

## 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  $120^\circ$ . 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:

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

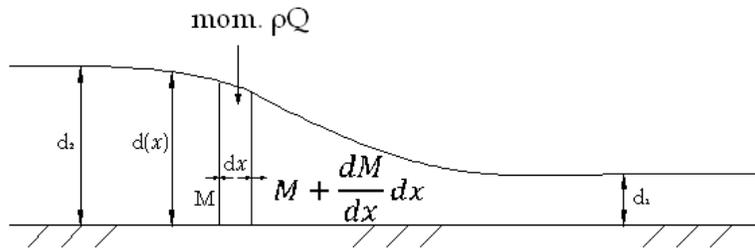


Figura 2.1 Análisis del flujo de momento en un bore. (Svendsen, 2005)

Entonces del lado izquierdo se tiene la relación de cambio de momento  $\rho Q$  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  $\xi$  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.

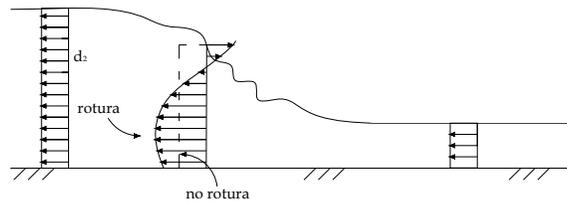


Figura 2.2 Similitud entre los perfiles de velocidad en un bore (no rotura) y un bore en rotura visto desde un sistema de coordenadas moviéndose con la velocidad del bore de manera que el movimiento de la ola parece estable. La forma de la ola equivalente se muestra como una línea discontinua (Svendsen, 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  $\alpha_v$  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  $120^\circ$ , 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 Ostendorf y Madsen. Mientras que, el criterio de rotura propuesto por Sunamura, da valores completamente diferentes a los criterios anteriores.

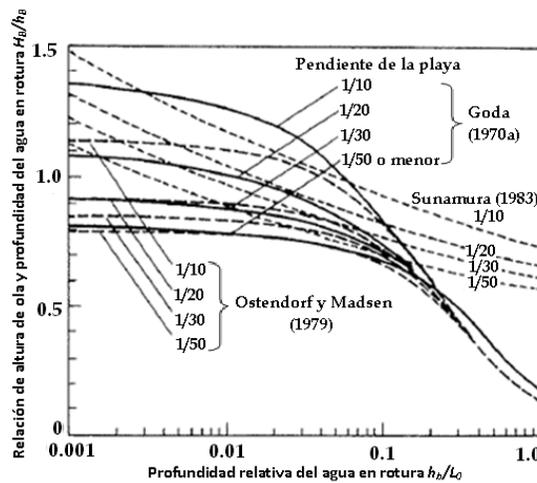


Figura 2.3 Comparación de los valores del criterio de rotura

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  $\beta$  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).

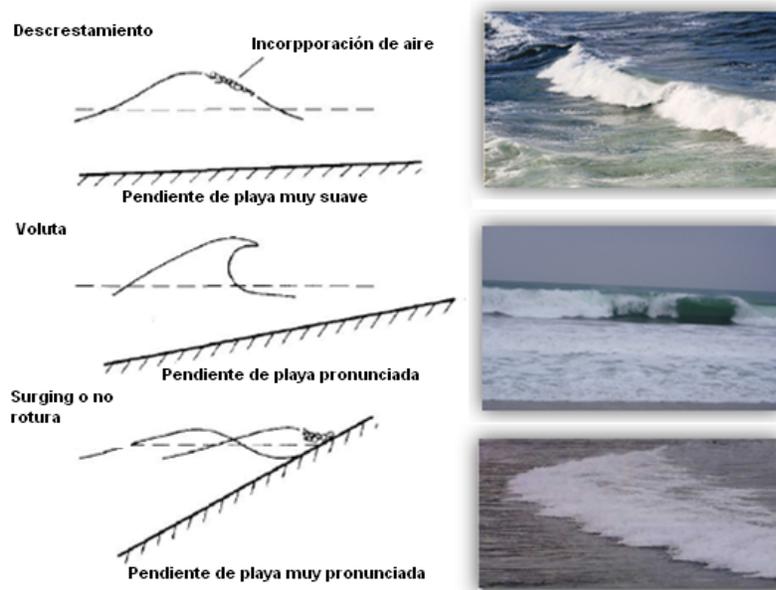


Figura 2.4 Tipos de rotura en playas (paneles izquierdos-figuras esquemáticas; paneles derechos- fotografías)

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.

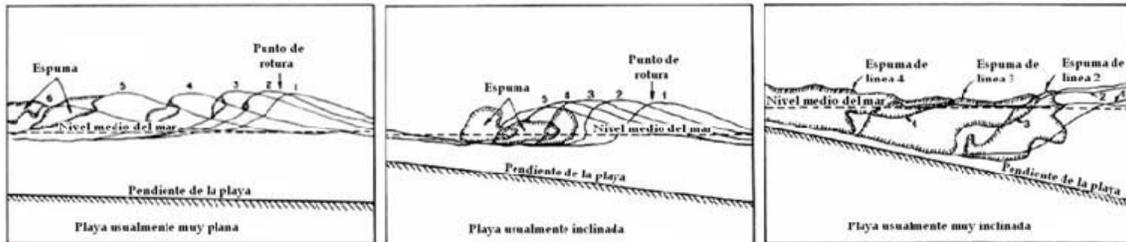


Figura 2.5 De izquierda a derecha se muestran los bocetos para la evolución de las roturas de descrestamiento, voluta y no rotura acercándose a la costa. (Tilen Kusterle, 2007)

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  $\xi_0$  y  $\xi_b$  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.

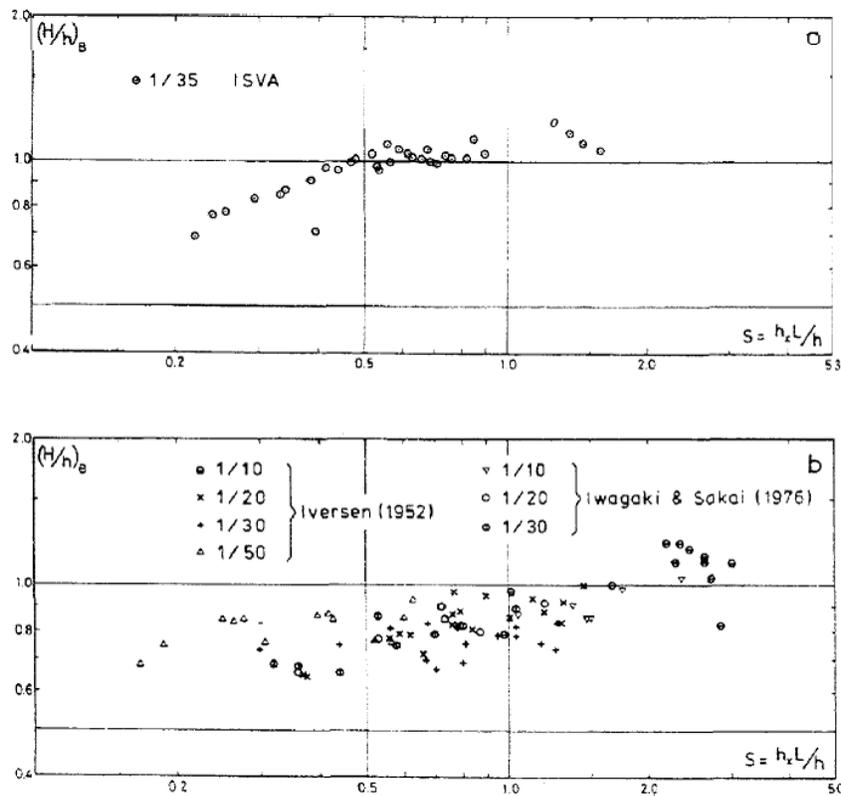


Figura 2.6 Índice de rotura contra la pendiente relativa de fondo  $S = h_x(L/h)_B$  (Svendsen y Hansen, 1976)

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.

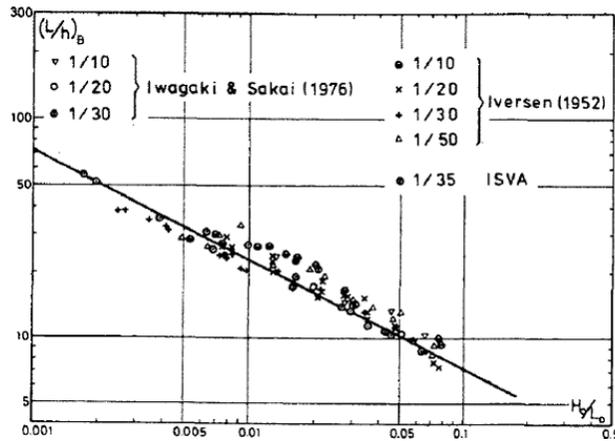


Figura 2.7 Valores de  $L/h$  en la rotura contra la inclinación de las olas en aguas profundas  $H_0/L_0$  (Svendsen y Hansen, 1976)

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.

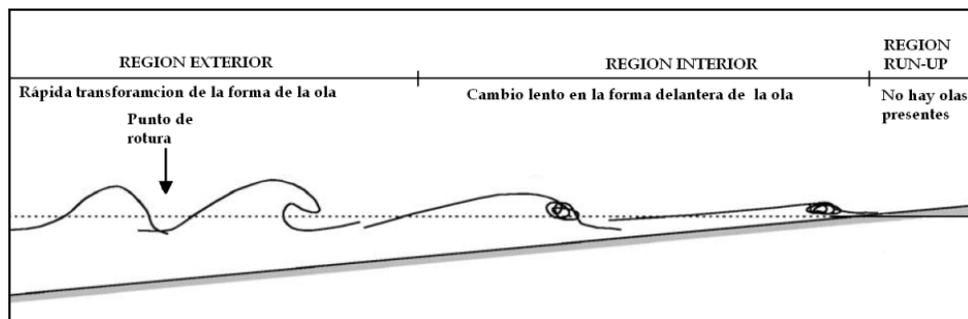


Figura 2.8 Representación esquemática de la zona de rompientes en una playa con pendiente suave. (Christensen et al, 2002).

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  $\eta/H$  (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  $\lambda$  del frente es una fracción constante de la longitud de onda local  $L$ . Para la primera aproximación se tiene:

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

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

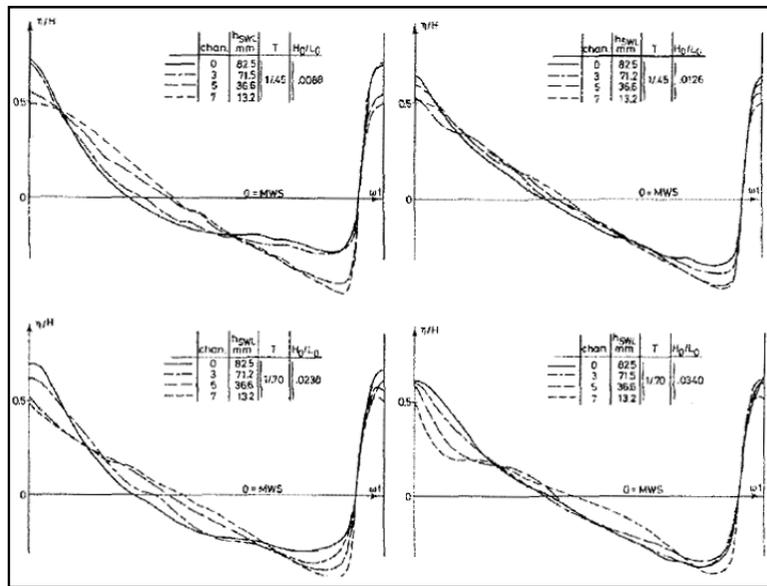


Figura 2.9 Desarrollo de los perfiles de la superficie de las olas en la zona de rompientes (Svendsen et al., 1978). La figura muestra como se propagan las olas hacia la costa, la parte trasera de las olas comienza a hacerse más rectas así que las olas eventualmente se aproximan a la forma de un diente 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  $\lambda$  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  $\eta_c$  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  $\eta_c/H$  dentro de la zona de rompientes. Evidentemente, para olas en rompiente la relación  $\eta_c/H$  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  $\eta_c/H$  es independiente de la pendiente de la playa una vez que el valor del punto de rotura ha sido determinado.

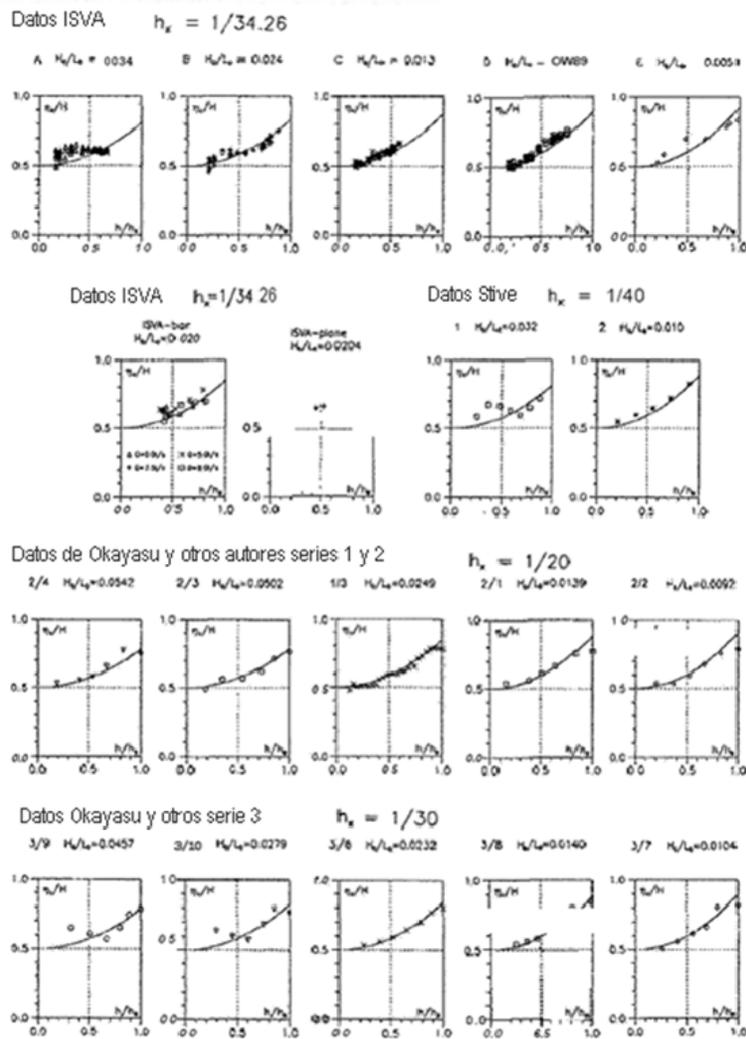


Figura 2.10 Valores experimentales de  $\eta_c/H$ - son los resultados de la ecuación 2.39 (Hansen, 1990)

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.

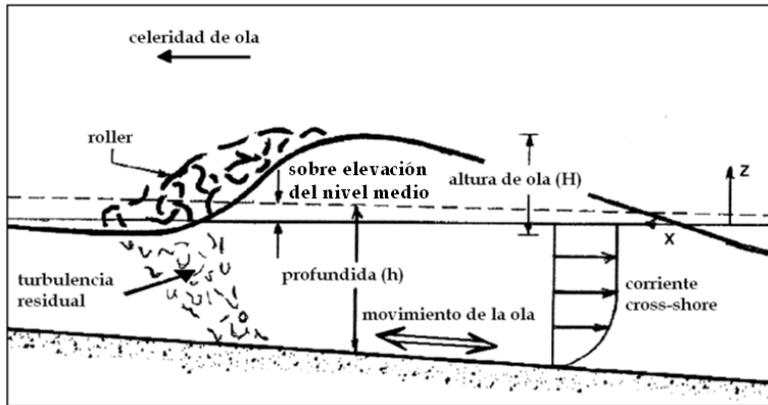


Figura 2.11 Características hidrodinámicas de la zona de rompientes (modificada de Dally, 2000)

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.

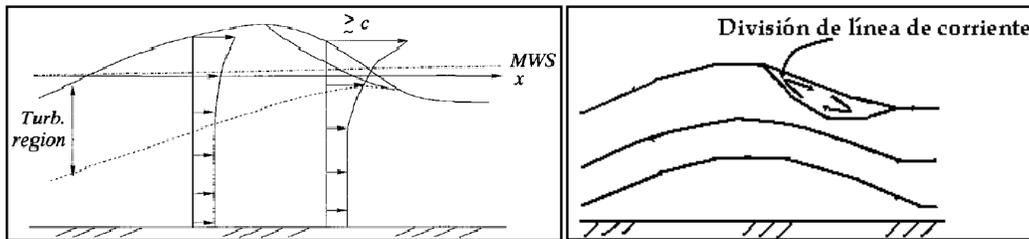


Figura 2.12 Panel izquierdo.- Ilustración de las características del campo de velocidad bajo una ola en la zona de rompientes. Panel derecho.-Campo de velocidades visto en la zona de rompientes a partir de la ola. (Svendsen, 2005).

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.

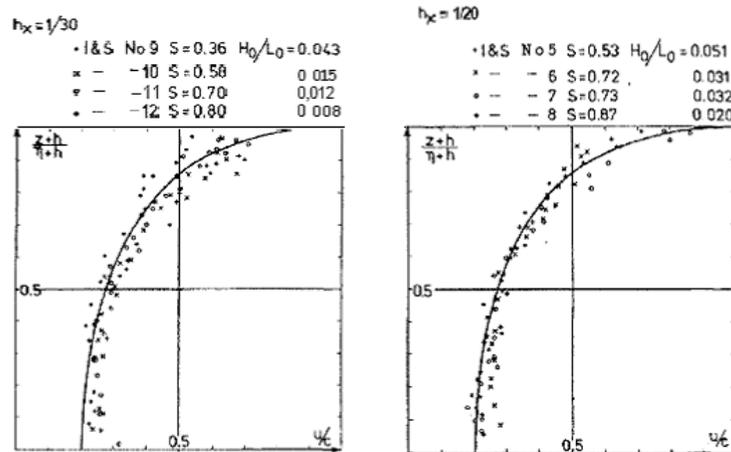


Figura 2.13 Mediciones de perfiles de velocidad bajo la cresta de las olas en rotura. Las mediciones son de Iwagaki and Sakai (1976), la curva corresponde a la ecuación 2.43

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.

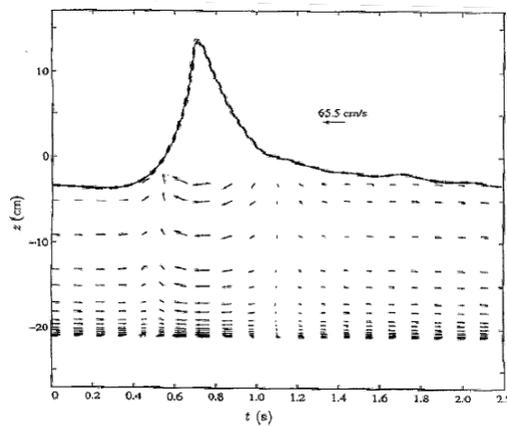


Figura 2.14 Mediciones de velocidad en campo de una ola en la zona de rompientes. La parte delantera de la cresta se hace recta. (Cox et al., 1994)

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  $\tau_{zx}$  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).

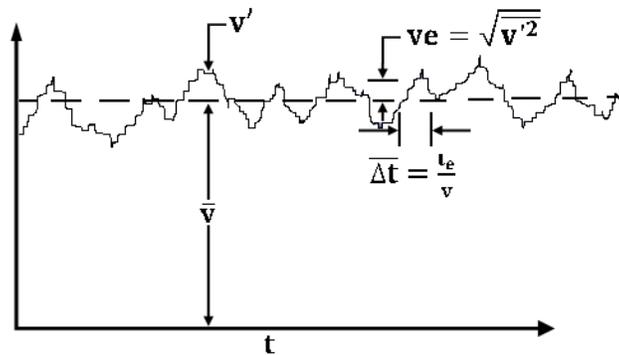


Figura 2.15 Gráfica de la intensidad promedio del remolino y periodo medio de las fluctuaciones

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).

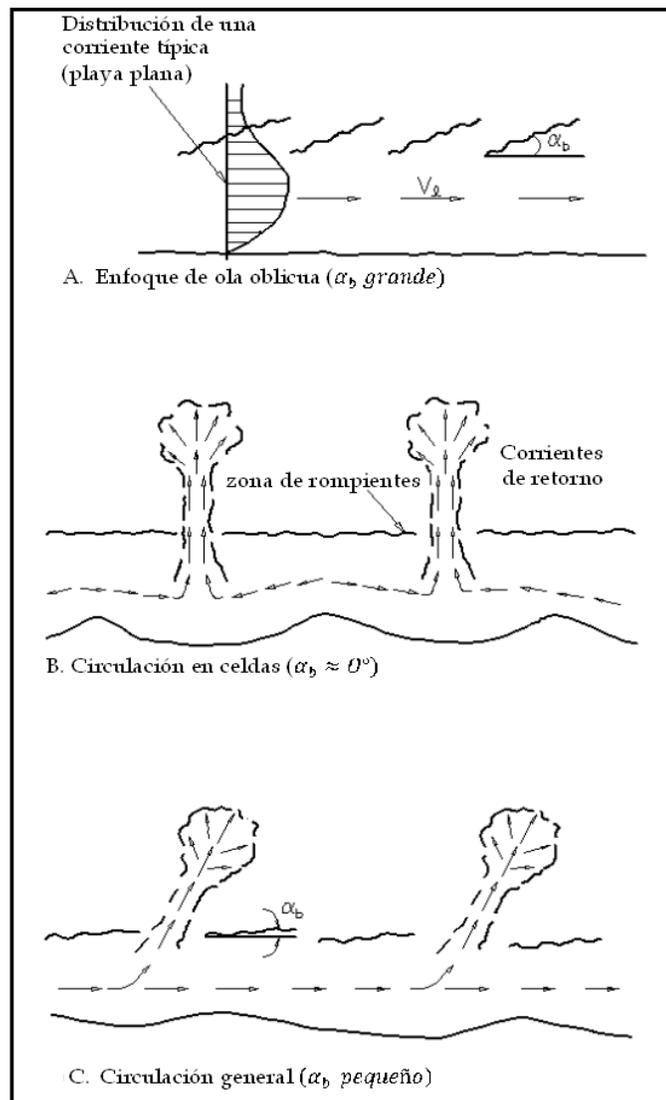


Figura 2.16 A, B, C.- Patrones de circulación observados en la zona cercana a la costa en función del ángulo de aproximación del oleaje (Komar, 1998)

### 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.

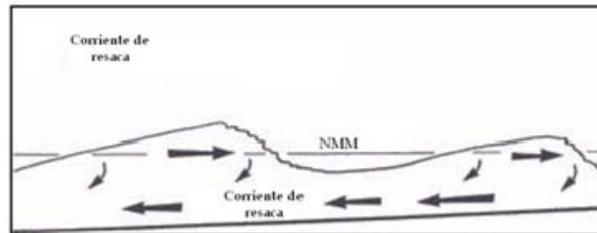


Figura 2.17 Undertow o flujo de resaca en la zona de rompientes. Representa al flujo compensatorio del transporte de masa con dirección a la costa, producido por el oleaje

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,  $\rho$  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).