



UNIVERSIDAD
DE LA REPUBLICA
URUGUAY



Análisis de variables turbulentas en sitio costero de La Paloma

Ignacio Agustín Franco Rodríguez

Programa de Posgrado en Mecánica de los fluidos aplicada
Facultad de Ingeniería
Universidad de la República

Montevideo – Uruguay
Diciembre de 2020



UNIVERSIDAD
DE LA REPUBLICA
URUGUAY



Análisis de variables turbulentas en sitio costero de La Paloma

Ignacio Agustín Franco Rodríguez

Tesis de Maestría presentada al Programa de Posgrado en Mecánica de los fluidos aplicada, Facultad de Ingeniería de la Universidad de la República, como parte de los requisitos necesarios para la obtención del título de Magister en Mecánica de los fluidos aplicada.

Director:

Dr. Ing. Prof. José Cataldo

Codirector:

Dr. Ing. Prof. Alejandro Gutierrez

Director académico:

Dr. Ing. Prof. Alejandro Gutierrez

Montevideo – Uruguay

Diciembre de 2020

Franco Rodriguez, Ignacio Agustín

Análisis de variables turbulentas en sitio costero de La Paloma / Ignacio Agustín Franco Rodriguez. - Montevideo: Universidad de la República, Facultad de Ingeniería, 2020.

XVI, 74 p.: il.; 29, 7cm.

Director:

José Cataldo

Codirector:

Alejandro Gutierrez

Director académico:

Alejandro Gutierrez

Tesis de Maestría – Universidad de la República, Programa en Mecánica de los fluidos aplicada, 2020.

Referencias bibliográficas: p. 71 – 74.

1. Zona costera, 2. Viento, 3. Escala integral, 4. Turbulencia, 5. Anemómetro ultrasónico. I. Cataldo, José, et al. II. Universidad de la República, Programa de Posgrado en Mecánica de los fluidos aplicada. III. Título.

INTEGRANTES DEL TRIBUNAL DE DEFENSA DE TESIS

Dra. Ing. Prof. Ana Scarabino

Dr. Ing. Prof. Gabriel Cazes

Dr. Ing. Prof. Francisco Pedocchi

Montevideo – Uruguay
Diciembre de 2020

Dedicado a todos quienes así lo
sientan. Mis acciones son
consecuencia de la interacción
con el entorno, y si alguien se
está cuestionando si esto debería
ser dedicado a el, seguro debería
serlo. Y si viejos, a ustedes.

Agradecimientos

A todos, si, todos. Mis amigos que me permiten alejarme del tema, mis padres que construyeron consciente o inconscientemente el interés en estos temas, mis tutores por su apoyo y real tutoría llevada a la práctica día a día, mis compañeros del día día que hacen trabajar en esto algo ameno, todos los profesores que pasaron por la formación del marco con el que construí esto, todas las personas que pasaron por mi vida por mas que hoy no estén y que talvez sin quererlo aportaron en la dirección que me trajo aquí.

(Epígrafe:) *La gente piensa en la
educación como algo que pueden
terminar*

Isaac Asimov

Resumen

En esta tesis se analiza el efecto de la heterogeneidad en la superficie y la estabilidad atmosférica en la escala integral de longitudes de la velocidad en una ubicación costera de La Paloma, Uruguay. Para ello se utilizaron medidas registradas en el período Diciembre 2016 - Abril 2017 con tres anemómetros ultrasónicos 3D con frecuencia de muestreo de 32 Hz. Estos fueron instalados a 11 m, 40 m, y 66 m. Los perfiles verticales de flujos turbulentos de calor y cantidad de movimiento indican que el viento incidente desde el mar desarrolla una capa interna de suficiente altura como para afectar las medidas del anemómetro instalado a menor altura, produciendo un comportamiento verticalmente heterogéneo.

Se busca aportar a la descripción la estructura turbulenta de la capa límite atmosférica, particularmente en lo que respecta a la escala integral de longitudes para el viento siendo afectado por distintas superficies. Para ello se logra filtrar el efecto de la capa interna en las medidas correspondientes a viento proveniente de zonas marinas, desarrollando una metodología que así lo permite. También se analiza el efecto de la estabilidad en esta escala de longitudes, alcanzándose mayores valores para casos de atmósfera inestable. En el caso estable, se observa que las diferencias de rugosidad no afecta al valor de la escala integral de longitudes para el anemómetro estudiado.

Los primeros cuatro capítulos tienen como fin el contextualizar al lector en la problemática del caso de estudio. El primero introduce conceptos básicos de turbulencia, necesarios para lograr interpretar de manera acertada lo que posteriormente se trabaja en el caso de estudio. Continuando con la línea de razonamiento los capítulos 2 y 3 identifican y describen la complejidad de la capa límite atmosférica y el sitio particular, buscando dimensionar su potencial efecto en las medidas que serán analizadas. Por último, el capítulo 4 busca

introducir la tecnología utilizada en la campaña de medición, enmarcándola en las tecnologías actualmente disponibles.

Abstract

In this thesis an analysis of the effects of surface heterogeneity and atmospheric stability on the velocity integral scale at La Paloma, a coastal location in Uruguay is performed. In order to do so, measurements from three three-dimensional 32-Hz ultrasonic anemometers is used. Those anemometers were installed at heights of 11 m, 40 m, and 66 m, and the data collected corresponds to the period December 2016 – April 2017. The vertical profiles of heat and momentum fluxes indicate that flow from the sea develops an internal boundary layer of sufficient height to affect measurements at the 11-m anemometer and produce vertically-heterogeneous behaviour.

The turbulence structure of the boundary layer is described, particularly the corresponding longitudinal integral scale of turbulence for different surfaces, while considering the effect of the internal boundary layer for the development of onshore flow. A methodology is developed to ensure independence from the internal boundary layer for onshore flow. The effect of stability on the integral longitudinal scale of turbulence is analyzed, revealing greater values for unstable atmospheric conditions. In stable atmospheric conditions, differences in surface roughness do not affect the turbulence structure for the anemometer studied.

The first four chapters were conceived to contextualize the reader on the study case and its complexities. The first one introduces basic concepts of turbulence, necessary in order to be able to understand the analysis performed. In the same line of reasoning, chapters 2 and 3 identify and describe the complexity of the atmospheric boundary layer and the site itself, with the aim of dimensioning its possible effect on the measurements to be analyzed. Finally, chapter 4 objective is to introduce the technology used in the measurements, contextualizing it in the technologies currently used worldwide.

Lista de figuras

1.1	Dibujo de Leonardo Da Vinci que acompaña con el comentario previamente citado. Original: Códice Atlántico	1
1.2	Esquema representando el intercambio de movimiento debido a campo de velocidades fluctuante	6
1.3	Flujo tipo cortante. Fuente: Tennekes and Lumley (1972)	8
1.4	Esquematación del proceso de “vortex stretching”. Fuente: Tennekes and Lumley (1972)	9
1.5	Creación de función periódica a partir de serie	10
1.6	Espectro extraído de Pope (2000)	12
1.7	Espectro de potencia de Van der Hoven, realizado con medidas a 100 metros de altura	13
2.1	Figura esquemática que describe el desarrollo de la capa límite. Fuente: Pao, R.: Fluid Mechanics (1961)	15
2.2	Representación esquemática de la estructura vertical de la capa límite atmosférica a lo largo del día. Fuente: Stull (1988)	22
2.3	Esquema de altura de la ML. Fuente: Stull (1988)	27
2.4	Izquierda: Fotografía del fenómeno y su efecto en las nubes (Monte Duval, Australia). Derecha: figura esquemática del fenómeno extraída de Stull (1988)	28
3.1	Gráfico indicando la escala temporal y espacial de diversos fenómenos atmosféricos. Fuente: Markowski and Richardson (2010)	32
3.2	Mapa indicando en amarillo las zonas donde mas frecuentemente se desplazan los ciclones extratropicales	33

3.3	Fenómenos distinguidos entre hidrostáticos y no hidrostáticos. Los primeros son los que su escala horizontal es significativamente mayor a su escala vertical. En rojo la frontera entre la escala sinóptica y la mesoescala. Fuente: (Markowski and Richardson, 2010)	34
3.4	Zonas dañadas por el tornado que cruzó la ciudad de Dolores en el año 2016.	35
3.5	Figura esquemática que describe el desarrollo de la Brisa Marina. Fuente: Stull (1988)	36
3.6	Figura esquemática que describe el desarrollo de la capa interna, denominada “sublayer”. Elaboración propia	37
3.7	Figura esquemática que describe el desarrollo de la capa interna mecánica. Fuente: Stull (1988)	38
4.1	Perfilador de viento modelo Remtech PA-5 SODAR. Fuente: Catálogo de Fabricante	42
4.2	Perfilador de viento Windcube de Leosphere. Fuente: Catálogo de Fabricante	43
4.3	Set de anemómetro de cazoleta emparejado con veleta modelo WA15 de Vaisala. Fuente: Catálogo de Fabricante	45
4.4	Esquema de principio de funcionamiento. Fuente: Manual de Gill Instruments WindMaster Pro	47
4.5	Dimensiones del anemómetros instalados. Fuente: Manual de Gill Instruments WindMaster Pro	48
4.6	Especificaciones. Fuente: Manual de Gill Instruments WindMaster Pro	49
5.1	Ubicación de La Paloma en Uruguay. Fuente: Google Maps	51
5.2	Imágenes satelitales de localización de la estación. Fuente: Google Maps	52
5.3	Torre en la que se instalaron los anemómetros	53
5.4	Histogramas de velocidad media para los anemómetros instalados a 11 m, 40 m y 66 m sobre el suelo.	55
5.5	Coefficiente de arrastre C_d en función de la dirección del viento. Zona A (azul), B (roja), and C (negra). Los círculos representan valores medios, y los cuadrados los percentiles 25 y 75.	56

5.6	Ciclo diario de la media del flujo de calor sensible (izq.) y cantidad de movimiento (der.) para los anemómetros a 11 m (magenta), 40 m (azul) y 66 m (negro) sobre el nivel del suelo para las tres zonas consideradas (A, B y C)	58
5.7	Ciclo diario del percentil 75 de los flujos de calor sensible (arriba) y cantidad de movimiento (abajo) para los anemómetros a 11 m (magenta), 40 m (azul) y 66 m (negro).	60
5.8	Ciclo diario del percentil 25 de los flujos de calor sensible (arriba) y cantidad de movimiento (abajo) para los anemómetros a 11 m (magenta), 40 m (azul) y 60 m (negro).	61
5.9	Ejemplo de un espectro de turbulencia para un período de 20-min (azul) para la componente u , zona A, flujo bajo condiciones inestables a 40 m con una velocidad media de $U = 7.16 \text{ m s}^{-1}$, Longitud de Monin-Obukhov de $L = -65.9 \text{ m}$, escala integral de longitudes $l = 1166 \text{ m}$, y la curva (Eq. 5.5) ajustada (rojo).	63
5.10	Ejemplo de un espectro de turbulencia para un período de 20-min (azul) para la componente u , zona C, flujo bajo condiciones inestables a 40 m con una velocidad media de $U = 7.66 \text{ m s}^{-1}$, Longitud de Monin-Obukhov de $L = -291 \text{ m}$, escala integral de longitudes $l = 254 \text{ m}$, y la curva (Eq. 5.5) ajustada (rojo).	64
5.11	Ejemplo de un espectro de turbulencia para un período de 20-min (azul) para la componente u , zona A, flujo bajo condiciones estables a 40 m con una velocidad media de $U = 8.19 \text{ m s}^{-1}$, Longitud de Monin-Obukhov de $L = 41.2 \text{ m}$, escala integral de longitudes $l = 39 \text{ m}$, y la curva (Eq. 5.5) ajustada (rojo).	65
5.12	Ejemplo de un espectro de turbulencia para un período de 20-min (azul) para la componente u , zona C, flujo bajo condiciones estables a 40 m con una velocidad media de $U = 7.07 \text{ m s}^{-1}$, Longitud de Monin-Obukhov de $L = 98 \text{ m}$, escala integral de longitudes $l = 41 \text{ m}$, y la curva (Eq. 5.5) ajustada (rojo).	66

Lista de tablas

3.1	Fenómenos sinópticos y sus correspondientes escalas de longitud horizontal. Fuente: Holton (2004)	32
5.1	Clasificación de zonas circundantes a la torre en función del terreno	52
5.2	Longitud de Monin-Obukhov (m), Escala integral de longitudes (m), y velocidad del viento (m s^{-1}) calculado a partir de datos del anemómetro a 40-m para tres casos distintos para cada estado de estabilidad y zonas A y C.	67

Tabla de contenidos

Lista de figuras	XI
Lista de tablas	XIV
1 Turbulencia	1
1.1 Descomposición de Reynolds	3
1.2 Longitud de mezcla, escala integral de longitudes y flujo de cantidad de movimiento	5
1.3 Vortex Stretching	8
1.4 Análisis espectral	9
2 Capa Límite Atmosférica	14
2.1 Estimación de variables de interés	17
2.2 Clases de estabilidad	19
2.2.1 Capa límite estable	21
2.2.2 Capa límite inestable	21
2.2.3 Capa límite neutra	22
2.3 Estructura de la capa límite atmosférica	22
2.4 Flujos turbulentos y perfiles verticales en la capa de superficie .	23
2.5 Tope de la Capa Límite Atmosférica	26
2.5.1 Tope en capa límite estable	26
2.5.2 Tope en capa límite inestable	26
3 Particularidades del sitio de medición: Zona Costera	30
3.1 Escalas y fenómenos atmosféricos	30
3.1.1 Escala sinóptica	32
3.1.2 Mesoescala	33
3.1.3 Microescala	34

3.2	Brisa Marina y Brisa Terrestre	35
3.3	Capa Interna	36
3.3.1	Capa Interna Mecánica	37
3.3.2	Capa Interna Térmica	39
4	Métodos de medición de variables asociadas al viento	41
4.1	Métodos de medición de velocidad de viento en sitio	41
4.1.1	Instrumentos de medición remota	41
4.1.2	Instrumentos de medición directa	44
4.1.3	Vuelos de medición	45
4.2	Anemómetros ultrasónicos	46
4.2.1	Principio de funcionamiento	46
4.3	Anemómetros utilizados	48
4.4	Relación entre flujo de calor y flujo de calor sónico	49
5	Caso de estudio	51
5.1	Instalación	52
5.2	Filtrado de datos	53
5.3	Metodología	54
5.3.1	Efecto de la capa interna en las medidas	56
5.4	Análisis espectral en función de la estabilidad	62
6	Conclusiones	68
	Referencias bibliográficas	71

Capítulo 1

Turbulencia

“Observe el movimiento de la superficie del agua, cómo se asemeja al del cabello, que tiene dos movimientos: uno depende del peso del cabello, el otro de la dirección de los rizos; así el agua forma remolinos giratorios, una parte siguiendo el ímpetu de la corriente principal, y la otra siguiendo el movimiento incidental y el flujo de retorno.”

Figura 1.1: Dibujo de Leonardo Da Vinci que acompaña con el comentario previamente citado. Original: Códice Atlántico



Sobre inicios del siglo XVI, Leonardo Da Vinci se interesó, entre tantas cosas, por el comportamiento de la superficie del agua al escurrir entorno a obstáculos sólidos y al ser descargada en tanques. En sus estudios, reconoció dos estados del movimiento de los fluidos, introduciendo el término “Turbolenza” (Turbulencia) (Tsinober, 2001). Tuvieron que pasar mas de trescientos años, para que en el año 1839 el ingeniero pruso Gotthilf Hagen vuelva a reconocer los dos estados del movimiento de los fluidos, cuando propuso modelos para la estimación de la caída de presión en cañerías. En la década del 1880, Osborne Reynolds estudiando también el flujo en cañerías y el cambio a régimen turbulento, introduce el concepto de número de Reynolds crítico, y Lord Kelvin re-introduce el término “Turbulencia”. Para 1895, Reynolds describe el flujo turbulento utilizando lo que hoy llamamos “Descomposición de Reynolds”, base para el estudio estadístico de la turbulencia que a principios del siglo XX desarrolló Geoffrey Taylor. En este capítulo se describe la turbulencia basándose en la descomposición de Reynolds, y a lo largo de este se irán introduciendo otros resultados que se fueron alcanzando a lo largo del siglo XX.

Dar una definición completa de la turbulencia es una tarea difícil, si no imposible. Tsinober (2001) presenta un anexo con trece definiciones de turbulencia, que si bien tienen conceptos en común, ninguna engloba a todas. Tal vez la más sincera es la dada en Tennekes and Lumley (1972), donde se acepta la dificultad de dicha definición, y se considera que lo mejor a hacer es enumerar una lista de características que un flujo turbulento ha de tener. Se extrajeron y a continuación se presentan dichas características con una breve descripción dada por los autores citados:

Irregularidad: Una característica es la irregularidad, o aleatoriedad, de todos los flujos turbulentos. Esto hace imposible el enfoque determinístico de los problemas de turbulencia; en su lugar, uno debe de trabajar con métodos estadísticos.

Difusividad: La difusividad de la turbulencia, que causa mezcla rápida y altas tasas de transferencia de calor, cantidad de movimiento y masa es otra característica importante de todos los flujos turbulentos.

Altos números de Reynolds: Flujos turbulentos siempre ocurren a altos números de Reynolds. La turbulencia regularmente se origina como conse-

cuencia de la inestabilidad de los flujos laminares cuando el Reynolds alcanza valores elevados.

Fluctuaciones vorticosas en las tres dimensiones: La turbulencia es rotacional y tridimensional. Se caracteriza por altos niveles de vorticidad fluctuante. Es por esto que la dinámica de los vórtices juega un rol esencial en la descripción de los flujos turbulentos. Las fluctuaciones aleatorias vorticosas que son características de la turbulencia no podrían mantenerse si las fluctuaciones de velocidad fueran bidimensionales, ya que un mecanismo importante para su persistencia, el estiramiento vorticoso (Vortex stretching), no se presenta en flujos bidimensionales.

Disipación: Los flujos turbulentos son siempre disipativos. La tensión rasante viscosa aplica un trabajo de deformación que incrementa la energía interna del fluido a costo de la energía cinética de la turbulencia. La turbulencia depende de un continuo abastecimiento de energía para balancear estas pérdidas viscosas. Si no se entrega energía, la turbulencia decae rápidamente.

Continuidad: La turbulencia es un fenómeno continuo, gobernado por las ecuaciones de la mecánica de los fluidos. Inclusive las mas pequeñas escalas de un flujo turbulento son de un orden significativamente mayor que cualquier escala molecular.

Los flujos turbulentos son flujos: La turbulencia no es una característica de los fluidos, sino de los flujos. La mayor parte de la dinámica de la turbulencia es la misma en todos los fluidos, ya sean líquidos o gaseosos, si el numero de Reynolds es suficientemente grande. Visto que las ecuaciones de movimiento son no-lineales, cada caso de flujo tiene ciertas características únicas, que están asociadas con sus condiciones iniciales y de frontera. No se conoce una solución general a las ecuaciones de Navier-Stokes, en consecuencia, no se dispone de soluciones generales para los problemas de flujos turbulentos.

1.1. Descomposición de Reynolds

Según [Tennekes and Lumley \(1972\)](#), las ecuaciones no describen por completo la turbulencia, y uno ha de estar dispuesto a utilizar conceptos físicos simples basándose en la experiencia para llenar el vacío entre las ecuaciones y

el flujo turbulento a modelar. Es por ello, que además de las ecuaciones básicas de la mecánica de los fluidos, en las siguientes secciones se utilizarán diversas herramientas que permitirán analizar los diversos casos de estudio.

Como fue mencionado en la introducción de esta sección, el estudio estadístico se basa en lo que hoy se llama la descomposición de Reynolds. Esta consiste en expresar la velocidad, ya sea el vector o cualquiera de sus componentes, como la suma del valor medio más término asociado a la fluctuación.

$$U = \bar{U} + u' \quad (1.1)$$

$$\bar{U} = \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} U dt \quad (1.2)$$

Una primera consecuencia de esta definición, es que la media de la componente turbulenta (u') es nula, como se presenta a continuación.

$$\bar{U} = \overline{\bar{U} + u'} = \bar{U} + \bar{u}' \Rightarrow \bar{u}' = 0 \quad (1.3)$$

Si se evalúa ahora, la ecuación de continuidad (conservación de la masa) bajo esta descomposición.

$$\nabla \cdot U = \nabla \cdot (\bar{U} + u') = 0 \quad (1.4)$$

$$\nabla \cdot (\bar{U} + u') = \nabla \cdot (\bar{U}) + \nabla \cdot (u') = \overline{\nabla \cdot (\bar{U})} + \nabla \cdot (u') = 0 \Rightarrow \nabla \cdot (u') = 0 \quad (1.5)$$

Por lo que se puede concluir que, además de tener media nula en cada punto, el campo de velocidades descrito por todas las componentes turbulentas describe un flujo en el que se conserva la masa.

Se analizan las ecuaciones de Navier-Stokes.

$$\rho \cdot \frac{DU}{Dt} = \rho \cdot F - \nabla P + \mu \cdot \left(\frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot U) + \nabla^2 U \right) \quad (1.6)$$

Si se promedian en el tiempo esta ecuación, todos los términos del lado derecho permanecen iguales cambiando U por \bar{U} ya que la promediación en el tiempo es intercambiable con la derivación en el espacio (son variables independientes). Por otra parte, el término de la izquierda se descompone de la

siguiente manera

$$\overline{\rho \frac{DU}{Dt}} = \rho \overline{\frac{\partial(\bar{U} + u')}{\partial t}} + \overline{\rho(\bar{U} + u')\nabla(\bar{U} + u')} = \rho(\bar{U}\nabla\bar{U} + \overline{u'\nabla u'}) \quad (1.7)$$

Por lo que la ecuación de Navier-Stokes promediada en el tiempo es la siguiente.

$$\rho(\bar{U}\nabla\bar{U} + \overline{u'\nabla u'}) = \rho \frac{D\bar{U}}{Dt} + \overline{u'\nabla u'} = \rho.\bar{F} - \nabla\bar{P} + \mu.\left(\frac{1}{3}\nabla(\nabla \cdot \bar{U}) + \nabla^2\bar{U}\right) \quad (1.8)$$

Dónde $\rho.\bar{F}$ está asociado a las fuerzas de masa, $\nabla\bar{P}$ al efecto de las presiones, y $\mu.\left(\frac{1}{3}\nabla(\nabla \cdot \bar{U}) + \nabla^2\bar{U}\right)$ a las fuerzas viscosas. El término a la izquierda de la igualdad representa el efecto en el campo de velocidades.

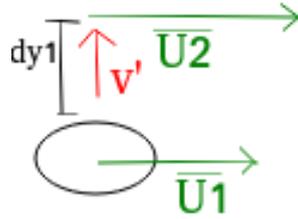
1.2. Longitud de mezcla, escala integral de longitudes y flujo de cantidad de movimiento

Observando la versión promediada de las ecuaciones de Navier-Stokes para flujo turbulento, se observa que en comparación con la ecuación análoga en valores instantáneos, al promediar aparece un término dependiente de las fluctuaciones de velocidad. A esta aparente tensión se le llama “Tensión de Reynolds”. La irrupción de estas nuevas tensiones agrega incógnitas que no existían en el estudio de flujos instantáneos. Las tres componentes de la ecuación de Navier-Stokes, junto con la condición de continuidad, brindan cuatro ecuaciones, insuficientes para la determinación de las variables existentes. Ahora, no solo se deben determinar las tres componentes de la velocidad y la presión (cuatro variables en total), sino que se agregan las componentes de la tensión de Reynolds. A esta situación se le denomina “Problema de la clausura”, y a no ser que se disponga información de como se comportan las nuevas tensiones, no se puede proceder a resolver analíticamente (Garrat (1992), Stull (1988) y Tennekes and Lumley (1972) entre otros).

Tennekes and Lumley (1972) propone el ejercicio de pensar que análogamente

a como las tensiones viscosas representan al intercambio de cantidad de movimiento a nivel molecular, la tensión de Reynolds representa el intercambio de cantidad de movimiento debido a la existencia de un campo de velocidades fluctuante.

Figura 1.2: Esquema representando el intercambio de movimiento debido a campo de velocidades fluctuante



En la figura 1.2 se esquematiza, de manera simplificada, el fenómeno que hace a este intercambio de cantidad de movimiento. Se considera que la parcela representada se mueve a una velocidad media \bar{U}_1 , y una componente vertical v' cambia su posición, desplazándola hacia una zona donde la velocidad media es \bar{U}_2 . Al encontrarse en una zona con distinta velocidad a la que traía, la parcela intercambiará cantidad de movimiento, acelerando el fluido circundante si su velocidad era mayor a la del nuevo entorno, o desacelerando a este de caso contrario. Se supone ahora que este fenómeno se da en un desplazamiento suficientemente pequeño dy_1 , entonces la diferencia entre U_2 y U_1 se puede escribir como $dy_1 \cdot dU/dy$ y el desplazamiento y como $dy_1 = v' \cdot dt$. Por otra parte el volumen desplazado se puede escribir como $V_{parc} = v' \cdot A \cdot dt$, donde A es el área transversal a la velocidad v' , y dt el tiempo que le toma a la parcela moverse a la posición esquematizada. Así, se alcanza una expresión para la diferencia de cantidad de movimiento entre la parcela y el nuevo entorno que se presenta a continuación.

$$\delta M = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v' \cdot A \cdot dt \cdot dy_1 \cdot \frac{dU}{dy} = \frac{1}{2} \rho \cdot dy_1^2 \cdot A \cdot \frac{dU}{dy} \quad (1.9)$$

Por lo que la tensión, la media del intercambio de cantidad de movimiento por unidad de área y tiempo resulta.

$$\tau_R = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot \frac{\overline{dy_1^2}}{dt} \cdot \frac{dU}{dy} \quad (1.10)$$

El término $\overline{\frac{dy_1^2}{dt}}$ se denomina tasa de dispersión, y puede ser escrito como $2 \cdot \overline{y_1 \cdot \frac{dy_1}{dt}} = 2 \cdot \overline{y_1 \cdot v'}$ para desplazamientos y_1 mayores. La media presentada en el término de la derecha, será distinta de cero mientras ambos componentes tengan cierta correlación. Es de esperar que para una distancia dada $y_1 = l$ el desplazamiento vertical de la parcela y la componente fluctuante en la dirección de ese desplazamiento no tengan correlación alguna, a esa distancia se le llama “Longitud de mezcla”, y se puede interpretar como una escala de la distancia a la que es esperable que alcancen los efectos del fenómeno previamente descrito, o sea que la turbulencia generada en un punto afecte a la tensión sentida por el flujo medio en otro punto.

Es de interés definir y diferenciar la escala integral de longitudes (l_i) respecto a la longitud de mezcla. La escala integral, que se determinará para ciertos flujos atmosféricos estudiados en este trabajo, se define como la distancia de correlación de un proceso turbulento y físicamente se asocia a la escala de los grandes vórtices con elevada energía. Matemáticamente, se define de la siguiente manera.

$$l_i = \int_0^{\infty} \rho(r) dr \quad (1.11)$$

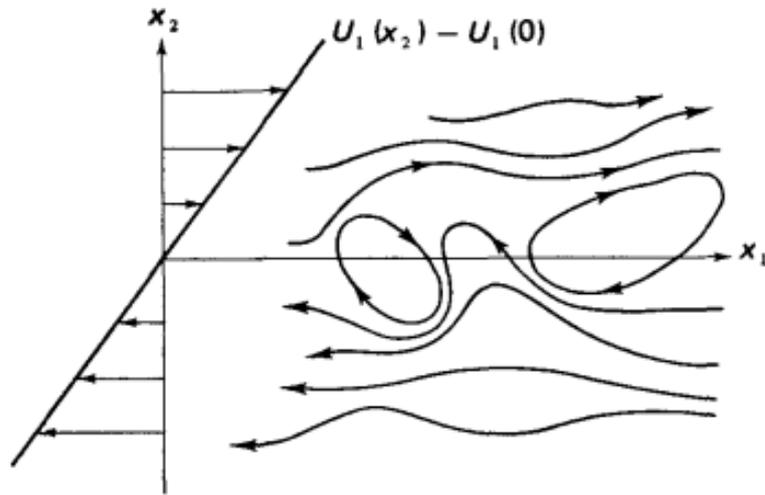
Donde r es la distancia y ρ es la función de autocorrelación de u' . Parte del trabajo realizado en esta tesis se orienta a determinar dicha escala para un flujo costero en función del terreno circundante.

De lo previamente comentado, se puede concluir que el intercambio o flujo de cantidad de movimiento se da mediante la interacción molecular y macroscópica (transporte turbulento). Para flujos altamente turbulentos, caso del viento cerca de la superficie ($\overline{V} = 0, \overline{U} \neq 0$), el flujo de cantidad de movimiento dado por la viscosidad del fluido es despreciable frente al flujo turbulento de cantidad de movimiento. El flujo de cantidad de movimiento resulta entonces en el turbulento, lo que implica que $\rho \cdot \overline{u' \cdot v'}$ sea el flujo vertical de cantidad de movimiento horizontal, siendo u' la componente horizontal turbulenta y v' la vertical turbulenta.

1.3. Vortex Stretching

“Vortex Stretching” se denomina el fenómeno tridimensional que domina el proceso de generación de turbulencia mecánica (debida al cortante). Si bien no es de interés presentar una descripción detallada de este fenómeno en el marco de esta tesis, parece de orden introducir el concepto. Para analizar este fenómeno, es de interés centrarse en el caso de un flujo horizontal con componente horizontales $u = \bar{u} + u'$ y $v = v'$ como el presentado en la figura 1.3.

Figura 1.3: Flujo tipo cortante. Fuente: [Tennekes and Lumley \(1972\)](#)



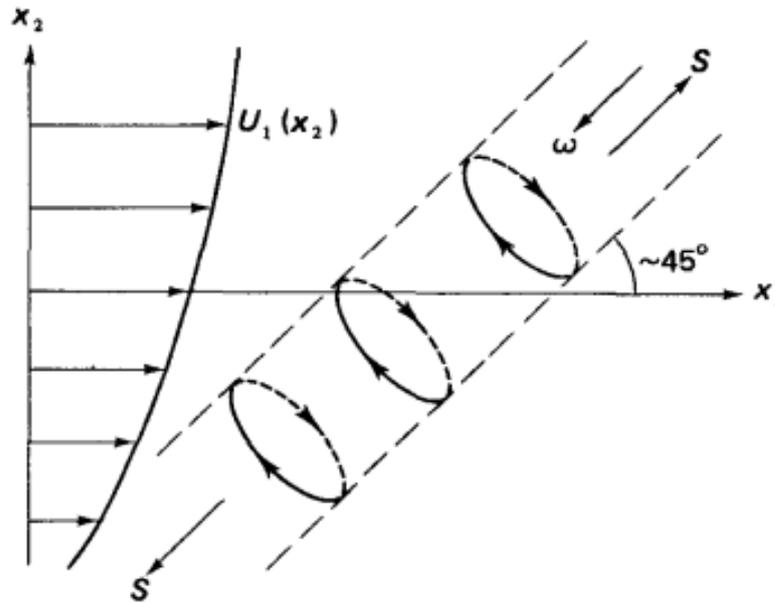
En este caso, una de las tensiones de Reynolds es $-\rho \overline{u'v'}$. Para que esta tome un valor distinto a cero, tiene que haber cierta correlación entre u' y v' , en consecuencia valores negativos de v' deben de ocurrir con mayor frecuencia cuando u' toma valores positivos y viceversa. La energía de los vórtices ha de ser mantenida por el flujo medio, y como se comentó depende de una correlación entre las fluctuaciones de velocidad. El aporte energético a la turbulencia viene del cortante, siendo los vórtices más energéticos aquellos que pueden absorber de manera más eficiente energía del flujo medio.

En un flujo de este tipo, el tensor de deformaciones toma la siguiente forma

$$D = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \frac{\partial u}{\partial z} \\ 0 & 0 & 0 \\ \frac{\partial u}{\partial z} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Los vórtices presentes en el flujo estarán expuestos a las deformaciones dominadas por el tensor D presentado. Para algunos de estos vórtices (caóticos) se incrementará la correlación entre sus perturbaciones de velocidad debido al trabajo asociado a la deformación impuesta por D . Dichos vórtices serán los que recibirán más eficientemente energía desde el flujo medio, sufriendo una deformación similar a un estiramiento (stretching) a lo largo de uno de los ejes principales del tensor D . La figura 1.4 extraída de Tennekes and Lumley (1972) introduce dicha dirección y esquematiza el fenómeno para un flujo como el considerado en esta sección.

Figura 1.4: Esquemización del proceso de “vortex stretching”. Fuente: Tennekes and Lumley (1972)



1.4. Análisis espectral

Para analizar series temporales de flujos turbulentos se pueden utilizar diferentes parámetros estadísticos derivados de diversos métodos o herramientas matemáticas. En particular el análisis espectral, que permite evaluar el rol de las diversas escalas vorticosas presentes, y ha sido ampliamente utilizado para modelar y evaluar flujos del tipo capa límite atmosférica (Rees (1991); Strunin and Hiyama (2005); Varshney and Poddar (2011)). Attié and Durand (2003) utilizó el análisis espectral para estudiar la estructura vertical de una capa

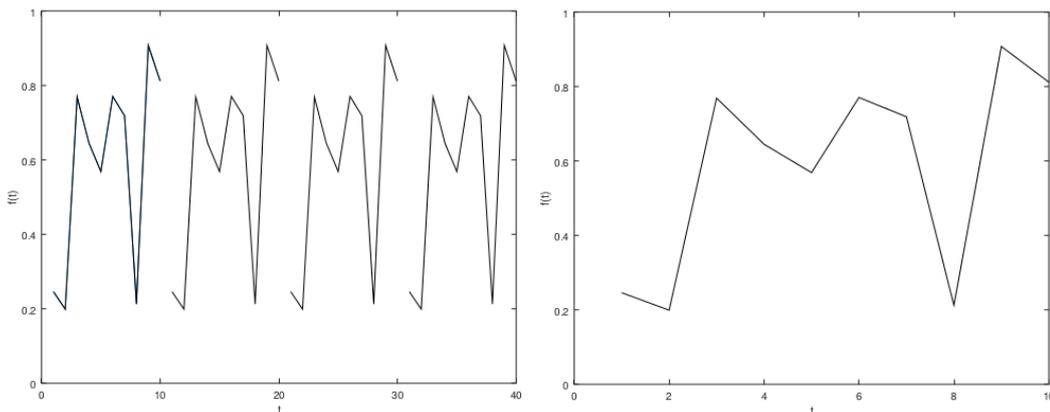
interna compleja en un sitio costero, algo de particular interés por lo que será trabajado en esta tesis.

La herramienta del análisis espectral tiene sus bases en la descripción de funciones periódicas utilizando series de Fourier [Fourier \(1807\)](#). El concepto detrás de estas series es que las funciones periódicas de período T , pueden ser expresadas como combinaciones de senos y cosenos del mismo período T . D'Alembert propuso esta metodología a los efectos de al analizar el comportamiento de una cuerda de violín en vibración. Posteriormente, Euler alcanzó una expresión para esta serie, que fue alcanzada en paralelo y en los años siguientes por Bernoulli y Lagrange. Fourier hizo esfuerzos serios por demostrar que cualquier función periódica puede ser expresada como combinaciones lineales de senos y cosenos al estudiar problemas de transferencia de calor. Una expresión de la transformada de Fourier F de la función periódica $f(t)$ se presenta a continuación.

$$F(f(t)) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(\omega t) + b_n \sin(\omega t)] \quad (1.13)$$

La utilización de esta transformación para funciones no periódicas es extendido, particularmente en el caso de series de medidas de variables de interés. En el caso de esta tesis se trabaja con series de medias de velocidad de viento. Cuando las funciones no son periódicas pero son conocidas en un intervalo de tiempo T dado (caso de medidas), se puede generar una función periódica de cada variable repitiendo la muestra en el tiempo, como se muestra en la [figura 1.5](#).

Figura 1.5: Creación de función periódica a partir de serie



La única precaución en ese caso ha de ser tener en cuenta la discontinuidad en las transiciones, adoptando algún método para suavizarlas.

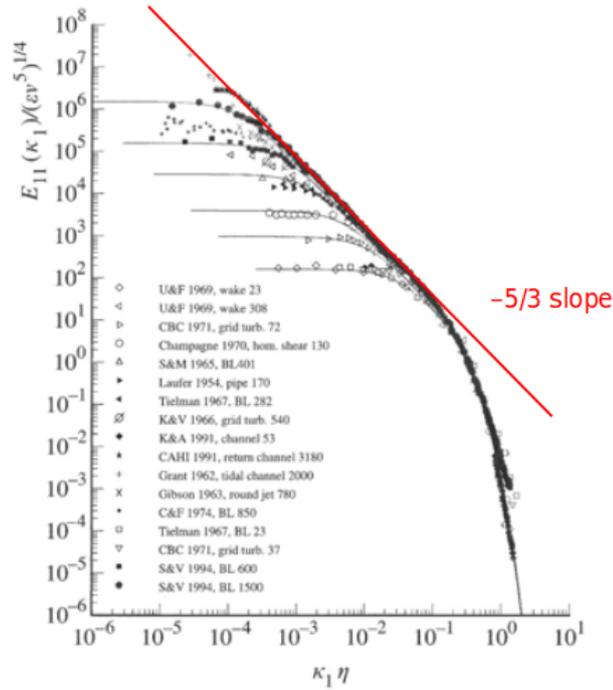
Una de las aplicaciones más importantes de este tipo de análisis en el estudio de la turbulencia es el estudio de los procesos de intercambio de energía entre vórtices. Existen tres escalas de vórtices en el intercambio de energía. Los vórtices de mayor escala geométrica son los vórtices que reciben energía del flujo medio, a la cual se denomina de “generación” de energía turbulenta. Esa energía es transferida a vórtices de menor escala geométrica, y estos la transfieren sucesivamente a vórtices de menor escala [Pope \(2000\)](#). Este proceso consta únicamente en un intercambio de energía, no agregándose más energía proveniente del flujo medio. Finalmente, los vórtices de menor escala geométrica presentes en el flujo disipan esa energía en forma de calor, mediante disipación viscosa. Este proceso de transferencia de energía desde las escalas más grandes a las más pequeñas, fue estudiado y descrito por el Andréi Kolmogorov [Kolmogorov \(1941\)](#), y es comúnmente denominado “Cascada de energía”.

Al describir ese fenómeno, Kolmogorov demostró bajo ciertas hipótesis que en las escalas intermedias se cumple la siguiente relación.

$$E(k) = C.k^{-5/3} \tag{1.14}$$

Donde $E(k)$ es la densidad de energía, referida al número de onda ($k = 2\pi/\lambda$), y C una constante, función de la energía a ser disipada. Por lo tanto, $E(k).dk$ es la energía cinética turbulenta por unidad de masa contenida en vórtices de número de onda en el rango $[k, k + dk]$. Este tipo de relación se observa claramente al graficar el espectro de $E(k)$ en escala logarítmica, como presenta la [figura 1.6](#).

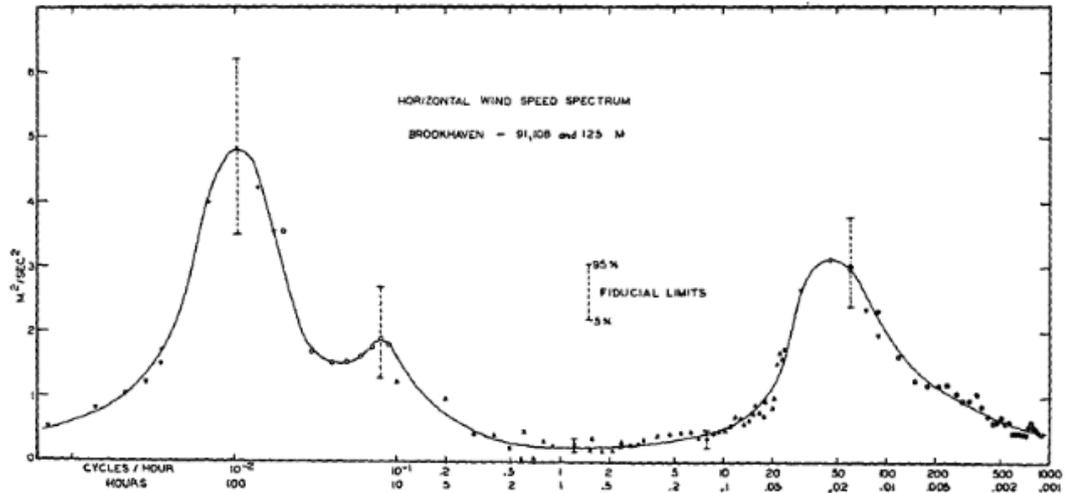
Figura 1.6: Espectro extraído de Pope (2000)



En la figura 1.6 se diferencian tres claros comportamientos de la densidad de energía en función del rango de números de onda que estamos analizando. En particular, en el intervalo de números de onda medios se observa un comportamiento en escala logarítmica proporcional al número de onda con un coeficiente de proporcionalidad de $-5/3$, ajustándose a la relación alcanzada por Kolmogorov presentada previamente. Ese rango de escalas y números de onda es denominado subrango inercial. En números de onda mayores (escalas geométricas menores), se encuentra el rango de disipación, mientras que a números de onda menores (escalas geométricas mayores) se encuentra la zona de producción de energía turbulenta (los vórtices que extraen la energía del flujo medio). La escala integral, asociada a los grandes vórtices con elevada energía previamente mencionada en este capítulo, es del orden de la escala asociada a k_i , siendo k_i el número de onda frontera entre el rango de generación y el subrango inercial (Lasieur, 2008).

En Van Der Hoven (1957), se presenta espectro de potencia para escalas temporales mayores a la turbulenta en la capa límite atmosférica. La figura 1.7 presenta el resultado alcanzado por Van der Hoven en su publicación original.

Figura 1.7: Espectro de potencia de Van der Hoven, realizado con medidas a 100 metros de altura



El pico sobre la izquierda de la gráfica, representa a los fenómenos asociados al pasaje de frentes de presión de escala sinóptica. En su análisis, Van der Hoven desliza la posibilidad de que el siguiente pico en las frecuencias se deba a fluctuaciones en el muestreo, aunque también da a entender que picos similares se encontraron en estudios a menor altura de medición, lo que podría indicar que este pico, asociado a las doce horas, se deba al cambio diario en la condición de la capa límite atmosférica. El último pico es el asociado a la turbulencia. Esto permite observar que en la capa límite atmosférica, la turbulencia está inmersa en una naturaleza con fenómenos que varían siguiendo leyes totalmente independientes, con características que afectarán de una manera u otra la producción y el comportamiento de la turbulencia en el sitio de medición. Es por eso que la siguiente sección será dedicada al estudio de la capa límite atmosférica, complementando el marco teórico dado en esta sección para poder comprender y justificar los estudios llevados a cabo en la torre instalada en el puerto de La Paloma.

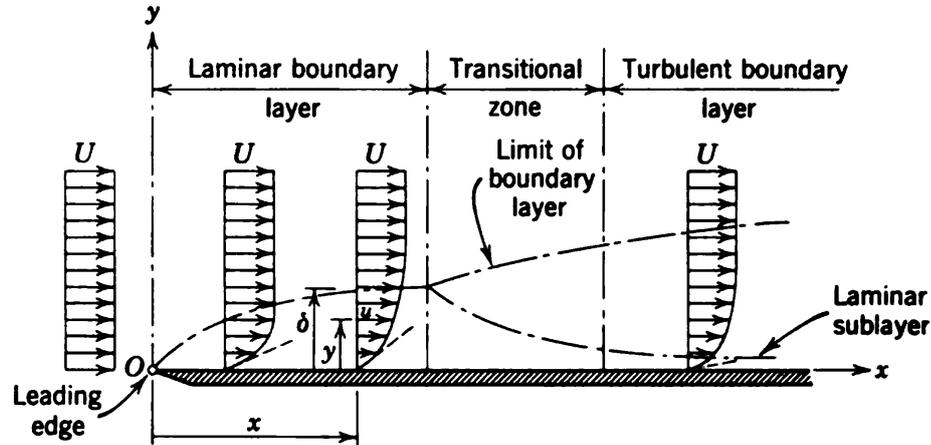
Capítulo 2

Capa Límite Atmosférica

Posiblemente el concepto de capa límite haya sido trabajado inicialmente por el Ingeniero Hidráulico y Arquitecto Naval Británico William Froude, en sus estudios sobre la resistencia al movimiento de los barcos [Froude \(1888\)](#), mas allá de que el primer registro en la literatura bajo ese nombre es del Ingeniero y Físico Germano Ludwig Prandtl ([Prandtl, 1905](#)), trabajando en la interacción entre fluidos de baja viscosidad y fronteras sólidas. Lo que es un hecho, es que el concepto de capa límite nace de la interacción entre fluidos y superficies sólidas y en su entendimiento está la clave para comprender los fenómenos que se generan en esta interacción, como el arrastre o el intercambio de calor o masa.

Según Prandtl, en el escurrimiento de un fluido entorno a una superficie sólida se pueden diferenciar dos regiones: La capa inmediatamente próxima a la superficie sólida, donde el flujo se ve afectado directamente por la presencia de esta y el gradiente de velocidades es suficientemente grande como para que el efecto de la fricción por la viscosidad del fluido debe ser tomada en cuenta, y la zona de flujo libre, fuera de esta capa, donde el efecto viscoso se puede considerar despreciable y el flujo puede modelarse como irrotacional. Se adjunta la figura [2.1](#), extraída de [Pao \(1961\)](#), como representación gráfica de la capa límite y el comportamiento del campo de velocidades.

Figura 2.1: Figura esquemática que describe el desarrollo de la capa límite. Fuente: Pao, R.: Fluid Mechanics (1961)



En la figura presentada, se puede observar como la condición de adherencia a la superficie lisa da lugar a la existencia de un gradiente de velocidades importante en la zona inmediata. Esta condición genera tensiones rasantes viscosas en el fluido cerca de la superficie sólida. A medida que se avanza verticalmente, la velocidad tiende de manera asintótica a la velocidad sin perturbar (U) y el gradiente de velocidades tiende a cero. La capa límite comienza en el punto donde el fluido se encuentra con la placa (“Leading edge”) y aumenta su altura aguas abajo. Al inicio de su desarrollo, el flujo dentro de la capa límite es laminar. A medida que se avanza, esta aumenta su tamaño, más fluido es desacelerado de su condición inicial y la capa límite laminar se hace inestable. El resultado final es la transformación del flujo laminar en turbulento, no sin antes pasar por la llamada zona de transición. En esta zona intermedia, el flujo muestra un comportamiento parcialmente turbulento y parcialmente laminar, fluctuando entre ambos de manera regular. En la zona de capa límite turbulenta, se conserva aún una subcapa laminar, cercana a la superficie. Respecto a la altura de la capa límite, la convención más ampliamente aceptada la identifica como la altura a la cual la velocidad es el 99 % de la velocidad sin perturbar por la presencia del sólido (U).

Considerando a la superficie terrestre como la superficie sólida, y al aire en la atmósfera como el fluido escurriendo, se puede suponer un tipo de frontera análogo al de la capa límite para la interacción entre el viento atmosférico y el suelo. Si bien concluir que existe una capa límite atmosférica (CLA) es algo directo, no es tan simple definir precisamente qué es, sus límites y su

comportamiento. Según [Garrat \(1992\)](#), la CLA se puede definir como la capa de aire inmediatamente sobre la superficie terrestre en la que los efectos de la superficie, como la fricción, el intercambio de calor y de especies, son transportados por la turbulencia y generan variaciones en escalas temporales menores o iguales a la del día. Por otra parte, [Stull \(1988\)](#) la define como la parte de la troposfera que es influenciada directamente por la presencia de la superficie terrestre, y responde a los cambios en la superficie con una escala temporal del entorno de la hora o menos, y reconoce, que la variación diaria de la temperatura es una característica fundamental de esta.

Históricamente se trabajó con túneles de viento para su modelado, visto que estos ofrecen una buena descripción en casos de atmósfera neutra (caso en el que el intercambio de calor con la superficie es nulo o despreciable). Una descripción apropiada de la turbulencia y vórtices de escala grande es esencial para entender los procesos de intercambio, ya sea de calor o de cantidad de movimiento, que ocurren en la CLA. En [Counihan \(1975\)](#), varios estudios enfocándose en dichos procesos son presentados para evaluar el caso de capa límite neutra o adiabática. Visto que los flujos en la capa límite tienen una gran relación con la escala de vórtices presentes [[Lagouarde and McAneney, 1992](#)], ([Howell and Sun, 1999](#)), ([Prabha et al., 2002](#)), ([Strunin and Hiyama, 2005](#)), ([Guo et al., 2011](#)), ([Patil et al., 2016](#))] entender y caracterizar la superficie y su efecto en el flujo es necesario para una mejor descripción de la CLA. Los casos en los que el intercambio de calor es importante son los que aumentan la complejidad en su descripción. Otro factor que hace difícil el modelado, es la naturaleza del flujo con el que interactúa, que se ve afectado por factores de mayor escala, como la rotación de la tierra. Esto termina generando continuos estados transitorios debido a cambios de dirección e intensidad del viento. Es entonces que se evidencia la necesidad de estudios detallados en sitio, y el análisis de distintos escenarios que ofrezcan diversas interacciones de escala pequeña para ampliar el conocimiento sobre el comportamiento real, difícil de modelar, de la CLA en estos escenarios. La complejidad de los estudios en sitio han ido evolucionando con el tiempo, y con ellos el instrumental y las instalaciones utilizadas.

2.1. Estimación de variables de interés

Como se presentó en la sección pasada, La interacción de la CLA con el suelo y la atmósfera libre hace a un comportamiento diverso en la vertical, distinguiéndose diversas regiones en función de los fenómenos que predominan. Se considera de orden introducir la ecuación de la energía cinética turbulenta, visto que en ella se podrá observar el efecto de distintos forzantes en la generación o disipación de turbulencia. Para su determinación se partirá de la ecuación 1.8 en la componente longitudinal u y en el caso de un flujo horizontal, algo análogo a lo esperado en la capa límite.

$$\rho\left(\frac{\partial u}{\partial t} + (\nabla u) \cdot \vec{v}\right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \quad (2.1)$$

Si en esta ecuación se descompone a la densidad en la media y la perturbación ($\rho = \bar{\rho} + \rho'$), se alcanza lo siguiente.

$$\frac{(\bar{\rho} + \rho')}{\bar{\rho}}\left(\frac{\partial u}{\partial t} + (\nabla u) \cdot \vec{v}\right) \cong \left(\frac{\partial u}{\partial t} + (\nabla u) \cdot \vec{v}\right) \cong -\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\bar{\rho}}\nabla^2 u \quad (2.2)$$

Análogamente, para la componente v .

$$\frac{(\bar{\rho} + \rho')}{\bar{\rho}}\left(\frac{\partial v}{\partial t} + (\nabla v) \cdot \vec{v}\right) \cong \left(\frac{\partial v}{\partial t} + (\nabla v) \cdot \vec{v}\right) \cong -\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\mu}{\bar{\rho}}\nabla^2 v \quad (2.3)$$

Por otra parte, el caso de la componente vertical de la velocidad (w) las fuerzas de masa ($-\rho g \hat{k}$) y el gradiente de presión ($\frac{\partial p}{\partial z} = (-\rho g + \frac{\partial p'}{\partial z})\hat{k}$) juegan un rol distinto.

$$(\bar{\rho} + \rho')\left(\frac{\partial w}{\partial t} + (\nabla w) \cdot \vec{v}\right) = -(-\bar{\rho}g + \frac{\partial p'}{\partial z}) - (\bar{\rho} + \rho')g + \mu \nabla^2 w \quad (2.4)$$

$$\left(\frac{\partial w}{\partial t} + (\nabla w) \cdot \vec{v}\right) = -\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}}g + \frac{\mu}{\bar{\rho}}\nabla^2 w \quad (2.5)$$

Expresión que, considerando la aproximación anelástica ($-\frac{\rho'}{\bar{\rho}}g = \frac{\theta'_v}{\theta_v}g$) resulta en la siguiente.

$$\left(\frac{\partial w}{\partial t} + (\nabla w) \cdot \vec{v}\right) = -\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{\theta'_v}{\theta_v}g + \frac{\mu}{\bar{\rho}}\nabla^2 w \quad (2.6)$$

Donde θ_v se denomina temperatura potencial virtual, y se define de la siguiente

manera.

$$\theta_v = T(1 + 0,608.\omega_v(1000mb/P_o)^{0,286}) \quad (2.7)$$

Tomando las ecuaciones previamente presentadas, y promediando en el tiempo se alcanza la siguiente expresión vectorial.

$$\frac{\partial \bar{\vec{v}}}{\partial t} + \overline{(\nabla \vec{v}) \cdot \vec{v}} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \nabla \bar{p} - g \hat{k} + \frac{\mu}{\bar{\rho}} \nabla^2 \bar{\vec{v}} \quad (2.8)$$

Donde se observa que más allá del término de transporte ($\overline{(\nabla \vec{v}) \cdot \vec{v}}$) la ecuación para el valor medio de la velocidad es análoga a la ecuación de instantáneas. Desarrollando el término de transporte, se puede alcanzar la siguiente igualdad.

$$\overline{(\nabla \vec{v}) \cdot \vec{v}} = \nabla \bar{\vec{v}} \cdot \bar{\vec{v}} + \overline{\nabla \vec{v}' \cdot \vec{v}'} \quad (2.9)$$

Resultando entonces en:

$$\frac{\partial \bar{\vec{v}}}{\partial t} + \nabla \bar{\vec{v}} \cdot \bar{\vec{v}} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \nabla \bar{p} - g \hat{k} + \frac{\mu}{\bar{\rho}} \nabla^2 \bar{\vec{v}} - \overline{\nabla \vec{v}' \cdot \vec{v}'} \quad (2.10)$$

Restando las componentes de esta ecuación a la ecuación instantánea presentada al inicio de esta sección se alcanzan las siguientes expresiones

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + (\nabla \bar{u}) \cdot \bar{\vec{v}} + (\nabla \bar{u}) \cdot \vec{v}' + (\nabla u') \cdot \bar{\vec{v}} + (\nabla u') \cdot \vec{v}' - \overline{(\nabla u) \cdot \vec{v}} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \cdot \frac{\partial p'}{\partial x} + \frac{\mu}{\bar{\rho}} \nabla^2 u' \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + (\nabla \bar{v}) \cdot \bar{\vec{v}} + (\nabla \bar{v}) \cdot \vec{v}' + (\nabla v') \cdot \bar{\vec{v}} + (\nabla v') \cdot \vec{v}' - \overline{(\nabla v) \cdot \vec{v}} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \cdot \frac{\partial p'}{\partial y} + \frac{\mu}{\bar{\rho}} \nabla^2 v' \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial w'}{\partial t} + (\nabla \bar{w}) \cdot \bar{\vec{v}} + (\nabla \bar{w}) \cdot \vec{v}' + (\nabla w') \cdot \bar{\vec{v}} + (\nabla w') \cdot \vec{v}' - \overline{(\nabla w) \cdot \vec{v}} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \cdot \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{\mu}{\bar{\rho}} \nabla^2 w' + \frac{\theta'_v}{\theta_v} g \quad (2.13)$$

Ahora tomando estas ecuaciones, multiplicando cada componente por la correspondiente perturbación de velocidad, promediando, y haciendo la siguientes consideraciones:

- En la CLA solo los flujos turbulentos verticales son relevantes

- Despreciando $\frac{\partial \bar{w}}{\partial z}$ frente a $\frac{\partial \bar{v}}{\partial y}$ y $\frac{\partial \bar{u}}{\partial x}$
- $\overline{u' \cdot \nabla^2 u'} = \nabla^2 \overline{\frac{u'^2}{2}} - \overline{(\nabla u')^2} \cong -\overline{(\nabla u')^2}$
- $\epsilon = \frac{\mu}{\rho} [(\overline{\nabla u'})^2 + (\overline{\nabla v'})^2 + (\overline{\nabla w'})^2]$ se denomina la disipación por unidad de masa

Se alcanza la siguiente expresión para la ecuación de la energía cinética turbulenta ($e = \frac{u'^2}{2} + \frac{v'^2}{2} + \frac{w'^2}{2}$).

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla e \cdot \vec{v} = -\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \overline{w' u'} - \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \overline{w' v'} + g \frac{\overline{w' \theta'_v}}{\theta_v} - \frac{\partial \overline{e \cdot \vec{v}'}}{\partial z} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \overline{p' \cdot \vec{v}'}}{\partial z} - \epsilon \quad (2.14)$$

De dicha ecuación se pueden diferenciar los siguientes términos:

- $g \frac{\overline{w' \theta'_v}}{\theta_v}$: Representa la producción (amortiguación) turbulenta por inestabilidad (estabilidad) convectiva. Este es el término que aporta a la generación o disminución de turbulencia debido a la diferencia de densidades propias de gradientes de temperatura. Un ejemplo claro en el que este término aporta a la generación de turbulencia es el caso de los días soleados despejados, donde la temperatura del suelo es superior a la del aire, logrando que las parcelas de aire cercanas al suelo tengan densidad menor a las inmediatamente superiores y en consecuencia tiendan a moverse verticalmente.
- Los términos $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \overline{w' u'}$ y $\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \overline{w' v'}$ representan la producción de turbulencia mecánica debido al cortante. El motor de este proceso es denominado “vortex stretching”, y fue introducido en el capítulo de turbulencia.
- ϵ representa la disipación de energía cinética turbulenta debido a la viscosidad. Este proceso, como fue comentado en el capítulo de turbulencia, se da en los vórtices de menor escala espacial.
- $\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \overline{p' \cdot \vec{v}'}}{\partial z}$ y $\frac{\partial \overline{e \cdot \vec{v}'}}{\partial z}$ representan términos asociados a la redistribución de la energía cinética turbulenta dentro de la capa límite

2.2. Clases de estabilidad

El concepto de estabilidad atmosférica viene a categorizar la condición del flujo y estimar la posibilidad de desarrollo de un flujo desordenado y significativamente turbulento o hacia el desarrollo de uno más ordenado debido a

efectos termodinámicos. Según [Stull \(1988\)](#), muchos factores pueden causar que flujos laminares se conviertan en turbulentos, y otros factores tienden a estabilizar el flujo. Si el efecto neto de todos los factores desestabilizadores excede el efecto neto de los estabilizadores, entonces el flujo se hace turbulento. Si bien varias pueden ser las razones que determinen la estabilidad del flujo, una simplificada pero muy útil manera de evaluarla es ponderar los forzantes térmicos y mecánicos. Para ello, se construye el número de Richardson, que se define a continuación

$$Ri = \frac{\frac{g}{\theta_v} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z}}{\left[\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \right)^2 \right]} \quad (2.15)$$

Donde \bar{U} y \bar{V} el valor medio de las componentes horizontales del viento, z la coordenada vertical, g es la aceleración gravitatoria y $\bar{\theta}_v$ es la temperatura virtual potencial, definida como la temperatura que alcanzaría una parcela de aire seco equivalente a 1000 mbares si siguiera un proceso adiabático.

El numerador de la ecuación que define el número de Richardson, está asociado al término denominado empuje (“bouyancy”). Este pondera el efecto de los gradientes de temperatura en la propagación o disminución de las perturbaciones o flujos verticales. Por otra parte, el denominador se asocia al cortante, responsable de la generación de turbulencia mecánica. La relación entre estos dos términos, se asocia a la amplificación o amortiguamiento por medios térmicos de la turbulencia mecánica generada. Así, en función del número de Richardson se puede clasificar el estado de la capa límite atmosférica entre estable, inestable o neutra.

Otra variable de interés para el estudio de la estabilidad es la longitud de Monin-Obukhov. Esta es una escala de longitudes en la capa de superficie, y se define de la siguiente manera.

$$L = \frac{-\bar{\theta}_v u_*^2}{kg(w'\theta'_v)_s} \quad (2.16)$$

Donde k es la constante de Von Kaman, que toma valores entorno al 0,4, g la aceleración de la gravedad, w' la componente turbulenta de la velocidad vertical del viento y u_* la velocidad de fricción que se puede calcular de la siguiente manera.

$$u_* = \sqrt{|\langle u'w' \rangle|_s}, \quad (2.17)$$

Si se hace adimensional la velocidad de fricción con la velocidad media se alcanza el coeficiente de arrastre C_d , donde se pondera el flujo vertical de cantidad de movimiento en la superficie, equiparable a una tensión rasante, con la velocidad media.

$$C_d = \left(\frac{u_*}{U}\right)^2, \quad (2.18)$$

Físicamente, L puede ser interpretado como proporcional a la altura sobre la superficie a la que los factores de flotabilidad dominan sobre los mecánicos en la producción de turbulencia. En consecuencia, la estabilidad puede clasificarse también en función de valores límites de L .

2.2.1. Capa límite estable

La condición estable en la capa límite atmosférica se da generalmente por las noches, en particular las despejadas. Esto se debe a la ausencia de radiación solar, lo que hace que la superficie irradie al espacio, se enfríe y tienda a recibir calor del aire. Así se genera un gradiente positivo de temperatura potencial, que termina implicando un amortiguamiento de la turbulencia generada.

2.2.2. Capa límite inestable

El estado Inestable es el más común en durante el día en la capa límite atmosférica. Es entonces, cuando el sol irradia la superficie, aumentando su temperatura y generando que esta entregue calor al aire cercano. Cuando el aire cercano a la superficie aumenta su temperatura, disminuye su densidad, elevándose verticalmente. Este fenómeno inmerso en un flujo paralelo a la superficie se traduce en turbulencia termodinámica, y un gradiente de temperaturas potenciales que además favorece a la amplificación de la turbulencia mecánica generada por el gradiente de velocidades o la rugosidad de la superficie.

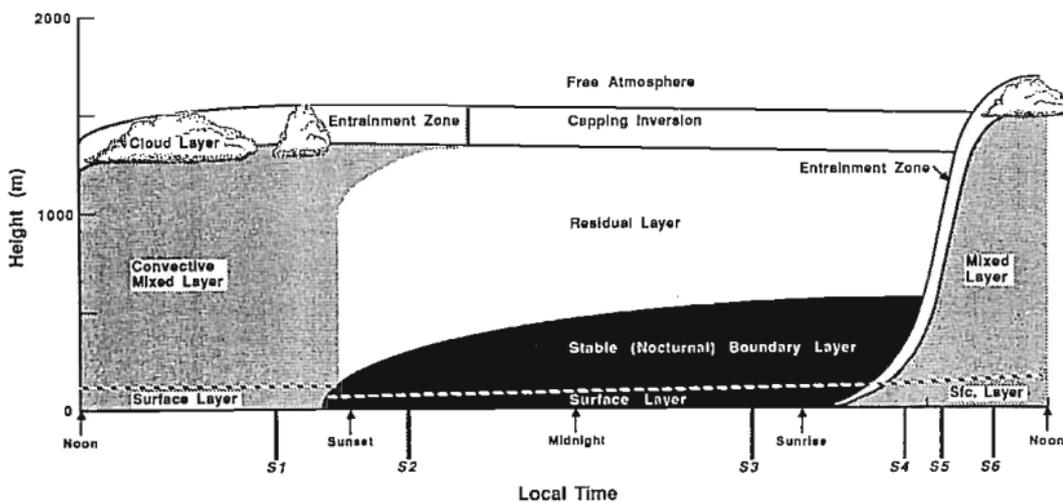
2.2.3. Capa límite neutra

Este tipo de capa límite es el más difícil de encontrar en la naturaleza. Es el tipo de capa límite que se forma en los túneles de viento. En estas, la amplificación de la turbulencia mecánica no se ve ni aplacada ni favorecida por el efecto del empuje o flotación.

2.3. Estructura de la capa límite atmosférica

Cuando el viento escurre sobre el suelo, la estructura de la capa límite varía significativamente a lo largo del día. La figura 2.2 extraída de Stull (1988) presenta esquemáticamente las diversas capas que se desarrollan en función de la hora del día.

Figura 2.2: Representación esquemática de la estructura vertical de la capa límite atmosférica a lo largo del día. Fuente: Stull (1988)



La capa representada próxima a la superficie es denominada **capa de superficie**. En esta región los flujos turbulentos y las tensiones varían menos de 10% en su magnitud. Si bien es la capa más próxima a la superficie de las representadas, entre ella y la superficie se ubica la denominada **subcapa laminar**, una capa de centímetros de alto (para casos de baja rugosidad) en la que el transporte molecular es más importante que el transporte turbulento. Por sobre la capa de superficie, e incluyéndola a esta, en el día se ubica la **capa de mezcla** del tipo **inestable**. La característica inestable hace que la

turbulencia sea dominada por flujos verticales convectivos, o vórtices térmicos, siendo el término $g \frac{\overline{w'\theta'_v}}{\theta_v}$ dominante en la ecuación 2.13 . Por sobre la capa de mezcla, se ubica una capa de características estables, denominada **zona de arrastre** o **entrainment zone**. Esta actúa de “tapa” que previene la propagación de la turbulencia. En torno a esta, se ubica la **capa de nubes**, de haberla y por sobre esta última la **atmósfera libre**.

Durante la noche, por otra parte, en lugar de la capa de mezcla se encuentra la **capa nocturna** de características **estable**. Esta, como fue explicado previamente, se forma debido a la radiación emitida por el suelo hacia la bóveda celeste. Por sobre esta, se encuentra la **capa residual**, un resto de lo que fue lo último de la capa de mezcla del día, cuando la transmisión de calor por radiación ya había amainado y las estructuras de transporte vertical eran débiles. El comportamiento de este tipo de capa es idealmente **neutro**. Por último, antes de la atmósfera libre, se ubica la **capa de inversión límite**. Esta capa, presenta temperatura virtuales mayores a las que se encuentran por debajo, oficiando de límite para la capa límite atmosférica bloqueando la propagación de cualquier perturbación que se pueda generar.

Se observará, en las próximas secciones, que esta descripción aplica al caso de ubicaciones tierra adentro, donde el cambio se presenta en la radiación solar únicamente. El caso de estudio de esta tesis es más complejo a esto, visto que aparte de la variante de la radiación solar, la dirección del viento podrá agregar un cambio de superficie en la trayectoria del flujo antes de ser medido en la torre. En tal caso, como se verá, se formará otra capa más, denominada **capa interna**, que adopta características del terreno en el que la torre está instalada, a diferencia del resto de la capa límite que trae las características del terreno que transitaba previo al cambio.

2.4. Flujos turbulentos y perfiles verticales en la capa de superficie

Como fue mencionado en el primer capítulo de esta tesis, el cierre de las ecuaciones de movimiento del flujo turbulento depende del modelado de ciertos términos o procesos. En ese sentido es que diversos modelos se han desarrollado para describir el comportamiento de estos en función de otras variables atmosféricas y la zona de la CLA en la que se están modelando. El razonamien-

to presentado a continuación respeta el consiguado en Cazes (2018), donde se presentan modelos para los perfiles verticales de medias y de flujos turbulento mediante análisis dimensional.

Para modelar los cortantes horizontales, se considera que estos son funciones de la altura respecto a la superficie terrestre (z), el flujo turbulento vertical de la velocidad horizontal ($\overline{w'u'}$), el flujo turbulento vertical de la temperatura potencial ($\overline{w'\theta'}$), y el término de la ecuación de energía cinética turbulenta asociado al empuje $g\frac{\overline{w'\theta'_v}}{\theta_v}$.

$$\frac{\partial u}{\partial z} = f(\overline{w'u'}, \overline{w'\theta'}, g\frac{\overline{w'\theta'_v}}{\theta_v}, z) \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = g(\overline{w'u'}, \overline{w'\theta'}, g\frac{\overline{w'\theta'_v}}{\theta_v}, z) \quad (2.20)$$

Para utilizar el teorema de Vaschy-Buckingham se ajustan las ecuaciones presentadas.

$$F(\frac{\partial u}{\partial z}, \overline{w'u'}, \overline{w'\theta'}, g\frac{\overline{w'\theta'_v}}{\theta_v}, z) = 0 \quad (2.21)$$

$$G(\frac{\partial \theta}{\partial z}, \overline{w'u'}, \overline{w'\theta'}, g\frac{\overline{w'\theta'_v}}{\theta_v}, z) = 0 \quad (2.22)$$

Teniendo en cuenta las dimensiones de las variables físicas de las que dependen las funciones, existen tres magnitudes físicas dimensionalmente independientes, asociadas al tipo de similitud, en este caso longitud (L), temperatura (T), y tiempo (t). Así, según el teorema previamente mencionado, definidas las magnitudes fundamentales y hallados los números adimensionales π las ecuaciones se pueden reducir a las siguientes.

$$F_2(\pi_{u1}, \pi_{u2}) = 0 \rightarrow \pi_{u2} = \phi_u(\pi_{u1}) \quad (2.23)$$

$$G_2(\pi_{\theta1}, \pi_{\theta2}) = 0 \rightarrow \pi_{\theta2} = \phi_\theta(\pi_{\theta1}) \quad (2.24)$$

Seleccionando como magnitudes fundamentales $\overline{w'u'}$, $g\frac{\overline{w'\theta'_v}}{\theta_v}$ y z para F_2 , y $\overline{w'\theta'}$, $g\frac{\overline{w'\theta'_v}}{\theta_v}$ y z para G_2 se pueden deducir las siguientes expresiones.

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{z} \phi_u(z/L) \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta_*}{z} \phi_\theta(z/L) \quad (2.26)$$

Con L la longitud de Monin-Obukhov presentada en la sección 2.2, u_* y θ_* la velocidad de fricción y la temperatura potencial adimensionada :

$$u_* = \sqrt{\overline{w'u'}} \quad (2.27)$$

$$\theta_* = \frac{\overline{w'\theta'}}{u_*} \quad (2.28)$$

Las funciones ϕ han sido determinadas experimentalmente, y con esto se alcanza una descripción del cortante de las variables θ y u . De integrarse dichas ecuaciones se pueden alcanzar expresiones para el perfil vertical de las variables mencionadas.

Esto sirve de introducción para el problema que realmente se intenta modelar, que es el de los flujos turbulentos. En este caso, se puede realizar un análisis dimensional similar al anterior, con hipótesis del estilo. En este caso, la dependencia con la gravedad está asociada al término $\frac{g(\theta_v(z) - \theta_v(z_o))}{\theta_v(z_o)}$, y se asume que el flujo de temperatura potencial es directamente proporcional al déficit $\theta_v(z) - \theta_v(z_o)$. Así, se alcanzan las siguientes relaciones para los flujos verticales de cantidad de movimiento y de calor.

$$\overline{w'u'} = -F_u^2(z/z_o, Ri) \cdot |u(z)| \cdot u(z) \quad (2.29)$$

$$\overline{w'\theta'} = F_\theta(z/z_o, Ri) \cdot u(z) \cdot (\theta(z) - \theta(z_o)) \quad (2.30)$$

donde Ri es el número de Richardson introducido previamente.

Es de interés introducir también el flujo de calor virtual H_{vs} y el flujo de calor sónico H_s , visto que serán una variables a estudiar en el sitio de medición.

$$H_{vs} = \overline{w'\theta'_v}, \quad (2.31)$$

$$H_s = \overline{w'T'_s}, \quad (2.32)$$

Flujo de calor virtual se denomina al flujo turbulento vertical de la temperatura virtual, mientras que el flujo de calor sónico representa el flujo turbulento

vertical de la temperatura sónica.

2.5. Tope de la Capa Límite Atmosférica

Las condiciones de borde de la capa límite estan dados por la superficie terrestre y el tope. El efecto de la superficie terrestre en la CLA se puede modelar según los presentado en la sección 2.4. Mientras tanto, el tope, a ser descrito en esta sección, tendrá un comportamiento que dependerá de la estabilidad atmosférica y de la evolución de las condiciones atmosféricas.

2.5.1. Tope en capa límite estable

En el caso de CLA estable (nocturna), la evolución es en función del intercambio de calor con la superficie. Por sobre ella se encontrará una capa residual de lo que durante el día fue la capa de mezcla (ML). En [Stull \(1988\)](#) se presentan diversos modelos para la evolución a lo largo de la noche de la altura de dicha capa límite. A continuación se presentan algunos de ellos.

Para el caso de intercambio de calor con la superficie constante (Q_T):

$$H = (-Q_T t B)^{1/2} \quad (2.33)$$

Con t el tiempo, H la altura de la capa límite, Q_T la potencia térmica intercambiada y B el parametro neto de turbulencia (función del viento geostrófico).

Por otra parte, [SurrIDGE and Swanepoel \(1987\)](#) introduce el siguiente modelo:

$$H = H_{eq} \cdot \text{erf}(t/t_R) \quad (2.34)$$

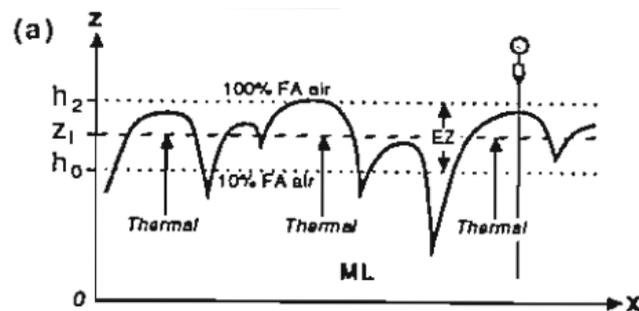
Donde H_{eq} es la altura de equilibrio t_R es denominado tiempo de respuesta y es del orden de una o dos horas.

2.5.2. Tope en capa límite inestable

El caso de la capa límite inestable existe una zona llamada de arrastre (EZ: "Entrainment Zone") en el tope de la ML. En esta zona hay flujos entrantes y salientes de aire, tanto desde la atmósfera libre como de la parte inferior

de la capa de mezcla, debido a columnas térmicas (“thermals”). El espesor de esta capa promedia el 40 % de la profundidad de la ML. Según [Stull \(1988\)](#), el tope de la EZ es definido como la altitud del tope de la columna térmica más alta. El límite inferior es más difícil de definir. Algunos criterios lo caracterizan como la altura en la que del 5 % al 10 % del aire en el plano horizontal tiene características de atmósfera libre. La siguiente figura grafica esquemáticamente la altura de la capa límite atmosférica y como esta se afecta por columnas termales ascendentes de aire.

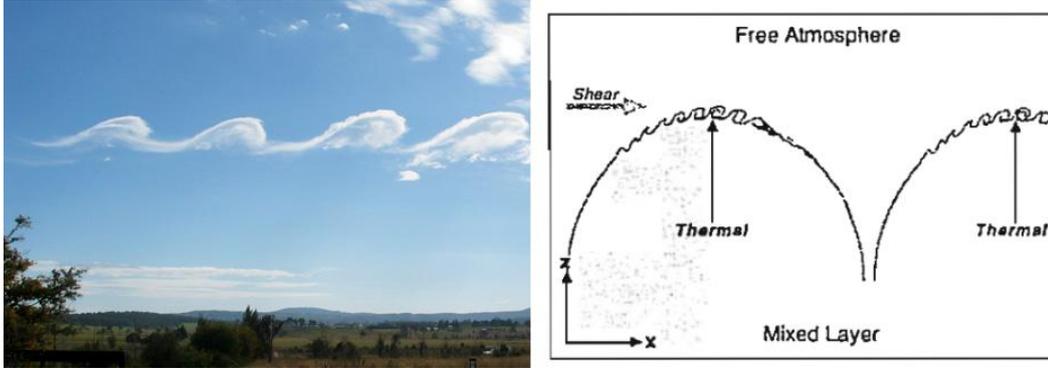
Figura 2.3: Esquema de altura de la ML. Fuente: [Stull \(1988\)](#)



La figura 2.3 describe de modo esquemático la altura de la ML. Se observa que las columnas térmicas generan protuberancias en la cota graficada.

La dinámica de la EZ está gobernada por diversas estructuras. Una de ellas, ya mencionada, es la de las columnas térmicas. Desde su límite inferior, la EZ recibe continuos e intermitentes estímulos por flujos verticales generados por diferencias de densidad entre parcelas de aire en la ML y el entorno. Por otra parte, desde el límite superior, cierto intercambio de masa se da debido a las denominadas ondas de Kelvin-Helmholtz. Estas consisten en vórtices desprendidos con cierta regularidad cuando hay suficiente diferencia de velocidades a través de la interfaz entre la EZ y la atmósfera libre.

Figura 2.4: Izquierda: Fotografía del fenómeno y su efecto en las nubes (Monte Duval, Australia). Derecha: figura esquemática del fenómeno extraída de Stull (1988)



En la figura 2.4 se puede observar el fenómeno descrito capturado en una fotografía, y un diagrama esquematizandolo. Estos vórtices, arrastran consigo aire de la EZ y a su vez inyectan aire de la atmósfera libre en la EZ. Una última estructura que hace al intercambio de cantidad de movimiento entre la EZ y la atmósfera libre, son las ondas de gravedad y la resonancia por convección. Básicamente, las columnas térmicas aquí generan ondas de gravedad en la interfaz de la EZ con la atmósfera libre.

La velocidad de ingreso de aire a la zona de arrastre es denominada velocidad de arrastre (VA). Esta toma valores de entre $0.01m/s$ y $0.2m/s$. Se han desarrollado diversos métodos para su estimación, a continuación se presentan dos a modo de ejemplo. El primero se denomina método del **Ratio de Flujo** (“Flux-Ratio Method”), y estima la VA a partir de las siguientes ecuaciones.

$$w_e = -\frac{A_R \overline{w'\theta'_{vs}}}{\Delta_{EZ} \overline{\theta_v}} \quad (2.35)$$

Donde A_R es el cociente entre el flujo de temperatura virtual en el tope de la ML y el flujo de la temperatura virtual en la superficie. Este tipo de estimación se ajusta mejor a los casos en que hay convección libre.

Por otra parte, en situaciones en que el cortante es un generador importante de turbulencia este método no produce buenas estimaciones. En estos casos, el denominado **Método Energético** produce mejores resultados. Para el caso de una ML sin nubes con cortante tanto en su tope como en la superficie terrestre presenta la siguiente ecuación.

$$w_e = \frac{2\bar{\theta}_v}{g.d_1.\Delta_{EZ}\bar{\theta}_v} [c_1.w_*^3 + c_2.u_*^3 + c_3(\Delta_{EZ}\bar{U})^3] \quad (2.36)$$

Con $c_1 = 0.0167$, $c_2 = 0.5$ y $c_3 = 0.0006$, y donde d_1 es la distancia entre el tope de la ML y la altura donde el perfil de flujo de calor cruza el cero. w_* y u_* son las velocidades de fricción.

Capítulo 3

Particularidades del sitio de medición: Zona Costera

En este capítulo se analizarán los diversos fenómenos que afectan la velocidad de viento medida en el sitio. La caracterización del sitio y su efecto en la turbulencia dentro de la capa límite atmosférica es llevado adelante a través de medidas, y una evaluación más profunda de estas puede encontrarse en el capítulo 5 y en el artículo [Franco et al. \(2019\)](#), donde se trabajó en el procesamiento de los resultados presentados en esta tesis.

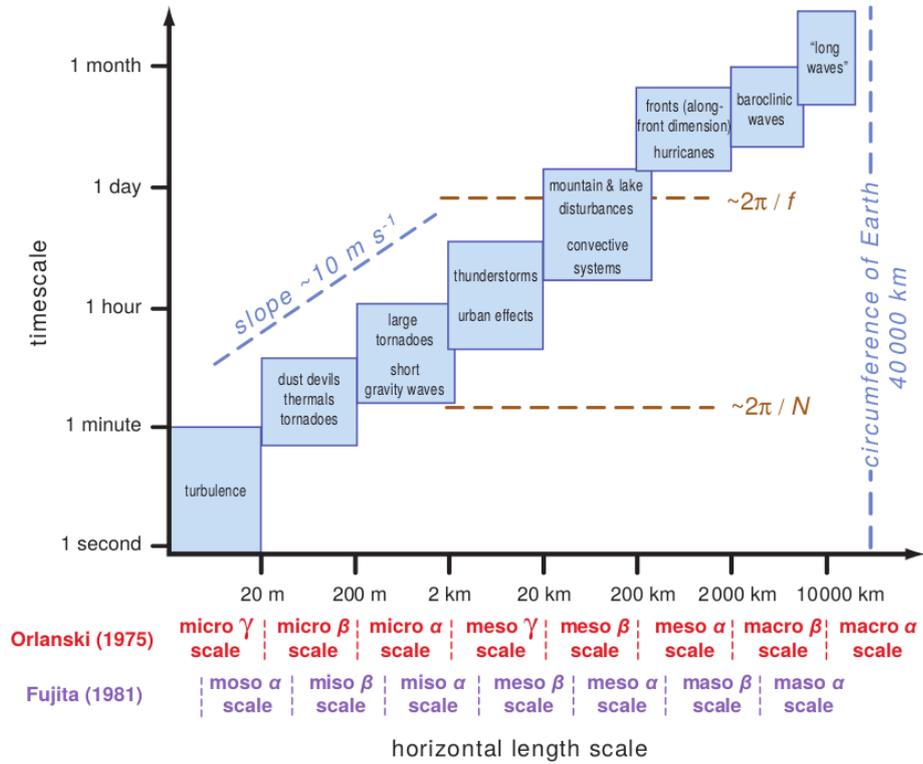
3.1. Escalas y fenómenos atmosféricos

El análisis de escala es importante para estimar el orden de magnitud de ciertos términos de las ecuaciones que gobiernan la dinámica atmosférica. La distancia media entre moléculas, aproximadamente $0,1 \mu m$, y la circunferencia de la tierra, aproximadamente $40000 km$ son los límites inferiores y superiores de las escalas esperadas. Las escalas temporales de los fenómenos atmosféricos varían desde menores al segundo, en el caso de los fenómenos turbulentos de pequeña escala, a tanto como semanas en el caso de las ondas de Rossby. Fenómenos meteorológicos de pequeña escala temporal tienden a tener una menor escala espacial, y viceversa. El cociente entre la escala espacial horizontal y la escala temporal asociada suele ser del mismo orden para todos los fenómenos, aproximadamente $10 m/s$ ([Markowski and Richardson, 2010](#)).

Los fenómenos de diversas escalas espaciales y temporales se dividen en tres grandes grupos: Los fenómenos de escala sinóptica, los de mesoescala, y los de

microescala. La figura 3.1 esquematiza los diversos fenómenos en un plano de escala temporal vs escala espacial, distinguiendo las tres escalas descritas previamente.

Figura 3.1: Gráfico indicando la escala temporal y espacial de diversos fenómenos atmosféricos. Fuente: [Markowski and Richardson \(2010\)](#)



A continuación se introducirán las diversas escalas y algunos fenómenos significativos asociados a estas.

3.1.1. Escala sinóptica

En la figura 3.1 se observa que la escala sinóptica, o macroescala, tiene un límite inferior espacial entorno a los 10^3 km , y temporal entorno al día. La tabla 3.1 extraída de [Holton \(2004\)](#) presenta una lista de fenómenos de dicha escala.

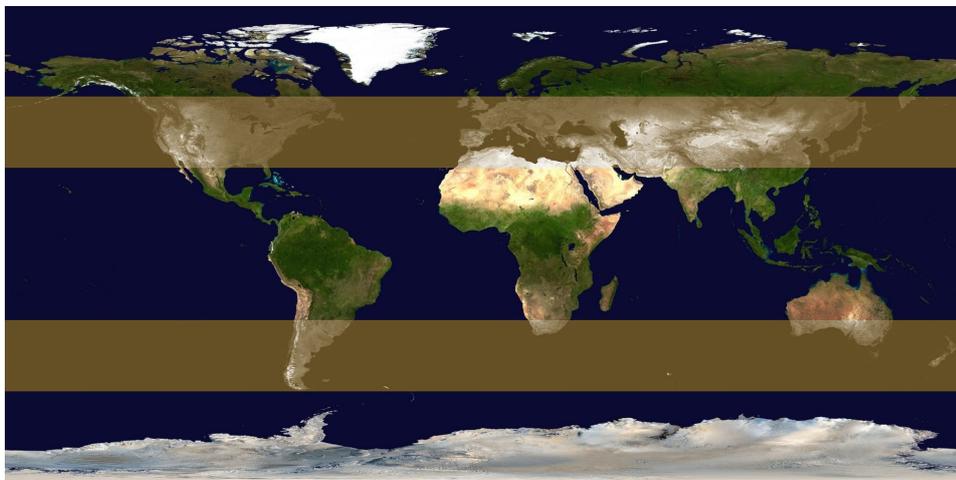
Tabla 3.1: Fenómenos sinópticos y sus correspondientes escalas de longitud horizontal. Fuente: [Holton \(2004\)](#)

Fenómeno	Escala espacial horizontal (m)
Huracanes	10^5
Ciclones Sinópticos	10^6
Ondas Planetarias	10^7

Los huracanes pueden ser clasificados tanto en la escala sinóptica como en

la mesoescala. [Holton \(2004\)](#) por ejemplo, los considera fenómenos de mesoescala. Dependiendo del diámetro del Huracán en cuestión puede ser igualmente considerado fenómeno sinóptico, y es por ello que fue incluido en esta sección. En el caso de Uruguay, los ciclones extratropicales tienen una fuerte influencia en el viento local. La [figura 3.2](#) introduce las zonas por las que frecuentemente se desplazan estos ciclones.

Figura 3.2: Mapa indicando en amarillo las zonas donde mas frecuentemente se desplazan los ciclones extratropicales



Como se observa en [3.2](#) la zona de influencia de los ciclones extratropicales del emisferio sur incluye al territorio uruguayo.

3.1.2. Mesoescala

Según ([Markowski and Richardson, 2010](#)) al menos una docena de propuestas de límites para la escala de longitudes horizontal de la mesoescala han sido propuestas. Los mas reconocidos son los incluidos en la [figura 3.2](#).

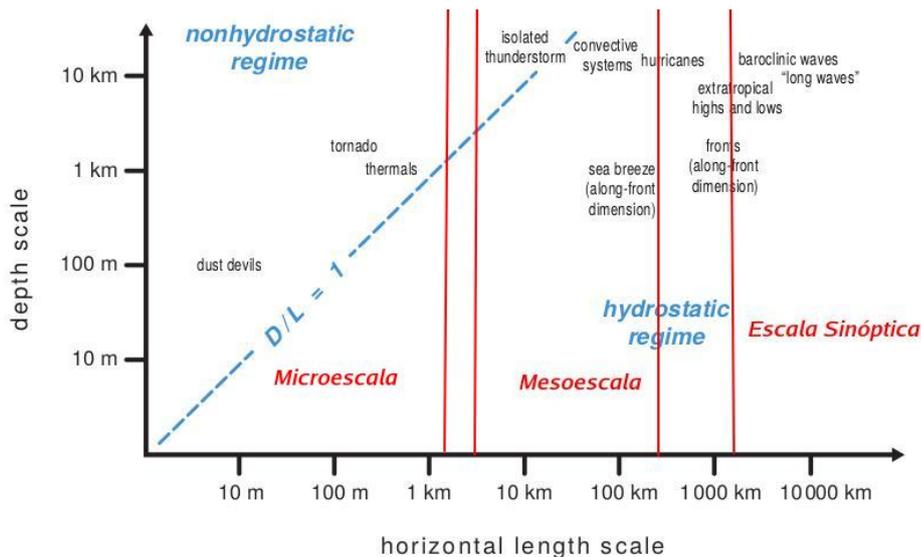
Orlanski definió la mesoescala entre los 2 km y los 2000 km , identificando las subdivisiones de meso- α ($200\text{ km} - 2000\text{ km}$), meso- β ($20\text{ km} - 200\text{ km}$) y meso- γ ($2\text{ km} - 20\text{ km}$). A los fenómenos de escala inferior a los 2 km los identificó como de microescala, mientras que a los de escala mayor a 2000 km como de macroescala.

Por otra parte, Fujita identificó la mesoescala entre los 4 km y los 400 km , y dos subdivisiones, meso- α ($40\text{ km} - 400\text{ km}$) y meso- β ($4\text{ km} - 40\text{ km}$).

La mesoescala se puede ver como la escala en la que los movimientos estan

dominados por varios mecanismos en lugar de por una única inestabilidad dominante, como es en el caso de la escala sinóptica en latitudes medias.

Figura 3.3: Fenómenos distinguidos entre hidrostáticos y no hidrostáticos. Los primeros son los que su escala horizontal es significativamente mayor a su escala vertical. En rojo la frontera entre la escala sinóptica y la mesoescala. Fuente: (Markowski and Richardson, 2010)



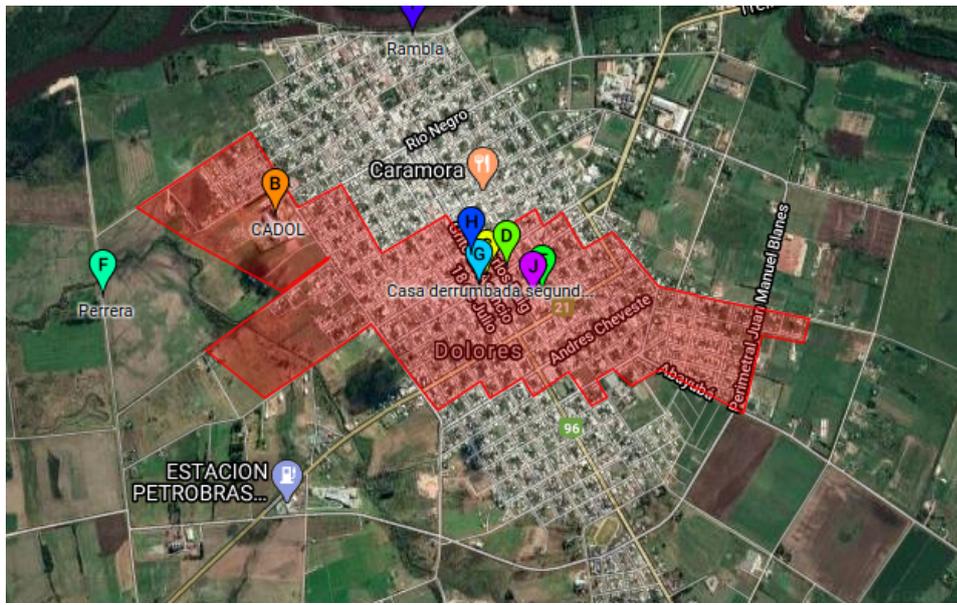
Las brisas marinas son de particular interés en esta tesis, teniendo en cuenta la naturaleza costera del sitio de medición utilizado en el análisis de datos. Como se observa en la figura 3.3, estas son clasificables en fenómenos de mesoescala.

3.1.3. Microescala

Esta escala alberga a la turbulencia y los fenómenos de escala de longitudes horizontal menor a los kilómetros. La predicción de los fenómenos de esta escala es la más compleja, dado que la construcción de grillas globales o regionales de escala tan pequeña en los modelos atmosféricos implica un aumento significativo en la cantidad de puntos de evaluación de las ecuaciones. Como se puede observar en la figura 3.3, los tornados son clasificables en esta escala, y junto con las corrientes descendentes son fenómenos que se presentan ocasionalmente en el territorio uruguayo. Estos son eventos de alta intensidad de viento y pequeña escala temporal y espacial, ambos con una alta capacidad de destrucción concentrada en un area muy acotada. Un claro ejemplo de esto es el tornado que atravesó la ciudad de Dolores en el año 2016, que afectó una

zona acotada de aproximadamente 800 m de ancho, como se presenta en la figura 3.4.

Figura 3.4: Zonas dañadas por el tornado que cruzó la ciudad de Dolores en el año 2016.



Como se introdujo en el capítulo 1, [Van Der Hoven \(1957\)](#) realizó un análisis espectral de largo aliento, encontrando una ventana espectral en torno a escalas temporales de una hora. Esa ventana representa una frontera entre los fenómenos de microescala y los de escala mayor. Más allá de eventos puntuales como los tornados y las corrientes descendentes, es de esperar que la turbulencia sea la protagonista de esta escala. En esta tesis el estudio de ciertos parámetros estadísticos asociados a esta en el sitio de interés es uno de los principales objetivos, lo que se profundiza en el capítulo 5.

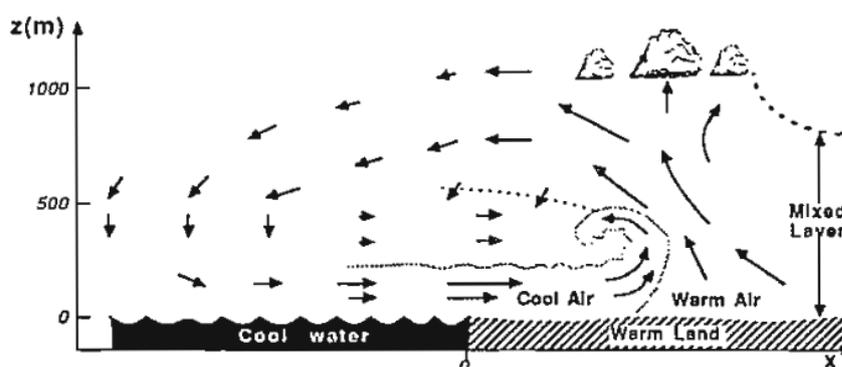
3.2. Brisa Marina y Brisa Terrestre

Los sitios costeros en general, se caracterizan por presentar un forzante de frecuencia diaria que se compone por dos brisas denominadas “Brisa Marina” y “Brisa terrestre”. Este tipo de brisas se conocen desde épocas ancestrales, y han sido históricamente utilizadas para la navegación en diversos lugares del mundo antiguo.

[Stull \(1988\)](#) describe los motivos de estas brisas de la siguiente manera: La gran capacidad térmica de las masas de agua reduce su cambio de temperatura

prácticamente a cero durante un ciclo diario. Mientras tanto, el suelo, aumenta y disminuye su temperatura más drásticamente ya que su pequeña conductividad y capacidad térmica previene que el calor se difunda rápidamente y aumente la temperatura de las parcelas de tierra cercanas. Como consecuencia, el suelo se encuentra a mayor temperatura que el agua durante el día, y a menor temperatura que esta durante la noche. Este escenario es ideal para la formación de brisas marinas. A media mañana (10 a.m. hora local) una vez eliminada la capa límite nocturna estable, el aire comienza a elevarse sobre el suelo caliente cercano a la costa, y aire más fresco proveniente del agua ingresa a la tierra para reemplazarlo.

Figura 3.5: Figura esquemática que describe el desarrollo de la Brisa Marina. Fuente: [Stull \(1988\)](#)

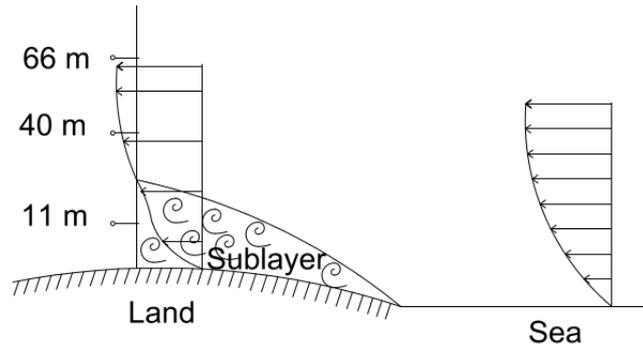


En la figura 3.5 se presenta esquemáticamente el fenómeno al que debe su existencia la brisa marina. Un razonamiento análogo se puede hacer para la noche, únicamente que entonces, por los mismos motivos presentados anteriormente, el viento en bajas alturas será desde la tierra hacia el cuerpo de agua, produciendo una circulación análoga pero opuesta a la descrita anteriormente. Esta circulación puede penetrar 50 kilómetros tierra adentro ante la ausencia de procesos sinópticos que lo impidan, y la altura de la brisa marina ronda los 100-200 metros, mientras que la altura de toda la circulación es de los 500 a 2000 metros ([Stull, 1988](#)).

3.3. Capa Interna

Otra particularidad de los sitios costeros, es el desarrollo de una capa interna en el viento debido al cambio de propiedades del terreno, cuestión que se da para flujos no paralelos a la línea costera.

Figura 3.6: Figura esquemática que describe el desarrollo de la capa interna, denominada “sublayer”. Elaboración propia



Esta capa interna ha sido ampliamente estudiada y descrita por [Raynor et al. \(1979\)](#), [Stunder and Sethuraman \(1985\)](#), [Venkatram \(1986\)](#), [Stull \(1988\)](#), [Garrat \(1992\)](#), [Kaimal and Finnigan \(1994\)](#), [Luhar \(1998\)](#), [Prabha et al. \(2002\)](#) y [Grachev et al. \(2017\)](#) entre otros. El cambio de terreno implica tanto un cambio de rugosidad como de propiedades termodinámicas, siendo estos los dos motivos por los que se generan. Por un lado, el cambio de rugosidad produce el desarrollo de la denominada “**Capa Interna Mecánica**” mientras que el cambio de temperatura del suelo da lugar a la denominada “**Capa Interna Térmica**” .

3.3.1. Capa Interna Mecánica

Siempre y cuando el viento experimente un cambio en la rugosidad debido al pasaje de una superficie 1 a una superficie 2, se presentará este tipo de capa interna. A medida que el viento se desarrolla sobre la nueva superficie, este se acelera si la rugosidad de la superficie 2 es menor a la de 1, o se desacelera en caso opuesto. El efecto de este cambio en la velocidad, que inicialmente está confinado a las capas cercanas a la nueva superficie, es transportado verticalmente por la turbulencia, y el cambio de superficie continúa afectando al viento comprendido en una capa que crece de manera sostenida ([Kaimal and Finnigan, 1994](#)).

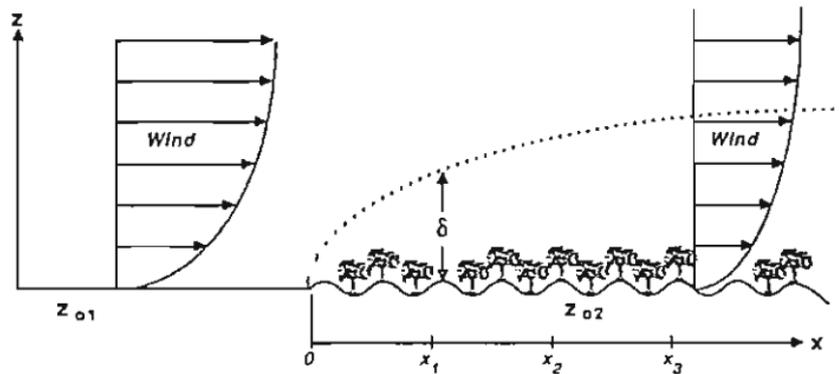
[Garrat \(1992\)](#) afirma que observaciones revelan las siguientes características de este tipo de capa interna:

- Por sobre la capa interna, el viento es característico del terreno a barlovento (superficie 1), más allá de un desplazamiento δ de las líneas de

corrientes requerido por continuidad.

- Muy cerca del suelo existe una capa de equilibrio, donde el perfil vertical de las variables asociadas al viento se han ajustado completamente a la superficie 2.
- Sobre esta capa de equilibrio, y dentro de la capa interna, existe una capa de confluencia, donde la distribución de velocidades gradualmente pasa de la propia de la superficie 1 a la propia de la superficie 2
- A distancias suficientemente grandes del cambio de superficie, tanto a barlovento como a sotavento, las tensiones en la superficie se ajustan a la de un flujo sobre superficie uniforme.

Figura 3.7: Figura esquemática que describe el desarrollo de la capa interna mecánica. Fuente: [Stull \(1988\)](#)



Es de particular interés el estudio del desarrollo de esta capa, particularmente alcanzar una expresión para su altura δ en función de la posición x . [Elliot \(1958\)](#) propuso el siguiente modelo empírico:

$$\frac{\delta}{z_{o2}} = A_1 \left(\frac{x}{z_{o2}} \right)^n \quad (3.1)$$

Donde z_{o1} es la rugosidad de la superficie 1 y z_{o2} la de la superficie 2. El exponente n toma valores entorno al 0,8 para el caso neutro, entre 0,6 y 0,7 en condición estable y entre 0,8 y 1 en condición inestable. Por otra parte, A_1 se define de la siguiente manera:

$$A_1 = 0,75 + 0,03 \ln \left(\frac{z_{o2}}{z_{o1}} \right) \quad (3.2)$$

3.3.2. Capa Interna Térmica

Las zonas costeras son los principales escenarios para el desarrollo de este tipo de capa interna. Al enfrentarse a un cambio de superficie, de superficie 1 a superficie 2 con diferentes propiedades termodinámicas, el viento genera una capa interna térmica. Esta se da por la diferencia de temperaturas entre las dos superficies con la que interactúa el flujo. En función de como varía esa temperatura, las capas internas termodinámicas se clasifican entre “Convectivas”, caso en que la superficie 2 tiene una temperatura mayor a la superficie 1, y “Estables”, el caso opuesto. En el caso de las **Convectivas**, el aumento de la diferencia de temperatura entre el fluido cercano a la superficie y esta genera un aumento en el intercambio de calor. Así, las parcelas de aire más bajas aumentan gradualmente su temperatura, y disminuyen en consecuencia su densidad. Esta disminución de la densidad lleva a un aumento del empuje, lo que genera columnas verticales de aire caliente. Así, se forman vórtices térmicos que transportan el calor verticalmente y gradualmente engrosan la capa interna. A mayores valores de x , la temperatura del aire próximo a la superficie se asemeja cada vez más a la temperatura del suelo, reduciéndose así el flujo de calor y debilitando el proceso que hace crecer esa capa interna. Es de esperar entonces un decaimiento en la tasa de crecimiento de la capa interna a medida que se adentra en la superficie 2. Venkatram (1986) propuso el siguiente modelo para la estimación de la altura de este tipo de capas internas.

$$\delta(x)^2 = \alpha \frac{|\theta_1 - \theta_2|}{\gamma} x \quad (3.3)$$

Donde θ_1 es la temperatura de la superficie 1, y θ_2 la de la superficie 2. γ es el gradiente vertical de la temperatura potencial inmediatamente sobre la capa interna, y α es un factor empírico que depende del sitio. Raynor et al. (1975) presenta un modelo para la altura de la capa interna bastante similar al presentado por Venkatram (1986), donde la evolución es también función de la raíz cuadrada de la distancia. Por otra parte, Hanna (1987) presenta un modelo significativamente más simple, justificado únicamente por un ajuste a varios casos de bibliografía.

$$\begin{aligned} \delta(x) &= 0, 1x; \quad \{si \ x \leq 2000m\} \\ \delta(x) &= 200m + 0.03(x - 2000m); \quad \{si \ x > 2000m\} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Por otra parte, las capas internas “**Estables**” se desarrollan por un proceso

conceptualmente análogo a como se crea la capa límite estable. Inmediatamente a sotavento del cambio de superficie, se encuentra turbulencia residual, que es muy efectiva mezclando el aire refrigerado por la superficie con el aire más caliente por sobre él. A medida que se adentra en la superficie 2, la estabilidad suprime la turbulencia a excepción de las capas más próximas a la superficie donde aún se produce turbulencia mecánica (Stull, 1988). Garrat (1987) presenta el siguiente modelo para la altura de la capa interna estable.

$$\delta(x) = U \left(\frac{\theta x}{g\Delta\theta} \right)^{1/2} \quad (3.5)$$

Donde θ es la temperatura del aire sobre la superficie 1, $\Delta\theta$ es la diferencia entre θ y la temperatura de la superficie 2, y U es una velocidad representativa del viento a barlovento del cambio de superficie.

Capítulo 4

Métodos de medición de variables asociadas al viento

4.1. Métodos de medición de velocidad de viento en sitio

A continuación se presentan los métodos e instrumentos de medición en sitio más utilizados en el estudio de la capa límite atmosférica. Cabe destacar que no todos son utilizables para todas las aplicaciones de interés, y la selección del método deberá tener en cuenta el tipo de estudio se pretenda realizar.

4.1.1. Instrumentos de medición remota

En esta categoría se ubican los sensores Sodar (Sonic detection and ranging), Lidar (Light detection and ranging) y Radar (Radio detection and ranging).

Los sistemas Sodar son utilizados para medir de manera remota la estructura vertical de la turbulencia y el perfil de la velocidad del viento de la capa inferior de la atmósfera. El principio consta en la emisión de un pulso acústico y escuchar la señal que retorna de la dispersión generada por los vórtices que transporta el flujo medio. A grandes rasgos, el tiempo que le toma recibir el eco del pulso enviado se relaciona con la altura a la que se dio el reflejo mediante la velocidad del sonido, y la frecuencia con la que retorna se relaciona con la velocidad del viento en la que se dio la reflexión mediante el efecto doppler. Existen dos tipos de estos, los mono-estáticos, en los que la misma antena que emite el pulso es la que lo recibe, y los bi-estáticos, donde se dispone de una

antena emisora y una receptora. La figura 4.1 presenta una fotografía de un modelo de estos sensores.

Figura 4.1: Perfilador de viento modelo Remtech PA-5 SODAR. Fuente: Catálogo de Fabricante



El rango de medición de este tipo de instrumentos es desde los pocos metros hasta los cinco mil metros de altura, dependiendo del modelo. En cuanto al tamaño, los más pequeños pueden pesar entorno a los cinco kilogramos y ocupar menos que un cubo de treinta centímetros de lado. Respecto al resto de los métodos, junto con el Lidar tiene como ventaja la posibilidad de describir el perfil vertical de las variables de interés para cada instante de tiempo, ser portátil y móvil. Estos instrumentos tienen una frecuencia de muestreo inferior al Hertz.

Por otra parte, los sistemas Lidar utilizan un principio de funcionamiento análogo al Sodar, con la diferencia de que utiliza pulsos luminosos en lugar de sonoros. Estos son emitidos y al reflejarse en partículas en suspensión o aerosoles retornan al sensor, y analizando el tiempo y la frecuencia de retorno se puede concluir sobre la altura a la que se realizó la medida y la velocidad del viento. A continuación se presenta una fotografía de un modelo de los sensores Lidar.

Figura 4.2: Perfilador de viento Windcube de Leosphere. Fuente: Catálogo de Fabricante



Respecto a los Sodar, esta es una tecnología más reciente, y que muestra mejor desempeño en ambientes con ruido ambiente. Un ejemplo de esto último es en los ambientes marítimos, donde sonidos generados por el viento y el agua, son de frecuencia cercana a la de trabajo del Sodar y pueden introducir cierto ruido en las medidas. Los Lidar son también instrumentos de fácil transporte, rondando los treinta kilogramos las versiones pequeñas y ocupando el espacio de un cubo de ochenta centímetros de lado. El rango de medición es menor al de los Sodar, alcanzando alturas máximas del entorno de los quinientos metros para los modelos más utilizados. La frecuencia de muestreo de este tipo de instrumentos es del orden del Hertz.

Por último, los equipos Radar, usando ondas de radio bajo el mismo prin-

cipio que los anteriores son utilizados ampliamente en la meteorología. Su tamaño es significativamente superior a los dos anteriores, utilizándose generalmente en instalaciones fijas. Como ventaja, su rango de medición es ampliamente superior a los anteriores, alcanzando los dieciséis kilómetros de altura en modelos disponibles comercialmente. Este tipo de instrumentos es capaz de evaluar la velocidad en prácticamente la totalidad de la troposfera, no siendo muy eficiente para medidas de baja altitud. Es así, que no es considerado como un método de medición útil para el estudio de la CLA frente a los otros presentados en esta sección.

4.1.2. Instrumentos de medición directa

En estas categorías se encuentran los instrumentos que miden directamente la velocidad del viento en el punto que se lo instale. Los anemómetros, junto con las veletas, son los instrumentos que conforman esta categoría. Dentro de los anemómetros hay diversos tipos. Los más utilizados en el estudio de la CLA, son los de rotación, y los sónicos. Los de rotación se dividen entre los de turbina y los de cazoleta, siendo los segundos los más utilizados en medidas en altura.

El principio de medición de los anemómetros de cazoleta se basa en la diferencia en el coeficiente de arrastre entre las dos caras de un casquete semi-esférico. La figura 4.3 presenta un anemómetro de este tipo.

Figura 4.3: Set de anemómetro de cazoleta emparejado con veleta modelo WA15 de Vaisala. Fuente: Catálogo de Fabricante



Inmerso en un flujo horizontal, este anemómetro se verá forzado a girar, y la velocidad giro tendrá una relación directa con el módulo de la velocidad. Dada la simetría del problema, es necesario disponer de una veleta para poder determinar la dirección. El diseño de este tipo de anemómetros es lo suficientemente robusto para ser instalado a la intemperie y registrar datos de calidad de mantenerse la calibración con regularidad. Este tipo de anemómetros tiene como desventaja una frecuencia de muestreo baja, del orden del Hertz, y la incapacidad de medir flujos verticales. Son ampliamente utilizados en estaciones meteorológicas y evaluación del potencial eólico.

Por otra parte los anemómetros ultrasónicos permiten medidas de mayor frecuencia. Su funcionamiento será detallado en la sección “Anemómetros ultrasónicos” dentro de este mismo capítulo.

4.1.3. Vuelos de medición

Esta categoría involucra dos técnicas de medición que utilizan instrumentos de medición de variables meteorológicas, algunos pertenecientes a las dos categorías previamente mencionadas junto con datos de geolocalización. La

primera técnica consiste en la utilización de un globo meteorológico para elevar instrumentos y así censar variables en altura. De los primeros vuelos de un globo que se tiene registro fue realizado por el francés Léon Teisserenc de Bort en el año 1958. Esta metodología permite realizar medidas en alturas inalcanzables de otro modo a un costo relativamente bajo. Por otra parte, la segunda técnica se trata de los vuelos meteorológicos. En este caso, se transportan instrumentos de medición en un aeronave y se realizan campañas de medición puntuales. Los primeros registros de este tipo de metodología son del año 1916, cuando B.C. Clayton, del servicio naval y aéreo real de Gran Bretaña realizó registros de temperatura en altura. A diferencia de los globos, los vuelos son costosos. Ambas técnicas no merecen mayor mención, ya que su utilización en medidas de capa límite no permite el tipo de medición que se busca en este trabajo, estable en el tiempo con el objetivo de producir series históricas.

4.2. Anemómetros ultrasónicos

Los anemómetros sónicos permiten medir las componentes instantáneas de la velocidad del viento y temperatura utilizando los tiempos de arribo de señales acústicas. Esta metodología permite que el anemómetro responda bien a fluctuaciones rápidas en la velocidad del viento [Sozzi and Favaron \(1997\)](#).

El anemómetro sónico responde linealmente a la velocidad del viento, y con un diseño ajustado puede aislarse de la contaminación de otras componentes de velocidad. Según [Sozzi and Favaron \(1997\)](#), desde sus primeros usos en el año 1957 el anemómetro sónico ha sido encontrado como el principal instrumento para la medición directa de flujos, tanto de calor sensible como de momento. Justamente estas variables serán protagonistas en el análisis llevado a cabo en esta tesis.

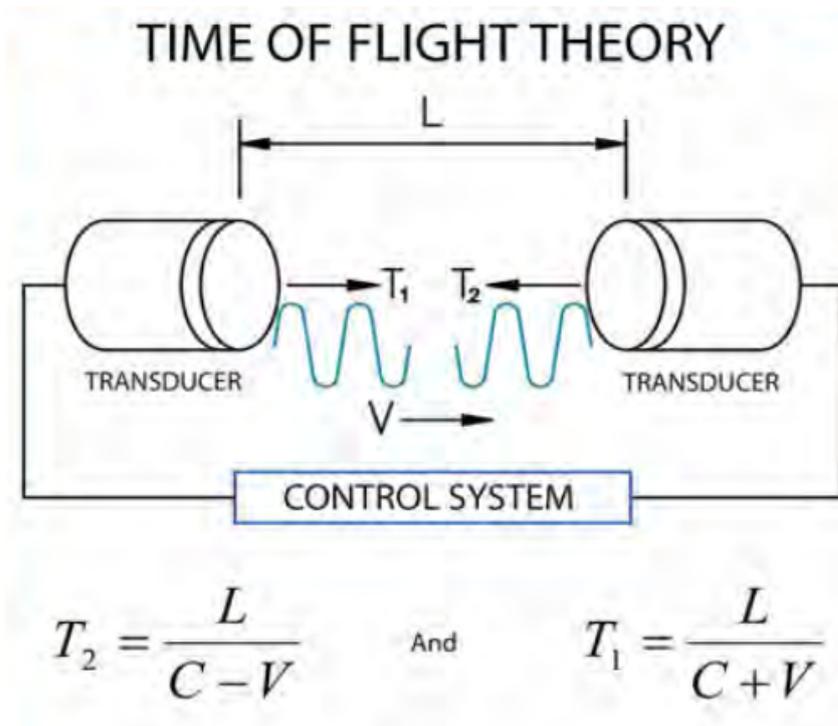
4.2.1. Principio de funcionamiento

Simplificando el problema a dos transductores (emisores/receptores) ubicados a una distancia L , los tiempos t_1 y t_2 que le toman a los pulsos emitidos por cada transductor en alcanzar el otro, siendo V la componente de la velocidad del viento en la dirección que incluye a ambos transductores, se pueden calcular de la siguiente manera.

$$t_1 = \frac{L}{C + V} \quad (4.1)$$

$$t_2 = \frac{L}{C - V} \quad (4.2)$$

Figura 4.4: Esquema de principio de funcionamiento. Fuente: Manual de Gill Instruments WindMaster Pro



Donde C es la velocidad del sonido en el medio. Esta es función de ciertas variables termodinámicas del aire a través de la siguiente ecuación [Kaimal and Finnigan \(1994\)](#)

$$C^2 \approx 403.T(1 + 0.32e/p) \quad (4.3)$$

Siendo T la temperatura absoluta del aire, e la presión de vapor y p la presión atmosférica.

El término e/p tiene poco impacto y es generalmente despreciado. Es así, que los anemómetros utilizados utilizan la siguiente ecuación para relacionar la temperatura sónica con la velocidad del sonido.

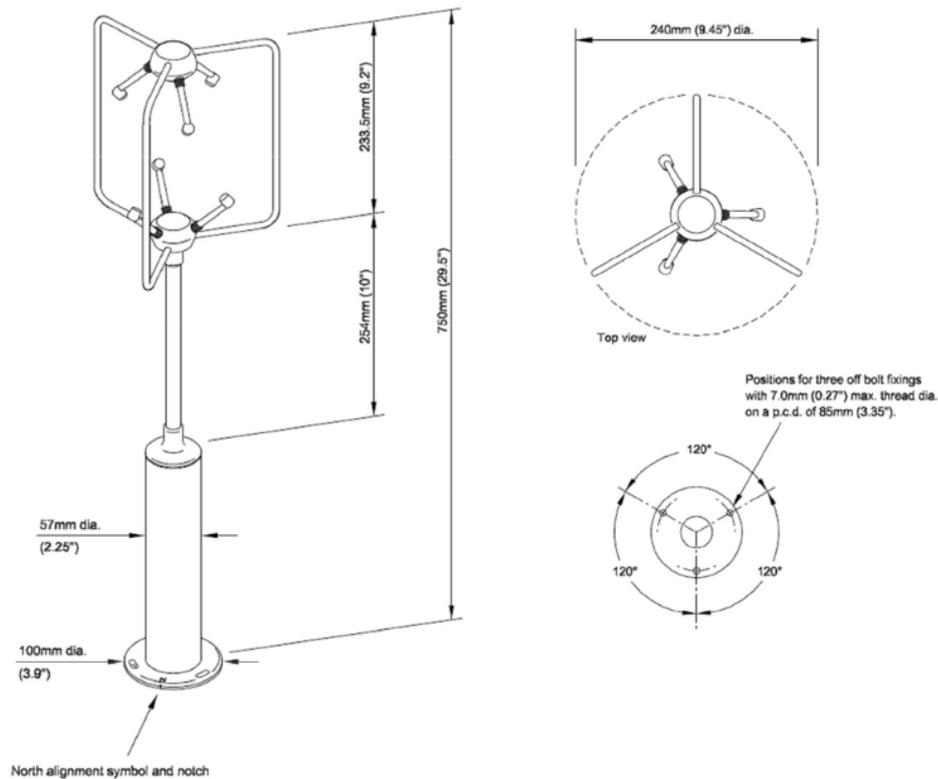
$$C^2 \approx 403.T \quad (4.4)$$

A la hora de comparar flujos de calor sensible a distintas alturas esta aproximación puede implicar mayores inconsistencias. Por ello, cuando se procedan a calcular se utilizaran ciertos ajustes propuestos por [Schotanus et al. \(1983\)](#) permitirán aproximar el flujo de calor sensible a partir del flujo de calor sónico.

4.3. Anemómetros utilizados

Los anemómetros instalados en el puerto de La Paloma para realizar el análisis de esta tesis son del modelo WindMaster Pro de Gill Instruments. Estos anemómetros son capaces de censar las tres componentes de la velocidad del viento a una frecuencia de 32 Hz con el principio descrito previamente.

Figura 4.5: Dimensiones del anemómetros instalados. Fuente: Manual de Gill Instruments WindMaster Pro



A continuación se presentan las especificaciones del fabricante para el modelo utilizado.

Figura 4.6: Especificaciones. Fuente: Manual de Gill Instruments WindMaster Pro

	WindMaster	WindMaster Pro
Outputs		
Output rate	1, 2, 4, 8, 10, 16, 20, (32 option) Hz	1, 2, 4, 8, 10, 16, 20, 32 Hz
Sample rate (automatically selected)	20 or 32 Hz	20 or 32 Hz
Units of measure	m/s, mph, KPH, knots, ft/min	m/s, mph, KPH, knots, ft/min
Format	UVW or Polar	UVW or Polar
Averaging	Flexible 0 - 3600 s	Flexible 0 - 3600 s
Wind Speed		
Range	0 - 45 m/s	0 - 65 m/s
Resolution	0.01 or 0.001 m/s	0.01 or 0.001 m/s
Accuracy (12 m/s) (Standard)*	< 1.5% RMS	< 1.5% RMS
Accuracy (12 m/s) (to special order)* #	< 1.0 % RMS	< 1.0 % RMS
Direction		
Range	0 - 359.9°	0 - 359.9°
Resolution	1° or 0.1°	1° or 0.1°
Accuracy (12 m/s) (Standard)*	2°	2°
Accuracy (12 m/s) (to special order)* #	0.5°	0.5°
Speed of Sound		
Range	300 -370 m/s	300 -370 m/s
Resolution	0.01 m/s	0.01 m/s
Accuracy	< ± 0.5% @ 20°C	< ± 0.5% @ 20 °C
Power requirement	9 -30 V dc, (55 mA @ 12 V dc) (excluding analogue outputs)	9 -30 V dc, (55 mA @ 12 V dc) (excluding analogue outputs)
Digital output		
Protocol (ASCII and Binary)	RS232, RS422, RS485	RS232, RS422, RS485
Baud rates	2400 - 57600	2400 - 57600
Analogue outputs (optional)		
4 channels	Resolution 12 or 14 bit	Resolution 14 bit
Selectable range	User selectable full scale wind speed	User selectable full scale wind speed
Output type	0-20 mA, 4-20 mA, 0-5V, ±5V, ±2.5V	0-20 mA, 4-20 mA, 0-5V, ±5V, ±2.5V
Analogue inputs (optional)		
Up to 4 single-ended or 2 differential	Resolution 12 or 14 bit	Resolution 14 bit, plus PRT 100ohm (option)
Input range	±5 V	±5 V
Sonic temperature		
Range	-40 °C to +70 °C	-40 °C to +70 °C
PRT		
Resolution	Not Applicable	0.01 °C
Measurement Accuracy	Not Applicable	<±0.1 °C (-40 to +50°C)
Measurement Accuracy	Not Applicable	<±0.15°C (+50 to +70°C)
General		
Weight	1.0 kg	1.7 kg
Size	750 mm x 240 mm	750 mm x 240 mm
Environmental	IP65	IP65
Operating temperature	-40 °C to +70 °C	-40 °C to +70 °C
Humidity	< 5 % to 100 %	< 5 % to 100 %
Precipitation	Operation up to 300 mm / hour	Operation up to 300 mm / hour
EMC	Emissions BS EN 61000 - 6 - 3 Immunity BS EN 61000 - 6 - 2	Emissions BS EN 61000 - 6 - 3 Immunity BS EN 61000 - 6 - 2

4.4. Relación entre flujo de calor y flujo de calor sónico

Estimar el flujo de calor sensible permite analizar mejor el flujo en la CLA dado el terreno complejo (Venkatram, 1986; Hara et al., 2009). Es así que se

hace necesario estimar el flujo de calor sensible a partir del sónico, teniendo en cuenta que es el que se puede calcular a partir de las variables medidas por los anemómetros. La ecuación 8 de [Schotanus et al. \(1983\)](#) relaciona el flujo de calor sónico con H_s con el flujo de calor sensible H .

$$H_s = H \left(1 + \frac{0.51 T C_p}{\lambda \beta} \right) - 2 \frac{T U}{c^2} \overline{u' w'}, \quad (4.5)$$

De donde C_p es el calor específico del aire a presión constante ($1012 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ en condiciones standard), λ es el calor latente de condensación ($2.5 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$ para el agua), y T es la temperatura media en K. Dado que la temperatura media T no es censada (sólo la sónica), se efectuó un ajuste a la temperatura sónica sugerido por [Kaimal and Gaynor \(1991\)](#) para aproximar la temperatura media.

$$\theta_s = T \left(1 + 0.32 \frac{e}{p} \right), \quad (4.6)$$

Donde θ_s [K] es la temperatura sónica, e la presión de vapor del aire húmedo, y p la presión absoluta del fluido. Para las temperaturas registradas ($< 50^\circ\text{C}$), el cociente e/p permanece entre 0 (aire completamente seco) y 0.1218 (saturado, $T = 50^\circ\text{C}$) para una presión atmosférica de $p = 1013.25 \text{ hPa}$. De 4.6 se concluye que θ_s/T varía entre 1 y 1.039. Es por eso que en este trabajo, todos los valores de temperatura media han sido aproximados por la siguiente ecuación.

$$T = \frac{\theta_s}{\left(1 + 0.32 \frac{e_{sat}}{p} \right)}, \quad (4.7)$$

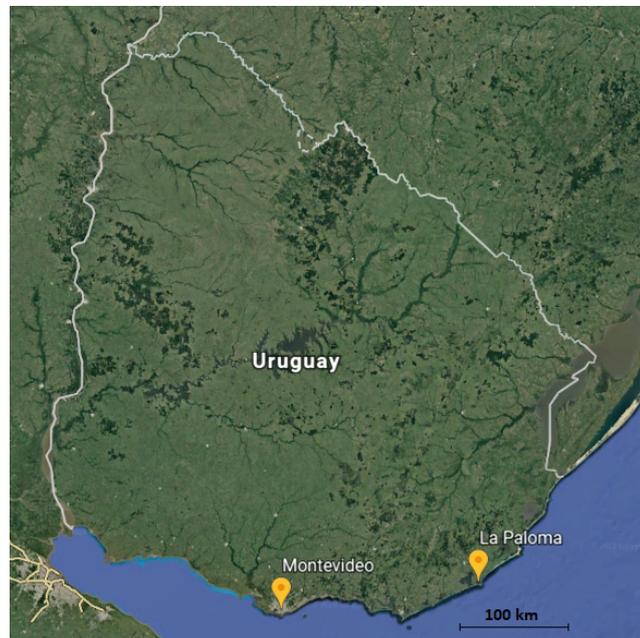
Con e_{sat} la presión de saturación a la temperatura estimada. Teniendo en cuenta los límites de variación de θ_s/T presentados previamente, esto hace a una estimación con un error menor al 2%.

Capítulo 5

Caso de estudio

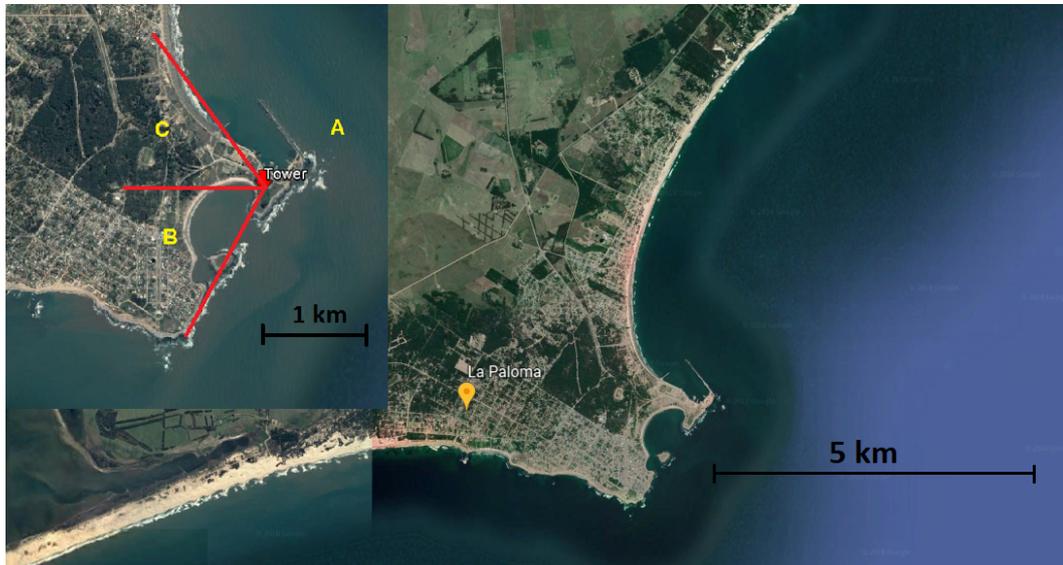
En este trabajo se profundizará en el análisis del comportamiento de ciertas variables turbulentas en un sitio costero. Las medidas de campo utilizadas provienen de una estación anemométrica instalada en el año 2016. Dicha estación está ubicada en la localidad de La Paloma, departamento de Rocha, a unos 200 kilómetros al este de la capital Montevideo.

Figura 5.1: Ubicación de La Paloma en Uruguay. Fuente: Google Maps



La torre en la que se instalaron los anemómetros se encuentra montada en el puerto de la localidad previamente mencionada. La figura 5.2 presenta imágenes satelitales detallando la ubicación.

Figura 5.2: Imágenes satelitales de localización de la estación. Fuente: Google Maps



Como se puede observar, la torre se ubica muy próximo al mar, exponiéndose a una naturaleza del tipo costera. Más información sobre la dinámica que domina este tipo de sitios fue presentada en el Capítulo 3.

Con el objetivo de facilitar el análisis, el terreno circundante a la estación fue dividido en tres zonas (A, B y C). La siguiente tabla detalla las características de dichas zonas.

Tabla 5.1: Clasificación de zonas circundantes a la torre en función del terreno

Zona	Terreno
A	Mar
B	terreno mixto Tierra/Agua
C	Zona rural próxima (< 500 m); Bosque de pinos mas allá

5.1. Instalación

Tres anemómetros fueron instalados en una torre de telecomunicaciones perteneciente a Telefónica S.A. localizada en el puerto de La Paloma. Los instrumentos fueron fijados a la torre mediante tubos de acero de 3" tratados con galvanizado en caliente. Los 4,5 metros de largo de estos tubos permitieron apartar los instrumentos 3,5 metros de la torre. Las alturas de instalación son 11 m, 40 m, y 66 m sobre el nivel del piso. La estación instalada incluye también un sensor de visibilidad y un computador que recibe los datos de alta

frecuencia generados por los anemómetros y los acumula en archivos de texto. El almacenamiento de los datos es local, y deben realizarse viajes regularmente a descargarlos

A continuación se presenta una fotografía de la torre en la que se realizó la instalación.

Figura 5.3: Torre en la que se instalaron los anemómetros



5.2. Filtrado de datos

La estación instalada registra datos de las tres componentes de la velocidad del viento, la temperatura sónica y la velocidad del sonido para los tres anemómetros 32 veces por segundo. Eso implica una enorme cantidad de datos a ser almacenados, ordenados y posteriormente procesados para poder ser

analizados, del orden de tres millones de filas al día. Si bien la descarga es manual, el posterior almacenamiento y procesamiento fue realizado en el hoy inactivo supercomputador de la facultad de ingeniería, Rocks-cluster.

Varias son las razones que pueden generar datos erróneos o pérdidas de datos en las mediciones. Ejemplos son la obstaculización de los transductores por un ave, lluvia extrema, o baja tensión en la red. El hecho es que la presencia regular de datos a ser substituidos en el registro es segura, y los primeros tratamientos a ser realizados sobre los registros son ordenarlos y filtrar los datos erróneos. Este procesamiento fue llevado adelante utilizando el software Matlab 2014.

El proceso consistió en ordenar la serie en subseries de 20 minutos, almacenando cada subserie en estructuras asociadas al período en cuestión. Dichas subseries fueron posteriormente recorridas, rellorando con NaN (Not a number) los espacios con datos erróneos.

Posteriormente, se clasificaron las subseries. Las que poseían al menos el 90 % de los datos fueron utilizadas para el cálculo de valores medios, como por ejemplo la velocidad media y la dirección. Para el período de datos utilizado en este trabajo, el 2 % de las subseries de 20 minutos no pudieron ser consideradas para el cálculo de valores medios.

5.3. Metodología

El período analizado en este trabajo es el comprendido entre Diciembre 2016 y Abril 2017. Se trabajó descomponiendo la velocidad en media y fluctuante (Descomposición de Reynolds) de la siguiente manera.

$$u = U + u', \quad (5.1)$$

$$w = W + w', \quad (5.2)$$

y

$$v = V + v' = v', \quad (5.3)$$

Donde u , v , y w son las componentes instantáneas de la velocidad según el flujo medio, transversal al flujo medio y según la vertical. En consecuencia, U , V , y W son sus valores medios, y u' , v' , y w' las fluctuaciones. La orientación del sistema de coordenadas es definido tal que $V = 0$.

La descomposición de Reynolds (Tennekes and Lumley, 1972) depende de que la serie temporal sea dividida en períodos de tiempo que aseguren la ergodicidad. Para esto, según Van de Hoven (1957), períodos de entre 10 minutos y 3 horas pueden ser suficiente para incluir todas las escalas turbulentas. Aquí se considera un período de promediación de 20 minutos, tal como propone Howell and Sun (1999), buscando se asegure que todas las escalas temporales de la turbulencia presente estén comprendidas en las divisiones consideradas.

La figura 5.4 presenta los histogramas de velocidad media para el período considerado.

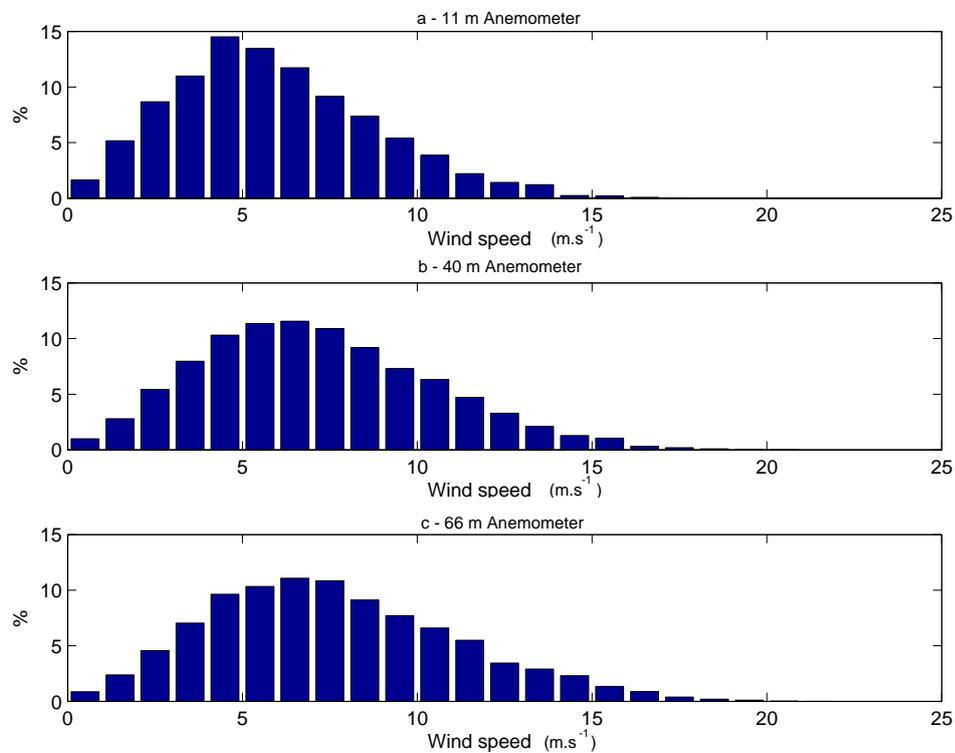


Figura 5.4: Histogramas de velocidad media para los anemómetros instalados a 11 m, 40 m y 66 m sobre el suelo.

Como se puede observar en la figura 5.4, a mayores alturas se registran con mayor frecuencia eventos de velocidad mas alta.

Con la intención de profundizar en el estudio del sitio, se procedió a estimar la longitud de Monin-Obukhov (Grachev et al., 2017; Kaimal and Finnigan, 1994), que caracteriza la estabilidad de la capa de superficie.

Para una caracterización inicial del terreno circundante a la torre, la figura 5.5 introduce los valores medios del coeficiente de arrastre para las diferentes direcciones.

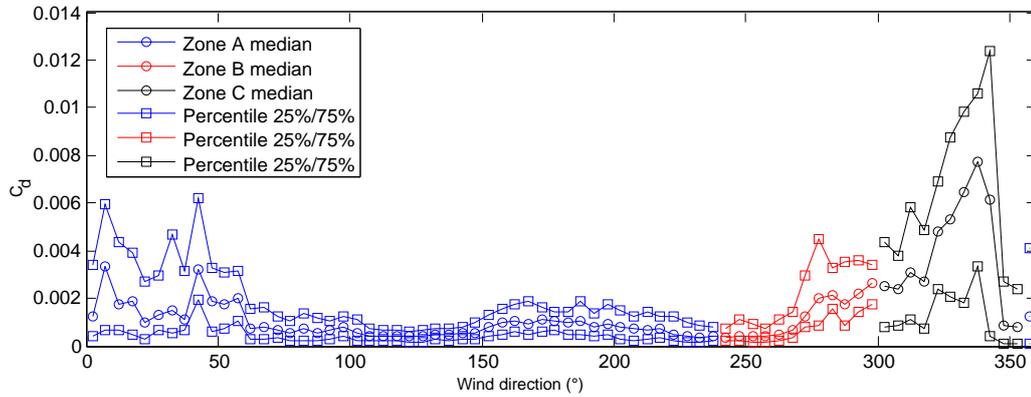


Figura 5.5: Coeficiente de arrastre C_d en función de la dirección del viento. Zona A (azul), B (roja), and C (negra). Los círculos representan valores medios, y los cuadrados los percentiles 25 y 75.

Los valores calculados de C_d son claramente mayores para los flujos de la zona C, algo consistente con que sea la superficie con mayor longitud de rugosidad. Pareciera que la mezcla mecánica se ve favorecida en dicha zona.

Para el cálculo de algunas de estas variables, es necesario información de la temperatura virtual. Como la temperatura sónica y la temperatura virtual tienen valores similares (Kaimal and Gaynor, 1991), se considera que la temperatura sónica es una buena aproximación de la temperatura virtual para estimar el flujo vertical de calor virtual, y con ello las variables que dependen de estos.

5.3.1. Efecto de la capa interna en las medidas

La capa interna (CI) que se desarrolla al ingresar aire desde el mar a la tierra ha sido presentada en el capítulo 3. Esta ha sido ampliamente estudiada por Raynor et al. (1979), Stunder and Sethuraman (1985), Venkatram (1986), Luhar (1998), Prabha et al. (2002) and Grachev et al. (2017), entre otros. Con la intención de realizar un análisis espectral de los vientos incidentes al sitio de medición, las medidas no pueden ser afectadas por la superficie inmediata, ya que esto agregaría incertidumbre al análisis.

Aquí se busca analizar el efecto de la CI en las medidas, de modo de asegurar que las muestras utilizadas para el análisis espectral son independientes del efecto de la CI. De este análisis, se identificaron a los anemómetros más cercanos al suelo como los afectados.

La figura 5.6 presenta el ciclo diario de los flujos de calor sensible y cantidad de movimiento. Estos fueron elaborados para las tres zonas descritas en la sección 3 y consisten en la promediación en cada hora de todos los registros para esa hora (en distintos días) de las variables de interés.

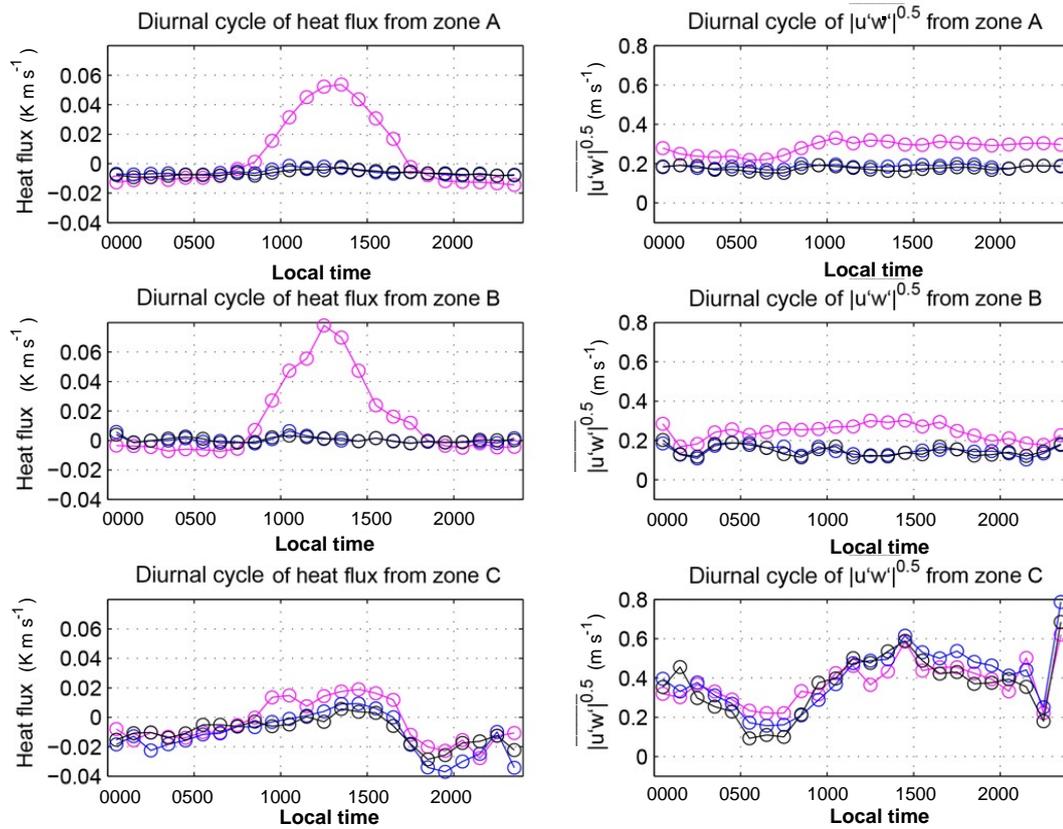


Figura 5.6: Ciclo diario de la media del flujo de calor sensible (izq.) y cantidad de movimiento (der.) para los anemómetros a 11 m (magenta), 40 m (azul) y 66 m (negro) sobre el nivel del suelo para las tres zonas consideradas (A, B y C)

Como se observa en Fig. 5.6, las magnitudes de los flujos en la zona C son muy similares para las distintas alturas de medición, indicando en todos un claro ciclo diario asociado a la radiación solar. La homogeneidad vertical y el comportamiento influenciado por el sol de los flujos en la zona C puede ser explicado por la altura de la capa de superficie, la que en este caso parece ser superior a la altura del anemómetro ubicado a mayor altura. En esta superficie, como ya fue comentado previamente, los flujos varían menos del 10% (Sjöblom and Smedman, 2003). Como resultado, el terreno a barlovento del mástil, cuyo cambio de temperatura de superficie durante el día se debe a la radiación solar, afecta el flujo calculado con los datos de los tres anemómetros.

Para flujos provenientes del mar (Zonas A y B) el anemómetro ubicado a menor altura indica una clara variación de los flujos durante el día, mientras que los dos ubicados más alto no parecen presentar dicho comportamiento, su variación a lo largo del día es prácticamente nula. Durante el día (noche), el

anemómetro más bajo presenta mayores (menores) valores del flujo de calor sensible que los anemómetros más altos. Esto se debe a la producción termodinámica de turbulencia dada por el empuje que se genera al calentarse el suelo durante el día, y la severa estabilidad producida por el enfriamiento radiativo del mismo suelo durante la noche.

La estratificación vertical producida por la CI parece afectar al anemómetro más bajo, que exhibe un comportamiento similar al esperado para puntos de medición tierra adentro (Lagouarde and McAneney, 1992; Guo et al., 2011). Mientras tanto, los dos anemómetros instalados más alto muestran comportamientos propios de sitios intramar, dado que la mayor capacidad calorífica del mar respecto al de la tierra hace que la temperatura superficial de esta muestre variaciones despreciables durante el día debido al efecto de la radiación solar.

La figura 5.6 permite concluir que el primer anemómetro es claramente afectado por la CI para flujos incidentes desde el mar. Por otra parte, un análisis más detallado debe ser realizado para los dos anemómetros instalados a mayor altura, para así determinar más precisamente su grado de independencia de los efectos de la superficie cercana. La figura. 5.6 muestra para estos un comportamiento aparentemente homogéneo en la vertical propio de flujos pertenecientes a la capa de superficie de un viento marino. Se verificó que alturas de CI inferiores a 40 metros podrían ser consistentes con modelos presentados en estudios previos (Raynor et al., 1979; Hanna, 1987; Luhar, 1998; Grachev et al., 2017). Visto que se busca caracterizar el efecto de dos terrenos claramente definidos en el flujo, terreno rural y terreno marino, el estudio de la zona B se descarta para el análisis espectral, visto que en dicha zona viento atraviesa diversos terrenos previo a alcanzar a la torre.

Con la intención de evaluar el efecto de la rugosidad en la escala integral, se procedió a estudiar los casos de la zona C (principalmente rural) y zona A (marina). Se concluyó que el terreno cercano a la estación afecta al menos al anemómetro más bajo para el viento proveniente de la zona A. Para ese caso, se requiere analizar más profundamente si existe o no alguna influencia del terreno cercano a la torre sobre los anemómetros a 40 y 66 metros. De otra manera, se podría estar evaluando erróneamente el efecto de la rugosidad.

Con este objetivo, se propuso la siguiente metodología: Se calculó el ciclo diario de los percentiles 75 y 25 del flujo de calor sensible y cantidad de movi-

miento para los flujos de la zona A, presentados en las figuras 5.7 y 5.8. Esto permite un análisis cualitativo del efecto de la superficie en las medidas. Si se observa un comportamiento independiente del ciclo solar, como es el caso para los anemómetros a 40 y 66 metros, se considera independiente de la superficie. Si no se encontraran anemómetros independientes de la superficie, el mismo proceso se debería repetir para otro par de percentiles, algo que no se debió hacer en este caso. Esta metodología permite que las medidas consideradas para el análisis espectral pertenezcan a una población con comportamiento típico de un flujo sobre el mar. Posteriormente se condujo un análisis espectral de las medidas no afectadas por la CI, utilizando únicamente los datos que se encuentran entre los percentiles alcanzados, en este caso 25 y 75 tanto para el flujo de calor sensible como para el flujo de cantidad de movimiento.

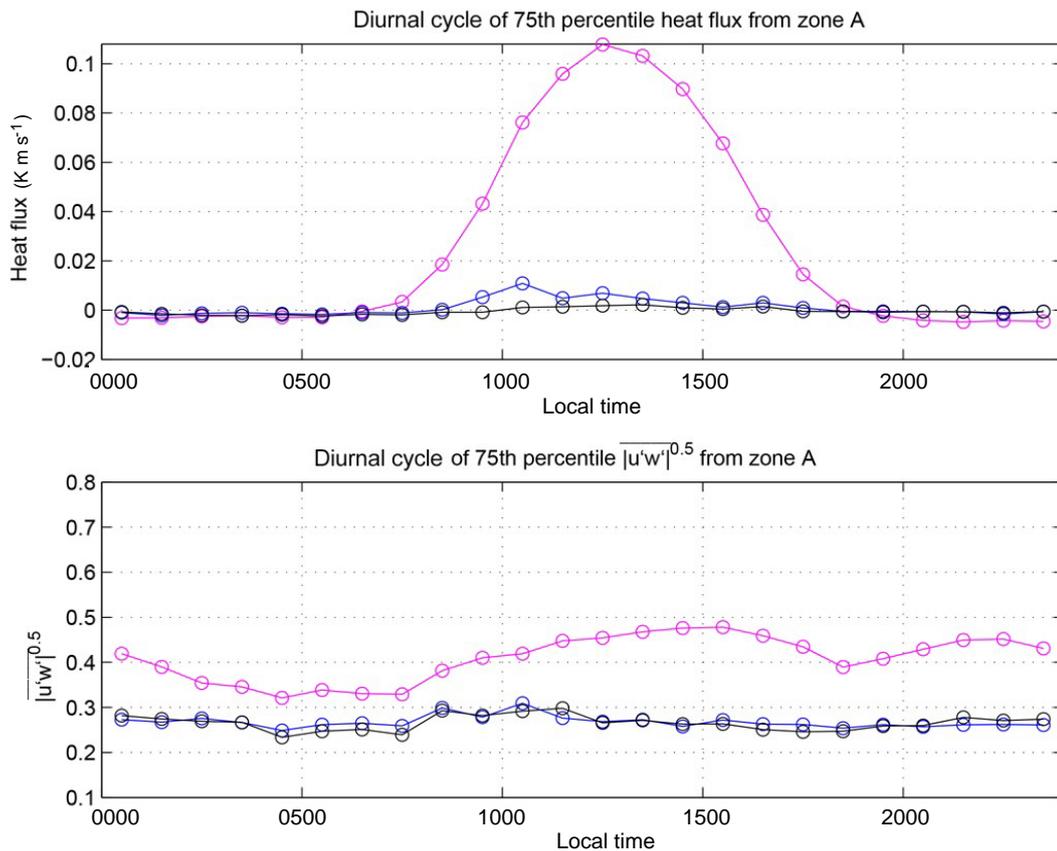


Figura 5.7: Ciclo diario del percentil 75 de los flujos de calor sensible (arriba) y cantidad de movimiento (abajo) para los anemómetros a 11 m (magenta), 40 m (azul) y 66 m (negro).

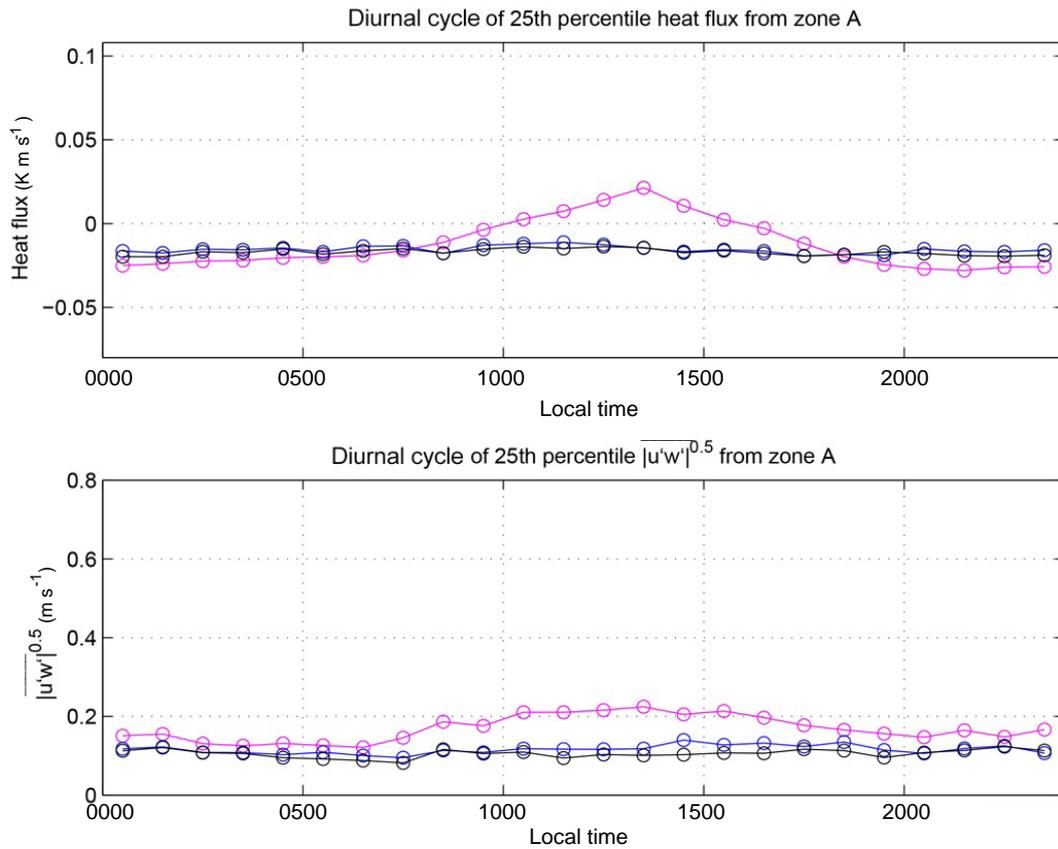


Figura 5.8: Ciclo diario del percentil 25 de los flujos de calor sensible (arriba) y cantidad de movimiento (abajo) para los anemómetros a 11 m (magenta), 40 m (azul) y 60 m (negro).

Los ciclos diarios del flujo de calor sensible confirman la fuerte influencia de la superficie en el anemómetro más bajo, mientras que los otros muestran un comportamiento claramente independiente de la superficie ya que no se observan variaciones significativas a lo largo del día en ninguno de los dos percentiles considerados. Respecto al flujo de cantidad de movimiento, los dos anemómetros más altos muestran un comportamiento prácticamente idéntico durante el día, observándose nuevamente un comportamiento más afectado por la superficie de parte del anemómetro instalado a menor altura.

Considerando que el interés radica en estudiar el efecto de la superficie marina en la escala integral de longitudes, únicamente datos de los anemómetros a 40 metros y 60 metros fueron utilizados para el análisis espectral del flujo de la Zona A.

5.4. Análisis espectral en función de la estabilidad

En esta sección se presenta el espectro de potencia turbulento para las dos zonas seleccionadas previamente, distinguiendo según la estabilidad. Vista la presencia de la CI, se utilizan medidas de los anemómetros localizados a 40 metros, para así asegurar que el flujo es representativo de condiciones marinas cuando proviene de la zona A. Previo a proceder al análisis, se procede a filtrar las muestras de 20 minutos que no pasen un criterio de estacionaridad. Con esto se busca asegurar que los casos de estudio seleccionados sean caracterizables como un flujo estacionario del tipo capa límite. Este filtro asegura que la muestra seleccionada sea el período de 20 minutos central en una hora con velocidad de viento estable. El mismo es presentado a continuación.

$$\frac{\hat{U} - \check{U}}{\hat{U}} < 0.1 \quad (5.4)$$

Donde los subíndices identifican al período de 20 minutos, asociando a i el i -ésimo. \check{U} es el valor mínimo entre U_{i-1} , U_i y U_{i+1} , y \hat{U} es el valor máximo. Este criterio asegura que la velocidad media en la hora que rodea el período seleccionado no varíe en más de un 10 %.

La estabilidad y la rugosidad de la superficie afecta el espectro, afectando así las escalas características, particularmente la escala integral de longitudes. Por esta razón, el análisis fue realizado para las Zonas A (mar) y C (rural) bajo condiciones estables e inestables. Las figuras 5.9 y 5.10 presentan el espectro de potencia para condiciones inestables, y las figuras 5.11 y 5.12 para condiciones estables. La siguiente función se ajustó a cada espectro (Kaimal and Finnigan, 1994)

$$\frac{S f}{\sigma^2} = P1 \frac{\frac{fz}{U}}{(1 + P2 \frac{fz}{U})^{5/3}}, \quad (5.5)$$

Donde z es la altura, U es la velocidad media del viento, S es espectro de la componente longitudinal, f es la frecuencia, σ es la raíz media cuadrática de la componente turbulenta longitudinal y $P1$ y $P2$ son parámetros a ser ajustados a los datos. En las figuras 5.9–5.12, los puntos azules representan los valores medios del espectro de potencia calculado para cada período de presentado, y fueron calculados para intervalos de frecuencia de igual longitud en la escala logarítmica para un período de medición de 20 minutos.

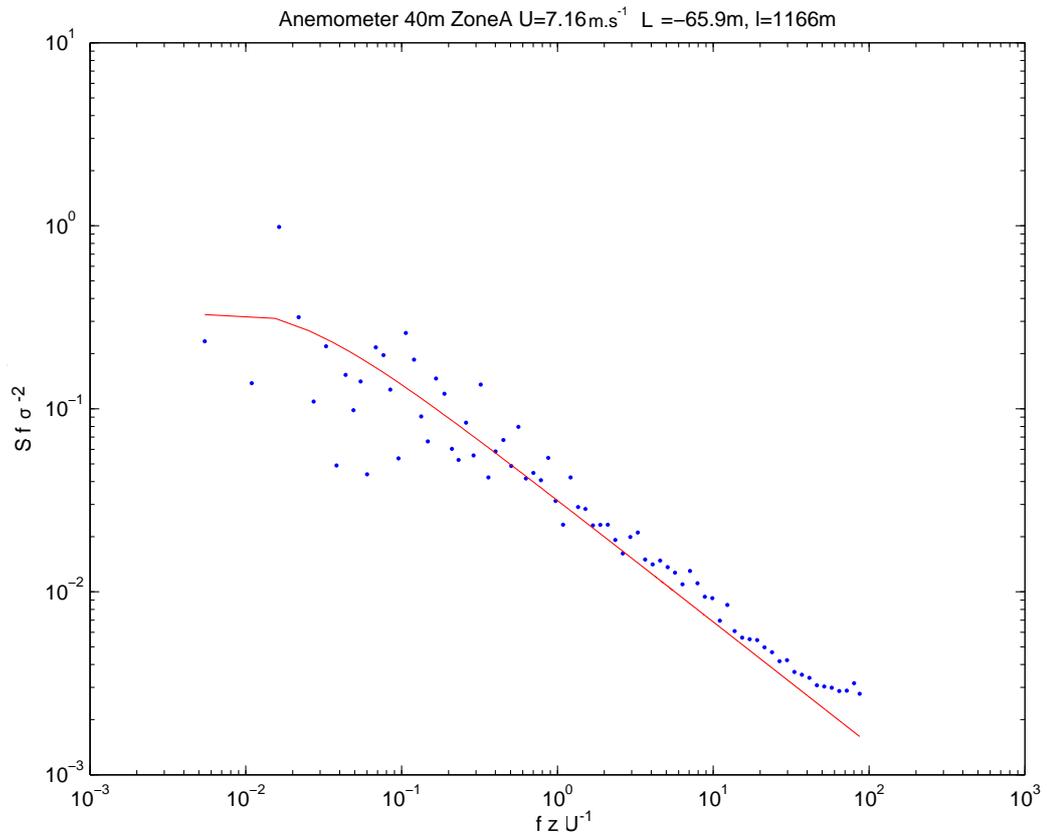


Figura 5.9: Ejemplo de un espectro de turbulencia para un período de 20-min (azul) para la componente u , zona A, flujo bajo condiciones inestables a 40 m con una velocidad media de $U = 7.16 \text{ m s}^{-1}$, Longitud de Monin-Obukhov de $L = -65.9 \text{ m}$, escala integral de longitudes $l = 1166 \text{ m}$, y la curva (Eq. 5.5) ajustada (rojo).

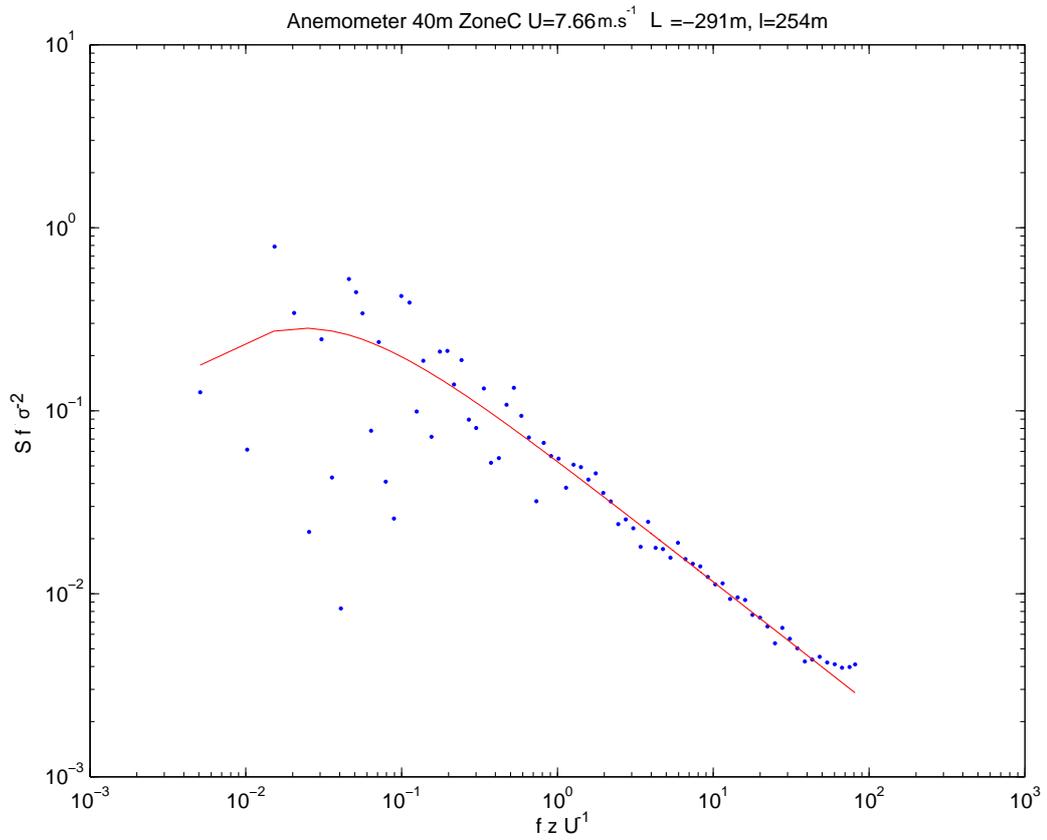


Figura 5.10: Ejemplo de un espectro de turbulencia para un período de 20-min (azul) para la componente u , zona C, flujo bajo condiciones inestables a 40 m con una velocidad media de $U = 7.66 \text{ m s}^{-1}$, Longitud de Monin-Obukhov de $L = -291 \text{ m}$, escala integral de longitudes $l = 254 \text{ m}$, y la curva (Eq. 5.5) ajustada (rojo).

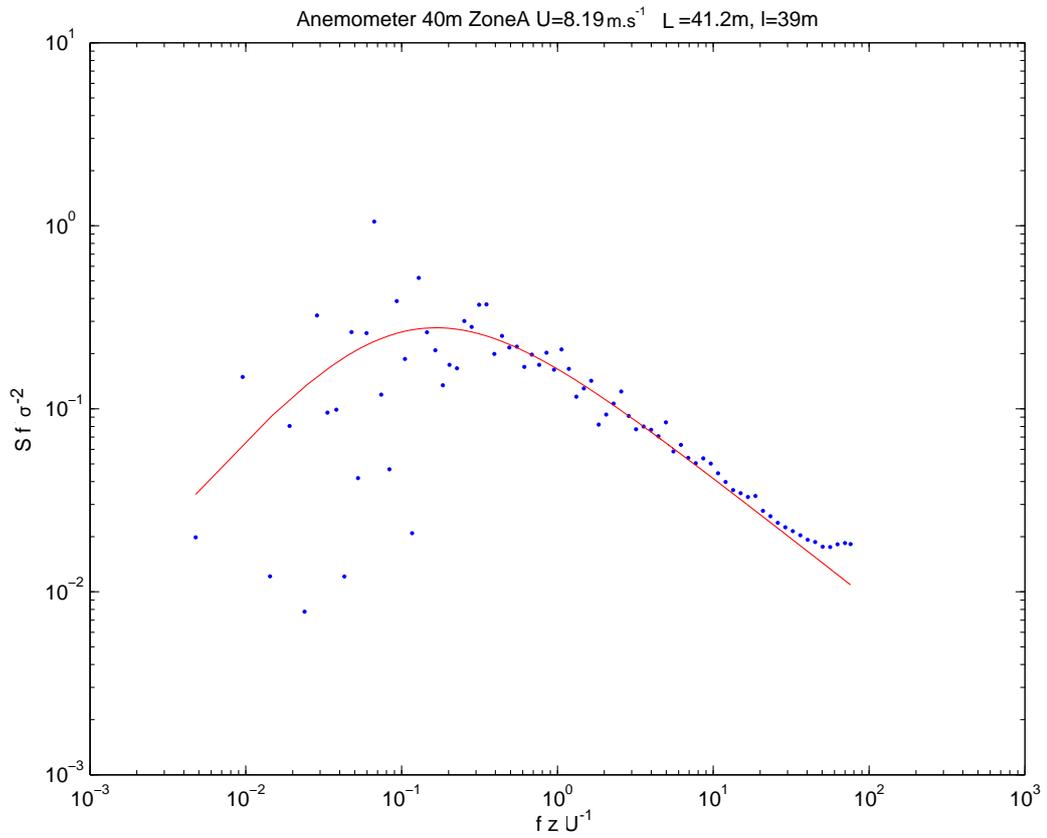


Figura 5.11: Ejemplo de un espectro de turbulencia para un período de 20-min (azul) para la componente u , zona A, flujo bajo condiciones estables a 40 m con una velocidad media de $U = 8.19 \text{ m s}^{-1}$, Longitud de Monin-Obukhov de $L = 41.2 \text{ m}$, escala integral de longitudes $l = 39 \text{ m}$, y la curva (Eq. 5.5) ajustada (rojo).

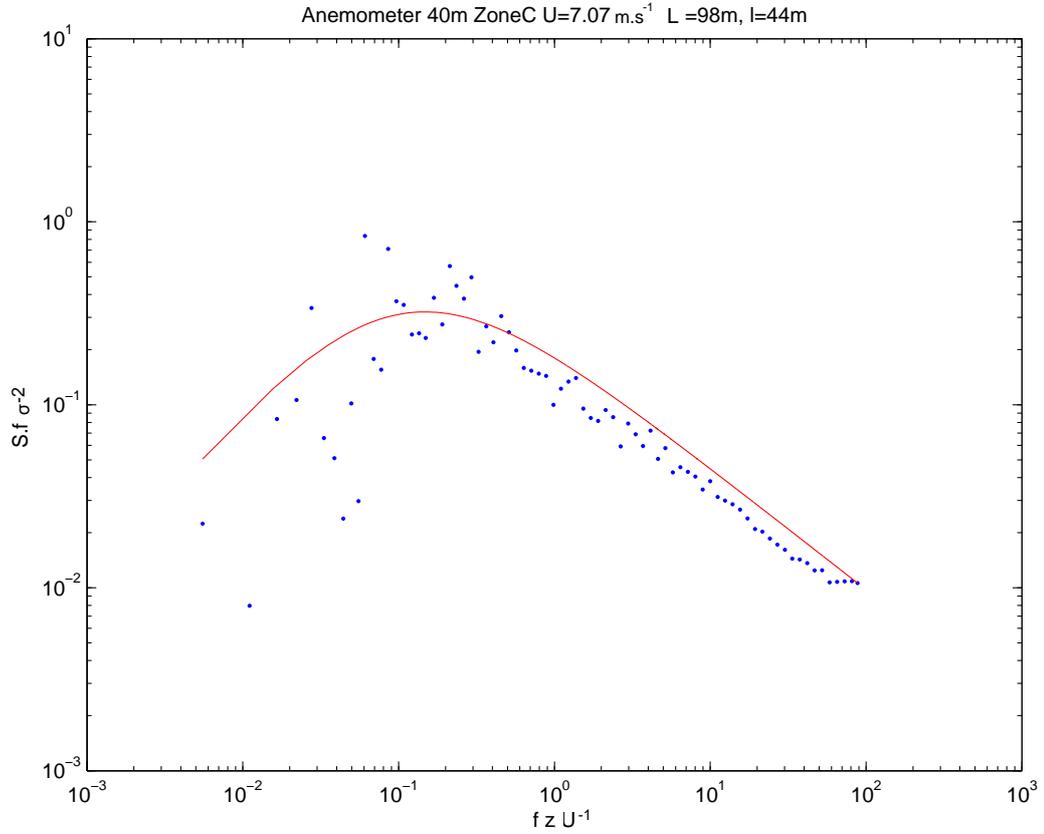


Figura 5.12: Ejemplo de un espectro de turbulencia para un período de 20-min (azul) para la componente u , zona C, flujo bajo condiciones estables a 40 m con una velocidad media de $U = 7.07 \text{ m s}^{-1}$, Longitud de Monin-Obukhov de $L = 98 \text{ m}$, escala integral de longitudes $l = 41 \text{ m}$, y la curva (Eq. 5.5) ajustada (rojo).

La escala integral de longitudes esta relacionada al pico del espectro de potencia f_p mediante la siguiente ecuación.

$$l = \frac{1}{2\pi} \frac{U}{f_p}. \quad (5.6)$$

La tabla 5.2 presenta la escala integral de longitudes para otros casos considerados. El cálculo de la longitud de Monin-Obukhov se realizó a partir de la ecuación 2.16, extrapolando el valor de superficie del flujo de calor virtual y la velocidad de fricción utilizando los valores estimados en los puntos de medición.

Tabla 5.2: Longitud de Monin-Obukhov (m), Escala integral de longitudes (m), y velocidad del viento (m s^{-1}) calculado a partir de datos del anemómetro a 40-m para tres casos distintos para cada estado de estabilidad y zonas A y C.

	Zona A			Zona C		
	L	l	U	L	l	U
Inestable	-65.9	1166	7.2	-291	254	7.7
	-46.4	413	7.2	-208	434	8.4
	-54.8	409	7	-499	255	7.9
Estable	41.2	27	8	53	44	7.3
	39.1	39	8.2	98	44	7.1
	48.5	36	8.2	58	55	6.8

Las escalas integrales de longitudes calculadas son mayores para casos inestables que para esos estables, lo que es consistente con la turbulencia producida por la flotación, y también con los resultados presentados en Klipp (2014) para valores de día y noche. Por otra parte, en condiciones estables, la escala integral de longitudes es similar a la altura sobre la superficie como puede estimarse de las figuras 5.11 y 5.12 para ambas zonas. Esto se confirma con la tabla 5.2. La diferencia entre estos escenarios es que, en el caso estable, las perturbaciones generadas en la superficie no avanzan verticalmente, lo que reduce el efecto de la rugosidad en la turbulencia para alturas sobre 40 metros.

Capítulo 6

Conclusiones

La tesis presentada incluye una revisión de todos los temas tocados en el caso de estudio. Dada la complejidad del sitio de medición y la naturaleza que rige a los fenómenos que hacen al viento en el sitio se tuvo que desarrollar diversos temas.

En el capítulo 1 se introducen los conceptos de turbulencia necesarios para un ajustado entendimiento de los análisis llevados adelante.

Continuando con la línea de razonamiento, el capítulo 2 busca plantear algunos conceptos del capítulo 1, analizando particularmente el caso de la capa límite atmosférica, intentando introducir al lector en como el viento se ve afectado por la interacción con el terreno, y como esta capa interactúa con la atmósfera libre.

En el capítulo 3, se introducen conceptos de escala de los fenómenos atmosféricos, y se detallan los mecanismos particulares por los que el viento se ve afectado por el entorno en el sitio de medición del caso de estudio. Los tres primeros capítulos buscan, y el autor considera logran, introducir al lector en el complejo sistema que rige el comportamiento del viento en el sitio en cuestión.

Por último, previo a adentrarse en el análisis del caso de estudio, el capítulo 4 logra introducir y contextualizar la tecnología utilizada para la generación de la base de datos con la que se trabajó. La anemometría sónica es protagonista

de este trabajo, sin esta no se podrían generar registros de tan alta frecuencia durante un período de tiempo tan extenso.

En el capítulo 5 los registros de los tres anemómetros ultrasónicos instalados en La Paloma fueron analizados y se estudió el efecto del terreno circundante y la estabilidad atmosférica en la turbulencia local. Para lograr ese objetivo, se utilizó la herramienta del análisis espectral, distinguiendo los casos de estudio según el terreno que los afectaba, ya sea rural o marino. Investigar sobre el desarrollo de la capa interna para flujos incidentes desde el mar fue necesario, ya que en dichos casos, se detectó esta afectaba las medidas más cercanas a la superficie, mientras que no a las más alejadas.

Al estudiar los efectos de las distintas superficies en el flujo medio y los flujos turbulentos verticales se encontraron grandes diferencias. Por un lado, el viento proveniente de la zona C (terreno rural) mostró una importante mezcla vertical, y un ciclo diario afectado por la radiación solar.

Por otra parte, para el viento incidente desde las zonas A y B se encontró un comportamiento verticalmente estratificado. El anemómetro más cercano a la superficie mostró un comportamiento típico de un sitio tierra adentro, mientras que los dos anemómetros más altos presentaron un ciclo diario independiente de la radiación solar, típico de un sitio con suelo con gran capacidad calorífica, como lo es el mar. Esta diferencia entre zonas también se ve reflejada al analizar el comportamiento direccional de el coeficiente de arrastre.

Las diferencias observadas claramente tienen que ver con el terreno en cada zona, siendo la zona C una zona rural y boscosa, mientras que en las zonas A y B el viento interactúa con el mar previo a alcanzar el sitio de medición. Esta diferencia afecta no solamente la producción mecánica de turbulencia como resultado de la diferencia en rugosidad, sino que también a la producción de energía cinética turbulenta por el empuje convectivo debido a las diferencias de temperatura entre el suelo y el viento. Como consecuencia, una capa interna se desarrolla para los flujos incidentes desde la zona A y B. Para aislar dicho fenómeno, se desarrolló una metodología que considera los percentiles 25 y 75 de los flujos de calor sensible y cantidad de movimiento, identificando

cualitativamente cuales anemómetros muestran un comportamiento propio de un sitio tierra adentro y cuales uno propio de un sitio marino.

Una vez aislados los casos en que la capa interna afecta las medidas, se realizó un análisis espectral, ajustando funciones de bibliografía a datos previamente filtrados por estacionaridad. Se estimó de manera exitosa valores de la escala integral longitudinal de longitudes para estratificaciones estables e inestables. Los valores para el caso inestable fueron mayores que para el caso estable, algo consistente con los resultados reportados en la literatura. Bajo condiciones estables, la escala integral resultó similar a la altura del anemómetro. Una explicación posible es que bajo condiciones estables, las perturbaciones turbulentas generadas en la superficie no llegan a afectar el flujo a alturas mayores a los 40 metros, reduciendo el efecto de la superficie en el perfil del flujo.

Se analizó un sitio costero particular, desarrollándose una metodología que permite aislar el efecto de la capa interna para los flujos incidentes desde el mar. Futuras líneas de trabajo podrían enfocarse en realizar análisis más específicos dirigidos a caracterizar la capa interna, y analizar perfiles verticales de escalas turbulentas y lujos turbulentos para los distintos terrenos.

Referencias bibliográficas

- Attié, J. and Durand, P. (2003). Conditional wavelet technique applied to aircraft data measured in the thermal internal boundary layer during sea-breeze events. Boundary-Layer Meteorol, **106**, 359–382.
- Cazes, G. (2018). Notas curso capa límite atmosférica. -.
- Counihan, J. (1975). Adiabatic atmospheric boundary layers: a review and analysis of data from the period 1880-1972. Atmos Environ, **9**, 871–905.
- Elliot, W. (1958). The growth of the Atmospheric Internal Boundary layer. Eos Trans AGU, **39**, 1048 – 1054.
- Fourier, J. (1807). Mémoire sur la propagation de la chaleur dans les corps solides. Nouveau Bulletin des sciences par la Société philomatique de Paris., page 112–116.
- Franco, I., Gutierrez, A., and Cataldo, J. (2019). Effects of the surface and atmospheric stability on the integral length scale at a coastal site. Boundary-Layer Meteorol, **172**, 317–332.
- Froude, W. (1888). The Resistance of Ships. Washington: Government Printing Office.
- Garrat, J. (1987). The stably stratified internal boundary layer for steady and diurnally varying offshore flow. Boundary-Layer Meteorol, **38**, 369–394.
- Garrat, J. (1992). The atmospheric boundary layer. Cambridge University Press.
- Grachev, A., Leo, L., Fernando, H., Fairall, C., Creegan, E., Blomquist, B., Christman, A., and Hocut, C. (2017). Air-sea/land interaction in the coastal zone. Boundary-Layer Meteorol, **167**, 181–210.

- Guo, D., Yang, M., and Wang, H. (2011). Sensible and latent heat flux response to diurnal variation in soil surface temperature and moisture under different freeze/thaw soil conditions in the seasonal frozen soil region of the central tibetan plateau. Environ Earth Sci, **63**, 97–107.
- Hanna, S. (1987). An empirical formula for the height of the coastal internal boundary layer. Boundary-Layer Meteorol, **40**, 205–207.
- Hara, T., Ohya, Y., Uchida, T., and Ohba, R. (2009). Wind-tunnel and numerical simulations of the coastal thermal internal boundary layer. Boundary-Layer Meteorol, **130**, 365—381.
- Holton, J. (2004). An introduction to dynamic meteorology, volume 88. Elsevier Academic Press, 4 edition.
- Howell, J. and Sun, J. (1999). Surface-layer fluxes in stable conditions. Boundary-Layer Meteorol, **90**, 495–520.
- Kaimal, J. and Finnigan, J. (1994). Atmospheric boundary layer flows. Oxford University Press, New York.
- Kaimal, J. and Gaynor, J. (1991). Another look at sonic thermometry. Boundary-Layer Meteorol, **56**, 401–410.
- Klipp, C. (2014). Turbulence anisotropy in the near-surface atmosphere and the evaluation of multiple outer length scales. Boundary-Layer Meteorol, **151**, 57–77.
- Kolmogorov, A. (1941). Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence. C. R. Acad. Sci. URSS, **32**, 16 – 18.
- Lagouarde, J. and McAneney, K. (1992). Daily sensible heat flux estimation from a single measurement of surface temperature and maximum air temperature. Boundary-Layer Meteorol, **59**, 341–362.
- Lasieur, M. (2008). Turbulence in Fluids. Springer.
- Luhar, A. (1998). An analytical slab model for the growth of the coastal thermal internal boundary layer under near-neutral onshore flow conditions. Boundary-Layer Meteorol, **88**, 103–120.

- Markowski, P. and Richardson, Y. (2010). Mesoscale Meteorology in Midlatitudes. John Wiley and Sons, Inc.
- Pao, R. (1961). Fluid Mechanics. John Wiley and Sons, Inc.
- Patil, M., Waghmare, R. T., Dharmaraj, T., Chinthalu, G. R., Devendraa, S., and Meena, G. S. (2016). The influence of wind speed on surface layer stability and turbulent fluxes over southern Indian peninsula station. J Earth Syst Sci, **125**, 1399–1411.
- Pope, S. (2000). Turbulent Flows. Cambridge University Press.
- Prabha, T., Venkatesan, R., Mursch-Radlgruber, E., Rengarajan, G., and Jayanthi, N. (2002). Thermal internal boundary layer characteristics at a tropical coastal site as observed by a mini-sodar under varying synoptic conditions. Earth Planet Sci Lett, **111**, 63–77.
- Prandtl, L. (1905). über flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner reibung. (alemán) / sobre movimiento fluido con muy poca fricción (español). internationalenMathematiker-Kongresses in Heidelberg, A. Krazer, ed., Teubner, Leipzig, Germany.
- Raynor, G., Michael, P., Brown, R., and Sethuraman, S. (1975). Studies of atmospheric diffusion from a nearshore oceanic site. J Appl Meteorol, **14**, 1080 – 1094.
- Raynor, G., Sethuraman, S., and Brown, R. (1979). Formation and characteristics of coastal internal boundary layers during onshore flows. Boundary-Layer Meteorol, **16**, 487 – 514.
- Rees, J. (1991). Spectral properties of turbulence and the structure of the atmospheric boundary layer. Adv Turb, **3**, 351–358.
- Schotanus, P., Nieustadt, F., and De Bruin, H. (1983). Temperature measurement with a sonic anemometer and its application to heat and moisture fluxes. Boundary-Layer Meteorol, **26**, 81–93.
- Sjöblom, A. and Smedman, A. (2003). Vertical structure in the marine atmospheric boundary layer and its implication for the inertial dissipation method. Boundary-Layer Meteorol, **109**, 1–25.

- Sozzi, R. and Favaron, M. (1997). Sonic anemometry and thermometry: theoretical basis and data-processing software. Environmental Software, **11**(4), 259–270.
- Strunin, M. and Hiyama, T. (2005). Spectral structure of small-scale turbulent and mesoscale fluxes in the atmospheric boundary layer over a thermally inhomogeneous land surface. Boundary-Layer Meteorol, **117**, 479–510.
- Stull, R. (1988). An Introduction to Boundary Layer Meteorology. Atmospheric and Oceanographic Sciences Library.
- Stunder, M. and Sethuraman, S. (1985). A comparative evaluation of the coastal internal boundary-layer height equations. Boundary-Layer Meteorol, **32**, 177–204.
- Surridge, A. and Swanepoel, D. (1987). On the evolution of the height and temperature difference across the nocturnal stable boundary layer. Boundary-Layer Meteorol., **40**, 87–98.
- Tennekes, H. and Lumley, J. (1972). A first course in turbulence. MIT press, Cambridge, MA.
- Tsinober, A. (2001). An Informal Introduction to Turbulence. Kluwer Academic Publisher.
- Van de Hoven, I. (1957). Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour. J Meteorol, **14**, 160 – 164.
- Van Der Hoven, I. (1957). Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour. J Meteor.
- Varshney, K. and Poddar, K. (2011). Experiments on integral length scale control in atmospheric boundary layer wind tunnel. Theor Appl Climatol, **106**, 127 – 137.
- Venkatram, A. (1986). An examination of methods to estimate the height of the coastal internal boundary layer. Boundary-Layer Meteorol, **36**, 149–156.