

**Centro de Investigación Científica y de Educación
Superior de Ensenada, Baja California**



**Doctorado en Ciencias
en Oceanografía Física**

**Corrientes de deriva superficial: influencia y relación
con procesos de acoplamiento en la interfase
océano-atmósfera**

Tesis

para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
Doctora en Ciencias

Presenta:

Lucía Robles Díaz

Ensenada, Baja California, México

2019

Tesis defendida por

Lucía Robles Díaz

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Francisco J. Ocampo Torres
Director de tesis

Dr. Hubert Branger

Dr. Pedro Osuna

Dr. Héctor Gracia Nava



Dr. José Gómez Valdés
Coordinador del Posgrado en Oceanografía Física

Dra. Rufina Hernández Martínez
Directora de Estudios de Posgrado

Lucía Robles Díaz © 2019

Queda prohibida la reproducción parcial o total de esta obra sin el permiso formal y explícito del autor y director de la tesis

Resumen de la tesis que presenta Lucía Robles Díaz como requisito parcial para la obtención del grado de Doctora en Ciencias en Oceanografía Física.

Corrientes de deriva superficial: influencia y relación con procesos de acoplamiento en la interfase océano-atmósfera

Resumen aprobado por:

Dr. Francisco J. Ocampo Torres

Director de tesis

La transferencia de energía y de momento entre la atmósfera y el océano ha sido comúnmente estudiada para condiciones donde el oleaje casi alcanzó o ya alcanzó un equilibrio local con un viento uniforme. El propósito de este trabajo es investigar los estadios iniciales de generación del oleaje y de la corriente de deriva superficial bajo condiciones de viento acelerado, y describir el intercambio de momento y energía en la interfaz aire-agua para estas condiciones de viento fuera del equilibrio. Los experimentos se realizaron en una instalación consistente en un canal de oleaje y un túnel de viento de gran tamaño, en el Institut Pythéas (Marsella, Francia). Cada uno de los experimentos fue caracterizado por un valor determinado de aceleración de viento constante. Durante estos experimentos se realizaron mediciones de alta resolución espacial y con una alta tasa de muestreo, de la velocidad del viento y del desplazamiento del nivel medio del agua. También se midió el campo de corrientes en los primeros centímetros de la columna de agua, con una frecuencia de muestreo elevada y una alta resolución espacial. Se estimaron los flujos de momento a partir de los datos obtenidos con un anemómetro térmico, y el campo de olas incipiente a lo largo del tanque a partir de las mediciones de cables de capacitancia y resistencia. Por otro lado, se obtuvo la evolución temporal del perfil de la corriente de deriva obtenida a partir de los datos de un velocímetro acústico 3-D. Durante los experimentos, la velocidad del viento se incrementa con aceleración constante, alcanzando una intensidad máxima constante de 13 m s^{-1} . Los resultados mostraron que, bajo condiciones de viento acelerado, el grado de desarrollo del campo de oleaje asociado a un cierto valor de velocidad del viento depende de la aceleración del viento. Se observó que, a medida que la aceleración del viento aumenta, se requiere una mayor velocidad del viento para alcanzar un régimen de flujo rugoso. Una vez que el régimen de flujo rugoso es establecido, los valores del coeficiente de arrastre asociados a ciertas velocidades de viento también varían dependiendo de la aceleración del viento. A su vez, la transferencia de momento se reduce cuando la aceleración del viento aumenta. Bajo un régimen de flujo rugoso, un campo de oleaje menos desarrollado induce un mayor incremento del coeficiente de arrastre del viento. Por otro lado, una mayor aceleración del viento genera un corte más marcado en el perfil vertical de la corriente de deriva superficial, y esto induce un estado de no-equilibrio entre la producción y disipación de la energía cinética turbulenta.

Palabras clave: coeficiente de arrastre, viento acelerado, generación de oleaje, corriente de deriva superficial

Abstract of the thesis presented by Lucía Robles Díaz as a partial requirement to obtain the Doctor of Science degree in Physical Oceanography.

Surface drift currents: influence and relationship with the coupling processes at the ocean-atmosphere interface

Abstract approved by:

Dr. Francisco J. Ocampo Torres
Thesis Director

The energy and momentum transfer between the atmosphere and the ocean has typically been studied for conditions where the waves have almost or already reached a local equilibrium with an uniform wind. Besides, the effect of the vertical section of the drift surface current generation mix in the boundary layer has been poorly studied. The purpose of this work is to investigate the early stages of the generation of waves and surface drift currents under non-stationary wind conditions and to describe the momentum and energy exchange at the air-water interface for non-equilibrium wind conditions. Some experiments with a characteristic wind acceleration were conducted in a large wind-wave facility at the Institut Pythéas (Marseille-France). High-resolution wind speed and water elevation measurements were acquired at a high-sampling rate. Water-current measurements were also performed with at a high sampling rate and high spatial resolution in the first centimeters of the water column. Momentum fluxes were estimated through hot-wire anemometry and, the free surface displacement was obtained along the wave tank from resistance and capacitance wire probes. The temporal evolution of the drift current vertical profile was obtained from the profiling 3-D acoustic velocimeter. During the experiments, the wind speed was increased with a constant acceleration over time, reaching a constant maximum intensity of 13 m s^{-1} . Under accelerated wind conditions, the degree of wave field development associated with a certain value of wind speed depends on the wind acceleration. It was observed that a higher wind speed is needed to reach a rough flow regime as the wind acceleration increases. Once rough flow regime is established, the drag coefficient values associated with a certain wind speed also vary depending on wind acceleration. Also, the momentum transfer is reduced as wind acceleration increases. Under the rough flow regime, a less developed wave field induces a high increase of drag coefficient with wind speed. A higher wind acceleration produces a more remarkable shear of the drift current mean flow, and that induces a non-equilibrium state between the production and dissipation of the turbulent kinetic energy.

Keywords: drag coefficient, accelerated wind, incipient wave generation, surface drift current

Dedicatoria

A mi familia

Agradecimientos

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada por

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por brindarme el apoyo económico para realizar mis estudios de doctorado. No. de becario: 362859. Así como al Departamento de Oceanografía Física de CICESE.

Este trabajo de investigación contó con el apoyo de los proyectos RugDiSMar (CONACYT 155793), CONACYT CB-2015-01 255377, y la contribución del Consorcio de Investigación del Golfo de México (CIGoM). Parte de esta investigación ha sido llevada a cabo dentro del marco de Labex MEC. También agradezco el apoyo brindado por Excellence Initiative of Aix-Marseille University - A*MIDEX, un programa francés de Investissements d'Avenir al proyecto 201441 financiado por el Fondo Sectorial CONACYT-SENER-Hidrocarburos.

Por otro lado agradezco a L.A. Julieta Castro por su apoyo en la coordinación logística y administrativa.

Tabla de contenido

| | Página |
|---|--------|
| Resumen en español | ii |
| Resumen en inglés | iii |
| Dedicatoria | iv |
| Agradecimientos | v |
| Lista de figuras | viii |
| Lista de tablas | xi |
| | |
| Capítulo 1. Introducción | |
| 1.1. Objetivos | 5 |
| 1.1.1. Objetivo general | 5 |
| 1.1.2. Objetivos específicos | 5 |
| | |
| Capítulo 2. Base teórica | |
| 2.1. Capa límite atmosférica | 6 |
| 2.1.1. Ecuación de momento promedio | 7 |
| 2.1.2. Esfuerzos de Reynolds | 8 |
| 2.1.3. Ecuaciones de momento simplificadas | 9 |
| 2.1.4. Partes de la capa límite turbulenta | 10 |
| 2.1.4.1. Subcapa viscosa: ley de la pared | 12 |
| 2.1.4.2. Subcapa inercial: capa logarítmica | 13 |
| 2.1.4.3. Capa límite turbulenta: ley de la velocidad de defecto | 14 |
| 2.1.5. Parametrización del esfuerzo del viento | 14 |
| 2.2. Capa superficial cercana oceánica | 16 |
| 2.2.1. Crecimiento del oleaje | 17 |
| 2.2.2. Edad de ola | 18 |
| 2.2.3. Análisis espectral del oleaje | 18 |
| 2.2.4. Deriva de Stokes | 19 |
| 2.2.5. Flujo medio | 19 |
| 2.2.6. Ecuación de energía cinética turbulenta | 20 |
| | |
| Capítulo 3. Metodología | |
| 3.1. Instalaciones y dispositivos de medida | 22 |
| 3.2. Diseño experimental | 23 |
| 3.3. Procesamiento de datos | 24 |
| | |
| Capítulo 4. Caracterización de la capa límite aérea y del crecimiento del oleaje | |
| 4.1. Introducción | 28 |
| 4.2. Capa límite turbulenta aérea | 30 |
| 4.3. Número de Reynolds adimensional y coeficiente de arrastre | 32 |

Tabla de contenido (continuación)

| | | |
|---|--|-----------|
| 4.4. | Análisis del crecimiento del oleaje | 36 |
| 4.5. | Conclusiones | 42 |
| | | |
| Capítulo 5. Efecto de la edad de la ola en el comportamiento del coeficiente de arrastre | | |
| 5.1. | Introducción | 45 |
| 5.2. | Análisis espectral | 46 |
| 5.3. | Análisis temporal | 52 |
| 5.4. | Edad de ola y coeficiente de arrastre | 57 |
| 5.5. | Conclusiones | 60 |
| | | |
| Capítulo 6. Corriente de deriva superficial | | |
| 6.1. | Introducción | 64 |
| 6.2. | Procesamiento de datos | 65 |
| | 6.2.1. Marco de referencia móvil | 65 |
| 6.3. | Corriente de deriva superficial total | 66 |
| 6.4. | Deriva de Stokes | 68 |
| 6.5. | Términos de la ecuación de energía cinética turbulenta | 68 |
| 6.6. | Conclusiones | 70 |
| | | |
| Capítulo 7. Conclusiones | | |
| Literatura citada | | 73 |

Lista de figuras

| Figura | Página |
|--|--------|
| 1. Visión esquemática de la influencia del oleaje en los proceso de intercambio océano-atmósfera, Cavaleri <i>et al.</i> (2012). | 1 |
| 2. Esquema idealizado de los flujos de momento y los procesos de mezcla en el acoplamiento entre el oleaje y las corrientes, Ardhuin <i>et al.</i> (2005). | 4 |
| 3. Esquema de las principales capas que forman la capa límite planetaria. | 6 |
| 4. Esquema de los diferentes estados de transición durante la formación de la capa límite turbulenta. | 11 |
| 5. Esquema de las principales capas que forman la capa límite turbulenta. | 12 |
| 6. Esquema de los procesos más importantes que ocurren en la capa superficial cercana oceánica (http://www.whoi.edu/science/AOPE/dept/CBLASTmain.html). | 16 |
| 7. Esquema de la estructura dinámica de la capa límite turbulenta superficial cercana. $-h_{W-S}$ profundidad activada por el oleaje y $-h_{TD}$ profundidad de la capa difusiva turbulenta, Soloviev y Lukas (2006). | 17 |
| 8. Esquema del tanque de olas y túnel de viento del <i>Institut Pythéas</i> . La escala está distorsionada. | 22 |
| 9. Variación temporal de la velocidad promedio del viento, U , durante los experimentos. Los diferentes colores indican los valores de aceleración constante característicos de cada experimento. | 24 |
| 10. Serie temporal de las componentes turbulentas del viento, (a) u' y (b) w' , y (c) del producto $u'w'$, para el experimento 1 durante la fase de viento acelerado. | 25 |
| 11. (a) Co-espectro de las componentes de la velocidad del viento, S_{UW} , y (b) co-espectro acumulado normalizado, en función de la frecuencia, f , para los experimentos 1 y 2. Las líneas verticales indican las frecuencias a las cuales el 90% de la energía acumulada es alcanzado. | 25 |
| 12. Variación temporal de (a) velocidad promedio del viento, U , (b) velocidad de fricción, u_* , y (c) velocidad de referencia a 10 m, U_{10} , durante la fase de viento acelerado y para cada uno de los experimentos. | 27 |
| 13. (a) velocidad de fricción, u_* , (b) anchura de la subcapa viscosa, z_f , y (c) longitud de rugosidad superficial, z_0 , en función de la velocidad de viento de referencia, U_{10} , durante la fase de viento acelerado y para cada uno de los experimentos. | 31 |
| 14. Número de Reynolds rugoso en función de la velocidad del viento de referencia a 10 m, U_{10} . Las líneas horizontales gris y magenta representan los valores Re_* asociados con el límite del régimen flujo liso ($Re_* = 0.13$) y con el umbral para el establecimiento del régimen de flujo rugoso ($Re_* = 2.2$), respectivamente. | 33 |

Lista de figuras (continuación)

| Figura | Página |
|---|--------|
| 15. Coeficiente de arrastre en función de la velocidad del viento de referencia a 10 m para cada experimento. Los círculos (o) y los asteriscos (*) indican el valor del C_{D10} encontrado en el límite del régimen de flujo liso y en el umbral del régimen de flujo rugoso, respectivamente. | 34 |
| 16. Energía adimensional, ϵ_* , en función del fetch adimensional, χ_* . Las líneas verticales magenta y gris denotan el valor de encuentro de χ_* asociado con el umbral del régimen de flujo rugoso, y con el límite del régimen de flujo liso, respectivamente. | 38 |
| 17. Frecuencia pico adimensional, ν_* , en función del fetch adimensional, χ_* . Las líneas verticales magenta y gris denotan el valor de encuentro de χ_* asociado con el umbral del régimen de flujo rugoso, y con el límite del régimen de flujo liso, respectivamente. | 41 |
| 18. Evolución del espectro de energía del oleaje con la velocidad del viento para cada experimento en la estación 7. La línea continua naranja representa la formulación de Phillips (1958), g^2f^{-5} . La línea continua roja representa la formulación de Toba (1973), gu_*f^{-4} . Se incluye la aceleración asociada a cada uno de los experimentos. En cada panel también se incluye la velocidad del viento de referencia, U_{10} , y el lapso de tiempo desde el inicio de la aceleración. | 47 |
| 19. Evolución espacial del espectro de energía del oleaje para cada experimento, para las estaciones 1, 3, 5, 7, 9 y 11. Los diferentes colores corresponden a diferentes valores de fetch asociados a cada estación de medida. La línea continua naranja representa la formulación de Phillips (1958), g^2f^{-5} . La línea continua roja representa la formulación de Toba (1973), gu_*f^{-4} . Se incluye la aceleración asociada a cada uno de los experimentos. En cada panel también se incluye la velocidad del viento de referencia, U_{10} , y el lapso de tiempo desde el inicio de la aceleración. | 51 |
| 20. Evolución del espectro de energía del oleaje con la velocidad del viento para cada experimento. Los diferentes colores corresponden a diferentes valores de fetch asociados a cada estación de medida. La línea continua naranja representa la formulación de Phillips (1958), g^2f^{-5} . La línea continua roja representa la formulación de Toba (1973), gu_*f^{-4} . Se incluye la aceleración asociada a cada uno de los experimentos. En cada panel también se incluye la velocidad del viento de referencia, U_{10} , y el lapso de tiempo desde el inicio de la aceleración. | 53 |
| 21. Series temporales de la velocidad del viento, U_{10} , la altura de ola significativa, H_s , la pendiente del oleaje dominante, η_x , la frecuencia dominante, f_p y la longitud de onda dominante, λ_p para tres fetches (columnas) y para cinco experimentos (filas). | 55 |

Lista de figuras (continuación)

| Figura | Página |
|--|--------|
| 22. Series temporales de la velocidad del viento de la altura de ola significativa, H_s para tres fetches (columnas) y para cinco experimentos (filas). Se incluye la aceleración del viento asociada a cada experimento. | 58 |
| 23. Coeficiente de arrastre en función de la velocidad del viento. Los colores indican la velocidad de fase asociada al oleaje dominante. | 59 |
| 24. Coeficiente de arrastre en función de la velocidad del viento. Los colores indican la edad de la ola asociada al oleaje dominante. | 59 |
| 25. Evolución temporal del perfil vertical de la corriente de deriva superficial total para el experimento 1 (izquierda) y el experimento 2 (derecha). | 66 |
| 26. Evolución temporal del perfil vertical de la corriente de deriva superficial total para el experimento 1 (izquierda) y el experimento 2 (derecha). | 67 |
| 27. Evolución temporal del perfil vertical de la corriente de deriva superficial total para el experimento 1 (izquierda) y el experimento 2 (derecha). | 68 |
| 28. Evolución temporal del perfil vertical de la deriva de Stokes asociada al campo de olas para el experimento 1 (izquierda) y el experimento 2 (derecha). | 69 |
| 29. Evolución temporal de los perfiles verticales de la tasa de cambio de la energía cinética turbulenta, $\partial q/\partial t$, producción por el corte del flujo medio, P , producción por corte de la deriva de Stokes, P_s , y tasa de disipación viscosa, ε , para el experimento 1. | 70 |
| 30. Evolución temporal de los perfiles verticales de la tasa de cambio de la energía cinética turbulenta, $\partial q/\partial t$, producción por el corte del flujo medio, P , producción por corte de la deriva de Stokes, P_s , y tasa de disipación viscosa, ε , para el experimento 2. | 71 |

Lista de tablas

| Tabla | Página |
|---|--------|
| 1. Velocidad de referencia, U_{10} , y velocidad de fricción, u_* , asociadas al límite $Re_* = 0.13$, al umbral $Re_* = 2.2$, y al límite $z_f = z_0$ | 33 |
| 2. Coeficiente de arrastre asociado con el límite del régimen de flujo liso ($Re_* < 0.13$), con el umbral del régimen de flujo rugoso ($Re_* > 2.2$) y con el límite $z_f = z_0$, para cada experimento. | 34 |
| 3. Valores de χ , ϵ , y ν asociados con el límite del régimen de flujo liso ($Re_* < 0.13$), con el umbral del régimen de flujo rugoso ($Re_* > 2.2$) y con el límite $z_f = z_0$, para cada experimento. | 39 |
| 4. Frecuencia dominante, f_p , y su energía asociada, E , perteneciente el espectro asociado a la velocidad máxima de 13 m s^{-1} , para cada experimento y seis estaciones de medida a lo largo del canal de oleaje. | 48 |
| 5. Cambio de la energía espectral, E , con la velocidad del viento (a partir del segundo, cuarto, y sexto panel asociado a una velocidad del viento característica, v_2 , v_4 y v_6 , respectivamente) asociado a la frecuencia de 2 Hz, para cada estación y cada experimento. | 49 |
| 6. Velocidad de fase asociada con las velocidades del viento de 10 y 17 m s^{-1} , y la tendencia de la velocidad de fase de 10 a 17 m s^{-1} para cada experimento. | 61 |

Capítulo 1. Introducción

La zona de la interfase entre océano y atmósfera se caracteriza principalmente por la presencia de procesos de intercambio de momento, energía, calor, y de turbulencia y por consiguiente, de mezcla vertical. Las capas límite atmosférica y oceánica están de forma distintiva caracterizadas por números de Reynolds elevados, cierta estratificación, y quizás más importante, por el acoplamiento que se produce a través de una interfase dinámica formada por las ondas gravitatorias superficiales (Figura 1).

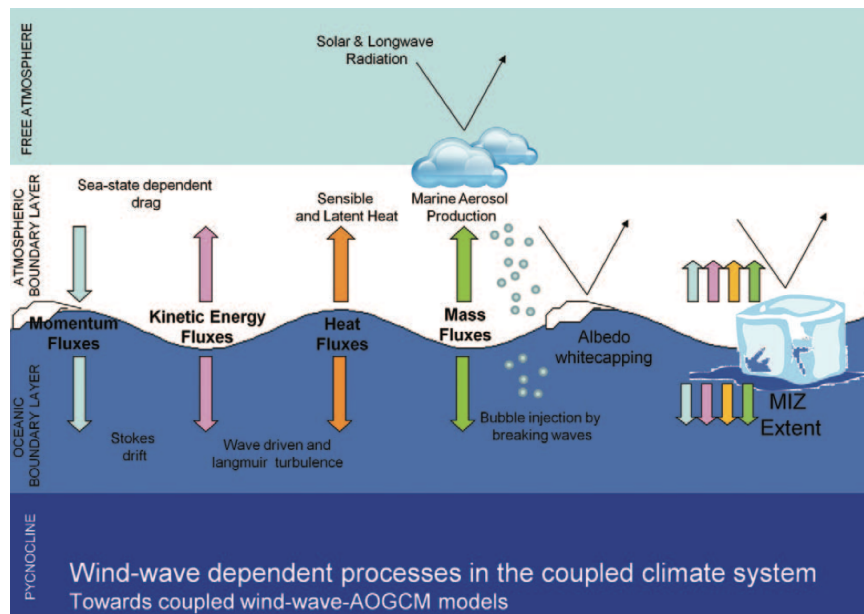


Figura 1. Visión esquemática de la influencia del oleaje en los procesos de intercambio océano-atmósfera, Cavaleri *et al.* (2012).

El oleaje generado por el viento es la principal fuente de energía turbulenta de la capa superficial cercana del océano. Los tres mecanismos principales asociados con el oleaje que inducen esta mezcla son: la rotura, los gradientes espaciales de las velocidades orbitales (aún en discusión), y la circulación de Langmuir. Este último es uno de los procesos más importantes en cuanto al efecto del oleaje en la circulación de los océanos. La circulación de Langmuir se puede plantear con base en el mecanismo desarrollado y propuesto por Craik y Leibovich (1976), es una forma de inestabilidad por corte, que extrae energía del corte de la deriva de Stokes y del flujo medio del viento y el whitecapping.

Desde un punto de vista oceanográfico se han reportado múltiples interacciones acopladas, donde por ejemplo, el oleaje representa una influencia en la atmósfera que afecta directamente a la evolución de los sistemas meteorológicos. Es en este ámbito, donde los estudios enfocados en la toma de datos en la interfase océano-atmósfera ayudan a mejorar o confirmar las parametrizaciones existentes, y de esta forma, avanzar en el desarrollo de un acoplamiento entre los modelos oceánicos y meteorológicos, creando un intercambio continuo de información, modulado por una interfase dinámica: el oleaje (Cavaleri *et al.*, 2012).

Actualmente la mayoría de las parametrizaciones existentes relacionan el oleaje directamente con las condiciones de viento local, y a su vez, los procesos dependientes del oleaje también con viento local. Aunque puede existir una clara correlación entre oleaje y viento local, ésta no es única. En primer lugar, cabe mencionar que es posible identificar la presencia de oleaje tipo swell sin presencia de viento. Por otro lado, se ha observado que para una velocidad de viento determinada las condiciones del oleaje asociado pueden variar en un orden de magnitud (Hanley *et al.*, 2010). Por lo tanto, en el estudio de procesos asociados al oleaje debe de hacerse uso de datos directos del mismo y no de parametrizaciones relacionadas con el viento local.

Estudios recientes muestran que existe una transferencia de momento hacia la atmósfera debida al estado de mar (Drennan *et al.*, 1999; Grachev y Fairall, 2001), y que ésta impacta en el clima a niveles de la tropósfera en los dos hemisferios. En el hemisferio Sur la presencia del oleaje debilita las presiones mínimas y los vientos superficiales trasladando la zona de trayectoria de las tormentas del océano Antártico 10° hacia el ecuador. El efecto del swell en la capa límite no puede predecirse con base en parametrizaciones basadas en el viento local. La rompiente del oleaje puede llegar a aumentar el arrastre inducido por el oleaje 30 veces (Cavaleri *et al.*, 2012).

La corriente de deriva superficial es comúnmente conocida como “corriente inducidas por el viento”, sin embargo no es un término apropiado para referirse a este fenómeno. La mayor parte de la energía y momento del viento se transfieren directamente al oleaje, y éstos pasan indirectamente al océano, principalmente por el proceso de ro-

tura del oleaje en aguas profundas (también conocido como *whitecapping*). La energía se transfiere principalmente a turbulencia que genera la mezcla de la capa superficial estratificada y el momento es transferido a las corrientes.

Bajo condiciones de viento uniforme y constante existe un balance establecido a cerca del proceso de transferencia de momento de la atmósfera al océano. En este balance se indica que un total de aproximadamente el 90% del momento del viento es transferido a las corrientes (de forma directa, o indirectamente a través del proceso de rotura del oleaje) y el remanente es inyectado para el crecimiento del oleaje (Figura 2). Sin embargo, en la naturaleza se encuentran situaciones en las que el viento no es constante, sino que presenta periodos de cierta aceleración constante. Más concretamente, en múltiples ocasiones el proceso de generación de oleaje y corriente de deriva superficial está asociado a condiciones no estacionarias de viento, donde el viento comienza a soplar con una cierta aceleración hasta alcanzar ciertas condiciones de viento constante. Algunos casos particulares de este tipo de eventos, donde se alcanzan velocidades de viento extremas, son los vientos Tehuanos (Golfo de Tehuantepec, México, García-Nava *et al.* (2012)) y con los vientos Mistrales (Golfo de Lyon, Francia, Guenard *et al.* (2005)). El balance del proceso de transferencia de momento y energía durante estos estadios incipientes de generación de oleaje y corriente de deriva superficial no ha sido establecido hasta el momento. Tampoco se conoce con detalle cuál es el papel de la corriente de deriva durante el proceso de transferencia de momento bajo condiciones de viento acelerado.

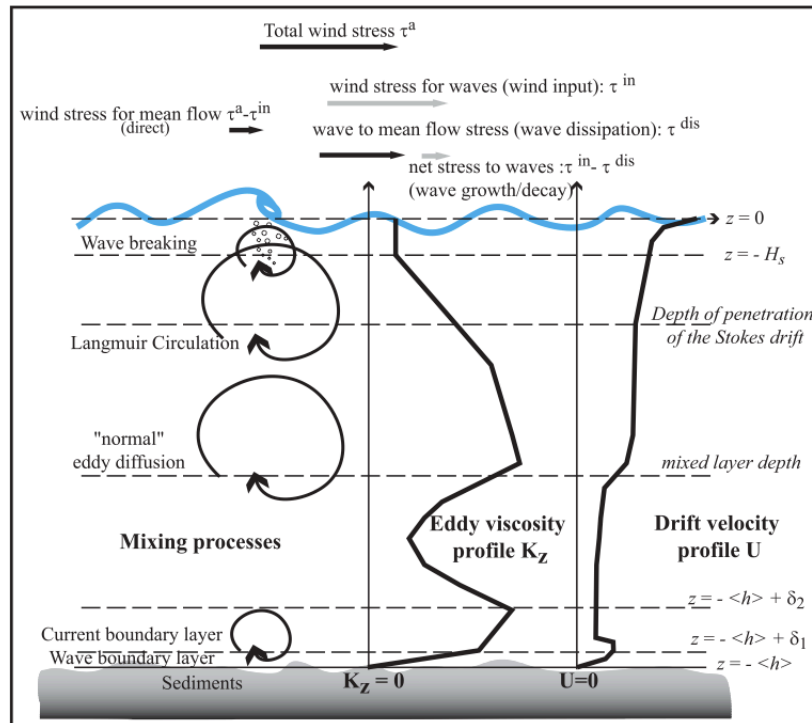


Figura 2. Esquema idealizado de los flujos de momento y los procesos de mezcla en el acoplamiento entre el oleaje y las corrientes, Ardhuin *et al.* (2005).

Desde el punto de vista de la gestión ambiental, la deriva superficial es un fenómeno de crucial importancia en el transporte de sustancias contaminantes en el océano (Wu, 1983; Hackett *et al.*, 2006). Es importante destacar la importancia de la investigación de este tipo de fenómenos oceánicos para una mejor gestión de los ecosistemas marinos. El Golfo de México se caracteriza por ser un área donde una gran parte de recursos marinos interactúan con diversas plataformas de petróleo en constante actividad. Un entendimiento cuantitativo del fenómeno es de aplicación directa en los planes de contingencia y sistemas de observación meteorológicos y oceánicos a nivel nacional.

Los tanques de oleaje acoplados a túneles de viento son una herramienta comúnmente usada para reproducir los procesos de transferencia de momento en la interfase aire-agua de una forma controlada. Son de gran utilidad a la hora de controlar o imponer ciertas condiciones, en este caso condiciones de viento acelerado. Por otro lado, permiten diseñar de forma precisa la toma de datos. En este caso, nos permitieron obtener con un conjunto de datos de gran resolución espacial y elevada tasa de muestreo que permiten caracterizar los estados iniciales del desarrollo de la capa límite

turbulenta bajo condiciones de viento acelerado, así mismo caracterizar los estadios incipientes en la generación de oleaje y de corriente de deriva superficial. Por lo tanto, este estudio experimental es el primer paso para mejorar el entendimiento y la caracterización del proceso de intercambio de momento y energía entre la atmósfera y el océano y modulado por la presencia de oleaje y de corrientes de deriva superficial.

Este estudio de la caracterización del papel de la corriente de deriva en los procesos de intercambio de la interfaz aire-agua bajo condiciones de viento acelerado se dividió en varios apartados. Se consideró que el primer punto importante es realizar una caracterización detallada del proceso de desarrollo de la capa límite turbulenta aérea. Este análisis se presenta en el capítulo 4. Posteriormente, se procedió a la caracterización de los estadios iniciales de la generación y desarrollo del oleaje, incluido en los capítulos 4 y 7. Finalmente, se llevó a cabo la caracterización de la corriente de deriva superficial, incluido en el capítulo 6. Todos ellos son pasos previos necesarios para el establecimiento del balance de momento a través de la interfase océano-atmósfera bajo condiciones de viento acelerado.

1.1. Objetivos

1.1.1. Objetivo general

El objetivo general de este trabajo es el estudio de la generación y evolución de las corrientes de deriva superficial oceánicas y de su papel en el intercambio de momento entre las capas límites atmosféricas y oceánicas bajo condiciones de viento acelerado.

1.1.2. Objetivos específicos

Los objetivos específicos son los siguientes:

- Estudiar las etapas iniciales de la generación del oleaje y de la corriente de deriva superficial.
- Determinar la influencia del estado de mar en la corriente de deriva superficial.
- Analizar la variación vertical de la corriente de deriva superficial.

Capítulo 2. Base teórica

2.1. Capa límite atmosférica

La capa límite atmosférica o también denominada capa límite planetaria, comprende aproximadamente el 10-25 % de la parte más baja de la troposfera. Esta se divide en dos partes, en la capa de mezcla convectiva y en la capa superficial. Los vientos en la capa límite atmosférica se ven modificados por el arrastre impuesto por la superficie del mar. Esto hace que esta capa límite se caracterice por altas tasas de disipación de energía cinética turbulenta y altas tasas de corte en el perfil de velocidad cercano a la superficie (Figura 3).

Dentro de la capa superficial se distinguen dos capas, una subcapa viscosa adyacente a la frontera, donde su anchura está determinada por las fuerzas viscosas, y otra capa rugosa caracterizada por números de Reynolds (Re) elevados, donde su anchura está determinada por los esfuerzos turbulentos de Reynolds y es proporcional a la rugosidad de la frontera. Estas dos capas están separadas por la subcapa inercial. En esta subcapa el flujo de momento es constante en la vertical. Esto implica que no existe una divergencia vertical importante en el corte y los flujos turbulentos se conservan con la altura, por eso, es también conocida como la capa de flujo constante.

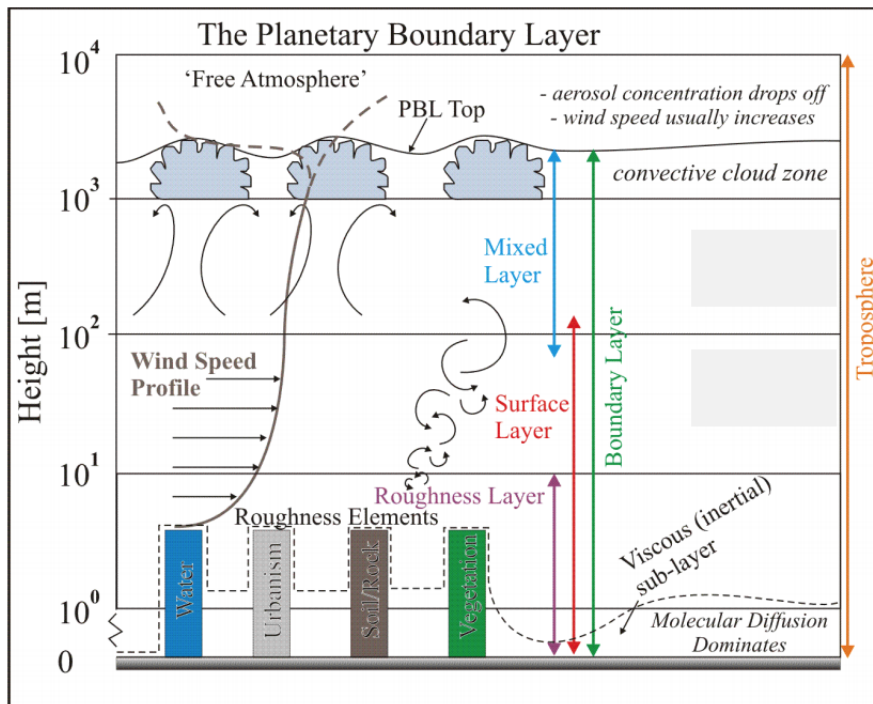


Figura 3. Esquema de las principales capas que forman la capa límite planetaria.

El viento es una masa de aire con una velocidad característica, por lo que también se puede entender como aire con momento. El gradiente de presión es una fuerza que induce su movimiento y la fricción es una fuerza contraria al movimiento. Las inestabilidades atmosféricas que hacen que estas fuerzas contrarias actúen dan origen a lo que se conoce como turbulencia.

La viscosidad molecular es una propiedad física intrínseca de un fluido, que se origina a partir del choque de las moléculas del fluido que viajan a diferentes velocidades, generando una resistencia al flujo. Este proceso se produce de manera notable en las fronteras superficiales de la atmósfera. En el caso del viento, las fuerzas de resistencia al flujo son la presión y la fricción. Por lo tanto la resistencia encontrada por el viento es resultado de los procesos atmosféricos. A partir de la Segunda Ley de Newton este proceso de resistencia se puede expresar de la siguiente manera:

$$\alpha_v = - \left(\frac{\Delta P}{\rho x} + \frac{F_D}{m} \right), \quad (1)$$

donde α_v tiene unidades de $m s^{-2}$, ΔP es la diferencia de presión entre dos puntos, ρ es la densidad del fluido, x es la distancia entre los dos puntos, F_D es la fuerza de arrastre. La combinación de ambas fuerzas da como resultado la viscosidad del fluido.

2.1.1. Ecuación de momento promedio

El punto de inicio para el estudio de flujos turbulentos son las ecuaciones de Navier-Stokes. Si el flujo es estadísticamente estacionario, la velocidad y las cantidades escalares pueden descomponerse en la suma del valor promedio y la parte fluctuante, lo que se conoce como la descomposición de Reynolds:

$$u_i = U_i + u'_i, \quad (2)$$

donde u_i es la velocidad instantánea, U_i es la componente promedio de la velocidad, y u'_i es la componente fluctuante de la velocidad.

La incompresibilidad del fluido da lugar a que la velocidad promedio y fluctuante

sean:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0. \quad (3)$$

Por lo tanto incluyendo la descomposición de Reynolds en las ecuaciones de Navier-Stokes obtenemos la siguiente ecuación de momento promedio:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{g}{\rho_0} (\rho - \rho_0) \delta_{i3} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (4)$$

donde ρ es la densidad del fluido, ρ_0 es una densidad de referencia arbitraria, P la presión, g la aceleración de la gravedad, y ν es la viscosidad cinemática del aire.

2.1.2. Esfuerzos de Reynolds

En la ecuación 4, el término $-\overline{u'_i u'_j}$ es el esfuerzo cinemático de Reynolds y tiene algunas similitudes con el termino viscoso para el momento promedio.

El primer término del esfuerzo viscoso es debido a los movimientos moleculares como se mencionó anteriormente y es una propiedad intrínseca del fluido. El término del esfuerzo cinemático de Reynolds es una propiedad ligada a las características del flujo, y normalmente es mucho mayor que el término viscoso. El esfuerzo de Reynolds es un tensor simétrico de 9 componentes. Si la turbulencia es isotrópica (independiente de la dirección), los términos de fuera de la diagonal son cero, y los de la diagonal son iguales. El resultado promedio es que $\overline{u_i u_j} < 0$ y que el momento es transferido hacia la frontera, desde la capa con mayor velocidad asociada hacia la de menor velocidad. Por lo tanto los esfuerzos de Reynolds son la principal "fricción" en un flujo turbulento, y se produce a partir de parcelas macroscópicas y no a partir de moléculas microscópicas como en el caso de la viscosidad molecular. Es decir, son las principales fuerzas, por unidad de área, impuestas al flujo medio debido a las fluctuaciones turbulentas.

Introduciendo un tensor de esfuerzos igualado a las aceleraciones de la ecuación 4 obtenemos el siguiente término:

$$\tau_{ij} = \underbrace{-P\delta_{ij}}_{\text{E. Normales}} + \underbrace{\mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{\text{E. Viscosos}} - \underbrace{\rho_0 \overline{u'_i u'_j}}_{\text{E. de Reynolds}}. \quad (5)$$

Por lo tanto la ecuación 4 se puede escribir de la siguiente forma:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij}. \quad (6)$$

En un flujo turbulento, la divergencia de los esfuerzos de Reynolds son de primer orden en el suministro de momento promedio (varias ordenes de magnitud mayor que los esfuerzos viscosos). A continuación, nos referiremos a la densidad de referencia ρ_0 como ρ . Dentro de la capa límite, los esfuerzos de Reynolds más importantes son los flujos de momento horizontal, $-\rho_0 \overline{u'w'}$ y $-\rho_0 \overline{v'w'}$.

2.1.3. Ecuaciones de momento simplificadas

A continuación se presentan las ecuaciones de momento simplificadas obtenidas a partir de varias suposiciones previas. La primera es considerar un flujo constante con una velocidad promedio, U , que es independiente de la distancia a lo largo del plano x y de la distancia normal al plano z . También se supone un flujo bidimensional ($\partial/\partial y = 0$). Por otro lado, si L es la escala de longitud en la dirección del flujo, y δ es la anchura de la capa límite turbulenta, se supone que $\delta/L \ll 1$, y por lo tanto se pueden despreciar las variaciones en la dirección del flujo en comparación con aquellas en la vertical para variables promedio ($\partial/\partial x = 0$). Dadas estas suposiciones, la ecuaciones 3 y 6 se reducen a:

$$\frac{\partial W}{\partial z} = 0, \quad (7)$$

y

$$W \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial z} - \rho_0 \overline{u'w'} \right). \quad (8)$$

Debido a que no existe flujo a través de la frontera, $W = w' = 0$ en $z = 0$, en la frontera. Por lo tanto, la ecuación 7 se reduce a $W = 0$ para todo z y la ecuación 8 se simplifica a:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial z} - \rho_0 \overline{u'w'} \right) = 0. \quad (9)$$

A partir de la definición del esfuerzo en la ecuación 5, de la ecuación 9 se obtiene la definición del esfuerzo como se indica a continuación:

$$\tau = \mu \frac{\partial U}{\partial z} - \rho_0 \overline{u'w'}. \quad (10)$$

Este esfuerzo es constante en la vertical, a través de la capa límite. Cerca de la frontera el esfuerzo está dominado por el término viscoso:

$$\tau = \left(\mu \frac{\partial U}{\partial z} \right)_{z=0}, \quad (11)$$

y lejos de la frontera el esfuerzo es:

$$\tau = -\rho_0 \overline{u'w'}. \quad (12)$$

Se puede definir una escala de velocidad a partir de este esfuerzo superficial:

$$u_*^2 = \frac{\tau}{\rho_0}, \quad (13)$$

es decir,

$$u_* = \left[\left(\overline{u'w'} \right)^2 + \left(\overline{v'w'} \right)^2 \right]^{1/4}, \quad (14)$$

donde u_* es la velocidad de fricción considerando las dos dimensiones horizontales. Lejos de la frontera, la ecuación 12 implica que u_* es la magnitud de las fluctuaciones de la velocidad turbulenta.

2.1.4. Partes de la capa límite turbulenta

De manera análoga a la atmosférica, en la columna de aire adyacente a la superficie del agua del túnel de viento, también se distinguen diferentes subcapas dentro de la

capa límite turbulenta. Partiendo de una situación donde el viento comienza a soplar a partir del reposo, las características del flujo y las dimensiones de cada una de las subcapas evolucionan hasta que se alcanza un total desarrollo de la capa límite turbulenta. Este nivel de turbulencia establecido está en equilibrio con la rugosidad de la superficie del agua.

En la Figura 4 se muestran los diferentes estados de la capa límite antes de que se alcance el total desarrollo de la capa límite turbulenta. Si consideramos un flujo de aire donde un perfil de velocidad uniforme se acerca a uno de los extremos de una superficie plana, inicialmente se desarrolla una capa límite laminar. El flujo en esta región presenta un patrón predecible. Después de cierta distancia, se empiezan a formar pequeñas oscilaciones caóticas en la capa límite y el flujo empieza su transición hacia flujo turbulento, hasta alcanzar el completo desarrollo de la capa límite turbulenta.

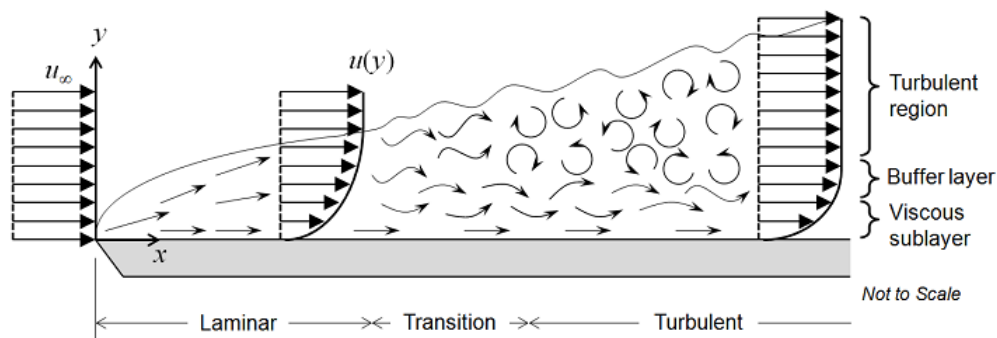


Figura 4. Esquema de los diferentes estados de transición durante la formación de la capa límite turbulenta.

Las definiciones de la capa límite turbulenta y de sus diferentes partes se hacen con base en el balance de fuerzas que cobran importancia en las ecuaciones de movimiento. El flujo fuera de la capa límite turbulenta está gobernado por las ecuaciones de Euler, donde los términos viscosos no están incluidos. Dentro de la capa límite turbulenta, se distinguen las diferentes capas en función de la importancia relativa de los términos de los esfuerzos viscosos y los esfuerzos de Reynolds, es decir, en función de la importancia relativa de la viscosidad a medida que nos acercamos a la frontera.

De forma simplificada, se distinguen 3 subcapas principales (Figura 5):

- Subcapa viscosa
- Subcapa inercial (también denominada capa logarítmica)
- Capa límite turbulenta (también denominada capa límite externa o rugosa)

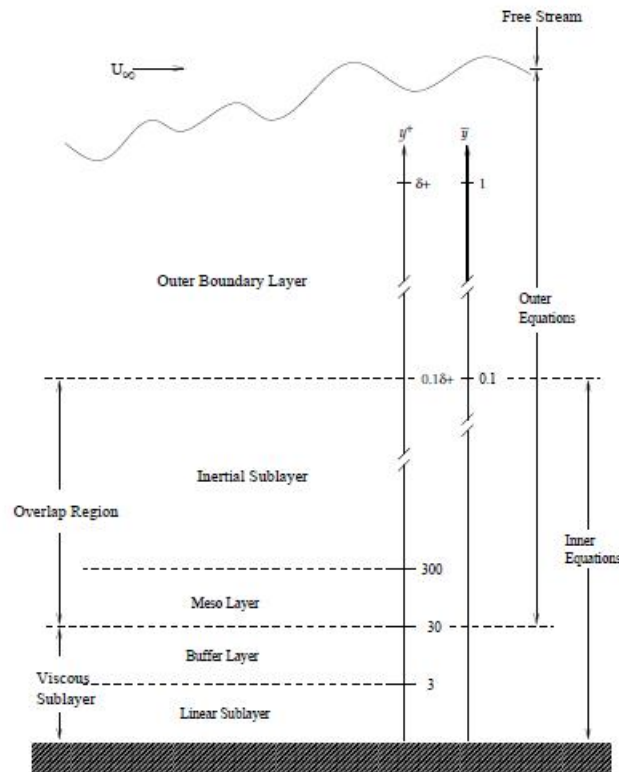


Figura 5. Esquema de las principales capas que forman la capa límite turbulenta.

2.1.4.1. Subcapa viscosa: ley de la pared

Esta subcapa se localiza adyacente a la frontera. Algunos autores la dividen en dos partes, la subcapa lineal y capa de amortiguación. En la subcapa lineal los esfuerzos de Reynolds son despreciables y el esfuerzo está determinado por los términos viscosos, como se indica en la ecuación 11.

Dentro de la subcapa lineal, el perfil de velocidad es lineal y la velocidad depende de z , la distancia desde la pared, u_* y ν , como se indica en la siguiente relación:

$$\frac{U}{u_*} = f\left(\frac{zu_*}{\nu}\right). \quad (15)$$

La escala de longitud friccional, z_f , es la escala de longitud que determina la transición entre la subcapa viscosa y la subcapa inercial. En este punto $Re = 1$, es decir, los esfuerzos viscosos y turbulentos presentan magnitudes comparables. Por lo tanto, la escala de longitud se puede definir como:

$$z_f = \frac{\nu}{u_*}. \quad (16)$$

Cuando se trata de una frontera rugosa, la escala de longitud característica en vez de estar controlada por una escala friccional, está controlada por una escala de rugosidad aerodinámica, z_0 , en el caso de que $z_0 > z_f$. Por lo tanto, la ecuación 15 se convierte en:

$$\frac{U}{u_*} = f\left(\frac{z}{z_0}\right). \quad (17)$$

z_0 se estima a partir de la siguiente relación, suponiendo que la velocidad del viento en la vertical presenta un perfil logarítmico:

$$z_0 = 10/e^{(\kappa/\sqrt{C_{D10}})}, \quad (18)$$

donde C_{D10} es el coeficiente de arrastre asociado a la velocidad de viento de referencia a 10 m, U_{10} , y κ es la constante de von Kármán ($\kappa \approx 0.40$).

La capa de amortiguamiento es una capa de transición entre la subcapa viscosa y la inercial. En esta capa ambos términos son importantes para la generación del esfuerzo.

2.1.4.2. Subcapa inercial: capa logarítmica

A medida que la distancia a la subcapa lineal aumenta, los esfuerzos de Reynolds se desarrollan y su magnitud es mucho mayor que los esfuerzos viscosos. Alcanzado este punto, el esfuerzo total estará determinado por los esfuerzos de Reynolds como se indica en la ecuación 12. En otras palabras, los esfuerzos de Reynolds son prácticamente constante. Esta capa se denomina subcapa inercial.

Tenemos dos capas diferentes donde el perfil de velocidades responde a variables diferentes. La capa más cercana a la frontera es la subcapa viscosa, donde se satisface la condición de no-deslizamiento, $\bar{u} = 0$. La otra capa más lejana a la frontera, la capa límite turbulenta, donde no se garantiza que se satisfaga la condición de no-deslizamiento. Entre ambas se sitúa la subcapa inercial, donde se cumplen ambas leyes para el perfil de velocidades, la ley de velocidad de defecto y la ley de la pared. Es decir:

$$\frac{dU}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z}, \quad (19)$$

por lo tanto, en esta región las variables determinantes son u_* y z . Esta región se conoce como la capa logarítmica.

2.1.4.3. Capa límite turbulenta: ley de la velocidad de defecto

Esta capa es la más alejada de la frontera donde aún se observan los efectos de la misma en la generación de turbulencia. En ella los efectos de la viscosidad son despreciables y la condición de no deslizamiento no se satisface. Como la viscosidad se puede despreciar, las únicas variables que tienen un efecto en el campo de velocidad son la velocidad de fricción, u_* , la anchura de la capa límite, δ , y la altura, z . Entonces la relación sería la siguiente:

$$\frac{dU}{dz} = \frac{u_*}{\delta} g\left(\frac{z}{\delta}\right). \quad (20)$$

2.1.5. Parametrización del esfuerzo del viento

La parametrización del esfuerzo del viento sobre el océano es un concepto esencial de los procesos básicos de interacción océano-atmósfera que se utilizan en el modelado del clima. Las parametrizaciones del flujo de momento a través de la superficie del océano continúan siendo tema de debate que aún requiere de mayores esfuerzos de investigación (Jones y Toba, 2001).

Por definición, el esfuerzo del viento τ está dado por la correlación de las fluctuaciones turbulentas de la velocidad como se indicó anteriormente en la ecuación 12. En

la estimación directa del esfuerzo del viento se debe de conocer la velocidad turbulenta. Las mediciones de la velocidad turbulenta sobre el océano son caras, escasas y difíciles de adquirir. Típicamente el esfuerzo se parametriza en función de variables fácilmente medibles, tales como la velocidad del viento a una altura determinada y un coeficiente de arrastre, C_D , de la siguiente manera:

$$|\tau| = \rho C_D U_z^2, \quad (21)$$

donde U_z es la velocidad de viento a la altura z .

El uso de la ecuación 21 está basado en la suposición de que τ obedece el escalamiento de Monin-Obukhov en la capa superficial. El coeficiente C_D depende de la velocidad del viento, y de la altura de medida, así como de la estabilidad atmosférica y del estado de mar. En situaciones no estacionarias y con oleaje no alineado con el viento es importante incluir en la formulación el ángulo entre τ y U_z .

Una de las propuestas para describir el coeficiente de arrastre considerando el estado del mar fue presentada por Charnock (1955), que hizo uso del análisis dimensional para escoger un único parámetro para caracterizar la rugosidad aerodinámica, z_0 . Se obtuvo el siguiente número adimensional:

$$\frac{z_0 g}{u_*^2} = \phi, \quad (22)$$

donde ϕ se denomina constante de Charnock y tiene un valor constante del orden de 0.015. La variable depende del estado de mar, pero dicha dependencia aún continúa siendo motivo de estudio (Jones y Toba, 2001). Una expresión más generalizada sería:

$$\frac{z_0 g}{u_*^2} = f(c_p/u_*), \quad (23)$$

donde c_p es la velocidad de fase asociada al oleaje.

2.2. Capa superficial cercana oceánica

La capa superficial cercana es la capa más superficial de la capa límite oceánica, que abarca los primeros metros de la superficie del mar. Esta capa se define como la directamente adyacente a la interfaz aire-agua y principalmente influenciada por flujos de calor, humedad, momento y gases desde la atmósfera (Figura 6). Es una capa altamente dinámica, un ejemplo de ello es que el 50% de la energía cinética turbulenta debida a la rompiente del oleaje se disipa en una profundidad equivalente al 20% de la altura de ola.

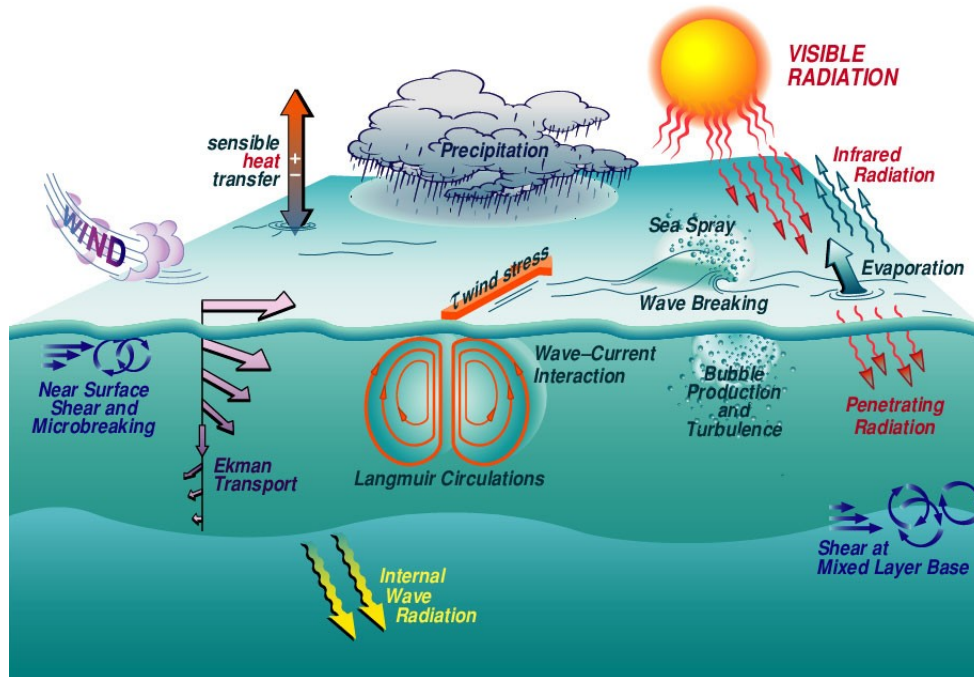


Figura 6. Esquema de los procesos más importantes que ocurren en la capa superficial cercana oceánica (<http://www.whoi.edu/science/AOPE/dept/CBLASTmain.html>).

Es imposible proporcionar una extensión vertical de la capa superficial cercana debido a que depende enormemente del régimen de mezcla definido por las condiciones meteorológicas, la radiación y el régimen de oleaje. Los límites dependen de los procesos considerados, por ejemplo, los efectos de rompimiento del oleaje se presentan en unos pocos metros, el transporte molecular en los primeros milímetros y otros procesos como la circulación de Langmuir se extienden en toda la capa superficial cercana (Figura 7).

Esta capa límite turbulenta se desarrolla cerca de la superficie donde está afectada

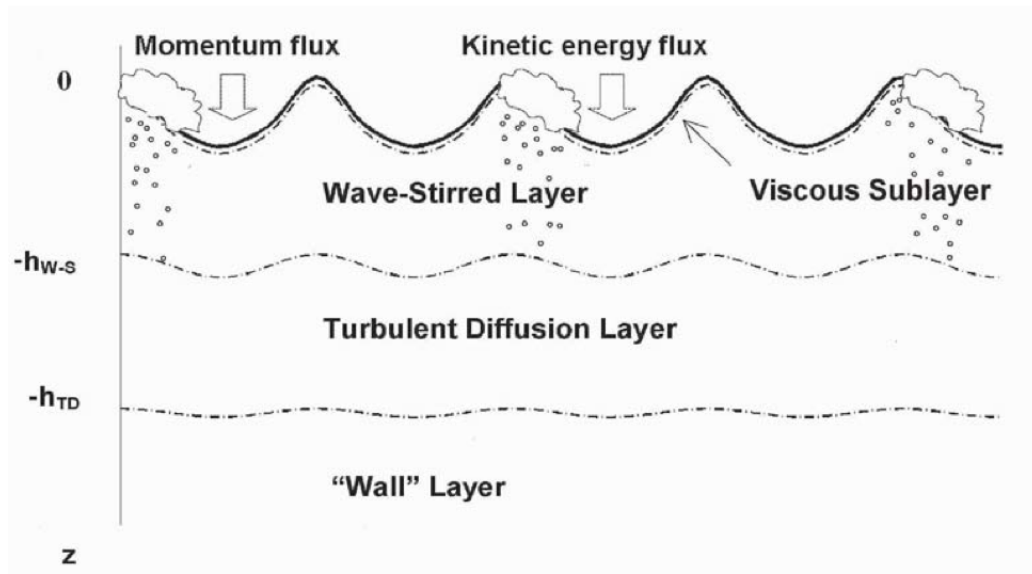


Figura 7. Esquema de la estructura dinámica de la capa límite turbulenta superficial cercana. $-h_{W-S}$ profundidad activada por el oleaje y $-h_{TD}$ profundidad de la capa difusiva turbulenta, Soloviev y Lukas (2006).

por el oleaje y la turbulencia generada por la rotura del oleaje, por lo que difiere de la clásica ley de la pared. A diferencia de la ley de la pared, la componente tangencial de la velocidad en la superficie libre no es cero.

2.2.1. Crecimiento del oleaje

Bajo la acción del viento, la amplitud de la ola, a y su energía, E , varían exponencialmente con el tiempo (Miles, 1957):

$$a(t) = a_0 e^{\omega \zeta t / 2}, \quad S(t) = S_0 e^{\omega \zeta t}, \quad (24)$$

donde a_0 es la amplitud inicial, S_0 es la energía inicial y ω es la frecuencia angular, $\omega = 2\pi f$, y donde f es la frecuencia cíclica. El suministro fraccional de energía al oleaje, ζ , está dado por:

$$\zeta = \frac{\rho}{\rho_a} \beta, \quad (25)$$

donde β es la tasa de crecimiento adimensional, y ρ_a es la densidad del agua. β puede ser expresada en términos de la presión superficial y del esfuerzo viscoso (e.g. Belcher y Hunt 1998, Mastenbroek et al. 1996) pero está dominada por la correlación

entre la presión superficial y la pendiente de la ola $\overline{P\eta_x}$, es decir por el esfuerzo de forma superficial o arrastre (Donelan 1999, Donelan et al. 2006). La determinación de la dependencia entre el arrastre en la superficie del mar y las condiciones medioambientales (e.g. velocidad de viento, edad de la ola, altura de ola, pendiente de la ola, alineación entre viento y oleaje) aún continua siendo objeto de investigación (Jones y Toba, 2001).

2.2.2. Edad de ola

El cociente c_p/u_* se denomina edad de la ola. Bajo condiciones idealizadas (cuando el oleaje se encuentra en equilibrio local con el viento), las propiedades de las olas generadas por el viento dependen sólo del *fetch* (longitud a lo largo de la cual está soplando el viento), de la velocidad fricción y de la gravedad. La edad de la ola es una variable equivalente al *fetch*. A menudo la literatura también hace referencia a la edad de la ola como c_p/U_{10} . Cuando se cumple la teoría de la similitud de Monin-Obukhov existe una conversión directa entre la velocidad del viento y la velocidad de fricción. Cuando el viento y el oleaje alcanzan un equilibrio (i.e. la estadística del campo de oleaje es estacionaria) $c_p/u_* \sim 30$ y $c_p/U_{10} \sim 1.2$. Los estados de mar que aún se encuentran en desarrollo presentan valores de $c_p/u_* < 30$ o $c_p/U_{10} < 1.2$, y se denominan regímenes de oleaje dominados por el viento. Los estados de mar ya muy desarrollados o viejos $c_p/u_* > 30$ o $c_p/U_{10} > 1.2$, corresponden con regímenes de viento dominados por el oleaje. Este parámetro se ha usado para determinar los estados de transferencia de momento entre atmósfera y océano. Una transferencia positiva, es decir del océano a la atmósfera, está caracterizada por $c_p/U_{10} > 1.2$ debido a la presencia de swell. La transferencia negativa se caracteriza por valores $c_p/U_{10} < 1.2$ debido a la generación de oleaje local por el viento.

2.2.3. Análisis espectral del oleaje

La elevación de la superficie libre en presencia de oleaje, en cualquier localización determinada y cualquier momento en el tiempo determinado, es tratada como una variable aleatoria, es decir una variable de la cual no se puede predecir su valor exacto. Debido a esto, el análisis espectral es una metodología de principal importancia a la hora de describir el oleaje, con la que se logra caracterizar todas las observaciones observaciones de oleaje generadas bajo las mismas condiciones.

2.2.4. Deriva de Stokes

Se ha observado que el oleaje también puede inducir corrientes en la superficie del océano. El desarrollo de esta deriva superficial se debe principalmente a la no linealidad del oleaje, que implica que las trayectorias de las partículas asociadas a la propagación del oleaje no sean orbitales cerradas, lo que desarrolla una deriva en la dirección de propagación del oleaje, denominada deriva de Stokes. Desde un punto de vista teórico, la respuesta de las corrientes de deriva superficial al forzamiento del viento está bien establecida por diversos autores como Stokes (1847), Ekman (1905), Longuet-Higgins (1957). Sin embargo las interacciones entre el oleaje y la corriente no están completamente entendidas o son parte de teorías tentativas.

La deriva de Stokes se conoce de manera teórica y puede ser estimada a partir del espectro direccional del oleaje (Bye, 1967):

$$U_s = \frac{2}{g} \int_0^{\infty} \Phi(\omega) \omega^3 d\omega, \quad (26)$$

donde $\Phi(\omega)$ es el espectro en función de la frecuencia σ del oleaje.

Otra formulación más reciente para la estimación de la deriva de Stokes es la presentada por Breivik *et al.* (2016), donde:

$$U_s(z) = \frac{16\pi^3}{g} \int_0^{\infty} f^3 F(f) e^{2kz} df, \quad (27)$$

donde f es la frecuencia, k es el número de onda y z es la profundidad.

2.2.5. Flujo medio

El régimen del flujo en la capa límite acuosa de pared sólida se puede clasificar en laminar, en transición o turbulento. En todos ellos se presenta una *capa logarítmica* donde la velocidad sigue una ecuación logarítmica de la siguiente forma:

$$\frac{U_c(z)}{u_{*a}} = \frac{1}{K} \ln \left(\frac{z}{z_{0a}} \right), \quad (28)$$

donde $U_c(z)$ es la velocidad media horizontal del flujo medio, u_{*a} es la velocidad

de fricción en el agua y z_{0a} es la longitud de rugosidad asociada a la pared. En la capa logarítmica se pueden determinar los valores de u_{*a} y z_{0a} , a partir de las mediciones de los perfiles de velocidad.

Una diferencia importante entre las capas límite de pared sólida y las capas límite acuosas es la condición de frontera en la superficie. La condición de frontera en la pared sólida es cero debido a la condición de no deslizamiento. Sin embargo, en la capa límite de una superficie acuosa, la condición es que la *velocidad defecto* debe ser cero. La velocidad defecto se define como $U - U_c(z)$, donde U es la velocidad superficial promedio inducida por el viento.

2.2.6. Ecuación de energía cinética turbulenta

A continuación se presenta la ecuación de la energía cinética turbulenta, q , obtenida a partir de las ecuaciones de Navier-Stokes promediadas de Reynolds. En este caso se hace uso de una versión simplificada que resuelve la tasa de cambio de la energía cinética turbulenta en un punto fijo.

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{2} \overline{u_i'^2} \right) = \underbrace{-\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{\rho_0} \overline{\rho u_j'} + \frac{1}{2} \overline{u_i'^2 u_j'} + \frac{\nu}{2} \frac{\partial \overline{u_i'^2}}{\partial x_j} \right)}_{\text{Transporte}} \underbrace{- \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{\text{P. corte}} \underbrace{- \nu \left(\frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j} \right) \left(\frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j} \right)}_{\text{Disipación visc.}} \underbrace{- \frac{g}{\rho_0} \overline{\rho' u_3'}}_{\text{P. flotabilidad}}, \quad (29)$$

La ecuación 29 se puede simplificar de la siguiente forma para un problema bi-dimensional, donde además se incluye la producción por corte debido a la deriva de Stokes propuesta por Burchard y Bolding (2001), denominada por el término P_s .

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial F(q)}{\partial z} = P + P_s + B + \varepsilon, \quad (30)$$

A continuación se presenta cada uno de los términos de la ecuación simplificada para un problema bi-dimensional:

- Energía cinética turbulenta

$$q = \frac{1}{2} \left(\overline{(u')^2} + \overline{(v')^2} + \overline{(w')^2} \right). \quad (31)$$

- Producción por corte del flujo medio

$$P = -\overline{u'w'} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{u'w'} \frac{\partial V}{\partial z}. \quad (32)$$

- Producción por corte de la deriva de Stokes

$$P_s = -\overline{u'w'} \frac{\partial U_s}{\partial z}. \quad (33)$$

- Tasa de disipación de energía

La estimación de la tasa de disipación de energía, ε , bajo la acción del oleaje proporciona información sobre la energía disponible en la columna de agua para la generación de corrientes e incrementan el transporte de gases y calor a través de la interfaz (Melville, 1994).

La tasa de disipación de energía, ε , se puede estimar usando un método 'directo' a partir de la siguiente ecuación (Doron *et al.*, 2001):

$$\varepsilon = 3\nu \left\{ \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial z} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial x} \right)^2} + 2 \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial z} \frac{\partial w'}{\partial x} \right)} + \frac{2}{3} \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x} \frac{\partial w'}{\partial z} \right)} \right\}. \quad (34)$$

Sin embargo, no todos los términos de la disipación viscosa de la ecuación 29 son independientes. Si la turbulencia es isotrópica para las escalas de la disipación, entonces ε puede ser reducido a:

$$\varepsilon = \frac{15}{2} \nu \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2}. \quad (35)$$

Capítulo 3. Metodología

3.1. Instalaciones y dispositivos de medida

Los experimentos se realizaron en un tanque de oleaje y túnel de viento del *Institut Pythéas* perteneciente a la *Aix-Marseille Université*, Francia. El tanque de olas tiene una longitud de 40 m, 2.6 m de ancho y 1 m de profundidad de la columna de agua. Por otro lado, el túnel de viento tiene una longitud de 50 m, 3 m de ancho y 1.6 m de altura en la columna de aire (Figura 8). Una descripción completa de las instalaciones se puede encontrar en la siguiente dirección: <https://www.osupytheas.fr/?-LASIF-Grande-Soufflerie-air-eau-de-Luminy->. La velocidad máxima alcanzada durante los experimentos es 13 m s^{-1} . El diseño experimental incluye 11 estaciones de medida donde el menor y el mayor *fetch* son 1.01 y 30.73 m, respectivamente. Las características promedio y turbulenta del flujo de aire fueron medidas mediante el uso de dos anemómetros térmicos (un anemómetro sencillo DANTEC y un anemómetro cruzado DANTEC) en la estación 7 que fueron instalados a 72.0 y 14.5 cm sobre la superficie del agua, respectivamente. En este caso, el anemómetro sencillo se usó para calcular la velocidad promedio del viento y el anemómetro cruzado se usó para determinar de forma directa el esfuerzo total ejercido sobre la superficie del agua mediante el uso del método *eddy covariance*. Además, se instaló un tubo *Pitot* en la estación 7 para monitorear la velocidad de viento y para realizar la calibración de los anemómetros térmicos.

En estas instalaciones se realizaron experimentos previos con los mismos anemómetros térmicos para definir el ancho de la capa de esfuerzo vertical constante bajo diferentes velocidades de viento (Makin *et al.*, 2007). Los mediciones fueron confiables para los primeros 0.15 m de la columna de aire. En ese estudio también se estableció que la precisión de las mediciones del esfuerzo fueron del orden del 10 %.

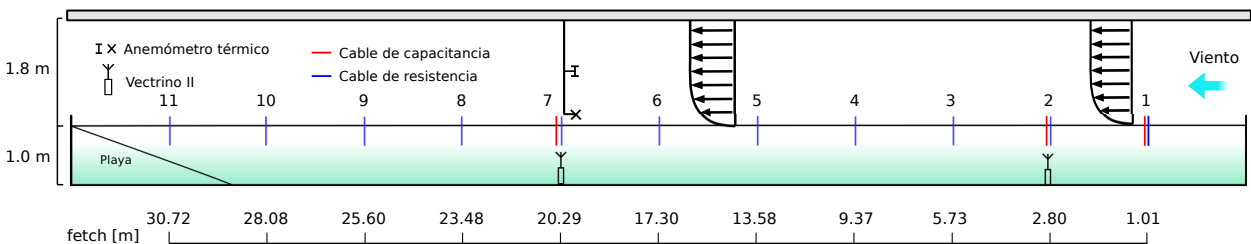


Figura 8. Esquema del tanque de olas y túnel de viento del *Institut Pythéas*. La escala está distorsionada.

Para la medición de la elevación de la superficie libre, $\eta(t)$, se instalaron cables de resistencia en todas las estaciones, y de manera adicional se instalaron cables de capacitancia en las estaciones 1, 2 y 7. Por otro lado, se instaló un velocímetro acústico 3-D en la estación 2 (en algunos experimentos se situó en la estación 7) para medir la intensidad de la corriente de deriva superficial en los primeros 3.5 cm de la columna de agua con una resolución espacial de 1 mm. La frecuencia de muestreo de los anemómetros térmicos y de los cables de resistencia y capacitancia fue de 256 Hz. La frecuencia de muestreo del velocímetro acústico fue de 100 Hz.

El viento que sopla sobre la superficie del agua fue generado por un ventilador situado en una cavidad de re-circulación situada sobre el túnel de viento. Además, el techo del túnel de viento está perfilado para asegurar que el flujo de momento adyacente a la superficie del agua sea constante a lo largo del túnel de viento (Makin *et al.*, 2007). En el extremo opuesto a la salida del viento, se sitúa una playa disipadora para eliminar la reflexión del oleaje.

3.2. Diseño experimental

En la Figura 9 se observa la evolución temporal de la velocidad promedio del viento medida por el anemómetro térmico sencillo para 5 experimentos. Cada experimento presenta una aceleración del viento característica que representa el objetivo de estudio principal de esta investigación. Durante los primeros 2-3 min de cada experimento, la intensidad de viento es constante y de baja intensidad, alrededor de 1 m s^{-1} . Posteriormente la intensidad del viento aumenta con una aceleración constante alcanzando una velocidad constante de elevada intensidad de 13 m s^{-1} . Esta velocidad constante se mantiene durante un tiempo (entre 2 a 7 min aproximadamente dependiendo del experimento) hasta que la velocidad de viento disminuye con una desaceleración casi constante.

Los datos pertenecientes al periodo de viento constante de elevada intensidad se usaron para caracterizar el estado de equilibrio entre el viento y el oleaje asociados a vientos intensos. Los cambios en la velocidad del viento se controlaron mediante un programa de computadora a tiempo real, por lo tanto fue posible repetir cada experimento varias veces. Los datos fueron analizados para obtener información del estado de desarrollo de la capa límite aérea, así como de la generación y evolución del campo

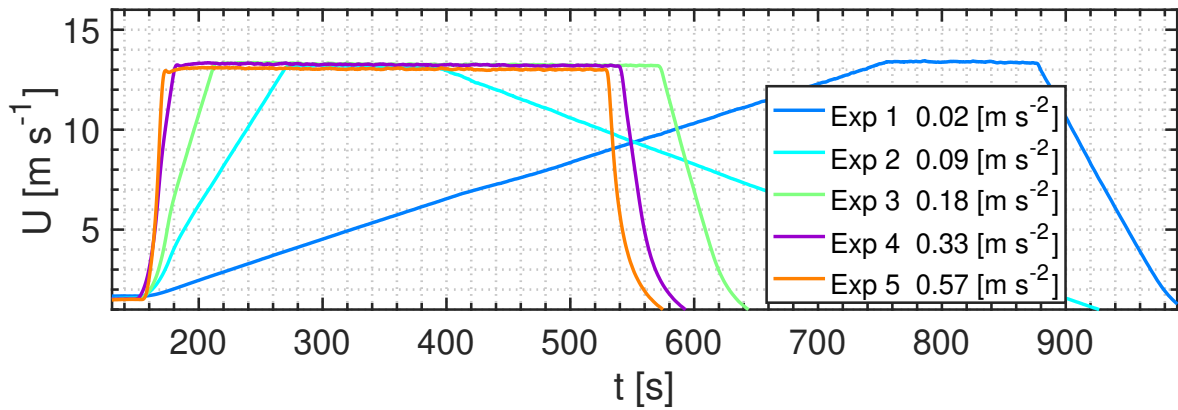


Figura 9. Variación temporal de la velocidad promedio del viento, U , durante los experimentos. Los diferentes colores indican los valores de aceleración constante característicos de cada experimento.

de olas y de corrientes de deriva superficial bajo condiciones de viento acelerado.

3.3. Procesamiento de datos

En la Figura 10 se muestra la evolución temporal de las componentes turbulentas de la velocidad del viento, u' y w' , y su producto $u'w'$ para el experimento 1. Se puede observar que durante la fase de viento acelerado, las fluctuaciones turbulentas aumentan con la velocidad del viento. Este experimento, con la menor aceleración, presenta las mayores magnitudes de u' y w' , y $u'w'$, y a medida que la aceleración del viento asociada a cada experimento aumenta, esta magnitud disminuye (no se muestra).

Se estimó el co-espectro de las componentes horizontal y vertical de la velocidad del viento y el co-espectro acumulado. Este análisis permite examinar la importancia relativa de la energía asociada a cada una de las frecuencias resueltas en las mediciones y, de este modo, enfocarnos en los procesos físicos de interés para este estudio. Mediante este análisis se puede determinar cuál es la duración adecuada de la ventana temporal para aplicar el método *eddy covariance*, asegurando que la mayoría de las frecuencias características están incluidas en el análisis. Con base en los resultados, se determinó que una ventana corrida de 2 s es estadísticamente representativa para estimar $\overline{u'w'}$, ya que el 90% de la energía total del co-espectro acumulado tiene frecuencias menores a 2 s (Figura 11).

Se analizó el efecto de aumentar la duración de la ventana corrida para la determinación de u_* a través del método *eddy covariance*. Los resultados confirmaron que

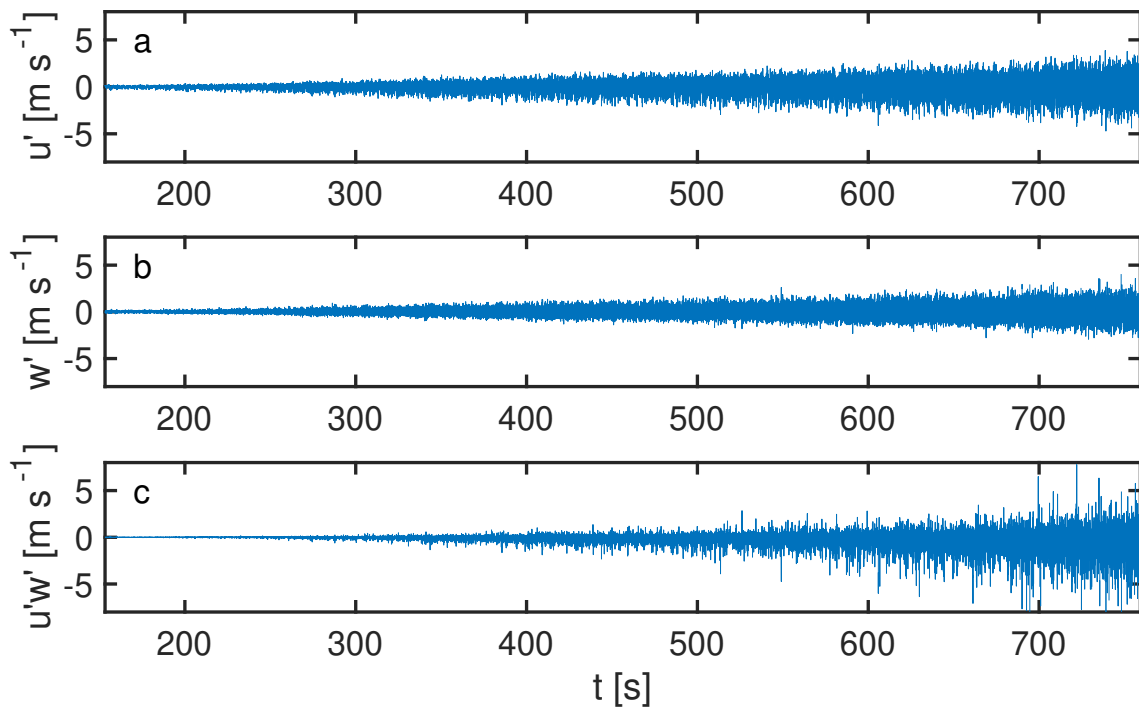


Figura 10. Serie temporal de las componentes turbulentas del viento, (a) u' y (b) w' , y (c) del producto $u'w'$, para el experimento 1 durante la fase de viento acelerado.

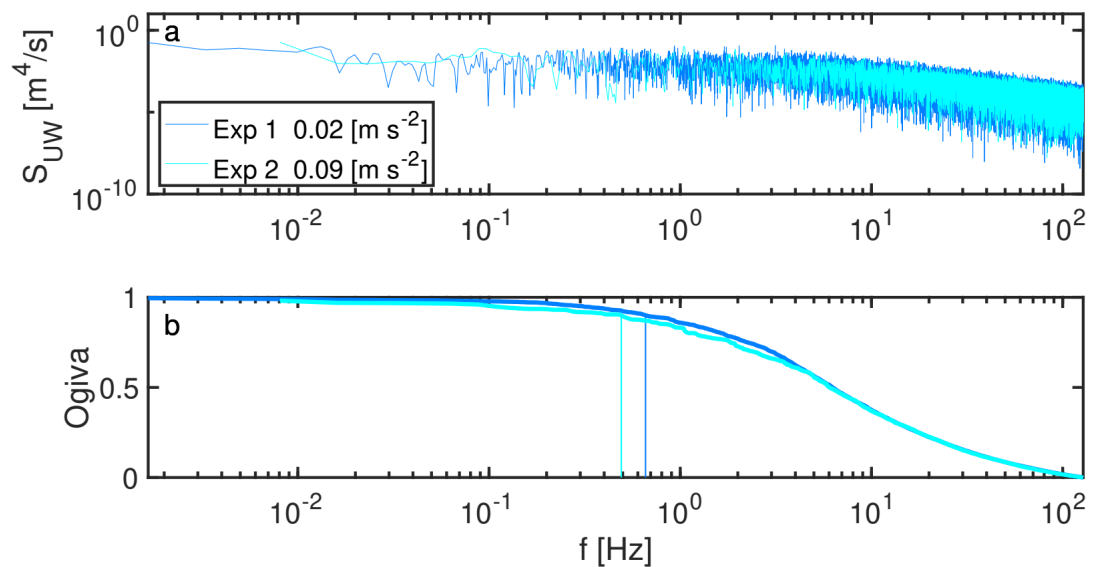


Figura 11. (a) Co-espectro de las componentes de la velocidad del viento, S_{UW} , y (b) co-espectro acumulado normalizado, en función de la frecuencia, f , para los experimentos 1 y 2. Las líneas verticales indican las frecuencias a las cuales el 90% de la energía acumulada es alcanzado.

una duración de 2 s para la ventana corrida es adecuado para la estimación de la velocidad de fricción, porque consigue mantener la variabilidad original de la serie temporal.

Debido a que las condiciones de viento acelerado representan el objetivo principal

de este análisis, en la Figura 12 se muestran las series temporales de la velocidad promedio, U , la velocidad de referencia a 10 m, U_{10} , y la velocidad de fricción, u_* durante la fase de viento acelerado y para cada uno de los experimentos. U_{10} se calculó, suponiendo condiciones neutras y que la velocidad del viento presenta un perfil logarítmico en la vertical, a través de la expresión $U_{10} = U + (u_*/\kappa)\ln(10/z_{ref})$, donde z_{ref} es la altura donde se situó el anemómetro térmico sencillo. El experimento con la menor aceleración no se muestra en su totalidad con el objetivo de percibir con más detalle las fluctuaciones de las diferentes variables asociadas a los otros experimentos. El coeficiente de arrastre se presentan en función de U_{10} para poder incluir como referencia parametrizaciones del coeficiente de arrastre presentadas en estudios previos. u_* se usa para adimensionalizar algunas variables representativas del campo de olas, y así poder también incluir como referencia curvas de crecimiento presentadas en trabajos anteriores.

En la Figura 12 se observa que u_* alcanza valores diferentes al final de la fase de viento acelerado dependiendo del experimento. El experimento 3 es el que alcanza el máximo valor de u_* al final del periodo de viento acelerado (el experimento 1 alcanza un valor de 0.62 m s^{-1} , no se muestra). La velocidad de fricción también presenta fluctuaciones durante la fase de viento acelerado que son diferentes dependiendo del experimento. Estas observaciones son una primera indicación de que la capa límite aérea evoluciona de forma diferente dependiendo de cual sea la magnitud de la aceleración del viento.

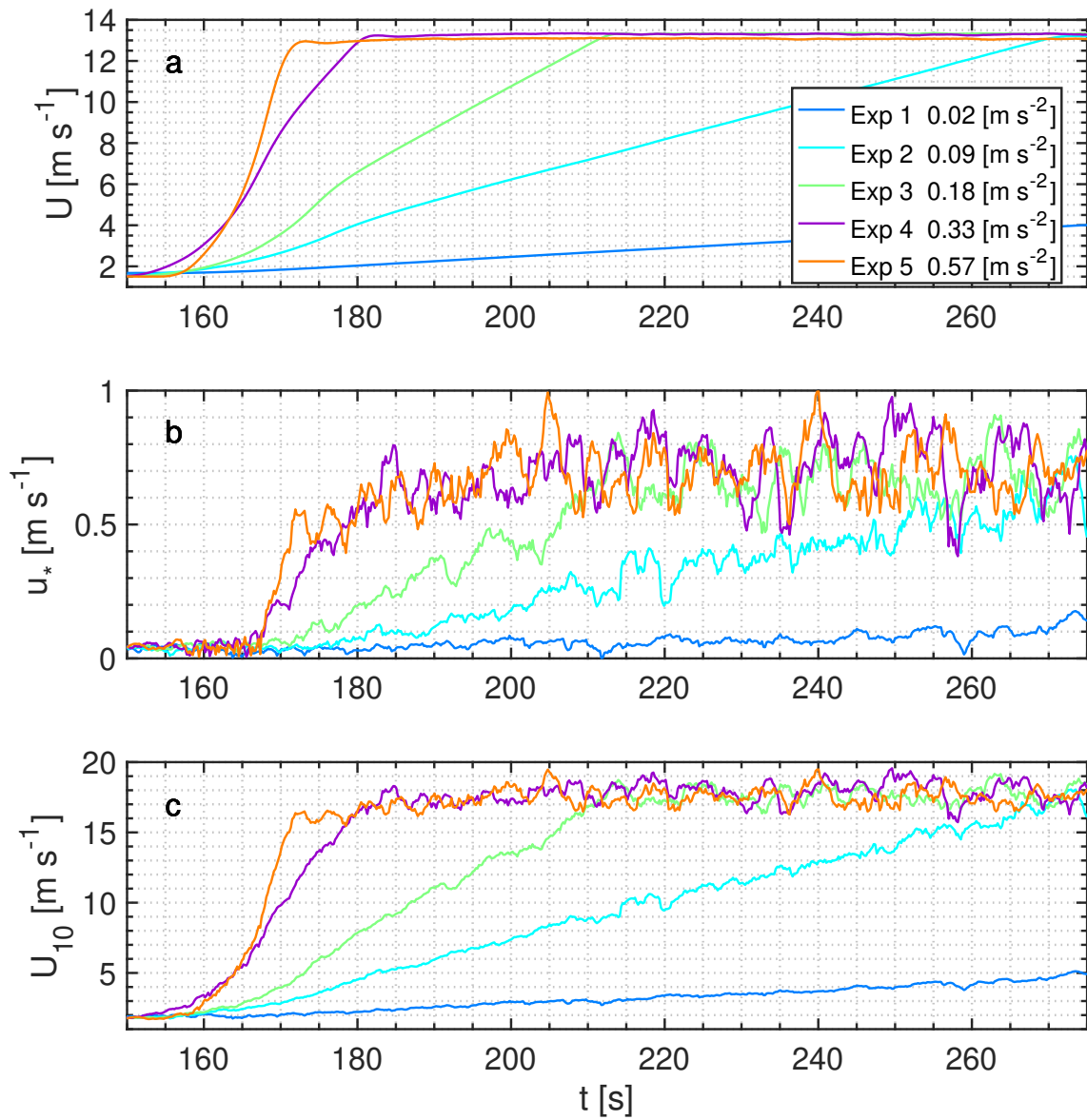


Figura 12. Variación temporal de (a) velocidad promedio del viento, U , (b) velocidad de fricción, u_* , y (c) velocidad de referencia a 10 m, U_{10} , durante la fase de viento acelerado y para cada uno de los experimentos.

Capítulo 4. Caracterización de la capa límite aérea y del crecimiento del oleaje

4.1. Introducción

El momento es una de las cantidades a considerar más significativas para una correcta descripción de los procesos acoplados que tienen lugar en la interfase océano-atmósfera. Debido a la continuidad del flujo de momento a través de esta interfase, es necesario contar con una correcta descripción del esfuerzo en la parte aérea para obtener una correcta estimación del momento en la parte acuosa y del flujo de momento radiado en el proceso de propagación del oleaje. Además, el oleaje crea una interfase móvil que puede modificar los flujos de momento, energía cinética, calor, gas y otras constituyentes. Se sabe que los flujos entre el aire y el agua son dependientes del estado de mar, y que el oleaje puede modificar la turbulencia asociada al flujo de aire y los perfiles de humedad y temperatura del viento con respecto a los de una superficie plana (Donelan *et al.*, 1993; Drennan, 2003).

La transferencia de momento se caracteriza normalmente a través del coeficiente de arrastre, C_D . El coeficiente de arrastre, medido a una altura determinada z , es definido por la razón $C_D = u_*^2 / U^2$ donde u_* es la velocidad de fricción y U es la velocidad del viento medida a la altura z . C_D se denotada comúnmente como $C_{D_{10}}$ cuando la altura de referencia son 10 m. Existen varias parametrizaciones del $C_{D_{10}}$ en función de la velocidad del viento en la literatura (Ocampo-Torres *et al.*, 2011; Yelland y Taylor, 1996; Large y Pond, 1981; Smith, 1980). Sin embargo, su dependencia con la velocidad del viento todavía presenta discrepancias notables entre diferentes estudios experimentales. Por otro lado, Babanin y Makin (2008) encontraron que las ráfagas de viento son las responsables de los mayores valores anómalos del coeficientes de arrastre. A su vez, varios estudios han mostrado que existe una influencia del estado del mar en los comportamientos de la rugosidad y del coeficiente de arrastre (Smith *et al.*, 1992; Donelan *et al.*, 1993; Drennan, 2003, v.g.). Sin embargo, determinar la dependencia del arrastre superficial en el estado del mar continúa siendo el foco central de la investigación relacionada con el oleaje generado por viento (Jones y Toba, 2001; Andreas *et al.*, 2014). Para describir de la evolución del estado del mar, es común utilizar parámetros tales como la altura de ola significativa y la frecuencia dominante. En

estudios previos se han presentado funciones empíricas de crecimiento que describen el desarrollo del campo de oleaje bajo condiciones de viento uniforme (Kahma y Cal-koen, 1992; Mitsuyasu y Rikiishi, 1978, v.g.). Por otra parte, otros autores señalan que inclusive cuando el oleaje está en crecimiento, está en equilibrio local con el viento (Toba, 1972; Masuda y Kusaba, 1987).

La mayoría de los estudios de generación de oleaje se centran en condiciones de viento uniformes y estacionarias. Sin embargo, en el océano abierto es común encontrar condiciones de viento soplando con una aceleración característica antes de que se alcancen las condiciones de viento constante. Aún mas, existen situaciones con condiciones extremas de viento acelerado que puede ser mantenido por varias horas y alcanzar velocidades del viento de hasta 20 m s^{-1} . Dos ejemplos bien conocidos de oleaje generado bajo condiciones de viento acelerado son los asociados con los vientos Tehuanos (Golfo de Tehuantepec, México, García-Nava *et al.* (2012)) y con los vientos mistrales (Golfo de Lyon, Francia, Guenard *et al.* (2005)). Aunado a esto, la ruta e intensidad de los ciclones tropicales requiere de un conocimiento detallado de los flujos entre la atmósfera y el océano bajo condiciones de viento acelerado.

Experimentos de laboratorio mostraron que bajo condiciones de viento no estacionario (vientos acelerados y desacelerados), el retraso en el ajuste del oleaje produce variaciones en los valores del esfuerzo del viento asociados a cierta velocidad del viento (Uz *et al.*, 2002). Además, Waseda *et al.* (2001) encontraron que después de un incremento abrupto en la velocidad del viento, el ajuste entre el oleaje y el flujo de aire tiene lugar en dos escalas de tiempo diferentes; una de ellas está determinada por el equilibrio local entre el viento y las olas y la otra por el fetch.

Existe una notable necesidad de estudiar las etapas iniciales de la generación del oleaje bajo condiciones de viento acelerado. Por este motivo, se llevó a cabo un conjunto de experimentos en una instalación conformada por un tanque de oleaje y un túnel de viento. Se diseñaron varios experimentos para contar con un amplio rango de condiciones de viento y estados de desarrollo del oleaje bajo diferentes aceleraciones del viento. Se emplearon dispositivos que realizan las mediciones con una alta resolución temporal, de esta forma a partir de los datos se puede realizar una caracterización detallada de la capa límite aérea y del desplazamiento de la superficie libre.

El principal objetivo de este estudio experimental es describir el nivel de desarrollo de la capa límite turbulenta del aire y determinar el intercambio de momento bajo diferentes escenarios de condiciones de viento acelerado. También se pretende describir el efecto del oleaje en la evolución del coeficiente de arrastre. El análisis de la evolución de capa límite turbulenta aérea se presenta en la Sección 4.2. La descripción del comportamiento del coeficiente de arrastre bajo condiciones de viento no estacionario se aborda en la Sección 4.3. Los resultados principales correspondientes al crecimiento adimensional del oleaje se presentan en la Sección 4.4 y un resumen de las conclusiones generales en la Sección 4.5.

4.2. Capa límite turbulenta aérea

La evolución de u_* en función de la velocidad del viento, U_{10} , se muestra en la Figura 13a. Se observa que la velocidad de fricción aumenta con la velocidad del viento. Sin embargo, al final de la fase de viento acelerado, a pesar de que todos los experimentos alcanzan la misma velocidad del viento de 13 m s^{-1} , la magnitud de la velocidad de fricción asociada a esta velocidad del viento es diferente para cada uno de los experimentos. El experimento 3 es el que presenta la mayor magnitud de u_* asociada a la velocidad del viento de 13 m s^{-1} .

Otra variable significativa de la capa límite turbulenta es la anchura de la subcapa viscosa, z_f . Dentro de la subcapa viscosa, el efecto de la fricción es dominante, y la viscosidad juega un papel importante (Schlichting y Gersten, 2017). Esta variable representa la distancia desde la superficie a la cual se produce la transición entre la subcapa viscosa y la subcapa inercial. Los resultados muestran que, para una velocidad del viento determinada, la subcapa viscosa es más gruesa para los experimentos de mayor aceleración, como se puede observar en la Figura 13b. También se observa que la subcapa viscosa hace más estrecha a medida que la velocidad del viento aumenta. Estos resultados indican que para los experimentos de mayor aceleración, los elementos de rugosidad en la superficie del agua, necesitan ser mayores para sobrepasar la subcapa viscosa y tener un efecto directo en el flujo de aire de la capa límite turbulenta aérea.

Además, en la Figura 13c se muestra la longitud de rugosidad superficial, z_0 , en función de la velocidad del viento, U_{10} . La longitud de rugosidad proporciona una idea

de la altura a la cual se inicia el perfil logarítmico del viento (también se considera una medida proporcional al tamaño de los elementos de rugosidad). En los resultados se observa que z_f y z_0 tienen el mismo orden de magnitud (10^{-4}). Cuando $z_f > z_0$ los elementos de rugosidad sobresalen de la subcapa viscosa y tienen un efecto directo en el aumento de la turbulencia en el flujo de aire. En la Tabla 1 se presentan los valores de velocidad del viento asociados al umbral $z_f = z_0$. En presencia de una superficie rugosa y cuando $z_f < z_0$, la anchura de la subcapa viscosa pasa a estar determinada por z_0 .

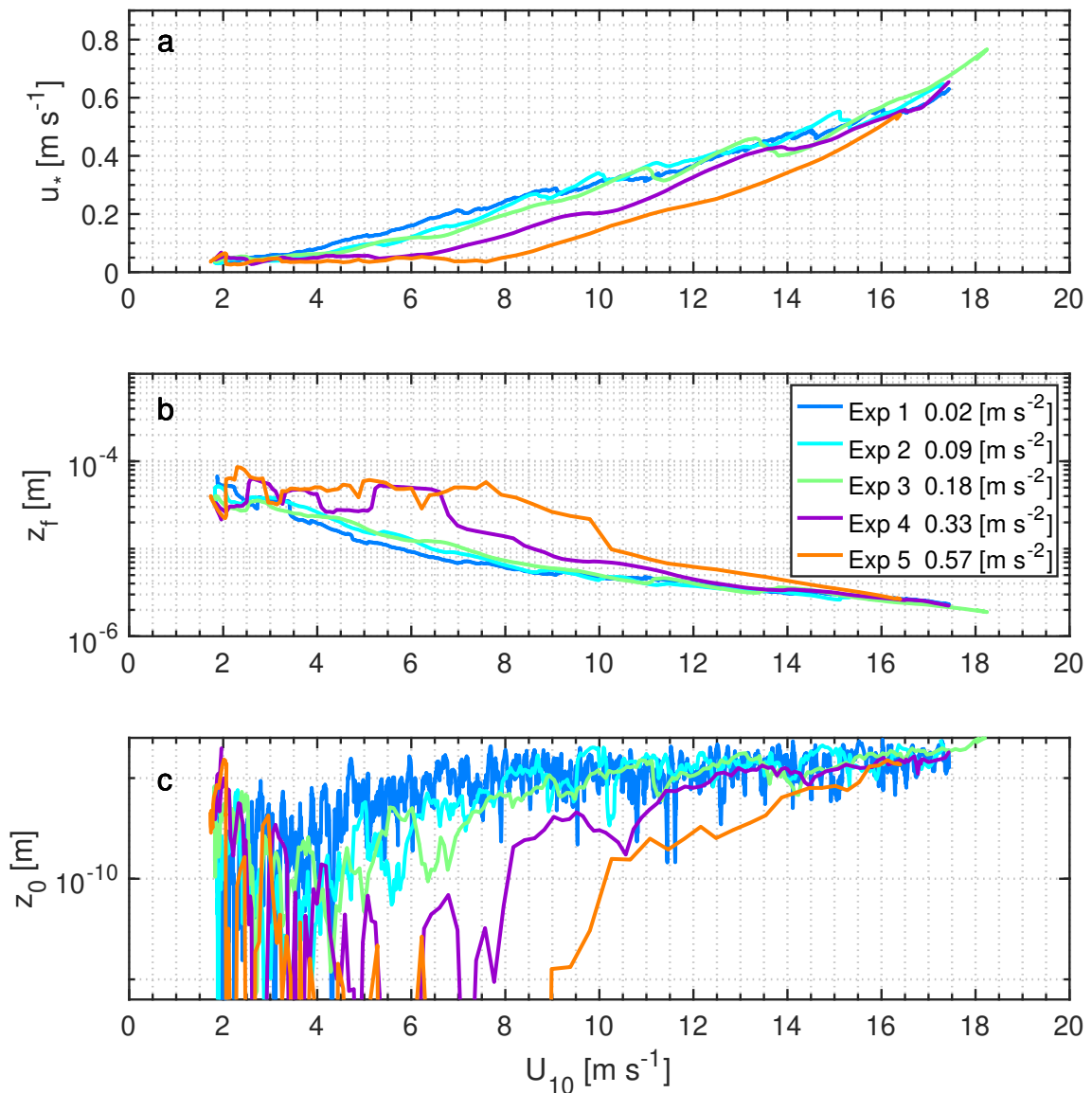


Figura 13. (a) velocidad de fricción, u_* , (b) anchura de la subcapa viscosa, z_f , y (c) longitud de rugosidad superficial, z_0 , en función de la velocidad de viento de referencia, U_{10} , durante la fase de viento acelerado y para cada uno de los experimentos.

4.3. Número de Reynolds adimensional y coeficiente de arrastre

Para estudiar el esfuerzo de viento asociado a una capa límite aérea en desarrollo es importante definir los requerimientos necesarios para que se establezca el régimen de flujo rugoso. El régimen de flujo rugoso se establece cuando el esfuerzo cortante es dominado por el arrastre de los elementos de rugosidad superficiales. En cambio, en el régimen de flujo liso, el esfuerzo cortante es dominado por la viscosidad. La transición entre los regímenes de flujo liso y rugoso sobre superficies acuosas ha sido caracterizado previamente en varios estudios (Raupach *et al.*, 1991; Garratt, 1992). Para definir esta transición, se usa el número de Reynolds rugoso, $Re_* = u_* z_0 / \nu$. El régimen de flujo liso se establece cuando $Re_* < 0.13$, y el régimen de flujo rugoso cuando $Re_* > 2.2$.

El número de Reynolds rugoso, Re_* , se estimó para caracterizar el comportamiento del flujo de aire y para determinar si la rugosidad superficial tiene un efecto directo en el flujo de aire. Esta variable permite establecer bajo que velocidades del viento se produce la transición entre el régimen de flujo liso y el régimen de flujo rugoso, y determinar cuando el oleaje generado empieza a tener una influencia en el comportamiento del esfuerzo del viento. En la Figura 14 se muestra el Re_* en función de U_{10} estimado a partir de las mediciones de la estación 7, donde el fetch es igual a 20.29 m. En cada uno de los experimentos, las velocidades del viento bajas están asociadas a un régimen de flujo liso, con un $Re_* < 0.13$. Bajo este régimen de flujo, el Re_* tiende a disminuir cuando la velocidad del viento aumenta. Cuando cierto umbral es excedido, dependiendo de cada experimento (y por lo tanto, dependiendo de la aceleración del viento), las velocidades del viento mayores inducen un aumento del Re_* con la velocidad del viento. Este umbral varía entre 3 y 9 m s^{-1} para los experimentos del 1 al 5, respectivamente. Los valores más bajos de Re_* tienen lugar durante los dos experimentos con mayor aceleración. En esos experimentos, Re_* presenta mayores fluctuaciones bajo velocidades del viento más bajas, asociadas al inicio de los experimentos. En cambio, durante los experimentos de aceleración baja, los valores Re_* mantienen una tendencia positiva con la velocidad del viento, U_{10} (Figura 14).

La velocidad de referencia, U_{10} , y velocidad de fricción, u_* , a las cuales el límite del régimen de flujo liso ($U_{10\text{tran.}}$ y $u_{*\text{tran.}}$) es alcanzado y el umbral del régimen de flujo rugoso es establecido ($U_{10\text{rug.}}$ y $u_{*\text{rug.}}$) se presentan en la Tabla 1. En la Tabla 1 también

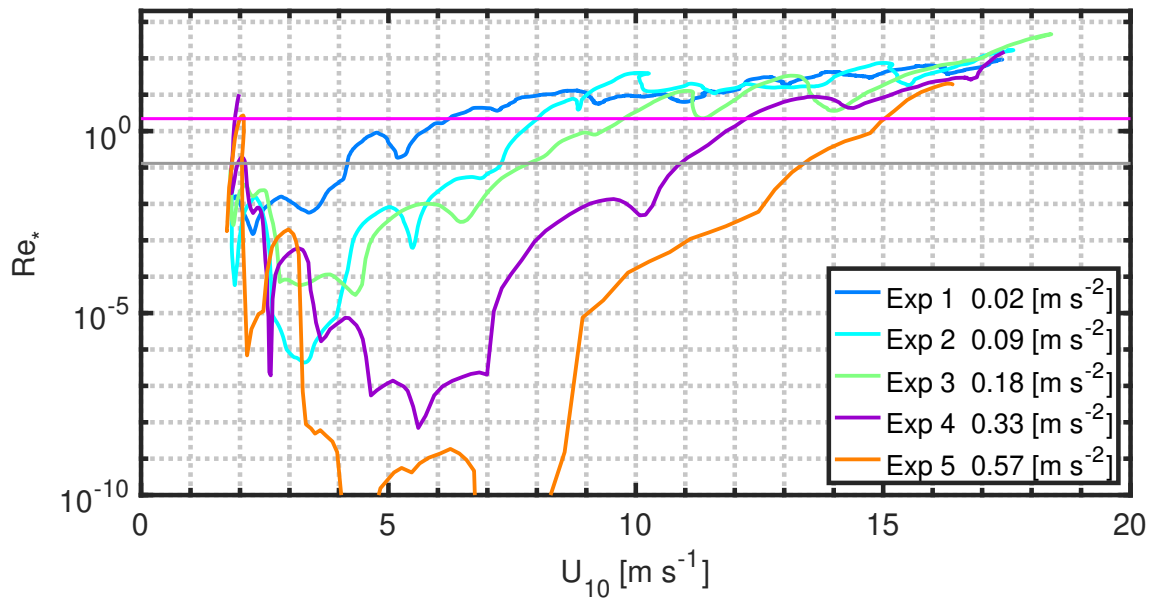


Figura 14. Número de Reynolds rugoso en función de la velocidad del viento de referencia a 10 m, U_{10} . Las líneas horizontales gris y magenta representan los valores Re_* asociados con el límite del régimen flujo liso ($Re_* = 0.13$) y con el umbral para el establecimiento del régimen de flujo rugoso ($Re_* = 2.2$), respectivamente.

se incluye la velocidad de referencia, U_{10} , y velocidad de fricción, u_* , correspondientes al límite $z_f = z_0$. En términos generales, cuando menor es la aceleración del viento, menor es la velocidad del viento requerida para alcanzar el límite del régimen de flujo liso, así como alcanzar el umbral del régimen de flujo rugoso.

Tabla 1. Velocidad de referencia, U_{10} , y velocidad de fricción, u_* , asociadas al límite $Re_* = 0.13$, al umbral $Re_* = 2.2$, y al límite $z_f = z_0$.

| Exp. | $U_{10\text{tran.}}$ | $U_{10z_f=z_0}$ | $U_{10\text{rug.}}$ | $u_{*\text{tran.}}$ | $u_{*z_f=z_0}$ | $u_{*\text{rug.}}$ |
|------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| | [m s ⁻¹] | [m s ⁻¹] | [m s ⁻¹] | [m s ⁻¹] | [m s ⁻¹] | [m s ⁻¹] |
| 1 | 4.65 | 9.49 | 6.57 | 0.12 | 0.26 | 0.20 |
| 2 | 6.49 | 7.95 | 8.42 | 0.16 | 0.22 | 0.25 |
| 3 | 7.81 | 13.87 | 9.05 | 0.19 | 0.37 | 0.26 |
| 4 | 11.26 | 12.10 | 12.30 | 0.27 | 0.33 | 0.35 |
| 5 | 13.45 | 14.77 | 15.34 | 0.30 | 0.40 | 0.43 |

La estimación del esfuerzo de viento, $\tau = -\rho(\overline{u'w'})$, de forma directa es posible mediante el uso del método de *eddy covariance*, haciendo uso la tasa de muestreo relativamente alta de los datos y la alta respuesta del anemómetro térmico cruzado. A partir de estas mediciones directas del esfuerzo total, es posible determinar el comportamiento del coeficiente de arrastre, haciendo uso del método de covarianza dentro de

una ventana corrida de 2 s. En la Figura 15 se muestra la evolución del C_{D10} en función de U_{10} . Los valores del C_{D10} fueron promediados en bandas dentro de intervalos de clase de 1 m s^{-1} de velocidad del viento. Los círculos (o) y los asteriscos (*) indican los valores del C_{D10} encontrados en el límite del régimen de flujo liso y en umbral del régimen de flujo rugoso, respectivamente (dichos valores también se muestran en la Tabla 2). Estos valores fueron determinados a partir de las velocidades del viento, U_{10} , asociadas con los valores de Re_* incluidos en la Tabla 1.

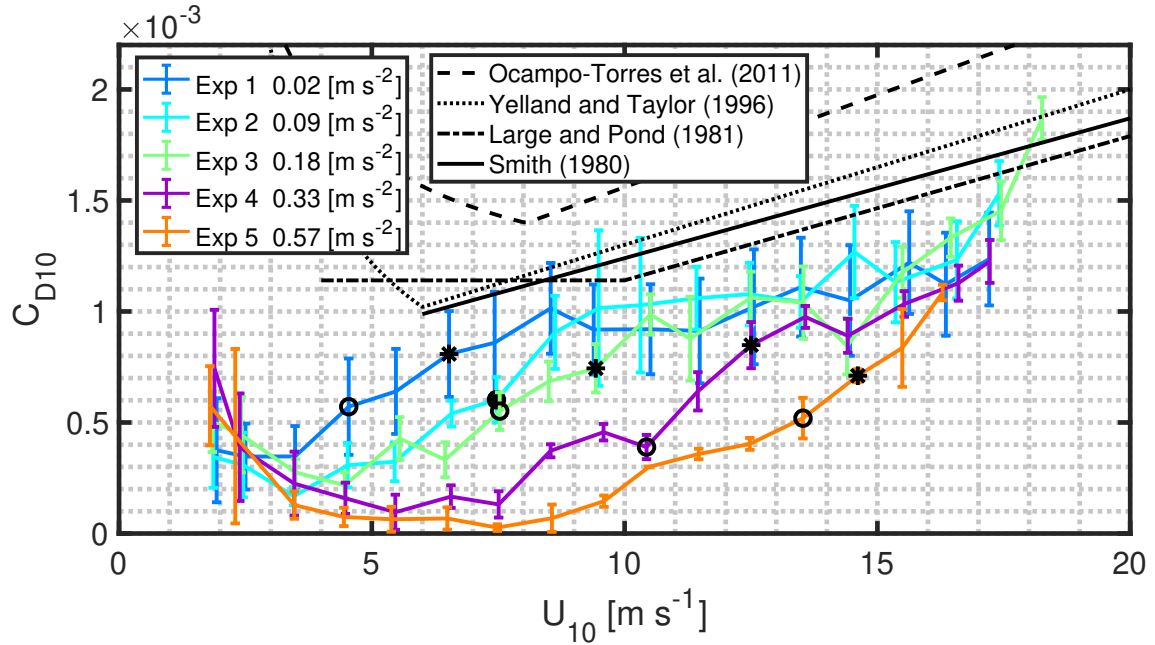


Figura 15. Coeficiente de arrastre en función de la velocidad del viento de referencia a 10 m para cada experimento. Los círculos (o) y los asteriscos (*) indican el valor del C_{D10} encontrado en el límite del régimen de flujo liso y en el umbral del régimen de flujo rugoso, respectivamente.

Tabla 2. Coeficiente de arrastre asociado con el límite del régimen de flujo liso ($Re_* < 0.13$), con el umbral del régimen de flujo rugoso ($Re_* > 2.2$) y con el límite $z_f = z_0$, para cada experimento.

| Exp. | $C_{D10_{tran.}}$ | $C_{D10_{z_f=z_0}}$ | $C_{D10_{rug.}}$ |
|------|-------------------|---------------------|------------------|
| 1 | 0.00065 | 0.00077 | 0.00089 |
| 2 | 0.00062 | 0.00079 | 0.00087 |
| 3 | 0.00062 | 0.00072 | 0.00085 |
| 4 | 0.00057 | 0.00074 | 0.00079 |
| 5 | 0.00049 | 0.00072 | 0.00078 |

Bajo condiciones de régimen de flujo liso, se distingue fácilmente que el C_{D10} disminuye con la velocidad del viento en todos los experimentos, desde velocidades bajas hasta una velocidad del viento particular que depende cada uno de los experimentos

(en el experimento 1, el $C_{D_{10}}$ aumenta con la velocidad del viento desde velocidades del viento bajas). Por lo tanto, se alcanza un valor de mínimo relativo en el $C_{D_{10}}$ para velocidades del viento dentro del intervalo $3 \text{ m s}^{-1} < U_{10} < 9 \text{ m s}^{-1}$, dependiendo del experimento. Para velocidades del viento relativamente altas, el $C_{D_{10}}$ aumenta con la velocidad del viento, bajo condiciones donde el régimen de flujo en transición no se ha establecido. Bajo condiciones de flujo en transición, se mantiene la tendencia de aumento del $C_{D_{10}}$ con la velocidad del viento. Una vez que el régimen de flujo rugoso es establecido, el coeficiente de arrastre aumenta con la velocidad del viento hasta velocidades del viento moderadas. Se observa una tasa de cambio del $C_{D_{10}}$ relativamente baja para velocidades del viento dentro del intervalo $8.5 \text{ m s}^{-1} < U_{10} < 15.5 \text{ m s}^{-1}$, $10.5 \text{ m s}^{-1} < U_{10} < 13.5 \text{ m s}^{-1}$, $12.5 \text{ m s}^{-1} < U_{10} < 14.5 \text{ m s}^{-1}$, y $13.5 \text{ m s}^{-1} < U_{10} < 14.5 \text{ m s}^{-1}$ para los experimentos 1, 2, 3, y 4, respectivamente. Esto genera un $C_{D_{10}}$ casi constante, e incluso se alcanzan a observar una tendencia negativa del $C_{D_{10}}$ con la velocidad del viento. Cuanto menor es la aceleración, más amplio es el rango en el cual se observan dichas tasas de cambio bajas asociadas al coeficiente de arrastre. Para velocidades del viento altas, el coeficiente de arrastre presenta un aumento más marcado con la velocidad del viento, más marcado en los experimentos de aceleración baja (experimentos 1, 2 y 3).

Cuanto menor es la aceleración del viento, mayor es el valor del $C_{D_{10}}$ asociado a cierta velocidad del viento. Esta relación es más marcada dentro del intervalo $4 \text{ m s}^{-1} < U_{10} < 10 \text{ m s}^{-1}$. Sin embargo, debido a que bajo condiciones de régimen de flujo rugoso se produce una tasa de cambio del $C_{D_{10}}$ con U_{10} menor, las diferencias entre los valores del $C_{D_{10}}$ entre experimentos se reducen a medida que la velocidad del viento aumenta. Así, el coeficiente de arrastre asociado a velocidades del viento mayores a 15 m s^{-1} son similares entre experimentos. Además, el experimento de menor aceleración (experimento 1) presenta mayores $C_{D_{10}}$ para velocidades del viento bajas, sin embargo, no es el experimento que presenta el valor del $C_{D_{10}}$ máximo asociado a la velocidad del viento máxima. El experimento 3 es el que presenta el valor máximo del $C_{D_{10}}$. Este hecho sugiere que la evolución de la rugosidad superficial, i.e., el campo de olas incipiente, puede modificar la tendencia del $C_{D_{10}}$ con U_{10} .

En la Figura 15 también se incluyen como referencia algunas parametrizaciones presentadas en estudios previos, donde caracterizaron la evolución del coeficiente de

arrastre en función de la velocidad del viento (Ocampo-Torres *et al.*, 2011; Yelland y Taylor, 1996; Large y Pond, 1981; Smith, 1980). Durante los experimentos de viento acelerado, el coeficiente de arrastre siempre presenta valores menores a los reportados en estos estudios. Realmente no se espera encontrar valores del $C_{D_{10}}$ similares a los reportados en las parametrizaciones, principalmente porque el estado de desarrollo de la capa límite aérea y del campo de oleaje es diferente bajo condiciones de viento acelerado. Las parametrizaciones incluidas como referencia se obtuvieron bajo condiciones donde el campo de olas ha alcanzado prácticamente un equilibrio con un campo de viento local y uniforme. Para ciertas condiciones de aceleración del viento, las diferencias observadas pueden ser debidas al hecho de que la capa límite turbulenta aérea aún se encuentra en desarrollo. Como se observó en la Figura 13, dada una cierta velocidad del viento, el nivel de turbulencia asociado es mayor a medida que la aceleración del viento disminuye (experimentos 1, 2, y 3), i.e., la capa límite turbulenta es más ancha, y por lo tanto, las fluctuaciones turbulentas pueden alcanzar mayores magnitudes que las presentes bajo condiciones de aceleración de viento mayor (experimentos 4 y 5). Además, los experimentos de aceleración baja presentan una subcapa viscosa más delgada que también podría inducir una mayor magnitud en las fluctuaciones turbulentas del viento. Estas diferencias en la magnitud de las fluctuaciones turbulentas debido al ancho de la capa límite turbulenta podría ser la razón de las diferencias observadas entre nuestros resultados y las parametrizaciones de referencia. Aún así, los valores de coeficiente de arrastre asociados a las velocidades máximas son similares a los valores presentados en los estudios previos. Además, en el rango $7 \text{ m s}^{-1} < U_{10} < 13 \text{ m s}^{-1}$, el $C_{D_{10}}$ asociado al experimento de menor aceleración es similar o ligeramente menor a los valores reportados por Yelland y Taylor (1996); Large y Pond (1981); Smith (1980). De este modo, cuanto mayor es la aceleración del viento, menor es el $C_{D_{10}}$ comparado con los valores reportados en estudios previos. Bajo condiciones de viento acelerado el $C_{D_{10}}$ varía dependiendo de la aceleración del viento y de la evolución de la rugosidad superficial.

4.4. Análisis del crecimiento del oleaje

La energía adimensional, ϵ_* , la frecuencia dominante adimensional, ν_* , y el fetch adimensional, χ_* (Kitaigorodskii, 1962; Kahma y Calkoen, 1992) están dados por:

$$\epsilon_* = H_s^2 \frac{g^2}{u_*^4}, \quad (36)$$

$$\nu_* = f_p \frac{u_*}{g}, \quad (37)$$

$$\chi_* = X \frac{g}{u_*^2}, \quad (38)$$

donde H_s es la altura de ola significativa, estimada como cuatro veces la desviación estándar de la elevación de la superficie libre (Holthuijsen, 2007), f_p es la frecuencia dominante estimada a partir del análisis espectral del desplazamiento de la superficie libre, X es el fetch.

Los resultados de la energía adimensional, y la frecuencia adimensional en función del fetch adimensional se muestran en las Figuras 16 y 17, respectivamente. Los datos pertenecen a la estación 7, donde se tomaron mediciones de la velocidad del viento y del oleaje de manera simultánea, por lo tanto, el fetch dimensional, X , es constante. Sin embargo, debido a las variaciones de la velocidad de fricción medidas bajo estas condiciones de viento acelerado, el fetch adimensional presenta variaciones. Los valores de fetch adimensional están dentro del rango $10^2 < \chi_* < 10^5$. Los datos se promediaron en bandas espaciadas de manera logarítmica para obtener la tendencia promedio de los datos. En las Figuras 16 y 17 también se incluyen como referencia las curvas de crecimiento obtenidas a partir de datos de campo (Kahma y Calkoen, 1992) y de experimentos de laboratorio (Mitsuyasu y Rikiishi, 1978). Estas curvas de crecimiento representan la dependencia de la energía y la frecuencia asociada al pico espectral con el fetch, encontrada bajo condiciones estacionarias y habiéndose establecido un equilibrio entre el oleaje y una velocidad viento asumida constante.

Se observan valores altos de energía adimensional asociados con los fetches adimensionales más cortos en comparación con los resultados de Mitsuyasu y Rikiishi (1978). Esto se observa en todos los experimentos excepto en el experimento 5 (Figura 16). A medida que χ_* aumenta, los valores de ϵ_* se parecen más a los reportados en el estudio de Mitsuyasu y Rikiishi (1978), en algunos casos llegan a presentar valores menores los reportados en Mitsuyasu y Rikiishi (1978), dependiendo del experimento. En el experimento 1, se observa que la energía adimensional aumenta con el

fetch adimensional. Este experimento presenta una tendencia similar a la observada en el estudio de Mitsuyasu y Rikiishi (1978), sin embargo, presenta una mayor energía adimensional asociada con un determinado valor de fetch adimensional. A partir de los resultados de los experimentos 2, 3, y 4 se puede distinguir un comportamiento constante de ϵ_* para un cierto rango de valores de χ_* , similar a un cierto nivel de saturación en la energía adimensional. Los valores de ϵ_* del experimento 5 muestran una tendencia con χ_* similar a Mitsuyasu y Rikiishi (1978) pero con una menor energía adimensional asociada a cierto valor de χ_* . Por lo tanto, parece que a mayor aceleración del viento, menos efectivo es el crecimiento del oleaje al aumentar el fetch.

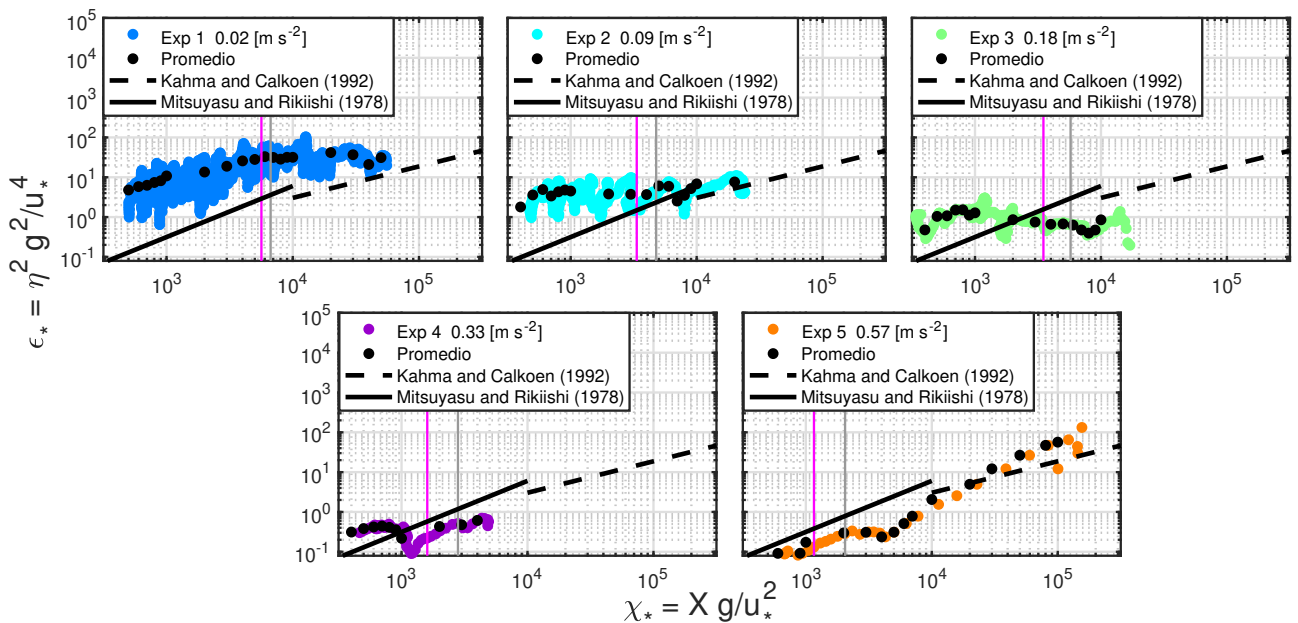


Figura 16. Energía adimensional, ϵ_* , en función del fetch adimensional, χ_* . Las líneas verticales magenta y gris denotan el valor de encuentro de χ_* asociado con el umbral del régimen de flujo rugoso, y con el límite del régimen de flujo liso, respectivamente.

Debido a que el fetch es constante en la estación de medida 7 (así como la gravedad), la Figura 16 proporciona una visión a cerca de la relación entre la velocidad de fricción y la energía. Se observa como la eficiencia del crecimiento de las olas a medida que la velocidad del viento aumenta varía en una localización determinada. En este caso, el incremento de la energía adimensional está directamente ligado a la relación entre η y u_* , mientras que un incremento en el fetch adimensional se relaciona con una reducción de u_* . Las líneas magenta y gris marcan los valores de χ_* encontrados en el umbral del régimen de flujo rugoso y en el límite del régimen de flujo liso, respectivamente (valores incluidos en la Tabla 3). Estos valores se determinaron a través

de los valores de la velocidad de fricción asociados con los valores de Re_* mostrados en la Tabla 1.

Para un determinado valor de la velocidad de fricción, cuanto mayor es la aceleración del viento, menor es la energía del oleaje, i.e., el crecimiento del oleaje no es tan eficiente dado una cierta cantidad de momento disponible (dado un cierto valor de u_*). En la Figura 16 se puede observar claramente una tendencia de η en función de u_* , bajo condiciones de flujo rugoso y flujo liso y en todos los experimentos. Se distingue con claridad una dependencia diferente de la energía y u_* (o χ_*) para cada experimento. El cambio en el comportamiento tiene lugar bajo diferentes condiciones de u_* (o χ_*) dependiendo de la aceleración del viento. Bajo condiciones de flujo rugoso y valores relativamente altos de u_* , parece que la pendiente entre la relación entre ϵ_* y u_* (también considerada como la relación entre η y u_*) es similar a los resultados reportados por Mitsuyasu y Rikiishi (1978). Por una parte, bajo el régimen de flujo liso, esta relación muestra una pendiente elevada en todos los experimentos. Los diferentes comportamientos en la relación entre η y u_* se pueden asociar con una diferencia relativa en la eficiencia del oleaje para crecer o capturar momento a partir de un cierto momento disponible. El cambio de forma en la relación η y u_* se produce bajo diferentes valores de u_* dependiendo de la aceleración del viento. Cuanto mayor es la aceleración del viento, mayor es el valor de u_* asociado al cambio de forma de la relación η y u_* . En todos los experimentos, la energía asociada con los valores máximos de u_* son mayores a los reportados en los experimentos de Mitsuyasu y Rikiishi (1978), excepto en el experimento 5.

Tabla 3. Valores de χ , ϵ , y ν asociados con el límite del régimen de flujo liso ($Re_* < 0.13$), con el umbral del régimen de flujo rugoso ($Re_* > 2.2$) y con el límite $z_f = z_0$, para cada experimento.

| Exp. | $\chi_* U_{10\text{tran.}}$ | $\epsilon_* U_{10\text{tran.}}$ | $\nu_* U_{10\text{tran.}}$ | $\chi_* U_{10\text{rug.}}$ | $\epsilon_* U_{10\text{rug.}}$ | $\nu_* U_{10\text{rug.}}$ |
|------|-----------------------------|---------------------------------|----------------------------|----------------------------|--------------------------------|---------------------------|
| 1 | 14098 | 13.12 | 0.06 | 5153 | 20.99 | 0.06 |
| 2 | 7672 | 3.65 | 0.09 | 3214 | 2.48 | 0.11 |
| 3 | 5283 | 0.54 | 0.11 | 2864 | 0.42 | 0.14 |
| 4 | 2732 | 0.49 | 0.17 | 1670 | 0.24 | 0.21 |
| 5 | 2245 | 0.34 | 0.19 | 1078 | 0.12 | 0.25 |

La frecuencia dominante adimensional disminuye a medida que el fetch aumenta (Figura 17). El proceso de corrimiento de la frecuencia dominante hacia las bajas

frecuencias muestra valores similares a los medidos durante los experimentos de laboratorio de Mitsuyasu y Rikiishi (1978). Este proceso de corrimiento de la frecuencia dominante debido a procesos de interacciones no lineales entre olas, combinado con procesos de transferencia a través de la interfase océano-atmósfera se describen en Huang *et al.* (1996). Cuanto mayor es la aceleración del viento, mayor es la frecuencia adimensional; indicando que el campo de olas asociado con los experimentos de mayor aceleración está menos desarrollado, dado un cierto valor de χ_* (Figure 17). Se observa que en todos los experimentos, a medida que χ_* aumenta, ν_* disminuye con una tendencia similar a la presentada por Mitsuyasu y Rikiishi (1978). Sin embargo, parece que ν_* permanece constante para algunos valores de χ_* , a medida que χ_* aumenta. Este comportamiento parece estar relacionado con los fetches más cortos y para los experimentos 2, 3, y 4. Estos cambios de tendencia de ν_* , junto con el comportamiento observado en los resultados de ϵ_* , indica que el crecimiento del oleaje no es tan efectivo a medida que χ_* aumenta, y para los experimentos de mayor aceleración. Para estos experimentos, a medida que χ_* aumenta, ν_* disminuye, pero sin alcanzar los valores observados en la curva de Mitsuyasu y Rikiishi (1978). Por lo tanto, la saturación de energía observada al aumentar el fetch, mostrada en la Figura 16, se asocia con el hecho de que se necesita un mayor fetch para que se produzca el corrimiento de la frecuencia dominante hacia las bajas frecuencias, proceso que caracteriza a un campo de olas más desarrollado.

La relación de f_p y u_* en la estación 7 (ver Figura 17) sigue una patrón similar al reportado en los resultados de Mitsuyasu y Rikiishi (1978). Así como se mostró en la Figura 16, en la Figura 17 también se observa que cuanto mayor es la aceleración, mayor es el valor de u_* asociado con el cambio de tendencia de ν_* en función de χ_* . Sin embargo, este valor de u_* no muestra una asociación directa con el régimen de flujo; pero si depende de la aceleración del viento. Asociados a valores de u_* relativamente altos y bajos, una variación determinada de ν_* con χ_* puede indicar una ligera disminución de f_p con u_* . Sin embargo, bajo valores moderados de u_* , ν_* se mantiene relativamente constante, indicado que f_p disminuye con u_* de una forma más marcada, i.e., el proceso de corrimiento de la frecuencia dominante es más marcado bajo este rango de valores de u_* . Además, en la Figura 16 también se había observado una mayor eficiencia del oleaje para crecer bajo este mismo rango de valores de u_* . Sin embargo, a pesar de que en todos los experimentos se observa este proceso

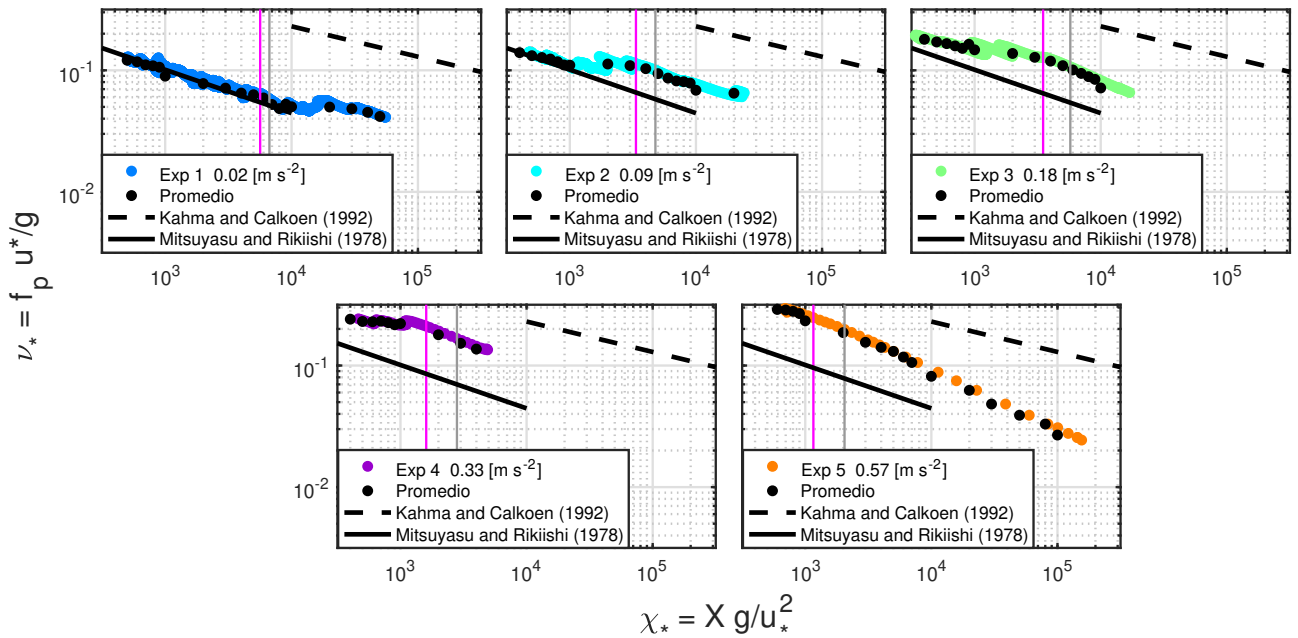


Figura 17. Frecuencia pico adimensional, ν_* , en función del fetch adimensional, χ_* . Las líneas verticales magenta y gris denotan el valor de encuentro de χ_* asociado con el umbral del régimen de flujo rugoso, y con el límite del régimen de flujo liso, respectivamente.

de corrimiento de la frecuencia dominante, sólo durante los experimentos 1 y 2 se presentan características asociadas a un oleaje totalmente desarrollado (en este caso valores bajos de f_p) asociados a valores altos de u_* . Estos resultados concuerdan en gran medida con los observados en los experimentos de Mitsuyasu y Rikiishi (1978).

Aunque este análisis fue realizado con datos obtenidos en la estación 7, proporcionan una idea de como la energía adimensional y el frecuencia adimensional se comportan en asociación con el fetch adimensional bajo condiciones de viento acelerado. Se observó que el comportamiento espacial de ϵ_* y ν_* es diferente al observado bajo condiciones en las que existe un equilibrio entre el viento y el oleaje. En los fetches más cortos, se observa una inyección de energía más marcada, en comparación con los resultados de Mitsuyasu y Rikiishi (1978). Sin embargo, la inyección de energía parece no ser tan efectiva, y se observa una saturación de la energía asociada a fetches más largos, especialmente para los experimentos de mayor aceleración. Además, bajo condiciones de viento acelerado, parece que se requiere un mayor fetch para que el oleaje alcance altos niveles de desarrollo y para observar el proceso de corrimiento de la frecuencia adimensional hacia más bajas frecuencias.

Una relación entre el coeficiente de arrastre y el desarrollo del oleaje se puede dilucidar a partir de los resultados de las Figuras 15, 16 y 17. Bajo condiciones específicas

asociadas con el umbral del régimen de flujo rugoso, es en el experimento 1 donde se observa una mayor energía del oleaje y una menor frecuencia dominante, sugiriendo que el campo de olas está más desarrollado cuando la rugosidad superficial impone un efecto en la generación de turbulencia en el flujo de aire. Por lo tanto, un campo de olas más desarrollado, como el que se observa en el experimento de menor aceleración, puede inducir un comportamiento constante del $C_{D_{10}}$ en un mayor rango de velocidades del viento, en comparación con los experimentos de mayor aceleración. Los resultados del experimento 5 muestran el campo de olas menos desarrollado, y por consiguiente, no presentan ningún rango de velocidades del viento donde el $C_{D_{10}}$ se comporte de manera constante.

Aunque bajo condiciones de viento acelerado el oleaje no alcanza un equilibrio con el viento, se observa una respuesta rápida del campo de olas a los cambios observados en el esfuerzo del viento. Sin embargo, esta respuesta puede no ser instantánea. Esto se puede interpretar a partir de los resultados del experimento 3, que presenta el mayor valor del $C_{D_{10}}$ asociado a la velocidad del viento máxima (i.e. al final del periodo de viento acelerado durante los experimentos), sin embargo la energía adimensional asociada a esta velocidad de viento tiene un valor relativamente bajo (comparado con el experimento de menor aceleración, por ejemplo). La mayor energía adimensional independientemente de la velocidad del viento, se observa en el experimento 1, que tiene la menor aceleración de viento asociada.

4.5. Conclusiones

A partir de estos resultados se determinó que la aceleración del viento tiene un efecto directo en el desarrollo de la capa límite turbulenta aérea. Por una parte, a medida que la aceleración del viento aumenta, la anchura de la subcapa viscosa y la energía del oleaje aumenta. Por otro lado, a medida que la velocidad del viento aumenta la subcapa viscosa se hace más delgada. Entonces, se necesita una velocidad del viento mayor para alcanzar condiciones de régimen de flujo rugoso a medida que la aceleración aumenta para cada uno de los experimentos. Por lo tanto, bajo condiciones de viento muy acelerado, el efecto de la rugosidad superficial en el incremento de la turbulencia asociada a la capa límite aérea tiene lugar bajo velocidades del viento mayores. Sin embargo, el hecho de que en un experimento con aceleración moderada (no la menor aceleración) los resultados muestren los mayores valores de turbulencia

asociados con la velocidad del viento máxima, sugiere que la rugosidad superficial y el campo de olas juega un papel importante en la evolución de la capa límite turbulenta bajo condiciones de régimen de flujo rugoso.

Bajo régimen de flujo liso, el coeficiente de arrastre disminuye con la velocidad del viento. Bajo régimen de flujo rugoso, el coeficiente de arrastre aumenta normalmente con la velocidad del viento con una cierta tendencia, la cual es de alguna forma reducida debido a la influencia de la rugosidad superficial, especialmente cuando el oleaje presenta un mayor estado de desarrollo. En general, cuanto mayor es la aceleración del viento, menor es el coeficiente de arrastre. Sin embargo, bajo condiciones de velocidades del viento elevadas, los valores del coeficiente de arrastre se vuelven muy similares independiente de la aceleración del viento. En uno de los experimentos de aceleración moderada el coeficiente de arrastre presentó el valor máximo de todos los experimentos. Estos resultados indican que el coeficiente de arrastre no solo depende de la velocidad del viento, de la aceleración del viento, y del estado de desarrollo de la capa límite turbulenta, sino que también la rugosidad superficial juega un papel importante en su evolución.

A partir de las principales características del campo de oleaje, y de su relación con algunas de las variables de la capa límite aérea, se puede describir la eficiencia del crecimiento del oleaje dado un valor característico de u_* , y también se puede comparar con experimentos previos realizados bajo condiciones de viento constante (Mitsuyasu y Rikiishi, 1978). La eficiencia del crecimiento del oleaje aumenta cuando la aceleración del viento disminuye, llegando a ser incluso mayor a la observada en los experimentos con viento constante. Bajo condiciones de aceleración de viento elevada, la eficiencia del crecimiento del oleaje es menor al aumentar la velocidad del viento y el fetch. Además, el valor de u_* requerido para observar el corrimiento de la frecuencia dominante hacia bajas frecuencias es mayor para los experimentos de aceleración de viento elevada. Este valor de u_* es independiente del régimen de flujo.

A partir de este estudio, fue posible establecer una relación entre la disponibilidad de momento y la eficiencia del crecimiento del oleaje. Bajo régimen de flujo liso, la aceleración del viento afecta directamente a la generación de turbulencia y a la magnitud del coeficiente de arrastre. Esto implica que la cantidad de momento disponible para la generación del oleaje se modifica. Sin embargo, bajo régimen de flujo rugoso,

el estado de desarrollo del oleaje también tiene una influencia directa en el comportamiento del coeficiente de arrastre al aumentar la velocidad del viento. Un campo de olas menos desarrollado induce un mayor incremento del coeficiente de arrastre con la velocidad del viento. También se observó que el oleaje no responde de forma inmediata a los cambios en el coeficiente de arrastre observados bajo condiciones de régimen de flujo rugoso.

Capítulo 5. Efecto de la edad de la ola en el comportamiento del coeficiente de arrastre

5.1. Introducción

Existen algunos estudios que describen el proceso de generación del oleaje a partir de un viento que comienza a soplar desde el reposo y de una forma abrupta. Bajo esas condiciones, Mitsuyasu y Rikiishi (1978) observó un crecimiento exponencial del oleaje. También, el trabajo experimental y teórico de Kawai (1979) encontró que bajo esas condiciones, el crecimiento del oleaje es exponencial y presenta una dependencia con la velocidad de fricción en el aire. Sin embargo, la velocidad de fase del oleaje presentó valores constantes e independientes de la velocidad de fricción. En este trabajo se asoció el mecanismo de inestabilidad viscoso al proceso de generación del oleaje.

Por otro lado, uno de los trabajos pioneros que describe la respuesta del espectro del oleaje bajo condiciones no estacionarias de velocidad del viento en aumento fue Toba *et al.* (1988). En este trabajo se determinó que el nivel espectral del rango de equilibrio disminuye bajo condiciones de viento en aumento. También se reportó que la forma del espectro alrededor de la frecuencia dominante es más ancha para condiciones de viento en aumento. Posteriormente, Toba y Ebuchi (1991) encontraron que durante condiciones de viento cambiantes, las modificaciones en la escala de rugosidad reflejan cambios en los niveles de saturación del espectro del oleaje local y que la relación entre el parámetro de rugosidad aerodinámica adimensional y la edad de la ola se ve modificada bajo estas condiciones de viento. Waseda *et al.* (2001) caracterizaron la evolución del espectro de las olas después de un incremento repentino de la velocidad del viento. En este trabajo se encontró que la respuesta del oleaje ocurre en dos escalas de tiempo diferentes, una determinada por el ajuste del equilibrio local entre el viento y el oleaje y la otra por el ajuste en *fetch*. Por otro lado, Veron y Melville (2001) también presentaron la evolución del espectro asociado al campo de olas generado a partir de una velocidad del viento en aumento bajo la suposición de *cuasi estacionaridad*. Zavadsky y Shemer (2017) llevaron a cabo experimentos controlados en un tanque de olas y un túnel de viento para estudiar la evolución del campo de olas bajo un forzamiento de viento impulsivo. En este trabajo se identificaron diferentes estadios en la evolución del oleaje y los caracterizaron cuantitativamente. Se observó

que las *ondeletas* iniciales crecen rápido, y después, hay una disminución abrupta de la tasa de crecimiento. Posteriormente, la tasa de crecimiento se mantiene constante hasta que aumenta de nuevo, algunos segundos antes de que se alcance un estado cuasi-estacionario.

El principal objetivo de este capítulo es analizar el efecto de la magnitud de la aceleración en la evolución del espectro en frecuencia asociado al campo de olas. Además, con este conjunto de datos, es posible relacionar de forma directa el estado de desarrollo del oleaje y el comportamiento del coeficiente de arrastre al aumentar la velocidad del viento. La evolución, con la velocidad del viento y con el fetch, del espectro en frecuencia asociado al campo de olas se presenta en la Sección 5.2. Por otro lado en la sección 5.3 se incluye la evolución de los parámetros característicos del campo de olas incipiente con la velocidad del viento y el fetch, así como la tendencia de las tasas de crecimiento del oleaje. También se proporciona una relación directa entre la evolución del coeficiente de arrastre y el estado de desarrollo del oleaje al aumentar la velocidad del viento.

5.2. Análisis espectral

Una serie de espectros asociados al desplazamiento de la superficie libre se estimó para el periodo de viento acelerado. Para este análisis se usó una ventana corrida de 4s (1024 datos), suponiendo que durante ese periodo la superficie presenta condiciones cuasi-estacionarias. Se usó una ventana Blackman-Harris para evitar las discontinuidades al principio y al final de cada serie temporal. El espectro resultante se promedió en 4 bandas de frecuencias. Para cada conjunto individual de datos de 4 s, la resolución en frecuencia resultante en el espectro final es de 1 Hz, y dado que la tasa de muestreo es de 256 Hz, cada espectro calculado tiene una frecuencia de Nyquist igual a 128 Hz.

En la Figura 18 se observa la evolución del espectro en potencia con la velocidad del viento, asociada a condiciones de crecimiento del oleaje limitado por fetch y duración. Estos resultados pertenecen a la estación 7, situada en la parte media del canal de oleaje, con un fetch de 20.29 m. En cada fila de paneles pertenece a un experimento particular con una determinada aceleración. La evolución del espectro con la velocidad del viento se puede seguir a través de las diferentes columnas de cada fila

(de izquierda a derecha).

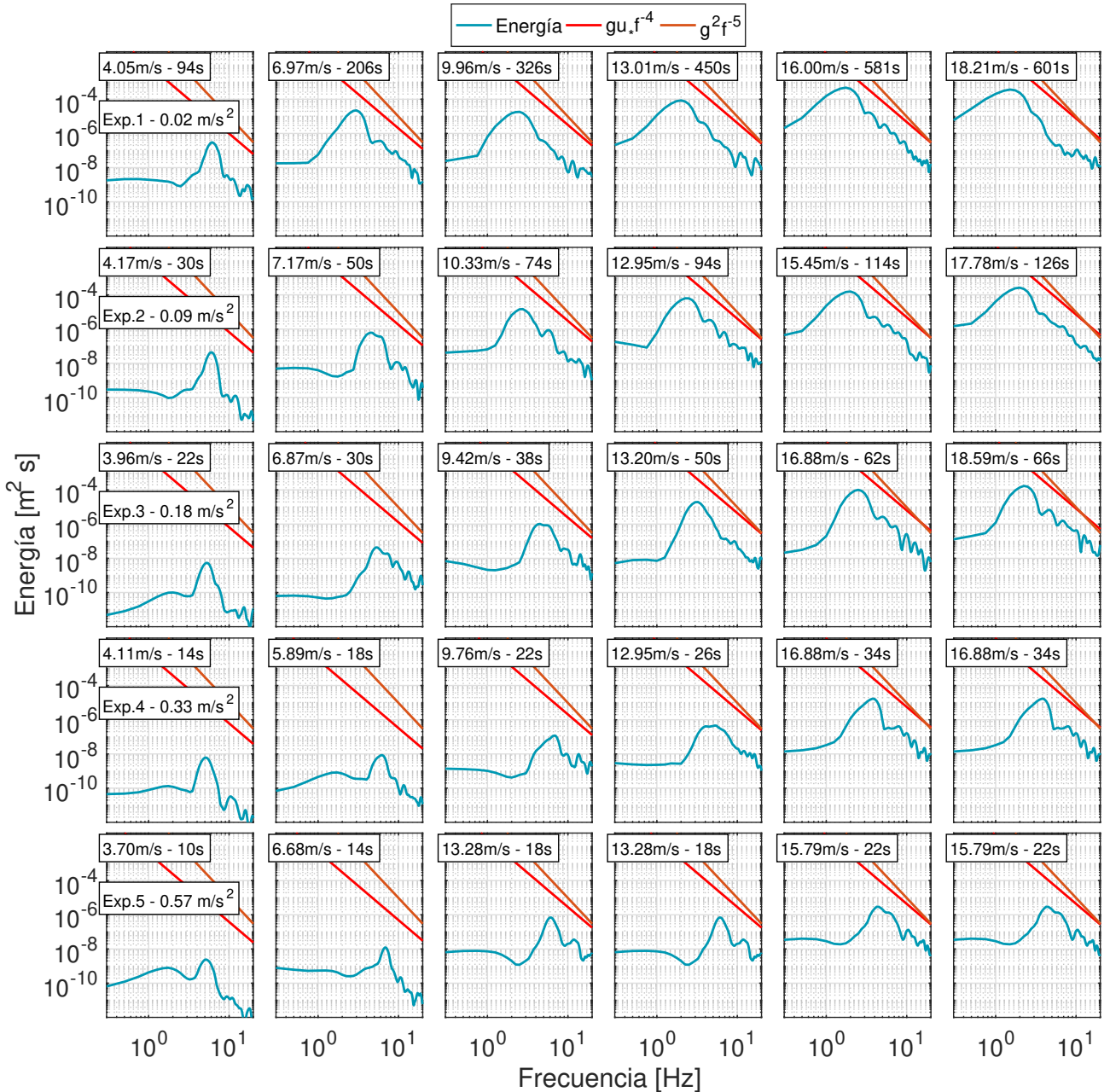


Figura 18. Evolución del espectro de energía del oleaje con la velocidad del viento para cada experimento en la estación 7. La línea continua naranja representa la formulación de Phillips (1958), g^2f^{-5} . La línea continua roja representa la formulación de Toba (1973), gu_*f^{-4} . Se incluye la aceleración asociada a cada uno de los experimentos. En cada panel también se incluye la velocidad del viento de referencia, U_{10} , y el lapso de tiempo desde el inicio de la aceleración.

La evolución del espectro del oleaje se respalda con datos asociados a cada uno de los espectros, incluidos en las Tablas 4 y 5. La Tabla 4 muestra la frecuencia asociada al pico espectral y su energía correspondiente, para los espectros asociados a la velocidad máxima de 13 m s^{-1} , para cada experimento y para seis estaciones a lo largo del canal de oleaje. En la Tabla 5, se muestra el cambio de la energía espectral

con la velocidad del viento (a partir del segundo, cuarto, y sexto panel asociado a una velocidad del viento característica, v_2 , v_4 y v_6 , respectivamente) asociado a la frecuencia de 2 Hz, para cada estación y cada experimento. Se encontraron resultados similares para las frecuencias de 3, 4 y 5 Hz (no mostrados).

Tabla 4. Frecuencia dominante, f_p , y su energía asociada, E , perteneciente el espectro asociado a la velocidad máxima de 13 m s^{-1} , para cada experimento y seis estaciones de medida a lo largo del canal de oleaje.

| | | Exp. 1 | Exp. 2 | Exp. 3 | Exp. 4 | Exp. 5 |
|---------|--------------------------------|----------|----------|----------|----------|----------|
| Est. 1 | f_p [Hz] | 3.25 | 4.00 | 3.75 | 4.00 | 3.75 |
| | E [$\text{m}^2 \text{ s}$] | 1.93e-05 | 5.63e-06 | 8.29e-06 | 4.11e-06 | 8.67e-06 |
| Est. 3 | f_p [Hz] | 2.50 | 3.00 | 3.25 | 3.50 | 6.00 |
| | E [$\text{m}^2 \text{ s}$] | 1.04e-04 | 2.78e-05 | 2.40e-05 | 4.03e-05 | 1.01e-06 |
| Est. 5 | f_p [Hz] | 2.00 | 2.00 | 2.75 | 3.75 | 5.50 |
| | E [$\text{m}^2 \text{ s}$] | 2.50e-04 | 2.49e-04 | 1.33e-04 | 3.47e-06 | 1.79e-06 |
| Est. 7 | f_p [Hz] | 1.50 | 2.00 | 2.25 | 3.75 | 4.25 |
| | E [$\text{m}^2 \text{ s}$] | 3.69e-04 | 2.62e-04 | 1.70e-04 | 1.69e-05 | 2.96e-06 |
| Est. 9 | f_p [Hz] | 1.50 | 1.75 | 2.50 | 3.25 | 4.25 |
| | E [$\text{m}^2 \text{ s}$] | 8.79e-05 | 2.20e-04 | 5.04e-05 | 2.61e-05 | 1.30e-05 |
| Est. 11 | f_p [Hz] | 1.75 | 1.50 | 2.50 | 3.00 | 3.50 |
| | E [$\text{m}^2 \text{ s}$] | 2.68e-05 | 1.50e-04 | 4.63e-05 | 3.79e-05 | 5.31e-06 |

La evolución de la forma espectral con la velocidad del viento, en una estación en concreto, muestra un incremento del nivel energía asociado al rango de saturación de altas frecuencias, unido a un corrimiento de la frecuencia asociada al pico espectral hacia bajas frecuencias. Sin embargo, esta evolución de la forma espectral con el viento es diferente dependiendo del experimento. Los experimentos con aceleración baja alcanzan niveles de energía en el rango de saturación mayores y presentan un proceso de corrimiento de la frecuencia asociada al pico espectral más marcado que los experimentos con aceleración alta. Los experimentos de mayor aceleración se caracterizan por un incremento del nivel de energía asociado a las altas frecuencias sin que se produzca un corrimiento de la frecuencia asociada al pico del espectro hacia las bajas frecuencias. En el estudio de Toba *et al.* (1988) también se reportó que, bajo condiciones de viento en aumento, el nivel de energía de las altas frecuencias es menor que el asociado a condiciones de viento constante. A partir de la Tabla 4 también

Tabla 5. Cambio de la energía espectral, E , con la velocidad del viento (a partir del segundo, cuarto, y sexto panel asociado a una velocidad del viento característica, v_2 , v_4 y v_6 , respectivamente) asociado a la frecuencia de 2 Hz, para cada estación y cada experimento.

| | | Exp. 1 | Exp. 2 | Exp. 3 | Exp. 4 | Exp. 5 |
|---------|----------------------|----------|----------|----------|----------|----------|
| Est. 1 | $E(v_2)$ [$m^2 s$] | 9.55e-10 | 7.51e-10 | 6.44e-10 | 3.66e-10 | 7.31e-10 |
| | $E(v_4)$ [$m^2 s$] | 9.24e-09 | 2.91e-08 | 6.94e-09 | 1.35e-08 | 4.73e-09 |
| | $E(v_6)$ [$m^2 s$] | 8.80e-07 | 4.16e-07 | 1.52e-07 | 3.43e-07 | 2.18e-07 |
| Est. 3 | $E(v_2)$ [$m^2 s$] | 2.20e-09 | 8.46e-10 | 1.98e-10 | 3.21e-10 | 7.72e-10 |
| | $E(v_4)$ [$m^2 s$] | 4.15e-07 | 2.71e-07 | 4.38e-07 | 3.31e-09 | 2.18e-09 |
| | $E(v_6)$ [$m^2 s$] | 7.57e-05 | 6.71e-06 | 5.30e-06 | 1.43e-06 | 4.44e-08 |
| Est. 5 | $E(v_2)$ [$m^2 s$] | 2.56e-08 | 3.67e-10 | 2.16e-10 | 3.12e-10 | 1.12e-09 |
| | $E(v_4)$ [$m^2 s$] | 2.36e-05 | 7.84e-06 | 2.22e-08 | 1.11e-08 | 9.57e-09 |
| | $E(v_6)$ [$m^2 s$] | 2.50e-04 | 2.49e-04 | 5.95e-05 | 4.15e-07 | 7.31e-09 |
| Est. 7 | $E(v_2)$ [$m^2 s$] | 6.46e-07 | 3.01e-09 | 3.00e-10 | 7.09e-10 | 3.09e-10 |
| | $E(v_4)$ [$m^2 s$] | 6.22e-05 | 2.02e-05 | 6.71e-08 | 2.69e-09 | 1.98e-09 |
| | $E(v_6)$ [$m^2 s$] | 2.36e-04 | 2.62e-04 | 1.41e-04 | 1.18e-06 | 3.24e-08 |
| Est. 9 | $E(v_2)$ [$m^2 s$] | 4.57e-06 | 9.50e-10 | 4.86e-10 | 3.12e-10 | 2.26e-10 |
| | $E(v_4)$ [$m^2 s$] | 3.95e-05 | 3.40e-05 | 1.24e-06 | 1.69e-08 | 1.11e-08 |
| | $E(v_6)$ [$m^2 s$] | 7.06e-05 | 1.91e-04 | 4.45e-05 | 5.64e-07 | 3.61e-08 |
| Est. 11 | $E(v_2)$ [$m^2 s$] | 5.64e-06 | 2.99e-09 | 5.22e-10 | 6.75e-10 | 1.72e-09 |
| | $E(v_4)$ [$m^2 s$] | 1.16e-05 | 8.59e-06 | 1.24e-06 | 7.37e-09 | 1.30e-08 |
| | $E(v_6)$ [$m^2 s$] | 2.61e-05 | 1.25e-04 | 3.05e-05 | 5.05e-06 | 1.80e-07 |

se puede confirmar que, dada una cierta velocidad del viento, los experimentos con menor aceleración presentan una menor frecuencia asociada al pico espectral, confirmando un proceso más marcado de corrimiento de la frecuencia dominante hacia las bajas frecuencias al aumentar la velocidad del viento. Además, en la Tabla 5, se observa que, dada una cierta velocidad del viento (v_2 , v_4 , and v_6) y para una determinada estación de medida, los experimentos de mayor aceleración presentan un menor nivel de energía asociado a las frecuencia de 2 Hz, que los experimentos de menor aceleración. Otras frecuencias asociadas al rango de saturación, como 3, 4 and 5 Hz presentaron un comportamiento similar. Esto implica que el oleaje asociado a estas frecuencias presenta una mayor pendiente en los experimentos de baja aceleración, comparado con los experimentos de alta aceleración. Por otro lado, teniendo

en cuenta la tasa de cambio de la energía espectral con la velocidad del viento (desde $E(v_2)$ hasta $E(v_6)$) para una determinada estación de medida, se observa que el experimento 2 presenta el cambio de energía más destacado. Además, el pico del espectro alcanza un cierto nivel de energía bajo diferentes velocidades del viento dependiendo de la aceleración del viento. Por ejemplo, para la estación 7, el nivel de energía asociada al pico del espectro igual a $10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}$, se alcanzó bajo velocidades del viento tales como 5.5, 7.17, 9.42, 12.95 y 13.28 m s^{-1} , dependiendo del experimento (1, 2, 3, 4 y 5, respectivamente). También se observó que hay una tendencia del pico espectral a hacerse más ancho a medida que la velocidad del viento aumenta, y este proceso es más destacado en los experimentos de aceleración baja. Toba *et al.* (1988) reportó picos espectrales más anchos bajo condiciones de velocidades del viento en aumento.

Estudios previos caracterizaron la forma de la cola del espectro asociada a las altas frecuencias. Phillips (1958) presentó la hipótesis de que la rotura del oleaje limita el nivel de energía asociada a las altas frecuencias. Debido a que la gravedad y la frecuencia son parámetros que dominan el proceso de rotura del oleaje, la densidad de energía asociada al rango de saturación del espectro en aguas profundas presenta la siguiente forma, $E(f) \sim g^2 f^{-5}$. Por otro lado, Toba (1973) incluyó el efecto del viento en el proceso de rompimiento del oleaje y en la forma de la cola de espectro, introduciendo el esfuerzo del viento en la formulación $E(f) \sim g u_* f^{-4}$. En la Figure 18 se puede observar que en el rango medio de frecuencias, asociado al proceso de inyección de energía, la cola espectral presenta una pendiente más suave, más similar a la pendiente de la ley de decaimiento propuesta por Toba (1973). La energía asociada al rango medio de frecuencias es transferida a las frecuencias cercanas a la frecuencia dominante mediante procesos de transferencia de energía no lineales. La pendiente asociada a las frecuencias cercanas a la frecuencia dominante presenta una pendiente más marcada y más cercana a la formulación de Phillips (1958). Para los experimentos de aceleración baja, a medida que la velocidad del viento aumenta, el pico espectral se hace más ancho. Por lo tanto, la pendiente del rango de saturación cercano al la frecuencia asociada al pico del espectro es más suave y cercana a la formulación de Toba. Para los experimentos de aceleración alta, las dos partes del rango de saturación mantienen la misma pendiente a medida que la velocidad del viento aumenta.

En la Figura 19 se muestra la variación del espectro del oleaje con el fetch, donde

se presentan los espectros asociados a la velocidad máxima de 13 m s^{-1} para seis estaciones a lo largo del canal de olas (estaciones 1, 3, 5, 7, 9, y 11) y para cada uno de los experimentos. Se observa un proceso claro de corrimiento de la frecuencia asociada al pico espectral hacia bajas frecuencias a medida que el fetch aumenta, al mismo tiempo que se produce un aumento del nivel de saturación del espectro. En la Tabla 4, siguiendo la frecuencia asociada al pico espectral desde la estación 1 a la estación 11, se observa que los experimentos 1 y 2 muestran las frecuencias asociadas al pico espectral menores para la velocidad máxima de 13 m s^{-1} . Estos experimentos también presentan una mayor diferencia entre la frecuencia asociada al pico espectral entre el fetch más corto y el más largo. En la Tabla 4 también se observa que existe un mayor nivel de energía ligado a la frecuencia asociada al pico espectral para los experimentos de menor aceleración, así como, una mayor tasa de cambio de la energía asociada al pico del espectro con el fetch. La tasa de cambio de la energía asociada a las frecuencias del rango de saturación del espectro también es mayor para los experimentos de menor aceleración (Tabla 5). El experimento 2 es el que presenta el campo de olas más desarrollado con el fetch. De los tres experimentos con la mayor energía espectral asociada, es el único que no presenta un decrecimiento de la energía con el fetch (para las últimas estaciones de medida).

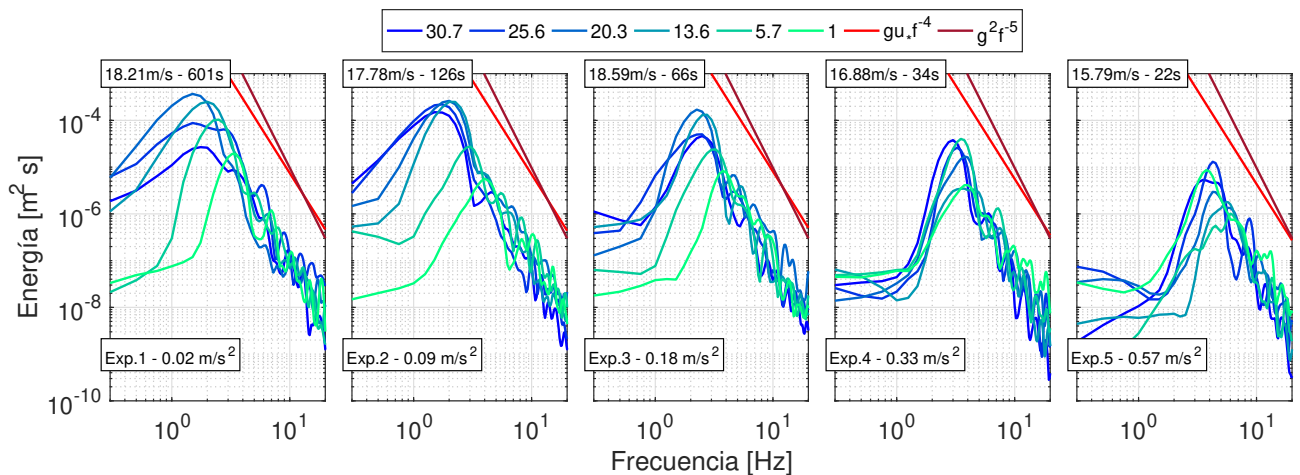


Figura 19. Evolución espacial del espectro de energía del oleaje para cada experimento, para las estaciones 1, 3, 5, 7, 9 y 11. Los diferentes colores corresponden a diferentes valores de fetch asociados a cada estación de medida. La línea continua naranja representa la formulación de Phillips (1958), $g^2 f^{-5}$. La línea continua roja representa la formulación de Toba (1973), $g u_* f^{-4}$. Se incluye la aceleración asociada a cada uno de los experimentos. En cada panel también se incluye la velocidad del viento de referencia, U_{10} , y el lapso de tiempo desde el inicio de la aceleración.

En la Figura 20 se puede observar la evolución del espectro en potencia del oleaje con la velocidad del viento y el fetch, asociado al crecimiento de olas limitadas por

fetch y por duración. La evolución del espectro con la velocidad del viento se puede seguir a través de las columnas de cada una de las filas. La evolución del espectro con el fetch se observa en diferentes colores en cada uno de los paneles, y pertenecen a diferentes estaciones a lo largo del canal de olas. Cada una de las filas pertenece a cada uno de los experimentos. A partir de estos resultados, se pueden observar las conclusiones previamente expuestas a cerca de la forma espectral, pero con un descripción más detallada de la evolución del espectro con el fetch para varias velocidades del viento. Haciendo una comparación entre experimentos, es fácilmente apreciable que hay una influencia de la aceleración del viento en la determinación de la forma espectral, además del efecto de la velocidad del viento. Se observa que la aceleración modula la forma espectral en el tiempo y en el espacio.

El pico espectral se hace más ancho a medida que el fetch aumenta, para experimentos de baja aceleración. Este proceso implica que el rango de saturación cercano al pico espectral presenta una pendiente más suave, más cercana a la formulación de Toba. Haciendo una comparación entre los espectros asociados a una misma velocidad del viento (los espectros de los paneles de una misma columna de la Figura 20), parece que los experimentos de aceleración alta alcanzan un cierto nivel de saturación en los fetches más cortos, y a pesar de que el fetch aumenta, no existe un aumento en el nivel de saturación ni un corrimiento de la frecuencia asociada al pico espectral hacia bajas frecuencias. En estos experimentos, la forma espectral es muy similar para los diferentes fetches, i.e, aunque el fetch aumenta, las olas no crecen, están saturadas. Esto podría ser debido a que la transferencia de energía es menos eficiente para los experimentos de elevada aceleración. Este proceso de saturación para los experimentos de aceleración alta ya se observó en los resultados del análisis adimensional del campo de olas mostrado en el Capítulo 4. En la Figura 20 es evidente el crecimiento del oleaje con el fetch; sin embargo, a medida que la aceleración aumenta el crecimiento es menos marcado y la forma espectral es similar para diferentes fetches.

5.3. Análisis temporal

En la Figura 21 se muestran las series temporales de la velocidad del viento, U_{10} , la altura de ola significativa, H_s , la pendiente del oleaje dominante, η_x , la frecuencia dominante, f_p y la longitud de onda dominante, λ_p para tres fetches (columnas) y para cinco experimentos (filas). La longitud de onda dominante se calculó a partir de la

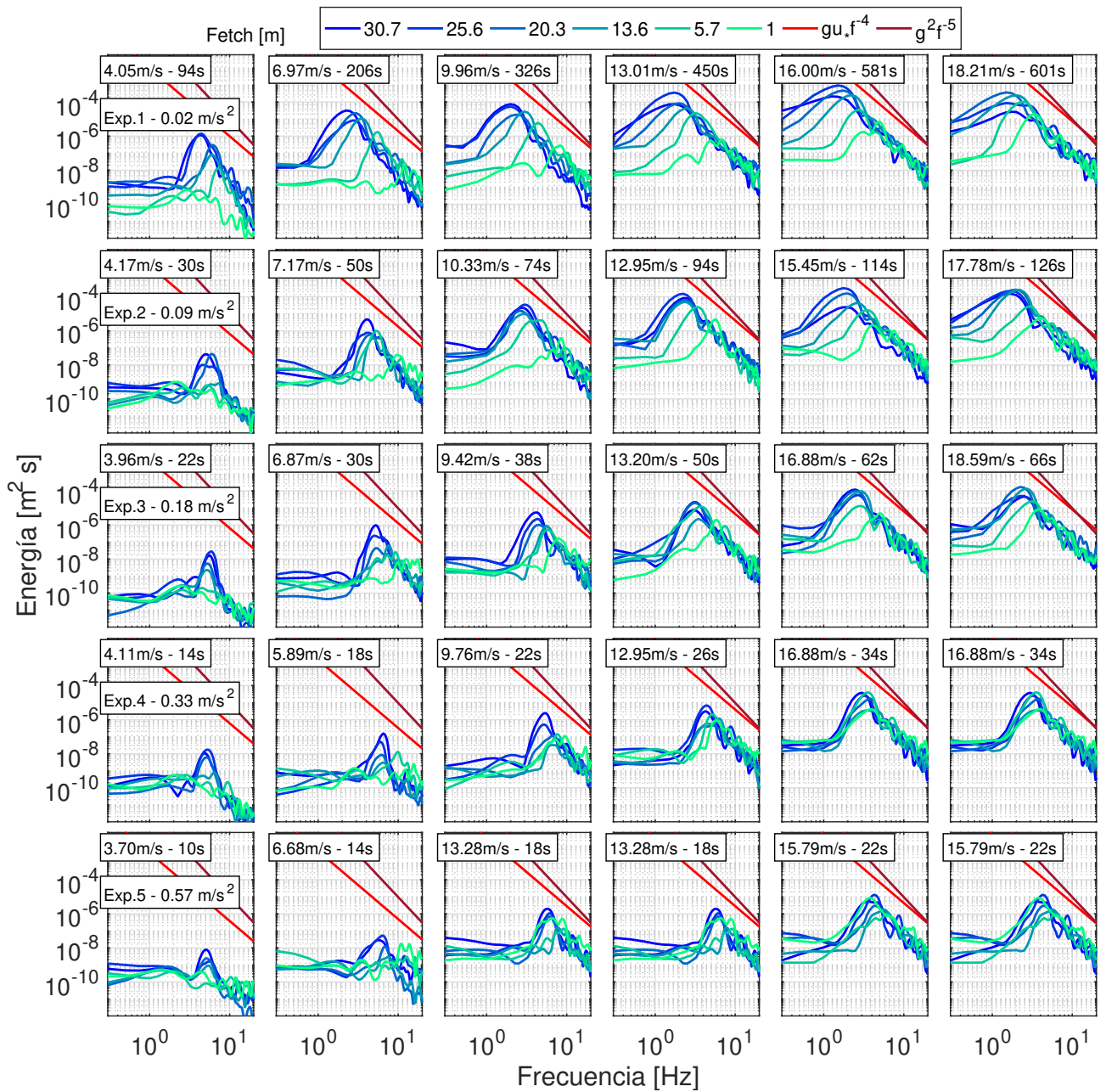


Figura 20. Evolución del espectro de energía del oleaje con la velocidad del viento para cada experimento. Los diferentes colores corresponden a diferentes valores de fetch asociados a cada estación de medida. La línea continua naranja representa la formulación de Phillips (1958), $g^2 f^{-5}$. La línea continua roja representa la formulación de Toba (1973), $g u_* f^{-4}$. Se incluye la aceleración asociada a cada uno de los experimentos. En cada panel también se incluye la velocidad del viento de referencia, U_{10} , y el lapso de tiempo desde el inicio de la aceleración.

frecuencia dominante siguiendo la relación de dispersión de oleaje gravito-capilar. La pendiente asociada a la frecuencia dominante se determinó directamente a partir del espectro en frecuencia y de la velocidad del fase dominante, $c_p = 2\pi \frac{f_p}{k_p}$ (donde k_p es el número de onda asociado al pico del espectro, y se estimó a partir de la relación de dispersión de las olas gravito-capilares), usando la siguiente relación:

$$\eta_x = \frac{2}{c_p} \sqrt{\int E(f) df}. \quad (39)$$

El rango de frecuencias usado para la estimación de la pendiente dominante es $0.5 f_p < f < 1.5 f_p$.

En la Figura 21 se puede observar que la generación de las primeras olas medidas y las características del oleaje bajo condiciones de viento acelerado dependen de la velocidad del viento y del fetch, pero también de la aceleración del viento. Las características del oleaje incipiente son ligeramente diferentes entre experimentos. Estas diferencias son más marcadas a medida que el fetch aumenta. En la estación con el menor fetch, la estación 2, la frecuencia dominante inicial está entre 13.5 Hz (valor similar al presentado en Phillips (1957)) para los experimentos de aceleración baja, y 6.5 Hz para los experimentos de aceleración alta. Además, la intensidad del viento asociada a las primeras olas medidas es diferente, y aumenta al aumentar la aceleración del viento asociada a cada experimento. En la estación 7, las primeras olas se generaron con velocidades del viento de 3.2, 5, 6, 9.5 y 7.5 m s⁻¹ para los experimentos 1, 2, 3, 4 y 5, respectivamente. El oleaje incipiente asociado a todos los experimentos está dentro del régimen gravito-capilar con frecuencias dominantes iniciales alrededor de 6 y 6.5 Hz. El régimen gravitacional (con frecuencias dominantes menores a 5.47 Hz) se alcanza a diferentes velocidades del viento dependiendo del experimento (4.0, 5.5, 7.5, 12.5 y 15 m s⁻¹ para el experimento 1, 2, 3, 4 y 5, respectivamente). El experimento 5 es el que presenta el régimen gravito-capilar durante casi todo el periodo de viento acelerado. La altura de ola significativa, la longitud de onda, y la pendiente aumentan, y la frecuencia dominante disminuye a medida que la velocidad del viento aumenta, durante el periodo de viento acelerado. Por lo tanto, los experimentos de menor aceleración necesitan una menor velocidad del viento para generar las primeras olas medidas, estas son más pendientes que las asociadas a los experimentos con mayor aceleración, como sugieren los resultados del análisis espectral.

Asociados a la velocidad máxima de 13 m s⁻¹, la frecuencia dominante alcanza valores entre 2 y 6 Hz, la altura de ola alcanza valores entre 0.02-0.12 m, la longitud de onda presenta valores dentro del rango 0.1-0.6 m, y la pendiente de la ola está dentro del rango 0.02-0.07, dependiendo del experimento. Los experimentos con me-

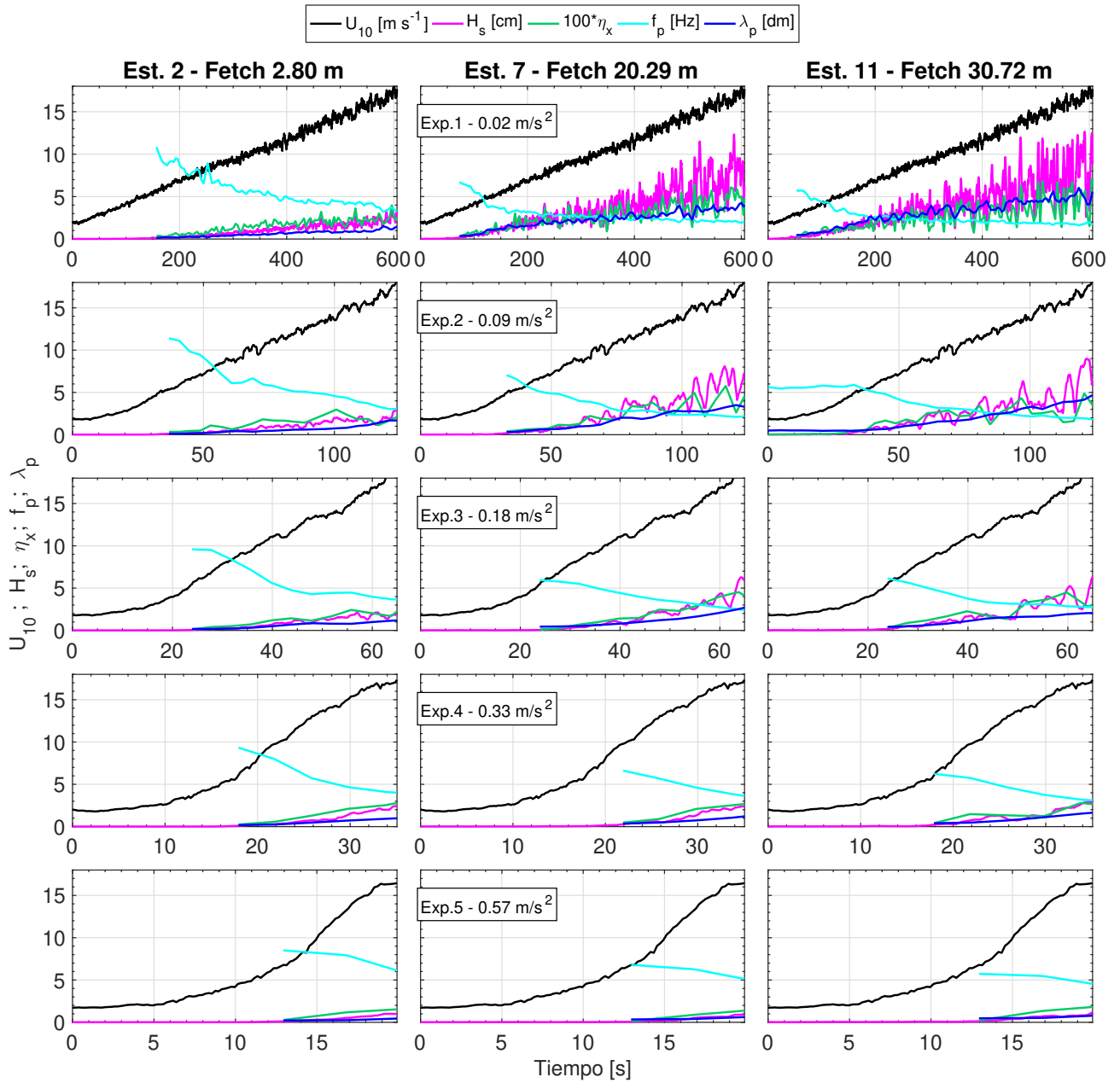


Figura 21. Series temporales de la velocidad del viento, U_{10} , la altura de ola significativa, H_s , la pendiente del oleaje dominante, η_x , la frecuencia dominante, f_p y la longitud de onda dominante, λ_p para tres fetches (columnas) y para cinco experimentos (filas).

nor aceleración alcanzan un mayor estado de desarrollo del campo de olas, con una mayor altura de ola significativa, longitud de onda y pendiente, y una menor frecuencia dominante. El experimento 2 presenta valores similares al experimento 1 para los parámetros asociados a la velocidad máxima de 13 m s^{-1} , a pesar de que este experimento tiene menos tiempo para el desarrollo del oleaje.

Ahora, teniendo en cuenta las diferencias entre las tres estaciones, se observa que

el fetch, así como la aceleración del viento, tiene un efecto directo en la evolución de las características del campo de olas bajo condiciones de viento acelerado. A medida que el fetch aumenta el oleaje alcanza un mayor nivel de desarrollo, i.e., presenta una menor frecuencia dominante y una mayor altura de ola significativa y longitud de onda. Este proceso es más notable para los experimentos de menor aceleración y en las estaciones con menor fetch, es decir, las diferencias son mayores entre las estaciones 2 y 7. Para los experimentos con mayor aceleración y estaciones con mayor fetch, los efectos del fetch en el aumento del desarrollo del campo de olas son menos evidentes. Estos resultados están en concordancia con los resultados del análisis adimensional del campo de olas (Capítulo 4) y análisis espectral, previamente expuestos. Durante los experimentos con menor aceleración (experimentos 1 y 2), el oleaje incipiente se detectó primero en las estaciones con mayor fetch. En cambio, en los experimentos de mayor aceleración (3, 4 y 5), las primeras olas se midieron al mismo tiempo en todas las estaciones.

En la Figura 22 se muestra la evolución temporal de la altura de ola significativa, H_s , para tres estaciones de medida a lo largo del tanque de oleaje y para los cinco experimentos con diferentes aceleraciones de viento asociadas. A partir de estos resultados es posible observar con mayor detalle la evolución de la altura de ola significativa, y por lo tanto, proporciona un idea de la tasa de crecimiento el oleaje durante estos estadios iniciales de generación.

Los experimentos de mayor aceleración tienen menos cambios de tendencia de la tasa de crecimiento, y son más suaves, que los experimentos de menor aceleración. A medida que la aceleración del viento disminuye, la tasa de crecimiento muestra cambios de tendencia más marcados. Aún así, no es posible distinguir los 4 estados reportados por Zavadsky y Shemer (2017) asociados a la evolución del campo de olas en ningún experimento. El hecho de que el viento esté acelerado, hace que la tendencia del segundo estado se vea modificada varias veces debido al efecto de la aceleración del viento. Por ejemplo, en los experimentos 1, 2, y 3, durante ciertos instantes la tasa de crecimiento se mantiene constante por unos segundos, pero posteriormente, disminuye y aumenta, continuamente.

Para los fetches más cortos y los experimentos de aceleración baja, la tasa de crecimiento presenta una tendencia lineal con pequeñas fluctuaciones. A medida que el

fetch aumenta, la tendencia de la tasa de crecimiento es exponencial. Las diferencias observadas entre los diferentes fetches, disminuyen a medida que la aceleración del viento aumenta. Por lo tanto, la tendencia exponencial observada en los experimento de aceleración alta, se mantiene a medida que el fetch aumenta. Un comportamiento similar fue presentado en Zavadsky y Shemer (2017), donde después de una aceleración del viento alta, el parámetro de la tasa de crecimiento, β , se mantiene constante con el fetch.

En los experimentos de Zavadsky y Shemer (2017), las magnitudes de la aceleración del viento son mayores a las alcanzadas en los experimentos de este estudio, y la duración de los periodos de viento acelerado son mucho menores en comparación con este estudio, alrededor de 2-3 s. Después de ese periodo de aceleración corto, los experimentos de Zavadsky y Shemer (2017) alcanzan condiciones de viento constante, periodo durante el cual la evolución del oleaje es dividida en esos 4 estados.

5.4. Edad de ola y coeficiente de arrastre

Como se mostró en resultados anteriores, durante los primeros estadios de generación del oleaje, la rugosidad superficial y las características del oleaje evolucionan de manera rápida, y su relación con el esfuerzo del viento es una clave importante. La evolución del $C_{D_{10}}$ con la velocidad del viento y la velocidad de fase del oleaje dominante, c_p (Figura 23), y la evolución del $C_{D_{10}}$ con la velocidad del viento y la edad de la ola (Figura 24), se presentan para caracterizar la influencia de la cinemática del oleaje en el esfuerzo del viento. La edad de la ola se calcula a partir de la velocidad de fase y la velocidad del viento como c_p/U_{10} .

En todos los experimentos, las primeras olas medidas muestran una velocidad de fase alrededor de 0.23 m s^{-1} . A medida que la velocidad del viento y el coeficiente de arrastre aumentan, se observa un ligero incremento en la velocidad de fase, que es más notable en los experimentos de menor aceleración. Para los experimentos 4 y 5, la velocidad de fase es menor que para los experimentos de menor aceleración. Por lo tanto, dado una cierta velocidad del viento, el campo de olas asociado a los experimentos de menor aceleración tiene una mayor velocidad de fase, indicando un mayor estado de desarrollo (Figura 23). Para los experimentos de mayor aceleración, la baja eficiencia del crecimiento del oleaje hace que el oleaje presente menor velocidad

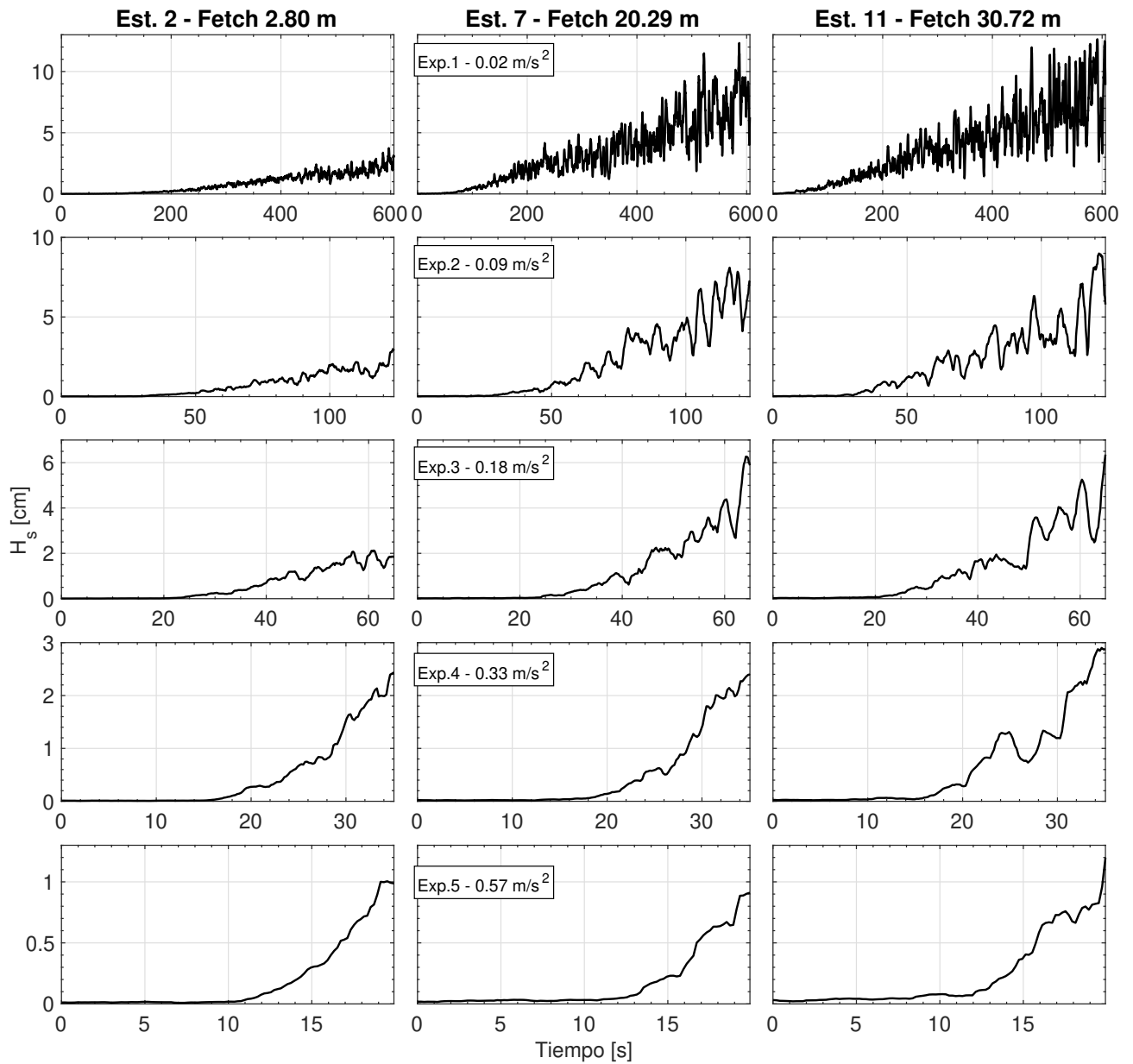


Figura 22. Series temporales de la velocidad del viento de la altura de ola significativa, H_s para tres fetches (columnas) y para cinco experimentos (filas). Se incluye la aceleración del viento asociada a cada experimento.

de fase que los experimentos de menor aceleración.

Los valores de edad de la ola se encuentran dentro del rango 0.04-0.14; todos correspondientes a oleaje joven ya que la edad de fase de las olas es siempre mucho menor a la velocidad del viento. Por lo tanto, el oleaje continuamente recibe esfuerzo del viento durante el periodo de viento acelerado. Cuando un experimento en concreto es considerado, se observa una ligera disminución de la edad de ola al aumentar la velocidad del viento y el coeficiente de arrastre. Esto indica que la velocidad del

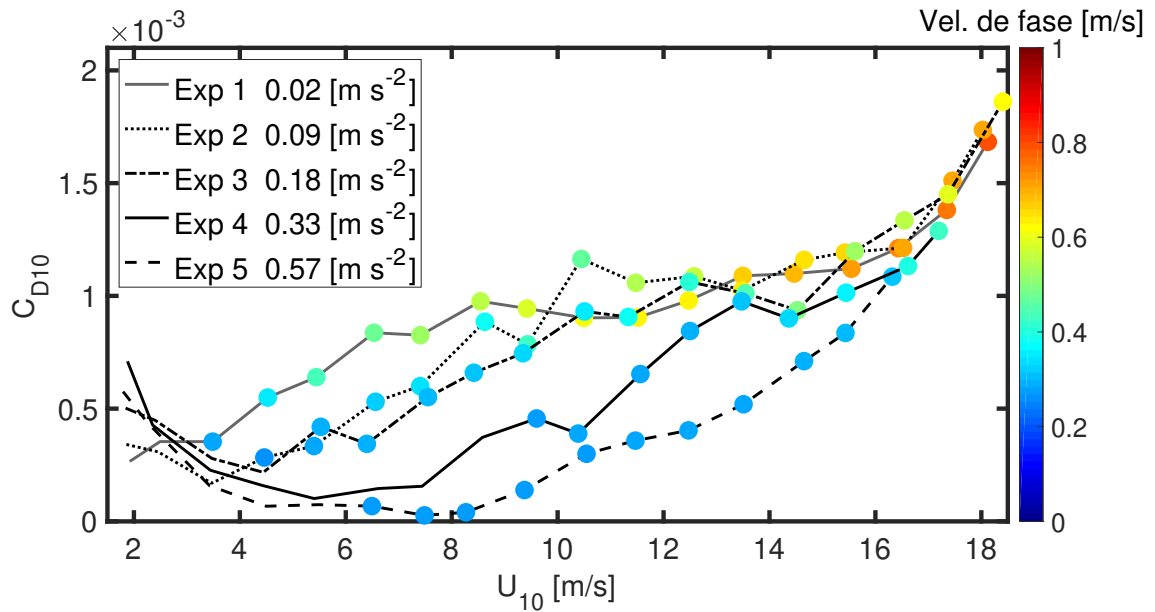


Figura 23. Coeficiente de arrastre en función de la velocidad del viento. Los colores indican la velocidad de fase asociada al oleaje dominante.

viento aumenta más rápido que la velocidad de fase. Esta disminución de la edad de la ola es más notable en el experimento 1. Si se hace una comparación entre los cinco experimentos, dada una cierta velocidad del viento, los experimentos con menor aceleración tienen mayores valores de edad de ola (Figura 24).

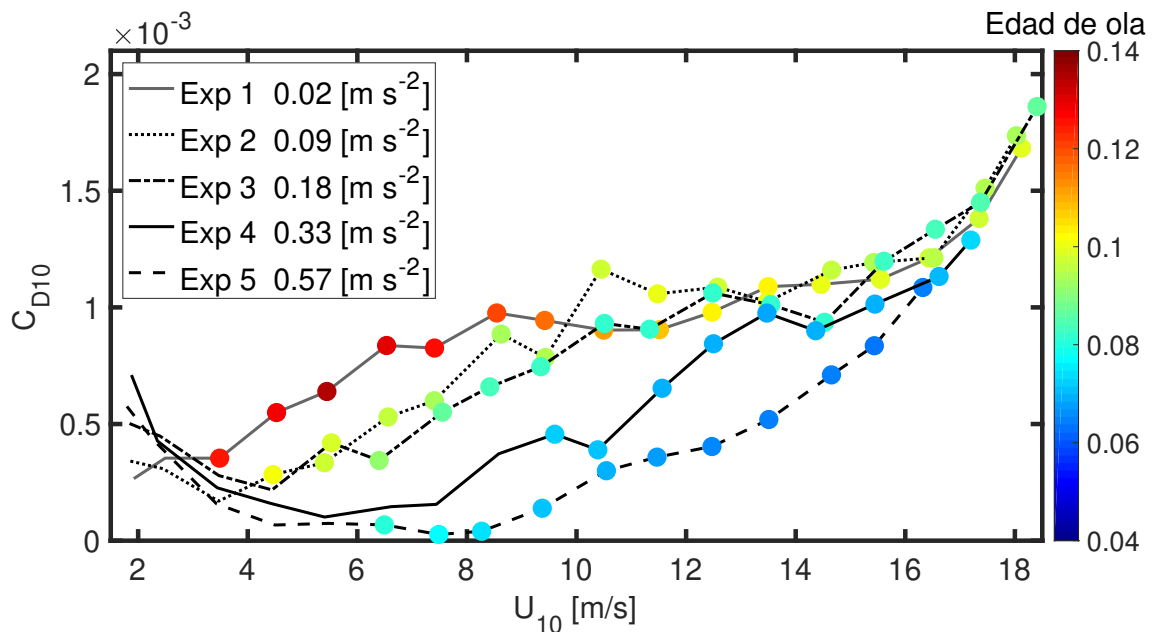


Figura 24. Coeficiente de arrastre en función de la velocidad del viento. Los colores indican la edad de la ola asociada al oleaje dominante.

Una vez que el régimen del flujo rugoso es establecido y que el oleaje comienza a afectar la inducción de turbulencia, la tendencia al incremento coeficiente de arrastre

con la velocidad del viento se ve modificada, como se menciona en el Capítulo 4. Este cambio en la tendencia ocurre independientemente del valor de edad de ola asociado al umbral de régimen de flujo rugoso. Sin embargo, el rango de velocidades bajo las cuales se observa dicha *saturación* del coeficiente de arrastre, es diferente para cada uno de los experimentos. Este rango de velocidades del viento es menor para los experimentos de mayor aceleración y que presentan una menor edad de ola asociada a una cierta velocidad del viento. Además, para el experimento 5, que presenta los menores valores de edad de la ola asociados al periodo de viento acelerado (además de que el oleaje está dentro del régimen gravito-capilar durante prácticamente todo el periodo de viento acelerado), no se observa un cambio en la tendencia del coeficiente de arrastre con la velocidad del viento. Por lo tanto, el estado de desarrollo del campo de olas, junto con la relación entre la velocidad de fase y la velocidad del viento, podría modular el incremento del coeficiente de arrastre con la velocidad del viento.

Al analizar la tendencia de la velocidad de fase del oleaje dominante desde velocidades del viento de 10 m s^{-1} hasta 17 m s^{-1} (Tabla 6), se puede confirmar que aunque la velocidad de fase es menor para los experimentos 2 y 3 que para el experimento 1, aumenta más rápido que en el experimento 1. Esto indica que durante los experimentos de mayor aceleración, la velocidad de fase presenta una tasa de cambio mayor en comparación con los experimentos de menor aceleración. Probablemente, la aceleración del viento también aumenta las velocidades horizontales de las partículas de agua, induciendo rompimiento del oleaje de forma prematura. Por lo tanto, el campo de olas asociado al experimento 3, el cual está menos desarrollado que el asociado al experimento 1 (mostrando en resultados previos), podría romper bajo condiciones de menor velocidad del viento y generar separación de flujo en la capa límite aérea, induciendo un aumento en el esfuerzo del viento. Esto podría ser una explicación para el notable incremento del coeficiente de arrastre asociado a las mayores velocidades del viento. En el experimento 3, este incremento ocurre asociado a velocidades del viento menores, lo cual hace que al final del periodo de viento acelerado, presente el máximo valor de coeficiente de arrastre de todos los experimentos.

5.5. Conclusiones

Se proporcionó una descripción detallada de la evolución de la forma espectral bajo diferentes magnitudes de aceleración del viento constante. Se observó que los experi-

Tabla 6. Velocidad de fase asociada con las velocidades del viento de 10 y 17 m s⁻¹, y la tendencia de la velocidad de fase de 10 a 17 m s⁻¹ para cada experimento.

| Exp. | $C_p(U_{10} = 10)$ [m s ⁻¹] | $C_p(U_{10} = 17)$ [m s ⁻¹] | $\frac{dC_p}{dU_{10}}$ |
|------|--|--|------------------------|
| 1 | 0.592 | 0.751 | 0.023 |
| 2 | 0.435 | 0.725 | 0.041 |
| 3 | 0.332 | 0.567 | 0.034 |
| 4 | 0.277 | 0.401 | 0.017 |
| 5 | 0.277 | 0.317 | 0.006 |

mentos de aceleración baja presentan un aumento del nivel de saturación de las altas frecuencias y un proceso de corrimiento de la frecuencia asociada al pico espectral hacia las bajas frecuencias más marcado. También, los espectros presentaron un pico espectral más ancho a medida que la velocidad del viento y el fetch aumentan. Por el contrario, en los experimentos de aceleración alta, el aumento del nivel de saturación de las altas frecuencias es muy reducido y no se observa el proceso de corrimiento de la frecuencia asociada al pico espectral hacia las bajas frecuencias a medida que la velocidad del viento y el fetch aumentan. En estos experimentos, el campo de olas crece levemente; está saturado.

Por otro lado, también se describe la forma de la cola espectral de altas frecuencias y se compara con formulaciones previas de Toba y Phillips. Para los experimentos de baja aceleración, el rango medio de altas frecuencias presenta una pendiente más suave, cercana a la formulación de Toba. El rango de frecuencias cercanas a la frecuencia asociada al pico espectral presenta una pendiente mayor, incluso mayor a la de la formulación de Phillips. Además, a medida que el pico espectral se hace más ancho al aumentar la velocidad del viento y el fetch, la pendiente del rango de frecuencias cercanas a la frecuencia asociada al pico espectral se hace más suave, y por lo tanto similar a la formulación de Toba. Sin embargo, en los experimentos de aceleración alta, la forma de la cola del espectro no cambia.

El hecho de que el experimento con la menor aceleración no sea el que presenta las características de el campo de olas más desarrollado indica que no solo el fetch y la velocidad del viento son factores limitantes en el desarrollo del oleaje, sino que

también lo es la aceleración del viento. El experimento 2 es el que presenta el campo de olas con un mayor desarrollo, i.e., una mayor evolución de la forma espectral con la velocidad del viento y el fetch, y una mayor tasa de cambio de la energía espectral. Por lo tanto, aunque el tiempo es un factor determinante en el desarrollo del campo de olas, el hecho de que el viento se encuentra acelerado da lugar a que el experimento con un mayor desarrollo del campo de olas sea el que tiene una aceleración intermedia.

La evolución de algunos de los principales parámetros asociados al campo de olas incipiente con la velocidad del viento y el fetch fue analizada. Se observó que el campo de olas se caracteriza por una frecuencia asociada al pico espectral inicial diferente y que depende de la aceleración del viento. Los experimentos de aceleración baja presentaron una frecuencia asociada al pico espectral inicial de 13 Hz (también reportada por Phillips (1957)), y los experimentos de aceleración alta presentaron una frecuencia asociada al pico de 6 Hz. El campo de olas de los experimentos de aceleración baja se genera bajo la acción de velocidades del viento menores, en comparación con los experimentos de aceleración alta. El efecto del fetch es más marcado en los experimentos de aceleración baja y entre las estaciones con fetches más cortos, i.e., estaciones 2 y 7.

No fue posible distinguir los cuatro estadios en la tasa de crecimiento del campo de olas reportados por Zavadsky y Shemer (2017). El hecho de que el viento este acelerado modifica la tendencia de la tasa de crecimiento. Se observó una tendencia lineal de la tasa de crecimiento en los experimentos de aceleración baja y para fetches cortos. A medida que el fetch aumenta la tendencia se hace exponencial. Para los experimentos de aceleración alta, la tasa de crecimiento presenta una tendencia exponencial independientemente del fetch.

Un campo de olas más desarrollado, con una mayor pendiente y una mayor edad de ola genera un mayor rango de velocidades del viento bajo las cuales se observa una tendencia constante o de ligera disminución del coeficiente de arrastre con la velocidad del viento. Sin embargo, el campo de olas no responde de forma inmediata a los cambios de tendencia del coeficiente de arrastre. Aunque el experimento con aceleración moderada presenta el mayor coeficiente de arrastre asociado a la velocidad máxima de 13 m s^{-1} , no es el experimento con el campo de olas con mayor desarrollo, sino un

experimento con una menor aceleración.

Capítulo 6. Corriente de deriva superficial

6.1. Introducción

Keulegan (1951) fue uno de los primeros en medir velocidades superficiales inducidas por viento reportando que la magnitud de la corriente es aproximadamente 3.3% de la velocidad del viento. Otros autores como Van Dorn (1953) y Bye (1965) reportaron valores para la corriente superficial de 3-4% de la velocidad del viento.

Otros estudios de capa límite (Bye, 1965; Wu, 1975) reportaron perfiles de velocidad logaritmo, el último durante experimentos de laboratorio. En el campo y en el laboratorio la magnitud de la velocidad de fricción toma valores del orden de 1 cm s^{-1} . Los valores de las alturas de rugosidad están en un rango de entre 0.05-0.3 cm (Siddiqui y Loewen, 2007).

Agrawal *et al.* (1992) encontraron que la tasa de disipación de la energía cinética turbulenta, ε , puede ser de un factor de 100 mayor que las predicciones con la teoría de la pared. Con base en series de tiempo de ε demostraron que turbulencia es altamente variable con valores máximos que exceden 14 veces el promedio. Asociaron valores elevados de ε a procesos de rotura de gran escala (i.e. whitecapping). Gemmrich y Farmer (2004) encontraron valores diferentes de ε para las crestas y los valles del oleaje.

Cheung y Street (1988) tomaron mediciones de las velocidades del flujo en un tanque de viento y oleaje con un anemómetro láser Doppler, el fetch era de 13 m y una velocidad de viento de 13.1 m s^{-1} . Estimaron la velocidad de fricción extrapolando los esfuerzos de Reynolds hasta la superficie. Concluyen que la presencia de oleaje aumenta la energía cinética del flujo medio.

Los objetivos principales de esta sección son:

- Analizar la importancia relativa de la producción de energía cinética turbulenta, q , debida al corte vertical del flujo medio y al corte vertical de la deriva de Stokes.
- Determinar si el balance de q se modifica bajo condiciones de viento acelerado.
- Caracterizar la tasa de disipación de q .

6.2. Procesamiento de datos

6.2.1. Marco de referencia móvil

El velocímetro o perfilador acústico se localiza a una profundidad fija cercana a la superficie. A la hora de situar el dispositivo se pretende que las celdas de medida del dispositivo queden localizadas cercanas a la interfase aire-agua, idealmente las celdas superiores del velocímetro deben de estar localizadas en un nivel superior a la superficie libre. De esta forma se asegura que dentro del perfil de datos del velocímetro, se midan las velocidades de la corriente adyacentes a la superficie libre, aun cuando la superficie libre se desplace en la vertical debido al paso del oleaje.

Para una estimación adecuada de la evolución temporal de las componentes promedio y turbulenta de la corriente de deriva total, dentro de una ventana corrida de 4 s, es necesario establecer un marco de referencia móvil, que siga el desplazamiento de la superficie libre. De este modo, se garantiza que las magnitudes de las componentes promedio y turbulenta promediadas pertenecen siempre a la misma profundidad. Para el establecimiento del marco de referencia móvil se usa la distancia entre dispositivo y la superficie libre (*bottomcheck*) proporcionada por el dispositivo, que proporciona dicha distancia cada 20 Hz.

A continuación se explica como se estima del el vector de profundidades que sigue la superficie libre. Primero se estima la longitud del perfil sumergido, *LPS*, como:

$$LPS = Ds - B,$$

donde *Ds* es la distancia entre dispositivo y la superficie libre y *B* es el *blanco*, distancia en la vertical donde el dispositivo no proporciona mediciones. *B* es un valor constante e igual a 0.04 m en este caso.

Posteriormente se estima la longitud del perfil en el aire, *LPA*, como:

$$LPA = Dt - LPS,$$

donde Dt distancia vertical total en la que el dispositivo proporciona mediciones de la magnitud de la corriente total.

Por lo tanto, el nuevo vector de profundidades siguiendo el desplazamiento de la superficie libre se define de la siguiente forma:

$$z' = LPA : -0.001 : LPS.$$

En las Figura 25a y 26a se muestra la serie temporal de la distancia entre dispositivo y la superficie libre para los experimentos 1 y 2, respectivamente. En las Figuras 25b y 26b se muestra la serie temporal de la profundidad corregida siguiendo la superficie libre y asociada a cada uno de los niveles de medida del velocímetro para el experimento 1 y 2, respectivamente. En ambos experimentos, debido a la presencia de oleaje incipiente y del viento acelerado, se observan variaciones destacables de la superficie libre.

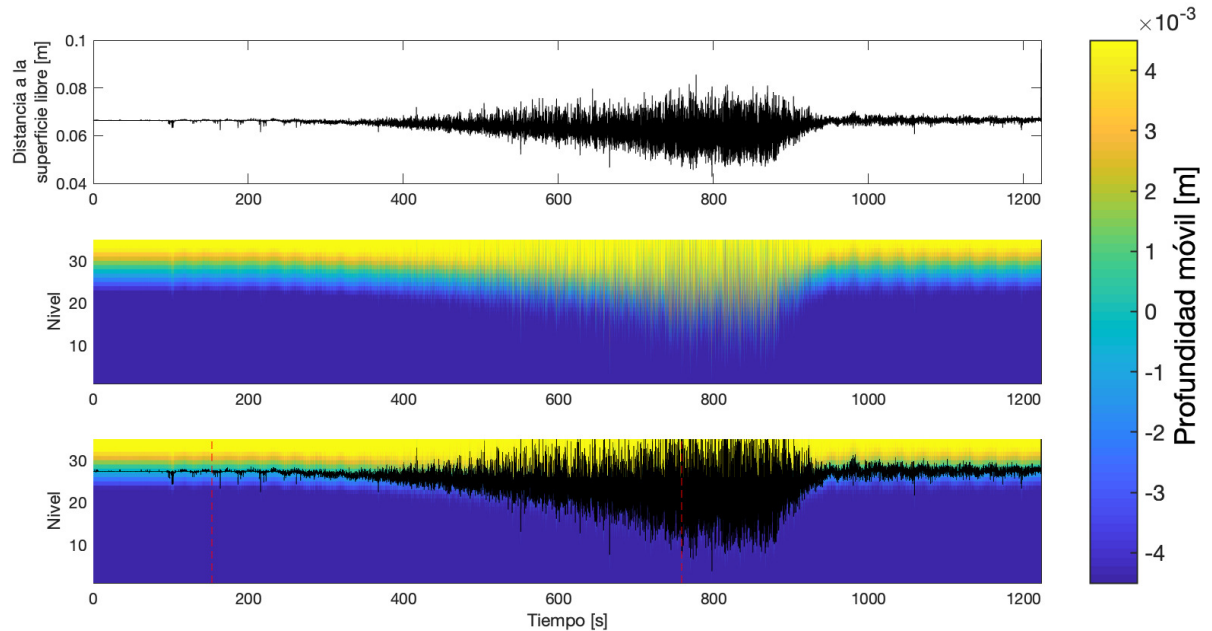


Figura 25. Evolución temporal del perfil vertical de la corriente de deriva superficial total para el experimento 1 (izquierda) y el experimento 2 (derecha).

6.3. Corriente de deriva superficial total

En la Figura 27 se representa la evolución temporal del perfil vertical de la corriente de deriva superficial total para dos experimentos (experimento 1 y experimento 2). En

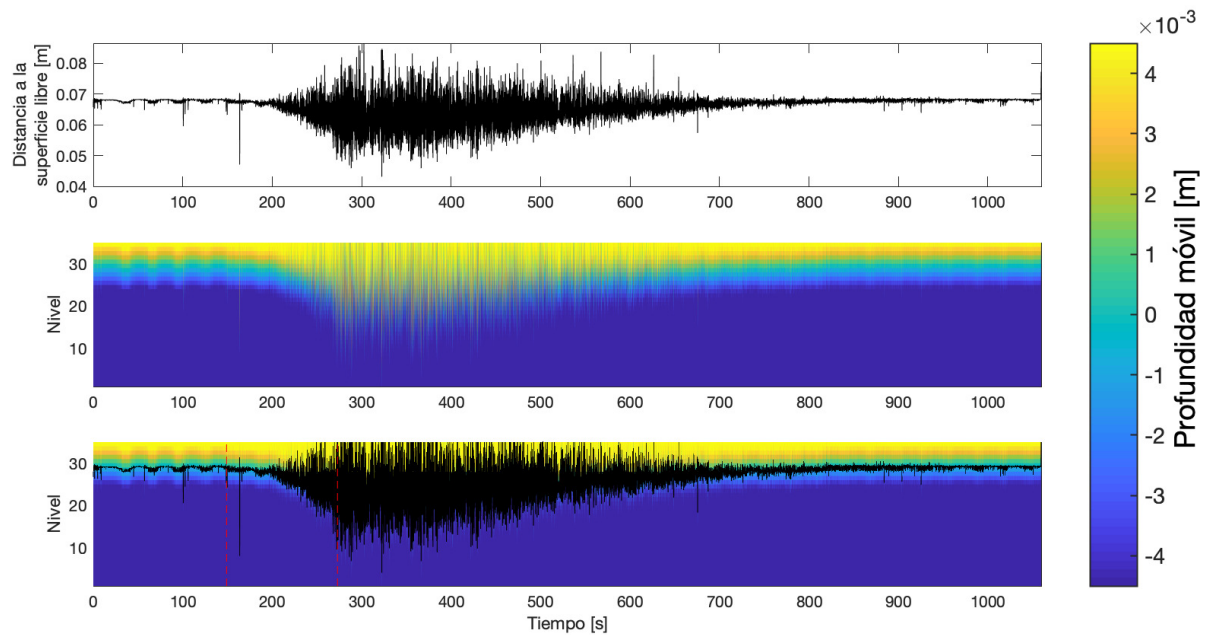


Figura 26. Evolución temporal del perfil vertical de la corriente de deriva superficial total para el experimento 1 (izquierda) y el experimento 2 (derecha).

ambos experimentos se observa claramente que la magnitud de la corriente de deriva aumenta con la velocidad de viento. La mayor magnitud de la corriente de deriva se presenta en la capa más superficial y disminuye con la profundidad. Por lo tanto, se genera un corte vertical en el perfil de la corriente de deriva. Este corte alcanza una mayor profundidad en el experimento de menor aceleración. Una característica destacable es que el corte del perfil vertical de la corriente asociado al experimento de menor aceleración no es mantenido durante el periodo de velocidad de viento mayores. Alcanzada cierta velocidad de viento, la magnitud de la corriente de deriva asociada a la parte más superficial de la columna de agua disminuye, para posteriormente, mantenerse constante. Esto hace que el corte vertical de la corriente de deriva no se mantenga para velocidades de viento mayores. En cambio, para el experimento de mayor aceleración, la magnitud de la corriente de deriva de la capa más superficial siempre aumenta con la velocidad del viento, alcanzando un valor máximo de 0.45 m s^{-1} aproximadamente, asociado a la velocidad de viento máxima de 13 m s^{-1} . Esto hace que el corte vertical de la corriente de deriva se mantenga incluso para las velocidades de viento mayores.

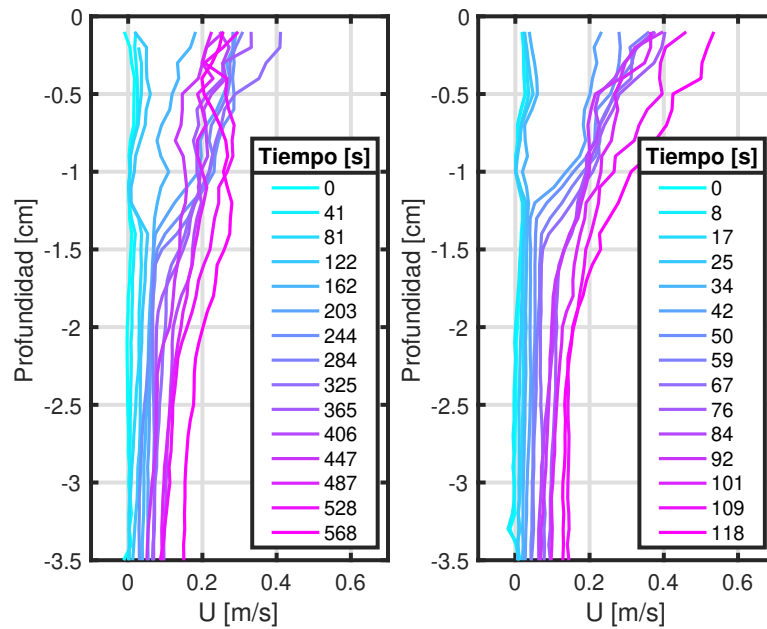


Figura 27. Evolución temporal del perfil vertical de la corriente de deriva superficial total para el experimento 1 (izquierda) y el experimento 2 (derecha).

6.4. Deriva de Stokes

En la Figura 28 se representa la evolución temporal del perfil vertical de la deriva de Stokes asociada al campo de olas. El perfil de la deriva de Stokes se estimó a partir de la formulación de Breivik *et al.* (2016). Las mayores magnitudes de la deriva Stokes se producen en superficie y posteriormente se produce un decaimiento exponencial de su magnitud en profundidad. Sin embargo, el experimento de menor aceleración presenta una mayor magnitud de la deriva de Stokes que el experimento de mayor aceleración. Asociado a la velocidad máxima del viento, el experimento 1 presenta magnitud máxima de la deriva de Stokes aproximada de 0.15 m s^{-1} , mientras que el experimento 2 presenta una magnitud máxima aproximada de 0.11 m s^{-1} . Estos resultados están en concordancia con la caracterización del campo de oleaje presentada en capítulos 4 y 7, donde el oleaje asociado al experimento 1 muestra un mayor desarrollo y una mayor pendiente. El oleaje que presenta una mayor energía asociada con las mayores frecuencias, es decir un oleaje con mayor pendiente, es el que genera una mayor contribución a la magnitud de la deriva de Stokes.

6.5. Términos de la ecuación de energía cinética turbulenta

En las Figuras 29 y 30 se muestra la evolución temporal de los perfiles verticales de la tasa de cambio de la energía cinética turbulenta (estimada de forma directa a partir

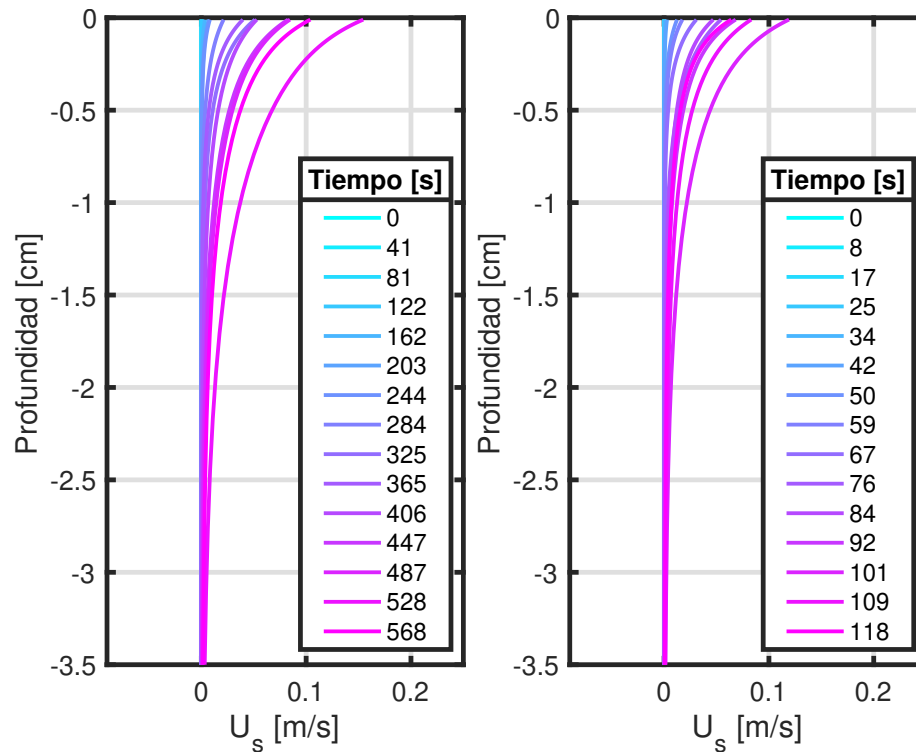


Figura 28. Evolución temporal del perfil vertical de la deriva de Stokes asociada al campo de olas para el experimento 1 (izquierda) y el experimento 2 (derecha).

de las fluctuaciones turbulenta del viento) para los experimentos 1 y 3, respectivamente. También se muestra la evolución temporal de los perfiles verticales de los términos de producción y disipación de energía cinética turbulenta, para ambos experimentos.

Para el experimento 1 (Figura 29) se observa que la tasa de cambio de la energía cinética turbulenta, $\partial q/\partial t$, se mantiene constante y entorno a cero, en los primeros 0.035 m de la columna de agua y durante todo el período de viento acelerado. Esto quiere decir, que en todo momento existe un balance entre la generación y disipación de energía cinética turbulenta. Por otro lado, se observa que la producción de q por el corte del flujo medio y por el corte de la deriva de Stokes es máxima alrededor de los 0.005 m de profundidad. En cambio la tasa de disipación de q es máxima en superficie y disminuye con la profundidad. La magnitud de la producción por el corte del flujo medio es un orden de magnitud mayor que la producción por el corte de la deriva de Stokes. El corte de la corriente de deriva, o del flujo medio, es el principal agente productor de energía cinética turbulenta.

Para el experimento 2 (Figura 30) la tasa de cambio de la energía cinética turbulenta, $\partial q/\partial t$ presenta valores negativos, que disminuyen con la profundidad. Esto indica

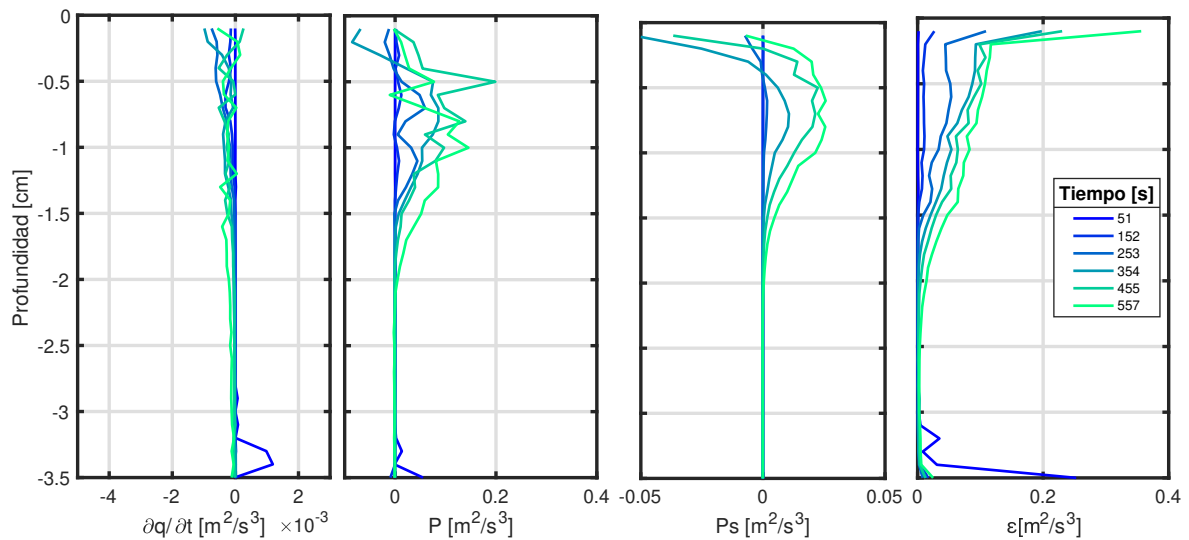


Figura 29. Evolución temporal de los perfiles verticales de la tasa de cambio de la energía cinética turbulenta, $\partial q/\partial t$, producción por el corte del flujo medio, P , producción por corte de la deriva de Stokes, P_s , y tasa de disipación viscosa, ε , para el experimento 1.

que, durante este experimento la producción de q es mayor al disipación de q . La evolución temporal de los perfiles de P , P_s y ε es similar a la observada en el experimento de menor aceleración, presentando un valor máximo alrededor de los 0.005 m de profundidad. Sin embargo los valores máximos alcanzados por los términos P y P_s son mayores en comparación con el experimento de menor aceleración. La magnitud del término ε es similar a la del experimento 1. En este experimento también se observa que hay una diferencia de un orden de magnitud entre la producción de q por el corte del flujo medio y por el corte de la deriva de Stokes.

En los resultados de las Figuras 29 y 30 se observa que cuando mayor es la aceleración, mayor es la producción por el corte del flujo medio y la de deriva de Stokes. Por otro lado, la tasa de disipación de q presenta magnitudes similares en ambos experimentos independientemente de la magnitud de la aceleración del viento. Por lo tanto, cuanto mayor es la aceleración, menor es el equilibrio entre la generación y la disipación de q , lo que ocasiona que la tasa de cambio de q no se mantenga constante para el experimento de mayor aceleración.

6.6. Conclusiones

Los resultados anteriores proporcionan una descripción detallada de las características principales del flujo medio en los primeros centímetros de la columna de agua, asociados al proceso de generación de oleaje por viento bajo condiciones de viento

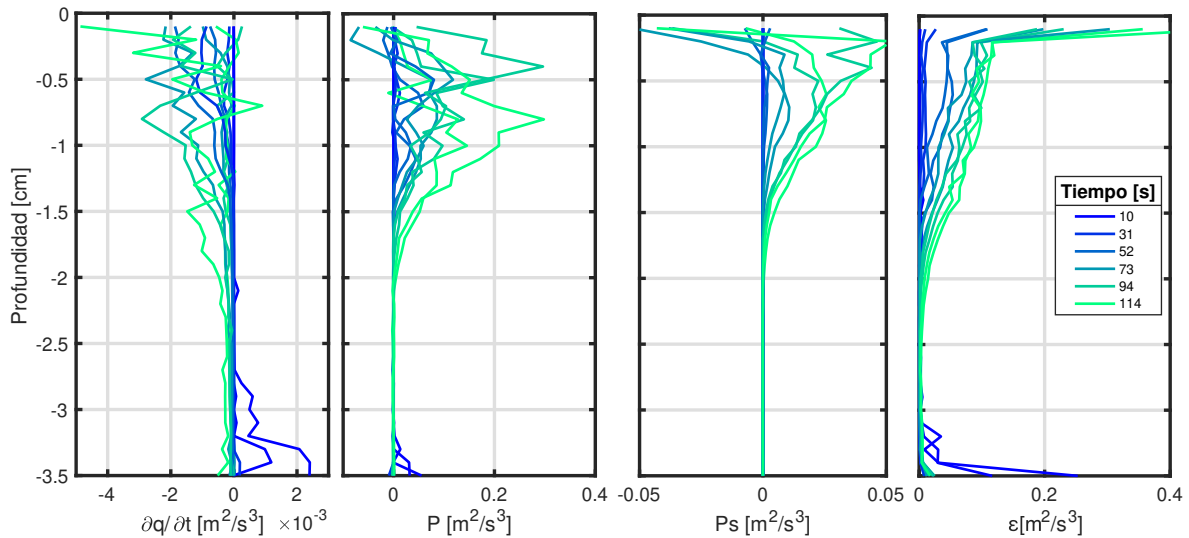


Figura 30. Evolución temporal de los perfiles verticales de la tasa de cambio de la energía cinética turbulenta, $\partial q/\partial t$, producción por el corte del flujo medio, P , producción por corte de la deriva de Stokes, P_s , y tasa de disipación viscosa, ϵ , para el experimento 2.

acelerado.

Una mayor aceleración del viento genera un corte mayor en la corriente de deriva superficial. Esto hace que exista una mayor turbulencia asociada a este campo de corrientes que hace que la producción por el corte del flujo medio y de la deriva de Stokes sea mucho mayor. Esto, a pesar de que la magnitud de la deriva de Stokes es mayor para el experimento de menor aceleración. Los dos experimentos presentan el máximo valor de producción de q alrededor de 0.005 m. También ambos experimentos presentan un comportamiento similar asociado a ϵ , en su magnitud máxima y en su dependencia con la profundidad. En términos generales, cuanto mayor es la aceleración, menor es equilibrio entre producción y disipación de q .

Capítulo 7. Conclusiones

Se llevaron a cabo un conjunto de experimentos de laboratorio en un tanque de olas y en un túnel de viento con el objetivo de caracterizar los primeros estadios de generación del oleaje y de la corriente de deriva superficial bajo condiciones de viento acelerado. Durante los experimentos se obtuvieron mediciones con una alta frecuencia de muestreo del flujo de aire y de los desplazamientos de la superficie libre, a partir de las cuales fue posible estimar las fluctuaciones turbulentas asociadas con el campo de viento y establecer algunas relaciones entre el coeficiente de arrastre y el campo de olas generado. También se analizó el efecto de la aceleración del viento en los estadios iniciales de la generación del oleaje. Por otro lado, se obtuvieron mediciones de alta resolución espacial y con una elevada frecuencia de muestreo, de la corrientes de deriva superficial en los primeros centímetros de la columna de agua. Este conjunto de datos permitió caracterizar detalladamente la estructura vertical del campo de corrientes así como su evolución temporal.

La conclusión principal de este trabajo es que la aceleración del viento afecta de forma directa al proceso de generación y evolución del campo de olas y de la corriente de deriva superficial. En términos generales se observó que para las velocidades de viento menores, el experimento de menor aceleración presenta mayor coeficiente de arrastre y un campo de olas y de corrientes más desarrollado. Para velocidades de viento mayores, el oleaje presente en la superficie del agua tiene un efecto directo en el flujo de aire, es decir, el régimen de flujo rugoso es establecido y la rugosidad de la superficie libre induce un aumento de la turbulencia en la capa límite aérea. Este proceso hace que no sea el experimento de menor aceleración el que presenta mayores valores de coeficiente de arrastre asociado a la velocidad de viento máxima de viento, y que tampoco sea el experimento que presenta una mayor evolución del campo de olas. Por otro lado, la intensidad de la aceleración del viento también tiene un efecto directo en la forma del perfil vertical de la corriente de deriva superficial. La producción por el corte del flujo medio es mayor para condiciones de mayor aceleración, y la producción y disipación de energía cinética turbulenta no están en equilibrio bajo estas condiciones de aceleración de viento de alta intensidad.

Literatura citada

- Agrawal, Y. C., Terray, E. A., Donelan, M. A., Hwang, P. A., Williams, A. J., Drennan, W. M., Kahma, K. K., y Krtaigorodskii, S. A. (1992). Enhanced dissipation of kinetic energy beneath surface waves. *Nature*, **359**: 2025–2045.
- Andreas, E. L., Mahrt, L., y Vickers, D. (2014). An improved bulk air-sea surface flux algorithm, including spray-mediated transfer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **141**(687): 642–654.
- Ardhuin, F., Jenkins, A., Hauser, D., Reniers, A., y Chapron, B. (2005). Waves and operational oceanography: Toward a coherent description of the upper ocean. *EOS Transactions*, **86**(4): 37–44.
- Babanin, A. V. y Makin, V. K. (2008). Effects of wind trend and gustiness on the sea drag: Lake George study. *Journal of Geophysical Research*, **113**: 1–18. C02015.
- Breivik, Ø., Bidlot, J.-R., y Janssen, P. A. E. M. (2016). A stokes drift approximation based on the phillips spectrum. *Ocean Modelling*, **100**: 49 – 56.
- Bye, J. A. T. (1965). Wind-driven circulation in unstratified lakes. *Limnol. Oceanogr*, **10**: 451–458.
- Bye, J. A. T. (1967). The wave drift current. *Journal of Marine Research*, **25**: 95–102.
- Cavaleri, L., Fox-Kemper, B., y Hemer, M. (2012). Wind waves in the coupled climate system. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **93**: 1651–1661.
- Charnock, H. (1955). Wind stress on a water surface. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **81**(350): 639–640.
- Cheung, T. K. y Street, R. L. (1988). The turbulent layer in the water at an air-water interface. *Journal of Fluid Mechanics*, **194**: 133–151.
- Craik, A. D. D. y Leibovich, S. (1976). A rational model for langmuir circulations. *Journal of Fluid Mechanics*, **73**: 401–426.
- Donelan, M. A., Dobson, F. W., Smith, S. D., y Anderson, R. J. (1993). On the Dependence of Sea Surface Roughness on Wave Development. *Journal of Physical Oceanography*, **23**: 2143–2149.
- Doron, P., Bertuccioli, L., Katz, J., y Osborn, T. R. (2001). Turbulence characteristics and dissipation estimates in the coastal ocean bottom boundary layer from piv data. *Journal of Physical Oceanography*, **31**(8): 2108–2134.
- Drennan, W., Kahma, K., y Donelan, M. (1999). On momentum flux and velocity spectra over waves. *Boundary-Layer Meteorology*, **92**(3): 489–515.
- Drennan, W. M. (2003). On the wave age dependence of wind stress over pure wind seas. *Journal of Geophysical Research*, **108**(C3): 1–13.
- Ekman, V. W. (1905). On the influence of the earth's rotation on ocean-currents. **11**.
- García-Nava, H., Ocampo-Torres, F. J., y Hwang, P. A. (2012). On the parameterization of the drag coefficient in mixed seas. *Scientia Marina*, **76**(S1): 177–186.
- Garratt, J. R. (1992). *The atmospheric boundary layer*. Cambridge University Press. p. 316.

- Gemrich, J. R. y Farmer, D. M. (2004). Near-surface turbulence in the presence of breaking waves. *Journal of Physical Oceanography*, **34**: 1067–1086.
- Grachev, A. A. y Fairall, C. W. (2001). Upward momentum transfer in the marine boundary layer. *Journal of Physical Oceanography*, **31**: 1698–1711.
- Guenard, V., Drobinski, P., Caccia, J.-L., Campistron, B., y Bench, B. (2005). An observational study of the mesoscale mistral dynamics. *Boundary-Layer Meteorology*, **115**(2): 263–288.
- Hackett, B., Breivik, Ø., y Wettre, C. (2006). *Forecasting the Drift of Objects and Substances in the Ocean*. Springer Netherlands, chassignet, ericp. and veron, jacques edición. Ocean Weather Forecasting.
- Hanley, K. E., Belcher, S. E., y Sullivan, P. P. (2010). A global climatology of wind–wave interaction. *J. Phys. Oceanogr.*, **40**(6): 1263–1282.
- Holthuijsen, L. H. (2007). *Waves in Oceanic and Coastal Waters*. Cambridge University Press.
- Huang, N. E., Long, S. R., y Shen, Z. (1996). The mechanism for frequency downshift in nonlinear wave evolution. *Advances in Applied Mechanics*, **32**: 59 – 117C.
- Jones, I. y Toba, Y. (2001). *Wind Stress Over the Ocean*. Cambridge University Press. p. 307.
- Kahma, K. K. y Calkoen, C. J. (1992). Reconciling Discrepancies in the Observed Growth of Wind-generated Waves. *Journal of Physical Oceanography*, **22**(12): 1389–1405.
- Kawai, S. (1979). Generation of initial wavelets by instability of a coupled shear flow and their evolution to wind waves. *Journal of Fluid Mechanics*, **93**(4): 661–703.
- Keulegan, G. (1951). *Wind tides in small closed channels*, Vol. 46. National Bureau of Standards. p. 358.
- Kitaigorodskii, S. A. (1962). Applications of the theory of similarity to the analysis of wind-generated wave motion as a stochastic process. *Izv. Akad. Nauk, SSSR. Ser. Geofiz.*, **9**(1): 105–117.
- Large, W. G. y Pond, S. (1981). Open Ocean Momentum Flux Measurements in Moderate to Strong Winds. *Journal of Physical Oceanography*, **11**(3): 324–336.
- Longuet-Higgins, M. S. (1957). On the transformation of a continuous spectrum by refraction. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, **53**: 226–229.
- Makin, V. K., Branger, H., Peirson, W. L., y Giovanangeli, J. P. (2007). Stress above Wind-Plus-Paddle Waves: Modeling of a Laboratory Experiment. *Journal of Physical Oceanography*, **37**: 2824–2837.
- Masuda, A. y Kusaba, T. (1987). On the local equilibrium of winds and wind-waves in relation to surface drag. *Journal of the Oceanographical Society of Japan*, **43**: 28–36.
- Melville, W. (1994). Energy dissipation by breaking waves. *Journal of Physical Oceanography*, **24**: 2041—2049.

- Miles, J. W. (1957). On the generation of surface waves by shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, **3**(02): 185–204.
- Mitsuyasu, H. y Rikiishi, K. (1978). The growth of duration-limited wind waves. *Journal of Fluid Mechanics*, **85**(04): 705–730.
- Ocampo-Torres, F. J., García-Nava, H., Durazo, R., Osuna, P., Díaz Méndez, G. M., y Graber, H. C. (2011). The INTOA Experiment: A Study of Ocean-Atmosphere Interactions Under Moderate to Strong Offshore Winds and Opposing Swell Conditions in the Gulf of Tehuantepec, Mexico. *Boundary-Layer Meteorology*, **138**(3): 433–451.
- Phillips, O. M. (1957). On the generation of waves by turbulent wind. *Journal of Fluid Mechanics*, **2**: 417–445.
- Phillips, O. M. (1958). The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves. *Journal of Fluid Mechanics*, **4**: 426–434.
- Raupach, M. R., Antonia, R. A., y Rajagopalan, S. (1991). Rough-wall turbulent boundary layers. *Appl. Mech. Rev.*, **44**(1): 1–25.
- Schlichting, H. y Gersten, K. (2017). *Boundary-Layer Theory*. Springer Berlin Heidelberg.
- Siddiqui, M. H. K. y Loewen, M. R. (2007). Characteristics of the wind drift layer and microscale breaking waves. *Journal of Fluid Mechanics*, **573**: 417–456.
- Smith, S. D. (1980). Wind Stress and Heat Flux over the Ocean in Gale Force Winds. *Journal of Physical Oceanography*, **10**(5): 709–726.
- Smith, S. D., Anderson, R. J., Oost, W. A., Kraan, C., Maat, N., DeCosmo, J., Katsaros, K. B., Davidson, K. L., Bumke, K., Hasse, L., y Chadwick, H. M. (1992). Sea surface wind stress and drag coefficients: The hexos results. *Boundary-Layer Meteorology*, **60**: 109–142.
- Soloviev, A. y Lukas, R. (2006). *The Near-surface Layer of the Ocean: Structure, Dynamics and Applications*. Springer. Atmospheric and oceanographic sciences library.
- Stokes, G. (1847). On the theory of oscillatory waves. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, **8**: 441.
- Toba, Y. (1972). Local balance in the air-sea boundary processes I. On the growth process of wind waves. *Journal of the Oceanographical Society of Japan*, **28**: 109–121.
- Toba, Y. (1973). Local balance in the air-sea boundary processes iii. on the spectrum of wind waves. *Journal of the Oceanographical Society of Japan*, **29**(2): 209–220.
- Toba, Y. y Ebuchi, N. (1991). Sea-Surface Roughness Length Fluctuating in Concert with Wind and Waves. *Journal of the Oceanographical Society of Japan*, **47**: 63–79.
- Toba, Y., Okada, K., y Jones, I. S. F. (1988). The response of wind-wave spectra to changing winds. part i: Increasing winds. *Journal of Physical Oceanography*, **18**(9): 1231–1240.
- Uz, B. M., Donelan, M. A., Hara, T., y Bock, E. J. (2002). Laboratory studies of wind stress over surface waves. *Boundary-Layer Meteorology*, **102**: 301–331.

- Van Dorn, W. G. (1953). Wind stress on an artificial pond. *J. Mar. Res.*, **12**: 249—276.
- Veron, F. y Melville, W. K. (2001). Experiments on the stability and transition of wind-driven water surfaces. *Journal Of Fluid Mechanics*, **446**: 25–65.
- Waseda, T., Toba, Y., y Tulin, M. P. (2001). Adjustment of wind waves to sudden changes of wind speed. *Journal of Oceanography*, **57**: 519–533.
- Wu, J. (1975). Wind-induced drift currents. *J. Fluid Mech.*, **68**: 49–70.
- Wu, J. (1983). Sea-surface drift currents induced by wind and waves. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**: 1441–1451.
- Yelland, M. y Taylor, P. K. (1996). Wind Stress Measurements from the Open Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **26**(4): 541–558.
- Zavadsky, A. y Shemer, L. (2017). Water waves excited by near-impulsive wind forcing. *Journal of Fluid Mechanics*, **828**: 459–495.