



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
INGENIERIA CIVIL – HIDRÁULICA

MODELADO DE LA EVOLUCIÓN MORFODINÁMICA
DE PLAYAS, POR OLEAJE Y VIENTO

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN INGENIERÍA

PRESENTA:
ALEJANDRO RUIZ CRUZ

TUTOR PRINCIPAL
Dr. Edgar Gerardo Mendoza Baldwin, Instituto de Ingeniería

COMITÉ TUTOR
Dr. Rodolfo Silva Casarín, Instituto de Ingeniería
Dr. Ramón Domínguez Mora, Instituto de Ingeniería
Dr. Carlos A. Escalante Sandoval, Facultad de Ingeniería
M. I. Víctor Franco, Instituto de Ingeniería

MÉXICO, D. F. OCTUBRE 2013



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.

Jurado asignado:

Presidente: Dr. Domínguez Mora Ramón
Secretario: Dr. Silva Casarín Rodolfo
Vocal: Dr. Mendoza Baldwin Edgar Gerardo
1^{er}. Suplente: Dr. Escalante Sandoval Carlos A.
2^{d o}. Suplente: M. I. Franco Víctor

Lugar donde se realizó la tesis:

Instituto de Ingeniería
Universidad Nacional Autónoma de México
Circuito Escolar s/n, Ciudad Universitaria
Delegación Coyoacán, C. P. 04510
México Distrito Federal
MÉXICO

TUTOR DE TESIS:

DR. EDGAR GERARDO MENDOZA BALDWIN

FIRMA

Agradecimientos:

Existen muchas personas e instituciones a las que les quiero agradecer por el apoyo brindado para que pudiera realizar mi maestría. Por la solvencia económica que recibí, al Consejo de Ciencia y Tecnología (CONACyT), agradezco. Gracias a esta institución y por el apoyo que ofrecen es decisivo para elegir cursar una maestría. Gracias por el patrocinio, me esforzare por retribuirlo a la sociedad.

Agradezco a mi familia por su apoyo y soportar que siga estudiando, les agradezco mucho su paciencia y prometo devolver todas esas preocupaciones y tristezas con momentos de felicidad, alegría, amor y mucho optimismo para seguir adelante.

Quiero agradecer al Instituto de Ingeniería de la UNAM y a los Doctores que me apoyaron con un lugar dentro de esta institución. Al Dr. Rodolfo que me acepto y sin pedir muchas explicaciones firmo mis papeles, e ingrese al Instituto de Ingeniería; al Dr. Edgar que me patrocino durante los primeros meses de la maestría, ¡ah sí!, también en los últimos. Por las comidas que se organizaban y las metidas de pata que se daban, por conseguirnos entrevistas y oportunidades de trabajo. Por transmitir un poco de lo mucho que saben. Por ser profesores, tutores y amigos.

Agradezco al Dr. Ramón Domínguez Mora, Dr. Rodolfo Silva Casarín, Dr. Edgar Gerardo Mendoza Baldwin, Dr. Carlos A. Escalante Sandoval, M. I. Víctor Franco, que sin pedirles permiso los incluí dentro del comité, agradezco sus observaciones y sugerencias en la revisión de mi tesis.

Agradezco a los compañeros del grupo de Costas y Puertos y muy especialmente a los compañeros del laboratorio que me regalaron un momento de sus vidas y la compartieron conmigo. Xavier Chávez, José Hoil, Jesús Monroy, Jesús Pinedo, Alejandro Bustos, Carlos Armenta, Iván García, Itxaso Odériz, Rubí, Nely y Cesia Jaqueline Cruz. Algunos se han marchado y otros van llegando, pero hemos aprendido a ser un grupo unido y solidario. Ojala y los que lleguen sean unidos y solidarios como llegamos a ser. Gracias compañeros, se les recordara amablemente...

RESUMEN

El transporte de sedimentos en las inmediaciones a la costa es un tema, que no obstante los grandes esfuerzos que se han realizado, sigue abierto en virtud que los fenómenos físicos involucrados son variados y difíciles de calcular de forma analítica. Es por ello que se ha intentado predecir el comportamiento del fondo del mar mediante formulaciones obtenidas de manera empírica tomando solo algunos de los muchos forzamientos y parámetros mecánicos que son determinados mediante procedimientos estándar.

En este trabajo se presenta una nueva herramienta para predecir la morfología de la playa que se encuentra sujeta principalmente a oleaje, corrientes y viento, por lo que se requiere de los resultados que se obtienen de los modelos numéricos de propagación de oleaje (p. e. *WAP0 V4*) y corrientes inducidas por el oleaje (p. e. *COCO2*), (Silva *et al*, 2010). La tasa del transporte de sedimentos se calcula mediante dos formulaciones, la de *Bailard (1981)* y la de *Soulsby-Van Rijn (1997)*. Para el caso del transporte de sedimentos en la zona de duna, se utiliza la ecuación de *Lettau y Lettau (1997)*. El transporte de sedimentos se modeló en 2D, con oleaje regular. El modelo es capaz de simular meses de transporte con una velocidad de modelado de 4.2 días simulados/día de cálculo en una computadora personal con procesador estándar.

Como resultados se presentan dos casos de simulación, el primero de ellos para validar el modelo al compararlo con resultados previos; de lo que se obtuvieron buenos resultados y en el segundo caso se modela una batimetría real ubicada en la zona Suroeste de Puerto Morelos, en Quintana Roo; aquí se evalúa el comportamiento de un playa protegida con arrecifes artificiales.

ABSTRACT

The sediment transport near the coast is under continuous study because of the large number of physical phenomena involved and the complexity in calculating them. Therefore, the behavior of the sea bed has been predicted mostly by empirical formulations and considering just a few of the known forcing.

This thesis presents a new tool to predict the beach evolution as a function of waves, currents and wind; thus the results from *WAPO* and *COCO* (Silva *et al*, 2010) models are required. The sediment transport rate is compute with two formulations: Bailard (1981) and Soulsby-Van Rijn (1997). For the sediment transport in the dune area, the equation by Lettau and Lettau (1997) is used. Sediment transport is modeled in 2D, with regular waves. The developed model is capable of simulating coastal evolution about months at a rate of 4.2 days simulated/calculation days.

The results show two scenarios, one to validate the model by a comparison with previous results; which gave good agreement and the second shows a real bathymetry located at the Southwest of Puerto Morelos, Quintana Roo; here the behavior of a beach protected with artificial reefs is evaluate.

Contenido

RESUMEN	iv
ABSTRACT	vi
INTRODUCCIÓN.....	1
MOTIVACIÓN.....	1
ORGANIZACIÓN DEL TRABAJO.....	2
1 MORFODINÁMICA DE PLAYAS.....	7
1.1 MORFOLOGÍA DE PLAYAS.....	8
1.2 CLASIFICACIÓN DE LAS PLAYAS	9
1.2.1 PLAYA DISIPATIVA	11
1.2.2 ESTADO DE PLAYA CON BARRA LONGITUDINAL	12
1.2.3 ESTADO DE PLAYA Y BARRA RÍTMICA	13
1.2.4 ESTADO DE PLAYA CON BARRAS TRANSVERSALES Y <i>RETORNO</i>	14
1.2.5 ESTADO DE PLAYA CON TERRAZA DE BAJAMAR.....	15
1.2.6 PLAYA REFLEJANTE	16
1.3 FORMACIONES COSTERAS.....	17
1.3.1 FORMAS COSTERAS POR EROSIÓN.....	17
1.3.2 FORMAS COSTERAS POR DEPOSICIÓN	19
2 OLEAJE.....	23
2.1 PROCESOS DE TRANSFORMACIÓN DEL OLEAJE	24
2.1.1 SOMERAMIENTO	25
2.1.2 REFRACCIÓN	25
2.1.3 DIFRACCIÓN	25
2.1.4 REFLEXIÓN.....	26
2.1.5 ROTURA.....	27
2.2 TEORÍA LINEAL.....	27
2.2.1 ECUACIONES DE GOBIERNO.....	29
2.2.2 CONDICIONES DE FRONTERA.....	30
2.2.3 TEORÍA DE ONDAS DE PEQUEÑA AMPLITUD.....	32
2.2.4 PROPAGACIÓN DEL OLEAJE CON FONDO VARIABLE.....	34
2.3 WAPO (<i>W</i> Ave <i>P</i> ropagation <i>O</i> n the <i>c</i> oast).....	36

2.3.1	CONDICIÓN DE FRONTERA ABIERTA O DE RADIACION AL INFINITO	39
2.3.2	CONDICIÓN DE FRONTERA PARCIALMENTE REFLEJANTE	41
2.3.3	DISCRETIZACIÓN DE LA MMSE.....	42
2.3.4	ESTRUCTURA DEL PROGRAMA WAPO.....	42
3	MODELACIÓN NUMÉRICA DE CORRIENTES COSTERAS.....	45
3.1	ECUACIONES DE GOBIERNO	45
3.1	TENSOR DE RADIACIÓN.....	46
3.2	CORRIENTES EN LA ZONA CERCANA A LA COSTA.....	48
3.3	CORRIENTES INDUCIDAS POR OLEAJE OBLICUO	49
3.4	CORRIENTES DE RETORNO Y CIRCULACIÓN EN CELDAS.....	51
3.5	CORRIENTES DE RESACA (<i>Undertow</i>).....	55
3.6	CORRIENTES DEBIDAS A LA COMBINACION DE OLEAJE OBLICUO Y VARIACIONES LONGITUDINALES DE <i>setup</i>	57
3.7	MODELO DE ESTIMACIÓN DE CORRIENTES COSTERAS (COCO)	57
4	TRANSPORTE DE SEDIMENTOS.....	65
4.1	CARACTERÍSTICAS DEL SEDIMENTO.....	67
4.1.1	DIÁMETRO NOMINAL DEL SEDIMENTO	67
4.1.2	DENSIDAD Y MASA DEL GRANO	69
4.1.3	FORMA DEL GRANO Y REDONDEZ.....	70
4.1.4	POROSIDAD Y ÁNGULO DE FRICCIÓN INTERNA	71
4.1.5	CAPA LÍMITE	72
4.1.6	VELOCIDAD DE CAÍDA DEL SEDIMENTO.....	76
4.2	MODOS DE TRANSPORTE DE SEDIMENTOS	78
4.2.1	TRANSPORTE POR FONDO.....	79
4.2.2	TRANSPORTE POR SUSPENSIÓN.....	79
4.2.3	TRANSPORTE LONGITUDINAL.....	80
4.2.4	TRANSPORTE TRANSVERSAL.....	82
4.2.5	TRANSPORTE EÓLICO	83
4.2.6	VIENTOS EN LA COSTA	83
4.2.7	VIENTOS SUPERFICIALES.....	85
4.3	FORMULACIÓN PARA DETERMINAR EL TRANSPORTE DE SEDIMENTOS.....	86
4.3.1	FORMULACIÓN DE BAILARD (1981)	88
4.3.2	FORMULACIÓN DE SOULSBY-VAN RIJN (1997).....	89

4.3.3	FORMULACIÓN PARA ESTIMAR EL TRANSPORTE EÓLICO	90
5	ACOPLAMIENTO DE MODELOS DE OLEAJE Y CORRIENTES CON EL MODELO DE TRANSPORTE DE SEDIMENTOS EN LA PLAYA Y DUNA	97
5.1	ESTRUCTURA DEL MODELO DE TRANSPORTE DE SEDIMENTOS.....	99
5.1.1	DESCRIPCIÓN DEL MÉTODO NUMÉRICO.....	101
6	CASOS DE ANÁLISIS Y RESULTADOS.....	105
6.1.1	CASO 1	105
6.1.2	CASO 2	112
	CONCLUSIONES Y FUTURAS LÍNEAS DE INVESTIGACIÓN	121
	BIBLIOGRAFÍA	123

LISTA DE FIGURAS

FIG. 1.1- 1 ZONAS TÍPICAS DE UNA PLAYA, EN PERFIL	9
FIG. 1.2.1- 1 ESTADO DE PLAYA DISIPATIVA. ADAPTADO DE WRIGHT Y SHORT (1984)	11
FIG. 1.2.1- 2 FIRMA DEL ESTADO DE PLAYA DISIPATIVO. ADAPTADO DE WRIGHT Y SHORT (1984)	12
FIG. 1.2.2- 1 ESTADO DE PLAYA CON BARRA LONGITUDINAL. ADAPTADO DE WRIGHT Y SHORT (1984)	12
FIG. 1.2.2- 2 FIRMA DINÁMICA DEL ESTADO DE BARRA LONGITUDINAL	13
1.2.3- 1 ESTADO DE PLAYA Y BARRAS RÍTMICAS. ADAPTADO DE WRIGHT Y SHORT (1984)	14
1.2.3- 2 FIRMA DE PLAYA Y BARRA RÍTMICA, DIRECCIÓN DE CIRCULACIÓN. ADAPTADO DE WRIGHT Y SHORT	14
1.2.4- 1 ESTADO DE PLAYA CON BARRAS TRANSVERSALES Y RIPS. ADAPTADO DE WRIGHT Y SHORT (1984)	15
1.2.4- 2 FIRMA DINÁMICA DEL ESTADO DE PLAYA. ADAPTADO DE WRIGHT Y SHORT (1984)	15
1.2.5- 1 ESTADO DE PLAYA CON TERRAZA DE BAJAMAR. ADOPTADO DE WRIGHT Y SHORT (1984)	16
1.2.6- 1 PLAYA REFLEJANTE. ADAPTADO DE WRIGHT Y SHORT (1984)	16
1.2.6- 2 FIRMA DINÁMICA DE LA PLAYA DISIPATIVA. ADOPTADO DE WRIGHT Y SHORT (1984)	17
FIG. 1.3.1. 1 FORMACIONES COSTERAS ASOCIADAS A LA EROSIÓN.	18
FIG. 1.3.2. 1 FORMACIONES COSTERAS ASOCIADAS A LA DEPOSICIÓN.	19
TABLA 1 CLASIFICACIÓN DE LAS ONDAS POR SU PERIODO, (JOHNSON ET AL, 1978), MODIFICADO POR SILVA 2005	24
FIG. 2.2. 1 PRINCIPALES PARÁMETROS EN LA TEORÍA DE ONDAS.	29
2.2.3. 1 ECUACIONES DE LAS CARACTERÍSTICAS DEL OLEAJE.....	34
FIG. 3.2. 1 CIRCULACIÓN DE CELDAS, DIRECCIÓN NORMAL.....	48
FIG. 3.2. 2 CIRCULACIÓN GENERAL, CON ÁNGULO DE ROTURA.	48
FIG. 3.2. 3 APROXIMACIÓN OBLICUA DE LA OLA.	49
FIG. 3.3. 1 FAMILIA DE PERFILES DE CORRIENTES LONGITUDINALES A LA COSTA A TRAVÉS DE LA ZONA DE SURF, LONGUET- HIGGINS, 1970 B.....	50
FIG. 3.4. 1 CORRIENTES DE RETORNO Y CIRCULACIÓN DE CELDAS.	51
FIG. 3.4. 2 CIRCULACIÓN POR CELDAS POR UNA VARIACIÓN LONGITUDINAL (KOMAR, 1998)	53
FIG. 3.4. 3 EXPERIMENTO REALIZADO POR GOURLEY (1974, 1976).....	54
FIG. 3.4. 4 PATRÓN DE CIRCULACIÓN Y CORRIENTES LONGITUDINALES. SONU, 1972	55
FIG. 3.5. 1 FLUJO DE RESACA EN LA ZONA DE SURF. STIVE & WIND, 1986	56
FIG. 3.5. 2 MEDICIONES OBTENIDAS EN LABORATORIO POR STIVE & WIND, 1986	56
FIG. 3.7. 1 DIAGRAMA DE VOLUMEN DE CONTROL Y LOCALIZACIÓN DE LAS VARIABLES	60
FIG. 4. 1 ESQUEMA DE LOS PROCESOS DE TRANSPORTE DE SEDIMENTOS (EN CONDICIONES REALES TODOS OCURREN DE FORMA SIMULTÁNEA).....	67
FIG. 4.1.1. 1 ESCALA DE TAMAÑO DE GRANO DE WENTWORTH.....	68
FIG. 4.1.1. 2 CURVA TÍPICA DE DISTRIBUCIÓN DE SEDIMENTOS ACUMULADA.....	69
FIG. 4.1.3. 1 DEFINICIÓN DE LOS EJES DE UN GRANO LARGO (L), INTERMEDIO (I) Y CORTO (S)	70
FIG. 4.1.3. 2 CLASIFICACIÓN DE LA REDONDEZ DE GRANOS. POWER (1953)	71
FIG. 4.1.5. 1 ESQUEMA DE LA VARIACIÓN DE LA VELOCIDAD EN LA CAPA LIMITE.....	72
FIG. 4.1.5. 2 DIAGRAMA DE SHIELDS, MODIFICADO SOULSBY 1997.....	75
FIG. 4.2.1. 1 MODOS DE TRANSPORTE POR FONDO	79
FIG. 4.2.2. 1 MODO DE TRANSPORTE POR SUSPENSIÓN	80
FIG. 4.4.2. 1 CAPA LIMITE ATMOSFÉRICA IDEALIZADA SOBRE LA SUPERFICIE DEL AGUA (LEENKNECHT ET AL 1992)	85
FIG. 5. 1 DIAGRAMA DE FLUJO DEL MODELO DE TRANSPORTE DE SEDIMENTO.....	98
FIG. 5.1.1. 1 MALLADO UTILIZADO PARA LA SIMULACIÓN.....	101

<i>FIG. 6.1.1. 1 CONFIGURACIÓN DE LA BATIMETRÍA MODELADA</i>	105
<i>FIG. 6.1.1. 2 CONFIGURACIÓN TÍPICA DE UN TÓMBOLO</i>	106
<i>FIG. 6.1.1. 3 CONFIGURACIÓN TÍPICA DE UN SEMI-TÓMBOLO</i>	106
<i>FIG. 6.1.1. 4 GRÁFICA DE RELACIONES GEOMÉTRICAS, ZONA DE TÓMBOLO, SEMI TÓMBOLO Y SALIENTE</i>	107
<i>FIG. 6.1.1. 5 CONFIGURACIÓN ESTÁTICA DE LA MORFOLOGÍA DEL CASO ANALIZADO</i>	108
<i>FIG. 6.1.1. 6 CONDICIONES DE OLEAJE INCIDENTE. WAPO</i>	108
<i>FIG. 6.1.1. 7 CORRIENTES QUE SE GENERAN CERCA DE LA PLAYA. COCO</i>	109
<i>FIG. 6.1.1. 8 BATIMETRÍA FINAL OBTENIDA MEDIANTE LA FORMULACIÓN DE SOULSBY (1997), 24 HORAS DE SIMULACIÓN.</i>	110
<i>FIG. 6.1.1. 9 BATIMETRÍA OBTENIDA MEDIANTE LA FORMULACIÓN DE BAILARD (1981), 72 HORAS DE SIMULACIÓN.</i>	111
<i>FIG.6.1.2. 1 UBICACIÓN GENERAL DE LA BATIMETRÍA MODELADA</i>	112
<i>FIG.6.1.2. 2 VISTA AÉREA DE LA ZONA DE BATIMETRÍA MODELADA</i>	113
<i>FIG.6.1.2. 3 CONDICIONES DE OLEAJE INCIDENTE SOBRE LA PLAYA MODELADA, WAPO</i>	114
<i>FIG.6.1.2. 4 CORRIENTES QUE SE GENERAN CERCA DE LA PLAYA MODELADA. COCO</i>	115
<i>FIG. 6.1.2. 1 BATIMETRÍA RESULTADO DEL MODELADO, BAILARD (1981)</i>	116
<i>FIG. 6.1.2. 2 BATIMETRÍA RESULTADO DEL MODELADO, SOULSBY-VAN RIJN (1997)</i>	117

INTRODUCCIÓN

MOTIVACIÓN

Las playas sufren cambios topo-batimétricos debido a la acción de forzamientos que actúan sobre ellas, principalmente: oleaje, corrientes y viento. En la bibliografía existe una extensa gama de modelos para la definición de la forma en planta de equilibrio de las playas, los modelos propuestos se basan en elipses, espirales logarítmicas y parabólicas. De entre los modelos propuestos, el de parábolas de *Hsu y Evans (1989)* es el que mejor permite el ajuste de la forma en planta de las playas en equilibrio estático. El único autor que propone una metodología de predicción de la forma en planta de playas es *González (1995)*, éste modelo de evolución de playa trata de pronosticar la evolución de la playa, suponiendo que la secuencia e intensidad de la variación de los factores que controlan los forzamientos es conocida.

La dinámica existente en la zona de rompiente de la playa continúa estudiándose; hasta la fecha, la modelación del flujo y del transporte de sedimentos en la zona de rompientes, sólo se puede realizar con varias simplificaciones; que van desde considerar un fluido incompresible, flujo no viscoso, fondo impermeable entre otras, es por ello que aún se continúa con el desarrollo de conocimientos.

Incluso, aunque los modelos de evolución morfodinámica fueran fiables, quedaría por resolver la naturaleza aleatoria de los forzamientos involucrados en el análisis.

Dado este complejo comportamiento es que se han desarrollado diversos modelos con el fin de estimar de forma aceptable la morfodinámica de playas. Estos modelos responden de forma diferente según la metodología aplicada. Sin embargo, toman en consideración los mismos forzamientos que actúan sobre la costa. Los modelos de evolución morfodinámica de playas tratan de relacionar la morfología tridimensional de las playas con las condiciones hidrodinámicas y sedimentarias del sistema. Para ello, se establece una clasificación de los diferentes tipos de formas en planta y en perfil que presentan las playas, definiendo una serie secuencial de estados tipo, mientras que las condiciones hidrodinámicas se incorporan mediante algún tipo de parámetro adimensional.

Gran cantidad de consideraciones se deben de tomar en cuenta para éste análisis, el modelo propuesto se apoyará en datos de salida de otros modelos numéricos; el primero de ellos es el *WAPOV4* (Silva, 2009), el cual resuelve la ecuación modificada de la pendiente suave propagándose por fondo que puede ser variable. El segundo

modelo cuyos datos de salida son usados, es el *COCO2* (Mendoza, 2006), el cual resuelve las ecuaciones de continuidad y cantidad de movimiento promediadas en la vertical, conocidas también como ecuaciones para aguas someras, para las corrientes cercanas a la costa.

El modelo propuesto, se enfoca en una escala de tiempo de eventos con procesos de alta recurrencia pero con una duración relativamente corta (horas-días). Los procesos propios de esta escala de tiempo son los ciclos de marea, las tormentas o las inundaciones.

El fin principal de estos modelos es predecir la batimetría de una playa bajo ciertas condiciones de oleaje y corrientes. Estos modelos son válidos desde la profundidad de cierre hasta la zona de lavado, y el comportamiento propio de la duna se evaluará sólo como resultado del transporte eólico.

Los modelos se comportan según las consideraciones que se tomen, por lo que reaccionaran diferentes a condiciones similares de los forzamientos a los que están condicionados, sin embargo, son de gran ayuda para la toma de decisiones. Por esto, es necesario generar herramientas que permitan modelar el comportamiento de la playa bajo la acción hidrodinámica y en este caso también la acción del viento.

Se generó el modelo *TESED (Transporte de Sedimentos)* que es capaz de calcular la tasa de transporte de sedimentos en dos dimensiones y el cambio de la batimetría, utilizando la información generada por los modelos numéricos *WAPOV4* y *COCO2*. Calcula la tasa del transporte de sedimentos en la zona mojada y, en la zona de la duna ocasionada por la acción del viento.

Con este modelo se procedió a realizar su ajuste mediante un problema teórico y finalmente se modeló una batimetría real.

ORGANIZACIÓN DEL TRABAJO

El primer capítulo está enfocado principalmente a las características morfológicas de la playa tanto en perfil como en planta, los tipos de playa y las formaciones costeras que están presentes, según su formación por erosión o depositación del sedimento.

En el segundo capítulo se presenta el modelado numérico del oleaje y los procesos de transformación; como son la refracción, reflexión, difracción y rotura. Se incluye también, la solución lineal con que se ha programado el modelo numérico *WAPO* que resuelve estas ecuaciones.

El tercer capítulo se presenta la modelación numérica de las corrientes cercanas a la costa, se incluyen las corrientes detectadas en esta zona, así como las ecuaciones de gobierno. El modelo numérico COCO, es el programa que resuelve estas ecuaciones.

El cuarto capítulo aborda el modelado numérico del transporte de sedimentos, describiendo las características propias del sedimento existentes en las playas. Se presentan los tipos de transporte de sedimentos, las formulaciones propuestas por *Bailard (1981)* y *Soulby-Van Rijn (1997)*. Existe un apartado del transporte de sedimentos propio de la zona de la duna debida al viento.

En el quinto capítulo se presentan los resultados del análisis de los casos, además de una breve descripción de cómo es el funcionamiento de los tres modelos: Oleaje, Corrientes y Transporte de sedimentos, desde la duna hasta la mayor profundidad de la batimetría.

Finalmente se presentan las conclusiones y las futuras líneas de investigación que de éste trabajo se derivan.

CAPÍTULO I
MORFODINÁMICA DE PLAYAS

1 MORFODINÁMICA DE PLAYAS

La morfología de la playa se refiere al estudio de la interacción y el ajuste entre la batimetría, la hidrodinámica marina cercana a la costa, la morfología del fondo marino y la dinámica del transporte de sedimentos. Los procesos hidrodinámicos son las olas, las mareas y las corrientes inducidas por el viento.

Las playas son sistemas físicos dinámicos, que por sus características están en continuo movimiento, pero siempre serán dependientes del oleaje, las mareas, el viento y de la acción del hombre.

Los procesos hidrodinámicos responden instantáneamente a los cambios morfológicos y estos requieren de la redistribución del sedimento. Como el sedimento tiene un movimiento determinado, existe un retraso en la respuesta morfológica debido a los forzamientos hidrodinámicos. Dado que las condiciones de contorno de los forzamientos hidrodinámicos cambian regularmente, significa que la playa nunca alcanza el equilibrio estático.

Este enfoque de sistema de playa fue desarrollado por Wright y Thom en 1977. Las formaciones de cúspide, barras intermareales, ensenadas, entre otros son todos procesos morfodinámicos, teniendo en cuenta que la escala de tiempo con la que se formaron es diferente.

Los primeros modelos tridimensionales de evolución de playa asociados al movimiento de las barras fueron propuestos por *Sonu (1968), Sonu (1973)* y desarrollado posteriormente por *Davis y Fox (1972, 1975), Short (1978, 1979), Wright et al (1979), Sasaki (1983), Wright y Short (1984), Wright et al (1985), Sunamura (1985) y Masselink y Short (1993)*.

La zona litoral ha sido estudiada desde diferentes puntos de vista; de acuerdo con *Komar (1998)*, la zona litoral se extiende desde la zona terrestre que se delimita con la línea de costa, hasta un poco más allá del punto donde rompe la ola, y es bastante útil este termino cuando se hace referencia al oleaje, corrientes y otros procesos físicos propios de la zona.

El estudio de los procesos costeros se puede realizar delimitando la costa en zonas donde se toman en cuenta las posibles acciones que tiene el oleaje, el viento, las mareas y las corrientes marinas en lugares específicos de la zona costera como la rompiente del oleaje, las sobreelevaciones del nivel medio del agua por efecto de tormentas, las interacciones que se dan entre el oleaje y la corriente la turbulencia

generada por la ola que rompe, la extracción de aire de la ola por efecto de la pendiente de la costa, el transporte de masa y el desalojo del volumen excedente de agua en la playa.

Los procesos *Geológicos* costeros toman en cuenta la estructura geológica, la litológica, la resistencia de las rocas y la composición mineralógica de los sedimentos. Desde el punto de vista de la ingeniería costera los factores geológicos generalmente se consideran como agentes pasivos, con excepción de aquellos fenómenos tectónicos locales.

Gracias a los procesos *Climáticos* existen los fenómenos de intemperismo y meteorización que están íntimamente ligados a otros procesos físicos, químicos y biológicos.

Los procesos *Bióticos* se refieren a los organismos que pueden producir efectos de erosión o acreción en las rocas que forman la costa, como el fitoplancton, el zooplancton, peces, ballenas, orcas, delfines, corales, medusas, moluscos, langostinos, etc. Generalmente, se pueden presentar condiciones favorables para el desarrollo de arrecifes coralinos en la zona tropicales.

Los procesos *Oceanográficos o marinos* conocidos también como efectos morfo-genéticos mecánicos son los que influyen en la forma y comportamiento de la costa, como resultado de las mareas, las corrientes y el oleaje.

Los procesos *Atmosféricos*, generalmente y debido a la influencia que tiene sobre los efectos marinos oceanográficos, se considera al viento como el principal agente atmosférico; sin embargo, las pulsaciones barométricos también son procesos que afectan las costas.

1.1 MORFOLOGÍA DE PLAYAS

La morfología de playas responde a las condiciones marítimas incidentes, la generación y transporte de sedimentos está en función de la forma y tamaño del sedimento, así como también a la temperatura y concentraciones de minerales que tenga el agua del océano, que son factores que pueden erosionar la roca. Por ejemplo, en climas fríos las playas están formadas por materiales gruesos, mientras que en los climas cálidos las playas tienen material más fino.

En una escala mayor del tiempo, la interacción que tiene el oleaje con los sedimentos, y de acuerdo a cómo se modifique el perfil, se formará la morfología y la morfo-estratigrafía de la playa.

Dentro de su clasificación espacial, una playa se puede estudiar separando sus dos dimensiones principales, planta y perfil. A lo largo del perfil de la playa se presentan zonas donde el oleaje se transforma, ocasionando un transporte de sedimentos más elevado; estas zonas son:

Zona de rompiente o breaker zone; esta zona es donde las olas que llegan de la región alejada de la costa (*offshore*) se hacen inestables por el fenómeno de someramiento, se peraltan y rompen.

Zona de disipación o surf zone; es la zona donde se produce una superficie espumosa y con oleaje rompiente. Se ubica a partir de la rompiente interna con dirección hacia la costa, hasta llegar a la zona de lavado (*swash zone*).

Zona de lavado o swash zone; es la zona donde el agua avanza y retrocede sobre la cara de la playa, cubriéndola alternativamente, es la zona de la playa mojada pero no está sumergida.

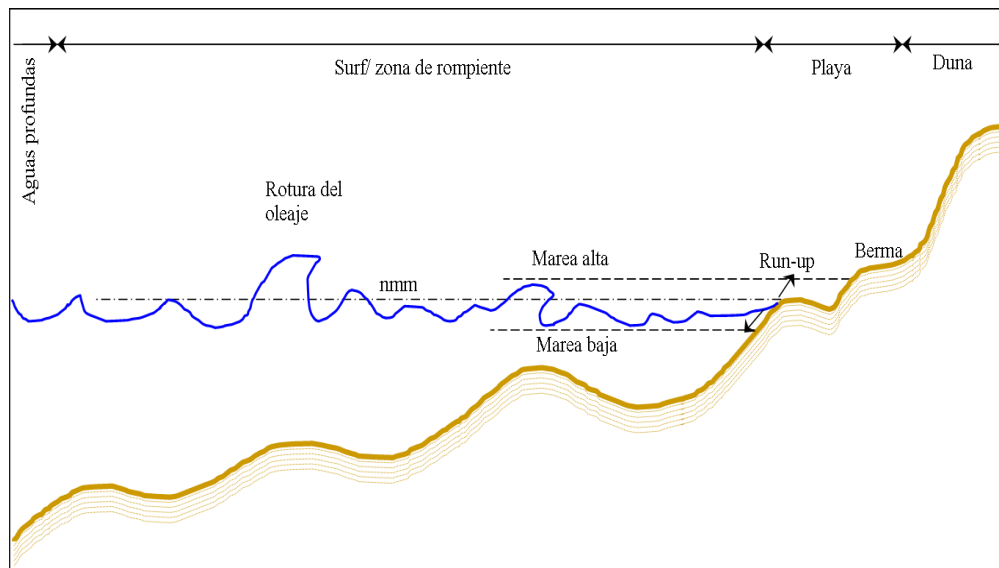


Fig. 1.1- 1 Zonas típicas de una playa, en perfil.

1.2 CLASIFICACIÓN DE LAS PLAYAS

La clasificación temporal de las playas se refiere al acomodo del sedimento, en tiempos que van de los segundos hasta milenios, es por esto que las playas se pueden estudiar en varias escalas de tiempo dependiendo de su proceso de formación. El transporte de sedimento instantáneo es representado por una capa delgada que tiene su origen en el fondo marino y se extiende con un espesor muy delgado hacia la playa seca.

La presencia y dimensiones de las zonas mostradas en la Figura 1.1-1 están en función del tipo de playa, de la pendiente del perfil de la playa, de las mareas y de otros tantos factores que directa o indirectamente afectan o alteran estas zonas.

Existen varias clasificaciones de las playas según las características de interés, por ejemplo:

En función de la composición sedimentológica que tienen:

- ✓ Playas de lodos
- ✓ Playas de arena
- ✓ Playas de grava
- ✓ Playas de roca o riscos

De un 5% a 10% de las playas del mundo son de lodo, 10% a 15% son de arena y el resto de grava y roca (Mendoza, 2012).

En función de los elementos morfológicos que tienen:

- ✓ Playas de isla barrera
- ✓ Playas delta
- ✓ Playas con duna
- ✓ Playas con risco
- ✓ Playas con arrecife coralino
- ✓ Playas con manglar
- ✓ Playas de humedal

En función del suministro sedimentario y la energía que gobierna:

- ✓ Playas dominadas por ríos: El aporte proveniente de los ríos determina esta morfología.
- ✓ Playas dominadas por la energía del oleaje
- ✓ Playas dominadas por la marea

En función de su movimiento tectónico:

- ✓ Playas emergentes
- ✓ Playas en sumersión
- ✓ Playas neutrales
- ✓ Playas combinadas

En función de su dinámica general:

- ✓ Playas avanzadas (*en regresión*)

✓ Playas retraídas (*en transgresión*)

Sin embargo, un modelo que ha sido ampliamente aceptado para la clasificación de playas es el propuesto por Wright y Short (1984). Masselink y Short (1993) propusieron una modificación a fin de incluir los efectos de la marea y el tamaño del sedimento en el tipo de morfología de una playa

1.2.1 PLAYA DISIPATIVA

También conocida como perfil de invierno, pero desde el punto de vista puramente morfodinámico; este tipo de playa se caracteriza por tener pendientes suaves ($m=0.01-0.02$) a lo largo de todo el perfil con una o más barras con senos no tan pronunciados. Las irregularidades longitudinales son prácticamente inexistentes. Los pequeños gradientes batimétricos favorecen una rotura en descrestamiento (*con $I_r < 0.4$*) que comienza lejos del frente de playa, provocando una disipación progresiva de la energía del oleaje y da lugar a una ancha zona de rompientes, obvia por el rastro blanco de la espuma que deja este tipo de rotura. Este tipo de playa suele tener una zona de *swash* muy ancha y una altura de ola frente a la playa muy pequeña, debido a la eficiente disipación del oleaje. (Ver Fig. 1.2.1-1)

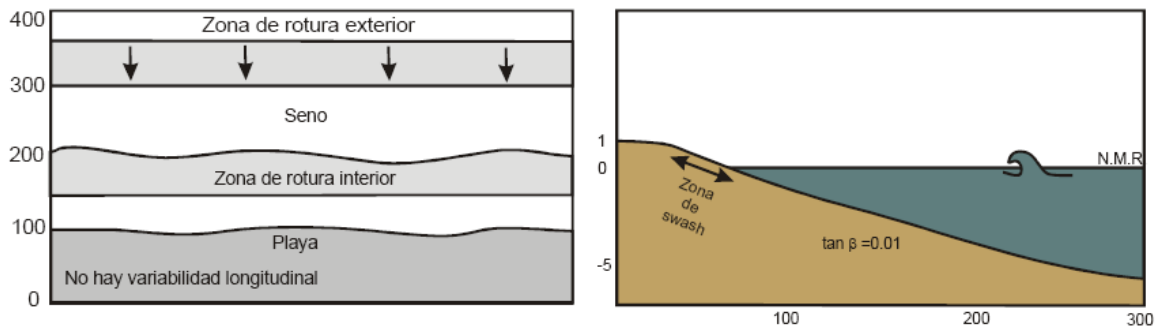


Fig. 1.2.1-1 Estado de playa disipativa. Adaptado de Wright y Short (1984)

Las corrientes netas son muy débiles en este tipo de playas; sin embargo, en playas con incidencia oblicua del oleaje esto puede ser no cierto y registrarse importantes corrientes longitudinales. En la Fig. 1.2.1-2 se aprecia como característica más relevante, el incremento en la importancia de la oscilación infragravitatoria con la proximidad de la línea de costa y su preponderancia sobre el resto de flujos en la zona más somera. Las gráficas indican las amplitudes relativas de los flujos asociados con el oleaje incidente, el *surf beat* y las corrientes netas promediadas adimensional con el oleaje.

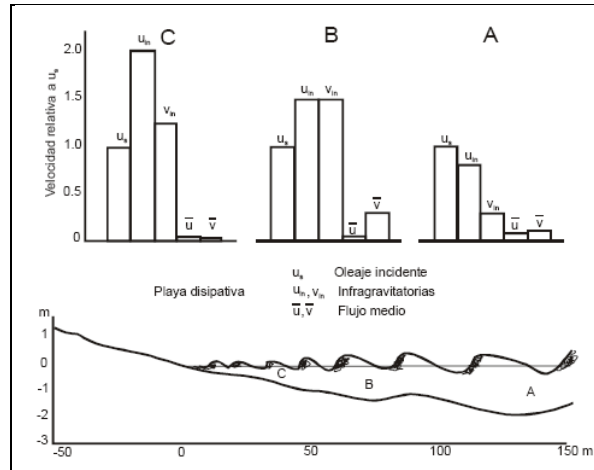


Fig. 1.2.1- 2 Firma del estado de playa disipativo. Adaptado de Wright y Short (1984)

1.2.2 ESTADO DE PLAYA CON BARRA LONGITUDINAL

Este tipo de playa es el segundo estado de la secuencia de acreción. Se caracteriza por la presencia de al menos una barra longitudinal marcada y de perfil asimétrico, con el lado de tierra con mayor pendiente, donde se produce la rotura del oleaje.

El incremento de la profundidad en el seno provoca que el oleaje se recomponga, de modo que aparecen dos zonas de rompiente paralelas y estrechas en lugar de una ancha, como en el estado anterior.

El frente de playa adquiere más pendiente y ocasiona que la playa se vuelva más reflejante. Esto provoca un cambio en el tipo de rotura, que pasa a ser de tipo oscilación o colapso. En este tipo de estado de playa resulta común la presencia de *cusps* (Ondulaciones rítmicas en el frente de playa debidas al oleaje, con dimensiones del orden de decenas de metros). La variabilidad longitudinal a lo largo de la playa sigue siendo de escasa consideración. (Ver Fig. 1.2.2-1)

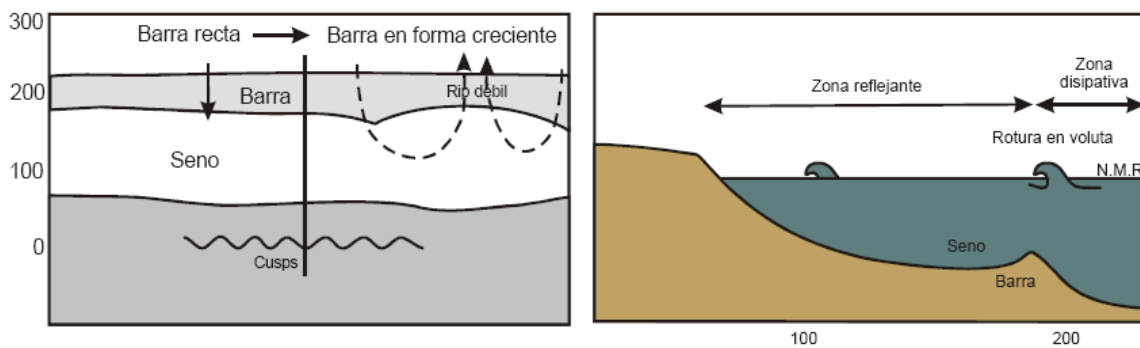


Fig. 1.2.2- 1 Estado de playa con barra longitudinal. Adaptado de Wright y Short (1984)

El estado de barra longitudinal es el estado intermedio más disipativo y con mayor energía; sin embargo, posee un tramo sub-aéreo de mayor pendiente y más reflejante; el *run-up* (alcance de la ola) es más importante.

Las ondas infragravitatorias en la zona de rompiente suelen ser de menor amplitud y de mayor frecuencia; las ondas de borde sub-armónicas pueden actuar en la zona del frente de playa contribuyendo a la formación de *cusps*. En la Fig. 1.2.2-2 se muestra la firma dinámica para este estado, donde el elemento preponderante es el oleaje incidente en toda la zona de rompientes.

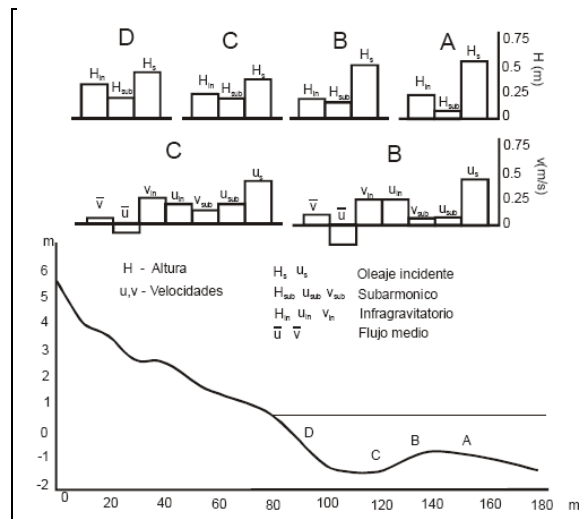
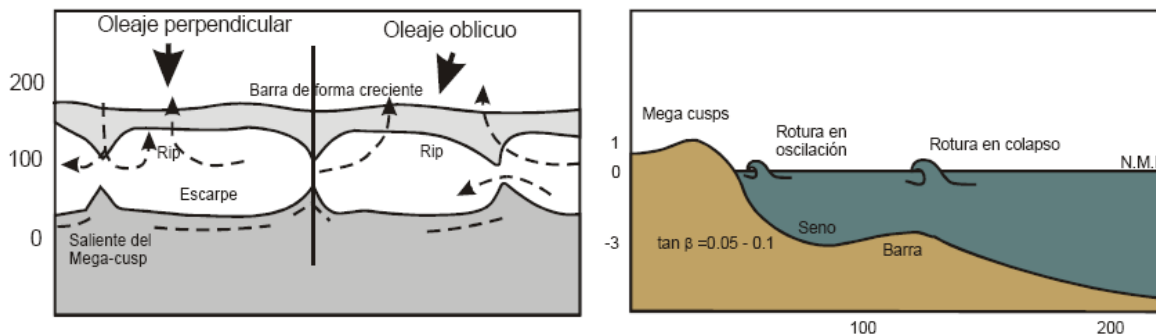


Fig. 1.2.2- 2 Firma dinámica del estado de barra longitudinal

1.2.3 ESTADO DE PLAYA Y BARRA RÍTMICA

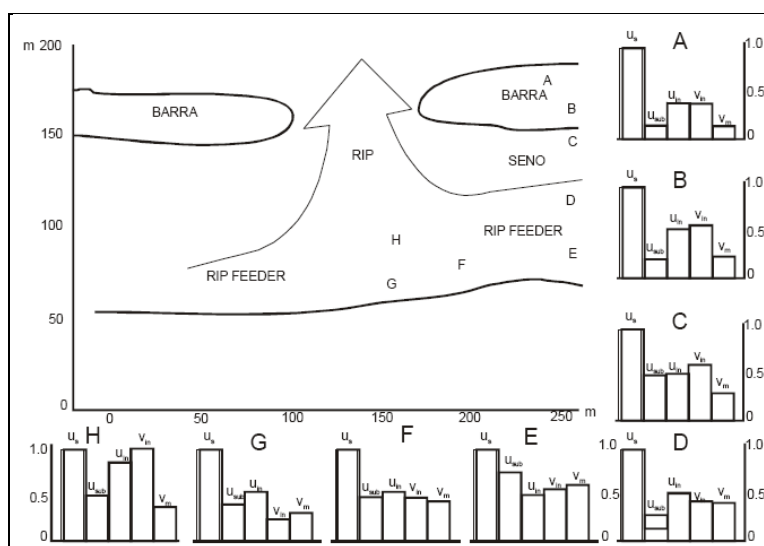
Este estado es de acreción, que se caracteriza por ondulaciones más o menos periódicas en el espacio. Son formas aconchadas con sus lados cóncavos opuestos entre sí en la cara interior de la barra como en el frente de playa, a estas formaciones se les nombra “*crescentic bars* o barras crecientes.” En este estado comienzan a ser evidentes las corrientes de retorno o *rip currents* que aún son de pequeña magnitud, que dan lugar a la aparición de celdas y sistemas circulatorios rítmicos a lo largo de la playa y entre ésta y la barra.

Cuando el oleaje incide de forma oblicua, las celdas circulatorias pierden su carácter simétrico y se genera una corriente longitudinal a lo largo de la playa en el mismo sentido que la componente longitudinal de la dirección del oleaje incidente. (Ver Fig. 1.2.3-1)



1.2.3- 1 Estado de playa y barras rítmicas. Adaptado de Wright y Short (1984)

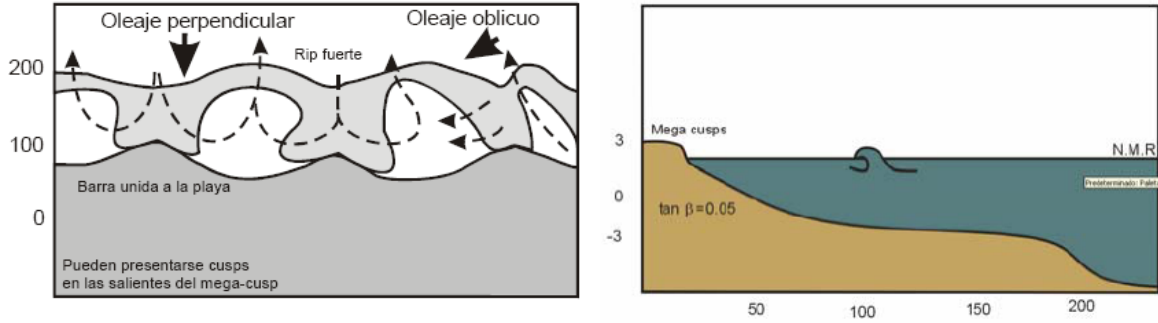
En la Fig. 1.2.3-2 se muestra el esquema de circulación y la firma dinámica, el aspecto más relevante es el dominio del oleaje incidente en toda la zona, aunque en algunas decrece a favor de las frecuencias sub-armónicas e infragravitatorias. Las oscilaciones armónicas ganan en amplitud con la proximidad a la playa, mientras que los efectos de las ondas infragravitatorias son más notables en las proximidades del retorno o *rip*.



1.2.3- 2 Firma de playa y barra rítmica, dirección de circulación. Adaptado de Wright y Short

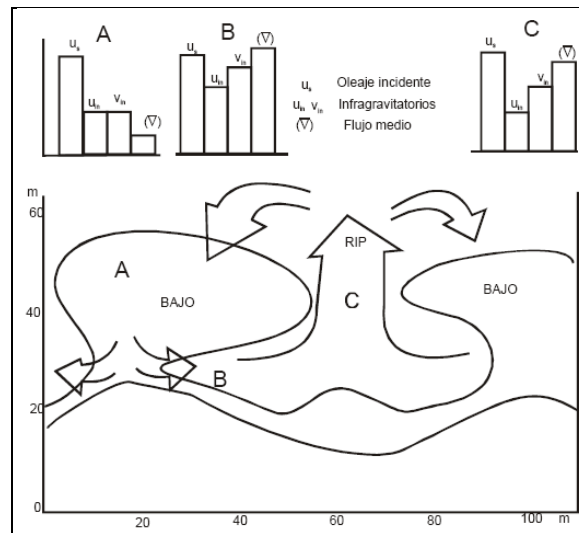
1.2.4 ESTADO DE PLAYA CON BARRAS TRANSVERSALES Y RETORNO

Estado de acreción y aparece cuando el desarrollo transversal de las barras y el frente de playa llega al extremo de que los salientes opuestos llegan a unirse, produciendo barras transversales, de perfil disipativo alternado con zonas más profundas y de perfil más reflejante por donde se canalizan intensas corrientes de retorno, que es el elemento más característico de este estado de playa por su intensidad y su persistencia en módulo y dirección. (Ver Fig. 1.2.4-1)



1.2.4- 1 Estado de playa con barras transversales y rips. Adaptado de Wright y Short (1984)

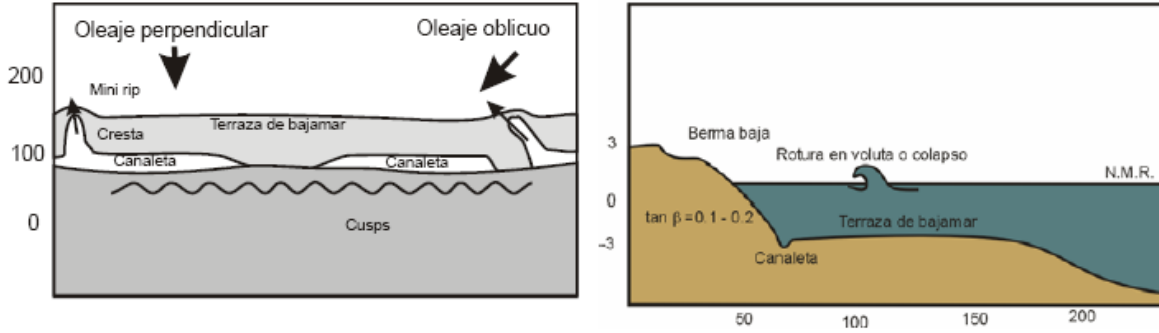
En la Fig. 1.2.4-2 se observa la firma de este estado de playa, donde el elemento dominante es la presencia de las fuertes corrientes de *rip* de gran persistencia a pesar de su constancia e intensidad. Se distingue de los anteriores por ser de mayor desarrollo tridimensional y por una alternancia muy marcada de zonas disipativas y reflejantes a lo largo de la playa, así como por sus intensas corrientes de retorno.



1.2.4- 2 Firma dinámica del estado de playa. Adaptado de Wright y Short (1984)

1.2.5 ESTADO DE PLAYA CON TERRAZA DE BAJAMAR

En este estado de playa, la migración de la barra se da hacia tierra fundiéndose en muchos tramos con el propio frente de playa y dejando un pequeño socavón. Se pueden apreciar la presencia de débiles corrientes de retorno en determinados puntos. (Ver Fig. 1.2.5-1)



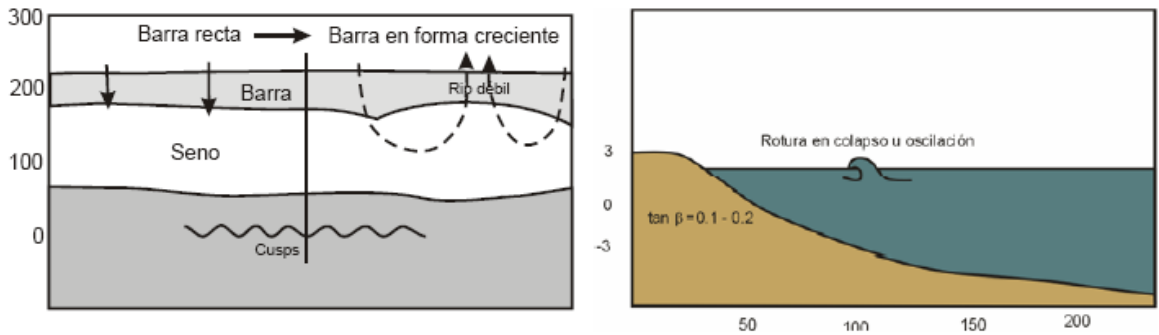
1.2.5- 1 Estado de playa con terraza de bajamar. Adoptado de Wright y Short (1984)

Este estado de playa es menos energético de los estados intermedios y el penúltimo paso de la secuencia de acreción. La playa con terraza de bajamar es reflejante en pleamar y ligeramente disipativa en bajamar.

1.2.6 PLAYA REFLEJANTE

La playa reflejante constituye la secuencia final de acreción, donde la barra en su migración se ha integrado completamente con el frente de playa. Son playas con poca variabilidad longitudinal, con un frente de playa estrecho y de gran pendiente que termina generalmente en un escalón de playa compuesto por los materiales más gruesos y que aparece a una mayor cuanto más grande sea la altura de ola incidente, a partir de donde la pendiente de la playa decrece sensiblemente. (Ver Fig. 1.2.6-1)

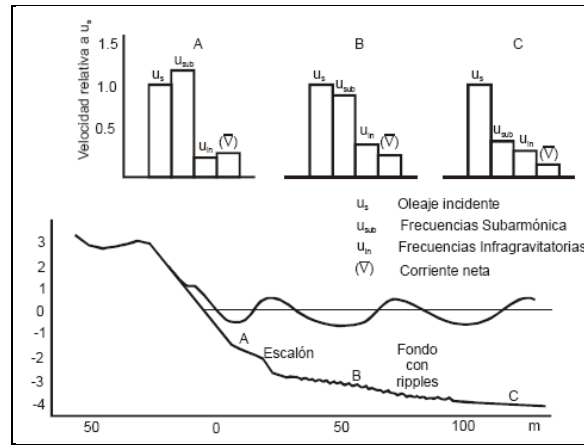
Se presenta una berma muy desarrollada, o con condiciones muy energéticas, *cusps* altamente rítmicos y muy pronunciados. La rotura del oleaje se produce por colapso o por oscilación. La granulometría de este tipo de playas es más gruesa.



1.2.6- 1 Playa reflejante. Adaptado de Wright y Short (1984)

La firma dinámica se muestra en la Fig. 1.2.6-2, que al contrario de lo que sucede en las playas disipativas, la mayor parte de la energía del frente de playa corresponde a

las frecuencias de oleaje incidente y sub-armónicas. Las oscilaciones infragravitatorias son muy débiles.



1.2.6- 2 Firma dinámica de la playa disipativa. Adoptado de Wright y Short (1984)

1.3 FORMACIONES COSTERAS

Los procesos costeros también se pueden clasificar según la energía que es necesaria para producir los cambios geomorfológicos; se pueden distinguir tres grupos: endogenéticos, exogenéticos y debido a los efectos gravitacionales, (Haslett. 2000).

- Endogenéticos; son aquellos que se originan dentro de la tierra, generados por la energía geotermal y responsables de la tectónica de las placas continentales.
- Exogenéticos; son todos aquellos procesos que se generan sobre la superficie de la tierra y son producto de la energía solar. Su efecto principal de estos fenómenos es la erosión.
- Por efectos gravitacionales; son todos aquellos que se derivan de la atracción que se crea entre la tierra, la luna y el sol. Un ejemplo de este tipo son las mareas que se pueden observar en cualquier parte del mundo.

1.3.1 FORMAS COSTERAS POR EROSIÓN

El proceso de erosión debido a los agentes marinos se inicia con las olas rompiendo sobre las rocas y haciendo retroceder los relieves terrestres que se encuentran a su paso. Debido a esta acción, el mar se abre camino hacia tierra, a la vez que fragmentos de roca son liberados y trabajados por el oleaje modificando su forma y tamaño. El material producto de la erosión queda a merced de las variaciones del oleaje y corrientes, ya sea que sea transportado al fondo del mar o arrastrado y depositado a lo largo de la costa donde eventualmente formará bancos de arena, playas, barras o flechas. A partir de procesos similares se forman las zonas de acumulación (*playas*,

bahías, llanuras de marea y marismas) y zonas de erosión (*puntas o salientes rocosas, acantilados y barrancos*), Holmes 1973.

Debido a estos procesos o agentes, las formas costeras producto de la erosión, se puede clasificar de varias maneras, una de ellas es en función del contorno costero y la deposición o erosión en la costa.

El contorno de la costa, en cuanto a su erosión, se clasifica como: acantilados marinos (*riscos*), puntas rocosas (*salientes, promontorios*), ensenadas, arcos marinos (*foradadas*), cuevas marinas (*pilastras, hitos, islas de roca*) plataformas de abrasión (*plataforma construida por las olas*), bahías y terrazas marinas. Holmes 1973, Moore 1982, Thornbury 1969, Trefethen 1974, Wicander y Monroe 1999. Ver figura 1.3.1.1

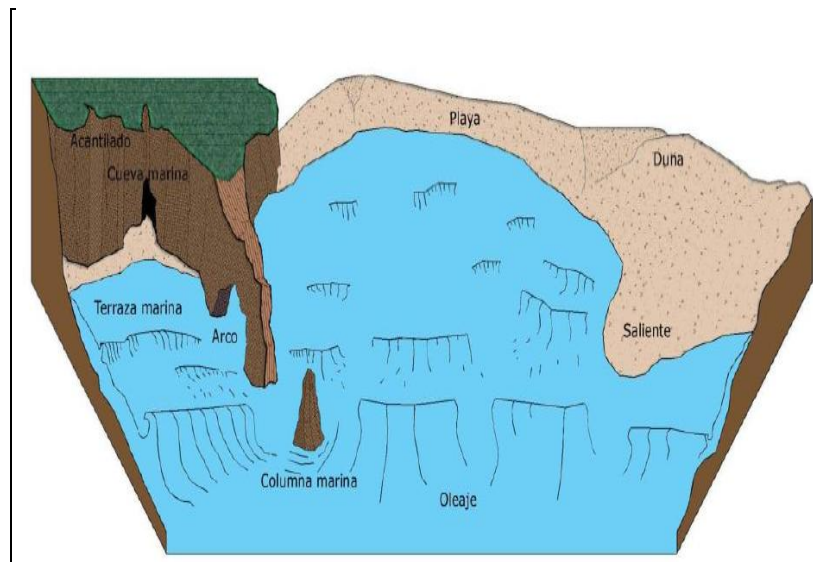


Fig. 1.3.1. 1 Formaciones costeras asociadas a la erosión.

Los acantilados son muros verticales erosionados por acción del oleaje, principalmente, abrasión hidráulica y corrosión por el agua de mar. La forma del acantilado depende de la geología de la roca.

La refracción de las olas es la principal causa de la formación de las cuevas marinas, que se generan cuando una saliente es erosionada por ambos lados en su parte inferior. Las chimeneas marinas se forman por el derrumbe de una cueva marina, debido a la acción de las olas y del aire que se comprime en el interior de la cueva. La plataforma de abrasión se origina a partir de fragmentos de un acantilado que fueron depositados en la parte frontal del mismo. Las terrazas marinas son antiguas plataformas cortadas por las olas, las cuales se definen como las plataformas resultantes de la degradación que sufre un acantilado.

1.3.2 FORMAS COSTERAS POR DEPOSICIÓN

Las formas costeras relacionadas con la deposición son las playas, flechas, barreras, tómbolos, barras y bajos. *Dean y Dalrymple 2002, Holmes 1973, Longwell y Flint 1971, Thornbury 1969, Trefethen 1974, Wicander y Monroe 1999. Ver figura 1.3.2.1.*



Fig. 1.3.2. 1 Formaciones costeras asociadas a la deposición.

Los aportes de sedimento provenientes de los ríos que llegan al mar pueden ser llevado directamente a aguas profundas, viajar a lo largo de la costa o bien pueden acumularse en la boca del río en forma de un delta. El comportamiento y el lugar de destino de estos sedimentos, radica principalmente en el tipo de desembocadura que forma el río con el mar.

CAPÍTULO II

OLEAJE

2 OLEAJE

Cuando el viento comienza a soplar sobre la superficie del agua, por efectos de fricción, se produce un cierto arrastre que da lugar a la formación de rizaduras en la superficie del agua. Estas formaciones se conocen como ondas u olas capilares y tienen amplitudes de solo unos milímetros de altura y hasta poco menos de dos centímetros de longitud de onda; su principal característica es el choque entre partículas que ascienden y descienden. Conforme el viento sigue soplando y el efecto de fricción se intensifica, las ondas capilares inician una transformación hacia oscilaciones con amplitudes del orden de centímetros de altura y periodos menores de tres segundos, llamadas ondas de ultra gravedad, las trayectorias de las partículas son casi circulares y, si el viento se intensifica, las rizaduras desaparecen para dar lugar a las ondas de gravedad. Las fuerzas que tienden a restaurar la forma lisa de la superficie del agua y que al intentarlo provocan el avance de la deformación, son la tensión superficial y la gravedad. Las ondas capilares se mantienen esencialmente por la primera, mientras que la gravedad es la fuerza que tensa y mueve las ondas más grandes.

Cuan mayor es la altura de la ola, mayor es la cantidad de energía que puede recibir del viento. La altura de la ola depende de tres parámetros del viento: velocidad, persistencia y estabilidad de su dirección.

De acuerdo a su generación, se suelen distinguir dos tipos extremos de oleaje:

El oleaje tipo *Sea* o *local* es generado mar adentro, donde rara vez se aprecian crestas de cierta longitud y es difícil observar un periodo bien definido. Las características que pueden definir este tipo de oleaje es: superficie caótica ya que la superficie es impredecible y carece de periodicidad; asimetría entre la forma del valle y la cresta de las olas y el gran peralte de las olas

El oleaje tipo *Swell* o *distante* se puede observar sobre la plataforma costera, especialmente en profundidades reducidas, donde se presentan los fenómenos de transformación del oleaje. Así, el oleaje que se acerca a la costa es más regular, forma frentes de cresta muy largos y las diferencias entre periodos y longitudes de ondas consecutivas son mínimas.

El oleaje incidente es el proceso que suministra la mayor cantidad de energía sobre la costa y es común observar que cuando las olas llegan a la costa mueven el sedimento, donde el periodo de las ondas infragravitatorias o de tormenta tienen gran peso en la modificación de la costa; los periodos más pequeños son dominados por la tensión

superficial, los intermedios son dominados por la gravedad y los periodos más largos son gobernados por la aceleración de Coriolis.

Tabla 1 Clasificación de las ondas por su periodo, (Johnson et al, 1978), modificado por Silva 2005

Nombre	Periodo	Longitud	Altura	Fuerza generadora	Fuerza restauradora
Capilares	< 0.1 s	2 a 7 cm	1 a 2 mm	Viento	Tensión superficial
Ultra gravedad	0.1 – 1 s	cm	cm	Viento	Tensión superficial gravedad
Gravedad	1 – 30 s	Metros a cientos de metros	cm	Viento	Gravedad
Infra-gravedad	30 – 180 s	100 – 200 m	Pequeña	Viento	Gravedad, Coriolis
Largo periodo	300 s – 24 hrs	Puede llegar a ser de escala planetaria	1 – 5 m	Sismos, derrumbes, atracción de cuerpos celestes	Gravedad, Coriolis
Trans-marea	más de 24 hrs	-	0 – 12 m	Oscilaciones climáticas	Gravedad, Coriolis

El movimiento del sedimento es un factor primario que controla la forma de la costa, por lo que es de gran importancia tener conocimiento de los procesos relacionados con el transporte de sedimentos y sus repercusiones en los efectos de acumulación de erosión o deposición.

2.1 PROCESOS DE TRANSFORMACIÓN DEL OLEAJE

Los flujos oscilatorios derivados del oleaje incidente suelen ser los únicos que se toman en consideración en muchos estudios costeros. La generación del oleaje se da mediante la transferencia de energía del viento hacia la superficie del mar. El viento genera las olas en aguas profundas y éstas se propagan hacia la costa, de tal forma que cuando se aproximan a menores profundidades sufren una serie de transformaciones causadas por la interacción de la ola con el medio marino. Las transformaciones más importantes a las que está expuesto el oleaje son el someramiento, la refracción, difracción, reflexión y disipación por rotura.

2.1.1 SOMERAMIENTO

Cuando el oleaje se propaga desde aguas profundas hacia aguas someras, se produce un efecto debido a la presencia del fondo marino por el que la velocidad a la que se transporta es modificada. Ante mecanismos de disipación, la celeridad y la longitud de onda decrecen a medida que la profundidad se reduce, mientras que el periodo permanece constante. El flujo de energía se conserva y la celeridad de grupo disminuye, la densidad de energía por área superficial unitaria aumenta. Por lo que el oleaje experimenta un incremento gradual de su altura conocido como someramiento del oleaje.

Es posible calcular el coeficiente de someramiento mediante la siguiente formulación.

$$K_s = \frac{H_2}{H_1} = \sqrt{\frac{C_{g1}}{C_{g2}}}$$

2.1.2 REFRACCIÓN

El proceso de refracción se presenta cuando el oleaje viaja de aguas profundas a profundidades más someras con un ángulo θ respecto de la orientación de la costa. Este fenómeno ocasiona que el frente del oleaje tienda a alinearse con la orientación de los contornos batimétricos del fondo a medida que la profundidad decrece.

Se puede calcular un coeficiente de refracción utilizando la teoría del rayo que lleva implícitamente la ley de *Snell*.

$$C_0 \text{sen} \theta = C \text{sen} \theta_0$$

$$K_r = \sqrt{\frac{\text{cos} \theta_0}{\text{cos} \theta}}$$

2.1.3 DIFRACCIÓN

Este fenómeno se presenta cuando, en su propagación, el oleaje se encuentra con un obstáculo sumergido o emergido, ya que parte de su energía se transferirá lateralmente de zonas más energéticas hacia la zona protegida con menor energía. Es la difusión de la energía hacia las zonas de sombra. Ejemplos claros de este fenómeno se presentan detrás de rompeolas, pilas y rompeolas flotantes.

Muchos procesos en la costa son regidos por este fenómeno, tales como el transporte de sedimentos, la agitación en zonas abrigadas y la generación de oscilaciones con periodos infra gravitatorios.

2.1.4 REFLEXIÓN

La reflexión es un proceso por el cual parte de la energía no disipada de un determinado tren de olas genera otro tren en sentido contrario al incidir sobre un obstáculo. Cualquier estructura marítima o disminución de la profundidad provoca que el oleaje incidente experimente un fenómeno de reflexión y su intensidad depende en gran medida del poder disipador del medio con el cual interactúa. Dependiendo del tipo del material y forma del obstáculo, el coeficiente de reflexión puede variar entre 0 (*completamente absorbente*) y 1 (*completamente reflejante*).

Para estimar que tan disipativa es una estructura se utiliza el coeficiente de reflexión; que muestra la proporción entre la altura de ola incidente y la reflejada, obtenidas de la separación del oleaje incidente y el reflejado de una señal de oleaje en el dominio del tiempo o la frecuencia.

$$C_r = \frac{H_r}{H_i}$$

La reflexión sobre playas; parte de la energía del oleaje es reflejada por el propio perfil hacia aguas más profundas.

Reflexión de *Bragg*; es cuando el oleaje se propaga sobre una batimetría con formas periódicas, en ciertas circunstancias se pueden presentar grandes reflexiones o resonancias, no obstante que la variación sea del fondo sea pequeña.

Reflexión de Mach; se presenta cuando un tren de ondas se aproxima con cierto ángulo respecto a la normal de una estructura y se refleja, el oleaje en las proximidades del morro no es regular, ya que se genera una onda que se propaga a lo largo de la pared, el nombre es debido a la similitud de una onda de choque en el flujo supersónico.

Resonancia; ligada a fenómenos de reflexión, es el proceso por el cual la amplitud de una onda estacionaria o cuasi-estacionaria se ve aumentada. Tiene lugar en el momento que la oscilación generada por una fuerza externa tiene un periodo igual o similar al periodo de oscilación natural de la configuración geométrica de la infraestructura, la cual potencialmente genera en cuerpos semi cerrados sobre todo en régimen de ondas largas.

2.1.5 ROTURA

La disipación debido a la fricción en el fondo es el proceso principal de atenuación de energía. La disipación de energía ocurre principalmente en aguas poco profundas e induce una reducción de la altura de la ola. Los efectos de la fricción varían con el tipo de sedimento, así como de las características del oleaje, profundidad relativa y distancia de recorrido del oleaje. Cuando las olas se propagan a través de una zona relativamente amplia y poco profunda, su energía se disipa de forma importante. La disipación puede ser causada por el incremento de la fricción en el fondo, por la infiltración en los intersticios de estructuras porosas o fondos arenosos, el movimiento de fondos marinos cohesivos y por la resistencia inducida de la vegetación. El enfoque general para cuantificar la disipación puede implicar el uso de datos empíricos, posiblemente recogidos en el lugar de estudio o disponibles en un sitio similar. En la mayoría de los casos, la cantidad de disipación será pequeña y el esfuerzo necesario para analizar los procesos de disipación puede ser grande.

2.2 TEORÍA LINEAL

En este apartado se presentan, de forma resumida, los aspectos fundamentales de la hidrodinámica que son la base conceptual para el desarrollo de los modelos numéricos que son el fundamento de este trabajo.

Las oscilaciones que se pueden observar en el mar son ondas mecánicas superficiales que se propagan con la interfaz atmósfera – océano. Estas ondas crean un movimiento de la superficie libre del mar que varía con el tiempo y el espacio. Las perturbaciones se propagan en un fluido viscoso sobre un fondo irregular de permeabilidad variable. En general, la propagación del oleaje en un fluido es un proceso no lineal.

Sin embargo se puede simplificar su análisis físico y matemático con algunas consideraciones, las más importantes son:

- Las fuerzas principales responsables del movimiento ondulatorio son las de gravedad y las producidas por la diferencia de presiones.
- Fluido no viscoso, ya que los efectos viscosos solo son significativos en las proximidades de los contornos, y para el movimiento oscilatorio el espesor de la capa límite es del orden de milímetros, por lo que se puede aceptar que la viscosidad es nula y no hay tensiones tangenciales.
- El movimiento oscilatorio es irrotacional.
- El fluido es incompresible y homogéneo.
- La presión en la superficie del mar es uniforme y constante.

- No existe interacción del oleaje con ningún otro movimiento marino.
- El efecto de Coriolis es despreciable.
- El fondo es plano e impermeable.
- La amplitud de la onda es pequeña respecto a la profundidad e invariable en el tiempo y espacio.
- Las ondas son de gran amplitud respecto a su amplitud.
- El periodo es constante.

Para la descripción del fenómeno del oleaje, existen varias teorías ideales basadas en las suposiciones anteriormente descritas. La teoría más usada es la de *Airy*, conocida también como *teoría de ondas de pequeña amplitud*, *Stokes de primer orden* o simplemente *Teoría Lineal*. Esta teoría describe las propiedades de un ciclo de ola regular y sus propiedades son invariantes para todo ciclo y tiene tres parámetros necesarios para describirlas.

- *Periodo T*, definido como el tiempo que transcurre entre el paso sucesivo del dos crestas de ola por uno estacionario.
- *Altura de ola H*, distancia vertical entre la cresta y el valle de la ola.
- *Profundidad h*, distancia vertical entre el nivel de agua significativa y el fondo.

Otros parámetros como:

- *Longitud de onda L*, es la distancia horizontal entre dos crestas sucesivas de la ola, o la distancia entre dos pasos ascendentes o descendentes por su nivel medio.
- *Celeridad o velocidad de Fase C*, la cual representa la velocidad de propagación de la forma de la onda y se puede calcular como: $C = \frac{L}{T}$
- *Frecuencia angular σ* , que es el tiempo en una partícula de agua en cumplir un ciclo, $\sigma = \frac{2\pi}{T}$
- *Elevación de la ola η* , que representa la elevación instantánea del agua respecto al nivel de reposo del agua.
- *Velocidad horizontal y vertical de la partícula del agua.*
- *Aceleración horizontal y vertical de la partícula del agua.*

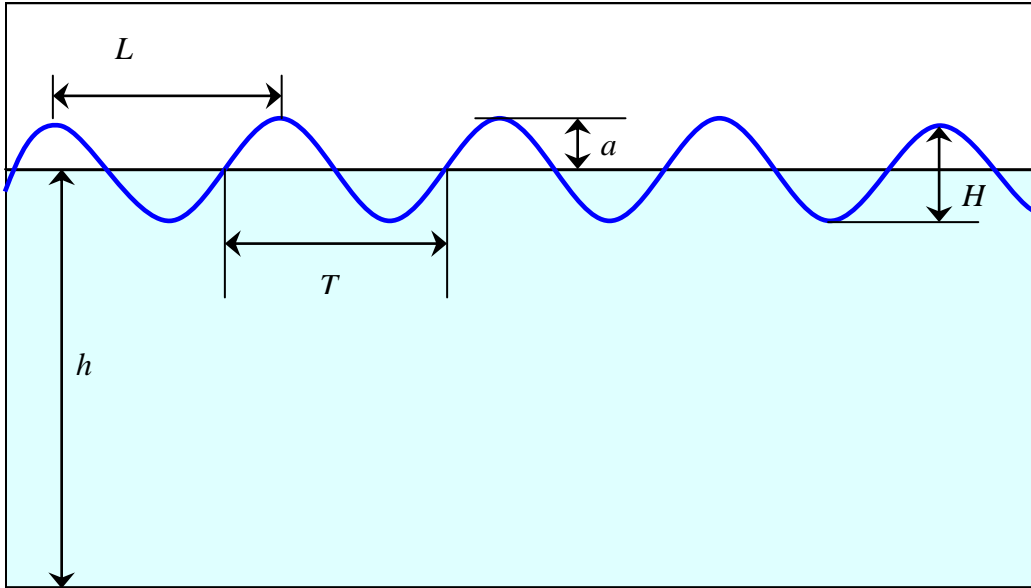


Fig. 2.2. 1 Principales parámetros en la teoría de ondas.

2.2.1 ECUACIONES DE GOBIERNO

La ecuación de *Laplace* es la ecuación de gobierno para el flujo oscilatorio; mientras que las condiciones en la interfase, agua - aire y agua - fondo se describen a partir de las ecuaciones de continuidad y de *Bernoulli*.

Ecuación de continuidad.

Aceptando que el flujo es incomprensible, la ecuación de continuidad es:

$$\text{div}V = 0$$

$$\Phi(x, y, z, t) = i \frac{g H}{\sigma 2} \frac{\cosh(k(h+z))}{\cosh(kh)} e^{i(kx-\sigma t)}$$

$\Phi(x, y, z, t)$, potencial de velocidades

Siendo V el vector velocidad del flujo.

Ecuación de Laplace

Bajo la suposición de que el flujo es irrotacional, existe un potencial de velocidades Φ , tal que:

$$u = \left(-\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right), v = \left(-\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right), w = \left(-\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)$$

Siendo u , v y w son las componentes cartesianas del vector velocidad. Con el potencial definido y considerando la ecuación de continuidad, queda:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = \nabla^2 \Phi = 0$$

Ecuaciones de Navier – Stokes

La forma vectorial para flujos incompresibles es

$$\rho \frac{DV}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 V + \vec{X}$$

Donde p es la presión, t el tiempo, μ viscosidad cinemática y \vec{X} representa a las fuerzas externas.

Ecuación de Euler

Es un caso particular de la ecuación de *Navier – Stokes* si se aplican las hipótesis de flujo no viscoso y fuerzas externas nulas excepto en dirección vertical, cuyo componente corresponde a la acción de la fuerza de gravedad, quedando de esta forma la ecuación de *Euler*.

$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}; \quad \frac{Dv}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial y}; \quad \frac{Dw}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g$$

Siendo g la aceleración de la gravedad.

Ecuación de Bernoulli

Esta ecuación es la forma integrada de la ecuación de *Euler* y proporciona una relación entre el campo de presiones y la cinemática del flujo. De modo que para el caso de fluido incompresible la ecuación se puede escribir:

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(u^2 + w^2) + \frac{p}{\rho} + gz = C(t)$$

Siendo $C(t)$ una función del tiempo que permanece constante a lo largo de la línea de corriente.

2.2.2 CONDICIONES DE FRONTERA

La ecuación de *Laplace* es la función que gobierna el movimiento del fluido. Para integrar esta ecuación se deben de establecer condiciones de contorno del dominio de integración.

Condición de contorno cinemática en el fondo

En el caso más general, la función que define un fondo impermeable viene dada por la siguiente ecuación.

$$F(x, y, z, t) = z + h(x, y, t) = 0$$

Estableciendo la condición de flujo nulo a través del fondo, la ecuación queda;

$$\frac{DF}{Dt} = \frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} + w = 0 \quad \text{en } z = -h$$

Si se considera que el fondo no varía con el tiempo:

$$u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} + w = 0 \quad \text{en } z = -h$$

Para el caso de flujo irrotacional y flujo incompresible se puede utilizar las funciones que describen el potencial de velocidades, quedando:

$$u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} + w = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) = 0 \quad \text{en } z = -h$$

$$w = - \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad \text{en } z = -h$$

Condición de contorno cinemática en la superficie libre

La superficie libre del agua se describe con la ecuación:

$$F(x, y, z, t) = z - \eta(x, y, t) = 0$$

Siendo η el desplazamiento de la superficie libre del agua sobre el nivel z . La condición de contorno cinemática en este caso exige que no haya flujo a través de la superficie aire-agua, por lo tanto la ecuación queda:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} + v \frac{\partial \eta}{\partial y} - w = 0 \quad \text{en } z = \eta$$

Se puede expresar en función de potencial de velocidades como:

$$- \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\partial \eta}{\partial t} - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \quad \text{en } z = \eta$$

Condición dinámica en la superficie libre

Se considera un fluido no viscoso y como consecuencia solo actúan las fuerzas de presión y, bajo la condición del fluido incompresible y flujo irrotacional, la condición dinámica de superficie libre está dada por la ecuación de Bernoulli, aplicada en $z = \eta(x, y)$.

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{p_\eta}{\rho} + g\eta = C(t) \quad \text{en } z = \eta$$

Siendo p_η , en la superficie libre, la presión atmosférica y considerando también $C(t)=0$

$$g\eta = \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right] \quad \text{en } z = \eta$$

Condición mixta en la superficie libre

Resulta conveniente para algunas derivadas establecer una condición mixta de superficie libre, que resulta de la combinación de las condiciones de superficie libre cinemática y dinámica, quedando la ecuación:

$$g \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \Phi^2}{\partial t^2} - \left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial y} - \frac{1}{2} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \frac{\partial}{\partial z} \right) \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right] = 0$$

2.2.3 TEORÍA DE ONDAS DE PEQUEÑA AMPLITUD

Despreciando los términos de segundo orden y superior en la ecuación de Laplace y; las condiciones de frontera (cinemáticas de fondo y cinemáticas y dinámicas de superficie libre) permiten derivar al primer orden las ecuaciones lineales de una onda monocromática, la cual también se conoce como teoría de ondas de pequeña amplitud. Llamada así porque las ecuaciones son teóricamente exactas cuando el movimiento tiende a cero. Es muy conveniente esta hipótesis ya que la elevación de la superficie libre se puede despreciar y la solución se puede asumir como válida a menos que el movimiento del oleaje sea diferente de cero.

La relación de dispersión es una ecuación que relaciona el periodo de onda T , la profundidad h y el número de onda. No depende de la amplitud, por lo que la velocidad de propagación a una profundidad dada depende exclusivamente del periodo. Es una ecuación trascendente, por lo que se debe de resolver por técnicas iterativas, teniendo una solución real e infinitas soluciones imaginarias puras, conocidos como modos evanescentes.

$$\sigma^2 = gk \tanh(kh) \quad L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh(kh)$$

Donde

$k = \frac{2\pi}{L}$, constante de integración denominada número de onda

T , periodo de la onda

$\sigma = \frac{2\pi}{T}$, frecuencia angular

L , longitud de onda

De la condición dinámica de contorno en la superficie libre, se obtiene la superficie η y dado que se busca una solución periódica de la superficie libre que represente una onda progresiva, está dada por la ecuación.

$$\eta = \text{R} \left[-\frac{i\sigma}{g} \cos(kh) B e^{i(kx - \sigma t)} \right]$$

$$B = -\frac{g}{i\sigma} \frac{a}{\cosh(kh)}$$

El potencial de velocidades está dado por

$$\Phi(x, z, t) = \text{R} \left[-\frac{i\sigma}{g} a \frac{\cos k(h+z)}{\cosh(kh)} e^{i(kx - \sigma t)} \right]$$

El resultado de aplicar la teoría lineal y para aplicaciones ingenieriles, cuando

- $kh \rightarrow 0$, la $\tanh(kh) \rightarrow kh$, por lo que se dice que el oleaje se propaga en aguas relativamente someras.
- $kh \rightarrow \infty$, la $\tanh(kh) \rightarrow 1$, se dice que el oleaje se propaga en aguas relativamente profundas.

Para fines prácticos, asumiendo que el error máximo permisible entre la solución exacta y una aproximación debe ser menor que el 1%, estos límites se pueden situar en los siguientes intervalos; $kh < \frac{\pi}{10}$ para aguas someras y $kh > \pi$ para aguas profundas.

En la siguiente tabla se presenta la compilación de las aproximaciones ingenieriles, de teoría lineal, de los parámetros característicos del movimiento oscilatorio.

		<i>Aguas someras</i> $kh < \pi/10$	<i>Aguas de transición</i> $\pi/10 < kh < \pi$	<i>Aguas profundas</i> $kh > \pi$
<i>Longitud de onda</i>		$L = T\sqrt{gh}$	$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh kh$	$L = \frac{gT^2}{2\pi}$
<i>Celeridad</i>		$C = \frac{L}{T} = \sqrt{gh}$	$C = \frac{L}{T} = \frac{\sigma}{k} = \frac{gT}{2\pi} \tanh kh$	$C = \frac{gT}{2\pi}$
<i>Celeridad de grupo</i>		$C_g = C = \sqrt{gh}$	$C_g = nC = \frac{C}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right)$	$C_g = \frac{C}{2}$
<i>Velocidad de las partículas</i>	<i>horizontal</i>	$u = a\sqrt{\frac{g}{h}} \cos(kx - \sigma t)$	$u = -\frac{\partial\phi}{\partial x} = \frac{agk \cosh k(h+z)}{\sigma \cosh kh} \cos(kx - \sigma t)$	$u = a\sigma e^{kz} \cos(kx - \sigma t)$
	<i>Vertical</i>	$w = a\sigma \left(1 + \frac{z}{h} \right) \sin(kx - \sigma t)$	$w = \frac{\partial\phi}{\partial x} = \frac{agk \sinh k(h+z)}{\sigma \cosh kh} \sin(kx - \sigma t)$	$w = a\sigma e^{kz} \sin(kx - \sigma t)$
<i>Aceleración de las partículas</i>	<i>horizontal</i>	$a_x = a\sigma\sqrt{\frac{g}{h}} \sin(kx - \sigma t)$	$a_x = \frac{\partial u}{\partial t} = agk \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \sin(kx - \sigma t)$	$a_x = a\sigma^2 e^{kz} \sin(kx - \sigma t)$
	<i>Vertical</i>	$a_z = -a\sigma^2 \left(1 + \frac{z}{h} \right) \cos(kx - \sigma t)$	$a_z = \frac{\partial w}{\partial t} = -agk \frac{\sinh k(h+z)}{\cosh kh} \cos(kx - \sigma t)$	$a_z = -a\sigma^2 e^{kz} \cos(kx - \sigma t)$
<i>Desplazamiento de las partículas</i>	<i>horizontal</i>	$\zeta = -a\sigma\sqrt{\frac{g}{h}} \sin(kx - \sigma t)$	$\zeta = \int u dt = -a \frac{gk \cosh k(h+z)}{\sigma^2 \cosh kh} \sin(kx - \sigma t)$	$\zeta = -ae^{kz} \sin(kx - \sigma t)$
	<i>Vertical</i>	$\xi = a \left(1 + \frac{z}{h} \right) \cos(kx - \sigma t)$	$\xi = \int w dt = -a \frac{gk \cosh k(h+z)}{\sigma^2 \cosh kh} \cos(kx - \sigma t)$	$\xi = ae^{kz} \cos(kx - \sigma t)$
<i>Presión total</i>		$p = -\rho gz + \rho g\eta$	$p = -\rho gz + \rho g \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \cos(kx - \sigma t)$	$p = -\rho gz + \rho g\eta e^{kz}$
<i>Flujo de energía</i>		$\bar{F} = \left(\frac{1}{8} \rho g H^2 \right) \sqrt{gh}$	$\bar{F} = \left(\frac{1}{8} \rho g H^2 \right) \frac{\sigma}{k} \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \right]$	$\bar{F} = \left(\frac{1}{8} \rho g H^2 \right) \frac{1}{2} C$

2.2.3. 1 Ecuaciones de las características del oleaje

2.2.4 PROPAGACIÓN DEL OLAJE CON FONDO VARIABLE

Como se mencionó anteriormente, cuando el oleaje se aproxima a la costa experimenta transformaciones debido a los procesos tales como refracción, difracción, someramiento, corrientes y disipación de energía por turbulencia, fricción de fondo y rotura. Una forma de representar estas transformaciones es asumiendo que el flujo es irrotacional, fluido incompresible y de proceso lineal, donde las ondas se propagan sobre un fondo con profundidad que varía levemente en el espacio. Para dar solución numérica en dos dimensiones a la ecuación modificada de la pendiente suave (MMSE), presentada inicialmente por *Berkhoff (1972)*, solo para inclinaciones suaves del fondo impermeable y que fue modificada por *Chamberlain y Porter (1995)*, válida para

cualquier pendiente. *Panchang, et al (1991), Li, et al (1992) y Zhao, et al (1996)* propusieron el uso de un modelo basado en la técnica del gradiente conjugado. Un problema generalizado de estos modelos es la forma como han sido planteadas las condiciones de frontera.

Rojanakamtorn et al (1989, 1990), Losada et al (1996) y Silva (2002) adoptaron la teoría de *Sollit y Cross (1972)*. El modelo es muy eficiente para resolver con un método de diferencias finitas sobre una malla regular la forma elíptica de la *MMSE*. Se presenta la solución general a la ecuación de propagación más general, es decir, el caso con agua y una capa fina de medio poroso sobre fondo impermeable.

La ecuación de *Laplace* es la que representa el movimiento general de los fluidos, que se puede escribir como función del potencial de velocidades

$$\nabla_h^2 \Phi + \frac{\partial \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad \text{para } -h(x, y) \leq z \leq 0$$

Ecuación válida tanto para dentro como fuera del medio poroso. Las condiciones de frontera necesarias para encontrar la solución son: condición cinemática y dinámica de superficie libre en el agua, la velocidad granular entre la interface de ambos medios, la presión del agua, la presión dentro del medio poroso, la velocidad de descarga en el medio poroso en la interface de los dos medios, la condición de impermeabilidad en el fondo por debajo del medio poroso. La ventaja de utilizar estas condiciones de contorno, de teoría lineal, es que son homogéneas pudiendo resolver el problema por el método de separación de variables; así los potenciales de velocidades dentro y fuera del medio poroso se pueden expresar de la siguiente manera:

$$\Phi_{\text{agua}}(x, y, z, t) = R\{\varphi(x, y, z, t)M(z)\}$$

$$\Phi_{\text{poroso}}(x, y, z, t) = R\{\varphi(x, y, z, t)P(z)\}$$

Realizando las operaciones adecuadas y tomado en cuenta las condiciones de frontera del dominio, se llega a la ecuación de la pendiente suave. (*Ver Silva et al, 2005*)

$$\nabla_h(I_1 \nabla_h \varphi) + K^2 \varphi I_1 + \varphi r(h, h_{\text{poroso}}) - \frac{1}{g} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \varphi \sigma^2 \right) = 0$$

La ecuación anterior se la versión extendida de la ecuación de la pendiente suave dependiente del tiempo.

Para obtener la extensión de la ecuación de la pendiente suave independiente del tiempo o armónica, se utiliza la siguiente expresión.

$$\varphi(x, y, t) = \phi(x, y)e^{-i\sigma t}$$

Por lo que la MMSE es

$$\nabla_h(I_1 \nabla_h \phi) + K^2 \phi I_1 + \phi r(h, h_{poroso}) = 0$$

En la zona de rotura se presentan las corrientes más importantes producidas por el oleaje, por lo que es necesario que el modelo sea capaz de disipar la energía y representar lo mejor posible el fenómeno; por ello, se agrega artificialmente un término disipativo como el presentado por *Dally et al* en el (1985).

$$\nabla_h(I_1 \nabla_h \phi) + [(K^2 - i\sigma f_D)I_1 + r(h, h_{poroso})]\phi = 0$$

Donde
$$f_D = \frac{R(K)C_k}{\sigma h^*} \left[1 - \left(\frac{C_G h^*}{H_B} \right)^2 \right]$$

f_D Término disipativo

σ Frecuencia angular

T Periodo

$R(\)$, indica la parte real del argumento, C_k y C_G son coeficientes experimentales, $h^* = h_{poroso} + \epsilon h_a$ es la profundidad relativa.

La ecuación *MMSE* representa la propagación de una onda progresiva sobre fondo impermeable variable y con una capa de medio poroso de espesor finito pero variable, constituye el caso general de las ecuaciones derivadas por otros autores.

2.3 WAPO (*Wave Propagation On the coast*)

El modelo numérico WAPO, se desarrolló en Fortran 77, que para mayor facilidad cuenta con un módulo de pre-proceso llamado *BWAPO3* y otro que permite automatizar la ejecución de múltiples casos y generar los datos de entrada y ejecutar una versión del Ref-Dif (*Kirby & Dalrymple, 1996*) llamado *OLUCA-UNAM*.

Los modelos matemáticos de oleaje son muchas veces usados en la ingeniería costera para predecir las transformaciones que sufre el oleaje al acercarse a la costa intentando representarlas lo mejor posible, tales transformaciones son el someramiento, la refracción, difracción, reflexión y la disipación por rotura.

El modelo está basado en la ecuación modificada de la pendiente suave de la teoría lineal o de Stokes, por lo que se restringido a condiciones en las que la teoría lineal es válida. La ecuación de dispersión general que ofrece la teoría lineal es

$$\sigma^2 = gk \tanh kh$$

La forma de medir la linealidad del fenómeno, se utiliza el número de *Ursell*, que se define

$$Ur = \frac{H_L L^2}{h^3}$$

Si *Ur* es mayor de 40, la solución de Stokes deja de ser válida, que ocurre en aguas someras. Para ampliar la solución del modelo a zonas con someras, *Hedges (1976)* propuso una modificación a la relación de la dispersión, incluyendo la dispersión debida a la amplitud.

$$\sigma^2 = gk \tanh\left(kh\left(1 + \frac{A}{h}\right)\right) \quad A = |\phi|$$

La disipación de la energía en la que se basa el modelo es la fricción de fondo, utilizando un factor de fricción de tipo *Darcy-Weisbach*; *a*, es la amplitud de la onda; σ , es la frecuencia angular y *n* se puede calcular como

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

$$f_B = \frac{4}{3\pi} \frac{C_f a \sigma^2}{ng \sinh^3 kh}$$

La rotura es uno de los procesos que más influye en el comportamiento hidrodinámico cerca de la costa, porque por un lado es una manifestación de disipación de energía y por el otro, condiciona el transporte de sedimentos en la playa.

El análisis de la rotura se puede tratar de tres maneras:

- Modelos que limitan la altura de ola
- Modelos de propagación de ondas solitarias
- Modelos que determinan la variación espacial de la energía del oleaje

El modelo aquí explicado utiliza la última de estas opciones, ya que tiene la ventaja de que puede describir tanto la rotura como la eventual recomposición de las ondas.

El modelo utilizado por el modelo, es el desarrollado por *Dally, Dean et al (1985)*, quienes consideraron un perfil, partiendo de aguas profundas, con una inclinación suave, el cual en algún punto, en aguas someras, cambia a horizontal. En tales condiciones la rotura continua hasta que la ola alcanza una altura estable y reinicia el movimiento ondulatorio. La ecuación que gobierna el balance de energía de la onda propagándose en dirección *x* es

$$\frac{\partial}{\partial x}(EC_g) = -\delta(x)$$

E energía de la onda por unidad de superficie

C_g celeridad de grupo

$\delta(x)$ tasa de disipación de energía por unidad de superficie

La aplicación de este modelo de disipación depende del conocimiento de la expresión que describe la variación del fondo. *Dally y Dean*, determinaron la solución para tres casos.

- Fondo plano
- Pendiente uniforme
- Perfil de equilibrio (*perfil de Dean*)

Con el fin de aplicar el mismo modelo de disipación en la ecuación modificada de la pendiente suave, *Silva, A. Borthwick et al (2003)*, modificaron f_D para incluirlo dentro del término multiplicado por la función I_1 .

$$f_D = \frac{0.15k}{\sigma h} \left[1 - \left(\frac{0.4h}{H_B} \right)^2 \right]$$

El modelo de propagación empleado en *WAPO* considera que cuando $H < 0.78 h$ no se presenta rotura, por tanto $f_D = 0$. Cuando $H \geq 0.78 h$ inicia la rotura y f_D se calcula a partir de la ecuación anterior. La rotura continua hasta que $H < 0.78h$, $f_D = 0$ de modo que la ola reconstituida sigue propagándose hasta eventualmente romper, es decir, el cálculo de la disipación de energía es iterativo.

Anteriormente se utilizaban relaciones muy simples para resolver la transmisión del oleaje a través de los contornos del dominio (*Rojanakanthorn et al. 1998*), sin embargo se demostró que una incorrecta aproximación en las fronteras, cuando el oleaje incide de forma oblicua, genera importantes oscilaciones numéricas (*reflexión*) que se propagan rápidamente dentro del dominio, en especial si se utiliza la forma elíptica de la ecuación de la pendiente suave, que se traduce en graves errores cuando los resultados de la propagación se utilizan como datos de entrada para otros modelos, como pueden ser los cálculos de los tensores de radiación. También afecta la interpretación de estudios de resonancia.

La ecuación de la pendiente suave se puede escribir en la forma de *Helmholtz*.

$$\nabla_h^2 \psi + K_c^2 \psi = 0 \quad \psi = \sqrt{I_1} \phi$$

$\psi = \sqrt{I_1 \phi}$, es el potencial de velocidades normalizado, y se ha utilizado la transformación $K_c^2 = (K^2 - i\sigma f_D) + \frac{r(h, h_p)}{I_1} - \frac{\nabla_h^2 I_1}{\sqrt{I_1}}$

Para resolver esta ecuación se requiere la implementación de un esquema discreto y las condiciones de frontera apropiadas. En el modelo se consideran dos tipos de condiciones de frontera: condición abierta o de radiación y una condición parcialmente reflejante.

2.3.1 CONDICIÓN DE FRONTERA ABIERTA O DE RADIACION AL INFINITO

Kirby (1989) mostro las ventajas de utilizar la forma parabólica de la ecuación de la pendiente suave como condición de frontera, sin embargo la precisión de los resultados dependerá del orden de aproximación de la ecuación parabólica de la pendiente suave.

La aproximación parabólica que utiliza este modelo numérico, debido al amplio rango de direcciones que permite modelar con buena precisión, es:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = i a_0 K_c \psi + i \frac{a_1}{K_c} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - \frac{a_2}{K_c^2} \frac{\partial^3 \psi}{\partial x \partial y^2}$$

Donde los valores de a_0, a_1, a_2 se muestran en la siguiente tabla.

Angulo apertura (°)	a_0	a_1	a_2
0	1.0	0.75	0.25
10	0.999999972	0.752858477	0.252874920
20	0.999998178	0.761464683	0.261734267
30	0.999978391	0.775898646	0.277321130
40	0.999871128	0.796244743	0.301017258
50	0.999465861	0.822482968	0.335207575
60	0.998213736	0.854229482	0.383283031
70	0.994733030	0.890064831	0.451640568
80	0.985273164	0.925464479	0.550974375
90	0.956311082	0.943396628	0.704401903

Condición de frontera abierta

Para esta condición, el potencial total es la suma del oleaje incidente y perturbado ($\psi = \psi_i + \psi_s$), por lo que de la aproximación parabólica de la pendiente suave, se tiene

$$\frac{\partial \psi_s}{\partial x} = \frac{\partial(\psi - \psi_i)}{\partial x} = iK_c \left(a_0(\psi - \psi_i) + \frac{a_1}{K_c^2} \frac{\partial^2(\psi - \psi_i)}{\partial y^2} \right) - \frac{a_2}{K_c^2} \frac{\partial^3(\psi - \psi_i)}{\partial x \partial y^2}$$

El potencial de velocidades se puede definir como

$$\psi^g = \frac{igH}{2\sigma} \sqrt{I_1} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} e^{i(x \cos \theta + y \sin \theta)}$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} \approx - \left(iK_c a_0 \psi + i \frac{a_1}{K_c} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{a_2}{K_c^2} \frac{\partial^3 \psi}{\partial x \partial y^2} \right) + i(k + K_c) \psi^g \cos \theta$$

Cuando la profundidad es variable, la ecuación anterior no es útil, por lo que el problema se divide en tres zonas

Potencial en la frontera del dominio

Este potencial se define como la suma de un potencial incidente y otro reflejado, de la forma

$$\Psi_1 = \sqrt{I_1} f(z) (A_1 e^{iK(x \cos \theta)} + R e^{-iK(x \cos \theta)})$$

A_1 y R son las amplitudes de los potenciales incidentes y reflejados, respectivamente.

El potencial dentro del dominio está definido por

$$\Psi_2 = f(z) \psi$$

Se deben cumplir las condiciones de continuidad de flujo de masa y presión:

$$\Psi_1 = \Psi_2 \quad \text{en } x = 0$$

$$\Psi_{1x} = \Psi_{2x} \quad \text{en } x = 0$$

Por lo que de estas condiciones, se tiene que

$$\sqrt{I_1}(A_1 + R) = \psi$$

$$C_1 = \left(\frac{\partial h}{\partial x} \frac{I_2}{I_1} + iK \cos \theta \right) \quad y \quad C_2 = 2iA_1 K \cos \theta \sqrt{I_1}$$

Si se acepta que no existe reflexión en la dirección y , se tiene

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + K_c^2 \psi = C_3$$

$$C_3 = A_1 K^2 \sin^2 \theta$$

Potencial en el dominio

Dentro del dominio se considera que la batimetría es paralela en el sentido perpendicular al eje en cuestión, por lo que la ecuación de gobierno se transforma en

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + B\psi = 0$$

$$B = (K_c^2 - K^2 \sin^2 \theta_1)$$

Con la ley de Snell se estima el ángulo local θ_1

$$\theta_1 = a \sin \left(\frac{K_0}{K_1} \sin \theta \right)$$

Potencial en la costa

Para obtener las condiciones de frontera en la costa, se define un potencial justo fuera del dominio como la suma del potencial que se transmite y otro que se refleja.

$$\Psi = \psi f(z) (e^{iK(x \cos \theta_2)} + K_R e^{-iK(x \cos \theta_2)})$$

La velocidad horizontal de la onda en el contorno es

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} = i\psi f(z) k \cos \theta_2 (e^{ik(x \cos \theta_2)} - K_R e^{-ik(x \cos \theta_2)})$$

Quedando la ecuación de gobierno

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} + D_1 \psi = 0$$

$$D_1 = ik\gamma \cos \theta_2 \quad y \quad \gamma = \frac{(1 - K_R)}{(1 + K_R)}$$

2.3.2 CONDICIÓN DE FRONTERA PARCIALMENTE REFLEJANTE

Esta condición considera la condición cuando el oleaje es parcialmente reflejado en las fronteras internas o externas, teniendo como soluciones límites la condición de contorno totalmente reflejado y totalmente absorbente. Para obtener las condiciones de frontera se define un potencial justo en la frontera como la suma del potencial que se transmite y otro que se refleja.

$$\psi = \psi^- + \psi_r = \psi^- (1 + K_R)$$

Y fuera del dominio

$$\psi = \psi^-(1 - K_R)$$

Al aplicar las condiciones de continuidad de flujo de masa y presiones se llega a:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = \gamma \left(iK_C a_0 \psi + i \frac{a_1}{K_C} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - \frac{a_2}{K_C^2} \frac{\partial^3 \psi}{\partial x \partial y^2} \right)$$

$$\gamma = \frac{(1 - K_R)}{(1 + K_R)}$$

Para un coeficiente de reflexión $K_R = 0$, se tendría una condición de contorno totalmente absorbente, mientras que si toma un valor de uno, se tendría una condición de contorno totalmente reflejante.

2.3.3 DISCRETIZACIÓN DE LA MMSE

La implementación numérica a la ecuación modificada de pendiente suave de dos dimensiones se realizó bajo la técnica de diferencias finitas al segundo orden de aproximación, con la excepción de cuarto orden para evaluar el oleaje incidente en las fronteras con fondo variable. Una vez planteadas las ecuaciones, se utilizó el sistema de eliminación de Gauss con pivoteo parcial para dar solución al problema.

$$\frac{\psi_{i,j-1} - 2\psi_{i,j} + \psi_{i,j+1}}{\Delta y^2} + \frac{\psi_{i-1,j} - 2\psi_{i,j} + \psi_{i+1,j}}{\Delta x^2} + K_C^2 \psi_{i,j} = 0$$

De igual manera se realiza la discretización para las condiciones de frontera

2.3.4 ESTRUCTURA DEL PROGRAMA WAPO

- BWAPO: *Está diseñado para que a partir de unas condiciones iniciales e información batimétrica del área de estudio, se construya una base de datos con las condiciones iniciales que necesita el programa WAPO3. Construye la malla computacional.*
- WAPO3: *Tiene una rutina principal y ocho subrutinas (LEODATA, WVNUM, ZKC, LATERAP, COEFF, SOLVER, ANGU Y GRD). Capaz de resolver las ecuaciones y la lectura de los datos iniciales. Tiene la función de generar y resolver el sistema de ecuaciones para estimar los potenciales de velocidades locales a lo largo y ancho de una malla computacional*
- MWAPO3: *Es un programa que controla los anteriores programas y genera los archivos de entrada para el programa OLUCA-UNAM, este programa resuelve a través de una aproximación parabólica la ecuación modificada de la pendiente suave*

CAPÍTULO III

MODELACIÓN NUMÉRICA DE CORRIENTES COSTERAS

3 MODELACIÓN NUMÉRICA DE CORRIENTES COSTERAS

La simulación de flujos con discontinuidades (saltos hidráulicos) ha sido, desde hace años un tema que se continúa estudiando. Los estudios realizados al respecto llevaron a *Godunov (1959)* a desarrollar una técnica para la solución de sistemas hiperbólicos que consiste en reemplazar el flujo continuo en un dominio de cálculo por una serie de estados que se consideran constantes en pequeñas secciones y discontinuos al inicio y al final de cada una.

3.1 ECUACIONES DE GOBIERNO

Las ecuaciones de Navier-Stokes, describen tanto el flujo en cuerpos de agua en los que la velocidad vertical es casi nula y la presión es considerada hidrostática como sus efectos; la generación de campos de corrientes y perturbaciones en la superficie libre del agua cuyas escalas de tiempo son mayores que las del periodo propio de la onda. Estas ecuaciones son no lineales e imposibles de resolver analíticamente excepto en algunos casos muy específicos. Las ecuaciones de movimiento integradas en la vertical, considerando el efecto de Coriolis y de acuerdo a *Mei (1989)*, se pueden escribir:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial(uh)}{\partial x} + \frac{\partial(vh)}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial(uh)}{\partial t} + \frac{\partial(u^2h)}{\partial x} + \frac{\partial(uvh)}{\partial y} - \left(\frac{\partial(\varepsilon u_x h)}{\partial x} + \frac{\partial(\varepsilon u_y h)}{\partial y} \right) = -\frac{\tau_{bx}}{\rho} - gh \frac{\partial \eta}{\partial x} + hf v - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \right)$$

$$\frac{\partial(vh)}{\partial t} + \frac{\partial(uvh)}{\partial x} + \frac{\partial(v^2h)}{\partial y} - \left(\frac{\partial(\varepsilon v_x h)}{\partial x} + \frac{\partial(\varepsilon v_y h)}{\partial y} \right) = -\frac{\tau_{by}}{\rho} - gh \frac{\partial \eta}{\partial y} + hf u - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial S_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right)$$

u, v componentes del vector velocidad, el subíndice indica derivación.

h profundidad total $h=h_s+\eta$

h_s profundidad del nivel medio del mar

ε viscosidad de remolino

τ_{bi} esfuerzos debidos a la fricción de fondo, $\tau_{bx} = \frac{\rho g u \sqrt{u_2 + v_2}}{c^2}$; $\tau_{by} = \frac{\rho g v \sqrt{u_2 + v_2}}{c^2}$

f parámetro de Coriolis

S_{ij} Componentes del vector de radiación.

3.1 TENSOR DE RADIACIÓN

Este concepto fue desarrollado originalmente por *Longuet-Higgins y Stewart (1962)* quienes utilizan una analogía con las ondas electromagnéticas y la presión (o tensión) que indican obstáculos en su trayectoria en su trayectoria. Una forma de poder comprender el concepto del *tensor de radiación*, es partir de una onda de pequeña amplitud viajando en dirección x .

$$u = \sigma a \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cos(kx - \sigma t)$$

$$w = \sigma a \frac{\sinh k(h+z)}{\sinh kh} \sin(kx - \sigma t)$$

Considerando el flujo horizontal de momentum por unidad de área a través de un plano vertical, el cual es igual a la presión ejercida sobre dicho plano.

$$M(x, t) = \int_{-h}^{\eta} (p + \rho u^2) dz$$

Sustrayendo la parte del flujo del momentum correspondiente a la presión hidrostática, a fin de considerar solo la debida a las ondas.

$$S_{ij} = \overline{\int_{-h}^{\eta} (p + \rho u^2) dz} - \overline{\int_{-h}^0 p_0 dz}$$

S tensor de radiación

i, j indican el flujo del momentum en dirección i a través de un plano definido por j constante.

ρ densidad del fluido

p_0 presión hidrostática

Desde este punto de vista, se puede definir el tensor de radiación, como la diferencia entre el valor medio del flujo del momentum, $M(x, t)$, respecto del tiempo y del valor medio del mismo flujo en ausencia de ondas. El tensor se puede descomponer, para el caso de las ondas representadas por las ecuaciones anteriores como:

$$S_{xx}^{(1)} = \overline{\int_{-h}^{\eta} \rho u^2 dz}$$

$$S_{xx}^{(2)} = \overline{\int_{-h}^0 (p - p_0) dz}$$

$$S_{xx}^{(3)} = \overline{\int_{-h}^{\eta} p dz}$$

$$S_{xx} = S_{xx}^{(1)} + S_{xx}^{(2)} + S_{xx}^{(3)}$$

Realizando las operaciones necesarias y considerando las condiciones iniciales, se llega a la definición del tensor de radiación.

$$S_{xx} = \rho g a^2 \left(\frac{kh}{\sinh 2kh} + \frac{1}{4} \right)$$

$$S_{yy} = \rho g a^2 \left(\frac{kh}{2\sinh 2kh} \right)$$

De modo que el tensor de radiación para el caso unidireccional queda:

$$S = \begin{pmatrix} S_{xx} & 0 \\ 0 & S_{yy} \end{pmatrix} = \rho g a^2 \begin{pmatrix} \frac{kh}{\sinh 2kh} + \frac{1}{4} & 0 \\ 0 & \frac{kh}{2\sinh 2kh} \end{pmatrix}$$

Utilizando un desarrollo similar para obtener el tensor de radiación, los tensores de radiación de una onda progresiva en dirección θ en función de la profundidad son:

- *Tensor de radiación en aguas intermedias*

$$S = \frac{\rho g a^2}{4} \begin{bmatrix} \frac{2C_g}{C} \cos^2 \theta + \left(\frac{2C_g}{C} - 1 \right) & \frac{C_g}{C} \cos \theta \sin \theta \\ \frac{C_g}{C} \cos \theta \sin \theta & \frac{2C_g}{C} \sin^2 \theta + \left(\frac{2C_g}{C} - 1 \right) \end{bmatrix}$$

- *Tensor de radiación en aguas profundas*

$$S = \frac{\rho g a^2}{4} \begin{pmatrix} \cos^2 \theta & \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta \end{pmatrix}$$

- *Tensor de radiación para aguas someras*

$$S = \frac{\rho g a^2}{4} \begin{pmatrix} 2\cos^2 \theta + 1 & \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta & 2\sin^2 \theta + 1 \end{pmatrix}$$

3.2 CORRIENTES EN LA ZONA CERCANA A LA COSTA

Cuando el oleaje alcanza la costa y rompe en la playa, dependiendo de las condiciones del oleaje y la playa, se puede generar una gran variedad de corrientes en la zona cercana a la costa. Se pueden distinguir dos patrones de circulación que se pueden considerar como casos límite.

Cuando las olas se aproximan en dirección normal a la costa y sus crestas rompen paralelamente a las líneas batimétricas, las corrientes generadas toman la forma de circulación en celdas con corrientes de retorno (*rip currents*), generalmente muy fuertes y estrechas en dirección mar adentro.

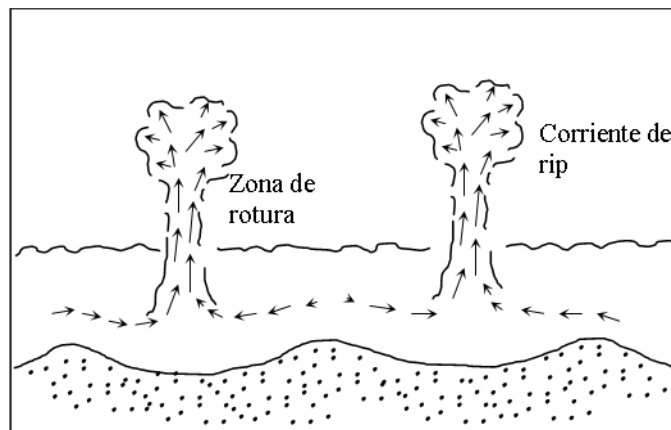


Fig. 3.2. 1 Circulación de celdas, dirección normal.

Otro caso de circulación ocurre cuando las olas se aproximan a la costa y rompen con un ángulo considerable con relación a la línea de costa. Las corrientes generadas fluyen paralelamente a la línea de costa y está confinada casi en su totalidad a la zona de *surf*, en medio de la rompiente y la línea de costa.

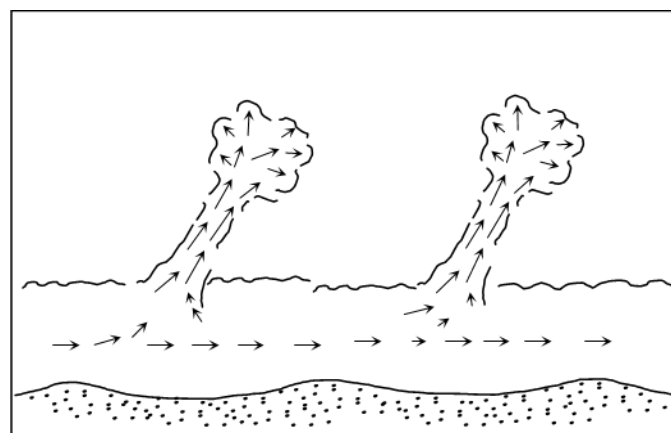


Fig. 3.2. 2 Circulación general, con ángulo de rotura.

Cuando las olas rompen con poco ángulo, las corrientes adquieren características de los dos casos antes descritos, siendo impulsadas en parte por rotura oblicua del oleaje pero también desviándose hacia mar adentro como corrientes de retorno.

Dependiendo de la fuerza y del patrón de circulación de estas corrientes, son beneficiosas para el medio, hacen que el tiempo de permanencia del agua en la zona cercana a la costa sea pequeño y se reemplace por agua generalmente más limpia proveniente de la zona de costa afuera.

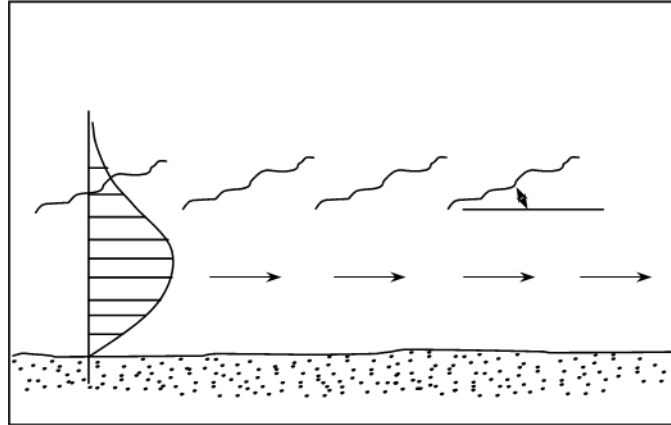


Fig. 3.2. 3 Aproximación oblicua de la ola.

Las corrientes generadas por la rotura del oleaje son el movimiento de agua dominante en la zona cercana a la costa para costas abiertas, y por lo tanto son importantes en la dispersión de contaminantes, nutrientes, transporte de sedimentos y por lo tanto de la respuesta morfodinámica de una playa. La interacción de estas corrientes con los flujos oscilatorios y de resaca asociados al oleaje, ocasionan el transporte de sedimentos, dan la dirección al movimiento del sedimento en una playa.

La topografía de la costa es un factor importante que controla los patrones de corriente, por lo que los sistemas hidro-morfodinámicos se retroalimentan, por lo que muchas veces es difícil saber qué fue primero, la corriente o la topografía.

3.3 CORRIENTES INDUCIDAS POR OLEAJE OBLICUO

Es el caso de corrientes menos complejo, pero también el menos comprendido, pero de gran importancia como mecanismo de transporte de sedimentos longitudinal a la costa, es el de la corriente longitudinal producida por la rotura del oleaje con incidencia oblicua. La corriente es inducida básicamente por el oleaje rompiendo en una playa con pendiente, que eventualmente se puede ver afectada por el viento, las ondas de mareas y corrientes oceánicas.

Diversas teorías como la de *Galvin (1967)* y *Komar (1976)*; *Bowen (1969)*; *Longuet-Higgins (1970 a, b)* y *Thornton (1970)*, emplearon el concepto de tensor de radiación (*antes descrito*) para describir el flujo de momentum asociado con el oleaje como el agente impulsor de las corrientes longitudinales. La diferencia entre las aproximaciones efectuadas en los análisis, es básicamente, en la formulación del coeficiente de arrastre en la corriente y el modelado del coeficiente de mezcla horizontal a través de la zona de *surf*.

El análisis de *Longuet-Higgins* representa la solución más simple y ha sido el punto de partida de varios estudios posteriores.

La forma en que se evalúa el coeficiente de mezcla horizontal o lateral, según *Bowen (1969 a)* supuso que era constante a través de la zona de *surf*, *Longuet-Higgins (1970 b)* usó un coeficiente de mezcla equivalente a $(\rho \times u_{bwm})$, argumentando que la escala longitudinal de la turbulencia dependía de la costa.

Battjes (1975) sugiere que el tamaño característico de los vórtices está limitado por la profundidad local y no por la distancia transversal. Basándose en una comparación con datos de laboratorio, *Madsen et al (1978)* concluyeron que debe de existir una dependencia de la mezcla horizontal con la pendiente de la playa. Otros estudios evaluaron el coeficiente de viscosidad, expresándolo en términos del flujo oscilatorio asociado al oleaje (*Thornton, 1970* y *Jonsson et al 1974*).

La solución obtenida por *Longuet-Higgins (1970 b)* conlleva a la familia de perfiles de las corrientes longitudinales que se muestran en la Figura 3.3.1

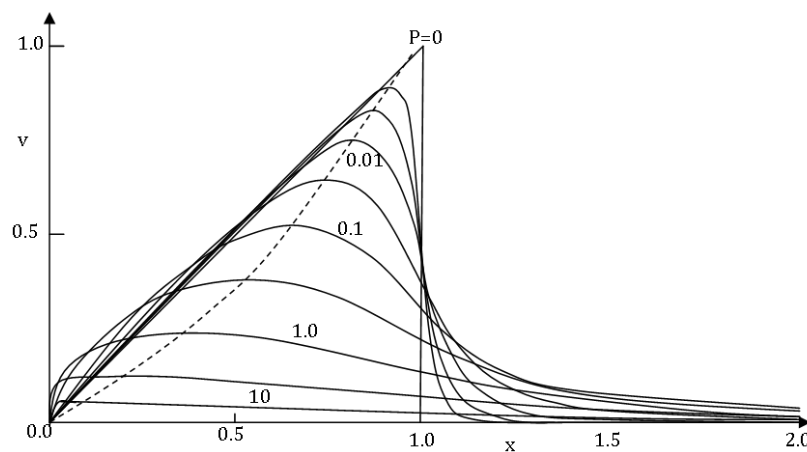


Fig. 3.3. 1 Familia de perfiles de corrientes longitudinales a la costa a través de la zona de surf, Longuet-Higgins, 1970 b.

3.4 CORRIENTES DE RETORNO Y CIRCULACIÓN EN CELDAS

Son las corrientes de retorno más visibles de los sistemas de circulación en la zona cercana a la costa. Son corrientes fuertes y estrechas que fluyen en dirección al mar. Pueden traer sedimento, lo que le da una coloración característica. Se alimentan por las corrientes longitudinales en la zona de surf dirigidas hacia ellas, incrementando su magnitud desde cero en un punto intermedio entre dos corrientes de retorno vecinas hasta un máximo justo antes de girarse mar adentro para formar la corriente de retorno. A su vez, las corrientes longitudinales se alimentan de un flujo lento de transporte de masa de agua traída por el oleaje hacia la zona de rompientes.

El patrón de circulación por celdas en la zona de rompientes consiste en corrientes longitudinales divergentes (*donde la velocidad es nula*) en algún punto intermedio entre los cuellos de las corrientes, de unas corrientes de retorno que se extienden a través de la rompiente cuyo flujo es en dirección al mar y de un transporte de masa de agua en dirección a la costa inducido por el oleaje en rotura que se compensa con agua que escapa de la zona de rompiente. La forma idealizada de este sistema es cuando la corriente tiene una orientación normal a la costa con corrientes longitudinales hacia ellas como mecanismo de alimentación a ambos lados de la corriente de retorno. Es más común ver las corrientes de retorno cortar diagonalmente a la zona de surf en lugar de hacerlo perpendicularmente.

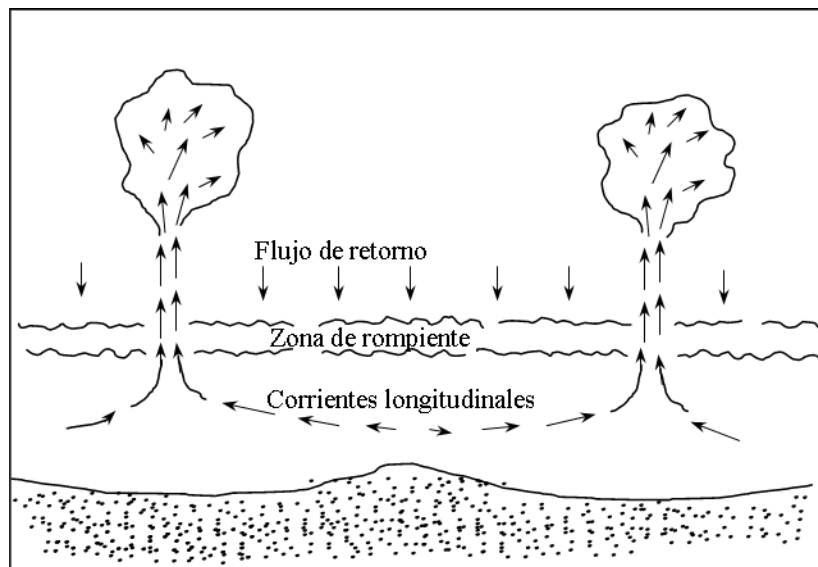


Fig. 3.4. 1 Corrientes de retorno y circulación de celdas.

Shepard et al (1941), presentaron uno de los primeros estudios de campo de sistemas de corrientes de retorno, encontraron que la velocidad de las corrientes de retorno, así como la longitud de las mismas dependía de la altura del oleaje incidente. Shepard

& Inman (1950 a, b) encontraron que aunque la topografía de la plataforma y sus efectos sobre la refracción del oleaje podría influir, también se podrían generar corrientes de retorno más débiles aunque más numerosas.

Los primeros intentos para analizar cuantitativamente los patrones de circulación en la zona cercana a la costa fueron realizados en términos de continuidad de masa, es decir, en términos del transporte de masa (*deriva de Stokes*) asociado al oleaje. Una aproximación alternativa al problema fue considerar la continuidad del flujo de momentum debido a la presencia del oleaje a raíz de la introducción del tensor de radiación, que es hoy día el concepto más ampliamente aceptado y utilizado como herramienta básica teórica para modelar el patrón de circulación por celdas en la zona cercana a la costa. La componente transversal a la costa del tensor de radiación, el flujo en la dirección x del flujo de momentum debido a las olas, produce un descenso del nivel del mar o *setdown* justo antes de la línea de rotura y un incremento del nivel del mar o *setup* en la zona de *surf*. Por lo que en el caso de tener variaciones de altura de ola longitudinales a la costa, habrá también variaciones longitudinales de la posición de la línea de rotura y de la magnitud del *setdown* y *setup*. En la zona de mayor altura de ola se producirá mayor *setup* que en las zonas de menor altura de ola, por lo que se generara un gradiente de presión asociado a las diferencias en el nivel medio del agua y provocara que las corrientes longitudinales fluyan de las zonas de mayor altura de ola y *setup* hacia las zonas de menor altura de ola y *setup* en las que si hay convergencia de corrientes longitudinales a la costa, estas giraran hacia el mar produciendo corrientes de retorno (*Bowen, 1969 a*).

Conforme la ola se aproxima a la línea de orilla, se deforma y crece por someramiento hasta un punto crítico de inestabilidad donde la ola finalmente rompe y decae la altura de ola. Por cuestión de conservación de flujo de energía, los cambios en el exceso de flujo de momentum en dirección a la costa, son balanceados por los gradientes del campo de presión, es decir, por los desplazamientos del nivel medio del mar, *el setdown, el setdown y setup* del oleaje. Fuera de la zona de rompientes, las olas sienten el fondo y se deforman, aumentando la altura de ola por lo que para conservar el flujo de energía se produce una depresión en el nivel del mar para balancear el gradiente positivo.

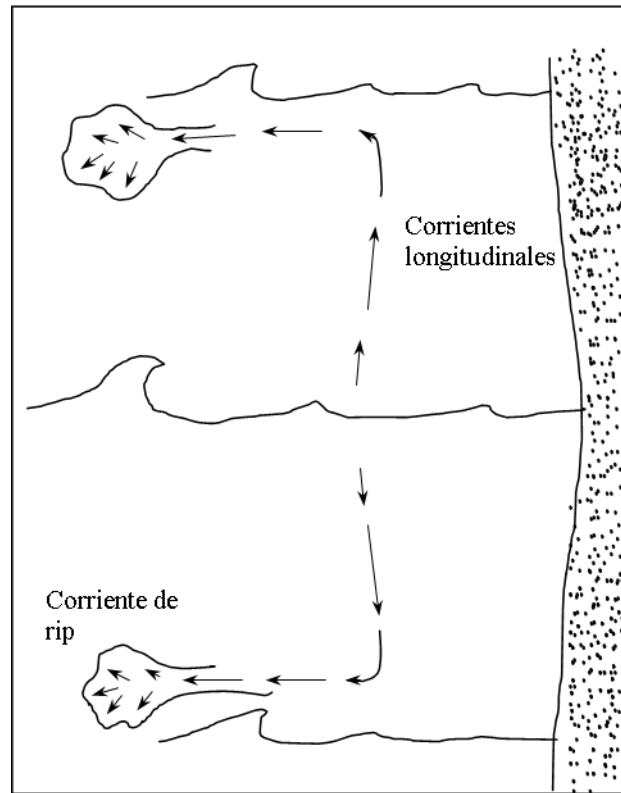


Fig. 3.4. 2 Circulación por celdas por una variación longitudinal (Komar, 1998)

Las corrientes longitudinales fluyen desde posiciones de grandes alturas (*mayor setup*) hacia puntos de menor altura (*menor setup*) donde convergen las corrientes, girando en dirección al mar en forma de corrientes de retorno (Komar, 1998). Ver Fig. 3.4.2

La presencia de estructuras de protección costera es otro factor que puede regular los patrones de refracción del oleaje ya que, al proteger determinadas zonas de la costa de la acción directa del oleaje, puede producir importantes variaciones longitudinales de alturas de ola y *setup*. La acción combinada de la refracción y difracción hace que haya menos altura de ola y *setup*. Gourley (1974, 1976) realizó un experimento para observar la circulación en la zona cercana a la costa generada por una región abrigada por un rompeolas. Ver Fig. 3.4.3

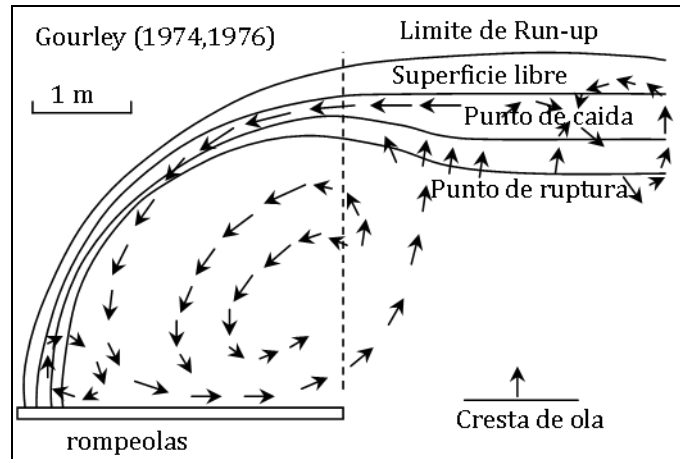


Fig. 3.4. 3 Experimento realizado por Gourley (1974, 1976)

Desde el análisis teórico de *Bowen (1969 b)* de la circulación en celdas, se han propuesto muchos otros mecanismos para explicar la generación de los gradientes longitudinales del tensor de radiación requeridos. Según *Tang & Dalrymple (1989)* pueden ser divididos en tres categorías.

- *Modelos de interacción del oleaje con el fondo*
- *Modelos de interacción ola a ola*
- *Modelos de estabilidad*

Los modelos de interacción del oleaje con el fondo consideran los efectos de los fondos con batimetrías no uniformes sobre el oleaje incidente y por tanto de la distribución longitudinal del *setup*. El mecanismo más obvio es la refracción de oleaje, que puede distribuir de manera no uniforme la energía del oleaje a lo largo de la playa y por tanto variar las alturas de ola y el *setup* asociado a lo largo de la playa.

Otro mecanismo para la generación de variaciones en el *setup* por medio de la interacción del oleaje con el fondo fue observado por *Sonu (1972)*, sus mediciones revelaron que las corrientes hacia la costa en las celdas de circulación se daban sobre los bajos, mientras que las corrientes de retorno se desarrollaban sobre las depresiones. En la Fig. 3.4.4 se observa el patrón de circulación y corrientes longitudinales que fluyen desde las posiciones de la cresta de la barra hacia las depresiones, donde convergen y provoca un flujo hacia el mar en forma de corriente de retorno, a pesar de la uniformidad longitudinal de altura de ola de rotura. *Sonu, 1972*. Ver Fig. 3.4.4

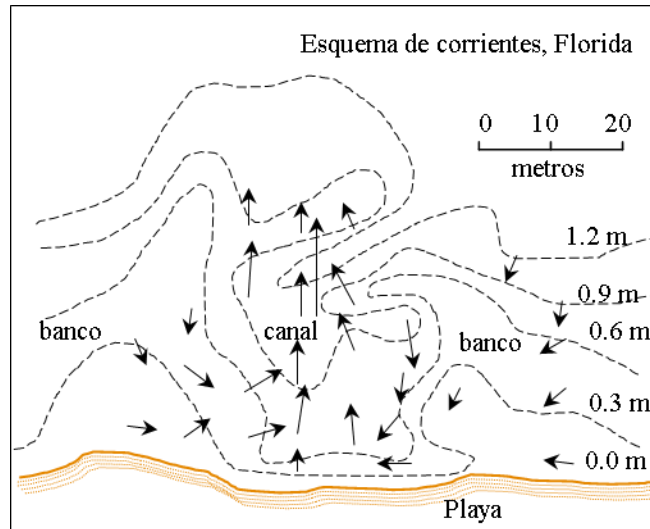


Fig. 3.4. 4 Patrón de circulación y corrientes longitudinales. Sonu, 1972

La circulación en celdas puede tener una gran influencia en el transporte de sedimentos y un marcado efecto en la batimetría en una playa. Este hecho puede estabilizar las corrientes de retorno, y que en ciertas posiciones el fondo erosionado de tal manera que se formen canales que favorezcan la salida de una corriente cuyo flujo sea desde la zona de rompiente hacia mar abierto. Los sistemas de circulación en celdas también están fuertemente afectados por la topografía del fondo, y no siempre responden libremente a los cambios de las condiciones hidrodinámicas, concretamente del oleaje incidente y de las ondas de borde.

Es más probable que la circulación en celdas se haya formado antes por medio de uno o más mecanismos hidrodinámicos de manera que haya una reconfiguración a posteriori de la batimetría de la playa. Diversos autores argumentan que las interacciones del oleaje con el fondo son el principal mecanismo de generación de corrientes de retorno, sin embargo, la circulación por celdas también se da en costas abiertas y regulares.

3.5 CORRIENTES DE RESACA (*Undertow*)

La masa de agua transportada en dirección a la costa por el oleaje en rotura en la zona de *surf*, se puede compensar por un flujo de retorno en dirección hacia el mar, conocido como flujo de resaca u *undertow*. Esta corriente consiste en una corriente de fondo fluyendo en dirección hacia el mar, confinada principalmente en la región por debajo del nivel de senos. Este fenómeno es mucho más evidente en situaciones bidimensionales como 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 *surf*: el *setup*. Esta elevación produce un gradiente de presión en la columna del agua en dirección al mar que en promedio es balanceado por el exceso del flujo de momentum de las olas en dirección a la costa. Este balance varía con la profundidad, con la presión del agua sobrelanceando el momentum del oleaje cerca del fondo, por lo que las velocidades del agua asociadas a la corriente de resaca son mayores cerca del fondo.

Dyhr-Nielsen & Sorensen (1970) proponen que el *undertow* puede ser responsable del transporte trasversal a la costa en una tormenta y que tiene gran importancia en la formación de barreras litorales sumergidas.

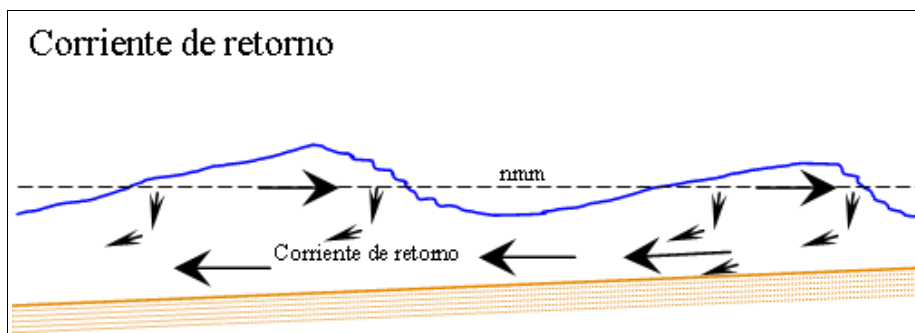


Fig. 3.5. 1 Flujo de resaca en la zona de surf. Stive & Wind, 1986

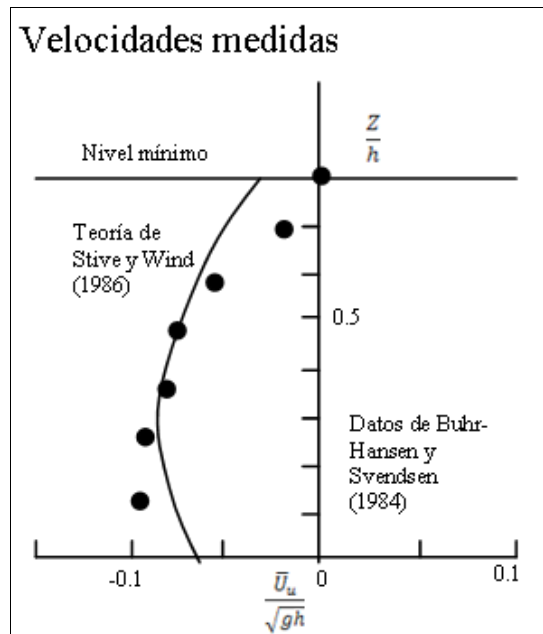


Fig. 3.5. 2 Mediciones obtenidas en laboratorio por Stive & Wind, 1986

3.6 CORRIENTES DEBIDAS A LA COMBINACION DE OLEAJE OBLICUO Y VARIACIONES LONGITUDINALES DE *setup*

La combinación más general de la circulación en la zona cercana a la costa es la generada por una combinación del oleaje incidente rompiendo oblicuamente en la playa y variaciones longitudinales del *setup* del oleaje.

La incidencia del oleaje oblicuo y las variaciones longitudinales a la costa de alturas de ola y por tanto de *setup* no son los únicos factores que pueden impulsar una corriente costera, también debe considerarse al viento como mecanismo impulsor de corrientes, aunque en el caso de las corrientes costeras, es difícil separar las corrientes generadas directamente por la acción del viento de aquellas generadas por el oleaje. Algunos estudios han intentado aplicar análisis de multiregión para la predicción de corrientes longitudinales (*Harrison & Krumbein, 1964; Brebner & Kamphuis, 1964; Harrison, 1968; Allen, 1974 y Nummedal & Finley, 1964 entre otros*) en los cuales es posible incluir los efectos del viento así como los de los ángulos y alturas de oleaje. No obstante, los resultados de tales análisis empíricos, probablemente, son solo aplicables a las playas donde se realizaron los experimentos. Las ecuaciones propuestas generalmente difieren en la importancia relativa que dan los factores involucrados, pero la mayoría encuentra la dependencia esperada en las alturas de ola y en los ángulos del oleaje en la rompiente.

Los análisis que incluyen el efecto directo de los vientos, ya que este es un factor que no se consideran en los análisis previamente mencionados. *Nummedal & Finley (1978)* encontraron que la componente longitudinal de la velocidad del viento contribuía en la varianza de la corriente longitudinal (*aunque las alturas y los ángulos fueron medidos visiblemente, lo que pudo subestimar el cálculo de la corriente generada por el oleaje*). Los vientos costeros pueden influir en gran medida en la magnitud de las corrientes longitudinales.

Otro fenómeno detectado más recientemente que puede provocar pulsaciones en la zona de rompiente y por tanto afectar las corrientes costeras generadas, es la existencia de ondas de cizalla, llamadas así por su modo de formación.

3.7 MODELO DE ESTIMACIÓN DE CORRIENTES COSTERAS (COCO)

Este modelo resuelve el sistema en 2-D conformado por las ecuaciones de continuidad y cantidad de movimiento promediadas en la vertical, conocido también como ecuaciones para aguas someras. La solución emplea una aproximación de segundo orden tipo *Godonov* y los flujos en las interfases de las celdas se calculan mediante la

aproximación de *Roe* al problema de *Riemman*. La integración temporal se realiza en un esquema *Adams-Bashford* de segundo orden.

Las ecuaciones que gobiernan el movimiento oscilatorio, son las llamadas ecuaciones de aguas poco profundas o ecuaciones promediadas de *Navier-Stokes*. Estas ecuaciones son no lineales e imposible de resolver analíticamente excepto para algunos casos específicos.

En coordenadas cartesianas, las ecuaciones para aguas someras se pueden escribir como:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial(uh)}{\partial x} + \frac{\partial(vh)}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial(uh)}{\partial t} + \frac{\partial(u^2h)}{\partial x} + \frac{\partial(uvh)}{\partial y} - \left(\frac{\partial(\varepsilon hu_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\varepsilon hu_y)}{\partial y} \right) = \frac{\tau_{wx} - \tau_{bx}}{\rho} - gh \frac{\partial \eta}{\partial x} + hfv - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right)$$

$$\frac{\partial(vh)}{\partial t} + \frac{\partial(uvh)}{\partial x} + \frac{\partial(v^2h)}{\partial y} - \left(\frac{\partial(\varepsilon hv_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\varepsilon hv_y)}{\partial y} \right) = \frac{\tau_{wy} - \tau_{by}}{\rho} - gh \frac{\partial \eta}{\partial y} + hfu - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial S_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right)$$

Donde

η , superficie libre

u, v , componentes del vector de velocidad

h , profundidad total, $h = h_s + \eta$ (h_s es el nivel medio del mar)

ε , viscosidad de remolino

$\tau_{bx} = \frac{\rho g u \sqrt{u_2 + v_2}}{c^2}$, $\tau_{by} = \frac{\rho g v \sqrt{u_2 + v_2}}{c^2}$ Esfuerzos debidos a la fricción de fondo

f , parámetro de Coriolis

S_{ij} , componente del tensor de radiación

Las ecuaciones anteriores se discretizan espacialmente usando volúmenes finitos sobre una malla rectangular, por lo que la ecuación de integración se puede escribir como:

$$\frac{\partial}{\partial y} \int_{\Omega} q d\Omega + \oint_S \hat{f} dS = \int_{\Omega} h d\Omega$$

Donde

$$q = \begin{pmatrix} \eta \\ uh \\ vh \end{pmatrix}$$

$$h = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{\tau_{wx} - \tau_{bx}}{\rho} - g\eta S_{0x} + hfv - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right) \\ \frac{\tau_{wy} - \tau_{by}}{\rho} - g\eta S_{0y} + hf u - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial S_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right) \end{bmatrix}$$

$\hat{f} = f^I + \epsilon f^V$, vector de flujo

$$f^I = \begin{bmatrix} uhn_x \\ \left(\frac{u^2 h + g[\eta^2 + 2\eta h_s]}{2} \right) n_x + uvhn_y \\ uvhn_x + \left(\frac{v^2 h + g[\eta^2 + 2\eta h_s]}{2} \right) n_y \end{bmatrix} \quad \text{flujo no viscoso}$$

$$f^V = \begin{bmatrix} 0 \\ \left(h \frac{\partial u}{\partial x} \right) n_x + \left(h \frac{\partial u}{\partial y} \right) n_y \\ \left(h \frac{\partial v}{\partial x} \right) n_x + \left(h \frac{\partial v}{\partial y} \right) n_y \end{bmatrix} \quad \text{flujo viscoso}$$

La solución de la ecuación de SWE, está dada por los valores de uh , vh y η en el centro de cada celda, por lo que es más conveniente escribir la ecuación como:

$$\left. \frac{\partial Vq}{\partial t} \right|_i = - \oint_{\partial c_i} \hat{f}_i ds + V_i h_i$$

q_i , h_i , están valuadas en el centro de la celda

La integral de superficie puede ser evaluada con la expresión

$$\oint_{\partial c_i} \hat{f}_i ds = (-\hat{f}_E + \hat{f}_W + \hat{f}_N - \hat{f}_S) \Delta s$$

Donde \hat{f}_E , \hat{f}_W , \hat{f}_N y \hat{f}_S son los vectores de flujo para cada lado de la celda, Δs es el tamaño de la celda.

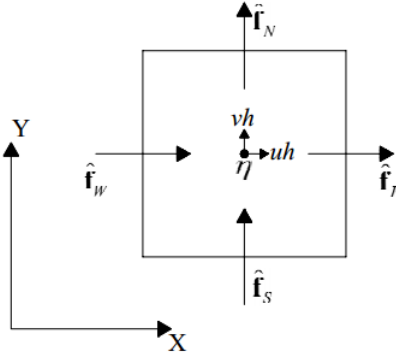


Fig. 3.7. 1 Diagrama de volumen de control y localización de las variables

Para la estimación de los flujos no viscosos se puede usar la función del flujo de Roe:

$$f_{i,j}^l = \frac{1}{2} [f^l(q_{i,j}^+) + f^l(q_{i,j}^-) - |A|(q_{i,j}^+ - q_{i,j}^-)]$$

La solución numérica consiste en calcular los estados de *Riemann*, los *Jacobianos* del flujo y las funciones del flujo (no viscoso y viscoso) para cada lado de la celda.

El tensor de radiación de una ola viajando con un ángulo θ es:

$$S = \frac{\rho g a^2}{4} \begin{pmatrix} S_{xx} & S_{xy} \\ S_{yx} & S_{yy} \end{pmatrix} = \frac{\rho g a^2}{4} \begin{pmatrix} \frac{2C_g}{C} \cos^2 \theta + \left(\frac{2C_g}{C} - 1\right) & \frac{C_g}{C} \cos \theta \sin \theta \\ \frac{C_g}{C} \cos \theta \sin \theta & \frac{2C_g}{C} \sin^2 \theta + \left(\frac{2C_g}{C} - 1\right) \end{pmatrix}$$

C, C_g es la celeridad y celeridad de grupo respectivamente

a , amplitud de la ola incidente

La integración temporal se hace usando la técnica de *Adams-Bashford* de segundo orden, definido como:

$$q_i^{n+1} = q_i^n + \frac{\Delta t}{V_i^n} \left(\frac{3}{2} \frac{\partial Vq}{\partial t} \Big|_i^n - \frac{1}{2} \frac{\partial Vq}{\partial t} \Big|_i^{n-1} \right)$$

De forma general, la metodología de la solución numérica, a la luz de las aproximaciones y discretización, consiste en cuatro grandes pasos:

- Estimación de los estados de *Riemman*
- Evaluación del *Jacobiano* del flujo

- Cálculo de las funciones de flujo
- Integración temporal

El uso de un modelo matemático unificado, en este caso el *COCO* permite ligar los resultados obtenidos de la propagación del oleaje con la información de entrada del modelo de corrientes para lograr una simulación completa. Y con esto se pretende simular escenarios costeros reflejándose en un óptimo diseño de obras civiles costeras. Los resultados de este modelo se pueden emplear como datos de entrada para modelos de calidad de agua en zonas cercanas a la playa; o como es el caso de este trabajo, como datos de entrada para el modelo de transporte de sedimentos.

CAPÍTULO IV
TRANSPORTE DE SEDIMENTOS

4 TRANSPORTE DE SEDIMENTOS

El transporte de sedimentos tiene una función primordial en muchos aspectos de la ingeniería costera, estuarina y de costa afuera. El transporte de sedimentos ha sido objeto de estudio durante varios años y continúa siéndolo, bajo diversas técnicas como la pinta de los sedimentos, etiquetándola con isótopos radioactivos, depositando material de otro sitio de diferente era geológica, o material artificial ya sea de aluminio, metal forrado de plástico, etc.

El movimiento de la arena tiene influencia directa en la explotación turística de playas, como habiéndolo de especies, la construcción de puertos económicamente viables (*los costos de dragado de puertos y canales de aproximación suelen ser críticos para su viabilidad*), la construcción de centrales eléctricas y refinerías costeras (*puede ingresar arena al sistema de enfriamiento por agua de mar*), la defensa contra inundaciones costeras, la pérdida o ganancia de las playas (*cruciales para el destino turístico en playas*), la seguridad de plataformas petroleras y líneas de construcción de crudo y/o gas.

La grava en las playas es movida casi exclusivamente por el oleaje. Las mareas o las corrientes no son tan efectivas para esta tarea. La acumulación se presenta cuando el movimiento del sedimento se realiza hacia la zona superior de la playa, y cuando el movimiento se realiza hacia abajo es cuando la playa se erosiona. Las partículas de grava en aguas poco profundas y en la zona donde rompe el oleaje, la velocidad orbital que se genera cerca de la capa del sedimento en dirección de la tierra es mayor en dirección del mar, por lo que las partículas se transportan hacia tierra durante cada ciclo de oleaje.

La arena está definida como un sedimento con diámetro de grano dentro del intervalo de 0.062 a 2 mm. Los sedimentos más finos son clasificados como arcillas y limos (*lodos*), y sus propiedades están fuertemente influenciadas por la cohesión electroquímica y biológica. El tamaño de grano superior a 2 mm es clasificado como grava.

La arena en el mar puede ser movida por corrientes (*mareales, oleaje o viento*) o por la acción de las olas, por la acción conjunta de olas corrientes, siendo la arena transportada por tres procesos básicos:

1. *Incorporación*, que se presenta como resultado de la fricción ejercida por el flujo (*corrientes y olas*) en el fondo marino, ayudada en algunas ocasiones por la turbulencia generada que mantiene al sedimento en suspensión.

2. *Transporte*, se presenta cuando los granos ruedan, saltan o se deslizan a lo largo del fondo marino, en respuesta a la fuerza de fricción ejercida en el fondo y, en los casos de fondo con pendiente, por gravedad. Si el flujo es lo suficientemente rápido (*o las olas lo suficientemente grandes*) y los granos finos, la arena será puesta en suspensión hasta varios metros de altura del fondo del mar, para ser transportada por las corrientes. En condiciones marinas y estuarinas, los modos de transporte son: para granos con diámetros mayores a los 2 mm se considera que serán transportados por fondo, mientras que granos de alrededor de 0.2 mm y más finos serán transportados por suspensión.
3. *Deposición*, que ocurre cuando los granos vuelven al reposo. La mayor parte del tiempo. La incorporación por suspensión de algunos granos arriba de la sección, se presenta de forma simultánea a la deposición de otros aguas abajo de la misma.

La tasa de transporte de sedimentos se define como la cantidad de sedimento por unidad de tiempo que pasa por un plano vertical de ancho unitario y perpendicular al flujo. Expresada generalmente en masa o volumen, de tal suerte que en el sistema internacional de unidades se expresa en kg/m s o $\text{m}^3/\text{m s}$. El transporte de sedimentos en el mar tiene magnitud y dirección, por lo que se define como un vector. La tasa de acreción o erosión de un área del suelo marino o de una playa depende de los gradientes de transporte en todas las direcciones. Si entra más sedimento del que sale, hay acreción en el fondo, si sale más del que entra, se genera erosión.

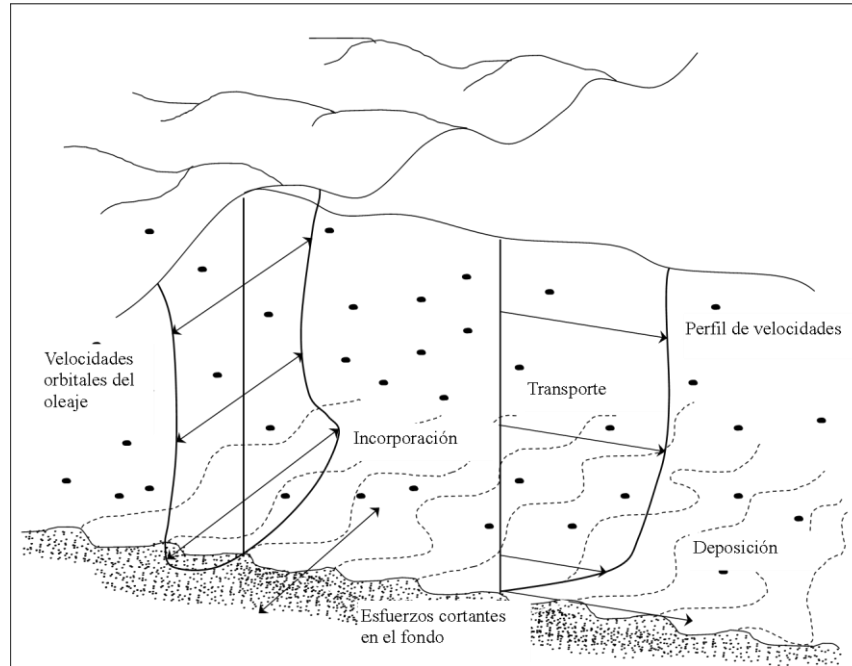


Fig. 4. 1 Esquema de los procesos de transporte de sedimentos (en condiciones reales todos ocurren de forma simultánea)

4.1 CARACTERÍSTICAS DEL SEDIMENTO

La dirección y magnitud del transporte sedimentario depende en buena medida de las propiedades físico-químicas de los sedimentos que forman la playa. Por este motivo es importante conocer y estudiar las propiedades de los sedimentos para evaluar cualitativamente el transporte de sedimentos.

Una de las propiedades más importantes de los sedimentos es la granulometría, que no es más que la clasificación de los sedimentos por su tamaño. También está la velocidad de caída y las velocidades del flujo para el inicio del movimiento. Otras propiedades importantes para el transporte de sedimentos, son el ángulo de reposo, la densidad, la forma y la dureza.

Una propiedad física básica de la partícula es su tamaño, cuya determinación se puede realizar por varios métodos. Un método empleado en las formulaciones de velocidad de caída es la valoración del diámetro nominal que está referido al diámetro que tendría una esfera del mismo volumen de la partícula.

4.1.1 DIÁMETRO NOMINAL DEL SEDIMENTO

El diámetro nominal del sedimento es una característica de mucha importancia en muchos procesos costeros, y fundamental para la modelación del transporte y erosión costera. La clasificación de los granos de sedimento se define de acuerdo con su diámetro, el cual puede variar entre arcillas, limos, arenas, gránulos, cantillos, guijarros y cantos rodados. Las arcillas y los limos son catalogados de forma conjunta como lodos, mientras que los gránulos, cantillos, guijarros y cantos rodados son conocidos como gravas.

Para la clasificación de los sedimentos respecto del diámetro, se emplea la escala de *Wentworth*, donde el tamaño del grano puede ser reportado en micrómetros (μm) o milímetros (mm).

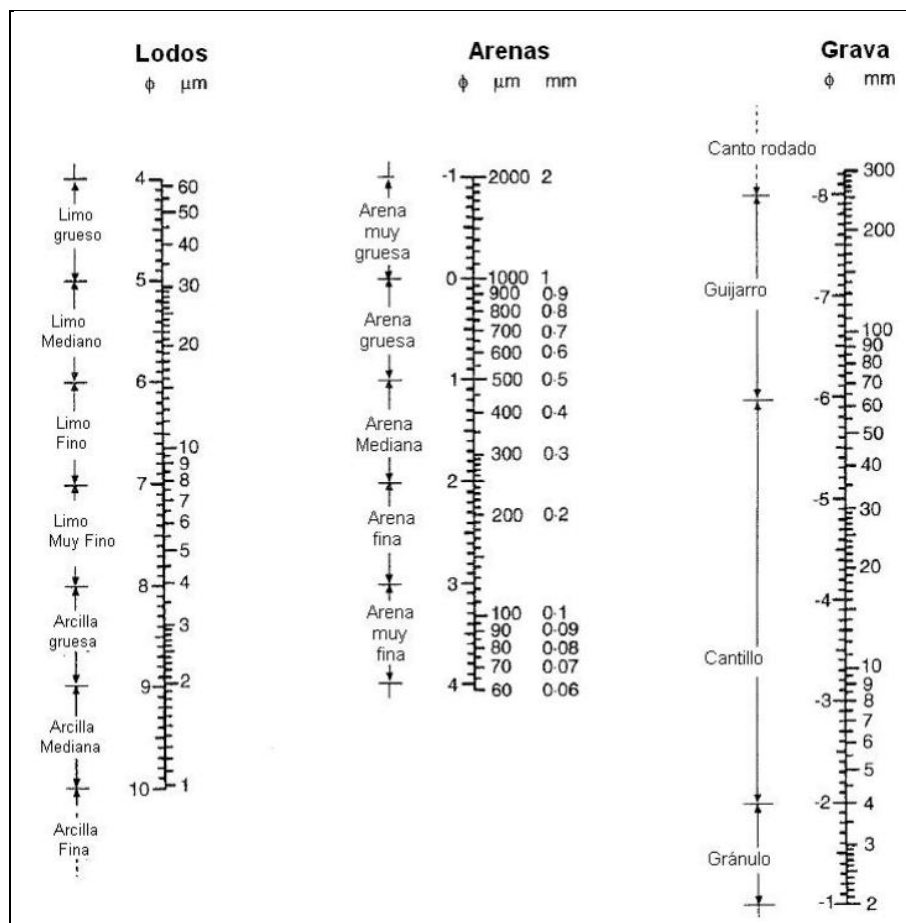


Fig. 4.1.1. 1 Escala de tamaño de grano de Wentworth

Las arenas naturales siempre contienen una mezcla de granos de diversos tamaños, algunos de los cuales pueden estar fuera de los intervalos de las arenas. El método más utilizado para medir la distribución del tamaño de grano de una muestra de sedimentos es por medio del cribado de la misma. El tamaño del sedimento se suele definir a partir del tamaño medio de grano o D_{50} . De manera general, el D_n indica el

tamaño de grano por el que pasa $n\%$ de masa. Las muestras de sedimentos se denominan bien clasificadas si contienen un intervalo limitado de tamaños de grano y bien graduada (*mezclada*) si contiene una amplia variedad de ellos.

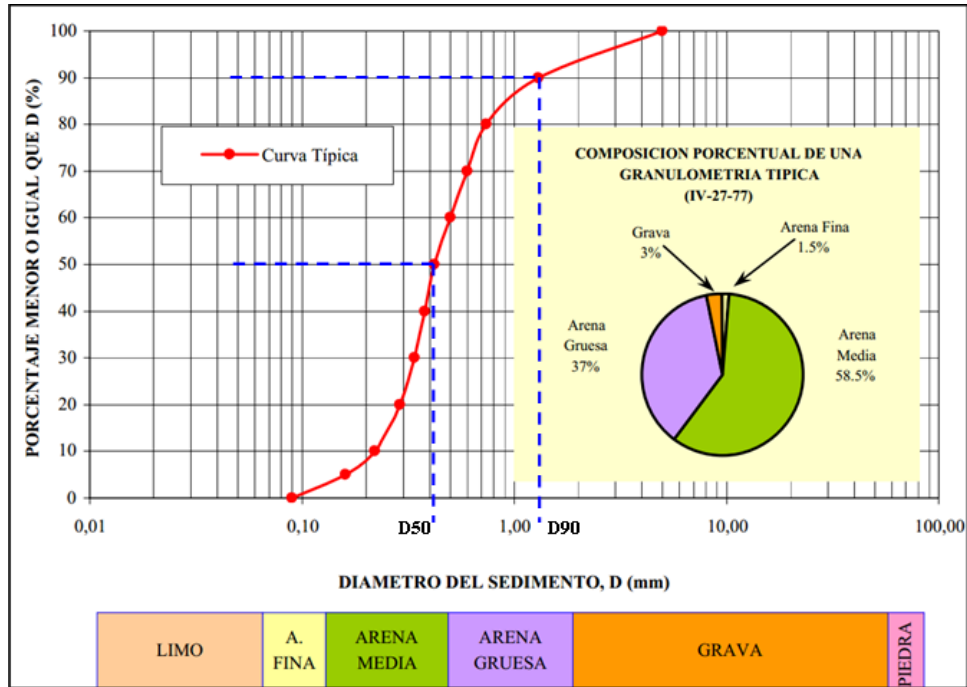


Fig. 4.1.1. 2 Curva típica de distribución de sedimentos acumulada

4.1.2 DENSIDAD Y MASA DEL GRANO

La importancia de la masa del grano de sedimento es que tiene incidencia directa sobre la inercia y la respuesta ante las fuerzas ejercidas por el movimiento. La masa de un grano es igual al producto de su volumen por su densidad. El volumen se relaciona con el tamaño del grano.

La densidad volumétrica se refiere a la densidad de un grupo de partículas. Existen dos tipos de densidades: seca y saturada; la primera no es más que el peso de determinada cantidad de arena seca, dividido entre el volumen que ocupa; la segunda, es el peso de determinada cantidad de arena mojada, dividido entre el volumen que ocupa.

Los valores de la densidad varían sensiblemente según la génesis de los sedimentos. Por lo cual se debe ser cuidadoso en el empleo de tablas y lo más recomendable es determinarla en laboratorio. La génesis del sedimento y la forma de los granos determinan sus propiedades hidráulicas. En la siguiente tabla se presentan las

densidades más características para diferentes minerales comunes en los sedimentos costeros.

<i>Minerales ligeros</i>	<i>Densidad ($\rho, \text{kg/m}^3$)</i>	<i>Minerales pesados</i>	<i>Densidad ($\rho, \text{kg/m}^3$)</i>
<i>Aragonita</i>	<i>2940</i>	<i>Augita</i>	<i>2960-3520</i>
<i>Calcita</i>	<i>2715</i>	<i>Ganate</i>	<i>3890-4320</i>
<i>Dolomita</i>	<i>2860</i>	<i>Hematita</i>	<i>5200</i>
<i>Yeso</i>	<i>2300-2370</i>	<i>Hornablenda</i>	<i>3020-3500</i>
<i>Ilitas</i>	<i>2600-2900</i>	<i>Magnetita</i>	<i>5200</i>
<i>Caolinita</i>	<i>2610-2680</i>	<i>Monacita</i>	<i>4600-5400</i>
<i>Montmorillonita</i>	<i>2000-2300</i>	<i>Piroxenita</i>	<i>3200-3550</i>
<i>Ortoclasa</i>	<i>2560-2630</i>	<i>Rutilo</i>	<i>4230-5500</i>
<i>Plagioclasa</i>	<i>2620-2760</i>	<i>Turmilina</i>	<i>2900-3200</i>
<i>Cuarzo</i>	<i>2650</i>	<i>Zirconio</i>	<i>4600-4700</i>

4.1.3 FORMA DEL GRANO Y REDONDEZ

La forma de grano del sedimento se define por medio de la proporción los ejes largo, intermedio y corto. Una vez que estos ejes se han medido, se aplica la fórmula de *Corey (1949)*.

$$FFC = \frac{S}{\sqrt{LI}}$$

S; longitud del eje corto

L; longitud del eje largo

I; longitud del eje intermedio de grano

Si $FFC=0$ representa un disco plano; si $FFC=1$ representa una esfera perfecta.

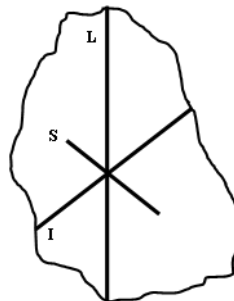


Fig. 4.1.3. 1 Definición de los ejes de un grano largo (L), intermedio (I) y corto (S)

La redondez en la escala del tamaño del grano es función de la forma, el grado de redondez indica la abrasión mecánica que ha sufrido, por lo que los granos angulares más resistentes a la erosión y estables que los granos bien redondeados, y según *Power (1953)* se puede clasificar de la siguiente manera.

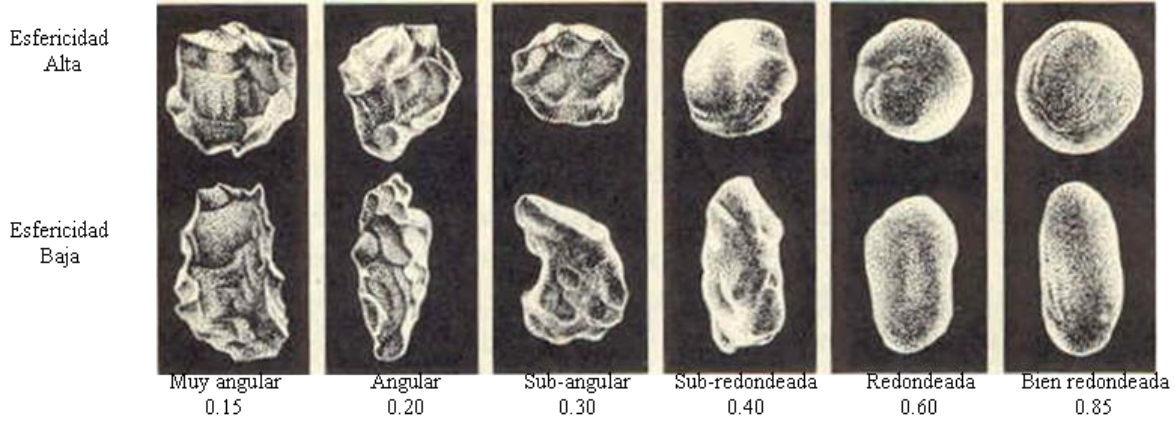


Fig. 4.1.3. 2 Clasificación de la redondez de granos. Power (1953)

4.1.4 POROSIDAD Y ÁNGULO DE FRICCIÓN INTERNA

La porosidad de los sedimentos marinos depende de la distribución de los tamaños de sedimento y su grado de compactación. El flujo que puede atravesar el lecho marino dada una porosidad, es de gran interés en para la Ingeniería Costera. Según *Packwood & Peregrine (1980)* el flujo que se establece hacia el interior y exterior del lecho marino es una forma de disipación de la energía del oleaje en aguas someras. La porosidad de la zona de lavado regula cual es la cantidad de agua que regresa al mar sobre la superficie arenosa y cual por debajo de ella.

En la siguiente tabla se muestran algunos datos de porosidad medidas en las arenas marinas de *Sleath (1984)*.

	Bien graduada	Promedio	Bien mezclada
No muy empacada	0.46	0.43	0.38
Promedio	0.42	0.40	0.33
Densamente empacada	0.40	0.37	0.30

Cuando una determinada cantidad de sedimento se coloca sobre una superficie plana inclinada se produce una avalancha cónica hacia los lados; la pendiente de la superficie de dicho cono se conoce como ángulo de reposo. El concepto de ángulo de

reposo es muy importante en la ingeniería costera para el cálculo de la estabilidad de rompeolas de escollera y en la modelación del transporte de sedimentos. Se define por medio del ángulo cuya tangente es la relación entre la fuerza de resistencia de deslizamiento, a lo largo del plano, y la fuerza normal aplicada a dicho plano.

Los valores de este ángulo para sedimentos no cohesivos dependen de la forma, su distribución y el empaque de los granos. Generalmente se considera que este ángulo toma valores hasta de 45° para gravas y arenas secas, compactas y de partículas angulares.

4.1.5 CAPA LÍMITE

Cuando un fluido está en movimiento relativo con una frontera como es el fondo marino, se genera fricción entre ambos. En principio, la fricción afecta al movimiento del flujo que está en contacto con el fondo (*frenándolo*). La capa límite es la región del flujo que está directamente afectada por los efectos de fricción.

Varios experimentos han demostrado que la velocidad horizontal media en la capa límite, se incrementan desde cero en la superficie del fondo (*la condición de no deslizamiento*), hasta un máximo en la parte superior de la capa. El comportamiento de la velocidad media horizontal en varias elevaciones a partir del fondo marino es lo que se define como perfil de velocidades. Ver Fig. 4.1.5.1

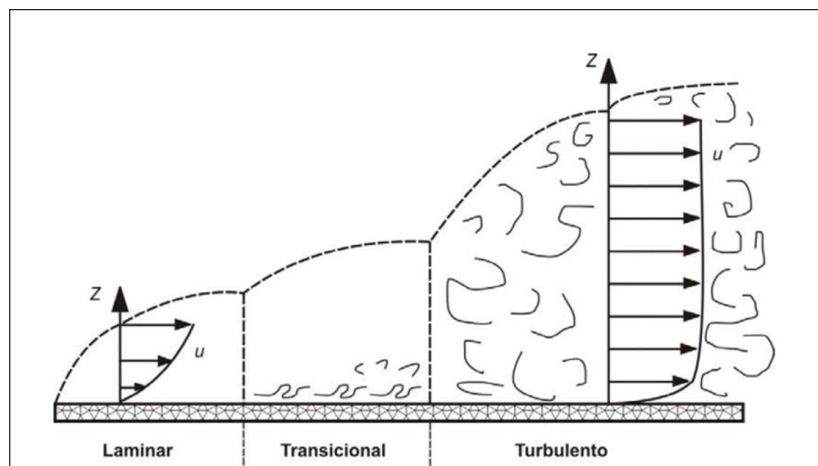


Fig. 4.1.5. 1 Esquema de la variación de la velocidad en la capa límite

En la mayoría de los ambientes costeros, el flujo laminar dura muy poco ya que el régimen de la capa límite cambia rápidamente a su forma transicional y turbulenta. La transferencia de momentum de la capa a elevaciones por encima de ella es lenta en los flujos laminares porque la viscosidad del flujo es muy pequeña (*viscosidad molecular*),

mientras que en flujos turbulentos esta transferencia es relativamente rápida debido a que la viscosidad del flujo aumenta.

El flujo en canales estuarinos, deltas o ríos puede ser considerado como regular o uniforme en pequeños periodos. En estos casos, la capa límite crece en proporción a la distancia que transita el flujo y en algunos casos puede llegar a ocupar toda la profundidad de la columna de agua. En este caso, se consideran tres subcapas.

- *Capa de Fondo*; tiene por lo general de 1 a 10 cm de grosor y puede estar compuesta de dos subcapas, una de amortiguamiento y otra viscosa.
- *Capa logarítmica*; donde la velocidad se incrementa de forma logarítmica con la altura respecto al fondo, el grosor de la capa puede ser de 1 a 2 cm.
- *Capa exterior*; es la más gruesa, ya que ocupa hasta el 85% del total de la capa límite, y puede alcanzar decenas de metros en profundidades adecuadas.

El perfil de velocidades en la capa logarítmica puede escribirse con la ecuación conocida como *ley de pared*:

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right)$$

u_* , velocidad de fricción

κ , constante de *Von Karman* (0.4)

z , elevación sobre el fondo

z_0 , longitud de la rugosidad característica de la superficie

La velocidad de fricción se relaciona con el esfuerzo cortante en el fondo por medio de la ecuación

$$\tau_b = \rho u_*^2$$

ρ , densidad del sedimento

τ_b , esfuerzo cortante en el fondo

Existe mucha diferencia entre la naturaleza de la capa límite en condiciones de flujo uniforme y flujo oscilatorio; esta es la variación temporal de su grosor bajo condiciones de forzamiento inducidas por el oleaje.

Para el flujo oscilatorio, durante cada ciclo de oleaje, la velocidad horizontal del flujo se acelera, luego desacelera, cambia de dirección para acelerarse y desacelerarse una vez más. Como consecuencia de estos forzamientos, una nueva capa límite crece y

decae en dos ocasiones durante el ciclo de la ola, una en dirección de propagación y otra en sentido contrario.

La delgada capa límite generada debajo de flujos oscilatorios significa que para una velocidad de corriente y una rugosidad de fondo, el esfuerzo cortante bajo la acción de flujo oscilatorio es siempre mayor que el observado para las mismas condiciones en flujo uniforme.

Nielsen (2006) propuso que estos efectos se pueden aproximar mediante la siguiente expresión:

$$\delta(t) = \sqrt{\nu_t(t - t_r)}$$

$\delta(t)$, grosor de la capa límite

ν_t , viscosidad del agua

t_r , tiempo del último cambio en la dirección del flujo

Para obtener el esfuerzo cortante en el fondo, se aplica la siguiente expresión

$$\tau = \frac{1}{2} f_w u^2$$

f_w , es el coeficiente de fricción debido al oleaje

u^2 , velocidad cercana al fondo

De forma alternativa a esta ecuación, *Nielsen (2006)* propuso la siguiente expresión para tomar en cuenta la oscilación en el grosor de la capa límite en este tipo de flujos:

$$\tau_b(t) \approx \rho \nu_t \frac{u_b(t)}{\delta(t)}$$

Un componente clave en el desarrollo de la teoría de transporte de sedimentos ha sido el concepto de umbral del esfuerzo cortante o velocidad crítica para el inicio de movimiento *DuBoys, 1879; Shields, 1936*. Se basan en la idea de que el movimiento del sedimento se inicia cuando la velocidad orbital o esfuerzo cortante en el fondo alcanza cierto valor crítico. La magnitud del esfuerzo depende de muchos otros factores, como son las propiedades del flujo y las características del grano y el fondo.

Determinar el esfuerzo cortante con el cual se inicia el movimiento del material en el fondo es de gran importancia, pues a partir de este valor se estima el transporte de sedimentos correspondientes. La idea original proviene de los flujos unidireccionales

en la ingeniería fluvial, concepto que ha sido adaptado en la ingeniería de costas para su uso en flujo oscilatorio.

Para calcular el esfuerzo cortante crítico, a fin de comparar los resultados provenientes de diferentes condiciones experimentales (*flujo oscilatorio o uniforme*), se utiliza el parámetro adimensional de *Shields*.

$$\theta_{cr} = \frac{\tau_c}{gD(\rho_s - \rho)}$$

$$D_* = \left[\frac{g(s - 1)}{v^2} \right]^{1/3} d_{50}$$

Shields representó la curva que delimita el estado de movimiento y de no movimiento de las partículas, colocando en el eje de las ordenadas el llamado parámetro de *Shields* (θ_{cr}), en el eje de las abscisas se coloca el tamaño de grano adimensional.

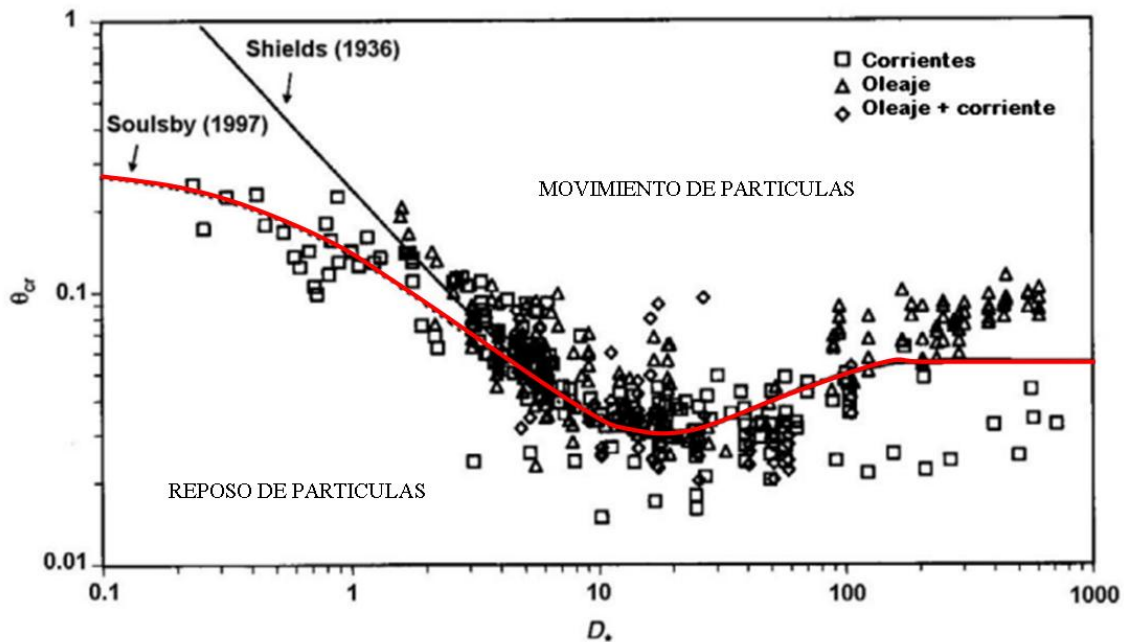


Fig. 4.1.5. 2 Diagrama de Shields, modificado Soulsby 1997

La expresión propuesta para calcular el parámetro de *Shields* requerido para el inicio del movimiento del sedimento está dada por la siguiente expresión.

$$\theta_{cr} = \frac{0.30}{1 + 1.2D_*} + 0.055[1 - e^{-0.02D_*}]$$

El diagrama de la Fig. 4.1.5.2 nace a partir de datos experimentales. Esta ecuación delimita la región de no movimiento por debajo de la misma y de movimiento por encima de ella, ampliamente usada como referencia para analizar los umbrales de movimiento de la partícula.

4.1.6 VELOCIDAD DE CAÍDA DEL SEDIMENTO

Es muy probable encontrar gran variedad de expresiones con las cuales es posible determinar la velocidad de caída del sedimento; la diferencia fundamental entre cada una de las expresiones radica en las consideraciones que se le dé al tamaño, forma y génesis de la partícula del sedimento. La velocidad de caída del sedimento es considerada como un elemento básico en la evaluación de los procesos para modelar el transporte de sedimentos por suspensión, mezclado y deposición.

La base teórica tiene como punto de partida la *Ley de Stokes*, que a través de un equilibrio estático de fuerzas define a la velocidad de caída como *una partícula que se deja caer en una columna de agua con velocidad inicial cero, que se encuentra sujeta a la acción de fuerzas de gravedad, de arrastre y de Arquímedes; a partir del instante en que dichas fuerzas se equilibran, la aceleración de la partícula desaparece, por lo que la velocidad toma un valor constante que es al que se le conoce como velocidad de caída de la partícula.*

Las formulaciones más usuales, son las de *Camenen, 2007; Cheng, 1997; Hallermeier, 1981; Soulsby, 1997; Van Rijn, 1993; Alcerreca et al, 2013.*

- Formulación de Hallermeier, 1981

$$w_f = \frac{\nu D_*^3}{18D_{50}} \quad \text{para} \quad D_*^3 \leq 39$$

$$w_f = \frac{\nu D_*^{2.1}}{6D_{50}} \quad \text{para} \quad 39 \leq D_*^3 \leq 10^4$$

$$w_f = \frac{1.05\nu D_*^{1.5}}{D_{50}} \quad \text{para} \quad 10^4 \leq D_*^3 \leq 3 \times 10^6$$

- Formulación de Van Rijn, 1993

$$w_f = \frac{\nu D_*^3}{18D_{50}} \quad \text{para} \quad D_*^3 \leq 16.187$$

$$w_f = \frac{10v}{D_{50}} \left[(1 + 0.01D_*^3)^{1/2} - 1 \right] \quad \text{para} \quad 16.187 \leq D_*^3 \leq 16187$$

$$w_f = \frac{1.1vD_*^{1.5}}{D_{50}} \quad \text{para} \quad D_*^3 \geq 16.187$$

- Formulación de Soulsby, 1997

$$w_f = \frac{v}{D_{50}} \left[(10.36^2 + 1.049D_*^3)^{1/2} - 10.36 \right] \quad \text{para cualquier valor de } D_*$$

El parámetro a dimensional del sedimento está dado por:

$$D_* = \left[\frac{g(s-1)}{v^2} \right]^{1/3} D_{50}$$

v , viscosidad cinemática del agua

$s = \frac{\rho_{\text{sedimento}}}{\rho_{\text{agua}}}$, densidad relativa de las partículas

D_{50} , diámetro nominal de las partículas

- Formulación de Cheng, 1997

$$w_f = \sqrt{\frac{4}{3C_D} (G - 1)gD_{50}}$$

$$C_D = \frac{4A}{3Re^2} \quad A = D_*^3$$

$$Re = \left(\sqrt{3.61^2 + 1.18A^{1/1.53}} - 3.61 \right)^{1.53}$$

- Formulación de Camenen, 2007

$$a_1 = 24$$

$$a_2 = 100$$

$$a_3 = 2.1 + 0.06P_{rou}$$

$$b_1 = 0.39 + 0.22(6 - P_{rou})$$

$$b_2 = 20$$

$$b_3 = 1.75 + 0.35P_{rou}$$

$$m_1 = 1.2 + 0.12P_{rou}$$

$$m_2 = 0.47$$

$$A_{ca} = a_1 + \left\{ a_2 \left[1 - \sin \left(\frac{CFS\pi}{2} \right) \right]^{a_3} \right\}$$

$$B_{ca} = b_1 + \left\{ b_2 \left[1 - \sin \left(\frac{CFS\pi}{2} \right) \right]^{b_3} \right\}$$

$$m_{ca} = m_1 + \left[\sin \left(\frac{CFS\pi}{2} \right) \right]^{m_2}$$

Si $CFS = 0.7$, entonces $P_{rou} = 3.5$

Si $CFS = 0.4$, entonces $P_{rou} = 5.0$

$$w_f = \frac{v}{D_{50}} \left[\sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{A_{ca}}{B_{ca}} \right)^{2/m_{ca}} + \left(\frac{4A_{ca}}{3B_{ca}} \right)^{1/m_{ca}} - \frac{1}{2} \left(\frac{A_{ca}}{B_{ca}} \right)^{1/m_{ca}}} \right]^{m_{ca}}$$

- Formulación de Alcerreca, Silva & Mendoza, 2013

$$R = \frac{w_f D_N}{v} = \left(\sqrt{22 + 1.13 D_*^2} - 4.67 \right)^{1.5}$$

$$D_* = D_N \left[\left(\frac{g}{v^2} \right) \left(\frac{\rho_s}{\rho} - 1 \right) \right]^{1/3}$$

R , número de Reynolds

D_N , diámetro nominal, $D_N = D_{50}$

ρ_s , densidad del sedimento, rango de 2200-2900 kg/m³

$\frac{\rho_s}{\rho}$, densidad relativa del sedimento, $s = \frac{\rho_s}{\rho}$

D_* , tamaño de grano adimensional

4.2 MODOS DE TRANSPORTE DE SEDIMENTOS

Los sedimentos pueden desplazarse por medios eólicos, marinos e hidráulicos, y su efecto se ve reflejado en la morfología de la costa. El medio hidráulico, suele poner el sedimento a disposición del medio marino y eólico en la costa. El medio marino es el más importante, ya que generalmente tiene dos funciones principales, la de distribuir el sedimento en toda la costa y la de erosionar o depositar los materiales

transportados. El oleaje es el fenómeno más influyente en el transporte litoral, debido a que alcanza la costa y rompe sobre la costa, generando corrientes que son las responsables del transporte de sedimento. El movimiento de una partícula de sedimento es causado por las fuerzas que actúan sobre ella; si estas fuerzas no son lo suficientemente intensas para moverla, permanecerá en el sitio que se encuentra. El sedimento, una vez que se encuentra en movimiento, la trayectoria de los granos o modos de transporte, está determinado ampliamente por su masa y la intensidad de la corriente. Generalmente, podemos clasificar al transporte de sedimentos en: *transporte por fondo y transporte por suspensión*.

4.2.1 TRANSPORTE POR FONDO

En este modo de transporte, los granos del sedimento se mantienen en constante contacto con el fondo, o por el contacto intermitente entre el grano y el fondo (*saltos*). En el caso de la tracción, como es el primer caso, los granos ruedan o se deslizan sobre el fondo marino, permaneciendo en contacto con éste en todo momento. Este tipo de transporte es relativamente lento y muy típico cuando una corriente lenta transporta arena o cuando se arrastran gravas por una corriente intensa. Este modo de transporte abarca el *arrastre, rodamiento y la saltación o reptación*. Ver Fig.4.2.1.1

El transporte en pequeños saltos se presenta cuando corrientes moderadas transportan arena y corrientes intensas grava. Este tipo de movimiento de partículas del sedimento es el principal modo de transporte para sedimentos gruesos.

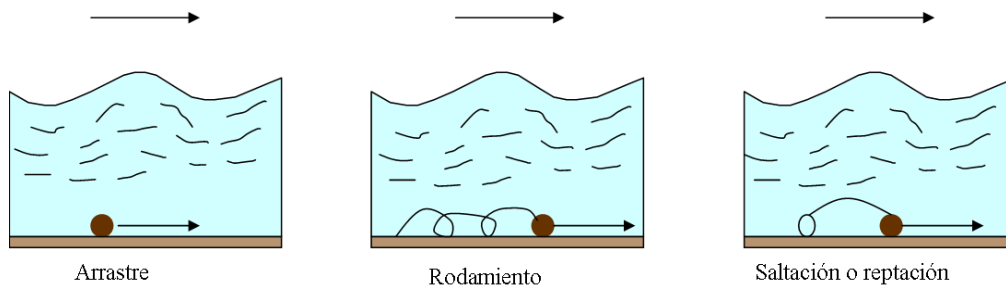


Fig. 4.2.1. 1 Modos de transporte por fondo

4.2.2 TRANSPORTE POR SUSPENSIÓN

Se mantiene gracias a la turbulencia generada en el fluido. Las trayectorias de transporte del transporte se distinguen de los saltos (*por fondo*) debido a su

irregularidad, que es consecuencia de la acción de los remolinos generados por la corriente. Este modo de transporte es típico cuando las corrientes moderadas transportan limos o las corrientes intensas transportan arena.

Este modo de transporte de sedimentos se presenta generalmente en materiales finos.

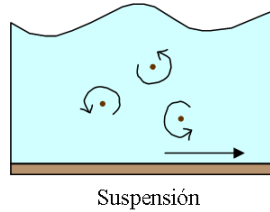


Fig. 4.2.2. 1 Modo de transporte por suspensión

4.2.3 TRANSPORTE LONGITUDINAL

El transporte longitudinal del sedimento, es el movimiento de las partículas a lo largo de la línea de costa. El oleaje rompiente combinado con patrones de corrientes horizontales y verticales genera dicho movimiento de partículas, el cual puede producir desde la formación de pequeñas cúspides rítmicas a lo largo de la costa (*cups*), a un simple reacomodo de sedimento entre valles y crestas.

El transporte longitudinal, en una época del año es en un sentido y el resto del año en otro sentido, por lo que el transporte neto se debe de calcular como la diferencia de estos dos transportes.

Se presentan algunas expresiones que han sido desarrolladas para estimar este tipo de transporte.

- Formulación de Larras, 1961

$$Q_s = \left[1.18 \times 10^6 D^{-0.5} \left(\frac{L_0}{H_0} \right) \right] g H_b^2 T \sin 2\alpha$$

Esta fórmula ha sido utilizada en México como referencia, principalmente en zonas en las cuales se han construido estructuras costeras.

- Formulación de Iwagaki & Noda, 1962

$$Q_s = 1.97H_0\sqrt{sgd^3} \left(\frac{H_0}{L_0}\right)^{-2/3} \left(\frac{H_0}{sd}\right)^2 K_{sb}^{11/3} \tan \beta^{4/3} (\sin \alpha_b)^{1/3} \cos \alpha_b$$

Expresión desarrollada para diámetros representativos del sedimento de 1.23-11.4 mm, densidad relativa de 2.65, con altura de ola de 0.5-2.2 m, incidencia del oleaje de 0°-30° y pendientes del fondo de 9/100 a 12/100.

- Formulación de Komar & Inman, 1970

$$Q_s = 0.28(E_{rms}C_g)_b \cos \alpha_b \frac{V}{u_{mb}}$$

- Formulación de Sawaragi y Deguchi, 1978

$$\frac{\bar{q}}{Vd} = A \left(\frac{\tau - \tau_c}{\rho g ds}\right)^n$$

$$A = 86; \quad n = 3.7 \quad \text{para} \quad 0.7 \geq \left(\frac{\tau - \tau_c}{\rho g ds}\right) \geq 0.3$$

$$A = 23; \quad n = 4.5 \quad \text{para} \quad 0.3 \geq \left(\frac{\tau - \tau_c}{\rho g ds}\right)$$

- Formulación de Kraus et al, 1982

$$Q_s = 3.8 \times 10^{-4} \frac{H_b^2 V}{\frac{H_b}{h_b} \tan \beta}$$

- Formulación del CERC, USACE, 2002

$$Q_l = K \sqrt{\frac{g}{\kappa}} \left(\frac{\rho H_b^{5/2}}{16s(1-n)}\right) \sin 2\alpha_b$$

$$K = 0.05 + 2.6 \sin^2 2\alpha_b + 0.007 \frac{u_{mb}}{w_f}$$

$$u_{mb} = \frac{\kappa}{2} \sqrt{gh_b}$$

4.2.4 TRANSPORTE TRANSVERSAL

Este tipo de transporte incluye tanto el acarreo de las partículas del sedimento hacia la playa y fuera de la playa, que corresponden a condiciones normales de oleaje y en tormentas, respectivamente. El transporte hacia afuera y hacia adentro, difiere principalmente por su escala temporal, ya que el transporte hacia afuera de la playa es más simple y rápido, mientras que el transporte hacia la playa se produce en paquetes individuales de arena que generan ondulaciones en el fondo.

El transporte perpendicular a la playa determina la respuesta de la playa y las dunas ante la ocurrencia de tormentas, el relleno artificial de playas con pendientes mayores a la de equilibrio, la respuesta de la línea de costa y la socavación al pie de estructuras.

De la misma forma que en el transporte longitudinal, se presentan algunas expresiones para estimar este tipo de transporte.

- Formulación de Madsen & Grant, 1976

$$\frac{\bar{q}}{w_f d} = 12.5 \Psi_m^3$$

- Formulación de Sleath, 1978

$$\frac{\bar{q}}{\sigma d^2} = 47(\Psi_m - \Psi_c)^{1.5}$$

- Formulación de Hallermeier, 1981

$$\frac{q_{net}}{\sigma d^2} = 3.2 \times 10^{-2} \left(\frac{u_m^2}{s d g} \right)^{1.5}$$

- Formulación de Sunamura & Takeda, 1984

$$\frac{q_{net}}{w_f d} = 2 \times 10^{-11} \left(\frac{H_b}{d} \right)^3$$

Los modos de transporte mencionados anteriormente se llevan a cabo en presencia de corrientes, pero el motor principal del movimiento y transporte del sedimento es el oleaje. Sin embargo, en condiciones de modelado de oleaje moderado, el generador de transporte de sedimento es la combinación de oleaje y corrientes. En estas

condiciones el fondo tiende a la formación de rizos y en los valles de dichos rizos se generan vórtices que levantan nubes de sedimento que son fácilmente removidas. Si el oleaje es más fuerte, el fondo adquiere una configuración plana y el sedimento es acarreado por un flujo casi laminar.

4.2.5 TRANSPORTE EÓLICO

La atmosfera y el océano están en contacto en un porcentaje muy alto de la superficie terrestre, con mutuas influencias. La atmosfera gobierna la circulación general oceánica e influye sobre las propiedades del agua del mar, mientras toma del océano parte de su energía y constitución. El efecto de la atmosfera sobre el océano, se refleja en los siguientes aspectos:

- *Formación de olas y corrientes*; la circulación general atmosférica es una de las causas de las corrientes oceánicas de superficie en pequeña escala.
- *Modificación del porcentaje de sales (densidad)*; a través de las precipitaciones y la evaporación.
- *Calentamiento del mar*; las condiciones atmosféricas que por la posición y cantidad de nubes, determinan cuanto y donde se calienta el océano.
- *Presión*; las altas y bajas presiones atmosféricas implican un aumento o descenso de la presión en las aguas.

La influencia del mar hacia la atmosfera es importante ya que provoca los siguientes fenómenos.

- *La transferencia de humedad*; el océano transfiere la humedad a través de la evaporación y de esta forma se condiciona parcialmente la circulación atmosférica, además de constituir el primer eslabón del ciclo hidrológico.
- *Transferencia de calor*; el aire tiene mucha menor cantidad térmica que el agua y cuando sopla sobre el mar aumenta su temperatura.
- *Transferencia de sales*; el océano contribuye en la aportación de núcleos de condensación debido a las sales en suspensión en las masas de aire, que incrementan la probabilidad de precipitaciones.

4.2.6 VIENTOS EN LA COSTA

Las dunas son un rasgo característico de todo el ambiente costero que es dominado por el oleaje. Su formación se debe principalmente a la gran disponibilidad de sedimentos y de los vientos fuertes.

Para la formación de una duna, la dirección del viento, no necesariamente debe de ser hacia la costa, pero es muy importante que sea capaz de desplazar sedimentos hacia la costa por un tiempo considerable.

Las dunas son de gran importancia en la protección de la costa contra la erosión, ya que amortiguan los efectos del oleaje y vientos extremos que atacan a la costa. Si la arena es erosionada del sistema de dunas será transportada hacia el mar, pero regresara en condiciones normales a la playa. El comportamiento y mantenimiento de los sistemas de dunas es un componente primordial que se debe de considerar en el diseño de planes protección y manejo costero.

En la interacción mar tierra también se presentan fenómenos y como consecuencia de la distribución de las masas continentales, las masas atmosféricas y oceánicas cambian su configuración y movilidad, y se deben de tener en cuenta los aspectos siguientes:

- *Insolación*; tierra y océano controlan el calentamiento de la atmosfera, dando lugar a los distintos centros de acción.
- *Influencias de las brisas mar-tierra*; la menor variabilidad de la temperatura de las aguas marinas es un regulador térmico, ya que en verano las regiones costeras están aún más frescas y en invierno son más cálidas.
- *Desviación de las corrientes marítimas superficiales debido al efecto de los continentes*; los vientos llevan las aguas contra el continente y éstas tienden a cambiar su trayectoria inicial en sentido norte y sur, al tiempo que la presión del agua ejerce un empuje hacia abajo.

Para fines prácticos, los vientos que afectan las costas se clasifican en:

- *Vientos globales*; son aquellos que determinan las características del tiempo en el planeta y se originan por las diferencias de presión y temperatura existentes en todo el mundo. El viento cercano al Ecuador, sube hacia capas altas de la atmosfera debido a las bajas presiones existentes en el lugar. Al subir el viento, se desplaza también en dirección norte y sur. Cercano a los 30° de latitud en ambos hemisferios del Ecuador, existe una zona de altas presiones, que produce el descenso del aire. El viento de esta zona, que está a nivel del suelo, se desplaza hacia las bajas presiones de la zona cercana al Ecuador desde el hemisferio norte y sur. Estos son conocidos como vientos alisios.
- *Vientos estacionales*; se producen debido a que el aire sobre la tierra es más caliente en verano y más frío en invierno.
- *Vientos locales*; se originan por las variaciones diarias de temperatura entre la tierra y el agua, que se dan principalmente en verano. La tierra se calienta más

rápido que el mar durante el día. El aire caliente que proviene de la tierra se eleva, dirigiéndose hacia el mar, y es remplazado a nivel del suelo por el aire frío del mar. Las brisas terrestres son de menor velocidad que las marinas, debido que en la noche existen menores diferencias de temperatura entre la tierra y el mar. Estas brisas generadas por las diferencias de temperaturas pueden llegar hasta unos 50 km tierra y mar adentro.

4.2.7 VIENTOS SUPERFICIALES

Los vientos son uno de los forzamientos más importantes en el mar, por tal motivo son muy numerosos los estudios y proyectos en los que es necesario tener algún valor puntual o su campo en una zona de interés determinada. En varias publicaciones la información del viento está dada en altitudes diferentes a los 10 m sobre el nivel medio del mar, que es el valor estándar utilizado en ingeniería para el forzamiento de modelos numéricos, por lo que se deben de hacer ciertas modificaciones o ajustes a la información disponible.

Con el fin de utilizar cualquier fuente de información meteorológica, la metodología más conveniente para adecuar las observaciones de velocidad del viento está basada en el modelo idealizado de capa límite planetaria. Para condicione típicas de latitud media, esta capa límite planetaria existe solamente en los kilómetros más bajos de la atmosfera y contiene alrededor del 10% de la masa atmosférica. (Ver Fig. 4.4.2.1)

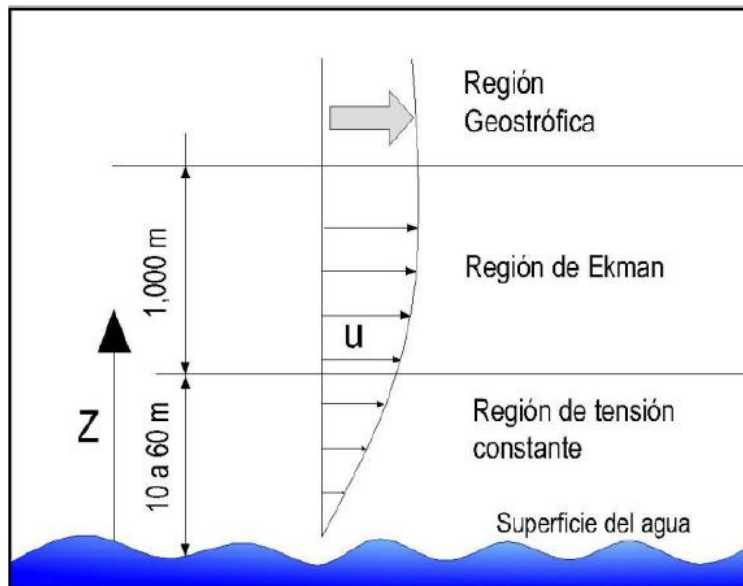


Fig. 4.4.2. 1 Capa limite atmosférica idealizada sobre la superficie del agua (Leenknecht et al 1992)

Esta teoría considera que, en los niveles más bajos, el viento actúa directamente sobre la superficie del agua, en la cual existe una región que presenta una zona de tensión

relativamente constante entre la interfaz aire-agua. Esta capa de la superficie es denominada *región de tensión constante*. En la parte superior de esta zona se localiza la región de *Ekman*, donde actúan fuerzas adicionales como la de Coriolis, el gradiente de presiones y la tensión viscosa. Sobre esta región, los vientos geostróficos son considerados como el resultado del balance entre las fuerzas ejercidas por el gradiente de presiones y las fuerzas de Coriolis para un sistema sinóptico de escala.

Generalmente y como primer paso de estandarización, los vientos observados son clasificados en seis categorías. Aunque se consideren seis categorías para los diferentes tipos de observaciones de la velocidad del viento, en la metodología se consideran dos aspectos separados: las que se realicen en la capa de tensión constante y aquellas de la región geostrófica. Los ajustes necesarios a la velocidad del viento reportados por observaciones de barcos se llevan a cabo antes de proceder a cualquier tipo de cálculo. Para los casos en los que el viento sopla desde la tierra y que son medidos en la línea costera en dirección hacia el mar, se toman como equivalentes los vientos medidos en estaciones tierra adentro.

4.3 FORMULACIÓN PARA DETERMINAR EL TRANSPORTE DE SEDIMENTOS

La evolución morfológica del litoral es el resultado de múltiples procesos y factores físicos (*mareas, viento, oleaje*), que actúan sobre las condiciones locales (*composición geológica, aporte de sedimentos*) en presencia de procesos derivados de la interacción entre ambos (*rotura, refracción, corrientes*).

Bajo estas condiciones y dada la complejidad del transporte de sedimentos, no se han desarrollado las ecuaciones de gobierno para describir los procesos a partir de los conceptos fundamentales de la Física.

El modelo *one-line*, se basa en la observación general de que a largo plazo que, a pesar de los cambios en la posición de la línea de costa, los perfiles transversales de la playa conservan aproximadamente su geometría. De esta manera se puede modelar la evolución costera como el resultado del desplazamiento de los perfiles de forma paralela, y se supone que la morfología se rige por el transporte de sedimentos asociados al oleaje. Este tipo de modelo se ha extendido a tres dimensiones considerando la evolución de fondo en las direcciones longitudinales y transversales a la costa.

Los modelos basados en procesos físicos consisten en la conjunción de módulos hidrodinámicos, de transporte de sedimentos y evolución de fondo, por lo que sus alcances y limitaciones dependen de éstos. Actualmente el *Xbeach* (Roelvink, 2006) es un modelo muy utilizado y que se encuentra en fase de desarrollo, es una herramienta numérica para modelar procesos costeros en respuesta a variaciones temporales en condiciones de tormenta y huracanes. Las modelaciones pueden incluir casos de erosión de dunas, rebase o embrechamiento de barreras.

El modelo del *Xbeach* se basa en las ecuaciones que representan la propagación de la envolvente de olas de frente corto, ecuaciones no estacionarias para aguas someras, ecuaciones de transporte de sedimento y actualizaciones de batimetría. Las últimas actualizaciones con las que cuenta el programa, es que resuelve las ecuaciones para la variación temporal del oleaje, que se basa en soluciones de refracción de oleaje que permiten determinar la variación espacial (X,Y) y temporal de la acción del oleaje sobre el espacio direccional, con lo que se simula la propagación y disipación de grupos de olas, evitando con esto utilizar otro modelo para predecir la dirección del oleaje y con esto ofrece la posibilidad de que diferentes grupos de olas se propaguen en diferentes direcciones.

Las ecuaciones que pretenden estimar el transporte de sedimentos se han desarrollado a través del empleo de una metodología macroscópica que tiene como base el conocimiento del flujo uniforme.

Para estimar el transporte de sedimentos en la costa, se han desarrollado dos metodologías principales: Uno, *el Método probabilístico o estocástico*, introducido por *Einstein (1972)* para flujos unidireccionales. Se considera que una partícula específica que es incorporada al flujo permanece en movimiento una cierta distancia hasta volver al reposo, para después reincorporarse y ser transportada por el fluido, la distancia que la partícula se desplaza es definida a través de una probabilidad. Basándose en el método estocástico, *Einstein* desarrollo una ecuación para evaluar el transporte de sedimentos inducido por el flujo unidireccional.

El otro método consiste en evaluar todos los procesos involucrados en el movimiento del sedimento (*o al menos los procesos dominantes*). *Meyer-Peter & Müller, 1948*, utilizaron el concepto del esfuerzo cortante, también desarrollado por *Einstein (1950)* para flujos en ríos, son la base de los modelos que se han desarrollado abocados en relacionar la velocidad del flujo con el movimiento de material observado en el fondo del mar.

Una tercera metodología fue introducida por *Bagnold (1963)*, sugiere que el transporte de sedimentos está relacionado con la energía que tiene el fluido en la vecindad del fondo marino. En este caso, el número de partículas de sedimento

puestas en movimiento se relacionan de forma directa con el esfuerzo cortante en el fondo y se mueven a cierta velocidad siguiendo el flujo.

El desarrollo de los modelos para simular el transporte de sedimentos en aplicaciones prácticas, se basa en el carácter empírico, ya que se basa en los conocimientos físicos y datos cuantitativos que se han obtenido a partir de mediciones de campo y en datos de laboratorio.

4.3.1 FORMULACIÓN DE BAILARD (1981)

Esta formulación está basada en la metodología utilizada por *Bagnold, 1963-1966*, que a su vez, está basada en los aprovechamientos energéticos. Bautizada como modelo energético de transporte, se acepta que el trabajo realizado (*tasa de transporte de sedimentos*) es proporcional a la potencia de la maquina (*velocidad de la corriente*).

La fórmula derivada por *Bailard (1981)* se puede escribir como la suma de cuatro términos.

$$\vec{q}_t = \vec{q}_{bo} - \vec{q}_{bs} + \vec{q}_{so} - \vec{q}_{ss}$$

Donde:

$$\vec{q}_{bo} = \frac{C_f \varepsilon_B}{g(s-1) \tan \phi} \langle |\vec{u}|^2 \vec{u} \rangle$$

$$\vec{q}_{bs} = \frac{C_f \varepsilon_B \tan \beta}{g(s-1) \tan^2 \phi} \langle |\vec{u}|^3 \rangle \vec{i}$$

$$\vec{q}_{so} = \frac{C_f \varepsilon_s}{g(s-1)w_s} \langle |\vec{u}|^3 \vec{u} \rangle$$

$$\vec{q}_{ss} = \frac{C_f \varepsilon_s^2 \tan \beta}{g(s-1)w_s^2} \langle |\vec{u}|^5 \rangle \vec{i}$$

$s = \frac{\rho_s}{\rho_w}$, densidad relativa

ρ_s , densidad del sedimento (ton/m³)

ρ_w , densidad del agua (ton/m³)

C_f , coeficiente de fricción, tal que $\vec{\tau} = \rho C_f |\vec{u}| \vec{u}$

$\vec{\tau}$, tensión tangencial en el fondo (Nw/m²)

\vec{u} , velocidad del fondo debida a la acción conjunta de ola-corriente (m/s)

ϕ , ángulo de rozamiento interno del sedimento (°)

$\tan \beta$, pendiente del fondo (-)

\vec{i} , vector unitario en dirección pendiente arriba (-)

- w_s , velocidad de caída del sedimento (m/s), *Alcerreca et al (2013)*
 ε_B , factor de eficiencia del transporte por fondo, $\varepsilon_B = 0.13 \mp 0.009$
 ε_s , factor de eficiencia del transporte en suspensión, $\varepsilon_s = 0.032 \pm 0.004$
 \vec{q}_t , transporte total por fondo y suspensión (q_x, q_y)
 \vec{q}_{bo} , transporte por fondo sobre lecho plano
 \vec{q}_{bs} , transporte por fondo debido al efecto de la pendiente
 \vec{q}_{so} , transporte en suspensión sobre lecho plano
 \vec{q}_{ss} , transporte en suspensión debido al efecto de la pendiente

El vector velocidad en el fondo es:

$$\vec{u} = \vec{u}_{orb} + \vec{\bar{u}}$$

- \vec{u}_{orb} , vector velocidad en el fondo debido al oleaje (u_{orbx}, u_{orby})
 $\vec{\bar{u}}$, vector velocidad media integrada en la vertical (*corriente de rotura*) (\bar{u}, \bar{v})

Por lo que la velocidad se puede expresar como:

$$\vec{u} = (u_{orbx} + \bar{u}) + (u_{orby} + \bar{v})$$

$$u_{orb} = \frac{\pi H}{T \sin(kh)}$$

$$u_{orbx} = u_{orb} \cos \theta$$

$$u_{orby} = u_{orb} \sin \theta$$

- k , número de onda
 T , periodo de la ola
 h , profundidad
 H , altura de la ola
 θ , ángulo de incidencia del oleaje

4.3.2 FORMULACIÓN DE SOULSBY-VAN RIJN (1997)

Soulsby (1997) deduce una expresión analítica experimental que se aproxima bastante a la formulación para ola-corriente de *van Rijn (1993)*. Evalúa tanto el transporte por fondo como por suspensión en fondo horizontal.

La ecuación que calcula la tasa de transporte de sedimento es:

$$q_t = A_s \bar{U} \left[\left(\bar{U}^2 + \frac{0.018}{C_D} U_{rms}^2 \right)^{1/2} - \bar{U}_{cr} \right]^{2.4}$$

Donde

$$q_t = (q_x, q_y)$$

$$A_s = A_{sb} + A_{ss}$$

$$A_{sb} = \frac{0.005h \left(\frac{D_{50}}{h} \right)^{1.2}}{[(s-1)gD_{50}]^{1.2}}$$

$$A_{ss} = \frac{0.012D_{50}D_*^{-0.6}}{[(s-1)gD_{50}]^{1.2}}$$

\bar{U} , velocidad promediada en la vertical, (u, v)

U_{rms} , velocidad orbital cuadrática media, $U_{rms} = (u_{orb}, v_{orb})_{rms}$

C_D , coeficiente de fricción debido a la corriente, $C_D = \left[\frac{0.40}{\ln\left(\frac{h}{z_0} - 1\right)} \right]^2$

\bar{U}_{cr} , velocidad crítica del inicio de movimiento.

$$\bar{U}_{cr} = 0.19D_{50}^{0.1} \log\left(\frac{4h}{D_{90}}\right) \quad \text{para} \quad 0.1 \leq D_{50} \leq 0.5 \text{ mm}$$

$$\bar{U}_{cr} = 8.5D_{50}^{0.6} \log\left(\frac{4h}{D_{90}}\right) \quad \text{para} \quad 0.5 < D_{50} \leq 2.0 \text{ mm}$$

h , profundidad

D_{50} , diámetro medio del sedimento

D_{90} , diámetro que es superado por 10% en peso

z_0 , rugosidad del fondo (0.006 m)

s , densidad relativa

$D_* = \left[\frac{g^*(s-1)}{v^2} \right]^{1/3} D_{50}$, diámetro equivalente adimensional

v , viscosidad cinemática del agua

4.3.3 FORMULACIÓN PARA ESTIMAR EL TRANSPORTE EÓLICO

El transporte de sedimentos por las corrientes y el viento es resultado del esfuerzo cortante impuesto en el fondo por el flujo. El esfuerzo cortante del viento, está relacionado con la velocidad cortante

$$\tau_0 = \rho_a u_*^2$$

τ_0 , esfuerzo cortante del viento

ρ_a , densidad del aire

u_* , velocidad cortante

La velocidad cortante no puede ser estimada directamente, pero se puede determinar a partir del perfil logarítmico de velocidades. Si se expone una superficie de arena al forzamiento de un campo de vientos que incrementa su intensidad de forma gradual, llegará un momento en el que se inicie un transporte eólico. A la velocidad a la que ocurre, se denomina velocidad umbral y según *Bagnold (1941)* se estima como:

$$u_{*t} = A \left[g D_{50} \left(\frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a} \right) \right]^{1/2}$$

u_{*t} , velocidad cortante de umbral para el inicio de movimiento

A , coeficiente empírico que generalmente se toma 0.1-0.118

D_{50} , diámetro nominal del sedimento

ρ_s , densidad del sedimento

ρ_a , densidad del aire

La velocidad umbral del viento a una altura z sobre la superficie puede ser estimada y queda como:

$$u = \frac{u_*}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right)$$

z , altura a la que se quiere estimar la velocidad

z_0 , longitud de rugosidad del fondo, $z_0 = \frac{D_{50}}{30}$

k , constante de *Von Karman*, que generalmente toma un valor de 0.4

Las dunas costeras están compuestas por arenas finas o medias, sedimentos caracterizados por tener una velocidad de umbral de viento entre 4 y 8 m/s. Por tanto, para velocidades menores de 4 m/s no se espera nada de transporte eólico de sedimentos.

Cuando el umbral es excedido, el sedimento se incorpora al flujo en tres formas distintas:

1. *Arrastre*, cuando los granos son rodados o deslizados a lo largo del fondo y permanecen en contacto con el mismo.
2. *Reptando*, los granos se desplazan dando pequeños saltos.
3. *Saltando*, los granos se desplazan grandes distancias dando grandes saltos.

Es muy complicado definir los porcentajes de incorporación en el transporte eólico total, se considera que el modo más importante es el de grandes saltos. Una vez que el transporte comenzó, tiene la habilidad de mantenerse a sí mismo a través de la colisión de partículas en movimiento con otras que están estáticas en la superficie. Como resultado de esto, si el transporte de sedimento se inicia y la velocidad del viento decae por debajo del umbral de velocidad de viento necesaria para iniciar el movimiento, el transporte eólico no cesa.

La velocidad requerida para mantener al sedimento en movimiento por medio de las colisiones es del 80% de la requerida para iniciar el transporte de sedimentos

Existe gran variedad de modelos empíricos y semiempíricos para poder estimar el transporte de sedimentos ocasionados por el viento. El modelo de *Bagnold (1941)* es tal vez el más ampliamente usado y representa una de las aproximaciones más sencillas.

$$q = C \left(\frac{D_{50}}{D_r} \right)^{1/2} \frac{\rho_a}{g} u_*^3$$

q , tasa del transporte de sedimentos

C , constante con valor de 1.8

D_r , diámetro de referencia de 0.25 mm

La ecuación planteada por *Bagnold* no está planteada en función de la velocidad de umbral de movimiento, por lo que incluso se obtienen valores de transporte de sedimentos para velocidades muy pequeñas.

Un modelo que sí considera el inicio de movimiento del sedimento y también muy ampliamente utilizado, es el de *Lettau y Lettau (1977)*, que se expresa como sigue

$$q = C \left(\frac{D_{50}}{D_r} \right)^{1/2} \frac{\rho_a}{g} (u_* - u_{*t}) u_*^2$$

$$u_{*t} = A \left[g D_{50} \left(\frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a} \right) \right]^{1/2}$$

C , coeficiente con valor de 4.2

u_{*t} , velocidad cortante de umbral para el inicio del movimiento,

Para calcular la velocidad de cortante, se deduce de la relación de Charnock quedando la ecuación de la velocidad de fricción como:

$$u_* = \frac{u_{10}\kappa}{\ln\left(\frac{hg}{\alpha u_*^2}\right)}$$

Se observa que esta ecuación requiere de la utilización de métodos iterativos para poder ser resuelta.

Donde

u_{10} , velocidad del viento a 10 m (generalmente es el dato calculado por las estaciones meteorológicas)

κ , coeficiente de *Von Karman* (0.4)

h , profundidad

α , coeficiente de la relación entre la velocidad de fricción y la rugosidad del fondo, con valor de 0.0235, *Garrat 1992*.

Estas ecuaciones que se utilizan para estimar el transporte eólico de sedimentos consideran que la tasa de transporte es proporcional a la velocidad de cortante cúbica. Y están generalmente validadas en condiciones ideales a partir de experimentos de laboratorio, por lo que proporcionan un estimado del máximo transporte que puede ocurrir en condiciones de campo normales.

Varios factores inhiben el transporte de sedimentos en condiciones naturales en una duna, entre los que se encuentran la humedad en la arena, la vegetación y los efectos de la pendiente. Las ecuaciones de transporte que utilizan un promedio de la velocidad del viento, no consideran factores como ráfagas de viento o turbulencias generadas, que pueden modificar significativamente el transporte de sedimentos (*Bauer et al, 1998*).

CAPÍTULO V

ACOPLAMIENTO DE MODELOS DE OLAJE Y CORRIENTES CON EL MODELO DE TRANSPORTE DE SEDIMENTOS EN LA PLAYA Y DUNA

5 ACOPLAMIENTO DE MODELOS DE OLAJE Y CORRIENTES CON EL MODELO DE TRANSPORTE DE SEDIMENTOS EN LA PLAYA Y DUNA

El modelo numérico *TESED* (*Transporte de sedimentos*) que se presenta en este trabajo; resuelve las ecuaciones del flujo de sedimentos dentro de la zona de rompientes, así como los cambios en la batimetría asociados a las variaciones espaciales del transporte de sedimentos, incluye además un módulo que calcula el transporte de sedimentos en la zona de la duna. Se apoya en los modelos *WAPO* y *COCO* que resuelven las ecuaciones hidrodinámicas y de corrientes, respectivamente.

Este modelo de evolución morfológica, que depende del tiempo, calcula el transporte de sedimentos en dos dimensiones mediante las ecuaciones propuestas por *Bailard (1981)* y *Soulsby-Van Rijn (1997)*, además, también resuelve las ecuaciones del transporte del sedimento en la zona de la duna, así como su evolución morfológica.

Toma como datos de entrada:

- Datos de salida del oleaje calculados por medio del modelo numérico *WAPO* versión 4 (ver *Manual del usuario y documento de referencia del programa MWAPO3*). Especialmente el archivo .dat
- Datos de salida de las corrientes, calculados por medio del modelo numérico *COCO2*.
- Datos de las características propias de la morfología de la playa, en este caso, la batimetría con que se calculó el oleaje y las corrientes.
- Datos propios de las características del sedimento de la playa.
- Este modelo acepta la velocidad del viento medido a 10 msnm.

Este modelo tiene la finalidad de predecir la evolución morfológica de una playa en planta (*para corto plazo*) que es sometida a un evento meteorológico. Generalmente, el modelo es utilizado para una simulación que sea de horas o días. Es útil para simular el comportamiento en planta que pudiese tener la playa sometida a la acción de un temporal.

Los modelos morfodinámico, como el presentado en este trabajo, se basan en el modelado de los procesos físicos que afectan a la playa, como es la propagación del oleaje, corrientes de rotura, transporte de sedimentos y en este caso se incluye el viento presente en la costa, con la limitante de que se utiliza una sola dirección del viento y velocidad constante.

El modelo presentado sigue una secuencia como la presentada en la siguiente figura 5.1.

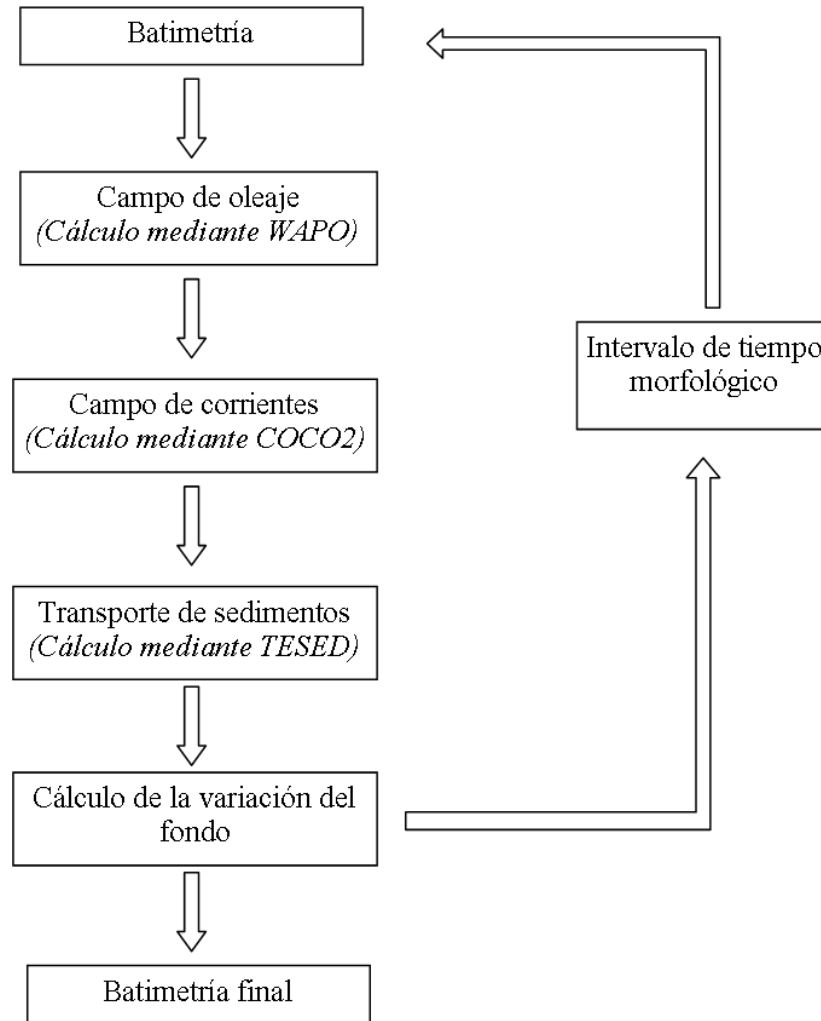


Fig. 5. 1 Diagrama de flujo del modelo de transporte de sedimento.

El diagrama de flujo toma en cuenta la interacción entre la variación del fondo y las condiciones hidrodinámicas, se admiten unas condiciones hidrodinámicas estacionarias durante un intervalo de tiempo determinado, que da lugar a una variación en el fondo. Con esta nueva batimetría, se aplican de nuevo las condiciones hidrodinámicas y de corrientes, con esto se recalculan los nuevos flujos de transporte. Este ciclo se realiza hasta finalizar el evento que se desea analizar, es necesario recordar que las condiciones hidrodinámicas no cambian (altura de ola y el periodo, oleaje regular), pudiendo ser una tormenta o un temporal. En este trabajo se manejan 24 y 72 horas para la formulación de *Soulsby y Van Rijn (1997)* y *Bailard (1981)* respectivamente.

5.1 ESTRUCTURA DEL MODELO DE TRANSPORTE DE SEDIMENTOS

Para poder simular el transporte de sedimentos y por consiguiente la evolución morfológica de la playa, es indispensable que los procesos físicos que se están modelando estén perfectamente integrados, dada la alta dependencia el uno del otro.

Como es de suponerse, el modelo *TESED* (*Transporte de sedimentos*) requiere de la ejecución anticipada de los modelos *WAPO* y *COCO*.

WAPO

Archivos de entrada

- Batimetría, indispensable que se pueda leer en formato .dat. (grabarlo en ASCII .grd).
- Archivo de entrada: WAP.dat, donde está contenida la información de los parámetros hidrodinámicos (periodo, amplitud, ángulo de incidencia, límites del dominio)
- En archivo con la lista de los casos y la clave del caso.

Archivos de salida

- Archivo en .grd de la superficie libre
- Archivo en .grd de la amplitud de la ola
- Archivo en .grd de la corrección de la batimetría
- Archivo ACD.dat de las amplitudes y direcciones de la ola (*utilizado por COCO*)

COCO

Archivos de entrada

- Batimetría, es la misma que utiliza *WAPO*
- Archivo de entrada IA01.inp, donde se ingresan los parámetros hidrodinámicos y los coeficientes de fricción que se desean utilizar
- Archivo ACD.dat, que fue un archivo de salida del *WAPO*.

Archivos de salida

- Archivo Tens.dat
- Archivo NEIGH.dat
- Una serie de archivos, si así se desea, donde se encuentran las magnitudes de las corrientes tanto en la dirección "X" como en la dirección "Y", así como su ángulo.

TESED

Cuenta con varias subrutinas y con dos módulos principales, *Bailard* y *Soulsby-Van Rijn*.

Las subrutinas que maneja son: DATOS, VCAIDA, SLOPExy, UORBITAL, FRIC, LINxy, BAIL, ESCRIBO_BAIL, VIENTO, RES_VIENTO, SOL_VIENTO, ESCRIBO_VIE, INTERACCION, TRANSO, RESTA, SOLVE, ESCRIBO_SOUL

Subrutina DATOS: En esta subrutina se leen los datos de entrada, desde la batimetría, velocidad del viento, dirección del viento, amplitud de la ola, diámetro, porosidad, densidad, ángulo de reposo del sedimento, viscosidad cinemática, y el nombre del archivo de salida de coco y la formulación a utilizar (*Soulsby-Van Rijn* ó *Bailard*).

Subrutina VCAIDA: Esta subrutina calcula la velocidad de caída del sedimento con la ecuación de *Alcerreca, Silva & Mendoza, 2013*.

Subrutina SLOPExy: En esta subrutina se calcula la pendiente tanto en la dirección longitudinal como transversal de la playa.

Subrutina UORBITAL: Calcula la velocidad orbital ocasionada por el oleaje, según la dirección.

Subrutina FRIC: Aquí, se calcula el coeficiente de fricción ocasionado por las velocidades de las corrientes, se utiliza el archivo de salida del modelo numérico *COCO*.

Subrutina LINxy: Esta subrutina se encuentra en el módulo de la metodología de *Bailard*, aquí se calculan los gastos tanto en la dirección "X" como "Y".

Subrutina BAIL: En esta subrutina, se resuelve la ecuación de conservación del sedimento, calculando la nueva profundidad.

Subrutina ESCRIBO_BAIL: Genera el archivo SEDI.GRD, que es la malla de la parte mojada.

Subrutina TRANSO: Se encuentra en el segundo módulo, que corresponde a la metodología de *Soulsby-Van Rijn*. Calcula la velocidad cuadrática media y posteriormente la tasa de transporte, tanto en la dirección "X" como "Y".

Subrutina SOLVE: Se resuelve la ecuación de conservación del sedimento, calculando la nueva profundidad.

Subrutina ESCRIBO_SOUL: genera el archivo SEDI.GRD de la parte mojada de la malla.

Subrutina VIENTO: Calcula la velocidad de fricción ocasionada por el viento y el umbral del inicio del movimiento del sedimento en la zona seca (*duna*). Calcula la tasa de transporte de sedimentos tanto en la dirección longitudinal como transversal.

Subrutina SOL_VIENTO: Resuelve la ecuación de conservación del sedimento, en este caso de la zona seca.

Subrutina ESCRIBO_VIE: Genera el archivo VIENTO.GRD de la zona seca.

Subrutina INTERACCION: Fusiona las mallas de la zona seca como de la zona mojada y genera el archivo nuevo de la batimetría BAT.GRD.

5.1.1 DESCRIPCIÓN DEL MÉTODO NUMÉRICO

Al calcular la tasa de transporte de sedimentos mediante las formulaciones de *Bailard (1981)* y *Soulsby-Van Rijn (1997)*, se resuelve la ecuación de conservación del sedimento en dos dimensiones.

Para el cálculo de la tasa de transporte de sedimentos, se utiliza una malla como la que se muestra a continuación.

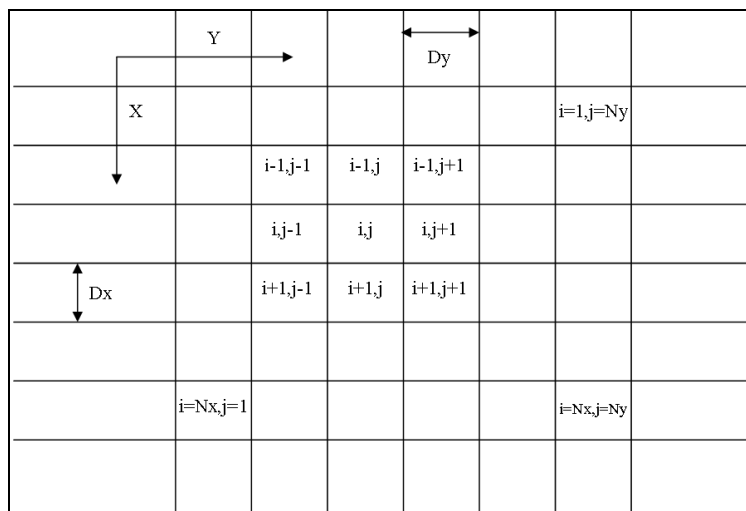


Fig. 5.1.1. 1 Mallado utilizado para la simulación

De acuerdo con la configuración de la malla y, observando que el dominio es positivo, se procede a resolver la ecuación de conservación del sedimento. Esta ecuación se resuelve utilizando un esquema en el espacio y adelantado en el tiempo (*FCTS: Forward-Time-Central-Space*). Para poder corregir la difusión numérica que genera el programa, se afecta la tasa de transporte de sedimentos, tanto en las direcciones "X" y "Y", por un factor que depende de la pendiente local y corrige esta difusión.

La ecuación de conservación del sedimento es:

$$\frac{\delta h}{\delta t} = \frac{1}{1-n} \left(\frac{\delta q_x}{\delta x} + \frac{\delta q_y}{\delta y} \right)$$

h , profundidad

n , porosidad del sedimento

Para corregir la difusión, se afecta por los factores:

$$q_x^* = q_x \left(1 + \alpha_1 \frac{\delta h}{\delta x} \right)$$

$$q_y^* = q_y \left(1 + \alpha_1 \frac{\delta h}{\delta y} \right)$$

$$\alpha_1 = \frac{\alpha_2 \beta \Delta x \Delta y}{2h}$$

Donde

α_2 , coeficiente (1-5)

β , potencia de la ecuación (3-4)

h , profundidad

$\Delta x \Delta y$, tamaño de la celda

Por lo que la ecuación de conservación del sedimento de forma discretizada queda:

$$\frac{h_{(i,j)}^{t+1} - h_{(i,j)}^t}{\Delta t_m} = \frac{1}{1-n} \left(\frac{q_{x(i,j)}^* - q_{x(i-1,j)}^*}{\Delta x} + \frac{q_{y(i,j)}^* - q_{y(i,j-1)}^*}{\Delta y} \right)$$

Δt_m , es el intervalo del paso de tiempo morfológico

La aplicación de esta última ecuación permite el cálculo de la variación de la batimetría por efecto de oleaje en dos dimensiones.

CAPÍTULO VI
CASOS DE ANÁLISIS Y RESULTADOS

6 CASOS DE ANÁLISIS Y RESULTADOS

El primer caso de análisis corresponde a un caso teórico presentado por *Nicholson et al (1997)* y que ha sido utilizado por otros modelos numéricos para su validación. Se presenta además la solución de forma teórica, empleando las ecuaciones de las playas en equilibrio estático - encajadas. El segundo caso que se presenta, es el de una batimetría real de Puerto Morelos en Cancún.

6.1.1 CASO 1

Este primer caso servirá para comparar los resultados que arroja el modelo desarrollado aquí, con otros modelos numéricos, además de compararlos con la formulación teórica de *Hsu y Evans (1989)*, que toma como base la conocida espiral logarítmica, posteriormente utilizadas por *González (1995)*.

Antes de continuar con los resultados del modelo numérico, es necesario resolver de forma teórica el comportamiento de la playa, que según las siguientes características:

- Playa con pendiente uniforme, 1/50
- Longitud del dique exento, 300 m
- Distancia desde el eje del dique hasta la línea de costa, 220 m
- Tamaño del sedimento, 0.25 mm
- Periodo, 8.0 s
- Altura de ola incidente, 2.0 m
- Angulo de incidencia, $\theta = 0^\circ$

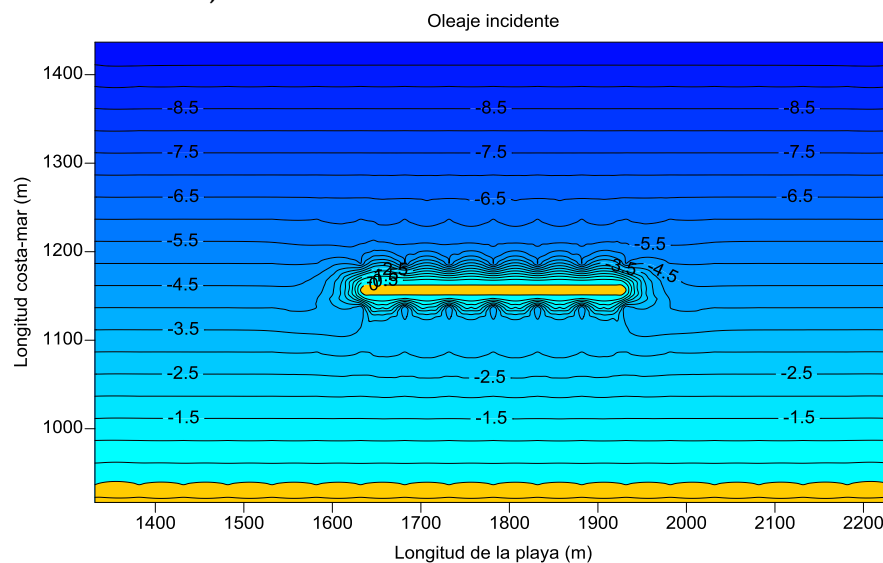


Fig. 6.1.1. 1 Configuración de la batimetría modelada

Generalmente, para aplicar la teoría no es necesario conocer las características del sedimento ni las condiciones hidráulicas, salvo el periodo de la ola incidente, así como el ángulo de incidencia, como se verá más adelante.

Para conocer el tipo de formación presente en la playa con estructura protectora, es necesario nombrar y localizar ciertos parámetros que faciliten el cálculo, por lo que las configuraciones típicas, se muestra en la Fig. 6.1.1.2 y 6.1.1.3

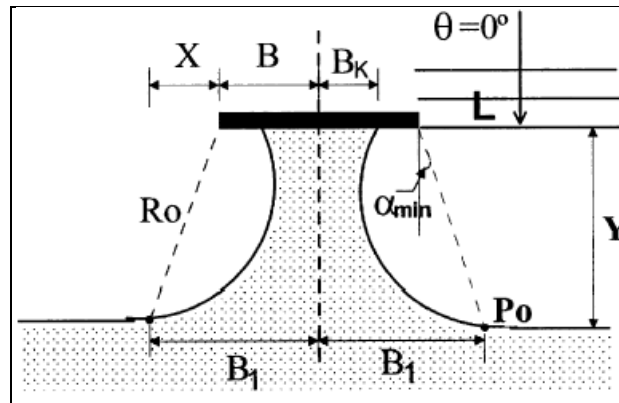


Fig. 6.1.1. 2 Configuración típica de un tómbolo

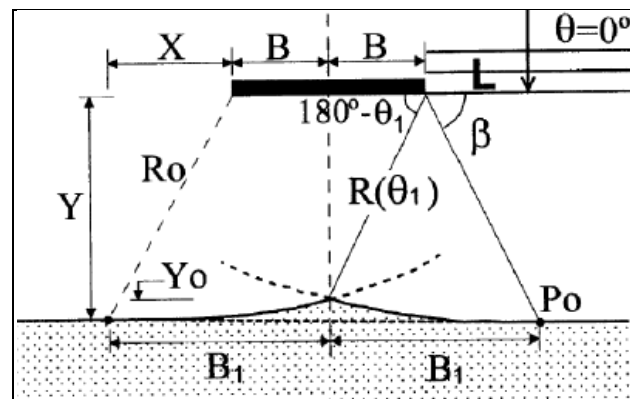


Fig. 6.1.1. 3 Configuración típica de un semi-tómbolo

Además se utiliza un nomograma que relaciona la geometría del dique y su distancia a la costa, entre la longitud de onda y las características de la estructura. Dicho nomograma se muestra en la Figura 6.1.1.4.

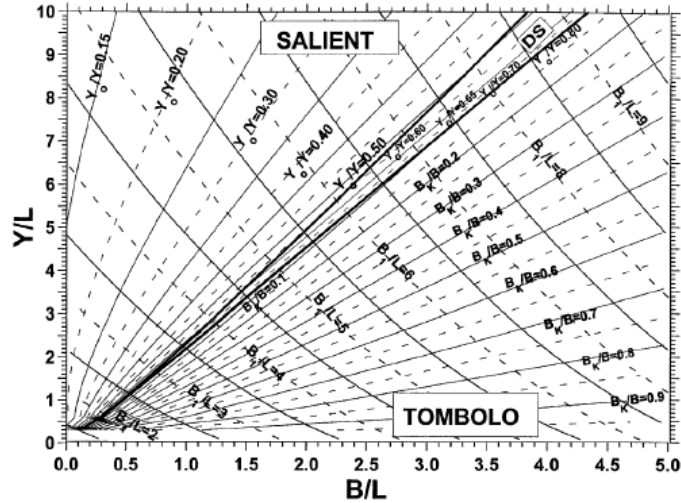


Fig. 6.1.1. 4 Gráfica de relaciones geométricas, zona de tómbolo, semi tómbolo y saliente

Las relaciones geométricas resultan:

$$B = \frac{300}{2} = 150 \text{ m}$$

$$Y = 220 \text{ m}$$

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi h}{L}\right) = 50.64 \text{ m}$$

Por lo que los valores adimensionales que requiere la Figura 6.1.1.4, son:

$$\frac{B}{L} = \frac{150}{50.64} = 2.96 \approx 3$$

$$\frac{Y}{L} = \frac{220}{50.64} = 4.34$$

Ubicando estos valores en el nomograma, la zona en la que se encuentran es la de tómbolos, por lo que es la morfología que se forma y se obtienen las relaciones;

$$\frac{B_k}{B} = 0.4 \rightarrow B_k = 0.4B = 60 \text{ m}$$

$$\frac{B_1}{L} = 6.4 \rightarrow B_1 = 6.4L = 324 \text{ m}$$

Con estos datos, se procede a calcular la geometría del tómbolo con las siguientes ecuaciones:

$$\beta = 90 - \alpha_{min} = 40$$

$$R_0 = \frac{Y}{\cos \alpha_{min}} = 279.18$$

El resultado es la morfología que se ha dibujado en la Figura 6.1.1.5

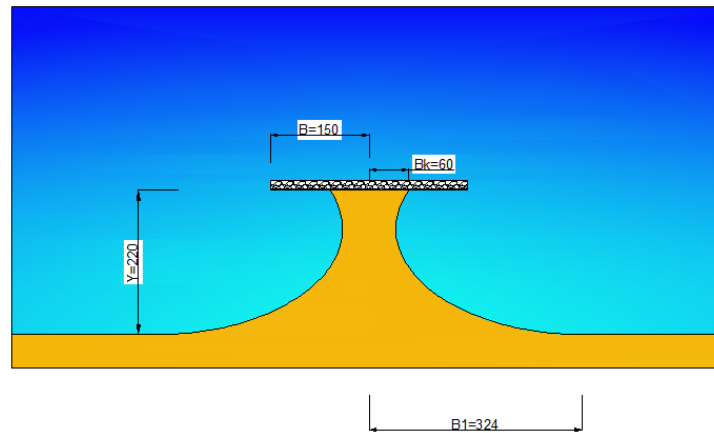


Fig. 6.1.1. 5 Configuración estática de la morfología del caso analizado

En este apartado, se comparan los resultados obtenidos de manera teórica con los obtenidos mediante el modelado. En primera instancia, se debe recordar que las figuras 6.1.1.1, 6.1.1.6 y 6.1.1.7 son los mapas de batimetría, oleaje y corrientes respectivamente que se simularon con la formulación de *Bailard (1981)* y *Soulsby – Van Rijn (1997)*, para 72 y 24 horas respectivamente.

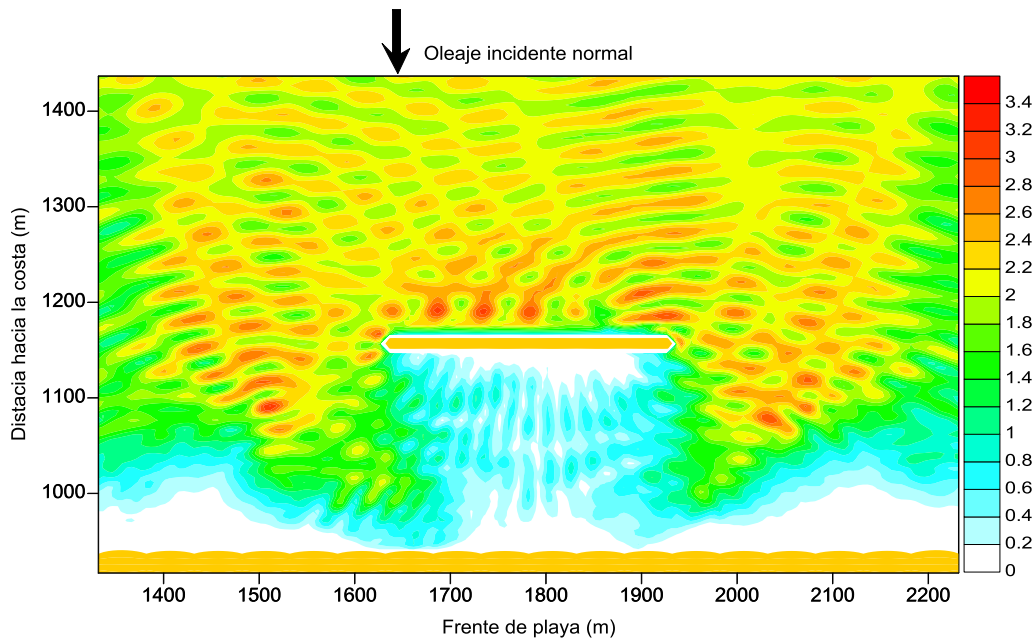


Fig. 6.1.1. 6 Condiciones de oleaje incidente. WAPO

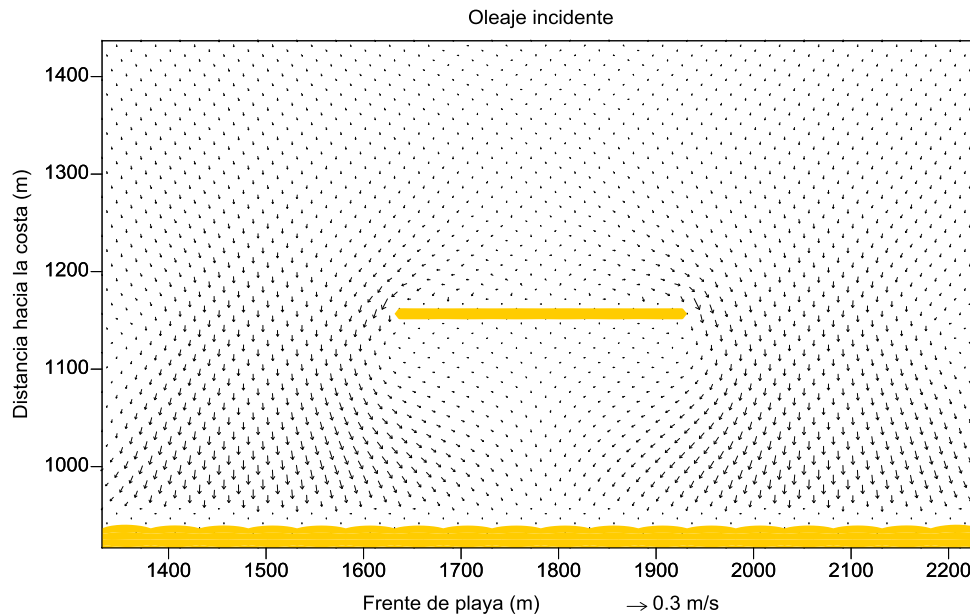


Fig. 6.1.1. 7 *Corrientes que se generan cerca de la playa. COCO*

Como se mencionó anteriormente, los mapas de oleaje y corrientes, corresponden a la primera simulación, sin embargo la batimetría que se presenta corresponde a las 72 horas de simulación mediante la formulación de *Bailard (1981)*, y de 24 horas de simulación con la formulación de *Soulsby – Van Rijn (1997)*. Las simulaciones se realizaron con oleaje regular.

Como se muestra en la figura 5.1 el diagrama del transporte de sedimentos, del capítulo anterior, al momento de que varía la batimetría, las condiciones a las que está sujeto el modelo *WAPO* son diferentes a las iniciales, por lo que los resultados del oleaje son diferentes para cada paso de tiempo morfodinámico, y con ello; ocasiona que el modelo *COCO* calcule unas corrientes que obviamente son diferentes a las iniciales. Este cambio que va de Oleaje-Corriente-Transporte, hacen posible estimar la batimetría del lugar que se esté analizando.

Por lo que la relación entre estos modelos debe ser muy cuidadosa, ya que uno depende del primero y el transporte de sedimentos depende totalmente de los resultados obtenidos en los modelos de Oleaje y Corrientes.

Formulación de Soulsby – Van Rijn (1997)

Es importante mencionar, que la formulación de *Soulsby-Van Rijn (1997)* transporta sedimento más rápido que utilizando la formulación de *Bailard (1981)*. Esta formulación depende de los parámetros característicos del sedimento, las condiciones de oleaje y por consiguiente de las corrientes que se generan debido a estas.

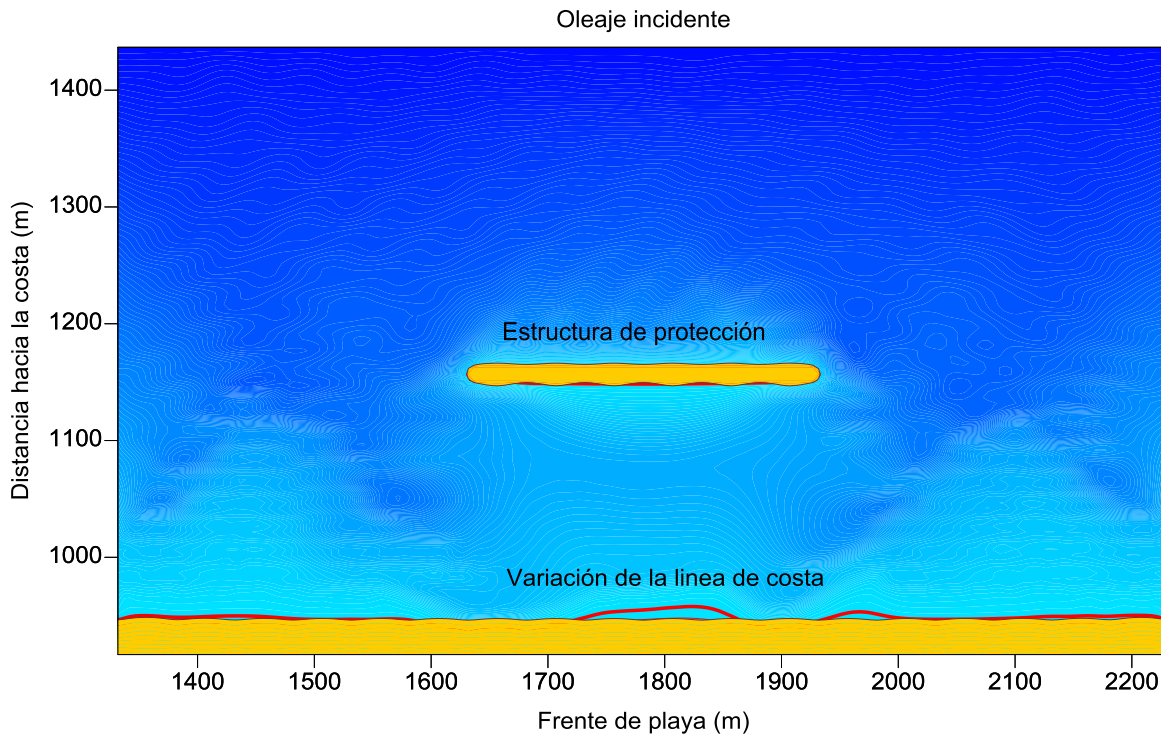


Fig. 6.1.1. 8 Batimetría final obtenida mediante la formulación de Soulsby (1997), 24 horas de simulación.

Como se observa claramente en la Figura 6.1.1.8, la tendencia del comportamiento de la dinámica de la playa, tiende a la forma descrita en la Fig. 6.1.1.5, es decir; la tendencia de esta playa, si se continúa aplicando el modelo aquí presentado, llegará el momento en el que se forme un tómbolo. Es de notar que, si bien, la línea de costa ha avanzado poco (línea en color rojo), se tiene un buen volumen de arena acumulada entre la costa y la estructura y por ello se asegura que el tómbolo se formara. Se tiene un buen tiempo de simulación, ya que el análisis de las 24 horas requirió de un uso de computadora de 4.8 horas aproximadamente, en una computadora estándar. Al simular las 24 horas, nos ayuda a comparar con otros modelos del mismo tipo.

Otro aspecto importante que se puede rescatar de este resultado, es que en la solución teórica de la morfología de la playa, solo podemos calcularla entre la playa y la estructura, dejando de lado lo que ocurre más allá de la estructura. El modelo que se utiliza es capaz de predecir de manera aceptable el comportamiento del fondo marino cerca e incluso más allá de la estructura.

En línea de color rojo se presenta el cambio que sufrió la línea de costa para un tiempo de modelado de 24 horas, por lo que si se incrementa el tiempo de modelado, seguramente se logrará la morfología que se obtuvo de manera teórica, que se presenta en la Figura 6.1.1.5.

Formulación de Bailard (1981)

Esta formulación es más lenta para transportar el sedimento del orden de 5 veces inferior a lo transportado por la formulación de *Soulsby-Van Rijn*, por lo que se decidió aumentar el tiempo de simulación a 72 horas.

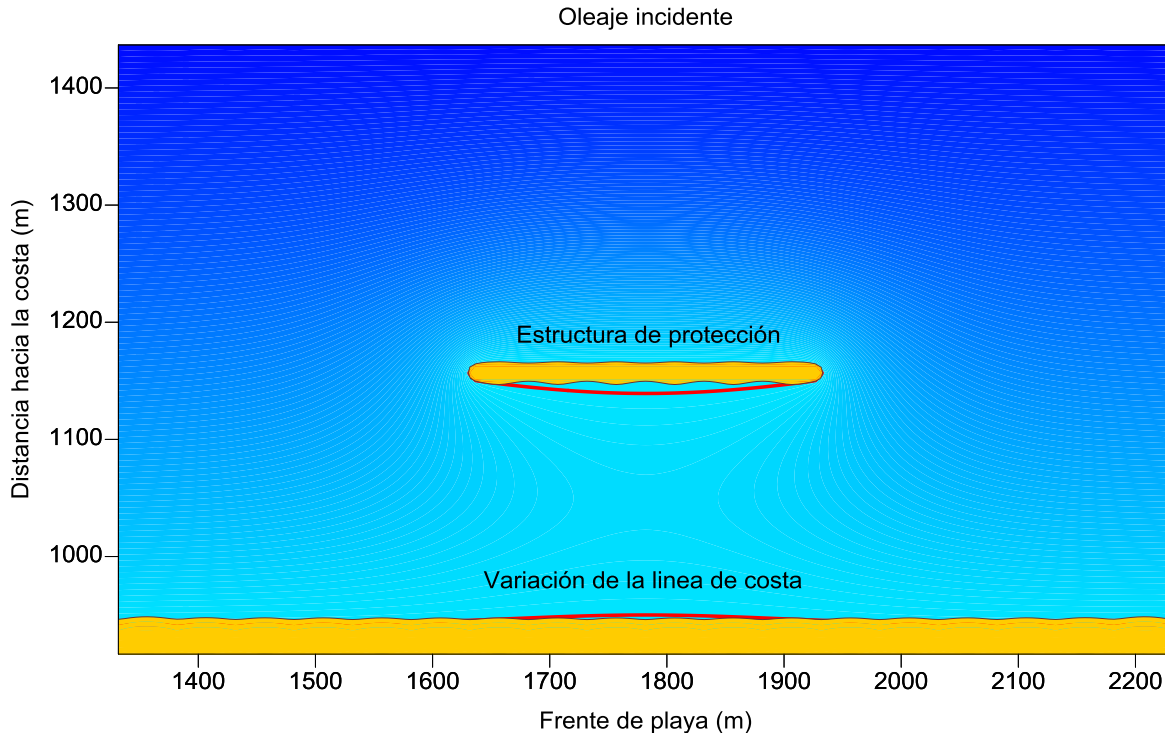


Fig. 6.1.1. 9 Batimetría obtenida mediante la formulación de *Bailard (1981)*, 72 horas de simulación.

En las batimetrías resultantes se puede notar que con ambas formulaciones se está acumulando sedimento tanto del lado protegido como del lado expuesto. La línea roja nos indica la línea de costa que está cambiando según el transporte de sedimento de la formulación.

En ambas formulaciones las condiciones fueron las mismas, además de que se les aplico el mismo filtro para evitar el ruido presente en cualquier modelo numérico.

Al igual que la formulación anterior, se muestra en color rojo el cambio que sufrió la línea de costa debido a la estructura presente. Se observa que en el caso de las ecuaciones propuestas por *Bailard (1981)*, la variación es menos notoria respecto al de *Soulsby-Van Rijn (1997)*. Esto, debido a los parámetros involucrados en las

ecuaciones. De igual forma, la acumulación de arena entre la costa y la estructura es un claro indicativo de que al paso del tiempo el tómbolo se formará.

Independientemente de las ecuaciones que se seleccionen para realizar la simulación, se llegará a un resultado similar que es, a largo plazo, la formación de un tómbolo. En este caso, no se ha logrado formar dado el corto tiempo de simulación. Si la simulación se continúa, el tómbolo que se calculó de manera teórica terminará por formarse.

El modelo numérico que se presenta, incluye no solo el transporte en la zona mojada, además es capaz de calcular la tasa del transporte de sedimentos debido al viento. En este caso, no se visualiza adecuadamente el transporte de sedimentos en dicha zona, ya que el ancho de la playa es muy poco. Este efecto se será más claro en el caso de análisis que corresponde a una batimetría real.

6.1.2 CASO 2

En este caso, y observando que el modelo se comporta aparentemente de forma adecuada, se procedió a realizar la modelación de una batimetría real, esta batimetría se encuentra en las inmediaciones de Puerto Morelos en Quintana Roo, que se ubica a $20^{\circ}49'39.52''$ latitud Norte y a $86^{\circ}53'35.41''$ de longitud Oeste. Ver Figura 6.1.2.1

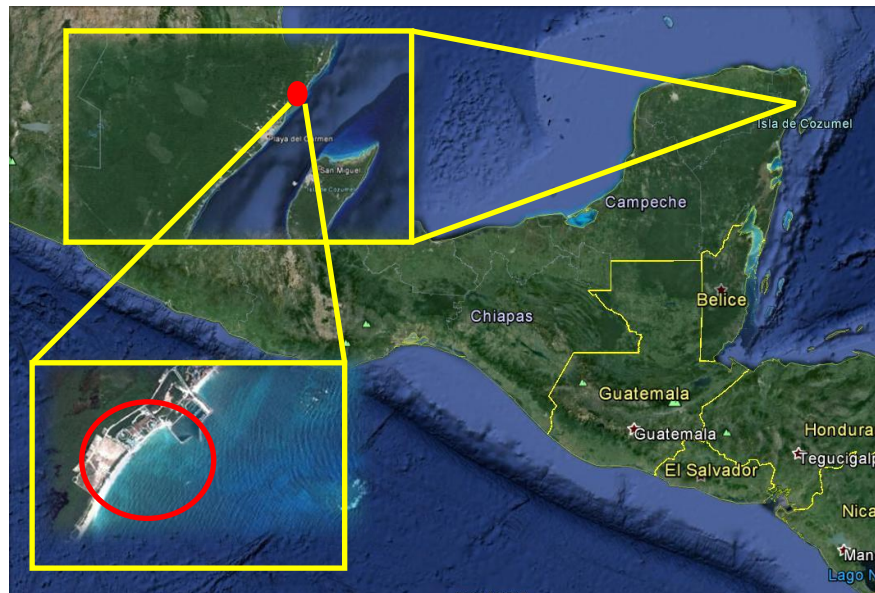


Fig.6.1.2. 1 Ubicación general de la batimetría modelada

En la Figura 6.1.2.2 se presenta la configuración morfológica de la batimetría, se observa además de la protección del lado derecho con una longitud de aproximadamente 300 m, una estructura sumergida de apenas unos 60 m de longitud.

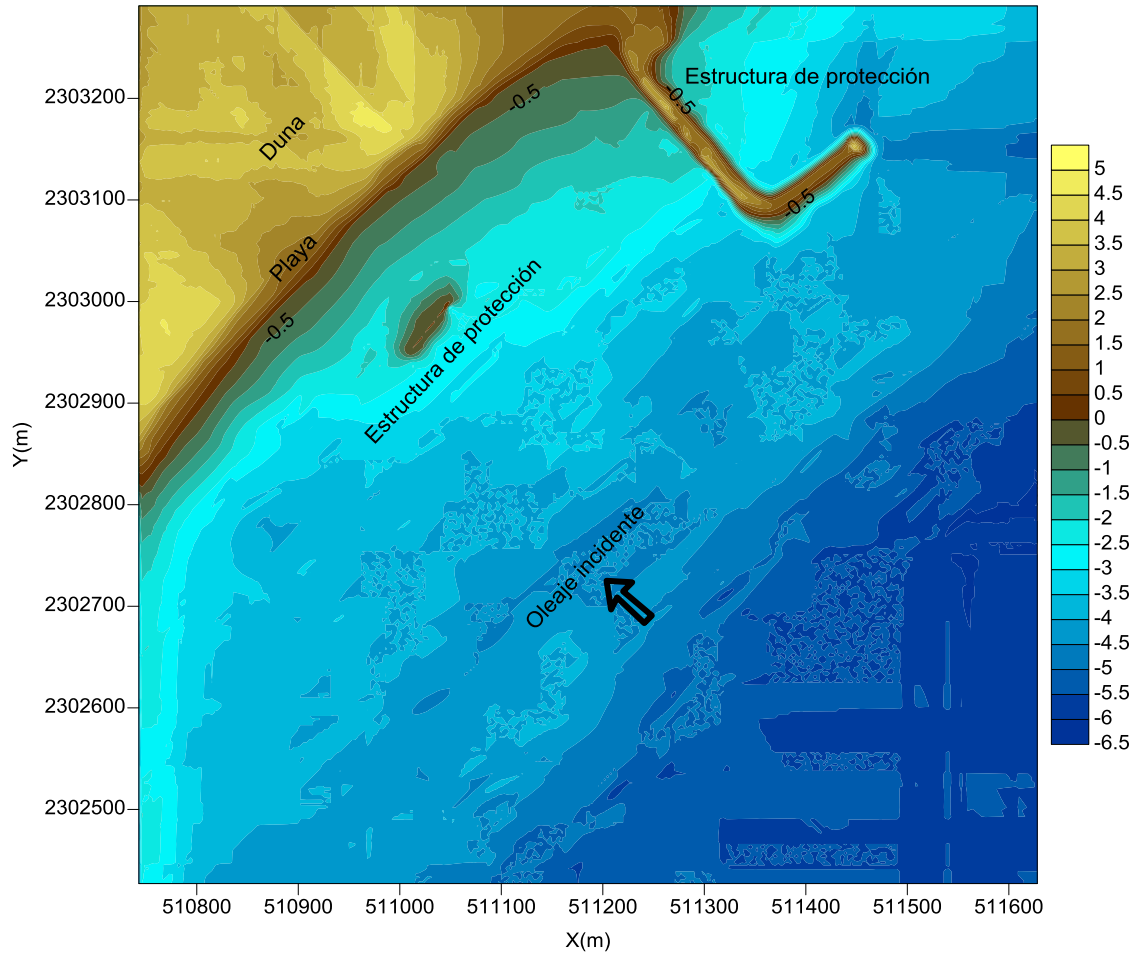


Fig.6.1.2. 2 Vista aérea de la zona de batimetría modelada

Los parámetros con los que se modelo son:

- ✓ Altura de ola incidente, 2 m
- ✓ Periodo, 8 s
- ✓ Densidad del sedimento, 2,000 kg/m³
- ✓ Angulo de reposo del sedimento, 25°
- ✓ Diámetro nominal del sedimento (D50), 0.25 mm
- ✓ Porosidad del sedimento, 0.33
- ✓ Velocidad del viento 6 m/s
- ✓ Dirección del viento 65° SE
- ✓ Dirección del oleaje, 45° SO

Con los datos antes mencionados se procedió a calcular el transporte de sedimento, por lo que para hacerlo, es necesario ejecutar el programa *WAPO* con el fin de obtener las condiciones de oleaje presentes en la batimetría y, son las que se indican en la Figura 6.1.2.3. En la figura se puede observar la amplitud de las olas incidentes sobre la playa con una inclinación de -45°.

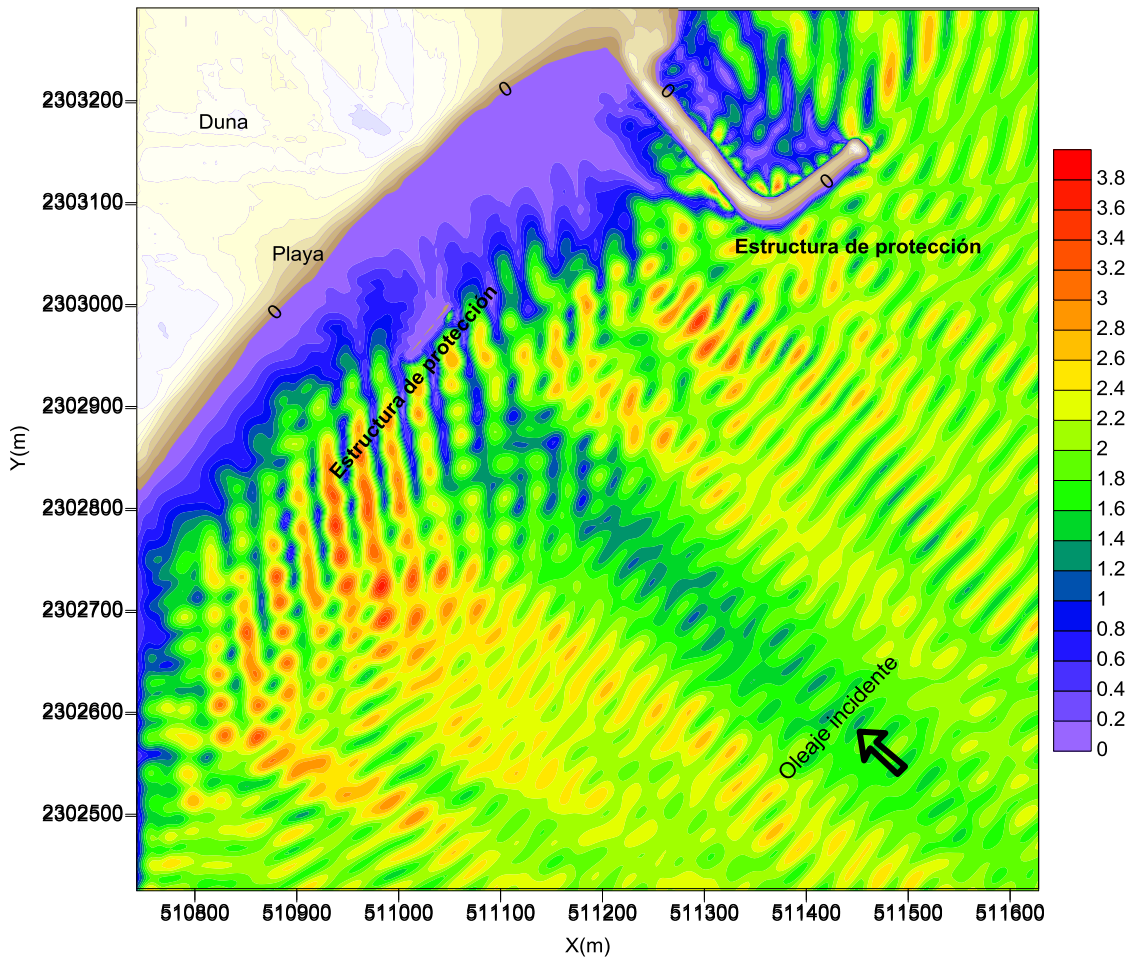


Fig.6.1.2. 3 Condiciones de oleaje incidente sobre la playa modelada, WAPO

En cambio, en la Fig. 6.1.2.4 se presentan el mapa de corrientes que se presentan cerca a la costa, debido a las condiciones de oleaje antes mencionadas. Se aprecia claramente corrientes cercanas tanto a la estructura de protección del puerto como en la playa. Las corrientes se modelaron mediante el modelo numérico *COCO* para cada caso en particular de, 72 h *Bailard (1981)* y 24 h *Soulsby-Van Rijn (1997)*.

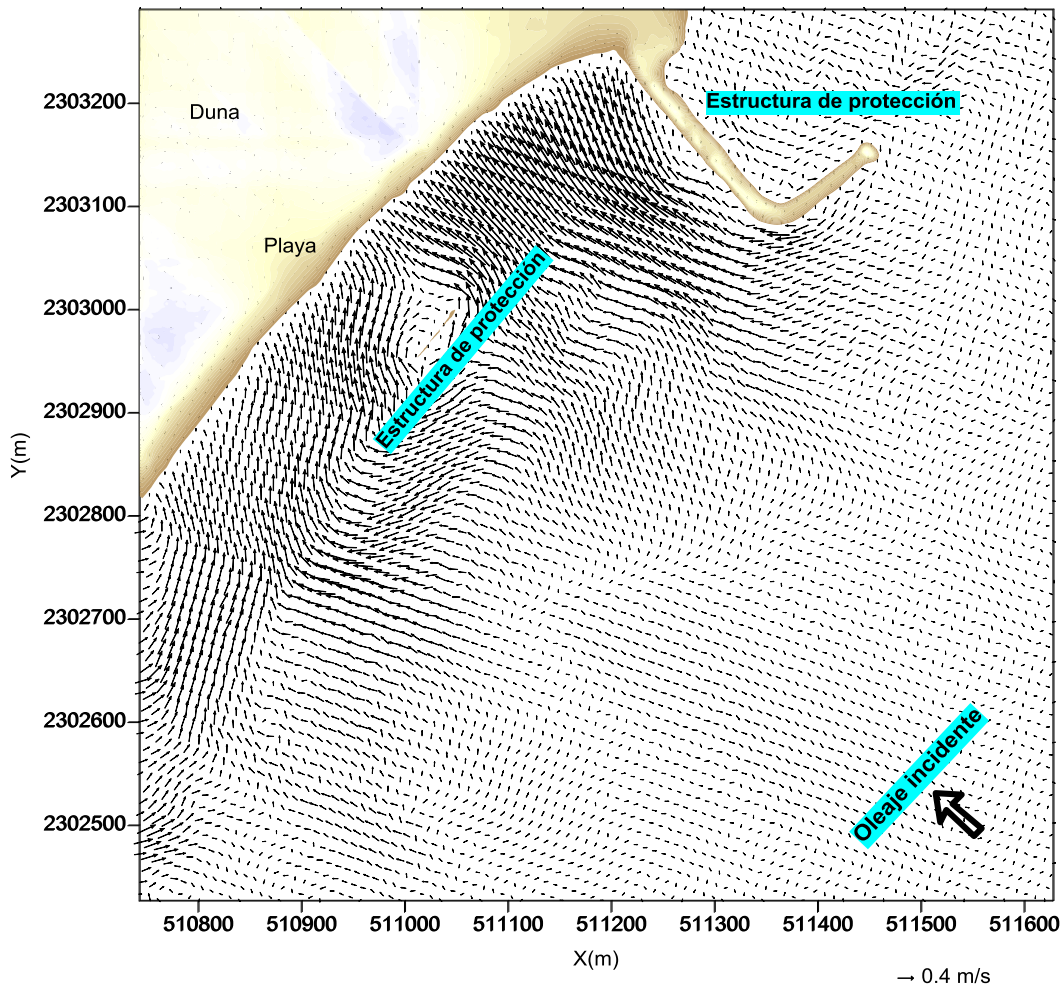


Fig.6.1.2. 4 Corrientes que se generan cerca de la playa modelada. COCO

Formulación de Bailard (1981)

La tasa de transporte de sedimentos para esta formulación es muy pequeña, por lo que es necesario realizar la modelación para un intervalo de tiempo mayor y poder visualizar la variación de la batimetría, es por esto, que se realizó la modelación para 72 horas.

Con este tiempo de modelación es suficiente para percibir los cambios en la batimetría original, que se muestra en la Fig. 6.1.2.1. Y en la Fig. 6.1.2.4 se muestra la batimetría final después de 72 horas de modelado de la tasa del transporte de sedimento.

En línea de color rojo se presenta el cambio en la línea de costa, donde se ve claramente la acumulación del sedimento cerca de la costa a consecuencia del transporte de sedimento. Se observa otra línea en color magenta, que muestra la variación de la topografía en la zona de dunas, ocasionada por la acción del viento y, en color rojo, se muestra la formación de dunas características en la duna, esto como

consecuencia de la acción del viento sobre la duna, cuya velocidad se propuso a 6 m/s con una dirección de 65° SE, que al analizarla se observa la formación de dunas que son propias del transporte de sedimento.

Una variación importante en la batimetría original, es la formación de una semi-saliente frente a la playa y detrás del arrecife artificial. En esta región, se observa el incremento de la altura dentro de la zona protegida y con ello la acumulación de arena, que formará poco a poco el tómbolo.

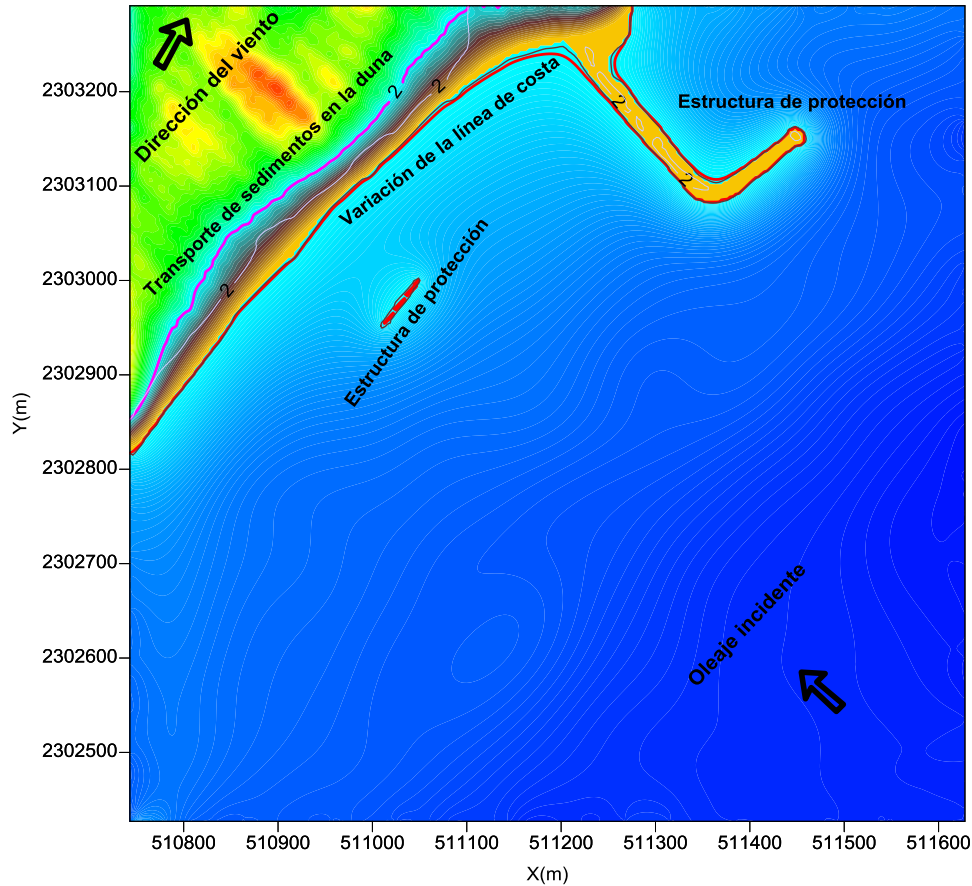


Fig. 6.1.2. 1 Batimetría resultado del modelado, Bailard (1981)

Formulación de Soulsby-Van Rijn

Para esta formulación, y debido a los parámetros que toma en cuenta; la tasa de transporte de sedimentos es más grande por lo que la variación de la batimetría es más rápida. Debido a esto, la modelación para esta formulación es de 24 horas.

De igual forma que la formulación de *Bailard (1981)*, la variación de la batimetría debido al oleaje, las corrientes generadas por el oleaje y el viento, se muestra en la Figura 6.1.2.5. En color rojo se muestra la variación de la línea de costa. La formación de un tipo de morfología detrás de la estructura frente a la playa aún no se forma

completamente, por lo que sería necesario que se simulara por más tiempo. En color magenta se observa el comportamiento de la topografía.

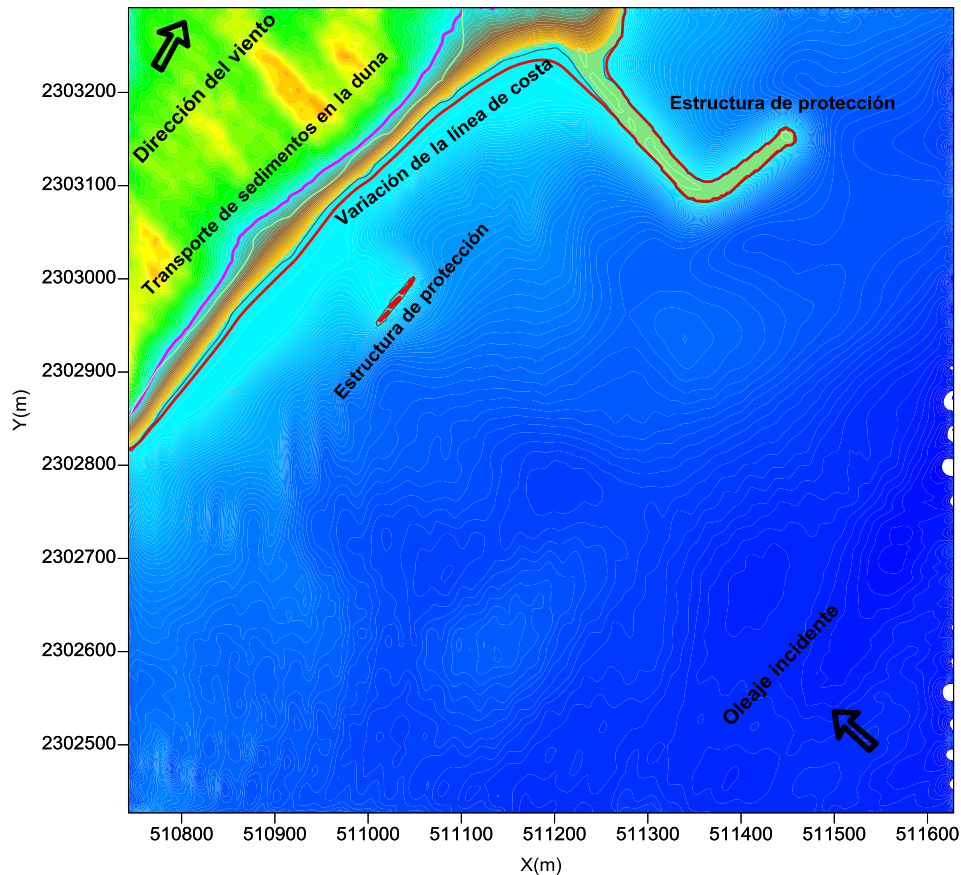


Fig. 6.1.2. 2 Batimetría resultado del modelado, Soulsby-Van Rijn (1997)

Aunque el comportamiento del sedimento, para las ecuaciones propuestas por *Bailard (1981)* y *Soulsby-Van Rijn (1997)*, sea diferente; lo que destaca es el comportamiento general que se observa:

- Acumulación de sedimento en la playa
- La formación de una saliente justo detrás de la estructura de protección y la playa.
- El cambio en la línea de costa sigue el mismo patrón, independientemente de la formulación que se utilice.
- La acumulación del sedimento, para el oleaje incidente propuesto, se justo en el principio de la estructura de protección de puerto.
- La variación de la topografía en la zona de dunas es la misma para las dos formulaciones.

CONCLUSIONES Y FUTURAS LÍNEAS DE INVESTIGACIÓN

CONCLUSIONES Y FUTURAS LÍNEAS DE INVESTIGACIÓN

El transporte de sedimentos cercano a la costa continuará estudiándose y se encontrarán nuevos parámetros y nuevas formas de incluirlos. Para el caso particular, que este trabajo pretende cubrir, se limita su uso para oleaje regular y todas las consideraciones que hizo *Bailard (1981)* y *Soulsby-Van Rijn (1997)* al generar sus ecuaciones que tratan de predecir el comportamiento del sedimento.

La importancia que tienen todos aquellos modelos que pretenden modelar el comportamiento del sedimento cercano a la costa es mucha, ya que en base a los resultados que estos modelos arrojen, será posible tomar decisiones más acertadas en cuanto a la política de uso de las playas, a su rehabilitación y en caso dado a su protección.

El modelo *TESED*, que aquí se presenta, tendrá variaciones encaminadas a mejorarlo y queda pendiente el incluir el oleaje irregular; además, de tomar en cuenta otros parámetros y variables presentes en la zona cercana a la costa, como la humedad de la arena, la cohesión del sedimento que difiere de la zona seca y la mojada, el nivel freático cercano a la costa, etc. Todos estos parámetros se deberán incluir conforme se avance en la investigación del transporte de sedimentos que, sin duda influirá no solo en la protección o rehabilitación de las playas, sino también en todas aquellas construcciones llámese puertos, marinas, estructuras de protección, playas artificiales para mejorar su diseño y preservación, aminorando costos.

Una línea de investigación que se sugiere y que deja abierto este trabajo, el transporte de sedimentos dentro de los puertos. Ya que en general no se realiza un modelado de la variación de la batimetría en los puertos, solo se realizan batimetrías inicial y final para el cobro del dragado, que año con año las Administraciones Portuarias deben de destinar recurso para este rubro. Y con esta línea de investigación se reducirían costos monetarios del dragado.

BIBLIOGRAFÍA

- Airy, G. B. (1845). Tides and waves. Encyclopedi Metrop. Fundamentos del movimiento oscilatorio, Universidad de Granada, Granada.
- Alcerreca J, Silva & Mendoza. (2013). Simple setting velocity formula for calcareous sand. UNAM Ciudad Universitaria, México D.F
- Bagnold, R A (1941), The physics of blown sand and desert dunes, Methuen, Londres
- Bailard, J. A., 1981. An energetic total load sediment transport model for a plane sloping beach, Journal of Geophysical Resear
- Battjes, J A (1975). Modelling of turbulence in the surf zone, Proc Symp Modelling Techniques, ASCE, San Francisco.
- Bauer, B O, Yi, J, Namikas, S L, y Sherman, D J (1998), Event detection and conditional averaging in unsteady Aeolian systems, Journal of Arid Environments
- Berkhoff, J. (1972). Computation of combined refraction-diffraction. International Conference on Coastal Engineering, ASCE, Vanc
- Bowen, A J (1969a). The generation of longshore currents on a plane beach, Journal Marine Res.
- Chamberlain, P. and Porter, D. (1995). The modified mild-slope equation. Journal Fluid Mechanics.
- Corey, A T (1949), Influence of shape on the fall velocity of sand grains, tesis de maestría, Colorado State University, Colorado
- Corporación Autónoma Regional del Valle del Cauca, Proyecto de Modelación del Río Cauca, julio 2008.
- De la Peña, José M. Transporte de sedimentos, Centro de estudios de Puertos y Costas del CEDEX.
- Delgadillo, Miguel A. (2008). Sobre la evolución temporal de perfiles de playa granulares, Tesis licenciatura, pág. 48, México.

- Grupo de Ingeniería Oceanográfica y de Costas. Manual de referencia de Eros 2.0, Modelo de Erosión/Sedimentación, Universidad d
- Grupo de Ingeniería Oceanográfica y de Costas. Modelos de Morfodinámica de playas, Proyecto y Construcción de Playas Artificial
- Hedges, T. (1976). An Empirical modification to linear wave theory. Proc. Institute of Civil Engineering. Part 2.
- Instituto de Ingeniería, UNAM. Manual del usuario y documentos de referencia del programa MWAPO3, 2008.
- Komar, P D (1998). Beach processes and Sedimentation.
- Lettau, K. & Lettau, H. (1977). Experimental and micrometeorological field studies of dune migration.
- Longuet-Higgins, M S (1970b). Longshore currents generated by obliquely incident sea waves.
- Losada I., Silva, R. & Losada, M. (1996). Integration of non-breaking directional random seas with submerged breakwaters. Coastal Engineering
- Masselink, G & Short, A. D. (1993). The effects of tide range on beach morphodynamics and morphology: A conceptual beach model
- Mendoza, E. (2012), Apuntes de Estabilidad de Playas del Instituto de Ingeniería.
- Mendoza, E. (2006), Modelo unificado de propagación de oleaje e hidrodinámica no lineal. Tesis doctoral.
- Nielsen, P (2006), Sheet flow sediment transport under waves with acceleration skewness and boundary layer streaming, Coastal Engineering
- Powers, M C (1953), A new roundness scale for sedimentary particles, Journal of Sedimentary Petrology
- Ruiz, Dalila. (2010). Zonificación de la Península de Yucatán a partir de un análisis sedimentológico, Tesis licenciatura, pág.
- Shepard, F P, Emery, K O, & La Fond, E C (1941). Rip currents: A process of geological importance.
- Short, A. D. (1979). Three dimensional beach-stage model, Journal Geology.

- Silva, C. (2008), Manual del usuario y documento de referencia del programa MWAP03, Instituto de Ingeniería, Universidad Nacional Autónoma de México.
- Silva, R et al. (2010). Hydrodynamics of headland-bay beach-Nearshore current circulation
- Silva, R., A.Borthwick, et al. (2003). Numerical implementation of the harmonic modified mild-slope equation.
- Silva, R., P. Salles, et al (2002). Linear waves propagating over a rapidly varying finite porous bed. Coastal Engineering.
- Sleath, J F A (1984), Sea bed mechanics, Wiley and Sons, Nueva York
- Sollitt, C. and Cross, R. (1972). Wave transmission through permeable breakwaters. Proceedings of the 13th International on Coastal Engineering, ASCE.
- Sonu, C J (1972), Field observations of nearshore circulation and meandering currents, J Geophys Res.
- Sonu, C. J. (1972). Field observations of nearshore circulation and meandering currents, Journal Geophys Res.
- Soulsby, R. L. (1997). Dynamics of marine sands, Thomas Telford, HR Wallingford, Londres.
- Stokes, G. G. (1847). On the oscillatory waves. Transactions Cambridge Phil.
- Svendsen, I A, Madsen, P & Hansen, J B (1978). Wave characteristics in the surf zone.
- Wright, L. D. & Thom, B G (1977). Coastal depositional landforms: A morphodynamical approach, Progress in Physical Geography.
- Zhao, D. Shen, H. Lai, J, & Tabios III, G. (1996). Approximate Riemann solvers in FVM for 2D hydraulic shock wave modeling. J. Hydr. Eng. ASCE.