

INFLUÊNCIA DAS FORMAS DE FUNDO NA DISTRIBUIÇÃO DAS CARACTERÍSTICAS MÉDIAS DA TURBULÊNCIA

Paulo A. SILVA¹; José ANTUNES CARMO²; Fernando SEABRA SANTOS³

RESUMO

Os problemas da erosão costeira e do transporte litoral de sedimentos têm vindo a receber nos últimos anos uma especial atenção da comunidade científica. Neste âmbito foram desenvolvidos modelos matemáticos unidimensionais (1DV) que descrevem a estrutura hidrodinâmica da camada limite de fundo gerada por ondas e por ondas e correntes e que permitem calcular o fluxo de sedimentos em suspensão. Este tipo de modelos assume, por hipótese, que o escoamento se processa sobre um fundo plano horizontal pelo que o transporte convectivo de sedimentos na vertical é determinado exclusivamente em função da velocidade de queda das partículas. As experiências realizadas em túneis de ondas por KATOPODI *et al.* (1995) e STAUB *et al.* (1996) ilustram, no entanto, que mesmo para valores do parâmetro de Shields a que corresponderia um regime de *sheet flow* (fundo plano) geram-se formas de fundo estacionárias decorrentes do movimento dos sedimentos.

Neste artigo mostra-se que pequenas irregularidades existentes no leito induzem velocidades verticais significativas face à velocidade de queda dos sedimentos e modificam a distribuição das tensões de atrito no fundo. Desta forma, a distribuição espaço-temporal de sedimentos no interior da camada limite é alterada relativamente ao caso em que o fundo é assumido como horizontal.

Este estudo é efectuado com base em dois modelos numéricos, sendo um unidimensional (1DV) e o outro bidimensional (2DV), descrevendo este último a camada limite sobre um fundo não horizontal.

Palavras-chave: camada limite de fundo, turbulência, transporte de sedimentos.

¹ Mestre em Ciências Geofísicas, Assistente, CZCM - Departamento de Física da Universidade de Aveiro, 3810 Aveiro, Portugal

² Doutor em Eng. Civil, Prof. Auxiliar, IMAR - Departamento de Eng. Civil da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra, 3049 Coimbra Codex, Portugal

³ Doutor em Eng. Civil, Prof. Associado, IMAR - Departamento de Eng. Civil da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra, 3049 Coimbra Codex, Portugal

1 - INTRODUÇÃO

O conhecimento do escoamento na camada limite de fundo é importante nos problemas de engenharia costeira, em particular, nos estudos de erosão, no transporte de sedimentos e no transporte de poluentes.

Para podermos quantificar o transporte de sedimentos é necessário conhecer a amplitude e a direcção da velocidade do escoamento e as tensões de atrito junto ao fundo. Nos últimos anos têm sido desenvolvidos modelos numéricos unidimensionais do tipo 1DV que descrevem a camada limite de fundo gerada por ondas ou por ondas e correntes sobre um fundo plano hidraulicamente rugoso e que calculam as distribuições verticais do campo da velocidade horizontal e da concentração de sedimentos, as tensões de atrito no fundo e o fluxo de sedimentos em suspensão ao longo do tempo. As diferenças entre os diferentes modelos apresentados na literatura reside essencialmente na consideração ou não da estratificação do fluido e no tipo de modelo utilizado para descrever o escoamento turbulento: modelo de comprimento de mistura (e.g. RIBBERINK e AL-SALEM, 1994), modelos de uma equação (e.g. LI e DAVIES, 1996) ou de duas equações (e.g. HUYNH-THANH *et al.*, 1994) e modelo das tensões de Reynolds (e.g. BRORS e EIDSVIK, 1994).

A comparação dos resultados numéricos com os resultados experimentais obtidos em túneis de ondas (RIBBERINK e AL-SALEM, 1992, para ondas regulares e assimétricas e KATOPODI *et al.*, 1994, para escoamentos onde coexistem ondas e correntes) mostra que os modelos numéricos referidos simulam razoavelmente o campo das velocidades, as tensões de atrito no fundo e o perfil vertical médio da concentração de sedimentos ao longo do ciclo da onda. Subsiste contudo uma diferença de fase entre os valores da concentração calculados e observados experimentalmente, sobretudo nos níveis mais elevados da camada limite, o que induz erros no cálculo do fluxo de sedimentos em suspensão.

Nos modelos unidimensionais, o transporte convectivo das partículas de sedimento na vertical é determinado exclusivamente em função da velocidade de queda do sedimento, assumindo-se que a componente vertical da velocidade do escoamento é nula. As observações experimentais de KATOPODI *et al.*, (1994) e de STAUB *et al.* (1994) ilustram, no entanto, que mesmo para valores do número de Shields superiores a 0.8:1, que corresponde ao limite a partir do qual o fundo é plano, se geram formas de fundo resultantes do próprio movimento dos sedimentos, que permanecem estacionárias ao longo da experiência. De acordo com STAUB *et al.* (1994), a inclinação do leito observada em determinados locais da superfície de fundo é em geral inferior a 3.5%. A componente vertical da velocidade do escoamento associada a estas formas de fundo pode ser estimada a partir da condição de fronteira cinemática de fundo:

$$w(z_0^+) = u(z_0^+) \frac{\partial \zeta}{\partial x} \quad (1)$$

onde ζ representa a elevação do leito e z_0 é o nível de referência, que no caso de uma parede hidraulicamente rugosa é igual a $K_N/30$, sendo $K_N=2.5d_{50}$ a rugosidade equivalente de Nikuradse. Deste modo, para valores da velocidade horizontal de cerca de 1 m/s, a velocidade vertical pode ter um valor comparável à velocidade de queda dos sedimentos, constituindo um factor a ter em conta no transporte vertical das partículas de sedimento.

Neste artigo pretende-se mostrar qual é a influência de uma pequena inclinação do leito nas tensões de atrito de fundo e na distribuição espaço-temporal da concentração de sedimentos. Para tal é necessário descrever a camada limite de fundo com um modelo bidimensional do tipo 2DV que determine o campo do escoamento e a concentração de sedimentos no plano vertical Oxz. Dado que o modelo bidimensional de que dispomos

actualmente resolve somente a hidrodinâmica do escoamento, para determinar a distribuição vertical da concentração de sedimentos acoplamos o modelo 1DV ao modelo 2DV. Os valores da componente vertical da velocidade, w , calculados com o modelo 2DV num dado ponto da coordenada Ox são desse modo utilizados para avaliar o termo de convecção vertical, $w \partial C / \partial z$, na equação de balanço da concentração de sedimentos.

2- EQUAÇÕES DO MODELO DA CAMADA LIMITE DE FUNDO TURBULENTA OSCILATÓRIA

2.1- Modelo 1DV

Considere-se uma camada limite sobre um fundo plano gerada por uma onda que se propaga no sentido positivo da coordenada Ox , de um referencial ortonormado (O,x,y,z) , sendo z a coordenada vertical.

A equação do movimento para a componente u do campo horizontal do escoamento médio escreve-se, assumindo que a distribuição da pressão na coluna de água é hidrostática, como¹:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial U_h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (v_t \frac{\partial u}{\partial z}) \quad (2)$$

onde $U_h = U_h^* \sin(\omega t)$ representa a componente segundo Ox da velocidade do escoamento no limite superior da camada limite. O transporte da quantidade de movimento média pelo escoamento turbulento é representado em função do gradiente vertical da velocidade média do escoamento e do coeficiente de viscosidade turbulenta, v_t . Os valores de v_t são determinados em função da energia cinética turbulenta, K , de uma escala espacial característica dos grandes vórtices, L , e do parâmetro de estratificação, Ω :

$$v_t = \frac{\sqrt{2K} L}{4} \frac{(1 - 16.444\Omega)}{(1 - 19.778\Omega)(1 - \Omega)} \quad (3)$$

$$\Omega = \frac{4}{3} \frac{g}{\rho_0} \frac{L^2}{2K} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (4)$$

A densidade do fluido, ρ , é determinada através da equação de estado:

$$\rho = \rho_0 + (\rho_s - \rho_0) C \quad (5)$$

onde ρ_0 e ρ_s representam, respectivamente, a massa volúmica de referência e dos sedimentos e C é a concentração dos sedimentos.

As equações de balanço para K e L escrevem-se, para o caso do escoamento unidimensional, como (HUYNH-THANH *et al.*, 1994):

¹ o termo de difusão molecular da quantidade de movimento é desprezado face ao transporte turbulento

$$\frac{\partial K}{\partial t} = v_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - \frac{\sqrt{2K}}{4L} K + 0.3 \frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{2K} L \frac{\partial K}{\partial z} \right) + \frac{g}{\rho_0} \gamma_t \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial L}{\partial t} = & -0.35 \frac{v_t}{2K} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 L + 0.075 \sqrt{2K} + 0.3 \frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{2K} L \frac{\partial L}{\partial z} \right) \\ & - \frac{0.375}{\sqrt{2K}} \left[\frac{\partial}{\partial z} (\sqrt{2K} L) \right]^2 + 0.8 \frac{L}{2K} \frac{g}{\rho_0} \gamma_t \frac{\partial \rho}{\partial z} \end{aligned} \quad (7)$$

A equação de conservação da concentração de sedimentos escreve-se:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} ((w - w_c)C) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\gamma_t \frac{\partial C}{\partial z} \right) \quad (8)$$

onde w_c representa a velocidade de queda dos sedimentos. A consideração da velocidade vertical do escoamento no termo de convecção permite descrever, em primeira aproximação, a influência de uma forma de fundo na distribuição vertical da concentração de sedimentos. Os valores de w são calculados com um modelo bidimensional do tipo 2DV, que é apresentado em 2.2.

De uma maneira análoga à equação (2), o fluxo da concentração de sedimentos associado ao escoamento turbulento é modelado em termos do gradiente vertical da concentração média fazendo intervir o coeficiente de difusividade turbulenta, γ_t :

$$\gamma_t = \frac{4}{3} v_t \frac{(1 - \Omega)}{(1 - 16.444\Omega)} \quad (9)$$

As condições de fronteira das equações (2), (6) e (7) adequadas ao caso da camada limite gerada por uma onda são:

(i) na base da camada limite ($z = z_0$):

$$u=0; \quad \partial K / \partial z = 0; \quad L = \alpha z_0, \text{ onde } \alpha \text{ é uma constante empírica } (\alpha \approx 0.67);$$

(ii) no topo da camada limite ($z = z_h$):

$$u=U_h; \quad K=L=0.$$

A condição de fronteira na base da camada limite para a concentração de sedimentos, C_a , é imposta no nível de referência, $z_a = 2d_{50}$. Os valores de C_a são calculados ao longo do ciclo da onda em função do parâmetro de Shields que depende da tensão de atrito no fundo. No topo da camada limite de fundo, a concentração de sedimentos é nula.

A resolução das equações (2), (6), (7) e (8) permite determinar a evolução temporal das distribuições verticais de u , K , L e C ao longo de um ciclo da onda.

2.2- Modelo 2DV

O modelo bidimensional 2DV desenvolvido por HUYNH-THANH e TEMPERVILLE (1990) permite descrever a estrutura hidrodinâmica da camada limite que se estabelece sobre

um fundo irregular com a forma de uma ruga simétrica, para um fluido não estratificado. As equações do movimento médio e da continuidade consideradas no modelo escrevem-se:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + 2 \frac{\partial}{\partial x} (v_t \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (v_t (\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x})) \quad (11)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} + 2 \frac{\partial}{\partial z} (v_t \frac{\partial w}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial x} (v_t (\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x})) \quad (12)$$

Como no modelo 1DV, os valores do coeficiente de viscosidade turbulenta são determinados em função de K e de L, de acordo com a equação (3), mas neste caso não se considera a influência da estratificação ($\Omega=0$). A equação de balanço da energia cinética turbulenta contém termos relativos à produção, à difusão e à advecção que generalizam a equação (6) para o caso bidimensional. Os valores da macro-escala da turbulência são calculados directamente a partir da solução analítica obtida para um escoamento permanente:

$$L = 0.67z \sqrt{1 - \frac{z}{z_h}} \quad (13)$$

Trata-se portanto de um modelo de uma equação de fecho.

De modo a eliminar o gradiente de pressão associado à forma de fundo as equações do movimento (11) e (12) são reescritas em termos da função de corrente, ψ , e da vorticidade, ξ :

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} - \frac{\partial(\psi, \xi)}{\partial(x, z)} = \nabla^2 (v_t \xi) - 2 \left(\frac{\partial^2 v_t}{\partial z^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - 2 \frac{\partial^2 v_t}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 v_t}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) \quad (14)$$

$$\nabla^2 \psi = \xi \quad (15)$$

sendo

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial z}; \quad w = \frac{\partial \psi}{\partial x}; \quad \xi = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \quad (16)$$

Por outro lado, de modo a simplificar a resolução numérica das equações do modelo, o domínio físico (x, z) sobre um fundo irregular é transformado num domínio rectangular mediante a utilização de coordenadas curvilíneas ortogonais (X, Z):

$$X = x + \sum_{n=1}^N a_n \exp(-nk_r Z) \sin(nk_r X - \theta_n) \quad (17)$$

$$Z = z - \sum_{n=1}^N a_n \exp(-nk_r Z) \cos(nk_r X - \theta_n) \quad (18)$$

Nas equações anteriores a_n e θ_n representam, respectivamente, a amplitude e a fase da componente harmónica n que descreve a forma de fundo e $k_r = 2\pi/L_r$ é o número de onda

associado ao comprimento de onda, L_r , da forma de fundo. Os valores de N , a_n e θ_n são determinados de forma a que a superfície da forma de fundo simulada seja idêntica à real.

As equações do modelo 2DV são resolvidas numericamente numa malha com passo espacial constante segundo X , mas que, como no modelo 1DV, cresce exponencialmente na vertical permitindo descrever as fortes variações do escoamento junto ao fundo. O passo espacial segundo a vertical é determinado de acordo com a seguinte expressão:

$$dz = s r^j \quad (19)$$

onde s e r têm valores constantes e j representa o índice dos nós da malha vertical.

Nas fronteiras do domínio de cálculo são impostas as seguintes condições de fronteira nas coordenadas (X, Z) :

(i) na base da camada limite:

$u=w=0$ donde

$$\frac{\partial \psi}{\partial Z} = \frac{\partial \psi}{\partial X} = 0 \text{ e } \psi = 0;$$

$$\partial K / \partial Z = 0;$$

a vorticidade é determinada a partir dos valores da função de corrente relativa ao passo de

$$\xi \approx J \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2}$$

tempo anterior,

sendo J o jacobiano da transformação.

(ii) no topo da camada limite:

a energia cinética turbulenta (K) e a vorticidade (ξ) têm valores nulos;

$$\frac{\partial \psi}{\partial Z} = U_h(t).$$

(iii) nas fronteiras laterais do domínio, $X=0$ e $X=L_r$ impõem-se condições de fronteira cíclicas para as grandezas a determinar, ψ , ξ e K .

Uma descrição mais pormenorizada da formulação dos modelos 1DV e 2DV assim como a resolução numérica das equações pode ser encontrada em HUYNH-THANH (1990) e TRAN THU (1995).

3- EXEMPLOS DE APLICAÇÃO

Neste ponto descrevem-se as aplicações dos modelos referidos ao estudo da influência de uma forma de fundo na distribuição das tensões de atrito de fundo, na velocidade vertical e na concentração de sedimentos.

Os resultados dos modelos 1DV e 2DV são sensíveis ao tipo de discretização efectuado na vertical, através dos valores dos parâmetros s e r da equação (19). Os valores mais

adequados para estes parâmetros foram determinados mediante um ajustamento da solução numérica ao conjunto de resultados experimentais obtidos por SUMER *et al.* (1986), no caso de uma camada limite gerada por uma onda sinusoidal com período T sobre um fundo plano hidraulicamente rugoso: $r= 1.001$; $s=0.005$ no modelo 1DV e $r= 1.07$; $s=0.04$ no modelo 2DV, a que correspondem, respectivamente, 100 e 52 nós da malha na vertical. As figuras 1 (a-c) comparam as soluções numéricas¹ obtidas com os resultados experimentais, sob a forma de perfis verticais de velocidade para diferentes fases do escoamento potencial, e da evolução temporal da velocidade de atrito, $u^*=(\tau_b/\rho)^{1/2}$, sendo τ_b a tensão de atrito no fundo. As

$$\delta = 0.246K_N \left[\frac{\hat{a}_h}{K_N} \right]^{0.81} \quad (20)$$

características do escoamento potencial estão indicados na tabela 1 e a espessura da camada limite, δ , foi determinada a partir da seguinte expressão (HUYNH-THANH, 1990):

onde \hat{a}_h representa a amplitude orbital máxima da onda, $\hat{a}_h = U_h^* T/2\pi$.

	$U_h^*(\text{cm s}^{-1})$	T (s)	K_N (cm)	δ (cm)
Sumer et al.(1986)	210	8.1	0.4	20.1

Tabela 1.

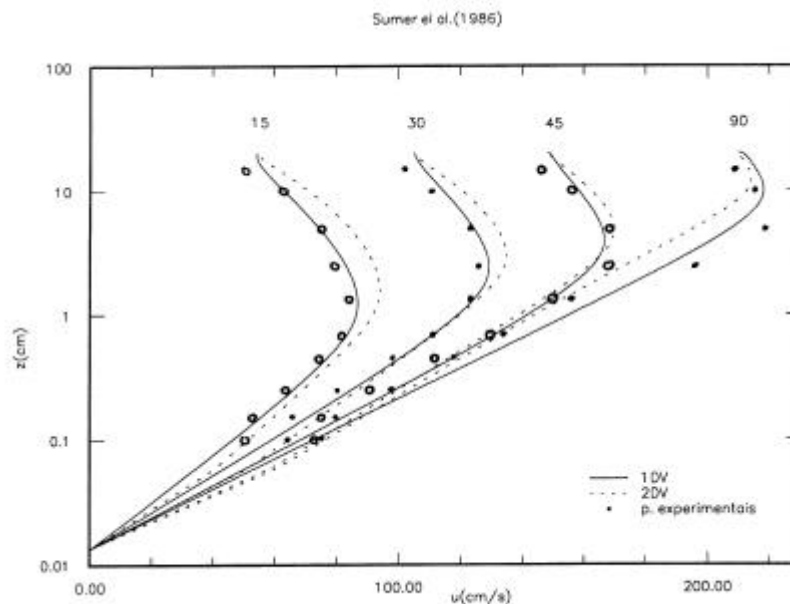


Figura 1a – Comparação dos resultados numéricos dos modelos 1DV e 2DV com os resultados experimentais: perfis verticais de velocidades nas fases de aceleração

Os resultados obtidos ilustram que apesar dos modelos 1DV e 2DV terem a mesma formulação, as soluções que eles produzem não são idênticas. Para as fases da onda representada verifica-se, de uma maneira geral, que o modelo 1DV descreve mais correctamente os valores da velocidade do escoamento para os níveis mais elevados da

¹ Sendo o objectivo a comparação dos resultados dos dois modelos, no modelo 1DV a macro-escala da turbulência é parametrizada de acordo com a equação (13) que substitui a equação (7)

camada limite e pelo contrário nos níveis inferiores ($< 1\text{cm}$) são os resultados do modelo 2DV que melhor se ajustam aos pontos experimentais. No que diz respeito às tensões de atrito no

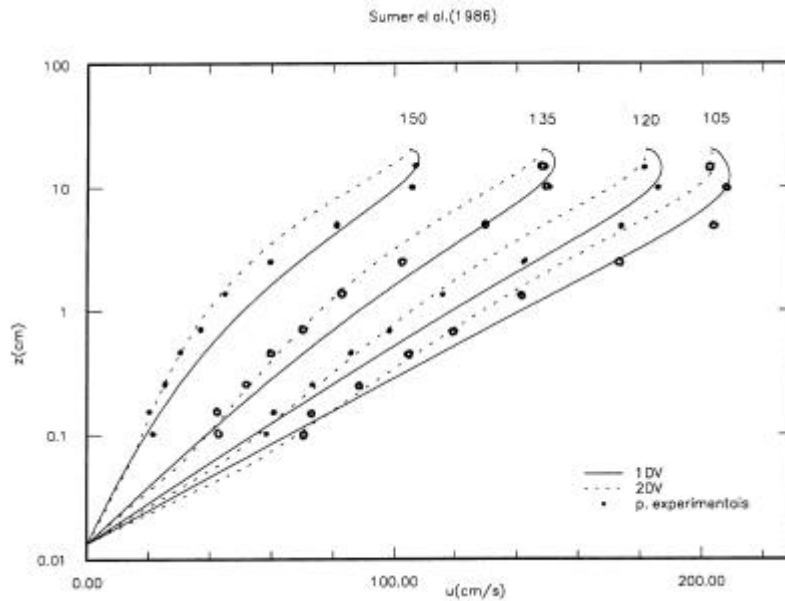


Figura 1b – Comparação dos resultados numéricos dos modelos 1DV e 2DV com os resultados experimentais: perfis verticais de velocidades nas fases de desaceleração

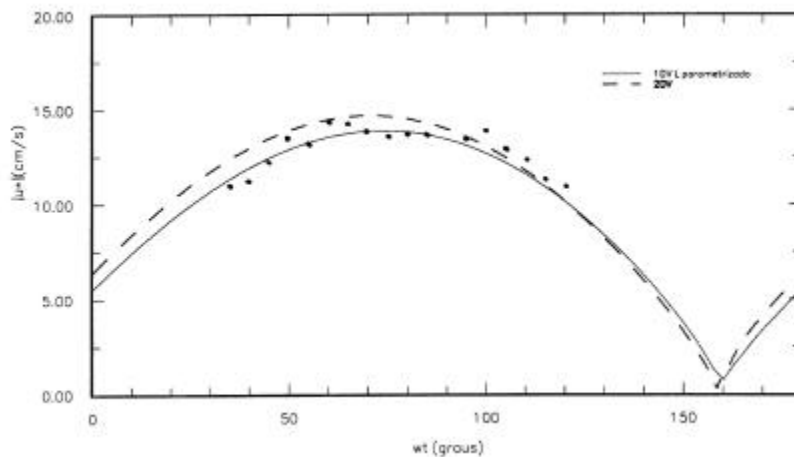
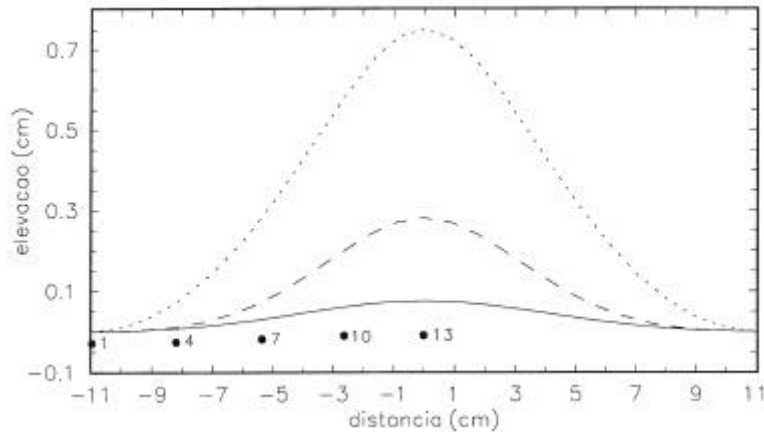


Figura 1c – Comparação dos resultados numéricos dos modelos 1DV e 2DV com os resultados experimentais: evolução temporal da velocidade de atrito no fundo

fundo ambos os modelos descrevem razoavelmente os valores experimentais.

Para estudar a influência das formas de fundo nas características dos campos calculados, nomeadamente nas tensões de atrito de fundo e no campo da velocidade foram efectuadas experiências com o modelo 2DV. Para tal considerou-se um fundo com a forma de uma ruga simétrica com comprimento de 22 cm. O domínio computacional é constituído por 52 pontos na

vertical, que corresponde à malha utilizada no caso anterior de fundo plano, e por 25 pontos na horizontal. Consideraram-se três rugas com alturas diferentes, como se ilustra na figura 2: a altura da ruga 1 é de cerca de 0.075 cm, a da ruga 2 é de 0.28 cm e a da ruga 3 é de 0.75 cm. As



características do escoamento potencial são apresentadas na tabela 1.

Figura 2 – Formas de fundo consideradas no modelo 2DV:

ruga 1 - linha contínua; ruga2 - linha a tracejado; ruga 3 - linha a ponteados

Nas figuras 3 (b-d) representam-se as tensões de atrito no fundo calculadas ao longo de um ciclo da onda nos pontos da ruga indicados na figura 2. Só é representada a solução nos pontos de um dos lados da ruga dado que, devido à simetria da forma de fundo considerada, os valores obtidos para τ_b na outra metade da ruga têm sinal contrário e estão em oposição de fase. Por uma questão de referência apresenta-se na figura 3a a solução correspondente ao caso de fundo plano.

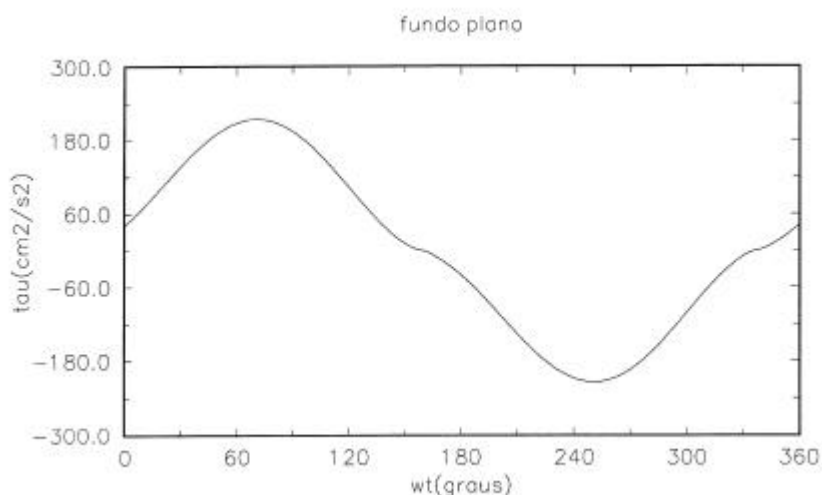
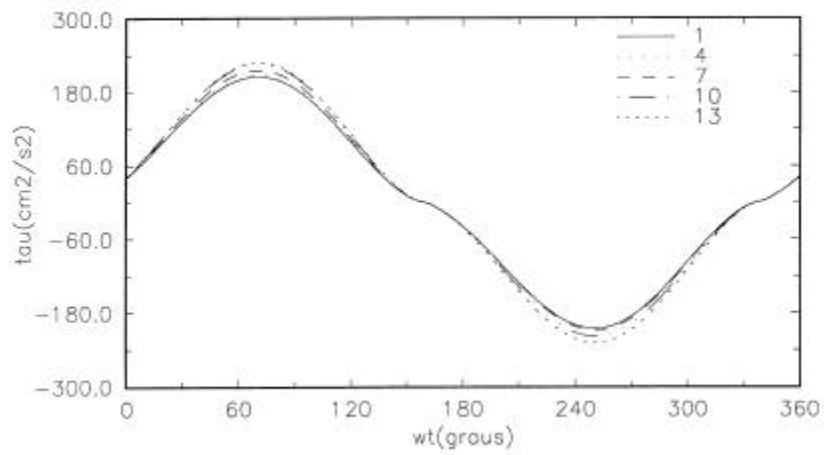


Figura 3a – Evolução temporal da tensão de atrito no fundo, no caso de fundo plano

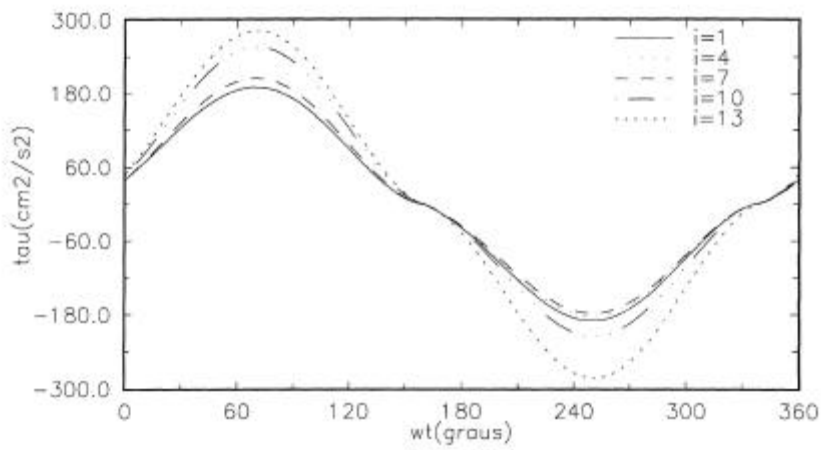
Na figura 4 representam-se os valores máximos da tensão de atrito no fundo calculados no ciclo da onda em função da inclinação local para as três rugas consideradas. Nesta figura o

ponto indicado com * representa a tensão máxima no fundo obtida com o modelo em condições de fundo plano.

A análise dos resultados obtidos mostra que:



- os valores máximos de τ_b são obtidos para os pontos adjacentes à crista da ruga e não



apresentam uma relação simples com a inclinação local,

Figura 3b – Evolução temporal da tensão de atrito no fundo para a ruga 1

Figura 3c – Evolução temporal da tensão de atrito no fundo para a ruga 2

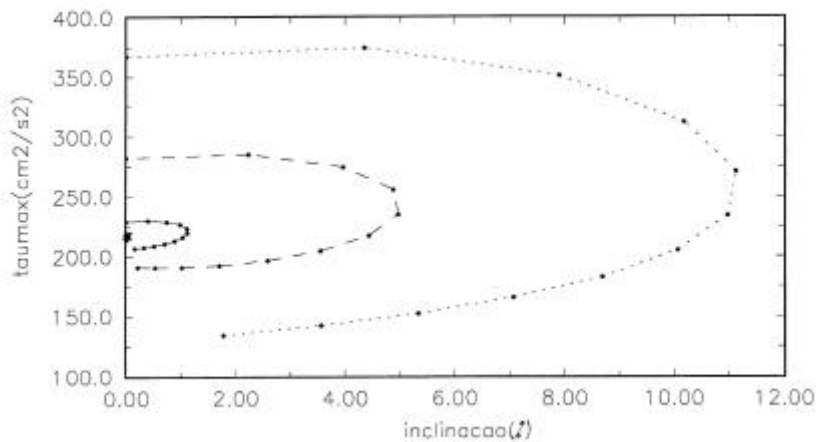
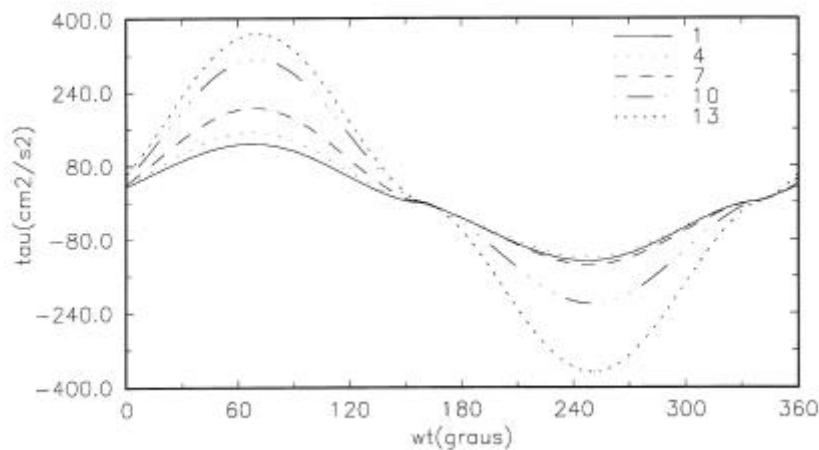


Figura 3d – Evolução temporal da tensão de atrito no fundo para a ruga 3

Figura 4 – Valores máximos da tensão de atrito no fundo em função da inclinação local: ruga 1 – linha contínua; ruga 2 – linha a tracejado; ruga 3 – linha a ponteados

- para os pontos 1, 4, e 13, cuja inclinação local é aproximadamente nula, não se observa uma variação entre os valores extremos de τ_b correspondentes à crista e à cava da onda. No entanto, para os pontos 7 e 10 observa-se que os valores máximos de τ_b correspondentes à crista da onda são superiores em módulo aos valores correspondentes à cava da onda e que essa diferença aumenta para os pontos que se encontram mais próximo da crista da ruga,
- existe uma dependência entre os valores máximos de τ_b e a altura de ruga: observa-se que à medida que a altura da ruga aumenta, a amplitude da tensão de atrito no fundo aumenta ou diminui face ao valor correspondente ao caso de fundo plano para os pontos localizados junto à crista ou junto à cava da ruga, respectivamente.

No que respeita à componente vertical da velocidade, as figuras 5 (a-c) e 6 representam, respectivamente, para cada uma das rugas consideradas, os valores de w calculados em cada um dos pontos da malha horizontal ao longo de um ciclo da onda e os seus valores máximos em função da inclinação local. A distribuição da velocidade vertical segundo z não é constante e depende da fase da onda, como se mostra na figura 7 para o caso da ruga 1 no ponto $i=7$.

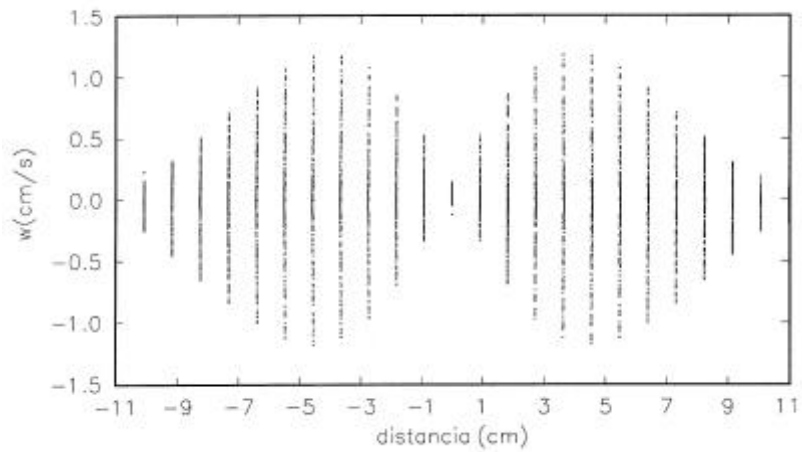


Figura 5a – Velocidades verticais calculadas para a ruga 1

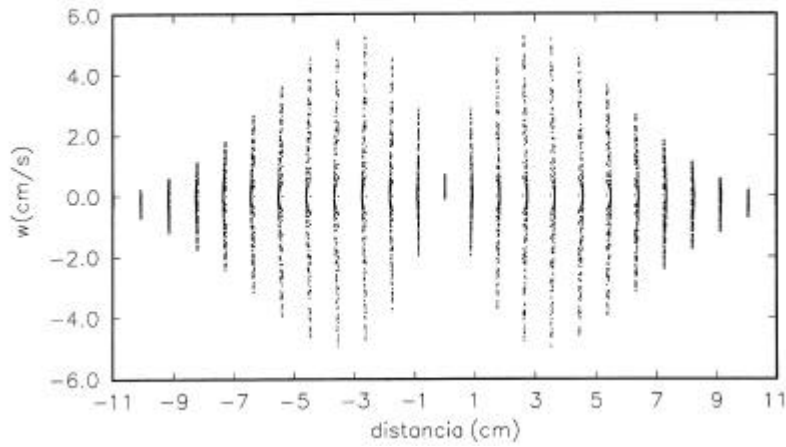


Figura 5b – Velocidades verticais calculadas para a ruga 2

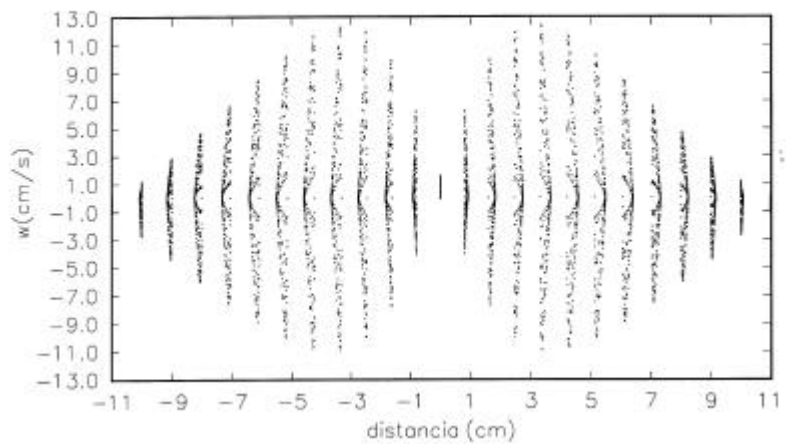


Figura 5c – Velocidades verticais calculadas para a ruga 3

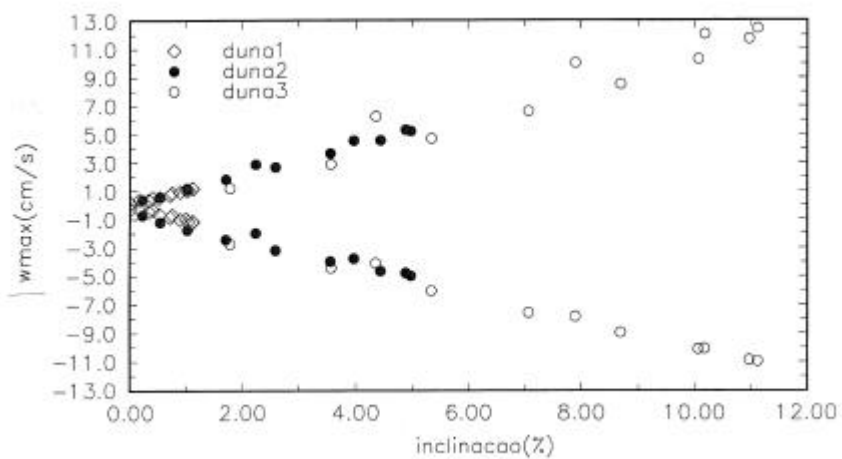


Figura 6 – Valores máximos da velocidade vertical em função da inclinação

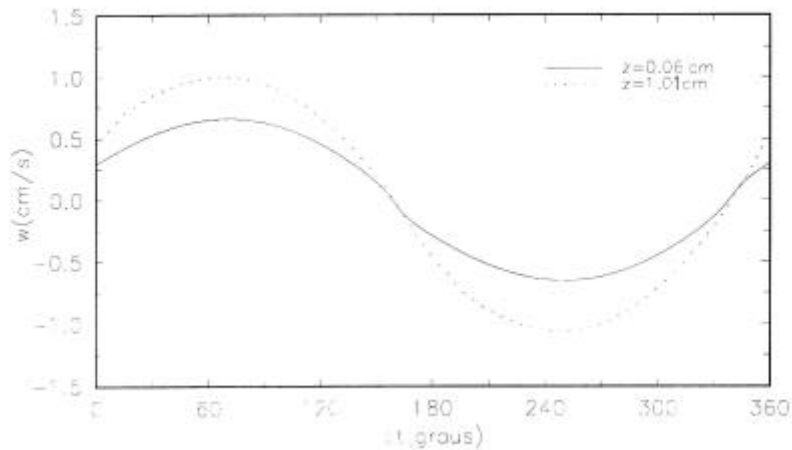


Figura 7a – Evolução temporal da velocidade vertical a dois níveis ($z=0.06$; 1.01 cm) para a ruga 1 no ponto $i=7$

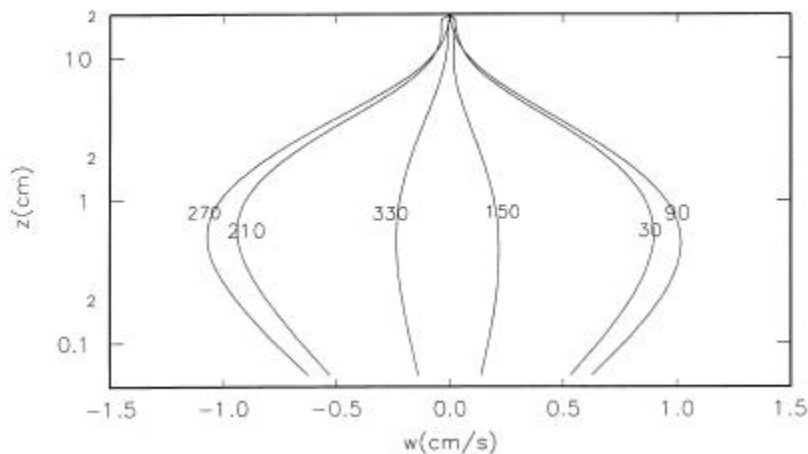


Figura 7b – Perfis verticais da velocidade vertical para diferentes fases da onda: ruga 1, ponto $i=7$

A análise das figuras 5, 6 e 7 mostra que:

- os valores máximos da velocidade vertical ocorrem nos níveis inferiores da camada limite ($z < 1$ cm),
- junto ao fundo, os valores de w calculados verificam a condição de fronteira cinemática de fundo, equação (1),
- os valores de w calculados dependem da inclinação local tendo amplitudes comparáveis com a velocidade de queda das partículas de sedimento,
- existe uma relação linear entre os valores máximos de w e a inclinação local.

A influência da forma de fundo na distribuição vertical da concentração de sedimentos é ilustrada na figura 8, que compara a concentração de sedimentos calculada a dois níveis da camada limite, $z=1.04$ e 4.01 cm, no caso de fundo plano e da ruga 1. O valor de w_c considerado é de 2.5 cm/s, que corresponde a um diâmetro mediano do grão de sedimento de 0.02 cm. Como se disse anteriormente, a equação de balanço de sedimentos (8) é resolvida numericamente num só nó da malha horizontal do modelo 2DV. A solução representada

refere-se ao ponto $i=7$ para o qual a inclinação local é de 1%. Admite-se assim que a distribuição de sedimentos é uniforme segundo OX. Se esta hipótese é perfeitamente justificada no caso de um fundo plano, no caso de um fundo variável a solução obtida constitui uma primeira aproximação ao problema, pois não quantifica o transporte advectivo horizontal de sedimentos associado a gradientes horizontais da concentração de sedimentos induzidos pela distribuição heterogênea das tensões de atrito no fundo e das velocidades verticais.

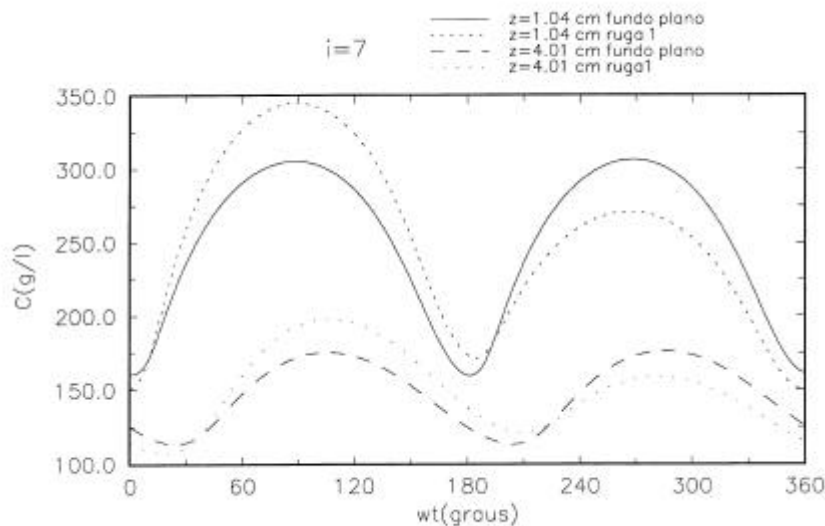


Figura 8 – Evolução temporal da concentração de sedimentos no caso de fundo plano e para a ruga 1 nos níveis $z=1.04$; 4.01 cm

A figura 8 mostra que as diferenças entre as duas soluções reside nos valores extremos da concentração de sedimentos: durante o primeiro meio ciclo da onda a componente vertical positiva da velocidade do escoamento (ver figura 7a) diminui a velocidade efectiva de queda dos sedimentos, pelo que os valores da concentração são superiores no caso da ruga 1 do que com um fundo plano; por razões análogas, na segunda metade do ciclo da onda a velocidade de queda efectiva dos sedimentos aumenta pelo que os valores da concentração são inferiores no caso da ruga 1. É de salientar que as diferenças nos valores da tensão de atrito de fundo, que determinam a condição de fronteira de fundo da concentração, não justificam por si só a assimetria observada nas séries temporais da concentração.

4- CONCLUSÕES

Neste artigo examinámos a influência de uma forma de fundo nas distribuições espaço-temporais das tensões de atrito no fundo, da velocidade vertical do escoamento e da concentração de sedimentos. As experiências numéricas realizadas com modelos do tipo 1DV e 2DV, que descrevem a camada limite de fundo gerada por uma onda, mostram que :

- o campo das tensões de atrito no fundo, para além de depender das características do escoamento potencial, é também determinado pela inclinação local do fundo e pela altura da ruga considerada;
- as velocidades verticais são linearmente proporcionais à inclinação do fundo e apresentam valores máximos no ciclo da onda da mesma ordem de grandeza que a velocidade de queda das partículas do sedimento para uma inclinação de 1%;

- o efeito da velocidade vertical no transporte das partículas de sedimento consiste em modificar os valores extremos da concentração durante o período da onda.

Estes resultados põem em evidência que pequenas irregularidades presentes no leito devem ser tomadas em consideração na modelação da concentração de sedimentos e no cálculo do fluxo de sedimentos na camada limite de fundo, e sugerem a futura utilização de modelos 2DV que resolvam a equação de balanço dos sedimentos bidimensional.

AGRADECIMENTOS

Este trabalho foi desenvolvido no âmbito do projecto de investigação PBIC/C/MAR/2247/95, financiado pela JNICT- Junta Nacional de Investigação Científica.

BIBLIOGRAFIA

- Brors, B.; K.J. Eidsvik – “Oscillatory Boundary Layer Flows Modelled with Dynamic Reynolds Stress Turbulence Closure”. *Continental Shelf Res.*, Vol 14, No. 13/14, 1994, pp. 1455-1475.
- Huynh-Thanh, S. - *Étude numérique de la couche limite turbulent oscillatoire générée par l'interaction houle-courant en zone cotière*, Thèse de doctorat de L' Université Joseph Fourier, Grenoble, 1990.
- Huynh-Thanh, S.; A. Temperville – “A Numerical model of the Rough Turbulent Boundary Layer in Combined Wave and Current Interaction”. *Coastal Eng.*, 1990, pp. 853 – 866.
- Huynh-Thanh, S.; Tran Thu T.; A. Temperville – “A numerical model for suspended sediment in combined currents and waves”, EUROMECH 310, World Scientific, 1994, pp. 122-130.
- Katopodi, I.; Ribberink, J.S.; Ruol, P.; Koelewijn, R.; Lodahl, C., Longo, S.; Crosato, A.; H. Wallace. *Intra-wave sediment transport in an oscillatory flow superimposed on a mean current*. Data report H 1684, Part III, Delft Hydraulics, 1994.
- Li Z. ; A.G. Davies – “Towards predicting sediment transport in combined wave-current flow”. *J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.*, ASCE, 1996, pp. 157-164.
- Ribberink, J.S.; A. Al-Salem – *Time-Dependent Sediment Transport Phenomenain Oscillatory Boundary-layer Flow Under Sheet Flow Conditions*. Data report H 840.20, Part VI, Delft Hydraulics, 1992.
- Ribberink, J.S.; A. Al-Salem – “Sediment Transport in Oscillatory Boundary Layers in Cases od Rippled Beds and Sheet Flow”. *J. Geophy. Res.* , **99** (C6), 1994, pp. 12707-12727.
- Staub, C.; I.G. Jonsson; I.A. Svendsen – “Sediment Suspension in Oscillatory Flow: Measurements of Instantaneous Concentration at High Shear”. *Coastal Eng.*, 1996, pp. 67-96.
- Sumer, B. M.; B.L. Jensen; J. Fredsoe – “*Turbulence in Oscillatory Boundary Layers*”, in *Advances in Turbulence*, 1986 pp. 556-567.
- Tran Thu T. - *Modélization numérique de l'interaction houle-courant-sédiment*, Thèse de doctorat de L' Université Joseph Fourier, Grenoble, 1995.