

ANEXO B – DESCRIÇÃO DO MODELO DELFT3D

O sistema de modelos Delft3D é capaz de simular a circulação hidrodinâmica como resposta a forçantes baroclínicas e barotrópicas, assim como a transferência de *momentum* ao sistema hidrodinâmico decorrente do sistema de ventos. Além disso, este sistema atualiza a cada passo de tempo as cotas batimétricas decorrentes de alterações geomorfológicas de fundo (erosão e deposição de sedimentos), além do transporte de sedimentos (de fundo e em suspensão na coluna d'água).

A seguir, são descritas as principais características do modelo, através de seus principais módulos: hidrodinâmico e geomorfológico (sedimentos).

B.1 DESCRIÇÃO DO MODELO DELFT3D-FLOW

Para resolver o problema de hidrodinâmica em escala espacial e temporal adequada para as aplicações finais (determinação do campo de correntes e elevação de nível da superfície d'água) e, simultaneamente, manter os custos computacionais em níveis razoáveis, optou-se pela utilização do modelo Delft3D.

A possibilidade de se trabalhar com grades altamente ajustáveis aos contornos foi a característica determinante para a escolha deste modelo. A acomodação da grade numérica a linha de costa permite uma apurada representação do corpo d'água em estudo. Para a solução do problema dinâmico são consideradas as equações de conservação de massa e quantidade de movimento em coordenadas esféricas. Também são utilizadas as aproximações hidrostáticas e de Boussinesq.

Para este estudo foram considerados os termos não-lineares de aceleração convectiva, Coriolis e viscosidade horizontal turbulenta. As aproximações para utilização de coordenadas curvilíneas ortogonais são consideradas na solução numérica da formulação descrita. Estas aproximações para grades numéricas utilizam-se de funções de transformações entre os espaços físico e numérico.

Tais funções de transformações são obtidas por meio da solução de um conjunto acoplado de equações diferenciais parciais elípticas e quase-lineares.

A solução do esquema numérico é iniciada pelo mapeamento da geometria do domínio no espaço matemático, a partir da discretização da área no espaço físico. No espaço matemático (regular) são resolvidas as equações de continuidade e conservação da quantidade de movimento. A estrutura vertical, quando ativada na formulação, é determinada por procedimentos explícitos com a especificação dos termos de difusão horizontal.

A grade a ser implementada representa um compromisso entre os objetivos do projeto e a descrição dos processos dinâmicos na região de interesse, bem como entre os recursos computacionais e o tempo de processamento necessário.

B.1.1 Processos Físicos

A implementação do modelo hidrodinâmico foi baseada em um sistema de equações de águas rasas tridimensionais. O sistema de equações consiste nas equações horizontais de movimento (*momentum*), na equação de continuidade e nas equações de transporte para constituintes conservativos. Tal conjunto de equações é derivado das equações tridimensionais de Navier-Stokes para um fluido incompressível. A seguir, são descritas as considerações e aproximações do modelo:

- É adotado o sistema de coordenadas σ (sigma) no eixo vertical. A profundidade é assumida como sendo muito menor do que a escala horizontal. Então, devido à reduzida razão de aspecto, as aproximações para o sistema de águas rasas torna-se válida e, por conseguinte, a equação vertical do movimento reduz-se a equação hidrostática;
- O efeito da densidade é considerado somente através de seu efeito na pressão (aproximação de Boussinesq);
- O efeito da curvatura da Terra não é considerado. Além disso, o parâmetro de Coriolis é assumido uniforme;
- Uma formulação de segunda ordem é aplicada ao cisalhamento no fundo;

- Um decaimento logarítmico (na vertical) para a velocidade horizontal é aplicado;
- Fechamento turbulento baseado nas tensões de Reynolds;
- Fechamento da energia cinética proporcional às ordens de grandezas da velocidade e da escala horizontal;
- Em concordância com a relação de aspecto para consideração da formulação de águas rasas, a geração de turbulência é baseada no gradiente vertical do fluxo horizontal;
- A velocidade em um ponto de grade assume magnitude zero quando a altura da coluna d'água atinge cotas inferiores a metade daquela definida pelo usuário. A velocidade pode retornar a magnitudes diferentes de zero quando a altura da coluna d'água atingir valores acima da metade do valor de corte;
- Um ponto de grade é considerado "seco" quando suas células vizinhas (quatro) atingem valores negativos (ou sejam definidas como tais - "terra");
- O fluxo de massa através dos contornos laterais e de fundo é nulo;
- Ao se não especificar o campo de temperatura, a troca de calor com a atmosfera é anulada. A troca de calor através do fundo é nula.

No próximo subitem, as equações básicas que governam o modelo implementado são apresentadas.

B.1.2 Equações Básicas

O modelo resolve as equações de Navier-Stokes para fluidos incompressíveis, sob a aproximação de águas rasas e Boussinesq. A aceleração vertical é desprezada na equação do *momentum* vertical, resultando na aproximação hidrostática. Desse modo, a velocidade vertical é calculada através da equação da continuidade.

O Sistema de Coordenadas σ

O sistema de coordenadas σ foi introduzido em modelos atmosféricos (Phillips, 1957). O eixo vertical consiste em camadas limitadas por planos sigma (σ), os quais não são exatamente horizontais, no entanto, seguem a batimetria e o nível d'água. Através dessa representação para o eixo vertical, obtém-se uma feição suavizada para a batimetria (Figura B1).

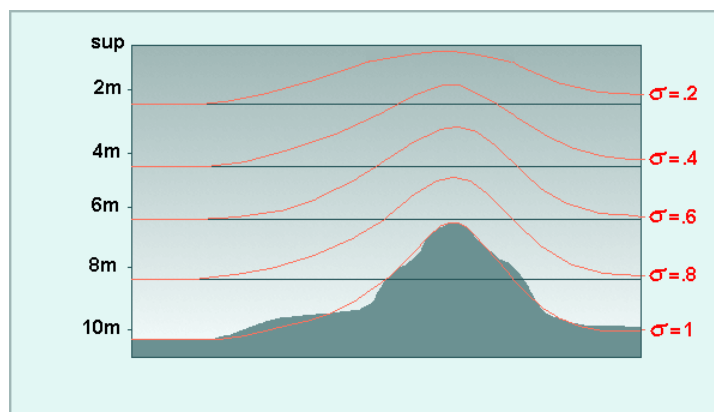


Figura B1 - Exemplo de uma aplicação de coordenadas sigma (σ).

O número de camadas é constante em todo o domínio, independentemente da profundidade local. A distribuição da espessura relativa de cada camada σ é usualmente não uniforme. Esta propriedade associada ao sistema de coordenadas σ permite resolver regiões de maior interesse (por exemplo, o transporte de sedimentos próximo ao fundo).

O sistema de coordenadas σ é definido como:

$$\sigma = \frac{z - \zeta}{d + \zeta} = \frac{z - \zeta}{H} \quad (\text{B.1.2-1})$$

onde,

z a coordenada vertical no espaço físico;

ζ a elevação do nível d'água, acima do plano de referência ($z = 0$);

d profundidade abaixo do plano de referência, e

H profundidade local total ($H = d + \zeta$).

No sistema de coordenadas σ , a coordenada vertical no fundo é definida como $\sigma = 1$, e na superfície como $\sigma = 0$ (ver Figura B1). As derivadas parciais no sistema de coordenadas cartesianas são expressas em coordenadas σ após modificações (“regra da cadeia”) e termos adicionais (Stelling & Van Kester, 1994).

O domínio de modelagem tri-dimensional para o fluxo consiste em um plano horizontal (composto pelo corpo d’água e contornos terrestres) e vertical (número de camadas). Para cada camada vertical, um sistema de equações conservativas é resolvido.

Equação da Continuidade

A equação da continuidade (homogênea verticalmente) é dada por:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{G_{\xi\xi}} \sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial [(d + \zeta)U \sqrt{G_{\eta\eta}}]}{\partial \xi} + \frac{1}{\sqrt{G_{\xi\xi}} \sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial [(d + \zeta)U \sqrt{G_{\xi\xi}}]}{\partial \eta} = Q \quad (\text{B.1.2-2})$$

onde,

$\sqrt{G_{\xi\xi}}$ coeficiente usado na transformação de coordenadas curvilíneas para coordenadas retangulares;

$\sqrt{G_{\eta\eta}}$ coeficiente usado na transformação de coordenadas curvilíneas para coordenadas retangulares;

ξ, η coordenadas no sistema cartesiano;

U velocidade média (na vertical) na direção ξ , e

Q contribuições para o fluxo (fonte ou sumidouro) por unidade de área.

Equações do Momentum na Direção Horizontal

As equações do momentum, nas direções ξ e η , são dadas por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{\sqrt{G_{\xi\xi}}} \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{v}{\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial u}{\partial \eta} + \frac{\omega}{d+\zeta} - \frac{v^2}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial \sqrt{G_{\eta\eta}}}{\partial \xi} + \\ + \frac{uv}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial \sqrt{G_{\xi\xi}}}{\partial \eta} - fv = -\frac{1}{\rho_o \sqrt{G_{\xi\xi}}} P_{\xi} + F_{\xi+} \\ + \frac{1}{(d+\zeta)^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(v_{mol} + máx(v_{3D}, v_V^{amb}) \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right) + M_{\xi} \end{aligned} \quad (B.1.2-3)$$

e,

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{u}{\sqrt{G_{\xi\xi}}} \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{v}{\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{\omega}{d+\zeta} - \frac{u^2}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial \sqrt{G_{\xi\xi}}}{\partial \eta} + \\ + \frac{uv}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial \sqrt{G_{\eta\eta}}}{\partial \xi} + fu = -\frac{1}{\rho_o \sqrt{G_{\xi\xi}}} P_{\eta} + F_{\eta+} \\ + \frac{1}{(d+\zeta)^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(v_{mol} + máx(v_{3D}, v_V^{amb}) \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right) + M_{\eta} \end{aligned} \quad (B.1.2-4)$$

As variações de densidade são negligenciadas, exceto nos termos que expressam os gradientes de pressões baroclínicas (P_{ξ} e P_{η}). As forças F_{ξ} e F_{η} nas equações acima representam o desequilíbrio horizontal nas tensões de Reynolds. M_{ξ} e M_{η} representam as contribuições externas (fontes ou sumidouros).

Velocidades Verticais

A velocidade vertical (ω) é calculada através de uma adaptação da equação da continuidade no sistema de coordenadas σ . A velocidade vertical ω é definida nas superfícies σ e, portanto, relativa ao movimento dessas superfícies. As velocidades verticais w (em sua “concepção física”) não são consideradas no sistema de equações do modelo. A velocidade vertical w é expressa como função das velocidades horizontais (u e v), profundidade da coluna d’água (H), elevação do nível d’água (ζ) e velocidade vertical (ω), de acordo com:

$$\begin{aligned} w = \omega + \frac{1}{\sqrt{G_{\xi\xi}}\sqrt{G_{\eta\eta}}} \left[u\sqrt{G_{\eta\eta}} \left(\sigma \frac{\partial H}{\partial \xi} + \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right) + v\sqrt{G_{\xi\xi}} \left(\sigma \frac{\partial H}{\partial \eta} + \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \right) \right] \\ + \left(\sigma \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial \zeta}{\partial t} \right) \end{aligned} \quad (B.1.2-5)$$

Pressão hidrostática

Ao se aproximar o sistema em estudo pelas equações de águas rasas, a equação vertical para o *momentum* é reduzida à equação de pressão hidrostática. As acelerações verticais devido aos efeitos de flutuabilidade, assim como aquelas devidas às rápidas variações da topografia de fundo (batimetria) não são consideradas. Portanto,

$$\frac{\partial P}{\partial \sigma} = -\rho g H \quad (\text{B.1.2-6})$$

Após a integração da Equação III.1.2-6, a pressão hidrostática é dada por:

$$P = P_{atm} + gH \int_{\sigma}^0 \rho(\xi, \eta, \sigma, t) d\sigma \quad (\text{B.1.2-7})$$

Ao adotar a densidade da água como sendo constante e, considerando-se a pressão atmosférica, para o gradiente de pressão (gradiente de pressão barotrópico) têm-se:

$$\frac{1}{\rho_o \sqrt{G_{\xi\xi}}} P_{\xi} = \frac{g}{\sqrt{G_{\xi\xi}}} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} + \frac{1}{\rho_o \sqrt{G_{\xi\xi}}} \frac{\partial P_{atm}}{\partial \xi} \quad (\text{B.1.2-8})$$

$$\frac{1}{\rho_o \sqrt{G_{\eta\eta}}} P_{\eta} = \frac{g}{\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} + \frac{1}{\rho_o \sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial P_{atm}}{\partial \eta} \quad (\text{B.1.2-9})$$

Parâmetro de Coriolis

O parâmetro de Coriolis (f) depende da latitude geográfica (ϕ) e da velocidade angular de rotação da Terra, Ω : $f = 2\Omega \sin(\phi)$.

Tensões de Reynolds

As forças F_{ξ} e F_{η} nas equações do *momentum* representam o desequilíbrio horizontal nas tensões de Reynolds. As tensões de Reynolds são determinadas

usando o conceito de viscosidade turbulenta. Dento deste conceito, as componentes (em cada direção) das tensões de Reynolds são o produto entre o fluxo dependente do coeficiente de viscosidade turbulenta e sua correspondente componente média devido ao tensor raio de deformação.

Neste estudo, o tensor de Reynolds é anisotrópico. O coeficiente horizontal de viscosidade turbulenta (ν_H) é muito maior de que sua contra parte vertical (ν_V). O coeficiente horizontal de viscosidade turbulenta é assumido como sendo a superposição de três partes: uma parte devido a “turbulência bi-dimensional (2D)”, uma parte devido a “turbulência tri-dimensional (3D)”, e uma parte devido a viscosidade “ambiente” ou viscosidade molecular. A turbulência 2D (ν_{2D}) é associada as contribuições do movimento e forças horizontais que não são resolvidas na grade horizontal (mais especificamente na sub-grade da escala de turbulência). Por outro lado, a turbulência 3D refere-se a turbulência tri-dimensional e é resolvida pelo modelo através de sub-modelos de fechamento turbulento. Por fim, a viscosidade molecular é representada por (ν_H^{amb}). Enfim, o coeficiente de viscosidade turbulenta é expresso por,

$$\nu_H = \nu_{2D} + \nu_V = \nu_{2D} + \nu_{3D} + \nu_H^{amb} \quad (\text{B.1.2-10})$$

Os sub-modelos de fechamento turbulento avaliam somente os efeitos resultantes do cisalhamento.

O coeficiente vertical de viscosidade turbulenta (ν_V) é definido por:

$$\nu_V = \nu_{mol} + \text{máx}(\nu_V^{amb}, \nu_{3D}) \quad (\text{B.1.2-11})$$

O sistema de coordenadas σ rotaciona o tensor de cisalhamento em relação ao sistema de coordenadas cartesiano, o que implica na adição de termos adicionais (Stelling & Van Kester, op. cit.). Além disso, o tensor de cisalhamento é redefinido assumindo-se que a escala horizontal é muito maior do que a profundidade (Blumberg & Mellor, 1985). Então, as forças F_ξ e F_η são utilizadas na forma:

$$F_{\xi} = \frac{1}{\sqrt{G_{\xi\xi}}} \frac{\partial \tau_{\xi\xi}}{\partial \xi} + \frac{1}{\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial \tau_{\xi\eta}}{\partial \eta} \quad (\text{B.1.2-12})$$

$$F_{\eta} = \frac{1}{\sqrt{G_{\xi\xi}}} \frac{\partial \tau_{\eta\xi}}{\partial \xi} + \frac{1}{\sqrt{G_{\eta\eta}}} \frac{\partial \tau_{\eta\eta}}{\partial \eta} \quad (\text{B.1.2-13})$$

Equação de Estado

A densidade da água (ρ) é uma função da salinidade (s) e da temperatura (t). O modelo Delft utiliza uma relação empírica (Eckart, 1958):

$$\rho = \frac{1000P_o}{\lambda + \alpha_o P_o} \quad (\text{B.1.2-14})$$

onde,

$$\lambda = 1779.5 + 11.25t - 0.0745t^2 - (3.80 + 0.01t)s ;$$

$$\alpha_o = 0.6980, \text{ e}$$

$$P_o = 5890 + 38t - 0.375t^2 + 3s.$$

com a salinidade s em ppt e a temperatura da água t em °C.

B.2 DESCRIÇÃO DO MODELO DELFT3D-SED

Para os cálculos de transporte de sedimentos e de mudanças morfológicas, a modelagem adotada considera as características do fundo, assim como a concentração de sedimentos em suspensão. Estes sedimentos podem ser coesivos, não-coesivos, ou a combinação de ambos.

Os sedimentos coesivos são misturas de sedimentos nas quais a fração argilosa (< 2 micra) é superior a 10%. Esta expressão é por vezes aplicada, num sentido mais geral, para designar quaisquer misturas em que predominem siltes e argilas. Diferentemente, assumem-se como sedimentos não-coesivos aqueles nos quais a fração argilosa é inferior a 10%.

Devido às suas propriedades físico-químicas específicas, tais sedimentos apresentam comportamentos dinâmicos complexos e distintos entre si, face aos processos de transporte, sedimentação e consolidação.

Além disso, o modelo numérico permite uma completa realimentação das mudanças morfológicas de fundo durante o cálculo hidrodinâmico. Uma das complicações inerentes desse processo refere-se à escala temporal típica para a ocorrência de tal influência. Por exemplo, a mudança do fluxo hidrodinâmico associado a regime de descarga fluvial tem período típico de dias a meses, enquanto as mudanças na morfologia da linha de costa podem ter períodos de semanas a anos. Uma técnica utilizada para gerir este problema é chamada de *fator temporal de escala morfológica*, a qual consiste em atribuir uma relação (temporal) para que as mudanças morfológicas tenham impactos significantes na hidrodinâmica. Esta técnica permite acelerar os impactos das mudanças morfológicas para serem dinamicamente incorporadas aos cálculos hidrodinâmicos.

B.2.1 Processos Físicos

O transporte de sedimentos em suspensão é calculado pela equação tridimensional de advecção-dispersão (balanço de massa) para sedimentos em suspensão:

$$\frac{\partial C^{(l)}}{\partial t} + \frac{\partial uc^{(l)}}{\partial x} + \frac{\partial vc^{(l)}}{\partial y} + \frac{\partial (w - w_s^{(l)})}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_{s,x}^{(l)} \frac{\partial c^{(l)}}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_{s,y}^{(l)} \frac{\partial c^{(l)}}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon_{s,z}^{(l)} \frac{\partial c^{(l)}}{\partial z} \right) = 0$$

(B.2.1-1)

onde,

$c^{(l)}$ fração da concentração de sedimentos (l) em suspensão [kg/m^3];

u, v e w componentes do vetor velocidade [m/s];

$\varepsilon_{s,x}^{(l)}, \varepsilon_{s,y}^{(l)}$ e $\varepsilon_{s,z}^{(l)}$ coeficientes de viscosidade da fração de sedimentos (l) em suspensão [m^2/s], e

$w_s^{(l)}$ Velocidade de sedimentação da fração de sedimentos (l) em suspensão [m/s].

Observação: o sobrescrito (l) implica uma fração de sedimento tipo l .

O campo local de velocidades e os coeficientes de viscosidade (também locais) são baseados nos resultados da hidrodinâmica. Em termos computacionais, o transporte tri-dimensional de sedimentos em suspensão é calculado de maneira análoga a um constituinte conservativo, como um traçador ou o calor.

Porém, há importantes diferenças entre os cálculos para os sedimentos e os demais constituintes, como, por exemplo, a interação entre os sedimentos de fundo e aqueles em suspensão, assim como a velocidade de deposição devido à ação da gravidade. Estes processos adicionais também são importantes. Outros processos, tais como a influência dos sedimentos em suspensão na densidade e na turbulência, também são considerados. Todos os processos ora descritos são dependentes do tipo dos sedimentos em questão.

Como consequência, um fluxo preferencial de sedimentos, quer seja de deposição, quer seja de re-suspensão, acarreta em uma variação na batimetria, a qual influencia a hidrodinâmica.

B.2.1.1 Transporte de Sedimentos em Suspensão

O transporte de sedimentos em suspensão é calculado pela equação tri-dimensional de advecção-dispersão (balanço de massa) para sedimentos em suspensão:

$$\frac{\partial C^{(l)}}{\partial t} + \frac{\partial uc^{(l)}}{\partial x} + \frac{\partial vc^{(l)}}{\partial y} + \frac{\partial (w - w_s^{(l)})}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_{s,x}^{(l)} \frac{\partial c^{(l)}}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_{s,y}^{(l)} \frac{\partial c^{(l)}}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon_{s,z}^{(l)} \frac{\partial c^{(l)}}{\partial z} \right) = 0$$

(B.2.1.1-1)

onde,

$c^{(l)}$ fração da concentração de sedimentos (l) em suspensão [kg/m^3];

u, v e w componentes do vetor velocidade [m/s];

$\varepsilon_{s,x}^{(l)}, \varepsilon_{s,y}^{(l)}$ e $\varepsilon_{s,z}^{(l)}$ coeficientes de viscosidade da fração de sedimentos (l) em suspensão [m^2/s], e

$w_s^{(l)}$ Velocidade de sedimentação da fração de sedimentos (l) em

suspensão [m/s].

Observação: o sobrescrito (*l*) implica uma fração de sedimento tipo *l*.

O campo local de velocidades e os coeficientes de viscosidade (também locais) são baseados nos resultados da hidrodinâmica. Em termos computacionais, o transporte tridimensional de sedimentos em suspensão é calculado de maneira análoga a um constituinte conservativo, como um traçador ou o calor.

Porém, há importantes diferenças entre os cálculos para os sedimentos e os demais constituintes, como, por exemplo, a interação entre os sedimentos de fundo e aqueles em suspensão, assim como a velocidade de deposição devido à ação da gravidade. Estes processos adicionais também são importantes. Outros processos, tais como a influência dos sedimentos em suspensão na densidade e na turbulência, também são considerados. Todos os processos ora descritos são dependentes do tipo dos sedimentos em questão.

Como consequência, um fluxo preferencial de sedimentos, quer seja de deposição, quer seja de re-suspensão, acarreta em uma variação na batimetria, a qual influencia a hidrodinâmica.

B.2.1.2 Velocidade de Deposição de Sedimentos

Em um sistema hidrodinâmico misturado (água-sedimento) e com alta concentração de sedimentos em suspensão, a velocidade de deposição de uma partícula é reduzida devido à presença das demais partículas de sedimentos. Neste tipo de sistema, a velocidade deposição é calculada como uma função da concentração de sedimentos e da velocidade vertical da partícula (isolada da influência das demais), segundo a formulação proposta em Richardson & Zaki (1954):

$$w_s^{(l)} = \left(1 - \frac{C_s^{tot}}{C_{ref}}\right)^5 w_{s,0}^{(l)} \quad (B.2.1.2-1)$$

onde,

C_{ref} densidade de referência (dado de entrada);

$w_{s,0}$ velocidade de deposição específica para a fração de sedimentos, e

C_m^{tot} densidade total, a partir da massa total de sedimentos.

Assim, a velocidade descendente de uma partícula é uma função de sua respectiva fração de concentração em relação à concentração total de sedimentos em suspensão.

Há de se salientar que sedimentos coesivos e não-coesivos têm velocidades de deposição diferentes, e assim, apresentam formulações distintas em seus cálculos.

B.2.1.3 Transporte Dispersivo

Os coeficientes $\varepsilon_{s,x}^{(l)}$, $\varepsilon_{s,y}^{(l)}$ e $\varepsilon_{s,z}^{(l)}$ dependem das características do fluxo (nível de turbulência) e influência de ondulações no fundo (em decorrência de cisalhamento).

Para cada uma das interfaces que delimitam as camadas, obtêm-se os coeficientes de viscosidade como resultado de um sub-modelo de fechamento turbulento.

B.2.1.4 Erosão e Deposição

Os processos de erosão e deposição dependem de seu nível energético, o qual é uma função do seu volume de águas e de sua vazão. Quanto mais energético é o canal, maior a probabilidade de erodir o fundo (aprofundamento do canal) e suas laterais (alargamento do canal). Em contrapartida, a perda parcial (ou temporária) de energia estimula a deposição de uma parcela do material em suspensão.

E, como citado anteriormente, sedimentos coesivos e sedimentos não-coesivos apresentam comportamentos distintos para essas situações. A Figura B2 apresenta, de maneira gráfica, tais comportamentos.

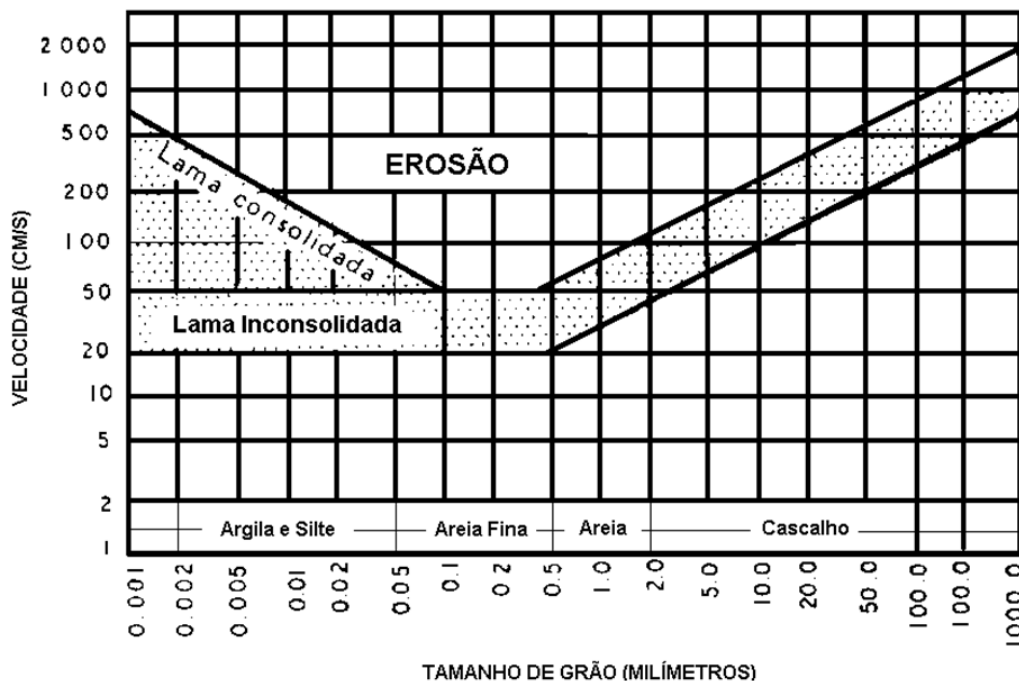


Figura B2 - Diagrama de Hjulstrom mostrando a velocidade crítica de início de movimento para grãos de quartzo numa superfície plana inundada por uma lâmina d'água com um metro de espessura. A área pontilhada indica a dispersão dos dados experimentais (Briggs & Middleton, 1965).

A seguir são descritos, sucintamente, o comportamento de ambos os tipos de sedimentos, quanto à erosão e a deposição, segundo a modelagem adotada.

a) sedimentos coesivos

Para as frações de sedimentos coesivos, o fluxo entre a fase líquida e o leito do canal é calculado pelo sistema de equações Partheniades-Krone (Partheniades, 1965):

$$\begin{aligned}
 E^{(l)} &= M^{(l)} S(\tau_{cw}, \tau_{cr,e}^{(l)}), \\
 D^{(l)} &= w_s^{(l)} c_b^{(l)} S(\tau_{cw}, \tau_{cr,d}^{(l)}), \\
 c_b^{(l)} &= c^{(l)} \left(z = \frac{\Delta z_b}{2}, t \right)
 \end{aligned}
 \tag{B.2.1.4-1}$$

onde,

$E^{(l)}$ fluxo erosivo [kg/m²/s];

$M^{(l)}$ parâmetro erosivo [kg/m²/s] (definido pelo usuário);

$S(\tau_{cw}, \tau_{cr,d}^{(l)})$ função erosão, $S(\tau_{cw}, \tau_{cr,e}^{(l)}) = \begin{cases} \left(\frac{\tau_{cw}}{\tau_{cr,e}^{(l)}} - 1 \right) & \text{se } \tau_{cw} > \tau_{cr,e}^{(l)} ; \\ 0 & \text{se } \tau_{cw} \leq \tau_{cr,e}^{(l)} \end{cases}$;

$D^{(l)}$ fluxo de deposição [kg/m²/s];

$w_s^{(l)}$ velocidade descendente (referência) [m/s];

$c_b^{(l)}$ concentração média do sedimento na camada próxima ao fundo;

$S(\tau_{cw}, \tau_{cr,d}^{(l)})$ função deposição, $S(\tau_{cw}, \tau_{cr,d}^{(l)}) = \begin{cases} \left(\frac{\tau_{cw}}{\tau_{cr,d}^{(l)}} - 1 \right) & \text{se } \tau_{cw} > \tau_{cr,d}^{(l)} ; \\ 0 & \text{se } \tau_{cw} \leq \tau_{cr,d}^{(l)} \end{cases}$;

τ_{cw} máximo cisalhamento, no fundo, devido à turbulência e oscilações;

$\tau_{cr,e}^{(l)}$ tensão de cisalhamento crítica (erosão) [N/m²], e

$\tau_{cr,d}^{(l)}$ tensão de cisalhamento crítica (deposição) [N/m²].

b) Sedimentos não-coesivos

A transferência de sedimentos não-coesivos entre o leito do canal e o fluxo hidrodinâmico é modelada por um sistema de “fontes” e “sumidouros”. Este sistema atua na camada próxima ao fundo e imediatamente superior a camada de referência Van Rijn (referenciada como kmx). Van Rijn (1984) baseou-se no trabalho anterior de Yalin (1964), e estimou as dimensões (altura e espaçamento) de ondulações (de fundo) em leitos de areia devido à tensão de cisalhamento.

A cada passo de tempo numérico, os termos “fonte” e “sumidouro” quantificam a massa de sedimento que é incorporada ao fluxo hidrodinâmico (devido à difusão vertical a partir da camada de fundo), assim como a massa de sedimentos que passa a integrar a camada de fundo devido à deposição.

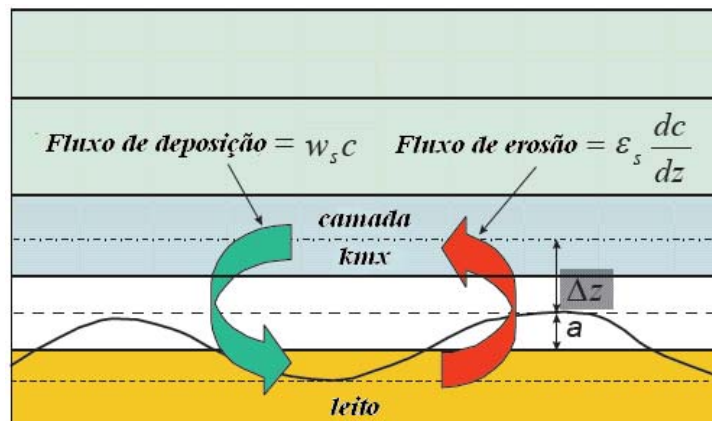


Figura B3 - Diagrama esquemático da condição de contorno para os fluxos erosão e deposição na camada de fundo (adaptado de WL | Delft Hydraulics, 2006).

Com o intuito de quantificar a massa de sedimentos, a partir da camada kmx , que passará a integrar o fluxo hidrodinâmico, assim como a massa de sedimentos que incorporará a camada de fundo, o gradiente de concentração no fundo da camada kmx é submetido a uma aproximação:

$$c^{(l)} = c_a^{(l)} \left[\frac{a(h-z)}{z(h-a)} \right]^{A^{(l)}} \quad (\text{B.2.1.4-2})$$

onde,

- $c^{(l)}$ fração da concentração de sedimentos l ,
- $c_a^{(l)}$ concentração de referência para a fração de sedimentos l ,
- a altura de referência da camada Van Rijn (kmx),
- h altura da coluna d'água,
- z elevação da ondulação acima do leito padrão, e
- $A^{(l)}$ número obtido a partir de uma aproximação da função *perfil de Rouse*.

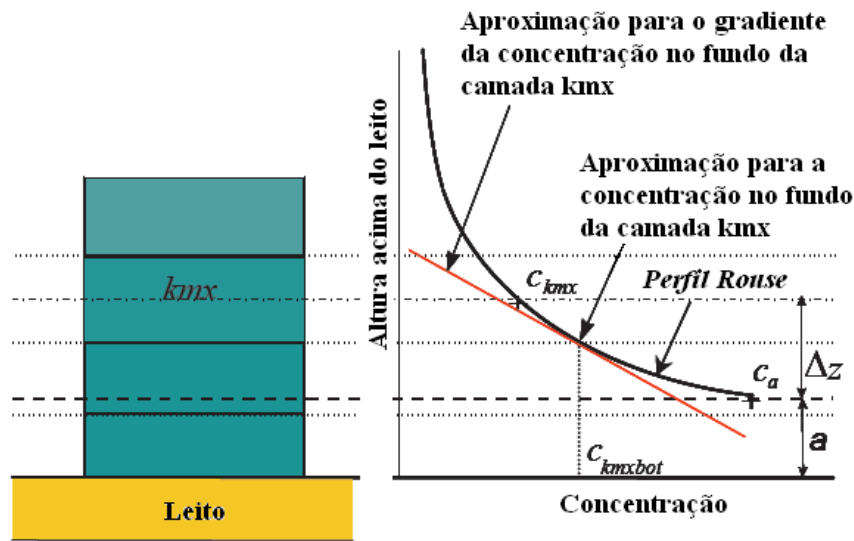


Figura B4 - Aproximações para a concentração e gradiente de concentração no fundo da camada kmx .

Como a concentração de referência e a concentração no centro da camada $kmx - c_{kmx}$ – são conhecidas, o expoente $A^{(l)}$ é determinado por:

$$c_{kmx}^{(l)} = c_a^{(l)} \left[\frac{a(h - z_{kmx})}{z_{kmx}(h - a)} \right]^{A^{(l)}} \Rightarrow A^{(l)} = \frac{\ln\left(\frac{c_{kmx}}{c_a}\right)}{\ln\left(\frac{a(h - z_{kmx})}{z_{kmx}(h - a)}\right)} \quad (B.2.1.4-3)$$

O gradiente da concentração no fundo da camada kmx é:

$$c'_{kmx(fundo)}^{(l)} = c_a^{(l)} \left[\frac{a(h - z_{kmx(fundo)})}{z_{kmx(fundo)}(h - a)} \right]^{A^{(l)}} \quad (B.2.1.4-4)$$

Assim, obtém-se o gradiente a partir das concentrações conhecidas c_a e c_{kmx} e da introdução de um fator de correção α_2 :

$$c'_{kmx(fundo)}^{(l)} = \alpha_2^{(l)} \left(\frac{c_{kmx}^{(l)} - c_a^{(l)}}{\Delta z} \right) \quad (B.2.1.4-5)$$

B.3 BIBLIOGRAFIA

- BLUMBERG, A.F. & G.L. MELLOR, 1985.** Modelling vertical and horizontal diffusivities with the sigma coordinate system. *Monthly Weather Review*, Vol. 113, No. 8.
- BRIGGS, L. I. & G. V. MIDDLETON. 1965.** Hidromechanical principles of sediment structure formation in Middleton (ed), Primary sedimentary structures and their hydrodynamics interpretation, *Soc. Econ. Paleont. Min. Sp. Publ. n° 12*, pp. 5 -16.
- ECKART, C., 1958.** Properties of water, Part II. The equation of state of water and sea water at low temperatures and pressures. *American Journal of Science*, 256, 225-240.
- PARTHENIADES, E., 1965.** Erosion and Deposition of Cohesive Soils. *Journal of the Hydraulic Division, ASCE*, Vol 91, No. HY1.
- PHILLIPS, N.A., 1957.** A co-ordinate system having some special advantages for numerical forecasting, *J. of Meteorology*, vol. 14.
- STELLING, G.S. & J.A.TH.M. VAN KESTER, 1994.** On the approximation of horizontal gradients in sigma coordinates for bathymetry with steep bottom slopes, *Int. J. Num. Meth. Fluids*, Vol. 18, 915-955.
- RICHARDSON J.F., & W. N. ZAKI, 1954.** Sedimentation and fluidization: Part I. *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, 32, 35-53.
- VAN RIJN, L.C., 1984.** Sediment transport, Part III: bed forms and alluvial roughness, *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol 110 (12), pp 1733-1754.
- WL | DELFT HYDRAULICS, 2006.** Delft3D-FLOW User Manual, version 3.13. (www.wldelft.nl).
- YALIN, M.S, 1964.** Geometrical properties of sand waves, *Journal of the Hydraulics Division, ASCE*, v. 90, n. HY5 (Sep), pp. 105-119.