

Un Modelo Morfodinámico para la Zona Costera del Caribe Colombiano

SERGUEI A. LONIN¹

RESUMEN

El artículo presenta la formulación físico-matemática de un modelo morfodinámico de las costas arenosas, creado para las condiciones del mar Caribe, bajo la influencia de una alta energía de oleaje en el proceso de dinámica de los sedimentos y una marea débil. El modelo se describe en coordenadas curvilíneas ortogonales y está basado en el concepto de separación de las escalas hidrodinámicas, debido a que existe un "hueco" en el espectro continuo entre estas dos clases de procesos. El modelo se presenta en dos escalas, rápida y lenta; en la primera el factor de tiempo se encuentra en forma paramétrica. El modelo funciona tanto en el régimen diagnóstico, como en el de pronóstico con cadenas de realimentación con un modelo de oleaje (SWAN, 1999) a través de cambios temporales en la batimetría y en las corrientes. Se muestra un ejemplo clásico de formación de un tómbolo detrás de un rompeolas.

ABSTRACT

This paper presents a physical-mathematical formulation of a morphological model for sandy coasts, created for the Caribbean conditions, under a high wave energy influence on sediment dynamics and a weak tide. The model is described in boundary-fitted curvilinear orthogonal coordinates and is based on the concept of hydro- and lytodynamic scales splitting,

due to there exists a spectral gap between them. The model is presented in fast and slow scales; the time in the first one is parametric. The model runs on both diagnostic and prognostic modes with feed-back chains with a wave block (SWAN, 1999) through temporal variations of bottom topography and currents. A classic example of tombolo formation behind a seawall is shown.

INTRODUCCIÓN

Con el objetivo de estudiar la franja litoral del mar Caribe colombiano, caracterizar la estabilidad de las costas en este sector y estudiar las alternativas de solución de problemas de erosión costera en calidad de herramienta, en el CIOH fue creado el modelo LIZC (Litodinámica de Zona Costera). Durante su desarrollo fueron tomados en cuenta los aspectos de mayor relevancia para las costas del mar Caribe, tales como: a) el principal factor que hace trabajo sobre la dinámica costera es el régimen de oleaje en esta zona; b) las costas caribeñas son de material arenoso en su mayoría; c) la influencia de la marea es de menor importancia en la dinámica de los sedimentos.

Estas y otras consideraciones estaban en el punto de partida en el momento de la formulación de un modelo original, basado en la idea de separación de escalas de los procesos, introduciendo los tiempos "rápidos" y "lentos", considerando las cadenas realimentadoras entre unos y otros.

¹ Ing. Oceanólogo, Ph.D., Centro de Investigaciones Oceanográficas e Hidrográficas, E-mail: slonin@cioh.org.co

Las principales características del modelo y los factores de mayor importancia desde el punto de vista de la física de los procesos se definen en la siguiente lista:

1. Dimensiones: este modelo es de 2D con una posibilidad de parametrización de los procesos en la vertical. Teniendo en cuenta la distribución de las variables en la vertical, a veces sería importante utilizar una u otra forma de la parametrización integral de los procesos en la vertical.
2. Dominio: Se considera una malla arbitraria de cálculo, no es obligatoriamente rectangular, sino curvilínea, ortogonal y no canónica. Este tipo de malla podría generarse a través de un procedimiento especial, conservando uno de los ejes coincidentes con el comportamiento de la línea de costa. Las mallas curvilíneas tienen la ventaja de que los cálculos en ellas son más precisos y detallados en las zonas de interés.
3. Bloque de olas: El bloque de cálculo de oleaje se considera como un bloque adicional. Este bloque estará basado en el uso del modelo SWAN (1999).
4. Bloque de mareas: Este bloque se considera como un bloque aparte del modelo general y sirve para calcular las tensiones del fondo, producidas por las corrientes de la marea y la circulación residual de la marea. El primer factor es de mayor importancia para los procesos de erosión del fondo (intensidad de re-suspensión de las partículas de sedimento), el segundo es uno de los principales mecanismos del transporte de los sólidos en las escalas mayores del período de la marea en las zonas donde las mareas son pronunciadas.

Debido a que la Costa Atlántica se encuentra bajo las condiciones de la marea no significativa, éste es uno de los procesos secundarios.
5. Bloque de corrientes de deriva, inducidas tanto por el viento, como por el oleaje. El último factor

es de mayor importancia para la zona costera.

Dentro de los factores que se tienen en cuenta en el modelo se consideran los siguientes:

1. Mareas y otros procesos de ondas largas.
2. Aporte líquido y sólido de los ríos y/o canales.
3. Régimen del viento.
4. Corrientes de deriva, inducidas por oleaje.
5. Parametrización de los procesos verticales.
6. Erosión (resuspensión) por acción de olas y viento.
7. Interacción de olas y corrientes de distinta naturaleza (en forma interactiva entre el modelo SWAN y el modelo litodinámico).
8. Presencia de las estructuras técnicas ("láminas delgadas) superficiales y sumergidas, ubicadas arbitrariamente en la zona costera.

En los próximos apartados se da una descripción detallada del modelo, del algoritmo de su funcionamiento y los resultados de la calibración. Los últimos fueron obtenidos con base en la simulación de un tómbolo detrás de un rompeolas, un ejemplo clásico en el tema.

Formulación Físico-Matemática del Modelo LIZC

Las ecuaciones dinámicas de la teoría de aguas someras en aproximación 2-D, las cuales se utilizan como base, son las siguientes:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial(UH)}{\partial x} + \frac{\partial(VH)}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(\gamma_U U^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\gamma_{UV} UV)}{\partial y} - fV = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - F_x + \frac{\tau_{sx}}{\rho H} + M_x \quad (2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial(\gamma_{UV} UV)}{\partial x} + \frac{\partial(\gamma_V V^2)}{\partial y} + fU = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} - F_y + \frac{\tau_{sy}}{\rho H} + M_y, \quad (3)$$

donde t es tiempo; U y V son componentes de velocidad de corrientes en los ejes x e y ; g es gravedad; η es nivel del mar; ρ es densidad de agua; H es profundidad total ($H = h + \eta$); f es parámetro de Coriolis; τ_{sx} y τ_{sy} son componentes del estrés de viento; γ_U , γ_{UV} y γ_V son expresiones que parametrizan la estructura vertical del flujo. Las últimas se presentan en forma semejante al trabajo de Lonin & Tuchkovenko (2001).

Los términos M_x y M_y se calculan en SWAN y se han introducido especialmente para describir las corrientes de oleaje. Estos son componentes radiativos de estrés, producido por olas (Longuet-Higgins & Stewart, 1964), expresados como

$$M_x = -\frac{1}{\rho H} \left(\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \right), \quad M_y = -\frac{1}{\rho H} \left(\frac{\partial S_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial S_{yx}}{\partial x} \right). \quad (4)$$

Aquí, los componentes deslizados del tensor del estrés S_{ij} en olas se define en forma ortogonalizada como

$$S = E \begin{pmatrix} \frac{2kh}{\sinh(2kh)} + \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & \frac{kh}{\sinh(kh)} \end{pmatrix},$$

donde $E = (1/8)\rho g a^2$ (densidad de energía); k es número de onda; a es altura de ola.

Los términos F_x y F_y en las ecuaciones (2)-(3) están relacionados con efectos de fricción de fondo:

$$F_x = rU; \quad F_y = rV, \quad (5)$$

con

$$r = \left(\frac{1}{2} \right) \frac{|\mathbf{V}_{\max}| f_p + u_m f_w}{|\mathbf{V}_{\max}| + u_m}, \quad \text{Jonsson (1963), (6)}$$

donde r es el coeficiente integral de la fricción de fondo, U_m es la velocidad orbital en una ola en la capa del fondo; $|\mathbf{V}_{\max}|$ es la velocidad característica en la ley lineal o la velocidad local de flujo en la ley cuadrática; f_p y f_w son respectivos coeficientes de fricción para el movimiento lineal y orbital.

Se introduce un sistema de coordenadas curvilíneas ortogonales, ajustadas al comportamiento espacial de las fronteras sólidas. Un sistema de coordenadas curvilíneas contiene las siguientes ventajas en comparación con los sistemas rectangulares (Voltzinger, et al., 1989):

1. Descripción detallada en las zonas de interés.
2. Conservación de las propiedades morfométricas

de la cuenca estudiada bajo la proyección al dominio de cálculo.

3. Simplificación de formulación de las condiciones de contorno con relativamente poca complejidad que se aparezca en las ecuaciones del modelo.

En un dominio Ω dos-dimensional con una frontera $\partial\Omega$ suficientemente suave se introduce un sistema de coordenadas (ξ, χ) con el Jacobiano \mathbf{I} de transformación no nulo y limitado

$$\mathbf{I} = \frac{(\xi, \chi)}{(x, y)}. \quad (7)$$

Si se introduce también el vector básico contravariante $e^i = \zeta^i$, donde $\zeta^i = (\xi, \chi)$ y las componentes contravariantes del vector \mathbf{V} , $U^i = \mathbf{V}e^i$, entonces, la ecuación (1) de continuidad (incompresibilidad) obtiene la siguiente forma:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \mathbf{J}^{-1} \left[\frac{\partial(\mathbf{J}U^1 H)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\mathbf{J}U^2 H)}{\partial \chi} \right] = 0, \quad (8)$$

donde $\mathbf{J} = |\mathbf{I}^{-1}|$.

Las ecuaciones de movimiento (2)-(3) multiplicadas por $e^i = \zeta^i$ y, después de definir las componentes contravariantes del tensor métrico $g^{ik} = e^i e^k$, se vuelven:

$$\frac{\partial U^i}{\partial t} + \frac{\partial(\gamma_1 U^1 U^2)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\gamma_2 U^1 U^2)}{\partial \chi} + \gamma_{1j} U^j \Gamma_{ik}^1 U^k - fU^i = -g g^{11} \frac{\partial \eta}{\partial \xi} - F^i + \frac{T^i}{\rho H} + M^i, \quad (9)$$

$$\frac{\partial U^2}{\partial t} + \frac{\partial(\gamma_{12} U^1 U^2)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\gamma_2 (U^2)^2)}{\partial \chi} + \gamma_2 U^j \Gamma_{ik}^2 U^k + fU^i = -g g^{22} \frac{\partial \eta}{\partial \chi} - F^2 + \frac{T^2}{\rho H} + M^2 \quad (10)$$

donde los parámetros γ_1 , γ_{12} y γ_2 ahora obtienen el sentido de las respectivas parametrizaciones en términos del flujo contravariante, igualmente se consideran los términos M^i y F^i , $i = 1, 2$; Γ_{kj}^i son símbolos de Kristoffel del tipo II; T^i - componentes contravariantes del vector del estrés de viento. El sistema de coordenadas escogidas es ortogonal, es decir, $g^{ik} = 0$, $i \neq k$; $i, k = 1, 2$.

El siguiente paso está relacionado con las escalas temporales de los procesos hidro- y litodinámico.

Dentro de los procesos considerados se distinguen los siguientes, dependiendo de su escala característica:

- La formación de un campo de oleaje ocurre en la escala de unas horas (tiempo de generación de olas), mientras que se supone que la acción de cada situación típica en el campo de olas (permanencia de las condiciones típicas que se encuentra en la climatología del oleaje) tiene una escala relativamente mayor que el tiempo de desarrollo del oleaje. Por esta razón, se acepta un modelo de olas (SWAN en el modo estacionario) y por la misma razón la influencia de uno u otro campo de olas se considera como permanente durante el tiempo característico de predominio de una u otra estructura de la circulación costera.
- La influencia de la marea para el transporte de los sedimentos se observa en una escala mayor que los períodos propios de la marea. Precisamente, el transporte de los sedimentos en las cuencas, donde la marea es pronunciada, ocurre gracias a la circulación residual de la marea. Mientras tanto, las corrientes instantáneas de la marea, así mismo, como los movimientos orbitales en olas de viento, son de mayor importancia desde el punto de vista de la intensidad de erosión del fondo y se deben tener en cuenta.
- La escala morfodinámica tiene una magnitud de unos meses (años) y no es comparable con las escalas temporales, definidas anteriormente. La última se puede dar como un período de tiempo, durante el cual ocurren cambios significativos de las profundidades debido a los procesos de erosión y sedimentación, es decir,

$$\tilde{H} = \int_0^{\tilde{T}} \left(\frac{\partial \delta}{\partial t} \right) dt,$$

donde δ es anomalía de la profundidad por erosión o sedimentación, \tilde{H} es el valor característico de la profundidad local. Entonces, el tiempo característico \tilde{T} del proceso morfodinámico se estima a través de esta fórmula y esta escala será mucho mayor que las escalas de los procesos hidrodinámicos. Por lo tanto, se puede suponer que el proceso hidro-litodinámico

se divide en una "escala rápida" y otra "escala lenta", para la última se supone que $\tilde{T} = n \Delta t_{lit}$, donde n es cantidad de pasos temporales en el pronóstico de los cambios morfodinámicos y cada paso dura un Δt_{lit} , durante el cual los campos hidrodinámicos (corrientes de diferente naturaleza, oleaje, etc.) se consideran estacionarios.

Lo anterior quiere decir, que las ecuaciones dinámicas (8)-(10) se pueden reducir a las estacionarias, suponiendo que durante un paso morfodinámico, el campo de olas no se cambia y que las corrientes residuales de la marea se están parametrizando según el concepto de "las tensiones residuales de la marea" propuesto por Nihoul (1980).

Así, en las ecuaciones (8)-(10) se extraen la componente "lenta" del movimiento y la "rápida" que corresponde a la componente instantánea de la marea: $\eta = \langle \eta \rangle + \eta_m$, $U^i = \langle U^i \rangle + U^i_m$, donde el índice "m" es la componente de la marea y los paréntesis significan un promedio en el tiempo de las armónicas de las mareas.

Ahora, promediando las ecuaciones por este período y suponiendo que el promedio de las componentes de la marea es nulo, para las ecuaciones "lentas" se obtiene:

$$\left[\frac{\partial(\mathbf{J} \langle U^1 \rangle H)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\mathbf{J} \langle U^2 \rangle H)}{\partial \chi} \right] = \alpha, \tag{11}$$

$$\frac{\partial(\gamma_1 \langle U^1 \rangle^2)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\gamma_{12} \langle U^1 \rangle \langle U^2 \rangle)}{\partial \chi} + \gamma_{11} \langle U^1 \rangle \Gamma_b^1 \langle U^k \rangle - f \langle U^2 \rangle - gg^{11} \frac{\partial \langle \eta \rangle}{\partial \xi} - \langle F^1 \rangle + \frac{\langle T^1 \rangle}{\rho H} + \langle M^1 \rangle + N_m^1 \tag{12}$$

$$\frac{\partial(\gamma_{12} \langle U^1 \rangle \langle U^2 \rangle)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\gamma_2 \langle U^2 \rangle^2)}{\partial \chi} + \gamma_{21} \langle U^1 \rangle \Gamma_b^2 \langle U^k \rangle + f \langle U^1 \rangle - gg^{22} \frac{\partial \langle \eta \rangle}{\partial \chi} - \langle F^2 \rangle + \frac{\langle T^2 \rangle}{\rho H} + \langle M^2 \rangle + N_m^2 \tag{13}$$

donde se supone que las variaciones del nivel del mar y de los flujos en la escala "lenta" se han filtrado, por esta razón la ecuación (11) en coordenadas curvilíneas en términos de la corriente promedia se presenta en forma cuasi-divergente (con una dilatación α). En las ecuaciones (12)-(13) aparecen los

términos adicionales N_m^i (similares a α en (11)), los cuales no tienen ningún sentido físico (análogamente a las tensiones de Reynolds, por ejemplo), sino son productos de operaciones matemáticas. Sin embargo, según Nihoul (1980), ellos son tensiones de marea que expresan la contribución de ondas largas de la marea en la circulación "lenta":

$$N_m^1 = - \left\langle \frac{\partial(\gamma_1 U_m^1)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\gamma_{12} U_m^1 U_m^2)}{\partial \chi} + \gamma_{1j} U_m^1 \Gamma_{kj}^1 U_m^k \right\rangle;$$

$$N_m^2 = - \left\langle \frac{\partial(\gamma_{12} U_m^1 U_m^2)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\gamma_2 U_m^2)}{\partial \chi} + \gamma_{2j} U_m^1 \Gamma_{kj}^2 U_m^k \right\rangle; \quad (14)$$

$$\alpha = - \left\langle \frac{\partial(J \eta_m U_m^1)}{\partial \xi} + \frac{\partial(J \eta_m U_m^2)}{\partial \chi} \right\rangle;$$

donde la operación $\langle \dots \rangle$ como antes significa el promedio temporal. Estos términos se presentan en la forma anterior si las ecuaciones dinámicas se expresan en términos de las velocidades de corrientes. En este caso los términos N_m^i contienen solamente las correlaciones entre las componentes de velocidad y no contienen las correlaciones entre dichas componentes y el nivel instantáneo del mar. En otro caso no considerado, cuando las ecuaciones se dan en forma de los flujos integrales (en la vertical), el término $\alpha = 0$, mientras que los N_m^i contienen tanto las relaciones entre las componentes del flujo integral como las entre el flujo y el nivel. Ahora en las ecuaciones "lentas" (11)-(13) ya se puede suponer que $H = h$.

Utilizando las componentes covariantes $g_{ij} = 1/g^{ij}$ y aprovechando que la ecuación (11) es no-divergente en el plano (x, y) , se introduce la definición de la función de corriente ψ según las siguientes relaciones:

$$J[\langle U^1 \rangle_H + \langle U_m^1 \eta_m \rangle] = - \frac{\partial \psi}{\partial \chi}; \quad J[\langle U^2 \rangle_H + \langle U_m^2 \eta_m \rangle] = \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \quad (15)$$

De acuerdo con (15), la ecuación de continuidad (11) se cumple automáticamente. La operación de rotación, aplicada a las ecuaciones (12)-(13), multiplicadas a g_{ij} , da la ecuación de vórtice en

términos de la función de corriente:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{g_{22} \Gamma^1 \partial \psi}{H} \right) + \frac{\partial}{\partial \chi} \left(\frac{g_{11} \Gamma^1 \partial \psi}{H} \right) - \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{g_{22} \Gamma^1 \partial \psi}{H} \right) + \frac{\partial}{\partial \chi} \left(\frac{g_{11} \Gamma^1 \partial \psi}{H} \right) = - \frac{\partial R(\chi)}{\partial \xi} - \frac{\partial R(\xi)}{\partial \chi} \quad (16)$$

donde la parte derecha de la ecuación es el rotacional

$$\text{rot}R(\xi, \chi) = \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{g_{22} \langle T^2 \rangle}{H} \right) - \frac{\partial}{\partial \chi} \left(\frac{g_{11} \langle T^1 \rangle}{H} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial \xi} [g_{22} (\hat{N}_m^2 + \langle M^2 \rangle - L(U^2))] - \frac{\partial}{\partial \chi} [g_{11} (\hat{N}_m^1 + \langle M^1 \rangle - L(U^1))] \quad (17)$$

La ecuación (16) en forma más simplificada fue obtenida en los trabajos de Giraldo y Lonin (1998) y en Kumar, et al., (1989) en las coordenadas cartesianas, donde se tuvo en cuenta solamente la influencia de oleaje y la ecuación produjo la solución sencilla de la deriva litoral inducida por la acción de olas. La formulación en coordenadas curvilíneas fue obtenida en Lonin (1994).

Los términos \hat{N}_m^i en (17) incluyen las correlaciones entre las velocidades y el nivel instantáneo, haciendo la ecuación (16) una invariante entre las distintas formulaciones básicas. Los nuevos términos son:

$$\hat{N}_m^1 = N_m^1 - \frac{1}{H} [f \langle U_m^2 \eta \rangle + r \langle U_m^1 \eta \rangle] \quad (18)$$

$$\hat{N}_m^2 = N_m^2 - \frac{1}{H} [-f \langle U_m^1 \eta \rangle + r \langle U_m^2 \eta \rangle] \quad (19)$$

La ecuación (16) junto con las expresiones (17)-(19) indica, que la circulación residual en formulación barotrópica se forma por: 1) interacciones no-lineales, relacionadas con las aceleraciones advectivas (convectivas), las cuales se encuentran en forma cuasi-lineal; 2) influencia de la rotación de la Tierra a través del cambio del vórtice planetario en el vórtice potencial por los movimientos en la escala "rápida", y 3) efectos disipativos de fricción del fondo. Se considera que precisamente por las razones 1) y 3) la circulación residual de la marea se encuentra más pronunciada en los bajos y las partes someras de las cuencas.

Los términos $L(U^i)$ se presentan en la siguiente forma

$$L(U^1) = \frac{\partial(\gamma_1 \langle U^1 \rangle^2)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\gamma_{12} \langle U^1 \rangle \langle U^2 \rangle)}{\partial \chi} + \gamma_{1j} \langle U^j \rangle \Gamma_{1j}^1 \langle U^k \rangle;$$

$$L(U^2) = \frac{\partial(\gamma_{12} \langle U^1 \rangle \langle U^2 \rangle)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\gamma_2 \langle U^2 \rangle^2)}{\partial \chi} + \gamma_{2j} \langle U^j \rangle \Gamma_{2j}^2 \langle U^k \rangle.$$

Resumiendo lo dicho, se señala que las ecuaciones (8)-(10) se pueden utilizar para el cálculo de los efectos de la marea, produciendo la información necesaria para el segundo bloque que está relacionado con la circulación lenta y se describe por la ecuación elíptica (16). Al mismo tiempo, en el sistema (8)-(10) los términos M^i deberían ser iguales a cero, debido a que la dinámica de olas se define directamente por la solución "lenta" de la ecuación (16), mientras que las ecuaciones "instantáneas" están dedicadas a la solución de la dinámica de mareas. En apoyo de esta declaración debe recordarse que en la escala "lenta" ya se supuso que el campo de oleaje no cambia durante por lo menos un paso temporal morfodinámico.

En las fronteras sólidas $\partial\Omega_k$ para la ecuación (16) se ponen las condiciones de impermeabilidad para el flujo:

$$\Psi = \text{Const}_{k_r} \text{ en } \partial\Omega_{k_r} \quad k = 1, \dots, N_r \quad (20)$$

donde N es la cantidad de fragmentos continuos de la frontera sólida.

En las desembocaduras de los ríos (caños, canales, arroyos, etc.) se requiere la información sobre el caudal Q_n de los flujos: $\Psi = Q_n$ o, en términos generales, se puede calcular la función de corriente desde una (Ψ_o) hasta otra (Ψ_b) orilla del río:

$$\Psi = \Psi_o + \int_0^b \mathbf{J} \mathbf{H} \mathbf{U}^n \, dl, \quad (21)$$

donde b - ancho del río; l - línea tangencial a la costa (transversal entre las orillas); componente U con el índice n significa la proyección del flujo hacia la normal a la frontera.

En las fronteras abiertas se utiliza una extrapolación numérica desde el dominio de cálculo hacia la frontera líquida:

$$\frac{\partial^j \Psi}{\partial n^j} = 0, \quad (22)$$

donde j es el orden de la derivada. Usualmente se utiliza la extrapolación del orden 0 ($j=1$) o de orden 1 (lineal, $j=2$).

Conociendo la circulación según el bloque anterior, los cambios del nivel (δ) del fondo por los efectos de erosión y sedimentación se calculan a través de la divergencia del flujo Q_s de los sólidos suspendidos y del flujo Q_b de transporte por arrastre. Entonces la ecuación para las variaciones de los niveles del fondo será:

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = \frac{1}{\mathbf{J} \rho_s (1-\varepsilon)} \left[\frac{\partial(\mathbf{J} Q_T^1)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\mathbf{J} Q_T^2)}{\partial \chi} \right], \quad (23)$$

donde Q_T^i son componentes contravariantes del flujo total de los sedimentos $Q_T = Q_s + Q_b$; ρ_s es densidad de granos de los sólidos; ε es la porosidad del sedimento del fondo; condición inicial: $\delta(t=0) = 0$.

Consecuentemente, las variaciones temporales de la profundidad $H = h$ estarán relacionadas con los procesos de erosión-sedimentación:

$$H(t, x, y) = H_o(x, y) + \delta(t, x, y), \quad (24)$$

donde H_o es la profundidad en el principio de cálculo ($t=0$); el tiempo t se refiere a las variaciones morfodinámicas.

La derivada de $\delta(t, x, y)$ en el tiempo en la ecuación (23) se entiende como la tasa de erosión, debido a que cuando $\delta > 0$ se presenta la erosión del fondo y , cuando $\delta < 0$, - exista acumulación de los sedimentos.

La línea de costa es una particularidad de la batimetría. Esta es la razón por la cual la ecuación semejante a (23)

usualmente se utiliza en los modelos de "una sola línea", por ejemplo, en GENESIS (Hanson, 1989; Gravens et al., 1991), en UNIBEST de Delft Hydraulics y LITPACK de Danish Hydraulics Institute para predecir la posición de la línea de costa.

Se introduce Y_s como la tasa de variaciones costeras y L como la distancia desde la orilla, donde se encuentra la profundidad h , entonces, si $L \rightarrow 0$, se define la siguiente relación:

$$\frac{\delta}{h} = \frac{Y_s}{L} \quad (25)$$

en suposiciones de una pendiente constante $\gamma = h/L$, la derivada de (25) en el tiempo da:

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = \gamma \frac{\partial Y_s}{\partial t} \quad Y_s = \frac{\partial Y_s}{\partial t} = -\frac{1}{\gamma \rho_s (1-s)} \left[\frac{\partial (JQ_+^1)}{\partial x} + \frac{\partial (JQ_+^2)}{\partial x} \right] \quad (26)$$

Por ejemplo, si el primer término en la divergencia de (26) presenta variaciones totales del transporte de los sólidos a lo largo de la costa Q_+^1 , entonces, el segundo término será el de la fuente del material (o su desgaste), asumiendo que el transporte fuera de la costa Q_+^2 es igual a cero en la profundidad de clausura. La integración de (26) dentro de la zona activa (berma, perfil de playa hasta dicha profundidad) da una expresión para Y_s similar a las citadas arriba con γ siendo directamente proporcional al espesor e inversamente proporcional al ancho del perfil activo.

Así, en un espacio discreto, cuando L representa el paso de malla y h es la profundidad correspondiente a un solo paso de la orilla, la posición de la última puede ser hallada aplicando la siguiente fórmula:

$$Y_s = \delta / \gamma \quad (27)$$

Los flujos de sedimento se determinan de acuerdo con la metodología del modelo TRANSPOR (Van Rijn, 1993). Los respectivos flujos en las direcciones de corrientes y olas son:

$$\bar{Q}_{sc} = \rho_s \int_{z_b}^H \bar{V}(z) c(z) dz, \quad \bar{Q}_{sw} = \rho_s \int_{z_b}^H \bar{U}_r c(z) dz \quad (28)$$

donde la integración se hace en la vertical z desde un nivel de referencia en el fondo z_b hasta H ; $\bar{Q}_s = \bar{Q}_{sc} + \bar{Q}_{sw}$; $\bar{V}(z)$, \bar{U}_r y $c(z)$ son perfiles verticales de corriente, flujo de compensación de masa en olas y concentración de los sólidos suspendidos, respectivamente.

ALGORITMOS

La Figura 1 presenta los algoritmos de funcionamiento del modelo. Según el diagrama de flujos, el modelo se alimenta con la información climatológica de vientos y olas, la cual, en el caso de contener una buena estadística, puede ser vinculada en el modo no estacionario, representando los patrones de estos elementos, probabilidad de su ocurrencia, duración y probabilidad de cambio de un patrón a otro.

La malla de cálculo, la batimetría en esta malla, los datos de caudales de los ríos (si es el caso) y la sedimentología deben ser entregados al modelo. Las estructuras sólidas, tales como rompeolas, espolones, costa enrocada, etc., presentes en el sitio de estudio, se involucran como segmentos impermeables y no erosionables.

Usualmente, el cálculo requiere el conocimiento principal del carácter del oleaje en una escala más grande que el área de interés, debido a que en cercanías de la costa la ola sufre los efectos de transformación y no se puede establecer un patrón homogéneo de sus características en aguas someras. Por lo tanto, se utiliza la metodología de anidación de mallas, cuando los resultados de cálculo en la escala mayor se entregan para el contorno de la escala menor del modelo de oleaje, vinculado directamente con el modelo hidro- litodinámico.

En el área de interés, se realiza el cálculo diagnóstico o pronóstico, dependiendo de la tarea. En el primer caso, el campo de oleaje, obtenido en la menor escala, sirve para estimar en el bloque LITO los cambios batimétricos, sus tendencias y las tasas de transporte de los sólidos.

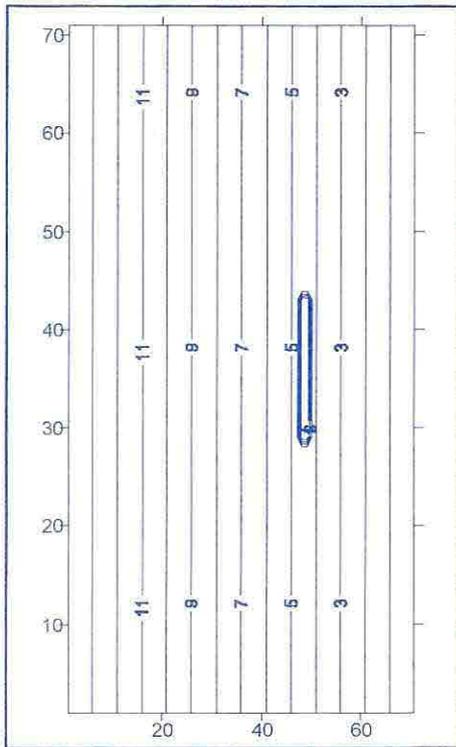


Fig. 2 Batimetría del área de estudio (profundidades en metros). En la parte central se encuentra un rompeolas superficial.

detrás del rompeolas, el resultado esperado bajo estas condiciones. La Figura 5 muestra todo el área de cálculo y el carácter de la circulación en términos de la función de corriente.

La evolución del fondo (Figuras 6 y 7) durante los 200 días de cálculo bajo las condiciones constantes de oleaje indica aparición de un tómbolo detrás del rompeolas, mientras que la zona no protegida por la obra hipotética sufre una erosión (comparar Figuras 2 y 7). Este resultado está completamente de acuerdo con lo presentado en Van Rijn (1993) y muestra el funcionamiento adecuado del modelo.

Desde la Figura 6 se observa también una erosión frente a la estructura, un hecho conocido empíricamente. La línea roja en la Figura 6 (abajo) muestra el perfil de equilibrio para la arena de este tipo. Se ve que la pendiente del fondo (Figura 2), especificada para este ensayo no corresponde al caso

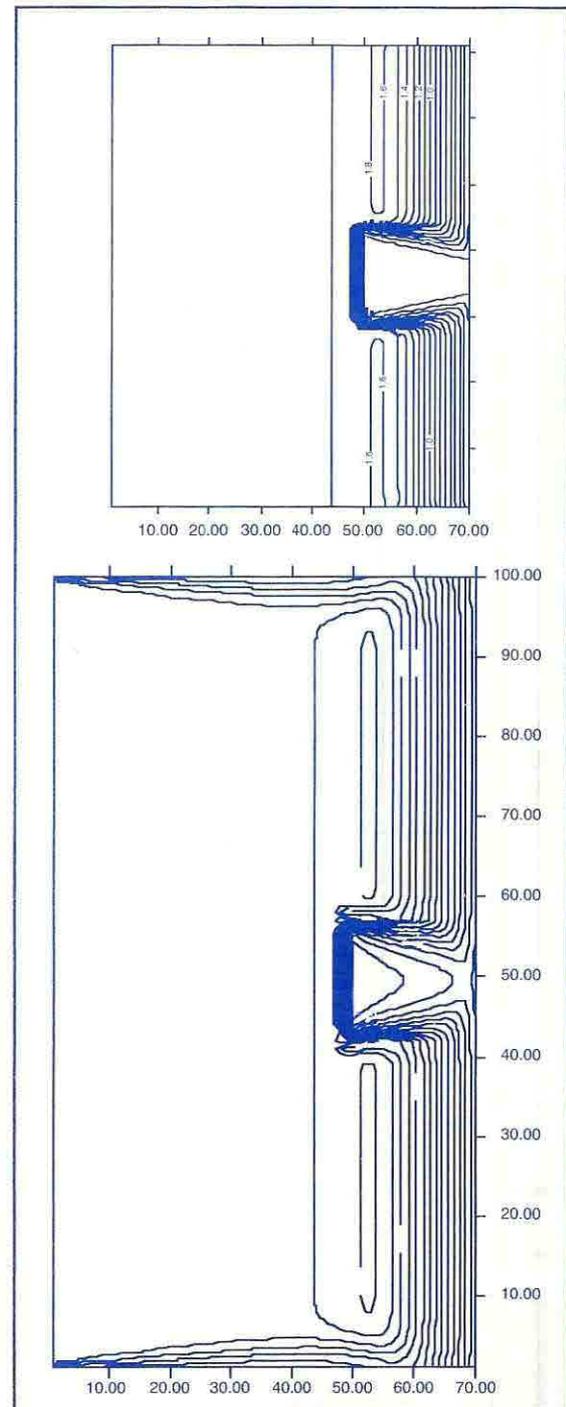


Fig. 3 Ilustración del procedimiento de mallas de nido para el modelo SWAN. Los contornos están mostrando la altura de olas (metros) para el área total (abajo) y el área anidada (arriba). La ola de 1.5 m de altura y 6 s del período se propaga por normal hacia la costa (ver Fig. 2 con la batimetría). Coordenadas en los dibujos están en metros. Un rompeolas está ubicado en el centro.

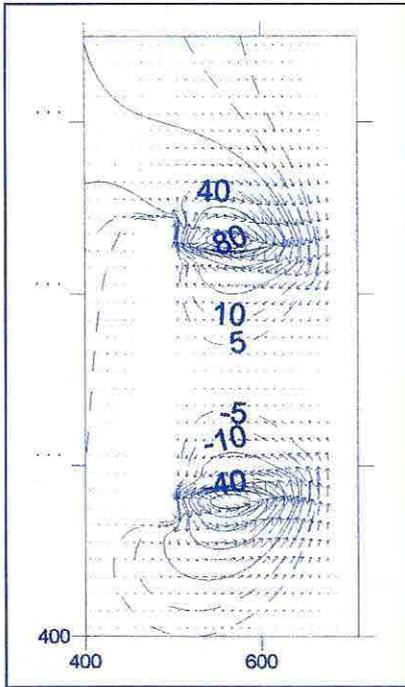


Fig. 4 Función de corriente (m^3/s) inducida por olas y flechas de las corrientes alrededor de la estructura bajo condiciones de la propagación normal de olas.

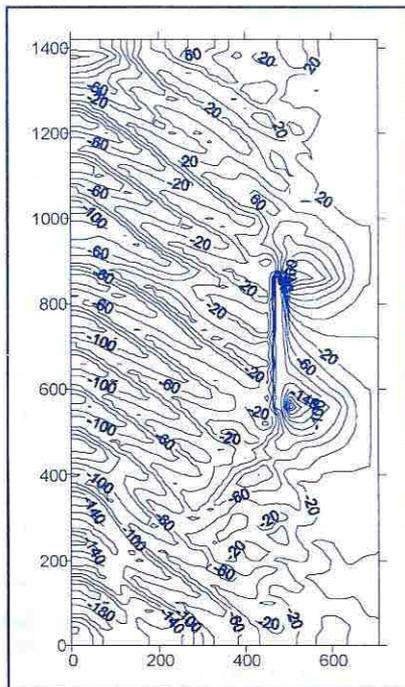


Fig. 5 Función de corriente (m^3/s) después de 24 días de cálculo. Viento en calma.

de equilibrio, así que el perfil nunca lograría este estado para las arenas finas.

La Figura 8 muestra otro experimento, realizado con la arena más gruesa (0.6 mm), cuando la pendiente inicial del fondo aproximadamente corresponde a la pendiente del perfil de equilibrio. El cálculo mostró que después de 200 días de simulación y bajo las condiciones constantes de oleaje (cuando el concepto del perfil de equilibrio es válido) la línea de la pendiente del fondo tiende al equilibrio conocido semi-empíricamente. Este fenómeno se observa en la playa no protegida por la rompeolas. Se señala que para este tipo de arena (bajo las olas indicadas en la Figura 3), el tómbolo no aparece detrás de la estructura.

DISCUSION Y CONCLUSIONES

El modelo desarrollado se basó en el concepto de separación de escalas temporales entre los procesos hidro- y litodinámicos. Así, se consideró que la acción de oleaje es cuasi-permanente durante un evento característico; el paso entre uno y otro evento se considera instantáneo, al igual que el tiempo de desarrollo del patrón respectivo de oleaje. Esta formulación física permitió dividir las escalas de un espectro amplio de los procesos de la dinámica de costa en dos: "rápida" y "lenta". La escala "rápida" se parametriza dentro de las ecuaciones dinámicas, la circulación resultante se considera como estacionaria durante de los eventos lentos en la escala morfodinámica.

No todos los mecanismos tenidos en cuenta obligatoriamente tienen que participar en una u otra tarea. Dependiendo de la zona de estudio, algunos de ellos podrían ser cancelados en las ecuaciones. Como ejemplos relacionados con las zonas de interés señalamos los siguientes:

En el caso de un estuario en el Mar Caribe, protegido de la influencia directa de olas, el fenómeno de mayor importancia será la descarga sólida del río que

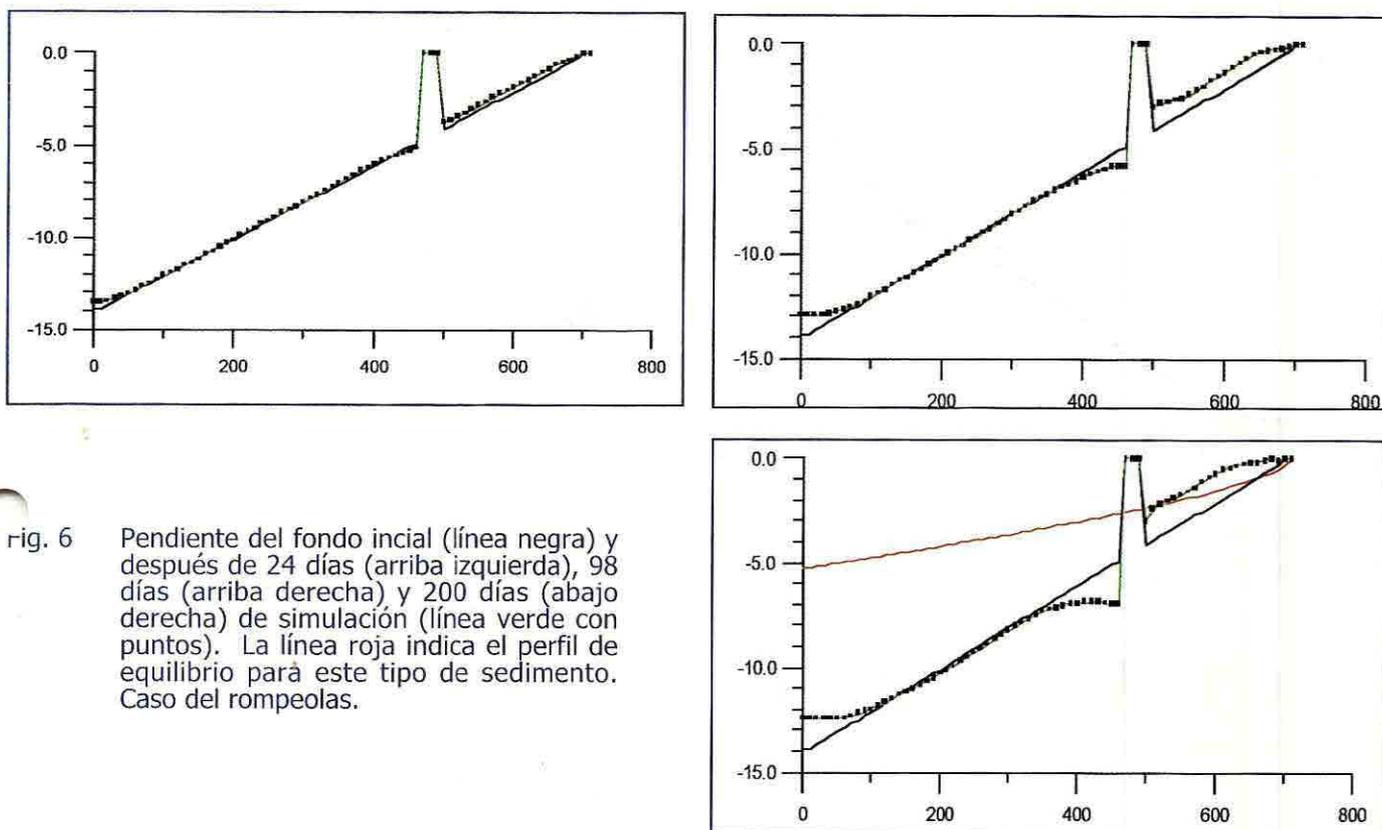


Fig. 6 Pendiente del fondo inicial (línea negra) y después de 24 días (arriba izquierda), 98 días (arriba derecha) y 200 días (abajo derecha) de simulación (línea verde con puntos). La línea roja indica el perfil de equilibrio para este tipo de sedimento. Caso del rompeolas.

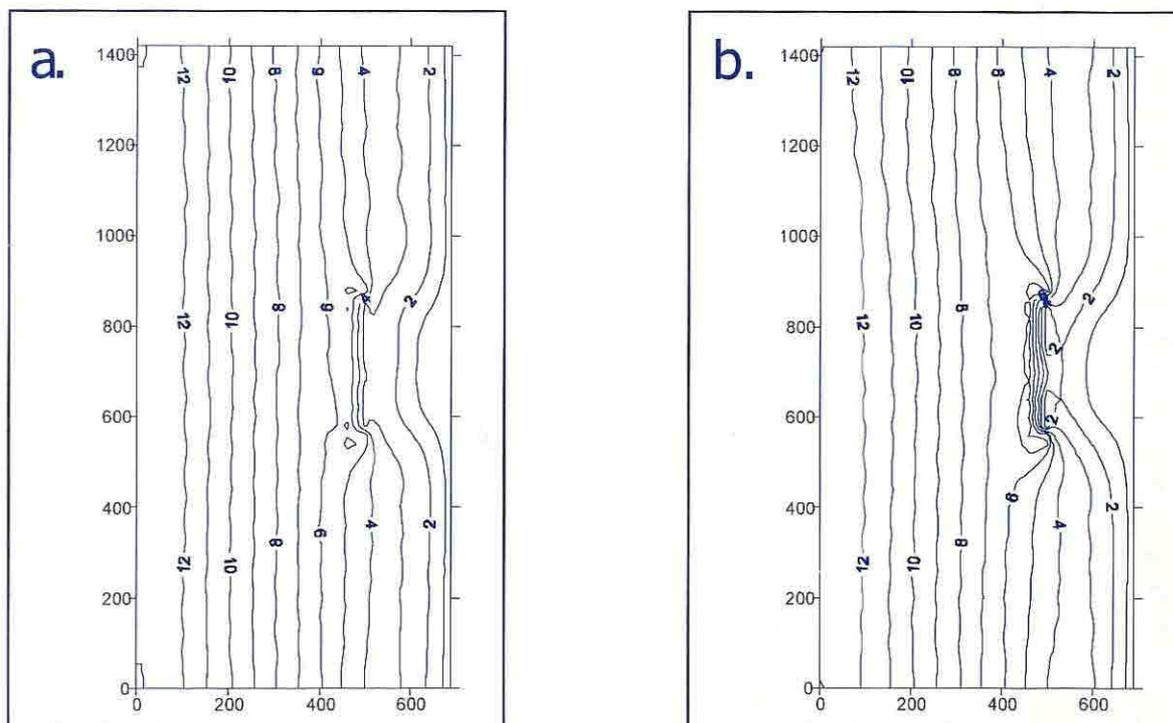


Fig. 7 Relieve del fondo (en metros) después de 98 días (a) y 200 días (b) de cálculo.

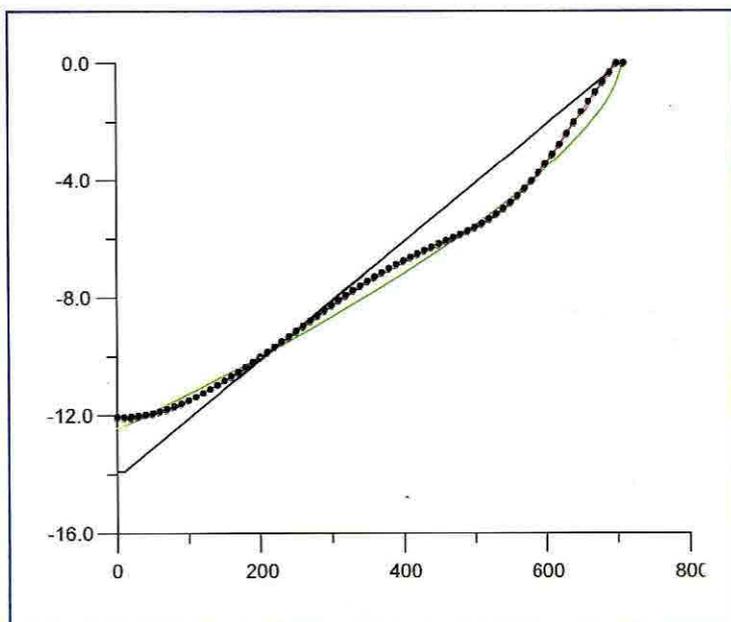


Fig. 8 Pendiente del fondo inicial (línea negra) y después de 200 días de simulación (roja con puntos) en la parte de la playa sin protección. La línea verde muestra el perfil de equilibrio. El sedimento es más grueso ($d_{50}=0.6$ mm; $d_{90}=1.0$ mm) que en la figura 6.

de las mareas, ni de olas de viento.

Prácticamente todo el litoral Caribe colombiano sufre la influencia de oleaje, mientras que el efecto de la marea no es pronunciado.

Por esta razón, para la costa caribeña no es necesario desde el punto de vista práctico la utilización de un modelo de mareas, pero a cambio es importante precisar el impacto de las olas de viento.

Los efectos, como la influencia de la estratificación de suspensión en la dinámica (Lonin, 1996), no fueron incluidos, debido a que la filosofía del modelo es distinta a la de los modelos conocidos (ver por ejemplo, Van Rijn, 1985; Van Rijn, 1990; Van Rijn, 1993; Berlinsky & Lonin, 1997) y no permite en forma directa tener en cuenta estos mecanismos.

Como indica el título del presente trabajo, este modelo fue desarrollado para las costas de baja energía de marea, es decir, para las costas caribeñas.

AGRADECIMIENTOS

El modelo de litodinámica LIZC fue creado bajo el apoyo financiero de la DIMAR durante los años 2000-2001. Varios experimentos y ensayos con el modelo, con el fin de su verificación, fueron realizados utilizando datos de campo. El autor agradece al personal del CIOH que de una u otra forma participó en la recolección y el análisis de esta información.

BIBLIOGRAFÍA

- Berlinsky, N.A. and S.A. Lonin. Assessment of the intensity of litodynamic processes in the vicinity of the port of Ust-Dunaisk, *Physical Oceanography*, Vol. 8, N.2, 1997, pp. 135-142.
- Giraldo, L. y S. Lonin. Cálculo del Oleaje y el Transporte de Sedimentos en la Costa Caribe Colombiana, *Boletín Científico CIOH*, 18, 1998, pp. 39-49.
- Gravens, M.B. et al. GENESIS: Generalized model for simulation shoreline changes. Report 2 Workbook and system user's manual. Army Corps of Engineers. Waterway Exp. Station, Vicksburg, USA.
- Hanson, M. A generalized shoreline change numerical model. *Journal of Coastal Research*, Vol. 5, N. 1, 1989, pp. 1-27.
- Jonsson, I.G. Measurements in the turbulent wave boundary layer. *Proc. X Congr. IAHR, L.*, 1963.
- Kumar, K., C.S. Murty and A.K. Heblekar. Wave-induced nearshore circulation along the Calangute-Candolim beach, Goa, west coast of India. *Proc. Indian Acad. Sci.*, Vol. 98, N. 3, 1989, pp. 265-278.
- Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart. Radiation stress in water waves; a physical discussion,

with applications. *Deep Sea Res.*, 2, 1964, pp. 529-562.

- Lonin, S.A., and Yu.S. Tuchkovenko. Water quality modelling for the ecosystem of the Ciénaga de Tesca coastal lagoon. *Ecological Modelling*, 144, 2001, pp.279-293.

- Lonin, S.A. Water circulation and suspended particle modelling at the shallow north-western part of the Black Sea. Ph.D. Tesis, Russian State Hydrometeorological Institute, Saint-Petersburg, 1994.

- Lonin, S.A. Influence of Suspended Matter on Shallow Water Dynamics. *Atmospheric and Oceanic Physics*, Vol. 31, N.4, 1996, AGU.

- Nihoul, J.C.J. Residual circulation, long waves and mesoscale eddies in the North Sea. *Oceanol. Acta*, Vol. 3, N. 3, 1980, pp. 309-316.

- Rijn, L.C. van. Two-dimensional vertical mathematical model for suspended sediment transport by currents and waves. SUTRENCH model, Delft Hydraulic Lab., S 488, part IV, 1985, 109 pp.

- Rijn, L.C. van. Principles of Sediment Transport in Rivers, Estuaries and Coastal Seas. Aqua Publ., 1990.

- Rijn, L.C. van. Principles of Coastal Morphology. Aqua Publ., 1993.

- SWAN. User Manual (not the short version), SWAN Cycle 2 version 40.01, 1999, 107 pp.

- Voltzinger, N.E., K.A. Klevanny and E.N. Pelinovsky. Long-Wave Dynamics of the Coastal Zone, Leningrad, Gidrometeoizdat, 1989, 272 p.

