

UNIVERSIDAD DE CANTABRIA

ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS
DE CAMINOS, CANALES Y PUERTOS

TESIS DOCTORAL

MODELADO NUMÉRICO DE LA INTERACCIÓN
OLA- CORRIENTE EN ESTUARIOS

Presentada por: DÑA. MAITANE OLABARRIETA LIZASO

Dirigida por: D. RAÚL MEDINA SANTAMARÍA
DÑA. SONIA CASTANEDO BÁRCENA

Enero, 2006

Agradecimientos

Llegado a la final de la Tesis Doctoral, me gustaría agradecer a todas las personas que me han ayudado y acompañado durante este periodo de la vida. En especial quiero agradecer a Arantxa y a Eukeni (mis padres), a mis hermanos (Libe y Asier) y cuñados (Ion e Iratxe), quienes me han apoyado en todo momento y me han animado constantemente.

Un especial agradecimiento a Raúl Medina, Director de esta Tesis, por enseñarme, ayudarme, por tu paciencia y haber confiado en mí durante todo este tiempo: Muchas gracias Raúl.

A ti también Sonia Castanedo, Directora de esta Tesis: no sabes como me han ayudado tus constantes ánimos y como no, tus consejos, tu apoyo y tu buen humor.

A Iñigo Losada y a Cesar Vidal por haber contribuido en mi formación a lo largo del Master y del Doctorado.

A Fernando Méndez, por estar dispuesto a ayudar en todo momento por la claridad de tus explicaciones y como no, por ese buen humor que le caracteriza. También a Javi López Lara, por su ayuda prestada y por los consejos. También a Pedro Lomónaco y a Cynthia Martínez, por vuestro interés y amistad.

También quería agradecer a todos los compañeros del G.I.O.C: Gabo, Andrés, Pablo, José María, Nico, Leo, María, Paula, Luisito, Yolanda, Jurgi..... y a todos los demás compañeros, por los momentos que he compartido con ellos. Tampoco me voy a olvidar de vosotros, mis compañeras de Carrera, amigos de Arrasate y de Donostia, que aunque estemos todos desperdigados, vuestro apoyo y amistad es muy importante.

Por último, mi más especial agradecimiento a ti Xabi, la persona que ha compartido todos los momentos, buenos y malos, a lo largo del desarrollo de esta Tesis. Gracias por todos los momentos que hemos compartido, tu gran apoyo, tu cariño, comprensión y tu paciencia. Tesi hau zuretzat da Xabi, Eskerrik Askó.

RESUMEN

Este trabajo se ha dedicado al análisis de los efectos que la interacción ola- corriente produce en las corrientes de marea, siendo el objetivo final el establecer cómo debe de ser incluido este efecto de la interacción ola- corriente en los modelos hidrodinámicos que simulan el comportamiento hidrodinámico de los estuarios. En estas zonas costeras, la coexistencia del oleaje con las corrientes de marea es un hecho muy común, y sin embargo, en contadas ocasiones se considera el efecto conjunto del oleaje y de la marea y su interacción no lineal. Ya que las escalas espacio temporales de los dos procesos considerados son muy diferentes, desde el punto de vista del oleaje, las corrientes de marea y las elevaciones fruto de su propagación pueden considerarse estacionarios, lo que implica que a la hora de analizar el efecto que el oleaje produce en la onda de marea, esta puede ser considerada como una corriente estacionaria. Esta consideración permite que el modelado de la interacción ola- corriente puede ser realizada mediante modelos conocidos por el nombre de modelos de dos pasos, en los que el campo de oleaje y la propagación de la onda de marea son calculados a partir de diferentes ecuaciones introduciendo una serie de términos que modelan la interacción no lineal entre ambos flujos. En la actualidad son este tipo de modelos los que más habitualmente se utilizan para modelar la interacción ola- corriente en la zona de rompientes de las playas, en los sistemas oceánicos y en los estuarios.

Desarrollando las ecuaciones de las ondas largas en los flujos combinados se concluye que existen tres términos en las ecuaciones de gobierno que rigen la dinámica de las ondas largas en los flujos combinados, que se ven modificados por la interacción no lineal. Estos términos corresponden a la tensión tangencial en el fondo, a la tensión tangencial en la superficie libre y a la viscosidad de remolino horizontal. Por lo tanto, es a partir de los mismos como se incluye el efecto del oleaje sobre la propagación de la onda de marea.

RESUMEN

El análisis del estado del conocimiento actual sobre estos términos en los flujos combinados ha puesto de manifiesto que existen una serie de problemas a resolver para que esta interacción pueda ser modelada de forma adecuada en los estuarios. Por esta razón, esta Tesis Doctoral se ha dedicado al análisis de cómo se ven afectados estos términos por la interacción ola- corriente y cómo pueden ser incluidos en los modelos hidrodinámicos.

Con objeto de analizar el efecto de la interacción ola- corriente en la tensión tangencial en el fondo y en la superficie libre, se ha desarrollado un modelo numérico bidimensional (2DV), que resuelve el campo de velocidades a lo largo de un periodo del oleaje y a lo largo de una longitud de onda, considerando el efecto combinado del oleaje y de la corriente. Este modelo ha sido validado con medidas de laboratorio realizadas en la cuenca somera del Instituto Danés de Hidráulica, además de mediante datos publicados anteriormente. Mediante la ejecución del modelo numérico se analiza el efecto que los diferentes parámetros adimensionales de los que depende la interacción ola- corriente, producen en el perfil de la corriente estacionaria. De análisis se concluye, que en efecto la interacción ola- corriente produce una modificación de la tensión tangencial en el fondo y de la tensión tangencial en la superficie libre, de forma que el gradiente hidráulico necesario para generar una corriente de una determinada intensidad tiene que ser mayor en los flujos combinados que en una corriente pura. Este aumento del gradiente hidráulico puede ser introducido en los modelos hidrodinámicos bidimensionales como un aumento de la tensión tangencial neta que siente la corriente. De esta forma no solamente se incluye el efecto del aumento de la rugosidad aparente del lecho, sino que también se considera el efecto de la tensión tangencial superficial que surge fruto de la interacción ola- corriente. Mediante el modelo numérico 2DV desarrollado, se simulan 350 condiciones físicas diferentes y con los resultados obtenidos, y mediante el desarrollo de una red neuronal, se obtiene una formulación explícita que permite introducir de forma conjunta el cambio de la tensión tangencial superficial.

Con respecto a la viscosidad de remolino horizontal, se analizan los modelos de cierre existentes dentro del estado del conocimiento actual, y en base a los mismos y

teniendo en cuenta las características que este tipo de modelos deben de cumplir para su aplicación en los flujos combinados ola- corriente en estuarios, se propone un modelo de cierre. Este parte del modelo diferencial de una ecuación propuesto por O'Connor y Yoo (1987), quienes analizan el buen comportamiento del modelo en la zona de rompientes de las playas, región costera donde dominan los flujos combinados. En esta Tesis Doctoral se analiza el comportamiento del modelo planteado en los flujos de corrientes puras y se comparan con los modelos que con mayor frecuencia se aplican en el modelado hidrodinámico de los estuarios.

Con objeto de mostrar las principales implicaciones que la interacción ola- corriente supone en la propagación de la onda de marea en estuarios someros, se desarrolla un modelo hidrodinámico bidimensional que es alimentada por la red neuronal desarrollada. La aplicación de distintos campos de oleaje a lo largo de un estuario simplificado de sección rectangular, pone de manifiesto que en efecto el oleaje puede producir importantes modificaciones en la propagación de la onda de marea y por lo tanto en la tendencia morfodinámica del estuario.

Finalmente se resumen las conclusiones más importantes obtenidas mediante esta Tesis Doctoral y se proponen las distintas líneas de investigación a seguir.

ÍNDICE

RESUMEN

ÍNDICE

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABLAS

LISTA DE SÍMBOLOS

SECCIÓN I

CAPÍTULO I	3
INTRODUCCIÓN	3
I.I EXPOSICIÓN DE MOTIVOS	3
I.I.I Tensión tangencial en el fondo en flujos combinados	11
I.I.II Tensión tangencial en la superficie libre en los flujos combinados	25
I.I.III Procesos de mezcla lateral en los estuarios	25
I.III MODELOS HIDRODINÁMICOS OLA- CORRIENTE EXISTENTES Y SUS PROPIEDADES	31
I.IV CONCLUSIONES REFERENTES A LA REVISIÓN DEL ESTADO DEL ARTE	36
I.V OBJETIVOS DE LA TESIS	37
I.VI ORGANIZACIÓN Y ESTRUCTURA DE LA TESIS	38

SECCIÓN II

CAPÍTULO II	43
ECUACIONES DE GOBIERNO Y MODELO DESARROLLADO	43
II.I INTRODUCCIÓN	43
II.II DERIVACIÓN DE LAS ECUACIONES DE GOBIERNO	44
II.III ECUACIONES DE CIERRE Y CONDICIONES DE CONTORNO	54
II.III.I Modelo de cierre para el término de la presión	54
II.III.II Modelo de cierre para la viscosidad de remolino vertical	57
II.III.III Cambio de variable en la coordenada z	58
II.III.IV Condiciones de contorno establecidas	61

CAPÍTULO III	65
APLICACIÓN DEL MODELO A DIFERENTES TIPOS DE FLUJOS	65
III. I INTRODUCCIÓN	65
III.II SIMULACIÓN DEL CAMPO DE VELOCIDADES DEBIDO AL MOVIMIENTO OSCILATORIO	66

III. III SIMULACIÓN DE UNA CORRIENTE ESTACIONARIA	74
III. IV SIMULACIÓN DE UN FLUJO COMBINADO OLA- CORRIENTE	76
III.V CONCLUSIONES	85
 CAPÍTULO IV	 87
MODELADO FÍSICO DE FLUJOS COMBINADOS OLA- CORRIENTE	87
IV.I INTRODUCCIÓN	87
IV.II CONFIGURACIÓN DE LA CUENCA SOMERA Y DESCRIPCIÓN DE LOS INSTRUMENTOS DE MEDIDA	88
IV.III SIMULACIÓN FÍSICA DE LA CORRIENTE ESTACIONARIA PURA	95
IV.IV SIMULACIÓN FÍSICA DE FLUJOS COMBINADOS OLA- CORRIENTE	99
IV.V COMENTARIOS SOBRE LOS RESULTADOS OBTENIDOS Y EFECTOS A CONSIDERAR	104
 CAPÍTULO V	 111
VALIDACIÓN DEL MODELO NUMÉRICO	111
V.I INTRODUCCIÓN	111
V.II OLEAJE Y CORRIENTE CODIRECCIONAL	111
V.III OLEAJE Y CORRIENTE EN OPOSICIÓN	118
V.IV OLEAJE Y CORRIENTE PERPENDICULAR	120
V.V CONCLUSIONES OBTENIDAS	124
 CAPÍTULO VI	 127
EFFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE EN EL PERFIL VERTICAL DE LA CORRIENTE	127
VI.I INTRODUCCIÓN	127
VI.II EFECTO DE LA ALTURA DE OLA RELATIVA A LA PROFUNDIDAD	128
VI.III EFECTO DEL REGIMEN DE CORRIENTE	134
VI.IV EFECTO DE LA PROFUNDIDAD RELATIVA	138
VI.V EFECTO DE LA VARIACIÓN DE LA RELACIÓN ENTRE EL FACTOR DE FRICCIÓN DEL OLEAJE Y EL FACTOR DE FRICCIÓN DE LA CORRIENTE PURA	143
VI.VI COMPARACIÓN CON LAS PREDICCIONES DE OTROS MODELOS DE CAPA LÍMITE	147
VI.VII MODELADO DEL PERFIL VERTICAL DE LA CORRIENTE EN LOS FLUJOS COMBINADOS	151
VI.VIII COMENTARIO SOBRE LOS EFECTOS GLOBALES DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE SOBRE LA CORRIENTE ESTACIONARIA	157
VI.VIII CONCLUSIONES GENERALES	161
 CAPÍTULO VII	 169
PARAMETRIZACIÓN DE LA TENSIÓN TANGENCIAL NETA EN FLUJOS COMBINADOS	169
VII.I INTRODUCCIÓN	169
VII.II PARAMETRIZACIÓN DE LA TENSIÓN TANGENCIAL NETA QUE SUFRE LA CORRIENTE EN FLUJOS COMBINADOS	172
VII.II.I BREVE DESCRIPCIÓN DE LAS REDES NEURONALES	173
VII.II.II APLICACIÓN DE LAS REDES NEURONALES AL ESTUDIO CONCRETO DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE	181

SECCIÓN III***CAPÍTULO VIII* _____ 193****MODELADO DE LOS PROCESOS DE MEZCLA EN FLUJOS COMBINADOS
OLA- CORRIENTE _____ 193**

VIII.I INTRODUCCIÓN _____ 193

VIII.II PROPUESTA DE UN MODELO DE MEZCLA HORIZONTAL PARA SU
APLICACIÓN EN FLUJOS COMBINADOS OLA- CORRIENTE EN ESTUARIOS _____ 194VIII.III COMPARACIÓN DEL MODELO PLANTEADO CON LOS MODELOS QUE
GENERALMENTE SE UTILIZAN EN LOS ESTUARIOS _____ 199

VIII.IV CONCLUSIONES _____ 206

SECCIÓN IV***CAPÍTULO IX* _____ 211****EFFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE EN LA PROPAGACIÓN
DE LA ONDA DE MAREA _____ 211**

IX.I INTRODUCCIÓN _____ 211

IX.II PROPAGACIÓN DE LA ONDA DE MAREA A LO LARGO DE UN ESTUARIO
UNIDIMENSIONAL _____ 212IX.III DESCRIPCIÓN DEL CANAL, CAMPO DE OLEAJE APLICADO Y PARÁMETROS
DE EJECUCIÓN _____ 215IX.IV EFECTO DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE EN LA PROPAGACIÓN DE
LA ONDA DE MAREA _____ 222

IX.IV.I Amplitud del armónico principal _____ 223

IX.IV.II Amplitud del primer superarmónico _____ 226

IX.IV.III Nivel medio _____ 227

IX.IV.IV Carácter de la onda y tendencia evolutiva del estuario _____ 228

IX.V DISCUSIÓN _____ 231

IX.VI CONCLUSIONES _____ 232

SECCIÓN V***CAPÍTULO X* _____ 237****CONCLUSIONES Y FUTURAS LÍNEAS DE INVESTIGACIÓN _____ 237**

X.I CONCLUSIONES _____ 237

X.II FUTURAS LÍNEAS DE INVESTIGACIÓN _____ 246

CAPÍTULO XI* _____ 251*REFERENCIAS _____ 251**

ÍNDICE

XI.I REFERENCIAS	251
------------------	-----

ANEJO I

LISTA DE FIGURAS

SECCIÓN I

CAPÍTULO I. INTRODUCCIÓN

Figura 1.1 Fotografía aérea del estuario del Pas de Liencres..... 4

SECCIÓN II

CAPÍTULO II. ECUACIONES DE GOBIENO Y MODELO DESARROLLADO

Figura 2.1 Variación de la longitud de mezcla en función de la profundidad relativa. 58

Figura 2.2 Malla de cálculo considerada con el cambio de variable, de García (2005) 59

Figura 2.3 Malla de cálculo considerada con el cambio de variable..... 60

Figura 2.4 Relación entre el tamaño de las celdas en la malla α y el parámetro q . 61

CAPÍTULO III. APLICACIÓN DEL MODELO A DIFERENTES TIPOS DE FLUJOS

Figura 3.1 Variación temporal del perfil vertical de la velocidad orbital. 67

Figura 3.2 Variación temporal del perfil vertical de la componente vertical de la velocidad orbital..... 68

Figura 3.3 Variación temporal de las distintas componentes de la velocidad orbital en la superficie. 69

Figura 3.4 Perfil vertical de la velocidad horizontal promediado en un periodo del oleaje. Fondo liso. 70

Figura 3.5 Campo de las velocidades verticales a lo largo de la longitud de onda del oleaje. 72

Figura 3.6 Perfil vertical de la velocidad horizontal promediado en un periodo del oleaje. Fondo rugoso y liso. 73

Figura 3.7 Variación temporal del perfil vertical de la velocidad orbital. Comparación entre fondo liso y fondo rugoso..... 74

Figura 3.8 Perfil de la corriente estacionaria. Comparación entre el caso con fondo liso y fondo rugoso..... 75

CAPÍTULO IV. MODELADO FÍSICO DE FLUJOS COMBINADOS OLA-CORRIENTE

Figura 4.1 Distribución granulométrica de la arena utilizada para caracterizar el fondo móvil..... 89

Figura 4.2 Configuración de la cuenca somera 91

Figura 4.3 Sistema de absorción pasiva utilizada en los ensayos. 92

Figura 4.4 Fotografía oblicua de la cuenca somera..... 93

Figura 4.5 Fotografía oblicua de la cuenca somera, disposición de los sensores de presión y de los velocímetros..... 93

Figura 4.6 Fotografía oblicua de la cuenca somera..... 94

Figura 4.7 Fotografía oblicua de la cuenca somera..... 94

Figura 4.8 Perfiles verticales de la componente horizontal de la velocidad y comparación con el perfil logarítmico teórico ajustado..... 96

Figura 4.9 Series temporales medidas por los velocímetros en el ensayo 00C1CCCC1. 98

Figura 4.10 Perfil vertical de la velocidad, ensayo 00C1CCCC1. 98

Figura 4.11 Espectros de las diferentes componentes de las velocidades, ensayo 00C1CCCC1. 99

Figura 4.12 Perfiles verticales de la corriente. 102

Figura 4.13 Perfiles verticales de la velocidad horizontal en cada ensayo ola-corriente. 103

Figura 4.14 Formas de lecho generadas en los ensayos 02T1RS2N y 04T1RW2N. 104

Figura 4.15 Formas de lecho generadas en el ensayo 02H1RS1N. 105

Figura 4.16 Formas de lecho generadas en el ensayo 04H1RW2N. 105

Figura 4.17 Perfiles de la corriente estacionaria medidos sobre un fondo con ripples. 108

CAPÍTULO V. VALIDACIÓN DEL MODELO NUMÉRICO

Figura 5.1 Ensayo de Kemp y Simons (1983). Oleaje y corriente codireccional. (a) 113

Figura 5.2 Ensayo de Kemp y Simons (1983). Oleaje y corriente codireccional. (b) 114

Figura 5.3 Ensayo de Klopman (1994). Oleaje y corriente codireccional. 115

Figura 5.4 Ensayo de Umeyama (2005). Oleaje y corriente codireccional. (a) 115

Figura 5.5 Ensayo de Umeyama (2005). Oleaje y corriente codireccional. (b) 116

Figura 5.6 Ensayo de Niewjaar y van der Kajaai (1987). Oleaje y corriente codireccionales..... 117

Figura 5.7 Ensayo de Delgado, et al. (2004, b). Oleaje y corriente codireccional..	117
Figura 5.8 Ensayo de Kemp y Simons (1983). Oleaje y corriente en oposición.....	119
Figura 5.9 Ensayo de Umeyama (2005). Oleaje y corriente en oposición.....	119
Figura 5.10 Ensayo de Nieuwjaar y van der Kaaij (1987). Oleaje y corriente en oposición.....	120
Figura 5.11 Ensayo de Delgado, et al. (2004, a). Caso perpendicular, ensayo 04H1RW2N. (a).....	121
Figura 5.12 Ensayo de Delgado, et al. (2004, a). Caso perpendicular, ensayo 02T1RS2N. (b).....	122
Figura 5.13 Ensayo de Visser (1987). Caso perpendicular. (a).....	123
Figura 5.14 Ensayo de Visser (1987). Caso perpendicular. (b).....	123

CAPÍTULO VI. EFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE EN EL PERFIL VERTICAL DE LA CORRIENTE

Figura 6.1 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional H/h . Oleaje y corriente codireccional.	128
Figura 6.2 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional H/h . Oleaje y corriente en oposición.....	129
Figura 6.3 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional H/h . Oleaje y corriente perpendiculares.....	131
Figura 6.4 Ajuste logarítmico del perfil de la corriente media. $H/h=0,1$. Oleaje y corriente codireccional.....	132
Figura 6.5 Ajuste de la relación entre la rugosidad aparente adimensional y H/h .133	
Figura 6.6 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional U_c/U_b . Oleaje y corriente codireccional.	135
Figura 6.7 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional U_c/U_b . Oleaje y corriente en oposición.....	136
Figura 6.8 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional U_c/U_b . Oleaje y corriente perpendiculares.....	137
Figura 6.9 Ajuste de la relación entre la rugosidad aparente adimensional y U_c/U_b	138
Figura 6.10 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional $k_w h$. Oleaje y corriente en conjunción.	140
Figura 6.11 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional $k_w h$. Oleaje y corriente en oposición.....	141
Figura 6.12 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional kh . Oleaje y corriente perpendiculares.....	142

LISTA DE FIGURAS

Figura 6.13 Relación entre la rugosidad aparente adimensional y $k_w h$.	143
Figura 6.14 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional f_w/f_c . Oleaje y corriente en conjunción.	144
Figura 6.15 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional f_w/f_c . Oleaje y corriente en oposición.	145
Figura 6.16 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional f_w/f_c . Oleaje y corriente perpendiculares.	146
Figura 6.17 Ajuste de la relación entre la rugosidad aparente adimensional y f_w/f_c .	146
Figura 6.18 Comparación entre la rugosidad aparente adimensional predicha mediante otros modelos existentes dentro del estado del conocimiento y el desarrollado en la presente tesis doctoral.	150
Figura 6.19 Comparación entre los ajustes realizados mediante el modelo propuesto por You (1996) y con el presente modelo. Caso codireccional.	155
Figura 6.20 Comparación entre los ajustes realizados mediante el modelo propuesto por You (1996) y con el presente modelo. Caso en oposición.	156
Figura 6.21 Comparación entre los ajustes realizados mediante el modelo propuesto por You (1996) y con el presente modelo. Caso perpendicular.	156
Figura 6.22 Relación entre el parámetro ζ y la variable H/h .	159
Figura 6.23 Relación entre el parámetro ζ y la variable kwh .	159
Figura 6.24 Relación entre el parámetro ζ y la variable Uc/Ub .	160
Figura 6.25 Relación entre el parámetro ζ y la variable Fw/Fc .	160
Figura 6.26 Tipos de perfiles obtenidos para los flujos combinados ola-corriente.	165

CAPÍTULO VII PARAMETRIZACIÓN DE LA TENSIÓN TANGENCIAL NETA EN FLUJOS COMBINADOS

Figura 7.1 Estructura básica de una neurona.	174
Figura 7.2 Estructura básica de una neurona en las redes artificiales.	175
Figura 7.3 Funciones cuantificadoras principales.	178
Figura 7.4 Diagrama del diseño de la red neuronal.	182
Figura 7.5 Comparación entre los valores reales y los predichos por la red neuronal para la variación de la tensión tangencial neta. Fase de aprendizaje.	185
Figura 7.6 Comparación entre los valores reales y los predichos por la red neuronal para la variación de la rugosidad aparente. Fase de prueba.	186

SECCIÓN III**CAPÍTULO VIII MODELADO DE LOS PROCESOS DE MEZCLA EN FLUJOS COMBINADOS OLA- CORRIENTE**

- Figura 8.1 Comparación de la velocidad de las corrientes longitudinales y de los perfiles de la viscosidad de remolino producidos por varios modelos de cierre para la viscosidad de remolino. Scheme 1 = Longuet- Higgins (1970), Scheme 2 = Thornton (1970) y Jonsson, et al. (1976), Scheme 3 = Battjes (1975), Scheme 5 = modelo κ , Scheme 5 = modelo κ - ϵ . De O'Connor y Yoo (1987). 196
- Figura 8.2 Geometría del caso analizado y comportamiento de las líneas de corriente. McGuirk y Rodi (1978). 200
- Figura 8.3 Anchura adimensional del remolino de recirculación. McGuirk y Rodi (1978). 201
- Figura 8.4 Anchura adimensional del remolino de recirculación. Comparación de las medidas en laboratorio llevadas a cabo por McGuirk y Rodi (1978) y los datos simulados numéricamente. 202
- Figura 8.5 Comparación del campo de corrientes haciendo uso de distintos modelos de cierre para la viscosidad de remolino. $X=0,1$ 204
- Figura 8.6 Comparación del campo de corrientes haciendo uso de distintos modelos de cierre para la viscosidad de remolino. $X=1$ 205
- Figura 8.7 Comparación del campo de corrientes haciendo uso de distintos modelos de cierre para la viscosidad de remolino. $X=5$ 206

SECCIÓN IV**CAPÍTULO IX. EFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE EN LA PROPAGACIÓN DE LA ONDA DE MAREA**

- Figura 9.1 Efecto de la superposición de un superarmónico en la componente principal. 213
- Figura 9.2 Geometría del estuario considerado. 216
- Figura 9.3 Variación de la altura de ola a lo largo del estuario. Campo de oleaje en los casos analizados. Instante de pleamar. 221
- Figura 9.4 Variación del parámetro ζ a lo largo de cuatro ciclos de marea en la boca de la desembocadura. 222
- Figura 9.5 Variación de la amplitud de la componente principal M2 a lo largo del estuario en función de (a) la tasa de decrecimiento de la altura de ola (b) la altura de ola en la boca de la desembocadura (c) el periodo del oleaje. 224
- Figura 9.6 Variación de la amplitud del primer superarmónico en función de (a) la tasa de disipación de la altura de ola, (b) la altura de ola y (c) del periodo del oleaje. 227

LISTA DE FIGURAS

Figura 9.7 Variación del nivel medio en función de (a) la altura de ola y (b) tasa de disipación de la altura de ola.....	227
Figura 9.8 Variación del desfase existente entre la amplitud y la velocidad de la componente astronómica.	228
Figura 9.9 Variación del desfase para la velocidad entre el primer superarmónico y el armónico principal, en función de la altura de ola.....	229
Figura 9.10 Variación del desfase para la velocidad entre el primer superarmónico y el armónico principal, en función de la capacidad de penetración del oleaje.	230

LISTA DE TABLAS

SECCIÓN I

CAPÍTULO I. INTRODUCCIÓN

Tabla 1.1	Modelos de cierre para la tensión tangencial en el fondo en flujos combinados ola- corriente.....	23
Tabla 1.2	Tabla resumen de los modelos de cierre existentes para la viscosidad de remolino horizontal para la resolución del flujo a la escala de promediado 4.....	29
Tabla 1.3	Tabla resumen de los modelos de cierre existentes para la viscosidad de remolino horizontal en flujos combinados ola- corriente dentro de la zona de rompientes.....	30
Tabla 1.4	Modelos hidrodinámicos ola- corriente y sus principales características.....	33

SECCIÓN II

CAPÍTULO III. APLICACIÓN DEL MODELO A DIFERENTES TIPOS DE FLUJOS

Tabla 3.1	Casos considerados en las simulaciones numéricas.....	66
Tabla 3.2	Casos considerados en los ensayos numéricos.....	76
Tabla 3.3	Casos considerados en los ensayos numéricos.....	83

CAPÍTULO IV. MODELADO FÍSICO DE FLUJOS COMBINADOS OLA-CORRIENTE

Tabla 4.1	Distribución granulométrica de la arena utilizada.....	89
Tabla 4.2	Tabla indicativa de las características de los velocímetros.....	95
Tabla 4.3	Tabla indicativa de las características de los ensayos correspondientes a la corriente pura.....	96
Tabla 4.4	Características de los ensayos ola- corriente.....	100
Tabla 4.5	Características de los ensayos ola- corriente.....	101
Tabla 4.6	Parámetros de ajuste de los perfiles en los ensayos ola- corriente.....	106

CAPÍTULO V. VALIDACIÓN DEL MODELO NUMÉRICO

Tabla 5.1 Características de los ensayos considerados. Codireccional.	112
Tabla 5.2 Características de los ensayos considerados. Oposición.	118
Tabla 5.3 Características de los ensayos considerados. Perpendicular.....	121

CAPÍTULO VI. EFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE EN EL PERFIL VERTICAL DE LA CORRIENTE

Tabla 6.1 Dependencia del aumento de la rugosidad aparente con el parámetro H/h.	133
Tabla 6.2 Dependencia del aumento de la rugosidad aparente con el parámetro U_c/U_b	138
Tabla 6.3 Régimen de onda en función de la profundidad relativa.	139
Tabla 6.4 Dependencia del aumento de la rugosidad aparente con el parámetro f_w/f_c	147
Tabla 6.5 Coeficientes de las curvas de ajuste propuestas por Soulsby para el modelo de Fredsøe (1984).	149
Tabla 6.6 Coeficientes de las curvas de ajuste propuestas por Soulsby para el modelo de Fredsøe (1984) (F), Grant y Madsen (1979) (GM) y de Davies, et al. (1988), (D).....	149

CAPÍTULO VII PARAMETRIZACIÓN DE LA TENSIÓN TANGENCIAL NETA EN FLUJOS COMBINADOS

Tabla 7.1 Rango de valores posibles de los parámetros involucrados en la interacción ola- corriente es estuarios.	170
Tabla 7.2 Funciones cuantificadoras principales.	178
Tabla 7.3 Valores medios y desviaciones típicas de las variables de entrada.	183
Tabla 7.4 Pesos entre las neuronas de la primera y segunda capa.	188
Tabla 7.5 Pesos entre las neuronas de la segunda y tercera capa.....	188
Tabla 7.6 Pesos entre las neuronas de la tercera y cuarta capa.	188
Tabla 7.7 Biases de las neuronas de la segunda.	189
Tabla 7.8 Biases de las neuronas de la tercera capa.....	189
Tabla 7.9 Biases de las neuronas de la cuarta capa.....	189

SECCIÓN III**CAPÍTULO VIII MODELADO DE LOS PROCESOS DE MEZCLA EN FLUJOS COMBINADOS OLA- CORRIENTE**

Tabla 8.1 Coeficientes de ajuste entre los datos medidos y los simulados..... 203

SECCIÓN IV**CAPÍTULO IX. EFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE EN LA PROPAGACIÓN DE LA ONDA DE MAREA**

Tabla 9.1 Distancia (en m) a la que se produce una reducción del 90% del oleaje incidente en la desembocadura en función de la anchura del canal y del valor del coeficiente de admisión específica. 219

Tabla 9.2 Porcentaje de la amplitud del armónico principal disipada a lo largo del estuario en función de los parámetros que caracterizan el campo de oleaje. 225

LISTA DE SÍMBOLOS

A	Amplitud del oleaje.
A_b	Amplitud orbital máxima cerca del fondo.
A_I	Coefficiente de ajuste.
B	Anchura total de la canal.
B_I	Coefficiente de ajuste.
b	Anchura de la desembocadura o canal.
b_j	Bias de la neurona j .
b_s	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993).
b_1	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993).
b_2	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993).
b_3	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993).
C	Coefficiente de Chezý.
C_D	Coefficiente ($\approx 0,09$).
C_{Ds}	Coefficiente de fricción de la corriente.
C_f	Coefficiente de fricción en corrientes puras.
$C_{f,wc}$	Coefficiente de fricción ola- corriente.
C_{gr}	Velocidad de grupo relativa.
C_M	Coefficiente de Smagorinsky.
C_w	Celeridad del oleaje.
C_y	Coefficiente de ajuste del modelo de You (1996).
C_{wc}	Coefficiente de Chezý en un flujo combinado ola- corriente.
C_μ	Coefficiente de los modelo κ y κ - ϵ de turbulencia ($\approx 0,09$).
C'_μ	Coefficiente de los modelo κ y κ - ϵ de turbulencia.

LISTA DE SÍMBOLOS

C_1	Coeficiente del modelo de turbulencia de una o de dos ecuaciones diferenciales o coeficiente de ajuste.
C_2	Coeficiente del modelo de turbulencia de una o de dos ecuaciones diferenciales o coeficiente de ajuste.
$C_{1\varepsilon}$	Coeficiente del modelo κ - ε de turbulencia (1,44).
$C_{2\varepsilon}$	Coeficiente del modelo κ - ε de turbulencia (1,92).
D	Profundidad total.
D_b	Tasa de disipación de energía por rotura del oleaje.
D_I	Coeficiente de ajuste.
D_{10}	Diámetro de grano de la distribución granulométrica donde el 10% del tamaño de granos son menores.
D_{20}	Diámetro de grano de la distribución granulométrica donde el 20% del tamaño de granos son menores.
D_{50}	Diámetro de grano de la distribución granulométrica donde el 50% del tamaño de granos son menores.
D_{90}	Diámetro de grano de la distribución granulométrica donde el 90% del tamaño de granos son menores.
E	Energía del oleaje.
F	Derivada de α con respecto a z .
f	Factor de Coriolis.
f_c	Factor de fricción de la corriente.
f_N	Función de activación de las neuronas.
f_w	Factor de fricción del oleaje.
f_w/f_c	Relación entre el factor de fricción del oleaje y de la corriente.
g	Aceleración gravitacional.
H	Altura de ola.
$H(x)$	Altura de ola a lo largo del canal.
H/h	Altura de ola relativa a la profundidad.
H_r	Anchura de los remolinos.

H_{rms}	Altura de ola cuadrática media.
H_0	Altura de ola en la boca de la desembocadura.
h	Profundidad de la columna de agua.
I	Gradiente hidráulico.
i	Índice de las neuronas de la primera capa.
j	Índice de las neuronas de la tercera capa.
j_s	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993).
K_1	Constante adimensional a calibrar del modelo de turbulencia de De Vriend y Stive (1987).
K_2	Coefficiente de proporcionalidad de la formulación de Madsen, <i>et al.</i> (1988).
k	Energía cinética turbulenta.
\bar{k}	Energía cinética turbulenta promediada en vertical.
k_a	Rugosidad aparente del lecho.
k_n	Número de neurona de la cuarta capa.
k_s	Rugosidad de Nikuradse, rugosidad efectiva del lecho.
k'_s	Rugosidad efectiva debido a los ripples.
k_w	Número de onda del oleaje.
$k_w h$	Profundidad relativa del oleaje.
k_0	Energía cinética turbulenta en el nivel z_0 .
L	Escala característica de la longitud en los ejes horizontales, Longitud del oleaje.
l	Longitud de mezcla.
M	Constante adimensional del modelo de turbulencia de De Vriend y Stive (1987).
M_B	Constante adimensional del modelo de turbulencia de Battjes (1983).
M_T	Constante adimensional de los modelos de Thornton y Jonsson, <i>et al.</i> (1974).
m	Número de neurona de la segunda capa.
N	Variable normalizada.

LISTA DE SÍMBOLOS

NN	Número de muestras disponibles.
n_n	Número de neuronas de la primera capa.
O_j	Valor de salida de la neurona j .
P_a	Presión atmosférica.
p	Presión total.
\tilde{p}	Porción oscilatoria de la presión.
$\hat{p}(z)$	Amplitud de la presión.
p'	Presión total adimensional.
p_c	Componente estacionaria de la presión.
p_t	Escala característica de la presión total.
\bar{p}_0	Presión en el flujo promediado en el fondo.
$P1$	Variable de entrada de la red neuronal.
$P2$	Variable de entrada de la red neuronal.
$P3$	Variable de entrada de la red neuronal.
$P4$	Variable de entrada de la red neuronal.
$P5$	Variable de entrada de la red neuronal.
p_s	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993).
p_1	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993).
p_2	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993).
p_3	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993).
p_∞	Presión fuera de la capa límite del oleaje.
Q	Flujo neto entre la cresta y el seno de la onda.
q	Parámetro de forma de la coordenada vertical α .
q_s	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993).
q_1	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993).
q_2	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993).
q_3	Coefficiente de la parametrización de Soulsby, <i>et al.</i> (1993).
R^2	Coefficiente de determinación.
S_{xx}	Flujo de momento y fuerzas de presión en la dirección longitudinal.

S_{xy}	Flujo de momento y fuerzas de presión de la componente x de la ecuación de momentum en la dirección transversal.
S_{yx}	Flujo de momento y fuerzas de presión de la componente y de la ecuación de momentum en la dirección longitudinal.
S_{yy}	Flujo de momento y fuerzas de presión en la dirección transversal.
s	Número de neuronas de la tercera capa.
T	Periodo del oleaje.
T_n	Índice de las neuronas de la cuarta capa.
T_a	Periodo absoluto del oleaje.
T_p	Periodo de pico.
T_r	Periodo relativo del oleaje.
t	Tiempo.
t'	Tiempo adimensional.
U	Componente x de la velocidad de la corriente integrada en vertical y en un periodo del oleaje.
\bar{U}	Velocidad horizontal promediada en un periodo del oleaje y dependiente de z .
U_b	Velocidad orbital máxima justo en la zona superior a la capa límite del oleaje.
U_c	Velocidad característica de la corriente promediada en vertical.
U_c/U_b	Relación entre la velocidad de la corriente y la velocidad orbital máxima.
U_r	Intensidad de la corriente que fluye a lo largo de la canal, aguas arriba de la desembocadura.
U_{Stokes}	Magnitud de la corriente debida al Arrastre de Stokes.
U_T	Escala característica de las componentes horizontales de la velocidad.
U_∞	Escala característica de la velocidad orbital debido al movimiento oscilatorio.
u	Velocidad instantánea en el eje x .
u'	Velocidad instantánea adimensional en el eje x .

LISTA DE SÍMBOLOS

u_t'	Fluctuación turbulenta de la velocidad en el eje x .
\tilde{u}_t	Fluctuación oscilatoria de la velocidad en el eje x .
u_{wc}'	Fluctuación de la velocidad en el eje x con respecto a la velocidad promediada en vertical.
u_{*c}	Velocidad de fricción de la corriente.
u_{*wc}	Velocidad de fricción en flujos combinados ola- corriente.
\overline{u}_*	Velocidad de fricción integrada en un periodo del oleaje.
V	Componente y de la velocidad de la corriente integrada en vertical y en un periodo del oleaje.
VA_j	Valor de activación de la neurona j .
V_d	Intensidad de la corriente que desemboca en la canal.
v	Velocidad instantánea en el eje y .
v'	Velocidad instantánea adimensional en el eje y .
v_t'	Fluctuación turbulenta de la velocidad en el eje y .
\tilde{v}_t	Fluctuación oscilatoria de la velocidad en el eje y .
v_{wc}'	Fluctuación de la velocidad en el eje x con respecto a la velocidad promediada en vertical.
W	Velocidad característica de la componente vertical.
w	Componente vertical de la velocidad instantánea.
w'	Velocidad instantánea adimensional en el eje z .
w_{ij}	Pesos de las neuronas.
w_a	Frecuencia absoluta del oleaje.
w_r	Frecuencia relativa del oleaje.
w_t'	Fluctuación turbulenta de la velocidad en el eje z .
\tilde{w}_t	Fluctuación oscilatoria de la velocidad en el eje z .
\tilde{w}_∞	Velocidad vertical justo encima de la capa límite del oleaje.
X	Distancia adimensional con respecto a la posición de la boca de la desembocadura.

X_s	Relación entre la tensión tangencial en el fondo para la corriente pura y la suma entre esta misma tensión y la tensión máxima en el fondo debido al flujo oscilatorio.
X_i	Variable de entrada de la red neuronal.
X_1	Distancia a la línea de costa.
x	Coordenada horizontal longitudinal.
x'	Coordenada horizontal adimensional longitudinal.
Y_i	Salida de la neurona i .
Y_s	Relación entre la tensión tangencial en el fondo para la corriente en un flujo combinado ola- corriente y la suma entre la tensión de la corriente pura y la tensión máxima en el fondo debido al flujo oscilatorio.
y	Coordenada horizontal transversal.
y'	Coordenada horizontal adimensional transversal.
\hat{y}_i	Datos disponibles de los ensayos.
y_i	Datos calculados numéricamente.
\bar{y}	Media de los datos calculados numéricamente.
z	Coordenada vertical.
z'	Coordenada horizontal adimensional vertical.
z_a	Elevación en la que el perfil vertical de la corriente en los flujos combinados se hace cero.
z_0	Profundidad en la que la intensidad de la corriente se anula.
z_{01}	Rugosidad de la superficie.
α	Coordenada vertical.
β	Coefficiente de admisión específica.
β_w	Constante de turbulencia del modelo de Christoffersen y Jonsson (1985).
Γ	Tasa de decrecimiento de la altura de ola.
Δ_r	Altura del ripple.
Δx	Tamaño de las celdas de la malla de cálculo.
δ	Parámetro adimensional que da cuenta del régimen de corriente.

LISTA DE SÍMBOLOS

δ_s	Longitud de Stokes.
δ_w	Espesor de la capa límite del oleaje.
ε	Tasa de disipación de la energía cinética turbulenta.
$\bar{\varepsilon}$	Tasa de disipación de la energía cinética turbulenta promediada en vertical.
ζ	Relación del gradiente hidráulico necesario para generar una corriente dada en un flujo ola- corriente y en una condición de corriente pura.
$\bar{\eta}$	Elevación de la superficie libre promediada en un periodo del oleaje.
$\tilde{\eta}$	Variación del nivel medio generada por el movimiento oscilatorio.
η_{M2}	Amplitud del armónico principal.
η_{M4}	Amplitud del primer superarmónico.
η_0	Nivel medio.
θ	Ángulo del vector número de onda con respecto al eje perpendicular a la línea de costa.
ϑ	Fase de las distintas componentes de la onda de marea.
κ	Constante de Von Karman ($\approx 0,4$).
λ_r	Longitud del ripple.
μ	Viscosidad cinemática del fluido.
$\nu_{H,T}$	Viscosidad de remolino horizontal.
$\nu_{H,wc}$	Viscosidad de remolino horizontal en flujos combinados ola- corriente.
$\nu_{V,c}$	Viscosidad de remolino vertical fuera de la capa límite del oleaje.
$\nu_{V,T}$	Viscosidad de remolino vertical.
$\nu_{V,wc}$	Viscosidad de remolino vertical dentro de la capa límite del oleaje.
ρ	Densidad del fluido.
σ	Coordenada vertical.
σ_k	Número de Prandtl- Schmitt para la energía cinética turbulenta (≈ 1).
σ_ε	Número de Prandtl –Schmitt para la tasa de disipación la energía cinética turbulenta (1,30).

$\tau_{b,max}$	Tensión tangencial máxima del oleaje justo encima de la capa límite del oleaje.
$\tau_{b,wc}$	Tensión tangencial en el fondo para flujos combinados ola- corriente.
τ_b	Tensión tangencial en el fondo.
τ_c	Tensión tangencial en el fondo para la corriente pura.
τ_{ij}	Tensión tangencial viscosa actuando en la i en un plano perpendicular a j .
τ'_{ij}	Tensión tangencial turbulenta actuando en la i en un plano perpendicular a j .
$\tau_{s,wc}$	Tensión tangencial en la superficie libre para flujos combinados ola- corriente.
$\tau_{n,wc}$	Tensión tangencial neta en un flujo combinado ola- corriente.
τ_Z^F	Tensión tangencial neta en la superficie libre en la dirección perpendicular a la misma.
ϕ	Ángulo entre la dirección de propagación del oleaje y de la corriente.
Ω	Frecuencia absoluta del oleaje dependiente de z .
$(\bar{\quad})$	Integrado en un periodo del oleaje.

SECCIÓN I

CAPÍTULO I

INTRODUCCIÓN

I.1 EXPOSICIÓN DE MOTIVOS

Los estuarios, zonas de transición entre un río y el mar abierto, son regiones costeras altamente dinámicas donde confluyen los procesos fluviales, la propagación de la onda de marea y el oleaje. Esta confluencia puede apreciarse por ejemplo en la Figura 1.1, donde se muestra el estuario del Pas de Liencres, situado en la costa Cántabra, sometido a un clima marítimo exterior muy energético y a una carrera de marea dentro del rango mesomareal. En la misma fotografía se pueden identificar los principales procesos actuantes en esta zona costera.

En primer lugar, el oleaje se propaga desde el mar exterior, rompiendo en los bajos exteriores y en el puntal del estuario. Los gradientes de altura de ola en rotura, así como la posible incidencia oblicua del oleaje, generan una serie de corrientes longitudinales a lo largo de la playa, que a su vez interaccionan con las corrientes fluvio- mareales. Estas se caracterizan por una alta variabilidad espacio temporal, no sólo en intensidad, también en su dirección. Por otro lado, a lo largo de un ciclo de marea se produce una importante variación de la profundidad, inundando y secando las llanuras mareales interiores, los bajos exteriores y parte de la zona intermareal de la playa adyacente a la desembocadura. Esta variación de la profundidad, así como la variación de las corrientes de marea, afecta a su vez a la propagación del oleaje y a las corrientes generadas por las mismas.

Desde las primeras observaciones realizadas por Rayleigh (1911) y Einstein (1916) se conoce que las corrientes y el oleaje interaccionan no linealmente, de forma que el oleaje modifica las corrientes y viceversa, hecho que pone de manifiesto que

mediante la suma lineal de los procesos se pueden obtener resultados que no sean reflejo de lo que ocurre en la realidad.

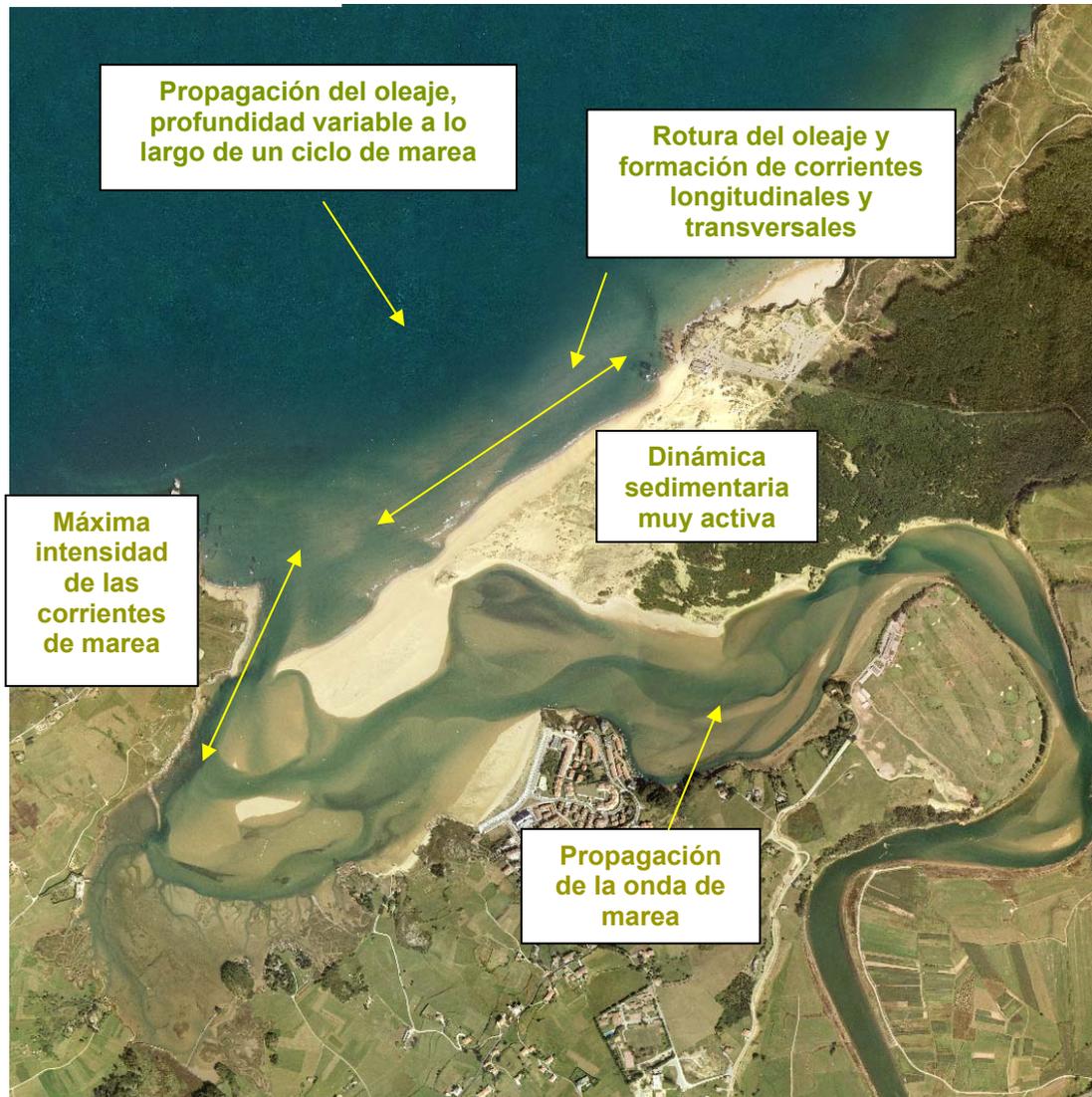


Figura 1.1 Fotografía aérea del estuario del Pas de Liencres.

En el caso concreto de estuarios someros, el oleaje puede tener un efecto importante en la propagación de la onda larga, sobre todo en la zona exterior y en la desembocadura, que es la zona donde el oleaje tiene mayor energía. Este efecto, a su vez, puede tener importantes implicaciones en lo que a hidrodinámica y morfodinámica del estuario se refiere, en los regímenes de inundación, de salinidad y temperatura así como en el tiempo de renovación del estuario y dispersión de contaminantes (Bricker, *et al.* (2005)).

La motivación principal de la presente Tesis Doctoral surge de lo anteriormente mencionado, siendo el objetivo global el análisis de los efectos de la interacción ola-corriente en la propagación de la onda de marea en los estuarios, el estudio de cómo modelarlo numéricamente y el desarrollo de un modelo hidrodinámico unidimensional que reproduzca de forma adecuada esta interacción.

A continuación se describen los métodos existentes en la actualidad para simular la interacción ola- corriente. Posteriormente, se describen los modelos numéricos existentes en la actualidad, indicando el método que utilizan, así como los modelos de cierre considerados en cada uno de ellos, analizando si tanto la metodología utilizada así como los modelos de cierre considerados son aplicables al caso de estuarios someros. Este análisis constituye la base para determinar las carencias existentes en el estado del arte, definiendo en función de ello los objetivos específicos de la presente Tesis Doctoral.

I.II REVISIÓN DEL ESTADO DEL ARTE

En las últimas décadas, el rápido avance en el área de la informática, ha permitido el desarrollo de distintos modelos hidrodinámicos, tanto tridimensionales como bidimensionales, que consideran el efecto de la interacción ola- corriente. Como se expone a continuación, existen diferentes métodos para modelar esta interacción no lineal.

Dada la gran diferencia en cuanto a la escala espacio- temporal de los procesos involucrados en la interacción ola- corriente, la resolución numérica de los flujos ola-corriente, dependiendo del problema que se quiera resolver, se puede abordar de las siguientes diferentes formas:

Método 1: Este método consiste en la resolución de las ecuaciones RANS (Reynolds Averaged Navier- Stokes Equations) tridimensionales. La resolución de las ecuaciones de gobierno debe realizarse desde la escala espacio- temporal

CAPÍTULO I

correspondiente a la escala característica del oleaje hasta la escala característica de las ondas largas. Esta técnica de resolución requiere que la zona de la capa límite del oleaje sea resuelta de forma muy precisa ya que gran parte de los efectos de la interacción ola- corriente se deben a la interacción de la capa límite del oleaje con la de la corriente. Esta necesidad de modelar de forma detallada la zona cercana al fondo, hace que la discretización vertical de las ecuaciones de gobierno deba ser muy fina o que se deba introducir un cambio de variable de la coordenada z que permita aumentar la resolución cerca del fondo. Cabe destacar que en la actualidad no existe ningún modelo numérico RANS, ya sea bidimensional como tridimensional, que abarque las escalas espacio temporales correspondientes a la propagación del oleaje y de la marea.

Método 2: Consiste en la resolución de las ecuaciones de Boussinesq (ecuaciones integradas en vertical) abarcando las escalas espacio temporales de ambos procesos. Al igual que con el método anterior, en este caso las ecuaciones de gobierno no se integran en un periodo del oleaje, por lo que el campo de velocidades y la superficie libre se deben resolver a las escalas espacio temporales correspondientes al oleaje y a las ondas largas. Esto implica un gran coste de tiempo de computación. En la actualidad los modelos de Boussinesq, aplicados a la propagación del oleaje, no contemplan la posibilidad de introducir el efecto de la onda de marea ya que implicaría un aumento en el tiempo de computación que es inabordable por los procesadores actuales. Este tipo de modelos se ha utilizado para analizar el efecto de la interacción ola- corriente para su aplicación en la zona de rompientes de las playas, dentro de los cuales cabe destacar los siguientes trabajos: Madsen, *et al.* (1997), Chen, *et al.* (1999) y Kirby (2003) entre otros.

Método 3: Se trata de aplicar un método en dos pasos, donde las ecuaciones de gobierno de las ondas largas (ya promediadas en un periodo del oleaje) y las ecuaciones de gobierno de la propagación del oleaje integradas en la fase son resueltas de forma independiente, introduciendo entre ambos módulos una interrelación que incluye la interacción no lineal. Las ecuaciones de gobierno de la propagación de las corrientes mareales, que incluyen las ecuaciones de Navier Stokes

y la ecuación de conservación de la masa, pueden ser ecuaciones integradas en vertical así como ecuaciones tridimensionales. En ambos casos, el efecto del oleaje sobre las corrientes de marea se introduce a través de los términos correspondientes a las tensiones tangenciales promediadas en un periodo de oleaje. Este método de resolución del problema combinado ola- corriente es el que se aplica con más frecuencia en la actualidad, tanto para la determinación de la circulación oceánica, el flujo en los estuarios, así como en la zona de rompientes de las playas.

En esta Tesis Doctoral se considera que en la actualidad es esta última técnica la más apropiada para resolver el problema de los flujos combinados en los estuarios, siendo el principal motivo que los métodos restantes son, en la actualidad, inviables computacionalmente.

Por otro lado, cabe destacar que los estuarios en los que se desea aplicar el modelo hidrodinámico que es desarrollado en esta Tesis se caracterizan por que el flujo es netamente horizontal, ya que las aceleraciones verticales son despreciables frente a las horizontales. Bajo esta condición, la ley de presiones es puramente hidrostática, con lo que las ecuaciones RANS (Reynolds Average Navier Stokes Equations) pueden ser promediadas en vertical y el flujo correspondiente a la propagación de la onda de marea se puede obtener mediante la resolución numérica de las ecuaciones RANS promediadas en vertical y en un periodo del oleaje.

Para la derivación de las ecuaciones que gobiernan la dinámica de las ondas largas en flujos combinados ola- corriente se parte de las ecuaciones de Navier Stokes tridimensionales, siendo la velocidad y presión instantáneas la suma de un valor promediado en un periodo del oleaje, de una fluctuación turbulenta y de una componente oscilatoria cuya escala temporal corresponde a un periodo del oleaje. El suponer que los valores instantáneos, tanto de la velocidad como de la presión, están constituidos por un valor medio, una fluctuación turbulenta y una componente oscilatoria, modifica los términos de la tensión tangencial en el fondo y en la superficie libre, además de inducir cambios en el término de viscosidad de remolino horizontal, que surge fruto de la integración vertical de las ecuaciones. Más aún, en

CAPÍTULO I

las ecuaciones de conservación de movimiento aparecen unos términos adicionales que corresponden a los gradientes de los tensores de radiación.

Los dos términos correspondientes a las tensiones turbulentas, en un flujo combinado ola- corriente, no solamente contienen las tensiones de Reynolds, como ocurre en el caso de las corrientes puras, sino que incluyen unos términos añadidos correspondientes a los productos entre las velocidades oscilatorias, siendo su efecto similar al de las tensiones de Reynolds. Las ecuaciones de conservación de cantidad de movimiento integradas en vertical y en un periodo del oleaje para este tipo de flujos combinados son las siguientes (la derivación de las ecuaciones se presenta en el Anejo I):

Eje x :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(UD)}{\partial t} + \frac{\partial U^2 D}{\partial x} + \frac{\partial UVD}{\partial x} - fVD = -g(\bar{\eta} + h) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \\ - \frac{1}{\rho} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \tau_{s,wc} - \frac{1}{\rho} \tau_{b,wc} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(v_{H,wc} \frac{\partial UD}{\partial x} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(v_{H,wc} \frac{\partial UD}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (I.1)$$

Eje y :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(VD)}{\partial t} + \frac{\partial UVD}{\partial x} + \frac{\partial V^2 D}{\partial x} + fUD = -g(\bar{\eta} + h) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} \\ - \frac{1}{\rho} \frac{\partial S_{yx}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \tau_{s,wc} - \frac{1}{\rho} \tau_{b,wc} + \frac{\partial}{\partial x} \left(v_{H,wc} \frac{\partial VD}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_{H,wc} \frac{\partial VD}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (I.2)$$

Donde:

x, y, z = Coordenadas horizontales y verticales.

U = Componente x de la velocidad de la corriente integrada en vertical y en un periodo del oleaje.

V = Componente y de la velocidad de la corriente integrada en vertical y en un periodo del oleaje.

f = Factor de Coriolis.

g = Aceleración gravitacional.

$D = \bar{\eta} + h =$ Profundidad total.

$\bar{\eta} =$ Elevación de la superficie libre promediada en un periodo del oleaje.

$\rho =$ Densidad del fluido.

$u_t', v_t', w_t' =$ Fluctuaciones turbulentas de la velocidad en el eje x, y y z .

$\tilde{u}_t, \tilde{v}_t, \tilde{w}_t =$ Fluctuaciones oscilatorias de la velocidad en el eje x, y y z .

$(\bar{\quad}) =$ Promediado en un periodo del oleaje.

$S_{xx}, S_{xy}, S_{yy}, S_{yx} =$ Tensores de radiación.

$\tau_{s,wc} =$ Tensión tangencial en la superficie libre en flujos combinados ola- corriente.

$\tau_{b,wc} =$ Tensión tangencial en el fondo en flujos combinados ola- corriente.

$\nu_{H,wc} =$ Viscosidad de remolino horizontal en flujos combinados ola- corriente.

A diferencia de las ecuaciones obtenidas para los flujos turbulentos puros, Kuipers y Vreugdenhil (1973), los términos correspondientes a la tensión tangencial en el fondo y en la superficie libre incluyen los productos entre las distintas componentes de las velocidades oscilatorias.

$$\tau_{s,wc} = \left(-\overline{\rho u_t' w_t'} \right)_{\bar{\eta}} + \left(-\overline{\rho \tilde{u}_t \tilde{w}_t} \right)_{\bar{\eta}} \quad (I.3)$$

$$\tau_{b,wc} = \left(-\overline{\rho u_t' w_t'} \right)_{-h} + \left(-\overline{\rho \tilde{u}_t \tilde{w}_t} \right)_{-h} \quad (I.4)$$

Dado que el signo de estos términos es el mismo que el de las tensiones de Reynolds, la aparición de los mismos hace que estas dos tensiones, la del fondo y la de la superficie libre, sean mayores que para los flujos turbulentos puros (Nielsen, 1992).

Si la tensión tangencial en el fondo es mayor en un flujo combinado ola- corriente, y es esta tensión la que gobierna la distribución vertical del flujo, la no uniformidad vertical del flujo es mayor, y consecuentemente la transferencia de momento en vertical. Estos dos términos que incluyen la transferencia de momento en vertical se

CAPÍTULO I

relacionan con los valores del flujo medio mediante las siguientes expresiones (Rodi, 1993):

$$\left[\int_{-h}^{\bar{\eta}} -(\dot{u}_{wc})^2 dz + \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\overline{u_t' u_t'}) dz \right] = v_{H,wc} \frac{\partial UD}{\partial x} \quad (I.5)$$

$$\left[\int_{-h}^{\bar{\eta}} -\dot{u}_{wc} \dot{v}_{wc} dz + \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\overline{u_t' v_t'}) dz \right] = v_{H,wc} \frac{\partial UD}{\partial y} \quad (I.6)$$

$$\left[\int_{-h}^{\bar{\eta}} -\dot{v}_{wc} \dot{v}_{wc} dz + \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\overline{v_t' v_t'}) dz \right] = v_{H,wc} \frac{\partial VD}{\partial y} \quad (I.7)$$

$$\left[\int_{-h}^{\bar{\eta}} -\dot{v}_{wc} \dot{u}_{wc} dz + \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\overline{u_t' v_t'}) dz \right] = v_{H,wc} \frac{\partial VD}{\partial y} \quad (I.8)$$

Donde:

u_{wc}' , v_{wc}' = Fluctuaciones de la velocidad en el eje x y en el eje y con respecto a la velocidad promediada en vertical.

Por otro lado, obsérvese que en las ecuaciones aparecen unos nuevos términos que corresponden a los tensores de radiación cuyas expresiones, para flujos integrados en vertical pueden ser estimados a partir de la teoría lineal, Longuet Higgins y Stewart (1962), obteniendo las siguientes expresiones:

$$S_{xx} = E \left(n \cos^2(\theta) + n - \frac{1}{2} \right) \quad (I.9)$$

$$S_{yy} = E \left(n \sin^2(\theta) + n - \frac{1}{2} \right) \quad (I.10)$$

$$S_{yx} = S_{xy} = E (n \cos(\theta) \sin(\theta)) \quad (I.11)$$

Donde:

$E = \frac{1}{8} \rho g H^2$ representa la energía del oleaje, siendo H la altura de ola.

$$n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2k_w h}{\sinh(2k_w h)} \right)$$

k_w = Número de onda del oleaje.

h = Profundidad.

θ = Ángulo del vector número de onda con respecto al eje perpendicular a la línea de costa.

De lo anterior se concluye que para resolver numéricamente las ecuaciones de Navier- Stokes integradas en vertical en un flujo combinado ola- corriente, es necesario disponer de modelos de cierre, tanto para la tensión tangencial en el fondo y en superficie, así como para la viscosidad de remolino horizontal, que tengan en cuenta la interacción no lineal ola- corriente. A continuación se hace una breve descripción del estado del arte sobre los modelos de cierre existentes.

I.II.I Tensión tangencial en el fondo en flujos combinados

El efecto de la presencia del oleaje en las características de la corriente está íntimamente relacionado con los procesos que tienen lugar cerca del fondo, en concreto a lo largo de la capa límite del oleaje. Aunque el espesor de esta capa límite es generalmente pequeña en comparación con la profundidad total de la columna de agua, su existencia y la turbulencia asociada a la misma, genera un importante efecto en el comportamiento de la corriente. El hecho es que en los flujos combinados, cuando el flujo es turbulento, la intensa turbulencia asociada a la capa límite del oleaje genera una modificación del perfil vertical de la corriente cerca del fondo, además de generar un aumento de la disipación de energía asociada a la corriente estacionaria. La influencia de la turbulencia inducida por el oleaje en la corriente puede ser esquematizada mediante la introducción de una rugosidad aparente, cuya magnitud es mayor que la de la rugosidad efectiva del lecho (Grant y Madsen, 1979).

CAPÍTULO I

La modificación del perfil de velocidades por el efecto del oleaje ha sido objeto de estudios experimentales en laboratorio durante las últimas cuatro décadas. Dentro de estos cabe destacar los siguientes: Bakker y Van Doorn (1978), Kemp y Simons (1982,1983), Van der Stel y Visser (1985), Visser (1986), Niewjaar y Van der Kaaij (1987), Nap y Van Kampen (1988), Klopman (1992,1994), Delgado, *et al.* (2004), Umeyama (2005). Los diferentes experimentos muestran en común los siguientes aspectos (Van Rijn, 1993):

- La velocidad de la corriente cerca del fondo se reduce debido a los vórtices generados por el oleaje en la capa límite, cuando el flujo asociado a la capa límite del oleaje es turbulento.
- La reducción de la velocidad de la corriente en la zona cercana al fondo es más pronunciada cuando las corrientes son relativamente pequeñas y el oleaje relativamente grande.
- La reducción de la velocidad de la corriente cerca del fondo es más pronunciada cuando el oleaje y la corriente tienen la misma dirección y sentido contrario que en el caso en el que tienen el mismo sentido.
- La mayor reducción de la velocidad de la corriente se produce cuando la dirección del oleaje es perpendicular a la de la corriente.
- La velocidad de la corriente por encima de la capa límite aumenta en los siguientes casos:
 - o Cuando la dirección de propagación del oleaje es perpendicular a la de la corriente.
 - o Cuando el oleaje y la corriente tienen la misma dirección y sentido contrario.
- Cuando el oleaje tiene la misma dirección y sentido que el oleaje, las velocidades cerca de la superficie disminuyen.

No obstante, no existe unanimidad entre los diferentes autores sobre los efectos de la interacción ola- corriente. Por ejemplo, no existe unanimidad sobre los efectos que el ángulo entre la dirección de propagación del oleaje y la dirección de la corriente ejerce sobre el perfil vertical de la corriente. Dado que los datos de laboratorio son escasos, y no abarcan el rango de condiciones posibles en la región costera, éstos no

son lo suficientemente detallados como para validar de forma adecuada los modelos numéricos y analíticos sobre la capa límite ola- corriente (Marlakey y Davies, 1998).

Simultáneamente a la realización de ensayos en laboratorio, en las últimas décadas se han desarrollado diversos modelos, tanto teóricos, semi- empíricos, analíticos y numéricos que intentan describir la capa límite de la corriente bajo el efecto del oleaje, dando lugar a expresiones de la tensión tangencial en el fondo válidas para movimientos combinados de corriente y oleaje.

MODELOS ANALÍTICOS

La mayor parte de los modelos analíticos existentes sobre la capa límite en los flujos combinados ola- corriente, son modelos unidimensionales en los que se resuelven las denominadas ecuaciones de capa límite, y a partir de las que se representa la transferencia vertical de momentum en los flujos combinados. La complejidad de estos modelos consiste básicamente en la definición de las tensiones turbulentas en la dirección vertical, que es lo que marca la diferencia primordial entre los distintos modelos.

En lo que se refiere a los modelos analíticos, utilizados para la representación de las tensiones turbulentas, se pueden subdividir en modelos que consideran que la viscosidad de remolino es constante en el tiempo y los modelos de longitud de mezcla. Dentro de los modelos que consideran una viscosidad de remolino invariante en el tiempo, cabe destacar los modelos de Grant y Madsen (1979), Christoffersen y Jonsson (1985) y Myrhaug y Slaattelid (1990). Estos modelos se basan en una forma de viscosidad de remolino dada y que es escalada mediante la tensión tangencial máxima a lo largo de un periodo del oleaje. En estos tres modelos en concreto, la columna de agua se divide en dos regiones. La primera de ellas corresponde a la capa límite del oleaje, en la que la turbulencia se debe al flujo combinado ola- corriente. La segunda de las regiones, situada por encima de la capa límite del oleaje, se caracteriza por que la turbulencia se debe básicamente al flujo de la corriente. Un inconveniente de este tipo de modelos es la definición del espesor de esta capa límite,

CAPÍTULO I

ya que en los flujos oscilatorios varía a lo largo de un periodo del oleaje, y sin embargo, en estos modelos se considera constante.

Grant y Madsen (1979), con base en la hipótesis de la longitud de mezcla de Prandlt, y considerando que sobre fondo rugoso la longitud de mezcla que caracteriza la viscosidad de remolino vertical es proporcional a la distancia con respecto del fondo, y que la velocidad característica corresponde a la velocidad de fricción, propusieron el siguiente modelo de turbulencia:

$$\begin{aligned} \nu_{V,c} &= \kappa u_{*c} z & \text{para } z > \delta_w \\ \nu_{V,wc} &= \kappa u_{*wc} z & \text{para } z < \delta_w \end{aligned} \quad (\text{I.12})$$

Donde:

$$\begin{aligned} u_{*c} &= \sqrt{\frac{\tau_c}{\rho}} \\ u_{*wc} &= \sqrt{\frac{\tau_{b,\max}}{\rho}} \end{aligned} \quad (\text{I.13})$$

$\nu_{V,c}$ = Viscosidad de remolino vertical fuera de la capa límite del oleaje.

$\nu_{V,wc}$ = Viscosidad de remolino vertical dentro de la capa límite del oleaje.

κ = Constante de Von Karman ($\approx 0,4$)

u_{*c} = Velocidad de fricción de la corriente.

u_{*wc} = Velocidad de fricción dentro de la capa límite

δ_w = Espesor de la capa límite del oleaje.

τ_c = Tensión tangencial de la corriente.

$\tau_{b,\max}$ = Tensión tangencial máxima del oleaje justo encima de la capa límite del oleaje.

Como puede observarse, la viscosidad de remolino, ya sea dentro de la capa límite del oleaje así como fuera de ella, es independiente del tiempo. Por otro lado, dentro

de la capa límite del oleaje el grado de turbulencia está asociada a la velocidad máxima de fricción a lo largo de un periodo del oleaje, por lo que representa el mayor grado de mezcla posible. Por lo tanto, el perfil de la viscosidad de remolino presenta un punto de inflexión en el límite de la capa límite.

Christoffersen y Jonsson (1985), propusieron un modelo muy similar al presentado por Grant y Madsen (1979) introduciendo algunas ligeras modificaciones, dentro de las que cabe destacar el cambio del modelo de turbulencia. Estos autores distinguen dos tipos de modelos: uno aplicable a situaciones de “*grandes rugosidades*” ($1,3 < U_b / (w_a k_s) < 50$), donde la viscosidad de remolino cerca del fondo esta dominado por la rugosidad del lecho.

$$\begin{aligned} \nu_{V,c} &= \kappa \left(1 - \frac{z}{h}\right) u_{*c} && \text{para } z > \delta_w \\ \nu_{V,wc} &= \beta_w k_s u_{*wc} && \text{para } z < \delta_w \end{aligned} \quad (\text{I.14})$$

Donde:

$$\begin{aligned} u_{*c} &= \sqrt{\frac{\tau_c}{\rho}} \\ u_{*wc} &= \sqrt{\frac{\tau_{b,\max}}{\rho}} \end{aligned} \quad (\text{I.15})$$

k_s = Rugosidad de Nikuradse.

U_b = Velocidad orbital máxima justo en la zona superior a la capa límite del oleaje.

w_a = Frecuencia absoluta del oleaje.

β_w = Constante de turbulencia.

El segundo modelo, aplicable a “*rugosidades menores*” dentro del régimen turbulento rugoso, considera que la viscosidad de remolino cerca de la capa límite del oleaje aumenta con la distancia desde el fondo. En ambos modelos la viscosidad de remolino fuera de la capa límite del oleaje sigue una función parabólica.

$$\begin{aligned}
 v_{V,c} &= \kappa \left(1 - \frac{z}{h} \right) u_{*c} && \text{para } z > \delta_w \\
 v_{V,wc} &= \kappa z u_{*wc} && \text{para } \frac{k_s}{30} < z < \delta_w
 \end{aligned}
 \tag{I.16}$$

Donde:

$$\begin{aligned}
 u_{*c} &= \sqrt{\frac{\tau_c}{\rho}} \\
 u_{*wc} &= \sqrt{\frac{\tau_{b,max}}{\rho}}
 \end{aligned}
 \tag{I.17}$$

En cuanto al modelo de viscosidad de remolino considerado por Myrhaug y Slaattelid (1990), este es el mismo que el utilizado por Grant y Madsen (1979), resolviendo el problema de la capa límite utilizando la teoría de similitud, por la analogía existente entre la capa límite del oleaje y las capas límites planetarias.

Otro tipo de modelos, en este caso semi- empírico, lo constituyen los modelos de longitud de mezcla, dentro de los que cabe destacar el modelo de Bijker (1967) y el modelo de Yoo y O'Connor (1987). En estos modelos, la longitud de mezcla es una longitud específica que relaciona el gradiente de la velocidad local promediada en un periodo del oleaje con la tensión tangencial media en el fondo. Según la teoría de longitud de mezcla:

$$\tau_b = \rho l^2 \left(\left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_b \right)^2
 \tag{I.18}$$

l = Longitud de mezcla.

τ_b = Tensión tangencial en el fondo.

En ambos modelos consideran que la longitud de mezcla es proporcional a la distancia con respecto al fondo.

Un modelo analítico, y que no se basa en el concepto de la viscosidad de remolino ni en el de la longitud de mezcla, es el modelo de Fredsøe (1984), quien utiliza la aproximación del defecto de momentum para resolver el problema.

MODELOS NUMÉRICOS

Los modelos numéricos desarrollados sobre la capa límite ola- corriente presentan distintas aproximaciones en cuanto al modelo de turbulencia se refiere. Bakker y van Doorn (1978) así como Kim, *et al.* (2001) utilizan la hipótesis de la longitud de mezcla de Prandlt y consideran que la longitud de mezcla es proporcional a la distancia con respecto al fondo, pero introducen una función de decrecimiento para que en la superficie libre la longitud de mezcla sea igual a cero:

$$v_{V,wc} = l^2 \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2} \quad (I.19)$$

$$l = \kappa z \sqrt{1 - \frac{z}{h}} \quad (I.20)$$

Este hecho de que la longitud de mezcla tiende a cero cerca de la superficie libre, fue observado a partir de los datos experimentales obtenidos por Nezu y Rodi (1986) en ensayos en los que se simuló el flujo de una corriente estacionaria con superficie libre.

Davies, *et al.* (1988) introducen un modelo de turbulencia de una ecuación, exactamente un modelo k , acoplado a un modelo algebraico para la tasa de disipación:

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \nu_{V,wc} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_{V,wc}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) - \varepsilon$$

$$\varepsilon = \frac{C_2 k^{3/2}}{l}$$

$$\nu_{V,wc} = C_1 l k^{1/2}$$
(I.21)

k = Energía cinética turbulenta.

ε = Tasa de disipación de la energía cinética turbulenta.

C_1, C_2 = Coeficientes del modelo de turbulencia k .

σ_k = Número de Prandlt- Schmitt para la energía cinética turbulenta (≈ 1).

La longitud de mezcla en este caso es calculada mediante la expresión:

$$l = \kappa k^{1/2} \left[\int_{z_0}^z k^{-1/2} dz + z_0 k_0^{-1/2} \right]$$
(I.22)

z_0 = Profundidad en la que la intensidad de la corriente se anula.

k_0 = Energía cinética turbulenta en el nivel z_0 .

Davies, *et al.* (1990) modifican la definición de la longitud de mezcla a la siguiente expresión, introduciendo una disminución parabólica de la longitud de mezcla en superficie:

$$l = \kappa k^{1/2} \sqrt{1 - \frac{z}{h}} \left[\int_{z_0}^z k^{-1/2} dz + z_0 k_0^{-1/2} \right]$$
(I.23)

Burchard, *et al.* (1998) indican que la longitud de mezcla en la superficie no puede ser igual a 0 y que el valor del mismo debe ser igual a κz_{01} , donde z_{01} es la rugosidad de la superficie. Teniendo en cuenta la siguiente afirmación, los autores presentan la siguiente expresión para la ecuación para la longitud de mezcla:

$$l = \kappa \left\{ k^{1/2} \sqrt{1 - \frac{z}{h}} \left[\int_{z_0}^z k^{-1/2} dz + z_0 k_0^{-1/2} \right] + z_{01} \frac{z}{h} \right\}$$
(I.24)

Diversos estudios indican que la rugosidad de la superficie z_{01} es del orden de magnitud de la inversa del número de onda (Drennan, *et al.*, 1992; Craig y Banner, 1994; Craig, 1996; Terray, *et al.*, 1996).

Perlin y Kit (2002), basándose en el trabajo llevado a cabo por Craig (1996), aplican el mismo modelo que el utilizado por Davies, *et al.* (1988) con condiciones de contorno modificadas y con la diferencia de que la longitud de mezcla es parametrizada de la siguiente forma, utilizando una rugosidad de la superficie libre constante igual a 10 mm:

$$\begin{aligned} l &= \kappa(z_{01} + h - z) \quad \text{para } (h - z_{01} + z_0)/2 \leq z \leq h \\ l &= \kappa(z_{01} + z) \quad \text{para } 0 \leq z \leq (h - z_{01} + z_0)/2 \end{aligned} \quad (I.25)$$

Por otro lado, Huyng- Thanh y Temperville (1991) presentan un modelo de capa límite ola- corriente, en el que la viscosidad de remolino, variable en el tiempo, es calculada a partir de un modelo diferencial de dos ecuaciones, en concreto, mediante un modelo κ - ε .

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} &= \nu_{V,wc} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_{V,wc}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) - \varepsilon \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} &= c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \nu_{V,wc} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_{V,wc}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) - c_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \\ \nu_V &= C_1 \frac{k^2}{\varepsilon} \end{aligned} \quad (I.26)$$

Donde $(C_1, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, \sigma_\varepsilon, \sigma_k) = (0.09, 1.44, 1.92, 1.00, 1.30)$.

Groeneweg y Klopman (1998) analizan el efecto del oleaje sobre una corriente estacionaria utilizando un modelo k - ε y aplicando un promediado *GLM* (Generalized Lagrangian Mean). Uittenbogaard (2000) resuelve las ecuaciones de la capa límite utilizando un modelo diferencial k - l e introduciendo el efecto de la

CAPÍTULO I

componente vertical de la velocidad de forma que, y al igual que Kim, *et al.* (2001), es capaz de diferenciar oleaje en conjunción y en oposición.

Holmedal, *et al.* (2003) utilizan este mismo modelo de cierre para la viscosidad de remolino vertical, para simular el comportamiento de la capa límite ola- corriente bajo oleaje irregular.

Otra aproximación al problema, es no considerar la viscosidad de remolino, sino introducir directamente unos modelos de cierre para las tensiones de Reynolds. Este método de resolución del problema es el que utiliza Sheng (1983).

En la Tabla 1.1 se indican algunos de los modelos existentes sobre la capa límite ola corriente, detallando el tipo de modelo, es decir, si es analítico, numérico o semiempírico y qué cierre introduce para modelar las tensiones tangenciales turbulentas. Ya que la aplicación de estos modelos, tanto los analíticos como los numéricos precisan de un método iterativo para su aplicación en modelos hidrodinámicos, Soulsby, *et al.* (1993) hicieron un estudio comparativo de los modelos más utilizados, proponiendo una serie de parametrizaciones, para así facilitar su aplicación. Perlin y Kit (2002) también presentan una parametrización del modelo que desarrollaron, válida para zonas sometidas a condiciones hidrodinámicas similares a las de la costa de Israel. La desventaja de estas parametrizaciones es que no diferencian el oleaje en conjunción y el oleaje en oposición a la corriente, hecho que puede ser importante en los estuarios. Por otro lado, la parametrización de Soulsby, *et al.* (1993) no modela de forma adecuada el efecto del ángulo, ya que tanto para regímenes de corrientes débiles o fuertes, las curvas que representan la tensión tangencial ola- corriente adimensional para diferentes ángulos se cruzan. Asimismo Olabarrieta, *et al.* (2001) hicieron una comparación de los modelos de cierre utilizados actualmente, analizando el efecto del periodo del oleaje, de la altura de ola y del ángulo de propagación del oleaje con respecto a la de la corriente.

De los modelos de cierre anteriormente mencionados cabe destacar algunos aspectos comunes a todos ellos:

- Gran parte de los modelos existentes asumen que, fuera de la capa límite del oleaje, el oleaje se propaga en profundidades reducidas y el campo de presiones se considera igual a la obtenida mediante la teoría lineal, sin incluir su dependencia con la profundidad.
- Ninguno de los modelos mencionados considera el efecto de la superficie libre, es decir, asumen que ésta es pequeña con respecto a la profundidad total, despreciando la variación de la profundidad total que supone el movimiento oscilatorio, e impone una condición de contorno rígido (“*rigid lid*”).
- La mayoría de los modelos, excepto los propuestos por Kim, *et al.* (2001) y Uittenbogaard (2000) y que incluyen el efecto de las velocidades verticales, no modelan la diferencia, en cuanto a capa límite se refiere, entre un oleaje en oposición y un oleaje con la misma dirección y sentido que el oleaje.
- Muchos de los modelos de cierre utilizados para parametrizar la viscosidad de remolino vertical están basados en observaciones realizadas sobre el comportamiento de flujos estacionarios.
- No existe unanimidad sobre cuál es el modelo de cierre para la tensión tangencial en el fondo más adecuado para su aplicación en modelos hidrodinámicos.
- Las parametrizaciones propuestas por Soulsby, *et al.* (1993) y por Perlin y Kit (2002) son muy útiles para su aplicación en modelos hidrodinámicos, ya que el aumento de la rugosidad aparente se puede obtener mediante fórmulas explícitas que facilitan en gran medida su cálculo. No obstante, estas dos parametrizaciones poseen una serie de desventajas para su actual aplicación. Por ejemplo, en la parametrización de Soulsby, *et al.* (1993) para corrientes débiles no simula adecuadamente el efecto del ángulo entre el oleaje y la corriente. En cuando a la parametrización de Perlin y Kit (2002) en el modelo utilizado no se considera la diferencia entre oleaje en oposición y codireccional y además la parametrización es realizada en función de las condiciones climáticas de la costa Israelita. Por esta razón, se considera que existe la necesidad de desarrollar una nueva fórmula explícita que permita calcular el aumento

CAPÍTULO I

de la rugosidad aparente, solventando las desventajas que las anteriores formulaciones presentan.

MODELO DE CAPA LÍMITE	Tipo modelo	Tipo problema (1D, 2D)	Definición del oleaje fuera de la capa límite del oleaje	Considera o no las velocidades verticales	Modelo de cierre para las tensiones de Reynolds
Grant y Madsen (1979)	Analítico	Unidimensional	Teoría lineal, aguas someras	NO	Basado en la hipótesis de Boussinesq Viscosidad de remolino constante en el tiempo y con un perfil bicapa
Christoffersen y Jonsson (1985)	Analítico	Unidimensional	Teoría lineal, aguas someras	NO	Basado en la hipótesis de Boussinesq Viscosidad de remolino constante en el tiempo y con un perfil bicapa
Myrhaug y Slaattelid (1990)	Analítico	Unidimensional	Teoría lineal, aguas someras	NO	Basado en la hipótesis de Boussinesq Viscosidad de remolino constante en el tiempo y con un perfil bicapa
Bijker (1967)	Semi-empírico	Bidimensional	Teoría lineal, aguas someras	NO	Basado en la hipótesis de Boussinesq Basado en la hipótesis de mezcla de Prandlt
Yoo y O'Connor (1988)	Semi-empírico	Bidimensional	Teoría lineal, aguas someras	NO	Basado en la hipótesis de Boussinesq Basado en la hipótesis de mezcla de Prandlt
Fredsøe (1984)	Analítico	Bidimensional	Teoría lineal, aguas someras	NO	Asume que el perfil de velocidades dentro de la capa límite y fuera sigue un perfil logarítmico
Bakker y van Doorn (1978)	Numérico	Unidimensional	Teoría lineal, aguas someras	NO	Basado en la hipótesis de Boussinesq Basado en la hipótesis de mezcla de Prandlt
Kim, <i>et al.</i> (2001)	Numérico	Bidimensional	Teoría lineal, aguas someras	SI	Basado en la hipótesis de Boussinesq Basado en la hipótesis de mezcla de Prandlt
Davies, <i>et al.</i> (1988)	Numérico	Bidimensional	Teoría lineal, aguas someras	NO	Basado en la hipótesis de Boussinesq Modelo diferencial de una ecuación, modelo k
Perlin y Kit (2002)	Numérico	Unidimensional	Teoría lineal, aguas someras	NO	Basado en la hipótesis de Boussinesq Modelo diferencial de una ecuación, modelo k
Huyng- Thanh y Temperville (1991)	Numérico	Unidimensional	Teoría lineal, aguas someras	NO	Basado en la hipótesis de Boussinesq Modelo diferencial de dos ecuaciones, modelo $k-\varepsilon$
Cheng, <i>et al.</i> (2003)	Numérico	Unidimensional	Teoría lineal, aguas someras	NO	Resuelve las ecuaciones de transporte de las tensiones de Reynolds
Uittenbogaard (2000)	Numérico	Unidimensional	Teoría lineal	SI	Basado en la hipótesis de Boussinesq Modelo diferencial de dos ecuaciones, modelo $k-l$

Tabla 1.1 Modelos de cierre para la tensión tangencial en el fondo en flujos combinados ola- corriente.

I.II.II Tensión tangencial en la superficie libre en los flujos combinados

Del mismo modo que la interacción ola- corriente produce un aumento de la rugosidad del lecho, Smith, *et al.* (1992), Janssen (1992) y Mastenbroek, *et al.* (1993) demostraron que dicha interacción también supone modificaciones en cuanto a la tensión tangencial en superficie se refiere. Smith, *et al.* (1992) observaron mediante medidas de campo llevadas a cabo en el Mar del Norte que esta rugosidad de la superficie decrece a medida que la edad del oleaje aumenta. Janssen (1989, 1991, 1992) observó que en estados de mar “jóvenes” la tensión tangencial total se debía en gran medida al movimiento oscilatorio del oleaje, dando como resultado un aumento considerable del coeficiente de arrastre en la superficie.

Monn (2005), basándose en la teoría de Janssen (1991), aplica en la superficie libre una tensión tangencial total que corresponde a la suma de la tensión tangencial debida al oleaje y las tensiones turbulentas, ambos términos parametrizados utilizando la hipótesis de longitud de mezcla.

I.II.III Procesos de mezcla lateral en los estuarios

El tercer término que se ve afectado por la interacción ola- corriente corresponde a la viscosidad de remolino horizontal. Tal como se ha mencionado anteriormente, el comportamiento hidrodinámico de las regiones estuarinas está gobernado principalmente por el oleaje, las mareas y los aportes fluviales de los ríos, de forma que los procesos de mezcla en estas regiones someras son altamente dependientes de la energía relativa de cada uno de los procesos actuantes (Castanedo y Medina, 2002). Por ejemplo, en la zona exterior y en la desembocadura, cuando la energía del oleaje es elevada, la rotura del oleaje y la fricción en el fondo son los principales factores que gobiernan los procesos de mezcla, mientras que en condiciones de

CAPÍTULO I

calma, y al igual que en la zona interior de los estuarios, cobran una mayor importancia la cizalla horizontal de las corrientes y la fricción en el fondo.

Por otro lado, se debe de tener en consideración que a la hora de modelar numéricamente el comportamiento hidrodinámico de los estuarios, es necesario realizar un filtrado previo de las ecuaciones de gobierno, es decir, de las ecuaciones de Navier- Stokes. Esto se debe a que los flujos turbulentos se caracterizan por movimientos a una gran variedad de escalas, de forma que el flujo contiene movimientos de mucha menor escala que el dominio del flujo. Si no se realizase ningún tipo de filtrado de las ecuaciones de gobierno, la simulación numérica del flujo a una escala determinada requeriría que el movimiento fuese resuelto en todas las escalas involucradas en el flujo. Sin embargo, y a pesar de los grandes avances que durante las últimas décadas han acontecido en el área de los sistemas de computación, la resolución del flujo desde las menores escalas involucradas en el movimiento resulta inviable, tanto en cuanto al tiempo de computación se refiere como a la capacidad de almacenamiento de datos. Para solucionar este problema, es necesario realizar un promediado de las ecuaciones de Navier Stokes, filtrando los procesos de escalas menores que las que se desean resolver numéricamente.

En los estuarios y zonas someras con una gran mezcla vertical y donde el flujo es netamente horizontal, el flujo se simula adecuadamente utilizando modelos hidrodinámicos bidimensionales, en los que se resuelven las ecuaciones de Navier Stokes promediadas o filtradas a cuatro escalas diferentes, Madsen, *et al.* (1988):

- *Escala 1*: en la que se filtran los movimientos moleculares aleatorios introduciendo en las ecuaciones de Navier Stokes una viscosidad cinemática o molecular.
- *Escala 2*: en la que se filtra el movimiento turbulento por debajo de una escala dada, introduciendo en las ecuaciones unas tensiones turbulentas. A esta escala las tensiones tangenciales moleculares se consideran despreciables respecto a las turbulentas.

- *Escala 3*: en la que se realiza el promediado vertical de las ecuaciones de Navier Stokes, de forma que se filtra el perfil vertical de la velocidad. Como consecuencia de la integración, en las ecuaciones de Navier- Stokes aparecen nuevos términos que dan cuenta de la transferencia de momento a lo largo de la columna de agua debido a la no uniformidad vertical de la corriente.
- *Escala 4*: en la que se realiza el promediado horizontal en cada una de las celdas de la malla de cálculo, dando lugar a la aparición de una serie de tensiones representativas de los movimientos que se producen a escalas menores que las resueltas en la malla de cálculo. Por lo tanto, es necesario introducir una viscosidad de remolino adicional para así tener en cuenta estos procesos que se dan a escalas menores.

Generalmente en modelos hidrodinámicos, tanto para representar las tensiones turbulentas a la escala de promediado 3 así como las tensiones a la escala 4, se hace uso del concepto de la viscosidad de remolino, que asume por analogía a las tensiones viscosas en los flujos laminares, que las tensiones turbulentas o las tensiones a la escala de promediado 4 son proporcionales a los gradientes de las velocidades medias promediadas en vertical, siendo el coeficiente de proporcionalidad la viscosidad de remolino horizontal $\nu_{H,T}$. Por lo tanto, es necesario disponer de un modelo de cierre para la viscosidad de remolino para poder determinar dichas tensiones.

Cabe destacar que los modelos de cierre para la viscosidad de remolino aplicables en los estuarios, donde los flujos combinados ola- corriente tienen una gran importancia, deben de tener en cuenta los procesos que en mayor medida afectan a la generación de turbulencia, es decir, la posible rotura del oleaje, el aumento de la fricción en el fondo que supone la interacción ola- corriente y la cizalla horizontal de la corriente, así como el filtrado considerado de las ecuaciones de Navier Stokes, en el caso que nos concierne, la escala de promediado 4.

Los modelos de cierre para la viscosidad de remolino que generalmente se utilizan para su aplicación en modelos hidrodinámicos en estuarios, aunque son aplicables a

CAPÍTULO I

la escala de promediado 4, no consideran el aumento de la fricción en el fondo que supone la interacción ola- corriente, ni tienen en cuenta el aumento de turbulencia que supone la posible rotura del oleaje. Dentro de este tipo de modelos de cierre caben destacar los propuestos por Elder (1959), Madsen, *et al.* (1988), Smagorinsky (1963), el modelo k propuesto por Yoshizawa (1986) y el modelo κ - ε integrado en vertical propuesto por Rodi (1993).

Por el contrario, los modelos de cierre desarrollados para su aplicación en la zona de rompientes de las playas, donde cabe destacar los modelos de Thorton (1969,1970), Longuet- Higgins (1970), James (1974), Jonsson, *et al.* (1974), Battjes (1975), de Vriend y Stive (1987), Krauss y Larson (1991) y los modelos diferenciales propuestos por O'Connor y Yoo (1987) sí consideran esta dependencia del grado de mezcla lateral con la rotura del oleaje y la fricción en el fondo afectada por la interacción ola- corriente, pero solamente son aplicables a la escala de filtrado 3, ya que consideran como la longitud de mezcla la profundidad total, siendo esta independiente del tamaño de las celdas que componen la malla de cálculo.

A modo de resumen, en la Tabla 1.2, se muestran las características principales los modelos descritos para su aplicación a la escala de promediado 4, mientras que en la Tabla 1.3 se muestran las características de los modelos que generalmente son aplicados en la zona de rompientes de las playas.

Tipo de modelo	Modelo	Ecuaciones de cierre	Observaciones
Algebraico	Madsen, <i>et al.</i> (1988)	$v_{H,T} = K_2 \Delta x U_c$	La viscosidad de remolino es constante tanto en el espacio como en el tiempo.
Algebraico	Smagorinsky (1963)	$v_{H,T} = C_M (\Delta x)^2 \left[\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right]^{0.5}$	La constante de Smagorinsky, que en realidad depende del tipo de flujo, se considera constante
Algebraico	Germano, <i>et al.</i> (1991)	$v_{H,T} = C_M (\Delta x)^2 \left[\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right]^{0.5}$	La constante de Smagorinsky depende del flujo, y puede adquirir valores positivos y negativos lo que puede dar lugar a inestabilizar el modelo.
Diferencial de una ecuación	Modelo <i>k</i>	$v_{H,T} = C'_\mu I \sqrt{k}$ $v_{H,T} = C_\mu \frac{\bar{k}^2}{\bar{\varepsilon}}$ $\frac{\partial \bar{k}}{\partial t} + U \frac{\partial \bar{k}}{\partial x} + V \frac{\partial \bar{k}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v_{H,T}}{\sigma_k} \frac{\partial \bar{k}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v_{H,T}}{\sigma_k} \frac{\partial \bar{k}}{\partial y} \right) +$ $v_{H,T} \left[2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right] + \frac{1}{\sqrt{C_f}} \frac{(C_f (U^2 + V^2))^{\frac{3}{2}}}{D} - \bar{\varepsilon}$	Considera la mayor parte de los procesos a partir de los cuales se genera turbulencia en los estuarios, excepto la rotura del oleaje y la interacción ola-corriente. La longitud de mezcla debe ser igual al tamaño de las celdas de cálculo.
Diferencial de dos ecuaciones	Modelo <i>k-ε</i>	$v_H = C'_\mu \Delta x \bar{k}^{-1/2}$ $\frac{\partial \bar{k}}{\partial t} + U \frac{\partial \bar{k}}{\partial x} + V \frac{\partial \bar{k}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v_{H,T}}{\sigma_k} \frac{\partial \bar{k}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v_{H,T}}{\sigma_k} \frac{\partial \bar{k}}{\partial y} \right) +$ $v_{H,T} \left[2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right] + \frac{1}{\sqrt{C_f}} \frac{(C_f (U^2 + V^2))^{\frac{3}{2}}}{D} - \bar{\varepsilon}$ $\frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial t} + U \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x} + V \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v_{H,T}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v_{H,T}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial y} \right) +$ $C_{1\varepsilon} \frac{\bar{\varepsilon}}{\bar{k}} v_{H,T} \left[2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right] + 3.6 \frac{C_{2\varepsilon}}{C_f^{3/4}} \sqrt{C_\mu} \frac{(C_f (U^2 + V^2))}{D^2}$	Considera la mayor parte de los procesos a partir de los cuales se genera turbulencia en los estuarios, excepto la rotura del oleaje y la interacción ola-corriente. La longitud de mezcla debe ser igual al tamaño de las celdas de cálculo.

Tabla 1.2 Tabla resumen de los modelos de cierre existentes para la viscosidad de remolino horizontal para la resolución del flujo a la escala de promediado 4.

Tipo de modelo	Modelo	Ecuaciones de cierre	Observaciones
Algebraico	Longuet-Higgins (1910)	$v_{H,wc} = X_1 \sqrt{gh}$	Produce perfiles de la viscosidad de remolino poco realistas en las zona de rompientes y no incluye las características del oleaje
Algebraico	Thornton (1970), Jonsson (1974)	$v_{H,wc} = M_T A_b U_b$	Las escalas de velocidad y longitud no tienen una relación directa con la intensidad de turbulencia dentro de la zona de rompientes.
Algebraico	Battjes (1975)	$v_{H,wc} = M_B (h + \bar{\eta}) (D_b / \rho)^{1/3}$	Dentro de las ecuaciones algebraicas es la más adecuada para aplicaciones dentro de la zona de rompientes.
Algebraico	De Vriend y Stive (1987)	$v_{H,wc} = K_1 u_{*wc} (h + \bar{\eta}) + M (h + \bar{\eta}) \left(\frac{D_b}{\rho} \right)^{1/3}$	Incluye la disipación de energía por la corriente.
Diferencial de una ecuación	Modelo k	$\frac{\partial \bar{k}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v_{H,wc}}{\sigma_k} \frac{\partial \bar{k}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v_{H,wc}}{\sigma_k} \frac{\partial \bar{k}}{\partial y} \right)$ $+ v_{H,wc} \left[2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right] + \frac{D_b}{\rho D} - \bar{\varepsilon}$ $\bar{\varepsilon} = C_D \frac{\bar{k}^{-3/2}}{H}; v_{H,wc} = C_\mu \frac{\bar{k}^{-2}}{\varepsilon}; C_\mu = C'_\mu C_D$	Es el modelo con el que se obtienen resultados más realista en aplicaciones en la zona de rompientes.
Diferencial de dos ecuaciones	Modelo $k-\varepsilon$	$\frac{\partial \bar{k}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v_{H,wc}}{\sigma_k} \frac{\partial \bar{k}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v_{H,wc}}{\sigma_k} \frac{\partial \bar{k}}{\partial y} \right) +$ $v_{H,wc} \left[2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right] + \frac{D_b}{\rho D} - \bar{\varepsilon}$ $\frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v_{H,wc}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v_{H,wc}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial y} \right) +$ $C_{1\varepsilon} \frac{\bar{\varepsilon}}{\bar{k}} v_{H,wc} \left[2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right]$ $+ C_{1\varepsilon} C_D \left(\frac{D}{\rho} \right)^{4/3} \frac{1}{(D)^2} - \frac{C_{2\varepsilon}}{C_D} \frac{\bar{\varepsilon}^{-2}}{\bar{k}}; v_{H,wc} = C_\mu \frac{\bar{k}^{-2}}{\varepsilon}$	El coste computacional es muy elevado para los resultados que se obtienen.

Tabla 1.3 Tabla resumen de los modelos de cierre existentes para la viscosidad de remolino horizontal en flujos combinados ola- corriente dentro de la zona de rompientes.

I.III MODELOS HIDRODINÁMICOS OLA- CORRIENTE EXISTENTES Y SUS PROPIEDADES

En la actualidad, la mayor parte de modelos hidrodinámicos que simulan el efecto de la interacción ola- corriente se basan en el tercer método de resolución, que consiste en acoplar un modelo de propagación de oleaje con un modelo que resuelve las ecuaciones de las ondas largas en un flujo combinado. La razón principal de este hecho radica en que el resto de los métodos resulta excesivamente costoso en cuanto a tiempo de computación se refiere. Este tipo de modelos acoplados, o también conocidos por el nombre de modelos de dos pasos, han sido aplicados con distintos objetivos finales. Por ejemplo, algunos han sido desarrollados para su aplicación exclusiva en la zona de rompientes de las playas, dentro de los que cabe destacar los trabajos realizados por Liu y Dalrymple (1979), Nishimura (1982), Hass, *et al.* (1998), Park y Borthwick (2001), Perlin y Kit (2002) y Özkan-Haller (2003), entre otros. Otros, tales como el presentado por Signell, *et al.* (1990), Lawrence y Davies (1995), Zhang y Li (1996), Jones y Davies (1999), Xie, *et al.* (2001,2003) y Choi, *et al.* (2003) analizan, mediante modelos de dos pasos, el efecto de la interacción ola-corriente en la circulación derivada por un campo de viento y las elevaciones de la superficie libre asociadas a las mismas, es decir, en la marea meteorológica.

Con respecto a los estudios realizados sobre el efecto que el oleaje produce en la propagación de ondas largas en aguas someras y estuarios, cabe destacar, los presentados por Kagan, *et al.* (2001, 2003) quienes muestran que introduciendo un factor de fricción ola- corriente en un modelo hidrodinámico bidimensional aplicado a la bahía de Cádiz se obtiene una mejora en el ajuste entre los datos de corrientes medidos y los calculados numéricamente. Por otro lado, Zhang, *et al.* (2004) analizan los efectos de la interacción ola- corriente en las corrientes de marea en el Estrecho de Singapur, quienes observan que la inclusión de la interacción mejora la predicción de las corrientes de marea en la zona cercana a la costa. Wai, *et al.* (2004), acoplando un modelo de dos pasos a un modelo de transporte de sedimentos, analizan el comportamiento hidrodinámico del estuario del Río Pearl, China, observando que la predicción en las tasas de transporte de sedimentos se ve altamente modificada por la

CAPÍTULO I

inclusión de la interacción ola- corriente. Por otro lado, Bolaños, *et al.* (2005) modelan el transporte de sedimentos en una laguna costera situada en el Mar del Norte, mediante un modelo acoplado ola- corriente, y analizan las pautas de transporte de sedimento en condiciones de calma y en condiciones de tormenta. Los autores observan que en condiciones de calma el transporte de sedimentos se produce básicamente en las canales mareales, mientras que en condiciones de tormenta el transporte de sedimentos se produce básicamente en las llanuras mareales. Finalmente, destacar el trabajo publicado recientemente por Moon (2005) quien presenta un modelo de circulación oceánica que acopla la marea, las corrientes oceánicas baroclínicas y la propagación del oleaje en un modelo acoplado en el mar Amarillo y del Este de China. El autor observa que el efecto del oleaje también tiene su implicación en la circulación de Langmuir y por lo tanto, en la distribución espacial y temporal de la salinidad y de la temperatura.

En la Tabla 1.4 se muestran diferentes modelos hidrodinámicos, tanto aplicables a la resolución de la circulación oceánica, al flujo en la zona de rompientes de las playas así como las aplicables en las zonas estuarinas, y que sí consideran de alguna forma la interacción ola- corriente. En la misma tabla se indica el método de resolución que considera cada uno de ellos, los módulos específicos correspondientes a la propagación de la onda de marea y a la propagación del oleaje y los modelos de cierre que utilizan para caracterizar las tensiones tangenciales turbulentas, términos que se ven afectados por la interacción no lineal.

MODELO HIDRODINÁMICO	Método de resolución	Módulo ondas largas	Módulo oleaje	Tensión tangencial en el fondo	Tensión tangencial superficial ola- corriente	Modelo de cierre para la viscosidad de remolino horizontal	Inundación y secado de los contornos laterales
TELEMAC	Método 3	3D o 2D	SWAN	Bijker (1967)	No se incluye	Constante o Smagorinsky	Sí se considera
MIKE 21	Método 3	3D o 2D	OPCIONAL	Fredsøe (1984)	No se incluye	Constante o Smagorinsky	Sí se considera
DELFT3D	Método 3	3D o 2D	SWAN	Soulsby, <i>et al.</i> (1993), cualquiera de las parametrizaciones realizadas	No se incluye	Constante o Smagorinsky	Sí se considera
NMLONG	Método 3	2D	Ecuación de conservación de acción de ondas	Nishimura (1988)	No se incluye	Kraus y Larson (1991)	No se considera
CIRCULATION MODEL M2D	Método 3	2D	STWAVE	Nishimura (1988)	No se incluye	Kraus y Larson (1991)	Sí se considera
Wai, <i>et al.</i> (2004)	Método 3	3D	Mild Slope Equation Chen, <i>et al.</i> (2004)	Fredsøe (1984), Huynh- Thanh y Temperville (1991), Davies <i>et al.</i> (1988)	No se incluye	No se especifica	No se considera
Zhang y Li (1996)	Método 3	3D	Oleaje constante en el tiempo y en el espacio	Grant y Madsen (1979)	No se incluye	Constante	No se considera
Perlin y Kit (2003)	Método 3	3D Sladkevich, <i>et al.</i> (2003)	Parabolic Mild Slope equation	Perlin y Kit (2003)	No se incluye	Elder (1959)	No se considera
Zhang, <i>et al.</i> (2004)	Método 3	3D	WAM	Mathisen y Madsen (1999)	No se incluye	Smagorinsky, Blunberg y Mellor, 1987	No se considera
Hass, <i>et al.</i> (1998)	Método 3	SHORECIRC Cuasi 3D	REF- DIF	Jonsson (1966)+ Svendsen and Putrevu (1993)	No se incluye	Sancho (1997)	No se considera
Özkan Haller, <i>et al.</i> (2003)	Método 3	2D	Ecuación de conservación de la energía + ecuación de irrotacionalidad del número de onda	Coefficiente de fricción constante	No se incluye	Battjes (1975)	Sí se considera
Kagan, <i>et al.</i> (2001,2003)	Método 3	2D	Datos climáticos	Kagan, <i>et al.</i> (2001) o Kagan y Utkin (2003)	No se incluye	No se especifica	No se especifica
Moon (2005)	Método 3	3D	WaveWatch- II	No lo incluye	Janssen (1991)	No se especifica	No se considera
Davies y Lawrence (1995)	Método 3		Oleaje constante	Grant y Madsen (1979), mediante el método de Signell, <i>et al.</i> (1990)	No se incluye		
Xie, <i>et al.</i> (2001,2003)	Método 3	3D	WAM	Grant y Madsen (1979), mediante el método de Signell, <i>et al.</i> (1990)	Donelan, <i>et al.</i> (1993)	No se especifica	No se especifica
Choi, <i>et al.</i> (2003)	Método 3	2D	WAM	Grant y Madsen (1986)		No se especifica	No se especifica
Bolaños, <i>et al.</i> (2005)	Método 3	3D	WAM	Grant y Madsen (1986)	No se incluye	No se especifica	No se especifica
SMC	Método 3	2D	Parabolic Mild Slope equation	Coefficiente de fricción no dependiente del oleaje	No se incluye	Constante	No se considera

Tabla 1.4 Modelos hidrodinámicos ola- corriente y sus principales características.

Como puede observarse, en la actualidad el proceso de la interacción ola- corriente es modelado utilizando el método de resolución 3. Además, cabe subrayar que en cuanto a los modelos de cierre utilizados para la tensión tangencial en el fondo, el modelo de cierre más utilizado es el modelo de Grant y Madsen (1979) utilizando la aproximación propuesta por Signell, *et al.* (1990). Es de destacar que ninguno de los modelos de cierre utilizados diferencia entre oleaje y corrientes en oposición y en conjunción, ni incluyen el efecto de la superficie libre. Como ya se ha mencionado, este efecto puede ser importante en regiones someras como los estuarios. En cuanto a la tensión tangencial superficial, este término se introduce cuando existe transferencia de momentum desde el aire al agua, y en los flujos combinados se introduce una modificación en el coeficiente de transferencia. Sin embargo, tal como lo ponen de manifiesto las ecuaciones de gobierno, en los flujos combinados existe una tensión tangencial superficial, aún en ausencia de viento. Esta tensión superficial no se incluye en ninguno de los modelos hidrodinámicos anteriormente mencionados.

Obsérvese, Tabla 1.4, que los modelos hidrodinámicos que existen en la actualidad ola- corriente, existen los dos tipos de modelos para la viscosidad de remolino horizontal, tantos los correspondientes a los que se aplican a la escala de promediado 4 y que no consideran el aumento de mezcla lateral que induce el oleaje, así como los correspondientes a la escala de promediado 3, y que aunque sí consideran el oleaje como una fuente de mezcla lateral, no consideran el tamaño de las celdas de cálculo en la malla de estudio. Por lo tanto, ninguno de los modelos de cierre existentes dentro del estado del conocimiento se puede considerar válido a la hora de aplicarlo en modelos numéricos que simulan la hidrodinámica en la zona estuarina.

Sin embargo, cabe destacar que estos autores presentan la aplicación de modelos hidrodinámicos ola- corriente a estuarios específicos, muchas veces con características totalmente diferentes a las de los estuarios objeto de la presente Tesis Doctoral.

I.IV CONCLUSIONES REFERENTES A LA REVISIÓN DEL ESTADO DEL ARTE

Teniendo en cuenta lo descrito en el apartado anterior cabe destacar los siguientes hechos:

- El modelado hidrodinámico ola- corriente, se aborda por lo general haciendo uso de los métodos en dos pasos, de forma que el campo de oleaje promediado en una fase y el campo de las corrientes fruto de la propagación de las ondas largas son resueltas con ecuaciones diferentes, introduciendo entre ambos, términos que incluyen la interacción no lineal entre los procesos. Asimismo, este método es actualmente el más adecuado para resolver el problema en los estuarios, caracterizado por grandes escalas espacio- temporales.
- Dentro de los modelos numéricos de dos pasos, existen modelos que resuelven las ecuaciones de Navier-Stokes integradas en vertical y las tridimensionales, siempre integradas en un periodo del oleaje, en ambos casos el efecto de la interacción ola- corriente se introduce a través de unas tensiones tangenciales en superficie y en el fondo que son dependientes del oleaje.
- Ya que uno de los efectos de la interacción ola corriente, se manifiesta en el aumento de la turbulencia cerca del fondo, en concreto en la zona de la capa límite del oleaje, este efecto se introduce como una variación de la rugosidad del fondo.
- Los modelos existentes dentro del estado del arte, no consideran modelos de cierre adecuados para su aplicación en estuarios:
 - La mayoría de los modelos de cierre para la tensión tangencial en el fondo existentes dentro del estado del arte, no contemplan ciertos aspectos que en los estuarios pueden llegar a ser importantes, como por ejemplo la diferencia entre un oleaje en oposición o en conjunción a la corriente o el efecto de la superficie libre en la interacción de la capa límite de ambos flujos.
 - En cuanto a la tensión tangencial en superficie para los flujos combinados ola corriente, este término se considera una modificación

de los modelos existentes para la tensión generada por un campo de viento, de forma que si la intensidad del viento es nula, también lo es la tensión. Sin embargo, las ecuaciones de gobierno indican que existe una contribución adicional a este término y que no se ha considerado en ninguno de los casos.

- En cuanto a la viscosidad de remolino horizontal, para su aplicación en modelos hidrodinámicos en estuarios, estos deben de ser modelos aplicables a la escala de promediado 4, y por lo tanto, dependientes de las dimensiones de las celdas que componen la malla de cálculo. Por otro lado, ya que la interacción ola- corriente genera un aumento de la no uniformidad vertical de la corriente y además la turbulencia puede ser aumentada por la posible rotura del oleaje, este término se ve modificado en los flujos combinados. No obstante, no se han aplicado en la actualidad modelos de cierre que contemplen todos estos factores.
- Los ensayos de laboratorio existentes son insuficientes para validar de forma adecuada los modelos para la tensión tangencial en el fondo en flujos combinados y el efecto del ángulo de incidencia del oleaje con respecto a la corriente no es muy claro.

I.V OBJETIVOS DE LA TESIS

El objetivo principal de la presente Tesis Doctoral es el analizar cuales son los efectos de la interacción ola- corriente sobre las corrientes y analizar cómo pueden ser incluidos estos efectos en modelos hidrodinámicos que contemplen la interacción ola- corriente. Para lograr estos objetivos globales es necesario plantear una serie de objetivos específicos que surgen como fruto de las lagunas existentes dentro del estado de conocimiento actual y que se han puesto de manifiesto a la hora de hacer la revisión del estado del arte. Estos objetivos específicos se detallan a continuación:

- Ya que los estuarios constituyen regiones someras, la hipótesis de que la amplitud del oleaje frente a la profundidad total es despreciable, es

cuestionable. Por esta razón, y ya que uno de los procesos que en mayor grado afecta a las corrientes es la interacción de la capa límite del oleaje, uno de los objetivos concretos de esta Tesis es el de analizar si realmente esta amplitud finita tiene un efecto en cuanto a dicha interacción se refiere.

- Por otro lado, se pretende analizar la diferencia existente entre los efectos de un oleaje en oposición y de un oleaje en conjunción, y si lo hay realizar una parametrización para las **tensiones tangenciales** en flujos combinados ola-corriente que contemple esta dependencia.
- Asimismo, y relacionado con este mismo aspecto, otro objetivo específico lo constituye la **realización de ensayos en laboratorio** y la recopilación de los ya publicados anteriormente, para así validar de forma adecuada el modelo de capa límite desarrollado.
- El tercer objetivo específico es el de analizar cuál es el modelo de cierre para la **viscosidad de remolino horizontal** más adecuado para su aplicación en estuarios, aplicable a la escala de promediado 4 y que considere el aumento de la mezcla que supone la interacción ola- corriente.
- Como objetivo específico final se plantea el **análisis de las principales implicaciones de la interacción ola- corriente en los estuarios** y la obtención de unas conclusiones generales.

I.VI ORGANIZACIÓN Y ESTRUCTURA DE LA TESIS

Con objeto de ilustrar de forma clara el contenido de esta Tesis Doctoral, esta se ha dividido en diferentes secciones que a su vez se componen por diferentes capítulos. Los contenidos específicos de cada uno de ellos se citan a continuación:

SECCIÓN I

Capítulo I. Introducción: En este capítulo se exponen las razones por las que se desarrolla la presente Tesis Doctoral, la motivación y los objetivos principales de la misma. Tras ello se analiza el estado del arte en cuanto a la interacción ola- corriente y su modelado hidrodinámico, con lo que se obtienen una serie de resultados que

constituyen la base para establecer objetivos específicos y la estructura de esta Tesis Doctoral.

SECCIÓN II

Capítulo II. Ecuaciones de gobierno y modelo desarrollado: En este apartado se describen las ecuaciones de gobierno de los flujos combinados ola- corriente, y el modelo 2DV desarrollado para analizar los efectos de la interacción ola- corriente en el perfil vertical de la corriente promediada en un periodo del oleaje.

Capítulo III. Aplicación del modelo a diferentes tipos de flujo: En este apartado se aplica el modelo desarrollado a los casos de flujos oscilatorios puramente dichos, corrientes puras y flujos combinados ola- corriente. El objetivo es mostrar que el modelo simula adecuadamente los distintos tipos de flujos.

Capítulo IV. Modelado físico de flujos combinados ola- corriente: En este capítulo se describen y analizan los ensayos físicos realizados en la cuenca somera del Instituto Danés de Hidráulica (Abril- Mayo del 2.004).

Capítulo V. Validación del modelo numérico: En este capítulo se valida el modelo 2DV desarrollado. Para ello se recurre a ensayos de laboratorio ya publicados en los que se simulan diferentes condiciones de flujos combinados ola- corriente.

Capítulo VI. Efectos de la interacción ola- corriente en el perfil vertical de la corriente: En este capítulo se analiza cómo afectan diferentes campos de oleaje al perfil vertical de la corriente. Se analizan los efectos de los distintos parámetros adimensionales de los que depende la interacción ola- corriente. Mediante el estudio se clasifican los tipos de perfiles que se pueden dar en este tipo de flujos, poniendo de manifiesto qué efectos son los más importantes en cada uno de los casos.

Capítulo VII. Parametrización de la tensión tangencial neta en los flujos combinados ola- corriente: Mediante el uso de redes neuronales se parametrizan los resultados obtenidos a partir del modelo desarrollado.

SECCIÓN III

Capítulo VIII. Procesos de mezcla lateral en flujos combinados ola- corriente: En este apartado se plantea un modelo para su aplicación en flujos combinados ola- corriente. Por último, este modelo es comparado con modelos que usualmente se utilizan en los modelos hidrodinámicos como lo son el que considera la viscosidad de remolino constante y el modelo Smagorinsky (1963).

SECCIÓN IV

Capítulo IX. Aplicación del modelo a un estuario unidimensional: Con objeto de analizar las principales implicaciones de la interacción ola- corriente se desarrolla un modelo numérico unidimensional que es alimentada por la red neuronal desarrollada en el capítulo VII. El modelo hidrodinámico se aplica en estuarios teóricos simplificados unidimensionales, analizando cuáles son los efectos generales del oleaje sobre la propagación de la onda de marea.

SECCIÓN V

Capítulo X. Conclusiones generales y futuras líneas de trabajo: Este es el capítulo en el que se resumen las conclusiones más importantes obtenidas a partir de esta Tesis Doctoral y las futuras líneas de investigación a seguir.

Capítulo XI. Referencias. En este capítulo se incluyen las referencias bibliográficas citadas en el texto.

ANEJOS

ANEJO I. Derivación de las ecuaciones de propagación de ondas largas promediadas en vertical. Flujos combinados ola- corriente.

SECCIÓN II

CAPÍTULO II

ECUACIONES DE GOBIERNO Y MODELO DESARROLLADO

II.1 INTRODUCCIÓN

Tal como se ha descrito en el capítulo anterior, dedicado a la descripción del estado del conocimiento actual, en las últimas cuatro décadas se han desarrollado diferentes modelos tanto analíticos, semiempíricos, así como numéricos. El objetivo de los mismos es el resolver la estructura vertical de la capa límite en flujos combinados ola- corriente y de esta forma cuantificar el aumento de la rugosidad aparente que supone la interacción de la capa límite de la corriente con la del oleaje. No obstante, la mayoría de los modelos desarrollados hasta el momento se limitan a la resolución del flujo dentro de la capa límite del oleaje, asumiendo que el efecto de la variación de la superficie libre en el comportamiento de la capa límite del oleaje y sus implicaciones en el perfil de la corriente son despreciables. Más aún, gran parte de los modelos, consideran que los movimientos verticales son insignificantes, y por lo tanto, que también lo es su efecto.

Sin embargo, en zonas someras como lo es la zona exterior de los estuarios o en las playas, tanto dentro como fuera de la zona de rompientes, la amplitud de oleaje, por lo general, no puede considerarse despreciable frente a la profundidad total. Teniendo en cuenta este hecho, en el presente capítulo se describe el modelo numérico 2DV desarrollado en esta Tesis Doctoral. Este se basa en el presentado por Kim, *et al.* (2001), pero con la diferencia de que considera el efecto de la variación de la superficie, el efecto de los términos advectivos horizontales, el efecto de la corriente en la variación vertical de la amplitud de la presión oscilatoria e introduce la posibilidad de que el oleaje se propague en profundidades intermedias.

II.II DERIVACIÓN DE LAS ECUACIONES DE GOBIERNO

Las ecuaciones que gobiernan la dinámica de los fluidos geofísicos, asumiendo que el fluido es incompresible, son las ecuaciones de Navier Stokes y la ecuación de conservación de masa (Kundu, 1990):

Ecuación de conservación de masa:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.1})$$

Ecuación de conservación de cantidad de movimiento:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right] \quad (\text{II.2})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \right] \quad (\text{II.3})$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right] \quad (\text{II.4})$$

Donde x , y y z representan las componentes horizontales y verticales del sistema de referencia, u , v y w son las componentes horizontales y vertical del flujo respectivamente, p es la presión total, ρ es la densidad del fluido y $\tau_{xx}, \tau_{xy}, \tau_{xz}, \tau_{yx}, \tau_{yy}, \tau_{yz}, \tau_{zx}, \tau_{zy}, \tau_{zz}$ son las tensiones tangenciales viscosas. Si el fluido es Newtoniano estas tensiones viscosas se relacionan con los gradientes de la velocidad de las partículas del fluido mediante las siguientes expresiones (Kundu, 1990):

$$\begin{aligned}
 \tau_{xx} &= \rho\mu \frac{\partial u}{\partial x}; \tau_{xy} = \rho\mu \frac{\partial u}{\partial y}; \tau_{xz} = \rho\mu \frac{\partial u}{\partial z} \\
 \tau_{yx} &= \rho\mu \frac{\partial v}{\partial x}; \tau_{yy} = \rho\mu \frac{\partial v}{\partial y}; \tau_{yz} = \rho\mu \frac{\partial v}{\partial z} \\
 \tau_{zx} &= \rho\mu \frac{\partial w}{\partial x}; \tau_{zy} = \rho\mu \frac{\partial w}{\partial y}; \tau_{zz} = \rho\mu \frac{\partial w}{\partial z}
 \end{aligned}
 \tag{II.5}$$

Donde μ representa la viscosidad cinemática del fluido.

El problema que se desea estudiar corresponde al efecto de la interacción del oleaje con una corriente estacionaria, proceso cuya escala temporal y espacial equivale localmente a un periodo del oleaje y a una longitud de onda respectivamente, por lo que los efectos de la aceleración de Coriolis, y por lo tanto, de la rotación terrestre, pueden ser despreciados.

Para analizar qué términos de las ecuaciones de gobierno pueden ser simplificados en el estudio concreto de los flujos combinados, se procede a realizar un análisis dimensional de las ecuaciones de gobierno. La idea básica consiste en que las variaciones a lo largo del eje vertical son superiores y más rápidas que las variaciones a lo largo de la distancia horizontal, es decir:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial x} \sim \frac{\partial}{\partial y} \ll \frac{\partial}{\partial z} \\
 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \sim \frac{\partial^2}{\partial y^2} \ll \frac{\partial^2}{\partial z^2}
 \end{aligned}
 \tag{II.6}$$

Para poder simplificar las ecuaciones de partida, se procede al análisis dimensional, de forma que se considera que las variables de las ecuaciones, son el producto de una escala característica de la variable y la variable adimensional correspondiente, es decir:

$$\begin{aligned}
 x &= Lx' & u &= U_T u' & p &= p_T p' \\
 y &= Ly' & v &= U_T v' & t &= Tt' \\
 z &= hz' & w &= Ww' & &
 \end{aligned}
 \tag{II.7}$$

Donde L es la escala característica de la longitud en los ejes horizontales, y que equivale a la distancia horizontal en la que la velocidad horizontal varía de forma apreciable. En el caso de los flujos combinados corresponde a una longitud de onda del oleaje. En los estuarios, zona de interés de esta Tesis Doctoral, la longitud de onda puede adquirir valores comprendidos entre 100 m (oleajes con periodos más largos propagándose en las zonas más profundas) y 30 m (oleajes con periodos más cortos propagándose en las zonas más someras). Como valor característico de la longitud horizontal se toma un valor medio, en este caso 60 m.

U_T representa la escala característica de las componentes horizontales de la velocidad. Esta corresponde a la velocidad total ola-corriente $U_T = U_\infty + U_c$, donde U_c es la escala característica de la corriente estacionaria y U_∞ representa la escala característica de la velocidad orbital máxima debido al movimiento oscilatorio. Teniendo en cuenta que la velocidad orbital máxima tiene una escala aproximada de 0,5 m/s y que el valor de la corriente en los estuarios puede adquirir un valor máximo de 1,7 m/s aproximadamente, se toma como escala característica un valor medio que corresponde a 2 m/s. Por otro lado, cabe destacar que la escala de la velocidad debido al flujo oscilatorio en el eje horizontal está relacionada con la amplitud del oleaje (A) y con su periodo (T) de la siguiente forma:

$$U_\infty = \frac{A}{T} \tag{II.8}$$

W es la velocidad correspondiente a la componente vertical, con un orden de magnitud de 0,1 m/s. La escala característica de la velocidad vertical es aproximadamente un orden de magnitud menor que la velocidad característica en la escala horizontal.

h es el espesor de la columna de agua y se considera la escala característica de la longitud en el eje vertical. p_T corresponde a la presión fuera de la capa límite del oleaje y esta compuesta por la suma de la componente oscilatoria de la presión p_∞ y de la componente estacionaria p_c . Es esta presión la que se utiliza para escalar los términos de presión. Por otro lado, se considera que la escala temporal característica es igual al periodo del oleaje, que puede adquirir valores entre 5 y 18 s.

Sustituyendo las expresiones correspondientes a cada una de las variables en las ecuaciones de gobierno, se obtiene:

Ecuación de conservación de masa:

$$\frac{U_T}{L} \left(\frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} \right) + \frac{W}{h} \frac{\partial w'}{\partial z'} = 0 \quad (\text{II.9})$$

Para que esta igualdad se cumpla y ninguno de los términos de la ecuación sea despreciado, es decir, no existan ganancias o pérdidas de masa, los dos términos deben ser del mismo orden de magnitud, es decir:

$$\frac{W}{U_T} = \theta \left(\frac{h}{L} \right) \quad (\text{II.10})$$

La ecuación de conservación de masa pone de manifiesto que en los flujos combinados ola- corriente, la relación entre la escala característica de la velocidad vertical y de la horizontal, es del mismo orden que la profundidad relativa. En el caso de los estuarios, la profundidad relativa generalmente suele corresponder a aguas intermedias $\left(\frac{1}{20} < \frac{h}{L} < \frac{1}{2} \right)$ o a aguas reducidas $\frac{h}{L} < \frac{1}{20}$.

Componente x de la ecuación de conservación de cantidad de movimiento:

$$\begin{aligned} & \frac{U_T}{T} \frac{\partial u'}{\partial t'} + \frac{U_T^2}{L} u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{U_T^2}{L} v' \frac{\partial u'}{\partial y'} + \frac{WU_T}{h} w' \frac{\partial u'}{\partial z'} = \\ & = -\frac{p_T}{L} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x'} + \left[\frac{U_T}{L^2} \frac{\partial}{\partial x'} \left(\mu \frac{\partial u'}{\partial x'} \right) + \frac{U_T}{L^2} \frac{\partial}{\partial y'} \left(\mu \frac{\partial u'}{\partial y'} \right) + \frac{U_T}{h^2} \frac{\partial}{\partial z'} \left(\mu \frac{\partial u'}{\partial z'} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{II.11})$$

Dividiendo la ecuación por U_T y multiplicándolo por T se obtiene que:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u'}{\partial t'} + \frac{U_T T}{L} u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{U_T T}{L} v' \frac{\partial u'}{\partial y'} + W \frac{T}{h} w' \frac{\partial u'}{\partial z'} = \\ & = -\frac{p_T T}{\rho U_T} \frac{\partial p'}{\partial x'} + \left[\frac{\mu T}{L^2} \left(\frac{\partial}{\partial x'} \left(\frac{\partial u'}{\partial x'} \right) + \frac{\partial}{\partial y'} \left(\frac{\partial u'}{\partial y'} \right) \right) + \frac{\mu T}{h^2} \frac{\partial}{\partial z'} \left(\frac{\partial u'}{\partial z'} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{II.12})$$

Teniendo en cuenta que la celeridad del oleaje (C_w) se define como la relación entre la longitud de onda y el periodo del oleaje, sustituyendo el parámetro C_w por $\frac{L}{T}$ se obtiene:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u'}{\partial t'} + \frac{U_T}{C_w} u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{U_T}{C_w} v' \frac{\partial u'}{\partial y'} + \frac{U_T}{C_w} w' \frac{\partial u'}{\partial z'} = \\ & = -\frac{p_T T}{\rho U_T} \frac{\partial p'}{\partial x'} + \left[\frac{\mu T}{L^2} \left(\frac{\partial}{\partial x'} \left(\frac{\partial u'}{\partial x'} \right) + \frac{\partial}{\partial y'} \left(\frac{\partial u'}{\partial y'} \right) \right) + \frac{\mu T}{h^2} \frac{\partial}{\partial z'} \left(\frac{\partial u'}{\partial z'} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{II.13})$$

Obsérvese que el primer término de la ecuación, el local, es de orden 1, mientras que los términos advectivos son de orden $\frac{U_T}{C_w}$. Esta relación representa un parámetro adimensional, δ , que en cierta forma es indicativo del régimen de corriente (Thomas y Klopman, 1993).

$$\delta = \frac{U_T}{C_w} \quad (\text{II.14})$$

Teniendo en cuenta que en los estuarios la celeridad del oleaje es del orden de 10 m/s, se obtiene que los términos advectivos son inferiores que el término local, aproximadamente un orden de magnitud. No obstante, ya que no se desea que el modelo sea limitado a un régimen de corriente en concreto, se ha estimado oportuno no despreciar estos términos advectivos.

En cuanto a las tensiones viscosas obsérvese que las componentes horizontales están divididas por L^2 , mientras que la vertical está dividida h^2 . Siempre y cuando la escala de la profundidad sea menor que la longitud de onda característica, es decir, en aguas intermedias y en aguas someras, las componentes horizontales de las tensiones pueden ser despreciadas frente a la componente vertical.

Ya que el término de la presión es lo que fuerza el flujo combinado, la escala de este término debe ser igual a la escala del término local:

$$\frac{p_T T}{\rho U_T} \sim 1 \rightarrow p_T \sim \rho \frac{U_T}{T} \rightarrow p = \rho \frac{U_T}{T} p' \quad (\text{II.15})$$

Por lo tanto, teniendo en cuenta que las tensiones viscosas horizontales pueden ser despreciadas frente a la componente vertical, la ecuación de conservación de cantidad de movimiento en el eje x se simplifica a la siguiente expresión:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \left[\mu \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] \quad (\text{II.16})$$

Procediendo de forma análoga, la componente y de la ecuación de conservación de momentum se puede simplificar llegando a la siguiente expresión:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \left[\mu \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] \quad (\text{II.17})$$

En cuanto a la componente z el procedimiento a seguir se describe a continuación. En primer lugar se sustituyen las expresiones II.7 en la ecuación correspondiente, llegando a la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} \frac{W}{T} \frac{\partial w'}{\partial t'} + \frac{WU_T}{L} u' \frac{\partial w'}{\partial x'} + \frac{WU_T}{L} v' \frac{\partial w'}{\partial y'} + \frac{W^2}{h} w' \frac{\partial w'}{\partial z'} = \\ = -\frac{p_T}{h\rho} \frac{\partial p'}{\partial z'} - g + \left[\frac{W}{L^2} \frac{\partial}{\partial x'} \left(\mu \frac{\partial w'}{\partial x'} \right) + \frac{W}{L^2} \frac{\partial}{\partial y'} \left(\mu \frac{\partial w'}{\partial y'} \right) + \frac{W}{h^2} \frac{\partial}{\partial z'} \left(\mu \frac{\partial w'}{\partial z'} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{II.18})$$

Multiplicándolo la ecuación por T se obtiene que:

$$\begin{aligned} W \frac{\partial w'}{\partial t'} + \frac{WU_T}{C_w} u' \frac{\partial w'}{\partial x'} + \frac{WU_T}{C_w} v' \frac{\partial w'}{\partial y'} + \frac{W^2 T}{h} w' \frac{\partial w'}{\partial z'} = -\frac{p_T T}{\rho h} \frac{\partial p'}{\partial z'} - g + \\ + \left[\frac{WT}{L^2} \frac{\partial}{\partial x'} \left(\mu \frac{\partial w'}{\partial x'} \right) + \frac{WT}{L^2} \frac{\partial}{\partial y'} \left(\mu \frac{\partial w'}{\partial y'} \right) + \frac{WT}{h^2} \frac{\partial}{\partial z'} \left(\mu \frac{\partial w'}{\partial z'} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{II.19})$$

Obsérvese que los términos advectivos tienen un orden de magnitud igual a $W\delta$, mientras que el término local es de orden W , por lo que las primeras se pueden considerar despreciables. En cuanto a las tensiones viscosas, las que actúan en el plano horizontal, están escaladas por el producto de la inversa del cuadrado de la longitud de onda o al cuadrado del espesor de la columna de agua, lo que pone de manifiesto que estos términos son de orden muy inferior a 1. Por lo tanto, despreciando todos estos términos de la ecuación considerada se obtiene:

$$\frac{W}{T} \frac{\partial w'}{\partial t'} = -\frac{p_T}{h} \frac{\partial p'}{\partial z'} - g \quad (\text{II.20})$$

Descomponiendo la presión en una componente que fuerza el movimiento oscilatorio y en una componente que fuerza la corriente estacionaria, es decir:

$$p_T = p_\infty + p_c \quad (\text{II.21})$$

Donde:

p_{∞} representa la componente de la presión relacionada con el movimiento oscilatorio.

p_c representa la componente de la presión relacionada con la corriente estacionaria.

$$\frac{W}{T} \frac{\partial w'}{\partial t'} = -\frac{p_{\infty}}{h} \frac{\partial p'}{\partial z'} - \frac{p_c}{h} \frac{\partial p'}{\partial z'} - g \quad (\text{II.22})$$

Promediando esta última expresión en un periodo del oleaje:

$$\frac{1}{T} \int_0^T \frac{W}{T} \frac{\partial w'}{\partial t'} dt = -\frac{1}{T} \int_0^T \frac{p_{\infty}}{h} \frac{\partial p'}{\partial z'} dt - \frac{1}{T} \int_0^T \frac{p_c}{h} \frac{\partial p'}{\partial z'} dt - \frac{1}{T} \int_0^T g \quad (\text{II.23})$$

$$\frac{p_c}{h} \frac{\partial p'}{\partial z'} = -g \quad (\text{II.24})$$

Como resultado se obtiene que la componente de la presión promediada en un periodo del oleaje sigue una ley hidrostática. Ya que estos los dos términos de la ecuación II.24 se compensan, se obtiene la siguiente relación:

$$\frac{W}{T} \frac{\partial w'}{\partial t'} = -\frac{p_{\infty}}{h} \frac{\partial p'}{\partial z'} \quad (\text{II.25})$$

La expresión obtenida sugiere que en los tipos de flujo considerados, la presión total está constituida por una componente hidrostática y de una componente dinámica que surge como consecuencia del movimiento oscilatorio. Aplicando los resultados del análisis dimensional realizado se llega a las siguientes ecuaciones de gobierno:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.26})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \left[\mu \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] \quad (\text{II.27})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \left[\mu \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] \quad (\text{II.28})$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = -g \quad (\text{II.29})$$

Más aún, para el caso concreto en el que el eje x se haga coincidir localmente con la dirección de propagación del oleaje y no existan gradientes horizontales de la profundidad, los gradientes de la velocidad en el eje y son nulas. Considerando este caso concreto, las ecuaciones que rigen el comportamiento del flujo se simplifican a las siguientes expresiones:

Ecuación de conservación de masa:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.30})$$

Ecuación de conservación de cantidad de movimiento:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \left[\mu \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] \quad (\text{II.31})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \left[\mu \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] \quad (\text{II.32})$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = -g \quad (\text{II.33})$$

Ya que las ecuaciones de gobierno no van a ser resueltas en escalas menores que la escala de la turbulencia, se procede a la integración de las mismas en un periodo característico a la escala de la turbulencia. De esta forma se obtienen una serie de términos, denominados tensiones turbulentas. Las tensiones viscosas son de orden de magnitud muy inferior a las tensiones turbulentas, y por eso pueden ser despreciadas (Kundu, 1990).

La hipótesis de Boussinesq, por analogía a los flujos laminares, relaciona estas tensiones turbulentas con los gradientes de la velocidad promediados en la escala característica de la turbulencia, introduciendo el concepto de la viscosidad de remolino:

$$\begin{aligned}
 \tau'_{xx} &= \rho \nu_{H,wc} \frac{\partial u}{\partial x}; \tau'_{xy} = \rho \nu_{H,wc} \frac{\partial u}{\partial y}; \tau'_{xz} = \rho \nu_{V,wc} \frac{\partial u}{\partial z} \\
 \tau'_{yx} &= \rho \nu_{H,wc} \frac{\partial v}{\partial x}; \tau'_{yy} = \rho \nu_{H,wc} \frac{\partial v}{\partial y}; \tau'_{yz} = \rho \nu_{V,wc} \frac{\partial v}{\partial z} \\
 \tau'_{zx} &= \rho \nu_{H,wc} \frac{\partial w}{\partial x}; \tau'_{zy} = \rho \nu_{H,wc} \frac{\partial w}{\partial y}; \tau'_{zz} = \rho \nu_{V,wc} \frac{\partial w}{\partial z}
 \end{aligned} \tag{II.34}$$

En este caso, y a partir de este momento, u , v y w corresponden a las distintas componentes de la velocidad pero promediados en la escala temporal característica de la turbulencia. Teniendo en cuenta lo anteriormente mencionado en lo referente a la diferencia de la dimensión de los gradientes horizontales frente a los gradientes verticales, las tensiones turbulentas que actúan en el plano horizontal pueden ser despreciados frente a las tensiones turbulentas en el eje vertical. Aplicando este hecho y aplicando la hipótesis de Boussinesq se obtienen las siguientes ecuaciones de gobierno:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{II.35}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{V,wc} \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] \tag{II.36}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{V,wc} \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] \tag{II.37}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = -g \tag{II.38}$$

Donde $\nu_{V,wc}$ representa la componente vertical de la viscosidad de remolino, cuya magnitud es dependiente del flujo, a diferencia de la viscosidad cinemática del fluido, que depende de las características del fluido. La viscosidad de remolino es muy superior, en orden de magnitud, a la viscosidad cinemática del fluido, y representa la disipación de energía debido a los procesos turbulentos. La descripción y simulación del comportamiento del flujo cerca del fondo requiere que la turbulencia, y por tanto el término $\nu_{V,wc}$, sea simulada con detalle, Soulsby, *et al.* (1993).

II.III ECUACIONES DE CIERRE Y CONDICIONES DE CONTORNO

Con objeto de resolver numéricamente las ecuaciones que gobiernan la dinámica de los flujos combinados ola- corriente, se considera que la superficie libre es conocida. Por lo tanto, es necesario definir qué teoría de ondas se va a considerar para así conocer la evolución espacio- temporal de la superficie libre. Asimismo, es necesario establecer el modelo de cierre de turbulencia que se va a utilizar.

Para el cálculo del campo de presiones oscilatorio se utiliza la metodología descrita por Uittenbogaard (2000) y que será expuesta a continuación.

En cuanto a la resolución del flujo cerca del fondo, es aconsejable que la resolución de la malla de cálculo sea fina cerca del fondo. Por esta razón, es conveniente realizar un cambio de variable en el eje z . A continuación se describen los modelos de cierre para cada término, así como las condiciones de contorno consideradas y el cambio de variable realizado.

II.III.1 Modelo de cierre para el término de la presión

La presión a la que está sometido un flujo combinado ola- corriente, se puede descomponer en una presión estacionaria, que es la que fuerza la corriente estacionaria y en una componente oscilatoria, que es la que fuerza el movimiento oscilatorio:

$$p_T = p_\infty + p_c \quad (\text{II.39})$$

Donde p_T es la presión total, p_c es la componente estacionaria de la presión, término cuyo gradiente induce la corriente estacionaria y p_∞ es la porción oscilatoria de la presión, cuyo gradiente horizontal induce el movimiento oscilatorio. Descomponiendo la presión total de la forma indicada, los gradientes horizontales de la presión se pueden expresar de la siguiente forma:

$$\frac{\partial p_T}{\partial x} = \frac{\partial p_c}{\partial x} + \frac{\partial p_\infty}{\partial x} \quad (\text{II.40})$$

$$\frac{\partial p_T}{\partial y} = \frac{\partial p_c}{\partial y} \quad (\text{II.41})$$

La componente estacionaria de la presión es hidrostática, mientras que el gradiente horizontal de la presión oscilatoria dentro de la capa límite es debida a la aceleración local, es decir:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_\infty}{\partial x} \sim \frac{D\tilde{u}}{Dt} \quad (\text{II.42})$$

En el modelo numérico desarrollado el campo de presiones se asume sinusoidal, y con una amplitud que varía a lo largo de la columna de agua.

$$p_\infty = \hat{p}(z) \cos(-w_a t + k_w x) \quad (\text{II.43})$$

Donde:

$\hat{p}(z)$ = amplitud de la presión.

w_a = frecuencia absoluta del oleaje.

Esta variación de la amplitud de la presión con la profundidad es calculada a partir de la ecuación de Poisson linearizada, en la que se han despreciado las tensiones turbulentas:

$$\nabla^2 p_\infty = -2 \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \cdot \nabla w \quad (\text{II.44})$$

Donde \bar{U} es la velocidad horizontal promediada en un periodo del oleaje. Aplicando las siguientes condiciones de contorno para la presión:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial p_\infty}{\partial z} \right)_{z=z_0} &= 0 \\ (p_\infty)_{z=\tilde{\eta}} &= g\tilde{\eta} \end{aligned} \quad (\text{II.45})$$

Donde:

z_0 = elevación vertical en la que la velocidad se hace cero.

$\tilde{\eta}$ = representa la variación del nivel medio generada por el movimiento oscilatorio.

Y sustituyendo la ecuación II.38 en la ecuación II.44 se obtiene la siguiente ecuación diferencial ordinaria, equivalente a la ecuación de Rayleigh y que permite calcular la variación de la amplitud del campo de presiones en vertical (Uittenbogaard, 2000):

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \hat{p}}{dz} + 2B \frac{d \hat{p}}{dz} - |k_w|^2 \hat{p} &= 0 \\ B &= \frac{1}{\Omega(z)} \frac{\partial \bar{U}(z) k_w}{\partial z} \\ \Omega(z) &= w_r - k_w \bar{U}(z) \end{aligned} \quad (\text{II.46})$$

Donde:

Ω representa la frecuencia absoluta del oleaje dependiente de z .

k_w representa el número de onda del oleaje.

\hat{p} representa la amplitud de la presión.

Respecto al movimiento oscilatorio considerado, el modelo numérico asume, tal como lo hace la teoría lineal, que el oleaje corresponde a una onda sinusoidal donde la variación de la superficie libre viene dada por la ecuación:

$$\tilde{\eta} = \frac{H}{2} \cos(-\omega_a t + k_w x) \quad (\text{II.47})$$

II.III.II Modelo de cierre para la viscosidad de remolino vertical

Soulsby, *et al.* (1993) sugieren que para la descripción de la capa límite del oleaje la dependencia de la viscosidad de remolino con el tiempo es un aspecto importante a considerar. En el presente estudio se considera un modelo de turbulencia basado en la hipótesis de longitud de mezcla de Prandtl, quien establece que la viscosidad de remolino es proporcional a una longitud de escala y a una velocidad característica de la escala de la turbulencia. El modelo es el mismo que el utilizado por Kim, *et al.* (2001) y viene dado por la expresión:

$$\nu_{V,wc} = l^2 \sqrt{\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2} \quad (\text{II.48})$$

Donde la longitud de mezcla se modela mediante la siguiente expresión:

$$l = \kappa z \sqrt{1 - \frac{z}{h + \tilde{\eta}}} \quad (\text{II.49})$$

En la Figura 2.1 se muestra la variación de la longitud de mezcla en función de la elevación con respecto al fondo adimensionalizada con la profundidad total.

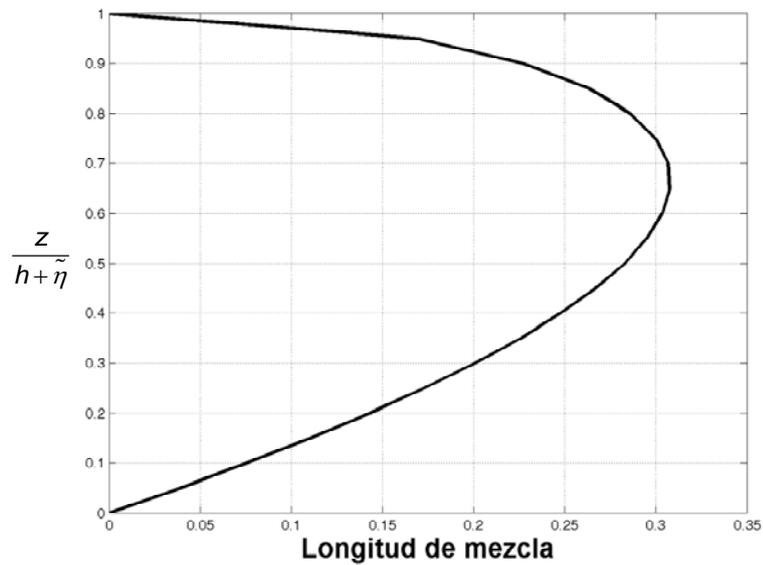


Figura 2.1 Variación de la longitud de mezcla en función de la profundidad relativa.

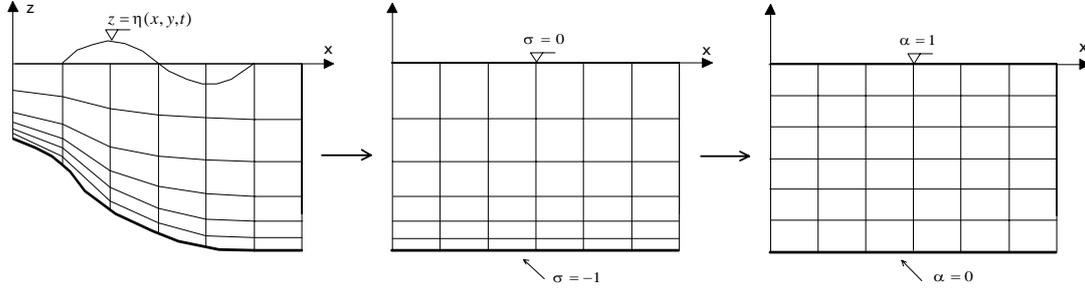
II.III.III Cambio de variable en la coordenada z

Con objeto de obtener una mayor resolución cerca del fondo, además de poder seguir la forma de la superficie libre, se realiza el siguiente cambio de variable en la coordenada vertical, García (2005):

$$\alpha = \left(\frac{z - z_0}{h + \tilde{\eta} - z_0} \right)^{1/q} \quad (\text{II.50})$$

Este cambio de variable permite obtener una mayor resolución cerca del fondo, además de permitir que la malla de resolución de las ecuaciones, siga la forma de la superficie libre, tanto en el espacio como en el tiempo. La coordenada α es similar a la coordenada σ , es decir, independientemente de la profundidad de la columna de agua, la malla de cálculo posee el mismo número de celdas en la dirección vertical, pero con la diferencia de que en la coordenada α es posible obtener una mayor precisión cerca del fondo o cerca de la superficie libre. Como se muestra en la Figura 2.2, el sistema de coordenada α , permite concentrar las capas del mallado vertical σ

en la superficie libre o en el fondo y además el tamaño de la malla en la coordenada transformada (coordenada α) se mantiene constante.



Espacio real y espacio transformado en la coordenada *alfa*.

Figura 2.2 Malla de cálculo considerada con el cambio de variable, de García (2005).

Aplicando este cambio de variable a las ecuaciones a resolver, se obtiene:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + F \frac{\partial w}{\partial \alpha} = 0 \quad (\text{II.51})$$

Donde:

$$F = \frac{\partial \alpha}{\partial z} = \frac{1}{q} \frac{1}{(h + \tilde{\eta} - z_0)^{1-q}} \alpha^{(1-q)} \quad (\text{II.52})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - wF \frac{\partial u}{\partial \alpha} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} F \frac{\partial \tau'_{xz}}{\partial \alpha} \quad (\text{II.53})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial x} - wF \frac{\partial v}{\partial \alpha} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\rho} F \frac{\partial \tau'_{yz}}{\partial \alpha} \quad (\text{II.54})$$

$$\tau'_{xz} = \rho F v_{V,wc} \frac{\partial u}{\partial \alpha} \quad (\text{II.55})$$

$$\tau'_{yz} = \rho F v_{V,wc} \frac{\partial v}{\partial \alpha} \quad (\text{II.56})$$

$$v_{V,wc} = l^2 \sqrt{\left(F \frac{\partial u}{\partial \alpha} \right)^2 + \left(F \frac{\partial v}{\partial \alpha} \right)^2} \quad (\text{II.57})$$

$$l = \kappa \left[\alpha^q (h + \tilde{\eta} - z_0) + z_0 \right] \sqrt{1 - \frac{\left[\alpha^q (h + \tilde{\eta} - z_0) + z_0 \right]^2}{(h + \tilde{\eta})^2}} \quad (\text{II.58})$$

$$F^2 \frac{d^2 \hat{p}}{d\alpha^2} + 2BF \frac{d\hat{p}}{d\alpha} - |k|^2 \hat{p} = 0 \quad (\text{II.59})$$

$$B = \frac{1}{\Omega(\alpha)} F \frac{\partial \bar{U}(\alpha) k_w}{\partial \alpha} \quad (\text{II.60})$$

$$\Omega(\alpha) = w_r - k_w \bar{U}(\alpha) \quad (\text{II.61})$$

$$\left(F \frac{\partial p_\infty}{\partial \alpha} \right)_{\alpha=0} = 0 \quad (\text{II.62})$$

$$(p_\infty)_{\alpha=1} = g\tilde{\eta} \quad (\text{II.63})$$

El cambio de variable realizado evita que se tengan que hacer mallas dinámicas a lo largo del proceso de cálculo, para incluir el efecto de la variación de la superficie libre. Por ejemplo, si consideramos una malla equiespaciada en coordenada α , tanto en el eje x como en el eje α , la forma de la malla con la coordenada z un instante a lo largo de un periodo del oleaje y a lo largo de una longitud de onda es la siguiente (Figura 2.3):

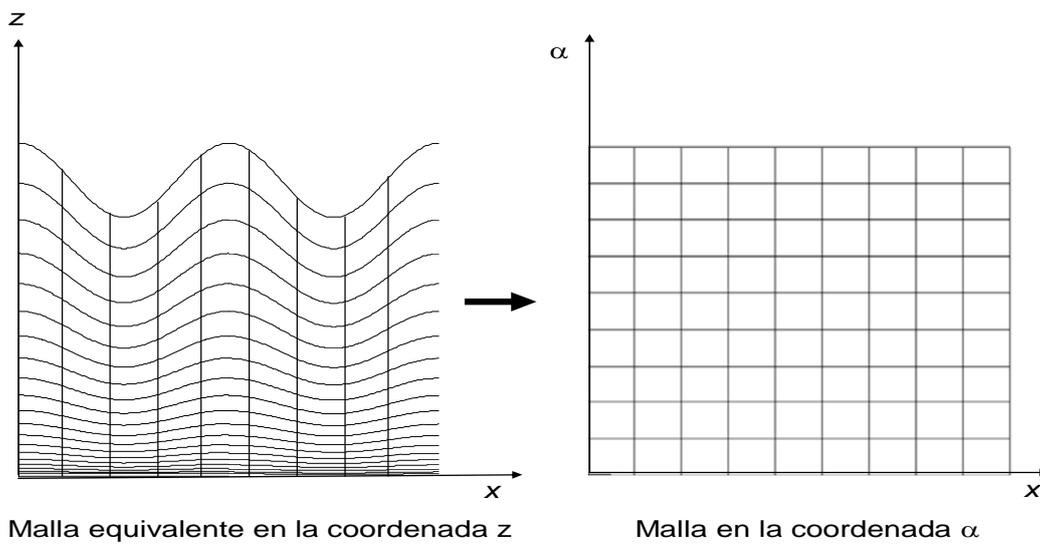


Figura 2.3 Malla de cálculo considerada con el cambio de variable.

La malla equivalente en z varía con el tiempo y a lo largo de una longitud de onda. La concentración de las capas a lo largo de la columna de agua es función del valor de la variable q . Por ejemplo, si la distancia desde el nivel medio al fondo es de 1 m, la altura de ola en ese punto concreto es de 0,2 m y la rugosidad del lecho es de 0,01 m, para una malla en coordenadas σ o en z (equiespaciada en vertical) compuesta por 20 celdas, cada una tendría un espesor de 0,0595 m. Sin embargo, la malla en coordenadas α tendría un tamaño de celda variable a lo largo de la columna de agua. En la Figura 2.4 se muestra el tamaño de las celdas inferior (línea continua) y superior (línea discontinua) relativa al tamaño de las celdas en la coordenada z , en función del parámetro q .

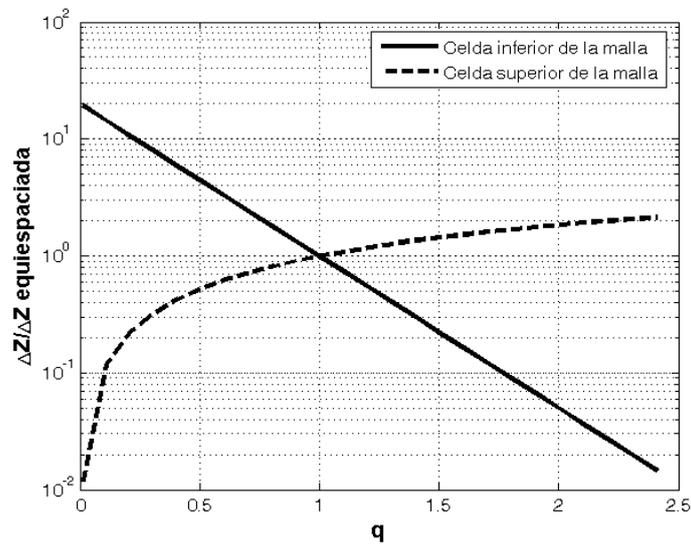


Figura 2.4 Relación entre el tamaño de las celdas en la malla α y el parámetro q .

Por ejemplo, si q es menor que 1 se observa que el tamaño de la celda situada más cerca del fondo tiene un tamaño mayor que el tamaño de las celdas en la malla equiespaciada. Al aumentar el parámetro q se observa un decrecimiento exponencial del tamaño de esta celda inferior. Ocurre lo contrario con la celda situada más cerca de la superficie libre.

II.III.IV Condiciones de contorno establecidas

Para resolver de forma numérica las ecuaciones transformadas, es necesario establecer a priori una serie de condiciones de contorno, que se detallan a

continuación. Como condición de contorno en el fondo, se establece que tanto la velocidad horizontal así como la vertical son igual a cero a la profundidad z_0 , es decir, se impone una condición de Dirichlet del siguiente tipo, que corresponde a la condición cinemática en el fondo:

$$\begin{aligned} w &= 0 \text{ en } \alpha = 0 \\ u &= 0 \text{ en } \alpha = 0 \end{aligned} \quad (\text{II.64})$$

En cuanto a las tensiones turbulentas se establece que en el fondo y en la superficie no existen variaciones de la tensión tangencial, es decir, se establece una condición de contorno de Newman:

$$v_{V,wc} \frac{\partial \tau}{\partial \alpha} = 0 \text{ en } \alpha = 0 \quad (\text{II.65})$$

$$v_{V,wc} \frac{\partial \tau}{\partial \alpha} = 0 \text{ en } \alpha = 1 \quad (\text{II.66})$$

Asimismo se impone la condición de periodicidad a lo largo de una longitud de onda y que está relacionada con la profundidad y frecuencia absoluta a partir de la relación de dispersión que tiene en cuenta el efecto doppler:

$$(w_r)^2 = \left(w_a - \frac{2\pi}{L} U \cos(\phi) \right)^2 = g \frac{2\pi}{L} \tanh\left(\frac{2\pi}{L} h\right) \quad (\text{II.67})$$

Donde ϕ representa el ángulo comprendido entre la dirección de propagación del oleaje y de la corriente.

Las ecuaciones anteriores son resueltas a lo largo de una malla de cálculo que abarca una longitud de onda del oleaje.

Para la resolución de los flujos combinados es necesario incluir un proceso iterativo ya que la presión que fuerza la corriente estacionaria depende de las condiciones del flujo y de su resistencia, que es a priori desconocido. El procedimiento de cálculo es

tal que como dato de entrada del modelo se introduce la velocidad media que se desea simular. Con esta velocidad media y teniendo en cuenta las siguientes relaciones, se calcula el valor del gradiente de presión inicial:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_c}{\partial x} = g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = gI = \frac{g}{h} \frac{U^2}{C^2}$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_c}{\partial x} = \frac{g}{h} \frac{U^2}{\left(18 \log \left(\frac{12h}{30z_0} \right) \right)^2} \quad (\text{II.68})$$

Donde:

C = coeficiente de Chezý.

I = gradiente hidráulico.

Introduciendo este gradiente de presión inicial, se ejecuta el modelo hasta que se alcanza una corriente promediada en un periodo del oleaje estacionaria y se calcula el valor medio de su intensidad en vertical. En función de la relación entre la velocidad media calculada y la que se desea obtener se calcula un nuevo gradiente de presión, mediante la relación:

$$\left(\frac{\partial p_c}{\partial x} \right)_2 = \left(\frac{\partial p_c}{\partial x} \right)_1 \left(\frac{U_{\text{calculado}}}{U_{\text{deseado}}} \right)^2 \quad (\text{II.69})$$

Procediendo de esta forma, se vuelve a calcular la velocidad media inducida por este segundo gradiente de presión, y se calcula nuevamente un nuevo gradiente de presión dado por:

$$\left(\frac{\partial p_c}{\partial x} \right)_i = \left(\frac{\partial p_c}{\partial x} \right)_{i-1} + \left(\frac{\left(\frac{\partial p_c}{\partial x} \right)_{i-1} - \left(\frac{\partial p_c}{\partial x} \right)_{i-2}}{U_{i-1} - U_{i-2}} \right) (U_{i-1} - U_{\text{deseado}}) \quad (\text{II.70})$$

De esta forma el proceso iterativo se repite hasta que la intensidad de la corriente converja al valor deseado.

CAPÍTULO III

APLICACIÓN DEL MODELO A DIFERENTES TIPOS DE FLUJOS

III. I INTRODUCCIÓN

En el presente capítulo se muestran los resultados obtenidos a partir del modelo numérico desarrollado, tras su aplicación en distintos tipos de flujos. En concreto, el modelo es aplicado a flujos oscilatorios puros, corrientes puras y al caso de flujos combinados ola- corriente. El objetivo principal del desarrollo del mismo consiste en mostrar que el modelo presentado es capaz de representar las características principales de capa tipo de flujo. Asimismo se analizan los efectos debidos a las innovaciones introducidas en esta Tesis Doctoral, y que se centran, esencialmente, en los efectos correspondientes a la consideración de una superficie libre, que varía con el movimiento oscilatorio.

En primer lugar, y tras esta breve introducción, se analiza el campo de velocidades correspondiente a una onda sinusoidal. El análisis se centra esencialmente en el estudio de los efectos de considerar o no la superficie libre y en el efecto de la rugosidad del lecho en el campo de velocidades. Tras ello, se muestran dos casos de corrientes puras, analizando el efecto de la rugosidad del lecho sobre el perfil vertical de la velocidad. En el cuarto apartado se muestran los resultados obtenidos para diferentes condiciones ola- corriente, teniendo en cuenta y no teniendo en cuenta el efecto de la superficie libre (condición de “*rigid- lid*”) y en función del ángulo ϕ (ángulo formado entre la dirección de propagación del oleaje y de la corriente). Por último, se resumen las conclusiones generales obtenidas a partir de este capítulo.

III.II SIMULACIÓN DEL CAMPO DE VELOCIDADES DEBIDO AL MOVIMIENTO OSCILATORIO

En este apartado se compara el comportamiento del flujo asociado a la propagación del oleaje, analizando cuál es el efecto de la superficie libre y de la rugosidad del lecho. Para tal fin, se han ejecutado los siguientes casos (Tabla 3.1):

CASO	h (m)	z_0 (m)	H (m)	T (s)	Superficie libre	Modelo de turbulencia
1	2	0,00001	0,3	5	No	Longitud de mezcla de Prandlt
2	2	0,00001	0,3	5	Si	Longitud de mezcla de Prandlt
3	2	0,001	0,3	5	No	Longitud de mezcla de Prandlt
4	2	0,001	0,3	5	Si	Longitud de mezcla de Prandlt

Tabla 3.1 Casos considerados en las simulaciones numéricas.

En la Tabla 3.1 se indican las características de la onda monocromática considerada, así como la profundidad y la rugosidad del lecho. En los casos 1 y 2, en los que la rugosidad del lecho es menor, se ha considerado que el factor de forma, q , es de 2,2, mientras que en el resto de los casos se considera igual a 2.

Como puede observarse en la Figura 3.1, donde se comparan los perfiles verticales de la velocidad horizontal del caso 1 y del caso 2 (en los que el fondo es poco rugoso) en distintas fases del oleaje. En la parte superior de la figura se indica mediante un punto de color determinado la elevación de la superficie libre en un instante dado, mientras que en la zona inferior de la figura se representa el perfil de la velocidad con el mismo color. Con una línea continua se representa el caso 1 y en discontinua el caso 2. Las diferencias obtenidas considerando y sin considerar los efectos de la superficie libre son notables a lo largo de toda la columna de agua. En

primer lugar se observa que durante el paso de la cresta de la onda, dentro de la capa límite del oleaje las diferencias correspondientes a la inclusión de la superficie libre son casi inexistentes. No obstante, las diferencias más aparentes se obtienen por encima de la capa límite, observándose una reducción de la componente horizontal de la velocidad al incluir el efecto. Durante el paso del seno de la onda, las diferencias son más significativas a lo largo de toda la columna de agua, indicando que existe una desaceleración del flujo al incluir la variación del nivel del mar. Las diferencias máximas se obtienen justo encima de la capa límite del oleaje. En ambos casos el campo de velocidades tanto fuera como dentro de la capa límite es asimétrico, siendo mayor el grado de asimetría al considerar el efecto de la superficie libre.

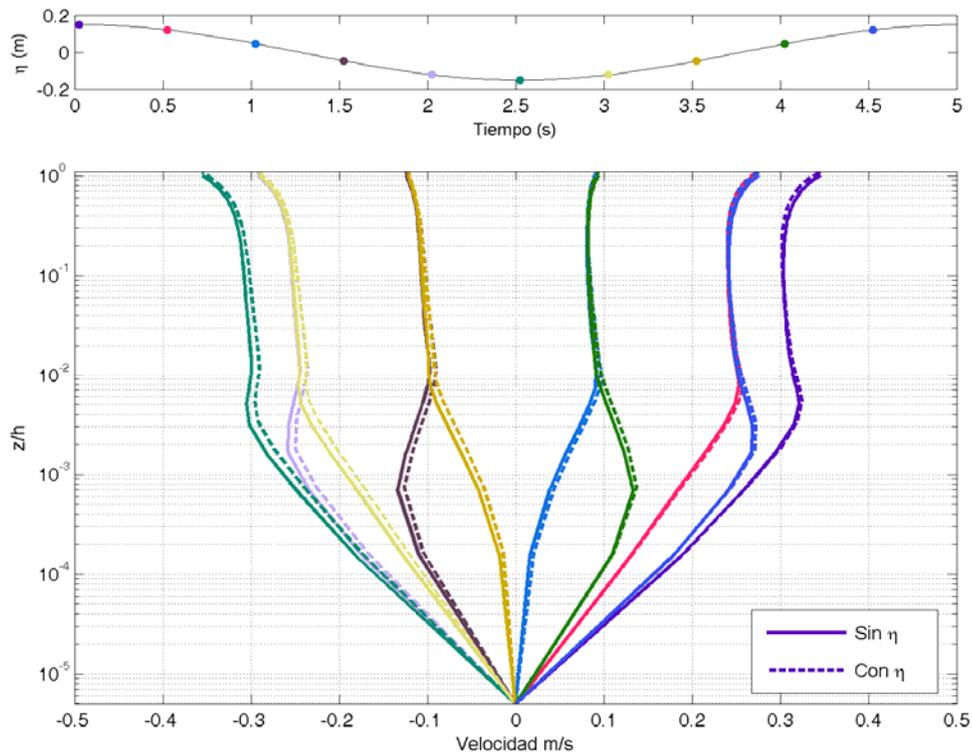


Figura 3.1 Variación temporal del perfil vertical de la velocidad orbital.

Por otro lado es de destacar que, tanto al incluir el efecto de la superficie libre como no, el modelo es capaz de representar el denominado “*over-shooting*”, haciendo que se produzca una intensificación de la componente horizontal de la velocidad orbital justo encima de la capa límite del oleaje. Encima de esta zona, la componente

horizontal de la velocidad vuelve a decrecer ligeramente tendiendo al valor de la velocidad orbital proporcionado por la teoría lineal. En este caso en concreto, la componente horizontal de la velocidad orbital justo encima de la capa límite del oleaje es de 0,29 m/s (la velocidad orbital dada por la teoría lineal es independiente de la rugosidad del lecho, ya que esta teoría además de asumir que la onda es de pequeña amplitud, también parte del hecho de que el fluido es no viscoso y que no siente los efectos del fondo). Cabe destacar que las máximas intensidades de la componente horizontal de la velocidad se alcanzan cerca de la superficie libre. Este aumento se debe a que el oleaje seleccionado, caracterizado por una longitud relativa aproximadamente de 1, no se propaga en profundidades someras, sino que es una onda en profundidades intermedias ($\pi/10 < kh < \pi$). Tal como demuestra la teoría lineal la velocidad orbital en este tipo de ondas varía con la profundidad, siendo dicha variación una función $\cosh(k(h+z))$, que es concretamente la forma que se observa en la figura indicada.

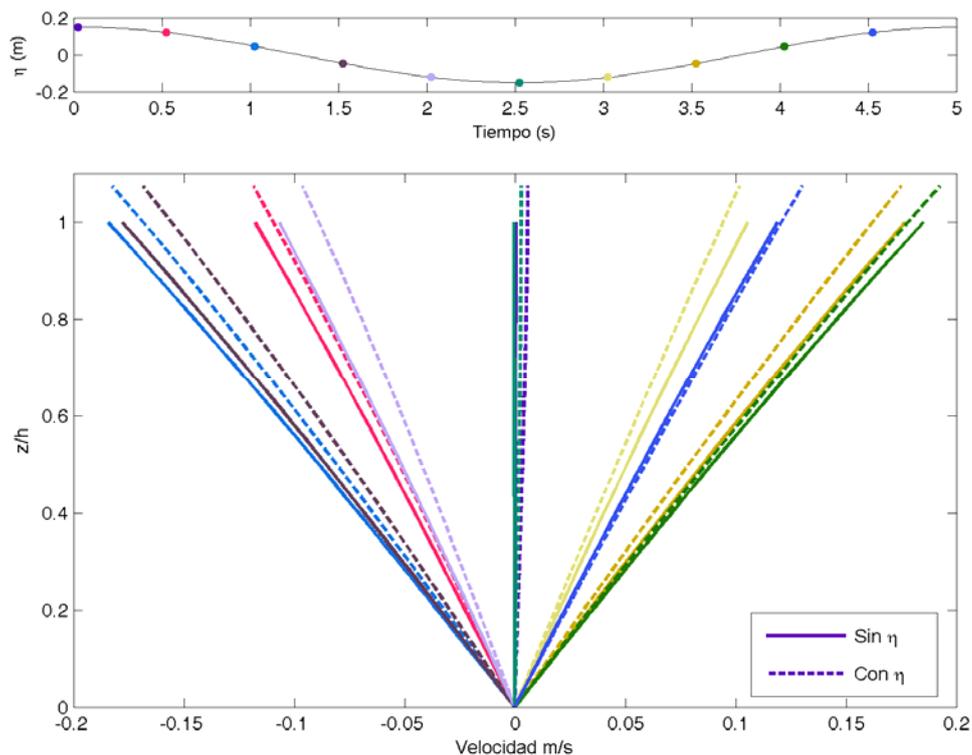


Figura 3.2 Variación temporal del perfil vertical de la componente vertical de la velocidad orbital.

Con respecto a la componente vertical de la velocidad orbital (ver Figura 3.2), en los casos analizados los valores obtenidos fuera de la capa límite del oleaje son muy similares a los valores predichos por la teoría lineal: por ejemplo, según la teoría lineal, en el nivel medio, la componente vertical máxima de la velocidad orbital es de 0,19 m/s, mientras que el modelo, sin considerar el efecto de la superficie libre, predice la misma magnitud. Al incluir el efecto de la superficie libre este valor máximo se ve incrementado a 0,196 m/s.

Otro hecho destacable corresponde a la variación del desfase entre la componente vertical y horizontal de la velocidad orbital. Este desfase según la teoría lineal, para ondas progresivas es de 90°. No obstante, al incluir los efectos viscosos y los términos advectivos el desfase se ve modificado. Este hecho se puede identificar en la Figura 3.3. En ella se han representado las dos componentes de la velocidad, adimensionalizadas con su valor máximo, para los dos casos simulados (caso 1 y caso 2) además de las velocidades adimensionales dadas por la teoría lineal.

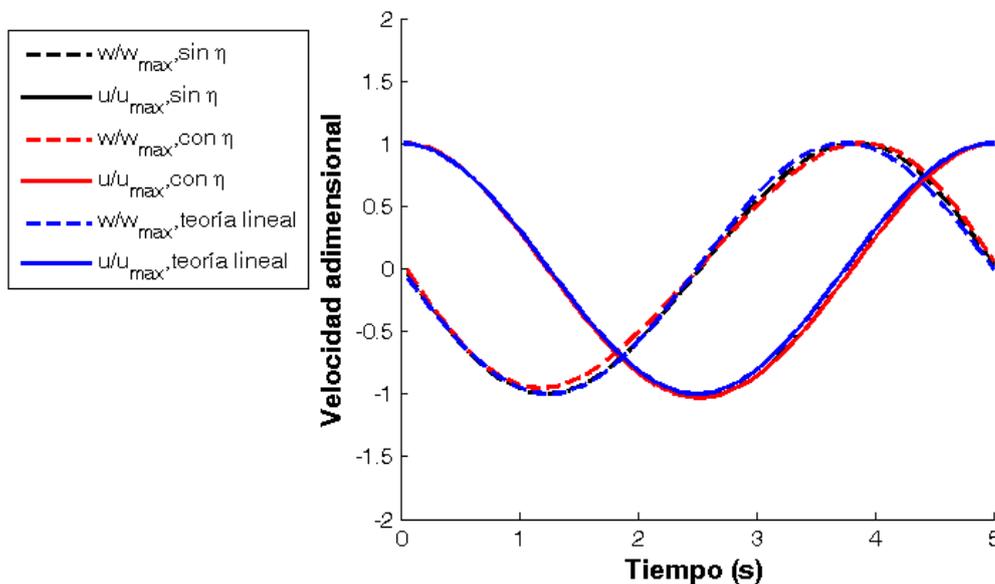


Figura 3.3 Variación temporal de las distintas componentes de la velocidad orbital en la superficie.

Este desfase es un factor importante ya que indica que el producto $\overline{\widetilde{u}_i \widetilde{w}_i}$, variable promediada en un periodo del oleaje, es distinto de cero y por lo tanto, se traduce en la existencia de una corriente residual a lo largo de toda la columna de agua.

CAPÍTULO III

Generalmente, el oleaje es considerado como un movimiento oscilatorio puro donde los valores promediados en un periodo del oleaje son cero. Sin embargo, la realidad muestra que existen corrientes netas resultantes a lo largo de la columna de agua, siendo las más destacables el “*Arrastre de Stokes*” y el “*Streaming*”, fenómenos que son descritos a continuación.

En la Figura 3.4 se muestra el perfil vertical de la corriente residual obtenida tras promediar los resultados a lo largo de un periodo del oleaje. Confirmando lo anteriormente dicho, se puede ver que en ambos casos existe una pequeña corriente residual que fluye en la dirección de propagación del oleaje cerca del fondo y en la dirección contraria en el resto de la columna de agua, hasta la posición del seno de la onda, y que se ve notablemente intensificada al incluir el efecto de la superficie libre. También se detecta un flujo neto por encima de la posición del seno del oleaje, con la misma dirección de propagación del oleaje y que sólo se obtiene al incluir los efectos de la superficie libre.

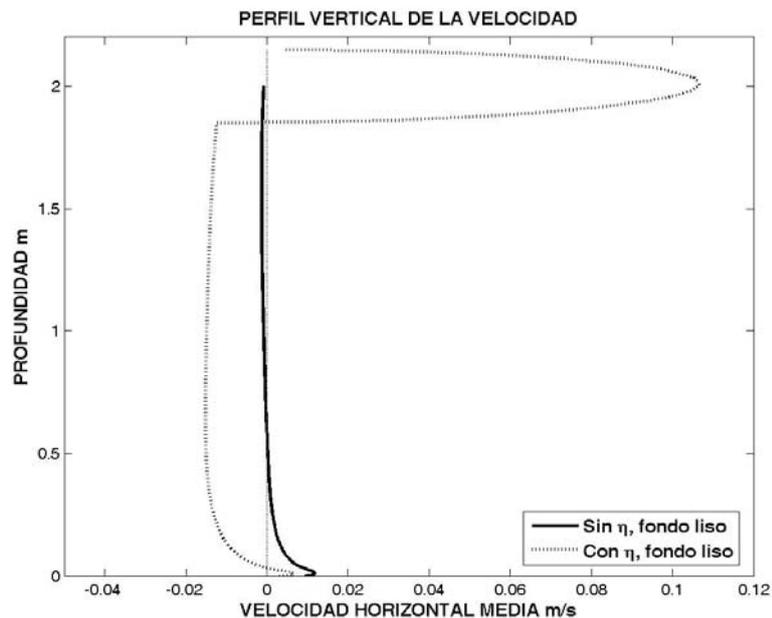


Figura 3.4 Perfil vertical de la velocidad horizontal promediado en un periodo del oleaje. Fondo liso.

Desde un punto de vista Euleriano, debido a la amplitud finita de las ondas, existe un flujo neto de masa entre la cresta y el seno de la onda, flujo que siempre tiene el

mismo sentido que la dirección de propagación del oleaje. Este flujo de masa surge ya que en la región comprendida entre el seno y la cresta de la onda, cuando se encuentra con agua, las velocidades siempre son en la dirección de propagación del oleaje. En el caso de una onda sinusoidal, el flujo neto entre la cresta y el seno de la onda (Q) puede ser calculado mediante la siguiente expresión (Nielsen, 1992):

$$Q = \frac{9.81H^2}{8C_w} \quad (\text{III.1})$$

Donde, H corresponde a la altura de ola y C_w representa la celeridad de la onda. Este flujo (Q) corresponde a la corriente que se observa en la Figura 3.4, que sólo se obtiene al incluir los efectos de la superficie libre. Por lo tanto, se puede afirmar que al incluir el efecto de la superficie libre el modelo es capaz de simular el flujo neto que se produce entre el seno y la cresta de la onda (ver Figura 3.4). En el caso considerado, se obtiene un flujo neto de $0,028 \text{ m}^2/\text{s}$, mientras que el valor obtenido a partir de la expresión (III.1) es de $0,026 \text{ m}^2/\text{s}$.

En regiones costeras en las que existe una barrera a dicho flujo o en un canal de oleaje cerrado, este flujo neto debe de ser compensado con una corriente de retorno que se produce por debajo del seno de la onda y de esta forma cumplir con la conservación de la masa. Esta corriente con dirección hacia el mar se denomina “*Arrastre de Stokes*” y su magnitud puede ser calculada mediante la siguiente ecuación:

$$U_{Stokes} = -\frac{9.81H^2}{h8C_w} \quad (\text{III.2})$$

Ya que este flujo de masa superficial debe de ser compensado, por debajo del seno de la onda se observa que la corriente residual en el sentido contrario a la propagación de la onda se intensifica en el caso en el que se considera el efecto de la superficie libre.

Existe otra corriente residual que corresponde al denominado “*Streaming*”, definido como la corriente generada por la variación espacial del espesor de la capa límite a lo largo de la dirección de propagación del oleaje. Esta variación del espesor de la capa límite genera una pequeña velocidad vertical cuya magnitud encima de la capa límite del oleaje tiende a \tilde{w}_∞ (velocidad vertical justo encima de la capa límite del oleaje), y que decrece a lo largo de la capa límite del oleaje hasta un valor igual a cero en el fondo. La existencia de esta pequeña velocidad vertical es importante ya que resulta en una correlación $\overline{\tilde{u}_i \tilde{w}_i}$ diferente a cero, lo que genera una corriente residual horizontal que crece a lo largo de la capa límite del oleaje. Obsérvese en la figura 3.4 como la máxima intensidad de la corriente residual neta se alcanza en la zona superior de la capa límite. El valor máximo de esta corriente residual es de pequeña magnitud, del orden de 0,011 m/s en el caso en el que no se considera el efecto de la superficie libre y su máximo valor, en este caso concreto, se ve reducido a 0,006 m/s por la inclusión de los efectos de la superficie libre.

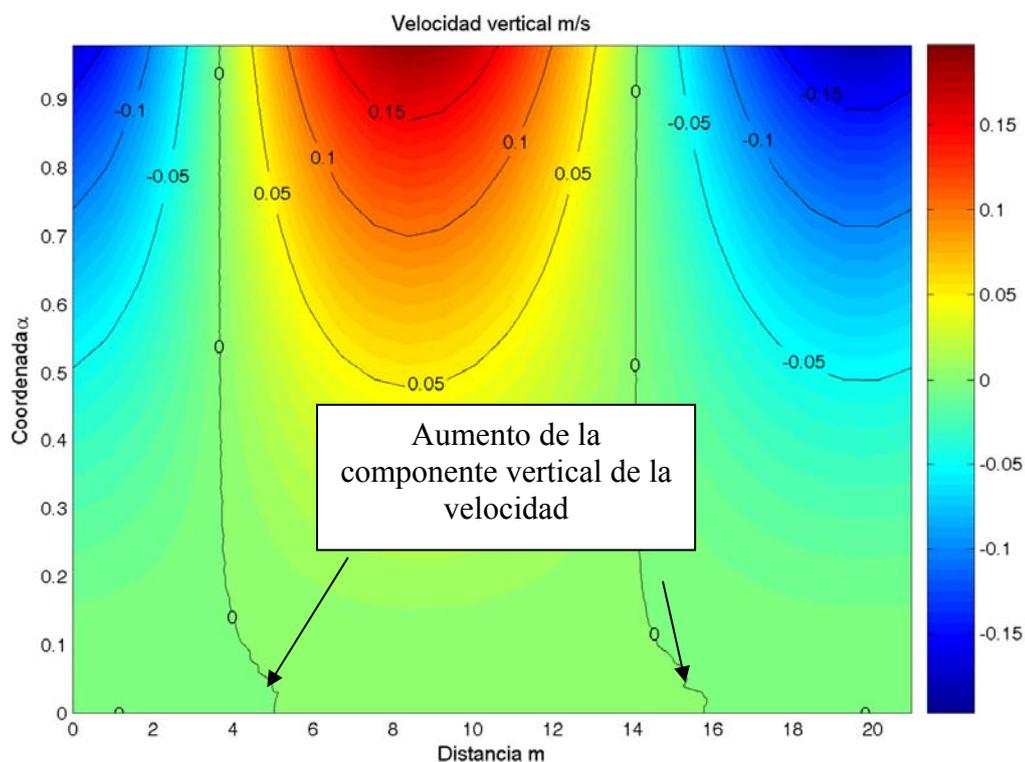


Figura 3.5 Campo de las velocidades verticales a lo largo de la longitud de onda del oleaje.

En la Figura 3.5 se muestra el campo de velocidades vertical a lo largo de la malla de cálculo (en coordenada α) y en la misma se puede apreciar el pequeño aumento de la velocidad vertical que se produce cerca del fondo.

En la Figura 3.6 se muestran los perfiles verticales de la velocidad horizontal promediados en un periodo del oleaje, tanto para el caso de fondo rugoso como para el de fondo liso. Como puede apreciarse en el caso de fondo rugoso al incluir el efecto de la superficie libre se obtiene una intensificación tanto del *Arrastre de Stokes* así como del *Streaming*.

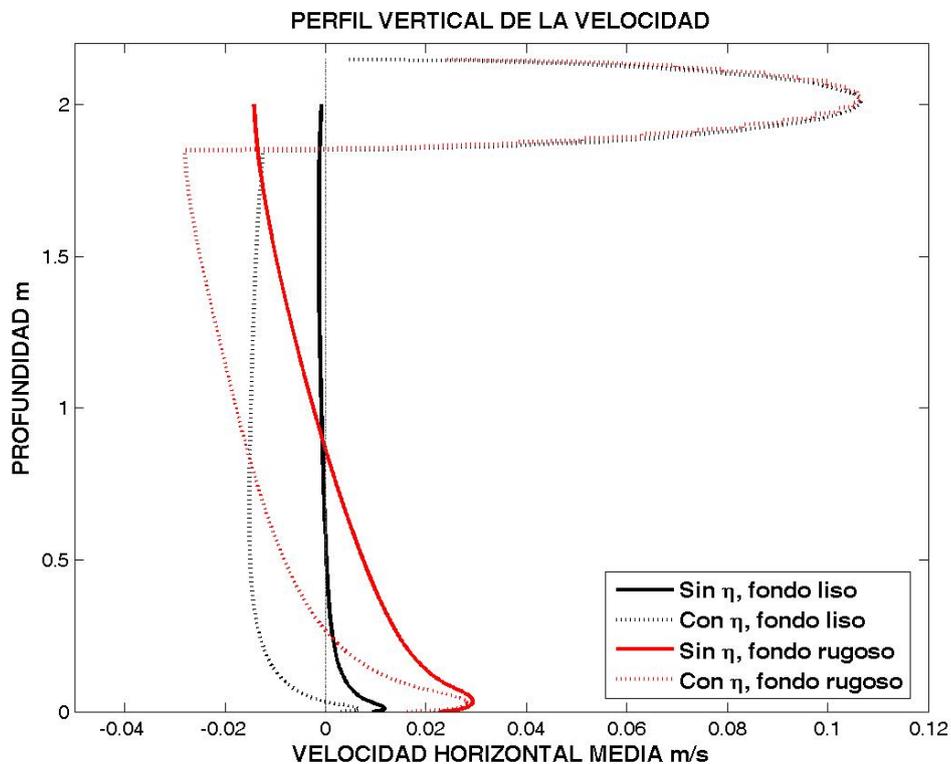


Figura 3.6 Perfil vertical de la velocidad horizontal promediado en un periodo del oleaje. Fondo rugoso y liso.

Por otro lado, nótese que en los casos de fondo rugoso el espesor de la zona en la que se produce el *Streaming* es mayor, siendo este hecho indicativo de que el espesor de la capa límite aumenta al aumentar la rugosidad del lecho.

Con objeto de ilustrar que en efecto, el espesor de la capa límite aumenta con la rugosidad del lecho se presenta la Figura 3.7, en la que se han graficado los perfiles

verticales de la componente horizontal de la velocidad a lo largo de diferentes fases de oleaje, para el Caso 2 (de pequeña rugosidad) representado por la línea continua y para el Caso 4 (de gran rugosidad) representado por líneas discontinuas. Obsérvese como el espesor de la capa límite es variable a lo largo de un periodo del oleaje, y mayor en el caso de fondo rugoso que en el caso de fondo liso.

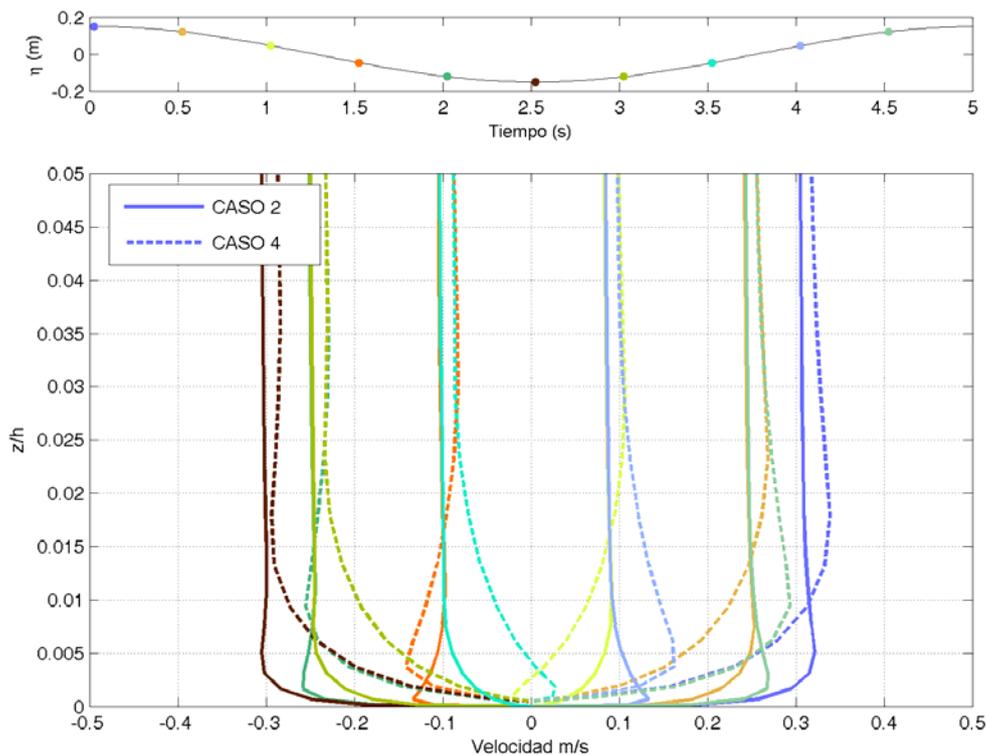


Figura 3.7 Variación temporal del perfil vertical de la velocidad orbital. Comparación entre fondo liso y fondo rugoso.

III. III SIMULACIÓN DE UNA CORRIENTE ESTACIONARIA

Si en el modelo numérico desarrollado se omite el término correspondiente a la aceleración inducida por el movimiento oscilatorio, y se introduce una aceleración debida a un gradiente de presión constante, se obtiene como resultado una corriente estacionaria caracterizada por un perfil vertical logarítmico. En la Figura 3.8 se muestran los perfiles verticales de la componente horizontal de la corriente para dos corrientes caracterizadas por la misma intensidad y profundidad, y que se diferencian en que fluyen sobre un lecho con rugosidades muy diferentes. El primer caso

corresponde al de fondo liso, mientras que el segundo corresponde al caso rugoso. Nótese que en el caso de fondo liso la velocidad cerca del fondo es mayor que en el caso rugoso, siendo mayor el gradiente vertical de la componente horizontal de la velocidad.

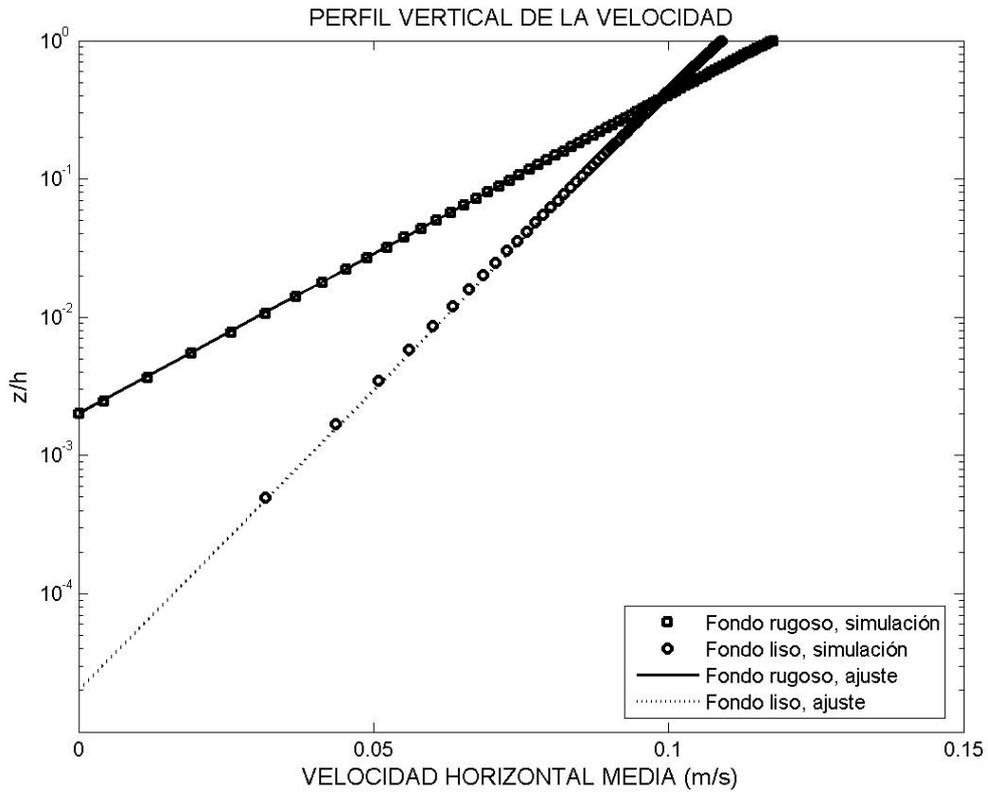


Figura 3.8 Perfil de la corriente estacionaria. Comparación entre el caso con fondo liso y fondo rugoso.

Los perfiles obtenidos han sido ajustados hasta la superficie al perfil teórico dado por la ecuación (III.3), donde U representa la velocidad promediada en vertical.

$$\bar{U}(z) = \left[\frac{U}{\frac{z_0}{h} - 1 + \ln\left(\frac{h}{z_0}\right)} \right] \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (\text{III.3})$$

En ambos casos el ajuste indica que la velocidad media obtenida es de 0,1 m/s, siendo el coeficiente de determinación mínimo obtenido del 99,99 %.

III. IV SIMULACIÓN DE UN FLUJO COMBINADO OLA- CORRIENTE

En este apartado se describen y comparan los resultados obtenidos tras simular distintas condiciones de flujos combinados ola- corriente. El análisis se centra en el efecto del oleaje en el perfil vertical de la corriente estacionaria. Para tal fin, se han ejecutado los casos que se muestran en la Tabla 3.2. Es importante señalar que la velocidad U representa en este caso la velocidad promediada en un periodo del oleaje y a lo largo de la columna de agua, por lo que, tal como se mostrará a continuación, incluye el flujo derivado de la propagación del oleaje.

CASO	h (m)	z_0 (m)	H (m)	T_a (s)	ϕ (°)	$\tilde{\eta}$	U (m/s)
1	5	0,002	1,0	6	0	No	0,22
2	5	0,002	1,0	6	0	Si	0,22
3	5	0,002	1,0	6	180	No	0,22
4	5	0,002	1,0	6	180	Si	0,22
5	5	0,002	1,0	6	90	No	0,22
6	5	0,002	1,0	6	90	Si	0,22
7	5	0,002	1,0	6	45	No	0,22
8	5	0,002	1,0	6	45	Si	0,22
9	5	0,002	1,0	6	135	No	0,22
10	5	0,002	1,0	6	135	Si	0,22

Tabla 3.2 Casos considerados en los ensayos numéricos.

En la Figura 3.9 se representan de forma gráfica el significado de distintos valores del ángulo ϕ . Cuando el oleaje y la corriente fluyen en la misma dirección y sentido el ángulo ϕ adquiere un valor igual a 0, mientras que cuando fluyen en la misma dirección pero en sentido contrario su valor es de 180°. Para el caso en el que la propagación del oleaje es perpendicular a la dirección de la corriente su valor es de 90°.

En las figuras 3.10-3.14 se muestran los perfiles verticales de la corriente promediada en un periodo del oleaje, en función de si se incluye o no el efecto de la superficie libre y en función del ángulo ϕ .

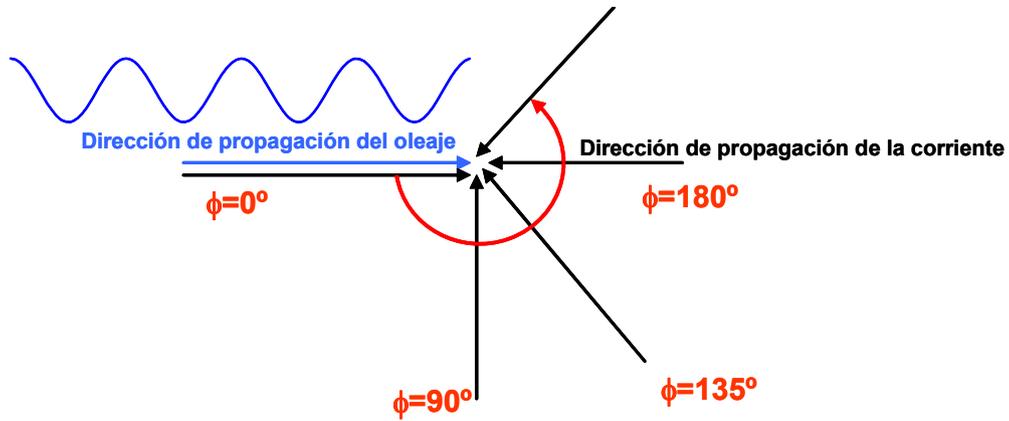


Figura 3.9 Esquema explicativo del significado del ángulo ϕ .

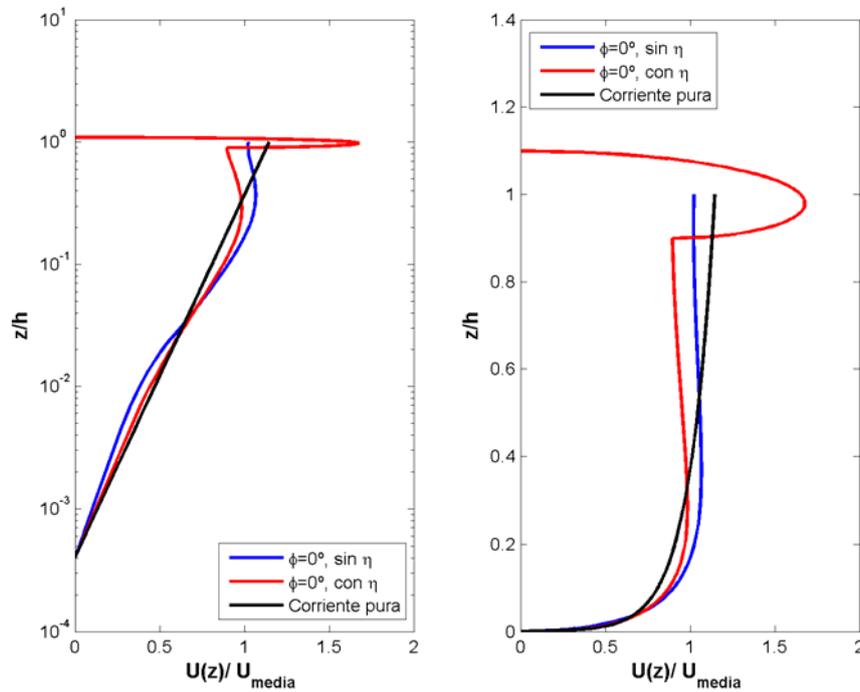


Figura 3.10 Perfil vertical de la corriente promediada en un periodo del oleaje. $\phi=0^\circ$.

Con objeto de visualizar el comportamiento del perfil cerca del fondo y de la superficie, se presentan los perfiles de la corriente promediados en un periodo del

oleaje, en escala lineal y en logarítmica. Como puede apreciarse en las figuras, la consideración de la variación de la profundidad por la propagación del oleaje supone importantes modificaciones, que son máximas cerca de la superficie libre, pero que se extienden a lo largo de toda la columna de agua, haciéndose su efecto notable incluso cerca del fondo.

Por ejemplo, para un ángulo de 0° , además de observarse una reducción de la velocidad por debajo del seno de la onda, se aprecia que la pendiente del perfil vertical de la velocidad cerca del fondo aumenta, hecho que indica que la rugosidad aparente aumenta. Obsérvese que la intensidad de la corriente en la zona cercana al fondo aumenta ligeramente con respecto a la corriente pura, y sin embargo, en la zona central de la columna de agua la intensidad de la corriente disminuye haciéndose incluso menor que la correspondiente a la corriente pura. Cuando el ángulo ϕ es de 45° , no se detecta el aumento de la intensidad que se produce cerca del fondo únicamente se detecta al asumir una condición de “*rigid lid*” en la superficie.

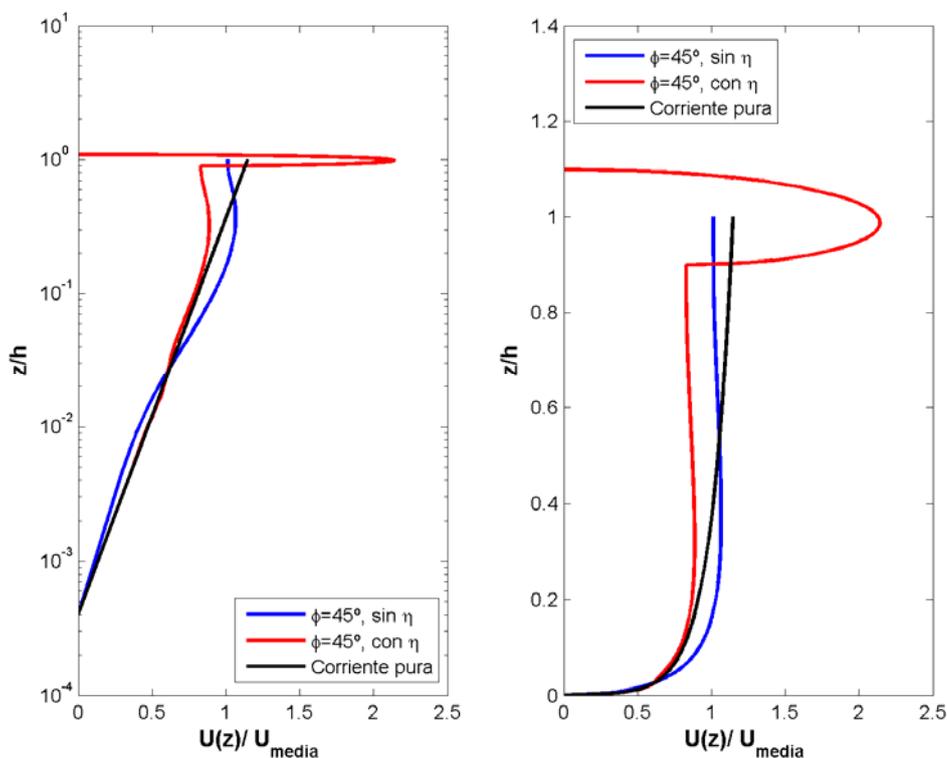


Figura 3.11 Perfil vertical de la corriente promediada en un periodo del oleaje. $\phi=45^\circ$.

En ambos casos el efecto de la superficie libre es tal que hace que el aumento de la corriente por debajo del seno del oleaje sea menor, mientras que la reducción que se observa en la parte alta de la columna de agua aumenta. Es de destacar que en estos casos, la inclusión de la superficie libre hace que entre el seno y cresta de la onda exista un importante flujo de masa en la dirección de propagación del oleaje.

Para el caso de olas y corrientes perpendiculares la tendencia cambia. Mientras que se detecta una notable reducción de la intensidad de la corriente cerca del fondo por el efecto de la interacción ola- corriente, la corriente se intensifica en la zona media-alta de la columna de agua hasta la posición del seno del oleaje. Al introducir el efecto de la superficie libre la reducción de se produce cerca del fondo es menor, mientras que el aumento observado se hace más notable. Por encima de la posición del seno de oleaje se observa una importante reducción de la intensidad de la corriente.

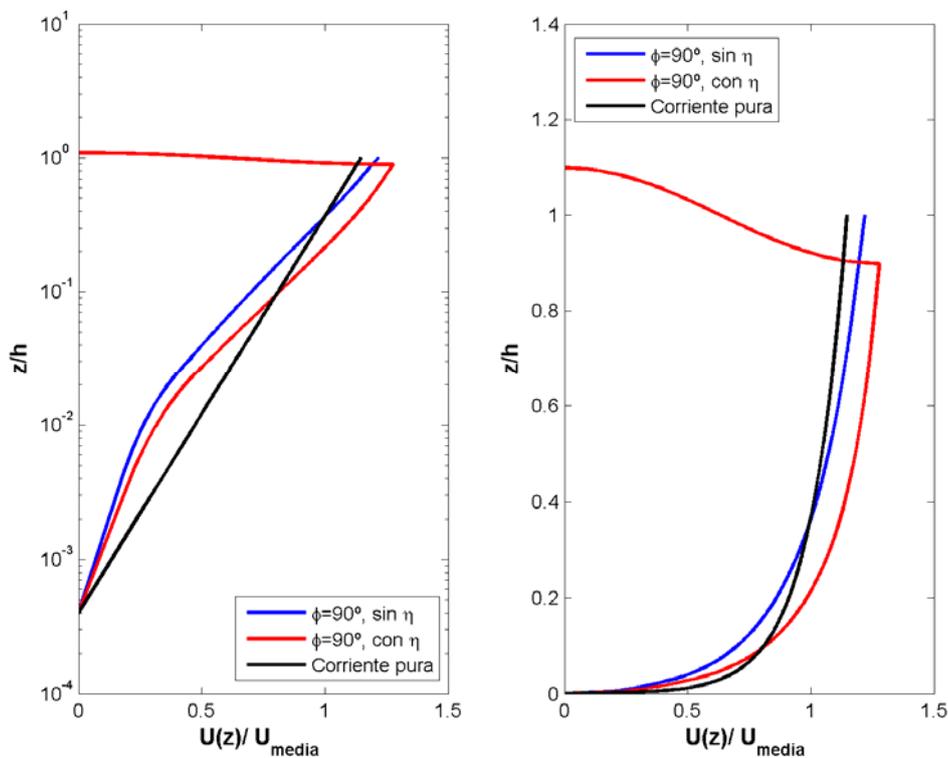


Figura 3.12 Perfil vertical de la corriente promediada en un periodo del oleaje. $\phi=90^\circ$.

Cuando el oleaje es en oposición a la corriente, el patrón es similar pero más intenso, y además, al no incluir el efecto de la superficie libre, se detecta una reducción de la corriente en la parte superior del perfil.

A medida que aumenta el ángulo entre la dirección de propagación del oleaje y de la corriente, el gradiente vertical de la velocidad cerca del fondo aumenta y es mayor en los casos en los que se considera el efecto de la superficie libre.

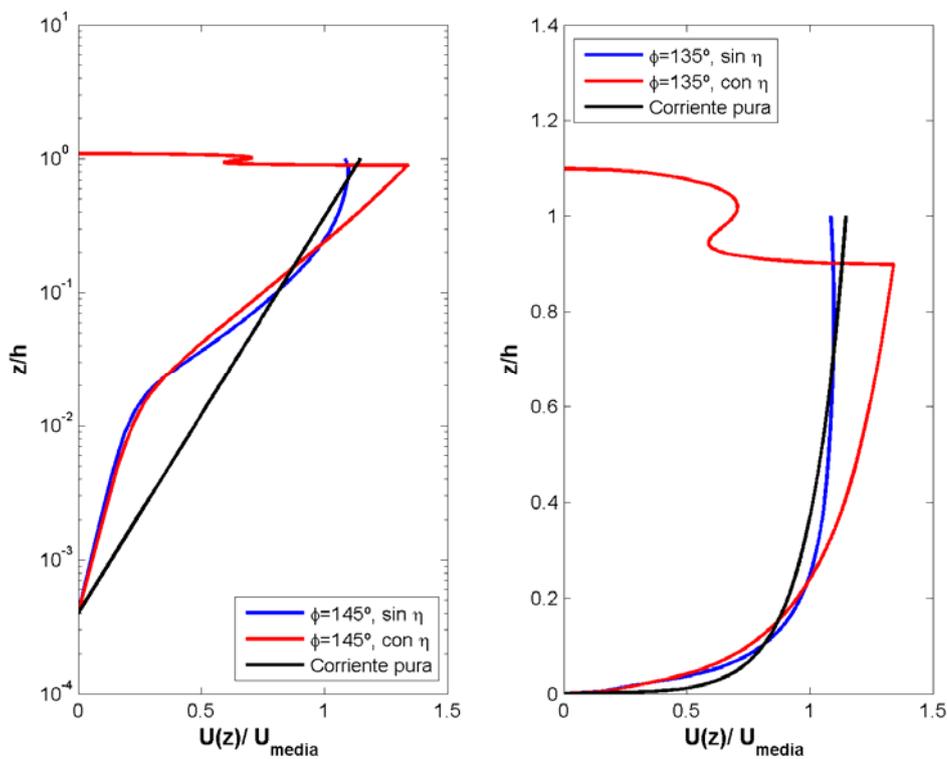


Figura 3.13 Perfil vertical de la corriente promediada en un periodo del oleaje. $\phi=135^\circ$.

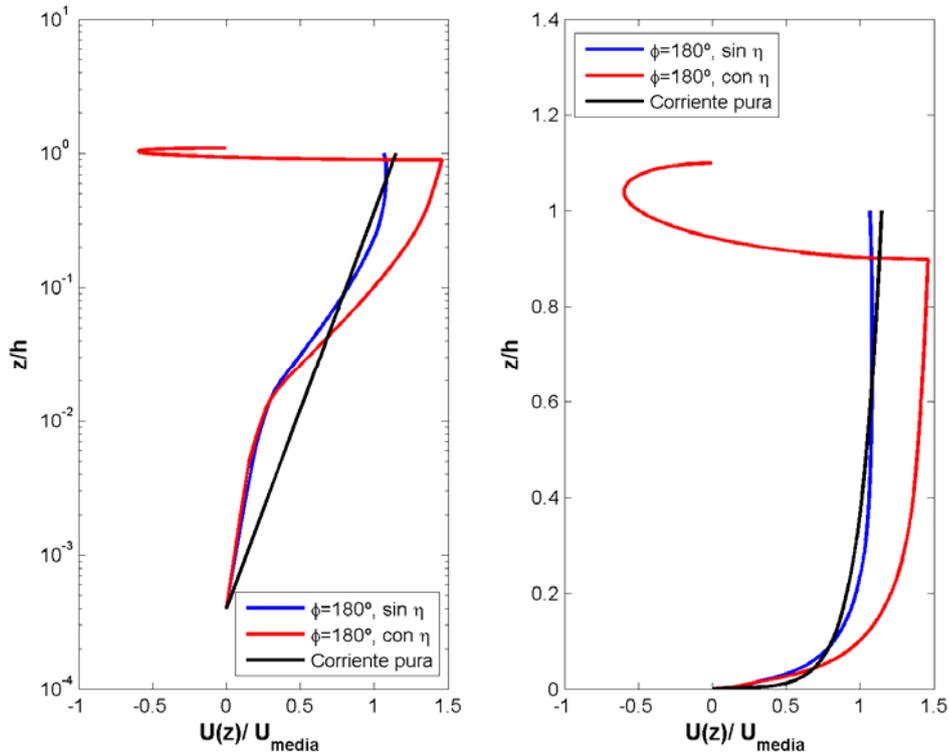


Figura 3.14 Perfil vertical de la corriente promediada en un periodo del oleaje. $\phi=180^\circ$.

En la Figura 3.15, se muestran los perfiles verticales de la corriente promediados en un periodo del oleaje, junto con el perfil de una corriente pura caracterizada por la misma intensidad. Los perfiles han sido adimensionalizados por la velocidad media de la corriente por debajo de la posición del seno del oleaje, para de esta forma no tener en cuenta la variación de la velocidad media que supone el Arrastre de Stokes. En todos los casos que se presentan en la figura se ha considerado el efecto de la amplitud finita del oleaje. Como puede observarse las diferencias entre todos los casos son muy notables. Los hechos más destacables son los siguientes:

- En los casos en los que el oleaje y la corriente fluyen perpendiculares o en oposición la corriente cerca del fondo disminuye y aumenta por debajo de la posición del seno.
- En el caso codireccional se observa una intensificación del flujo cerca del fondo, mientras que cerca de la posición del seno sufre una gran reducción.

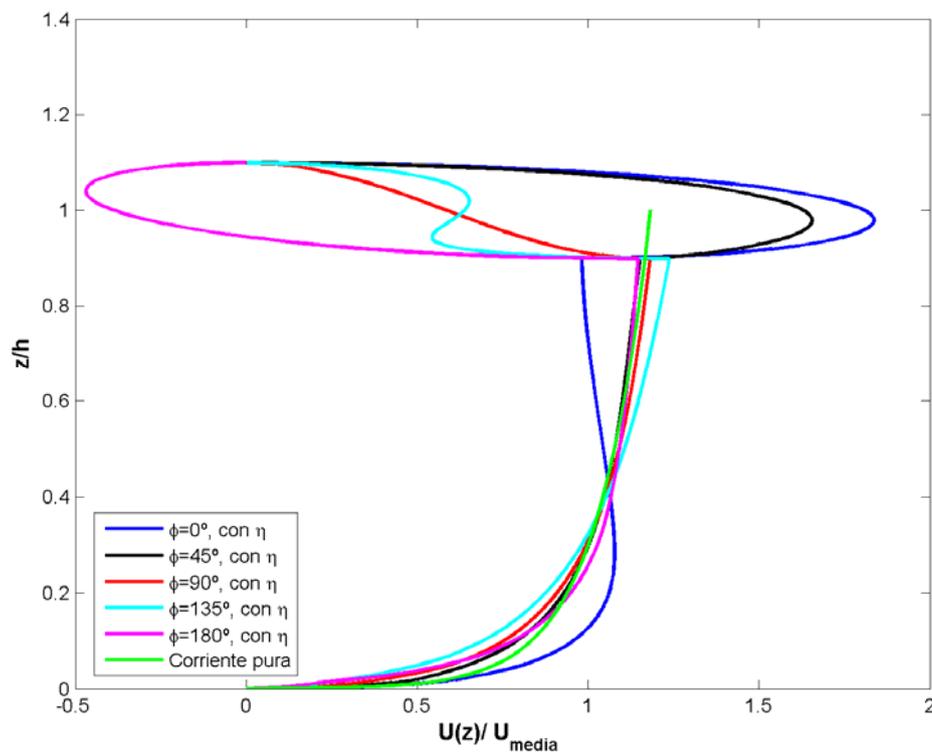


Figura 3.15 Perfiles verticales de la corriente promediada en un periodo del oleaje, en función del ángulo ϕ .

- Sin embargo, en la zona alta de la columna de agua, por debajo del seno de la onda, se produce una reducción del flujo cuando el oleaje y la corriente son codireccionales y un aumento cuando fluyen en oposición. Como ya se ha indicado anteriormente la inclusión de los efectos superficiales, potencia de forma notable estas variaciones de la intensidad del flujo. Por encima del seno de la onda en los casos en conjunción y en oposición, tal como era de esperar, al incluir el efecto de la superficie libre se observa un flujo de masa debido a la amplitud finita del oleaje. No obstante, en el caso del oleaje y la corriente perpendiculares, se detecta una reducción de la intensidad de la corriente por encima del nivel del seno de la onda, que es debido a que esta zona no siempre se encuentra en el dominio de agua.

En la

Tabla 3.3 se muestra la rugosidad aparente correspondiente a cada uno de los casos. Este parámetro ha sido obtenido mediante un ajuste logarítmico de la zona media del perfil de velocidades.

Caso	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
k_a (m)	0,34	0,15	0,84	1,11	0,66	0,53	0,42	0,34	0,78	1,04
k_a/k_s	5,6	2,5	14	18,5	11	8,8	7	5,65	13	17,35

Tabla 3.3 Casos considerados en los ensayos numéricos.

Corroborando lo anteriormente mencionado, el mayor aumento de la rugosidad aparente del lecho se obtiene para el caso del oleaje en oposición a la corriente, intensificándose el aumento en el caso de introducir los efectos de la superficie libre. En ambos casos, el aumento de la rugosidad es muy grande, con un orden de magnitud representativo de 20. Asimismo, se observa que el mínimo aumento de la rugosidad se obtiene para el caso en el que el oleaje y la corriente fluyen en la misma dirección y sentido, y que el efecto de la superficie libre es tal que reduce el aumento de la rugosidad aparente del lecho. El aumento que se produce en este caso, del orden de 2, es muy inferior al obtenido para el caso en oposición. Por último, destacar que en el caso perpendicular también se observa un aumento de la rugosidad aparente del lecho, y que este se ve reducido al introducir el efecto de la superficie libre. El orden de magnitud del aumento es más o menos similar al observado con el oleaje y las corrientes con el sentido contrario.

Con respecto a la viscosidad de remolino vertical, en la Figura 3.16 se ha representado el perfil vertical de dicho parámetro promediado en un periodo del oleaje, en función del ángulo ϕ (en todos los casos representados se ha considerado el efecto de la superficie libre). Obsérvese como la viscosidad de remolino cerca del fondo y en la zona superior de la columna de agua es máxima cuando la corriente y el oleaje fluyen en oposición y mínima cuando son codireccionales.

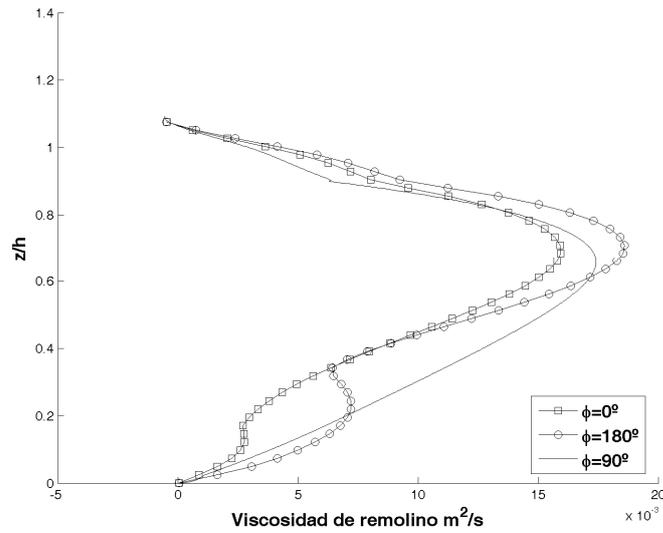


Figura 3.16 Perfiles verticales de la viscosidad de remolino promediados en un periodo del oleaje, en función del ángulo ϕ .

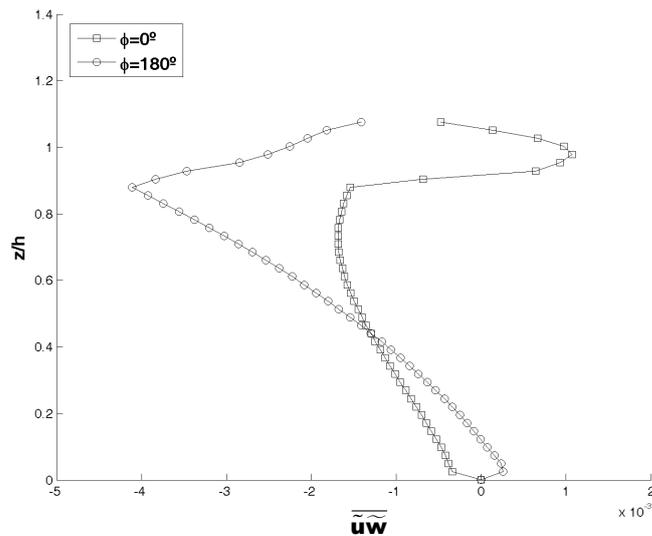


Figura 3.17 Perfiles verticales del parámetro $\overline{u_t w_t}$, en función del ángulo ϕ .

Con objeto finalizar este apartado, se muestran en la Figura 3.17 los perfiles verticales del parámetro $\overline{u_t w_t}$, que corresponde al parámetro que induce los cambios principales en el perfil vertical de la corriente estacionaria.

III.V CONCLUSIONES

El análisis realizado ha puesto de manifiesto que el modelo desarrollado es capaz de simular de forma adecuada distintos tipos de flujo.

Comenzando por los flujos oscilatorios, el modelo predice velocidades orbitales máximas, muy cercanas a las que se obtienen considerando la teoría lineal. Por otro lado, dependiendo de la profundidad relativa, es capaz de simular la dependencia del campo de presiones y de la velocidad con la profundidad. En cuanto a las variables promediadas en un periodo del oleaje, como resultado de la propagación del oleaje se obtienen una corriente residual, compuesta por el *Streaming* y el *Arrastre de Stokes*, componentes que pueden ser derivadas teóricamente.

Los resultados obtenidos para el caso de corrientes puras también son satisfactorios, mostrando el desarrollo de un perfil logarítmico a lo largo de toda la columna de agua, y donde la velocidad de fricción aumenta con la rugosidad del lecho.

En cuanto a los flujos combinados, el modelo reproduce el aumento de la rugosidad aparente que supone el oleaje en el perfil vertical de la corriente, y que es capaz de diferenciar los casos en los que el oleaje y la corriente fluyen en la misma dirección pero en sentido contrario, o situaciones en las que ambos flujos son perpendiculares, abarcando todo el rango de posibilidades en cuanto a ángulos de incidencia se refiere. Este fenómeno del efecto de ángulo de incidencia generalmente es despreciado en otro tipo de modelos y como se ha puesto de manifiesto en el presente capítulo, su efecto tanto en el perfil de la corriente promediada, así como en la rugosidad aparente del lecho es realmente importante, y por esta razón se cree que en el caso de los estuarios someros puede tener una gran relevancia.

Por otro lado, cabe destacar que los resultados para los caso de flujos combinados ola- corriente ponen de manifiesto que los efectos de la interacción ola- corriente no se ven confinados únicamente al fondo, sino que los efectos superficiales son realmente significativos en el perfil vertical resultante de la corriente horizontal.

CAPÍTULO IV

MODELADO FÍSICO DE FLUJOS COMBINADOS OLA- CORRIENTE

IV.I INTRODUCCIÓN

Con objeto de analizar los efectos de la interacción ola- corriente y validar el modelo numérico desarrollado, se han llevado a cabo una serie de ensayos de laboratorio, en los que se simula el efecto combinado ola- corriente. A continuación se describen las características esenciales de los ensayos realizados, tras lo que se analizan los datos medidos, obteniendo una serie de resultados generales. Posteriormente, en el capítulo V, haciendo uso de los datos medidos por simulación física, se validará el modelo numérico 2DV desarrollado. La validación es complementada con datos publicados anteriormente, incluyendo de esta forma datos correspondientes a oleaje y corriente codireccionales, en oposición y perpendiculares.

Los ensayos que se describen a continuación fueron llevados a cabo en el marco del Proyecto Europeo: “*Sediment concentration and bed profiles under doubled peaked spectra including the effect of currents*” (DHI Project EU52222, EU Contract HPRI-CT-2002-00190) financiado por el programa IHP- ARI (*Improving Human Potential- Acces to Research Infrastructures*), 2004. En este proyecto Europeo participaron miembros de distintas Universidades Europeas: Jaak Monbaliu, Maria Rosalía Delgado Blanco y Alessio Gardino de la Universidad Católica de Lovaina, Raúl Medina y Maitane Olabarrieta de la Universidad de Cantabria y Robert Banasiak de la Universidad de Gante. Los experimentos fueron llevados a cabo en la cuenca somera del Instituto Danés de Hidráulica (DHI) y la cuenca fue operada por los técnicos de laboratorio de dicha Institución.

Los objetivos principales de este Proyecto Europeo consistían en identificar los efectos de los espectros de doble pico en la distribución vertical del sedimento en

suspensión y la estructura del flujo incluyendo el efecto de las corrientes, además de analizar la interacción ola corriente en este tipo de flujos. Los ensayos que se muestran a continuación corresponden a aquellos llevados a cabo considerando oleaje monocromático.

IV.II CONFIGURACIÓN DE LA CUENCA SOMERA Y DESCRIPCIÓN DE LOS INSTRUMENTOS DE MEDIDA

Los ensayos que se describen a continuación fueron realizados en la cuenca somera del Instituto Danés de Hidráulica, en Horshølm, Dinamarca (Abril- Mayo 2.004). Esta cuenca se caracteriza por tener una longitud de 25 m y 36 de ancho, con una pala segmentada de 18 m de longitud formada por 36 segmentos lineales de 0,5 m. Este sistema de generación de oleaje está diseñado para operar en una cuenca con profundidades entre 0,2 y 0,9 m.

Alrededor de la cuenca existe un sistema de recirculación de agua que permite el establecimiento de una corriente paralela a la pala de generación de oleaje. El hecho de que la pala permita generar oleaje direccional, posibilita la realización de ensayos con corrientes perpendiculares al oleaje así como corrientes en combinación con oleaje oblicuo. Con objeto de realizar los ensayos que se exponen a continuación, el nivel del suelo (compuesto por cemento armado) se elevó 10 cm, dejando justo en frente de la pala de generación de oleaje una zona con mayor profundidad que fue rellenada con arena caracterizada por un D_{50} de 0,16 mm y una densidad de 2.564 Kg/m^3 . La distribución granulométrica de la arena utilizada se muestra en la Figura 4.1. Asimismo en la Tabla 4.1 se indican los diferentes percentiles que caracterizan la distribución granulométrica.

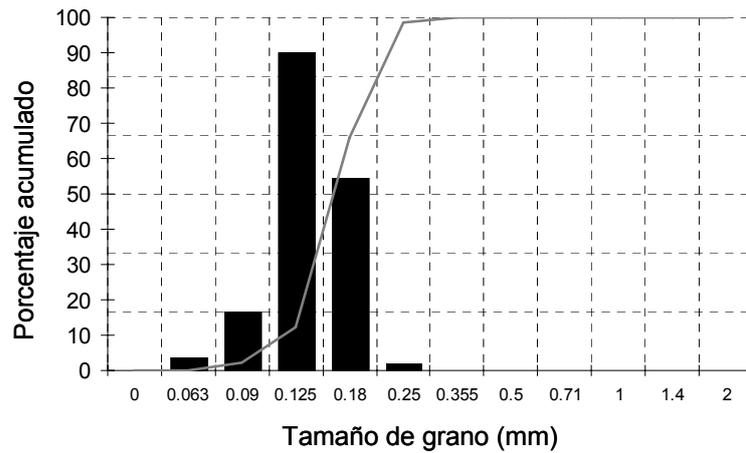


Figura 4.1 Distribución granulométrica de la arena utilizada para caracterizar el fondo móvil.

D₉₀	0,231 mm
D₅₀	0,164 mm
D₂₀	0,133 mm
D₁₀	0,117 mm

Tabla 4.1 Distribución granulométrica de la arena utilizada.

La elevación del fondo 10 cm por encima del nivel habitual y el relleno de la zona más profunda con arena, permitieron que en la zona de medida el lecho fuera móvil y se pudiesen formar los ripples característicos de los flujos combinados ola- corriente. Téngase en cuenta que para garantizar que en todos los ensayos la condición inicial fuese igual, antes de cada ensayo era necesario alisar el fondo arenoso.

En cuanto a los sensores de medida, para analizar las características del flujo se utilizaron sensores de presión (wave gauges) y velocímetros ADV, que fueron dispuestos encima de la zona con fondo arenoso, a la que de ahora en adelante llamaremos “*sandpit*”.

Los sensores de presión fueron colocados de tal forma que permitiesen un adecuado análisis de reflexión, mientras que los velocímetros fueron colocados alineados en la

dirección de la corriente, situando los volúmenes de control de cada instrumento disponible a diferentes profundidades, manteniendo una separación mínima entre cada sensor de 40 cm, de forma que se minimizase el efecto de la existencia del sensor en la medida de flujo del siguiente sensor. Dado que, como se ha explicado anteriormente, uno de los principales efectos de la interacción ola- corriente es la modificación del perfil vertical de la corriente estacionaria, el objetivo principal a la hora de colocar los velocímetros era medir el perfil de velocidades de la corriente.

La configuración de la cuenca somera en la que se realizaron los ensayos se muestra en la Figura 4.2. Tal como se indica en la misma, el sistema de coordenadas utilizado es tal que el eje x coincide con la dirección del flujo estacionario mientras que el eje y es perpendicular a la misma, aumentando desde la pala de generación hacia el “*sandpit*”. El origen del sistema de referencia, y al que están referidas las posiciones de los aparatos de medida, coincide con la esquina de la cuenca situada cerca de la desembocadura. Con objeto de minimizar la reflexión a lo largo de la cuenca, se dispusieron a lo largo de la misma una serie de absorbedores pasivos (ver Figura 4.3), que como el mismo nombre indica absorben de forma pasiva el oleaje incidente en los mismos, siendo su eficiencia mayor para el oleaje de pequeño periodo. No obstante, los coeficientes de reflexión, calculados a partir de dos métodos diferentes, en concreto mediante el método de Goda y Suzuki (1975) y el de Mansard y Funke (1980), en ninguno de los ensayos fueron inferiores al 10 %, siendo en los casos correspondientes a los oleajes de mayor periodo del orden del 30 %. El análisis detallado de los coeficientes de reflexión se incluye en la memoria correspondiente al proyecto “*Sediment concentration and bed profiles under double peaked spectra including the effect of currents*”, Delgado, *et al.* (2004,b).

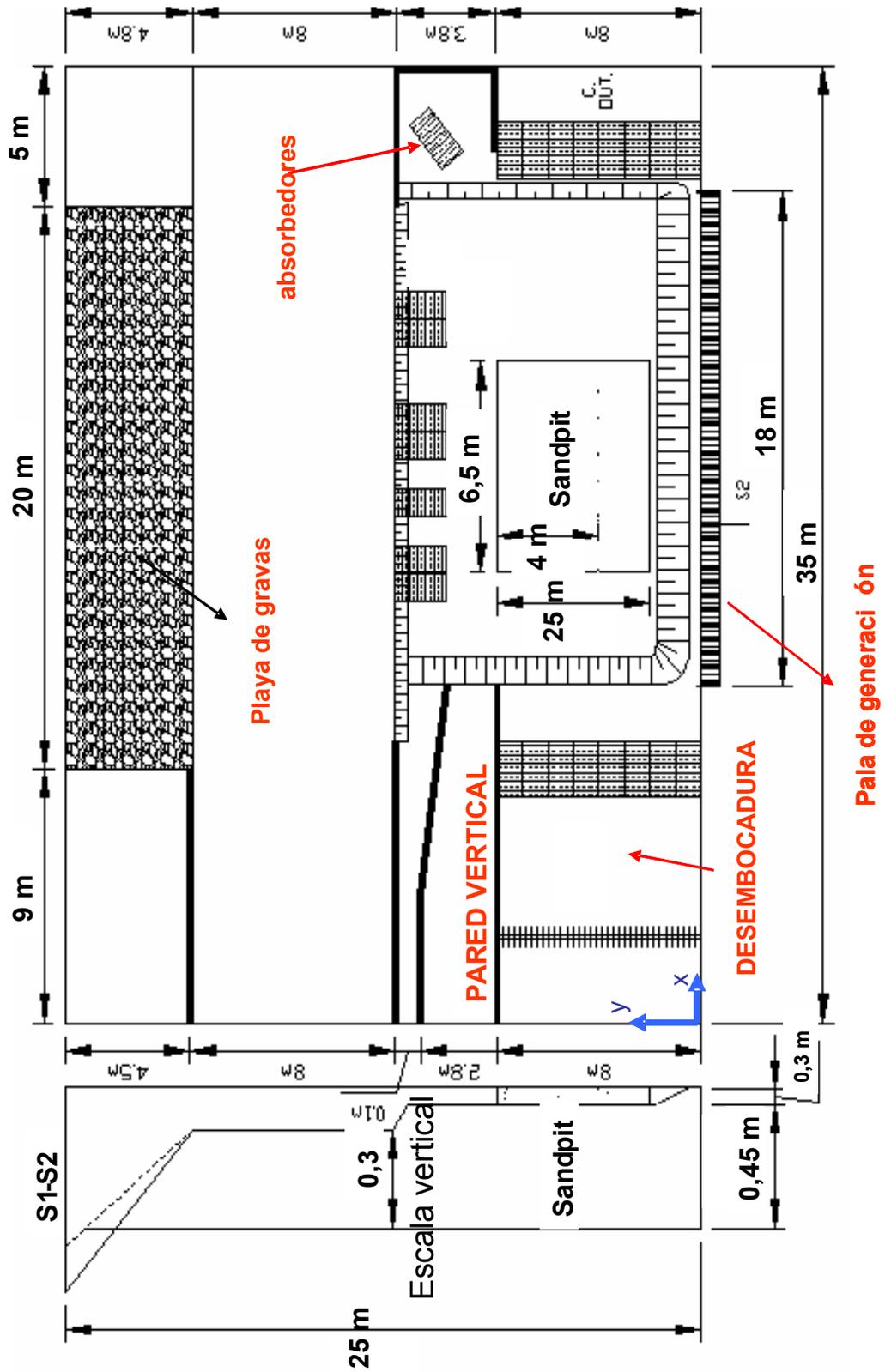


Figura 4.2 Configuración de la cuenca somera



Figura 4.3 Sistema de absorción pasiva utilizada en los ensayos.

CAPÍTULO IV

En la Figura 4.4 se muestra una fotografía de la cuenca somera donde se realizaron los ensayos, mientras que en las figuras 4.5- 4.6 y 4.7 se muestra la disposición de los instrumentos para la medición de las características del flujo, exactamente de los velocímetros y de los medidores de presión.



Figura 4.4 Fotografía oblicua de la cuenca somera.



Figura 4.5 Fotografía oblicua de la cuenca somera, disposición de los sensores de presión y de los velocímetros.

En concreto se utilizaron 8 sensores de presión, con una resolución para la superficie libre inferior a 1 mm y cinco velocímetros cuyas características principales se detallan en la Tabla 4.2.



Figura 4.6 Fotografía oblicua de la cuenca somera.



Figura 4.7 Fotografía oblicua de la cuenca somera.

ID	Modelo	Frecuencia de muestreo (Hz)	Resolución
FV2	Nortek Lab ADV	=<30	1 mm/s
FV4	Nortek field ADV	=<40	1 mm/s
FV1	SonTek MicroADV	=<50	1 mm/s
FV3	SonTek Field ADV	=<25	1 mm/s
FV6	Nortek Field ADV	=<25	1 mm/s

Tabla 4.2 Tabla indicativa de las características de los velocímetros.

Con objeto de obtener la información necesaria para caracterizar el fenómeno de la interacción ola- corriente, se llevaron a cabo dos tipos de experimentos: El primer tipo consistió en la simulación física de una corriente estacionaria, caracterizada por un caudal medio de $900 \text{ cm}^3/\text{s}$. La medida de la corriente estacionaria se realizó en 3 ensayos diferentes, lo que permitió estimar la validez de los datos medidos. El segundo tipo de ensayos consistió en la simulación de distintas combinaciones ola-corriente. En total se simularon 6 distintas condiciones con oleaje regular. A continuación se describen de forma detallada las características de cada uno de los ensayos, así como los resultados obtenidos.

IV.III SIMULACIÓN FÍSICA DE LA CORRIENTE ESTACIONARIA PURA

En la Tabla 4.3 se muestran los 3 nombres de los ensayos que consistieron en la simulación de la corriente estacionaria anteriormente indicada, detallando la posición vertical del volumen de control de cada uno de los velocímetros, el caudal medio simulado, así como el nivel medio medido en la cuenca durante los ensayos. Es de mencionar el hecho de que, aunque el propósito de los distintos ensayos fuese el reproducir una corriente caracterizada por un mismo caudal, el caudal medio en cada uno de ellos fue ligeramente diferente. También cabe destacar que en ninguno de los casos se generaron formas de lecho en el fondo, manteniéndose de esta forma la rugosidad efectiva constante.

Ensayo	Velocímetro	Distancia vertical (cm)	Caudal medio medido (cm ³ /s)	Nivel medio (m)
00C1CCCC ₁	FV2	6,8	888,85	0,445
	FV3	30,00		
	FV4	4,23		
	FV6	10,46		
00C1CCC ₂	FV2	6,89	893,21	0,47
	FV3	30,00		
	FV4	2,42		
	FV6	9,82		
00C1CCC ₃	FV2	7,01	896,1038	0,4409
	FV3	23,00		
	FV4	2,65		
	FV6	9,97		

Tabla 4.3 Tabla indicativa de las características de los ensayos correspondientes a la corriente pura.

En la Figura 4.8 se muestran los perfiles verticales obtenidos en cada uno de los ensayos.

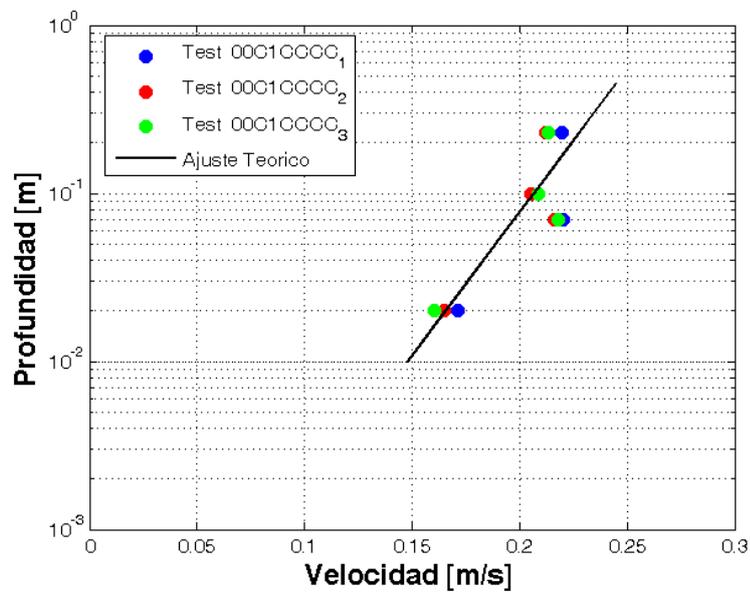


Figura 4.8 Perfiles verticales de la componente horizontal de la velocidad y comparación con el perfil logarítmico teórico ajustado.

CAPÍTULO IV

Teniendo en cuenta que en ninguno de los ensayos de corrientes puras se formaron formas de lecho, el nivel en el que la velocidad horizontal se anula (z_0) está relacionado con el diámetro medio del sedimento, siendo su expresión teórica (Van Rijn (1993)):

$$z_0 = 0.033k_s \approx 6D_{50} \quad (.1)$$

Este parámetro y la velocidad promediada en vertical U , son los parámetros que determinan el perfil logarítmico de la corriente estacionaria, en el caso de que el flujo sea turbulento, que es el caso ya que el número de Reynolds es del orden de 100.000. La expresión del perfil logarítmico en este caso viene dado por la expresión:

$$u(z) = \left[\frac{U}{\frac{z_0}{h} - 1 + \ln\left(\frac{h}{z_0}\right)} \right] \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (.2)$$

Donde:

h representa la profundidad media y U es la velocidad horizontal promediada en vertical.

Ajustando los datos a un perfil logarítmico se obtiene que, en efecto, tal como se muestra en la Figura 4.8, las velocidades obtenidas por los sensores FV1 y FV6 son muy cercanas a las predichas mediante el perfil logarítmico teórico, considerando un valor del parámetro z_0 de $3 \cdot 10^{(-5)}$ m y una velocidad media horizontal de 0,219 m/s. Obsérvese que los datos obtenidos por los sensores FV2 y FV3 se desvían ligeramente del perfil teórico ajustado, haciendo que el coeficiente de regresión del perfil obtenido con respecto al ajuste realizado sea del 72 %. Los datos medidos muestran que cerca del fondo se observa un aumento de la velocidad con respecto al predicho mediante el perfil teórico, mientras que cerca de la superficie ocurre lo contrario ya que se produce una ligera reducción de la intensidad de la componente horizontal de la velocidad.

En las siguientes figuras (Figura 4.9, Figura 4.10 y Figura 4.10) se representan, a modo de ejemplo, las series temporales de las tres componentes de la velocidad medidas por los velocímetros, los espectros de las velocidades medidas por cada sensor, así como los perfiles de cada componente de la velocidad obtenidos en el ensayo 00C1CCCC_1.

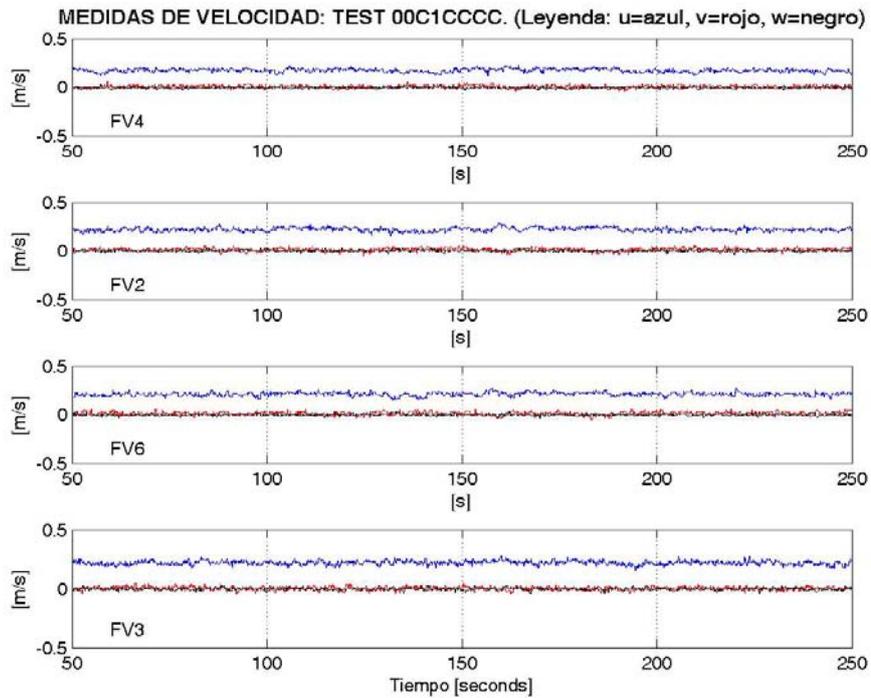


Figura 4.9 Series temporales medidas por los velocímetros en el ensayo 00C1CCCC1.

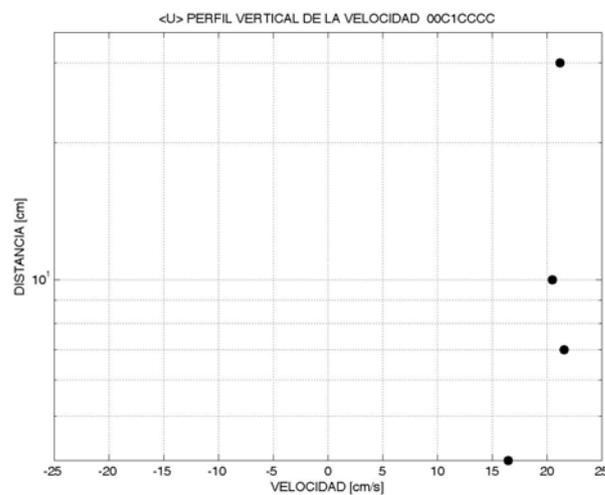


Figura 4.10 Perfil vertical de la velocidad, ensayo 00C1CCCC1.

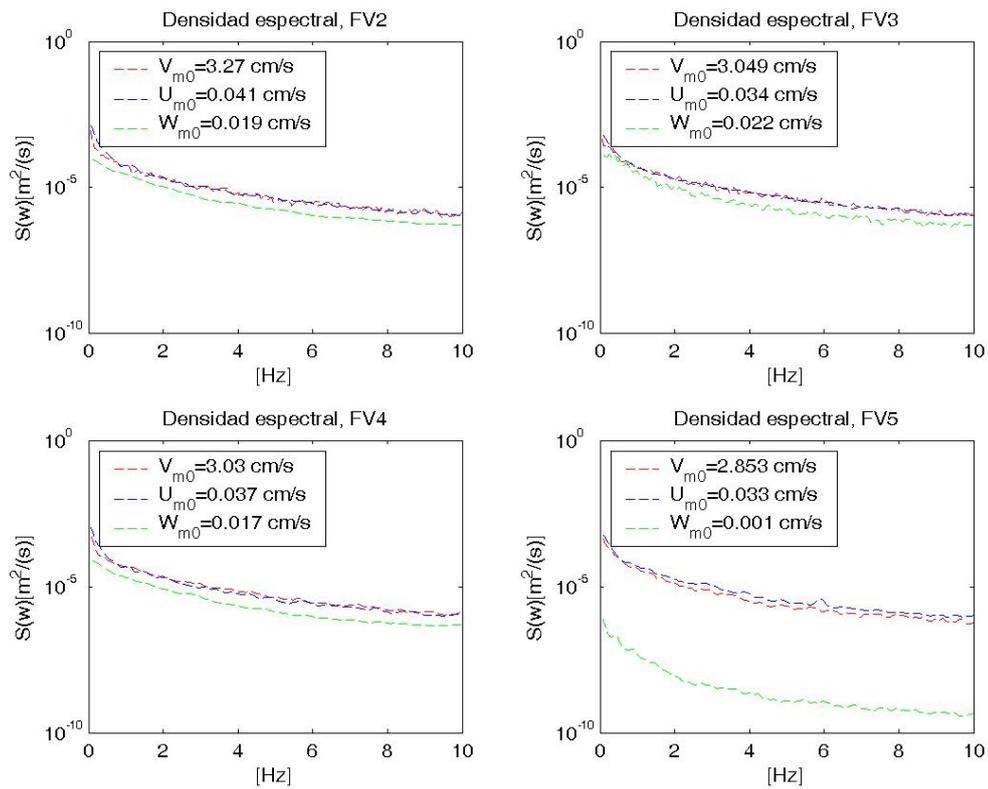


Figura 4.11 Espectros de las diferentes componentes de las velocidades, ensayo 00C1CCCC1.

IV.IV SIMULACIÓN FÍSICA DE FLUJOS COMBINADOS OLA- CORRIENTE

Con objeto de analizar el efecto del oleaje perpendicular y el oleaje oblicuo en el perfil vertical de la corriente estacionaria se realizaron los ensayos que se indican en la Tabla 4.4. En la misma se detalla el nombre asignado a cada ensayo, los parámetros indicativos del oleaje, es decir, la altura de ola considerada, el periodo absoluto y el ángulo de incidencia con respecto a la dirección de propagación de la corriente.

Los ensayos 02T1RS2N y 04T1RW2N se caracterizan por la misma altura de ola (de 8 cm) y la misma dirección de propagación (perpendicular a la corriente) pero con distintos periodos. La comparación de los mismos permite evaluar el efecto del periodo en el perfil vertical de la corriente estacionaria.

TEST	H (cm)	T_a (s)	$\phi(^{\circ})$
02T1RS2N	8	1,9	90
04T1RW2N	8	2,85	90
02H1RS1N	11,3	1,75	90
04H1RW2N	11,3	2,85	90
05T1RS1F	8	1,75	+35
06H1RS1P	11,3	1,75	-35

Tabla 4.4 Características de los ensayos ola- corriente.

En los siguientes dos ensayos, en concreto los denominados 02H1RS1N y 04H1RW2N, el ángulo de propagación es el mismo que en el caso anterior, la altura de ola es mayor que en los casos anteriores (11,3 cm), siendo el periodo de los ensayos 04T1RW2N y del 04H1RW2N iguales, con lo que es posible analizar el efecto de la altura de ola. Por último, los ensayos 05T1RS1F y 06H1RS1P se caracterizan por que su propagación es oblicua (en oposición) a la dirección de propagación de la corriente, en el primer caso en conjunción (*following*) y en el segundo en oposición (*opposing*).

Los ensayos con oleaje perpendicular se llevaron a cabo con el fondo alisado previamente, permitiendo que durante los 15 minutos que duraba cada experimento los ripples se desarrollaran. Al final del experimento, un perfilador láser sumergible perfiló el lecho para así obtener la información necesaria para caracterizar la altura y la longitud de los mismos. Sin embargo, previo a la ejecución de los ensayos correspondientes al oleaje oblicuo no se alisó el fondo. El procedimiento seguido en estos dos casos fue el siguiente: con el fondo liso se realizaron ensayos caracterizados por el mismo oleaje pero sin corriente. Esto permitió el desarrollo de los ripples. Tras ello se ejecutó el ensayo correspondiente al flujo combinado. Por último se midió el perfil de una corriente pura que fluye sobre el lecho rugoso desarrollado, para así obtener la rugosidad inducida por los ripples.

CAPÍTULO IV

Cabe destacar que los parámetros que se indican en la Tabla 4.4, constituyen los parámetros de entrada en la pala de generación de oleaje. No obstante, los procesos de propagación, reflexión, refracción y disipación hacen que en la zona de medida el oleaje no muestre las mismas características que el oleaje de diseño, por lo que es necesario analizar los valores de los parámetros representativos en la zona de donde se midieron los perfiles verticales de la corriente. En el informe, “*Sediment concentration and bed profiles under double peaked spectra including the effect of currents*”, Delgado, *et al.* (2004,b), en concreto en el apartado correspondiente a los flujos combinados ola- corriente, se muestran las tablas en las que se indican la posición vertical y horizontal del volumen de control de cada velocímetro, la posición de cada uno de los sensores de presión, los valores del oleaje medido en cada uno de ellos y el nivel medio correspondiente. Asimismo, se muestran las series temporales de la superficie libre medidas por cada sensor de presión, la serie temporal del caudal, las series temporales de cada componente de velocidad y por último, el perfil vertical de la corriente media. Dado la gran cantidad de figuras que supondría la inclusión de las mismas, se presentan a continuación unas tablas resumen con los datos obtenidos y que caracterizan cada uno de los ensayos.

TEST	H (cm)	T_a (s)	φ (°)	Nivel medio (m)	Caudal (cm³/s)
02T1RS2N	10,75	1,9	90	0,449	889,7084
04T1RW2N	11,36	2,85	90	0,448	807,0038
02H1RS1N	14,95	1,75	90	0,449	895,7424
04H1RW2N	15,9	2,85	90	0,449	898,2503
05T1RS1F	9,6	1,75	+35 (follow)	0,4485	895,7197
06H1RS1P	14,35	1,75	-35 (opps)	0,447	899,8970

Tabla 4.5 Características de los ensayos ola- corriente.

En la Tabla 4.5 se muestra los valores característicos de las variables que representan el oleaje sobre la zona del *sandpit*, el valor del nivel medio y el caudal medio en cada uno de los ensayos. Cabe destacar que la altura de ola y el nivel medio representativos han sido calculados como el valor medio de las medidas realizadas por los diferentes sensores de presión.

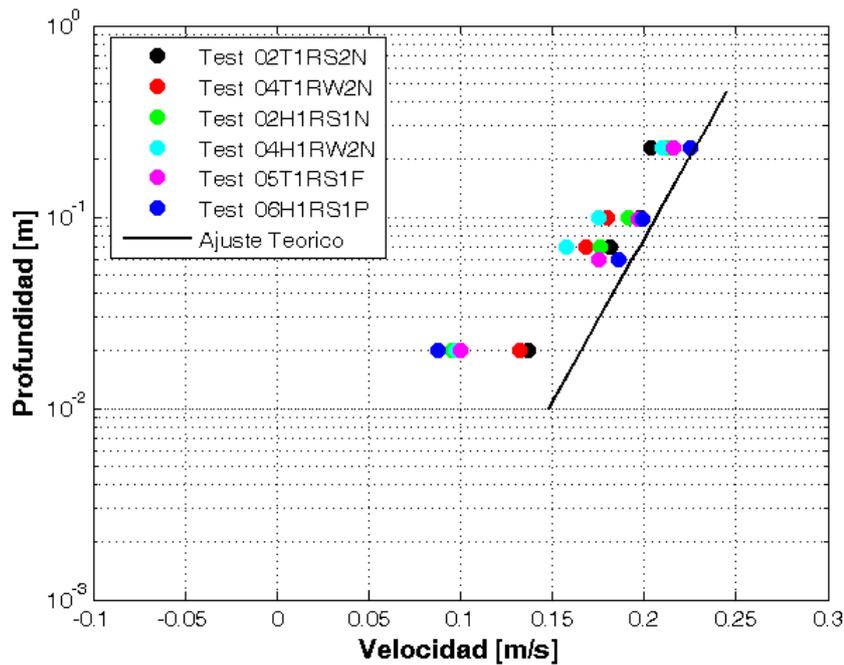


Figura 4.12 Perfiles verticales de la corriente.

En la Figura 4.12 se muestran todos los perfiles de la corriente promediada en un periodo del oleaje para cada uno de los ensayos. Comparando los perfiles se puede observar lo siguiente:

- Comparando los perfiles de los flujos combinados con el perfil teórico de la corriente pura se observa una importante reducción de la intensidad de la corriente al introducir el efecto del oleaje. La reducción más importante se obtiene para el ensayo 04H1RW2N que es el ensayo que se caracteriza por la mayor altura de ola y el mayor periodo.
- La no uniformidad vertical de la corriente aumenta en los casos oblicuos.

CAPÍTULO IV

- La menor reducción de la velocidad de la corriente cerca del fondo se obtiene en el ensayo 02T1RS2N, mientras que la mayor reducción se obtiene para los ensayos 06H1RS1P y 05T1RS1F (estos corresponden a los ensayos con oleaje oblicuo).
- La reducción de la velocidad cerca del fondo aumenta en los casos en los que la altura de ola es mayor y mayor es el periodo.

En la Figura 4.13 se representan los perfiles medidos por separado para cada uno de los ensayos.

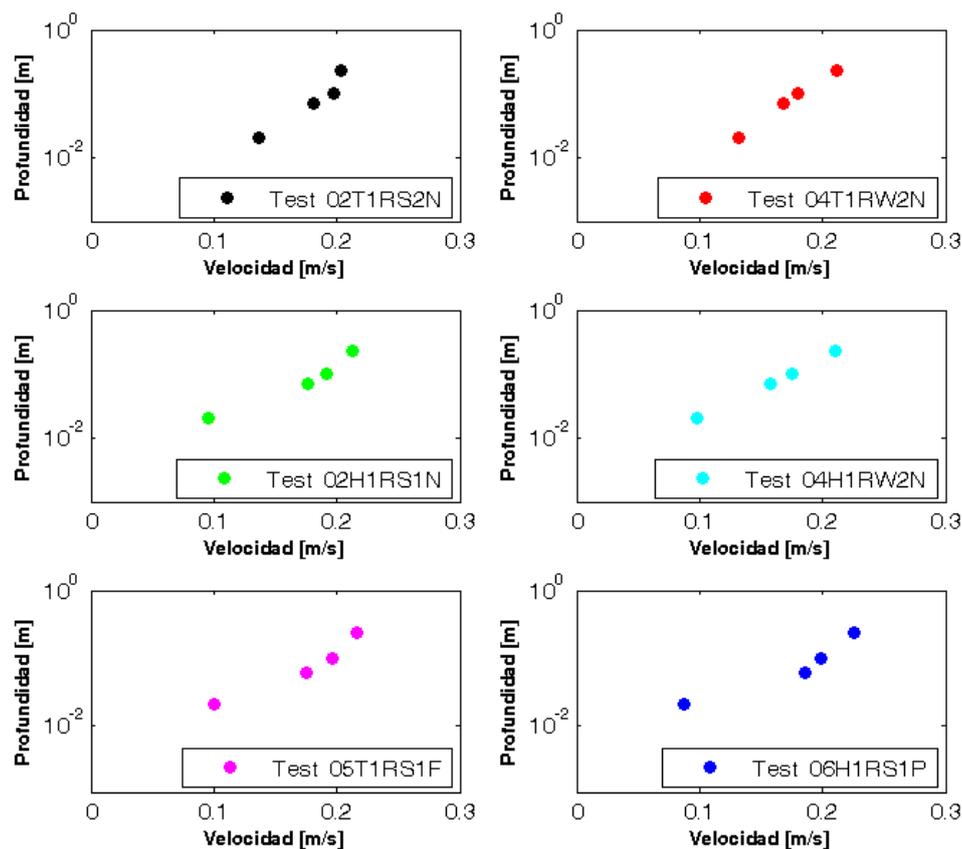


Figura 4.13 Perfiles verticales de la velocidad horizontal en cada ensayo ola- corriente.

IV.V COMENTARIOS SOBRE LOS RESULTADOS OBTENIDOS Y EFECTOS A CONSIDERAR

Comparando el perfil de la corriente pura sobre fondo liso, con los perfiles obtenidos en los flujos ola- corriente, se puede afirmar que, en efecto, la interacción de ambos flujos genera un aumento de la rugosidad del lecho y una disminución de la corriente promediada en vertical. La causa de ello se debe al aumento de la turbulencia que genera la interacción de la capa límite del oleaje con la de la corriente, acompañado de la posible generación de ripples, haciendo que cerca del fondo la disipación de energía se vea incrementada. En los ensayos 02T1RS2N y 04T1RW2N el oleaje no era lo suficientemente energético como para generar un campo de ripples a lo largo de todo el *sandpit*. Las formas de lecho generadas se distribuían en parches, alternándose zonas con ripples bien desarrollados con una altura característica del orden de 5 mm y zonas lisas, ver Figura 4.14. Obsérvese cómo justo en la zona situada bajo los velocímetros las formas de lecho generadas eran muy pequeñas, casi inexistentes.

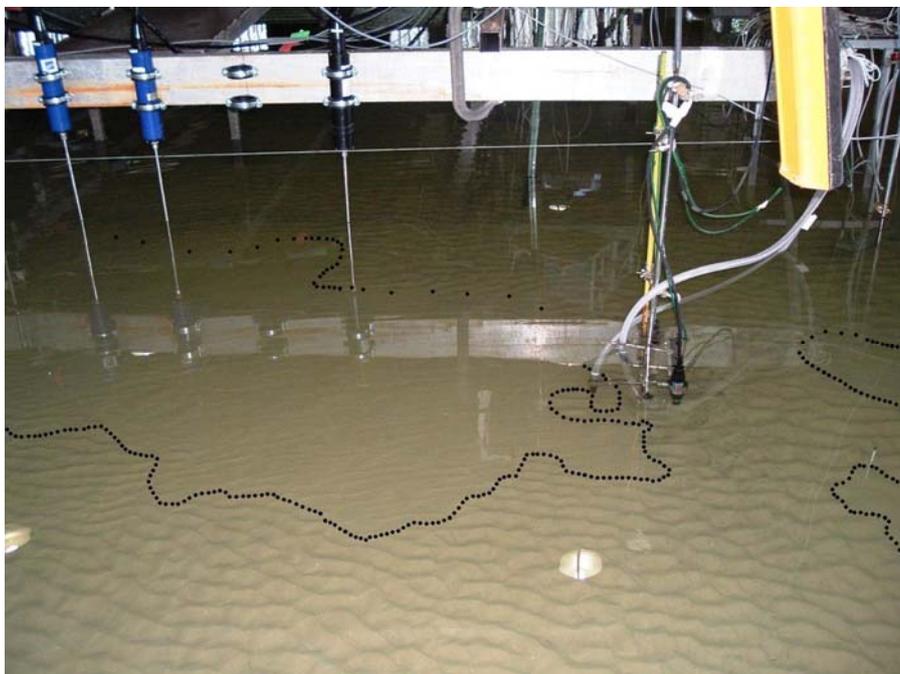


Figura 4.14 Formas de lecho generadas en los ensayos 02T1RS2N y 04T1RW2N.

CAPÍTULO IV

Por otro lado, es de mencionar que en ambos ensayos las formas de lecho en las zonas con un buen desarrollo tenían una altura similar. En cuanto a los ensayos 02H1RS1N y 04H1RW2N, en ambos casos se desarrollaron ripples cuyas crestas estaban orientadas en la dirección de propagación del oleaje. En el primer caso la altura característica de los ripples es de 8 mm con una longitud media de 37 mm, mientras que en el segundo caso la altura del ripple característico es de 13 mm, con una longitud media de 68 mm. La altura de los ripples así como su longitud han sido calculadas a partir de los datos suministrados por un perfilador láser, que tras cada ensayo perfilaba el fondo. En las Figura 4.15 y Figura 4.16 se muestran las formas de lecho desarrolladas en los ensayos 02H1RS1N y 04H1RW2N respectivamente.

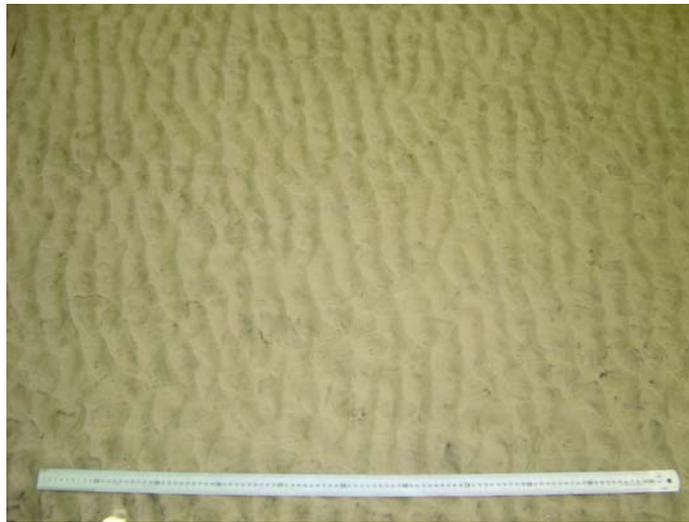


Figura 4.15 Formas de lecho generadas en el ensayo 02H1RS1N.



Figura 4.16 Formas de lecho generadas en el ensayo 04H1RW2N.

ENSAYO	k_a estimado (m)	Altura ripple mm	Longitud ripple mm	k_s' Van Rijn (1993)
02T1RS2N	0,0042	0-0,5	---	---
04T1RW2N	0,0109	0- 0,5	---	---
02H1RS1N	0,0727	8	37	0,034
04H1RW2N	0,0697	13	68	0,049
05T1RS1F	0,0606	----	----	0,03
06H1RS1P	0,0969	----	----	0,015

Tabla 4.6 Parámetros de ajuste de los perfiles en los ensayos ola- corriente.

En la Tabla 4.6 se muestra la rugosidad aparente estimada mediante el ajuste logarítmico a los perfiles medidos, la altura de los ripples y la longitud de los mismos. Nótese que los primeros dos ensayos, justo bajo los velocímetros las formas de lecho eran casi inapreciables, por lo que estos y sus efectos se han desestimado. En los ensayos 02H1RS1N y 04H1RW2N sí se formaron formas de lecho, y su altura característica y longitud se indican en la misma tabla. Asimismo se ha calculado la rugosidad efectiva generada única y exclusivamente debido a la existencia de estas formas de lecho, haciendo uso de la formulación de Van Rijn (1993):

$$k_s' = 20\Delta_r \frac{\Delta_r}{\lambda_r} \quad (\text{IV.1})$$

Donde:

k_s' = Rugosidad efectiva debido a los ripples.

Δ_r = Altura del ripple.

λ_r = Longitud del ripple.

La rugosidad efectiva total que siente la corriente es la suma de esta rugosidad y la rugosidad asociada al tamaño de grano de la arena, en este caso de valor igual a 0,00096 m. El ajuste de los perfiles a un perfil logarítmico en estos ensayos muestra que esta rugosidad efectiva es inferior a la rugosidad total que siente la corriente.

CAPÍTULO IV

Este hecho se debe, precisamente, a la interacción de la capa límite de la corriente con la del oleaje. Por otro lado, es de mencionar que la formulación de Van Rijn (1993) para calcular la rugosidad efectiva debido a la existencia de ripples se basa en ensayos de laboratorio, en los que generalmente el oleaje y la corriente fluyen en la misma dirección, es decir, la dirección de las crestas de los ripples es perpendicular a la dirección del flujo estacionario. Sin embargo, en los casos analizados, en concreto en los ensayos 02H1RS1N y 04H1RW2N, la dirección de las crestas de los ripples es paralela. Este hecho seguramente hace que la rugosidad efectiva de los ripples en este caso sea menor que la estimada mediante la formulación de Van Rijn (1993), aunque es imposible afirmarlo, ya que no existen estudios detallados sobre este fenómeno. Por lo tanto, lo predicho por la formulación de Van Rijn (1993) se dará por válido. Bajo esta suposición, y con objeto de tener un orden de magnitud, se podría afirmar que la rugosidad debido a la interacción no lineal de la capa límite del oleaje con la de la corriente, genera en los casos considerados un aumento del mismo orden de magnitud que el que genera la formación de las formas de lecho correspondientes.

También es de mencionar que en los ensayos con oleaje oblicuo a la corriente no se midieron las formas de lecho con el perfilador láser. Sin embargo, al final de cada ensayo y sin alisar previamente el fondo, se midió el perfil vertical de la corriente pura, que no era capaz de modificar los ripples ya existentes. Esto nos permite estimar la rugosidad efectiva inducida por la presencia de las formas de lecho. En la Figura 4.17 se muestran los perfiles obtenidos en los ensayos de corriente pura, 05T1RS1F_PC y 06H1RS1P_PC, que fueron ejecutados tras los ensayos 05T1RS1F y 06H1RS1P respectivamente.

El perfil logarítmico que mejor ajusta en el primer caso corresponde a aquel con una rugosidad efectiva de 0,03 m y una velocidad media de 0,216 m/s. El coeficiente de determinación en este caso es del 76 %. En el segundo caso, 06H1RS1P_PC, el perfil logarítmico que mejor ajuste da, se caracteriza por una velocidad media similar al caso anterior (de 0,215 m/s) y una rugosidad efectiva de 0,015 m, siendo el coeficiente de determinación del 72 %.

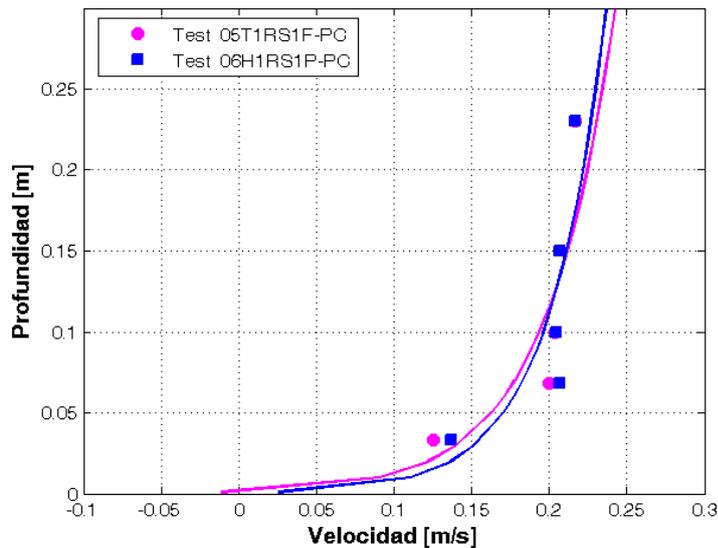


Figura 4.17 Perfiles de la corriente estacionaria medidos sobre un fondo con ripples.

Considerando el efecto combinado de la formación de los ripples, y de la interacción no lineal de la capa límite del oleaje con la de la corriente, se pueden mencionar los siguientes hechos:

- En todos los casos de flujo combinado se observa un aumento de la rugosidad aparente del lecho, acompañado por una ligera reducción en la intensidad de la corriente media.
- Comparando los resultados obtenidos en los ensayos 02T1RS2N y 04T1RW2N, se puede afirmar que al aumentar el periodo del oleaje se observa un aumento de la rugosidad aparente del lecho, acompañado por una disminución de la velocidad media.
- Comparando los ensayos 04T1RW2N y 04H1RW2N, caracterizados por el mismo periodo se puede ver que al aumentar la altura de ola la velocidad media se mantiene aproximadamente constante pero se produce un gran aumento de la rugosidad aparente del lecho.
- Comparando los ensayos 02H1RS1N y 06H1RS1P, diferenciados por el ángulo de incidencia del oleaje, cabe destacar que la rugosidad aparente del

CAPÍTULO IV

lecho es mayor para el oleaje con incidencia oblicua, que el producido por un oleaje con incidencia normal.

The model tests were conducted by KULUG in the Shallow Water Basin at DHI Water & Environment under contract HPRI-CT-2002-00190 of the European Community- Access to Research Infrastructure action of the Improving Human Potential Programme. The financial contribution from the EC is appreciated.

CAPÍTULO V

VALIDACIÓN DEL MODELO NUMÉRICO

V.I INTRODUCCIÓN

En el presente capítulo se valida el modelo numérico desarrollado. Para ello se realiza la comparación del perfil vertical de la corriente promediado en un periodo del oleaje, con perfiles medidos en ensayos físicos. Con objeto de desarrollar el presente capítulo se ha recurrido a datos ya publicados y a los ensayos que se han presentado en el capítulo IV, en concreto a los ensayos 04H1RW2N Y 02T1RS2N (ensayos con oleaje perpendicular). En todo momento se ha intentado abarcar el más amplio rango de condiciones físicas en las que se han llevado a cabo los experimentos, incluyendo ensayos con fondo rugoso así como con fondo liso.

A continuación se muestran las comparaciones realizadas, que han sido clasificadas en función del ángulo de propagación del oleaje respecto a la corriente. En primer lugar se analizan los casos en los que el oleaje y la corriente son codireccionales, posteriormente los casos en los que son en oposición y finalmente se presentan aquellos casos en los que los dos flujos son perpendiculares. Cabe destacar que en todos los casos las simulaciones numéricas han sido realizadas considerando y sin considerar el efecto de la superficie libre.

V.II OLEAJE Y CORRIENTE CODIRECCIONAL

En la Tabla 5.1 se indican los ensayos considerados así como las características de cada uno de ellos, la altura de ola, el periodo del oleaje, la profundidad media, la

altura de ola relativa a la profundidad media de la columna de agua, la rugosidad de Nikuradse, la intensidad de la corriente media y el tipo de oleaje. Es de mencionar que la rugosidad efectiva del lecho, parámetro que es proporcional a la rugosidad de Nikuradse en flujos turbulentos, ha sido calculada en cada uno de los casos mediante el ajuste a un perfil logarítmico del perfil de la corriente pura, que es medido generalmente previo a la simulación del flujo combinado.

Ensayo	H_{rms} (m)	T_p (s)	h (m)	k_s (m)	H_{rms}/h	U (m/s)	Tipo oleaje
Kemp y Simons (1983) (a)	0,0207	1,006	0,2	0,00135	0,1	0,183	Monocromático
Kemp y Simons (1983) (b)	0,044	1,006	0,2	0,00135	0,22	0,1652	Monocromático
Klopman (1994)	0,12	1,44	0,5	0,0009	0,24	0,15	Monocromático
Umeyama (2005) (a)	0,0247	1,2	0,2	0,00105	0,1235	0,12	Monocromático
Umeyama (2005) (b)	0,0250	1,4	0,2	0,00105	0,125	0,12	Monocromático
Nieujaar y van de Kaaij (1987)	0,052	2,63	0,512	0,06	0,1	0,113	Espectral (Jonswap)
Delgado et al. (2004)	0,057	1,7	0,5	0,0015	0,114	0,1	Espectral (Jonswap)

Tabla 5.1 Características de los ensayos considerados. Codireccional.

En las Figura 5.1 y Figura 5.2 se muestran las comparaciones entre los perfiles verticales de la corriente promediados en un periodo del oleaje medido en el laboratorio y los simulados numéricamente, para los ensayos realizados por Kemp y Simons (1983). Obsérvese que los resultados numéricos se ajustan muy bien a los perfiles medidos, tanto introduciendo como sin incluir los efectos de la variación de

la superficie libre. La bondad de ajuste entre los datos medidos y los simulados numéricamente ha sido representada mediante el coeficiente de múltiple determinación, que es calculada mediante la siguiente relación:

$$R^2 = \frac{\sum_{i=1}^{NN} (\hat{y}_i - \bar{y})^2}{\left(\sum_{i=1}^{NN} (y_i - \bar{y})^2 \right)} \times 100 \quad (\text{V.1})$$

R^2 representa el coeficiente de determinación.

NN representa el número de muestras disponibles.

\hat{y}_i corresponde a los datos disponibles de los ensayos.

y_i corresponde a los datos calculados numéricamente.

\bar{y} corresponde a la media de los datos calculados numéricamente.

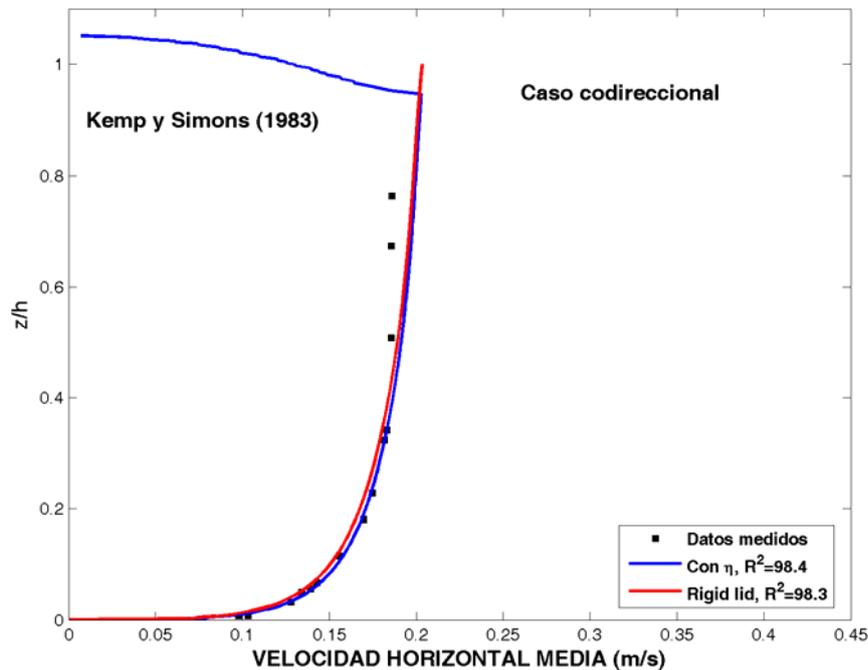


Figura 5.1 Ensayo de Kemp y Simons (1983). Oleaje y corriente codireccional. (a)

Considerando únicamente los casos en los que se ha incluido el efecto de la superficie libre, el coeficiente de determinación mínimo obtenido en los 2 casos es

del 89,2 %, lo que pone de manifiesto que el modelo reproduce adecuadamente la variación del perfil vertical de la velocidad en las condiciones consideradas.

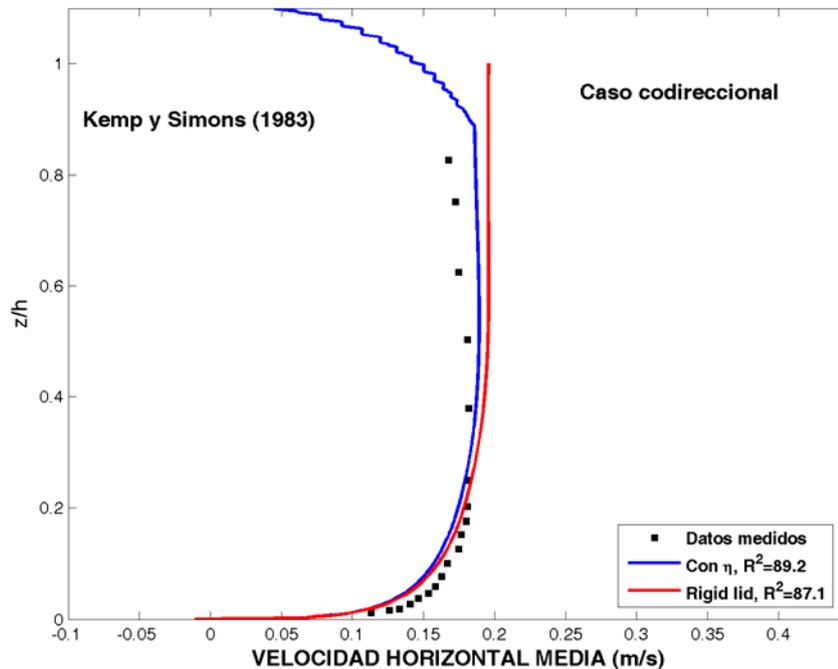


Figura 5.2 Ensayo de Kemp y Simons (1983). Oleaje y corriente codireccional. (b)

En estos experimentos en concreto se obtiene un patrón inverso al esperado, es decir, cerca del fondo aumenta la velocidad de la corriente, lo que indica que la rugosidad aparente en vez de aumentar decrece. Kemp y Simons (1983) observan mediante estos experimentos que al aumentar la relación H/h , el decrecimiento de la rugosidad aparente es más notable. Los autores asocian este hecho a una reducción en la anchura de la capa límite. Asimismo cerca de la superficie se observa una importante disipación de la intensidad de la corriente, que aumenta a medida que aumenta la relación H/h . Esta disipación también es modelada mediante el modelo numérico, aunque se subestime la disipación de la intensidad de la corriente que se produce en la zona alta del perfil.

En la Figura 5.3 se comparan los resultados numéricos con los datos experimentales de Klopman (1994). Considerando y sin considerar el efecto de la superficie libre, los

CAPÍTULO V

resultados numéricos se ajustan adecuadamente al perfil medido. La bondad de ajuste es mejor en el caso en el que no se incluye el efecto de la superficie libre.

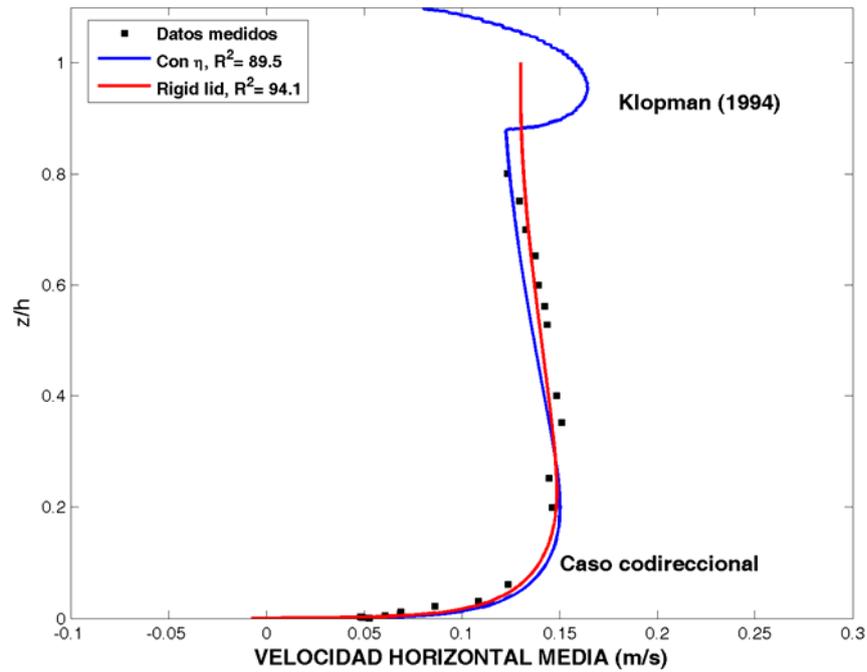


Figura 5.3 Ensayo de Klopman (1994). Oleaje y corriente codireccional.

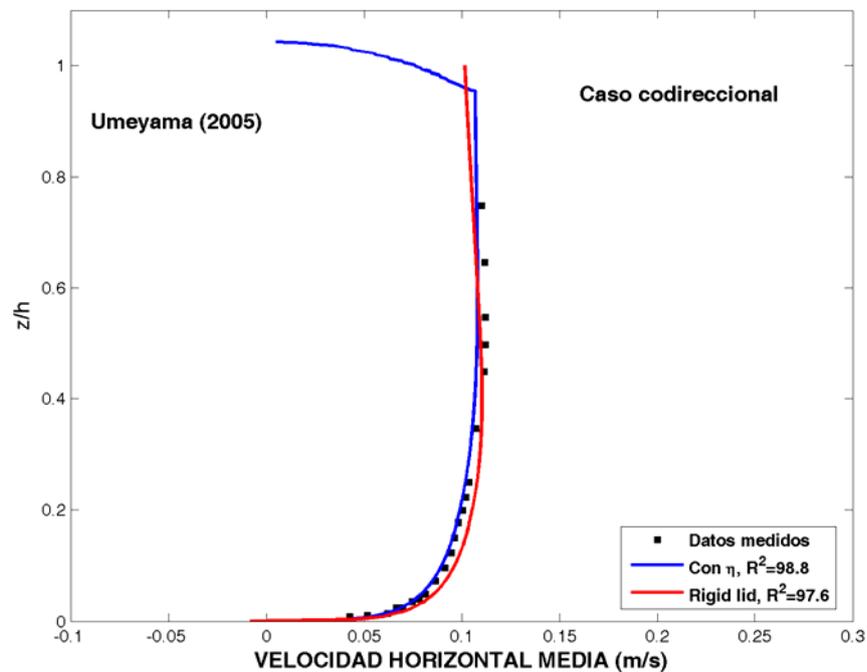


Figura 5.4 Ensayo de Umeyama (2005). Oleaje y corriente codireccional. (a)

Con respecto a los ensayos realizados por Umeyama (2005), Figura 5.4 y Figura 5.5, los resultados obtenidos se ajustan bien a los perfiles medidos. Obsérvese que al introducir el efecto de la superficie libre se obtiene una mejora en el ajuste de los perfiles.

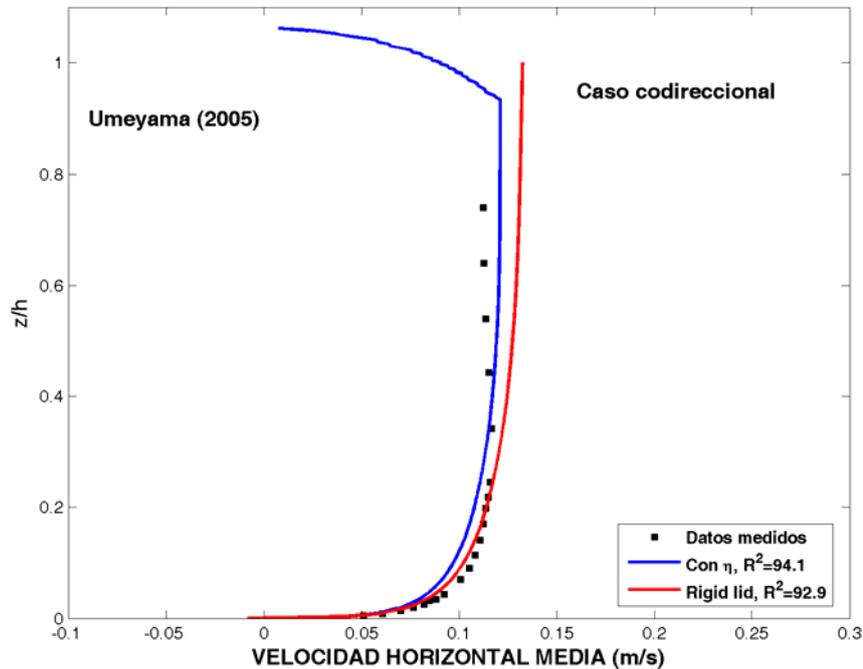


Figura 5.5 Ensayo de Umeyama (2005). Oleaje y corriente codireccional. (b)

En las Figura 5.6 y Figura 5.7 se muestran los casos correspondientes a los ensayos de Niewjaar y van der Kaajai (1983) y de Delgado, *et al.* (2004, b). En ambos casos el oleaje simulado físicamente no corresponde a una onda monocromática sino que consideran un oleaje espectral con un espectro tipo JONSWAP. Las simulaciones numéricas se han llevado a cabo tomando como la ola regular equivalente aquella con un periodo igual al periodo de pico y como altura de ola equivalente la altura de ola cuadrática media.

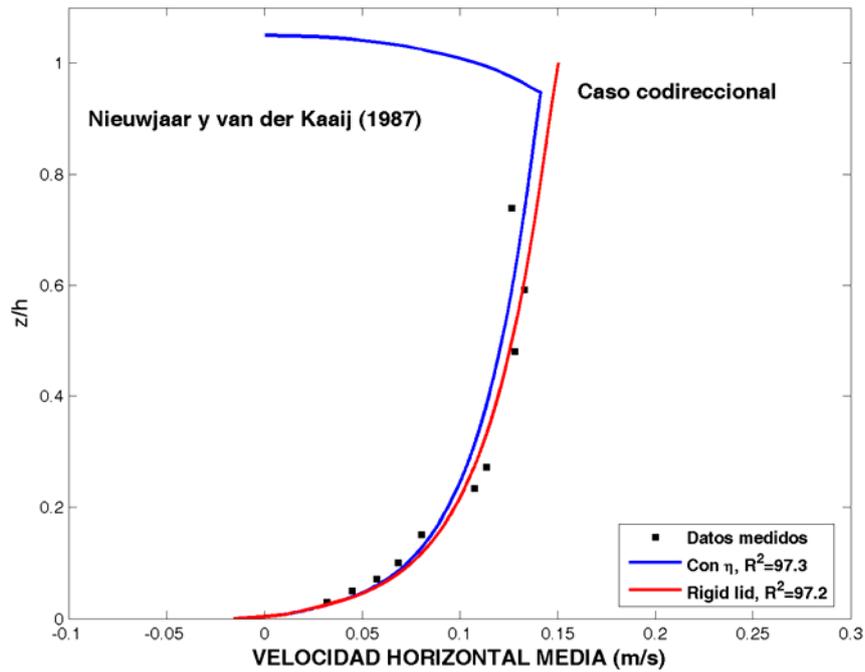


Figura 5.6 Ensayo de Nieuwjaar y van der Kajaai (1987). Oleaje y corriente codireccionales.

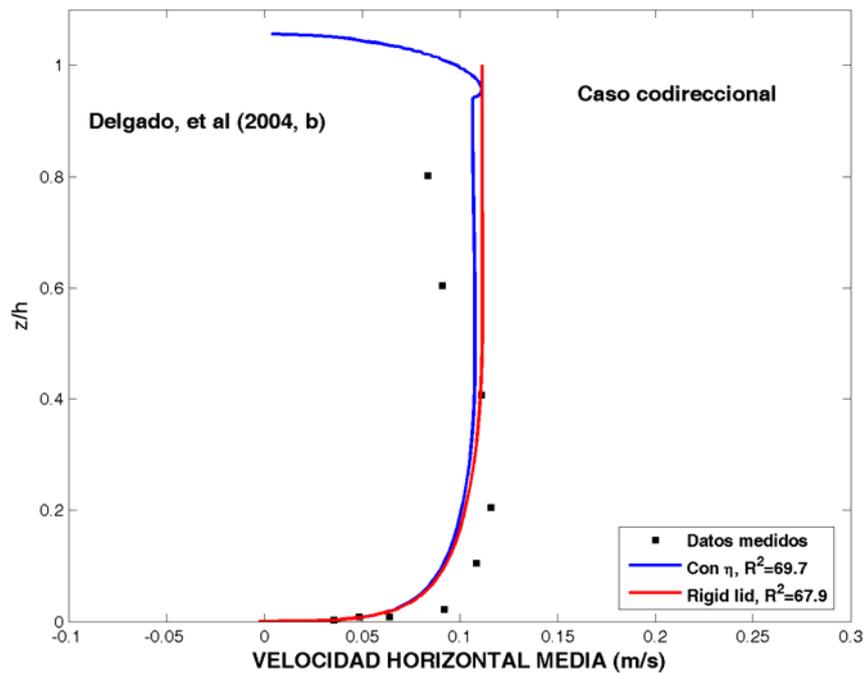


Figura 5.7 Ensayo de Delgado, et al. (2004, b). Oleaje y corriente codireccional.

En ambos casos, los perfiles simulados numéricamente siguen el mismo patrón que el perfil medido, aunque sí que se observan ciertas diferencias, sobre todo en el

ensayo de Delgado, *et al.* (2004,b). Estas diferencias pueden ser debidas a que el oleaje espectral está siendo simulado mediante una onda monocromática equivalente. Cabe destacar nuevamente que la inclusión de los efectos de la superficie mejora los ajustes realizados.

V.III OLEAJE Y CORRIENTE EN OPOSICIÓN

Siguiendo la estructura del apartado anterior, en la Tabla 5.2 se indican los ensayos considerados, así como sus características. Posteriormente, en las Figuras 5.8, 5.9 y 5.19 se comparan los resultados predichos mediante el modelo numérico y los medidos en laboratorio.

Ensayo	H_{rms} (m)	T_p (s)	h (m)	H_{rms}/h	k_s (m)	U (m/s)	Tipo oleaje
Kemp-Simons (1983)	0,0397	1,003	0,2	0,198	0,0246	0,11	Monocromático
Umeyama (2005)	0,027	1,2	0,2	0,135	0,00105	0,12	Monocromático
Nieujaar y van der Kaaij (1987)	0,149	2,49	0,5	0,22	0,0025	0,13	Espectral

Tabla 5.2 Características de los ensayos considerados. Oposición.

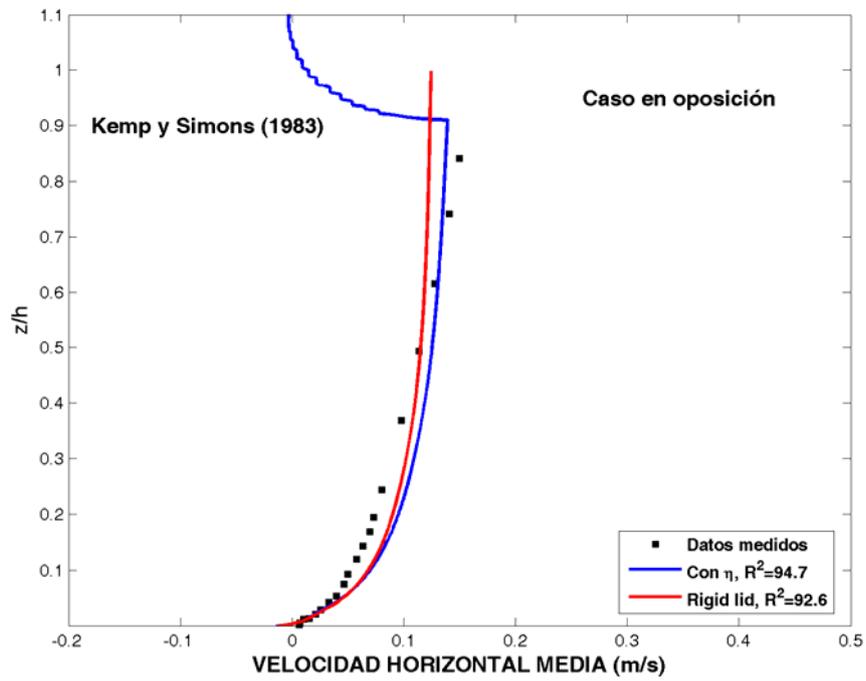


Figura 5.8 Ensayo de Kemp y Simons (1983). Oleaje y corriente en oposición.

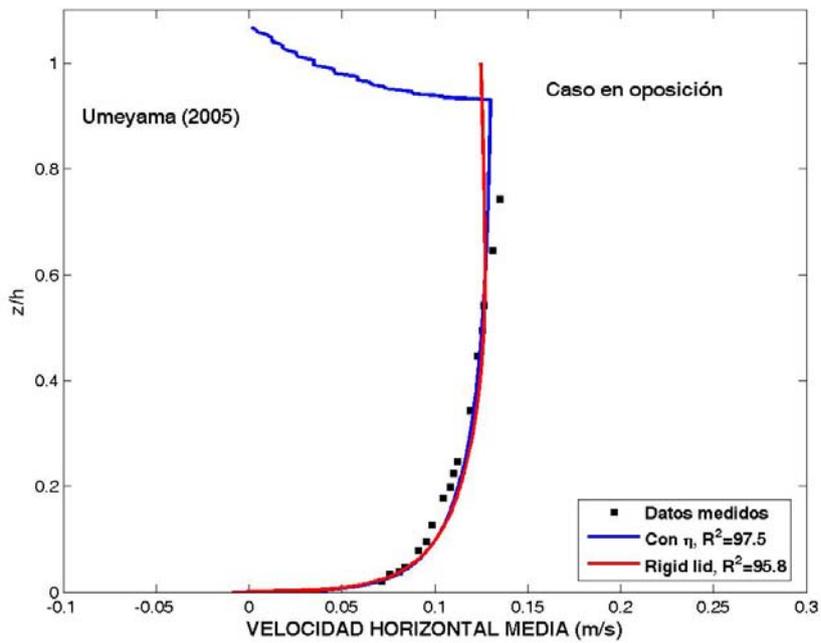


Figura 5.9 Ensayo de Umeyama (2005). Oleaje y corriente en oposición.

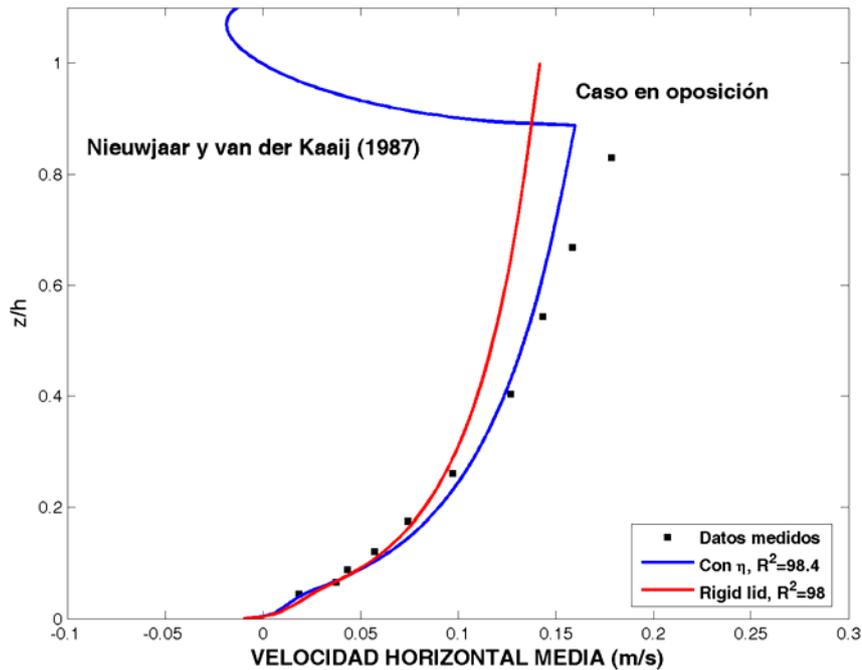


Figura 5.10 Ensayo de Nieuwjaar y van der Kaaij (1987). Oleaje y corriente en oposición.

Obsérvese en los tres casos considerados que la predicción de la intensidad de la corriente en la zona cercana al fondo es excelente en los tres casos. No obstante, los datos experimentales muestran que cuando el oleaje y la corriente fluyen en sentido opuesto se obtiene una importante intensificación de la corriente en la zona superior de la columna de agua, y aunque el modelo es capaz de reproducir este efecto subestima la intensificación de la corriente que se produce como fruto de la interacción ola- corriente.

En estos casos en los que el oleaje y la corriente fluyen en dirección contraria la inclusión de la variación de la superficie libre produce, en todos los casos, notables mejoras en la predicción del perfil vertical de la velocidad horizontal.

V.IV OLAJE Y CORRIENTE PERPENDICULAR

Por último, se compran los resultados numéricos con el perfil medido para el caso de oleaje y corrientes perpendiculares. Las características de los ensayos se indican en la

Tabla 5.3, mientras que en las Figuras 5.11- 5.14 se muestran las comparaciones realizadas.

Ensayo	H_{rms} (m)	T_p (s)	h (m)	k_s (m)	U (m/s)	Tipo oleaje
04H1RW2N	0,159	2,85	0,449	0,049	0,196	Monocromático
02T1RS2N	0,1075	1,9	0,449	0,0009	0,2	Monocromático
Visser (1987) (a)	0,075	2	0,2	0,01	0,27	Espectral
Visser (1987) (b)	0,048	2	0,15	0,01	0,21	Espectral

Tabla 5.3 Características de los ensayos considerados. Perpendicular.

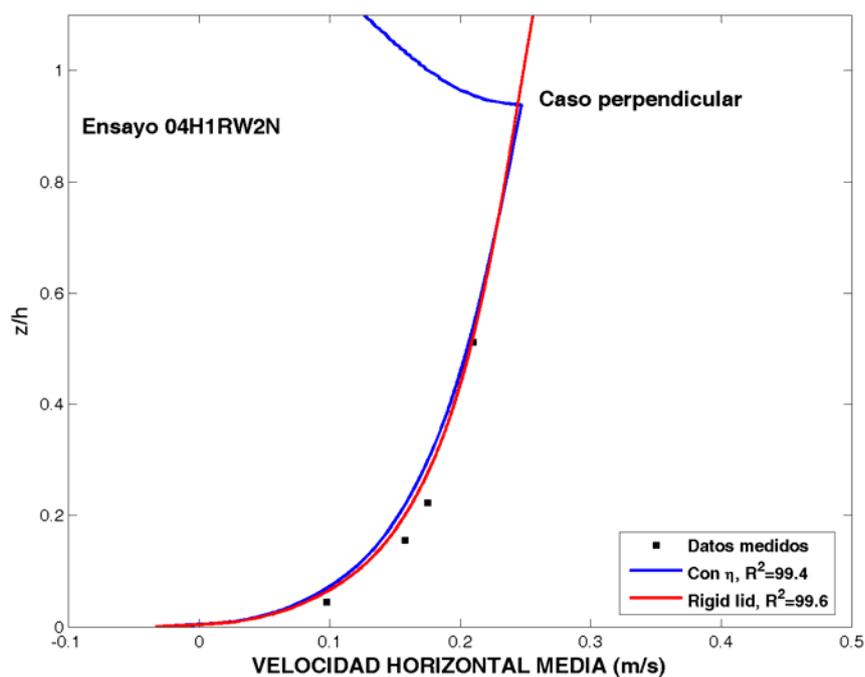


Figura 5.11 Ensayo de Delgado, et al. (2004, a). Caso perpendicular, ensayo 04H1RW2N. (a)

En estos dos casos los perfiles predichos mediante el modelo numérico son satisfactorios obteniéndose en el primer caso un coeficiente de determinación del 88,1 %, mientras que en el segundo caso el coeficiente es del 93,7 %. Con respecto a

los ensayos realizados por Visser (1989), cabe destacar que el ajuste obtenido es muy bueno, aunque sí existe cierta desviación. En ambos casos la mayor desviación se obtiene cerca del fondo, hecho que se debe a que en estos ensayos el fondo es altamente rugoso y en esta zona baja del perfil donde se observan las máximas desviaciones la elevación con respecto del lecho es incluso menor que la rugosidad de Nikuradse.

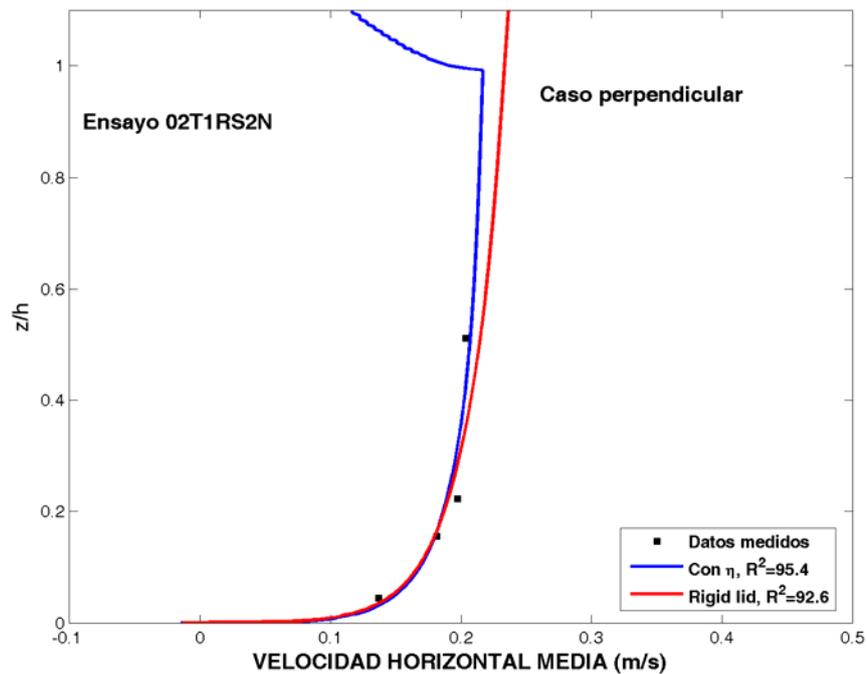


Figura 5.12 Ensayo de Delgado, *et al.* (2004, a). Caso perpendicular, ensayo 02T1RS2N. (b)

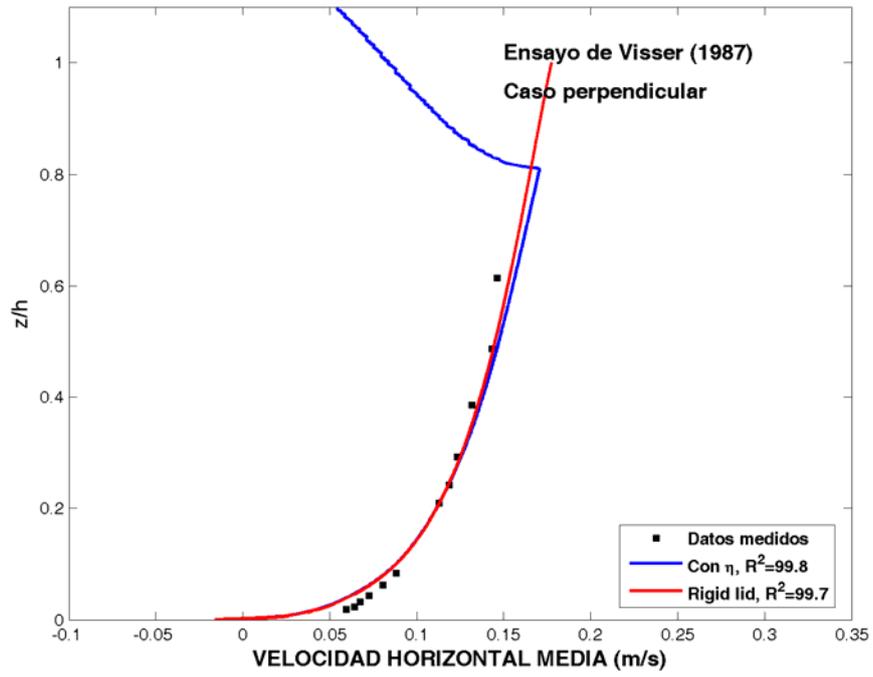


Figura 5.13 Ensayo de Visser (1987). Caso perpendicular. (a)

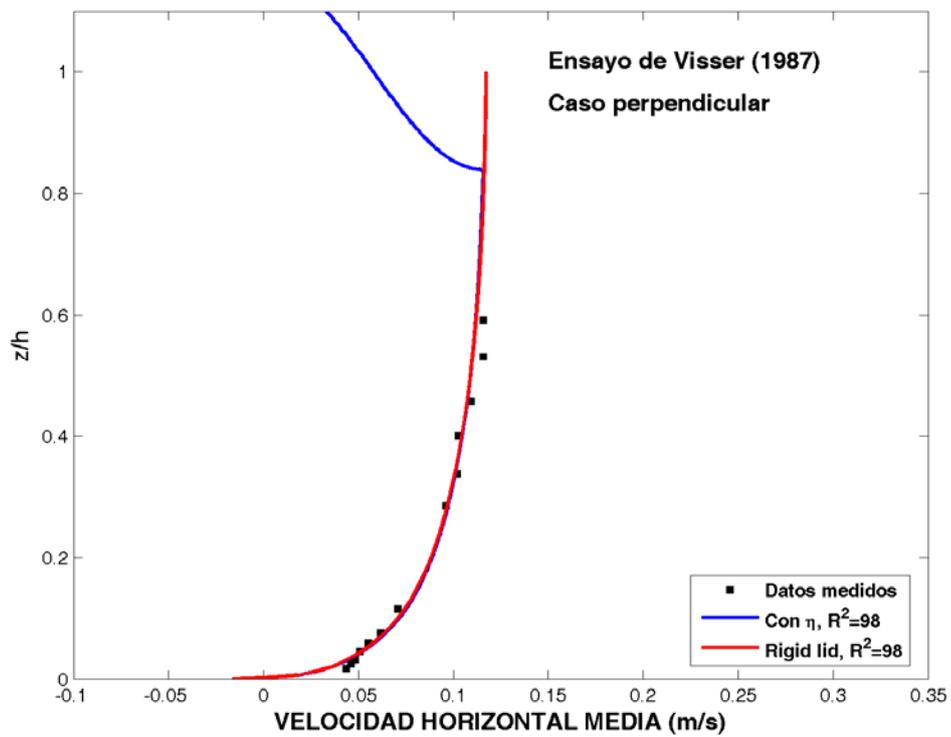


Figura 5.14 Ensayo de Visser (1987). Caso perpendicular. (b)

V.V CONCLUSIONES OBTENIDAS

Mediante la validación realizada se ha puesto de manifiesto que el modelo numérico desarrollado en la presente Tesis Doctoral reproduce de forma adecuada los perfiles de la corriente horizontal medidos en laboratorio, algunas excelentemente y otras razonablemente. Más aún, el modelo es capaz de reproducir efectos que los modelos habituales de capa límite no son capaces de modelar. Dentro de estos efectos cabe destacar los siguientes:

- Diferenciación entre los efectos de un oleaje en oposición, codireccional y perpendicular.
- Disminución de la velocidad de la corriente en la capa superficial de la columna de agua cuando el oleaje es codireccional. Aumento de la intensidad de la corriente en el fondo cuando la relación H/h es grande y reducción cuando el parámetro adimensional es pequeño.
- Aumento de la velocidad en la superficie cuando el oleaje es en oposición y perpendicular, unido a una disminución de la velocidad cerca del fondo.

Las razones principales por las que los modelos que se utilizan actualmente no simulan los efectos anteriores se pueden englobar en los siguientes hechos:

- La no consideración de la posible variación de la presión debido al movimiento oscilatorio con la profundidad.
- La no inclusión del efecto de la componente vertical de la velocidad.
- La no consideración de la variación de la superficie libre, ya que en este tipo de modelos solamente se resuelve el flujo en la zona más cercana al fondo, independientemente de lo que ocurra fuera de la capa límite del oleaje. Por esta razón tampoco consideran la posible variación de la componente oscilatoria de la presión con la profundidad.

Finalmente, reiterar el hecho de que la inclusión de los efectos asociados a la variación de la superficie libre genera, por lo general, mejoras en los perfiles

CAPÍTULO V

predichos, que son más notables en los casos en los que el oleaje y las corrientes fluyen en dirección contraria.

CAPÍTULO VI

EFFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE EN EL PERFIL VERTICAL DE LA CORRIENTE

VI.1 INTRODUCCIÓN

En el presente capítulo, se analiza la dependencia del perfil vertical de la corriente horizontal media con cada una de las variables adimensionales de las que depende la interacción ola- corriente. Para ello se hace uso del modelo 2DV descrito en el Capítulo II. Cabe señalar que dado que el objetivo concreto de este capítulo es el de analizar los efectos del oleaje en el perfil vertical de la corriente, el estudio se centra esencialmente en las características del flujo promediadas en un periodo del oleaje.

Para realizar el estudio indicado, en primer lugar hay que definir los parámetros adimensionales de los que depende la interacción ola- corriente. En concreto se analizan los efectos de los siguientes factores:

- Efecto de la variación de la altura de ola relativa a la profundidad media:
 H/h
- Efecto de la variación de la relación entre la velocidad media de la corriente y la velocidad orbital máxima justo encima de la capa límite del oleaje: U_c/U_b
- Efecto de la variación de la profundidad relativa: $k_w h$
- Efecto de la variación de la relación entre el factor de fricción del oleaje y el factor de fricción de la corriente pura : f_w/f_c
- Efecto de la variación del ángulo de incidencia del oleaje con respecto a la de la corriente: ϕ

VI.II EFECTO DE LA ALTURA DE OLA RELATIVA A LA PROFUNDIDAD

La relación entre la altura de ola y la profundidad media es un parámetro indicativo de la no linealidad del oleaje. Cuanto mayor es el valor de este parámetro mayor es la no linealidad, es decir, la hipótesis de pequeña amplitud del oleaje deja de ser válida. Para analizar cómo afecta este parámetro adimensional al perfil de la corriente, se han ejecutado una serie de casos en los que la única variable ha sido el parámetro H/h , manteniendo el resto de los parámetros de los que depende la interacción ola-corriente constantes, excepto el ángulo ϕ . La dependencia del perfil vertical de la corriente con cada variable adimensional se analiza para tres valores del ángulo ϕ , en concreto para $\phi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$.

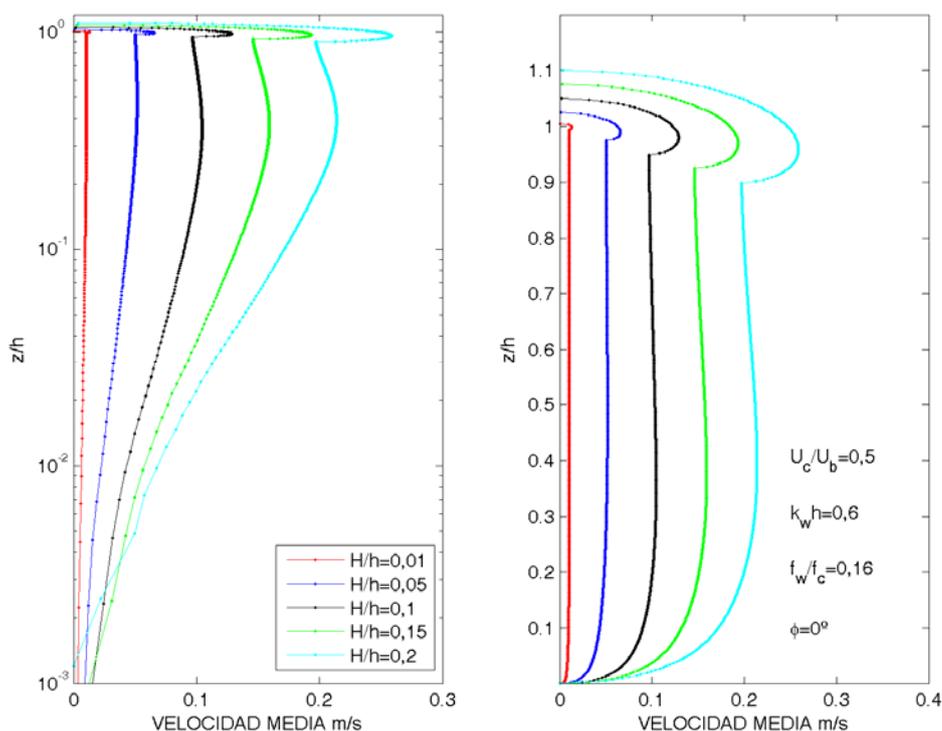


Figura 6.1 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional H/h . Oleaje y corriente codireccional.

Los resultados obtenidos indican que existe una gran dependencia entre el perfil vertical de la corriente y el parámetro H/h y que su efecto es muy diferente dependiendo del ángulo de incidencia entre el oleaje y la corriente. Por ejemplo, en

EFFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE
EN EL PERFIL VERTICAL DE LA CORRIENTE

la Figura 6.1 se muestran los perfiles verticales obtenidos para diferentes valores de H/h , para el caso de olas y corrientes codireccionales $\phi = 0^\circ$. Dada la importancia de los efectos cerca del fondo, se ha estimado oportuno presentar los perfiles tanto en escala logarítmica como en escala lineal.

Los perfiles obtenidos ponen de manifiesto que al aumentar la altura de ola, la velocidad promediada en vertical aumenta. Este hecho es debido que la velocidad orbital máxima es proporcional a la altura de ola, por lo que para mantener constante la relación U_c/U_b en todos los casos, la velocidad de la corriente promediada en vertical también debe aumentar con la altura de ola. Por otro lado, se aprecia que la velocidad debido al flujo de masa entre el seno y la cresta del oleaje aumenta, y también lo hace el espesor adimensional de la columna de agua en la que se produce este flujo.

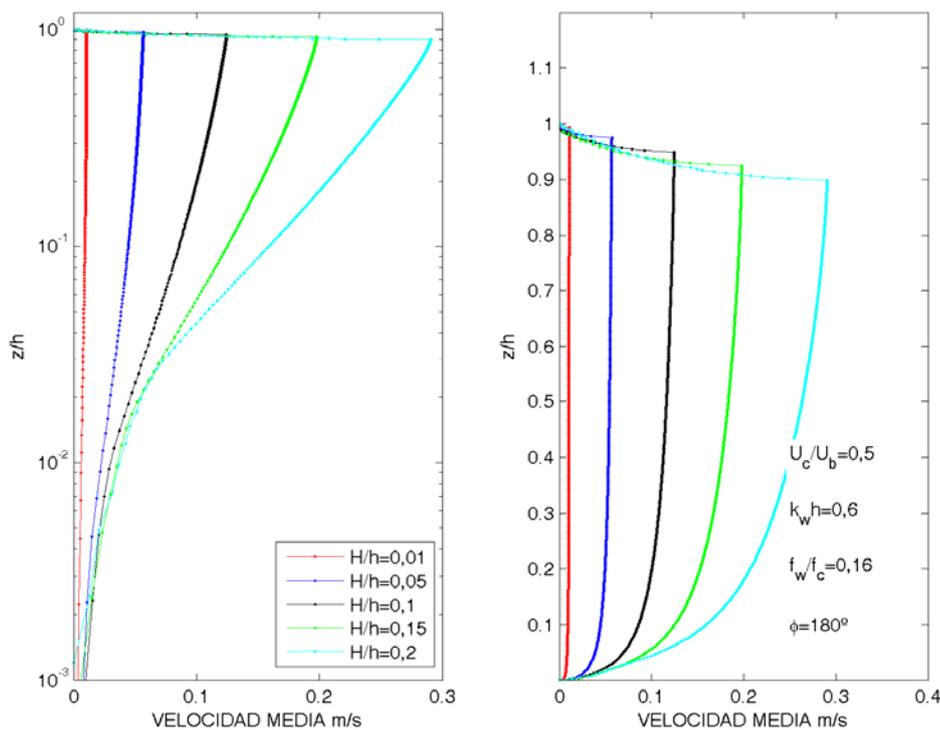


Figura 6.2 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional H/h . Oleaje y corriente en oposición.

Por debajo del seno del oleaje, se aprecia cierta reducción de la intensidad de la corriente que es mayor cuanto mayor es la altura de ola relativa a la profundidad media.

Cuando el oleaje y la corriente fluyen en oposición, ver Figura 6.2, ocurre lo contrario: entre la posición de la cresta y del seno del oleaje se detecta una importante reducción de la corriente, que en los casos en los que la relación H/h es mayor incluso se convierte en una corriente de signo opuesto. Esta reducción de la velocidad se debe, tal como se ha explicado anteriormente, al flujo de masa que supone el flujo oscilatorio entre el seno y la cresta del oleaje. Cabe destacar que este efecto superficial sólo puede ser simulado numéricamente con el uso de una coordenada tipo α o σ , que siga la evolución espacial y temporal de la superficie libre ó mediante modelos tipo “*Volumen Of Fluid Element, (VOF)*”. Hasta la actualidad este tipo de técnicas, no han sido aplicadas al estudio concreto del efecto de la interacción ola- corriente en el perfil de la corriente, por lo que este efecto superficial no se ha considerado en ninguna ocasión.

Al igual que en el caso anterior, cuanto mayor es la relación H/h mayor es el espesor adimensional en el que se produce esta reducción de la velocidad. Sin embargo, si en los casos en conjunción se identifica una importante reducción de la intensidad de la corriente justo por debajo de la posición del seno del oleaje, en los casos en oposición ocurre lo contrario, ya que el gradiente vertical de la velocidad en esta zona es positivo y aumenta con la relación H/h .

EFFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE
EN EL PERFIL VERTICAL DE LA CORRIENTE

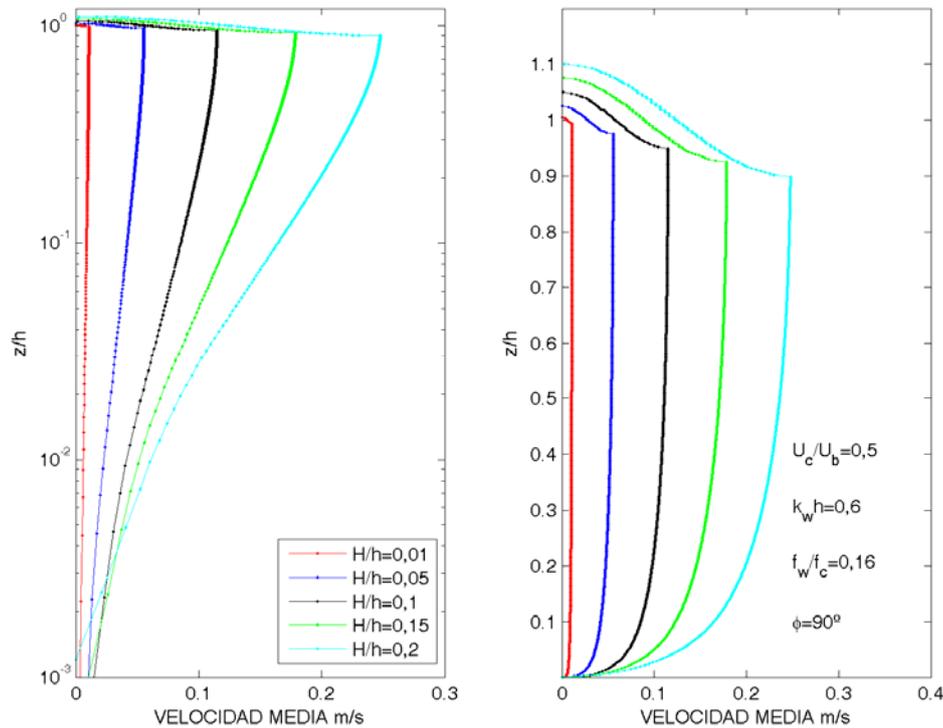


Figura 6.3 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional H/h . Oleaje y corriente perpendiculares.

Cuando el oleaje y la corriente son perpendiculares, el efecto en la corriente promediada en un periodo del oleaje es un efecto intermedio a los descritos anteriormente. Tal como se muestra en la Figura 6.3, cerca del fondo el comportamiento es muy similar a los observados en los casos en conjunción, mientras que cerca de la superficie de la columna de agua, el comportamiento es más similar al observado en los casos en oposición, siendo los efectos de menor intensidad. Por ejemplo, cerca de la superficie, la reducción de la intensidad del flujo es menor y también lo es la intensificación que se pone de manifiesto justo debajo de la posición del seno de la onda.

Comparando las figuras presentadas, se observa que cerca del fondo el gradiente vertical de la velocidad es menor en los casos en los que ambos flujos fluyen en oposición, es decir, la rugosidad aparente del lecho es mayor. Con objeto de obtener la rugosidad aparente del lecho se ha ajustado cada uno de los perfiles a un perfil logarítmico, obteniendo de esta forma la elevación z a la que la velocidad de la

corriente se anula. A modo de ejemplo se muestra el ajuste realizado para el caso concreto en el que H/h es igual a 0,1. Obsérvese que el ajuste se realiza sólo en la zona en la que el perfil sigue un perfil logarítmico, es decir, en la zona central de la columna de agua ya que en la superficie y en el fondo el perfil deja de ser logarítmico por los efectos de la interacción ola-corriente, ver Figura 6.4. Ya que los flujos de interés corresponden a flujos turbulentos, se puede asumir que la rugosidad aparente del lecho es 30 veces la elevación z_a .

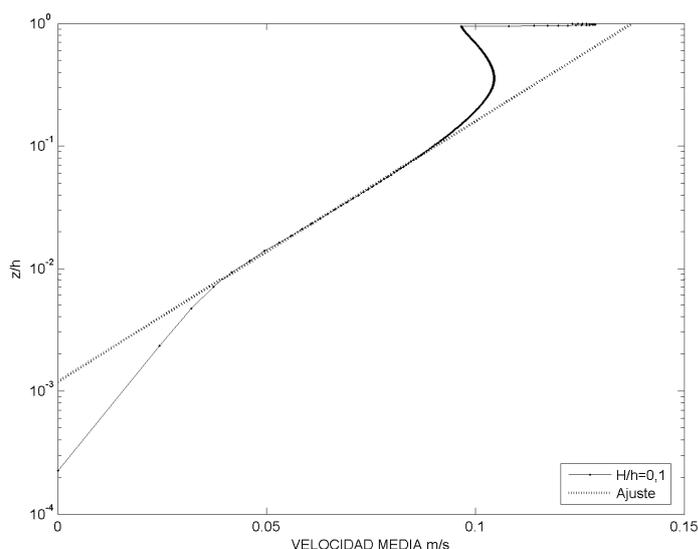


Figura 6.4 Ajuste logarítmico del perfil de la corriente media. $H/h=0,1$. Oleaje y corriente codireccional.

Este procedimiento se ha repetido para todos los perfiles, obteniendo de esta forma la relación entre el parámetro adimensional H/h y k_a/k_s . En la Figura 6.5 se muestra dicha dependencia. Se observa que cuando el oleaje y la corriente fluyen perpendiculares o en conjunción, la rugosidad aparente aumenta con la relación H/h . Cuando H/h alcanza un valor en torno a 0,02 se obtiene en ambos casos el máximo valor de la rugosidad aparente. A partir de este punto, la rugosidad aparente decrece exponencialmente con la altura de ola relativa tendiendo a un valor asintótico de 1. Para el caso de olas y corrientes en oposición se observa que la rugosidad aparente decrece exponencialmente con el aumento de la relación H/h . Las rugosidades obtenidas para los casos en oposición son superiores a los obtenidos para $\phi=0^\circ$ y $\phi=90^\circ$.

EFFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE
EN EL PERFIL VERTICAL DE LA CORRIENTE

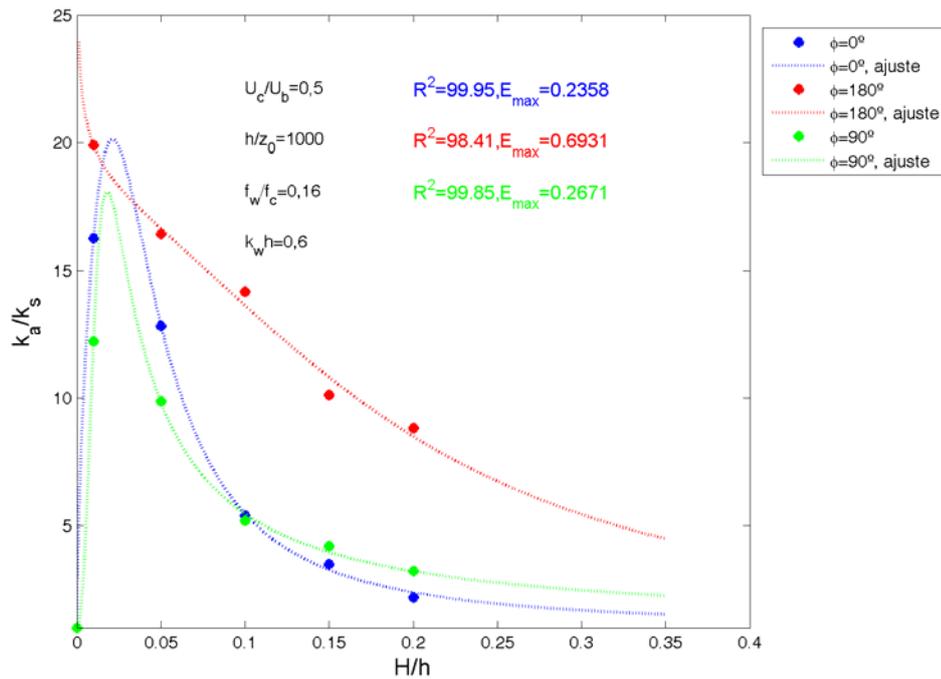


Figura 6.5 Ajuste de la relación entre la rugosidad aparente adimensional y H/h .

La dependencia entre la rugosidad aparente adimensional del lecho y la altura de ola adimensional, se puede representar mediante una curva dada por la ecuación:

$$\frac{z_a}{z_0} = 1 + A_1 \left(\frac{\left(\frac{H}{h} \right)^{B_1}}{\left(\frac{H}{h} \right)^{D_1} + C_1} \right) \quad (VI.1)$$

Donde A_1 , B_1 , C_1 , D_1 representan coeficientes de ajuste.

	A_1	B_1	C_1	D_1	R^2	Error máximo
$\phi=0^\circ$	0,0819	0,6258	0,0003	2,3899	0,9995	0,2358
$\phi=180^\circ$	0,4995	-0,0834	0,0387	2,0376	0,9841	0,6931
$\phi=90^\circ$	0,4351	2,1662	0	3,1766	0,9985	0,2671

Tabla 6.1 Dependencia del aumento de la rugosidad aparente con el parámetro H/h .

Los ajustes realizados para cada ángulo ϕ considerado se muestran en la misma Figura 6.5. La ecuación planteada es muy adecuada para representar la dependencia observada, siendo el coeficiente de determinación mínimo obtenido del 98,4 %. Los valores de los coeficientes de ajuste se han presentado en la Tabla 6.1.

VI.III EFECTO DEL REGIMEN DE CORRIENTE

Un parámetro característico de los flujos combinados ola- corriente es el régimen de corriente, parámetro que corresponde a la relación entre la intensidad de la corriente y la máxima velocidad orbital justo encima de la capa límite del oleaje: $\frac{U_c}{U_b}$.

En este caso, el valor de la intensidad máxima de la velocidad orbital ha sido calculado mediante la teoría lineal, a partir de la relación:

$$U_b = \frac{H}{T_r \sinh(k_w h)} \quad (\text{VI.2})$$

El régimen de corriente es indicativo de la energía de la corriente relativa a la energía del oleaje: cuando tiende a 1 la corriente prevalece frente al oleaje, mientras que cuando tiende a 0 el oleaje es mucho más energético que la corriente. Por lo tanto, es de esperar que variaciones en este parámetro adimensional supongan importantes modificaciones en los efectos de la interacción ola- corriente.

En efecto, cuando el oleaje y la corriente son codireccionales un aumento de la relación U_c/U_b implica, tal como se muestra en la Figura 6.6, que la velocidad de la corriente entre la posición de la cresta y del seno del oleaje, en vez de aumentar disminuya, es decir, para regimenes de corrientes fuertes la velocidad por encima del seno del oleaje decrece, mientras que para corrientes débiles se observa una intensificación. Más aún, cuando la relación U_c/U_b es pequeña (régimen de corrientes débil), justo debajo de la posición del seno del oleaje, se produce una

reducción de la intensidad de la corriente, que se hace menos notable cuanto mayor es la relación U_c/U_b .

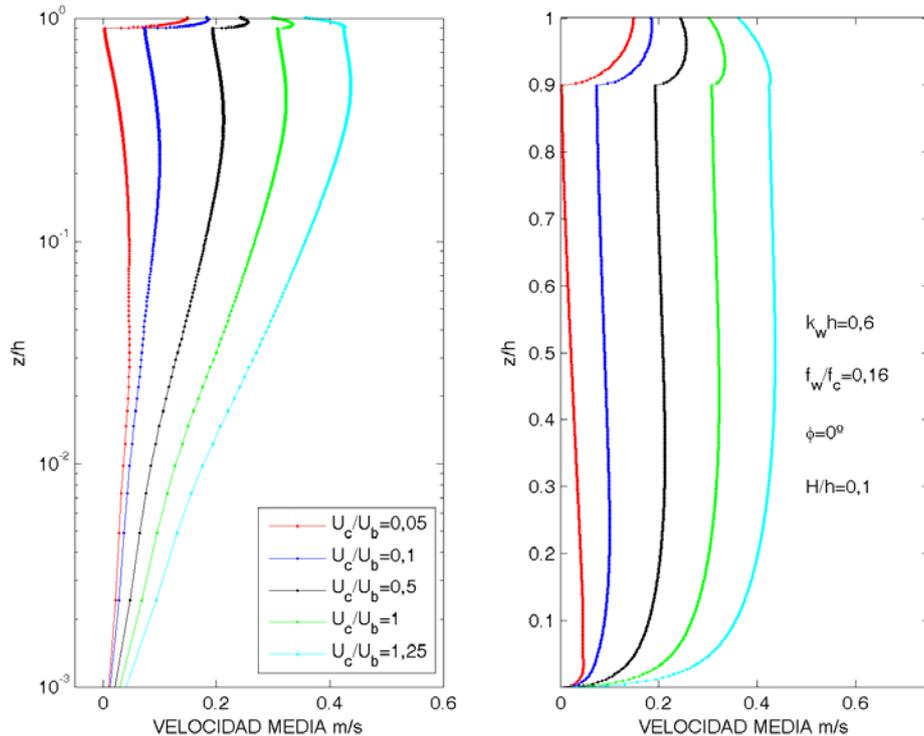


Figura 6.6 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional U_c/U_b . Oleaje y corriente codireccional.

Cuando el oleaje es en oposición (Figura 6.7), la tendencia es totalmente diferente: mientras que por encima del seno del oleaje siempre se observa una reducción de la intensidad de la corriente, por debajo del seno de la onda no se detecta ninguna reducción de la misma. Los perfiles obtenidos para el caso perpendicular muestran una tendencia similar cuando el oleaje es en oposición a la corriente (Figura 6.8), siendo los efectos de la interacción ola- corriente más intensos en este último caso.

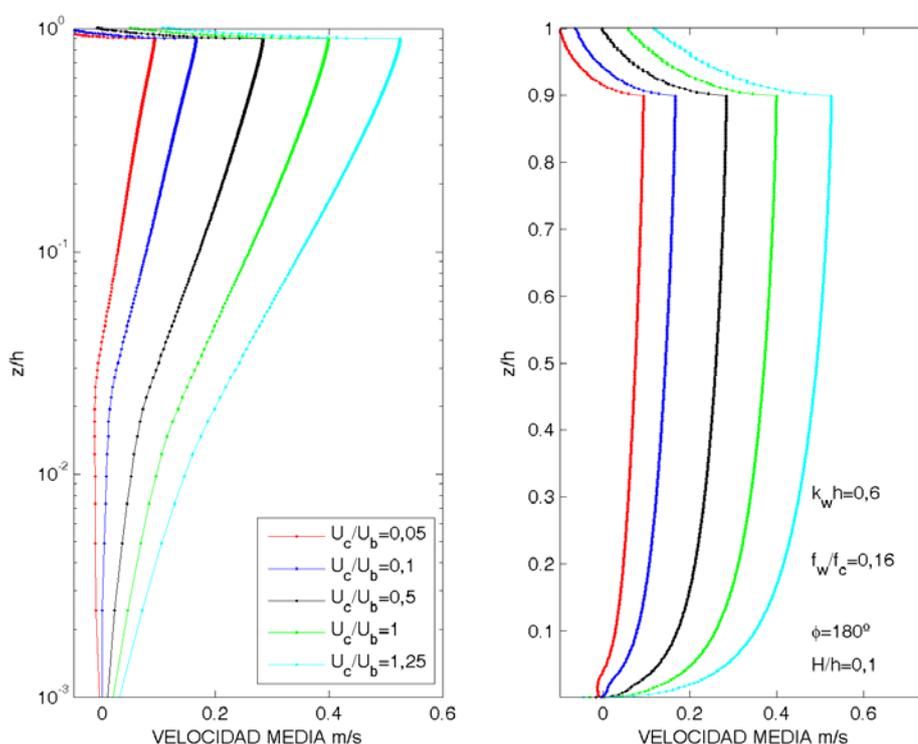


Figura 6.7 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional U_c/U_b . Oleaje y corriente en oposición.

En cuanto a la rugosidad aparente y su relación con el régimen de corriente, esta es muy diferente para los distintos ángulos ϕ . Tal como se muestra en la Figura 6.9, cuando el oleaje y la corriente fluyen en el mismo sentido y dirección, la variabilidad de la rugosidad aparente adimensional con el parámetro U_c/U_b es pequeña, aunque se observa que existe una tendencia al aumento de la rugosidad hasta que el régimen de corriente adquiere un valor de $U_c/U_b = 0,4$. A partir de este valor la tendencia se invierte.

Cuando la dirección entre el oleaje y la corriente es de 180° , la dependencia del parámetro k_d/k_s con el régimen de corriente es elevada, observándose un decrecimiento exponencial del parámetro analizado con el aumento del régimen de corriente.

EFFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE
EN EL PERFIL VERTICAL DE LA CORRIENTE

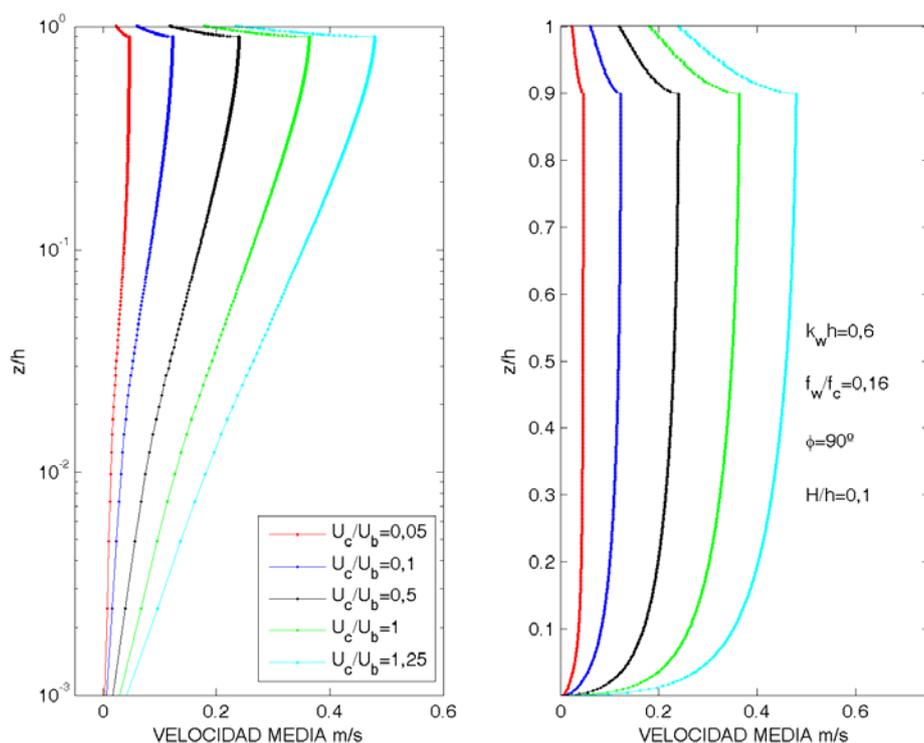


Figura 6.8 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional U_c/U_b . Oleaje y corriente perpendiculares.

Para olas y corrientes perpendiculares, la dependencia obtenida sigue un patrón intermedio a los anteriormente comentados. Para corrientes débiles un aumento del régimen de corriente implica un aumento de la rugosidad aparente, hasta llegar a un valor máximo cuando $U_c/U_b = 0,1$. A partir de este punto la rugosidad aparente decae exponencialmente con el aumento de la intensidad de la corriente.

De forma análoga al procedimiento seguido en el apartado anterior, las curvas obtenidas y que muestran la relación entre los parámetros adimensionales k_a/k_s y U_c/U_b , han sido ajustadas mediante la expresión (VI.1), obteniéndose un buen grado de aproximación en todos los casos, excepto para el caso en el que $\phi=0^\circ$, ya que se obtiene un coeficiente de determinación del 45%. En la Tabla 6.2 se detallan los coeficientes de ajuste, así como la bondad del ajuste realizado.

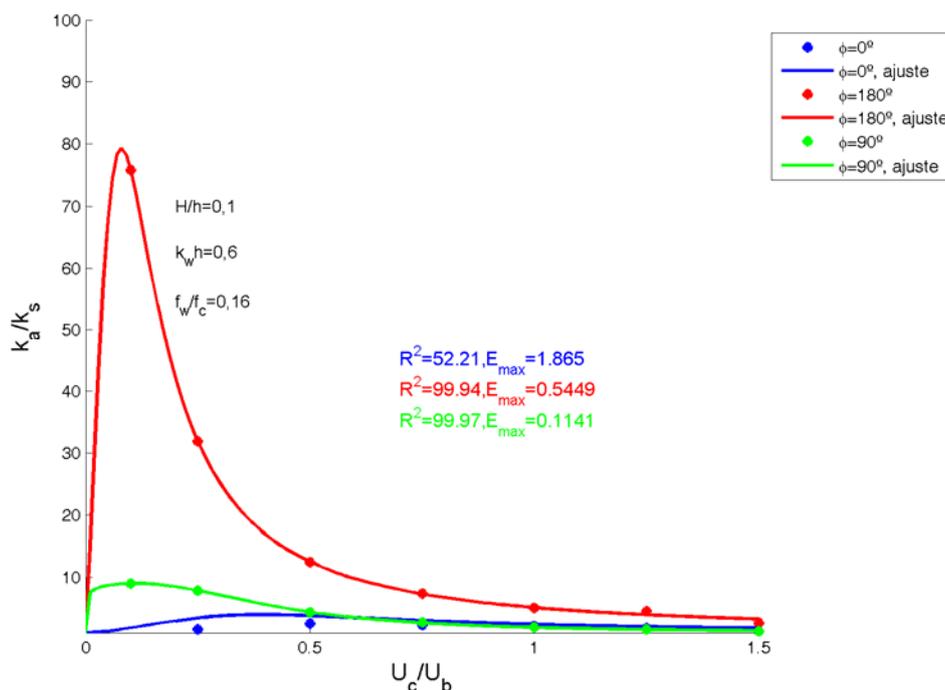


Figura 6.9 Ajuste de la relación entre la rugosidad aparente adimensional y U_c/U_b .

	A_1	B_1	C_1	D_1	R^2	Error máximo
$\phi=0^\circ$	1,4451	1,4165	0,069	2,9661	0,5221	1,865
$\phi=180^\circ$	4,0694	1,0889	0,0019	2,6008	0,9994	0,5449
$\phi=90^\circ$	0,9331	0,0981	0,0906	2,5525	0,9997	0,1141

Tabla 6.2 Dependencia del aumento de la rugosidad aparente con el parámetro U_c/U_b .

VI.IV EFECTO DE LA PROFUNDIDAD RELATIVA

La profundidad relativa, definida como el producto entre el número de onda y la profundidad media de la columna de agua, es indicativa de si el oleaje se propaga en profundidades indefinidas, intermedias o en aguas someras. En la Tabla 6.3 se indican los valores de la profundidad relativa en la que se considera cada uno de estos regimenes.

EFFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE
EN EL PERFIL VERTICAL DE LA CORRIENTE

$k_w h > \pi$	Aguas profundas
$\frac{\pi}{10} < k_w h < \pi$	Aguas intermedias
$k_w h < \frac{\pi}{10}$	Aguas someras

Tabla 6.3 Régimen de onda en función de la profundidad relativa.

Tal como indica la teoría lineal, la profundidad relativa afecta al comportamiento de todas las propiedades del oleaje. Por ejemplo, en una onda larga, es decir, en una onda propagándose en aguas someras la presión puede considerarse hidrostática, mientras que en profundidades indefinidas la parte dinámica de la presión puede tener un gran efecto. Por otro lado, en profundidades someras la velocidad orbital puede considerarse independiente de la profundidad. Por contra, para una onda en profundidades indefinidas la velocidad orbital de las partículas es altamente dependiente de la profundidad. Asimismo, la profundidad relativa también afecta a la velocidad de fase de la onda.

Con objeto de analizar la dependencia del perfil vertical de la corriente con la profundidad relativa, se han ejecutado una serie de casos en los que se han mantenido constantes todos los parámetros adimensionales de los que depende la interacción ola- corriente, excepto la profundidad relativa y el ángulo ϕ . Los resultados obtenidos muestran que la forma del perfil es muy dependiente de la profundidad relativa del oleaje.

Los valores de $k_w h$ mayores a 0,31415 corresponden a oleaje en profundidades intermedias, mientras que valores menores corresponden a profundidades reducidas o aguas someras. Obsérvese en la Figura 6.10 (oleaje en conjunción) que para los oleajes que se caracterizan por mayores profundidades relativas, la reducción de la velocidad por debajo del seno de la onda es muy notable. Además, esta disminución de la intensidad viene acompañada por un destacado aumento del flujo cerca del fondo. En estos casos se observa un patrón inverso al esperado cerca del fondo (en

vez de un aumento de la rugosidad aparente se obtiene una reducción de este parámetro).

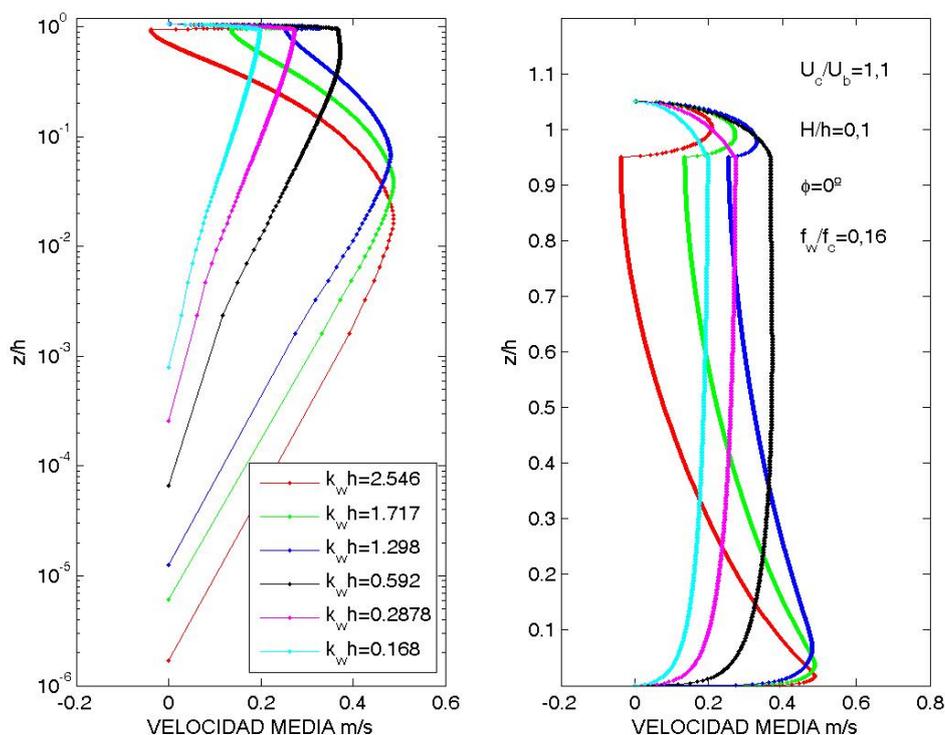


Figura 6.10 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional $k_w h$. Oleaje y corriente en conjunción.

A medida que disminuye el parámetro $k_w h$, la reducción de la velocidad por debajo del seno del oleaje se hace menos notable, no habiendo reducción alguna en el límite de aguas someras. En cuanto a la intensificación del flujo cerca del fondo, esta sólo se produce cuando $k_w h$ es mayor a 1,29, es decir, en profundidades intermedias. En cuanto al flujo es superficie, cuanto mayor es la profundidad relativa, mayor es la intensificación del flujo que se produce entre el nivel del seno y de la cresta del oleaje y decrece con la disminución del parámetro $k_w h$.

Cuando el oleaje y la corriente son en oposición, Figura 6.11, se observa que en el caso caracterizado por el mayor valor del parámetro $k_w h$, se produce una fuerte reducción de la velocidad cerca del fondo y una notable intensificación por debajo de la posición del seno del oleaje. A medida que aumenta el parámetro $k_w h$, la velocidad de la corriente aumenta a lo largo de toda la columna de agua, la reducción del flujo

EFFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE
EN EL PERFIL VERTICAL DE LA CORRIENTE

cerca del fondo es menor y la intensificación en la zona superior desaparece, observándose una importante reducción en esta zona. Para el caso concreto en el que $k_w h = 1,28$ se obtiene una intensificación del flujo en la zona baja de la columna de agua y una reducción en la zona intermedia y alta de la columna de agua. A medida que aumenta el parámetro $k_w h$, la velocidad de la corriente vuelve a disminuir, y se observa que cerca del fondo la intensidad de la corriente se reduce en gran medida.

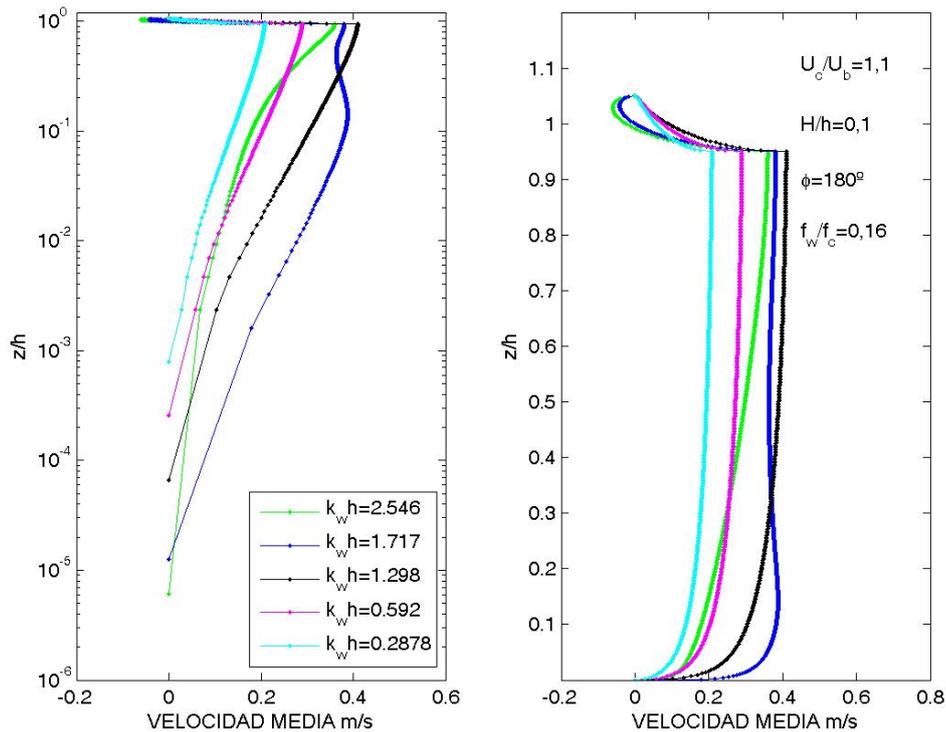


Figura 6.11 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional $k_w h$. Oleaje y corriente en oposición.

En la Figura 6.12 se muestran los perfiles obtenidos para los casos de olas y corrientes perpendiculares. Observamos claramente que en profundidades intermedias, a medida que disminuye el parámetro $k_w h$ la velocidad de la corriente disminuye. Sin embargo, a partir de $k_w h = 0,592$ ocurre lo contrario.

Tras calcular la rugosidad aparente en cada uno de los casos ejecutado, se ha elaborado la Figura 6.13, en la que se representa la relación entre la rugosidad aparente del lecho en función de la profundidad relativa para los tres ángulos ϕ considerados.

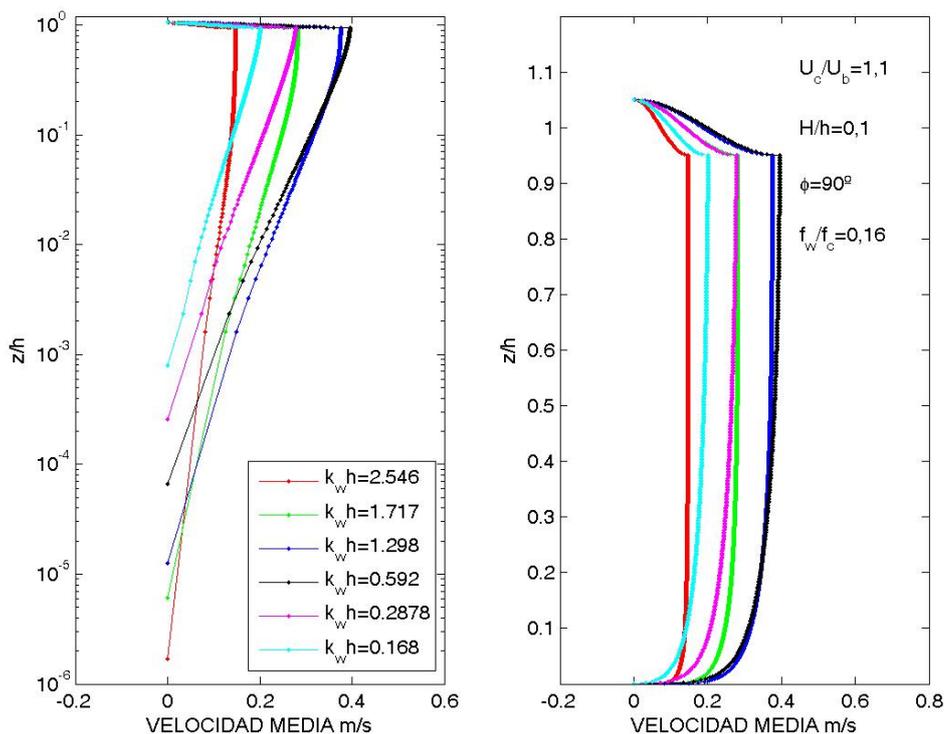


Figura 6.12 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional kh . Oleaje y corriente perpendiculares.

La figura indica que con oleajes en conjunción la rugosidad aparente adimensional aumenta con el aumento de $k_w h$, hasta alcanzar el máximo valor con $k_w h$ igual a 0,6. A partir de este punto el aumento de $k_w h$ supone una reducción de la rugosidad. Para los casos perpendiculares ocurre algo similar, pero con el máximo desplazado hacia valores de $k_w h$ mayores. Por último, con los casos en oposición se observa que en general un aumento de $k_w h$ implica un aumento de la rugosidad, aunque cuando $k_w h = 1,3$ se observa un punto que se desvía de esta tendencia. Este punto corresponde al caso en el que se obtiene un aumento del flujo cerca del fondo.

EFFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE
EN EL PERFIL VERTICAL DE LA CORRIENTE

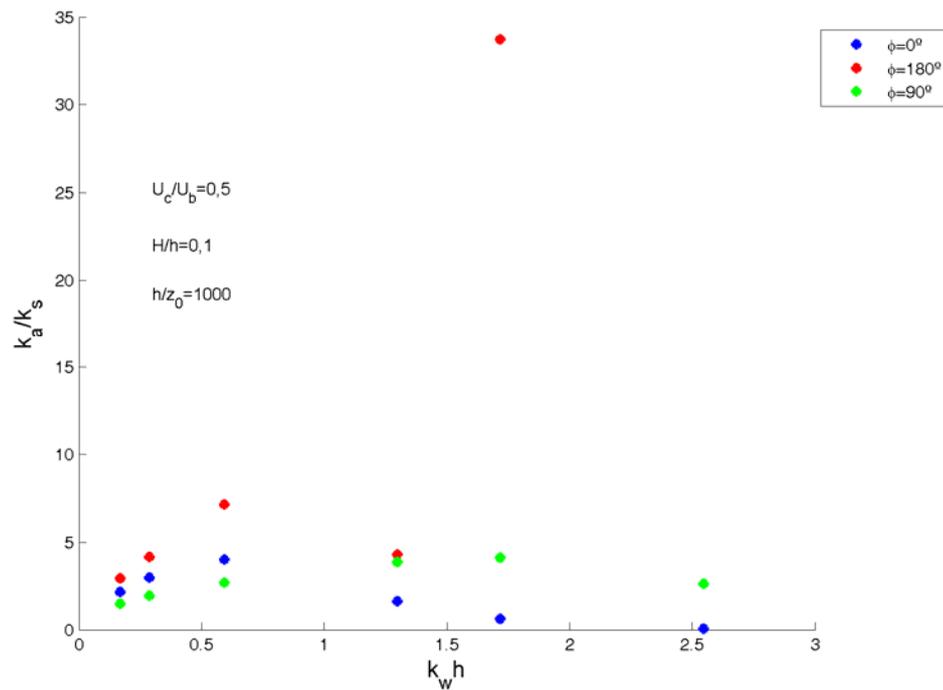


Figura 6.13 Relación entre la rugosidad aparente adimensional y $k_w h$.

VI.V EFECTO DE LA VARIACIÓN DE LA RELACIÓN ENTRE EL FACTOR DE FRICCIÓN DEL OLEAJE Y EL FACTOR DE FRICCIÓN DE LA CORRIENTE PURA

La relación entre el factor de fricción del oleaje frente al factor de fricción de la corriente es un parámetro indicativo de la resistencia que supone el fondo frente a cada uno de los flujos. El cálculo del factor de fricción del oleaje se ha realizado en función de la relación propuesta por Soulsby (1997), y que viene dada por la expresión:

$$f_w = 1.39 \left(\frac{A_b}{z_0} \right)^{-0.52} \quad (\text{VI.3})$$

Obsérvese que el factor de fricción del oleaje depende de la amplitud orbital relativa a la rugosidad de Nikuradse, de forma que el factor de fricción disminuye

exponencialmente con el aumento de este parámetro. Para el cálculo del factor de fricción de la corriente, se ha utilizado el coeficiente de Chezy (C):

$$f_c = \frac{8g}{C^2}$$

$$C = 18 \log \left(\frac{12h}{k_s} \right) \quad (\text{VI.4})$$

Obsérvese que la relación entre los dos factores de fricción incluye los efectos de los parámetros adimensionales h/k_s y A_b/k_s .

En la Figura 6.14 se muestran los perfiles verticales de la corriente para diferentes valores del parámetro f_w/f_c , para el caso de olas y corrientes en conjunción. Como era de esperar a medida que aumenta el parámetro f_w/f_c se aprecia una reducción de la velocidad de la corriente cerca del fondo acompañada por un aumento de la corriente en la zona central y superior de la columna de agua.

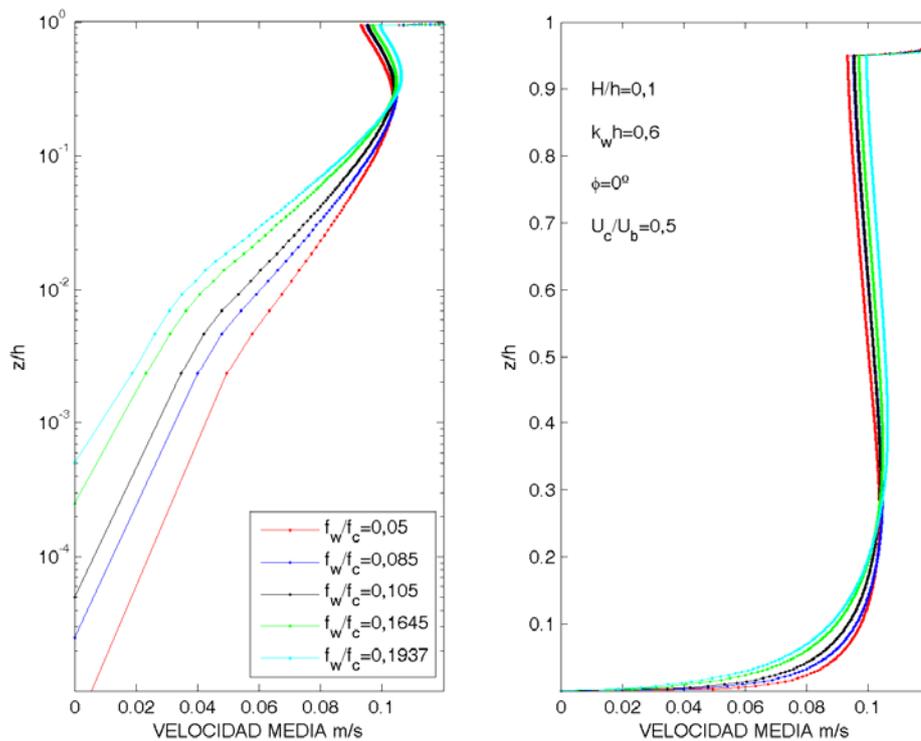


Figura 6.14 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional f_w/f_c . Oleaje y corriente en conjunción.

EFFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE
EN EL PERFIL VERTICAL DE LA CORRIENTE

Para los casos en oposición y perpendiculares (Figura 6.15 y Figura 6.16) también se observa este hecho. La única diferencia para los distintos ángulos ϕ corresponde a la magnitud de la reducción de la velocidad cerca del fondo, y sobre todo al comportamiento del flujo en la zona comprendida entre el seno y la cresta del oleaje. Cuando el oleaje y la corriente fluyen en conjunción, en esta zona superior de la columna de agua se observa una intensificación de la corriente, mientras que en los casos en oposición y perpendiculares se produce el fenómeno contrario, siendo más intenso para los casos en oposición.

Con respecto a la rugosidad aparente del lecho, su relación con el parámetro f_w/f_c se representa en la Figura 6.17. En todas las situaciones con diferentes ángulos ϕ se obtiene una tendencia similar, diferenciándose esencialmente en la magnitud de la rugosidad aparente.

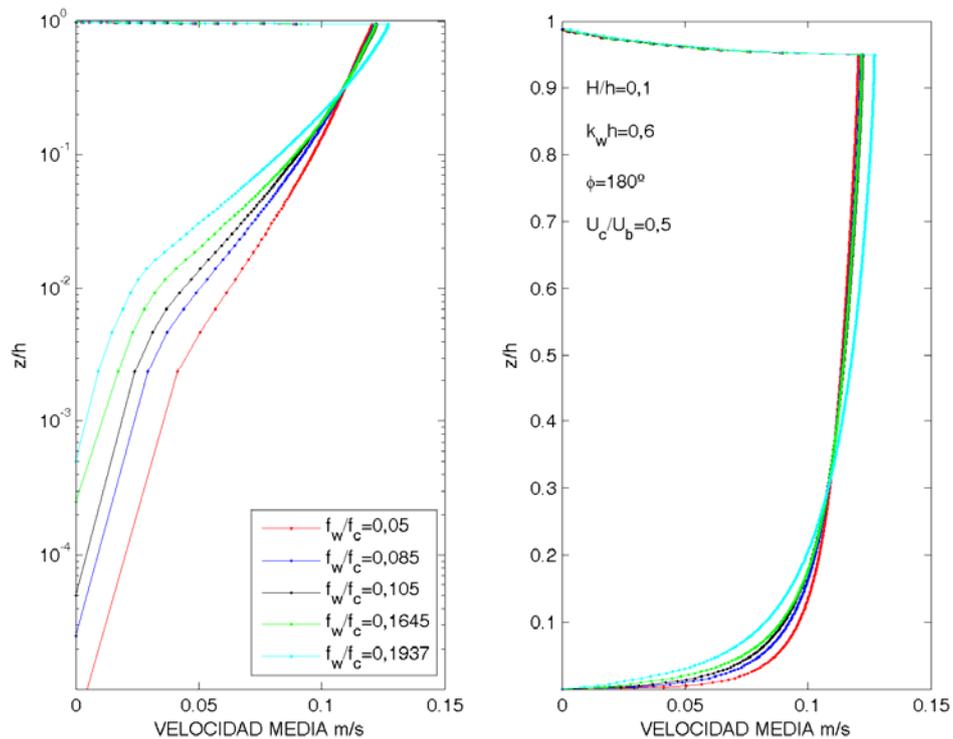


Figura 6.15 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional f_w/f_c . Oleaje y corriente en oposición.

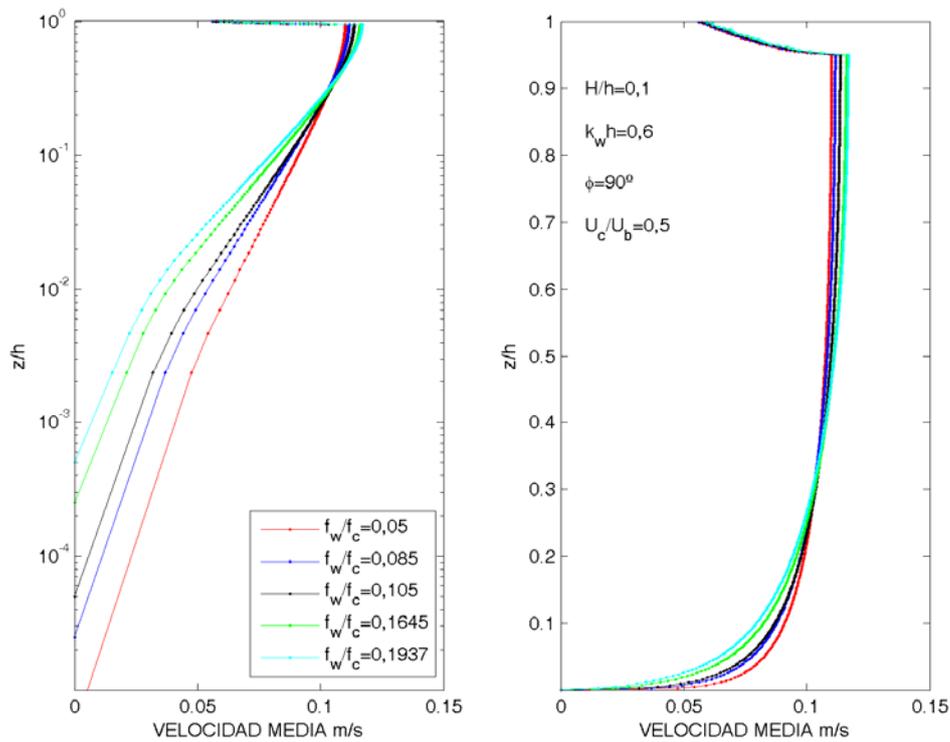


Figura 6.16 Perfil de la corriente media en función del parámetro adimensional f_w/f_c . Oleaje y corriente perpendiculares.

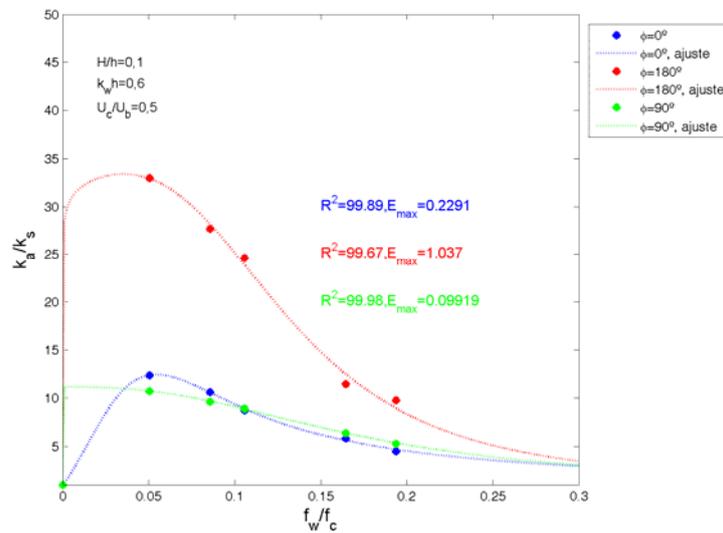


Figura 6.17 Ajuste de la relación entre la rugosidad aparente adimensional y f_w/f_c .

Cuando la relación f_w/f_c es menor que 0,05 un aumento del parámetro indicado implica un aumento de la rugosidad aparente. A partir de este punto, en el que se obtiene el máximo aumento de la rugosidad, la tendencia se invierte apreciándose

EFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE
EN EL PERFIL VERTICAL DE LA CORRIENTE

una disminución exponencial con el aumento de f_w/f_c . Otra vez las curvas obtenidas pueden representarse adecuadamente con la relación VI.1. En la Tabla 6.4 se indican los coeficientes de ajuste y el valor del coeficiente de determinación.

	A ₁	B ₁	C ₁	D ₁	R ²	Error máximo
$\phi=0^\circ$	0,3176	1,1644	0,0005	2,6822	0,9989	0,2291
$\phi=180^\circ$	0,062	0,0499	0,0016	3,1591	0,9967	1,037
$\phi=90^\circ$	0,1257	0	0,0124	2,5029	0,9998	0,099

Tabla 6.4 Dependencia del aumento de la rugosidad aparente con el parámetro f_w/f_c .

VI.VI COMPARACIÓN CON LAS PREDICCIONES DE OTROS MODELOS DE CAPA LÍMITE

A continuación se realiza un análisis comparativo de la rugosidad aparente predicha por distintos modelos de capa límite y se comparan con los resultados obtenidos a partir del modelo 2DV desarrollado. En concreto se han considerado los modelos de Grant y Madsen (1979), el modelo de Fredsøe (1984) y el modelo de Davies, *et al.* (1988), utilizando para su evaluación la parametrización propuesta por Soulsby, *et al.* (1993).

Soulsby, *et al.* (1993) realizaron un estudio comparativo de los modelos más utilizados para describir la interacción oleaje- corriente. Los autores observaron la gran similitud entre las predicciones de los modelos estudiados (Davies, *et al.* (1988), Huynh- Thanh y Temperville (1991), Grant y Madsen (1979), Myrhaug y Slaattelid (1990) y Fredsøe (1984)).

En base a este estudio, Soulsby, *et al.* (1993) presentaron una serie de expresiones ajustadas (mediante 26 coeficientes de ajuste) para cuatro de los modelos analizados,

entre ellos el modelo de Grant y Madsen (1979), el de Fredsøe (1984) y el de Davies, *et al.* (1988). En el presente estudio se utilizan dichas expresiones ajustadas ya que simplifica mucho la utilización de modelos. Las expresiones que Soulsby, *et. al* (1993) proponen son las siguientes:

$$\langle |\tau_{b,wc}| \rangle = Y_s (|\tau_{b,c}| + |\tau_{b,max}|) \quad (VI.5)$$

$$Y = X_s \left[1 + b_s X_s^{p_s} (1 - X_s)^{q_s} \right] \quad (VI.6)$$

$$X_s = \frac{|\tau_{b,c}|}{|\tau_{b,c}| + |\tau_{b,max}|} \quad (VI.7)$$

Donde:

$$\tau_{b,c} = \frac{1}{8} \rho f_c U |U| \quad (VI.8)$$

$$\tau_{b,max} = \frac{1}{2} \rho f_w U_b |U_b| \quad (VI.9)$$

La velocidad orbital máxima justo encima de la capa límite del oleaje es calculada a partir de la teoría lineal. En cuanto a los coeficientes b_s , p_s y q_s las expresiones que permiten obtener su valor son los siguientes:

$$q_s = (q1 + q2 |\cos \phi|^j) + (q3 + q4 |\cos \phi|^{j_s}) \log_{10} (f_w / C_{Ds}) \quad (VI.10)$$

$$p_s = (p1 + p2 |\cos \phi|^j) + (p3 + p4 |\cos \phi|^{j_s}) \log_{10} (f_w / C_{Ds}) \quad (VI.11)$$

$$b = (b1 + b2 |\cos \phi|^j) + (b3 + b4 |\cos \phi|^{j_s}) \log_{10} (f_w / C_{Ds}) \quad (VI.12)$$

Donde C_{Ds} es el coeficiente de arrastre para la corriente pura y es función de la profundidad relativa:

EFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE
EN EL PERFIL VERTICAL DE LA CORRIENTE

$$C_{Ds} = \left[\frac{0.40}{\ln(h/z_0) - 1} \right]^2 \quad (VI.13)$$

Obsérvese que los coeficientes b_s , p_s y q_s también dependen del factor de fricción del oleaje. El valor de este parámetro debe calcularse mediante la interpolación en la siguiente Tabla 6.5:

A/z_0	10^5	10^4	10^3	10^2
f_w (Grant y Madsen, 1979)	0,0069	0,0135	0,0316	0,1057
f_w (Fredsoe, 1984)	0,0056	0,0102	0,0221	0,0592
f_w (Davies et al, 1988)	0,00661	0,012	0,0209	0,0701

Tabla 6.5 Coeficientes de las curvas de ajuste propuestas por Soulsby para el modelo de Fredsøe (1984).

Los valores de los coeficientes de ajuste para el modelo considerado se muestran en la siguiente Tabla 6.6:

	b1	b2	b3	b4	p1	p2	p3	p4
F	0,40	0,55	-0,1	-0,14	-0,77	0,10	0,27	0,14
GM	0,73	0,4	-0,23	-0,24	-0,68	0,13	0,24	-0,07
D	0,22	0,73	-0,05	-0,35	-0,86	0,26	0,34	-0,07

	q1	q2	q3	q4	j_s
F	0,91	0,25	0,50	0,45	3,0
GM	1,04	-0,56	0,34	-0,27	0,5
D	-0,89	2,33	2,6	-2,5	2,7

Tabla 6.6 Coeficientes de las curvas de ajuste propuestas por Soulsby para el modelo de Fredsøe (1984) (F), Grant y Madsen (1979) (GM) y de Davies, et al. (1988), (D).

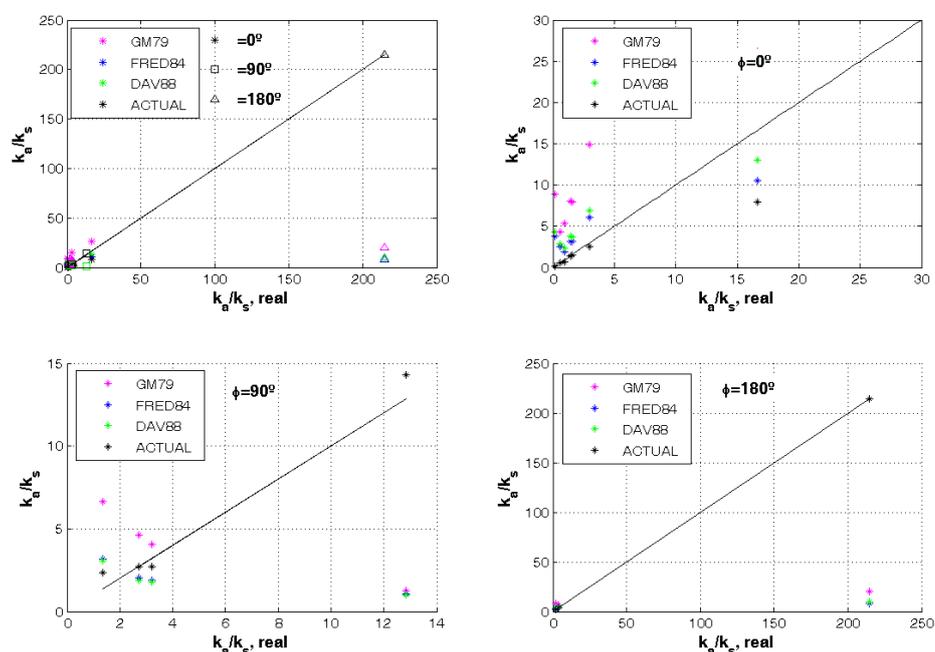


Figura 6.18 Comparación entre la rugosidad aparente adimensional predicha mediante otros modelos existentes dentro del estado del conocimiento y el desarrollado en la presente tesis doctoral.

En la Figura 6.18, se ha representado la rugosidad aparente calculada a partir de los ensayos presentados en el capítulo V frente a las estimaciones predichas mediante los modelos anteriormente y mediante el modelo desarrollado en la presente Tesis Doctoral. En la primera gráfica se han representado todos los datos disponibles, mientras que en las restantes se han separado los datos dependiendo del ángulo de propagación del oleaje con respecto a la corriente. En cada una de las gráficas se han representado en color magenta las predicciones del modelo de Grant y Madsen (1979), en azul los de Fredsøe (1984), en verde los de Davies, *et al.* (1988) y en negro los predicho mediante el modelo presentado en la Tesis.

Como puede apreciarse en las figuras las rugosidades aparentes predichas mediante el modelo desarrollado en la presente Tesis son las que mejor se ajustan a las obtenidas en los ensayos físicos. Por otro lado, cabe destacar que por lo general

cuando el oleaje y la corriente fluyen en conjunción, la estimación de la rugosidad aparente es mayor en el resto de los modelos y sobre todo en el de Grant y Madsen (1979). La sobreestimación de la rugosidad aparente dada por el modelo de Grant y Madsen (1979) ya ha sido constatada por otros autores, dentro de los que cabe destacar a Christoffersen y Jonsson (1985), quienes achacan esta sobreestimación a la definición del espesor de la capa límite y a la velocidad de fricción ola- corriente. En este modelo el grado de turbulencia se considera igual al máximo grado de turbulencia a lo largo de un periodo del oleaje, que se asume constante a lo largo de este periodo que caracteriza el movimiento oscilatorio.

Con respecto a los modelos de Fredsøe (1984) y Davies, *et al.* (1988), por lo general, también predicen mayores aumentos de la rugosidad aparente, pero la diferencia observada es notablemente menor. Cuando el oleaje y la corriente son en conjunción, los dos modelos sobrestiman ligeramente la rugosidad aparente, mientras que cuando son en oposición lo subestiman. Este hecho es debido a que estos dos modelos no son capaces de diferenciar los casos en oposición y los casos en conjunción, ya que en sus modelos no se incluyen los efectos de los términos advectivos verticales, que son los términos que marcan esta diferencia (Kim, *et al* 2001). Obsérvese que las predicciones obtenidas para los casos perpendiculares mediante estos dos modelos y el modelo desarrollado son muy similares.

VI.VII MODELADO DEL PERFIL VERTICAL DE LA CORRIENTE EN LOS FLUJOS COMBINADOS

En este apartado se desarrolla un modelo teórico para la predicción del perfil vertical de la corriente pura. Este modelo está basado en la publicación de You (1996), quien propone un modelo semi- empírico para la predicción del perfil vertical de la corriente en flujos combinados. La diferencia esencial entre el modelo que se plantea a continuación y el modelo de You (1996) radica en la definición de las tensiones que surgen como fruto de la interacción no lineal ola- corriente y en la definición de la viscosidad de remolino vertical. Tal como se mostrará, se obtiene una mejora en el

ajuste de los perfiles con el modelo que se desarrolla a continuación con respecto al modelo de You (1996).

Asumiendo que no existen variaciones del fondo y que la corriente es estacionaria y homogénea, las ecuaciones de momentum integradas en un periodo del oleaje para los flujos combinados ola- corriente son las siguientes:

$$\frac{\partial \left(\overline{u^2} + \overline{u_t'^2} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left(\overline{u\tilde{w}} + \overline{u_t'w_t'} \right)}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_c}{\partial x} \quad (\text{VI.14})$$

$$\frac{\partial \left(\overline{u\tilde{w}} + \overline{u_t'w_t'} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left(\overline{w^2} + \overline{w_t'^2} \right)}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_c}{\partial z} - g \quad (\text{VI.15})$$

Para la completa derivación de las ecuaciones véase You, *et al.* (1991). En base a la ecuación VI.15 la presión en cualquier punto de la columna de agua es:

$$-\frac{p_c}{\rho} = -\frac{\overline{p_0}}{\rho} + \overline{w^2} + \overline{w_t'^2} + gz + \frac{\partial}{\partial x} \int_0^z \left(\overline{u\tilde{w}} + \overline{u_t'w_t'} \right) dz \quad (\text{VI.16})$$

Donde $\overline{p_0}$ es la presión en el flujo promediado en el fondo y es igual a:

$$\overline{p_0} = \rho g (h + \overline{\eta}) \quad (\text{VI.17})$$

Diferenciando la ecuación VI.16 con respecto a x y despreciando los términos correspondientes a las derivadas de segundo orden se obtiene la siguiente expresión:

$$-\frac{\partial p_c}{\rho \partial x} = -g \frac{\partial \overline{\eta}}{\partial x} + \frac{\partial \left(\overline{w^2} + \overline{w_t'^2} \right)}{\partial x} \quad (\text{VI.18})$$

Combinando esta ecuación con la VI.15 se obtiene:

$$-\frac{\partial(\overline{\tilde{u}\tilde{w}} + \overline{u'_t w'_t})}{\partial z} = g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} + \frac{\partial \left\{ \left(\overline{\tilde{u}^2} - \overline{\tilde{w}^2} \right) + \left(\overline{u_t'^2} - \overline{w_t'^2} \right) \right\}}{\partial x} \quad (\text{VI.19})$$

Diversas mediciones en laboratorio (Sutherland y Battjes, 1995) han puesto de manifiesto que el término $\left(\overline{u_t'^2} - \overline{w_t'^2} \right)$ es despreciable frente a $\left(\overline{\tilde{u}^2} - \overline{\tilde{w}^2} \right)$. Con

respecto al término $\frac{\partial \left(\overline{\tilde{u}^2} - \overline{\tilde{w}^2} \right)}{\partial x}$, éste está relacionado con la atenuación que sufre el oleaje en el eje x. Ya que en el modelo numérico 2DV desarrollado no se considera esta atenuación, en este caso también se asume que no existe atenuación alguna del oleaje por lo que:

$$\frac{\partial \left(\overline{\tilde{u}^2} - \overline{\tilde{w}^2} \right)}{\partial x} = \frac{\partial H}{\partial x} \frac{H w^2}{4 \sinh^2(k_w h)} \approx 0 \quad (\text{VI.20})$$

De esta forma la ecuación VI.19 se simplifica a la siguiente expresión:

$$-\frac{\partial(\overline{\tilde{u}\tilde{w}} + \overline{u'_t w'_t})}{\partial z} = g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \quad (\text{VI.21})$$

Integrándolo respecto a z se obtiene:

$$-\overline{u'_t w'_t} = \bar{u}_* \left| \bar{u}_* \right| \left(1 - \frac{z}{h} \right) + \overline{\tilde{u}\tilde{w}} \quad (\text{VI.22})$$

Nielsen y You (1996) obtuvieron teóricamente la distribución de las tensiones $\overline{\tilde{u}\tilde{w}}$ fuera de la capa límite del oleaje, llegando a la siguiente expresión:

$$\overline{\tilde{u}\tilde{w}} = -\frac{1}{4} (A_b w_r)^2 k_w \delta_s \cosh(k_w z) \quad (\text{VI.23})$$

Sustituyendo esta expresión en la ecuación VI.22:

$$\overline{u'_i w'_i} = \overline{u_*} \left| \overline{u_*} \right| \left(1 - \frac{z}{h} \right) - \frac{1}{4} (A_b w_r)^2 k_w \delta_s \cosh(k_w z) \quad (\text{VI.24})$$

Donde δ_s representa la longitud de Stokes, que en este caso en concreto va a considerarse como un parámetro libre del modelo.

Introduciendo el concepto de viscosidad de remolino:

$$\begin{aligned} \overline{u' w'} &= \nu_{V,wc} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z}; \\ \nu_{V,wc} &= \kappa z \left| \overline{u_*} \right|; \end{aligned} \quad (\text{VI.25})$$

Se obtiene:

$$\kappa z \left| \overline{u_*} \right| \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} = \overline{u_*} \left| \overline{u_*} \right| \left(1 - \frac{z}{h} \right) - \frac{1}{4} (A_b w_r)^2 k_w \delta_s \cosh(k_w z) \quad (\text{VI.26})$$

Obsérvese que en este caso se asume que la longitud de mezcla aumenta linealmente con la profundidad. La razón por la que se ha considerado esta relación simplificada se debe a que como solución de problema planteado se obtiene, tal como se muestra a continuación, una sencilla expresión de fácil aplicación.

Integrando esta última expresión desde z_a hasta z se obtiene el perfil vertical de la corriente en los flujos combinados:

$$\begin{aligned} u(z) &= \frac{\overline{u_*}}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_a} \right) - \frac{\overline{u_*}}{\kappa} \left(\frac{z - z_a}{h} \right) - \frac{1}{4} \frac{(A_b w_r)^2 k_w \delta_s \cosh(k_w z)}{\kappa} \\ &\quad \left[\cosh(k_w z) \ln z - \cosh(k_w z_a) \ln z_a \right] \end{aligned} \quad (\text{VI.27})$$

La expresión obtenida indica que el perfil de la corriente en flujos combinados se desvía con respecto a un perfil logarítmico. Esta desviación depende de la amplitud orbital del oleaje, de su frecuencia relativa, del número de onda y de la longitud de Stokes (que en este caso se considera como un parámetro libre).

Los perfiles obtenidos a partir del modelo 2DV han sido ajustados, hasta la posición del seno del oleaje, haciendo uso de la ecuación VI.27, obteniendo en todos ellos un excelente grado de ajuste. En la Figura 6.19 y Figura 6.20 se muestran perfiles obtenidos para un oleaje en conjunción y en oposición. Asimismo se representa el ajuste que se obtiene mediante la expresión propuesta por You (1996), y que viene dada por la expresión:

$$u(z) = \frac{\bar{u}_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_a}\right) - \frac{C_y h}{\kappa |\bar{u}_*|} \ln\left(1 - \frac{z}{h}\right) \quad (\text{VI.28})$$

Donde:

C_y corresponde a un coeficiente de ajuste.

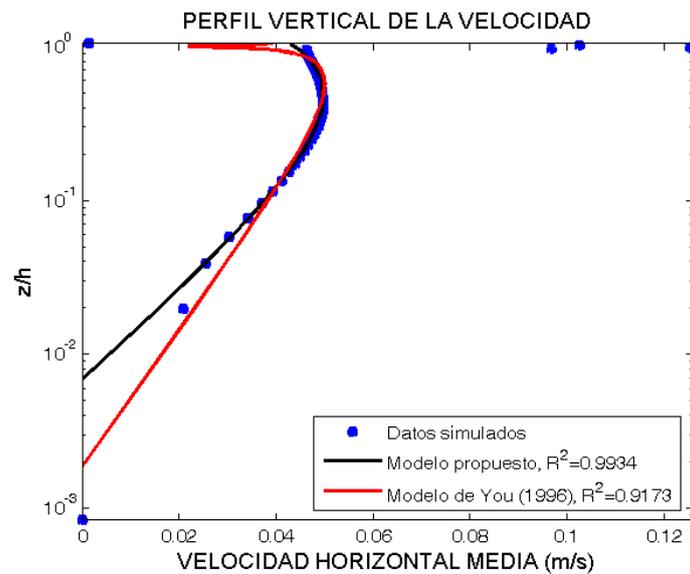


Figura 6.19 Comparación entre los ajustes realizados mediante el modelo propuesto por You (1996) y con el presente modelo. Caso codireccional.

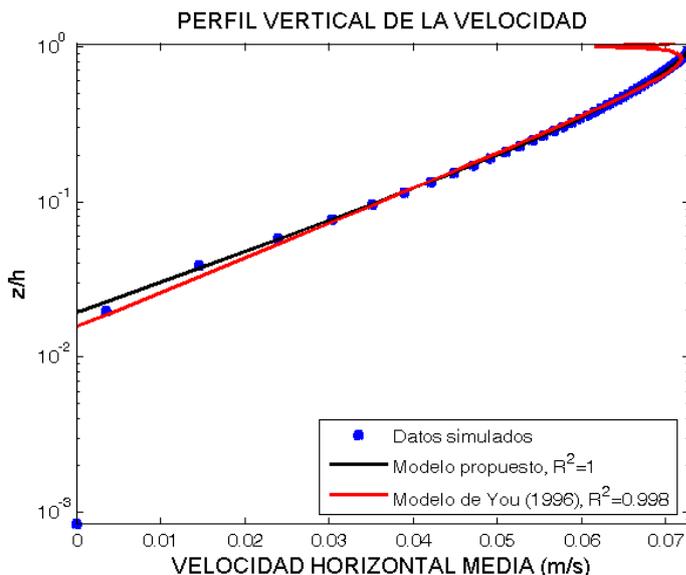


Figura 6.20 Comparación entre los ajustes realizados mediante el modelo propuesto por You (1996) y con el presente modelo. Caso en oposición.

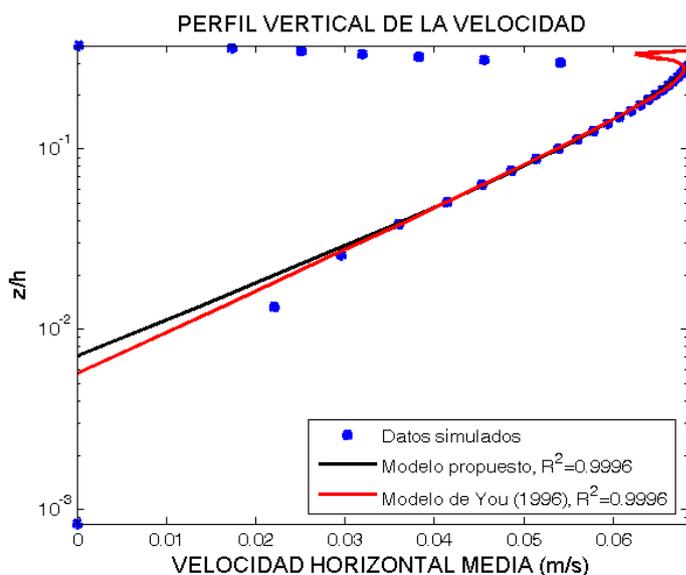


Figura 6.21 Comparación entre los ajustes realizados mediante el modelo propuesto por You (1996) y con el presente modelo. Caso perpendicular.

Como puede apreciarse el ajuste obtenido es excelente en todos los casos y en todos ellos el coeficiente de determinación que se obtiene es mayor o igual para los casos en los que el ajuste se realiza con la ecuación VI.27 que la que se obtiene mediante en modelo semi empírico de You (1996). Por otro lado, cabe destacar que aunque el modelo teórico del perfil se ha desarrollado para un caso bidimensional puro, este

puede ser ampliable para los casos con cierto ángulo entre el oleaje y la corriente, obteniendo un buen ajuste como se muestra en la Figura 6.21.

VI.VIII COMENTARIO SOBRE LOS EFECTOS GLOBALES DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE SOBRE LA CORRIENTE ESTACIONARIA

El análisis realizado previamente ha puesto de manifiesto que en los flujos combinados ola- corriente el perfil vertical no sigue una función logarítmica como ocurre en el caso de las corrientes puras, sino que existe cierta desviación que depende de los siguientes parámetros adimensionales: ϕ , f_w/f_c , U_c/U_b , $k_w h$, y H/h . Esta desviación no se produce únicamente como consecuencia de la variación de la rugosidad aparente que tiene lugar cerca del fondo, sino que el efecto de las tensiones generadas por el oleaje se hace notable a lo largo de toda la columna de agua. Integrando en vertical la ecuación VI.21 se obtiene que:

$$g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} h = - \left(\overline{\tilde{u}\tilde{w} + u'w'} \right)_{\bar{\eta}} + \left(\overline{\tilde{u}\tilde{w} + u'w'} \right)_{-h} = \frac{1}{\rho} \tau_{s,wc} - \frac{1}{\rho} \tau_{b,wc} \quad (\text{VI.29})$$

Es decir, en los flujos combinados ola- corriente el gradiente horizontal de la superficie libre, que es el término forzador de la corriente estacionaria, está en balance con la diferencia entre de la tensión tangencial en el fondo y la tensión tangencial en superficie. Ya que estos dos términos se ven modificados debido a la interacción ola- corriente, el gradiente hidráulico necesario para generar una corriente de intensidad dada es diferente en un flujo de corriente pura que en un flujo combinado ola- corriente. El procedimiento de cálculo seguido en el modelo numérico 2DV permite estimar el gradiente hidráulico tanto en condiciones de corrientes puras así como en condiciones de flujos combinados ola- corriente, ya que este parámetro es proporcional al gradiente de presión que fuerza la corriente estacionaria.

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = \frac{1}{\rho g} \frac{\partial p_c}{\partial x} \quad (\text{VI.30})$$

A continuación, se analiza el efecto de cada uno de los parámetros adimensionales en la relación del gradiente hidráulico necesario para generar una corriente dada en un flujo ola- corriente y en una condición de corriente pura, parámetro que se denomina ζ :

$$\zeta = \frac{\left(\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \right)_{wc}}{\left(\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \right)_c} \quad (\text{VI.31})$$

En la Figura 6.22 se muestra la dependencia del parámetro ζ con la altura de ola relativa, para distintos ángulos de incidencia entre la corriente y el oleaje. Esta gráfica pone de manifiesto que en efecto este parámetro afecta de forma significativa al gradiente hidráulico necesario para forzar una corriente de intensidad determinada. Cuando el oleaje y la corriente fluyen en la misma dirección, sea cual sea el sentido, el aumento del gradiente hidráulico es similar en magnitud y se observa que cuando H/h es menor que 0,05 (cuando es en oposición) y que 0,1 (cuando es en conjunción) un aumento de esta variable supone un aumento del parámetro ζ . Sin embargo, para valores mayores de H/h se observa que la variación del gradiente hidráulico decrece exponencialmente con el aumento de H/h . Cuando la dirección de propagación del oleaje es perpendicular a la corriente el aumento del gradiente hidráulico es mucho menor, y además se observa un patrón similar al descrito anteriormente.

EFFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE
EN EL PERFIL VERTICAL DE LA CORRIENTE

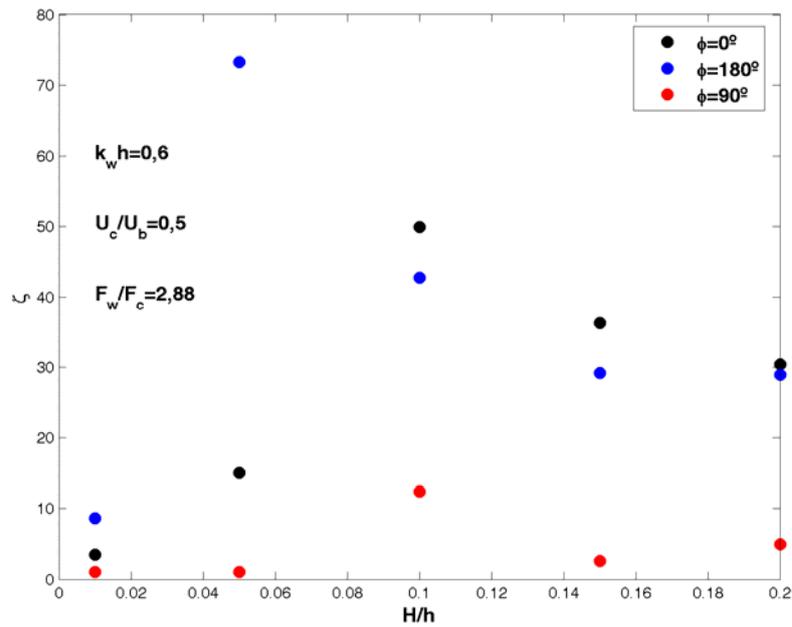


Figura 6.22 Relación entre el parámetro ζ y la variable H/h .

La longitud de onda relativa también ejerce su efecto en el gradiente hidráulico, de forma que cuando el oleaje y la corriente fluyen en conjunción o en oposición un aumento del parámetro $k_w h$ supone un aumento del gradiente hidráulico (ver Figura 6.23).

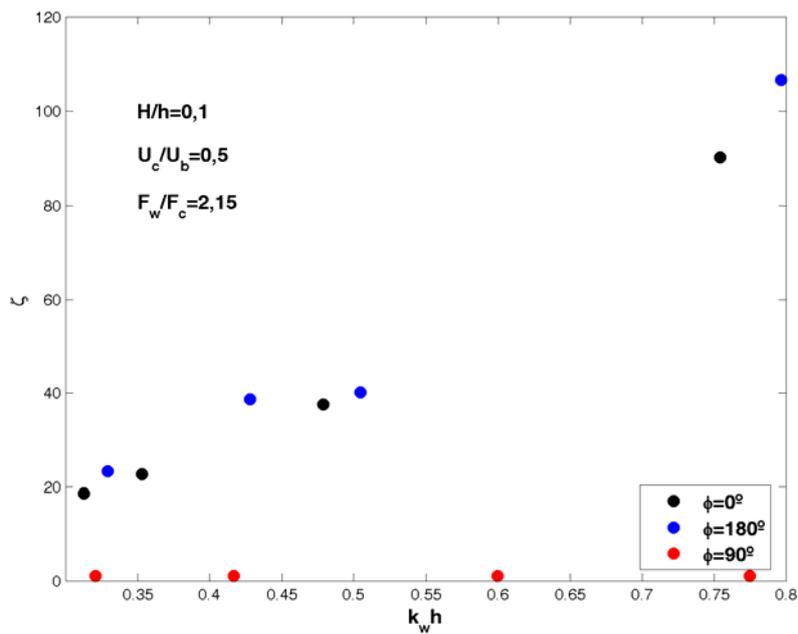


Figura 6.23 Relación entre el parámetro ζ y la variable $k_w h$.

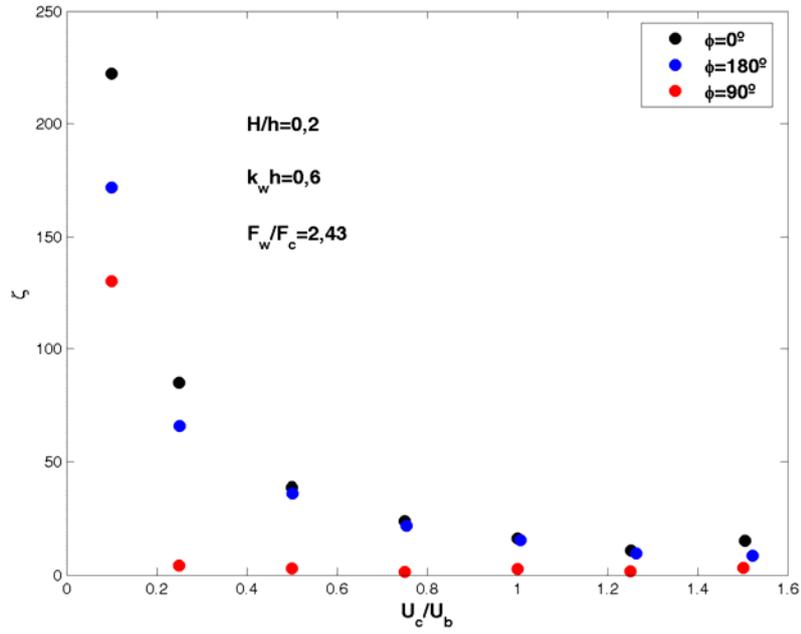


Figura 6.24 Relación entre el parámetro ζ y la variable U_c/U_b .

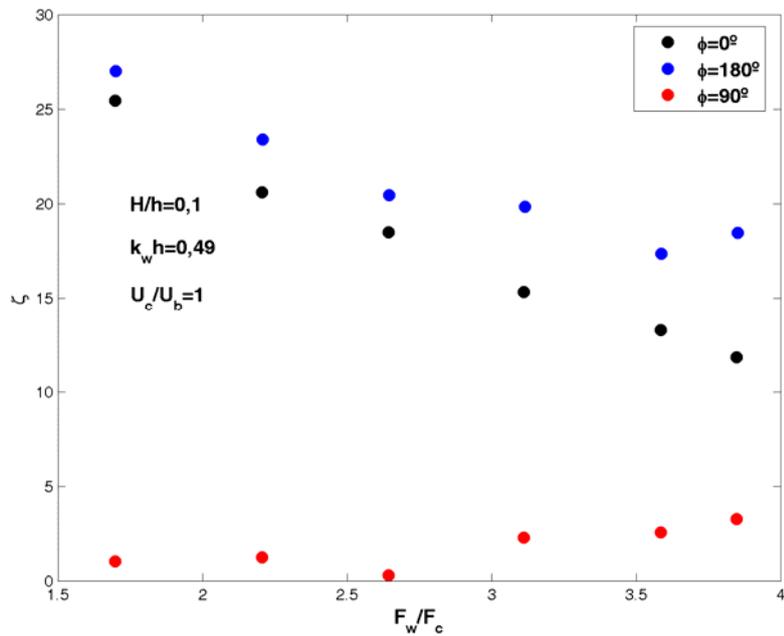


Figura 6.25 Relación entre el parámetro ζ y la variable F_w/F_c .

Respecto al efecto del régimen de corriente (ver Figura 6.24), se observa que sea cual sea el ángulo ϕ la tendencia es similar, la variable ζ decrece exponencialmente con

el aumento de la variable U_c/U_b . Nótese como en estos casos el gradiente hidráulico necesario para generar una corriente con una intensidad determinada es mayor cuando el oleaje y la corriente fluyen en oposición, siendo mínimo cuando son perpendiculares.

Por último se observa que cuando el oleaje y la corriente tienen la misma dirección el parámetro ζ decrece con el aumento del parámetro f_w/f_c . Ocurre lo contrario cuando ambos flujos son perpendiculares.

VI.VIII CONCLUSIONES GENERALES

El análisis realizado previamente ha puesto de manifiesto que en los flujos combinados ola- corriente el perfil vertical no sigue una función logarítmica como ocurre en el caso de las corrientes puras, sino que existe cierta desviación que depende de los siguientes parámetros adimensionales: ϕ , f_w/f_c , U_c/U_b , $k_w h$, y H/h .

Como resultado de esta interacción ola- corriente se producen los siguientes efectos principales en el perfil vertical de velocidades:

- Modificación de la intensidad de la corriente entre el seno y la cresta de la onda debido al flujo de masa que produce el flujo oscilatorio en esta región y debido a que esta zona se “inunda y seca” con el paso del oleaje.
- Intensificación o reducción de la corriente por debajo de la posición del seno del oleaje. Que se produzca una intensificación o reducción depende esencialmente de la dirección de propagación del oleaje respecto a la corriente, mientras que su intensidad depende del resto de los parámetros adimensionales anteriormente mencionados. Por lo general la reducción se obtiene para los casos en conjunción, mientras que en los casos en oposición se produce la intensificación.
- Variación de la rugosidad aparente del lecho. Por lo general se observa una reducción de la velocidad de la corriente cerca del fondo, aunque existen ciertas condiciones para los casos en conjunción en los que se produce un

aumento de la intensidad de la corriente cerca del fondo. Que se produzca o no este aumento de la rugosidad aparente del lecho está altamente relacionado con la profundidad relativa del oleaje, ya que este se propague en profundidades intermedias induce a que se produzca el aumento del flujo cerca del fondo.

En cuanto a los efectos individuales de que cada parámetro adimensional sobre el perfil de la corriente se pueden resumir de la siguiente forma:

- Efecto de la altura de ola relativa H/h :

Cuando el oleaje y la corriente son codireccionales un aumento del parámetro H/h supone un aumento del flujo en superficie (entre la posición del seno y de la cresta del oleaje). Por el contrario produce una reducción del flujo justo en la zona por debajo del seno del oleaje. Cuando la dirección entre el oleaje y la corriente es en oposición o perpendicular ocurre lo contrario. No obstante, un aumento del parámetro H/h siempre implica una reducción de la rugosidad aparente del lecho.

- Efecto del régimen de corriente U/U_b :

Cuando el oleaje y la corriente son codireccionales un aumento del parámetro U/U_b supone una disminución del flujo en superficie (entre la posición del seno y de la cresta del oleaje). La reducción del flujo justo en la zona por debajo del seno del oleaje es más notable para corrientes débiles. Cuando la dirección entre el oleaje y la corriente es en oposición o perpendicular ocurre lo contrario. La rugosidad aparente crece en todos los casos a medida que aumenta el parámetro indicado hasta alcanzar un máximo a partir del que se aprecia un decrecimiento exponencial.

- Efecto del régimen de corriente $k_w h$:

La profundidad relativa es el parámetro que en mayor medida afecta la forma del perfil vertical de velocidades. Cuando el oleaje y la corriente son en conjunción, para los oleajes que se caracterizan por mayores profundidades relativas, la reducción de la velocidad por debajo del seno de la onda es muy notable. Además, esta

disminución de la intensidad viene acompañada por un destacado aumento del flujo cerca del fondo. En estos casos se observa un patrón inverso al esperado cerca del fondo (en vez de un aumento de la rugosidad aparente se obtiene una reducción de este parámetro).

A medida que disminuye el parámetro $k_w h$, la reducción de la velocidad por debajo del seno del oleaje se hace menos notable, no habiendo reducción alguna en el límite de aguas someras. En cuanto a la intensificación del flujo cerca del fondo, esta sólo se produce cuando $k_w h$ es mayor a 1,29, es decir, en profundidades intermedias.

Cuando el oleaje y la corriente son en oposición, se observa que en el caso caracterizado por el mayor valor del parámetro $k_w h$, se produce una fuerte reducción de la velocidad cerca del fondo y una notable intensificación por debajo de la posición del seno del oleaje. A medida que aumenta el parámetro $k_w h$, la velocidad de la corriente aumenta a lo largo de toda la columna de agua, la reducción del flujo cerca del fondo es menor y la intensificación en la zona superior desaparece, observándose una importante reducción en esta zona.

- Efecto del régimen de corriente f_w/f_c :

Cuando la relación f_w/f_c es menor que 0,05 un aumento del parámetro indicado implica un aumento de la rugosidad aparente. A partir de este punto, en el que se obtiene el máximo aumento de la rugosidad, la tendencia se invierte apreciándose una disminución exponencial con el aumento de f_w/f_c , independientemente del ángulo ϕ .

En base a los perfiles obtenidos se ha visto que existen tres zonas diferenciadas a lo largo de los perfiles verticales: La primera región es la situada cerca del fondo, en esta zona la velocidad de la corriente generalmente sufre una gran reducción por la interacción con la capa límite, aunque bajo ciertas circunstancias aumenta.

La segunda región, es la que abarca casi toda la extensión de la columna de agua se sitúa en la zona central y superficial (por debajo de la posición del seno del oleaje).

En esta zona se observa un aumento o reducción de la intensidad de la velocidad como consecuencia de una tensión neta que induce el oleaje en el sentido contrario al de su propagación.

Por último, la tercera zona se sitúa en la región más superficial, entre la posición del seno y la cresta del oleaje. En esta zona el perfil de la corriente muestra claramente que está afectado por el hecho de que esta no corresponde en todo momento al dominio del agua y por el flujo de masa que induce el movimiento oscilatorio.

Independientemente de lo que ocurra en la zona más superficial y dependiendo de la importancia relativa de los procesos que acontecen cerca de la superficie frente a los que se producen en el fondo, se pueden clasificar 4 tipos de perfiles:

- **Perfil tipo I:** Este tipo de perfil se caracteriza por que por debajo de la posición del seno del oleaje se produce una importante reducción de la corriente. La reducción también se obtiene cerca del fondo. Este tipo de perfiles es característico de los casos en conjunción, cuando el oleaje se propaga en profundidades intermedias y H/h menor que 0,1.

- **Perfil tipo II:** Este tipo de perfil se caracteriza por que por debajo de la posición del seno del oleaje se produce una importante reducción de la corriente, mientras que cerca del fondo se obtiene una intensificación del flujo. Este tipo de perfiles es característico de los casos en conjunción, cuando el oleaje se propaga en profundidades intermedias y H/h es mayor que 0,1.

- **Perfil tipo III:** Este tipo de perfil muestra una notable intensificación cerca de la posición del seno del oleaje, mientras que cerca del fondo se obtiene una importante reducción de la intensidad del flujo. Este tipo de perfil es característico de los casos en oposición, cuando el oleaje se propaga en profundidades indefinidas.

- **Perfil tipo IV:** En este tipo de perfil no se observa que la corriente sufra importantes desviaciones respecto al perfil logarítmico a lo largo de la zona

EFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE EN EL PERFIL VERTICAL DE LA CORRIENTE

superficial e intermedia de la columna de agua, aunque sí que se aprecia una notable reducción de la velocidad cerca del fondo. Este tipo de perfil se caracteriza por que es resultado de una corriente y un campo de oleaje que se propaga en aguas someras.

En la Figura 6.26 se muestra de forma esquemática los tipos de perfiles que se pueden obtener en los flujos combinados ola- corriente.

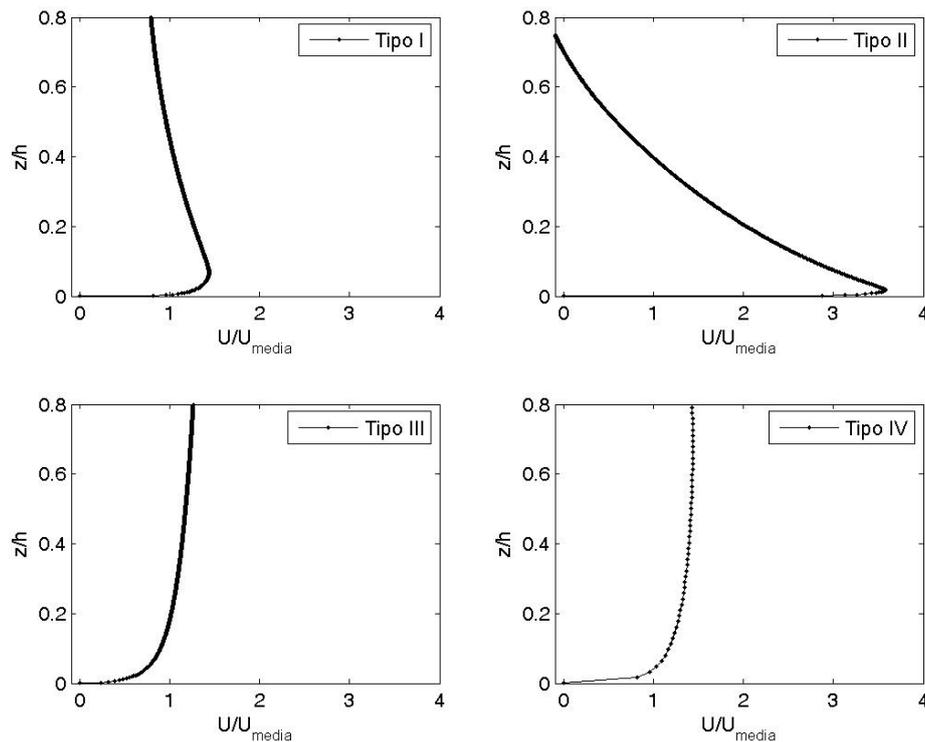


Figura 6.26 Tipos de perfiles obtenidos para los flujos combinados ola- corriente.

Se ha propuesto, siguiendo la metodología utilizada por You (1996) una formulación que ajusta de forma adecuada el perfil vertical de la corriente estacionaria en flujos combinados ola- corriente. Esta formulación asume que el perfil vertical de las tensiones \overline{uw} viene dada por la expresión propuesta por Nielsen y You (1995) y que la longitud de mezcla aumenta linealmente con la profundidad. Los ajustes realizados mediante la formulación propuesta y la formulación de You (1996) muestran que es la formulación propuesta la que mejor se ajusta a los perfiles en los flujos combinados ola- corriente.

Cabe mencionar que la comparación entre la rugosidad aparente obtenida mediante el modelo desarrollado, el de Grant y Madsen (1979), Fredsøe (1984) y Davies, *et al.* (1988) y los datos medidos en laboratorio ha puesto de manifiesto que:

- El modelo que más satisfactoriamente simula la rugosidad aparente en los casos analizados es el modelo desarrollado en esta tesis doctoral.
- El modelo de Grant y Madsen (1979) sobre estima los valores de la rugosidad aparente en todos los casos considerados, excepto para los casos en los que el oleaje y la corriente fluyen en oposición.
- Los modelos de Fredsøe (1984) y de Davies *et al.* (1988) predicen valores de la rugosidad aparente similares en los casos perpendiculares, mientras que sobrestiman su valor en los casos en conjunción y lo subestiman en los casos en oposición. (Para los modelos de Fredsøe (1984) y Davies, *et al.* (1988) no existe diferencia alguna entre los casos en oposición y en conjunción).

Por otro lado, se ha propuesto, siguiendo la metodología sugerida por You (1996), una formulación que permite conocer el perfil vertical de la corriente estacionaria, por debajo del nivel del seno del oleaje, en los flujos combinados ola- corriente. La bondad de ajuste entre los perfiles simulados con el modelo numérico 2DV y la formulación propuesta es muy buena, siendo incluso mejor que la que se obtiene a partir de la formulación de You (1996).

Téngase en cuenta que los modelos integrados en un periodo del oleaje, ya sean bidimensionales así como tridimensionales, no son capaces de resolver el flujo por encima del nivel medio, y por ello no pueden considerar el flujo de masa que se produce entre el seno y la cresta del oleaje. Más aún en los modelos hidrodinámicos integrados en vertical, el efecto de la interacción ola corriente y su influencia en el perfil vertical de la corriente puede realizarse de dos formas:

- Introduciendo una tensión tangencial superficial y una tensión en el fondo para flujos combinados ola corriente.

EFFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE
EN EL PERFIL VERTICAL DE LA CORRIENTE

- Introduciendo el efecto del aumento del gradiente hidráulico que se necesita para generar una corriente determinada.

En ambos casos el efecto introducido es equivalente ya que el aumento del gradiente hidráulico necesario para generar una corriente determinada es consecuencia de las tensiones tangenciales netas que afectan a la corriente.

CAPÍTULO VII

PARAMETRIZACIÓN DE LA TENSIÓN TANGENCIAL NETA EN FLUJOS COMBINADOS

VII.I INTRODUCCIÓN

Uno de los propósitos concretos de esta Tesis Doctoral es el desarrollar un modelo de cierre explícito que represente los efectos de la interacción ola- corriente en los estuarios. Esta formulación explícita debe de ser de fácil aplicación en modelos hidrodinámicos, ya sean unidimensionales o bidimensionales, en los que se resuelvan las ecuaciones de ondas largas en flujos combinados (ecuaciones I.1 y I.2 del Capítulo I).

Con objeto de alcanzar este objetivo concreto, se ha optado por parametrizar la dependencia de la tensión tangencial neta que siente la corriente con los parámetros adimensionales de los que depende la interacción ola- corriente. Para ello se ha utilizado el modelo 2DV desarrollado en esta Tesis Doctoral.

Antes de realizar cualquier tipo de parametrización es necesario establecer los casos a ejecutar, de forma que la formulación final contemple todo el rango de situaciones posibles que puedan acontecer en el área de estudio, en este caso concreto en los estuarios. En la

Tabla 7.1 se muestran los rangos de las variables que afectan a la interacción ola- corriente y por lo tanto, determinan la variación de la rugosidad aparente y de la tensión tangencial superficial.

PARAMETRIZACIÓN DE LA TENSIÓN TANGENCIAL NETA QUE SUFRE LA CORRIENTE

	Valor mínimo	Valor máximo
Rugosidad efectiva del lecho (m)	0,0001	0,01
Profundidad en la que la interacción ola-corriente es palpable	0,2	20
Intensidad de la corriente de marea (m/s)	0	1,8
Altura de ola (m)	0,1	10
Periodo del oleaje (m)	5	18
Ángulo entre el oleaje y la corriente (°)	0	359

Tabla 7.1 Rango de valores posibles de los parámetros involucrados en la interacción ola-corriente es estuarios.

En base a estos valores se han establecido los límites de los valores, en los estuarios, de las variables adimensionales que afectan la interacción ola- corriente. Es de mencionar que no todas las combinaciones son posibles físicamente, ya que la altura de ola puede no ser compatible con la profundidad o con la longitud de onda. Por esta razón, y en base al criterio de rotura de McCowan (1891) y al criterio de Miche (1951), se han descartado las combinaciones que no son posibles en la naturaleza. En total se han ejecutado 350 combinaciones diferentes que han sido calculadas mediante el modelo numérico 2DV. A continuación se indican los valores máximos y mínimos de los parámetros adimensionales considerados a la hora de realizar la parametrización indicada:

$$- \frac{f_w}{f_c} = 1 - 17$$

$$- \phi = 0^\circ, 180^\circ$$

$$- \frac{U_c}{U_b} = 0.01 - 6$$

$$- \frac{H}{h} = 0.01 - 0.5$$

$$- k_w h = 0,1 - 1$$

CAPÍTULO VII

En cada una de las 350 ejecuciones correspondientes a los flujos combinados se ha calculado el gradiente hidráulico necesario para generar una corriente de la intensidad establecida. Asimismo se ha calculado el gradiente hidráulico correspondiente a un flujo de la corriente pura. La relación entre ambos parámetros es equivalente al aumento de la tensión tangencial neta que siente la corriente. En un flujo de corriente pura la tensión tangencial en el fondo se define como (Van Rijn, 1993):

$$\tau_b = \rho g h \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = \frac{\rho g}{C^2} U |U| \quad (\text{VII.1})$$

Donde C corresponde al coeficiente de Chezy.

En un flujo combinado ola- corriente, por el efecto de las tensiones netas que surgen fruto del movimiento oscilatorio, el gradiente hidráulico aumenta. Este efecto puede introducirse en los modelos hidrodinámicos como un aumento del factor de fricción. En base a la ecuación VII.1, la tensión tangencial neta en un flujo combinado puede expresarse de la siguiente forma:

$$\tau_{n,wc} = \rho g h \left(\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \right)_{wc} = \frac{\rho g}{C_{wc}^2} U |U| \quad (\text{VII.2})$$

Donde:

C_{wc} corresponde al coeficiente de Chezy en flujos combinados ola- corriente.

$\tau_{n,wc}$ representa la tensión tangencial neta en un flujo combinado ola- corriente.

Dividiendo la expresión VII.2 por la VII.1:

$$\frac{\tau_{n,wc}}{\tau_b} = \frac{\left(\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \right)_{wc}}{\left(\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \right)} = \frac{C^2}{C_{wc}^2} = \zeta \quad (\text{VII.3})$$

Es decir, la tensión tangencial neta en los flujos combinados ola- corriente, puede expresarse de la siguiente forma:

$$\tau_{n,wc} = \zeta \tau_b = \zeta \frac{g\rho}{C^2} U|U| \quad (\text{VII.4})$$

En el presente capítulo se desarrolla una parametrización del parámetro ζ en función de los parámetros adimensionales de los que depende la interacción no lineal ola-corriente. A continuación se describe cómo se ha realizado la parametrización.

VII.II PARAMETRIZACIÓN DE LA TENSIÓN TANGENCIAL NETA QUE SUFRE LA CORRIENTE EN FLUJOS COMBINADOS

El proceso que se desea analizar, el efecto de la interacción ola- corriente en el perfil vertical de la corriente estacionaria, es un proceso altamente no lineal que depende de cinco parámetros adimensionales. Para introducir este efecto en los modelos hidrodinámicos es aconsejable, tal como se ha comentado reiteradamente, el disponer de un modelo paramétrico que relacione la tensión tangencial neta que sufre la corriente con los parámetros adimensionales de los que depende el proceso.

La parametrización puede ser abordada mediante técnicas estadísticas, es decir, mediante la aplicación de una regresión no lineal multivariante, o puede ser abordada mediante la aplicación de las redes neuronales, herramienta que día a día está cobrando mayor importancia.

En la última década se ha comprobado que las redes neuronales constituyen herramientas robustas y potentes que permiten representar la mayor parte de los procesos no lineales. La aplicación de esta técnica en el área de la ingeniería de costas y en la oceanografía es relativamente nueva. Bibike, *et. al* (1999) utilizaron las redes neuronales para predecir los aumentos del nivel del mar. Los datos utilizados en la fase de aprendizaje de la red correspondieron a las salidas de un modelo

hidrodinámico. Mase, *et. al* (1995) utilizaron las redes neuronales para predecir la estabilidad de los diques en talud obteniendo resultados satisfactorios. Asimismo Medina, *et al.* (2003) analizaron el “*overtopping*” haciendo uso de las redes neuronales. Huang y Foo (2000) correlacionaron las series temporales de salinidad con los forzamientos externos como el viento, el nivel del mar y los aportes de agua dulce en el estuario Apalachicola (Florida) haciendo uso de las redes neuronales. Deo y Naidu (1999) aplican las redes neuronales para predicciones de oleaje a tiempo real. Huang, *et. al* (2003), haciendo uso de las redes neuronales, correlacionan los niveles del mar en diferentes zonas de la costa de Long Island, Nueva York, con los niveles medidos en diferentes puntos de medida establecidos por la NOAA. Los resultados obtenidos en el estudio presentado por los autores son muy satisfactorios de forma que la red se utiliza actualmente para predecir a tiempo real el nivel del mar en los distintos puntos de la costa de Long Island, en base a las medidas que realiza la NOAA en otra serie de puntos.

Es esta última metodología, la de las redes neuronales, la que se utiliza para la parametrización de los resultados obtenidos mediante el modelo 2DV ola- corriente. A continuación se describe brevemente en qué consiste una red neuronal y cómo son las aplicaciones mediante este tipo de técnicas. Posteriormente, se aplica esta herramienta al estudio concreto de la interacción ola- corriente.

VII.II.I BREVE DESCRIPCIÓN DE LAS REDES NEURONALES

Las redes neuronales o sistemas conexionistas fueron concebidas en los años 50 del pasado siglo como un intento de emular los procesos electroquímicos que tienen lugar en las neuronas del sistema nervioso. El objetivo principal de las redes neuronales de tipo biológico es desarrollar un elemento sintético para verificar las hipótesis que conciernen a los sistemas biológicos. Las neuronas y las conexiones entre ellas constituyen la clave para el procesamiento de la información. Las neuronas poseen una estructura en forma de árbol con ramificaciones llamadas dendritas, y que

reciben las señales de otras neuronas a través de uniones llamadas sinapsis. Hay tres partes esenciales en una neurona (ver Figura 7.1):

- El cuerpo de la neurona.
- Ramas de extensión llamadas dentritas para recibir las entradas.
- Un axón que lleva la salida de la neurona a las dentritas de otras neuronas.

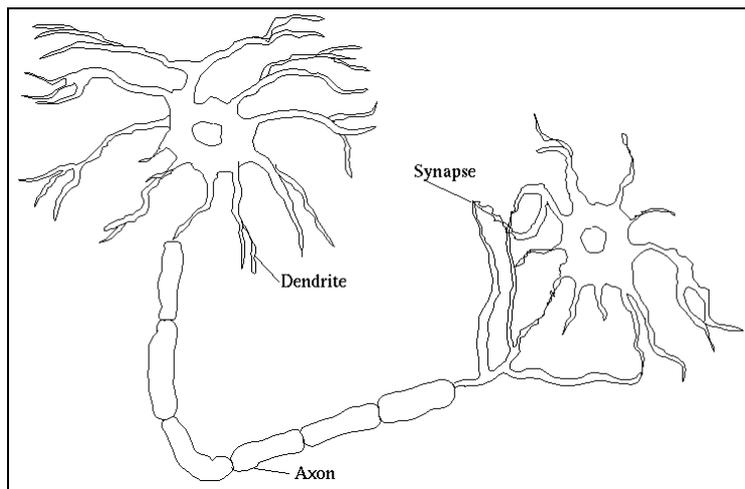


Figura 7.1 Estructura básica de una neurona.

Estudios sobre la anatomía del cerebro humano concluyen que el sistema nervioso humano contiene más de 100.000 millones de neuronas, que además a la entrada y salida de cada neurona hay más de más de 1.000 sinapsis. La forma exacta en la que interactúan las neuronas es todavía desconocida, pero se puede afirmar que una neurona recibe información de otra a través de las dentritas, procesa la información y manda su salida a otra neurona a partir del axón. Éste lleva la información por medio de diferencias de potencial u ondas de corriente, que depende del potencial de la neurona.

Las redes neuronales artificiales (ANN) se basan en este mecanismo, de forma que una red se trata de una serie de unidades de procesamiento de información (neuronas) conectadas entre sí y con una configuración determinada de modo que interactúan unas con otras en función de la experiencia de la red. Cada neurona tiene múltiples entradas (dentritas) y una sola salida (el axón). Las entradas son los valores de entradas de la red (que corresponden a los valores de las variables de las que depende

el proceso, siendo el número mínimo de neuronas de la primera capa igual al número de variables de los que depende el proceso a simular) o también pueden ser las salidas de otras neuronas. En la Figura 7.2 se muestran los elementos de una neurona:

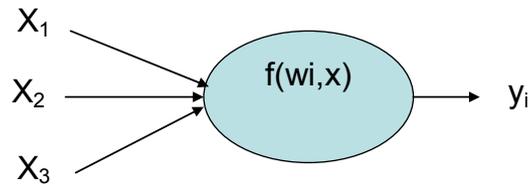


Figura 7.2 Estructura básica de una neurona en las redes artificiales.

El valor de activación (VA_j) de cada neurona j corresponde a la suma ponderada de las entradas (X_i) por sus correspondientes pesos (w_{ij}), de modo que el valor de activación resultante para cada neurona es:

$$VA_j = \sum X_i \cdot w_{ij} \quad (\text{VII.5})$$

Para resolver un mayor espectro de problemas se introdujo un valor de activación base para cada una de las neuronas. Este valor de activación se denomina Bias (b_j). Incluyendo los bias en la definición del valor de activación, la ecuación VII.5 pasa a ser:

$$VA_j = \sum X_i \cdot w_{ij} + b_j \quad (\text{VII.6})$$

Esta información recibida por cada neurona es procesada a partir de una función de activación f_N , de forma que la salida de la neurona a otras neuronas es O_j :

$$O_j = f_N(VA_j) = f_N\left(\sum X_{ij} \cdot w_{ij} + b_j\right) \quad (\text{VII.7})$$

Normalmente, las neuronas se agrupan en capas, comenzando con una capa de entrada, para adquirir los datos, y terminando en una capa de salida, para devolver los resultados. Cada tipología, o arquitectura, responde al tipo de problema concreto que se quiera resolver. Las características primordiales de las redes neuronales son las siguientes:

- **Auto- organización y adaptabilidad:** utilizan algoritmos de aprendizaje adaptativos y auto- organización, por lo que ofrecen posibilidades de procesado robusto y adaptativo.
- **Procesado no lineal:** aumenta la capacidad de la red a aproximar y clasificar su inmunidad frente al ruido.
- **Procesado en paralelo:** Normalmente se usan un gran número de neuronas por su gran ínter conectividad.

Toda aplicación de las redes neuronales requiere que se lleven a cabo tres fases diferenciadas: el diseño de la red, la fase de aprendizaje y la fase de prueba. Cada de una ellas es descrita a continuación:

1.- *Fase de diseño:* Esta fase consiste en la definición de la estructura de la red, que es función básicamente del número de parámetros de los que depende el proceso, de la no linealidad del mismo, de si el proceso es continuo o discontinuo, del número de parámetros de salida que se deseen obtener, de los datos disponibles o a ajustar. La arquitectura de una red consiste en la definición del número de neuronas en cada capa, la función de transferencia correspondiente y en la definición de las conexiones entre las capas. Respecto al número de capas ocultas y el número de neuronas en cada capa no hay ningún patrón preestablecido.

Las redes más sencillas corresponden a los perceptrones y consisten en una capa de entrada y una de salida, de forma que las neuronas de salida están conectadas a las de entrada, sin haber conexión alguna entre las neuronas de la misma capa. Estos modelos son bastante limitados en la práctica. Por esta razón, se han desarrollado modelos más generales (perceptrones multicapa y redes multicapa) que incorporan

CAPÍTULO VII

capas internas ocultas, además de la de entrada y de la de salida. Los nodos de la capa de entrada alimentan la red hacia delante, donde cada nodo de la capa siguiente recibe una entrada, calcula la salida y pasa esta información a las neuronas de las siguientes capas. Para el caso concreto de un perceptrón de dos capas, la red calcula el valor de salida de la red de la siguiente forma:

$$Y_i = f_{N,2} \left(\sum_j w_{ij} f_{N,1} \left(\sum_k w_{kp} X_p + b_k \right) + b_j \right) \quad (\text{VII.8})$$

En principio, el número de neuronas de cada capa es un aspecto que el diseñador debe establecer. Excepto para las redes neuronales puramente lineales, cuanto más neurona más potente es la red, aunque existe cierto límite. Esto se debe a que existe un fenómeno que distorsiona los resultados y que se conoce por el nombre de sobreaprendizaje (*overfitting*). La probabilidad de que se produzca el sobreaprendizaje aumenta al aumentar el número de neuronas y esto es un aspecto a considerar y evitar.

Por otro lado, en cuanto a las funciones de transferencia, la elección de las mismas es altamente dependiente del proceso que se analice. Existen básicamente dos tipos de funciones de transferencia. Las funciones clasificadoras deciden sobre la inclusión de un patrón de datos en una clase o en otra, de forma lógica. Las funciones cuantificadoras, que son las que nos interesan en este trabajo, proporcionan un valor numérico. Las más importantes dentro de este tipo de funciones son las de tipo sigmoide (log- sigmoide o tan- sigmoide y la función lineal). En la Figura 7.3 se muestra la gráfica correspondiente a cada una de las funciones cuantificadoras mencionadas, mientras que en la Tabla 7.2 se muestra la fórmula correspondiente a cada función de transferencia.

PARAMETRIZACIÓN DE LA TENSIÓN TANGENCIAL NETA QUE SUFRE LA CORRIENTE

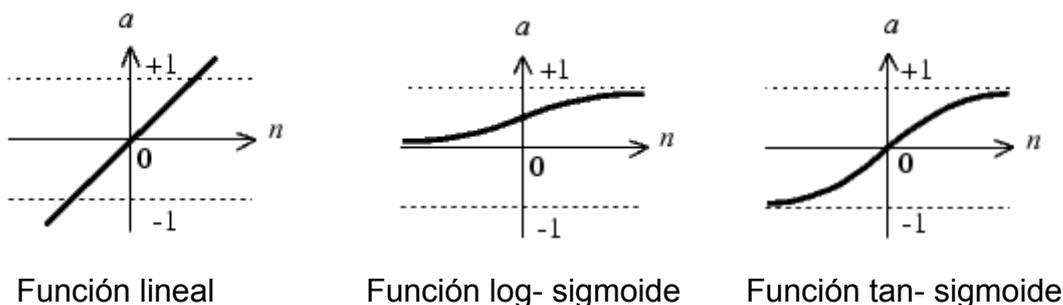


Figura 7.3 Funciones cuantificadoras principales.

Si el proceso que se desea ajustar es un proceso lineal, es aconsejable que las funciones de transferencia sean lineales. Sin embargo, las redes en las que las funciones de activación son lineales no pueden reproducir procesos no lineales.

Función	Formulación
Lineal	$f_N(n) = n$
Log- sigmoide	$f_N(n) = \frac{1}{1 + \exp(-n)}$
Tan- sigmoide	$f_N(n) = \frac{2}{1 + \exp(-2n)} - 1$

Tabla 7.2 Funciones cuantificadoras principales.

El uso de funciones de transferencia no lineales permite a la red el aprendizaje de relaciones no lineales. Cualquier función no lineal continua puede aproximarse mediante una red con dos capas ocultas, una de ellas con una función de transferencia de tipo sigmoide y la otra con una función de transferencia tipo lineal. Cuando la función es discontinua suele requerir una capa adicional más.

Teniendo en cuenta todos estos hechos, el diseño de una red es un tanto subjetivo y conviene que se pruebe en cada proceso a analizar más de un tipo de diseño, para así seleccionar el más adecuado al problema que se esté estudiando.

2.- *Fase de aprendizaje*: Una vez elegido un diseño de la red neuronal, es necesario utilizar un algoritmo de aprendizaje para ajustar los pesos y los biases de forma que la red reproduzca adecuadamente los datos disponibles. Una característica de las redes neuronales es su capacidad de aprender. Aprenden por la actualización o cambio de los pesos sinápticos que definen las conexiones. Los pesos son adaptados según la información extraída de los patrones de entrenamiento nuevos que se van procesando. Por lo tanto, el aprendizaje consiste en la presentación a la red de parte del total de datos disponibles (*training set*) para ajustar los parámetros de aprendizaje (los pesos y los biases). Esto permite, haciendo uso de un algoritmo de aprendizaje, ajustar los pesos hasta obtener un error aceptable que depende del problema en concreto.

El método de aprendizaje más utilizado para las redes multicapa corresponde al *retro-propagación (backpropagation)*, método que consiste en la minimización de la función de error cuadrático medio haciendo uso del método del descenso del gradiente. Sin embargo, es posible que en esta fase de aprendizaje no se llegue a un mínimo global de la función del error, sino a un mínimo local. Por esta razón es conveniente repetir el proceso de aprendizaje para distintos valores iniciales de los pesos y biases.

La mayoría de los algoritmos de aprendizaje en redes multicapa se basan en el método del descenso del gradiente, aunque algunos de ellos incluyen modificaciones con objeto de mejorar la rapidez del aprendizaje o la probabilidad de que se llegue a un mínimo local de la función de error. En este caso se utiliza el método del descenso del gradiente introduciendo el método de la regularización Bayesiana, método que hace menor la probabilidad de que se produzca el sobre- aprendizaje. La regularización Bayesiana consiste en la modificación de la función de error a minimizar. Si mediante el método del descenso del gradiente la función a minimizar corresponde generalmente al error cuadrático medio, introduciendo la regularización Bayesiana esta función pasa a ser la siguiente:

$$MSEREG = MSE \cdot \gamma + (1 - \gamma) \cdot MSW \quad (\text{VII.9})$$

Donde:

$$MSW = \frac{\sum_{j=1}^n w_j^2}{n} \quad (\text{VII.10})$$

γ se conoce por la tasa de ejecución (*performance ratio*) y n representa el número total de pesos y de biases a ajustar. Esta función hace que la red ajuste los pesos y los biases a valores menores, lo que fuerza que el comportamiento de la red sea más suave, evitando en cierta medida que se produzca el sobre aprendizaje. El algoritmo que se aplica en este caso en concreto asume que tanto los pesos como los biases son variables aleatorias con una distribución específica. Los parámetros de regularización están relacionados con las varianzas desconocidas asociadas a estas distribuciones. Estos parámetros pueden ser calculados a partir de técnicas estadísticas.

3.- *Fase de prueba*: En esta fase se analiza el comportamiento de la red ante nuevos casos, donde la solución es conocida. Del total de los casos disponibles, parte se utilizan en la fase de aprendizaje y parte en la de prueba. En el caso concreto de la interacción ola- corriente, tal como se indica posteriormente, el 65 % se utiliza en la fase de aprendizaje, mientras que el 35 % restante se utilizan en la de prueba. Para analizar la bondad de la red basta con representar los datos finales de la red en estos casos concretos frente a los datos reales (conocidos). Si el comportamiento de la red es perfecto los punto se sitúan en la recta $x=y$.

A continuación se aplica esta herramienta al caso concreto de los efectos de la interacción ola- corriente sobre el perfil vertical de la corriente promediada en un periodo del oleaje.

VII.II.II APLICACIÓN DE LAS REDES NEURONALES AL ESTUDIO CONCRETO DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE

El objetivo principal de este apartado es la obtención de la siguiente función:

$$\zeta = \frac{C^2}{C_{wc}^2} = f_{N,1} \left(\frac{H}{h}, k_w h, \frac{U_c}{U_b}, \frac{f_w}{f_c}, \frac{\tau_c}{\tau_{b,\max} + \tau_c}, \phi \right) \quad (\text{VII.11})$$

La función que se desea obtener depende de los cinco parámetros adimensionales de los que depende la interacción ola- corriente, además de otro parámetro que representa la relación entre la tensión tangencial en el fondo para la corriente pura y la suma de esta tensión y la tensión tangencial máxima en el fondo del oleaje. La inclusión de este parámetro se debe a que mejora el comportamiento de la red.

Para la obtención de la función indicada, se ha diseñado una red neuronal multicapa, con una capa de entrada, dos capas ocultas y una capa de salida. Las conexiones entre las capas y las neuronas de la red se muestran en la Figura 7.4. La primera capa que constituye la red corresponde a aquella en la que se introducen los valores de las variables de las que depende la función a simular, siendo el número de neuronas igual al número de variables independientes. La segunda capa está constituida por tres neuronas, siendo la función de activación una log- sigmoideal. La tercera capa, es decir, la segunda capa oculta, posee dos neuronas con una función de transferencia igual a la de la capa anterior. Por último, la capa de salida está constituida por una sola neurona con una función de activación lineal. En la Figura 7.4 las variables P1, P2, P3, P4, P5 y P6 corresponden a las variables de entrada, es decir, a las variables de las que depende el proceso, mientras que la variable corresponde al dato de salida ζ .

PARAMETRIZACIÓN DE LA TENSIÓN TANGENCIAL NETA QUE SUFRE LA CORRIENTE

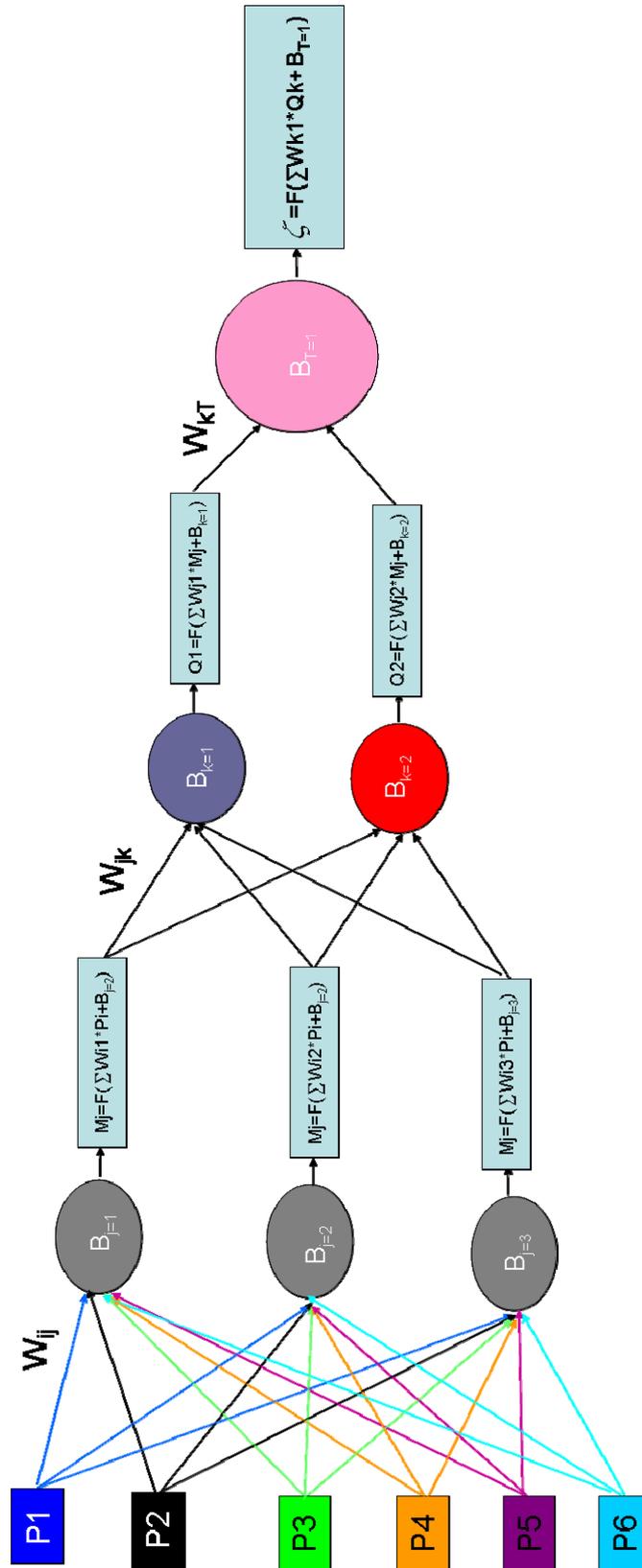


Figura 7.4 Diagrama del diseño de la red neuronal

CAPÍTULO VII

Obsérvese que todas las conexiones son entre las neuronas de capas consecutivas, hecho que caracteriza a las redes multicapa. Por ejemplo, en las redes competitivas y las regresivas las conexiones pueden darse entre neuronas de la misma capa e incluso con neuronas de capas anteriores.

Con objeto de mejorar la calidad de la red, se ha realizado una transformación de algunas de las variables de entrada y de las variables de salida. En la red las variables de entrada son las siguientes: H/h , $\sinh(k_w h)$, U_c/U_b , f_c/f_w , $\cos(\phi)$. Todas estas variables, excepto la última, han sido normalizadas previamente a la inclusión de sus valores en la red, es decir, a cada variable se le ha restado su media y se ha dividido por su desviación típica. La variable de salida también ha sido normalizada. El valor medio y la desviación típica de estas variables transformadas han sido calculadas en base a los datos disponibles de los casos ejecutados a partir del modelo numérico 2DV. En la tabla 7.3 se indican el valor medio y la desviación típica de cada una de estas variables transformadas:

	Valor medio	Desviación típica
H/h	0,19866285	0,15300069
$\sinh(k_w h)$	0,46519379	0,22601769
U_c/U_b	0,74270036	1,2108893
f_c/f_w	3,9826969	3,2735539
$\frac{\tau_c}{\tau_{b,\max} + \tau_c}$	0,044813083	0,094158033
$\cos(\phi)$	----	-----
ζ	122,18292	195,35396

Tabla 7.3 Valores medios y desviaciones típicas de las variables de entrada.

En definitiva la función que debe simular la red es la siguiente:

$$N(\zeta) = f_4 \left(N\left(\frac{H}{h}\right), N(\sinh(k_w h)), N\left(\frac{U_c}{U_b}\right), N\left(\frac{f_w}{f_c}\right), N\left(\frac{\tau_c}{\tau_{b,\max} + \tau_c}\right), \cos\phi \right) \quad (\text{VII.12})$$

Donde $N()$ representa la variable normalizada, es decir, la variable de media cero y de varianza 1.

De los 350 casos ejecutados y de los que se conocen tanto los parámetros de entrada de la red y los de salida, un 65% de los datos, seleccionados de forma aleatoria del conjunto de datos totales, se ha utilizado para entrenar la red. El método de aprendizaje aplicado, tal como se ha descrito anteriormente corresponde al método de la retro-propagación, incluyendo la regularización Bayesiana. De esta forma se minimiza la probabilidad de que se produzca el sobre-aprendizaje de la red. Para el diseño de la red se ha utilizado un “*Toolbox*” de Matlab llamado **Meteolab**, creado por el Grupo de Matemática Aplicada de la Universidad de Cantabria. Este “*Toolbox*” permite que el diseño de las redes, su aprendizaje y la fase de prueba puedan realizarse de forma sencilla.

En la

Figura 7.5 se muestran los resultados obtenidos tras la fase de aprendizaje de la red que simula el aumento de la tensión tangencial neta que sufre la corriente en flujos combinados. En la misma se representan los valores conocidos de la variable $\zeta = C^2/C_{wc}^2$ frente a los valores predichos por la red. Los casos representados corresponden a los datos utilizados en la fase de entrenamiento de la red.

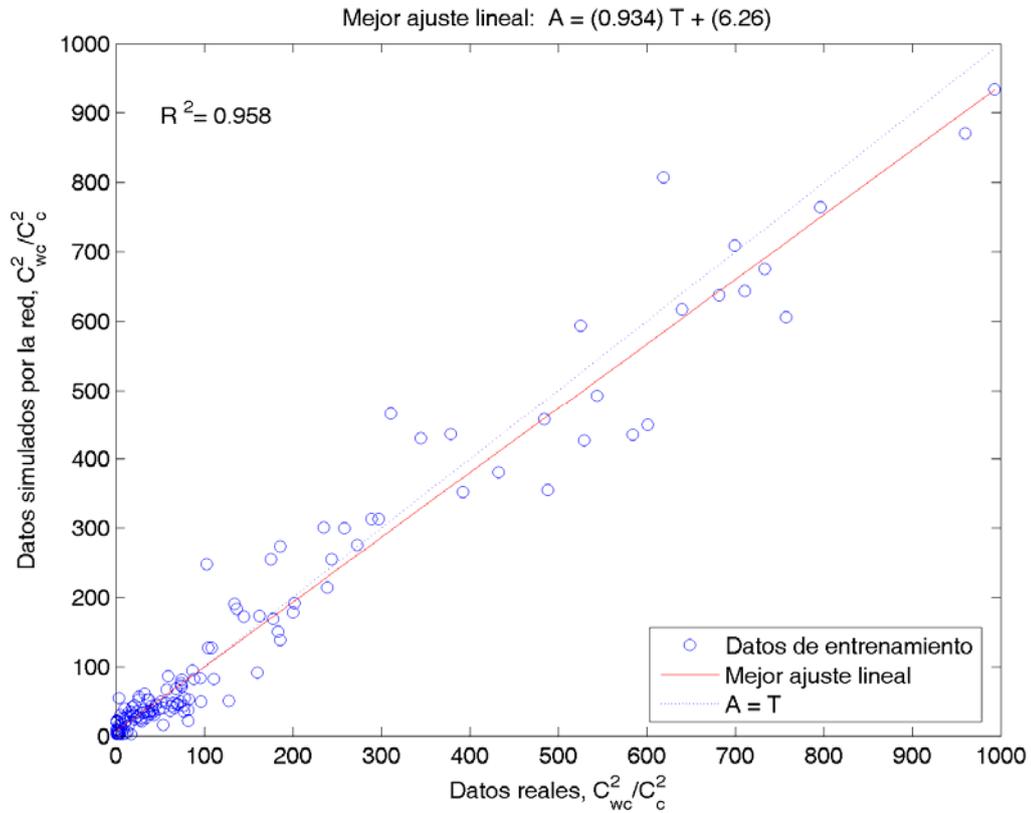


Figura 7.5 Comparación entre los valores reales y los predichos por la red neuronal para la variación de la tensión tangencial neta. Fase de aprendizaje.

Como puede observarse el comportamiento de la red es muy bueno para los casos de entrenamiento, obteniéndose un coeficiente de determinación entre los datos disponibles y los predichos del 95,8 %.

No obstante, este hecho no indica que el comportamiento de la red sea bueno para el conjunto total de los datos, ya que puede que se haya producido el sobre aprendizaje y las estimas de nuevos casos se alejen mucho de los valores reales. Para analizar este hecho, se ha recurrido a la fase de prueba donde se ha aplicado la red a los casos restantes del total de los disponibles y que no han sido utilizados para la fase de entrenamiento. Como resultado se ha obtenido la Figura 7.6, donde se representan los valores de la variable ζ obtenidos a partir del modelo numérico y los predichos por la red, representados en color azul los casos utilizados en la fase de entrenamiento y en color rojo los correspondientes a la fase de prueba. Para todos los casos el coeficiente

de determinación es del 92 % mostrando que el comportamiento de la red sigue siendo bueno.

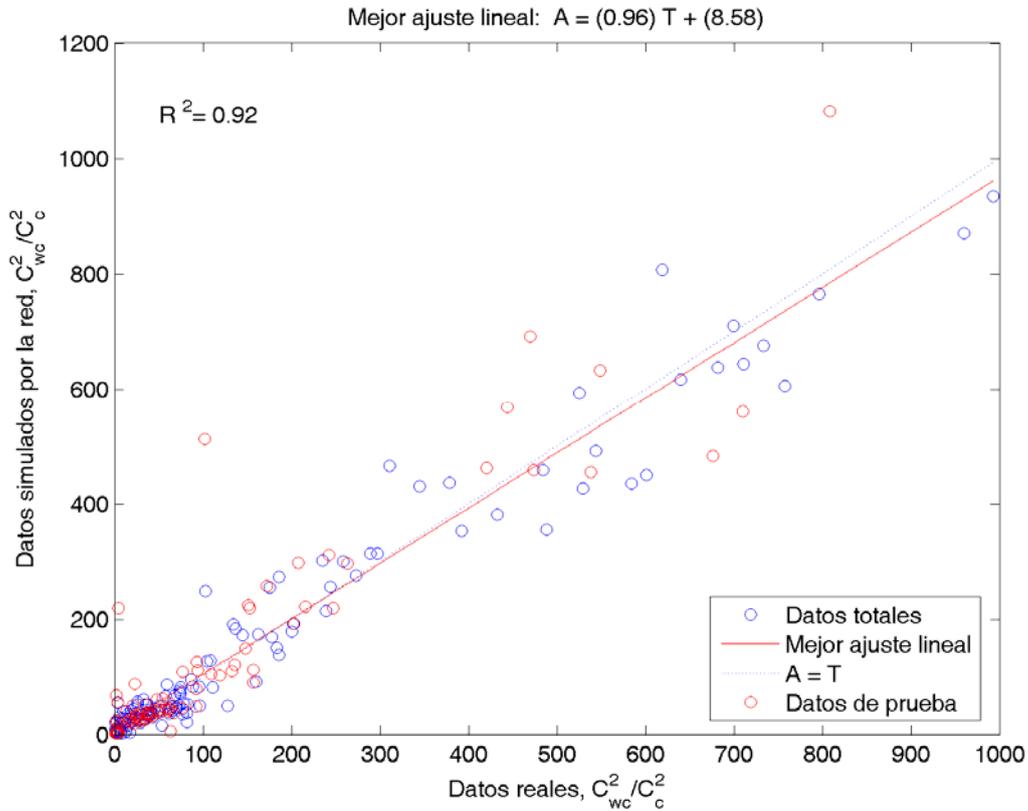


Figura 7.6 Comparación entre los valores reales y los predichos por la red neuronal para la variación de la rugosidad aparente. Fase de prueba.

Para que la red creada pueda ser utilizada por otros usuarios, en el Anexo del presente capítulo se detallan los valores de los pesos y biases de las neuronas de cada capa. El conocimiento de los valores de estos parámetros permite la red pueda ser utilizada como una fórmula explícita, dada por la siguiente expresión:

$$N(\zeta) = \left(\sum_{k_n=1,s} W_{kT_n} \frac{1}{1 + \exp \left[- \left(\sum_{j=1,m} W_{jk_n} \frac{1}{1 + \exp \left[- \left(\sum_{i=1,n_n} W_{ij} P_i \right) - b_j \right] \right) - b_{k_n} \right]} \right) + b_{T_n} \quad (\text{VII.13})$$

CAPÍTULO VII

Donde:

$$P_1 = N\left(\frac{H}{h}\right)$$

$$P_2 = N(\sinh(k_w h))$$

$$P_3 = N\left(\frac{U_c}{U_b}\right)$$

$$P_4 = N\left(\left(\frac{f_w}{f_c}\right)\right)$$

$$P_5 = N\left(\left(\frac{\tau_c}{\tau_c + \tau_{b,\max}}\right)\right)$$

$$P_6 = (\cos \phi)$$

n_n = número de neuronas de la primera capa

i = índice de las neuronas de la primera capa

m = número de neuronas de la segunda capa

j = índice de las neuronas de la segunda capa

s = número de neuronas de la tercera capa

k_n = índice de las neuronas de la tercera capa

T_n = índice de las neuronas de la cuarta capa

VII.III CONCLUSIONES

En el presente capítulo se ha descrito la parametrización realizada para la tensión tangencial neta que sufre la corriente, parámetro dependiente de la interacción ola-corriente. Para tal fin se han ejecutado 350 casos en el modelo numérico 2DV desarrollado en esta Tesis Doctoral, abarcando un amplio rango de condiciones físicas que pueden acontecer en los estuarios. La dependencia de este parámetro ha sido parametrizada mediante el uso de las redes neuronales, demostrando que es una técnica adecuada para el propósito perseguido. Finalmente, mencionar que las redes neuronales dan como resultado una formulación explícita, en este caso la ecuación VII.13, de fácil incorporación en modelos hidrodinámicos.

VII.IV ANEXO

En el presente Anexo se muestran los valores de los pesos y biases de la red neuronal desarrollada. En la Tabla 7.4 se indican los valores de los pesos entre las neuronas de la primera y segunda capa, en la Tabla 7.5 los pesos entre las neuronas de la segunda y tercera capa y en la Tabla 7.6 los pesos entre las neuronas de la tercera y cuarta capa.

	Neurona 1, capa 1	Neurona 2, capa 1	Neurona 3, capa 1
Neurona 1, capa 2	0,126840	-0,558207	10,077397
Neurona 2, capa 2	1,024242	-0,408240	-4,359895
Neurona 3, capa 2	0,205628	-2,271330	-3,631962

	Neurona 4, capa 1	Neurona 5, capa 1	Neurona 6, capa 1
Neurona 1, capa 2	0,250843	0,209473	0,672755
Neurona 2, capa 2	2,924623	-1,112878	2,313877
Neurona 3, capa 2	1,558441	-0,939478	2,748366

Tabla 7.4 Pesos entre las neuronas de la primera y segunda capa.

	Neurona 1, capa 2	Neurona 2, capa 2	Neurona 3, capa 2
Neurona 1, capa 3	4,351924	-0,732489	-0,615871
Neurona 2, capa 3	-13,453606	4,228729	3,745919

Tabla 7.5 Pesos entre las neuronas de la segunda y tercera capa.

	Neurona 1, capa 3	Neurona 2, capa 3
Neurona 1, capa 4	-1,77483	9,24467

Tabla 7.6 Pesos entre las neuronas de la tercera y cuarta capa.

En las tabla 7.7, 7.8 y 7.9 se muestran los valores de los biases de las neuronas de las capas 2, 3 y 4 respectivamente.

CAPÍTULO VII

Neurona 1, capa 2	Neurona 2, capa 2	Neurona 3, capa 2
5,961821	0,457776	0,849848

Tabla 7.7 Biases de las neuronas de la segunda.

Neurona 1, capa 3	Neurona 2, capa 3
1,424438	-0,78697976

Tabla 7.8 Biases de las neuronas de la tercera capa.

Neurona 1, capa 4
1,2038105

Tabla 7.9 Biases de las neuronas de la cuarta capa.

SECCIÓN III

CAPÍTULO VIII

MODELADO DE LOS PROCESOS DE MEZCLA EN FLUJOS COMBINADOS OLA- CORRIENTE

VIII.I INTRODUCCIÓN

El capítulo I, dedicado al análisis del estado del arte, ha puesto de manifiesto que, en cuanto al modelado de la mezcla lateral se refiere, actualmente no existe ningún modelo aplicable a estuarios y que contemple adecuadamente los efectos de la interacción ola-corriente. La razón principal de esta deficiencia en el estado del conocimiento actual se debe básicamente a que los modelos ola- corriente, para la viscosidad de remolino horizontal, han sido desarrollados básicamente para su aplicación en la zona de rompientes de las playas. Estas regiones suelen ser modeladas con alta resolución espacial, con mallas compuestas por celdas finas. Bajo estas condiciones se asume que la longitud de mezcla es igual a la profundidad total, o en ciertas ocasiones a la altura de ola, y que el tamaño de los vórtices está restringido por esta profundidad. Sin embargo, los estuarios, dado que poseen una mayor dimensión, el tamaño de las celdas de cálculo suele ser mayor, y por lo tanto la profundidad no puede ser considerada igual a la longitud de mezcla.

En el presente capítulo se propone una formulación para el cálculo de la viscosidad de remolino en estuarios, aplicable a la escala de promediado 4 y que considera los procesos de mezcla inducidos por la interacción ola- corriente. Recordando lo expuesto en el capítulo I, la escala de promediado 4 es aquella en la que se promedian las ecuaciones de gobierno en las celdas que componen la malla de cálculo. Una de las características que debe de cumplir el modelo propuesto es que

sea válido para condiciones de corrientes puras así como en condiciones de flujos combinados.

El modelo que se propone es una modificación del modelo diferencial de una ecuación propuesto por O'Connor y Yoo (1987), quienes lo validaron para su aplicación en modelos hidrodinámicos en la zona de rompientes de las playas a la escala de promediado 3, si bien no demostraron la aplicabilidad de este tipo de modelos de cierre promediados en vertical para los flujos de corrientes puras. Téngase en cuenta que los modelos aplicables en estuarios deben de ser válidos para corrientes puras así como para flujos combinados ola- corriente, ya que en el interior del estuario será la corriente pura la que prebalace, mientras que en la zona exterior del estuario y en la desembocadura son los flujos- combinados los más habituales. Por esta razón, en el apartado 3 de este capítulo, se comparan los resultados obtenidos con distintos modelos de cierre que actualmente se utilizan en el modelado hidrodinámico en estuarios, en flujos de corrientes que no interaccionan con el oleaje. Estos son aplicados en un caso teórico del que se dispone información adicional proveniente de ensayos en laboratorio. La comparación de los resultados y los datos de laboratorio permite identificar si el modelo es válido para su aplicación en condiciones de corrientes puras.

Para finalizar con el capítulo, se resumen las conclusiones más relevantes obtenidas mediante los resultados mostrados en el presente capítulo.

VIII.II PROPUESTA DE UN MODELO DE MEZCLA HORIZONTAL PARA SU APLICACIÓN EN FLUJOS COMBINADOS OLA- CORRIENTE EN ESTUARIOS

En base a los modelos descritos anteriormente, en el capítulo I, las características principales de los modelos de cierre a las escalas de promediado 3 y 4 se pueden resumir en los siguientes puntos:

- Escala de promediado 3, modelos de cierre para su aplicación en la zona de rompientes de las playas:

CAPÍTULO VIII

1. La longitud de mezcla se considera igual a la profundidad total o igual a la altura de ola.
2. La rotura del oleaje es la principal fuente de turbulencia.

- Escala de promediado 4, modelos de cierre para su aplicación en estuarios:

1. La longitud de mezcla se considera igual a la dimensión de las celdas que componen la malla de cálculo.
2. La principal fuente de turbulencia es la fricción en el fondo o los gradientes horizontales de la velocidad.

Dentro de los modelos aplicables a flujos en la zona de rompientes de las playas los modelos diferenciales son los que mejores resultados reproducen, siendo los de una ecuación los más sencillos de aplicar. La diferencia entre los modelos de una ecuación que son aplicados a la escala de promediado 4 y los utilizados en la zona de rompientes de las playas, radica principalmente en la definición de la longitud de mezcla. Los primeros consideran que esta es igual a la discretización de la malla de cálculo, mientras que en la zona de rompientes lo consideran igual a la profundidad total.

O'Connor y Yoo (1987) analizaron el modelado de las corrientes longitudinales en las playas considerando diferentes modelos de cierre para la viscosidad de remolino horizontal. Mediante la comparación de los perfiles horizontales de las corrientes medidos en laboratorio con los casos simulados numéricamente observaron que los modelos diferenciales de una ecuación y los de dos ecuaciones son los que mejores resultados dan. En la Figura 8.1 se muestra la comparación realizada por los autores, quienes observan que los resultados obtenidos mediante el modelo κ son muy similares a los obtenidos mediante el modelo κ - ϵ , mientras que el coste en tiempo de computación aumenta de forma considerable al considerar un modelos de cierre de dos ecuaciones diferenciales.

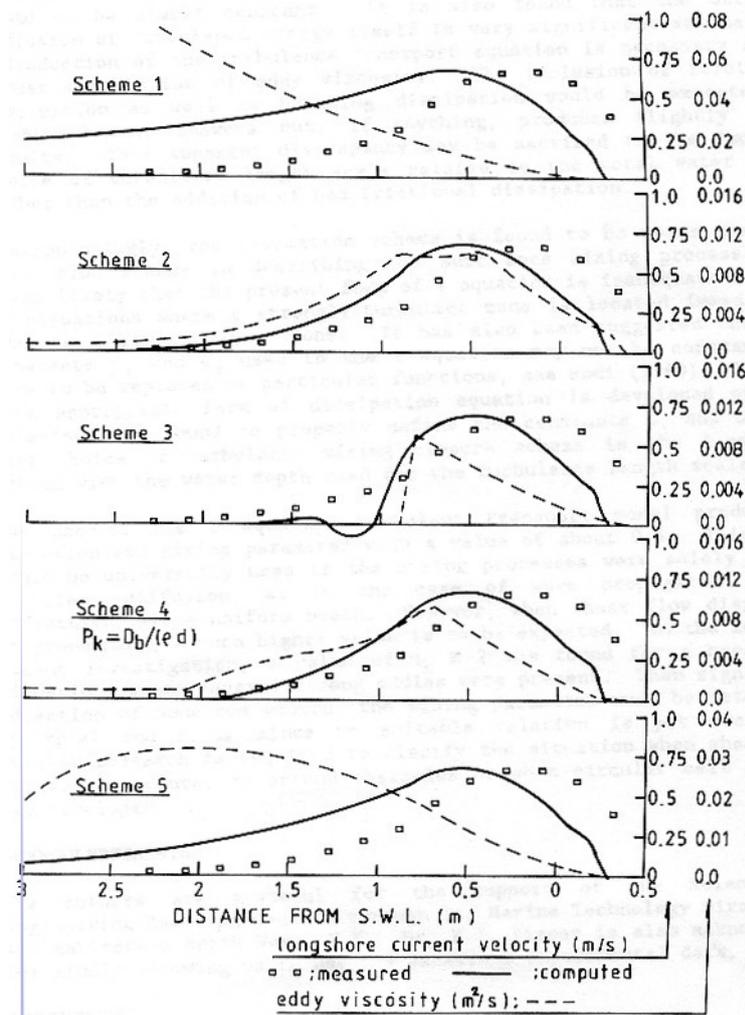


Figura 8.1 Comparación de la velocidad de las corrientes longitudinales y de los perfiles de la viscosidad de remolino producidos por varios modelos de cierre para la viscosidad de remolino. Scheme1 = Longuet- Higgins (1970), Scheme 2 =Thornton (1970) y Jonsson, et al. (1976), Scheme 3= Battjes (1975), Scheme 5= modelo κ , Scheme 5= modelo κ - ϵ . De O'Connor y Yoo (1987).

Con base a los resultados del estudio realizado por O'Connor y Yoo (1987) se propone la utilización de un modelo diferencial de una ecuación integrada en vertical para su aplicación en estuarios. Este modelo debe incluir como posible mecanismo de generación de energía cinética turbulenta la rotura del oleaje además del efecto de la interacción ola- corriente en el aumento de la tensión tangencial neta que siente la corriente. Sin embargo, y a diferencia de la expresión propuesta por O'Connor y Yoo (1987), donde la longitud de mezcla es igual a la profundidad total, en el modelo que se propone para su aplicación en estuarios la longitud de mezcla es igual a la dimensión de las celdas que componen la malla de cálculo. Por otro lado, O'Connor

y Yoo (1987) consideran despreciable el efecto de los términos advectivos en la ecuación de transporte de la energía cinética turbulenta. En el caso de los estuarios, zonas costeras donde los gradientes horizontales de las velocidades y de cualquier propiedad del flujo pueden ser importantes, y por lo tanto, el efecto de los términos advectivos no puede ser despreciado.

Teniendo en cuenta todo lo anteriormente comentado, se plantea un modelo de cierre para la viscosidad de remolino horizontal aplicable a flujos integrados en vertical y a la escala de promediado 4, que considera el aumento de la turbulencia que supone el incremento de la fricción en el fondo debido a la interacción ola- corriente y la posible rotura del oleaje. Más aún, debido a que las corrientes en los estuarios presentan una gran variabilidad espacio temporal, los procesos que se producen a escalas menores que los que resuelven los modelos numéricos deben depender del tiempo y del espacio.

$$v_{H,t} = C_{\mu} \frac{\bar{k}^{-2}}{\varepsilon} \quad (\text{VIII.1})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{k}}{\partial t} + U \frac{\partial \bar{k}}{\partial x} + V \frac{\partial \bar{k}}{\partial y} = & \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v_{H,wc}}{\sigma_k} \frac{\partial \bar{k}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v_{H,wc}}{\sigma_k} \frac{\partial \bar{k}}{\partial y} \right) + \\ & v_{H,wc} \left[2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right] + \\ & \frac{1}{\sqrt{C_{f,wc}}} \frac{(C_{f,wc} (U^2 + V^2))^{3/2}}{D} + \frac{D_b}{\rho D} - \bar{\varepsilon} \end{aligned} \quad (\text{VIII.2})$$

$$\bar{\varepsilon} = C_D \frac{\bar{k}^{3/2}}{\Delta x}; \quad C_{\mu} = C'_{\mu} C_D \quad (\text{VIII.3})$$

Donde:

\bar{k} = Energía cinética turbulenta integrada en vertical.

U = Componente x de la velocidad promediada en vertical.

V = Componente y de la velocidad promediada en vertical.

y = Coordenada horizontal.

C_{μ} = Coeficiente ($\approx 0,09$).

C'_{μ} = Coeficiente.

C_D = Coeficiente ($\approx 0,09$).

σ_k = Número de Prandtl- Schmitt para la energía cinética turbulenta (≈ 1).

$\nu_{H,wc}$ = Viscosidad de remolino horizontal en flujos combinados ola- corriente.

x = Coordenada horizontal.

$C_{f,wc}$ = Coeficiente de fricción ola- corriente

D_b = Tasa de disipación de energía en el proceso de rotura del oleaje.

ρ = Densidad del fluido.

$\bar{\varepsilon}$ = Tasa de disipación de la energía cinética turbulenta promediada en vertical.

D = Profundidad total.

Obsérvese que el modelo planteado es equivalente al modelo k utilizado para la viscosidad de remolino a la escala de promediado 4 que se ha descrito en el capítulo dedicado al análisis del estado del arte, pero que a diferencia de este, presenta un nuevo término generador de energía cinética turbulenta, que corresponde a la rotura del oleaje. Por otro lado, obsérvese como el coeficiente de fricción C_f para corrientes puras, ha sido sustituido por un coeficiente de fricción en el fondo ola-corriente $C_{f,wc}$, ya que en los estuarios son estos flujos combinados los que prevalecen. El factor de fricción ola- corriente puede ser estimado a partir de diversos modelos, tales como el de Grant y Madsen (1979), Fredsøe (1989), Davies, *et al.* (1988) o el obtenido a partir de la parametrización propuesta en el capítulo anterior.

Las características principales de este modelo de cierre en comparación con los modelos que generalmente son aplicados a la escala de promediado 4 son las siguientes:

CAPÍTULO VIII

- El modelo es dependiente de la historia del flujo.
- El modelo genera turbulencia debido a los siguientes procesos:
 - o Fricción en el fondo.
 - o Rotura del oleaje.
 - o Gradientes horizontales de la velocidad.

De forma que dependiendo del proceso que prevalezca en una zona concreta del estuario, el modelo es capaz de reproducir el aumento de turbulencia que genera es proceso concreto. Por ejemplo, en la playa adyacente a la boca de la desembocadura, el proceso principal de generación de energía cinética turbulenta es la rotura del oleaje, mientras que en el interior del estuario es la fricción en el fondo la fuente principal de turbulencia.

Por otro lado, es de destacar que este tipo de modelos no sólo generan y disipan la energía cinética turbulenta, sino que lo transportan y lo difunden como una propiedad más del flujo.

Como ya se ha mencionado, O'Connor y Yoo (1987) validaron este modelo para su aplicación a la escala de promediado 3 en la zona de rompientes de las playas, zonas en las que se produce una importante interacción entre el oleaje y las corrientes. No obstante, este modelo no ha sido validado en flujos de corrientes puras y tampoco ha sido comparado con otro tipo de modelos utilizados a la escala 4. Por esta razón, en el siguiente apartado se procede a la validación del modelo propuesto y a la comparación del mismo con el modelo de Smagorinsky con el modelo de viscosidad de remolino constante propuesto por Madsen, *et al.* (1988).

VIII.III COMPARACIÓN DEL MODELO PLANTEADO CON LOS MODELOS QUE GENERALMENTE SE UTILIZAN EN LOS ESTUARIOS

En el presente apartado se comparan los resultados que se obtienen mediante la aplicación del modelo planteado y mediante la aplicación de modelos para la

viscosidad de remolino tales como el propuesto por Madsen, *et al.* (1988) (viscosidad de remolino constante) y el modelo de Smagorinsky (1963). En concreto, se analiza el comportamiento de una descarga a un río que fluye a lo largo de un canal con profundidad constante. Las características geométricas del dominio de estudio se muestran en la Figura 8.2. El caso a analizar consiste en un chorro que descarga en una canal a lo largo de la cual fluye un río de caudal constante. Este caso teórico que fue analizado por McGuirk y Rodi (1978), quienes observaron que aguas debajo de la desembocadura se formaba una zona donde se observaba la formación de un remolino, zona caracterizada por una menor elevación de la superficie libre. Asimismo estos autores realizaron ensayos de laboratorio, con objeto de analizar la anchura del remolino de recirculación en función de las características del flujo y de la geometría de la zona de descarga y del canal.

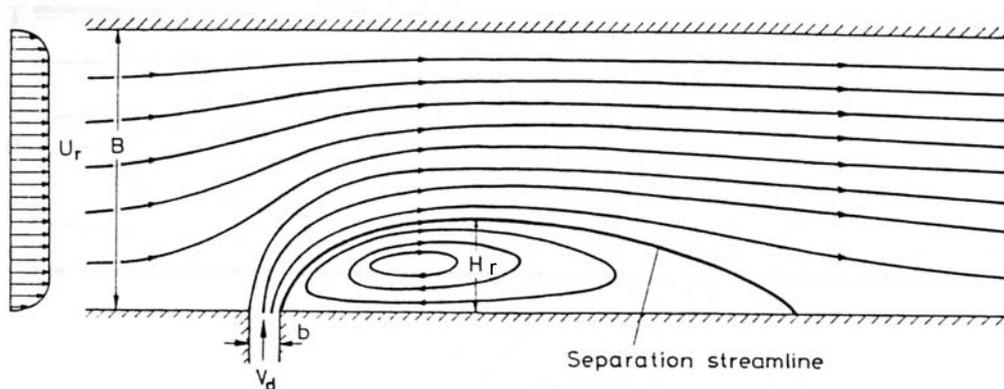


Figura 8.2 Geometría del caso analizado y comportamiento de las líneas de corriente. McGuirk y Rodi (1978).

McGuirk y Rodi (1978) observaron que la anchura del remolino de circulación (H_r) adimensionalizada con la anchura total del canal (B) es función del siguiente parámetro adimensional:

$$\left(\frac{V_d}{U_r} \right)^2 \frac{b}{B} \quad \text{(VIII.4)}$$

Donde:

V_d es la intensidad de la corriente que desemboca en la canal (m/s).

CAPÍTULO VIII

U_r es la intensidad de la corriente que fluye a lo largo de la canal, aguas arriba de la desembocadura (m/s).

b es la anchura de la desembocadura (m)

B es la anchura total de la canal (m).

En la Figura 8.3 se muestra la relación obtenida por los autores.

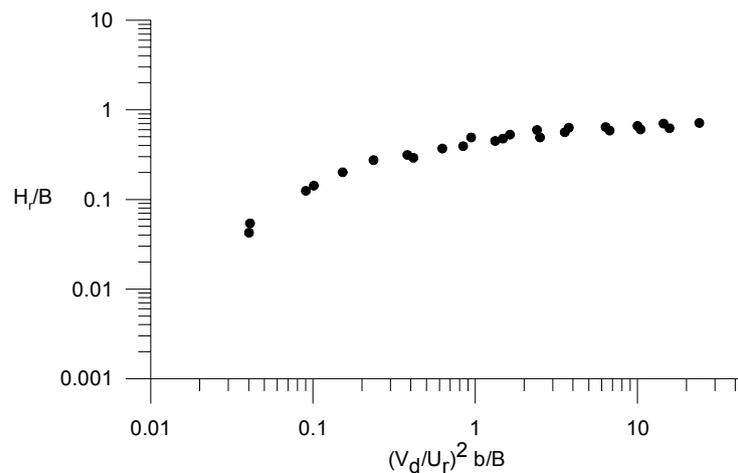


Figura 8.3 Anchura adimensional del remolino de recirculación. McGuirk y Rodi (1978).

Para cada modelo de cierre considerado se han realizado 11 ejecuciones, considerando distintos valores de parámetro $\left(\frac{V_d}{U_r}\right)^2 \frac{b}{B}$. En todos los casos la geometría de la zona de estudio se ha mantenido constante, variando la velocidad de la corriente de descarga V_d . En el caso del modelo de cierre de viscosidad de remolino constante, se ha probado con dos coeficientes de proporcionalidad, el máximo y el mínimo sugeridos en la literatura. En el caso del modelo de Smagorinsky se ha procedido de manera análoga. De esta forma, se analiza la sensibilidad de cada modelo con respecto al valor del coeficiente de proporcionalidad y además no se incurre en el error de comparar dos casos con coeficientes concretos, sino que se analizan todo el rango de posibilidades. En la Figura 8.4 se muestra la comparación de los resultados obtenidos mediante cada uno de los modelos y de los datos medidos por McGuirk y Rodi (1978). Obsérvese que en todos los casos

considerados mediante la simulación numérica se predice una anchura adimensional del remolino situado aguas debajo de la desembocadura menor que los correspondientes a los medidos mediante ensayo físico. Este hecho puede ser debido a que el factor de fricción que se está introduciendo en el modelo numérico sea excesivamente elevado, disipando parte de la energía y afectando de esta forma a la dimensión de los remolinos. En todos los casos considerados se ha seleccionado una rugosidad de Nikuradse igual a 0,1 m, excepto en un caso, en el que se ha considerado el modelo k con una rugosidad inferior, con un valor de 0,05 m. De esta forma, se obtiene un mejor ajuste con los datos medidos.

Lo que sí merece la pena resaltar es que la tendencia de los datos se ajusta mejor con el modelo diferencial utilizado, que con el resto de los modelos. Cabe destacar que el modelo de Smagorinsky, considerado el menor coeficiente propuesto en la literatura también reproduce adecuadamente la tendencia. Por otro lado, obsérvese que el hecho de considerar la viscosidad de remolino constante hace que la tendencia observada no sea reproducida adecuadamente.

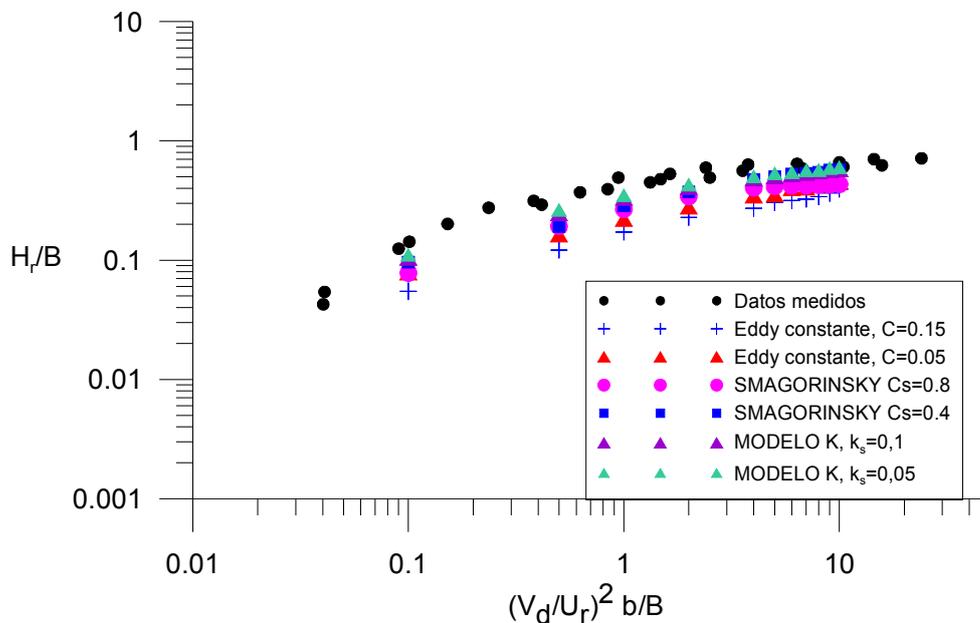


Figura 8.4 Anchura adimensional del remolino de recirculación. Comparación de las medidas en laboratorio llevadas a cabo por McGuirk y Rodi (1978) y los datos simulados numéricamente.

CAPÍTULO VIII

Con objeto de mostrar cuál es la bondad de ajuste entre los datos numéricos y los medidos para cada uno de los modelos de cierre considerados, se presenta la Tabla 8.1 en la que se indica el coeficiente de determinación para cada uno de los casos. Obsérvese que con el modelo diferencial considerando el menor coeficiente es el que mejores resultados reproduce. Por último, se presentan en las Figuras 8.4, 8.5 y 8.6 una comparación del patrón de corrientes para los casos concretos en los que la variable adimensional X vale 0,1, 1 y 5.

	Modelo de viscosidad de remolino					
	Constante, $C=0,05$	Constante, $C=0,15$	Smagorinsky, $C_s=0,4$	Smagorinsky, $C_s=0,8$	Modelo diferencial $k, k_s=0, 1 \text{ m}$	Modelo diferencial $k, k_s=0, 05 \text{ m}$
R^2 Sobre la bisectriz	0,552	0,58	0,63	0,66	0,74	0,75

Tabla 8.1 Coeficientes de ajuste entre los datos medidos y los simulados.

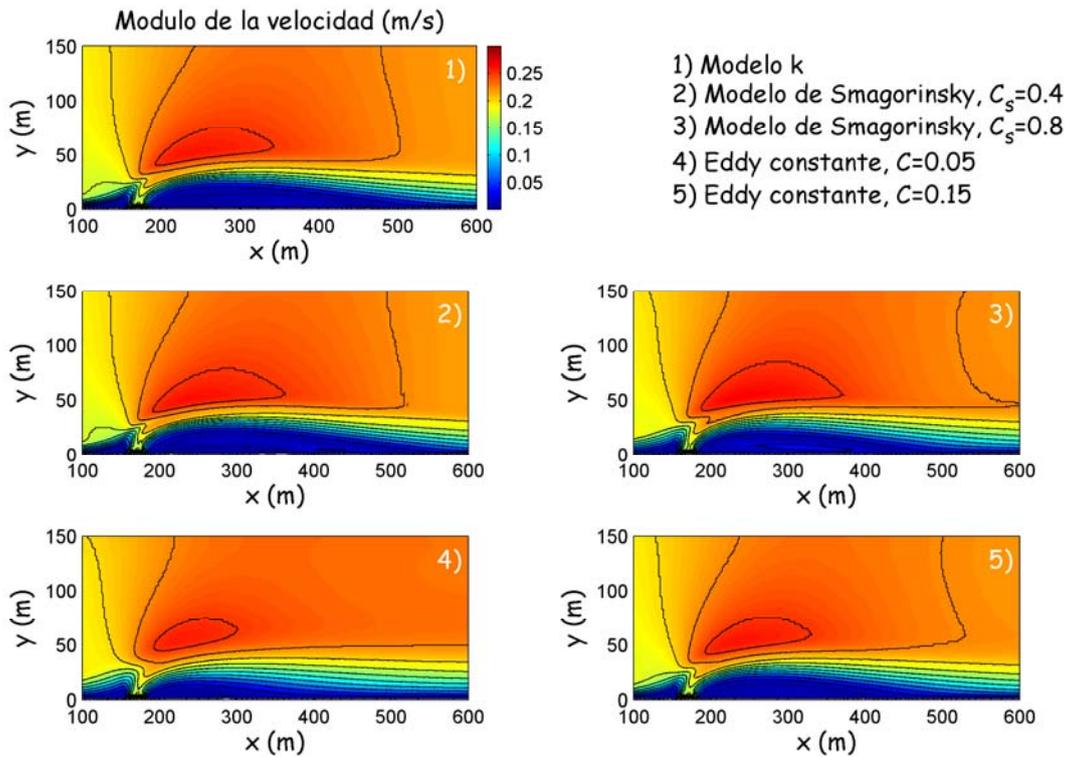


Figura 8.5 Comparación del campo de corrientes haciendo uso de distintos modelos de cierre para la viscosidad de remolino. $X=0,1$.

Obsérvese que para $X=0,1$ los resultados obtenidos mediante el modelo k y el modelo de Smagorinsky son similares, mientras que los resultados considerando un eddy constante son muy diferentes, sobre todo si se considera el menor coeficiente. Estas diferencias se hacen más notables a medida que aumenta el parámetro X . Cuando la velocidad del efluente aumenta, el modelo Smagorinsky y el modelo k reproducen una serie de inestabilidades en el interior del vórtice situado aguas debajo de la desembocadura, mientras que con la viscosidad de remolino constante no generan estas inestabilidades.

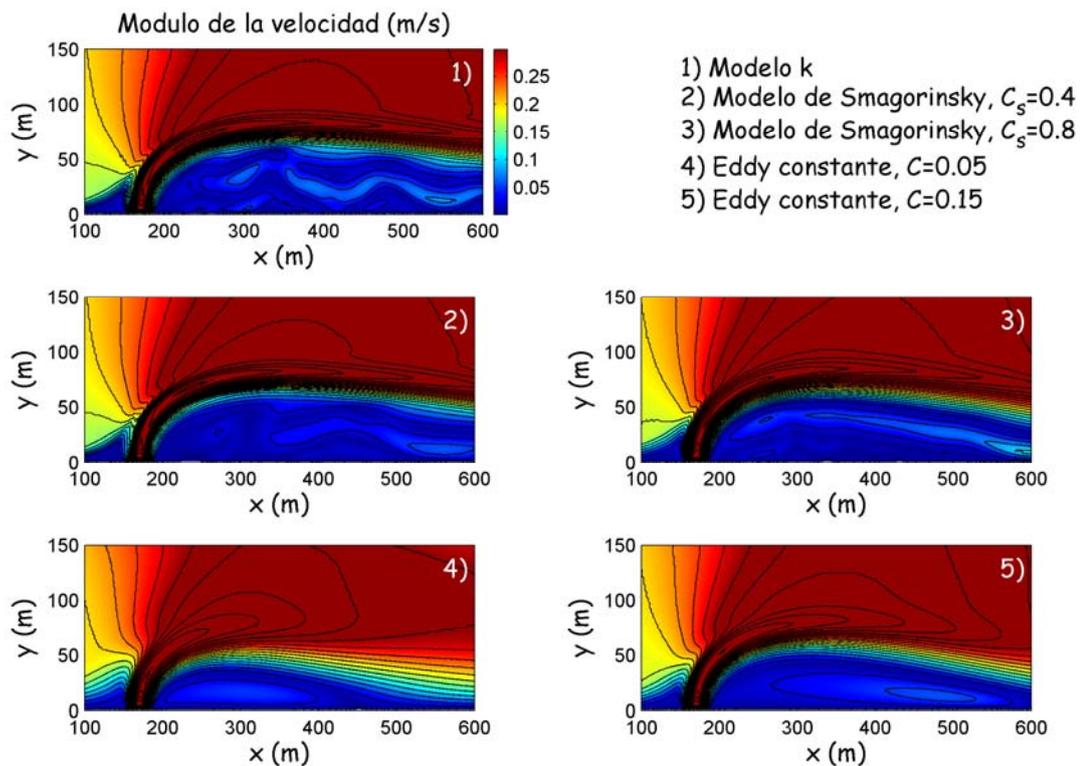


Figura 8.6 Comparación del campo de corrientes haciendo uso de distintos modelos de cierre para la viscosidad de remolino. $X=1$.

Obsérvese que cuando $X=5$, con el modelo diferencial y el Smagorinsky con el menor coeficiente, reproducen 3 vórtices dentro del gran vórtice. Los resultados en ambos casos son muy parecidos, siendo los resultados del modelo k un estadio intermedio a los dos resultados suministrados por el modelo de Smagorinsky.

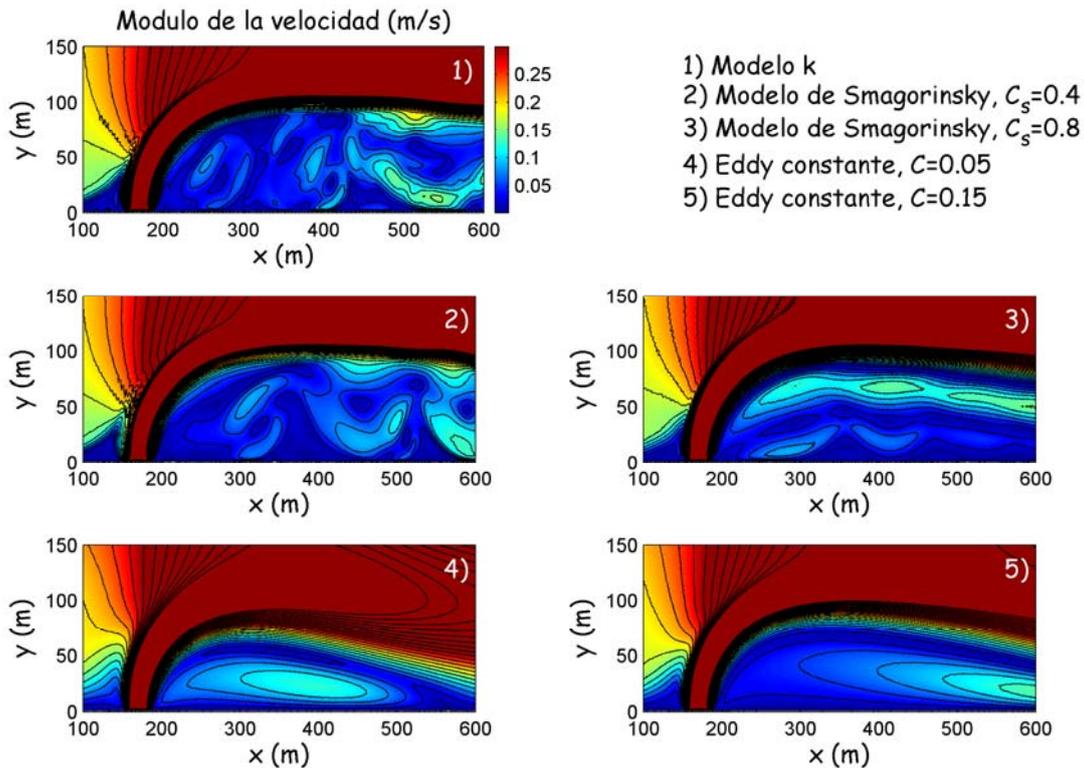


Figura 8.7 Comparación del campo de corrientes haciendo uso de distintos modelos de cierre para la viscosidad de remolino. $X=5$.

VIII.IV CONCLUSIONES

En este capítulo se ha planteado un modelo de cierre para la viscosidad de remolino aplicable a la escala de promediado 4 y que incluye el efecto de la tensión tangencial neta que siente la corriente en los flujos combinados y el efecto de la posible rotura del oleaje. El modelo ha sido aplicado al caso concreto de un chorro que desemboca en un canal, en el que no se considera la interacción ola- corriente. El objetivo principal del análisis realizado ha consistido en mostrar el buen comportamiento del modelo en los flujos de corrientes puras, como las que se puedan dar en los estuarios. Para el caso concreto analizado el comportamiento del modelo de cierre analizado es mejor que el que mejor que el obtenido tras aplicar una viscosidad de remolino constante. No obstante, el modelo de Smagorinsky da como resultado patrones muy similares a los obtenidos con el modelo diferencial de una ecuación. Una ventaja añadida de este tipo de modelos diferenciales radica en la posibilidad de la inclusión

CAPÍTULO VIII

de efectos tales como las derivadas de los efectos de variaciones de densidad, procesos que en la boca de los estuarios pueden ser importantes. No obstante, el modelo presentado debe ser validado para el caso concreto de los flujos combinados, por lo que se planteará como futura línea de investigación la realización de ensayos en modelo físico para su futura validación.

SECCIÓN IV

CAPÍTULO IX

EFFECTOS DE LA INTERACCIÓN OLA-CORRIENTE EN LA PROPAGACIÓN DE LA ONDA DE MAREA

IX.I INTRODUCCIÓN

En este capítulo se analiza el efecto de la interacción ola-corriente en la propagación de la onda de marea en el interior de los estuarios. En concreto, se estudia la influencia de diferentes campos de oleaje incidentes en la desembocadura sobre la propagación de la onda larga. El análisis se ha realizado mediante un modelo numérico hidrodinámico que resuelve las ecuaciones de ondas largas en flujos combinados, y que se alimenta por la red neuronal desarrollada en la presente Tesis Doctoral y que ha sido descrita en el capítulo VII.

La estructura seguida en el presente capítulo es la siguiente: tras esta breve introducción se describen los factores que afectan a la propagación de la onda de marea en estuarios unidimensionales y sus implicaciones en cuanto a la morfodinámica se refiere. Posteriormente, se describe la geometría del estuario unidimensional considerado, los campos de oleaje introducidos, así como las características de la onda de marea a la hora de realizar los ensayos numéricos. Finalmente, mediante la resolución numérica de las ecuaciones que gobiernan la propagación de la onda de marea en flujos combinados ola- corriente, se analiza el efecto que la variación de la tensión tangencial neta produce en la propagación de la onda larga, evaluándose las modificaciones que generan las variaciones en la altura de ola, en el periodo del oleaje, así como en la capacidad de penetración del oleaje a lo largo del estuario. Por último, se resumen las conclusiones más importantes obtenidas en el estudio y se discuten las principales implicaciones que la interacción

ola-corriente puede tener en la hidrodinámica y evolución morfológica de los estuarios.

IX.II PROPAGACIÓN DE LA ONDA DE MAREA A LO LARGO DE UN ESTUARIO UNIDIMENSIONAL

La oscilación periódica que surge fruto de las fuerzas generadoras de las mareas se propaga a lo largo de los márgenes someros de los océanos, donde la mayor parte de su energía es disipada. La onda de marea es una onda extremadamente larga, que solamente tiene una forma sinusoidal en el océano profundo (Dronkers, 2005). En la costa, debido a la interacción con los contornos y a los efectos de la amplitud finita de la marea, se distorsiona haciendo que la llenante y la vaciante se vuelvan asimétricas. Esta deformación se debe, por lo general, a que la cresta de la onda se propaga más rápidamente que el seno, como consecuencia de la diferencia de profundidades entre la pleamar y la bajamar, repercutiendo a su vez, en las fuerzas de fricción en el fondo (Dronkers, 1964). Asimismo las variaciones verticales y longitudinales de la sección transversal del estuario distorsionan aún más la respuesta de la marea.

Los mecanismos que producen la distorsión de la marea se representan en las ecuaciones de movimiento a través de los efectos de la amplitud finita, fricción, advección y la interacción de la geometría del canal con la marea (Aubrey y Speer, 1985).

Típicamente la distorsión de la onda de marea se observa, en la superficie libre, con un adelantamiento o retraso de la cresta de la onda. Una consecuencia inmediata de dicha deformación es una variación del tiempo que dura la vaciante y la llenante. Dado que el prisma de marea ha de ser el mismo, esta asimetría se traduce en una diferencia entre la intensidad de las corrientes durante la vaciante y la llenante. Si la vaciante dura más, las corrientes durante la llenante son más intensas y, al contrario, si la llenante dura más se produce una intensificación de las corrientes de vaciante.

Esta distorsión de la onda de marea se puede representar a través de la suma del armónico principal, cuya frecuencia corresponde a la marea astronómica incidente (w), y los súper armónicos, cuyas frecuencias son los múltiplos de la componente principal ($2w$, $3w$,...) según la fase relativa entre la componente armónica y los superarmónico en la marea que se representa domina la llenante o la vaciante. Cuando el desfase para la superficie libre se encuentra entre 0° y 180° , la llenante domina, cuando el desfase se encuentra entre 180° y 360° , la vaciante domina (Friedrich y Aubrey, 1988). En la Figura 9.1 se presenta un ejemplo de la suma de una componente armónica y su primer superarmónico. En la misma figura se muestra (en la parte superior) la variación temporal de la superficie libre, en el caso en el que domine la llenante (línea azul) y en el caso en el que se produzca el dominio de la vaciante (línea roja). En la parte inferior se representa el campo de velocidades correspondiente a cada caso.

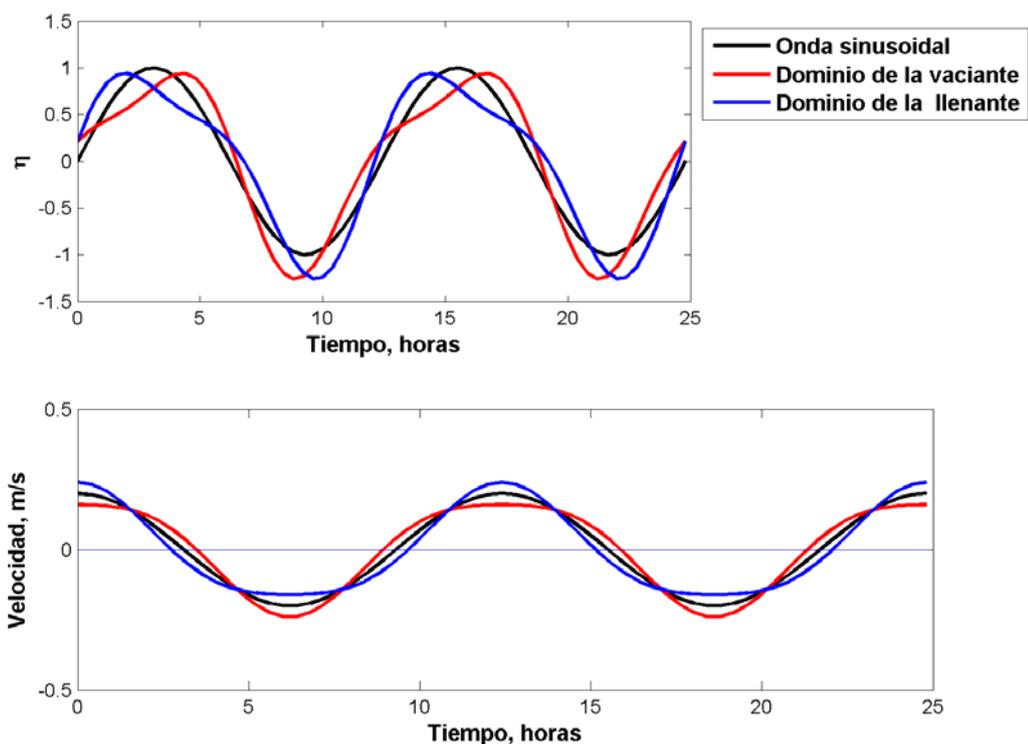


Figura 9.1 Efecto de la superposición de un superarmónico en la componente principal.

En las últimas tres décadas se han llevado a cabo diferentes estudios sobre la relación existente entre la propagación de la onda de marea y la configuración morfológica de

los estuarios, ya que esta asimetría temporal en el campo de velocidades puede tener su manifiesto en la tendencia evolutiva del estuario. Aubrey y Speer (1985), llegaron a la conclusión de que en efecto, la deformación de la onda de marea es un parámetro que permite determinar la tendencia morfológica de los estuarios. Mientras que bajo un campo de corrientes totalmente simétrico el transporte neto de sedimentos es nulo, la asimetría de las velocidades puede inducir un transporte neto hacia el interior o hacia el exterior del estuario, de forma que el estuario tenga una tendencia morfológica hacia la llenante o hacia la vaciante. Esta asimetría define la tendencia evolutiva del estuario: domina la llenante cuando es más corta pero más intensa y domina la vaciante en caso contrario (Le Blond, 1978; Aubrey y Speer, 1985). Lomónaco (1999) realizó un estudio de la propagación de la componente lunar semidiurna a lo largo de un canal de sección trapezoidal, obteniendo una solución analítica del problema de la propagación de la onda de marea en este tipo de estuarios simplificados. En el estudio realizado, Lomónaco (1999) analizó el efecto que producía en la propagación de la onda de marea la consideración de diferentes factores de fricción. Asimismo analizó el efecto de la longitud del estuario en la distorsión de la onda de marea, llegando a la conclusión de que el aumento de la longitud del estuario es, en cuanto a la deformación de la onda de marea se refiere, equivalente a un aumento del término de fricción.

Como ya se ha comentado en la Sección I, la mayor parte de los estudios realizados sobre la interacción ola-corriente, Liu y Dalrymple (1979), Nishimura (1982), Hass, *et al.* (1998) y Özkan-Haller y Li (2003), entre otros, han sido llevados a cabo con el propósito de describir sus efectos en la hidrodinámica de la zona de rompientes de las playas. Sin embargo, aunque la acción conjunta del oleaje y de las corrientes fluvio-mareales es un hecho muy común en los estuarios, la influencia que dicha interacción puede suponer en la propagación de la onda de marea no ha recibido la misma atención. Desde 1979, tras el trabajo pionero llevado a cabo por Grant y Madsen (1979), se han realizado distintos trabajos donde se estudia la interacción oleaje- marea, dentro de los que cabe destacar los siguientes: Davies y Lawrence (1995), Bender y Wong (1993), Kagan, *et al.* (2003), Moon I.-J. (2005) y Bolaños-Sanchez, *et al.* (2005) entre otros. De estos estudios se concluye que la coexistencia de un campo de oleaje y las corrientes produce, entre otros efectos, un aumento de la

intensidad de la tensión tangencial en el fondo, es decir, de la fricción con el fondo, parámetro que, como ya se ha señalado, es uno de los mecanismos que determina la deformación de la onda de marea.

Más aún, en los capítulos anteriores de esta Tesis Doctoral, en concreto en la Sección II se ha demostrado que la interacción ola- corriente además de producir una modificación de la rugosidad aparente del lecho, que no en todos los casos debe corresponder a un aumento, también produce una tensión tangencial superficial. El efecto conjunto de la tensión tangencial superficial y de la fricción en el fondo puede ser representado a partir de una tensión tangencial neta. Esta tensión que sufre la corriente, que engloba el efecto de todas las tensiones tangenciales que se producen a lo largo de toda la columna de agua, puede ser introducida en las ecuaciones de gobierno de forma similar a la fricción en el fondo. Por lo tanto, cabe esperar que la inclusión de esta tensión tangencial neta, introducida de forma similar a una tensión tangencial en el fondo, genere modificaciones en la propagación de la onda de marea a lo largo de los estuarios, y por lo tanto, también tenga su implicación en la morfología y tendencia morfológica del estuario.

IX.III DESCRIPCIÓN DEL CANAL, CAMPO DE OLEAJE APLICADO Y PARÁMETROS DE EJECUCIÓN

Con objeto de analizar los efectos de la interacción ola- corriente y aislar los efectos de este proceso, se ha considerado un estuario unidimensional hipotético y simplificado. Este estuario es de sección rectangular longitudinalmente constante, con una profundidad media a media marea de 3 m, una longitud total de 10 Km (mucho menor que la longitud de la onda de marea considerada), siendo la anchura del canal de 200 m. La geometría del canal considerado se muestra en la Figura 9.2.

La onda de marea incidente y el oleaje se definen en X/L_0 igual a 0 mientras que en X/L_0 igual a 1 se impone la condición de flujo nulo.

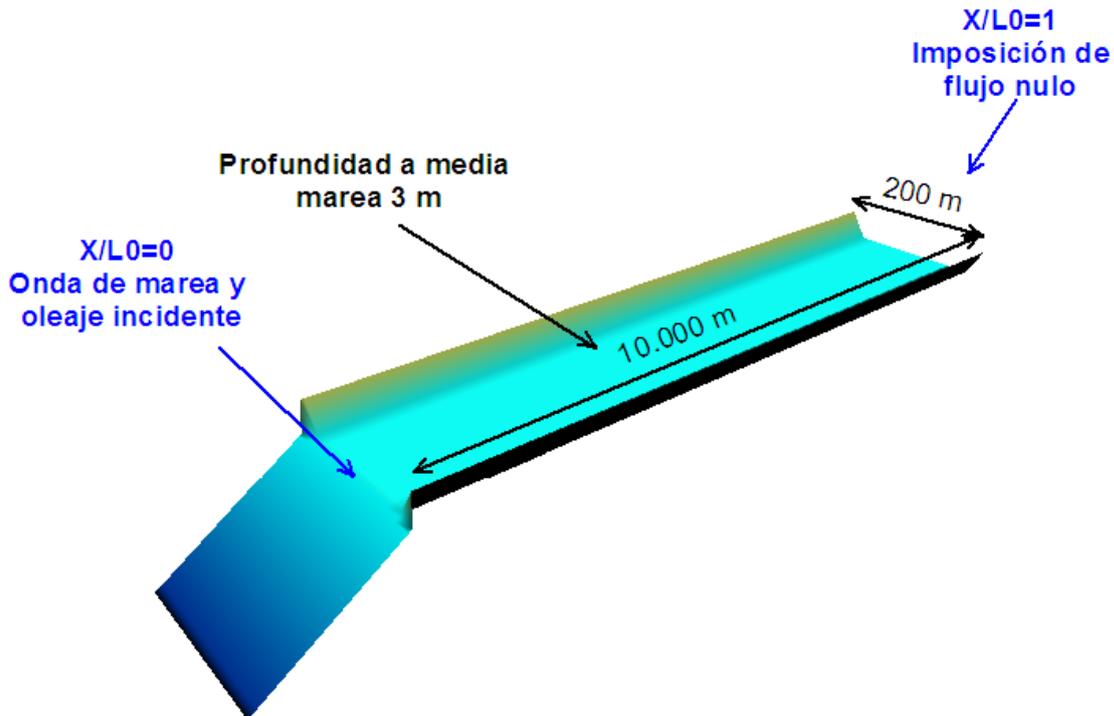


Figura 9.2 Geometría del estuario considerado.

El oleaje incidente es definido en el instante de la pleamar. Sin embargo, a medida que el oleaje se propaga aguas arriba del estuario sufre transformaciones. Por un lado, la variabilidad espacio temporal de las corrientes mareales, así como las variaciones del nivel medio y de la profundidad, hacen que el oleaje esté sometido a continuas modificaciones. Generalmente, el oleaje se propaga desde el mar exterior sintiendo el efecto del fondo y de las corrientes mareales, modificando de esta forma su longitud de onda, el peralte y la altura de ola. Cuando el oleaje llega a la desembocadura se propaga aguas arriba del estuario mientras que su energía se va disipando. Sin embargo, durante la vaciante, la intensidad de la corriente puede llegar a ser de tal magnitud que dé lugar al bloqueo del oleaje, es decir, la corriente en oposición no deja que el oleaje incidente en la desembocadura se propague aguas arriba del estuario, haciendo que su peralte aumente y finalmente rompa.

En este trabajo sí se consideran las variaciones en el campo de oleaje incidente en el estuario inducidas por cambios en el calado así como por variaciones en la intensidad

de la corriente de marea, pero no será objeto de análisis el posible bloqueo y rotura del oleaje. Dicho de otro modo, se asume que el oleaje siempre es capaz de propagarse aguas arriba del estuario a medida que su energía se disipa. Asumiendo que el campo de corrientes varía muy lentamente en relación con el periodo del oleaje, su efecto es tal que la frecuencia relativa del oleaje se ve alterado por el denominado efecto Doppler, que hace que las olas con la misma frecuencia absoluta muestren una frecuencia relativa diferente a la que mostrarían en ausencia de corrientes. Si la corriente tiene el mismo sentido que el oleaje, la frecuencia relativa se ve reducida, mientras que si se trata de una corriente en oposición, la frecuencia relativa sufre un aumento:

$$w_a = w_r + k_w \cdot U \quad (\text{IX.1})$$

El número de onda del oleaje y la frecuencia relativa están relacionados a partir de la ecuación de la dispersión, que para el caso concreto de la teoría lineal se expresa como (Dean y Dalrymple, 1992):

$$w_r = \sqrt{gk_w \tanh(k_w h)} \quad (\text{IX.2})$$

Donde:

w_r = Frecuencia relativa del oleaje.

w_a = Frecuencia absoluta del oleaje.

U = Velocidad de la corriente promediada en vertical en la dirección de propagación del oleaje.

La resolución de la ecuación Doppler (IX.1) junto con la ecuación de dispersión (IX.2) demuestra que, bajo corrientes en oposición, la longitud de onda es menor que en ausencia de las corrientes, y ocurre lo contrario cuando la corriente tiene el mismo sentido que el oleaje. Por lo tanto, una corriente en oposición genera un efecto similar a una disminución del calado, es decir, ambos efectos producen una

CAPÍTULO IX

disminución de la longitud de onda. Contrariamente, el efecto de una corriente que fluye con el oleaje es equivalente a un aumento de la profundidad, es decir, un aumento de la longitud de onda.

Una consecuencia inmediata de la variación de la longitud de onda del oleaje es el cambio del peralte, de forma que si la longitud de onda varía se produce un cambio del peralte y de la altura de ola. Dicho cambio puede ser calculado a partir de la ecuación de conservación de la acción de ondas, que para un campo de oleaje que no rompe y despreciando los efectos de la fricción con en el fondo, puede ser expresada de la siguiente forma:

$$\frac{E(C_{gr} + U \cos \theta)}{\sigma} = cte \quad (IX.3)$$

Donde

C_{gr} = Velocidad de grupo relativa.

Cuando el oleaje se propaga a lo largo de un canal o una desembocadura, la disipación de energía que producen los contornos absorbentes y la fricción en el fondo, genera un decrecimiento de la altura de ola a lo largo de la zona central del canal. Suponiendo que el canal es estrecho ($b < L/\beta$), el decrecimiento de la altura de ola a lo largo del mismo puede representarse a partir de la siguiente expresión (Dalrymple, 1992):

$$H(x) = H_0 e^{-\frac{\beta}{b}x} \quad (IX.4)$$

Donde:

$H(x)$ = Altura de ola a lo largo del canal.

H_0 = Altura de ola en la boca de la desembocadura.

β = Coeficiente de admisión específica.

b = Anchura del canal.

Según esta expresión, el decrecimiento de la altura de ola a lo largo del canal depende de la anchura del mismo, de forma que cuanto más estrecho mayor es la disipación. Además, la reducción depende de otro coeficiente, β , llamado “admisión específica” cuyo valor es función de las características absorbentes de los contornos de la desembocadura. El coeficiente de admisión específica puede presentar valores entre 0 y 1. Si el coeficiente tiene un valor de 0, no existe disipación alguna, mientras que para el valor de 1 se produce la máxima disipación energética posible. En la Tabla 9.1 se representa la distancia (con respecto a la desembocadura) a la que se obtendría una reducción del 90% de la altura de ola incidente en la desembocadura, en función de la anchura del canal y del valor del coeficiente β .

	$\beta=0,2$	$\beta=0,4$	$\beta=0,6$	$\beta=0,8$	$\beta=1$
$b=100$ m	1.150	575	384	288	230
$b=200$ m	2.302	1.150	768	576	461
$b=300$ m	3.454	1.727	1.150	863	691
$b=400$ m	4.605	2.302	1.535	1.151	921

Tabla 9.1 Distancia (en m) a la que se produce una reducción del 90% del oleaje incidente en la desembocadura en función de la anchura del canal y del valor del coeficiente de admisión específica.

Melo y Guza (1991) observaron, con base en mediciones realizadas en Mission Bay, estuario situado en la costa Californiana, que el valor del coeficiente de admisión específica está altamente relacionado con la frecuencia del oleaje, con valores de β comprendidos entre 0,11 y 0,84.

Medidas realizadas en el estuario de Suances, Cantabria, caracterizado por una canal de entrada canalizada y con una anchura media de 150 m, mostraron una reducción

CAPÍTULO IX

del 90% a una distancia de 1.500 m de la bocana en condiciones de oleaje $H=1\text{m}$, $T=12\text{ s}$. Siendo, por tanto, el valor de la admisión específica de aproximadamente de $\beta = 0,23$.

Nótese que la ecuación (IX.4) no considera el efecto de las corrientes de marea en el decrecimiento exponencial de la altura de ola. No obstante, Melo y Guza (1991) observaron que las corrientes con intensidades de hasta $\pm 1\text{ m/s}$ no suponen variaciones significativas en el valor de β . En base a ello, en el presente trabajo se desprecia el efecto que las corrientes mareales puedan generar en el decrecimiento de la altura de ola a lo largo del estuario, aunque sí se considere su efecto en la posible variación espacial de la longitud de onda. El coeficiente de admisión específica y la anchura de la desembocadura, pueden agruparse en un único parámetro, Γ , denominado tasa de decrecimiento de la altura de ola:

$$\Gamma = \frac{\beta}{b} \quad (\text{IX.5})$$

Teniendo en cuenta que en Mission Bay la anchura total de la desembocadura es de 1.200 m, y que los valores del coeficiente de admisión específica varían entre 0,11 y 0,84, los valores de la tasa de decrecimiento de altura de ola varían entre $0,0001\text{ m}^{-1}$ y $0,0007\text{ m}^{-1}$. En el estuario de Suances, al tener una desembocadura más angosta, los valores de Γ son mayores, del orden de $0,001\text{ m}^{-1}$.

Cabe destacar que la tasa de decrecimiento del oleaje es un parámetro altamente dependiente de las características de los contornos de la desembocadura, es decir, de si existen o no en la desembocadura diques de encauzamiento y de la tipología de los mismos, de la anchura de la desembocadura y de la frecuencia del oleaje que incida en ella.

El procedimiento seguido para el cálculo de la variación del campo de oleaje a lo largo de un ciclo de marea y a lo largo del estuario, es el siguiente: el oleaje, caracterizado por un periodo absoluto y una altura de ola en la desembocadura, es definido en pleamar en el exterior del estuario. En cada instante de marea, de acuerdo con el nivel de marea e intensidad de corrientes correspondiente, se recalculan las

características del oleaje en la desembocadura, y a partir de la ecuación de dispersión y la ecuación (IX.3), se estima la longitud de onda y la altura de ola a lo largo del estuario. En la Figura 9.3 se muestra la variación de la altura de ola a lo largo del estuario en el momento de la pleamar en los casos analizados. En concreto en la Figura 9.3.a se muestra la variación de la altura de ola a lo largo del canal, en función del valor de la admisión específica. En la Figura 9.3.b la tasa de disipación es igual en todos los casos, pero la altura de ola en la desembocadura varía. En el último caso se mantienen constantes tanto la altura de ola y la tasa de disipación, siendo la diferencia entre los casos analizados el periodo absoluto del oleaje.

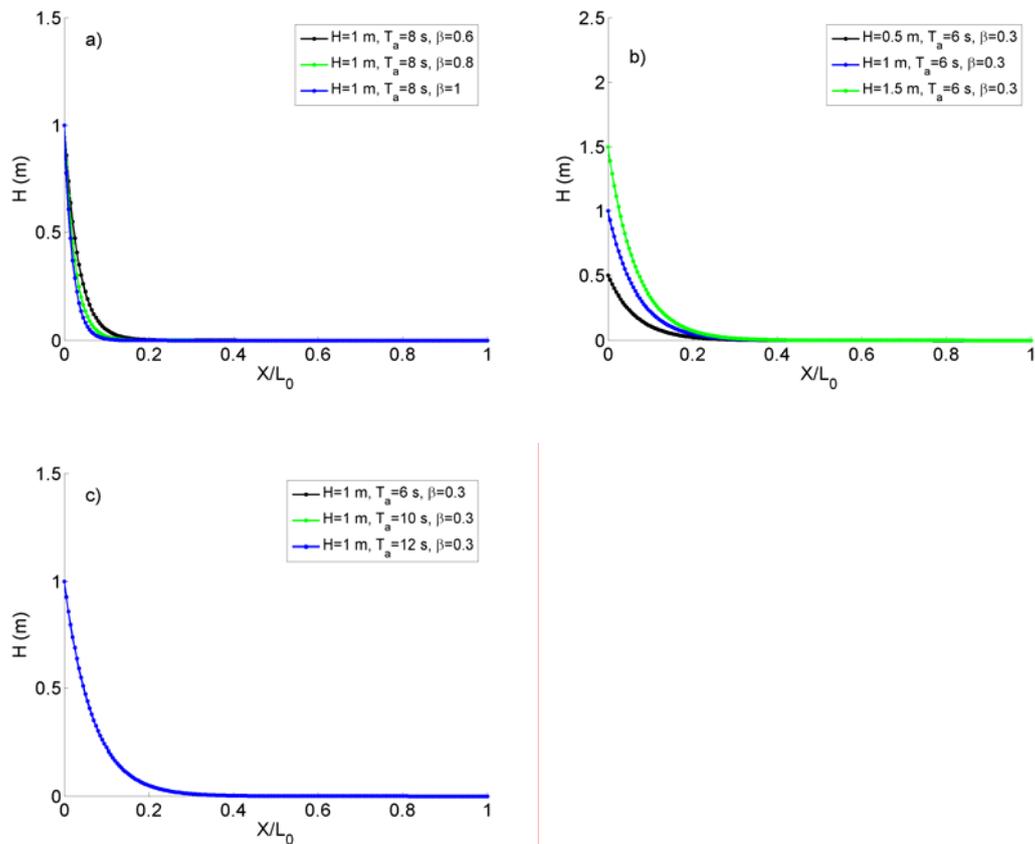


Figura 9.3 Variación de la altura de ola a lo largo del estuario. Campo de oleaje en los casos analizados. Instante de pleamar.

IX.IV EFECTO DE LA INTERACCIÓN OLA- CORRIENTE EN LA PROPAGACIÓN DE LA ONDA DE MAREA

La interacción ola- corriente produce entre otros efectos un aumento de la tensión tangencial neta que siente la corriente. Este aumento, como se ha comentado anteriormente, depende de la relación entre la velocidad de la corriente y la máxima velocidad orbital cerca del fondo, de la relación entre la amplitud orbital y la rugosidad del lecho, de la relación entre la profundidad y la rugosidad del lecho, del ángulo comprendido entre la dirección de propagación de la corriente y del oleaje y de la relación entre la altura de ola y la profundidad total. Ya que el valor de estos parámetros varía espacialmente a lo largo del estuario y a lo largo de un ciclo de marea, el hecho de incluir una tensión tangencial neta ola- corriente equivale a considerar un factor de fricción variable en el espacio y el en tiempo. En la Figura 9.4 se ha representado el comportamiento de la variable $\zeta = \frac{C_{wc}^2}{C_c^2}$, predicha mediante la red neuronal desarrollada en el Capítulo VII, a lo largo del tiempo en la boca de la desembocadura y para el caso concreto en el que $H=0,5$ m, $\beta=0,3$ y $T_a=6$ s.

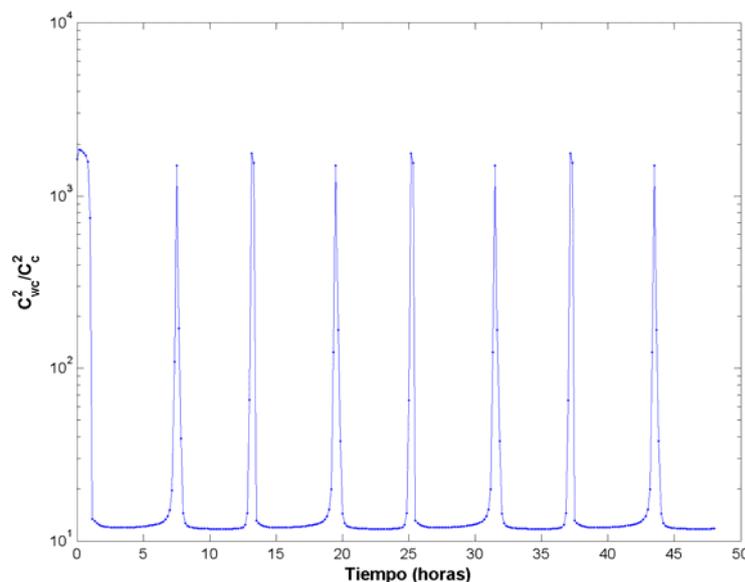


Figura 9.4 Variación del parámetro ζ a lo largo de cuatro ciclos de marea en la boca de la desembocadura.

Obsérvese como en la desembocadura, donde la energía del oleaje es mayor que en el resto del estuario, el parámetro ζ puede alcanzar valores incluso mayores a 1.000, hecho que indica que el factor de fricción en este caso puede llegar a ser tres órdenes de magnitud mayor que la correspondiente al factor de fricción para las corrientes puras. Los máximos valores se obtienen cerca de la bajamar y de la pleamar, instantes en los que la intensidad de la corriente de marea es casi nula. Durante la máxima llenante y la máxima vaciante el orden de magnitud del aumento del coeficiente de fricción es de 10. También es de destacar que durante la vaciante el factor de fricción ola- corriente es mayor que durante la llenante.

IX.IV.I Amplitud del armónico principal

Trabajos anteriores sobre la propagación de la onda de marea en aguas someras y estuarios, tales como los llevados a cabo por Friedrichs y Madsen (1992) y Lomónaco (1999), han identificado que, en ausencia de oleaje en los estuarios dominados por la fricción, la amplitud del armónico principal decae de forma exponencial a lo largo del estuario. Dicho decrecimiento es mayor cuanto mayor es la fricción en el fondo o más largo es el estuario, de forma que un estuario corto y muy rugoso puede suponer, en cuanto a la propagación de la onda de marea se refiere, el mismo efecto que un estuario más largo y liso (Lomónaco, 1999).

La presencia del oleaje, genera un aumento de la tensión tangencial neta que siente la corriente, es decir, la presencia del oleaje es equivalente a un aumento de la rugosidad del lecho. Por lo tanto, cabe esperar que cuanto más energético sea el oleaje en la desembocadura y mayor su capacidad de penetración a lo largo del estuario, mayor será el decrecimiento del armónico principal.

En la Figura 9.5 se presenta la variación de la amplitud del armónico principal (relativa a la amplitud en la desembocadura) a lo largo del estuario, en función de los diferentes parámetros que definen el campo de oleaje en la desembocadura. En el caso sin oleaje, la amplitud del armónico principal decrece de forma poco significativa a lo largo del estuario, indicando que el efecto de la fricción se ve

CAPÍTULO IX

parcialmente contrarrestado por los efectos que la reflexión produce en el contorno situado aguas arriba del estuario. En este caso en concreto la disipación de la amplitud del armónico principal a lo largo del estuario es del 3,29%. De acuerdo con la figura, en todos los demás casos considerados la amplitud decae de forma apreciable a lo largo del canal tendiendo a un valor constante al final del mismo. Obsérvese que la tasa de decrecimiento de la amplitud cerca de la desembocadura y el valor de este parámetro al final del estuario, dependen de las características del oleaje incidente y de su variación a lo largo del canal.

Por ejemplo, la Figura 9.5.a y la Figura 9.5.b ponen de manifiesto que cuanto mayor es la altura de ola y menor la tasa de disipación del oleaje, menor es la amplitud de la marea al final del estuario. Sin embargo, con el aumento del periodo del oleaje no se precian variaciones significativas en la variación de la amplitud de la componente principal a lo largo del estuario, Figura 9.5.c.

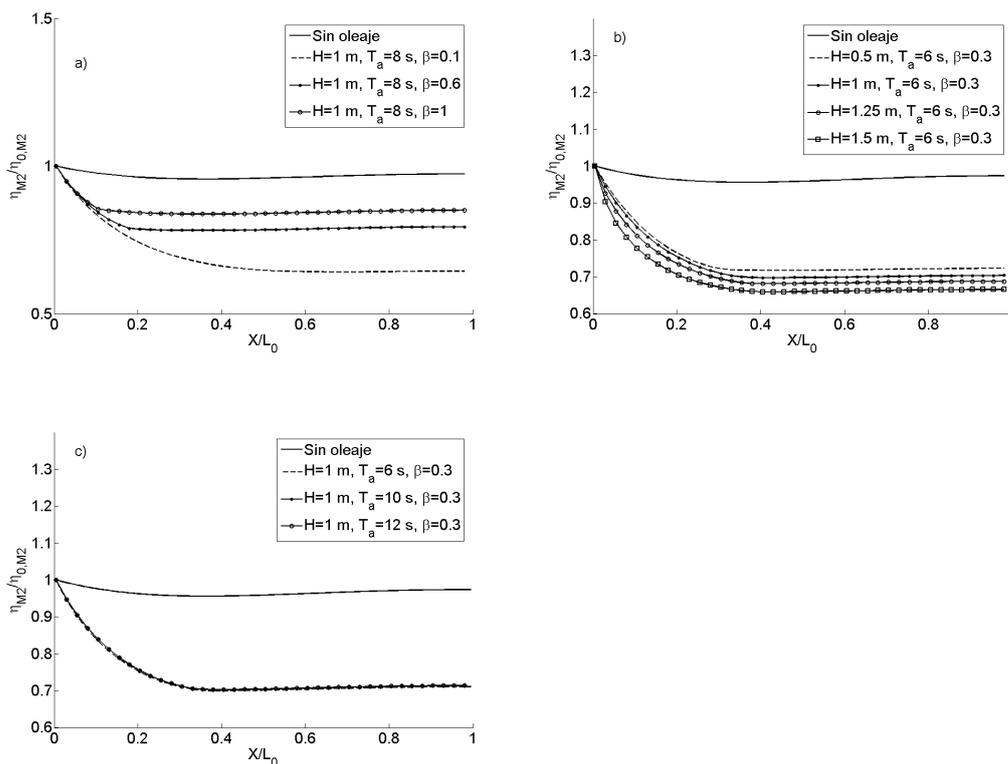


Figura 9.5 Variación de la amplitud de la componente principal M2 a lo largo del estuario en función de (a) la tasa de decrecimiento de la altura de ola (b) la altura de ola en la boca de la desembocadura (c) el periodo del oleaje.

Es de resaltar que un aumento en la altura de ola, además de hacer que la amplitud de la componente principal sea menor al final del canal, hace que la disipación de esta componente en la zona más cercana de la desembocadura sea mayor. No ocurre lo mismo con la disminución de la tasa de disipación a lo largo del estuario, ya que las curvas muestran la misma pendiente en la zona situada más aguas arriba, aunque la tendencia a un valor asintótico constante se alcanza a distancias relativas mayores.

En la Tabla 9.2 se recoge el porcentaje de disipación del armónico principal a lo largo del estuario para diferentes campos de oleaje. Obsérvese que sin oleaje, la amplitud del armónico principal al final del estuario es el 96,71 % de la amplitud en la desembocadura, es decir, apenas se ha disipado.

H	T_a	β	Amplitud M2 final canal	% disipado
0	0	0	96,71	3,29
0,5	6	0,3	72,32	27,68
1	6	0,3	70,37	29,63
1,25	6	0,3	68,81	31,19
1,5	6	0,3	66,58	33,42
1	8	0,1	64,43	35,57
1	8	0,6	79,46	20,54
1	8	1	85,08	14,92
1	6	0,3	71,11	28,89
1	10	0,3	71,43	28,57
1	12	0,3	71,43	28,57

Tabla 9.2 Porcentaje de la amplitud del armónico principal disipada a lo largo del estuario en función de los parámetros que caracterizan el campo de oleaje.

Sin embargo, al introducir el efecto del oleaje, se produce una importante reducción de la amplitud al final del canal. Por ejemplo, para un valor de la tasa de disipación de 0,3 y un periodo del oleaje de 6 s, un oleaje de 1 m de altura de ola hace que la amplitud de la marea al final del estuario se vea reducida a 0,704 m. Las máximas disipaciones se obtienen para los casos de mayores alturas de ola y menores tasas de disipación.

IX.IV.II Amplitud del primer superarmónico

Aubrey y Speer (1985) demostraron que el crecimiento del primer superarmónico a lo largo del canal, está altamente relacionado con la no-linealidad del sistema y, adicionalmente, con la fricción en el fondo que siente la onda de marea. Esta componente crece a expensas de la energía transferida desde el armónico principal y es disipada por la fricción en el fondo.

En la

Figura 9.6 se representa la amplitud del primer superarmónico a lo largo del canal, en función (a) del valor de la tasa de disipación de la altura de ola, (b) de la altura de ola en la desembocadura y (c) del periodo del oleaje. Obsérvese como, sin considerar el efecto del oleaje, el crecimiento del primer superarmónico a lo largo del canal es menor que en el resto de los casos, es decir, al incluir el efecto del oleaje la transferencia energética desde el armónico principal es mayor que la disipación del primer superarmónico. Esta transferencia se produce sobre todo en la zona cercana a la desembocadura.

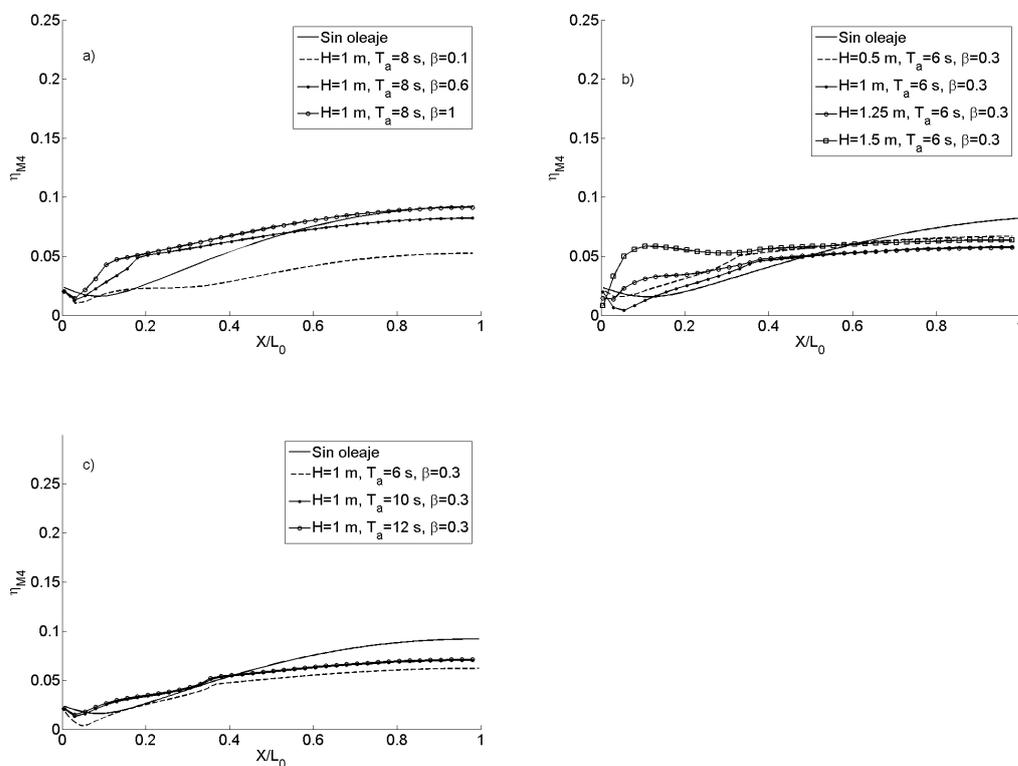


Figura 9.6 Variación de la amplitud del primer superarmónico en función de (a) la tasa de disipación de la altura de ola, (b) la altura de ola y (c) del periodo del oleaje.

IX.IV.III Nivel medio

En cuanto al nivel medio, Figura 9.7, en todos los casos se obtiene un aumento del nivel medio a lo largo del estuario, tendiendo a un valor constante al final del mismo. Este aumento es más notable cuanto más energético es el oleaje. Por ejemplo, sin considerar el efecto del oleaje se obtiene que al final del estuario el nivel medio alcanza una cota de 0,04 m, mientras que para un oleaje de 1 m en la desembocadura, 8 s de periodo y una tasa de disipación de 0,1, la cota del nivel medio aumenta 0,12 m con respecto al caso sin oleaje.

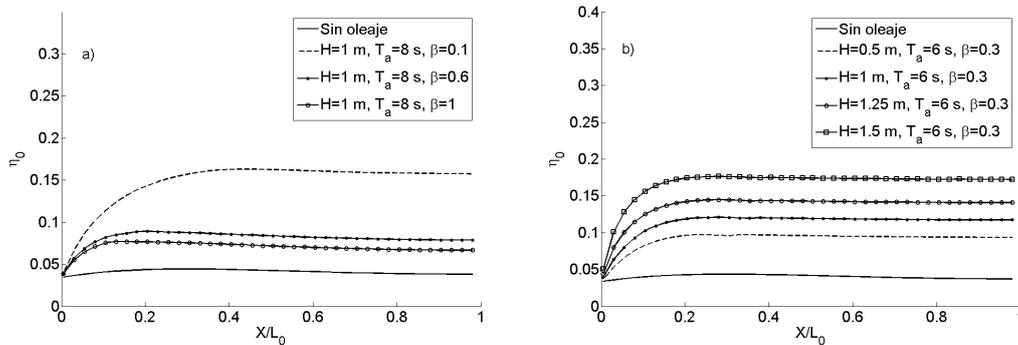


Figura 9.7 Variación del nivel medio en función de (a) la altura de ola y (b) tasa de disipación de la altura de ola.

El efecto de la tasa de disipación de la altura de ola en el crecimiento del nivel medio (Figura 9.7), es tal que cuanto menor es el valor del coeficiente β y mayor es la altura de ola en la desembocadura el crecimiento del nivel medio a lo largo del canal es mayor. Obsérvese como el nivel medio aumenta en la zona cercana a la desembocadura y aguas arriba el nivel medio se mantiene constante. Nótese también que cuanto menor la tasa de disipación esta tendencia asintótica se alcanza a distancias relativas mayores. La pendiente de las curvas obtenidas cerca de la desembocadura no se ve afectada por el valor de este parámetro. No ocurre lo mismo con la altura de ola, ya que un aumento supone aun incremento en la tasa de crecimiento del nivel medio en la zona cercana a la boca de la desembocadura.

IX.IV.IV Carácter de la onda y tendencia evolutiva del estuario

Un parámetro indicativo del carácter progresivo o estacionario de la onda de marea es el desfase existente entre la velocidad y la superficie libre del armónico principal. Para una onda estacionaria, el desfase es de 90° , mientras que para una onda progresiva este parámetro adquiere un valor de 135° (Giese y Jay, 1989). Sin introducir el efecto del oleaje, Figura 9.8, la onda de marea muestra un carácter cuasi-estacionario, desde el inicio del estuario.

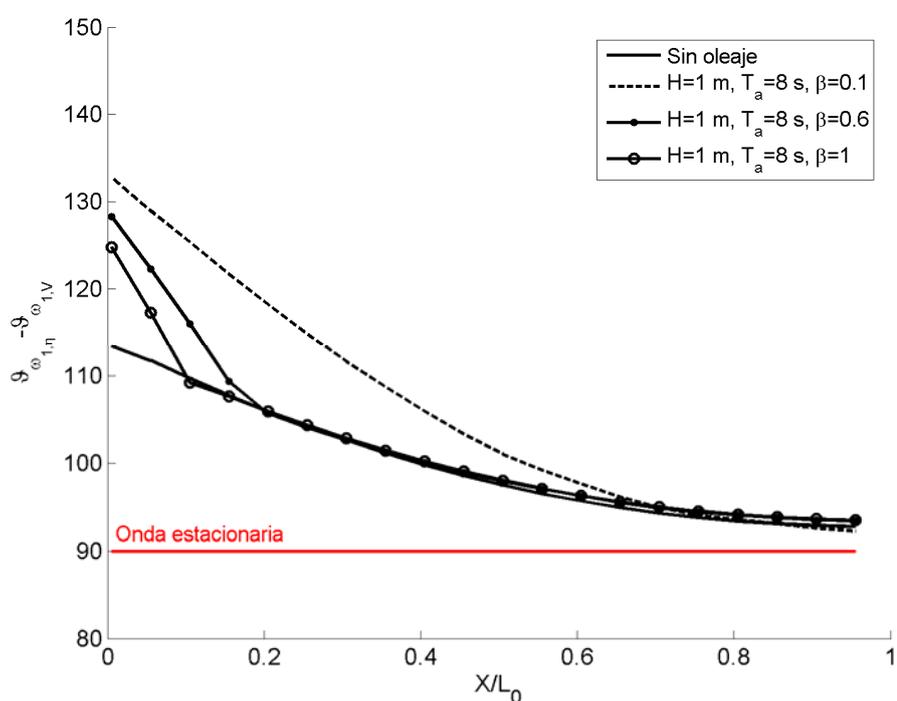


Figura 9.8 Variación del desfase existente entre la amplitud y la velocidad de la componente astronómica.

El desfase disminuye gradualmente hasta que al final del canal adquiere un valor de aproximadamente 90° , el correspondiente a una onda estacionaria. Al introducir el efecto del oleaje, el valor del desfase y su evolución a lo largo del estuario se ven modificados. En concreto, la onda de marea muestra en la desembocadura un mayor carácter progresivo en presencia del oleaje, y aumenta con la disminución del coeficiente β . Nótese también que la distancia en la que la onda presenta las

características de una onda cuasi- progresiva aumenta cuanto mayor es la capacidad de penetración del oleaje a lo largo del estuario.

En cuanto a la tendencia morfodinámica de los estuarios, cabe mencionar que está altamente relacionada con el desfase existente para la velocidad de la componente principal y del primer superarmónico (Friedrichs y Aubrey, 1988), parámetro denominado en la literatura como “*phase-lock*”. En los estuarios donde la llenante es dominante sobre la vaciante este parámetro adquiere valores entre 90° y 270° ; la máxima tendencia de la llenante corresponde a un valor del desfase de 180° . Por el contrario, la vaciante domina para valores del desfase entre -90° y 90° , siendo la máxima tendencia la correspondiente a 0° . El equilibrio entre la llenante y la vaciante se define para valores del desfase de 90° y 270° (Lomónaco, 1999).

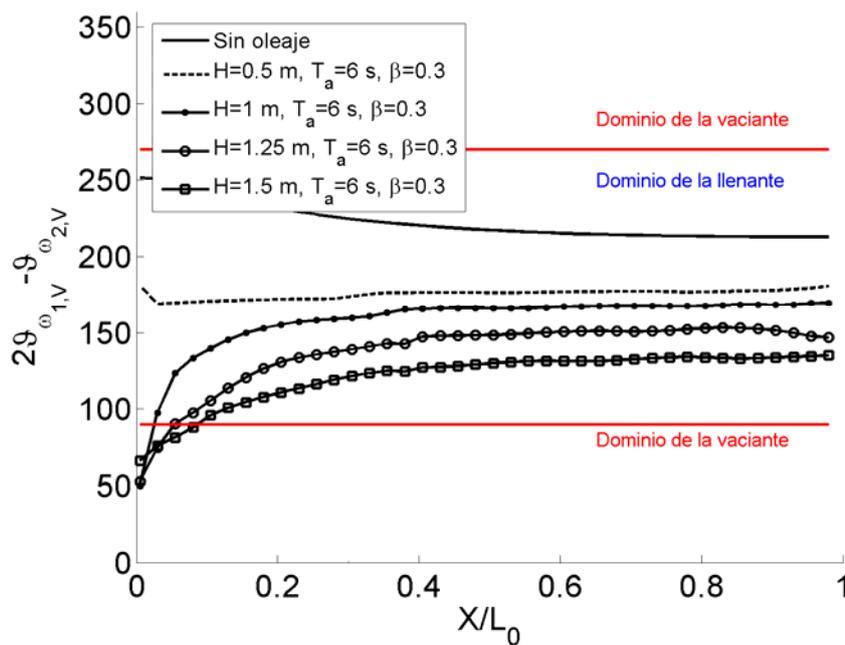


Figura 9.9 Variación del desfase para la velocidad entre el primer superarmónico y el armónico principal, en función de la altura de ola.

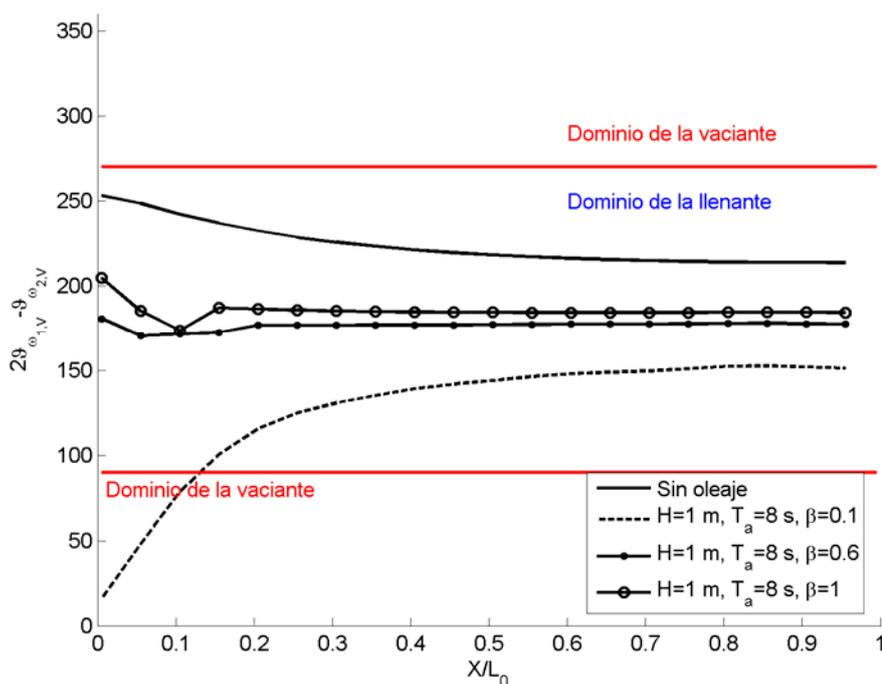


Figura 9.10 Variación del desfase para la velocidad entre el primer superarmónico y el armónico principal, en función de la capacidad de penetración del oleaje.

Las Figura 9.10 y 9.19 muestran la variación del parámetro descrito a lo largo del estuario y en función de la altura de ola y en función de la tasa de disipación de la altura de ola respectivamente. Como puede apreciarse en ausencia de oleaje el valor del “*phase-lock*” es el correspondiente al de un estuario con una tendencia a la llenante a lo largo de todo el estuario. Al introducir el efecto del oleaje, el valor del “*phase-lock*” se ve altamente modificado. Por ejemplo para una tasa de disipación de 0,3 y un periodo absoluto del oleaje de 6 s se observa que para alturas de ola de 0,5 m, el “*phase-lock*” a lo largo de todo el estuario corresponde a la máxima tendencia de la llenante. Asimismo se aprecia que a medida que aumenta la altura de ola, cerca de la boca de la desembocadura el valor de este parámetro decrece, indicando que esta zona muestra una tendencia a la vaciante. Algo similar ocurre con la disminución del parámetro β .

IX.V DISCUSIÓN

El hecho de que el oleaje modifique la propagación de la onda de marea a lo largo de los estuarios puede suponer distintas implicaciones en cuanto a la hidromorfodinámica de los estuarios se refiere, a corto, medio y largo plazo. En el presente apartado se discuten los principales efectos que el oleaje puede generar en la morfología de los estuarios.

La configuración morfológica de un estuario es consecuencia de los procesos sedimentarios que tienen lugar a lo largo de muchos ciclos de marea, por lo que el efecto de un temporal dado, cuya duración aproximada puede oscilar entre uno y cuatro ciclos de marea, puede considerarse despreciable. No obstante, cabe esperar que estuarios más o menos resguardados frente al oleaje incidente, muestren diferencias en la configuración morfológica, como por ejemplo, diferencias en la elevación de los bajos mareales interiores, diferencias en las pendientes de los mismos y diferencias en las secciones medias de los canales principales del estuario. La elevación de los bajos mareales está altamente relacionada con la máxima cota que alcanza la onda de marea, mientras que la pendiente muestra una relación inversamente proporcional al rango de marea (Roberts, *et al.*, 2000). Por lo tanto, ya que estos dos parámetros se ven afectados por la interacción ola-corriente, cabe esperar que estuarios más resguardados muestren bajos mareales más altos y con menores pendientes, que en aquellos menos protegidos frente al oleaje exterior. Asimismo, el aumento de la tensión tangencial neta que supone la presencia del oleaje, disminuye la intensidad de las corrientes de marea, y por lo tanto la capacidad de transporte de sedimentos, haciendo que el área de los canales principales presente una sección menor como resultado de la tendencia a adquirir una configuración de equilibrio.

Por otro lado, los cambios estacionales invierno-verano, caracterizados por un aumento del número de tormentas e intensificación del clima marítimo en invierno con respecto a las situaciones de calma en verano, pueden generar cambios estacionales en la configuración morfológica de los estuarios. Del mismo modo, actuaciones humanas, como la canalización y protección de las bocanas de los estuarios, provocan alteraciones en la morfología del interior de los estuarios.

IX.VI CONCLUSIONES

La coexistencia de la onda de marea y el oleaje es un hecho muy común en los estuarios, sobre todo cerca de la desembocadura y en la zona adyacente exterior, donde la intensidad del oleaje es generalmente mayor. El efecto del oleaje sobre la onda de marea es tal que produce un aumento de la tensión tangencial neta que siente la corriente, haciendo que el gradiente hidráulico necesario para generar una corriente de intensidad dada aumente de forma considerable. Este hecho que puede ser incluido en las ecuaciones de propagación de las ondas largas como un aumento de la tensión tangencial en el fondo que siente la corriente. Más aún, el hecho de introducir el efecto del aumento de la tensión tangencial neta que siente la corriente de marea, es equivalente a introducir un factor de fricción variable a lo largo de un ciclo de marea y a lo largo del estuario, ya que la tensión tangencial neta ola-corriente es dependiente de la relación entre la velocidad de la corriente y la velocidad orbital máxima del oleaje cerca del fondo.

Mediante este estudio se ha demostrado que la interacción entre ambos flujos puede generar importantes modificaciones en la propagación de la onda de marea, y que son notables a lo largo de todo el estuario, aún en el caso en el que el oleaje se disipe totalmente cerca de la desembocadura. En concreto, para una tasa de disipación de la altura de ola dada, un aumento de la altura de ola genera, en cuanto a la propagación de la onda de marea se refiere, un efecto similar al aumento de la longitud del estuario: se genera una mayor disipación de la componente principal, un mayor aumento del nivel medio al final del estuario y la onda de marea muestra un mayor carácter progresivo al inicio del estuario. Asimismo, el crecimiento y disipación del primer superarmónico también se ve afectado por variaciones en la altura de ola. Variaciones en el periodo del oleaje no generan variaciones apreciables en cuanto a la propagación de la onda de marea se refiere.

En cuanto al efecto de la capacidad de penetración del oleaje a lo largo del estuario, cabe destacar que a medida que disminuye dicha capacidad, el efecto de la interacción se hace menos notable aguas arriba del estuario.

Los resultados obtenidos muestran que en los estuarios cuya desembocadura está sometida a la incidencia de oleaje relativamente energético, la onda de marea sufre un efecto similar a lo que produciría un aumento de la rugosidad o longitud del estuario. Más aún, aunque el oleaje se disipe totalmente en la zona más cercana a la desembocadura, sus efectos se hacen notables a lo largo de todo el estuario. Estas alteraciones en la propagación de la onda de marea pueden tener importantes implicaciones en la morfología de los estuarios, tanto a corto como a medio y largo plazo. Consecuentemente, modificaciones en las condiciones de oleaje en las zonas exteriores de los estuarios (construcción de diques de abrigo, espigones de canalización, etc.) conllevan variaciones en la morfología general interior de los mismos.

SECCIÓN V

CAPÍTULO X

CONCLUSIONES Y FUTURAS LÍNEAS DE INVESTIGACIÓN

X.I CONCLUSIONES

Las conclusiones finales obtenidas a lo largo de esta Tesis se describen a continuación:

SECCIÓN I

CAPÍTULO I

- El modelado hidrodinámico ola- corriente, se aborda por lo general haciendo uso de los métodos en dos pasos: El campo de oleaje promediado en una fase y el campo de las corrientes fruto de la propagación de las ondas largas son resueltas con ecuaciones diferentes, introduciendo entre ambos módulos términos que incluyen la interacción no lineal entre los procesos. Este método es actualmente el más adecuado para resolver el problema en los estuarios, caracterizado por grandes escalas espacio- temporales.
- Dentro de los modelos numéricos de dos pasos, existen modelos que resuelven las ecuaciones de Navier-Stokes integradas en vertical y las tridimensionales, siempre integradas en un periodo del oleaje. En ambos casos el efecto de la interacción ola- corriente se introduce a través de unas tensiones tangenciales en superficie y en el fondo que son dependientes del oleaje.
- Ya que uno de los efectos de la interacción ola corriente, se manifiesta en el aumento de la turbulencia cerca del fondo, en concreto en la zona de la capa

límite del oleaje, este efecto se introduce como una variación de la rugosidad del fondo.

- Los modelos existentes dentro del estado del arte, no consideran modelos de cierre adecuados para su aplicación en estuarios:
 - La mayoría de los modelos de cierre para la tensión tangencial en el fondo existentes dentro del estado del arte, no contemplan ciertos aspectos que en los estuarios pueden llegar a ser importantes, como por ejemplo la diferencia entre un oleaje en oposición o en conjunción a la corriente o el efecto de la superficie libre en la interacción de la capa límite de ambos flujos.
 - En cuanto a la tensión tangencial en superficie para los flujos combinados ola corriente, este término se considera una modificación de los modelos existentes para la tensión generada por un campo de viento, de forma que si la intensidad del viento es nula, también lo es la tensión. Sin embargo, las ecuaciones de gobierno indican que existe una contribución adicional a este término y que no se ha considerado en ninguno de los casos.
 - En cuanto a la viscosidad de remolino horizontal, para su aplicación en modelos hidrodinámicos en estuarios, estos deben de ser modelos aplicables a la escala de promediado 4, y por lo tanto, dependientes de las dimensiones de las celdas que componen la malla de cálculo. Por otro lado, ya que la interacción ola- corriente genera un aumento de la no uniformidad vertical de la corriente y además la turbulencia puede ser aumentada por la posible rotura del oleaje, este término se ve modificado en los flujos combinados. No obstante, no se han aplicado en la actualidad modelos de cierre que contemplen todos estos factores.
- Los ensayos de laboratorio existentes son insuficientes para validar de forma adecuada los modelos para la tensión tangencial en el fondo en flujos combinados.

SECCIÓN II

CAPÍTULO II

- Con el propósito de analizar el efecto de la interacción ola- corriente en el perfil vertical de la corriente promediada en un periodo del oleaje, se ha desarrollado un modelo numérico 2DV que resuelve la estructura vertical del flujo en flujos de corrientes puras, en flujos oscilatorios puros y en flujos combinados ola- corriente. Más aún, aunque el modelo no es tridimensional permite simular ciertas condiciones tridimensionales en los flujos combinados ola- corriente.
- El modelo desarrollado resuelve las ecuaciones de Navier Stokes en vertical, incluyendo todos los términos advectivos de la componente x de la ecuación de conservación de movimiento. Para el cálculo de la presión se utiliza la ecuación de Poisson y la componente z de la ecuación de conservación de cantidad de movimiento donde se desprecian los términos advectivos. La metodología seguida para el cálculo de la presión es la propuesta por Uittenbogaard (2000).
- Como modelo de turbulencia se considera un modelo de longitud de mezcla de Prandlt, donde se asume que la variación de la longitud de mezcla con la profundidad aumenta de forma parabólica.
- La relación de dispersión es calculada a partir de la resolución de la ecuación Doppler junto con la relación de dispersión.

CAPÍTULO III

El análisis realizado mediante el modelo 2DV desarrollado ha puesto de manifiesto que el modelo es capaz de simular de forma adecuada distintos tipos de flujo:

- Flujos oscilatorios: el modelo predice velocidades orbitales máximas, muy cercanas a las que se obtienen considerando la teoría lineal. Por otro lado, dependiendo de la profundidad relativa, es capaz de simular la dependencia del campo de presiones y de la velocidad con la profundidad. En cuanto a las variables promediadas en un periodo del oleaje, como resultado de la

CAPÍTULO X

propagación del oleaje se obtienen una corriente residual, compuesta por el Streaming y el Arrastre de Stokes, componentes que pueden ser derivadas teóricamente. El uso de la coordenada α permite la obtención del flujo de masa que se produce entre el seno y la cresta del oleaje. Este flujo de masa no suele incluirse generalmente en los modelos numéricos a no ser que se incluya una técnica tipo VOF (Volume of Fluid Element) para la resolución de la superficie libre.

- Corrientes puras: los resultados son satisfactorios mostrando el desarrollo de un perfil logarítmico a lo largo de toda la columna de agua, y donde la velocidad de fricción aumenta con la rugosidad del lecho.
- Flujos combinados: el modelo reproduce el aumento de la rugosidad aparente que supone el oleaje en el perfil vertical de la corriente, y que es capaz de diferenciar los casos en los que el oleaje y la corriente fluyen en la misma dirección pero en sentido contrario, o situaciones en las que ambos flujos son perpendiculares, abarcando todo el rango de posibilidades en cuanto a ángulos de incidencia se refiere. Este fenómeno del efecto de ángulo de incidencia generalmente es despreciado en otro tipo de modelos y su efecto, en el perfil de la corriente promediada y en la rugosidad aparente del lecho, es realmente importante. Los efectos de la interacción ola- corriente no se ven confinados únicamente al fondo sino que los efectos superficiales son realmente significativos en el perfil vertical resultante de la corriente horizontal.

CAPÍTULO IV

Se han realizado ensayos físicos en laboratorio para distintas condiciones de flujos combinados ola- corriente. Los ensayos fueron realizados, sobre un lecho móvil, en la cuenca somera del Instituto Danés de Hidráulica. De los resultados obtenidos se pueden afirmar los siguientes hechos:

- En todos los casos de flujo combinado se observa un aumento de la rugosidad aparente del lecho, acompañado por una ligera reducción en la intensidad de la corriente media.

- Al aumentar el periodo del oleaje se observa un aumento de la rugosidad aparente del lecho, acompañado por una disminución de la velocidad media.
- Al aumentar la altura de ola la velocidad media se mantiene aproximadamente constante pero se produce un gran aumento de la rugosidad aparente del lecho.
- La rugosidad aparente del lecho es mayor para el oleaje con incidencia oblicua, que el producido por un oleaje con incidencia normal.

CAPÍTULO V

- Se ha realizado la validación del modelo numérico desarrollado con los perfiles de las corrientes medidas en distintos ensayos en laboratorio. Mediante la validación realizada se ha puesto de manifiesto que el modelo numérico desarrollado en la presente Tesis Doctoral reproduce de forma adecuada los perfiles de la corriente horizontal medidos en laboratorio.
- El modelo es capaz de reproducir efectos que los modelos habituales de capa límite no son capaces de modelar. Dentro de estos efectos cabe destacar los siguientes:
 - Diferenciación entre los efectos de un oleaje en oposición, codireccional y perpendicular.
 - Disminución de la velocidad de la corriente en la capa superficial de la columna de agua cuando el oleaje es codireccional. Aumento de la intensidad de la corriente en el fondo cuando la relación H/h es grande y reducción cuando el parámetro adimensional es pequeño.
 - Aumento de la velocidad en la superficie cuando el oleaje es en oposición y perpendicular, unido a una disminución de la velocidad cerca del fondo.
- Se ha demostrado que la inclusión de los efectos asociados a la variación de la superficie libre genera mejoras en los perfiles predichos, que son más notables en los casos en los que el oleaje y las corrientes fluyen en dirección contraria.

CAPÍTULO VI

En los flujos combinados ola- corriente el perfil vertical no sigue una función logarítmica como ocurre en el caso de las corrientes puras, sino que existe cierta desviación que depende de los siguientes parámetros adimensionales: ϕ , f_w/f_c , U_c/U_b , kh , y H/h .

Como resultado de esta interacción ola- corriente se producen los siguientes efectos principales en el perfil vertical de velocidades:

- Modificación de la intensidad de la corriente entre el seno y la cresta de la onda debido al flujo de masa que produce el flujo oscilatorio en esta región y debido a que esta zona se “inunda y seca” con el paso del oleaje.
- Intensificación o reducción de la corriente por debajo de la posición del seno del oleaje. Que se produzca una intensificación o reducción depende esencialmente de la dirección de propagación del oleaje respecto a la corriente, mientras que su intensidad depende del resto de los parámetros adimensionales anteriormente mencionados. Por lo general, la reducción se obtiene para los casos en conjunción, mientras que en los casos en oposición se produce la intensificación.
- Variación de la rugosidad aparente del lecho. Se observa una reducción de la velocidad de la corriente cerca del fondo, aunque existen ciertas condiciones para los casos en conjunción en los que se produce un aumento de la intensidad de la corriente cerca del fondo. Que se produzca o no este aumento de la rugosidad aparente del lecho está altamente relacionado con la profundidad relativa del oleaje, ya que este se propague en profundidades intermedias induce a que se produzca el aumento del flujo cerca del fondo.

En base a los perfiles obtenidos se ha visto que existen tres zonas diferenciadas a lo largo de los perfiles verticales:

- La primera región es la situada cerca del fondo, en esta zona la velocidad de la corriente generalmente sufre una gran reducción por la interacción con la capa límite, aunque bajo ciertas circunstancias aumenta.
- La segunda región, es la que abarca casi toda la extensión de la columna de agua se sitúa en la zona central y superficial (por debajo de la posición del seno del oleaje). En esta zona se observa un aumento o reducción de la intensidad de la velocidad como consecuencia de una tensión neta que induce el oleaje en el sentido contrario al de su propagación.
- Por último, la tercera zona se sitúa en la región más superficial, entre la posición del seno y la cresta del oleaje. En esta zona el perfil de la corriente muestra claramente que está afectado por el hecho de que esta no corresponde en todo momento al dominio del agua y por el flujo de masa que induce el movimiento oscilatorio.
- La comparación entre la rugosidad aparente obtenida mediante el modelo desarrollado, el de Grant y Madsen (1979), Fredsøe (1984) y Davies, *et al.* (1988) y los datos medidos en laboratorio ha puesto de manifiesto que:
 - El modelo que más satisfactoriamente simula la rugosidad aparente en los casos analizados es el modelo desarrollado en esta Tesis Doctoral.
 - El modelo de Grant y Madsen (1979) sobre estima los valores de la rugosidad aparente en todos los casos considerados, excepto para los casos en los que el oleaje y la corriente fluyen en oposición.
 - Los modelos de Fredsøe (1984) y de Davies, *et al.* (1988) predicen valores de la rugosidad aparente similares en los casos perpendiculares, mientras que sobrestiman su valor en los casos en conjunción y lo subestiman en los casos en oposición. (Para los modelos de Fredsøe (1984) y Davies, *et al.* (1988) no existe diferencia alguna entre los casos en oposición y en conjunción).
- Se ha propuesto, siguiendo la metodología sugerida por You (1996), una formulación que permite conocer el perfil vertical de la corriente estacionaria,

CAPÍTULO X

por debajo del nivel del seno del oleaje, en los flujos combinados ola-corriente. La bondad de ajuste entre los perfiles simulados con el modelo numérico 2DV y la formulación propuesta es muy buena, siendo incluso mejor que la que se obtiene a partir de la formulación de You (1996).

- La conclusión más relevante de este capítulo es que los efectos de la interacción ola- corriente no se ven confinadas únicamente al fondo, sino que sus efectos se extienden a lo largo de toda la columna de agua. La inclusión de los efectos de la interacción ola- corriente en los modelos hidrodinámicos integrados en vertical puede realizarse de dos formas:
 - Introduciendo una tensión tangencial superficial y una tensión en el fondo para flujos combinados ola corriente.
 - Introduciendo el efecto del aumento del gradiente hidráulico que se necesita para generar una corriente determinada.

En ambos casos el efecto introducido es equivalente, ya que el aumento del gradiente hidráulico necesario para generar una corriente determinada es consecuencia de las tensiones tangenciales netas que afectan a la corriente.

CAPÍTULO VII

La dependencia de la tensión tangencial neta que sufre la corriente como consecuencia de la interacción ola- corriente ha sido parametrizada mediante el uso de las redes neuronales, demostrando que es una técnica adecuada para el propósito perseguido.

SECCIÓN III

CAPÍTULO VIII

- Se ha planteado un modelo de cierre para la viscosidad de remolino aplicable a la escala de promediado 4 y que incluye el efecto de la tensión tangencial neta que siente la corriente en los flujos combinados y el efecto de la posible rotura del oleaje. El modelo ha sido aplicado al caso concreto de un chorro que desemboca en un canal, sin considerar la interacción ola- corriente. El análisis ha demostrado el buen comportamiento del modelo en los flujos de corrientes puras como las que se puedan dar en los estuarios.

SECCIÓN IV

CAPÍTULO IX

- El efecto del oleaje sobre la onda de marea es tal que produce un aumento de la tensión tangencial neta que siente la corriente, haciendo que el gradiente hidráulico necesario para generar una corriente de intensidad dada aumente de forma considerable.
- El hecho de introducir el efecto del aumento de la tensión tangencial neta que siente la corriente de marea, es equivalente a introducir un factor de fricción variable a lo largo de un ciclo de marea y a lo largo del estuario, ya que la tensión tangencial neta ola- corriente es dependiente de la relación entre la velocidad de la corriente y la velocidad orbital máxima del oleaje cerca del fondo.
- Mediante este estudio se ha demostrado que la interacción entre ambos flujos genera importantes modificaciones en la propagación de la onda de marea, y que son notables a lo largo de todo el estuario, aún en el caso en el que el oleaje se disipe totalmente cerca de la desembocadura.

- Para una tasa de disipación de la altura de ola dada, un aumento de la altura de ola genera, en cuanto a la propagación de la onda de marea se refiere, un efecto similar al aumento de la longitud del estuario: se genera una mayor disipación de la componente principal, un mayor aumento del nivel medio al final del estuario y la onda de marea muestra un mayor carácter progresivo al inicio del estuario. Asimismo, el crecimiento y disipación del primer superarmónico también se ve afectado por variaciones en la altura de ola.
- El efecto de la variación del periodo del oleaje es mucho menor que el efecto que generan la altura de ola y la capacidad de penetración del oleaje a lo largo del estuario.
- Los resultados obtenidos muestran que en los estuarios cuya desembocadura está sometida a la incidencia de oleaje relativamente energético, la onda de marea sufre un efecto similar a lo que produciría un aumento de la rugosidad o longitud del estuario.
- Las alteraciones en la propagación de la onda de marea generadas fruto de la interacción ola- corriente pueden tener importantes implicaciones en la morfología de los estuarios, tanto a corto como a medio y largo plazo. Consecuentemente, modificaciones en las condiciones de oleaje en las zonas exteriores de los estuarios (construcción de diques de abrigo, espigones de canalización, etc.) conllevan variaciones en la morfología general interior de los mismos.

X.II FUTURAS LÍNEAS DE INVESTIGACIÓN

Las futuras líneas de investigación que surgen de esta Tesis Doctoral son diversas. Comenzando por el problema de la interacción ola- corriente y su efecto en el perfil vertical de la corriente existen varias cuestiones a resolver:

- ¿Cuál es el modelo de cierre para la viscosidad de remolino más adecuado para la simulación de la interacción ola- corriente?

- ¿Cuáles son los efectos de la no linealidad del oleaje?
- ¿Cuál es la importancia de la disipación del oleaje y de los gradientes de altura de ola en el perfil vertical de la corriente?
- ¿Cuán importantes son los efectos de considerar una relación de dispersión dada por el efecto doppler y la relación de dispersión derivada por la teoría lineal? ¿Se pueden realizar estas hipótesis de partida?

Siguiendo con el mismo aspecto, y como se ha demostrado en esta Tesis Doctoral, los perfiles de la corriente son modelados adecuadamente mediante el modelo numérico desarrollado. No obstante, el valor del gradiente necesario para generar una corriente de intensidad dada no ha podido ser validado con datos de laboratorio ya que generalmente no se dispone de este dato. Sin embargo, el valor de este gradiente de presión es el parámetro que indica el efecto de las tensiones tangenciales que surgen como fruto de la coexistencia de la corriente con un campo de oleaje a lo largo de toda la columna de agua. Si por ejemplo el efecto de la interacción ola-corriente lo incluyésemos en un modelo hidrodinámico como un aumento de la rugosidad del lecho, solamente se consideraría el efecto del oleaje cerca del fondo. No obstante, el efecto de la interacción ola- corriente no se ve únicamente confinado al fondo.

Para dar respuesta a las preguntas planteadas se propone como futura línea de investigación la inclusión en el modelo numérico 2DV diferentes modelos de cierre para la viscosidad de remolino y el análisis de los resultados que se obtienen en cuanto los perfiles verticales de la velocidad se refiere. Asimismo se plantea la realización de más ensayos en laboratorio abarcando un amplio rango de alturas de ola, periodos, intensidades de corriente y profundidades relativas. El propósito de la realización de estos ensayos consiste en medir la evolución temporal del perfil de velocidades, la longitud de onda del oleaje y el gradiente hidráulico que se genera a lo largo del canal de ensayo. Para medir de forma adecuada el perfil de velocidades se plantea el uso de un perfilador laser o la técnica PIV.

CAPÍTULO X

Por otro lado, en esta Tesis Doctoral se ha demostrado una vez más, que la técnica de las redes neuronales es una herramienta muy potente que permite abordar problemas de muy diferente índole. Por lo que se propone como futura línea de investigación el análisis de los procesos que pueden ser abordados mediante esta técnica dentro de la ingeniería de costas y en la oceanografía.

En cuanto a la viscosidad de remolino horizontal, es necesario validar el modelo de cierre planteado para el caso concreto de los flujos combinados. Para tal fin es necesario realizar una serie de ensayos de laboratorio, en concreto, en una cuenca somera donde se pueda simular la desembocadura de un río. Lo que se plantea es medir la velocidad promediada en vertical del efluente a distintas distancias respecto a la boca de la desembocadura, analizando el efecto de distintos campos de oleaje. Asimismo, el análisis podría ser mejorado aún más utilizando técnicas de video y procesamiento de imágenes, junto con el uso de un trazador podría analizarse el comportamiento de los vórtices que se forman en la zona exterior de la desembocadura. La simulación numérica de las situaciones analizadas en la cuenca somera permitiría la adecuada validación del modelo desarrollado.

En el Capítulo IX se ha puesto de manifiesto que la interacción ola- corriente puede tener importantes efectos en la hidrodinámica y en la morfodinámica de los estuarios. No obstante, estas conclusiones se basan en la solución de un modelo hidrodinámico que no ha sido validado con datos de campo. La razón por la que no se ha llevado a cabo dicha calibración radica en el hecho de que no se han encontrado dentro del estado del conocimiento actual medidas de campo adecuadas para validar el modelo hidrodinámico. Por lo tanto, se plantea o futura línea de trabajo la realización de una campaña de campo específica, que tenga como objetivo el análisis de la disipación del armónico principal y aumento del nivel medio a lo largo de un estuario y su correlación con el campo de oleaje incidente en la desembocadura.

Finalmente, se plantea el desarrollo de un modelo hidrodinámico bidimensional que sea alimentado por la red neuronal desarrollada en esta Tesis y que como modelo de

cierre para la viscosidad de remolino horizontal incluya un modelo k de turbulencia que dependa de la tensión tangencial neta ola- corriente y que además incluya como posible fuente de energía cinética turbulenta la rotura del oleaje. Además se plantea como futura línea de trabajo el acoplamiento del modelo hidrodinámico con modelos de propagación y generación del oleaje tales como el OLUCA o el SWAN (modelos de propagación y modelos de tercera generación de oleaje). La diferencia entre los modelos de generación del oleaje y los modelos que se utilizan habitualmente para propagar el oleaje, es que los modelos de generación son capaces de generar oleaje a partir de un campo de viento, por lo que mediante el acoplamiento de estos se podrían analizar más situaciones, que con modelos de propagación de oleaje. Por ejemplo, se podrían analizar aquellas situaciones en las que el oleaje generado en el interior de los estuarios, oleaje que se generan en la bahía de Santander cuando soplan fuertes vientos del Sur, tiene una mayor energía que el oleaje que repropaga del mar exterior hacia la zona de la desembocadura.

CAPÍTULO XI

REFERENCIAS

XI.I REFERENCIAS

- Arcilla, A.S. and Lemos, C.M., 1990. State of art descriptions of turbulence. Surf Zone Hydrodynamics. Centro Internacional de Métodos Numéricos en Ingeniería, Barcelona.
- Aubrey, D.G. and Speer, P.E., 1985. A study of non- linear tidal propagation in shallow inlet/estuarine systems. Part I: Observations. Estuarine, Coastal and Shelf Science, 21: 185-205.
- Bagnold, R.A., 1949. Motion of waves in shallow water. Interaction between waves and sand bottoms Proceedings of the Royal Society, Series A, 187: 1-15.
- Bakker, W.T. and Van Doorn, T., 1978. Near bottom velocities in waves with a current. Proceedings of 16th International Conference on Coastal Engineering, 82', Hamburg: 1394-1413.
- Battjes, J.A., 1975. Modeling of turbulence in the surfzone. International Symposium on Modeling Techniques, San Francisco, ASCE, 2: 1050-1062.
- Battjes, J.A., 1982. A case of study of weight variations due to currents in a tidal entrance. Coastal Engineering, 6: 47-57.
- Battjes, J.A., 1988. Surf- zone dynamics. Annual Review of Fluid Mechanics, 30: 257-93.
- Baum, S.K. and Basco, D.R., 1986 A numerical investigation of the longshore current profile for multiple bar/trough beaches. Proceedings of the 20th International Conference on Coastal Engineering, ASCE: 971-985.

CAPÍTULO XI

- Bibike, Y., Solomatine, D. and Abbott, M., 1999. On the encapsulation of numerical-hydraulic models in artificial neural network. *Journal of Hydraulic Research*, 37 (2): 147–161.
- Bijker, E.W., 1967. Some considerations about scales for coastal models with moveable bed. Publ. 50, Delft Hydraulics, Delft, The Netherlands.
- Bolaños-Sanchez, R., Riethmüller, R., Gayer, G.L. and Amos, C., 2005. Sediment transport in a tidal lagoon subject to varying winds evaluated with a coupled current-wave model. *Journal of Coastal Research* 21(2): e11-e26.
- Bowen, A.J., 1969. The generation of longshore currents on a plane beach. *Journal of Marine Research*, 27(2): 206-215.
- Bowen, A.J. and Inman, D.L., 1974 Nearshore mixing due to waves and wave-induced currents. *Rapp. P.-v Reun. Cons. Int. Explor. Mer* 167: 6-12.
- Brevik, I., 1980. Flume experiment on waves and currents II. Smooth bed. *Coastal Engineering*, 4: 89-110.
- Brevik, I. and Aas, B., 1980. Flume experiments on waves and currents I. Rippled bed. *Coastal Engineering*, 3: 149-177.
- Bricker, J.D., Inagaki, S. and S.G., M., 2005. Bed drag coefficient variability under wind waves in a tidal estuary. *Journal of Hydraulic Engineering*, 131(6): 497-508.
- Burchard, H., Petersen, O. and Rippeth, T.P., 1998. Comparing the performance of the Mellor-Yamada and the $k-\mathcal{M}$ two equation turbulence models. *Journal of Geophysical Research*, [Oceans], 103(C5): 10543–10554.
- Castanedo, S., 1999. Desarrollo de un modelo hidrodinámico tridimensional para el estudio de la propagación de ondas largas en estuarios y zonas costeras. Universidad de Cantabria. Tesis Doctoral.
- Castanedo, S. and Medina, R., 2002. Análisis de los modelos 3D para la simulación de flujo en aguas de transición. *Ingeniería del Agua*, 9(4): 467-481.
- Craig, P.D., 1996. Velocity profiles and surface roughness under breaking waves. *Journal of Geophysical Research*, 101(C1): 1265-1277.

- Craig, P.D. and Banner, M.L., 1994. Modeling wave-enhanced turbulence in the ocean surface layer. *Journal of Physical Oceanography*, 24: 2546–2559.
- Chen, Q., Dalrymple, R.A., Kirby, J.T., Kennedy, A.B. and Haller, M.C., 1999. Boussinesq modeling of a rip current system. *Journal of Geophysical Research*, 104: 20617- 20637.
- Choi, B.H., Eum, H.M. and Woo, S.B., 2003. Modeling of coupled tide- wave- surge process in the Yellow Sea. *Ocean Engineering*, 30: 739- 759.
- Christoffersen, J.B. and Jonsson, I.G., 1985. Bed friction and dissipation in a combined current and wave motion. *Ocean Engineering*, 12: 387–423.
- Dalrymple, R.A., 1992. Water wave propagation in jettied channels. *Proceedings of the 23rd International Conference on Coastal Engineering*: 3040-3053.
- Davies, A.G., 1990. A model of the vertical structure of the wave and current bottom boundary layer. *Modeling Marine Systems*: 263- 297.
- Davies, A.G., Soulsby, R.L. and King, H.L., 1988. A numerical model of the combined wave and current bottom boundary layer. *Journal of Geophysical Research*, 93 (C1): 491-508.
- Davies, A.M. and Lawrence, J., 1995. Modeling the effect of wave-current interaction on the three-dimensional wind driven circulation of the eastern Irish Sea. *Journal of Physical Oceanography*, 25: 29–45.
- De Vriend, H.J. and Stive, M.J.F., 1987. Quasi-3D modeling of nearshore currents. *Coastal Engineering*, 11(5&6): 565-601.
- Dean, R.G. and Dalrymple, R.A., 1991. *Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists*. World Scientific, Sigapore.
- Delgado, M.R., Olabarrieta, M. and Monbaliu, J., 2004. Sediment concentration and bed profiles under doubled peaked spectra including the effect of currents: Data report. Catholic University of Leuven.
- Delgado, M.R. et al., 2004,b. 2D experimental study of waves and current contribution to the near bed velocities and shear stresses field. . 23rd

International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering.
Vancouver British Columbia, Canada.

- Deo, M., Naidu, C. and Sridhar, C., 1999. Real time wave forecasting using neural networks. *Journal of Ocean Engineering*, 26.
- Drennan, W.M., Kahma, K.K., Terray, E.A., Donelan, M.A. and Kitaigorodskii, S.A., 1992. Observations of the enhancement of kinetic energy dissipation beneath breaking waves. Bannerand, M.L., Grimshaw, .H.J. (Eds.), *Breaking Waves*. Springer: 95–101.
- Dronkers, J.J., 1964. *Tidal computations in Rivers and Coastal Waters*. North-Holland Publ. Co., Amsterdam. .
- Dronkers, J.J., 2005. *Dynamics of Coastal Systems*. World Scientific, Singapore.
- Ebersole, B.A. and Dalrymple, R.A., 1980. Numerical modeling of nearshore circulation. *Proceedings of the 17th International Conference on Coastal Engineering*, ASCE: 2710-2725.
- Einstein, A., 1916. *Elementare Théorie der Wasserwellen und des Fluges*. *Die Naturwissenschaften*, 4: 509- 510.
- Elder, J.W., 1959. The dispersion of marked fluid in a turbulent shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 5: 544- 560.
- Fredsøe, J., 1984. Turbulent boundary layer in wave- current motion. *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, 110: 1103-1120.
- Fredsøe, J. and Deigaard, R., 1992. *Mechanics of Coastal Sediment Transport*. World Scientific Publishing, *Advanced Series on Ocean Engineering*, 3.
- Friedrich, C.T. and Aubrey, D.G., 1988. Non- linear tidal distortion in shallow well-mixed estuaries: a synthesis. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 27: 521-545.
- Friedrichs, C.T. and Madsen, O.S., 1992. Non- linear diffusion of tidal signal in frictionally dominated embayments. *Journal of Geophysical Research*, 97: 5637- 5650.

- Gallagher, B.S. and Munk, W.H., 1971. Tides in shallow water: Spectroscopy. *Tellus* XXIII 4-5: 346-363.
- García, A., 2005. Desarrollo de un modelo tridimensional para la determinación del transporte de sustancias en estuarios y zonas someras Tesis Doctoral. Universidad de Cantabria.
- Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W.H., 1991. A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model. *Physics of Fluids A*, 3(7): 1760-1765.
- Giese, B.S. and Jay, D.A., 1989. Modeling tidal energetics of the Columbia River estuary. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 29: 549- 571.
- Goda, Y. and Suzuki, Y., 1975. Computation of refraction and diffraction of sea waves with Mitsuyasu's directional spectrum. Technical Note Port and Harbor Research Institute(No.230): 1-45.
- Gonzales, F.I., Cokelet, E.D., Gower, J.F.R. and Mulhern, M.R., 1985. SLAR and in-situ observations of wave- current interaction on the Columbia River Bar. In *The Ocean Surface*, Y. Toba & H. Mitsuyasu, Eds. D. Reidel Publ. Co., New York: 303-310.
- Grant, W.D. and Madsen, O.S., 1979. Combined wave and current interaction with a rough bottom. *Journal of Geophysical Research*, 84(C4): 1797-1808.
- Groeneweg, J. and Klopman, G., 1998. Changes of the mean velocity profiles in the combined wave-current motion in a GLM formulation. *Journal of Fluid Mechanics*, 370: 271-296.
- Gutiérrez, J.M., Cano, R., Cofiño, A.S. and Sordo, C.M., 2004. Redes probabilísticas y neuronales en las ciencias atmosféricas.
- Hass, K.A., Svendsen, I.A. and Haller, M.C., 1998. Numerical modeling of nearshore circulation on barred beach with rip channels. *Proceedings of the 26th International Conference on Coastal Engineering*: 801-814.
- Holmedal, L.E., Myrhaug, D. and Rue, H., 2003. The sea bed boundary layer under random waves plus current. *Continental Shelf Research*, 23(7): 717-750.

CAPÍTULO XI

- Huang, W. and Foo, S., 2002a. Neural network modeling of salinity variation responding to multiple forcing functions in Apalachicola River. *Water Research*, 36: 356-362.
- Huang, W. and Foo, S., 2002b. Neural network modeling of salinity variation responding to multiple forcing functions in Apalachicola River. *Water Research*, 36: 356–362.
- Huang, W., Murray, C., Kraus, N. and Rosati, J., 2003. Development of a regional neural network for coastal water level predictions. *Ocean Engineering*, 30: 2275- 2295.
- Hunt, J.N., 1952 Viscous damping of waves over an inclined bed in a channel of finite width. *Houille Blanche*, 7: 836-842.
- Huynh- Thanh, S. and Temperville, A., 1991. A numerical model of the rough turbulent boundary layer in combined wave and current interaction. R.L. Soulsby and R. Bettess (editors), *Sand transport in Rivers, Estuaries and the Sea*. Balkema, Rotterdam.: 93-100.
- James, I.D., 1974. A non linear theory of longshore currents. *Estuarine Coastal Marine Science*, 2: 235-249.
- Janssen, P.A.E.M., 1989. Wave induced stress and the drag of air flow over sea waves. *Journal of Physical Oceanography*, 19: 745–754.
- Janssen, P.A.E.M., 1991. Quasi-linear theory of wind-wave generation applied to wave forecasting. *Journal of Physical Oceanography*, 21: 1631-1642.
- Janssen, P.A.E.M., 1992. Experimental evidence of the effect of surface waves on the air flow. *Journal of Physical Oceanography*, 22: 1600–1604.
- Jones, J.E. and Davies, A.M., 1998. Storm surge computations for the Irish Sea using a three-dimensional numerical model including wave-current interaction. *Continental Shelf Research*, 18: 201-251.
- Jonsson, I.G., 1966. Wave boundary layers and friction factor. *Proceedings of the 10th International Conference on Coastal Engineering*: 127-148.

- Jonsson, I.G., 1990. Wave- current interactions. 'The Sea',9(A), Ocean . Eng. Sc., Ed. by B. Le Mehaute & D. M. Hanes. John Wiley (New York): 65-120.
- Jonsson, I.G., Skovgaard, O. and Jacobsen, O., 1974. Computation of longshore currents. . Proceedings of the 24th Coastal Engineering Conference: 699-714.
- Kagan, B.A. et al., 2001. Weak wind- wave/tide interaction formulation and its application to Cádiz Bay. *Continental Shelf Research*, 21: 697- 725.
- Kagan, B.A. et al., 2003. Weak wind- wave/tide interaction over a moveable bottom: results of numerical experiments in Cádiz Bay. *Continental Shelf Research*, 23: 435- 456.
- Kajiura, K.A., 1968. A model for the bottom boundary layer in water waves. *Bulletin Earthquake Research*, 45: 75-123.
- Kamphuis, J.W., 1975. Friction- factor under oscillatory waves. *Journal of Waterways, Harbors and Coastal Engineering*, ASCE, 101: 135-144.
- Kamphuis, J.W., 1992. Computation of coastal morphology. *Design and Reliability of Coastal Structures*. International Conference on Coastal Engineering: 211-249.
- Kemp, P.H. and Simons, R.R., 1982. The interaction between waves and a turbulent Current: Waves propagating with the current. *Journal of Fluid Mechanics*, 116: 227-250.
- Kemp, P.H. and Simons, R.R., 1983. The interaction of waves and a turbulent current: Waves propagating against the current. *Journal of Fluid Mechanics*, 130: 73-89.
- Kim, H., O'Connor, B.A., Park, I. and Lee, Y., 2001. Modeling the effect of intersection angle on near bed flows for waves and currents. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*: 308- 318.
- Kirby, J.T., 2003. Boussinesq models and applications to nearshore wave propagation, surfzone processes and wave-induced currents. *Advances in Coastal Engineering*, V. C. Lakhan (Ed), Elsevier: 1-41.

CAPÍTULO XI

- Klopman, G., 1992. Vertical structure of the flow due to waves and currents. Progress report H840.30, Part I. Delft Hydraulics.
- Klopman, G., 1994. Vertical structure of the flow due to waves and currents. Progress report H840.30, Part II. Delft Hydraulics.
- Kraus, N.C. and Larson, M., 1991. NMLONG – Numerical model for simulating the longshore current. Report 1: Model development and tests. Technical Report DRP-91-1, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, MS.
- Kraus, N.C. and Sasaki, T.O., 1979. Influence of wave angle on the longshore current. *Marine Science Communications*, 5(2): 91-126.
- Kuipers, J. and Vreugdenhil, C.B., 1973. Calculations of two dimensional horizontal flow. Delft Hydraulics Laboratory. Report S 163, part I.
- Kundu, P.K., 1990. *Fluid Mechanics*. Academic Press.
- Le Blond, P.H., 1978. On tidal propagation in shallow rivers. *Journal of Geophysical Research*, 83(C9): 4717- 4721.
- Li, Y.S. and Zhang, M.Y., 1996. A semi- implicit three-dimensional hydrodynamic model incorporating the influence of flow dependent eddy viscosity, bottom topography and wave- current interaction. *Applied Ocean Research*, 18: 173-185.
- Liu, P.L.F. and Dalrymple, A., 1979. Bottom frictional stresses and longshore currents due to waves with large angles of incidence. *Journal of Marine Research*, 36(2): 357-375.
- Lomónaco, P., 1999. Propagación de la onda de marea en estuarios someros. Universidad de Cantabria. Tesis Doctoral.
- Longuet- Higgins, M.S., 1970. Longshore currents generated by obliquely incident sea waves (1 and 2). *Journal of Geophysical Research*, 75: 6778-6801.
- Longuet-Higgins, M.S. and Stewart, R.W., 1962. Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to 'surf-beats'. *Journal of Fluid Mechanics*, 13: 481-504.

- Lundgren, H., 1972. Turbulent currents in the presence of waves. Proceedings of the 13rd International Conference on Coastal Engineering, ASCE, 1: 623-634.
- Madsen, P.A., Rugbjerg, M. and Warren, I.R., 1988. Subgrid Modeling in depth Integrated Flows. Proceedings of the 21st Conference on Coastal Engineering, 1: 505-511.
- Madsen, P.A., Sorensen, O.R. and Schäffer, H.A., 1997. Surfzone dynamics simulated by a Boussinesq type model. Part I: Model description and cross-shore motion of regular waves. Coastal Engineering, 32: 255- 288.
- Mansard, E.P.D. and Funke, E.R.R., 1980. The measurement of incident and reflected spectra using a least squares method. Proceedings of the 17th International Conference on Coastal Engineering.
- Marlakey, J. and Davies, A.G., 1998. Modeling wave- current interaction in rough turbulent bottom boundary layers. Ocean Engineering, 25: 119-141.
- Mase, H., Sakamoto, M. and Sakai, T., 1995. Neural network for stability analysis of rubble-round breakwaters. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, 121(6): 294-299.
- Mastenbroek, C., Burgers, G. and Janssen, P.A.E.M., 1993. The dynamical coupling of a wave model and a storm surge model through the atmospheric boundary layer. Journal of Physical Oceanography, 23: 1856- 1866.
- Mathisen, P. and Madsen , O.S., 1995. Waves and currents over a fixed bed. Journal of Geophysical Research.
- Mathworks, I., 1999. Neural Network Toolbox for Matlab, www.mathworks.com.
- McGuirk, J.J. and Rodi, W., 1978. A depth- averaged mathematical model for the near field of side discharges into open channel flow. Journal of Fluid Mechanics, 86: 762- 781.
- Medina, J.R., González, J.A., Martín, E. and Vidal, C., 2003. Armour damage análisis using neural networks. Proceedings on Coastal Structures 2003, Portland, ASCE.

CAPÍTULO XI

- Melo, E. and Guza, R.T., 1991a. Wave propagation in a jettied entrance channels, II: observations. *Journal of Waterways, Port, Coastal and Ocean Engineering*, ASCE, 117(5): 493-510.
- Melo, E. and Guza, R.T., 1991b. Wave propagation in a jettied entrance channels, II: observations. *Journal of Waterways, Port, Coastal and Ocean Engineering*, ASCE, 117(5): 493-510.
- Miche, M., 1951. Le Pouvoir Reflechissant des Ouvrages Maritimes Exposes a l' Action de la Houle. *Annals des Ponts et Chaussess*, 121e Annee, (translated by Lincoln and Chevron, University of California, Berkeley, Wave Research Laboratory, Series 3, Issue 363, June 1954). 285-319
- Militello, A., Reed, C.W., Zundel, A.K. and Kraus, N.C., 2004. Two-Dimensional Depth-Averaged Circulation Model M2D: Version 2.0. Report 1, Technical Documentation and User's Guide," Coastal Inlets Research Program, Technical Report ERDC/CHL-TR-04-2, US Army Engineer Research and Development Center, Vicksburg, Mississippi. .
- Moon, I.J., 2005. Impact of a coupled ocean wave- tide- circulation system on coastal modeling. *Ocean Modeling*, 8: 203- 236.
- Myrhaug, D. and Slaattelid, O.H., 1990. A rational approach to wave- current friction coefficients for rough, smooth and transitional turbulent flow. *Coastal Engineering*, 14: 265-93.
- Nap, E. and Van Kampen, A., 1988. Sediment transport in irregular non- breaking waves. Coastal Engineering Department,Delft University of technology, Delft, The Netherlands.
- Nezu, I. and Rodi, W., 1986. Open-channel flow measurements with a laser Doppler anemometer. *Journal of Hydraulic Engineering*, 112(5): 335-355.
- Nielsen, P., 1985. A short manual of coastal bottom boundary layers and sediment transport. T.M: 85/1, Coastal Eng. Branch, Public Works Dep., N.S.W., Australia.
- Nielsen, P., 1992a. Coastal bottom boundary layers and sediment transport. World Scientific.

- Nielsen, P., 1992b. Coastal bottom boundary layers and sediment transport. World Scientific, River Edge, N. J.
- Nielsen, P. and You, Z.-J., 1996. Eulerian-mean velocities under non-breaking waves on horizontal bottoms. Proceedings of the 25th International Conference on Coastal Engineering, Orlando, ASCE.: 4066-4078.
- Nieuwjaar, M. and Van der Kaaij, T., 1987. Sediment transport in irregular non-breaking waves. Coastal Engineering Department, Delft University of Technology, Delft, The Netherlands.
- Nishimura, H., 1981. Numerical model of nearshore current on rocky coast. Rep. No. 13, Nearshore Environment Res. Center.: 140-147.
- Nishimura, H., 1982. Numerical simulation of nearshore circulations. Proceedings of the 29th Japanese Conference on Coastal Engineering.: 33-173.
- Nishimura, H., 1988. Computation of nearshore current. Nearshore Dynamics and Coastal Processes. . K. Horikawa, ed., University of Tokyo Press, Tokyo, Japan.: 271-291.
- O'Connor, B.A. and Yoo, D., 1988. Mean bed friction of combined wave/current flow. Coastal Engineering, 12: 1-21.
- O'Connor, B.A. and Yoo, D., 1987. Turbulence modelling of surf zone mixing. Coastal Hydrodynamics, R.A. Dalrymple, ed., American Society of Civil Engineers, New York, NY. : 371- 386.
- Olabarrieta, M., Medina, R. and Castanedo, S., 2001. Efecto de la interacción ola-corriente en la propagación de la onda de marea en aguas someras y estuarios. Tesina de master. Universidad de Cantabria.
- Oltman-Shay, J., Howd, P.A. and Berkemeier, W.A., 1989. Shear instabilities of the mean longshore current 2: Field observations. Journal of Geophysical Research, 94(12): 18031-18042.
- Özkan-Haller, H.T. and Li, Y., 2003. Effects of wave-current interaction on shear instabilities of longshore currents. Journal of Geophysical Research, 108(C5).

CAPÍTULO XI

- Park, K.-Y. and Borthwick, A.G.L., 2001. Quadtree grid numerical model of nearshore wave-current interaction. *Coastal Engineering*, 42: 219-239.
- Pechón, P. et al., 1997. Intercomparison of wave- driven current models. *Coastal Engineering*, 31: 199- 215.
- Peregrine, D.H., 1976. Interaction of water waves and currents. *Advanced Applied Mechanics*, 16.
- Perlin, A. and Kit, E., 2002. Apparent roughness in wave- current flow: implication for coastal studies. *Journal of Hydraulic Engineering*, 128(8): 729-735.
- Putrevu, U. and I.A., S., 1992. Shear instability of longshore currents: A numerical study. *Journal of Geophysical Research*, 97(C5): 7283-7303.
- Rayleigh, L., 1911. Hydrodynamical notes. *Philosophical Magazine 6th Serie*, 21(122): 177-195.
- Roberts, W., Le Hir, P. and Whitthouse, R.J.S., 2000. Investigation using simple mathematical models of the effect of tidal currents and waves on the profile shape of intertidal mudflats. *Continental Shelf Research*, 20: 1079-1097.
- Rodi, W., 1993 *Turbulence Models and their application in hydraulics. A state- of-art review.* International Association for Hydraulic Research, A.A. Balkema (Ed.), Rotterdam.
- Rodriguez, A. et al., 1997. Experimental study of mixing process using images. *International Conference on Coastal Dynamics '97.* Plymouth.: 395-404.
- Sancho, F. and Svendsen, I., 1997. Unsteady nearshore currents on longshore varyong topographies. Research report No CACR-97-10. Ocean Engineering Laboratory, University of Delaware, Newark, Delaware.
- Sheng, Y.P., 1983. *Mathematical Modeling of Three-Dimensional Coastal Currents and Sediment Dispersion: Model Development and Application.* Technical Report 83-2, US Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, Miss.

- Signell, R.P., Beardsley, R.C., Graber, H.C. and Capotondi, A., 1990. Effect of wave-current interaction on steady wind-driven circulation in narrow, shallow embayments. *Journal of Geophysical Research*, 95.
- Smagorinsky, J., 1963. General circulation experiments with primitive equations. I: The basic experiment. *Monthly Weather Review*, 91: 99-164.
- Smith, S.D. et al., 1992. Sea surface wind stress and drag coefficients: the HEXOS results. *Boundary Layer Meteorology*, 60: 109-142.
- Soulsby, R.L., 1997. *Dynamics of Marine Sands*. Thomas Telford, London, ISBN 0 7277 2584 X.
- Soulsby, R.L. et al., 1993. Wave- current interaction within and outside the bottom boundary layer. *Coastal Engineering*, 21: 41-69.
- Sutherland, J. and Battjes, J.A., 1995. Wave Reynolds stress and its effect on the undertow model. Department of Civil Engineering, Technical University of Delft.
- Svendsen, I.A. and Putrevu, S., 1996. Surf zone hydrodynamics. *Advances in Coastal and Ocean Engineering*. Edited by Liu, P.L.F. World Scientific., 2.
- Svendsen, I.A. and Putrevu, U., 1994. Nearshore mixing and dispersion. *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, 445: 561-576.
- Swart, D.H., 1974. Offshore sediment transport and equilibrium beach profiles. Delft Hydraulics Lab., Publ. 131.
- Terray, E.A. et al., 1996. Estimate of kinetic energy dissipation under breaking waves. *Journal of Physical Oceanography*, 26: 792-807.
- Thomas, G.P. and Klopman, G., 1997. Wave- current interactions in the near- shore region. *Gravity waves in water of finite depth*, Ed. by J. N. Hunt, *Advances in Fluid Mechanics*, Computational Mechanics Publications: 255-319.
- Thorton, E.B., 1969. Longshore current and sediment transport. Technical Report No. 5, Department of Coastal Oceanography Engineering, Univ. Fla., Gainesville.

CAPÍTULO XI

- Thorton, E.B., 1970. Variation of longshore current across the surf zone. Proceedings of the 12th International Conference on Coastal Engineering: 291-308.
- Thorton, E.B. and Guza, R.T., 1986. Surf zone longshore currents and random waves: Field data and models. *Journal of Physical Oceanography*, 16(7): 1165- 1178.
- Tolman, H.L., 1991. A third generation model for wind waves on slowly varying, unsteady, and inhomogeneous depth and currents. *Journal of Physical Oceanography*, 21: 782-797.
- Uittenbogaard, R.E., 2000. 1DV Simulation of wave-current interaction. Proceedings of 27th International Conference on Coastal Engineering, Sydney, paper 60.
- Umeyama, M., 2005. Reynolds Stresses and Velocity Distributions in a Wave-Current Coexisting Environment. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 131(5): 203-212.
- Van der Stel, J.A. and Visser, P.J., 1985. Model investigation of the effect of perpendicular waves on the longshore current Coastal Engineering Department, Delft University of Technology, Delft, The Netherlands.
- Van Rijn, L.C., 1989. Handbook of sediment transport by currents and waves. Report H461, Delft Hydraulics, Delft, The Netherlands.
- Van Rijn, L.C., 1993. Principles of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas. Aqua Publications, Amsterdam.
- Vincent, C.E., 1979. The interaction of wind- generated waves with tidal currents. *Journal of Physical Oceanography*, 9: 748-755.
- Vincent, C.E. and Smith, D.J., 1976. Measurements of waves in Southampton water and their variation with the velocity of the tidal current. *Estuarine, Coastal and Marine Science*, 4(641-652).
- Visser, P.J., 1984. Uniform longshore current measurements and calculations. Proceedings of the 19th International Conference on Coastal Engineering: 2192-2207.

- Visser, P.J., 1986. Wave Basin experiments on bottom friction due to currents and waves. Proceedings of the 20th International Conference on Coastal Engineering, Taipeh, Taiwan.
- Wai, O.W.H., Chen, Y. and Li, Y.S., 2004. A 3-D wave current driven coastal sediment transport model. *Coastal Engineering Journal*, 46(4): 385- 424.
- Watanabe, A., 1982. Numerical models of nearshore currents and beach deformation. *Coastal Engineering in Japan*, 25: 149-161.
- Wolf, J. and Prandle, D., 1999. Some observations of wave- current interaction. *Coastal Engineering*, 37: 471- 485.
- Xie, L., Pietrafesa, L.J. and Wu, K., 2003. A numerical study of wave–current interaction through surface and bottom stresses: coastal ocean response to Hurricane Fran of 1996. *Journal of Geophysical Research*, 108(C2): 3049.
- Xie, L., Wu, K., Pietrafesa, L. and Zhang, C., 2001. A numerical study of wave–current interaction through surface and bottom stresses: Wind-driven circulation in the South Atlantic Bight under uniform winds. *Journal of Geophysical Research*, 106(C8): 16841-16855.
- Yoo, D., 1986. Mathematical modeling of wave- current interacted flow in shallow waters. Ph.D. Thesis, University of Manchester.
- Yoo, D. and O’Connor, B.A., 1987. Bed friction model of wave- current interacted flow. Proceedings of the Special Conference on Coastal Hydrodynamics, ASCE: 93-106.
- Yoshizawa, A., 1986. Statistical theory for compressible turbulent shear flows, with the application to subgrid modeling. *Physics of Fluids A*, 29(7): 2152-2164.
- You, Z.-Y., 1996. The effect of wave- induced stress on current profiles. *Ocean Engineering*, 23(7): 619- 628.
- You, Z.J., 1995. Increase of current bottom shear stress due to waves. *Coastal Engineering*, 26: 291-295.
- You, Z.J., Nielsen, P. and Wilkinson, D.L., 1991. Velocity distributions of waves and currents in the combined flow. *Coastal Engineering*, 15: 525-543.

CAPÍTULO XI

Zhang, H., Madsen, O., Sannasiraj, S. and Eng Soon Chan, S.A., 2004. Hydrodynamic model with wave- current interaction in coastal regions. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 61: 317- 324.

Zhang, M.Y. and Li, Y.S., 1996. The synchronous coupling of a third- generation wave model and a two- dimensional storm surge model. *Ocean Engineering*, 6: 533-543.

ANEJOS

ANEJO I

ECUACIONES DE ONDAS LARGAS PARA FLUJOS COMBINADOS OLA-CORRIENTE

En los flujos combinados ola- corriente las velocidades instantáneas, además de estar constituidas por la suma de un valor promediado en el tiempo y una fluctuación turbulenta, también están afectadas por una contribución oscilatoria debido al oleaje. Por lo tanto, partiendo de las ecuaciones de Navier STokes para flujos incompresibles, se desarrollan a continuación las ecuaciones de Reynolds para flujos combinados ola- corriente promediados en un periodo del oleaje. Para ello se considera que los valores puntuales de la velocidad están constituidos por un valor medio temporal, por una contribución turbulenta y por una porción oscilatoria. Por otro lado, se asume a priori que el promedio en un periodo del oleaje de la componente vertical de la velocidad es cero y que densidad es constante, tanto en el tiempo como en el espacio.

$$u = \bar{u} + u_t' + \tilde{u}_t \quad (I.1)$$

$$v = \bar{v} + v_t' + \tilde{v}_t \quad (I.2)$$

$$w = w_t' + \tilde{w}_t \quad (I.3)$$

$$P = \bar{P} + P_t' + \tilde{P}_t \quad (I.4)$$

$$(I.V)$$

Donde:

ANEJO I

$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u dt$ componente de la velocidad promediada en el tiempo.

u_t' = porción turbulenta de la velocidad.

\tilde{u}_t = porción oscilatoria de la velocidad.

T = periodo de promediado, igual a un periodo del oleaje.

ρ = densidad media del fluido.

Con objeto de simplificar, el desarrollo matemático necesario para la obtención de las ecuaciones de Reynolds se realiza solamente en el eje x ; en el resto de ejes el procedimiento es similar. Expresando las velocidades y la presión como suma de una media, una fluctuación turbulenta y una velocidad oscilatoria, sustituyéndolo en la ecuación de conservación de cantidad de movimiento en el eje x y promediando un periodo del oleaje, resulta:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho)(\bar{u} + u_t' + \tilde{u}_t)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho)(\bar{u} + u_t' + \tilde{u}_t)(\bar{u} + u_t' + \tilde{u}_t)}{\partial x} \\ & + \frac{\partial(\rho)(\bar{u} + u_t' + \tilde{u}_t)(\bar{v} + v_t' + \tilde{v}_t)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho)(\bar{u} + u_t' + \tilde{u}_t)(\bar{w}_t + \tilde{w}_t)}{\partial z} = \\ & f(\rho)(\bar{v} + v_t' + \tilde{v}_t) - \frac{\partial}{\partial x}(\bar{P} + P_t' + \tilde{P}_t) + \\ & \mu \left[\frac{\partial^2(\bar{u} + u_t' + \tilde{u}_t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2(\bar{u} + u_t' + \tilde{u}_t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2(\bar{u} + u_t' + \tilde{u}_t)}{\partial z^2} \right] \end{aligned} \quad (I.6)$$

Si por ejemplo, se desarrolla el término:

$$\overline{(\rho)(\bar{u} + u_t' + \tilde{u}_t)} = \overline{\rho\bar{u}} + \overline{\rho u_t'} + \overline{\rho\tilde{u}_t} = \rho\bar{u} \quad (I.7)$$

ya que:

$$\overline{\rho u_t'} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} (\rho u_t') dt = \frac{\rho}{T} \int_t^{t+T} u_t' dt = 0 \quad (I.8)$$

$$\overline{\rho \tilde{u}_t} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} (\rho \tilde{u}_t) dt = \frac{\rho}{T} \int_t^{t+T} \tilde{u}_t dt = 0 \quad (\text{I.9})$$

Operando de la misma forma con el resto de los términos se obtiene la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u} \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \rho \bar{u} \bar{v}}{\partial y} = \rho f \bar{v} - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \mu \left[\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right] - \\ \left[\frac{\partial \rho \overline{u_t' u_t'}}{\partial x} + \frac{\partial \rho \overline{u_t' v_t'}}{\partial y} + \frac{\partial \rho \overline{u_t' w_t'}}{\partial z} \right] + \left[\frac{\partial \rho \overline{\tilde{u}_t \tilde{u}_t}}{\partial x} + \frac{\partial \rho \overline{\tilde{u}_t \tilde{v}_t}}{\partial y} + \frac{\partial \rho \overline{\tilde{u}_t \tilde{w}_t}}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (\text{I.10})$$

Restándole ahora a la ecuación (I.10) una ecuación de continuidad multiplicada por \bar{u} , se obtiene la ecuación de Navier Stokes para flujo combinado ola- corriente para fluidos incompresibles:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = f \bar{v} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \overline{\rho u_t' u_t'} - \overline{\rho \tilde{u}_t \tilde{u}_t} \right] + \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{\rho u_t' v_t'} - \overline{\rho \tilde{u}_t \tilde{v}_t} \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{\rho u_t' w_t'} - \overline{\rho \tilde{u}_t \tilde{w}_t} \right] \end{aligned} \quad (\text{I.11})$$

Comparando la ecuación anterior (I.11) con la ecuación de Reynolds en el eje x para flujos turbulentos puros, se aprecia que los valores instantáneos de velocidad y presión han sido sustituidos por sus valores promediados en un periodo del oleaje, y que han aparecido tres nuevos términos:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\overline{\rho \tilde{u}_t \tilde{u}_t}), \quad -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\rho \tilde{u}_t \tilde{v}_t}), \quad -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\rho \tilde{u}_t \tilde{w}_t}) \quad (\text{I.12})$$

Estos términos añadidos, $-\overline{\rho \tilde{u}_t \tilde{u}_t}$, $-\overline{\rho \tilde{u}_t \tilde{v}_t}$ y $-\overline{\rho \tilde{u}_t \tilde{w}_t}$, son el fruto de los productos entre las diferentes componentes de la velocidad oscilatoria inducida por el oleaje, siendo su efecto similar al de las tensiones de Reynolds.

ANEJO I

Despreciando, las tensiones viscosas y eliminando la barra de las cantidades promediadas para simplificar, se obtienen las siguientes ecuaciones en los tres ejes:

Eje x:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = fv - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left[-\overline{\rho u_t' u_t'} - \overline{\rho \tilde{u}_t \tilde{u}_t} \right] \\ + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left[-\overline{\rho u_t' v_t'} - \overline{\rho \tilde{u}_t \tilde{v}_t} \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[-\overline{\rho u_t' w_t'} - \overline{\rho \tilde{u}_t \tilde{w}_t} \right] \end{aligned} \quad (I.13)$$

Eje y:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -fu - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left[-\overline{\rho v_t' u_t'} - \overline{\rho \tilde{v}_t \tilde{u}_t} \right] \\ + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left[-\overline{\rho v_t' v_t'} - \overline{\rho \tilde{v}_t \tilde{v}_t} \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[-\overline{\rho v_t' w_t'} - \overline{\rho \tilde{v}_t \tilde{w}_t} \right] \end{aligned} \quad (I.14)$$

(I.XV)

Eje z:

$$\begin{aligned} 0 = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left[-\overline{\rho w_t' u_t'} - \overline{\rho \tilde{w}_t \tilde{u}_t} \right] \\ + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left[-\overline{\rho w_t' v_t'} - \overline{\rho \tilde{w}_t \tilde{v}_t} \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[-\overline{\rho w_t' w_t'} - \overline{\rho \tilde{w}_t \tilde{w}_t} \right] \end{aligned} \quad (I.16)$$

La ecuación de continuidad queda de la siguiente forma:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (I.18)$$

A continuación se procede a la integración vertical de las ecuaciones de Navier Stokes para flujos combinados ola- corriente. Para promediar en vertical las ecuaciones tridimensionales que rigen la dinámica de los flujos turbulentos, se va a aplicar la Regla de Leibnitz, cuya expresión es la siguiente:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \int_{\alpha(x)}^{\beta(x)} f(x, z) dz &= \int_{\alpha(x)}^{\beta(x)} \frac{\partial}{\partial x} f(x, z) dz + \\ &\frac{\partial \beta(x)}{\partial x} f(\beta, z) - \frac{\partial \alpha(x)}{\partial x} f(\alpha, x) \end{aligned} \quad (I.19)$$

1.- Ecuación de continuidad promediada en vertical

Para promediar la ecuación de conservación de la masa:

$$\int_{-h}^{\bar{\eta}} \frac{\partial u}{\partial x} dz + \int_{-h}^{\bar{\eta}} \frac{\partial v}{\partial y} dz = 0 \quad (I.20)$$

A estos dos términos se les aplica el teorema de Leibnitz, para obtener las expresiones con el símbolo de la derivada fuera de la integral, por lo tanto, operando se obtiene:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} u dz - u_{(\bar{\eta})} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - u_{(-h)} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\eta}} v dz - \\ v_{(\bar{\eta})} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} - v_{(-h)} \frac{\partial h}{\partial y} = 0 \end{aligned} \quad (I.21)$$

A continuación se utilizan las condiciones cinemáticas en la superficie libre $z = \bar{\eta}$ y en el fondo $z = -h$, para lo que se aplica la definición de derivada total a la función profundidad z , particularizada en la superficie, $z = \bar{\eta}$

$$w_{(\bar{\eta})} = \frac{Dz}{Dt} \Big|_{z=\bar{\eta}} = \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + u_{(\bar{\eta})} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} + v_{(\bar{\eta})} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} = 0 \quad (I.22)$$

Repetiendo el proceso en el fondo, $z = -h$:

$$w_{(-h)} = \frac{Dz}{Dt} \Big|_{z=-h} = -\frac{\partial h}{\partial t} - u_{(-h)} \frac{\partial h}{\partial x} - v_{(-h)} \frac{\partial h}{\partial y} = 0 \quad (I.24)$$

Sustituyendo estas dos condiciones de contorno en la ecuación (I.21) resulta:

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\eta}} v dz + \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + \frac{\partial h}{\partial t} = 0 \quad (I.25)$$

Si ahora se definen las siguientes variables:

$$\begin{aligned} D &= h + \bar{\eta} \\ U &= \frac{1}{D} \int_{-h}^{\bar{\eta}} u dz \\ V &= \frac{1}{D} \int_{-h}^{\bar{\eta}} v dz \end{aligned} \quad (I.26)$$

donde:

D es la profundidad total de la columna de agua;

U, V son las velocidades horizontales promediadas en vertical.

La ecuación de conservación de la masa puede expresarse como:

$$\frac{\partial(UD)}{\partial x} + \frac{\partial(VD)}{\partial y} + \frac{\partial D}{\partial t} = 0 \quad (I.27)$$

(LXXVIII)

2.- Ecuación de conservación de cantidad de movimiento promediada en vertical

En este apartado se promedia en vertical la ecuación de conservación de cantidad de movimiento en la dirección vertical en primer lugar, y posteriormente en el eje x , siendo similar el proceso en la dirección y .

Integración vertical de la componente z de la ecuación de conservación de movimiento:

Integrando verticalmente la componente z de las ecuaciones de Reynolds para flujos combinados ola- corriente se obtiene:

$$\begin{aligned}
 & -g(\bar{\eta} - z_0) - \frac{1}{\rho} P(\bar{\eta}) + \frac{1}{\rho} P(z_0) + \int_{z_0}^{\bar{\eta}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left[-\rho \overline{w_t' u_t'} - \rho \tilde{w}_t \tilde{u}_t \right] dz \\
 & + \int_{z_0}^{\bar{\eta}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left[-\rho \overline{w_t' v_t'} - \rho \tilde{w}_t \tilde{v}_t \right] dz + \frac{1}{\rho} \left[-\rho \overline{w_t' w_t'} - \rho \tilde{w}_t \tilde{w}_t \right]_{\bar{\eta}} \\
 & - \frac{1}{\rho} \left[-\rho \overline{w_t' w_t'} - \rho \tilde{w}_t \tilde{w}_t \right]_{z_0} = 0
 \end{aligned} \tag{I.29}$$

Donde:

$$\begin{aligned}
 \int_{z_0}^{\bar{\eta}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} dz &= \int_{z_0}^{\bar{\eta}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left[-\rho \overline{w_t' u_t'} - \rho \tilde{w}_t \tilde{u}_t \right] dz \\
 \int_{z_0}^{\bar{\eta}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} dz &= \int_{z_0}^{\bar{\eta}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left[-\rho \overline{w_t' v_t'} - \rho \tilde{w}_t \tilde{v}_t \right] dz \\
 \frac{1}{\rho} (\tau_{zz})_{\bar{\eta}} &= \frac{1}{\rho} \left[-\rho \overline{w_t' w_t'} - \rho \tilde{w}_t \tilde{w}_t \right]_{\bar{\eta}} \\
 \frac{1}{\rho} (\tau_{zz})_{z_0} &= \frac{1}{\rho} \left[-\rho \overline{w_t' w_t'} - \rho \tilde{w}_t \tilde{w}_t \right]_{z_0}
 \end{aligned} \tag{I.30}$$

Aplicando la regla de Leibnitz a cada una de las siguientes integrales del primer miembro se obtiene:

$$\int_{z_0}^{\bar{\eta}} \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} dz = \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} \tau_{xz} dz - (\tau_{xz})_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} + (\tau_{xz})_{z_0} \frac{\partial z_0}{\partial x} \tag{I.31}$$

$$\int_{z_0}^{\bar{\eta}} \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} dz = \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} \tau_{yz} dz - (\tau_{yz})_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} + (\tau_{yz})_{z_0} \frac{\partial z_0}{\partial y} \tag{I.32}$$

$$\int_{z_0}^{\bar{\eta}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho \tilde{w}_t \tilde{u}_t \right] dz = \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} \rho \tilde{w}_t \tilde{u}_t dz - (\tilde{w}_t \tilde{u}_t)_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} + (\tilde{w}_t \tilde{u}_t)_{z_0} \frac{\partial z_0}{\partial x} \tag{I.33}$$

$$\int_{z_0}^{\bar{\eta}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left[\overline{\rho \tilde{w}_t \tilde{v}_t} \right] dz = \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} \overline{\rho \tilde{w}_t \tilde{v}_t} dz - \left(\overline{\tilde{w}_t \tilde{v}_t} \right)_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} + \left(\overline{\tilde{w}_t \tilde{v}_t} \right)_{z_0} \frac{\partial z_0}{\partial y} \quad (I.34)$$

Sustituyendo las expresiones de las integrales se obtiene:

$$\begin{aligned} & -g(\bar{\eta} - z_0) - \frac{1}{\rho} P(\bar{\eta}) + \frac{1}{\rho} P(z_0) + \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} \frac{1}{\rho} \left[-\overline{\rho w_t' u_t'} - \overline{\rho \tilde{w}_t \tilde{u}_t} \right] dz + \\ & - \frac{1}{\rho} \left[-\overline{\rho w_t' u_t'} - \overline{\rho \tilde{w}_t \tilde{u}_t} \right]_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left[-\overline{\rho w_t' u_t'} - \overline{\rho \tilde{w}_t \tilde{u}_t} \right]_{z_0} \frac{\partial z_0}{\partial x} \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} \frac{1}{\rho} \left[-\overline{\rho w_t' v_t'} - \overline{\rho \tilde{w}_t \tilde{v}_t} \right] dz - \frac{1}{\rho} \left[-\overline{\rho w_t' v_t'} - \overline{\rho \tilde{w}_t \tilde{v}_t} \right]_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} + \\ & \frac{1}{\rho} \left[-\overline{\rho w_t' v_t'} - \overline{\rho \tilde{w}_t \tilde{v}_t} \right]_{z_0} \frac{\partial z_0}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \left[-\overline{\rho w_t' w_t'} - \overline{\rho \tilde{w}_t \tilde{w}_t} \right]_{\bar{\eta}} \\ & - \frac{1}{\rho} \left[-\overline{\rho w_t' w_t'} - \overline{\rho \tilde{w}_t \tilde{w}_t} \right]_{z_0} = 0 \end{aligned} \quad (I.35)$$

Teniendo en cuenta la condición dinámica en la superficie libre, quien establece que a los dos lados de la misma las tensiones tangenciales y fuerzas deben estar compensadas, es decir:

$$\begin{aligned} & P(\bar{\eta}) + \left[-\overline{\rho w_t' u_t'} - \overline{\rho \tilde{w}_t \tilde{u}_t} \right]_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} + \left[-\overline{\rho w_t' v_t'} - \overline{\rho \tilde{w}_t \tilde{v}_t} \right]_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} \\ & - \left[-\overline{\rho w_t' w_t'} - \overline{\rho \tilde{w}_t \tilde{w}_t} \right]_{\bar{\eta}} = \tau_Z^F + P_a \end{aligned} \quad (I.36)$$

Asumiendo que la presión atmosférica P_a es nula y que la componente normal a la superficie libre de la tensión inducida por un campo de viento promediada en un periodo del oleaje, τ_Z^F , también lo es, la ecuación I.35 queda como:

$$\begin{aligned}
 & -g(\bar{\eta} - z_0) + \frac{1}{\rho} P(z_0) + \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} \frac{1}{\rho} [-\rho \overline{w_t' u_t'} - \rho \overline{\tilde{w}_t \tilde{u}_t}] dz + \\
 & + \frac{1}{\rho} [-\rho \overline{w_t' u_t'} - \rho \overline{\tilde{w}_t \tilde{u}_t}]_{z_0} \frac{\partial z_0}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} \frac{1}{\rho} [-\rho \overline{w_t' v_t'} - \rho \overline{\tilde{w}_t \tilde{v}_t}] dz + \\
 & \frac{1}{\rho} [-\rho \overline{w_t' v_t'} - \rho \overline{\tilde{w}_t \tilde{v}_t}]_{z_0} \frac{\partial z_0}{\partial y} - \frac{1}{\rho} [-\rho \overline{w_t' w_t'} - \rho \overline{\tilde{w}_t \tilde{w}_t}]_{z_0} = 0
 \end{aligned} \tag{I.37}$$

Si elegimos z_0 como un nivel horizontal constante, su derivada con respecto al espacio se anula y la expresión anterior se transforma en:

$$\begin{aligned}
 & -g(\bar{\eta} - z_0) + \frac{1}{\rho} P(z_0) + \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} \frac{1}{\rho} [-\rho \overline{w_t' u_t'} - \rho \overline{\tilde{w}_t \tilde{u}_t}] dz + \\
 & + \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} \frac{1}{\rho} [-\rho \overline{w_t' v_t'} - \rho \overline{\tilde{w}_t \tilde{v}_t}] dz - \frac{1}{\rho} [-\rho \overline{w_t' w_t'} - \rho \overline{\tilde{w}_t \tilde{w}_t}]_{z_0} = 0
 \end{aligned} \tag{I.39}$$

Esta expresión indica que la presión total al nivel z_0 difiere de la presión hidrostática ya que tiene unos términos añadidos provenientes de las tensiones turbulentas verticales y de los productos de la componente vertical de la velocidad oscilatoria. Si integramos desde un nivel $z = -h$, obtenemos que en el fondo:

$$\begin{aligned}
 P(-h) &= \rho g(\bar{\eta} + h) - \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} [-\rho \overline{w_t' u_t'} - \rho \overline{\tilde{w}_t \tilde{u}_t}] dz - \\
 & \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} [-\rho \overline{w_t' v_t'} - \rho \overline{\tilde{w}_t \tilde{v}_t}] dz
 \end{aligned} \tag{I.40}$$

Luego la presión en el fondo es la hidrostática más un término de presión dinámica.

Integración vertical de la componente x de la ecuación de conservación de movimiento:

Procediendo de forma análoga en el eje x :

ANEJO I

$$\begin{aligned}
 \int_{-h}^{\bar{\eta}} \left[\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} \right] dz &= \int_{-h}^{\bar{\eta}} f \nu dz - \frac{1}{\rho} \int_{-h}^{\bar{\eta}} P dz + \frac{1}{\rho} \int_{-h}^{\bar{\eta}} \left[\frac{\partial}{\partial x} (-\rho \overline{u_t' u_t'}) \right] dz + \\
 \frac{1}{\rho} \int_{-h}^{\bar{\eta}} \left[\frac{\partial}{\partial x} (-\rho \tilde{u}_t \tilde{u}_t) \right] dz &+ \frac{1}{\rho} \int_{-h}^{\bar{\eta}} \left[\frac{\partial}{\partial y} (-\rho \tilde{u}_t \tilde{v}_t) \right] dz + \frac{1}{\rho} \int_{-h}^{\bar{\eta}} \left[\frac{\partial}{\partial y} (-\rho \overline{u_t' v_t'}) \right] dz \\
 + \frac{1}{\rho} \int_{-h}^{\bar{\eta}} \left[\frac{\partial}{\partial z} (-\rho \overline{u_t' w_t'}) \right] dz &+ \frac{1}{\rho} \int_{-h}^{\bar{\eta}} \left[\frac{\partial}{\partial z} (-\rho \tilde{u}_t \tilde{w}_t) \right] dz
 \end{aligned} \tag{I.41}$$

Integrando cada término:

$$\int_{-h}^{\eta} \frac{\partial u}{\partial t} dz = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\eta} u dz - u_{(\eta)} \frac{\partial \eta}{\partial t} - u_{(-h)} \frac{\partial h}{\partial t} \tag{I.42}$$

$$\int_{-h}^{\eta} \frac{\partial u^2}{\partial x} dz = \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} u^2 dz - u^2_{(\eta)} \frac{\partial \eta}{\partial x} - u^2_{(-h)} \frac{\partial h}{\partial x} \tag{I.43}$$

$$\int_{-h}^{\eta} \frac{\partial uv}{\partial y} dz = \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\eta} uv dz - u_{(\eta)v_{(\eta)}} \frac{\partial \eta}{\partial y} - u_{(-h)v_{(-h)}} \frac{\partial h}{\partial y} \tag{I.44}$$

Si se suman estos términos y se utilizan las expresiones de la condición cinemática en la superficie libre y en el fondo, se obtiene que:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\eta} u dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} u^2 dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\eta} uv dz \tag{I.45}$$

El primer término de la expresión anterior se puede expresar en función de la velocidad promediada en vertical U , en cambio el segundo y el tercero son desconocidos a priori:

$$\frac{\partial(UD)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} u^2 dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\eta} uv dz \tag{I.46}$$

Continuando con el resto de los términos,

$$\int_{-h}^{\bar{\eta}} fvdz = fVD \quad (I.47)$$

$$\int_{-h}^{\bar{\eta}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} dz = \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} \frac{1}{\rho} P dz - P(\bar{\eta}) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - P(-h) \frac{\partial h}{\partial x} \quad (I.48)$$

$$\frac{1}{\rho} \int_{-h}^{\bar{\eta}} \left[\frac{\partial}{\partial x} (-\rho \overline{u_t' u_t'}) \right] dz = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\rho \overline{u_t' u_t'}) dz - \frac{1}{\rho} (-\rho \overline{u_t' u_t'})_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} (-\rho \overline{u_t' u_t'})_{-h} \frac{\partial h}{\partial x} \quad (I.49)$$

$$\frac{1}{\rho} \int_{-h}^{\bar{\eta}} \left[\frac{\partial}{\partial y} (-\rho \overline{u_t' v_t'}) \right] dz = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\rho \overline{u_t' v_t'}) dz - \frac{1}{\rho} (-\rho \overline{u_t' v_t'})_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} - \frac{1}{\rho} (-\rho \overline{u_t' v_t'})_{-h} \frac{\partial h}{\partial y} \quad (I.50)$$

$$\frac{1}{\rho} \int_{-h}^{\bar{\eta}} \left[\frac{\partial}{\partial x} (-\rho \widetilde{u_t u_t}) \right] dz + = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\rho \widetilde{u_t u_t}) dz - \frac{1}{\rho} (-\rho \widetilde{u_t u_t})_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} (-\rho \widetilde{u_t u_t})_{-h} \frac{\partial h}{\partial x} \quad (I.51)$$

$$\frac{1}{\rho} \int_{-h}^{\bar{\eta}} \left[\frac{\partial}{\partial y} (-\rho \widetilde{u_t v_t}) \right] dz = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\rho \widetilde{u_t v_t}) dz - \frac{1}{\rho} (-\rho \widetilde{u_t v_t})_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} - \frac{1}{\rho} (-\rho \widetilde{u_t v_t})_{-h} \frac{\partial h}{\partial y} \quad (I.52)$$

Por lo tanto, la ecuación que queda es la siguiente:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(UD)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} u^2 dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\eta}} uv dz - fVD = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} P dz + \frac{1}{\rho} P(\bar{\eta}) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} + \\ & \frac{1}{\rho} P(-h) \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\rho \overline{u_t' u_t'}) dz - \frac{1}{\rho} (-\rho \overline{u_t' u_t'})_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \\ & \frac{1}{\rho} (-\rho \overline{u_t' u_t'})_{-h} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\rho \overline{u_t' v_t'}) dz - \\ & \frac{1}{\rho} (-\rho \overline{u_t' v_t'})_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} - \frac{1}{\rho} (-\rho \overline{u_t' v_t'})_{-h} \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\rho \widetilde{u_t u_t}) dz - \\ & \frac{1}{\rho} (-\rho \widetilde{u_t u_t})_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} (-\rho \widetilde{u_t u_t})_{-h} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\rho \widetilde{u_t v_t}) dz - \\ & \frac{1}{\rho} (-\rho \widetilde{u_t v_t})_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} - \frac{1}{\rho} (-\rho \widetilde{u_t v_t})_{-h} \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \int_{-h}^{\bar{\eta}} \left[\frac{\partial}{\partial z} (-\rho \overline{u_t' w_t'}) \right] dz + \\ & \frac{1}{\rho} \int_{-h}^{\bar{\eta}} \left[\frac{\partial}{\partial z} (-\rho \widetilde{u_t \tilde{w}_t}) \right] dz \end{aligned} \quad (I.53)$$

ANEJO I

Si se desarrollan los términos convectivos, teniendo en cuenta que una variable se puede descomponer como suma de una media en profundidad más la desviación respecto de esa media:

$$\begin{aligned} u &= U + u'_{wc} \\ v &= V + v'_{wc} \end{aligned} \quad (I.54)$$

donde:

u'_{wc}, v'_{wc} son las fluctuaciones en vertical de las velocidades horizontales;

Sustituyendo, se obtiene la ecuación en la dirección x :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(UD)}{\partial t} + \frac{\partial U^2 D}{\partial x} + \frac{\partial UVD}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (u'_{wc})^2 dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\eta}} u'_{wc} v'_{wc} dz \\ & - fVD = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} P dz + \frac{1}{\rho} P(\bar{\eta}) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} P(-h) \frac{\partial h}{\partial x} \\ & + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\rho \overline{u_t' u_t'}) dz - \frac{1}{\rho} (-\rho \overline{u_t' u_t'})_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \\ & \frac{1}{\rho} (-\rho \overline{u_t' u_t'})_{-h} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\rho \overline{u_t' v_t'}) dz - \\ & \frac{1}{\rho} (-\rho \overline{u_t' v_t'})_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} - \frac{1}{\rho} (-\rho \overline{u_t' v_t'})_{-h} \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\rho \widetilde{u_t \widetilde{u_t}}) dz - \\ & \frac{1}{\rho} (-\rho \widetilde{u_t \widetilde{u_t}})_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} (-\rho \widetilde{u_t \widetilde{u_t}})_{-h} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\rho \widetilde{u_t \widetilde{v_t}}) dz - \\ & \frac{1}{\rho} (-\rho \widetilde{u_t \widetilde{v_t}})_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} - \frac{1}{\rho} (-\rho \widetilde{u_t \widetilde{v_t}})_{-h} \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \left[(-\rho \overline{u_t' w_t'})_{\bar{\eta}} - (-\rho \overline{u_t' w_t'})_{-h} \right] + \\ & \frac{1}{\rho} \left[(-\rho \widetilde{u_t \widetilde{w_t}})_{\bar{\eta}} - (-\rho \widetilde{u_t \widetilde{w_t}})_{-h} \right] \end{aligned} \quad (I.55)$$

Aplicando la condición dinámica en la superficie libre, que establece que la presión atmosférica y la tensión debida al viento deben de compensar las tensiones del fluido en la superficie libre, es decir:

$$\begin{aligned} \tau_{s,wc} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} &= P(\bar{\eta}) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \left(\overline{-\rho u_t' u_t'} \right)_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \left(\overline{-\rho u_t' v_t'} \right)_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} - \\ &\frac{1}{\rho} \left(\overline{-\rho \tilde{u}_t \tilde{u}_t} \right)_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \left(\overline{-\rho \tilde{u}_t \tilde{v}_t} \right)_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} + \left(\overline{-\rho u_t' w_t'} \right)_{\bar{\eta}} + \left(\overline{-\rho \tilde{u}_t \tilde{w}_t} \right)_{\bar{\eta}} \end{aligned} \quad (I.56)$$

Y definiendo la tensión tangencial en el fondo como:

$$\begin{aligned} \tau_{b,wc} \frac{\partial h}{\partial x} &= \left(\overline{-\rho u_t' w_t'} \right)_{-h} + \left(\overline{-\rho \tilde{u}_t \tilde{w}_t} \right)_{-h} + \frac{1}{\rho} \left(\overline{-\rho u_t' u_t'} \right)_{-h} \frac{\partial h}{\partial x} + \\ &\frac{1}{\rho} \left(\overline{-\rho u_t' v_t'} \right)_{-h} \frac{\partial h}{\partial y} + \left(\overline{-\rho \tilde{u}_t \tilde{u}_t} \right)_{-h} \frac{\partial h}{\partial x} + \left(\overline{-\rho \tilde{u}_t \tilde{v}_t} \right)_{-h} \frac{\partial h}{\partial y} \end{aligned} \quad (I.57)$$

Sustituyendo estas dos expresiones en la ecuación se obtiene:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(UD)}{\partial t} + \frac{\partial U^2 D}{\partial x} + \frac{\partial UVD}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} (u'_{wc})^2 dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\eta} u'_{wc} v'_{wc} dz \\ - fVD = \frac{1}{\rho} \tau_{s,wc} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \tau_{b,wc} \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} P dz + \frac{1}{\rho} P(-h) \frac{\partial h}{\partial x} + \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} \left(\overline{-\rho u_t' u_t'} \right) dz + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\eta}} \left(\overline{-\rho u_t' v_t'} \right) dz + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} \left(\overline{-\rho \tilde{u}_t \tilde{u}_t} \right) dz \\ + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\eta}} \left(\overline{-\rho \tilde{u}_t \tilde{v}_t} \right) dz \end{aligned} \quad (I.58)$$

La presión en el fondo obtenida a partir de la componente z de la ecuación de conservación de cantidad de momentum es:

$$\begin{aligned} P(-h) &= \rho g (\bar{\eta} + h) - \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} \left[\overline{-\rho w_t' u_t'} - \rho \tilde{w}_t \tilde{u}_t \right] dz - \\ &\frac{\partial}{\partial y} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} \left[\overline{-\rho w_t' v_t'} - \rho \tilde{w}_t \tilde{v}_t \right] dz \end{aligned} \quad (I.59)$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial h}{\partial x} P(-h) &= \frac{\partial h}{\partial x} \rho g (\bar{\eta} + h) - \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} [-\rho \overline{w_t' u_t'} - \rho \overline{\tilde{w}_t \tilde{u}_t}] dz - \\
 \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} [-\rho \overline{w_t' v_t'} - \rho \overline{\tilde{w}_t \tilde{v}_t}] dz &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} \rho g (\bar{\eta} + h) \right)^2 - (\rho g (\bar{\eta} + h)) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \\
 - \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} [-\rho \overline{w_t' u_t'} - \rho \overline{\tilde{w}_t \tilde{u}_t}] dz &- \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} [-\rho \overline{w_t' v_t'} - \rho \overline{\tilde{w}_t \tilde{v}_t}] dz
 \end{aligned} \tag{1.60}$$

Sustituyendo esta expresión en la ecuación I.58 se obtiene:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial(UD)}{\partial t} + \frac{\partial U^2 D}{\partial x} + \frac{\partial UVD}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} (u'_{wc})^2 dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\eta} u'_{wc} v'_{wc} dz \\
 - fVD = \frac{1}{\rho} \tau_{s,wc} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \tau_{b,wc} \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} P dz + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} \rho g (\bar{\eta} + h) \right)^2 \\
 - (g(\bar{\eta} + h)) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} [-\rho \overline{w_t' u_t'} - \rho \overline{\tilde{w}_t \tilde{u}_t}] dz \\
 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} [-\rho \overline{w_t' v_t'} - \rho \overline{\tilde{w}_t \tilde{v}_t}] dz + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\rho \overline{u_t' u_t'}) dz + \\
 \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\rho \overline{u_t' v_t'}) dz + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\rho \overline{u_t \tilde{u}_t}) dz + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\rho \overline{u_t \tilde{v}_t}) dz
 \end{aligned} \tag{1.61}$$

Definiendo las expresiones de los tensores de radiación Dean y Dalrymple (1991):

$$\begin{aligned}
 S_{xx} &= \int_{-h}^{\eta} P dz - \left(\frac{1}{2} \rho g (\bar{\eta} + h) \right)^2 + \int_{-h}^{\eta} (\rho \overline{\tilde{u}_t \tilde{u}_t}) dz \\
 S_{xy} &= \int_{-h}^{\eta} (\rho \overline{\tilde{u}_t \tilde{v}_t}) dz
 \end{aligned} \tag{1.62}$$

y sustituyéndolos en la ecuación anterior se obtiene:

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial(UD)}{\partial t} + \frac{\partial U^2 D}{\partial x} + \frac{\partial UVD}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} (u'_{wc})^2 dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\eta} u'_{wc} v'_{wc} dz \\
 & - fVD = -gD \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \tau_{s,wc} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \tau_{b,wc} \frac{\partial h}{\partial x} + \\
 & - \frac{1}{\rho} \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} [-\rho \overline{w'_t u'_t} - \rho \overline{\tilde{w}'_t \tilde{u}'_t}] dz + \\
 & - \frac{1}{\rho} \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} [-\rho \overline{w'_t v'_t} - \rho \overline{\tilde{w}'_t \tilde{v}'_t}] dz + \\
 & \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\rho \overline{u'_t u'_t}) dz + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\eta}} (-\rho \overline{u'_t v'_t}) dz
 \end{aligned} \tag{I.63}$$

Definiendo los términos turbulentos viscosos, en analogía a la representación de las tensiones moleculares, como:

$$\begin{aligned}
 & \left[-\frac{\partial h}{\partial x} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} [-\overline{w'_t u'_t} - \rho \overline{\tilde{w}'_t \tilde{u}'_t}] dz + \int_{-h}^{\eta} -(u'_{wc})^2 dz + \int_{-h}^{\eta} (-\overline{u'_t u'_t}) dz \right] = v_{H,wc} \frac{\partial UD}{\partial x} \\
 & \left[-\frac{\partial h}{\partial x} \int_{z_0}^{\bar{\eta}} [-\overline{w'_t v'_t} - \rho \overline{\tilde{w}'_t \tilde{v}'_t}] dz + \int_{-h}^{\eta} -u'_{wc} v'_{wc} dz + \int_{-h}^{\eta} (-\overline{u'_t v'_t}) dz \right] = v_{H,wc} \frac{\partial UD}{\partial y}
 \end{aligned} \tag{I.64}$$

Finalmente la componente x de la ecuación de conservación de cantidad de movimiento se convierte en la siguiente expresión:

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial(UD)}{\partial t} + \frac{\partial U^2 D}{\partial x} + \frac{\partial UVD}{\partial x} - fVD = -g(\bar{\eta} + h) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \\
 & + \frac{1}{\rho} \tau_{s,wc} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \tau_{b,wc} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(v_{H,wc} \frac{\partial UD}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_{H,wc} \frac{\partial UD}{\partial y} \right)
 \end{aligned} \tag{I.65}$$

Siguiendo el mismo procedimiento para la dirección y se obtiene:

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial(VD)}{\partial t} + \frac{\partial UVD}{\partial x} + \frac{\partial V^2 D}{\partial y} + fUD = -g(\bar{\eta} + h) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial S_{yx}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \\
 & + -\frac{1}{\rho} \tau_{s,wc} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \tau_{b,wc} \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(v_{H,wc} \frac{\partial VD}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_{H,wc} \frac{\partial VD}{\partial y} \right)
 \end{aligned} \tag{I.66}$$

Para el caso concreto en la que las variaciones de la superficie libre y del fondo en el espacio sean suaves las ecuaciones anteriores se pueden simplificar a las siguientes,

Sancho, *et al.* (1997):

$$\begin{aligned} \frac{\partial(UD)}{\partial t} + \frac{\partial U^2 D}{\partial x} + \frac{\partial UVD}{\partial x} - fVD = -g(\bar{\eta} + h) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \\ + \frac{1}{\rho} \tau_{s,wc} - \frac{1}{\rho} \tau_{b,wc} + \frac{\partial}{\partial x} \left(v_{H,wc} \frac{\partial UD}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_{H,wc} \frac{\partial UD}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (1.67)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(VD)}{\partial t} + \frac{\partial UVD}{\partial x} + \frac{\partial V^2 D}{\partial y} + fUD = -g(\bar{\eta} + h) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial S_{yx}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \\ + \frac{1}{\rho} \tau_{s,wc} - \frac{1}{\rho} \tau_{b,wc} + \frac{\partial}{\partial x} \left(v_{H,wc} \frac{\partial VD}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v_{H,wc} \frac{\partial VD}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (1.68)$$

Donde:

$$\begin{aligned} \tau_{s,wc} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \approx \tau_{s,wc} \\ \tau_{s,wc} = \left(-\overline{\rho u_t' w_t'} \right)_{\bar{\eta}} + \left(-\overline{\rho \tilde{u}_t \tilde{w}_t} \right)_{\bar{\eta}} \end{aligned} \quad (1.69)$$

$$\begin{aligned} \tau_{b,wc} \frac{\partial h}{\partial x} \approx \tau_{b,wc} \\ \tau_{b,wc} = \left(-\overline{\rho u_t' w_t'} \right)_{-h} + \left(-\overline{\rho \tilde{u}_t \tilde{w}_t} \right)_{-h} \end{aligned} \quad (1.70)$$

$$\begin{aligned} \left[\int_{-h}^{\eta} -\left(u_{wc}' \right)^2 dz + \int_{-h}^{\eta} \left(-\overline{u_t' u_t'} \right) dz \right] = v_{H,wc} \frac{\partial UD}{\partial x} \\ \left[\int_{-h}^{\eta} -u_{wc}' v_{wc}' dz + \int_{-h}^{\eta} \left(-\overline{u_t' v_t'} \right) dz \right] = v_{H,wc} \frac{\partial UD}{\partial y} \end{aligned} \quad (1.71)$$