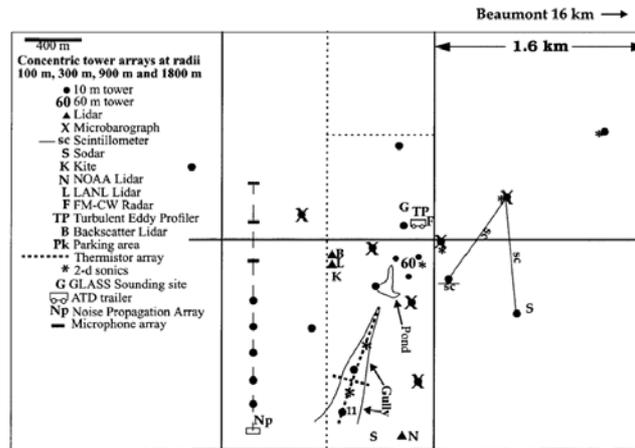


Figura 6.10 Instrumentación de CASES-99 (4.8 x 3.2 kilómetros). La torre de 60 metros está en el centro de una serie de triángulos concéntricos en cuyos vértices hay una variedad de instrumentos. Las áreas de estudio del barranco yacen al sudoeste de la torre de 60 metros.

• Los períodos de observación intensos (IOPs)

Durante el mes de octubre se designaron 12 periodos de observación intensos (aunque la número 11 fue anulada), excediendo nuestras expectativas, y se usaron todos los recursos fácilmente. Este número de *IOPs*, inesperadamente elevado, se debió a un mes de octubre excepcionalmente seco, particularmente desde el día 1 hasta el 27. Desde luego, hay un número de noches que no pertenecían a las elegidas entre los *IOPs* pero pueden contribuir significativamente a la investigación de la *NBL*.

Según las medidas de la temperatura registradas en la torre de 60 metros, el incremento de temperatura desde la superficie hasta los 20 metros de altura fue de 5.5°C en promedio durante las *IOPs*, equivalente a un gradiente de temperatura de 275°C/km, demostrando que CASES-99 disfrutó de condiciones estáticamente muy estables durante las *IOPs*.

• Estudio del barranco

En concreto, nuestra participación estaba orientada al estudio de la estructura térmica y dinámica del interior de un barranco poco profundo, localizado al sudoeste de la torre de 60 metros, Figura 6.10. Aunque el barranco tiene una profundidad de unos 8 metros, experimenta flujos katabáticos regulares en condiciones muy estables (Soler et al., 2002). Con una variedad de instrumentos desplegados en el interior y el exterior del barranco se observó que su flujo katabático estaba influido frecuentemente por la turbulencia intermitente. A continuación se expone parte del trabajo desarrollado sobre el flujo de drenaje.

6.5 Análisis del flujo de drenaje

El objetivo principal de la presente sección es mostrar las características y el transporte turbulento en terreno ligeramente inclinado analizando los datos recogidos en el barranco poco profundo en CASES-99.

Como analizaremos con las observaciones realizadas entre el 13 y el 28 de octubre de 1999, el viento de drenaje nocturno empieza cuando el aire adyacente a la superficie inclinada se enfría y llega a ser más denso que el aire libre con la misma elevación. Los flujos de drenaje comunes dirigen el transporte local y determinan la distribución espacial de las temperaturas mínimas nocturnas.

Las observaciones suministradas por una torre de 10 metros, situada en el interior del barranco, y un conjunto de instrumentos alineados transversalmente a la línea del barranco nos han permitido examinar la estructura vertical de las flujos de drenaje, su interacción con el flujo a mayor escala y su estructura horizontal dentro del barranco. La adquisición de estos datos suministra una anatomía detallada de los procesos que generan y más tarde destruyen los flujos de drenaje.

6.5.1 Instrumentación en el barranco

La Figura 6.11 presenta el mapa orográfico del barranco y la instrumentación desplegada en su interior y exterior, durante el experimento. La dirección de la pendiente del barranco es del nornordeste y en su interior instrumentamos una torre meteorológica de 10 metros de altura con tres niveles de medida de la temperatura, la humedad, la velocidad y la dirección del viento, que operaban en baja frecuencia, a 1.06, 3.07 y 9 metros de altura. Además, se montaron dos anemómetros sónicos situados a 1.7 y 7.4 metros de altura, que denominamos en el texto con las siglas SA1 y SA2, respectivamente.

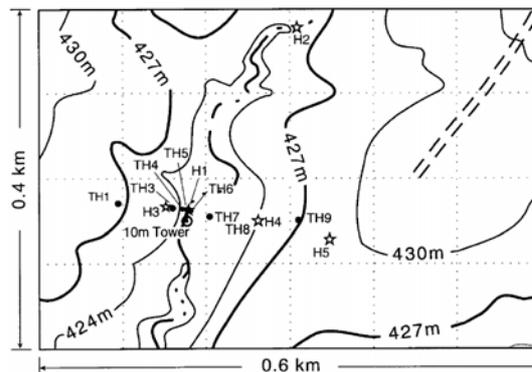


Figura 6.11 Orografía del barranco y su instrumentación. 'H' se refiere a los anemómetros sónicos y 'TH' a los termistores.

También en la torre registramos medidas de radiación neta a 1.06 metros de altura, de flujo de calor del subsuelo a 0.08 metros, de temperatura del subsuelo con 4 sensores a 0.02, 0.06, 0.14 y 0.28 metros y de humedad del subsuelo con dos sensores a 0.14 y 0.28 metros de profundidad. Además, la torre fue instrumentada con ocho termistores a 0.2, 0.3, 0.5, 1, 2.5, 4.2, 6.4 y 9.7 metros, que se describen en Mahrt et al. (2001).

Las medidas de la velocidad y la dirección del viento se recogieron con anemómetros de hélice (R. M. Young 05103) que trabajaban con una frecuencia de muestreo de 5 Hz. El umbral de la veleta del viento es de 1.0 m/s en 10° de desplazamiento y 1.5 m/s en 5° con una precisión de $\pm 3^\circ$; el umbral del anemómetro de cazoleta es de 0.4 m/s con una precisión de ± 2 m/s. La temperatura y la humedad se midieron con termistores de precisión y sensores capacitativos de humedad relativa realizados por Vaisala (Campbell HMP35AC), con una frecuencia de muestreo de 1 Hz. La precisión de los sensores de temperatura es de $\pm 0.01^\circ\text{C}$ desde -23 hasta 48°C y para la humedad es de $\pm 1\%$ desde 0 a 90% y de $\pm 3\%$ desde 90 a 100% de humedad relativa.

La radiación neta se midió con un radiómetro Campbell Q7 con un muestreo de 1 Hz y una precisión de $\pm 5\%$ a $\pm 10\%$. La temperatura del suelo se midió con una sonda de temperatura Campbell 107 con una precisión de $\pm 0.01^\circ\text{C}$ desde -23 hasta 48°C y un muestreo de 1 Hz. El contenido de agua se midió con un reflectómetro (Campbell CS615) con un muestreo de 1 Hz, una resolución de $10^{-6} \text{ m}^3 \text{ m}^{-3}$ y una precisión del 2%. El flujo de calor del suelo se midió con un Campbell RECS HFT-3 con un muestreo de 1 Hz y una precisión de 1% a $\pm 5\%$.

Estos instrumentos se calibraron con anterioridad a la campaña en la sede de Campbell en Inglaterra.

Los anemómetros sónicos ubicados a 1.7 y 7.4 metros eran un Campbell CSAT3 y un Solent 1012-R2, respectivamente, ambos operaban con un muestreo de 20 Hz. Los datos de estos anemómetros sónicos fueron despiciados usando el proceso descrito en la sección 3.2.2 y para eliminar el ruido de las series temporales, éstas se han filtrado usando las técnicas wavelet, sección 3.3.3. También se aplicó el método de corrección del ángulo descrito en la sección 3.2.3.

Además, se ubicaron cinco anemómetros sónicos bidimensionales Handar (2-D) (Vaisalla, modelo 425A) a 1 metro de altura, con un intervalo de muestreo de dos segundos, y nueve termistores (Hobo TMC6_HB) a 0.5 metros de altura aproximadamente, situados perpendicularmente al barranco; aunque 2 termistores y uno de los sónicos bidimensionales quedaron inoperativos durante la campaña.

Los sónicos Handar operativos, que denominaremos H_i , estaban situados a diferentes distancias de la torre. H_1 , H_4 y H_5 estaban colocados al este de la torre a 0.5, 109.5 y a 200 metros, respectivamente, y H_3 estaba situado a 32.8 metros al oeste, Figura 6.12. Mientras que los termistores Hobo operativos, que denominaremos TH_i , estaban ubicados como sigue, TH_1 , TH_3 , TH_4 y TH_5 a 109.5, 25, 8.7 y 3 metros, respectivamente, al este de la torre y TH_6 , TH_7 y TH_8 a 3.6, 35 y 109.5 metros, respectivamente, al oeste de la misma.

6.5.2 Observaciones de los flujos de drenaje

Las circulaciones nocturnas en la región del barranco, Figura 6.12, consisten, potencialmente, en cinco componentes diferentes: (1) la corriente local del norte, fluyendo por el barranco (flujo de drenaje), (2) la corriente sinóptica, típicamente del sur, (3) la corriente de drenaje del este que responde a una inclinación de 0.5% en 10 kilómetros, (4) la corriente descendente de los lados inclinados del barranco, que tienen una inclinación de un 4% al este y un poco más al oeste y (5) los movimientos de mesoescala.

De entre las componentes que caracterizan el flujo en el barranco, en el presente estudio nos interesamos por aquellas noches, con estratificación muy estable, que cumplan una combinación de dos de estas cinco componentes: flujo de drenaje del norte dentro del barranco y corriente sinóptica del sur. Además, se han seleccionado sólo las noches en las que la temperatura al nivel de 9.7 metros en la torre del barranco fuese por lo menos 4°C mayor que la temperatura del nivel de 0.2 metros, promediando entre las 2000 y las 0400 de tiempo local estándar (LST). Son dos las noches que satisfacen los criterios impuestos, la del 20 al 21 de octubre y la del 26 al 27, que designaremos por 20-21 y 26-27, respectivamente.

El flujo de drenaje, de alguna forma, también sucedió durante otras noches, incluyendo las siguientes 13-14, 17-18, 19-20, 21-22, 23-24 y 25-26 de octubre, pero, a veces, el viento en el nivel superior era del este. En consecuencia, de entre todas las noches estudiadas, se han seleccionado las noches 20-21 y 26-27 para analizar las características del flujo de drenaje.

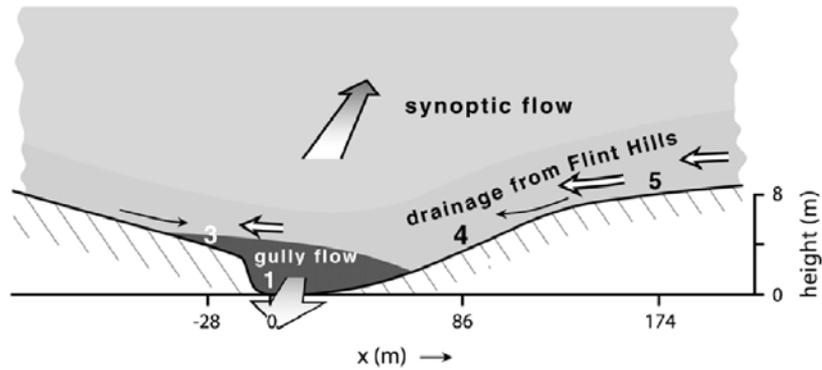


Figura 6.12 Esquema del flujo sinóptico del sur, el flujo superficial del norte y el flujo del este. Todas las componentes de este sistema de circulación no ocurren a la vez en el tiempo, siendo modulado por movimientos transitorios de mesoescala. En la representación, el este se dirige hacia la derecha y el norte hacia la figura. Los números reflejan la posición de los anemómetros bidimensionales.

El análisis observacional se ha dividido en dos partes, primero describimos las características principales del evento, tomando como referencia los valores medios de la velocidad del viento y la temperatura de los sensores de la torre y de la línea de instrumentos que cruzan el barranco. Y, posteriormente, estudiamos detalladamente el suceso mediante el análisis de las medidas turbulentas.

6.5.2.1 Análisis medio

El análisis medio, realizado con los datos del barranco, se basa en el estudio de las variables térmicas y dinámicas durante toda la noche, en promedios de cinco minutos para las noches seleccionadas.

La Figura 6.13 presenta la evolución temporal de la velocidad y la dirección del viento desde las 1700 hasta las 0800 horas LST, medidas con los anemómetros sónicos de la torre de 10 metros para las dos noches seleccionadas. El análisis comparativo realizado con ambos anemómetros, a 1.7 y 7.4 metros, muestran la evidencia del flujo de drenaje intermitentemente entre las 1900 y las 0800 horas LST. En el nivel inferior (SA1), el viento se desliza, frecuentemente, pendiente abajo (por el barranco) con la dirección aproximadamente del norte, mientras que en el superior (SA2), el viento es del sector sur, en correspondencia con la corriente sinóptica. En consecuencia, la cima de la corriente de drenaje está situada entre los 1.7 y los 7.4 metros.

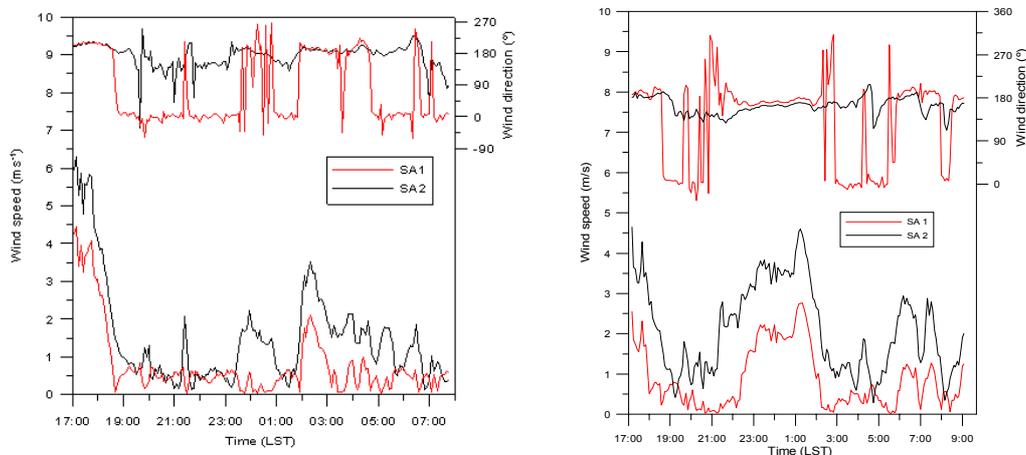


Figura 6.13 Evolución temporal de la velocidad y la dirección del viento en promedios de 5 minutos de los dos anemómetros sónicos, SA1 y SA2, dentro del barranco a 1.7 y 7.4 metros, respectivamente, durante las noches: 20-21 (izquierda) y 26-27 (derecha).

En la Figura 6.14 presentamos la evolución temporal de la temperatura en los 8 termistores de la torre, en promedios de cinco minutos, durante la noche 20-21. Una de las principales características que apreciamos en la Figura 6.14 es el fuerte decrecimiento de la temperatura en un corto periodo de tiempo, después de la puesta de sol, entorno a las 1800 horas LST. Al mismo tiempo, el enfriamiento dentro del barranco es el factor dominante, motivando la existencia del flujo de drenaje. Pero el fenómeno más destacable es la fuerte oscilación de la temperatura, sobretodo en los niveles inferiores, durante los periodos en los que se rompe el drenaje. La temperatura dentro del barranco llega a aumentar unos 6°C.

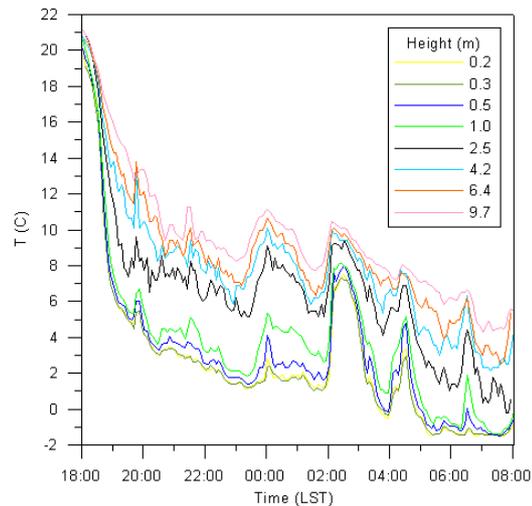


Figura 6.14 Evolución temporal de la temperatura de los 8 niveles termistores de la torre del barranco en promedios de 5 minutos durante la noche del 20 al 21 de octubre.

En consecuencia, atendiendo a las figuras 6.13 y 6.14, durante las noches seleccionadas, la corriente de drenaje se rompe varias veces cuando el viento del sur a 7.4 metros aumenta a, o excede de, 2 m/s. Durante la ruptura, (1) el viento en el nivel inferior (1.7 metros) cambia su dirección del norte (corriente de drenaje) a sur (corriente sinóptica) y (2) la temperatura cerca de la superficie aumenta, a veces, más de 6°C. En estas circunstancias existe mezcla en el interior del barranco.

Por la dirección de la pendiente del barranco, las variaciones de la componente del viento N-S indican la existencia o no de flujo de drenaje en combinación con las diferencias de temperatura en la torre. En este sentido, la Figura 6.15 relaciona el cambio de la dirección del viento dentro del barranco a 1.7 metros y la diferencia de temperatura entre los niveles de 0.2 y 9.7 metros. Cuando el viento está en calma y procede del norte dentro del barranco, la diferencia de temperatura (ΔT) entre los niveles de 0.2 y 9.7 metros varía en un intervalo comprendido entre los 6 y los 12°C, que equivale a decir que las condiciones del barranco son de fuerte estabilidad. En conclusión, el flujo de drenaje en el barranco se genera en situaciones muy estables.

Cuando el viento gira hacia el sur dentro del barranco, durante los sucesos de mezcla, la estratificación se debilita, especialmente cuando la corriente del sur supera los 2 m/s.

El flujo de drenaje dentro del barranco ocurre cuando ΔT es mayor de 6°C, sin embargo que $\Delta T > 6^\circ\text{C}$ no garantiza la existencia del flujo de drenaje, pero sí sucede cuando a esa diferencia térmica le acompaña un viento inferior a 1.5 m/s.

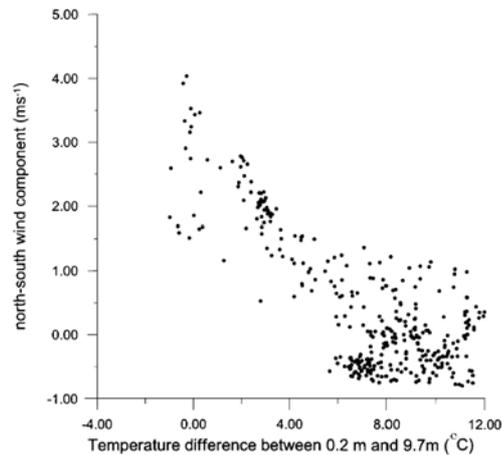


Figura 6.15 Dependencia de la componente norte-sur del viento dentro del barranco a 1.7 metros con la temperatura entre 9.7 y 0.2 metros.

Para analizar la estructura termodinámica dentro del barranco presentamos la Figura 6.16, que representa la evolución temporal durante la noche 20-21 del campo de temperaturas conjuntamente con los vectores del viento horizontal medidos con el instrumental que cruza el barranco. Para elaborar la Figura 6.16 se ha estimado el campo de temperaturas según los datos registrados por siete termistores, promediados en periodos de cinco minutos, situados a 0.5 metros de altura y ubicados perpendicularmente al barranco. Además, se han calculado los vectores del viento horizontal, en periodos de treinta minutos, registrados en tres anemómetros sónicos bidimensionales (H_3 , H_1 y H_4) situados a 1 metro de altura y, también, ubicados en la perpendicular del barranco. En la Figura 6.16, la abscisa representa la distancia en metros desde la torre del barranco a los diferentes instrumentos y la ordenada representa el tiempo transcurrido desde la puesta hasta la salida de sol del día siguiente.

Una de las características más importantes, que ya habíamos destacado al analizar la Figura 6.14 y que la Figura 6.16 también pone de manifiesto, es que la temperatura disminuye drásticamente e inmediatamente después de la puesta del sol, en particular, dentro del barranco. Siendo el enfriamiento más intenso dentro del barranco que fuera durante toda la noche. Las medidas indican que la temperatura dentro del barranco llega a ser de -1°C , mientras que fuera no baja de los 3°C . Además, las observaciones muestran que el viento dentro del barranco (sónico H_1) es del sector norte (viento de drenaje) durante gran parte de la noche, salvo en cortos periodos de tiempo, cuando se produce mezcla, con la subsiguiente ruptura del flujo de drenaje.

En la Figura 6.16 podemos apreciar dos pulsos principales de corriente del sur en el exterior del barranco. Mientras que la corriente fría del barranco sobrevive al primer pulso a las 0000 horas LST, la corriente de drenaje es eliminada, temporalmente, por el segundo pulso a las 0200 horas LST. Cuando esto ocurre, se produce un calentamiento en el interior del barranco, que también se detecta en el exterior del mismo, a ambos lados de la pendiente principal. Este suceso nos indica que el calentamiento está asociado a escalas espaciales mayores que la del barranco en sí mismo.

El viento medido por el anemómetro sónico H_4 , situado en el lado este del barranco, Figura 6.12, donde la inclinación es suave, sigue al flujo local, producido por la inclinación si la corriente a 7.4 metros es débil; de otra manera viene desde el sector sur (corriente sinóptica). La corriente sobre el lado oeste del barranco muestra un comportamiento similar (H_3).

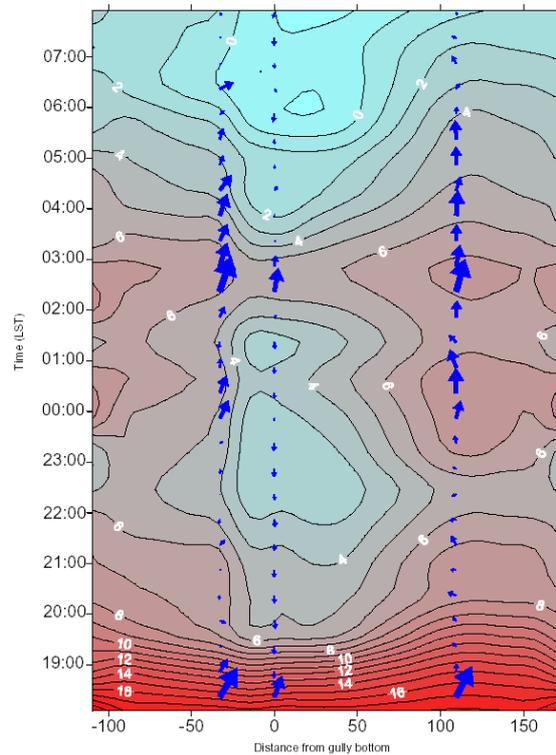


Figura 6.16 Dependencia temporal de la estructura del flujo a través del barranco en base a promedios temporales de 5 minutos de la temperatura y los vectores viento de los anemómetros sónicos 2D. La temperatura se midió con los termistores: TH1, TH3, TH4 y TH5 localizados al oeste de la torre a una distancia de 109.5, 25, 8.7 y 3 metros, respectivamente, y con los TH6, TH7 y TH8 ubicados al este de la torre a una distancia de 3.6, 35 y 109.5 metros, respectivamente. El vector viento horizontal se midió con los sónicos H3, H1 y H4 que estaban localizados a una distancia de la torre de 32.8 metros en la dirección oeste, y 0.5 y 109.5 metros en la dirección este, respectivamente.

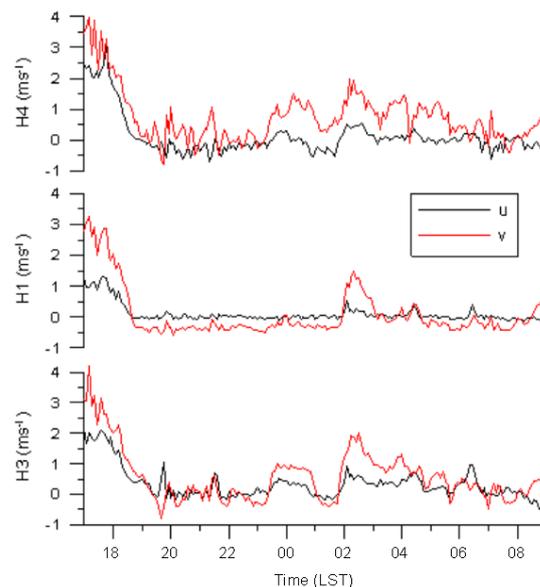


Figura 6.17 Evolución temporal de las componentes del viento horizontal observadas a través del barranco mediante los anemómetros sónicos bidimensionales, situados a 1 m de altura, H3, H1 y H4 a una distancia de la torre de 32.8 metros en la dirección oeste, y 0.5 y 109.5 metros en la dirección este, respectivamente, en promedios de cinco minutos.

En la Figura 6.17 presentamos la evolución temporal, en promedios de 5 minutos, de las componentes U (dirección este-oeste) y V (dirección sur-norte) de los sónicos bidimensionales H_3 , H_1 y H_4 . El único anemómetro sónico que muestra el flujo de drenaje, reflejando la componente U próxima a cero y la componente V negativa, durante casi toda la noche es H_1 , situado en el fondo del barranco.

6.5.2.2 Análisis de la turbulencia

Con el objetivo de presentar una información más detallada sobre el comportamiento de la corriente de drenaje, especialmente durante las rupturas del flujo de drenaje, en este apartado analizamos los datos de alta frecuencia registrados por los anemómetros sónicos de la torre de 10 metros.

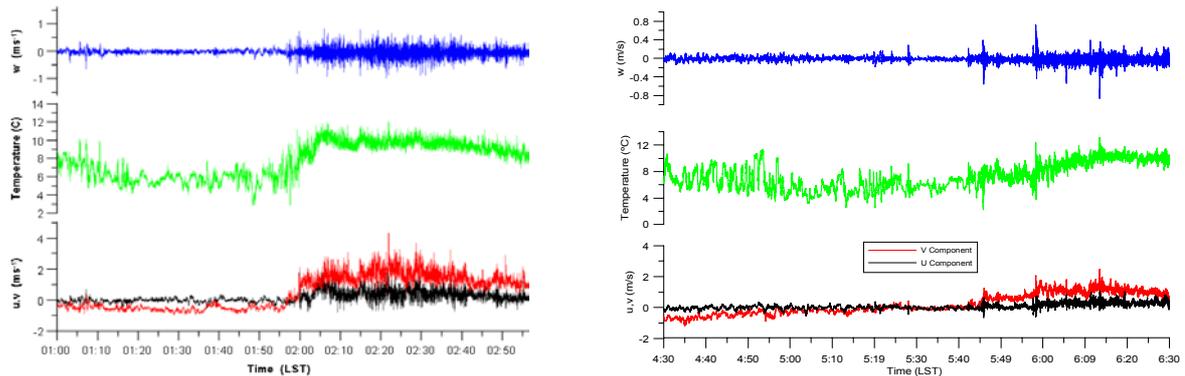


Figura 6.18 Evolución temporal (durante 2 horas) de las componentes del viento y la temperatura del anemómetro sónico de la torre del barranco a 1.7 metros de altura durante la ruptura del viento de drenaje debido a la mezcla. (a) Desde las 0100 hasta las 0300 horas LST de la noche del 20 al 21. (b) Desde las 0430 hasta las 0630 horas LST de la noche del 26 al 27. Datos correspondientes a una frecuencia de muestreo de 20 Hz.

La Figura 6.18 muestra la evolución temporal, dentro del barranco (SA1), de la temperatura y de las componentes del viento registradas en alta frecuencia durante un periodo de dos horas en el que la corriente de drenaje es eliminada por mezcla en las noches 20-21 (izquierda) y 26-27 (derecha).

Durante la noche 20-21, se aprecia la existencia de flujo de drenaje en el barranco antes de las 0200 horas LST. A partir de ese momento, el drenaje se rompe, provocando un incremento de la temperatura y el aumento de la turbulencia. Un fenómeno análogo, aunque de menor intensidad, sucede durante la noche 26-27.

También, para analizar la turbulencia, presentamos las figuras 6.19 y 6.20 que muestran la evolución temporal del flujo de calor y de momento, respectivamente, en los dos anemómetros sónicos de la torre de 10 metros, para las noches 20-21 (izquierda) y 26-27 (derecha).

El análisis del flujo de calor y de momento nos muestra que, por regla general, existe una mayor turbulencia a 7.4 metros que a 1.7, especialmente durante el drenaje, donde el flujo en la superficie es muy pequeño, mientras que tras la ruptura del mismo los flujos aumentan y tienden a igualarse. En particular, la ruptura del flujo de drenaje viene acompañada de un calentamiento considerable en la parte inferior del barranco al aumentar la turbulencia (Figura 6.18) y un transporte descendente de calor (Figura 6.19) y de momento (Figura 6.20). Aun y así, en ocasiones los flujos en la parte alta del barranco aumentan sustancialmente, sin que eso mismo ocurra en la parte baja. Estas circunstancias sirven de ejemplo del desacople existente de la turbulencia entre las capas altas y la superficie.

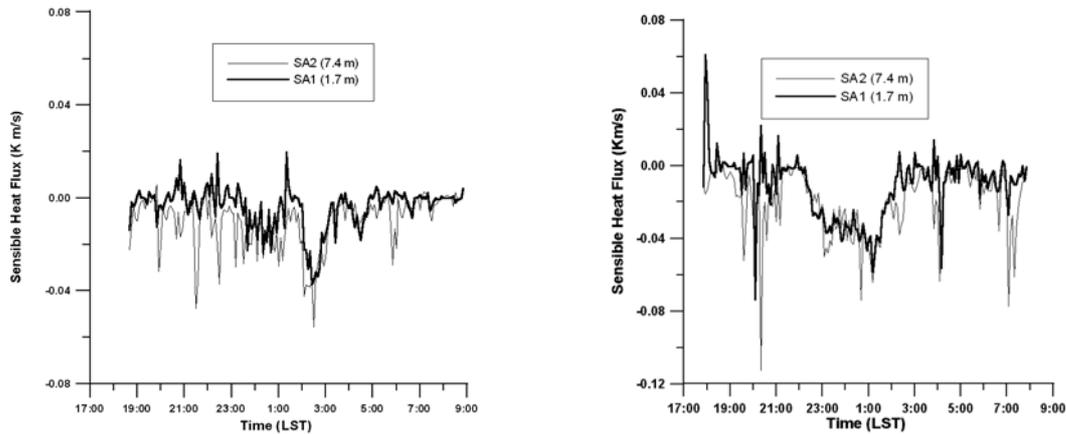


Figura 6.19 Evolución temporal del flujo de calor turbulento en promedios de cinco minutos de los dos anemómetros sónicos de la torre en el barranco, a 1.7 y 7.4 metros, durante la noche 20-21 (izquierda) y la noche 26-27 (derecha).

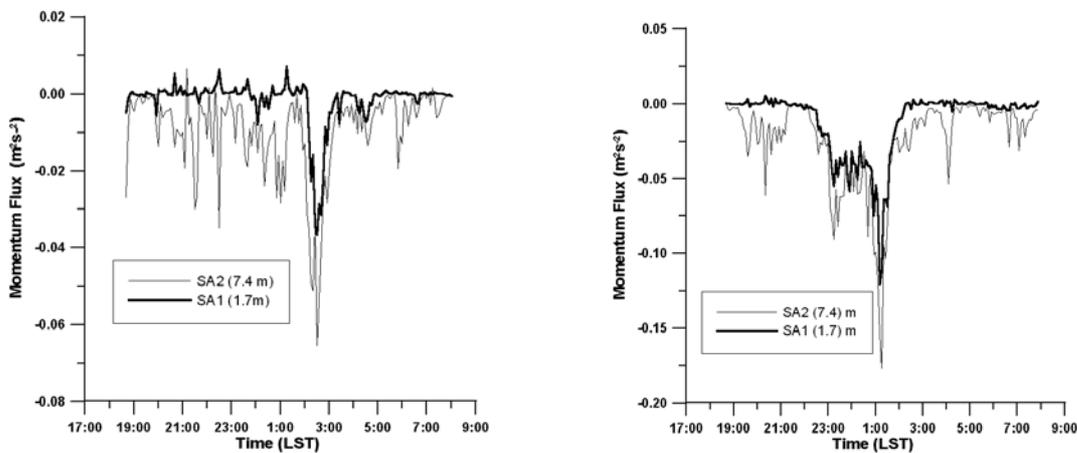


Figura 6.20 Evolución temporal del flujo de momento turbulento en promedios de cinco minutos de los dos anemómetros sónicos de la torre en el barranco, a 1.7 y 7.4 metros, durante la noche 20-21 (izquierda) y la noche 26-27 (derecha).

Existen también ejemplos donde las variaciones de los flujos ocurren simultáneamente a ambos niveles. En otros casos, la variación de los flujos de calor y de momento empiezan primero a 7.4 metros y un tiempo después llega a los 1.7 metros, sugiriendo un transporte descendente de turbulencia. Durante el flujo de drenaje, el transporte descendente de varianza de la velocidad vertical $\overline{w'^3}$ es negativo pero muy pequeño, del orden de 10^{-4} y $10^{-5} \text{ m}^3 \text{ s}^{-3}$. Mientras que, durante la ruptura de la corriente de drenaje, su valor aumenta en uno o dos órdenes de magnitud, indicando un transporte descendente de energía cinética turbulenta.

Las observaciones de la torre de 60 metros, ubicada aproximadamente a 1 kilómetro al NNE del barranco, indican que los sucesos de turbulencia en el barranco frecuentemente corresponden a turbulencia acentuada de una capa profunda y que la turbulencia puede originarse cerca de la cima de la torre de 60 metros o por encima de ella. Para examinar esta posibilidad, en las figuras 6.21 y 6.22 se muestran los flujos de momento y de calor sensible, en función del tiempo y la altura, calculados por seis niveles de anemómetros sónicos en la torre de 60 metros. Los datos fueron sometidos al control de calidad propuesto por Vickers y Mahrt (2001).

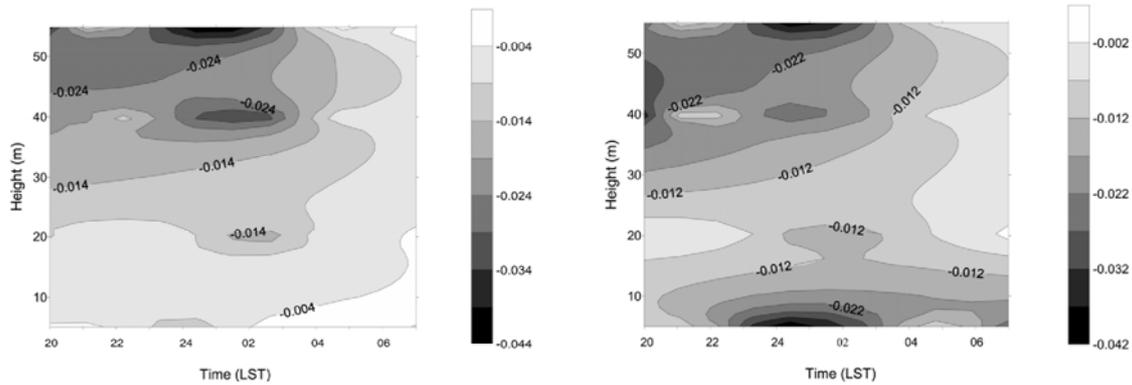


Figura 6.21 Sección cruzada tiempo-altura (izquierda) del flujo de momento ($m^2 s^{-2}$) y (derecha) del flujo de calor sensible ($K m s^{-1}$) de la noche del 20 al 21 de octubre.

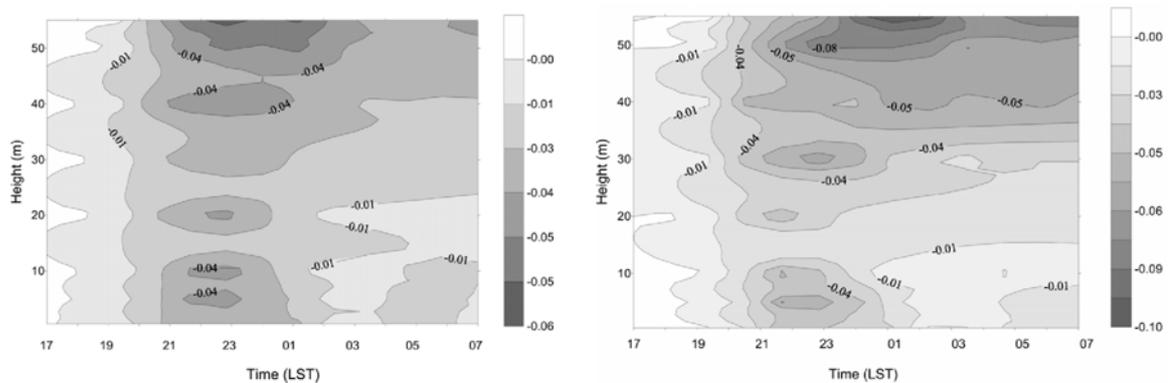


Figura 6.22 Sección cruzada tiempo-altura (izquierda) del flujo de momento ($m^2 s^{-2}$) y (derecha) del flujo de calor sensible ($K m s^{-1}$) de la noche del 26 al 27 de octubre.

Las características principales observadas con el análisis de los flujos en la torre de 60 metros son: (1) La turbulencia aumenta con la altura, que se corresponde con la estructura de la NBL *Upside-down* (Mahrt, 1999; Mahrt y Vickers, 2002), (2) el transporte descendente no es continuo, existiendo capas de turbulencia donde el transporte es muy activo, (3) el transporte descendente, a veces, se detecta primero en la torre de 60 metros y, posteriormente, dentro del barranco. Quizás, durante el período anterior de actividad turbulenta, la turbulencia no es suficientemente fuerte como para penetrar en la inversión del barranco.

• Influencia del drenaje en la temperatura superficial

Atendiendo a los análisis anteriores, durante las rupturas del flujo de drenaje, el flujo de calor descendente aumenta considerablemente, así como el calentamiento del aire en las capas más bajas de la NBL. En estas circunstancias, el enfriamiento del suelo cesa e incluso se provoca un cierto calentamiento del mismo de unos $0.3^{\circ}C$ en el nivel de 0.02 metros en el subsuelo, aumentando a su vez la radiación en onda larga. Para estudiar este aspecto presentamos, en la Figura 6.23, la evolución temporal de la temperatura del subsuelo de cuatro noches de CASES-99. Dos de ellas, las noches 19-20 y 23-24 se caracterizan por desarrollar drenaje dentro del barranco con viento débil del sector este en el nivel del sónico superior (SA2). Durante estas noches no se observan sucesos de turbulencia o ruptura del drenaje, por tanto, la temperatura del aire y del suelo disminuyen continuamente durante toda la noche. En comparación, para las noches seleccionadas en este estudio, 20-21 y 26-27, que recordemos se caracterizaban por la existencia de drenaje y rupturas a lo largo de la noche con viento sinóptico del sur, las

temperaturas del aire y del suelo aumentan temporalmente durante los sucesos de mezcla.

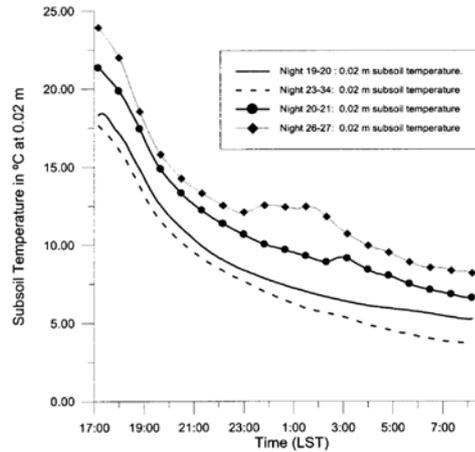


Figura 6.23 Evolución temporal de la temperatura del subsuelo registrada a la profundidad de 0.02 metros en promedios de 30 minutos durante 4 noches de CASES-99.

6.5.3 Balance termodinámico

En esta sección, analizamos la importancia de los procesos físicos que pueden contribuir a la variación local de la temperatura durante las rupturas del flujo de drenaje en el barranco. Con esta intención analizamos la ecuación de conservación de la temperatura potencial (Stull, 1988; sección 1.3), expresada como,

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = - \left(U \frac{\partial \Theta}{\partial x} + V \frac{\partial \Theta}{\partial y} + W \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \frac{\partial \overline{u'\theta'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'\theta'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z} \right) + F_R + F_c \quad (6.8)$$

donde Θ es la temperatura potencial, t es el tiempo, (u, v, w) son las componentes horizontales y verticales de la velocidad en un sistema de coordenadas cartesianas (x, y, z) que se dirigen al este, al norte y contraria a la gravedad, respectivamente. Los términos que contienen primas describen los flujos turbulentos verticales y horizontales. Las cantidades F_R y F_c representan la divergencia del flujo radiativo y el enfriamiento o calentamiento por evaporación o condensación, respectivamente; F_c puede despreciarse estas noches según Mahrt et al. (2001), que estimó los flujos de humedad obteniendo valores muy pequeños. Mientras que la divergencia del flujo radiativo estimado a partir del modelo de Kiehl (1996), indica que el flujo radiativo converge (calentamiento) en la parte inferior de la capa y casi se cancela en la parte superior.

Las observaciones pueden utilizarse para evaluar la divergencia vertical del flujo de calor pero no las divergencias horizontales del flujo y los términos horizontales de advección. Estos términos se relegan a un término residual en el balance de la capa promedio que presentamos a continuación.

Un balance térmico en una capa promedio, entre la superficie del terreno y el segundo nivel con anemómetro sónico, 7.4 metros, puede escribirse como (Blumen et al., 1999),

$$\left\langle \frac{\partial \Theta}{\partial t} \right\rangle = - \left\langle W \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right\rangle - \left\langle \frac{\Delta \overline{w'\theta'}}{\Delta z} \right\rangle - \langle R \rangle \quad (6.9)$$

donde $\langle \rangle$ designa el valor medio entre los dos niveles de medida y $\Delta \overline{w'\theta'}$ es la diferencia de $\overline{w'\theta'}$ entre 7.4 y 1.7 metros. El residuo $\langle R \rangle$ representa las divergencias del flujo horizontal, la advección horizontal y los errores asociados con las cantidades medidas en la capa promediada. Para realizar nuestro análisis hemos promediado todos los términos en periodos de 5 minutos.

Los valores de los términos del balance de la temperatura promediados según la expresión 6.9 se presentan en las tablas 6.2, 6.3 y 6.4, para las noches 20-21 y 26-27. Los dos sucesos turbulentos de la noche 20-21 (tablas 6.2 y 6.3) corresponden al calentamiento total de unos 3.3 y 3.2°C en aproximadamente 50 minutos. Se deben principalmente al término de la divergencia del flujo vertical, que representa una contribución del 115% y el 195% respecto del calentamiento neto. La advección vertical representa un 9% para el primer evento desde las 2310 hasta las 2400 horas LST y el 28% para el segundo desde las 0135 hasta las 0225 horas LST. Como la divergencia del flujo turbulento de calor realmente supera al calentamiento observado en ambos sucesos de las tablas 6.2 y 6.3, el término residual se opone al término de la divergencia del flujo; su contribución es del 23% y el 125%, respectivamente.

Tabla 6.1 Valores de los términos del balance de la temperatura promediados para el periodo 2310-2400 horas LST durante la noche 20-21.

Términos del balance	Valor ($\times 10^{-3} \text{ K}\cdot\text{s}^{-1}$)
$\frac{\partial \Theta}{\partial t}$	1.10
$-W \left(\frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)$	0.10
$-\frac{\Delta(\overline{w'\theta'})}{\Delta z}$	1.26
$\langle R \rangle$	-0.26

Tabla 6.2 Valores de los términos del balance de la temperatura promediados para el periodo 0135- 0225 horas LST durante la noche 20-21

Términos del balance	Valor ($\times 10^{-3} \text{ K}\cdot\text{s}^{-1}$)
$\frac{\partial \Theta}{\partial t}$	1.06
$-W \left(\frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)$	0.3
$-\frac{\Delta(\overline{w'\theta'})}{\Delta z}$	2.08
$\langle R \rangle$	-1.32

Para el suceso turbulento de la noche 26-27, el calentamiento total en el barranco es de 3.3°C en un periodo de 70 minutos. Para este evento, la divergencia vertical del flujo y la advección vertical contribuyen al calentamiento total, pero el residuo correspondiente a las divergencias del flujo horizontal y a la advección horizontal es mucho mayor. En

términos porcentuales del calentamiento total, las contribuciones son del 21%, el 27% y el 52% para la advección vertical, la divergencia vertical de flujo y el término residual, respectivamente.

Tabla 6.3 Valores de los términos del balance de la temperatura promediados para el periodo 2210- 2320 horas LST durante la noche 26-27.

Términos del balance	Valor ($\times 10^{-3} \text{ K}\cdot\text{s}^{-1}$)
$\frac{\partial \Theta}{\partial t}$	7.85
$-W \left(\frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)$	1.65
$-\frac{\Delta(\overline{w\theta'})}{\Delta z}$	2.1
$\langle R \rangle$	4.1

6.5.4 Relaciones de la turbulencia

En la capa estable nocturna, como ya se ha mencionado anteriormente, pueden ocurrir una variedad de tipos de turbulencia (Mahrt y Gamage, 1987). En algunas situaciones, la turbulencia es continua en la totalidad de la *NBL* y, a veces, la turbulencia es intermitente y está fuertemente desconectada de los procesos en la superficie.

Así, en esta sección, para contrastar la turbulencia muy débil con la turbulencia relativamente más fuerte durante los períodos de mezcla hemos seleccionado arbitrariamente un número de índices de la turbulencia.

- **Índices de la turbulencia**

Computamos la escala de la energía que contiene los remolinos en un flujo estratificado estable, que puede estimarse mediante el parámetro l_B (Brost y Wyngaard, 1978) que indica el grado de supresión de los movimientos verticales debido a la la estabilidad estática y se define como

$$l_B \approx \frac{\sigma_w}{N_{BV}} \quad (6.10)$$

donde σ_w es la desviación estándar de la velocidad vertical del viento y N_{BV} es la frecuencia de Brunt-Vaisala, que se define de la siguiente manera

$$N_{BV} = \left(\frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)^{1/2} \quad (6.11)$$

que da idea de la frecuencia de oscilación debido al empuje en un ambiente estáticamente estable.

El cálculo de esta escala de longitud es más robusto en comparación con las suministradas por la escala de longitud integral o el pico de la densidad de energía espectral, Stull (1988).

También computamos las difusividades de momento K_m (ecuación 6.3) y de calor K_h (ecuación 6.4) y el número del gradiente de Richardson definido como (Rees, 1991)

$$Ri = \frac{\frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z}}{\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2 + U^2 \left(\frac{\partial \alpha}{\partial z}\right)^2} \quad (6.12)$$

donde α es la dirección media del viento.

- **Procesado de datos**

Los gradientes verticales del módulo del viento y la temperatura se estiman mediante un ajuste polinómico de segundo grado del logaritmo de z usando el método de los mínimos cuadrados para periodos de cinco minutos. Mientras que el gradiente de la dirección del viento se ha evaluado a partir del ajuste de un polinomio de segundo grado en z (sección 3.2.3.2).

Computamos la varianza normalizada R , como una medida de la validez de los ajustes, sección 3.2.3.2. Aceptamos sólo aquellos perfiles que cumplen que $R < 0.1$, que es equivalente al cuadrado del coeficiente de correlación $r^2 > 0.7$. Esta restricción rechaza aproximadamente el 11% de los perfiles ajustados.

- **Resultados y discusión**

Cuando el flujo de drenaje dentro del barranco es eliminado por mezcla, la escala de longitud l_B en los dos niveles diferentes, 1.7 y 7.4 metros, aumenta desde el orden de 0.01-0.1 metros con fuerte estratificación, antes del suceso de mezcla, hasta 1-3 metros después del suceso de mezcla. Parece que cuando la escala de longitud del remolino es pequeña comparada con la profundidad de la corriente de drenaje, esta corriente puede sobrevivir. Pero cuando la escala del remolino es comparable a, o mayor que, la profundidad de la corriente de drenaje, los remolinos grandes impiden el flujo de drenaje mediante la mezcla vertical.

Además, con el inicio de la mezcla y la eliminación de la corriente de drenaje, las difusividades K_m y K_h aumentan desde valores muy pequeños, del orden de $0.0001 \text{ m}^2/\text{s}$, hasta valores más grandes, del orden de $0.2 \text{ m}^2/\text{s}$ para K_h y $0.8 \text{ m}^2/\text{s}$ para K_m .

Durante la noche, cuando la corriente de drenaje está bien establecida, Ri llega a ser mayor que el valor crítico, indicando la estabilidad dinámica de la capa y la disminución, pero no la eliminación, de la turbulencia. Durante la ruptura y los sucesos de mezcla del flujo del barranco, el número del gradiente de Richardson disminuye a valores del orden de 0.01, correspondiente a un flujo dinámicamente inestable. Cuando la turbulencia decae y se desarrolla la corriente de drenaje, Ri una vez más supera su valor crítico.

El número del gradiente de Richardson es un buen indicador de la generación de turbulencia durante los sucesos de mezcla. Sin embargo, el número del gradiente de Richardson no puede utilizarse para predecir la ruptura, porque generalmente Ri no disminuye antes de empezar la mezcla. Normalmente Ri empieza a disminuir cuando se inicia la mezcla y la temperatura empieza a aumentar. Esto podría implicar que la ruptura está ocasionada por la turbulencia descendente generada en la parte superior de la *NBL* y que no está determinada por la inestabilidad local, como sugiere el transporte vertical descendente de la varianza de la velocidad (sección 6.5.2).

Para analizar la relación entre la turbulencia y el flujo de drenaje dentro del barranco, presentamos en la Figura 6.24 la dependencia de la componente norte-sur del viento frente a la desviación estándar de la velocidad vertical. La representación nos muestra que con el flujo de drenaje desplazándose barranco abajo (viento del norte), la turbulencia es muy débil, con valores de σ_w de alrededor de 0.1 m/s. Con la eliminación del flujo de drenaje y el reemplazamiento por vientos del sur en el barranco, la turbulencia y σ_w aumentan considerablemente. Para Ri mayor que el valor crítico, el valor de σ_w es, comúnmente, sólo de 0.1 m/s y la escala de longitud l_B es menor de 0.5 metros. Cuando Ri disminuye a valores menores, del orden de 0.01, σ_w y l_B aumentan considerablemente hasta alcanzar valores próximos a 0.5 m/s y 3 metros, respectivamente.

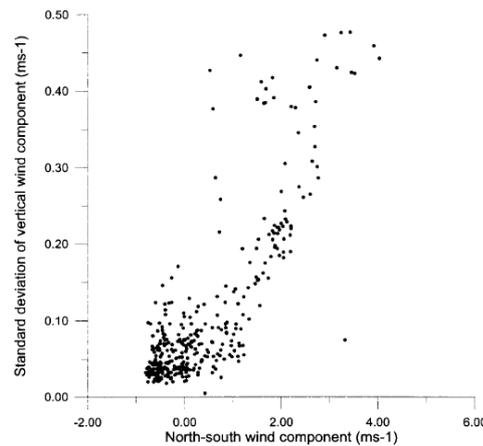


Figura 6.24 Dependencia de la componente norte-sur del viento dentro del barranco frente a la desviación estándar de la velocidad vertical.

A fin de comparar nuestros resultados con los encontrados por Kaimal (1973), seleccionamos los valores de Ri entre 0.05 y 0.2 y probamos su relación con la escala de longitud adimensional l_B/z . Para nuestros datos, la relación de esta escala de longitud adimensional es inversamente proporcional a Ri . La forma funcional propuesta, $l_B/z = A/Ri$, probada con nuestros datos presenta como resultado un valor de $A = 0.052$, mayor que el valor de 0.031 encontrado por Kaimal (1973), con un coeficiente de correlación r^2 de 0.95. Este valor excede a la varianza explicada por la autocorrelación debido a la presencia del gradiente vertical de temperatura en ambos lados de la relación. El éxito de esta relación indica que aunque la corriente de drenaje es muy fina y la escala horizontal pequeña, comparada con los flujos de la capa fronteriza estudiados anteriormente, la turbulencia del barranco puede obedecer todavía a la teoría de semejanza.

6.6 Detección de ondas en la NBL

El propósito de esta sección es estudiar la generación de ondas de Kelvin-Helmholtz en la NBL durante las noches con cielo despejado. En particular, analizamos la detección de las ondas mediante los espectros de Fourier y el análisis wavelet, sección 3.3.

6.6.1 Sucesos ondulatorios de Kelvin-Helmholtz en la NBL

Aún cuando la NBL sea estáticamente estable, la cizalla del viento puede generar turbulencia dinámica. Supongamos que existe un flujo laminar con cizalla entre diferentes capas, si se alcanza un valor crítico de cizalla, el flujo se inestabiliza dinámicamente, formando ondas en la interfase. Las crestas, de estas ondas, son

normales a la dirección de la cizalla. Las ondas continúan creciendo en amplitud, alcanzando, eventualmente, un punto donde cada onda se enrolla o se rompe, similar al oleaje del mar en las playas. A este fenómeno de ruptura se le denomina onda o inestabilidad de Kelvin-Helmholtz (K-H).

La continua inestabilidad dinámica provoca que cada onda se convierta en turbulencia. Luego, la turbulencia se extiende por la capa, causando mezcla. Durante el proceso de difusión, parte del momento se transfiere entre las capas, reduciendo la cizalla entre ellas. En estas circunstancias, la interfase llega a ser una capa de cizalla difusa más amplia con débil estabilidad estática. La mezcla puede reducir la cizalla por debajo del valor crítico y eliminar la inestabilidad dinámica. En ausencia de fuerzas de restauración de la cizalla, la turbulencia decae en la región de la interfase y el flujo vuelve a ser laminar. Stull (1988) concluye que esta secuencia ocurre durante las noches despejadas en la parte superior e inferior de los chorros de viento fuerte, tal como el LLJ.

Fernando (1991) y Scorer (1997) señalan que las inestabilidades de K-H, o flujo estratificado con cizalla, es un precursor necesario para la formación de ondas. Scorer (1997) estableció que la vorticidad se recoge en nodos por la inestabilidad dinámica, ondulando la capa y generando ondas. Este proceso genera varias ondas y es la principal causa de mezcla en un medio estratificado estable.

6.6.2 Ondas de Kelvin-Helmholtz en CASES-99

Durante CASES-99, el lidar (High Resolution Doppler Lidar de la NOAA) y los sensores de la torre de 60 metros capturaron lo que parecían ser ondas y turbulencia asociada a una inestabilidad por cizalla propagándose en dirección horizontal por el área experimental, entre las 0520 y las 0545 UTC (0020-0045 LST) el 6 de octubre de 1999. Este fenómeno fue estudiado por Blumen et al. (2001) mediante los estadísticos turbulentos de los sensores de la torre de 60 metros, posteriormente Newsom y Banta (2002) analizaron el suceso estudiando los datos del lidar. Nuestra aportación a este estudio es la utilización de los espectros de Fourier y el análisis wavelet para la detección de las ondas de K-H. A continuación se expone brevemente el suceso ocurrido en CASES-99.

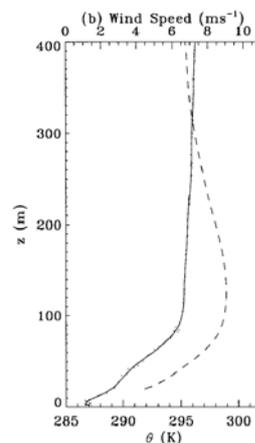


Figura 6.25 Sondeos de la temperatura potencial y la velocidad del viento (línea a trazos) de las 0300 horas UTC registrados en El Dorado a 16 kilómetros de la torre de 60 metros el 6 de octubre de 1999. La fuerte cizalla y un Ri pequeño contribuyen a las condiciones para el desarrollo de ondas de K-H.

Una observación por radiosondeo tomada a las 0300 UTC a unos 16 kilómetros al nornoroeste de la torre se muestra en la Figura 6.25. La corriente era del sur y la inversión se restringía hasta una altura de unos 85 metros. El número del gradiente de Richardson de la capa es subcrítico, con un valor de 0.15. Las medidas de los niveles bajos de la torre no indicaron ningún cambio respecto a estas condiciones durante la

noche. Un *LLJ* se estableció durante el período de observación, con picos de viento de 9 m/s a 120 metros de altura. La estructura del *jet* estaba caracterizada por una fuerte cizalla del viento entre la superficie y los 85 metros de altura, con el máximo del *jet* a 120 metros y un descenso gradual del viento por encima del máximo.

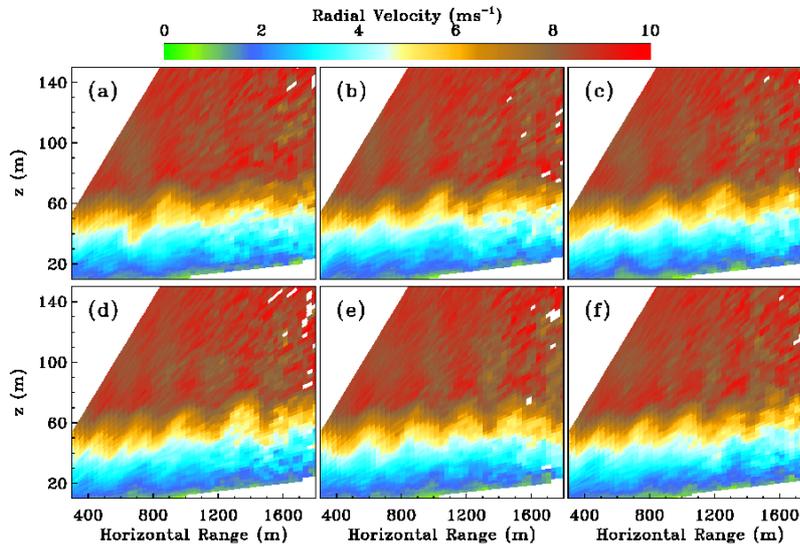


Figura 6.26 Secuencia de seis escaneos verticales representativos de la velocidad radial medida por el lidar durante el suceso ondulatorio. El tiempo de inicio de cada uno de los escaneos representados son: (a) 0529:50 UTC, (b) 0530:20 UTC, (c) 0530:51 UTC, (d) 0531:22 UTC, (e) 0531:52 UTC y (f) 0532:23 UTC. Los ejes horizontales representan el rango horizontal del lidar y los ejes verticales representan la altura sobre la superficie terrestre. Velocidades radiales positivas indican que el flujo se aleja del lidar (Newsom y Banta, 2002).

Al sur de la torre de 60 metros y a la misma altitud, aproximadamente, el lidar registró actividad ondulatoria sobre las 0520 UTC. El lidar registró 33 secuencias durante este período. La Figura 6.26 muestra sucesivos escaneos representativos del lidar durante el evento. Las estructuras coherentes de onda que se propagan son claramente evidentes en las animaciones de todos los registros del lidar (que podemos observar en la dirección de internet: www.etl.noaa.gov/~ypichugina/b_6.html, cortesía de la NOAA). Las observaciones del lidar muestran distintas evidencias de lo que parecían ser estructuras de onda con una velocidad de fase de 5.5 ± 0.8 m/s. La longitud de onda de estas formas, con base en la inspección visual y en el análisis espectral, está entre los 350 y los 400 metros, con la actividad más fuerte de la onda entre los 40 y los 70 metros de altura (Blumen et al., 2001).

Una hora de las series temporales desde las 0500 hasta las 0600 horas UTC correspondientes a la temperatura y a la velocidad del viento vertical y horizontal de la torre de 60 metros se presentan en la Figura 6.27. El suceso ondulante se caracteriza por fuertes ondulaciones en la temperatura y el viento, como se puede observar en los registros en alta frecuencia durante el período 0520-0545 UTC, aproximadamente.

El viento en la superficie era ligero (<2 m/s). Durante los 15 minutos anteriores al suceso, la cizalla del viento entre los 30 metros y la cima de la torre era importante, con un valor aproximado de 0.17 s^{-1} . Una serie de explosiones intermitentes de turbulencia comenzaron sobre las 0520 UTC y persistieron hasta las 0545 UTC. Las explosiones más intensas ocurrieron 20 metros por encima de la torre, según los datos del lidar, Figura 6.26.

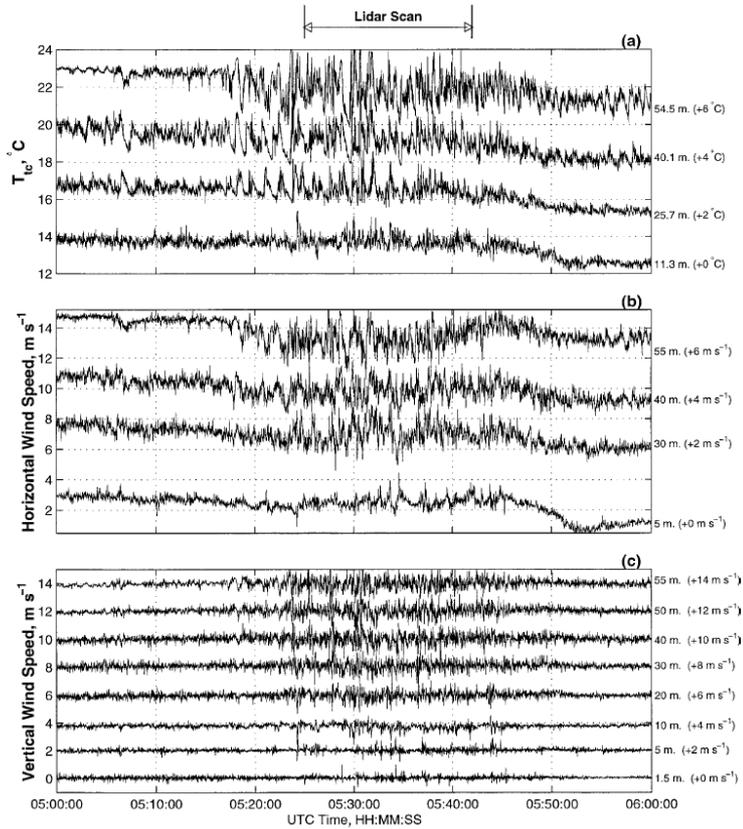


Figura 6.27 Series temporales registradas en la torre de 60 metros el 6 de octubre de 1999, entre las 0500 y las 0600 horas UTC. (a) Temperatura, (b) velocidad horizontal del viento y (c) velocidad vertical del viento. El nivel de los instrumentos y el incremento de las cantidades de los datos aparecen en el eje vertical de la derecha para revelar las estructuras del flujo.

Para examinar la relación entre los movimientos de la escala de la onda y la mezcla de pequeña escala, Blumen et al. (2001) examinó los estadísticos del campo de la velocidad vertical de los datos de los anemómetros sónicos ubicados en ocho niveles de la torre. Su análisis de la Kurtosis y la varianza de la velocidad vertical indican aumentos transitorios en la varianza de la velocidad vertical varias veces, que sugiere el paso de núcleos de ondas individuales por los sensores de la torre en el intervalo 0520-0545 horas UTC.

6.6.2.1 Datos experimentales

Hemos utilizado los datos registrados por los anemómetros sónicos y un conjunto de termocúpulas de alta frecuencia distribuidos por la torre de 60 metros para aplicar las técnicas espectrales, sección 3.3, para detectar las ondas de K-H a 50 y 55 metros de altura en el intervalo comprendido entre las 0500 y las 0600 horas UTC.

6.6.2.2 Análisis de Fourier

Las técnicas espectrales de la transformada de Fourier informan sobre la proporción de energía turbulenta asociada a un tamaño concreto de los remolinos. En particular, el espectrograma indica, en tiempo, la contribución de los diferentes tamaños de los remolinos a la turbulencia a lo largo del periodo analizado.

En este sentido, las medidas de la torre indican claramente un aumento considerable de la actividad turbulenta entre las 0518 y las 0545 horas UTC, Figura 6.27. El espectrograma de la velocidad vertical a 55 metros de altura que estimamos nos ayuda a comprobar que a partir de las 0518 horas UTC la contribución turbulenta amplía el rango de los remolinos, Figura 6.28. Donde se aprecia, claramente, la ruptura con una duración de unos 30 minutos.

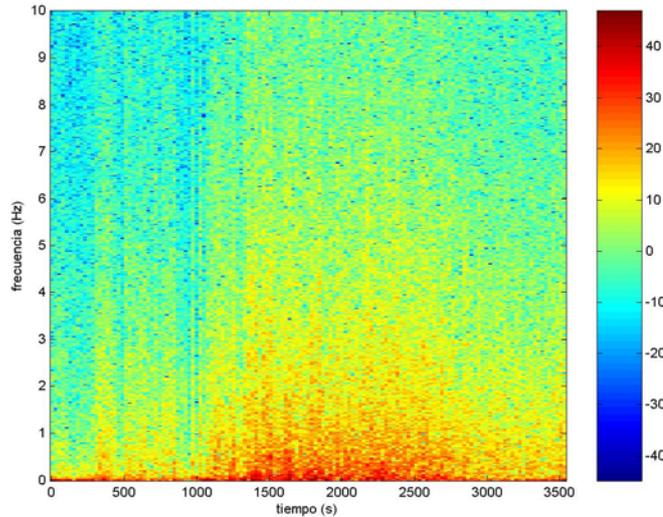


Figura 6.28 Espectrograma de la velocidad vertical a 55 metros de altura. El periodo analizado comprende una hora de datos, desde las 0500 hasta las 0600 horas UTC del día 6 de octubre de 1999. La barra de colores indica la intensidad de cada uno de los espectros analizados, $S(t,f)$, en decibelios. La representación muestra un aumento de la actividad turbulenta a partir de las 0518 horas UTC (1100 segundos después de las 0500 horas UTC). La turbulencia decae sobre las 0547 horas UTC.

El espectrograma de la velocidad vertical, Figura 6.28, presenta diferentes picos de actividad turbulenta anteriores al suceso, entre las 0500 y las 0515 horas UTC. Por otra parte, después del suceso la actividad turbulenta es superior a la actividad anterior al suceso.

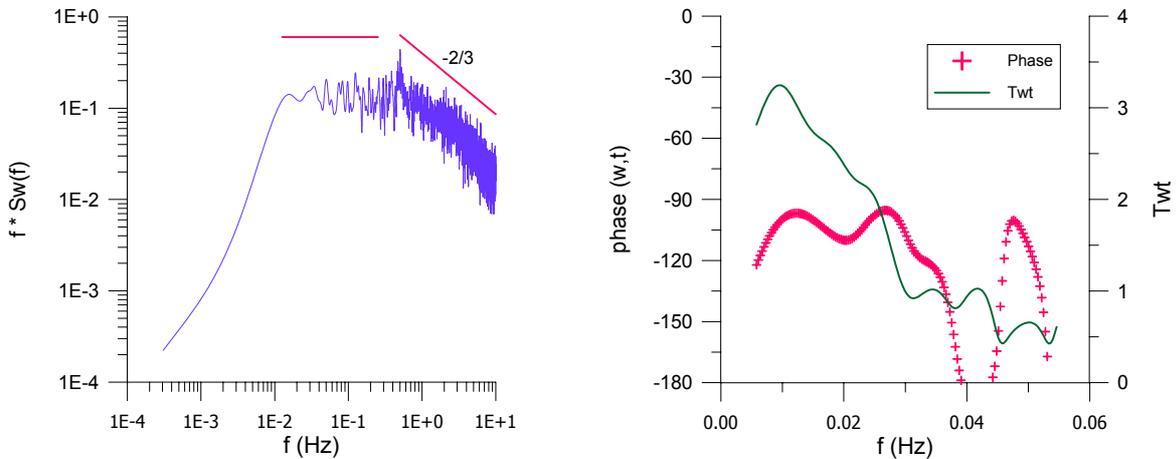


Figura 6.29 Espectro de potencia de Fourier escalado de la velocidad vertical (izquierda) y espectro cruzado de Fourier del flujo de calor (derecha) a 55 metros. La combinación de ambos nos indica la presencia de ondas en el periodo analizado (0500-0600 horas UTC).

Según la teoría lineal, las ondas no son responsables del transporte vertical de calor, es decir, en términos del análisis de Fourier, la componente vertical de la velocidad, w , y la temperatura, t , están desfasadas unos 90° . En cambio, la turbulencia si que es la responsable del transporte vertical de calor, que para el análisis de Fourier significa que aquellas secciones del espectro con un desfase de 0° o 180° generalmente corresponden a la turbulencia. Recordemos que el remolino turbulento en el espectro obedece a una ley potencial de pendiente $-5/3$ en el subrango inercial escalado (o sea que $S(f) \propto f^{-5/3}$ o $f \cdot S(f) \propto f^{-2/3}$) y, sin embargo, las ondas muestran una ley potencial -1 en la forma del espectro (o sea que $S(f) \propto f^{-1}$ o $f \cdot S(f) \propto f^0$). Por tanto, un pico en el espectro de coherencia, T_{wt} , conjuntamente con un desfase de unos 90° marcaría la presencia de ondas (Stull, 1988).

En la Figura 6.29 (izquierda) se presenta el espectro de potencia escalado de la velocidad vertical a 55 metros de altura. Podemos apreciar que $f \cdot S(f) \propto f^0$ para bajas frecuencias que nos indica la existencia de ondas en el periodo analizado, así como se observa la típica pendiente en las altas frecuencias que cumple la ley de $-2/3$ indicando turbulencia. Mientras que en la Figura 6.29 (derecha) se representa el espectro cruzado de la velocidad vertical con la temperatura a 55 metros, donde se muestra un máximo de energía en T_{wr} sobre los 0.01 Hz, siendo la fase $(w, t) \sim -90^\circ$, corroborando la presencia de ondas en el periodo estudiado (0500-0600 horas UTC).

El análisis espectral de los datos de los anemómetros sónicos en los niveles de 30, 40, 50 y 55 metros indicaron que el período principal de la onda, entre las 0518 y las 0547 UTC, es aproximadamente de 100 segundos, Figura 6.29.

6.6.2.3 Análisis Wavelet

Recordemos que la transformada Wavelet es una herramienta matemática que facilita el análisis de las series temporales no estacionarias. Ofrece una representación tiempo-frecuencia que suministra información simultánea del tiempo y la frecuencia. En este sentido, la transformada Wavelet ofrece una evolución temporal de las diferentes frecuencias que tienen lugar en la serie. En consecuencia, la transformada wavelet ayuda a extraer información de los datos turbulentos en un amplio rango de frecuencias, permitiendo identificar las formas de la señal localmente. En comparación con la transformada de Fourier que da los contenidos espectrales del conjunto de toda la serie.

Antes de empezar con el análisis wavelet debe elegirse la función wavelet adecuada. La wavelet y las estructuras que estamos buscando deben tener una forma similar. La forma sinusoidal de la wavelet de Morlet (ver anexo) hace apropiada a esta función para estudiar los fenómenos ondulatorios. No todos los eventos de la *NBL* tienen el mismo aspecto, pero no hay otra forma de representarlos con una sola wavelet. No obstante, la elección de la wavelet no es una decisión crucial cuando el interés está enfocado en el espectro de potencia wavelet (Farge, 1992; Torrence y Compo, 1998).

Como la wavelet de Morlet es una función compleja se pueden analizar el módulo y la fase de la transformada. El módulo² de la transformada wavelet se relaciona con la semejanza que existe entre la forma de la wavelet en una escala y en un tiempo particular y la serie, de tal manera que un coeficiente wavelet alto significa, en el caso de la Morlet, que la serie se aproxima por un senoide, simbolizando una oscilación (Figura 6.30). La fase se utiliza para analizar el desplazamiento espacial de las perturbaciones (Terradellas et al., 2001).

Una objeción a la wavelet de Morlet es que no cumple exactamente la condición de admisibilidad, ecuación 3.17. El inconveniente podría resolverse añadiendo términos correctivos a la wavelet madre, a fin de que su media sea cero. En la práctica, los términos del error son despreciables sólo por la elección de una frecuencia de base mayor o igual a 5 (Farge, 1992). En el análisis wavelet se ha utilizado la wavelet de Morlet con una frecuencia 5 de base.

Con el objetivo de detectar y localizar los fenómenos ondulatorios hemos puesto en práctica el análisis wavelet. En este sentido, en la Figura 6.30 se presentan los análisis wavelet de la velocidad vertical y la temperatura a 55 metros. Se ha analizado una hora de los datos, desde las 0500 hasta las 0600 horas UTC, igual que en el análisis de Fourier.

El campo escalar que representa la Figura 6.30 corresponde a los coeficientes de la transformada wavelet. La zona más clara señala el máximo de energía. En este análisis

² El módulo también está relacionado con la energía de la serie temporal en un paso tiempo-escala particular.

se aprecian unos picos de energía con un periodo de entre uno y dos minutos desde las 0517 hasta las 0540 horas UTC. Después el fenómeno decae a frecuencias inferiores, denotando el predominio de la turbulencia en el proceso.

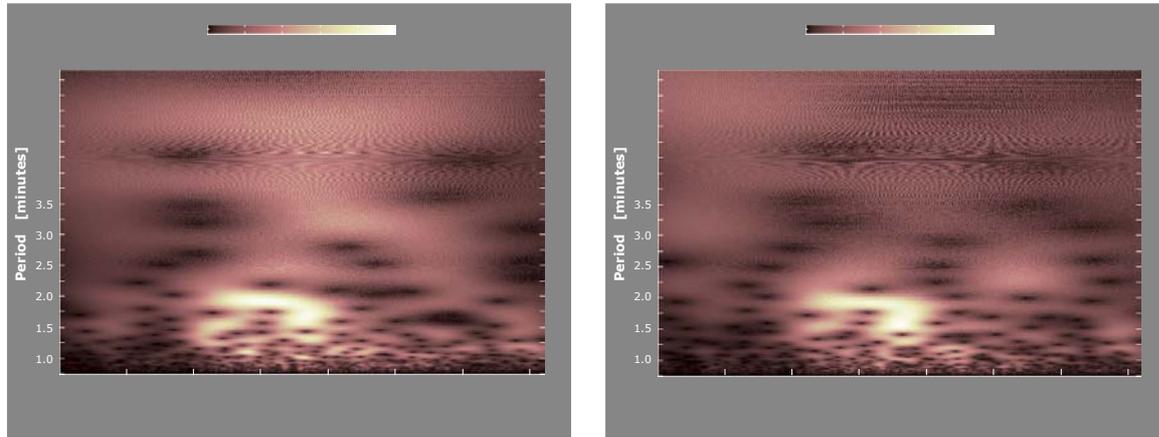


Figura 6.30 Análisis espectral wavelet de la velocidad vertical (izquierda) y la temperatura (derecha) a 55 metros de altura durante una hora, desde las 0500 a las 0600 UTC. En el análisis wavelet se ha utilizado la wavelet de Morlet con una frecuencia 5 de base. Se detecta claramente la presencia de ondas entre las 0517 y las 0540 horas UTC.

Los resultados de ambos estudios se corresponden con los análisis de Blumen et al. (2001) y Newsom y Banta (2002). Además, para corroborar nuestro análisis se ha empleado el método de Torrence y Compo (1998) obteniéndose alta fiabilidad en el estudio. Estos resultados son consistentes con la simulación numérica directa de las ondas de Kelvin-Helmholtz descritas por Werne y Fritts (1999).

6.7 Conclusiones

6.7.1 Conclusiones de los regímenes de la NBL e intermitencia

Las medidas y el análisis de las variables turbulentas cerca del suelo, en la capa superficial estable nocturna sugieren tres regímenes de estabilidad:

- Un régimen débilmente estable, donde el flujo de calor aumenta, en valor absoluto, cuando crece la estabilidad, debido al aumento de la magnitud de las fluctuaciones de la temperatura. La teoría de semejanza funciona bien en este régimen.
- Un régimen de transición, donde el flujo de calor disminuye, en valor absoluto, rápidamente cuando crece la estabilidad, debido a las restricciones que presentan las fluctuaciones de la velocidad vertical por el aumento de la estabilidad. La intensidad de la turbulencia, los coeficientes de transferencia y las difusividades también disminuyen drásticamente con el aumento de la estabilidad en este régimen. La teoría de semejanza parece adecuada para este régimen pero no describe las cantidades turbulentas tan bien como en el régimen débilmente estable. El escalado local funciona mejor que la tradicional teoría de semejanza de Monin-Obukhov.
- Un régimen muy estable, donde el flujo de calor es pequeño, pero continúa decreciendo ligeramente, en valor absoluto, al aumentar la estabilidad. La teoría de semejanza no describe adecuadamente el comportamiento de la turbulencia, quizás debido, parcialmente, a los grandes errores aleatorios del flujo. Además, los movimientos no turbulentos contribuyen a las varianzas pero no al flujo, que obscurece la relación entre las varianzas y el escalado de Monin-Obukhov.

La intermitencia de la turbulencia es más probable en las capas superficiales con estratificación muy estable, aunque no se descarta su existencia en el régimen débilmente estable.

El conocimiento del comportamiento de la atmósfera en el caso muy estable está limitado parcialmente por las dificultades en el registro de las medidas de los flujos durante periodos de turbulencia intermitente y débil. Además de las dificultades con la instrumentación usual, las longitudes largas de registro requieren que se obtenga un adecuado tamaño de muestreo que pueda capturar no estacionalidades importantes. Aunque el examen del caso muy estable sea difícil y los futuros adelantos serán lentos, tal trabajo es importante porque la atmósfera en el caso muy estable tiene muy poco poder dispersivo y por tanto tiende a acumular parte de los contaminantes emitidos en ella produciendo episodios de contaminación. Por otro lado, en regímenes muy estables el enfriamiento superficial es acusado, pudiéndose producir fuertes heladas con el consiguiente daño a los cultivos.

6.7.2 Conclusiones del flujo de drenaje

El estudio observacional del flujo de drenaje nocturno en superficies débilmente inclinadas (barranco) verifica que la corriente de drenaje se define mejor con cielo despejado y viento ligero, siendo su espesor de unos pocos metros de profundidad.

Si el viento que fluye inmediatamente por encima del drenaje aumenta a valores mayores de 2 m/s la corriente llega a ser dinámicamente inestable y la corriente de drenaje se rompe. El rompimiento de la corriente de drenaje se debe a inestabilidades originadas en capas superiores que se propagan hasta la superficie, es decir obedece a una estructura *upside-down*. Así mismo, esta inestabilidad induce transporte de momento y de calor, produciendo mezcla y, consecuentemente, la temperatura del aire en el barranco puede aumentar más de 6°C durante tales sucesos. La magnitud del calentamiento es suficiente para aumentar la temperatura del subsuelo y disminuir el flujo de calor ascendente del subsuelo. Durante estos sucesos de mezcla, el número del gradiente de Richardson disminuye hasta valores muy inferiores al crítico, mientras que σ_w , la escala de longitud l_B y las difusividades K_m y K_h aumentan en un orden de magnitud o más.

Durante la noche, el flujo de drenaje se rompe en diferentes ocasiones, mostrando la existencia de intermitencia.

Estas corrientes de drenaje son difíciles de modelizar porque son muy delgadas y porque su rompimiento parece estar relacionado con inestabilidades que se originan a una escala mucho mayor que la del propio flujo de drenaje.

6.7.3 Conclusiones de ondas K-H

Se han estudiado las inestabilidades de K-H a diferentes alturas mediante métodos espectrales. La presencia de ondas se detecta usando descriptores estadísticos, espectros de Fourier y el análisis wavelet.

Los espectros de Fourier detectan la presencia de ondas, pero no la localizan en el tiempo.

El análisis wavelet con Morlet detecta localmente mejor las estructuras coherentes que el análisis de Fourier.

Las inestabilidades de K-H son un claro ejemplo de inestabilidad que se crea en una capa alejada de la superficie y que su rompimiento crea turbulencia. Dicha turbulencia puede propagarse hasta la superficie induciendo una estructura *Upside-down*.

