



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE
MÉXICO**

FACULTAD DE INGENIERÍA

**"CARACTERIZACIÓN DEL GRADIENTE DE PRESIONES INDUCIDO
POR DIFERENTES CONDICIONES DE ROTURA DEL OLEAJE"**

T E S I S

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
INGENIERA CIVIL**

**P R E S E N T A:
ARIADNA CECILIA CRUZ QUIROZ**

**DIRECTOR DE TESIS:
DR. ADRIÁN PEDROZO ACUÑA**

CIUDAD UNIVERSITARIA

2010





Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Agradecimientos

Agradezco a Dios por dejarme llegar a este momento en mi vida.

Agradezco al Dr. Adrián Pedrozo Acuña, por apoyarme y darme las herramientas para concluir este trabajo y al Instituto de Ingeniería por permitir que alumnos de Licenciatura participen en proyectos de investigación.

A mi madre, por darme la vida y brindarme su apoyo en todo momento.

A mi hermana, Pamela, porque me ha enseñado que la vida tiene momentos difíciles, pero no por ello hay que rendirse.

A Antonio por compartir conmigo esta etapa de mi vida, aún en los momentos difíciles.

A todos mis amigos que compartieron mi camino a lo largo de la carrera y que nunca dejaron de confiar en mí.

Por último, no siendo menos importante, quiero agradecer a la Dirección General de Asuntos del Personal Académico y al Instituto de Ingeniería de la UNAM, por el apoyo recibido a través de los proyectos ININ106610 y A2.

Índice

Introducción	1
Capítulo 1. El sistema costero	6
1.1 Introducción	6
1.2 Componentes del sistema costero morfodinámico.....	9
1.2.1 Condiciones externas del sistema costero.....	10
1.2.2 Condiciones internas del sistema costero	11
1.3 La playa.....	12
Capítulo 2. Hidrodinámica de la zona de rompientes.....	14
2.1 Introducción	14
2.2 La onda más grande posible sobre una profundidad	15
2.3 Descripción cualitativa de la rotura.....	17
2.3.1 Análisis de la variación del momento (<i>¿por qué rompen las olas?</i>).....	19
2.3.2 Tipos de rotura.....	25
2.4 Características del oleaje en el punto de rotura.	29
2.5 Revisión del estado del arte sobre experimentos de laboratorio en la zona de rompientes.....	32
2.5.1 Características cualitativas de la zona de rompientes.....	34
2.5.2 Perfiles de superficie libre $\eta(t)$	35
2.5.3 La elevación de la cresta $\eta_c/H(t)$	37
2.5.4 La zona del roller	39
2.5.5 Velocidad de partícula.....	41
2.5.6 Intensidad de la turbulencia	43
2.6 Corrientes asociadas a la rotura	44
2.6.1 Corriente de resaca (<i>undertow</i>).....	46

2.7	Gradiente de presiones y aceleración total	47
Capítulo 3.	Metodología	49
3.1	Introducción	49
3.2	Experimentos en laboratorio-Ting y Kirby (1994)	51
3.3	Descripción del modelo numérico	55
3.3.1	Antecedentes del modelo	56
3.3.2	Características del modelo numérico.....	56
3.3.3	Ecuaciones de gobierno para el medio fluido	58
3.3.4	Condiciones iniciales y de frontera.....	62
3.3.5	Método de seguimiento de superficie libre (VOF).....	65
3.3.6	Método de resolución	67
Capítulo 4.	Análisis de resultados	69
4.1	Introducción	69
4.2	Rotura tipo Voluta.....	70
4.2.1	Validación.....	70
4.2.2	Términos de la ecuación de Euler	78
4.3	Rotura tipo descrestamiento	81
4.3.1	Validación.....	81
4.3.2	Términos de la ecuación de Euler	89
4.4	Discusión de diferencias entre ambos tipos de rotura	92
Capítulo 5.	Conclusiones	94
Capítulo 6.	Futuras líneas de trabajo.....	96
Capítulo 7.	Bibliografía	97

Índice de Figuras

Figura 1.1 Panel Izquierdo –Oleaje de tormenta; Panel derecho – Efectos erosivos sobre la costa tabasqueña en Sánchez Magallanes.	7
Figura 1.2 Componentes primarios involucrados en morfodinámica costera. La interacción iterativa entre la morfología y los procesos es responsable de la complejidad observada en la evolución costera (Pedrozo-Acuña, 2010).....	9
Figura 1.3 Terminología del perfil de playas (Pedrozo-Acuña, 2010).	13
Figura 2.1 Análisis del flujo de momento en un bore. (Svendsen, 2005).....	19
Figura 2.2 Similitud entre los perfiles de velocidad en un bore (no rotura) y un bore en rotura visto desde un sistema de coordenadas moviéndose con la velocidad del bore/ de manera que el movimiento de la ola parece estable. La forma de la ola equivalente se muestra como una línea discontinua (Svendsen, 2005)	21
Figura 2.3 Comparación de los valores del criterio de rotura.....	23
Figura 2.4 Tipos de rotura en playas (paneles izquierdos-figuras esquemáticas; paneles derechos- fotografías)	26
Figura 2.5 De izquierda a derecha se muestran los bocetos para la evolución de las roturas de descrestamiento, voluta y no rotura acercándose a la costa. (Tilen Kusterle, 2007)	28
Figura 2.6 Índice de rotura contra la pendiente relativa de fondo $S = hxLhB$ (Svendsen y Hansen, 1976).....	30
Figura 2.7 Valores de L/h en la rotura contra la inclinación de las olas en aguas profundas H_0/L_0 (Svendsen y Hansen, 1976).....	32
Figura 2.8 Representación esquemática de la zona de rompientes en una playa con pendiente suave. (Christensen et al, 2002).....	34
Figura 2.9 Desarrollo de los perfiles de la superficie de las olas en la zona de rompientes (Svendsen et al., 1978). La figura muestra como se propagan las olas hacia la costa, la parte trasera de las olas comienza a hacerse más rectas así que las olas eventualmente se aproximan a la forma de un diente de sierra.....	36
Figura 2.10 Valores experimentales de η_c/H - son los resultados de la ecuación 2.39 (Hansen, 1990).....	38

Figura 2.11 Características hidrodinámicas de la zona de rompientes (modificada de Dally, 2000)	39
Figura 2.12 Panel izquierdo.- Ilustración de las características del campo de velocidad bajo una ola en la zona de rompientes. Panel derecho.-Campo de velocidades visto en la zona de rompientes a partir de la ola. (Sevendsen, 2005)	40
Figura 2.13 Mediciones de perfiles de velocidad bajo la cresta de las olas en rotura. Las mediciones son de Iwagaki and Sakai (1976), la curva corresponde a la ecuación 2.43	41
Figura 2.14 Mediciones de velocidad en campo de una ola en la zona de rompientes. La parte delantera de la cresta se hace recta. (Cox et al., 1994)	42
Figura 2.15 Gráfica de la intensidad promedio del remolino y periodo medio de las fluctuaciones	43
Figura 2.16 A, B, C.- Patrones de circulación observados en la zona cercana a la costa en función del ángulo de aproximación del oleaje (Komar, 1998)	45
Figura 2.17 Undertow o flujo de resaca en la zona de rompientes. Representa al flujo compensatorio del transporte de masa con dirección a la costa, producido por el oleaje	46
Figura 3.1 Arreglo experimental. (Ting y Kirby ,1994)	52
Figura 3.2 Ubicación de los sensores para la prueba en descrestamiento	54
Figura 3.3 Ubicación de los sensores para la prueba en voluta	54
Figura 3.4 Esquema del dominio de resolución, localización de las magnitudes resueltas, definición de la función VOF (Modificado de Guanche, 2008)	66
Figura 4.1 Comparación de envolvente máxima, media y mínima de la superficie libre para rotura tipo voluta; círculos azules - Ting y Kirby (1994); diamantes rojos -modelo numérico.	71
Figura 4.2 Perfil de la superficie libre en el intervalo de tiempo (100-250 seg), obtenido por los sensores 2 al 12; en rotura en tipo voluta. Datos de laboratorio en color azul y datos modelo color rojo.	72
Figura 4.3 Perfil de la superficie libre en el intervalo de tiempo (100-250 seg), obtenido por los sensores 13 al 23; en rotura en tipo voluta. Datos de laboratorio en color azul y datos modelo color rojo.	73
Figura 4.4 Campo de turbulencia obtenida por el modelo COBRAS en rotura en voluta, la escala de color representa la intensidad de turbulencia adimensional.	75

Figura 4.5 Campo de velocidad u obtenida por el modelo COBRAS en rotura en voluta, la escala de color representa la magnitud de velocidad u	76
Figura 4.6 Campo de velocidad w obtenida por el modelo COBRAS en rotura en voluta, la escala de color representa la magnitud de velocidad w	77
Figura 4.7 Campo de presiones obtenidas por el modelo COBRAS en rotura en voluta, la escala de color representa la magnitud de presión.	78
Figura 4.8 Ubicación de los puntos de comparación para los términos de la ecuación de Euler, para rotura en voluta.	79
Figura 4.9 Gráficas de los términos de la ecuación de Euler para P-1 ($x=7.5$ m), P-2 ($x=10.0$ m) y P-3 ($x=13.0$ m); para rotura de tipo voluta.....	81
Figura 4.10 Comparación de envolvente máxima, media y mínima de la superficie libre para rotura tipo descrestamiento; círculos azules - Ting y Kirby (1994); diamantes rojos -modelo numérico.	82
Figura 4.11 Perfil de la superficie libre en el intervalo de tiempo (110-160 seg), obtenido por los sensores 2 al 11; en rotura en tipo descrestamiento. Datos de laboratorio en color azul y datos modelo color rojo.	83
Figura 4.12 Perfil de la superficie libre en el intervalo de tiempo (110-160 seg), obtenido por los sensores 12 al 21; en rotura en tipo descrestamiento. Datos de laboratorio en color azul y datos modelo color rojo.	84
Figura 4.13 Campo de turbulencia obtenida por el modelo COBRAS en rotura en descrestamiento, la escala de color representa la intensidad de turbulencia adimensional..	86
Figura 4.14 Campo de velocidades horizontales u , obtenida por el modelo COBRAS en rotura en descrestamiento, la escala de color representa la magnitud de velocidad horizontal.	87
Figura 4.15 Campo de aceleración vertical w , obtenida por el modelo COBRAS en rotura en descrestamiento, la escala de color representa la magnitud de aceleración vertical.	88
Figura 4.16 Campo de presión, obtenida por el modelo COBRAS en rotura en descrestamiento, la escala de color representa la magnitud de presión.	89
Figura 4.17 Ubicación de los puntos de comparación para los términos de la ecuación de Euler, para rotura en descrestamiento.	90
Figura 4.18 Gráficas de los términos de la ecuación de Euler para P-1 ($x=7.0$ m), P-2 ($x=10.0$ m) y P-3 ($x=12.0$ m); para rotura de tipo descrestamiento.....	91

Índice de tablas

Tabla 2.1 Datos obtenidos por diferentes autores para la relación $(H/h)_{max}$ Svendsen (2005).	16
Tabla 2.2 Datos obtenidos por diferentes autores para la relación $(H/L)_{max}$. Svendsen (2005).	16
Tabla 3.1 Condiciones de oleaje para los tipos de rotura de los experimentos.....	53
Tabla 3.2 Condiciones de la función $F = \frac{\rho}{\rho_f}$ para determinar el tipo de celda registrada por el programa.	65

Introducción

El manejo sustentable de las zonas costeras requiere de un mejor entendimiento de los procesos regionales que ocurren en ella. Esto permite la reducción de riesgos a la población y daños a infraestructura asociados a la dinámica marina. Sin embargo, diversos investigadores a nivel mundial han reconocido las limitaciones existentes para la comprensión de la respuesta morfológica de una playa ante la acción del oleaje. Dichas restricciones, hacen de la gestión exitosa de la costa, una de las tareas más complicadas dentro del manejo costero (Mason and Coates, 2001).

En consecuencia, investigaciones recientes han abordado el tema desde una perspectiva empírica, la cual establece una respuesta de la playa ante una condición de oleaje incidente (i.e. Dean, 1991 ó Larson et al. 1999). Este tipo de aproximaciones tiene su mayor restricción en su carácter geométrico, pues no consideran la interacción del oleaje con la configuración inicial de la playa, ni el tipo de rotura presente en la costa, ni la variabilidad en las condiciones del oleaje incidente. Estas limitaciones están parcialmente adscritas a la carencia de técnicas de medición en la zona de rompientes, donde ocurren la mayor parte de los cambios morfológicos de una playa, ya que en esta región el flujo se caracteriza por ser altamente no lineal y turbulento, por lo que la explicación de los procesos vía modelación numérica ha sido muy pobre.

Por esta razón, no existe un número tan extenso de trabajos que estudien a detalle los efectos de la hidrodinámica en la zona de rompientes sobre la morfología de playas. Sin embargo, es claro que un mejor conocimiento de la cinemática del oleaje en esta región, permitirá obtener descripciones más apropiadas para determinar el transporte de sedimentos, la respuesta morfológica de una playa, la inundación costera y la seguridad de las estructuras de defensa como diques o rompeolas.

La descripción del oleaje en la cercanías de la línea de costa no es un problema menor, dado que con el inicio de la rotura, las teorías desarrolladas para describir el movimiento oscilatorio del oleaje carecen de validez (Svendsen, 2005). Así, su modelado numérico se ha visto

tradicionalmente inmerso en una serie de suposiciones y el uso de modelos paramétricos basados en un número limitado de observaciones realizadas en campo (i.e. Thornton & Guza, 1983) y laboratorio (i.e. Battjes & Janssen, 1978; Dally et al., 1985).

Los primeros estudios en la zona de rompientes se centraron en obtener mediciones de superficie libre, altura de ola y la variación en el nivel medio para diversas condiciones geométricas de la playa (i.e. Madsen et al. 1997). No fue sino hasta mediados de los años noventa, cuando se observó la necesidad de obtener una mejor caracterización de las variables involucradas durante distintas condiciones de rotura. Por ejemplo, trabajos pioneros como los presentados por Ting y Kirby (1994, 1995, 1996), hicieron evidentes las divergencias entre las velocidades (horizontal y vertical) y la turbulencia generadas durante la rotura de tipo descrestamiento y voluta.

Más tarde, al inicio de la presente década y como resultado del notable avance tecnológico de la instrumentación disponible, se generó un incremento en el número de estudios sobre la generación y destrucción de la turbulencia durante la rotura del oleaje (Svendsen et al. 2000; Cox y Anderson, 2001; Cowen et al., 2003). El uso de equipo sofisticado (Laser Doppler Anemometry y Particle Image Velocimetry) en canales de oleaje en laboratorio, ha permitido una mejor disección de las condiciones del flujo en la zona de rompientes. Sin embargo, dada la complejidad y aleatoriedad del flujo en esta región, diversas preguntas permanecen aún sin respuesta.

De forma paralela a las investigaciones de campo y laboratorio, el desarrollo tecnológico de las computadoras ha permitido el uso de modelos avanzados que resuelven las ecuaciones de Navier-Stokes con menos simplificaciones. El estudio de procesos relacionados con la transformación (no-lineal) del oleaje durante la rotura con estas ecuaciones, ha sido el objeto de diversas investigaciones a partir de los trabajos pioneros de Lin y Liu (1998a, b). La mayor parte de los primeros esfuerzos con estos modelos, estuvo enfocada en su validación para el estudio de la interacción oleaje-estructura en escala de laboratorio (i.e. Hsu et al. 2002; Garcia et al. 2004; Lin y Xu, 2005; Losada et al. 2008; Guanche et al. 2009).

El uso de modelos numéricos para investigar la interacción entre la hidrodinámica costera y el transporte de sedimentos en playas, ha probado ser una alternativa útil para la extensión del conocimiento sobre morfodinámica costera (Pedrozo-Acuña et al. 2006, 2007; Torres-Freyermuth et al., 2007).

La descripción numérica de ciertos procesos hidrodinámicos, ha facilitado la identificación de los mecanismos necesarios para el mejoramiento de las actuales parametrizaciones del transporte de sedimentos. Por ejemplo, resultados han demostrado la importancia de estadísticos de orden superior (i.e. asimetría) de la velocidad orbital del oleaje (i.e. Drake and Calantoni 2001; Calantoni and Puleo 2006; Elfrink et al. 2006) y la correcta descripción de los esfuerzos cortantes en el fondo (i.e. Hsu and Hanes, 2004), para la obtención de una ecuación apropiada para determinar el transporte de sedimentos en el fondo.

Sin embargo, cabe resaltar que las conclusiones de estos estudios son frecuentemente presentadas de forma genérica y sin incluir ninguna discusión sobre el balance de los procesos hidrodinámicos durante diferentes condiciones de forzamiento (i.e. tipo de rotura). Efectivamente, este balance ha sido recientemente identificado como una prioridad en los estudios abocados a la mejor comprensión del transporte de sedimentos. Así, en estudios de campo y numéricos (Foster et al., 2006; Puleo et al., 2007) se ha dejado de manifiesto la necesidad de examinar conclusiones genéricas bajo distintas condiciones de oleaje.

En consecuencia, a pesar de estos notables avances en el conocimiento, la comprensión de los efectos de la rotura sobre el transporte de sedimentos y el cambio de perfil de las playas siguen siendo bastante rudimentarios. Conclusiones de estos estudios abren la puerta a la integración de resultados provenientes de modelos numéricos de alta resolución, con resultados de cuidadosos experimentos diseñados en laboratorio. Con lo que el propósito de dichas investigaciones, más que centrarse en la validación de la herramienta numérica, consiste en el diagnóstico de procesos a través de una investigación integral a detalle (Pedrozo-Acuña et al., 2010).

El trabajo propuesto en este proyecto, consiste en investigar y cuantificar en presencia de distintos tipos de rotura, los procesos físicos asociados al oleaje. Para ello se utilizan resultados numéricos provenientes de un modelo numérico de alta resolución (i.e. Pedrozo-Acuña et al. 2010) para reproducir las condiciones de flujo simuladas en laboratorio por Ting y Kirby (1994). Dichas modelaciones servirán para comparar algunos de los procesos más relevantes en la dinámica de la zona de rompientes en una playa impermeable con una pendiente de 1:35 bajo el forzamiento de dos condiciones específicas de rotura: voluta y descrestamiento.

Los objetivos particulares de este trabajo son:

- Reproducir las condiciones de laboratorio de Ting y Kirby (1994), por medio de un modelo numérico basado en las ecuaciones promediadas de Navier-Stokes.
- Con base en los resultados obtenidos por el modelo, analizar para ambos tipos de rotura la variación espacio-temporal de la turbulencia, la velocidad horizontal u , la velocidad vertical w y la presión; así como el perfil de superficie libre a lo largo del canal utilizado por Ting y Kirby (1994).
- Analizar el gradiente de presión horizontal en función de la ecuación de Euler en distintos puntos a lo largo de la playa, a fin de comparar al gradiente de presión con la sumatoria de la aceleración local y los términos de advección horizontal y vertical de la aceleración bajo ambas condiciones de rotura.
- Comparar y discutir los resultados obtenidos bajo ambas condiciones de forzamiento.

Por ello, la organización de esta tesis es la siguiente: El **Capítulo 1** introduce al sistema costero y sus componentes. El **Capítulo 2** presenta una descripción de los procesos físicos relacionados con la hidrodinámica de la zona de rompientes. En el **Capítulo 3** se presentan las condiciones de los experimentos de Ting y Kirby (1994), así como la descripción del modelo y las condiciones con las cuales se realizaron las modelaciones numéricas. Así mismo, el **Capítulo 4** presenta los resultados obtenidos por el modelo numérico para ambas condiciones de rotura, voluta y

descrestamiento, así como su análisis y la comparación entre ambos resultados. Finalmente en los **Capítulos 5 y 6**, respectivamente, se resumen las conclusiones y las futuras líneas de trabajo que se han identificado a lo largo de este estudio.

Capítulo 1. El sistema costero

1.1 Introducción

Las costas litorales alrededor del mundo, comprenden la frontera natural entre el mar y la tierra, además son ambientes geológicos únicos por su composición y procesos físicos que las afectan. Las costas están compuestas por sedimentos de diversos tamaños y características, desde sedimentos no cohesivos como la grava y la arena, hasta sedimentos cohesivos como arcillas y limos. Este material está expuesto al constante embate del clima marítimo (oleaje, corrientes y vientos) que se encarga de darle forma a los ambientes costeros.

El oleaje se genera como resultado de la transferencia de energía por parte de la atmósfera al océano, por medio de los vientos incidentes sobre la superficie del mar, en áreas de gran magnitud. A pesar de las dimensiones del área de generación, la energía del oleaje es disipada en una pequeña área cercana a la costa, conocida como zona de rompientes. La rotura del oleaje en esta zona, es responsable de la transformación del oleaje de un patrón ordenado de movimiento oscilatorio, a uno caótico donde la turbulencia y las corrientes generadas movilizan y suspenden al sedimento que conforma la playa. Las corrientes generadas pueden así transportar grandes cantidades de sedimento en ambas direcciones (longitudinal y transversal), y en algunos lugares pueden alcanzar volúmenes tan grandes como cientos de miles de metros cúbicos de arena al año.

En México, la alta incidencia de nortes y huracanes sobre las playas, representa el principal generador de problemas de erosión e inundación costera a lo largo del litoral. Para citar un ejemplo, en la costa tabasqueña se ha documentado la erosión del litoral que mantiene en la incertidumbre a la población que vive en los puntos críticos de Sánchez Magallanes, la Barra de Tupilco, el ejido El Alacrán y la Barra de Panteones. En los últimos años, Tabasco ha registrado una pérdida de más de 300 metros de playa a lo largo de 120 kilómetros de sus costas (ver Figura 1.1).



Figura 1.1 Panel Izquierdo -Oleaje de tormenta; Panel derecho - Efectos erosivos sobre la costa tabasqueña en Sánchez Magallanes.

Las playas representan la primera línea de defensa de las costas ante la acción de tormentas, siendo una franja relativamente estrecha de terreno, su importancia es vital, dado que es aquí donde se disipa la energía del oleaje. Por ejemplo, una playa con suficiente disponibilidad de sedimento expuesta a una tormenta, modifica su configuración, generando una serie de barras sumergidas que producen la rotura de olas grandes, con lo que se disipa su energía antes de llegar a la costa (el sistema se auto protege).

En consecuencia, es deseable incrementar el conocimiento sobre los mecanismos físicos que estabilizan las playas, de tal suerte que su conservación sea sustentable y las estrategias de manejo costero trabajen en conjunto con los procesos físicos presentes en la costa. Más aún, si se considera la importancia económica de estas regiones, la cual está asociada entre muchas otras actividades, al turismo, las operaciones portuarias y la obtención de recursos naturales (pesca y acuicultura).

Los ambientes sedimentarios costeros están sujetos a una gran variabilidad en su morfología y características sedimentarias, ya que estos responden con gran sensibilidad a las fuerzas que actúan sobre ellos, una de las formas más evidentes de los cambios que sufre la costa, corresponde a la variación del perfil de la playa (i.e. corte transversal) ante la acción del oleaje. Así entonces, las playas pueden presentar perfiles característicos para cada época del año (asociados a las variaciones estacionales de la energía del oleaje). Esto se debe, a que existe un

balance delicado entre las fuerzas que tienden a depositar arena sobre la costa (constructivas) y aquellas que erosionan el material de la playa (destructivas).

En general, se ha observado que existe tendencia a la deposición de material cuando el oleaje posee poco peralte (i.e. asimetría vertical), con valores de H_0/L_0 menores a 0.03 (donde H_0 y L_0 representan la altura y longitud de ola en aguas profundas). Por otro lado, es común observar procesos erosivos en las playas cuando el oleaje está muy peraltado, valores de H_0/L_0 mayores a 0.03 (Johnson, 1956).

A pesar de que las playas varían ampliamente en apariencia y composición, los principios que gobiernan su configuración morfológica son los mismos. El mecanismo básico para la generación de cambios morfológicos en una playa, consiste en la interacción entre el flujo asociado al oleaje (i.e. movimiento oscilatorio) y los sedimentos que la componen. Evidentemente, la cantidad de material transportado es función directa de la velocidad del flujo, y en el caso de la zona de rompientes, de la turbulencia generada durante la rotura del oleaje y los gradientes de velocidad y presión que se generan.

Una vez que los granos son puestos en suspensión por el flujo, los sedimentos son susceptibles a ser transportados a lo largo de la costa por corrientes inducidas por el oleaje. Naturalmente, la variación en las condiciones hidrodinámicas de una playa, y la interacción que se observa entre el flujo y los sedimentos determina en gran medida la respuesta morfológica de cualquier playa. Así entonces, para entender cómo se producen los cambios en la línea de costa, es necesario entender la dinámica litoral y su relación con el transporte de sedimentos.

Antes de entrar a la descripción del proceso de rotura, se integra la descripción del sistema costero y su morfodinámica. En consecuencia, el presente capítulo está organizado de la siguiente forma, en primer lugar se presentan los componentes del sistema costero morfodinámico, posteriormente se habla de las condiciones externas e internas del mismo y finalmente se presentan las características generales de las playas.

1.2 Componentes del sistema costero morfodinámico

Wright y Thom (1977) estuvieron entre los primeros investigadores en aplicar un enfoque de sistemas a la configuración de una línea de costa. Ellos observaron en un ambiente costero, un sistema dinámico con variables de entrada y salida de energía y material claramente identificables, que están controladas por las condiciones del medio ambiente (ver Figura 1.2).

Wright y Thom (1977) fueron los primeros en introducir el concepto de “morfodinámica costera” para su enfoque y definieron morfodinámica como “el ajuste mutuo entre la topografía y la dinámica de fluidos que involucra al transporte de sedimentos”. Esta visión morfodinámica, se ha subsecuentemente convertido en un paradigma dentro del estudio de la evolución costera.

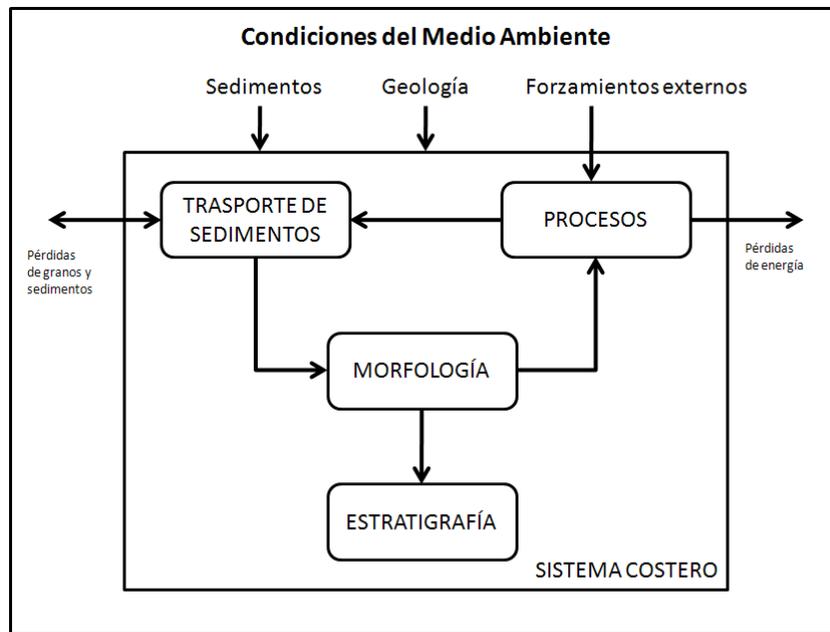


Figura 1.2 Componentes primarios involucrados en morfodinámica costera. La interacción iterativa entre la morfología y los procesos es responsable de la complejidad observada en la evolución costera (Pedrozo-Acuña, 2010).

1.2.1 *Condiciones externas del sistema costero*

Las condiciones externas del sistema costero, son aquellas asociadas al medio ambiente y representan el conjunto de factores estáticos y dinámicos que impulsan y controlan los cambios en los sistemas costeros (Wright y Thom, 1977). No están afectados por el sistema costero en sí mismo y se les considera como las condiciones de frontera del sistema. Las principales condiciones externas del sistema son la geología, los sedimentos y los forzamientos externos.

- **Geología:** comprende el estado inicial de las fronteras solidas, incluyendo geología regional o local y el estado morfológico de la región, es decir, la plataforma continental, la configuración de la línea de costa y la litología. Regionalmente, la configuración de la línea de costa puede ser importante para el control de los procesos de transformación del oleaje. La litología es un factor importante, ya que dependiendo de las características del material será la tasa de erosión y el desarrollo transversal de los acantilados.
- **Sedimentos:** sus aspectos más importantes son su naturaleza y la abundancia del material no consolidado. La disponibilidad del sedimento depende de la ubicación del volumen de las fuentes junto con los procesos de transporte. Están compuestos de materiales que varían física y químicamente de un lugar a otro; siendo las variaciones más importantes aquellas relacionadas con el tamaño de grano y el contenido de carbonatos. Los depósitos de grava son comunes en áreas donde la costa ha sufrido glaciaciones. Los sedimentos arenosos son característicos de zonas costeras y plataformas continentales en latitudes medias. Mientras que los sedimentos lodosos son más comunes en áreas húmedas con temperaturas tropicales.
- **Forzamientos externos:** Son aquellos procesos que proveen la energía necesaria para la evolución del sistema. Algunos aspectos importantes son la frecuencia, magnitud y carácter de las fuentes de energía externas. Las mayores fuentes de energía costera son atmosféricas (vientos y clima), terrestres (descarga del río) y marinas (oleaje, mareas, corrientes y otros fenómenos oceanográficos).

1.2.2 *Condiciones internas del sistema costero*

El sistema costero está controlado por las condiciones del medio ambiente que operan más allá de sus fronteras y de acuerdo a la definición de Cowell y Thom (1994) se compone de cuatro componentes principales:

- **Procesos:** comprende todos los procesos que ocurren en los ambientes costeros, que generan y afectan el transporte de sedimentos. Los más importantes son los procesos hidrodinámicos (oleaje, mareas y corrientes) y aerodinámicos (vientos).
- **Transporte de sedimentos:** la interacción entre un flujo en movimiento y un fondo móvil, induce esfuerzos cortantes en el fondo que pueden resultar en la incorporación de material en el flujo para su transporte. Los patrones de erosión y deposición se evalúan a través del balance de sedimentos. Si el balance de sedimentos es positivo (i.e. más sedimentos entran a una región costera de los que salen) ocurrirá una deposición de material; mientras que en un balance negativo de sedimentos (i.e. más sedimentos salen de la región costera de los que entran) resultará en erosión.
- **Morfología:** se refiere a la superficie tridimensional de una costa (i.e. dunas, deltas, estuarios, arrecifes de coral, plataformas costeras). Los cambios en la morfología de la costa son el resultado de la erosión y la deposición del material. Estos pueden ser cualitativamente evaluados a través de la disponibilidad del sedimento o cuantitativamente por medio de la ecuación de continuidad del sedimento (ecuación 2.1).

$$\frac{dV}{dt} = \frac{dQ}{dx} + \frac{dQ}{dy} \quad (\text{ecuación 2.1})$$

donde:

V = volumen

Q = transporte de sedimentos

t = tiempo

x = coordenada transversal

y = coordenada longitudinal

- **Estratigrafía:** conforme la formación costera evoluciona en el tiempo, el efecto integrado de los cambios morfológicos queda grabado en la estratigrafía de la formación misma. Por ejemplo, la colmatación de un estuario en el tiempo con sedimentos fluviales y marinos. Estos sedimentos serán depositados a lo largo de las márgenes del río y en el fondo del estuario, con lo que la estratigrafía resultante del mismo conformará un registro parcial de su evolución. Las secuencias estratigráficas son el registro histórico de la deposición del material, mientras que los eventos erosivos se representan por huecos en este registro.

1.3 La playa

Las playas son de las geoformas costeras más importantes y ampliamente distribuidas. Cada playa según su localización, responde a condiciones geológicas y procesos físicos únicos. Una playa está definida como una acumulación de sedimentos no consolidados en el borde de un cuerpo de agua, con inclinación hacia el agua (Ministerio de Medio Ambiente y Recursos Naturales). El límite hacia tierra está marcado por un cambio abrupto en la pendiente, donde nacen los rasgos geomorfológicos conocidos como dunas o acantilados. La playa, es la parte de la costa que presenta modificaciones de forma constante y puede estar compuesta de cualquier tipo y tamaño de sedimentos. Su pendiente es moldeada por la acción del oleaje, siendo este el principal agente de cambio en la forma de la playa, pero no el único (i.e., mareas, viento, etc.).

Tal y como se muestra en la Figura 1.3, el perfil de la playa, corte transversal de la misma perpendicular a la costa, esta generalmente compuesto de cuatro secciones: Offshore, zona de cercanías de la costa, la playa y la costa. Dentro de la zona de cercanías de la costa, se encuentra la región de someramiento, donde comienza el peralte de la ola (i.e. asimetría vertical) y la de rompientes donde rompen las olas y se genera la turbulencia asociada a la rotura el oleaje.

Para determinar la respuesta del perfil de la playa ante las condiciones de oleaje incidente, es necesario entender los procesos físicos asociados a las condiciones de flujo dentro de la zona de

rompientes. Estas limitaciones están parcialmente adscritas a la carencia de técnicas de medición en esta región, donde ocurren la mayor parte de los cambios morfológicos de una playa, ya que en esta zona el flujo se caracteriza por ser altamente no lineal y turbulento.

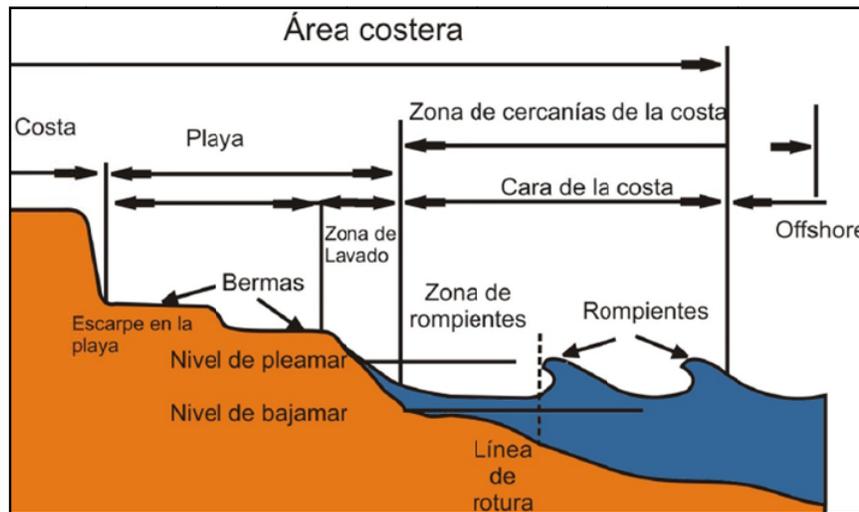


Figura 1.3 Terminología del perfil de playas (Pedrozo-Acuña, 2010).

Capítulo 2. Hidrodinámica de la zona de rompientes

2.1 Introducción

Dentro del área de las cercanías de la costa la zona más importante, por la cantidad de transporte de sedimentos que se genera es la zona de rompientes. Esta franja de la playa representa una región de profundidad somera, donde comienza la rotura del oleaje, fenómeno que está asociado con la transformación de energía ordenada proveniente de aguas profundas a turbulencia y calor. Como resultado de la acción de estos procesos disipativos, se genera una intensa agitación de sedimentos del fondo marino. Más aún el proceso de rotura es capaz de configurar una línea de costa, por medio de las fuertes corrientes transversales y longitudinales que se generan como consecuencia de su acción sobre la playa.

La zona de rompientes, comprende una de las áreas más activas en la naturaleza, respecto a la dinámica de los mecanismos físicos presentes. En esta estrecha franja de la zona costera, la energía del oleaje se disipa parcialmente en calor a través de la turbulencia y se transforma en:

- Ondas cortas y largas que son parcialmente reflejadas de nuevo hacia el mar.
- Sobre-elevación del nivel medio del mar (setup).
- Corrientes de todo tipo, que colaboran junto con los movimientos oscilatorios y turbulentos, en el transporte neto del sedimento y en los cambios de la morfología de las playas.

Cuando una ola rompe, el flujo se vuelve repentinamente turbulento, con lo que la oscilación ordenada de una ola se transforma en un movimiento caótico con dirección predominante hacia la costa.

El agua, una vez consumida su energía en turbulencia, la fricción sobre el fondo y el movimiento de partículas de roca levantadas violentamente en suspensión, regresa al mar (fase de descenso

del oleaje) por la acción de la gravedad sobre el fluido lo que da origen a la denominada corriente de resaca.

El transporte de sedimentos en esta zona se realiza por arrastre, rodadura, saltos irregulares o suspensión, según los diámetros de las partículas y la energía de las olas y las corrientes. Los sedimentos se mueven hacia atrás y adelante, siguiendo la dirección predominante del flujo. A este movimiento del sedimento a lo largo de la playa se le denomina deriva de la playa. A pesar de la refracción, la mayor parte de las olas alcanza la costa aunque sea con un pequeño ángulo, y en combinación con el movimiento de resaca, perpendicular a la playa, se produce una componente de movimiento a lo largo de la misma costa. En este caso, la interacción se manifiesta como una corriente lenta que se mueve de forma paralela a la línea de costa.

Como resultado de la importancia y el dinamismo que caracteriza a la zona de rompientes, el siguiente capítulo describe los procesos físicos característicos de esta región en general, y del punto de rotura en particular. Adicionalmente, se incluye una revisión del estado del arte sobre los experimentos que han sido realizados sobre esta zona y los procesos que se generan como consecuencia de la rotura de las olas.

2.2 La onda más grande posible sobre una profundidad

Puesto que la forma de una ola se considera constante (o permanente), la observación del flujo por debajo de la superficie libre de dicha ola se realiza por medio de un sistema de coordenadas con origen en la base de la ola, con una velocidad c de propagación. Por lo tanto, el movimiento de propagación de la ola se ve como un flujo con movimiento constante de derecha a izquierda (i.e. oscilatorio). En flujos de este tipo, el punto más alto (cresta de la ola) tiene velocidad igual a cero (que corresponde cuando la energía cinética total se convierte en energía potencial). Por lo tanto, visto desde un sistema de coordenadas fijo vemos que la ola se mueve con la velocidad de fase c , y la velocidad de las partículas en la cresta es igual a c .

La primera contribución importante para la comprensión de este tipo de flujos, fue realizada por Stokes (1880) quien demostró que en olas irregulares el perfil de la cresta tiene la forma de una

esquina con un ángulo de apertura de 120° . Sin embargo, esta solución solo es válida para la cresta y no considera el resto de la ola (i.e. valle).

En una determinada profundidad h el problema de la magnitud de la ola más grande posible, se normaliza por medio de dos parámetros adimensionales, h/L y H/h , donde L es la longitud de onda y H su altura. Durante muchos años la atención de los investigadores se centró en olas de longitud infinita, i. e. $L/h \rightarrow \infty$ (también llamadas olas solitarias), reduciendo los parámetros a uno $(H/h)_{max}$. Es precisamente este parámetro el que determina la altura de la ola más alta sobre una profundidad h . La tabla 2.1 muestra algunos de los resultados obtenidos durante un periodo de 100 años de investigación, de los cuales el último valor se considera como el más exacto.

Tabla 2.1 Datos obtenidos por diferentes autores para la relación $(H/h)_{max}$. Svendsen (2005).

Autor	Año	$(H/h)_{max}$
Boussinesq	1871	0.73
McCowan	1894	0.78
Gwyther	1900	0.83
Davies	1952	0.83
Packham	1952	1.03
Fenton	1972	0.85
Longuet-Higgins and Fenton	1974	0.8261

En aguas profundas los resultados de la ola más alta han sido más consistentes. En este caso, el único parámetro es la pendiente de ola H/L ($h \rightarrow \infty$), y los valores obtenidos se encuentran en la tabla 2.2, donde otra vez el último resultado se considera el correcto.

Tabla 2.2 Datos obtenidos por diferentes autores para la relación $(H/L)_{max}$. Svendsen (2005).

Autor	Año	$(H/L)_{max}$
Mitchell	1893	0.142
Havelock	1918	0.1418
Longuet-Higgins	1975	0.1412

La pregunta de la ola arbitraria más alta posible h/L , no se analizó sino hasta Yamada y Shiotani (1968) y Cokelet (1977). Sin embargo una interpolación arbitraria de la fórmula h/L hecha por Miche (1944), determinó la altura máxima de ola como:

$$\left(\frac{H}{L}\right)_{max} = 0.1420 \tanh kh \quad (\text{ecuación 2.1})$$

donde usualmente;

$$k = 2\pi/L \quad (\text{ecuación 2.2})$$

Cabe mencionar que aunque la celeridad c generalmente aumenta con la altura H la velocidad de fase más grande sucede por una ola de altura ligeramente menor que la ola más alta posible.

Es importante destacar que todas las olas regulares propagándose sobre una profundidad constante son simétricas respecto a líneas verticales trazadas desde el fondo. Por lo tanto, la parte delantera y trasera tienen la misma pendiente, estas olas no están cerca del inicio de la rotura y mantienen su forma. En consecuencia, no guardan ninguna similitud física con una onda bajo el proceso de rotura, en el que se puede observar a la cresta de la ola caer hacia adelante debido a la pendiente pronunciada que toma el anverso de la cresta de la ola.

2.3 Descripción cualitativa de la rotura

Esta descripción fue sistematizada por Galvin (1968) basada en sus experimentos en una playa plana y en los experimentos de Iversen (1952). La clasificación está inspirada en fenómenos de rotura de olas en regiones costeras donde se produce la más amplia gama de formas de rotura. Aunque tal descripción es insuficiente para propósitos de modelación, la terminología es útil como marco de referencia.

La clasificación consiste en los siguientes tipos de roturas:

- Descrestamiento
- Voluta

- Surging o no rotura

En una pendiente plana es principalmente la pendiente de fondo h , en combinación con el periodo de ola, i.e. la pendiente relativa de fondo $S = h_x L/h$, que determina el tipo de rotura. Además de la inclinación de ola inicial, normalmente se conoce H_0/L_0 como pendiente equivalente en aguas profundas (Iversen (1952), Galvin (1968)). Galvin presentó sus resultados en términos del parámetro B_G definido como:

$$B_G = \frac{H_0/L_0}{h_x^2} \quad (\text{ecuación 2.3})$$

Battjes (1974) señaló que B_G también puede ser para aguas profundas, llamado parámetro de similitud de rotura:

$$\xi_0 = \frac{h_x}{\sqrt{H_0/L_0}} \quad (\text{ecuación 2.4})$$

Otro parámetro importante al momento de la rotura es el índice de rotura, el cual describe la altura de la rotura (adimensional), la cual es la altura de la ola justo antes de romper H_b . El rompimiento incipiente se puede definir de varias maneras, el más común es el punto en el que la altura de la ola alcanza su valor máximo, pero también puede ser el punto en donde la cara frontal de la onda se convierte en vertical (rotura tipo voluta) o el punto justo antes de la aparición de espuma en la cresta de la ola (rotura tipo descrestamiento). Dos índices comunes son el índice de profundidad de rotura:

$$\gamma_b = \frac{H_b}{d_b} \quad (\text{ecuación 2.5})$$

donde d_b es la profundidad de la rotura; y el índice de altura de rotura que se expresa como:

$$\Omega_b = \frac{H_b}{H_0} \quad (\text{ecuación 2.6})$$

2.3.1 *Análisis de la variación del momento (¿por qué rompen las olas?)*

Si se considera la transición en el nivel del agua debido a la rotura o un salto hidráulico visto desde un sistema de coordenadas después de la transición y se admite la hipótesis de que todas las áreas de velocidades son distribuidas uniformemente en una profundidad, entonces el movimiento se puede analizar usando la ecuación integrada por la profundidad y el impulso. Donde son vistas en una gran escala no uniforme en dirección a la corriente, no hay olas o componentes de la turbulencia y la ecuación del momento en x se convierte simplemente en:

$$\rho \frac{\partial Q}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q^2}{h} \right) = -\rho g d \frac{\partial d}{\partial x} \quad (\text{ecuación 2.7})$$

En esta forma de la ecuación, también se considera una parte inferior horizontal por lo que se tendría:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} = \frac{\partial d}{\partial x} \quad (\text{ecuación 2.8})$$

Se puede usar d para la profundidad local total (i. e., $d = h_o + \zeta$). La ecuación 2.7 describe el balance del momento de una columna como se muestra en la figura 2.1. Si la ecuación 2.7 se reescribe de la forma:

$$\rho \frac{\partial Q}{\partial t} = -\rho \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q^2}{d} + \frac{1}{2} g d^2 \right) \quad (\text{ecuación 2.9})$$

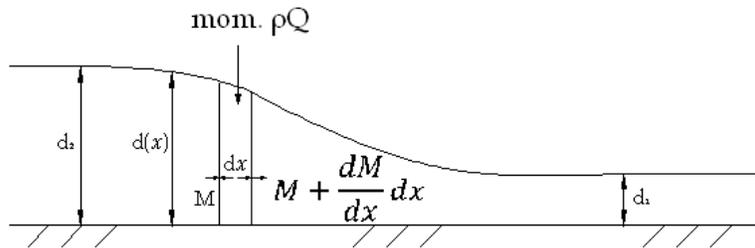


Figura 2.1 Análisis del flujo de momento en un bore. (Svendsen, 2005)

Entonces del lado izquierdo se tiene la relación de cambio de momento ρQ interior de la columna y del lado derecho se representa las fuerzas totales. Quedando la ecuación como:

$$M = \frac{Q^2}{d} + \frac{1}{2}gd^2 \quad (\text{ecuación 2.10})$$

que es la fuerza en cualquier dirección vertical (momento a través del flujo).

De la ecuación 2.9 se puede concluir que si la transición en el nivel de agua se propaga sin cambio en la forma, entonces $\partial Q/\partial t$ es cero en todas las partes; i. e. M es constante.

Si se analiza la variación del momento de flujo desde d_1 a d_2 , se muestra que con velocidad uniforme a una profundidad, presión hidrostática y no turbulencia, M no puede ser constante.

Tendremos:

$$\mathcal{F}_1^2 = \frac{U_1^2}{gd_1} = \frac{Q_1^2 d_1}{g} \quad (\text{ecuación 2.11})$$

Entonces M se puede reescribir como:

$$M = \frac{U_1^2 d_1^2}{gd_1} + \frac{1}{2}gd^2 \quad (\text{ecuación 2.12})$$

Asumiendo que $Q = U_1 d_1$, tenemos

$$M = gd_1^2 \left(\frac{\mathcal{F}_1^2}{\xi} + \frac{1}{2}\xi^2 \right) \quad (\text{ecuación 2.13})$$

$$\text{donde } \xi = \xi(x) = d/d_1 \quad (\text{ecuación 2.14})$$

el valor máximo de ξ es en d_2 , donde $\xi = \xi_2$ y esta dado por

$$\xi_2 = \frac{d_2}{d_1} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + 8F_1^2} - 1 \right) \quad (\text{ecuación 2.15})$$

Si suponemos que el bore inicia suavemente y no rompe, se puede entender que el siguiente bore es el responsable de un rompimiento turbulento. Dado que M también es pequeña entre d_1 y d_2 y a efectos de satisfacer el balance de momento requerido, la ola puede crecer. La rapidez depende de su altura relativa.

Cuando la ola se vuelve lo suficientemente fuerte podría iniciarse la rotura y como resultado se forma el conocido frente turbulento, que avanza en dirección hacia la costa. Este frente, representa las partículas de agua que caen hacia adelante como resultado de la pendiente del agua cerca de la superficie. Por lo tanto, se produce una distribución de la velocidad en la vertical, tal y como se muestra en la figura 2.2.

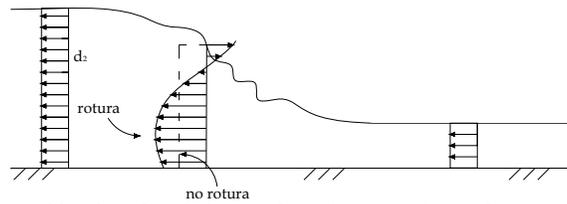


Figura 2.2 Similitud entre los perfiles de velocidad en un bore (no rotura) y un bore en rotura visto desde un sistema de coordenadas moviéndose con la velocidad del bore de manera que el movimiento de la ola parece estable. La forma de la ola equivalente se muestra como una línea discontinua (Svendsen, 2005)

Este perfil de velocidad es no uniforme, dado que tiene dirección contraria cerca de la superficie libre y del fondo. Con lo que el impulso o cantidad de movimiento en esta zona, queda definido por:

$$M = \rho \left(\frac{Q^2}{d} + \frac{1}{2} g d^2 \right) \quad (\text{ecuación 2.16})$$

a

$$M_t = \rho \left(\alpha_v \frac{Q^2}{d} + \frac{1}{2} g d^2 \right) \quad (\text{ecuación 2.17})$$

donde

$$\alpha_v = \int_0^h \left(\frac{u(z)}{Q/d} \right)^2 dz \quad (\text{ecuación 2.18})$$

Es >1 ; i. e. $M_t > M$

Si la desigualdad entre M_t y M es mayor a uno, esto indica que el frente turbulento será mayor y la velocidad de las partículas cerca de la superficie aumenta. Por ejemplo, cuanto mayor es la variación de la velocidad en la parte frontal, significa que α_v comienza a agrandarse. Por lo tanto, la rotura representa el mecanismo que se necesita para estabilizar el frente de la ola.

En consecuencia, el frente de la ola se hará gradualmente más pronunciado hasta crear un valor lo suficientemente grande para que M_t sea constante entre d_1 y d_2 . Cuando este es el caso, la parte frontal puede propagarse (casi) sin cambiar de forma teniendo una rotura casi constante propuesta por Peregrine y Svendsen (1978). En otras palabras, la rotura ha estabilizado la forma de la ola.

Existen diferentes tipos de criterios de rotura. Un criterio de rotura es una relación límite entre los parámetros del oleaje y del fondo, que no pueden ser superados sin que la ola rompa. A continuación se presentan algunos de los criterios de rotura más utilizados, basados en teoría y experimentación con oleaje regular e irregular.

Criterios para oleaje regular que no consideran la pendiente de la playa.

Uno de los criterios de rotura más ampliamente empleado es el propuesto por Miche (1951). Esta formulación utiliza la teoría lineal, asumiendo que el ángulo de la superficie libre en la cresta no puede superar un valor límite de 120° , y se expresa mediante la siguiente ecuación:

$$\frac{H_b}{L_b} = 0.142 \tanh\left(\frac{2\pi h_b}{L_b}\right) \quad (\text{ecuación 2.19})$$

donde h_b es la profundidad de la rotura, L_b es la longitud de onda en el punto de rotura y H_b es la altura de olas rompiendo.

Otro criterio muy extendido por su simplicidad, surge a partir de la analogía que se hace de la rotura del oleaje sobre playas de pendiente muy suave con la rotura de una onda solitaria. El criterio de rotura para una onda solitaria fue dado por McCowan (1891) y esta expresado como:

$$\frac{H_b}{h_b} = 0.78 \quad (\text{ecuación 2.20})$$

Criterios de rotura para oleaje regular que consideran la pendiente de la playa.

Goda (1970) recopiló y analizó datos obtenidos por otros investigadores. Su criterio se representa de forma gráfica en la figura 2.3, junto con los criterios de Sunamura (1983) y Ostendorf y Madsen (1979). Como se observa en la figura, el criterio de rotura de Goda permite alturas de ola relativas a la profundidad, mayores que el criterio de Ostendord y Madsen. Mientras que, el criterio de rotura propuesto por Sunamura, da valores completamente diferentes a los criterios anteriores.

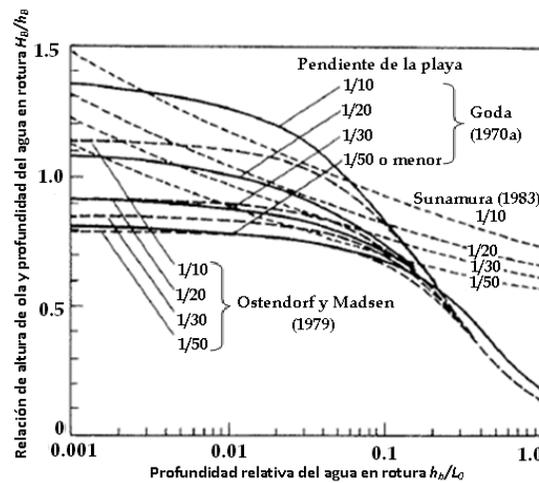


Figura 2.3 Comparación de los valores del criterio de rotura

Por otra parte, Goda también obtuvo una expresión para la aproximación de estas curvas:

$$\frac{H_b}{L_0} = 0.17 \left[1 - \exp \left\{ -\frac{1.5\pi h_b}{L_0} (1 + 15 \tan^{4/3} \beta) \right\} \right] \quad (\text{ecuación 2.21})$$

donde la $\tan \beta$ es la pendiente de la playa; el error entre la ecuación de aproximación (2.21) y las curvas originales (figura 2.3) es del menos 10%.

El criterio de rotura de Ostendorf y Madsen incluye también la pendiente β de la playa y se expresa por:

$$\frac{H_b}{L_b} = 0.14 \tanh\left(\frac{(0.8+5 \tan \beta)2\pi h_b}{L_b}\right); \tan \beta < 0.1 \quad (\text{ecuación 2.22})$$

$$\frac{H_b}{L_b} = 0.14 \tanh\left(\frac{2.6\pi h_b}{L_b}\right); \tan \beta > 0.1 \quad (\text{ecuación 2.23})$$

en donde la longitud de onda del punto de rotura, L_b , es calculada de forma teórica por medio de la relación de dispersión para olas de amplitud pequeña usando el periodo de la ola y la profundidad al momento de la rotura.

Criterios de rotura de oleaje irregular.

Investigaciones más detalladas basadas en observaciones de campo de Hotta et al. (1984), indican que las olas grandes rompen con menores peraltes y las pequeñas con mayores a los que se predicen en los criterios de rotura para oleaje regular. Goda (1975) sugirió la utilización de un coeficiente para su criterio de rotura (0.17, en la ecuación 2.21) de una variable entre 0.12 y 0.18 y el tratamiento probabilístico de la rotura.

Kamphuis (1991) propone un criterio de rotura para oleaje irregular, definido por medio de la siguiente expresión:

$$H_{sb} = 0.095 e^{4 \tan \beta} L_{pb} \tanh K_{ph} h_b \quad (\text{ecuación 2.24})$$

donde, en este caso, la pendiente de la playa que se utiliza es la media en la zona de rompientes y los subíndices s , p y b se refieren a la altura de ola significativa, periodo de tiempo y rotura, respectivamente.

Por otro lado, cuando el oleaje irregular se encuentra en las proximidades de la saturación (lo cual sucede cuando está en la zona de generación), la aproximación a profundidades reducidas provoca la rápida saturación y la rotura, con lo que la disipación de energía en la zona de propagación aumenta.

Criterios de rotura para fondos horizontales o cuasi-horizontales.

Existen numerosas evidencias experimentales de que en fondos horizontales la altura de ola compatible con el fondo, es inferior a los valores límites expresados por las aproximaciones anteriores. El valor límite para fondo horizontal es:

$$\left(\frac{H}{h}\right)_{max} = 0.55 \quad \text{(ecuación 2.25)}$$

Nelson (1997) presentó abundante evidencia experimental, tanto de laboratorio como de campo, con oleaje regular e irregular, de que el índice de rotura sobre fondos cuasi-horizontales tiene un límite superior que puede expresarse mediante:

$$\left(\frac{H}{h}\right)_{max} = 0.55 + .088 \exp(-0.012 \cot \beta) ; 0 \leq \tan \beta \leq 0.01 \quad \text{(ecuación 2.26)}$$

2.3.2 Tipos de rotura

Cuando el tren de olas se propaga en profundidades decrecientes, el aumento del peralte y la disminución de la celeridad de la ola hacen que el perfil de la misma vaya cambiando. Cuando el peralte sobrepasa un determinado valor, la ola se hace inestable, y cambia de forma. El frente adquiere más pendiente que la parte trasera de la ola y las velocidades en la parte superior de la cresta, superan la celeridad de la ola. Cuando la velocidad de las partículas en la parte superior de la cresta supera la celeridad de la ola, las partículas escapan de la cresta, lanzándose hacia delante, produciendo lo que se conoce como la rotura de ola. Este chorro de agua lanzado penetra de nuevo en la base de la ola, atrapando aire en el túnel y provocando una gran turbulencia. Al cabo de una determinada zona de rotura, el proceso de rotura se normaliza y la

ola toma la forma de un resalto hidráulico móvil (bore), con un frente cuasi-vertical turbulento, rodillo (roller), y una parte trasera cuasi-horizontal dominada por la turbulencia dejada por el paso del rodillo. La disipación de energía, principalmente en el roller, hace que la altura de la ola decrezca paulatinamente en la zona de rompientes hasta que alcanza la zona de ascenso-descenso, donde se establece un movimiento de lámina de agua relativamente delgada y con una dinámica diferente a la zona de rompientes.

Si la profundidad continua disminuyendo hacia la costa, la altura de ola disminuye gradualmente con la profundidad. Si la rotura se ha producido sobre una barra y posteriormente la profundidad aumenta de nuevo, el proceso de rotura puede detenerse, recomponiéndose el movimiento oscilatorio. En ese caso se producirá una segunda rotura al disminuir de nuevo la profundidad en la propagación hacia la costa.

El tipo de rompimiento se refiere a la forma de romper de la onda. El rompimiento de las olas puede ser clasificado en cuatro tipos: descrestamiento, voluta, colapso y no rotura (Galvin, 1968) (ver figura 2.4).

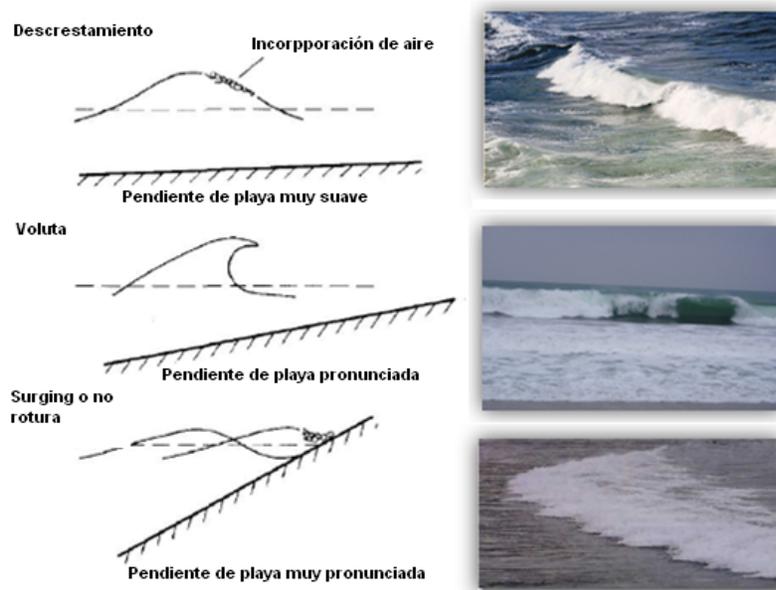


Figura 2.4 Tipos de rotura en playas (paneles izquierdos-figuras esquemáticas; paneles derechos- fotografías)

A continuación se describen los tipos de rotura:

Rotura tipo descrestamiento: la cresta de la ola se va haciendo cada vez más aguda, hasta hacerse inestable y se derrama hacia abajo por la pendiente frontal de la ola; generalmente se da en situaciones en donde el oleaje peraltado se propaga sobre playas con poca pendiente. En esta rotura el decaimiento de la altura es aproximadamente uniforme, con lo que hay gran disipación en la zona de rompientes y muy poca de su energía es reflejada hacia el mar.

Rotura tipo voluta: ocurre con olas con poco peralte en playas relativamente inclinadas. La cara frontal de la ola se hace casi vertical, la cresta de la ola se hace más aguda, curvándose hacia el frente hasta que finalmente se precipita. El proceso de este tipo de rotura produce una gran turbulencia y una gran entrada de aire. La reducción de la altura de la ola durante la rotura se produce rápida y drásticamente. Las olas reformadas son usualmente de menos de una tercera parte de la altura de la ola en rotura y suelen romper de nuevo muy cerca de la orilla del mar.

Rotura tipo colapso: El frente de la onda se aproxima a la vertical y la ola comienza a desmoronarse por su base y colapsa. El aire queda parcialmente atrapado, formando espuma. El periodo de ascenso-descenso coincide con el periodo del oleaje y el flujo sobre el talud alcanza valores máximos. La reflexión comienza a disminuir debido a la pérdida de energía por turbulencia.

Rotura tipo surging o no rotura: Ocurre en playas con pendientes muy pronunciadas. Este tipo de rotura comienza a desarrollarse de una forma similar a la rotura tipo voluta, donde su cara frontal se hace muy vertical, pero con la particularidad de que la base de la ola llega a la playa antes de que se lleve a cabo la rotura, por lo que la cresta se colapsa y desaparece. Con este tipo de rotura, generalmente la zona de rompiente es muy estrecha y aproximadamente la mitad del momentum de las olas es reflejado hacia el mar.

La rotura de descrestamiento tiende a ocurrir por ondas de alta pendiente en playas de pendiente suave. La voluta se produce en playas de pendiente empinada intermedia con oleaje fuerte y los tipos de no rotura y colapso ocurren en playas de pendiente suave. Las olas en

pendiente extraordinariamente baja no se pueden romper, pero se reflejan en la playa, formando una onda estacionaria. En la figura 2.5 se muestra la evolución de los rompimientos cuando se acercan a la costa.

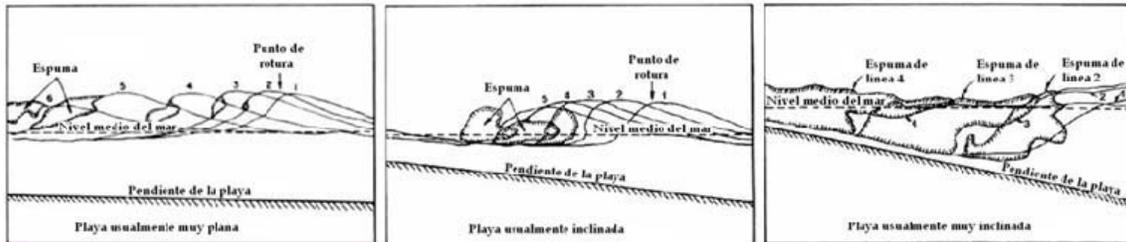


Figura 2.5 De izquierda a derecha se muestran los bocetos para la evolución de las roturas de descrestamiento, voluta y no rotura acercándose a la costa. (Tilen Kusterle, 2007)

A partir de observaciones de laboratorio, Galvin (1968) encontró una expresión empírica de predicción para el tipo de rompiente, usando dos parámetros adimensionales: $H_0/L_0 m^2$ o $H_b/gT^2 m$, donde:

H_0 : altura de ola en aguas profundas,

L_0 : longitud de onda en aguas profundas

H_b : altura de ola en la rompiente

T : periodo

m : pendiente de la playa

Conforme estos parámetros adimensionales aumentan, el tipo de rompiente se va transformando de oscilación a voluta a descrestamiento. Posteriormente Battjes (1974) redefinió estos parámetros en términos del número de Iribarren (ecuación 2.27 y 2.28) en aguas profundas y en aguas someras, respectivamente:

$$\xi_0 = \frac{m}{\sqrt{\frac{H_0}{L_0}}} \quad (\text{ecuación 2.27})$$

$$\xi_b = \frac{m}{\sqrt{\frac{H_b}{L_0}}} \quad (\text{ecuación 2.28})$$

De acuerdo a la clasificación de Galvin (1968) y a la redefinición de Battjes (1974), los límites de los tipos de rompientes están dados por:

Descrestamiento	$\xi_0 < 0.5$	$\xi_b < 0.4$
Voluta	$0.5 < \xi_0 < 3.3$	$0.4 < \xi_b < 2$
Oscilación	$\xi_0 > 3.3$	$\xi_b > 2$

Estudios posteriores de Weishar y Byrne (1978) llevados a cabo mediante imágenes de video, determinaron que en playas naturales los valores propuestos por Battjes no podían discriminar el tipo de rompiente generada, dado que existe un espectro bastante amplio de periodos y alturas. Además la transición entre un tipo de rotura y otro no es abrupta, por lo que generalmente se observan mezclas y sucesiones de los tipos de rompientes. Sin embargo, los valores propuestos por Battjes (1974) dan una idea muy clara de la transición de los tipos de rompientes conforme a los valores de ξ_0 y ξ_b aumentan.

2.4 Características del oleaje en el punto de rotura.

Idealmente el inicio de la rotura puede ser definido como el punto donde comienza la disipación de energía. Sin embargo, es muy difícil de identificar este punto de forma experimental. También es el punto donde la superficie del agua comienza a hacerse vertical como en una rotura tipo voluta. O bien se puede considerar el punto donde la ola tiene la altura máxima H_{max} o el punto de valor máximo de el índice de rotura $(H/h)_{max}$ que es definido como el inicio de la rotura (Svendsen y Veeramony, 2001).

Para definir este punto generalmente se utilizan dos preguntas clave que es necesario tener en consideración, y a las cuales se les requiere dar una respuesta, estas son:

- ¿Cuál es el punto (profundidad) donde la ola comienza la rotura?
- ¿Cuál es valor del índice de rotura (H/h) ?

A pesar de la aparente simpleza de ambas preguntas, cabe mencionar que ninguna de las teorías no lineales más avanzadas para describir la transformación del oleaje (i.e. Boussinesq) son incapaces de predecir cuando comienza la rotura. Además que ninguna de estas teorías sería capaz de describir el túnel de aire o vuelco que se observa en la rotura de tipo voluta.

Índice de rotura

En la figura 2.6 se muestran gráficos de valores experimentales de $(H/h)_B$ en el punto de rotura contra la correspondiente pendiente de fondo S en la rotura. Después de numerosos intentos basados en una selección extensa de datos de laboratorio de Svendsen y Hansen (1976) encontraron que al graficar de esta manera se tendrían los resultados más consistentes.

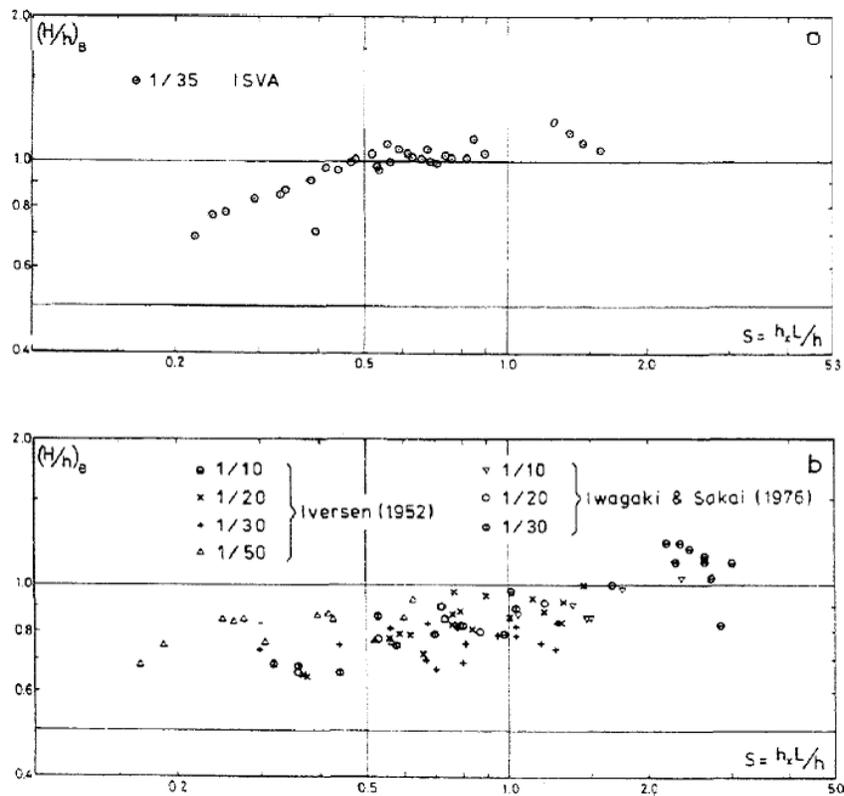


Figura 2.6 Índice de rotura contra la pendiente relativa de fondo $S = h_x(L/h)_B$ (Svendsen y Hansen, 1976)

Un valor típico para el índice de rotura es $(H/h)_B = 0.6$, pero tampoco se excluye que olas individuales sean mucho más grandes antes de la rotura. Basado en datos de valores de $(H/h)_B$ pueden aproximarse por cualquiera de las siguientes ecuaciones:

$$\left(\frac{H}{h}\right)_B = 1.90 \left(\frac{S}{1+2S}\right)^{1/2} \quad (\text{ecuación 2.29})$$

Svendsen (1987) o

$$\left(\frac{H}{h}\right)_B = S^{0.25} \quad (\text{ecuación 2.30})$$

la ecuación 2.30 es para valores de $0.25 < S \leq 1$ (Hansen, 1990).

También se observa que $(H/h)_B$ incrementa de forma proporcional con los valores de S . Esto es consistente con la percepción de que el proceso de rotura toma algún tiempo para desarrollarse. Es de hacer notar que $(H/h)_B$ puede tomar valores superiores e inferiores a 0.78, que es referido como el valor del índice de rotura.

Posición de la rotura

El diagrama de la figura 2.6 se utiliza para predecir $(H/h)_B$ si se conocen los valores de (h/L) en el punto de rotura. Si se desea tomar en consideración el peraltamiento de la ola (H_0/L_0) y su relación con los valores de $(L/h)_B$ en el punto de rotura, se utiliza la expresión empírica (ver Figura 2.7).

$$(L/h)_B = 2.30 (H_0/L_0)^{-1/2} \quad (\text{ecuación 2.31})$$

Por lo general, la pequeña dispersión en los valores de la gráfica permite que la ecuación 2.31 sirva de guía para determinar el punto de rotura.

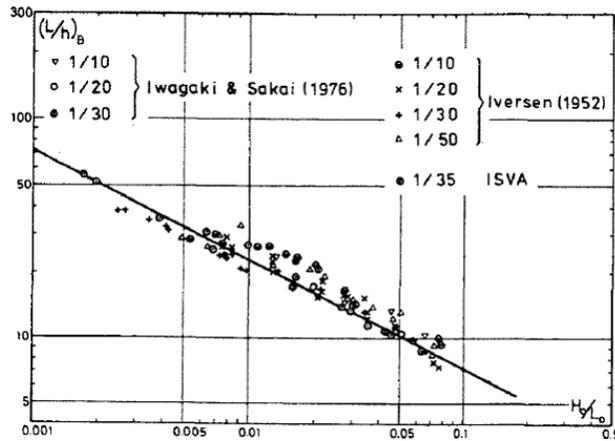


Figura 2.7 Valores de L/h en la rotura contra la inclinación de las olas en aguas profundas H_0/L_0 (Svendsen y Hansen, 1976)

Así en ondas regulares, el punto y tipo de rotura de las olas individuales depende de sus características de altura y periodo. Sin embargo, en oleaje aleatorio o en grupos de ondas propagándose sobre la costa, las variaciones de estas características producen una migración transversal del punto de rotura. Las olas más grandes del grupo rompen en mayores profundidades, i.e. más alejadas de la costa. Con lo que se genera una traslación del máximo set-down (depresión del nivel medio) hacia el mar. Al mismo tiempo, el set-up (ó sobre elevación del nivel medio) aumenta con lo que se empuja hacia a tierra la zona de ascenso-descenso del oleaje sobre la playa.

2.5 Revisión del estado del arte sobre experimentos de laboratorio en la zona de rompientes

Existen en la literatura, un sin número de trabajos abocados al estudio de la hidrodinámica y la morfodinámica en la zona de rompientes. Por ejemplo, el estudio presentado por Dingemans, et. al. (1986) representa los primeros esfuerzos que intentan relacionar la morfodinámica de la zona de rompientes, con las condiciones hidrodinámicas de dicha región. En dicho estudio se presentan resultados de la propagación de oleaje aleatorio sobre un perfil con una barra sumergida, la cual induce una fuerte disipación de energía a través de la activación del proceso de rotura.

Además, en un trabajo posterior Dingemans (1987) presentó evidencia de la activación de la rotura como resultado de la interacción de oleaje-corriente sobre una playa. Por otra parte, Berkhoff (1982), presentó mediciones detalladas de la propagación de olas regulares sobre fondos arbitrarios, que el día de hoy siguen siendo utilizados para la validación de modelos numéricos de propagación del oleaje. Vincent y Briggs (1989), por su parte, realizaron experimentos similares para olas multidireccionales. Demostrando que la dirección de propagación es significativa en el resultado de la distribución de la altura de ola en caso de no existir rotura.

Con el desarrollo de instrumentación más sofisticada, como es el velocímetro por rayo láser o Laser-Doppler Anemometry (LDA), se abrió la puerta para el desarrollo de estudios más detallados de la zona de rompientes. A través de esta técnica de medición, fue posible presentar los primeros trabajos abocados al estudio de la turbulencia y los perfiles de velocidad durante la rotura del oleaje (Nadaoka et al., 1989). Iwata y Tomita (1992) y Mizuguchi (1986) utilizaron este sistema de LDA en una matriz de 126 puntos para obtener una imagen detallada de la rotura de ola en un canal de oleaje a escala de laboratorio. Este dispositivo permite medidas precisas, siempre y cuando haya una presencia moderada de burbujas de aire. Greated et al. (1992) informo de los campos de velocidades en 2D utilizando la técnica de velocimetría de imágenes de partículas (PIV, por sus siglas en inglés). El PIV es una técnica de dos etapas de mediciones partiendo primero del registro fotográfico del desplazamiento de pequeñas partículas en el flujo y segundo el análisis de punto por punto de las imágenes en negativo.

Respecto a los trabajos de campo que se han reportado, existen diversas investigaciones que fueron realizadas en los años 80's, y que se abocaron al estudio de transporte de sedimentos en la zona de cercanías de la costa (Seymour, 1989). La mayor parte de las cuales, emplean una combinación de mediciones de elevación en la superficie del mar, con velocidades bidireccionales y presión dinámica en un solo punto. Dicha información puede ser complementada por medio de técnicas visuales (cámaras de video o fotográficas) instaladas en un poste de grabación (Hotta y Mizuguchi, 1980; Ebersole y Hughes, 1987) o con el empleo de sondas clásicas (Lippmann y Holman, 1991) para distinguir la forma de rotura o no rotura.

2.5.1 Características cualitativas de la zona de rompientes

La rotura de las olas puede ser definida como la transformación (disipación) ordenada de la energía del oleaje en turbulencia y calor. Por otra parte, representa el proceso físico a través del cual el movimiento rotacional de las partículas de agua se transforma en un movimiento irregular y caótico, comúnmente observado durante la rotura del oleaje (Basco, 1985).

Si estudiamos a la zona de rompientes en su dirección horizontal, se le puede dividir en tres zonas principales tal y como se muestra en la figura 2.8, donde se ilustra un esquema típico de la zona de rompientes en una playa con pendiente suave. El término de zona de rompientes, se refiere a la región de la playa definida desde el punto de rotura y hasta el punto de ascenso máximo del oleaje a la orilla del mar.

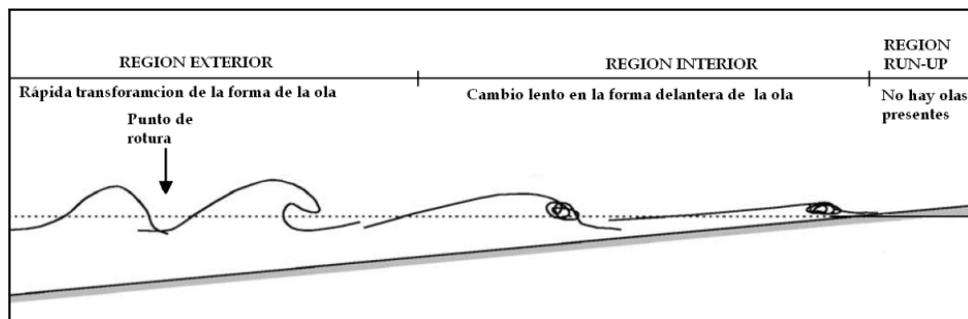


Figura 2.8 Representación esquemática de la zona de rompientes en una playa con pendiente suave. (Christensen et al, 2002).

Inmediatamente después del inicio de la rotura, en la región exterior, las olas modifican su forma reduciendo la altura de ola, la rapidez con la que se genera este cambio está en función del grado de disipación de energía. Esta zona se caracteriza por tener un ancho de alrededor de 5 a 10 veces el valor de la profundidad. En la región interior, conforme avanzamos hacia la costa, la ola parece más un remanso turbulento o bore (salto hidráulico) y es donde se presenta la liberación de la energía de las olas.

Por lo tanto, es en esta sección, donde se produce la mayor parte de la disipación de energía y donde por lo general, se coloca la instrumentación en laboratorio y campo, a fin de caracterizar las propiedades del flujo dentro de la zona de rompientes.

Sin embargo, la caracterización de la zona de rompientes por medio de mediciones detalladas de campo y laboratorio, sigue siendo una de las actividades más complicadas dentro del campo de la ingeniería costera. Esto se debe principalmente a la presencia de un flujo irregular y caótico. La presencia de burbujas y turbulencia en el fluido, dificulta la definición de variables tan sencillas como la superficie libre del agua o la medición del perfil de velocidades por medio de instrumentos acústicos u ópticos. En consecuencia, se requiere no sólo de más investigaciones que observen a detalle el flujo en esta región, sino de nuevas técnicas que permitan mediciones en esta región tan complicada (Ryu et al., 2005). A continuación, se describen algunas de las variables clave dentro de la zona de rompientes que han sido reportadas en la literatura.

2.5.2 *Perfiles de superficie libre $\eta(t)$*

Las mediciones de los perfiles de superficie libre a lo largo de canales de oleaje, han revelado que el movimiento regular (sinusoidal) de la superficie libre del agua cerca de la zona de generación, se modifica al aproximarse a la línea de costa tal que:

- En la zona de rompientes los perfiles de ola son muy asimétricos, e. j. su forma no es tan sinusoidal.
- Como resultado de la rotura, la forma del perfil de la superficie cambia a medida que el oleaje se aproxima hacia la costa
- La variabilidad de ola a ola, aunque todas son iguales cuando se generan, es bastante significativo, en particular en la zona interior de la zona de rompientes

La figura 2.9 ilustra las graficas de η/H (superficie libre adimensional) contra t/T (tiempo adimensional) presentadas por Svendsen et al. (1978) a lo largo de un perfil de playa. En estos paneles se observa que el cambio en la forma de la ola se observa más claramente conforme nos acercamos a la línea de costa.

Una de las características que se observa en la figura es que en todos los perfiles graficados contra t/T , el frente parece tener el mismo peralte en el tiempo. Esto significa que en el espacio la longitud λ del frente es una fracción constante de la longitud de onda local L . Para la primera aproximación se tiene:

$$L = \sqrt{gh} \propto \sqrt{h}$$

$$H \propto h \quad \text{(ecuación 2.32)}$$

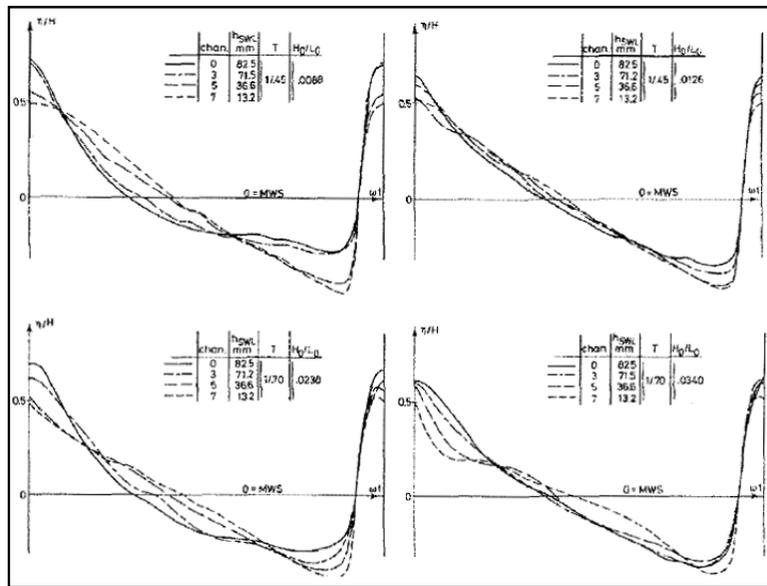


Figura 2.9 Desarrollo de los perfiles de la superficie de las olas en la zona de rompientes (Svendsen et al., 1978). La figura muestra como se propagan las olas hacia la costa, la parte trasera de las olas comienza a hacerse más rectas así que las olas eventualmente se aproximan a la forma de un diente de sierra.

así que el peralte de la ola (H/L) cambia de forma proporcional con la profundidad tal que:

$$\frac{H}{\lambda} \propto \sqrt{h} \quad \text{(ecuación 2.33)}$$

esto significa que el peralte de la ola en rompiente disminuye conforme esta se acerca a la costa. Donde la longitud λ es proporcional a L , esto significa que el peralte del frente de la ola cambiará tal que:

$$\frac{H}{\lambda} \propto \sqrt{h} \quad (\text{ecuación 2.34})$$

La parte trasera del perfil temporal de la ola también cambia: de una forma relativamente cóncava, la parte trasera comienza a hacerse más fuerte así que las olas eventualmente toman la forma de dientes de sierra.

2.5.3 La elevación de la cresta $\eta_c/H(t)$

La superficie de elevación de la cresta η_c es un parámetro importante en las expresiones derivadas para determinar la disipación de energía (Svendsen, 2005). En consecuencia, ha sido objeto de diversos estudios. Este parámetro es considerado también como una medida de la asimetría vertical de las olas. Así cuando $\eta_c/H = 0.5$, esto representa que la ola no es asimétrica (como en olas sinusoidales u olas de dientes de sierra).

La figura 2.10 presenta los resultados obtenidos por Hansen (1990) acerca de la variación de η_c/H dentro de la zona de rompientes. Evidentemente, para olas en rompiente la relación η_c/H toma valores entre 0.7 y 0.8 indicando gran asimetría vertical, con una reducción constante en este parámetro desde el punto de rotura hacia la costa. Además se observa, que más cerca a la costa, las olas son casi verticalmente simétricas ($\eta_c/H \rightarrow 0.5$), conforme el perfil adquiere la forma de dientes de sierra.

Las curvas continuas que se presentan en la Figura 2.10, fueron propuestas por Hansen (1990) y están definidas por las siguientes expresiones empíricas:

$$\frac{\eta_c}{H} = 0.5 + \left[\left(\frac{\eta_c}{H} \right)_B - 0.5 \right] (h/h_B)^2 \quad (\text{ecuación 2.35})$$

donde

$$\left(\frac{\eta_c}{H} \right)_B = 1 - 0.5 \tanh(4.85/\sqrt{U_B}) \quad (\text{ecuación 2.36})$$

donde

$$U_B = 10.1 h_x^{0.20} (H_0/L_0)^{-1} \quad (\text{ecuación 2.37})$$

Se observa que esta fórmula empírica ajusta muy bien los datos de laboratorio (puntos en todos los paneles) y que la variación de η_c/H es independiente de la pendiente de la playa una vez que el valor del punto de rotura ha sido determinado.

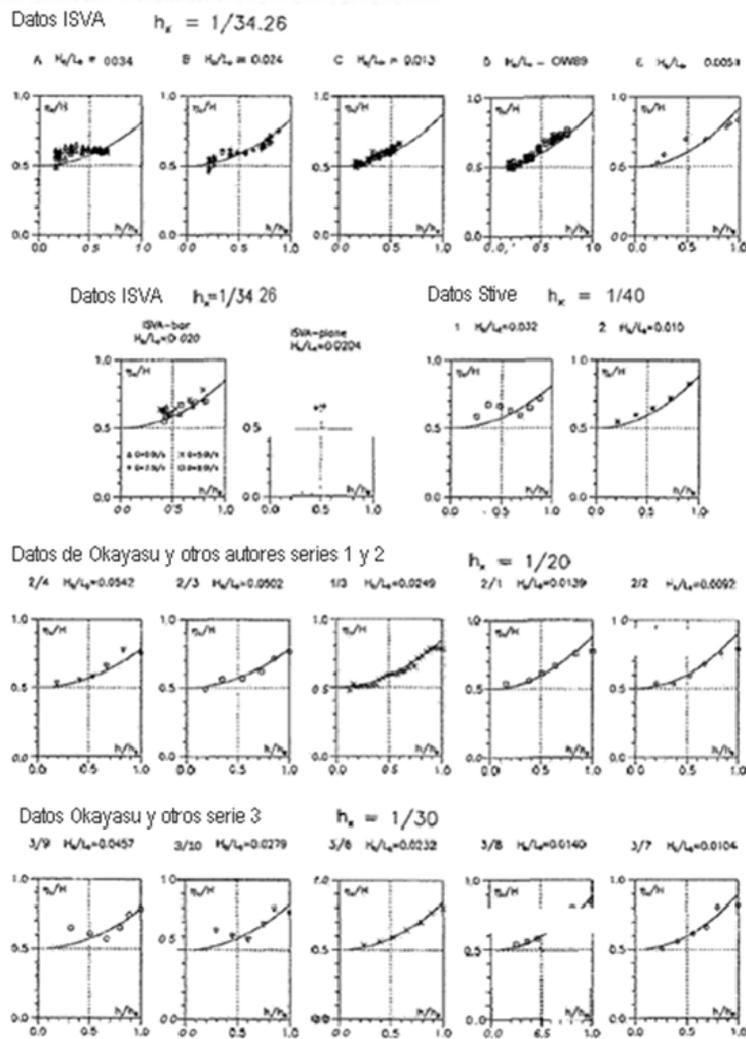


Figura 2.10 Valores experimentales de η_c/H - son los resultados de la ecuación 2.39 (Hansen, 1990)

2.5.4 *La zona del roller*

Una de las características más evidentes dentro de la zona de rompientes, es la turbulencia (espuma) que se genera una vez que ha roto la ola. A este volumen de agua turbulenta que viaja hacia la orilla del mar se le conoce como “roller” o “rodillo”. La generación de este movimiento caótico se produce como resultado de la liberación de parte de la energía que era transportada por el oleaje desde aguas profundas. Esta masa de agua turbulenta viaja a una velocidad mayor que la celeridad de la ola, tal y como se muestra en la figura 2.11. La energía se disipa en forma de calor en una capa de corte que existe entre el roller y el flujo organizado de la base, así como con el interior del roller mismo.

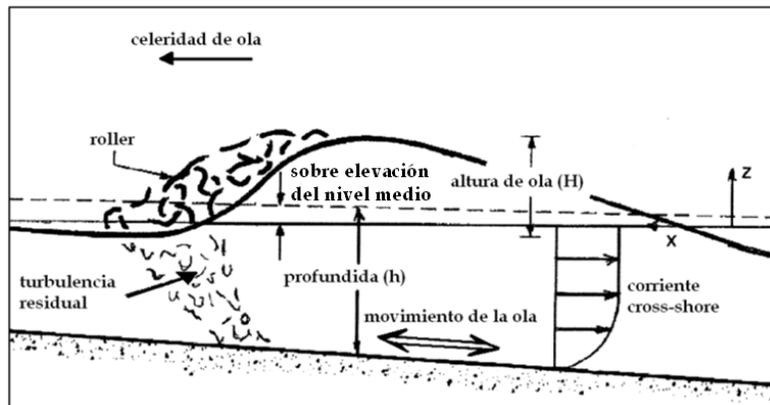


Figura 2.11 Características hidrodinámicas de la zona de rompientes (modificada de Dally, 2000)

La superficie del roller desempeña un papel importante en la dinámica de la zona de rompientes incluyendo la generación de la sobre elevación del nivel medio del mar (setup) y las corrientes de retorno (Svendsen, 1984a, b; Roelvink and Stive, 1989; Nairn et al., 1990; Fredsoe and Deigaard, 1992; Smith et al., 1994).

Al roller o rodillo se le puede ver como un flujo aparte que viaja sobre la ola. Si la ola viaja con una velocidad c , la región superior de la columna de agua viaja a una velocidad mayor a c (ver panel izquierdo de la Figura 2.12).

En el panel derecho de la Figura 2.12, se observa un flujo casi constante que viaja en contra de la dirección de propagación de la ola, excepto en la parte superior del roller donde la velocidad actual es mayor que c . Por lo tanto la superficie libre es una línea de corriente. El roller ahora comienza una región de recirculación donde la ola está por encima del límite de la estancia del roller, en la imagen el agua pasa por debajo de derecha a izquierda. Las dos regiones son separadas por la división de línea de corriente mostrada en la Figura 2.12. Esta línea de corriente es la forma menor del roller.

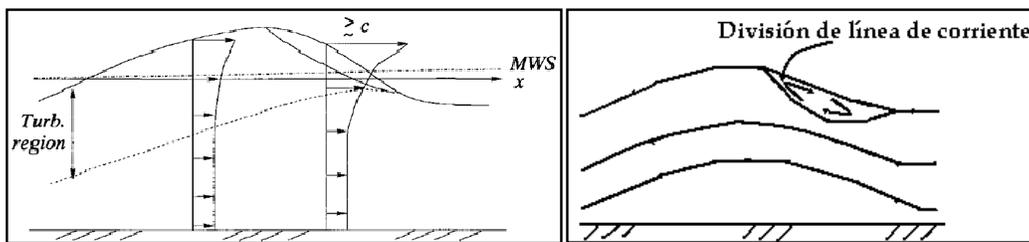


Figura 2.12 Panel izquierdo.- Ilustración de las características del campo de velocidad bajo una ola en la zona de rompientes. Panel derecho.-Campo de velocidades visto en la zona de rompientes a partir de la ola. (Svendsen, 2005).

El resultado de este fenómeno físico es claro en la modificación del perfil de velocidades, en el que se aprecia que la velocidad interior del roller es mayor que c en la parte superior, menor que c en la parte menor del roller y en promedio final a c . Esto significa que la superficie del roller tiene velocidades superiores a las del resto de la ola, aunque no es una variación continua en la dirección vertical.

Svendsen (1984) analizó los datos obtenidos por Duncan (1981) de las mediciones del área A del roller en una sección transversal vertical de la ola, obteniendo los siguientes resultados:

$$\frac{A}{H^2} \sim 0.9 = \text{constante} \quad (\text{ecuación 2.38})$$

Investigaciones posteriores (Okayasu, 1989) han sugerido que una aproximación alternativa es usar A/HL constante, por encima de la zona de rompientes donde $L = cT$ que es la longitud local de la ola. Estas mediciones sugieren que se puede utilizar:

$$\frac{A}{HL} = 0.06 - 0.07 \quad (\text{ecuación 2.39})$$

A medida que el roller pasa por un lugar en particular de la zona de rompientes, deja atrás una capa de turbulencia residual que se extiende hacia la parte inferior de la columna de agua, tal y como se muestra en la Figura 2.11; dicha turbulencia contribuye directa e indirectamente a la mezcla de las corrientes, también mantiene altas concentraciones de sedimentos suspendidos al interior de la columna de agua.

2.5.5 Velocidad de partícula

Iwagaki y Sakai (1976) desarrollaron una primera versión de lo que se conoce como velocímetro por imagen de partículas (PIV- por sus siglas en inglés), que consiste en obtener mediciones de velocidad a partir del seguimiento de partículas en el fluido bajo la cresta de la ola en el punto de rotura. En este estudio, Iwagaki y Sakai (1976) utilizaron una secuencia de imágenes fotográficas obtenidas con luz estroboscópica. Reportando mediciones extensivas para dos diferentes pendientes (1:20 y 1:30). Parte de los resultados que obtuvieron, se presentan en la Figura 2.13.

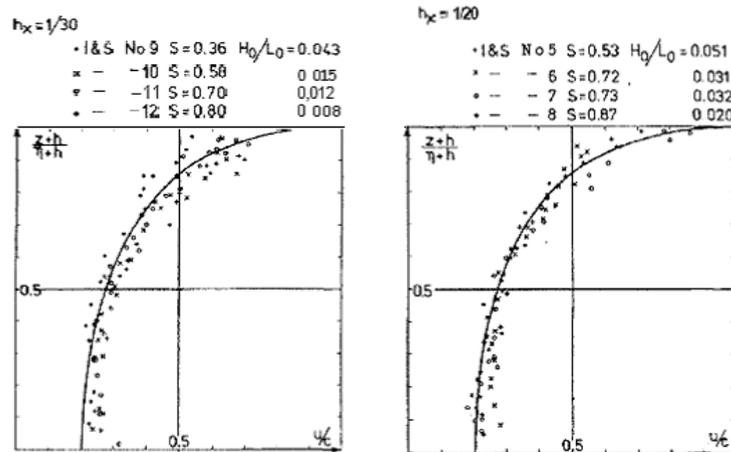


Figura 2.13 Mediciones de perfiles de velocidad bajo la cresta de las olas en rotura. Las mediciones son de Iwagaki and Sakai (1976), la curva corresponde a la ecuación 2.43

Las mediciones de velocidad adimensional u/c se grafican en función de la coordenada vertical adimensional dada por $\xi = (z + h)/(\eta_c + h)$, parámetro que varía de cero en el fondo a uno en

la cresta de la ola. La figura también muestra la fórmula empírica sugerida por Van Dorn (1978) para perfiles de velocidad bajo la cresta de la rotura de olas; la cual está dada por:

$$\frac{u}{c} = 0.2 + \frac{0.1\xi}{1.125-\xi} \quad (\text{ecuación 2.40})$$

En la figura se puede apreciar que la ecuación propuesta por Van Dorn (1978) asume que la velocidad de las partículas en la cresta de la rotura de ola es exactamente igual a la velocidad de fase c .

Posteriormente, Cox et al. (1995) realizaron experimentos en laboratorio a fin de evaluar el campo de velocidades bajo la acción de rotura tipo descrestamiento. La Figura 2.14 presenta parte de sus resultados, donde se aprecia que la velocidad dominante corresponde a la componente en la dirección horizontal del flujo. Además, es posible observar que en la región derecha debajo de la cresta, la velocidad horizontal parece ser uniforme a lo largo de toda la columna de agua.

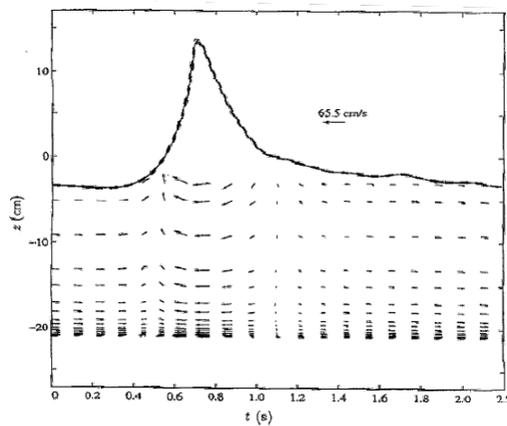


Figura 2.14 Mediciones de velocidad en campo de una ola en la zona de rompientes. La parte delantera de la cresta se hace recta. (Cox et al., 1994)

Esto confirma que la turbulencia no es muy intensa para este caso de rotura, lo que indica que el gradiente de presión será uniforme y la presión puede ser considerada casi hidrostática. Una aproximación lineal para este proceso, considerando ambas direcciones está dada por:

$$\frac{\partial u_w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \quad (\text{ecuación 2.41})$$

donde τ_{zx} representa la turbulencia horizontal. Si se tienen valores casi uniformes de u_w en la vertical, esto es indicador de que la turbulencia no es significativa y por lo tanto no modifica la velocidad u_w en la columna de agua, con lo que para este caso el gradiente de presión es casi uniforme en la vertical.

2.5.6 Intensidad de la turbulencia

Dentro de la zona de rompientes, otro parámetro que ha sido de interés para la comunidad científica es el que se conoce como turbulencia. Por lo general se representa a la turbulencia como las fluctuaciones de la velocidad alrededor de un valor medio.

Y por lo general se le caracteriza por medio de dos parámetros fundamentales. La intensidad promedio de remolino, que se define como la raíz cuadrada media de las fluctuaciones y la escala promedio del remolino, que se define como el periodo medio de las fluctuaciones (ver Figura 2.15).

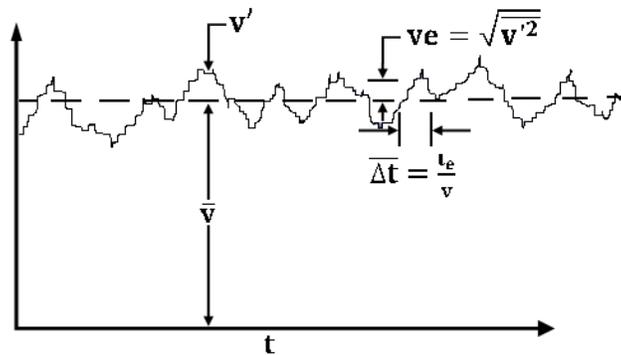


Figura 2.15 Gráfica de la intensidad promedio del remolino y periodo medio de las fluctuaciones

En el caso de la rotura del oleaje, al igual que la velocidad de las partículas u , las fluctuaciones turbulentas son casi distribuidas uniformemente en las profundidades por debajo de los niveles del valle. Estos valores varían entre el 2 al 8% de \sqrt{gh} . Resultados similares fueron obtenidos

por Svendsen (1987) para sus análisis de datos experimentales, con valores pequeños de $\sqrt{u'^2/gh}$ ($\sim 0.02-0.03\sqrt{gh}$, por Nadaoka y Kondoh (1982) y por Hattori y Aono (1985)). Puede también notarse que esta ecuación $\sqrt{u'^2/gh}$ decrece con relación a \sqrt{gh} hacia la línea de costa mientras que, $\overline{u_w^2/gh(H/h)^2}$ en gran medida se mantiene constante.

2.6 Corrientes asociadas a la rotura

Cuando el oleaje alcanza la costa y rompe en la playa, se generan una gran variedad de corrientes. Entre todas estas, se pueden distinguir dos patrones de circulación que pueden ser considerados como casos límites. Cuando las olas se aproximan en dirección normal a la costa y sus crestas rompen paralelamente a las líneas batimétricas, las corrientes generadas forman celdas de circulación con corrientes de retorno, generalmente muy fuertes y estrechas en dirección mar adentro. El otro caso de circulación ocurre cuando las olas se aproximan a la costa con cierto ángulo de aproximación con relación a la línea de costa; las corrientes generadas fluyen paralelamente a la costa y la celda de circulación está confinada casi en su totalidad a la zona de rompientes, entre el punto de rotura y la línea de costa.

Las corrientes generadas por la rotura del oleaje son los movimientos de agua dominantes en la región de cercanías de la costa. Estas corrientes y su interacción con los flujos oscilatorios y de resaca asociados al oleaje, producen el transporte de sedimentos y el cambio morfológico de las playas. Ya que los patrones de circulación que definen, determinan la dirección del movimiento de los sedimentos en una playa. En consecuencia, es común que la forma de una playa refleje con claridad los patrones de circulación de las corrientes.

En la figura 2.16 se muestran los patrones típicos de las corrientes en las cercanías de la costa:

- a) Un sistema a lo largo de la costa (se produce en virtud de una ola oblicua)

- b) Un sistema de celdas de circulación simétrico, con corrientes a lo largo de la costa que contribuyen de igual manera con corrientes de resaca que fluyen hacia el mar (ocurre en las costas bajo una ola normal)
- c) Un sistema de celdas asimétrico con corrientes a lo largo de la costa que contribuyen de diferente manera con corrientes de resaca (Harris 1969).

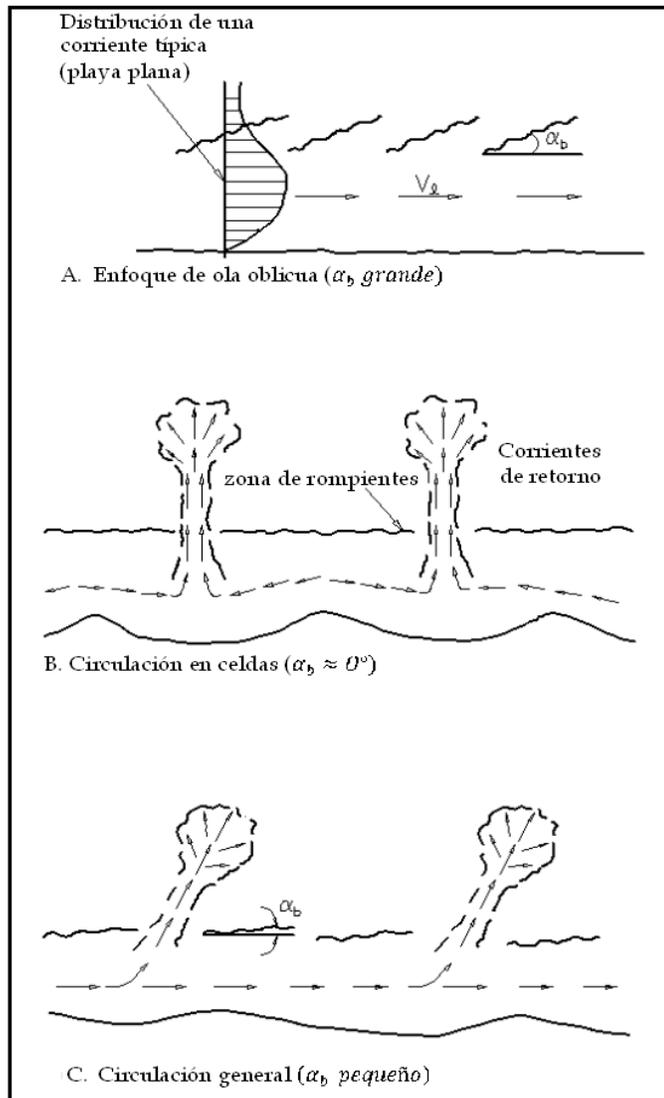


Figura 2.16 A, B, C.- Patrones de circulación observados en la zona cercana a la costa en función del ángulo de aproximación del oleaje (Komar, 1998)

2.6.1 Corriente de resaca (*undertow*)

Si analizamos el caso bi-dimensional, considerando sólo un perfil de playa, la masa de agua transportada en dirección de la costa por el oleaje en rotura, se compensa por medio de un flujo de retorno en dirección hacia el mar, conocido como flujo de resaca o *undertow*, figura 2.17.

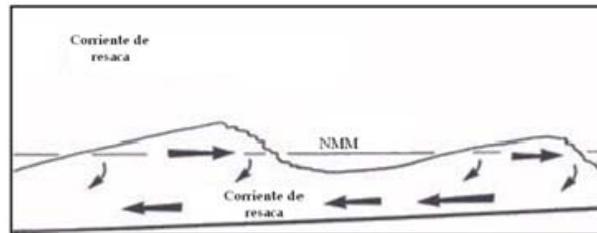


Figura 2.17 Undertow o flujo de resaca en la zona de rompientes. Representa al flujo compensatorio del transporte de masa con dirección a la costa, producido por el oleaje

El *undertow* consiste en una corriente de fondo fluyendo en dirección hacia el mar, confinado principalmente en la región por debajo de la cresta de la ola y es alimentado por el transporte de la masa de agua traída por el oleaje en rotura.

Este fenómeno es más evidente en situaciones bidimensionales como en canales de oleaje, que en ambientes naturales, pues en una playa tridimensional, el flujo de resaca puede en parte estar incluido en las corrientes de retorno.

La presencia de las corrientes de resaca está directamente relacionada con la elevación del nivel medio del agua dentro de la zona de rompientes: el *setup*. Esta elevación produce un gradiente de presión en la columna del agua en dirección del mar que en promedio es balanceado por el exceso de flujo de momentum de las olas en dirección a la costa. Sin embargo, este balance varía con la profundidad, con la presión del agua sobre balanceando el momentum del oleaje cerca del fondo, por lo que las velocidades del agua asociadas a las corriente de resaca son mayores cerca del fondo.

2.7 Gradiente de presiones y aceleración total

El gradiente de presión puede estar relacionado con la aceleración total del fluido por considerarse un flujo fuera del medio poroso y despreciar la contribución de la turbulencia en la ecuación del balance de momento; por lo tanto, la ecuación de impulso se reduce a la ecuación de Euler.

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} + \nabla P = 0 \quad (\text{ecuación 2.47})$$

Donde $\mathbf{v} = (\bar{u}, \bar{w})$ representan la velocidad media del flujo en las direcciones horizontal y vertical, ρ es la densidad del fluido, P es la presión media.

Asumiendo que la ecuación 2.47 es válida, y que los cambios en la presión son consecuencia de cambios en la aceleración total del flujo. El término de aceleración total puede escribirse de la siguiente forma:

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \quad (\text{ecuación 2.48})$$

Si se expanden los productos y gradientes en la ecuación 2.48 es posible descomponer la aceleración en dos componentes una horizontal y otra vertical, las cuales se expresan como:

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \begin{cases} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} & \text{horizontal} \\ \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} & \text{vertical} \end{cases} \quad (\text{ecuación 2.49})$$

Sin embargo, un estudio reciente sobre la simulación numérica de la aceleración del fluido en la zona de lavado, concluye que dada la pobre correlación entre la aceleración local y el gradiente de presión, no es probable que la aceleración local se pueda utilizar como un sustituto del gradiente de presión (Puleo et al., 2007).

Cabe señalar que la diferencia entre la adición de los términos de la aceleración y el término del gradiente de presión pueden ser interpretados como la contribución de la turbulencia y la fricción. Sin embargo es demostrado que el gradiente de presión se caracteriza por la adición de estos tres términos y por lo tanto puede ser parametrizado por medio de sus valores. (Pedrozo-Acuña et al., 2010).

Capítulo 3. Metodología

3.1 Introducción

Los primeros trabajos abocados al estudio de la zona de rompientes, se centraron en obtener mediciones de superficie libre, alturas de ola y la variación en el nivel medio para diversas condiciones geométricas de la playa (i.e. Madsen et al. 1997). No siendo hasta mediados de los años noventa, cuando se observó la necesidad de obtener una mejor caracterización de las variables involucradas durante distintas condiciones de rotura. Los trabajos pioneros a este respecto, fueron presentados por Ting y Kirby (1994, 1995, 1996). Quienes por medio del estudio en laboratorio de la rotura tipo voluta y descrestamiento, hicieron evidentes las divergencias entre las características de las velocidades (horizontal y vertical) y la turbulencia generadas durante ambas condiciones de flujo.

Más tarde al inicio de la presente década y como resultado del notable avance tecnológico de la instrumentación disponible, se generó un incremento en el número de estudios sobre la generación y destrucción de la turbulencia durante la rotura del oleaje (Svendsen et al., 2000; Cox y Anderson, 2001; Cowen et al, 2003). Además de forma paralela a las investigaciones de campo y laboratorio, el desarrollo tecnológico de las computadoras permitió el uso de modelos avanzados de alta resolución, que resuelven las ecuaciones de Navier-Stokes con menos simplificaciones. El estudio de procesos relacionados con la transformación (no-lineal) del oleaje durante la rotura con estas ecuaciones, ha sido el objeto de diversas investigaciones a partir de los trabajos pioneros de Lin y Liu (1998a, b). La mayor parte de los primeros esfuerzos con estos modelos, estuvo enfocada en su validación para el estudio de la interacción oleaje-estructura en escala de laboratorio (i.e. Hsu et al. 2002; Garcia et al. 2004; Lin y Xu, 2005; Losada et al. 2008; Guaniche et al. 2009). Por otra parte, se ha observado un incremento en el número de estudios que utilizan la combinación de estudios experimentales y numéricos.

El propósito principal de dichas investigaciones, más que centrarse en la validación de la herramienta numérica, consiste en el diagnóstico de procesos a través de una investigación integral a detalle (Pedrozo-Acuña et al. 2010).

Es esta última ruta, la que se ha seleccionado para el presente trabajo, pues se utilizan datos de laboratorio en conjunto con resultados provenientes de un modelo numérico de alta resolución basado en las ecuaciones promediadas de Navier-Stokes. Respecto a los datos de laboratorio, estos provienen del estudio publicado por Ting y Kirby (1994), sobre la corriente de resaca y la turbulencia en la zona de rompientes bajo dos forzamientos de rotura distintos, tipo descrestamiento y tipo voluta. El modelo se utilizó para generar las condiciones realizadas en el laboratorio por Ting y Kirby (1994), para hacer una disección de los procesos físicos involucrados. Así, los resultados experimentales se utilizan para validar la herramienta numérica seleccionada, y para realizar con ésta un cuidadoso estudio de los términos involucrados en la ecuación de cantidad de movimiento, aplicando las simplificaciones de Euler.

El modelo numérico resuelve en dos dimensiones las ecuaciones de continuidad y cantidad de movimiento para la determinación del flujo, además de incluir descripciones para determinar la energía cinética de la turbulencia y su disipación. Esta herramienta numérica utiliza el algoritmo propuesto por Hirt y Nichols (1981), VoF, para seguir la superficie libre junto con un modelo $k-\epsilon$ para el cierre de la turbulencia.

En particular, se evaluará la capacidad del modelo para predecir el campo de velocidades dentro de la zona de rompientes. La alta resolución espacial y temporal de los ensayos de Ting y Kirby (1994) permiten la evaluación de la capacidad del modelo para determinar la magnitud de los términos de aceleración locales y convectivos en las ecuaciones de movimiento en distintas partes de la zona de rompiente.

A diferencia de los ensayos del laboratorio, el modelo numérico permite variar los mecanismos forzadores, la configuración de la playa y adquirir datos con una alta-resolución espacial y temporal. Por lo tanto, una vez validado para el estudio de playas, este puede ser enfocado en el estudio de procesos particulares.

En el presente capítulo se describen a detalle las dos componentes principales de la metodología seleccionada. Por una parte se presenta un resumen de los experimentos de laboratorio utilizados y por otra, se proporciona la información básica sobre el modelo numérico utilizado.

3.2 Experimentos en laboratorio-Ting y Kirby (1994)

Los parámetros importantes que determinan el tipo de rotura y la dinámica de la zona de rompientes son la pendiente de la playa, el peralte de la ola y la rugosidad del fondo. Como se dijo con anterioridad los experimentos de laboratorio aquí descritos corresponden a los presentados por Ting y Kirby (1994). En dichos experimentos, el peralte de la ola H_0/L_0 de la rotura en voluta es menor que el de rotura de tipo descrestamiento.

El propósito del trabajo experimental de estos investigadores, consistió en la caracterización del régimen hidrodinámico del flujo, durante la acción de dos tipos de rotura distintos incidentes sobre una playa impermeable. Sus resultados demostraron que existen diferencias claras entre las condiciones de flujo generadas por los dos regímenes de rotura seleccionados.

La selección de estos tipos de rotura, se justificó con base en el razonamiento de que ambos tipos de rotura, podían ser asociados a condiciones de oleaje normal y de tormenta sobre una playa cualquiera (descrestamiento – tormenta; voluta – normal). Esta división se justificó asumiendo que las condiciones normales de oleaje, generan un crecimiento de la playa seca como resultado de su tendencia a transportar arena hacia la costa. Mientras que durante las condiciones de oleaje de tormenta, la playa es erosionada como resultado de la tendencia del oleaje a mover sedimento hacia fuera de la costa.

Sus resultados experimentales demostraron que los niveles de turbulencia durante la rotura en voluta son mayores a los que se observan en rotura tipo descrestamiento. Además, se comprobó que durante la rotura en voluta existe una concurrencia de grandes intensidades de turbulencia con velocidades dirigidas hacia la costa, lo que comprueba la capacidad de transporte en esta dirección para este tipo de rotura. Por lo que respecta al oleaje de tipo descrestamiento, se ilustró

que ambos, los niveles de turbulencia y su tasa de disipación, son mucho menores. Mostrando que la turbulencia se ubica exclusivamente en la región cercana a la cresta de la ola.

Por lo que respecta a las corrientes generadas, se observó que las variaciones verticales de la corriente de resaca (o undertow) también presentan diferencias, siendo la variación vertical más evidente durante la rotura en tipo descrestamiento. Mientras que para el caso de la rotura en voluta, se observó una capacidad de mezcla de masa y momento en la vertical más eficiente, por lo que se generó una distribución del flujo más uniforme en la vertical. Por otra parte, también identificaron que la energía cinética de la turbulencia es transportada hacia el mar por el flujo medio durante la rotura de tipo descrestamiento y hacia la tierra durante la rotura en voluta. Estas conclusiones representaron un gran avance sobre el conocimiento de la hidrodinámica de la zona de rompientes, indicando que bajo el forzamiento de distintas condiciones de rotura, existen diferentes mecanismos físicos para el transporte de sedimentos.

Los experimentos se realizaron en el canal de oleaje del Laboratorio de Ingeniería Oceánica en la Universidad de Delaware, Estados Unidos. El tanque posee las siguientes dimensiones: 40m de longitud, 0.6m de anchura y 1m de profundidad. Las olas fueron creadas por medio de un generador de ondas de cierre, el cual fue controlado por sistema electro-hidráulico (Ting y Kirby, 1994).

En la Figura 3.1 se muestra un esquema del dispositivo experimental, donde (x,z) es un sistema de coordenadas cartesianas con las mediciones de x positiva hacia la orilla de la costa y z positivo hacia la superficie libre.

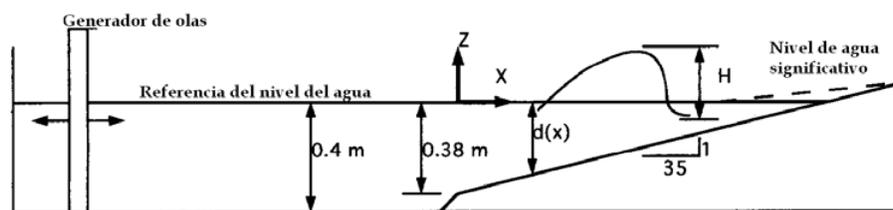


Figura 3.1 Arreglo experimental. (Ting y Kirby ,1994)

La pendiente de la playa fue construida de madera con una pendiente de 1:35, la profundidad constante fue de 0.4m en ambos casos. Para la generación del oleaje se utilizaron olas de tipo cnoidal dado que la asimetría vertical de este tipo de olas corresponde más al oleaje peraltado que se observa en la zona de rompientes de playas naturales.

En la tabla 3.1 se presentan las condiciones de oleaje seleccionadas (altura de ola y periodo) para los tipos de rotura seleccionados, descrestamiento y voluta. La altura de olas en ambos casos fue de 0.13m en la región de profundidad constante.

Tabla 3.1 Condiciones de oleaje para los tipos de rotura de los experimentos

Condiciones de oleaje / Tipo de rotura	T (seg)	H ₀ (m)	ε ₀	d _b (m)
Voluta	5	0.089	0.595	0.156
Descrestamiento	2	0.127	0.202	0.196

Para la definición del punto de rotura, Ting y Kirby (1994) definieron que para el oleaje con rotura tipo descrestamiento, éste quedaba definido por el punto en el que las burbujas de aire comenzaban a ser arrastradas por la cresta de la ola, mientras que para la rotura tipo voluta se definió como el punto en donde la cara frontal de la ola casi se hace vertical.

Los niveles de agua y las velocidades se midieron utilizando un anemómetro láser Doppler de fibra óptica (LDA), el arreglo de los sensores se muestran en las figuras 3.2 y 3.3 para tipo descrestamiento y voluta respectivamente.

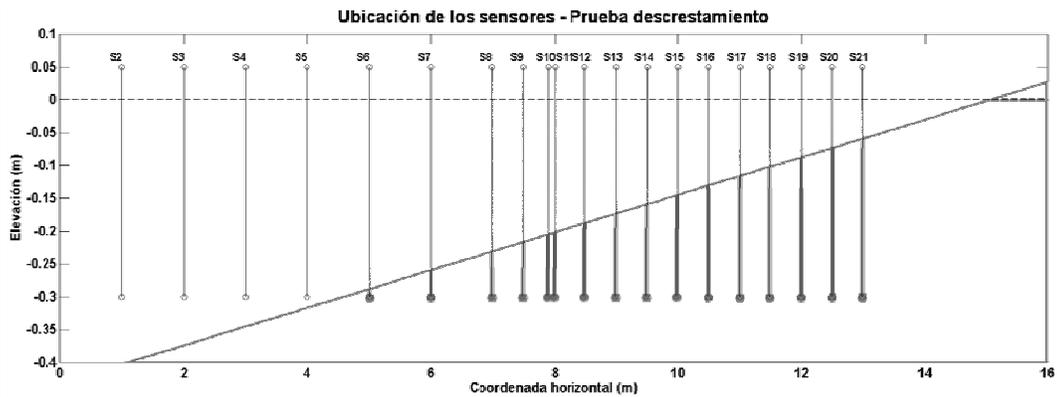


Figura 3.2 Ubicación de los sensores para la prueba en descrestamiento

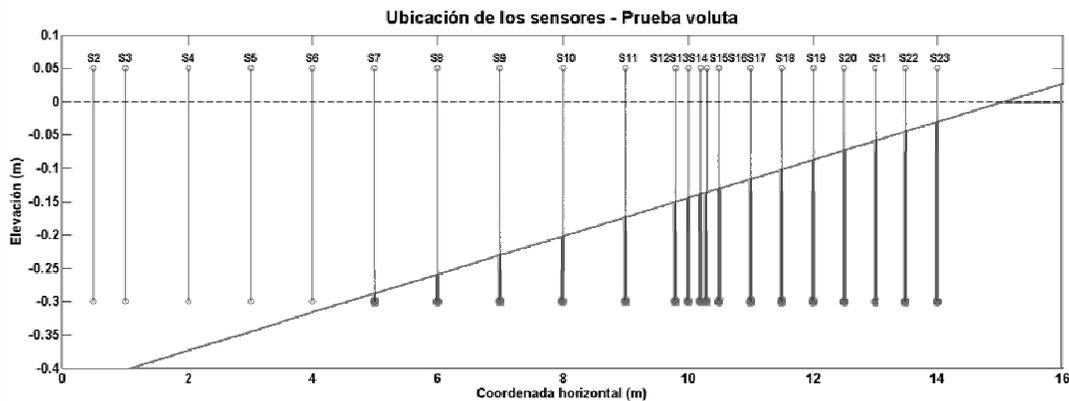


Figura 3.3 Ubicación de los sensores para la prueba en voluta

La frecuencia del Doppler utilizada fue de 33 a 333 kHz para la rotura en descrestamiento y de 0.1 a 1 MHz para la rotura en voluta, los valores correspondientes de cambio de frecuencia utilizados fueron de 200kHz y 500kHz, respectivamente.

Debido a la baja frecuencia del laser en el primer instante solo se podía medir una componente de la velocidad, por lo tanto para obtener la componente vertical y horizontal de la velocidad ellos tuvieron que realizar dos veces el mismo experimento.

El perfil de superficie libre lo obtuvieron utilizando medidores de capacidad de onda, un calibrador de ondas y una sonda de fibra óptica montadas en rieles, en ambos lados del canal para así poder deslizarlo a lo largo del canal.

A efecto de medir condiciones estacionarias (estables) para cada condición de oleaje, los instrumentos midieron a partir de 20 minutos de comenzada la generación de las olas.

Respecto a los datos de velocidad en la vertical, solamente se midieron por debajo del nivel del valle y por encima de la capa límite inferior, debido a que el laser no puede ser utilizado en regiones de flujo con alta concentración de burbujas.

3.3 Descripción del modelo numérico

La segunda parte de la metodología seleccionada para este trabajo, consiste en el empleo de un modelo numérico de alta resolución, a efectos de utilizar los datos experimentales para su validación y posteriormente emplearlo como una herramienta de diagnóstico para observar procesos que no es posible medir en laboratorio.

El modelo numérico, conocido como COBRAS (COrnell Breaking Wave and Structure), resuelve en dos dimensiones las ecuaciones de Reynolds promediadas que simplifican las ecuaciones de Navier-Stokes.

El estudio de procesos relacionados con la transformación (no-lineal) del oleaje durante la rotura con estas ecuaciones, ha sido el objeto de diversas investigaciones a partir de los trabajos pioneros de Lin y Liu (1998a, b). La mayor parte de los esfuerzos iniciales estuvieron enfocados en la validación de este tipo de modelo para el estudio de la rotura sobre lechos permeables y la interacción oleaje-estructura a una escala de laboratorio (Hsu et al. 2002; Garcia et al. 2004; Lara et al. 2006a; Lara et al. 2006b, Losada et al. 2008). Con respecto al estudio de la transformación del oleaje en playas naturales, recientemente Torres-Freyermuth et al. (2007) presentaron el primer trabajo que demuestra el potencial de este tipo de modelo para ser utilizado en una playa natural.

El uso de esta herramienta numérica, proporciona un medio para obtener la información espacial y temporal de alta resolución, las cuales son muy difíciles o imposibles de medir en el campo y/o laboratorio. Por lo tanto, este trabajo se utilizará como una herramienta para examinar a detalle la hidrodinámica de la zona de rompientes sobre una playa impermeable.

En este estudio, el modelo numérico se adaptó a las condiciones de los trabajos realizados en laboratorio por Ting y Kirby (1994).

3.3.1 *Antecedentes del modelo*

La base del modelo numérico comprende una herramienta numérica para describir fluidos incompresibles con superficie libre, concretamente para la simulación de los movimientos del fluido dentro de los tanques de combustible de las naves espaciales. Su primera versión conocida como RIPPLE (Kothe et al. 1991), fue desarrollada por la Agencia Espacial Estadounidense NASA, (National Aeronautics and Space Administration) en el laboratorio de los Alamos (LANL).

En años posteriores, el modelo fue adaptado en la Universidad de Cornell (Estados Unidos) para describir flujos oscilatorios (i.e. oleaje) sobre superficies impermeables y medios porosos, rebautizándolo con el nombre de COBRAS (Lin y Liu, 1998a, 1998b).

3.3.2 *Características del modelo numérico*

Así el modelo numérico COBRAS (Lin y Liu 1998a, 1998b) es un modelo de propagación de olas basado en las ecuaciones promediadas de Reynolds y Navier Stokes (RANS), las principales características del modelo se describen a continuación:

Es un modelo transitorio no lineal. Por tanto, dado que resuelve las ecuaciones promediadas de Reynolds (RANS) no presupone ninguna teoría de ondas concreta que como es sabido tiene limitaciones en su aplicación.

Debido a que resuelve las ecuaciones de Reynolds, el modelo incluye la turbulencia generada por las olas.

Es capaz de describir la superficie libre sin limitaciones geométricas con base en una técnica del Volumen del Fluido o VOF, por sus siglas en inglés (Volume Of Fluid). Esto quiere decir que es capaz de producir la transformación de la superficie libre sin limitación incluyendo todos los procesos de transformación del oleaje incluida la rotura o el rebase. Es decir, el modelo no necesita que se le introduzca un criterio de rotura dado que la propia técnica de resolución y las ecuaciones modelan el proceso de rotura incluyendo cualquier tipo, voluta, descrestamiento, etc. y la evolución post-rotura.

El modelo es capaz de incluir el flujo a través de un medio permeable o de cualquier elemento disipativo (perforaciones, esquina, etc.) evaluando la disipación producida en el fenómeno. En el primer caso es gracias a que cuenta con las ecuaciones promediadas en medios porosos. El segundo caso es resoluble dado que el modelo es capaz de modelar capas límite y tiene turbulencia.

Además de evaluar la superficie libre, también puede evaluar las velocidades y las presiones en régimen transitorio y en cualquier punto del dominio.

Se puede considerar prácticamente cualquier geometría y tipologías dado que pueden considerarse tanto estructuras impermeables como permeables. Respecto a las estructuras monolíticas (impermeables), el modelo no requiere calibración y se puede aplicar directamente a escala de prototipo.

Las condiciones de generación de oleaje pueden variar simulándose oleaje regular: oleaje lineal y no lineal, como ondas de Stokes de segundo y quinto orden o cnoidal: oleaje irregular, a partir de espectros Jonswap y TMA, en función de las condiciones de generación; y oleaje agrupado.

Permite introducir puntos de control, a modo de sensores de laboratorio, que permiten obtener una información de la evolución temporal de las variables que calcula el modelo (velocidades,

presiones y superficie libre) en toda la columna de agua. Además, permite la definición espacial de dichas variables, para la obtención de magnitudes derivadas como son las tensiones tangenciales, fuerzas y rebase sobre estructuras, entre otras, cuya obtención en experimentos de laboratorio presenta una gran dificultad técnica.

Por tanto, el modelo puede trabajar como un canal virtual que permita complementar el trabajo en laboratorio con una consecuente reducción de trabajo y costo.

3.3.3 Ecuaciones de gobierno para el medio fluido

El modelo utiliza las ecuaciones de Navier-Stokes, las cuales se componen de la ecuación de continuidad, que deriva del principio de conservación de la masa, que para un flujo incompresible tiene la expresión 3.1 y de la ecuación de cantidad de movimiento o segunda ley de Newton aplicada al movimiento de un fluido, se plantea que la variación de la cantidad de movimiento de un cuerpo es la resultante de las fuerzas actuantes en el mismo. La expresión 3.2 muestra la ecuación de Navier-Stokes para un fluido continuo, incompresible, homogéneo y viscoso.

$$\nabla \cdot \vec{u} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{ecuación 3.1})$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_1 \frac{\partial u_i}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial u_i}{\partial x_2} + u_3 \frac{\partial u_i}{\partial x_3} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + g_i + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}^m}{\partial x_j} \quad (\text{ecuación 3.2})$$

Donde u_i representa la componente i del vector de velocidades, ρ la densidad del fluido, p la presión, g_i es la componente i de la aceleración de la gravedad y τ_{ij} el tensor de tensiones viscosas.

La descomposición de Reynolds plantea que el campo de velocidades y el campo de presiones pueden ser descompuestos en dos términos: por un lado, el término de velocidad media y presión, media \bar{u}_i y \bar{p} , y por otro lado la velocidad y presión de turbulencia u_i' y p' , resultando el campo de presiones y de velocidades con las siguientes expresiones:

$$u_i = \bar{u}_i + u_i' \quad (\text{ecuación 3.3})$$

$$p = \bar{p} + p' \quad (\text{ecuación 3.4})$$

El modelo COBRAS se basa en las ecuaciones bidimensionales RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes), resultado de aplicar la descomposición del campo de velocidades y presiones en un valor medio y en un término turbulento a las ecuaciones clásicas de Navier-Stokes (ec. 3.5 y 3.6).

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{ecuación 3.5})$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + g_i + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\delta(\overline{u_i' u_j'})}{\delta x_j} \quad (\text{ecuación 3.6})$$

Donde:

$\bar{\tau}_{ij} = 2\mu\bar{\sigma}_{ij}$ es el tensor promediado de tensiones viscosas, siendo μ la viscosidad molecular

$\bar{\sigma}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$ es la tasa de deformación del flujo medio.

La influencia de las fluctuaciones en el flujo medio se representa con el tensor de tensiones de Reynolds $(\rho\overline{u_i' u_j'})$.

El término $\rho\overline{u_i' u_j'}$ se resuelve mediante un modelo de cierre de segundo orden y cuya aplicación en otros campos se ha realizado con éxito. En este modelo, las tensiones de Reynolds se expresan mediante un modelo de tensiones algebraico y no lineal (Lin y Liu 1998):

$$\begin{aligned} \overline{u_i' u_j'} = & \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} - C_d \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \left(\frac{\delta \bar{u}_i}{\delta x_j} + \frac{\delta \bar{u}_j}{\delta x_i} \right) - \\ & - \rho \frac{k^3}{\varepsilon^2} \left[\begin{aligned} & C_1 \left(\frac{\delta \bar{u}_i}{\delta x_l} \frac{\delta \bar{u}_l}{\delta x_i} + \frac{\delta \bar{u}_j}{\delta x_l} \frac{\delta \bar{u}_l}{\delta x_i} - \frac{2}{3} \frac{\delta \bar{u}_l}{\delta x_k} \frac{\delta \bar{u}_k}{\delta x_l} \delta_{ij} \right) + \\ & + C_2 \left(\frac{\delta \bar{u}_i}{\delta x_k} \frac{\delta \bar{u}_j}{\delta x_k} - \frac{1}{3} \frac{\delta \bar{u}_l}{\delta x_k} \frac{\delta \bar{u}_k}{\delta x_l} \delta_{ij} \right) + \\ & + C_3 \left(\frac{\delta \bar{u}_k}{\delta x_i} \frac{\delta \bar{u}_k}{\delta x_j} - \frac{1}{3} \frac{\delta \bar{u}_l}{\delta x_k} \frac{\delta \bar{u}_l}{\delta x_k} \delta_{ij} \right) \end{aligned} \right] \end{aligned} \quad (\text{ecuación 3.7})$$

Donde:

C_d, C_1, C_2 y C_3 son coeficientes empíricos,

δ_{ij} es la delta de Kronecker,

$k = \frac{1}{2}(\overline{u'_i u'_i})$; representa la energía cinética turbulenta

$\varepsilon = \overline{v(\delta u'_i / \delta x'_j)^2}$; es la tasa de disipación de la energía cinética turbulenta, donde

$v = \mu/\rho$ es la viscosidad cinemática molecular.

Obsérvese que un modelo convencional de viscosidad de remolino, los coeficientes empíricos toman los valores $C_1=C_2=C_3=0$ en la ecuación 3.7 y entonces, la viscosidad de remolino se expresa como $v_t = C_d(k^2/\varepsilon)$. La ventaja de utilizar el modelo de cierre frente a los modelos tradicionales, es que puede ser empleado para flujos turbulentos anisótropos.

Las ecuaciones de gobierno para k y ε son (Rodi, 1980; Lin y Liu, 1998),

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{v_t}{\sigma_k} + v \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \overline{(u'_i u'_j)} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} - \varepsilon, \quad (\text{ecuación 3.8})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} + v \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} v_t \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{ecuación 3.9})$$

Donde $\sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_{1\varepsilon}$ y $C_{2\varepsilon}$ son coeficientes empíricos. En la ecuación de la energía cinética turbulenta (3.8), los términos de la izquierda expresan la convección, mientras que los términos de la derecha representan la difusión. El segundo y el tercer término en el lado derecho de la ecuación 3.8, son la producción y la disipación de la energía cinética turbulenta respectivamente.

Los coeficientes en las ecuaciones 3.8 y 3.9 fueron determinados a través de la realización de comparaciones con múltiples experimentos simples e intentando darles un significado físico. Finalmente, los valores recomendados son (Rodi, 1980; Lin y Liu, 1998):

$$C_d = \frac{2}{3} \left(\frac{1}{7.4 + S_{max}} \right); C_1 = \frac{1}{185.2 + D_{max}^2}; C_2 = -\frac{1}{58.5 + D_{max}^2}; C_3 = \frac{1}{370.4 + D_{max}^2}$$

$$C_{1\varepsilon} = 1.44, \quad C_{2\varepsilon} = 1.92, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

Donde $S_{max} = \frac{k}{\varepsilon} \max \left[\left| \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \right| \right]$ (cabe aclarar, que los índices repetidos no implican suma) y

$$D_{max} = \frac{k}{\varepsilon} \max \left[\left| \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \right| \right]$$

Existen escalas del movimiento que no se tienen en cuenta por ser una escala de movimiento inferior al tamaño de la celda empleada, esto origina que la disipación asociada con estas escalas sea subestimada. Por ello se introduce una modificación de la viscosidad de remolino (ν_t) ecuación 3.10.

$$\nu_t^* = \nu_t^2 \frac{1 - \exp\left(-\beta_t \frac{\nu}{\nu_t}\right)}{\beta_t \nu} \quad (\text{ecuación 3.10})$$

donde β_t es un coeficiente que debe ser calibrado, ν es la viscosidad del fluido y ν_t es la viscosidad de remolino.

Este método introduce disipación adicional mediante la disminución de la viscosidad de remolino, pero solamente bajo aquellas situaciones en las que la disipación es mayor. Para no afectar a las situaciones de producción de turbulencia, cuando ν_t tome valores altos el valor de ν_t^* debe ser similar o igual al valor de la viscosidad de remolino calculada por el modelo.

El parámetro β_t requiere calibración, especialmente en zonas con alta producción y alta disipación. Lemos (1992) propone el uso de esta metodología proponiendo un valor de $\beta_t=100$.

3.3.4 Condiciones iniciales y de frontera

Condiciones iniciales

Las condiciones iniciales que considera el modelo son las siguientes:

- Velocidad nula en el dominio
- Presión hidrostática

Aunque tiene la posibilidad de considerar como dato de partida un campo de velocidades y de presiones dado, como por ejemplo, el obtenido de otro ensayo o simulación. También tiene la posibilidad de considerar entre sus condiciones iniciales la de un campo de velocidades constante en sus fronteras.

Dado que el valor de la producción de turbulencia es proporcional al valor de la energía cinética turbulenta (k), tal y como se puede apreciar en la ecuación 3.7 donde la producción de turbulencia viene representada por las tensiones de Reynolds, si la condición inicial de k fuese cero, la producción de turbulencia sería nula, además de generarse singularidades en la ecuación 3.9. De ahí que el modelo utilice un valor inicial de turbulencia producto de una perturbación numérica. El valor de k utilizado es el obtenido de $k = \frac{1}{2}u_t^2$, donde $u_t = \delta c_i$, c_i es la celeridad de la onda en la zona de generación y δ es una constante igual a 0.0025 (Lin, 1998). El valor de ε utilizado como condición inicial se expresa en la siguiente expresión (ec. 3.11):

$$\varepsilon = C_d \frac{k^2}{v_t} \quad (\text{ecuación 3.11})$$

Donde $v_t = \xi v$ con ξ constante igual a 0.1 (Lin, 1998). El valor de las constantes ξ y δ fue estudiado por Lin (1998) llegando a la conclusión de que el modelo es poco sensible al valor de las mismas.

Condiciones de frontera

En las fronteras solidas el modelo presenta la opción de tener en cuenta dos condiciones de fronteras para el flujo medio:

- No deslizamiento: $\bar{u}_n = 0$; : $\bar{u}_\tau = 0$
- Deslizamiento libre: $\bar{u}_n = 0$; : $\frac{\partial \bar{u}_{\tau k}}{\partial n} = 0$

Donde n , representa la dirección normal a la frontera y τ la dirección paralela a esta. En la superficie libre el modelo considera las siguientes condiciones de frontera:

- Presión nula: $p = 0$
- Tensión nula: $\frac{\partial \bar{u}_{\tau k}}{\partial n} = 0$
- Mezcla e intrusión de aire despreciables

El modelo considera un perfil logarítmico de velocidades para el caso del flujo turbulento con la siguiente expresión:

$$\frac{d\bar{u}}{dy} = \frac{u_*}{ky} \quad (\text{ecuación 3.12})$$

Donde k es el valor de la constante de von Karman ($k=0.41$) e y es la distancia al dominio solido y u_* es la velocidad friccional. Integrando la ecuación 3.12 y considerando que la producción turbulenta es igual a la disipación en la capa limite, se obtienen las siguientes expresiones de k y ε :

$$k = \frac{u_*^2}{\sqrt{c_d}} \quad y \quad \varepsilon = \frac{u_*^3}{ky} \quad (\text{ecuación 3.13 y 3.14})$$

Donde u_* se obtiene de los valores del flujo medio:

$$u_*^2 = \nu \left. \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (\text{ecuación 3.15})$$

Las condiciones de frontera en la superficie libre para la producción y la disipación turbulenta es flujo nulo a través de ella:

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0; \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial n} = 0 \quad (\text{ecuación 3.16 y 3.17})$$

En cuanto a las condiciones de frontera laterales, el modelo permite varias opciones. Permite considerar las fronteras laterales como fronteras cerradas, como si fuera un sólido, con lo que las condiciones de frontera son aplicables a las descritas anteriormente. También permite considerar en las fronteras laterales una condición de radiación o frontera abierta. Dicha condición se expresa de la siguiente manera:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + c_0 \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (\text{ecuación 3.18})$$

Donde ϕ representa la magnitud a evaluar ($\bar{u}, \bar{v}, k, \varepsilon, \dots$) y c_0 la celeridad de la onda en esa posición expresada como $c_0 = \sqrt{g(d+a)}$ para ondas largas y $c_0 = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi}{\lambda}(d+a)\right)}$ para ondas regulares cortas, donde a es la amplitud de la onda, d es la profundidad y λ es la longitud de la onda para dicha profundidad. Dicha condición de radiación ha sido contrastada con resultados teóricos originando resultados satisfactorios para ondas no lineales en profundidades grandes e intermedias ($H/d < 0.3$).

3.3.5 Método de seguimiento de superficie libre (VOF)

En el modelo COBRAS el seguimiento de la superficie libre se realiza mediante técnicas VOF. Este método fue presentado por Hirt y Nichols (1981). El método no persigue la localización exacta de la superficie libre, sino que lo hace de manera indirecta. El método detecta la superficie libre mediante el análisis de la densidad dentro de cada celda.

El modelo distingue tres tipos de celdas: vacías (E), superficie (S) e interiores (I), dependiendo del valor de la función VOF se define por la siguiente expresión:

$$F = \frac{\rho}{\rho_f} \quad (\text{ecuación 3.19})$$

donde

$$\rho = \frac{\rho_f V_f}{V_f + V_a} \quad (\text{ecuación 3.20})$$

ρ_f representa la densidad del fluido, V_f el volumen de fluido en la celda y V_a el volumen de aire en la celda. De acuerdo a los datos obtenidos de la función F, el modelo reconoce si la celda es interior, de superficie o está vacía. Las condiciones se muestran en la siguiente tabla 3.2.

Tabla 3.2 Condiciones de la función $F = \frac{\rho}{\rho_f}$ para determinar el tipo de celda registrada por el programa.

$F = \frac{\rho}{\rho_f}$	Tipo de celda
$F = 1$	Interior (I)
$0 < F < 1$	Superficie (S)
$F = 0$	Vacía (E)

El esquema que sigue la función VOF se muestra en la figura 3.4.

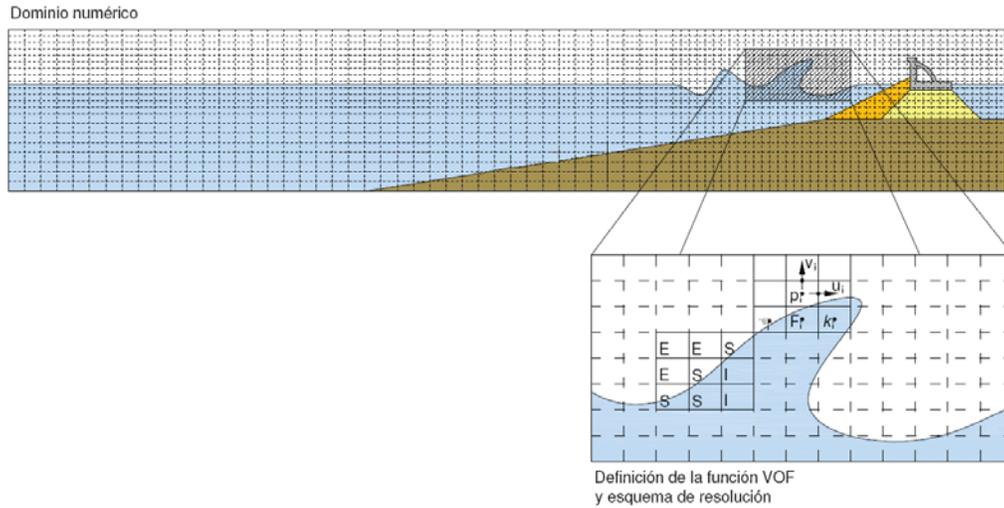


Figura 3.4 Esquema del dominio de resolución, localización de las magnitudes resueltas, definición de la función VOF (Modificado de Guaniche, 2008).

La introducción de la función VOF (ec. 3.19) en la ecuación de conservación de la masa da lugar a la ecuación del transporte de la función $F(x,y,t)$:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t}(\bar{u}F) + \frac{\partial}{\partial t}(\bar{v}F) = 0 \quad (\text{ecuación 3.21})$$

Hirt y Nichols (1981) desarrollaron un algoritmo para evitar errores de convección en la función VOF. Consiste en evaluar el valor del gradiente de la función VOF en las dos direcciones del plano, con el objetivo de detectar la localización de la superficie libre. Lin (1998) mejoró el algoritmo con un nuevo método para resolver problemas de sobre relleno en las celdas. Un análisis detallado de la técnica VOF se puede encontrar en Hirt y Nichols (1981) y en Lin (1998).

3.3.6 Método de resolución

El modelo resuelve las ecuaciones de gobierno mediante un esquema de diferencias finitas de proyección en dos pasos (Chorin, 1968). En el primer paso resuelve una velocidad intermedia que atiende a la ecuación de conservación de cantidad de movimiento de la siguiente manera:

$$\frac{\tilde{u}_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} = -u_j^n \frac{\partial u_j^n}{\partial x_j} + g_i + \frac{\partial \tau_{ij}^n}{\partial x_j} \quad (\text{ecuación 3.22})$$

Donde \tilde{u}_i^{n+1} representa la velocidad intermedia y Δt es el paso del tiempo. La ecuación 3.22 es idéntica a la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento, pero en esta se ha eliminado el término de presión.

El siguiente paso consiste en realizar una proyección de la velocidad intermedia en un plano de divergencia nula, es decir, resolver el sistema siguiente:

$$\frac{u_i^{n+1} - \tilde{u}_i^n}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x_i} \quad (\text{ecuación 3.23})$$

$$\frac{\partial u_i^{n+1}}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{ecuación 3.24})$$

La divergencia de la ecuación 3.23 y su sustitución posterior en 3.24 da el gradiente de presiones en el instante $n + 1$. La ecuación resultante es la ecuación de Poisson (Poisson Pressure Equation-PPE).

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x_i} \right) = \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial \tilde{u}_i^{n+1}}{\partial x_i} \quad (\text{ecuación 3.25})$$

Resolviendo la ecuación 3.25 se obtiene el valor de la presión en el paso $n+1$ posteriormente, para la obtención del campo de velocidades en el instante $n+1$, se sustituye el valor de la presión obtenido en la ecuación de conservación de cantidad de movimiento completa es decir:

$$\frac{\bar{u}_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} + u_j^n \frac{\partial u_j^n}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x_i} + g_i + \frac{\partial \tau_{ij}^n}{\partial x_j} \quad (\text{ecuación 3.26})$$

Se utiliza un método en diferencias centrado para discretizar los términos correspondientes al gradiente de presiones, así como los gradientes de tensiones. Los términos convectivos se discretizan mediante una combinación del método de diferencias centradas y un método upwind. En Lin (1998) se puede encontrar un análisis más detallado del proceso de discretización elegido.

La resolución del modelo $k-\varepsilon$ se realiza siguiendo el esquema de diferencias finitas centradas propuesto por Lemos (1992). La metodología seguida para el cálculo de los términos convectivos es la misma que se utiliza para la resolución de las ecuaciones RANS. La descripción detallada del esquema numérico se puede encontrar en Lin (1998).

Capítulo 4. Análisis de resultados

4.1 Introducción

Con el propósito de evaluar el régimen hidrodinámico durante dos condiciones de rotura distintas (voluta y descrestamiento), el presente capítulo introduce la comparación de resultados numéricos con los datos experimentales publicados por Ting y Kirby (1994).

El modelo numérico se valida con las observaciones en el laboratorio recopiladas por Ting y Kirby (1994). En concreto se comparan a lo largo del canal de laboratorio, parámetros como, superficie libre, amplitud de ola y el nivel medio del agua. Una vez validado, el modelo numérico es utilizado como una herramienta diagnóstica a fin de evaluar a detalle cada uno de los procesos involucrados en la generación del gradiente de presión. Para ello, se utiliza la ecuación de Euler, definida por la siguiente ecuación:

$$\rho \frac{Dv}{Dt} + \nabla P = 0 \quad (\text{ecuación 4.1})$$

En la ecuación (4.1), el primer término define a la aceleración total en el fluido (local más convectiva) y el segundo determina al gradiente de presión. A diferencia de la ecuación general, la aproximación de Euler al gradiente de presión no incluye los efectos de turbulencia, ni gravedad. En este trabajo, se utiliza esta expresión a fin de determinar el comportamiento de cada uno de los términos de la aceleración total, en la generación de cierto gradiente de presiones. El propósito de este estudio consiste en observar y explicar el comportamiento del gradiente de presiones bajo dos condiciones de rotura distintas, a fin de poder identificar procesos asociados al transporte de sedimentos en playas.

4.2 Rotura tipo Voluta

4.2.1 Validación

La primera parte de este estudio, consiste en validar el modelo numérico para las condiciones de rotura seleccionadas. Para este propósito, se emplean las condiciones de oleaje definidas por Ting y Kirby (1994). Para la rotura en voluta, la altura y periodo de la ola seleccionada fueron de 0.128m y 5s, respectivamente. En particular, se escogió una ola cnoidal, la cual posee más asimetría vertical que una onda sinusoidal. La razón de esta selección, según Ting y Kirby (1994) consiste en que cerca de la costa las olas regulares cambian de forma para volverse más asimétricas.

La comparación de los resultados obtenidos por medio del modelo numérico se realizó en los puntos donde se colocaron sensores de nivel a lo largo del perfil de la playa impermeable. La Figura 4.1 presenta parte de estos resultados, en la que se comparan valores experimentales y numéricos de la envolvente máxima y mínima de la superficie libre, junto con el valor medio de cada serie de tiempo (setup). En todos los casos, es posible ver que el modelo reproduce las condiciones medidas en laboratorio. Especialmente, para la envolvente mínima y la sobre elevación del nivel medio o setup ($\zeta_{min} - \bar{\zeta}$ y $\bar{\zeta}$), se observa un buen ajuste de la herramienta numérica. Por otra parte, para la envolvente máxima de la superficie libre ($\zeta_{máx} - \bar{\zeta}$), se observa un buen ajuste aunque con pequeñas diferencias respecto a este valor en el punto de rotura. El modelo numérico predice el punto de rotura en $x=9.8$ m con un $\zeta_{máx} - \bar{\zeta}$ de 14.1 cm, mientras que los datos de laboratorio definen al mismo punto $x=9.8$ m, con un $\zeta_{máx} - \bar{\zeta}$ de 16.03 cm. Sin embargo, estas diferencias son mínimas y se puede concluir que el modelo reproduce satisfactoriamente los parámetros analizados.

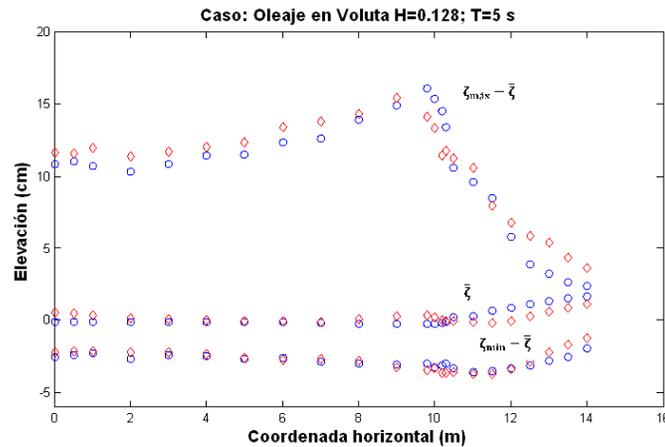


Figura 4.1 Comparación de envolvente máxima, media y mínima de la superficie libre para rotura tipo voluta; círculos azules - Ting y Kirby (1994); diamantes rojos - modelo numérico.

Además de estos parámetros, es posible comparar la variación temporal de la superficie libre en todos los sensores colocados por Ting y Kirby (1994). Por lo que se obtuvieron a través del modelo numérico, mediciones de superficie libre en estos puntos. Las Figuras 4.2 y 4.3 presentan un resumen de estas comparaciones. La primera de ellas, presenta los resultados obtenidos para los sensores del número 2 al número 12, mientras que la Figura 4.3 presenta los resultados para los sensores 13 al 22.

En ambas figuras, se aprecia que el modelo reproduce muy bien el desplazamiento de la superficie libre a lo largo del canal de oleaje en laboratorio. En los primeros sensores (Figura 4.2) se aprecia la forma cnoidal de la ola y se observa como ésta evoluciona y se peralta cerca del punto de rotura (sensor 12). Después de este punto, es posible identificar la disipación de energía ocasionada por la rotura, ya que se aprecia el decaimiento de la altura de ola, y la forma de la superficie libre similar a la de un remanso turbulento que se propaga en profundidades reducidas.

Estas comparaciones indican la capacidad del modelo numérico para reproducir las condiciones de oleaje en rotura tipo voluta, por lo que se abre la posibilidad de realizar un estudio más detallado de este régimen hidrodinámico. Además de las variables comparadas hasta ahora, el

modelo posee la capacidad de analizar la turbulencia, la presión y las componentes horizontal y vertical de la velocidad del fluido.

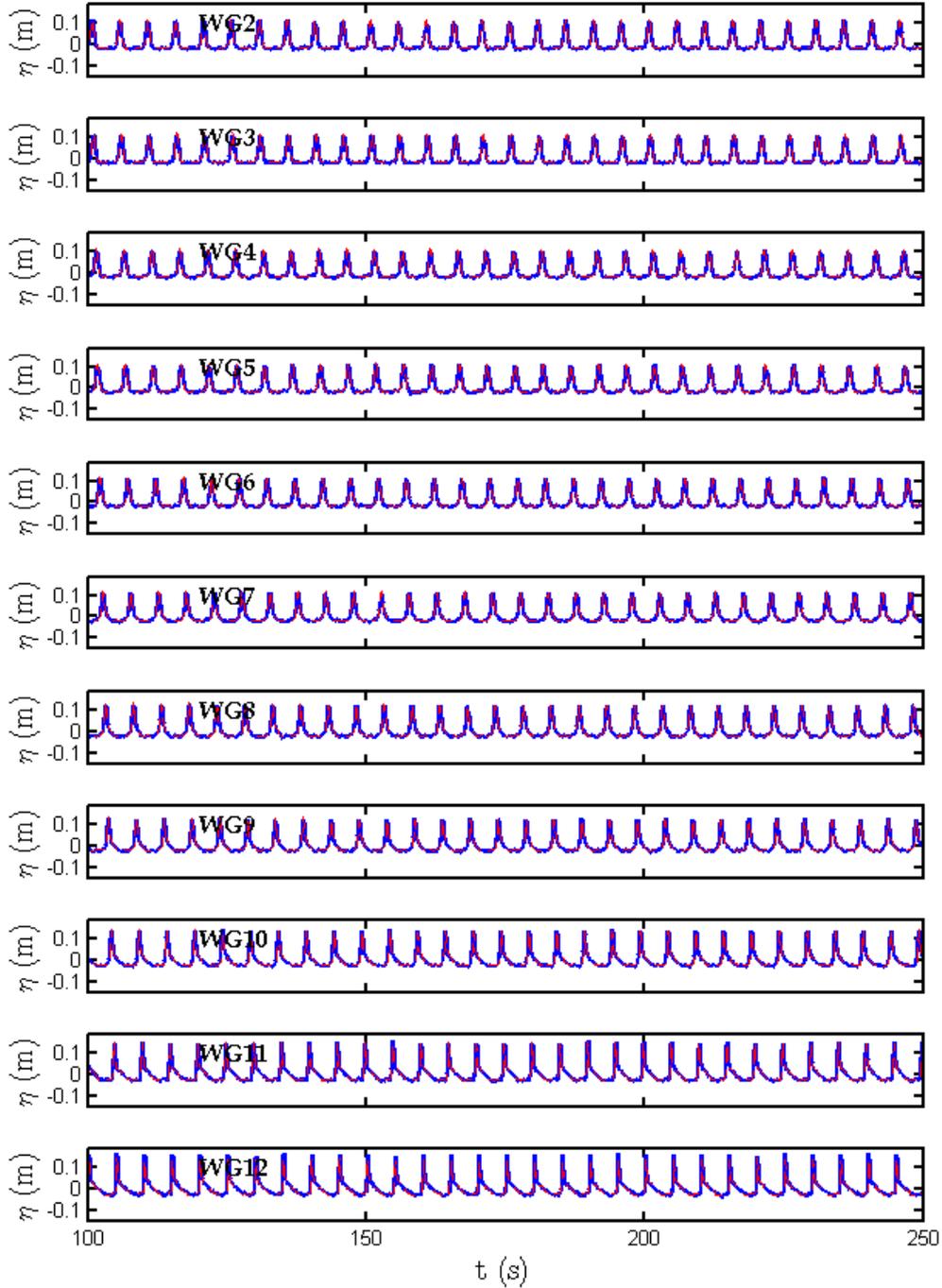


Figura 4.2 Perfil de la superficie libre en el intervalo de tiempo (100-250 seg), obtenido por los sensores 2 al 12; en rotura en tipo voluta. Datos de laboratorio en color azul y datos modelo en color rojo.

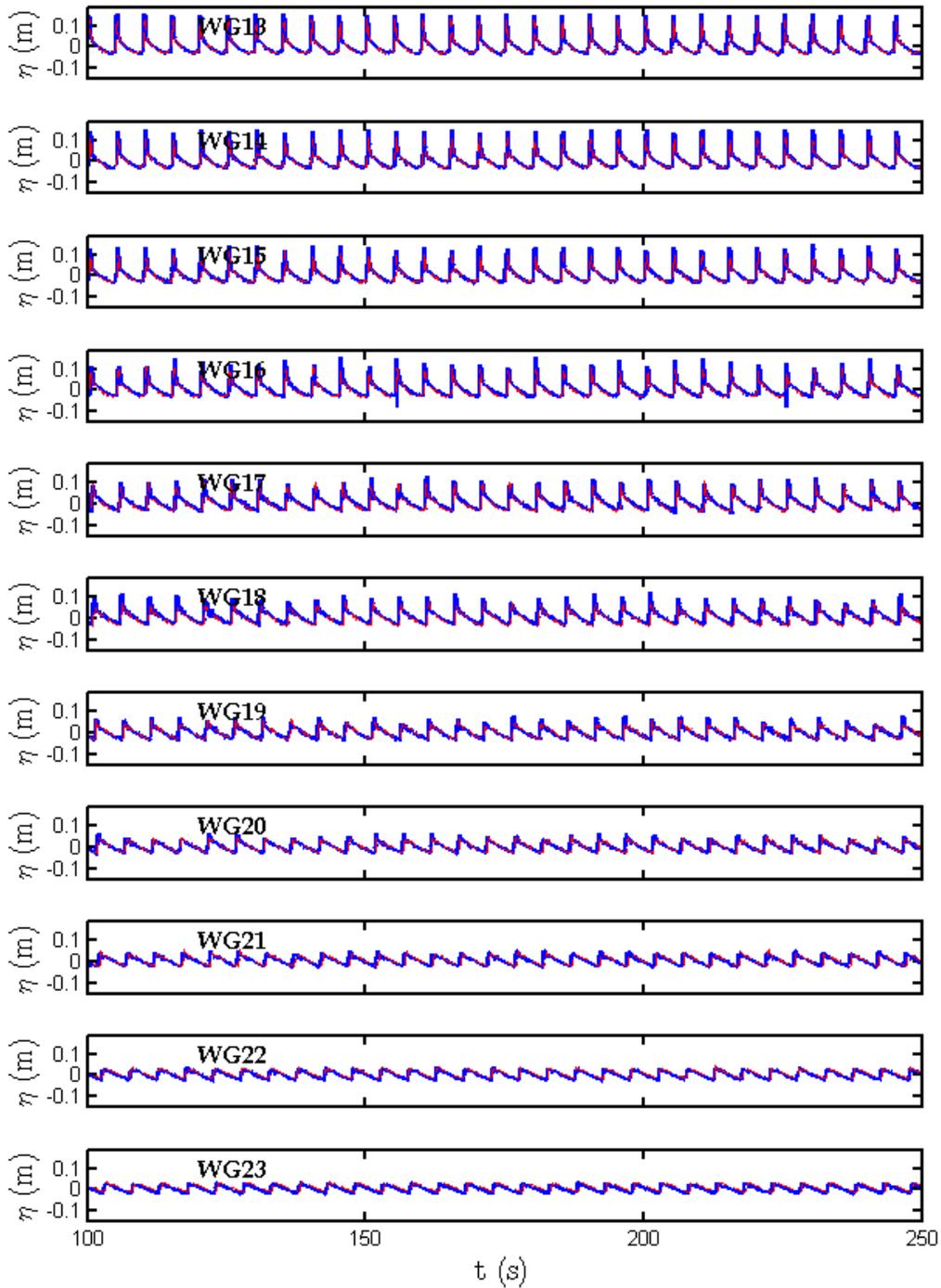


Figura 4.3 Perfil de la superficie libre en el intervalo de tiempo (100-250 seg), obtenido por los sensores 13 al 23; en rotura en tipo voluta. Datos de laboratorio en color azul y datos modelo color rojo.

Así entonces, con el propósito de observar la evolución espacio-temporal de estas variables, se utilizó la herramienta numérica para obtener instantes de turbulencia, velocidad horizontal u , velocidad vertical w y presión, durante la acción de una ola sobre la playa impermeable. En el caso de la rotura tipo voluta, el periodo de la ola es de 5 segundos por lo que se obtuvieron seis instantes durante este intervalo de tiempo.

La Figura 4.4 ilustra los seis instantes seleccionados para valores de la energía cinética de la turbulencia adimensional (k). En estas imágenes, el color blanco indica ausencia de turbulencia y los colores cálidos indican una mayor intensidad. La historia del ascenso de la ola comienza en el panel superior izquierdo, en el que se aprecia la ola muy peraltada ($t=110$ s, a punto de romper) con bajos niveles de turbulencia en general. Hacia el panel superior derecho ($t=111$ s), se observa la ola impactando sobre la superficie de agua formando lo que se conoce como un remanso turbulento o bore, identificado en esta imagen por los colores intensos asociados a altos niveles de energía cinética turbulenta. La evolución de este remanso turbulento se ilustra en los paneles medios (izquierdo $t=112$ s y derecho $t=113$ s), en los que se aprecia la distribución de la energía cinética de la turbulencia en la columna de agua y el ascenso de este bore sobre la pendiente de la playa. Por su parte, los paneles inferiores presentan la parte final de la disipación de la energía de la ola, ilustrada por la disminución de la intensidad de la energía cinética de la turbulencia sobre la playa.

En estos paneles es posible observar que la energía cinética de la turbulencia es transportada hacia la costa. Una observación que coincide con lo reportado por Ting y Kirby (1994). El hecho de que el modelo reproduzca un transporte de la turbulencia hacia la costa, confirma su capacidad para reproducir la influencia de transporte hacia la costa, el cual ha estado asociado a las olas rompiendo en voluta sobre las costas.

Por otra parte, se aprecia que la generación de la mayor intensidad de la turbulencia se presenta al momento de la rotura, y esta disminuye conforme la ola se aproxima a la costa. Lo cual es lógico desde el punto de vista físico del proceso.

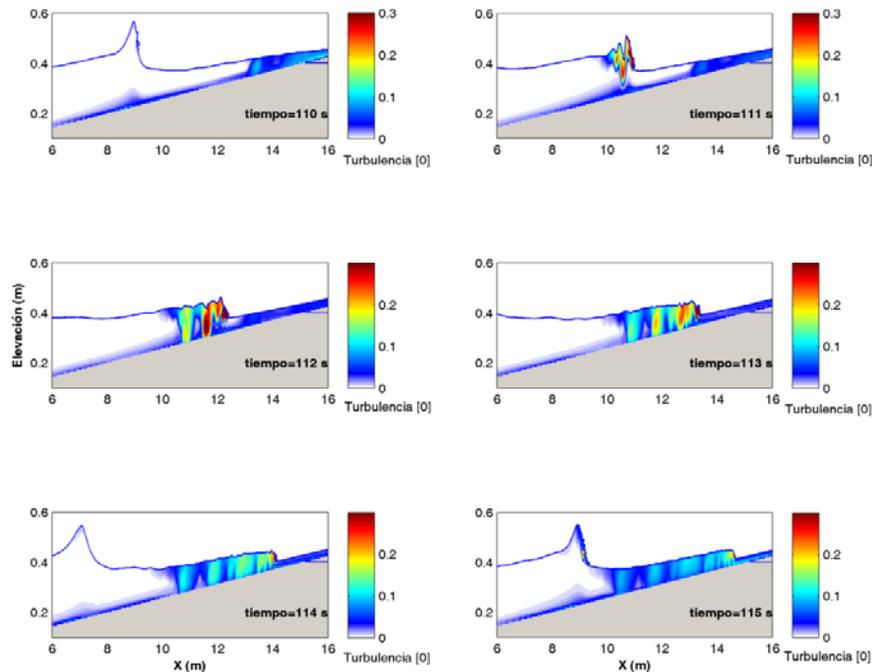


Figura 4.4 Campo de turbulencia obtenida por el modelo COBRAS en rotura en voluta, la escala de color representa la intensidad de turbulencia adimensional.

En la figura 4.5 se presentan los mismos instantes espacio-temporales que en la Figura 4.4 pero en este caso se grafica la variación de la velocidad horizontal u , durante la rotura de la ola sobre el perfil de la playa.

La estructura espacial que se revela en estas imágenes es muy interesante, en los paneles superiores, al inicio de la rotura de la ola, se observa una distribución uniforme de la velocidad horizontal en la columna de agua. Las velocidades hacia la costa (positivas) están asociadas a la cresta de la ola en ascenso, la cual está limitada a una región angosta en comparación con la región de velocidad hacia el mar (negativa), que está distribuida en una mayor área. Además, se observa que la velocidad horizontal u , toma valores máximos cerca de la superficie libre en el punto de rotura (paneles medios), con lo que se aprecia cierta estructura vertical en el perfil de velocidades (similar al modelo propuesto por Svendsen, 1984).

Cerca de la costa, en las coordenadas horizontales $x > 12\text{m}$, los paneles medios e inferiores presentan una estructura vertical del perfil de velocidades completamente uniforme, lo cual está

en concordancia con observaciones realizadas por diversos investigadores en la zona de lavado (Pedrozo-Acuña, 2005).

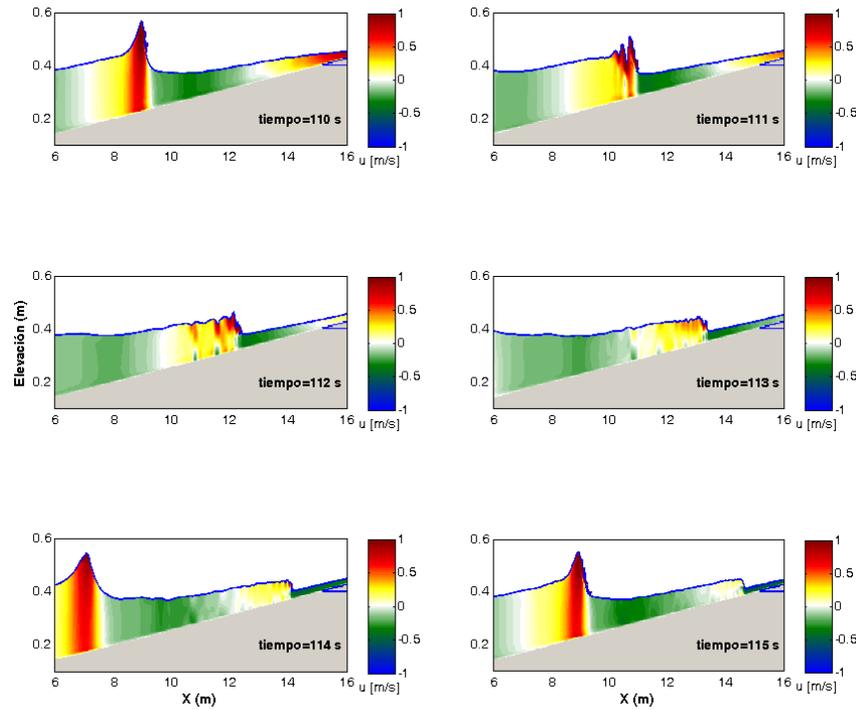


Figura 4.5 Campo de velocidad u obtenida por el modelo COBRAS en rotura en voluta, la escala de color representa la magnitud de velocidad u .

La figura 4.6 presenta, para los mismos seis instantes la variación espacio-temporal de la velocidad vertical w . En este caso, los paneles superiores de la Figura ($t=110$ s y $t=111$ s), indican que la velocidad vertical w tiene una influencia concentrada en la región de la cresta de la ola. Mientras que cerca del fondo, esta componente tiene valores pequeños, por lo que se espera una reducción en la contribución a procesos de transporte. Esta observación se confirma en los paneles medios, en los que se aprecian magnitudes muy pequeñas para todo el campo de velocidades verticales.

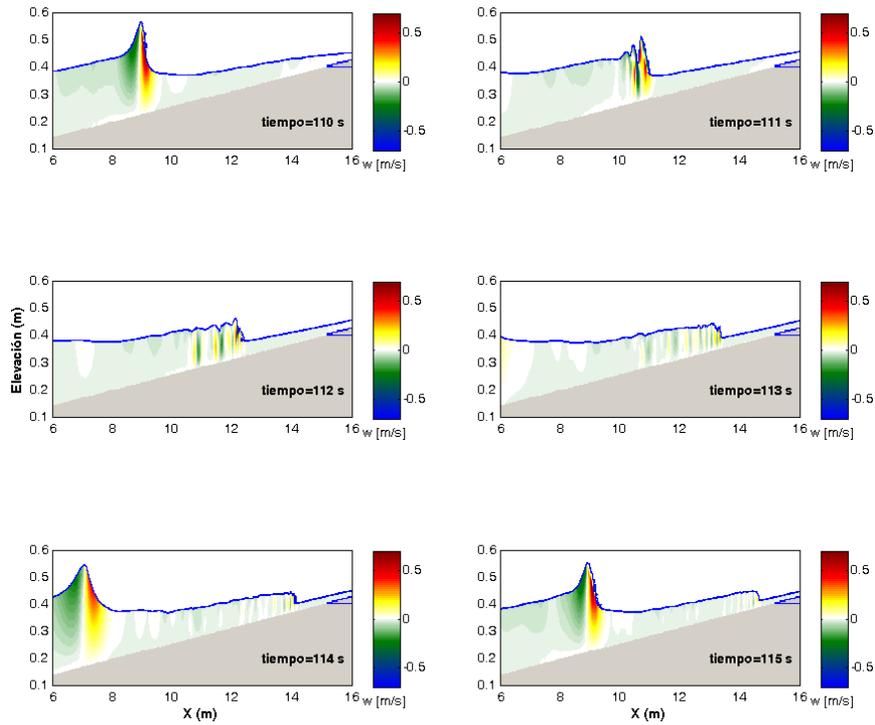


Figura 4.6 Campo de velocidad w obtenida por el modelo COBRAS en rotura en voluta, la escala de color representa la magnitud de velocidad w

Por último, la figura 4.7 presenta los instantes asociados con los valores espacio-temporales de la presión inducida por esta condición de rotura. Al comienzo de la ola, se observa una distribución uniforme de la presión. Tomando valores máximos cerca del fondo, mientras que cerca de la superficie libre los valores son pequeños.

Por otra parte, se aprecia que la presión disminuye al momento de la rotura y conforme la ola se aproxima a la costa, esta disminuye. Esta observación se confirma en los paneles medios, en donde la magnitud de la presión disminuye en la escala de colores cálidos. Lo cual es lógico debido al proceso físico de la presión, a mayor columna de agua mayor presión y a menor columna de agua menor presión, lo cual sucede en las cercanías de la costa. Por otra parte, se aprecian ciertos valores pico en la presión durante la propagación del remanso turbulento sobre la playa (ver panel $t=111s$), estos resultados indican la posible presencia de presiones impulsivas

que han sido reportadas para este tipo de rotura como consecuencia de los violentos impactos de la ola sobre la playa (Pedrozo-Acuña et al. 2008).

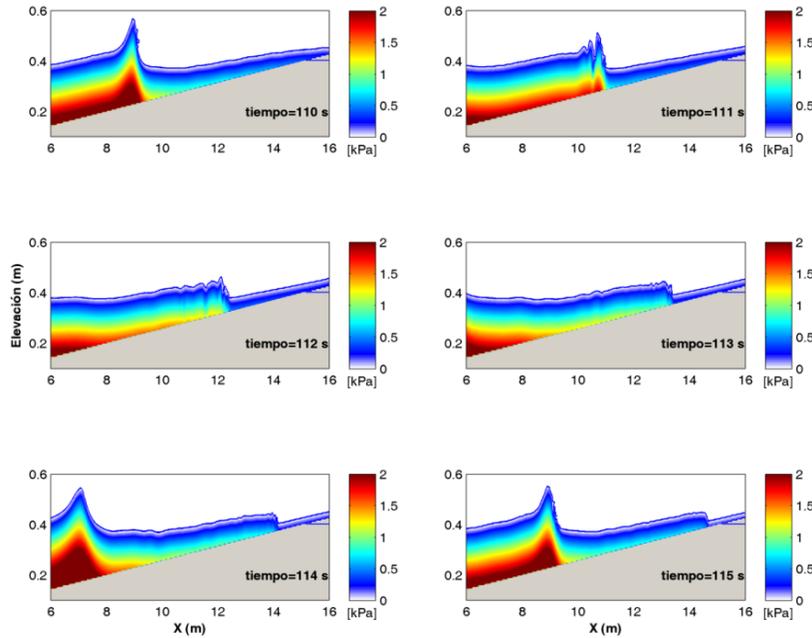


Figura 4.7 Campo de presiones obtenidas por el modelo COBRAS en rotura en voluta, la escala de color representa la magnitud de presión.

4.2.2 Términos de la ecuación de Euler

Esta sección presenta un estudio detallado de los términos de la ecuación de Euler (ecuación 4.2). La cual se realiza por medio de los resultados obtenidos a través del modelo numérico. El modelo, basado en las ecuaciones promediadas de Navier-Stokes describe al gradiente de presiones de acuerdo con la ecuación 4.3, la cual se diferencia de la hipótesis de Euler en que incluye los términos asociados a la turbulencia y la acción de la gravedad.

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = -\nabla P \quad (\text{ecuación 4.2})$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + g_i + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\overline{\delta(u'_i u'_j)}}{\delta x_j} \quad (\text{ecuación 4.3})$$

Este estudio, utiliza la ecuación de Euler para el gradiente de presión a fin de identificar de forma más precisa, la contribución de cada uno de los términos asociados a la aceleración total. Para analizar de forma más precisa la variación de estos términos, se estudio su evolución temporal en tres posiciones diferentes sobre el perfil de la playa. La selección de estos puntos se presenta en la Figura 4.8, donde se aprecia que se seleccionaron un punto antes de la rotura, otro después de la rotura y uno más en la zona de lavado cerca de la línea de costa. El análisis de estos términos se realizó para celdas del modelo numérico cerca del fondo en el entendido de que es en esta región del fluido donde se presenta el forzamiento que induce el transporte de sedimentos en playas.

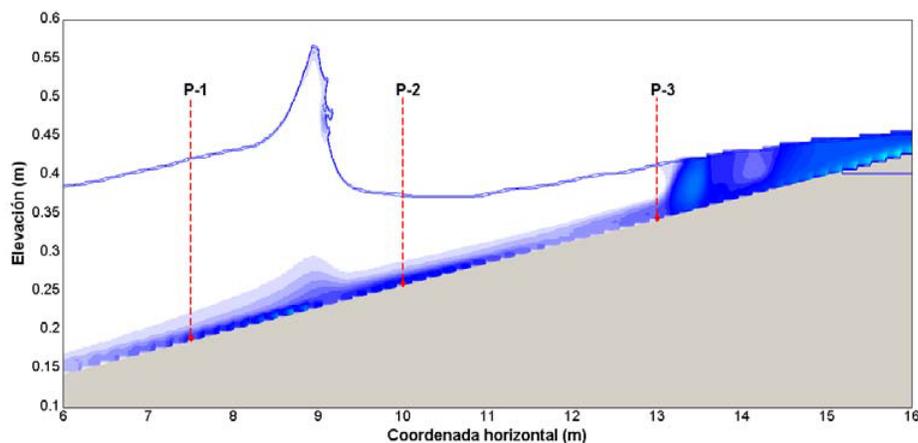


Figura 4.8 Ubicación de los puntos de comparación para los términos de la ecuación de Euler, para rotura en voluta.

En cada una de estas ubicaciones, se realizaron gráficas de todos los términos de la aceleración total, además de la sumatoria de los tres términos de aceleración a fin de compararla con la magnitud del gradiente de presión calculado. Estas gráficas se realizaron a fin de caracterizar la variación de cada uno de estos términos para una rotura tipo voluta.

Los resultados de este análisis se presentan en la Figura 4.9. Los paneles superiores ilustran la variación del gradiente de presión horizontal (línea sólida) y su comparación con la sumatoria de los tres términos de aceleración total en la horizontal (línea punteada). Se entiende que la aceleración total tiene una buena aproximación al gradiente de presión horizontal, por lo cual la Ecuación de Euler podría ser válida. Sin embargo, en los paneles superiores se puede observar

una pequeña variación en la línea que describe la sumatoria de los tres términos de la aceleración total en la horizontal, por lo que se sugiere que existe una pequeña contribución de la turbulencia y las tensiones tangenciales. De hecho, las mayores desviaciones se aprecian en aquellos instantes en los que pasa la cresta de la ola sobre el punto de análisis.

Por otra parte, los paneles medios superiores presentan para los tres puntos seleccionados, resultados del término de aceleración local (línea punteada, du/dt) junto con el resultado obtenido para el gradiente de presión horizontal en los mismos puntos. En todas estas figuras se observa un muy buen ajuste del gradiente de presión horizontal con el término de aceleración local. Este resultado está en sintonía con las observaciones realizadas por Hoefel y Elgar (2003), quienes propusieron a la aceleración local como sustituto de la influencia del gradiente de presiones en el transporte de sedimentos. Los paneles medios inferiores e inferiores, presentan resultados de los términos de advección horizontal ($u du/dx$) y vertical ($w du/dz$), respectivamente.

Respecto al término de aceleración advectiva horizontal, el panel medio inferior ilustra aportaciones relativamente pequeñas en los tres puntos de análisis. Sin embargo, algo interesante es la variación espacial de este término, debido a que su contribución cambia de sentido dependiendo del punto de análisis. Así, para el caso de la ola a punto de romper su contribución es hacia dentro de la costa y después de la rotura cambia de dirección con sentido hacia fuera de la costa. Por lo cual, refleja su relativa importancia en el balance de procesos de transporte de sedimentos. Por lo que respecta al término de advección vertical, ilustrado en los paneles inferiores, se observa que la contribución de este término es despreciable por lo que para el caso de análisis su contribución podría ser ignorada. Esta observación está en línea con lo propuesto por Foster et al. (2006) quienes sugirieron una parametrización del transporte de sedimentos en función de la suma de la aceleración local y el término de advección horizontal ($du/dt + u du/dx$).

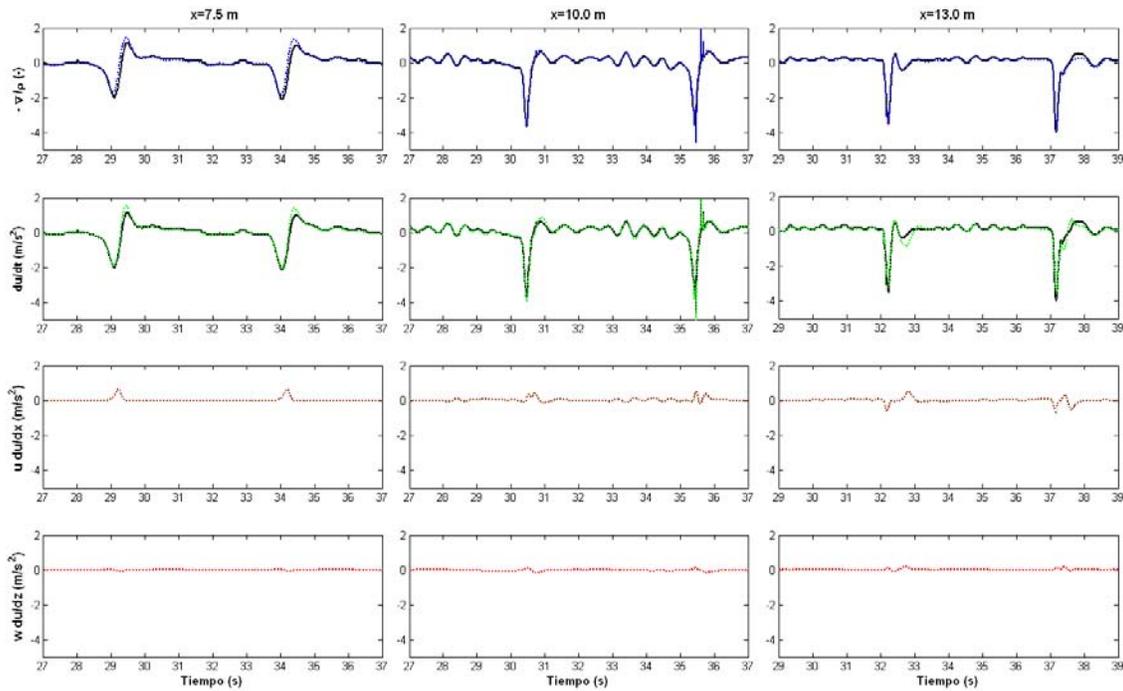


Figura 4.9 Gráficas de los términos de la ecuación de Euler para P-1 ($x=7.5$ m), P-2 ($x=10.0$ m) y P-3 ($x=13.0$ m); para rotura de tipo voluta

4.3 Rotura tipo descrestamiento

4.3.1 Validación

En esta sección se valida el modelo numérico con las condiciones de oleaje definidas por Ting y Kirby (1994), para rotura en descrestamiento. La altura de ola y periodo de la ola seleccionada fueron de 0.125 m y 2 s, respectivamente. Del mismo modo, que para voluta, se eligió una ola cnoidal.

Los resultados obtenidos por medio del modelo numérico se compararon en los puntos donde se localizaban los sensores del nivel a lo largo del perfil de la playa impermeable (Ting y Kirby, 1994). La Figura 4.10 muestra parte de los resultados obtenidos, en la que se comparan los valores experimentales y numéricos de la envolvente máxima y mínima de la superficie libre, junto con el valor medio de cada serie (setup). En todos los casos, se observa que el modelo

reproduce las condiciones medidas en laboratorio. Para la envolvente mínima y la sobre elevación del nivel medio (setup) ($\zeta_{min} - \bar{\zeta}$ y $\bar{\zeta}$), se observa un buen ajuste de la herramienta numérica, con pequeñas variaciones especialmente después del punto de rotura. Por otra parte, para la envolvente máxima de la superficie libre ($\zeta_{m\acute{a}x} - \bar{\zeta}$), el ajuste es muy parecido, sin embargo se presenta un pequeño desplazamiento de las elevaciones en el modelo. El modelo numérico predice el punto de rotura en $x=7.9$ m con un $\zeta_{m\acute{a}x} - \bar{\zeta}$ de 14.5 cm, mientras que los datos del laboratorio para el mismo punto son $x=7.9$ m con un $\zeta_{m\acute{a}x} - \bar{\zeta}$ de 13.5 cm. Por lo tanto, se puede concluir que los datos reproducidos por el modelo son satisfactorios, debido a que las diferencias son mínimas.

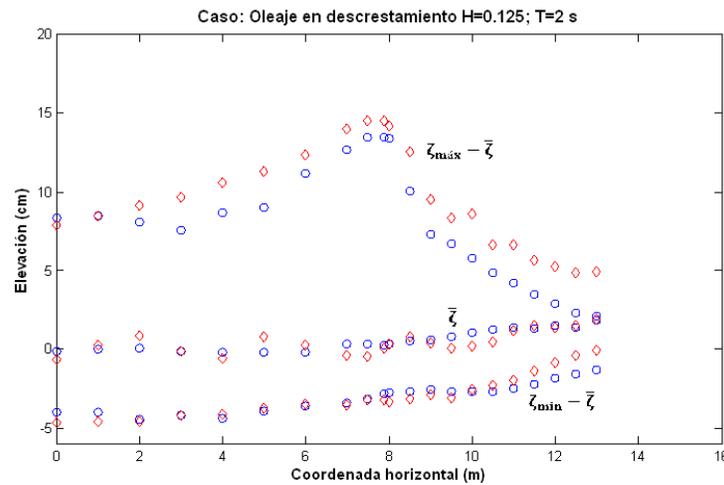


Figura 4.10 Comparación de envolvente máxima, media y mínima de la superficie libre para rotura tipo descrestamiento; círculos azules - Ting y Kirby (1994); diamantes rojos - modelo numérico.

Para este tipo de rotura, también es posible comparar la variación temporal de la superficie libre en todos los sensores colocados por Ting y Kirby (1994). Las mediciones de superficie libre en dichos puntos, se obtuvieron a través del modelo numérico. Un resumen de estas comparaciones se presenta en las Figuras 4.11 y 4.12. La primera, muestra los resultados obtenidos para los sensores del número 2 al número 12, mientras que la Figura 4.12 muestra los resultados para los sensores del 12 al 21.

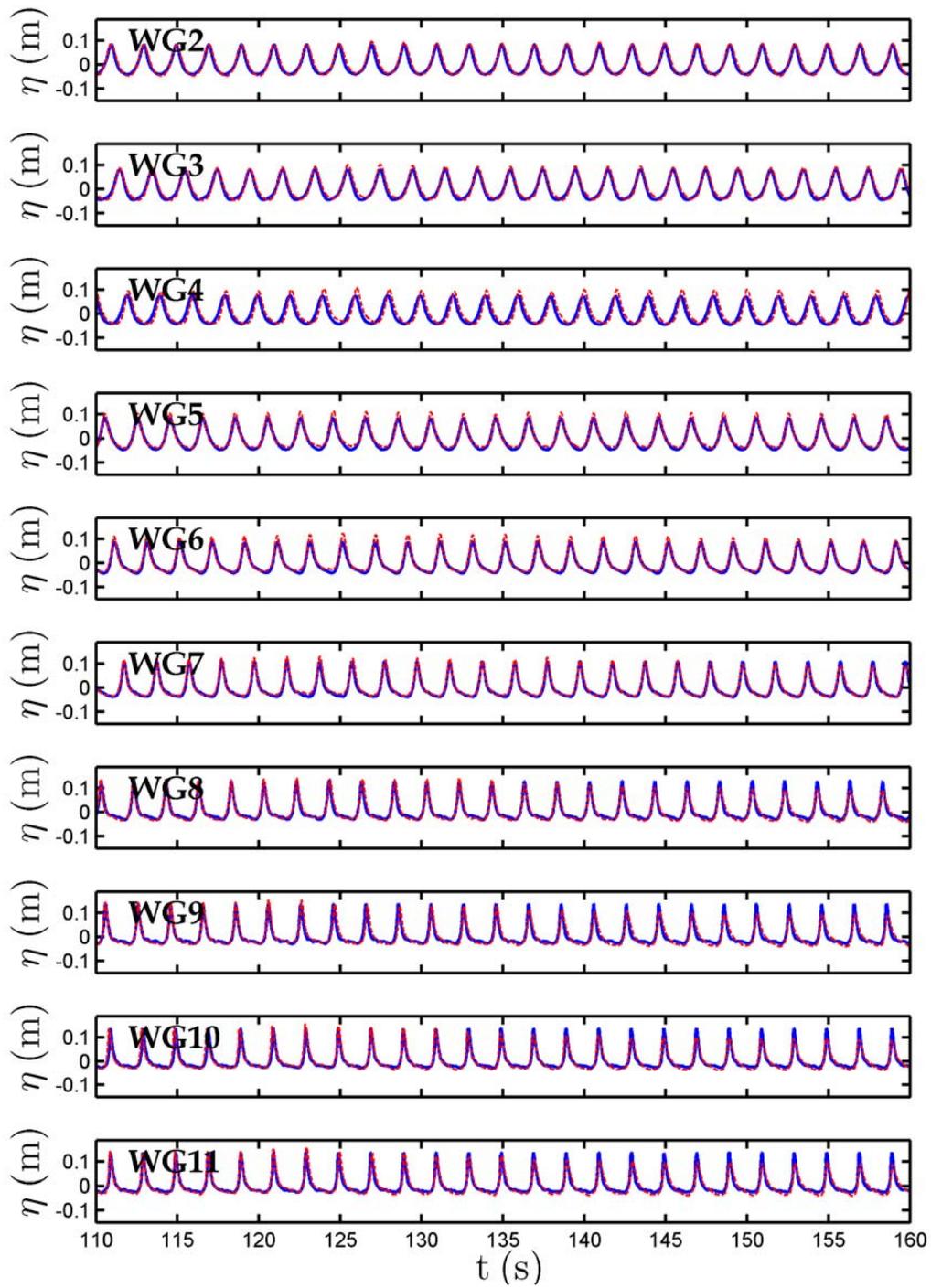


Figura 4.11 Perfil de la superficie libre en el intervalo de tiempo (110-160 seg), obtenido por los sensores 2 al 11; en rotura en tipo descrestamiento. Datos de laboratorio en color azul y datos modelo color rojo.

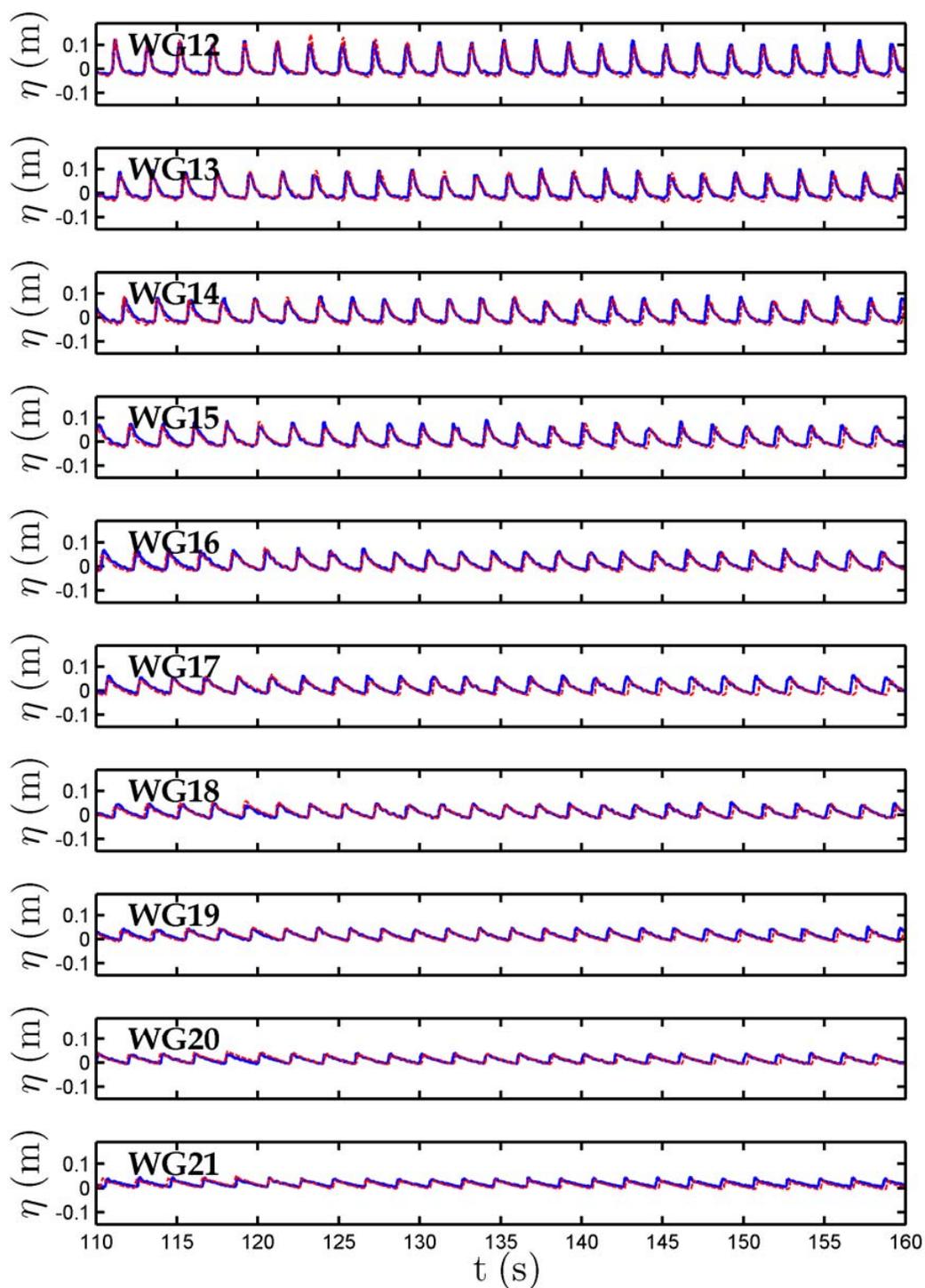


Figura 4.12 Perfil de la superficie libre en el intervalo de tiempo (110-160 seg), obtenido por los sensores 12 al 21; en rotura en tipo descrestamiento. Datos de laboratorio en color azul y datos modelo color rojo.

Ambas figuras, reproducen el desplazamiento de la superficie libre a lo largo del canal de oleaje observado en el laboratorio. En la primera figura (Figura 4.11) se aprecia la forma cnoidal de la ola y se observa como ésta evoluciona y se peralta cerca del punto de rotura (sensor 9). Después de este punto, se observa el decaimiento de la altura de ola, y la forma de la superficie libre similar a la de un remanso turbulento que se propaga en profundidades reducidas.

Además de estas variables, tal como en el caso de la rotura en tipo voluta, se obtuvieron instantes de turbulencia, velocidad horizontal u , velocidad vertical w y presión, durante la acción de una ola sobre la playa impermeable, se analizó la evolución espacio-temporal de dichas variables. En este caso, el periodo de la ola es de 2 segundos por lo que los intervalos de tiempo para estos instantes fueron cada 0.4 segundos, obteniendo de igual manera seis imágenes.

La Figura 4.13 ilustra los seis instantes seleccionados para valores de la energía cinética de la turbulencia adimensional (k). La ola comienza el ascenso en el panel superior izquierdo ($t=140.4s$) con un nivel de turbulencia medio, la cual llega cerca del fondo. Hacia el panel superior derecho la ola se peralta ($t=140.8s$), la intensidad de la turbulencia aumenta bajo la cresta de la ola, en ella se aprecia una difusión de la turbulencia a lo largo de la columna de agua y hasta el fondo de la playa. En los paneles medios, se observa como la ola avanza hacia delante, con una gran intensidad en la cresta, sin embargo en el panel correspondiente a $t=141.6$, se observa que ha habido una disipación considerable de la turbulencia, en especial para la primera ola rota. Mientras que en los paneles inferiores, es posible apreciar que para esta ola la turbulencia es mínima, lo que indica el decaimiento en la intensidad del proceso. Por otra parte, la mayor parte de colores intensos se debe a olas rompiendo cerca del punto de rotura.

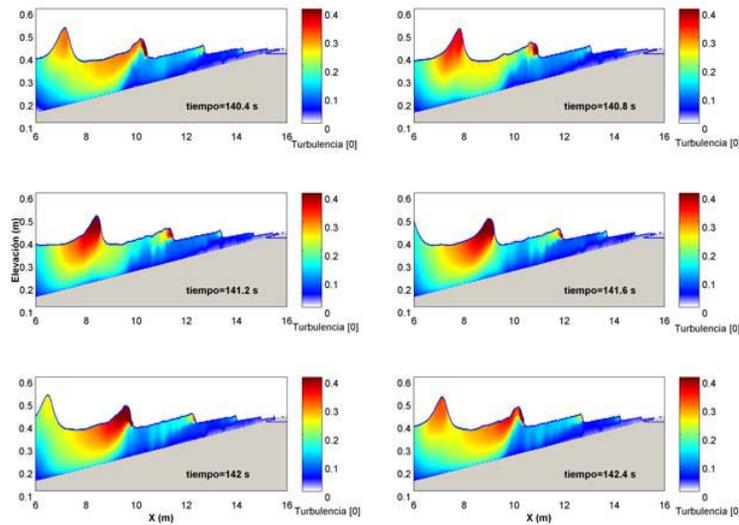


Figura 4.13 Campo de turbulencia obtenida por el modelo COBRAS en rotura en descrestamiento, la escala de color representa la intensidad de turbulencia adimensional.

En general, se puede observar que la energía cinética de la turbulencia viaja en la parte trasera de la cresta. En este tipo de rotura, la generación de la mayor intensidad de la turbulencia se presenta al momento del peraltamiento de la ola, bajo la cresta, y esta se va quedando atrás y va disminuyendo, conforme la ola se acerca a la costa.

En la figura 4.14 se presentan los mismos instantes espacio-temporales que en la figura anterior pero en este caso se grafica la variación de la velocidad horizontal u , durante la rotura de la ola sobre el perfil de la playa.

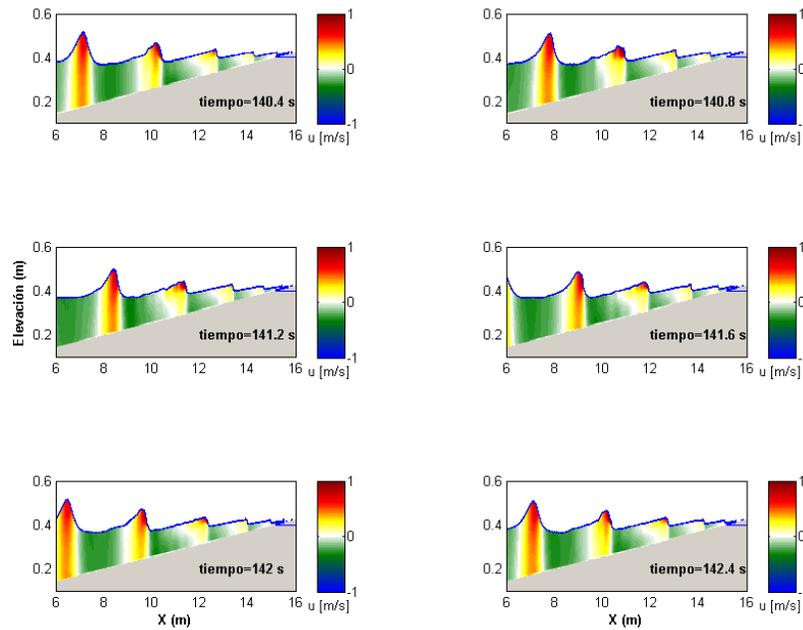


Figura 4.14 Campo de velocidades horizontales u , obtenida por el modelo COBRAS en rotura en descrestamiento, la escala de color representa la magnitud de velocidad horizontal.

En los paneles superiores, al inicio del ascenso de la ola, se observa una distribución uniforme de la velocidad horizontal u en la columna de agua. Las velocidades hacia la costa (positivas) están asociadas a la cresta de la ola en ascenso, la cual está limitada a una región angosta en comparación con la región de velocidad hacia el mar (negativa), que está distribuida en una mayor área. Esta predominancia espacial de los valores negativos para la velocidad horizontal, indican la generación de la corriente de resaca bajo estas condiciones de rotura. Además, es posible notar que debajo de la cresta de la ola las velocidades horizontales son máximas (hacia la costa), tal y como lo propone el modelo de la rotura de Svendsen (1984).

La figura 4.15 presenta, para los mismos instantes la variación espacio-temporal de la velocidad vertical w . Se puede observar, que la velocidad vertical tiene una influencia concentrada en la región de la cresta de la ola. Mientras que en la región del valle, así como en el fondo tienden a ser valores muy pequeños; por lo cual es posible asumir que no contribuye de manera significativa a los procesos de transporte de sedimentos.

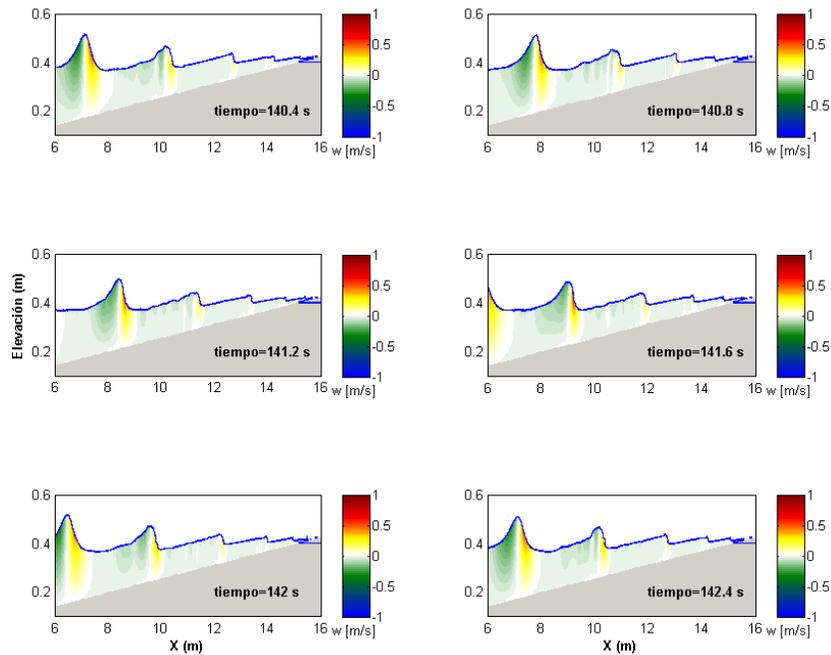


Figura 4.15 Campo de aceleración vertical w , obtenida por el modelo COBRAS en rotura en descrestamiento, la escala de color representa la magnitud de aceleración vertical.

Por último, la figura 4.16 presenta los instantes asociados con los valores espacio-temporales de la presión. En este caso, los paneles indican que la presión presenta el mismo comportamiento para la ola en todo momento, debido a que la presión mayor se genera en el fondo, mientras que cerca de la superficie se tendrán valores más pequeños y conforme la ola se acerca a la costa los valores de la presión tienden a cero. En este caso, la presión no da muestras de presiones impulsivas y todos los contornos de presión parecen uniformes en los instantes seleccionados. Esto se debe a que en este caso no ocurre el colapso violento de la ola que se observa en el caso de la rotura en voluta.

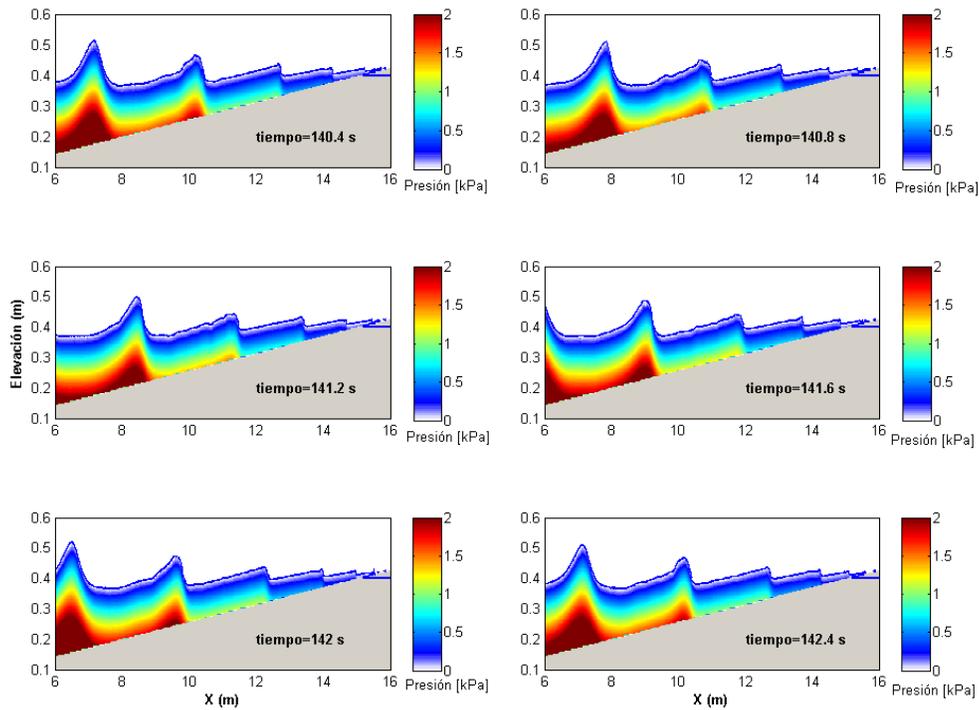


Figura 4.16 Campo de presión, obtenida por el modelo COBRAS en rotura en descrestamiento, la escala de color representa la magnitud de presión.

4.3.2 Términos de la ecuación de Euler

De igual manera, que para rotura en voluta, se utilizó la ecuación de Euler para el gradiente de presión. En tres posiciones diferentes sobre el perfil de la playa. La localización de estos puntos se presenta en la Figura 4.17, donde se aprecia que se seleccionó un punto en la zona de peraltamiento de la ola (P-1), otro donde se presenta la rotura (P-2) y por último uno más en la zona de lavado, cerca de la línea de costa (P-3). Dicho análisis se realizó para celdas del modelo numérico ubicadas cerca del fondo, zona en la que se presenta el esfuerzo cortante que induce el movimiento de arena y eventual transporte de sedimentos.

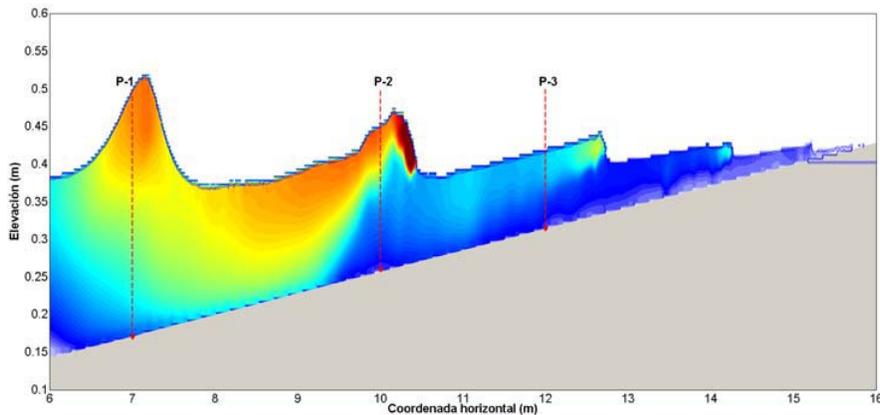


Figura 4.17 Ubicación de los puntos de comparación para los términos de la ecuación de Euler, para rotura en descrestamiento.

Para cada una de estas ubicaciones, se elaboraron gráficas de los términos de la aceleración total, aceleración local y términos de advección vertical y horizontal; además de la sumatoria de los tres términos de aceleración.

Los resultados se presentan en la Figura 4.18. Los paneles superiores muestran la variación del gradiente de presión horizontal (línea sólida) y su comparación con la sumatoria de los tres términos de aceleración total en la horizontal (línea punteada). Se presenta un muy buen ajuste de ambas líneas, incluso mejor que aquél observado durante el caso de rotura en tipo voluta. La diferencia estriba en que las contribuciones del término de advección horizontal son muy pequeñas. Lo que a su vez señala que el gradiente de presión puede ser parametrizado en función de la aceleración local.

Lo anterior se confirma en los paneles medios superiores que presentan para los tres puntos seleccionados, los resultados del término de la aceleración local (línea punteada, du/dt) junto con el resultado obtenido para el gradiente de presión horizontal. Al igual que en el caso de rotura en tipo voluta, se observa un muy buen ajuste del gradiente de presión horizontal con este término (du/dt). Lo que indica la validez de la hipótesis presentada por Hoefel y Elgar (2003) para ambos tipos de rotura estudiados en este trabajo.

En los paneles medios inferiores se presentan los resultados de los términos de advección horizontal ($u \, du/dx$), el cual ilustra aportaciones mínimas en los tres puntos de análisis. Sin embargo, se revela una complicada variación espacial de su contribución, ya que su magnitud depende del punto de análisis. Por ejemplo, en la zona de peraltamiento de la ola (P-1), su contribución tiene una dirección marcada hacia fuera de la costa, mientras que en la región de rotura (P-2) y en la zona de lavado (P-3) tiene una dirección hacia la costa (i.e. positivo). Por último, los paneles inferiores ilustran la variación temporal del término de advección vertical en estos tres puntos, en estas gráficas es posible determinar que para este caso de análisis la contribución de dicho término es despreciable. Al igual que en el caso de la rotura en voluta, estas observaciones están en sintonía con lo propuesto por Foster et al. (2006), quienes propusieron la caracterización del gradiente de presiones en función de la aceleración local y el término de advección horizontal ($du/dt + u \, du/dx$).

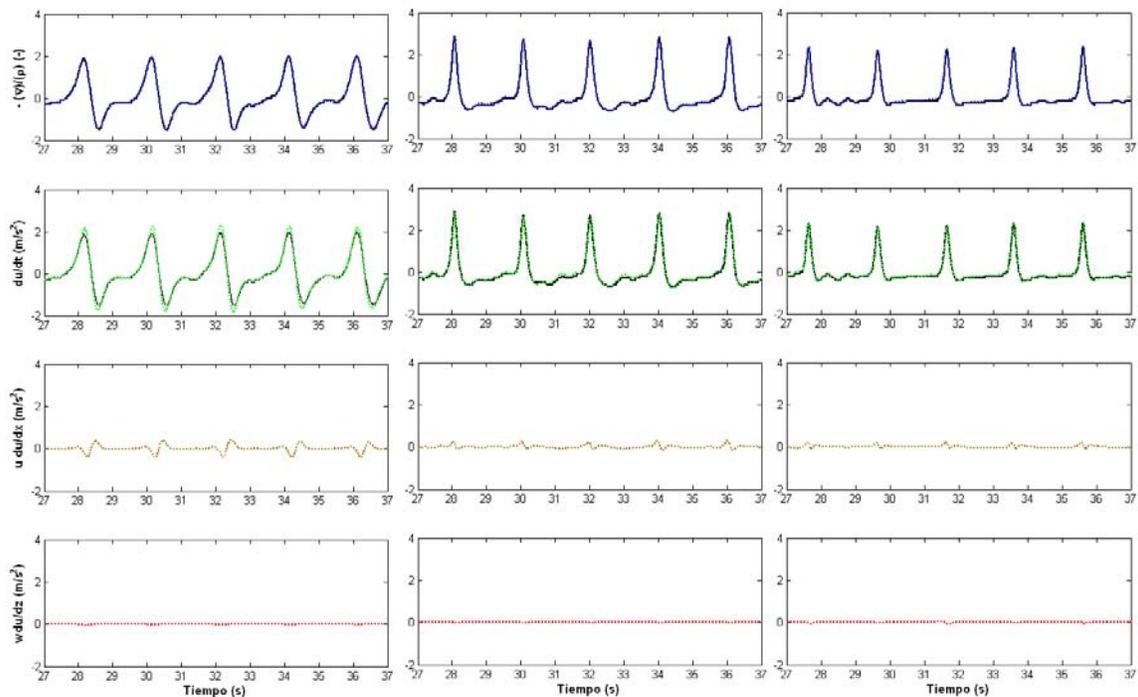


Figura 4.18 Gráficas de los términos de la ecuación de Euler para P-1 ($x=7.0$ m), P-2 ($x=10.0$ m) y P-3 ($x=12.0$ m); para rotura de tipo descrestamiento.

4.4 **Discusión de diferencias entre ambos tipos de rotura**

En esta última sección se discutirán las diferencias entre los resultados obtenidos bajo ambas condiciones de rotura seleccionadas. En ambos casos las olas que se utilizaron para la propagación fueron ondas cnoidales, que presentan una asimetría vertical más pronunciada respecto a sus contrapartes regulares. Siendo la única diferencia entre ambas pruebas, el tipo de rotura que se presenta sobre la pendiente de la playa.

La diferencia en las condiciones de rotura del oleaje presentadas, generaron diferencias en los mecanismos de disipación de energía y comportamiento de la amplitud de la ola a lo largo del canal. Se pudo observar que para el caso de descrestamiento el proceso de rotura es iniciado antes sobre la pendiente de la playa, con lo que se amplía la región conocida como zona de rompientes. Esto permite que la disipación de energía sea más lenta que en el caso de rotura en voluta, en el que se aprecia una disipación más rápida de la energía, la cual está asociada a la intensa turbulencia que se genera como consecuencia del impacto de la ola sobre la playa.

Además, los resultados numéricos indicaron un comportamiento totalmente distinto respecto al transporte de la energía (i.e. intensidad de la turbulencia). A partir de la comparación de los mapas espacio temporales de las variables de interés, turbulencia, velocidades y presión, se pudieron identificar claras divergencias entre el régimen hidráulico asociado a cada condición de rotura. Por ejemplo, en la condición de rotura en voluta fue posible identificar una predominancia en el transporte de la turbulencia hacia la costa, mientras que en el descrestamiento se observa más una predominancia hacia el mar. Estas observaciones están de acuerdo con lo reportado por Ting y Kirby (1994), quienes concluyeron que ambos tipos de rotura están asociados a procesos de acreción (voluta) y erosión (descrestamiento) de una playa.

Por lo que respecta a la comparación de la presión generada bajo ambas condiciones, para las condiciones de rotura tipo voluta, fue posible identificar ciertos valores pico en la región donde la ola se colapsa sobre la pendiente de la playa. Estos valores han sido observados por otros investigadores en pruebas de laboratorio a escala prototipo (Pedrozo-Acuña et al. 2008), durante la acción de oleaje tipo voluta. Sin embargo, las magnitudes aquí presentadas por el gradiente de

presión no es tan significativa, esto se debe a que la rotura se puede clasificar como una voluta suave y no una voluta violenta.

En la parte final del análisis se incorporó un análisis del gradiente de presión en función de la descripción propuesta por Euler, que desprecia las contribuciones de la turbulencia y la gravedad. Para ambos casos se observó un comportamiento similar, que el gradiente de presión horizontal puede ser bien aproximado por la aceleración total, lo que indica una trascendencia menor de la contribución de los efectos de turbulencia y gravedad en el flujo. Por otra parte, ambos casos aquí estudiados demostraron la validez de la propuesta realizada por Hoefel y Elgar (2003), quienes caracterizaron al gradiente de presión horizontal en función solamente de la aceleración local (du/dt). En ambos casos, la aproximación de la aceleración local al gradiente de presiones horizontal fue excelente pues ambas gráficas están prácticamente superpuestas en las dos condiciones.

Se demostró a su vez, que el término de la advección horizontal ($u du/dx$), juega un papel muy importante en ambos casos de rotura, mientras que para ambos casos la contribución del término de advección vertical ($w du/dz$) puede ser considerada despreciable.

Capítulo 5. Conclusiones

Como resultado del estudio presentado en este trabajo de investigación, se obtuvieron las conclusiones siguientes:

- El modelo numérico de alta resolución reprodujo de forma satisfactoria, las condiciones de oleaje generadas en laboratorio (Ting y Kirby, 1994) bajo el forzamiento de ondas cnoidales con dos tipos distintos de rotura.
- Esto permitió que se comprobará la utilidad diagnóstica de este tipo de herramienta numérica, dado que a partir de su validación fue posible utilizarla para valorar el balance de los procesos asociados a condiciones de flujo en la zona de rompientes.
- A partir de los resultados numéricos fue posible determinar que la naturaleza de la disipación de la energía en la zona de rompientes, notando que ésta lleva más tiempo en la rotura tipo descrestamiento. Esto se debe a que la zona de rompientes cubre una amplia región sobre la pendiente de la playa. Mientras que para el caso de rotura tipo voluta, ocurre lo contrario, se reduce el área de la zona de rompientes y se produce una disipación más eficiente de la energía. Esta disipación está también asociada a los altos niveles de turbulencia observada en este tipo de rotura, que se genera como consecuencia del impacto de la ola sobre la playa.
- Por su parte, la turbulencia se encuentra presente en ambos tipos de rotura, sin embargo; el mecanismo de generación y destrucción es completamente diferente. Durante la rotura tipo voluta el modelo numérico describió un transporte de la turbulencia hacia la costa, de acuerdo con las observaciones de Ting y Kirby (1994). Además se observó que los niveles de turbulencia más altos se concentraban en la región de impacto de la ola, ocupando toda la columna de agua. Mientras que durante la rotura tipo descrestamiento, se observó una menor intensidad de la turbulencia con altos niveles

concentrados en la cresta de la ola. Esta turbulencia decae gradualmente conforme la ola avanzaba hacia la costa, indicando un transporte de turbulencia hacia el mar.

- El campo de presiones estimado para ambos tipos de rotura también ilustró notables diferencias. Durante la rotura tipo voluta, se identificaron valores impulsivos de las presiones en la región en donde la ola colapsa y golpea la pendiente de la playa. Estas observaciones, están de acuerdo con los resultados presentados por Pedrozo-Acuña et al. (2008), quienes asociaron la presencia de este tipo de comportamiento a los impactos de olas rompiendo en voluta sobre las playas. Por el contrario, para el caso de rotura tipo descrestamiento, se observó un comportamiento más uniforme del campo de presiones sobre la playa.
- La investigación diagnóstica realizada permitió verificar la utilidad de la ecuación de Euler para aproximar al gradiente de presiones horizontal. Los resultados numéricos comprobaron la validez de esta ecuación bajo ambas condiciones de rotura. Si bien es cierto que existen pequeñas diferencias entre el gradiente de presión horizontal y la aceleración total del fluido, se puede afirmar que éstas son mínimas y atribuibles a las tensiones tangenciales y la turbulencia.
- Notablemente, durante ambos tipos de rotura se demostró la utilidad de la hipótesis de Hoefel y Elgar (2003), quienes propusieron que el gradiente de presión horizontal puede ser aproximado por la aceleración local (du/dt). En ambos casos se observó un buen ajuste de este término al gradiente de presión horizontal. Sin embargo, cabe señalar que el ajuste era notoriamente mejorado cuando se incluían los términos de advección horizontal y vertical.
- Los resultados numéricos ilustraron que la advección horizontal ($u du/dx$) aunque pequeña en los casos estudiados, puede jugar un rol importante en el balance de la aceleración total obtenida. Mientras que en ambos casos estudiados, la contribución del término de advección vertical ($w du/dz$), puede ser considerada despreciable.

Capítulo 6. Futuras líneas de trabajo

Los resultados obtenidos, forman parte de una investigación en proceso que se realiza en el Instituto de Ingeniería de la Universidad Nacional Autónoma de México. En consecuencia, existen estudios que están en proceso y que continúan el esfuerzo presentado en este trabajo. Dentro de éstos se incluyen la realización de experimentos en el Canal de Oleaje del IIUNAM, a fin de obtener una mejor caracterización del flujo en la zona de rompientes. Dentro de las futuras líneas de trabajo que se encuentran abiertas se pueden mencionar las siguientes:

- Relacionar las observaciones del régimen del flujo encontradas en este trabajo con el transporte de sedimentos y la morfología de playas bajo distintas condiciones de rotura. Dado que la zona de rompientes es una región donde las técnicas de medición tradicionales no funcionan. Se plantea la utilización de una nueva técnica de laboratorio conocida como BIV (velocidad de burbujas en imagen, por sus siglas en inglés). Esta técnica consiste en analizar un conjunto de imágenes tomadas a alta velocidad a través de una modificación del color de la imagen, con lo que se obtiene información sobre el campo de velocidades a partir del seguimiento de las burbujas en movimiento en una serie de fotografías (Ryu et al., 2005). La ventaja de la aplicación de este método es que permite realizar mediciones del flujo en una región en donde hasta hace poco su estudio había sido imposible.
- Realizar investigaciones experimentales a fin de caracterizar la variación espacial del gradiente de presión horizontal en la zona de rompientes. Esto permitiría avanzar en la parametrización del transporte de sedimentos con forzamientos adicionales al concepto de velocidad en el fondo.

Capítulo 7. Bibliografía

- Baird, A. J. and Horn, D. P. (1996) Monitoring and modeling groundwater behavior in sandy beaches. *Journal of Coastal Research*, 12(3): 630-640.
- Baird, A. J. and Horn, D. P. and Maason, T. E. (1998) validation of a Boussinesq model of beach groundwater behaviour. *Marine Geology* (148): 55-69.
- Baird, A. J., Mason, T. E., Horn, D. P. and Baldock, T. E. (1997). Monitoring and modeling groundwater behaviour in sandy beaches as a basis for improved models of swash zone sediment transport. In: E. B. Thornton (Editor), *Coastal Dynamics*. ASCE, New York, pp. 774-783.
- Basco, D. R. (1985) A qualitative description of wave breaking. *J. Waterw., Port, Coastal Ocean Eng.* 111(2), 171-188.
- Battjes, J. A. (1974) Computation of set-up, longshore currents, run-up and overtopping due to wind-generated waves. Delft Univ. Tech. PhD-dissertation.
- Battjes, J. A. , and J. P. F. M. Janssen (1978) Energy Loss and Set-up due to Breaking of Random Waves, Proc. 16 th Intl. Conf. Coastal Eng., ASCE, Hamburg, 1978.
- Berkhoff, J.C.W., (1982) Refraction and diffraction of water waves -- wave deformation by a shoal. Comparison between computations and measurements. Report on mathematical investigation. Delft Hydraulics Laboratory W 154 Part VIII.
- Calantoni, J. and Puleo, J.A., (2006) Role of pressure gradients in sheet flow of coarse sediments under sawtooth waves. *Journal of Geophysical Research*, 111(C1): C01010 doi:10.1029/2005JC002875.
- Chorin, A. J. (1968) Numerical solution of the NAvier-Stokes equations, *Math. Comput.* 22, 745-762.
- Christensen, E. D., Walstra, D.J. and Emerat, N. (2002) Vertical variation of the flow across the surf zone. *Coastal Eng.* 45, pp. 169-198
- Cokelet, E. D. (1977) Steep gravity waves on arbitrary uniform depth. *Phil trans. Roy. Soc. Lond.*, 286, 183-230
- Cowell, P. J. y Thom, B. G. (1994) Morphodynamics of coastal evolution. En: R. W. G. Carter y C. D. Woodroffe (editors), *Coastal Evolution*, Cambridge University Press, Cambridge, pp: 33-86
- Cowen E. A., Sou I. M., Liu, L. F. and Raubenheimer, B. (2003) PIV measurements within a laboratory generated swash zone. *ASCE J. Eng. Mech.* 129, 1119-1129.
- Cox, D. T. and Anderson, S. L. (2001) Statistics of intermittent surf zone turbulence and observations of large eddies using PIV. *Coastal Eng.* 43, 121-131.
- Cox, D. T., Hobensack, W. and Sukumaran, A. (2000) Bottom stress in the inner surf and swash zone. In: B. Edge (Editor), 27 th International Conference on Coastal Engineering. ASCE, Sidney, Australia, pp. 108-119.
- Cox, D. T., N. Kobayashi, and A. Okayasu (1995) Experimental and numerical modeling of surfzone hydrodynamics. Res. Rep. No. CACR-95-07, University of Delaware. 293 pp
- Dally, W. R. (1990). Random Breaking Waves: A Closed-form Solution for Planar Beaches, *Coastal Eng.*, 14; 3,233-265.
- Dally, W. R. (2000) Roller momentum thickness and residual turbulence. In Proceedings of the 27 th Conference Coastal Engineering. American Society of Civil Engineers, pp. 59-69.

- Dally, W. R., Dean, R. G. and Dalrymple, R. A. (1985) Wave height variation across beaches of arbitrary profile. *Journal of Geophysical Research*, Vol 90, N^o C6, pp. 11917-11927.
- Dalrymple, R. A. (1975) A mechanism for rip current generation on an open coast. *Journal of Geophysical Research*, 80: 3485-3487.
- Dean, R.G. (1991) Equilibrium beach profiles: characteristics and applications, *J. Coast. Res.* 7 (1), pp. 53-84.
- Dingemans, M.W., Stive, M.J.F., Bosma, J., De Vriend, H.J. and Vogel, J.A., (1986) Directional nearshore wave propagation and induced currents. In: *Proc. 20th Int. Conf. Coastal Eng. ASCE*, pp. 1092-1106.
- Dingemans, M.W., (1987) Verification of numerical wave propagation models with laboratory measurements. HISWA verification in the directional wave basin. *Delft Hydraulics Laboratory H 228*, 4 volumes.
- Drake, T.G. and Calantoni, J., (2001) Discrete particle model for sheet-flow sediment transport in the nearshore. *Journal of Geophysical Research*, 106(C9): 19859-19868.
- Duncan, J. H. (1981) An experimental investigation of a wave breaking produced by a towed hydrofoil. *Proc. Roy. Soc. Lond A377*, 331-348.
- Ebersole, B.A. and Hughes, S.A., (1987) DUCK85 photopole experiment. *Misc. Pap., CERC 87- 18*, US Army Eng. W.E.S., CERC.
- Elfrink, B. and Baldock, T. (2002) Hydrodynamics and sediment transport in the swash zone: a review and perspectives. *Coastal Engineering*, 45: 149-167.
- Elfrink, B., Hanes, D.M. and Ruessink, B.G., (2006) Parameterization and simulation of near bed orbital velocities under irregular waves in shallow water. *Coastal Engineering*, 53(11): 915-927.
- Fredsoe, J. and Deigaard, R. (1992) *Mechanics of Coastal Sediment Transport. Advanced Series on Ocean Engineering, Vol. 3.* World Scientific, Singapore, 369 pp.
- Foster D. L., Bowen, A. J., Holman, R.A. and Natto, P. (2006) Field evidence of pressure gradient induced incipient motion, *Journal of Geophysical Research* 111 (C05) 10.1029/2004jc002863.
- Galvin, C. J. (1968) Breaker type classification on three laboratory beaches. *J. Geophys. Res.*, 73, 12.
- Garcia, N., Lara, J. L. Losada and J. L. Lara (2004) 2-D numerical analysis of near-field flow at low-crest permeable breakwaters. *Coastal Eng.* 51(10):991-1020.
- Goda, Y. (1970). A synthesis of braking indices, *Proc. JSCE*, No. 180, pp. 39-49 (en japonés).
- Goda, Y. (1975). Irregular wave deformation in the surf zone, *Coastal Eng. In Japan*, Vol. 18, pp. 13-26.
- Greated, C.A., Skyner, D.J. and Bruce, T., (1992) Particle image velocimetry in coastal engineering laboratory. In: *Proc. 23rd Int. Conf. Coastal Eng., Venice. ASCE*, pp. 212-225.
- Guanche, R., (2008) *Análisis de la Funcionalidad y Estabilidad de Obras Marítimas mediante un Modelo Numérico Basado en las Ecuaciones de Reynolds.* Tesis Doctoral, Universidad de Cantabria.
- Guanche, R., I. J. Losada and J. L. Lara (2009) Numerical analysis of wave loads for coastal structure stability, *Coastal Eng.* 56(5-6):543-558.
- Hansen, J. B. (1990) Periodic waves in the surf zone: Analysis of experimental data. *Coast. Eng.*, 14-41.
- Harris, T. F. W. (1969) *Nearshore Circulations; Field Observation and Experimental Investigations of an Underlying Cause in Wave Tanks*, *Proceedings of Symposium on Coastal Engineering, Stellenbosh, South Africa*, 11 pp.

- Hattori, M. and T. Aono (1985) . Experimental study on turbulence structures spilling breakers. In the ocean surface (Toba and Mitsuyasu eds.) Reidel Publ. Comp., Dordrecht.
- Hirt, C. W. and Nichols, B. D. (1981) Volume of fluid vof method for the dynamics of free surface boundaries, J. Comput. Phys, Vol. 39 pp. 210-225.
- Hoefel, F. and Elgar, S., (2003) Wave-induced sediment transport and sandbar migration. *Science* 299, 1885-1887.
- Hotta, S. and Mizuguchi, M., (1980) A field study of waves in the surf zone. *Coastal Eng. Jpn.*, 23: 59-79.
- Hotta, S., Isobe, M., Izumiya, T. and Enzawa, M., (1984). Breaking criterion on a natural beach, Proc. 31 st. Japanese Conf. on Coastal Eng., JSCE, pp. 44-48, (en japonés).
- Hsu, T.J., Hanes, D. M., (2004) Effects of wave shape on sheet flow sediment transport. *J. Geophys. Res.* 109 (C05025).
- Hsu, T. J., Sakakiyama, T. and Liu, P.L.-F. (2002) A numerical model for wave motions and turbulence flows in front of a composite breakwater. *Coastal Eng.* 46: 25-50.
- Hughes, M. G. (1992) Application of a non-linear shallow water wave theory to swash following bore collapse on a sandy beach. *Journal of Coastal Research*, 8: 562-578.
- Hughes, M. G. (1995) Friction factors for wave uprush. *Journal of Coastal Research*, 11(4): 1089-1098.
- Iversen, H. W. (1952). Laboratory study of breakers. In: Gravity waves, Nat. Bur. Stan., Wash DC., Circ no 521, 9-32.
- Iwagaki, Y. and T. Sakai. (1976). Representation of particle velocity of breaking waves on beaches by Dean's stream function. *Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyoto Univ.* 38,1
- Iwata, K. and Tomita, T., (1992) Variation of potential and kinetic wave energy in surf zone. In: Proc. 23rd Int. Conf. Coastal Eng., Venice. ASCE, pp. 336-349.
- Johnson, J. W. (1956) Dynamics of nearshore sediment transport. *Bull. Am. Assoc. Pet. Geol.* Pp. 2211-2232.
- Komar, P. D. (1998) *Beach Processes and Sedimentation*, Upper Saddle River: Prentice-Hall.
- Kothe, D. B., Mjolsness, R. C. and Torret, M. D. (1991) RIPPLE: a computer program for incompressible flows with free surfaces. Los Alamos National Laboratory, Report LA-12007-MS.
- Lara, J.L., Garcia, N., Losada, I.J. (2006a) RANS modelling applied to random wave interaction with submerged permeable structures. *Coast Eng.* 53, 395-417.
- Lara, J.L., Losada, I.J., Liu, P.L.F., (2006b). Breaking waves over a mild gravel slope: experimental and numerical analysis. *J. Geophys. Res.* 111 (C11019)
- Larson, M., Kraus, N.C., Wise, R.A., (1999) Equilibrium beach profiles under breaking and non-breaking waves. *Coastal Engineering*, 36(1), 59-85.
- Lemos, C. (1992) Wave breaking, a numerical study. *Lecture Notes in Engineering* vol. 71, Springer-Verlag, Berlin.
- Lin, P. (1998) Numerical modeling of breaking waves, Ph.D. thesis, Cornell Univ., Ithaca, N.Y:n
- Lin, P., and P. L.-F. Liu (1998) A numerical study of breaking waves in the surf zone, *Journal of Fluid Mechanics* 359, pp. 239-264
- Lin, P. and Liu, P. L.-F. (1998a) A numerical study of breaking waves. *Journal of fluid mechanics*, 359: 239-264.
- Lin, P. and Liu, P. L.-F. (1998b) Turbulence transport, vorticity dynamics and solute mixing under plunging waves in surf zones. *Journal of Geophysical Research*, 103(15): 15677-15694.
- Lin, P. and Xu, W. (2005) NEWFLUME: a numerical water flume for two-dimensional turbulent free surface flows. *Journal of hydraulic research*, 44 (1): 79-93.

- Lippmann, T.C. and Holman, R.A., (1991) Phase speed and angle of breaking waves measured with video-techniques. In: Proc. Coastal Sediments'91. ASCE, pp. 542-556.
- Losada, I. J., J. L. Lara, R. Guanche, and J. M. González-Ondina (2008) Numerical analysis of wave overtopping of high mound breakwaters, *Coastal Eng*, 55(1), pp. 47-62, doi:10.1016/j.coastaleng.2007.06.003.
- Madsen, P.A., Sorensen, O. R. and Schäffer, H. A. (1997) Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq type model. Part I. Model description and cross-shore motion of regular wave. *Coastal Engineering* 32, 255-287.
- Mason, T. and Coates, T.T., (2001) Sediment transport processes on mixed beaches: A review for shoreline management. *Journal of Coastal Research*, 17(3): 645-657.
- Massel, S. R. (1996) On the largest wave height in water of constant depth. *Ocean Engineering* 23: 553-573.
- McCowan, J. (1891). On the solitary wave, *Philosophical Magazine*, 5 th Series, Vol 36, pp 430-437.
- Miche, M. (1944) Mouvement ondulatoires de la mer. *Annales des ponts et chausse*, 114,25-78, 131-164, 270-292, 369-406
- Miche, R. (1951). Le pouvoir réfléchissant des ouvrages maritimes exposés à l'action de la houle, *Annales Ponts et Chaussées*, 121^e Année, pp. 285-319.
- Ministerio de Medio Ambiente y Recursos Naturales. (2010) Servicio Nacional de Estudios Territoriales. Servicio Oceanográfico Nacional/ Unidad de Geología Marina
- Mizuguchi, M. (1980) A heuristic model of wave height distribution in surf zone. Proc. 17 th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 278-289.
- Mizuguchi, M., (1986) Experimental study on kinematics and dynamics of wave breaking. In: Proc. 20th Int. Conf. Coastal Eng., ASCE, pp. 589-603.
- Nadaoka, K., Hino, M. and Koyano, Y., (1989) Structure of the turbulent flow field under breaking waves in the surf zone. *J. Fluid Mech.*, 204: 359-387.
- Nadaoka, K. and T. Kondo (1982). Laboratory measurements of velocity field structure in the surfzone by LDV. *Coastal Engrg. Japan*, 25, 125-145
- Nair, R. B., Roelvink, J. A. and Southgate, H. N. (1990). Transition zone width and implication for modeling surf zone hydrodynamics. In: Proceedings of the 22 nd International Conference on Coastal Engineering, Delft. American Society of Civil Engineers, New York, pp. 68-81.
- Nelson, R., (1997). Height limits in top down and bottom up wave environments. Technical Note. *Coastal Engineering*. Vol. 32, n°2-3, pp. 247-254.
- Nielsen, P. (1997). Coastal groundwater dynamics. In: E. B. Thornton (Editor), *Coastal Dynamics*. ASCE, Plymouth, UK, pp. 546-555.
- Nielsen, P. and Turner, I.L. (2000) Groundwater waves and water exchange in beaches. In: B. Edge (Editor), 27 th International Conference on Coastal Engineering. ASCE, Sidney, Australia, pp. 2356-2363.
- Noda, E. K. (1972) Rip currents. In Proceedings of the 13 th Conference on Coastal Engineering. American Society of Civil Engineers, pp. 653-668.
- Okayasu, A. (1989) Characteristics of turbulence structures and undertow in the surf zone. PhD Thesis, Yokohama Nat. Univ.

- Osiecki, D. A. and Dally, W. R. (1996) The influence of rollers on longshore currents. In Proceedings of the 25 th Conference on Coastal Engineering. American Society of Civil Engineers, pp. 653-668.
- Ostendorf, D. W. and Madsen, O. S., (1979). An analysis of longshores currents and associates sediment transport in the surf zone, MIT Rep., Sea Grant, 79-130,169 pp
- Pedrozo-Acuña, A., (2005) Concerning swash on steep beaches, PhD Thesis, University of Plymouth, 226p.
- Pedrozo-Acuña, A. (2010) Procesos costeros y morfodinámicos de playas. Instituto de Ingeniería, UNAM. pp: 12-15,125-127
- Pedrozo-Acuña, A., Simmonds, D.J., Chadwick, A.J. and Silva, R., (2007) A numerical-empirical approach for evaluating morphodynamic processes on mixed and gravel beaches. *Marine Geology*, 241(1-2): 1-18.
- Pedrozo-Acuña, A., Simmonds, D.J., Otta, A.K. and Chadwick, A.J., (2006). On the cross-shore profile change of gravel beaches. *Coastal Engineering*, 53(4): 335-347.
- Pedrozo-Acuña, A., Simmonds, D.J., Reeve, D. E. (2008) Wave-impact characteristics of plunging breakers acting on gravel beaches, *Marine Geology*, 253,23-35.
- Pedrozo-Acuña, A., Torres-Freyermuth, A., Zou, Q., Hsu, T.-J., Reeve, D.E (2010) Diagnostic modelling of impulsive pressures induced by plunging breakers impinging on gravel beaches. *Coastal Engineering* 57, pp. 252-266.
- Pedrozo-Acuña, A., Torres-Freyermuth, A., Zou, Q., Hsu, T.-J., Reeve, D.E (2010) Diagnostic investigation of impulsive pressures induced by plunging breakers. *Coastal Engineering*.
- Pedrozo-Acuña, A., Torres-Freyermuth, A., Zou, Q., Hsu, T.-J., Reeve, D.E., (*en arbitraje*) Diagnostic modelling of impulsive pressures induced by plunging breakers. *Coastal Engineering*
- Peregrine, D. H. and S. M. Williams (2001). Swash overtopping a truncated plane beach. *J. fluid Mech.*, 440, 391-399.
- Puleo, J. A., Beach, R. A., Holman, R. A. and Allen, J. S. (2000) Swash zone sediment suspension and transport and the importance of bore-generated turbulence. *Journal of Geophysical Research*, 105(C7): 17021-17044
- Puleo, J. A., Farhadzadeh, A., Kobayashi, N. (2007) Numerical simulation of swash zone fluid accelerations. *Journal of Geophysical Research* 112, C07007. Doi:10.1029/2006JC004084
- Rodi, W. (1980) *Turbulence Models and Their Application in Hydraulics-A-State-of-the-Art Review*.int Assoc. for Hydraul. Res, Delft, Netherlands.
- Roelvink, J. A. and Stive, M. J. F. (1989). Bar-generating cross-shore flow mechanisms on a beach. *J. Geophys. Res.*, 94(C4): 4785-4800.
- Ryu Y., K.-A. Chang and H.-J. Lim (2005) Use of bubble image velocimetry for measurement of plunging wave impinging on structura and associated greenwater. *Meas. Sci. Technol.* 16, pp 1945-1953.
- Seymour, R.J. (Editor), (1989) *Nearshore Sediment Transport*. Plenum Press, New York. She, K., Greated, C.A. and Easson, W.J., (1993) Experimental study of 3-D breaking waves. *J. Fluid Mech.*, submitted.
- Smith, J. M., Larson, M. and Kraus, N. C. (1994). Longshore current on a barred beach: Field measurements and calculation. *J. Geophys. Res.*, 98(C12): 22717-22731.
- Stockes, G. G. (1880). *On the theory of oscillatory waves*, mathematical and physical papers 1, 225-228. Cambridge Univ. Press.
- Sunamura, T., (1983) Processes of seacliff and platform erosion, in Komar, P. D., ed, *CRC handbook of coastal processes and erosion* : Boca Raton, Fla., CRC Press, p. 233-265.

- Svendsen, I. A. and J. B. Hansen (1976). Deformation up to breaking of periodic waves on a beach . ASCE. Proc. 15th Int. Conf. Coast. Engrg., Chap 27, 477-496
- Svendsen, I. A. (1984). Wave height and set-up in the surf zone. *Coast. Eng.* 8, 4, 303-329.
- Svendsen, I. A. (1984a) Wave heights and set-up in a surf zone. *Coastal Eng.* , 8: 303-329
- Svendsen, I. A. (1984b) Mass flux and undertow in a surf zone. *Coastal Eng.* , 8: 347-364
- Svendsen, I. A. and J. B. Hansen (1986) The interaction of waves and currents over a longshore bar. ASCE Proc. 20th Int. Conf. Coast. Engrg., Ch. 116, 1580-1594.
- Svendsen, I. A. and Putrevu, U. (1994) Nearshore mixing and dispersion. *Proceedings of the Royal Society of London*, 445: 561-576.
- Svendsen, I. A., (1987). Analysis of surf zone turbulence. *J. Geophys. Res.* 92, C5, 5115-5124.
- Svendsen, I.A., (2005) Introduction to nearshore hydrodynamics, *Adv. Ser. Ocean Eng.* 24 World Scientific.
- Svendsen, I. A., Veeramony, J., Bakunini, J. and Kirby, J. T. (2000) The flow in weak turbulent hydraulic jumps. *J. Fluid Mech.* 418, 25-57.
- Svendsen, I. A. and Veeramony J. (2001). Wave breaking in wave groups. *J. of Wtrwy., Port, Coast., and Oc. Engrg., ASCE*, 127 (4), 200-212.
- Svendsen I. A., (2005) Introduction to nearshore hydrodynamics, *Advanced Series on Ocean Engineering*, Vol. 24. ISBN 981-256-142-0, World Scientific. Singapore, 745pp.
- Thornton, E.B. and Guza, R.T., (1983): "Transformation of Wave Height Distribution, *Journ. of Geophys. Research*, Vol. 88, No. C 10, pp. 5925-5938
- Tilen Kusterle, (2007). Surf zone Hydrodynamics. University of Ljubljana. Faculty of mathematics and physics. Department of physics.
- Ting, F.C.K. and Kirby, J.T., (1994) Observation of undertow and turbulence in a laboratory surf zone. *Coastal Eng.*, 24(1-2): 51-80.
- Ting, F.C.K. and Kirby, J.T., (1995) Dynamics of surf-zone turbulence in a strong plunging breaker. *Coastal Eng.*, 24: 177-204.
- Ting, F.C.K. and Kirby, J.T., (1996) Dynamics of surf-zone turbulence in a spilling breaker. *Coastal Eng.*, 27: 131-160.
- Torres-Freyermuth, A., Losada, I.J., Lara, J.L., (2007) Modelling of surf zone processes on a natural beach using Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations. *J. Geophysical. Res.* 112 (L05601)
- Turner, I. L. (1995) Simulating the influence of groundwater seepage sediment on sediment transported by the sweep of the swash zone across macro-tidal beaches. *Marine Geology*, 125 (1-2): 153-174.
- Van Dorn, W. G. (1978). Breaking invariants in shoaling waves. *J. Geophysical. Res.*, 83, 2981-2988.
- Vincent, C.L. and Briggs, M.J. (1989). Refraction-diffraction of irregular waves over a mound. *J. Waterw. Port Coastal Ocean Eng.*, 115 (2): 269-284.
- Weishar, L. L., Byrne, R. J. (1978). Field study of breaking wave characteristics. *Proc. Conf. Coastal Eng.*, 16th, pp. 487-506.
- Wright, L.D. y Tom, B. G. (1977) Coastal depositional landforms: A morphodynamical approach. *Progress in Physical Geography*, 1, 412-459.
- Yamada, H. and T. Shiotani (1968). On the highest ater waves of permanent type. *Bull Dissas. Pev. Inst.*, 18, 135, 1-22