

Modelação matemática de escoamentos geomórficos. Modelo conceptual e soluções.

Rui M.L. Ferreira¹, Sílvia R. Amaral², Vanessa A. Nicolau³, João G.A.B. Leal⁴,
Mário J. Franca⁵ & Teresa Viseu⁶

¹ CEHIDRO - Instituto Superior Técnico, UTL, Av. Rovisco Pais, 1049-001 Lisboa, Portugal,
ruif@civil.ist.utl.pt <http://www.civil.ist.utl.pt>

² Laboratório Nacional de Engenharia Civil, Av. do Brasil, 101, 1700-066 Lisboa, Portugal,
samaral@lnec.pt <http://www.lnec.pt>

³ CEHIDRO - Instituto Superior Técnico, UTL, Av. Rovisco Pais, 1049-001 Lisboa, Portugal,
vanessa.nicolau@gmail.com <http://www.civil.ist.utl.pt>

⁴ Dept. de Engenharia Civil, Faculdade de Ciências e Tecnologia, UNL, Quinta da Torre, 2829-516 Caparica,
Portugal, jleal@fct.unl.pt <http://www.unl.pt>

⁵ Dept. de Engenharia Civil, Faculdade de Ciências e Tecnologia, UNL, Quinta da Torre, 2829-516 Caparica,
Portugal, mfranca@fct.unl.pt <http://www.unl.pt>

⁶ Laboratório Nacional de Engenharia Civil, Av. do Brasil, 101, 1700-066 Lisboa, Portugal,
tvisoul@lnec.pt <http://www.lnec.pt>

Sumário

Os objectivos do presente artigo são a apresentação de i) um modelo conceptual para a simulação dos processos de erosão, de deposição e de transporte sólido em escoamentos estratificados com elevado potencial erosivo (escoamentos geomórficos) e de ii) soluções numéricas para situações idealizadas de escoamentos variáveis com transporte em desequilíbrio. O modelo conceptual para o escoamento da fase granular compreende as equações 2DV que expressam o balanço da massa, da quantidade de movimento e da energia e as equações constitutivas, derivadas a partir do limite para gases densos da teoria cinética de Chapman-Enskog. Considerações ad-hoc permitiram incorporar o efeito da inelasticidade das partículas e da interacção viscosa fluido-partícula. As equações de conservação unidimensionais para escoamentos pouco profundos e as equações de fecho foram derivadas das equações 2DV por integração nas camadas de escoamento. As equações de fecho para escoamentos bifásicos (fluido e sedimentos) compreendem as velocidades médias nas camadas de transporte, os fluxos mássicos verticais de sedimentos, a espessura da camada de transporte e o factor de atrito. Discutem-se as soluções numéricas encontradas para escoamentos geomórficos originados por ruptura instantânea de barragens em canais prismáticos e não-prismáticos. Os resultados numéricos são comparados com valores medidos em laboratório.

Palavras-chave: Escoamentos geomórficos, escoamentos granulares, ruptura de barragens

1 Introdução

Neste artigo procede-se ao desenvolvimento de um modelo conceptual unidimensional, aplicável a escoamentos com elevado potencial geomórfico, doravante designados por escoamentos geomórficos. Incluem-se nesta categoria um elevado número de escoamentos, entre os quais, as avalanches de rocha (derrocadas) ou de neve, os *debris flows* (escoamento de material granular saturado) e os escoamentos fluviais estratificados no regime superior (*sheet-flows*) que podem resultar de causas naturais ou antrópicas, por exemplo a ruptura de uma barragem. Nesta categoria, os escoamentos caracterizam-se por serem bifásicos (água e material granular, geralmente em grandes concentrações), por dependerem da gravidade, por apresentarem reduzida espessura e por gerarem elevadas tensões de corte e por serem relevantes as características micro-mecânicas dos sedimentos para definição das equações constitutivas.

O modelo conceptual será desenvolvido para escoamentos claramente estratificados com uma camada de transporte caracterizada por elevadas tensões de corte, embora se espere que o mesmo seja também aplicável a escoamentos do tipo *debris-flow*, isto é, a escoamentos de densas misturas de material granular e água, em que a camada de transporte ocupa quase toda a profundidade do escoamento.

Por forma a garantir a consistência das formulações utilizadas, as equações de conservação e as equações constitutivas foram deduzidas a partir da teoria cinética de Chapman-Enskog para os gases densos (Chapman & Cowling 1970). Entre outros, esta teoria tem sido aplicada a escoamentos granulares por Lun et al. (1984), Jenkins & Richman (1988) ou Armanini et al. (2005).

No caso de partículas regulares, aproximadamente esféricas e apenas ligeiramente inelásticas, a teoria cinética requer apenas pequenas modificações na dedução das leis de conservação 2DV da massa, da quantidade de movimento e da energia fluente do material granular e das equações constitutivas, do grau de agitação das partículas, dos coeficientes de condutividade e de viscosidade e da taxa de dissipação de energia associada à flutuação das partículas. A inclusão dos efeitos friccionais e das interações fluido-grão é conseguida através do envolvimento de teorias *ad hoc* (Ferreira 2005, p. 249).

O modelo conceptual 2DV é apresentado na Secção 2. Apresenta-se na mesma secção as equações 2DV integradas em profundidade, de acordo com a hipótese de escoamentos pouco profundos e com as condições cinemáticas apropriadas. Para deduzir as equações de conservação 1D da massa e da quantidade de movimento, considerou-se a hipótese de meio contínuo para a mistura de água e material granular. Na secção 3, apresenta-se as equações de fecho obtidas através de um processo de experimentação numérica. As equações de conservação e as equações constitutivas 2DV na camada de transporte foram resolvidas em condições de regime uniforme. Obtêm-se assim as expressões para a velocidade média na camada de transporte, para o fluxo mássico vertical de sedimentos e para a espessura da camada de transporte.

Como o modelo conceptual foi desenvolvido para escoamentos geomórficos estratificados, considera-se que o escoamento decorrente da ruptura de barragens é adequado para testar as soluções numéricas, uma vez que se tem verificado em laboratório que este tipo de escoamentos gera *sheet-flows* (Capart & Young 1998, Leal e tal. 2002). Na secção 4 apresenta-se soluções numéricas para o escoamento decorrente da ruptura de barragens de aterro de solos não coesivos em canais prismáticos e não prismáticos.

2 Equações de conservação

O escoamento é bidimensional e estratificado e integra uma mistura de água e material granular retirado do fundo. A fase granular é composta por grãos de sedimentos, quasi-elásticos, ligeiramente rugosos e aproximadamente esféricos. O fluido é viscoso e incompressível. A estrutura do escoamento é descrita na Figura 1, onde se podem identificar três camadas principais: **A**) *camada de água limpa ou de sedimentos suspensos* - caracterizada por uma baixa concentração média de sedimentos ou por água limpa onde as tensões turbulentas são dominantes; **B**) *camada de transporte* - onde a concentração média de sedimentos decresce com a distância ao fundo e onde as tensões são originadas maioritariamente de origem colisional; e **C**) *o leito* - composto por grãos com movimento horizontal desprezável.

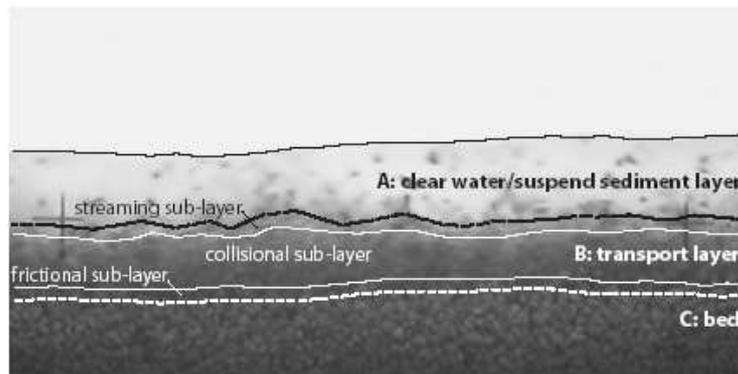


Figura 1. Detalhe de um escoamento geomórfico estratificado. Identificação das camadas de escoamento mais relevantes.

Na camada **B** é expectável que as tensões colisionais entre os grãos sejam dominantes, à excepção de uma fina camada junto ao fundo onde as tensões friccionais serão mais relevantes. Assumindo que as tensões de origem granular são dominantes pode simplificar-se as expressões da viscosidade granular e da condutividade granular (detalhes em Ferreira 2005, pp. 231-250).

As equações de conservação 2DV na camada **A** são as equações RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes). Para a camada **B**, as equações de conservação da massa, da quantidade de movimento e da energia associada às flutuações das partículas, deduzidas no contexto da teoria de Chapman-Enskog, são, respectivamente

$$\rho^{(g)} D_t(\nu) + \rho^{(g)} \nu u_{i,i}^{(g)} = 0 \quad (1)$$

$$\rho^{(g)} \nu D_t(u_j^{(g)}) = -P_j^{(g)} + T_{ij,i}^{(g)} + \rho^{(g)} \nu g_j + f_j^{(g\omega)} \quad (2)$$

$$\frac{3}{2} \rho^{(g)} \nu D_t(\Theta) = -\Phi_{i,i} + T_{ij}^{(g)} u_{j,i}^{(g)} - \gamma^{(g\omega)} \quad (3)$$

onde $\rho^{(g)}$ é a densidade dos grãos, ν é a fracção sólida (concentração num ponto específico do escoamento), $u_i^{(g)}$ é o campo de velocidades da fase granular, $P^{(g)}$ é a pressão granular, $T_{ij}^{(g)}$ é o tensor de tensões granulares, $f_j^{(g\omega)}$ é a força por unidade de volume que expressa a interacção (essencialmente de natureza viscosa) entre as fases fluida e granular do escoamento, Θ é a temperatura granular, Φ_i é o fluxo da energia flutuante e $\gamma^{(g\omega)}$ é a taxa de dissipação de energia associada às flutuações devido a colisões inelásticas e a efeitos viscosos (detalhes em Ferreira 2005, pp. 247-249). Nas equações (1) a (3) o operador $D_t(\cdot)$ corresponde à derivada material para a qual o operador convectivo é relativo à média inferior, a notação de Einstein é usada para as derivadas espaciais e o operador $\langle \cdot \rangle$ significa média espacial (assume-se o ergodicidade). A equação (3) revela que, ao contrário dos sistemas termodinâmicos, um sistema granular consegue manter um estado de agitação uniforme, caracterizado por uma determinada temperatura granular, se e apenas se, a taxa de produção igualar o fluxo difusivo e a dissipação, ou seja, se $T_{ij}^{(g)} u_{j,i}^{(g)} = \Phi_{i,i} + \gamma^{(g\omega)}$.

As equações de conservação para a fase fluida podem ser deduzidas por intermédio de uma análise de volume de controlo considerando a hipótese de continuidade.

$$-\rho^{(\omega)} D_t(\nu) + (1-\nu) \rho^{(\omega)} u_{i,i}^{(\omega)} = 0 \quad (4)$$

$$(1-\nu) \rho^{(\omega)} D_t(u_j^{(\omega)}) = -P_j^{(\omega)} + T_{ji,i}^{(\omega)} + (1-\nu) \rho^{(\omega)} g_j + f_j^{(g\omega)} \quad (5)$$

onde $\rho^{(\omega)}$ é a densidade do fluido, $u_{i,i}^{(\omega)}$ é a velocidade do fluido, $P^{(\omega)}$ é a pressão isotrópica do fluido e $T_{ij}^{(\omega)}$ é o tensor das pressões no fluido.

Para obter as equações de conservação 1D, i) somaram-se as equações de conservação 2DV de cada constituinte (equações (1) e (4) e (2) e (5)); ii) aplicaram-se as condições de fronteira cinemáticas à superfície livre, ao leito e às margens; e iii) integraram-se as equações na profundidade do escoamento admitindo a hipótese de continuidade. A equação de conservação total da massa 1D é

$$\partial_t A + \partial_x (uh) = -\partial_t A_0 = -\left(\frac{Q_b - Q_b^*}{(1-p_b)\Lambda} - A_l \right) \quad (6)$$

onde $A = A_\omega + A_b$, $A_b = \int_0^{h_b} \sigma(\eta) d\eta$ é a área da secção transversal ocupada pela camada **B**, h_b é a espessura da camada **B**, A_ω é a área corresponde à camada **A**, A_0 é a área abaixo do leito do canal, $Q_b = C_b u_b A_b$ é o caudal sólido, C_b é a concentração de sedimentos actual, $Q_b^* = C_b^* u_b A_b$ é o caudal sólido de equilíbrio, C_b^* é a concentração de sedimentos de equilíbrio, u_b é a velocidade na camada **B**, p_b é a porosidade do leito, Λ é um comprimento de adaptação (correspondente à escala de geométrica do transporte de sedimentos em desequilíbrio) e A_l é a contribuição lateral de massa devido à erosão/instabilização dos taludes laterais. O cálculo de A_l no modelo proposto é simplificado de acordo com o apresentado na Figura 2.



Figura 2. Idealização da erosão lateral das margens e para uma dada variação da cota do fundo.

A equação de conservação da quantidade de movimento total é

$$\begin{aligned} \partial_t M + \partial_x (\rho_b u_b^2 A_b + \rho^{(\omega)} u_\omega^2 A_\omega + \rho_b g I_b + \rho^{(\omega)} g I_\omega) + g (\rho_b A_b + \rho^{(\omega)} A_\omega) \partial_x Z_b = \\ = -\tau_b P + g \rho_b K_b + g \rho^{(\omega)} K_\omega \end{aligned} \quad (7)$$

onde Z_b corresponde à elevação do fundo, $M = \rho_b A u$ é a descarga de sedimentos, u é a velocidade média na coluna de escoamento, u_ω é a velocidade da camada A, τ_b é a tensão de corte no fundo, P é o perímetro molhado, $\rho_b = \rho^{(\omega)} (1 + (s-1)C_b)$, $s = \rho^{(g)}/\rho^{(\omega)}$ e I_b, I_ω, K_b e K_ω são os termos da impulsão.

A equação de conservação da massa na camada de transporte é

$$\partial_t H_b + \partial_x (H_b u_b) = - \left(\frac{Q_b - Q_b^*}{\Lambda} - A_t (1 - p_b) \right) \quad (8)$$

onde a variável conservativa é $H_b = A_b C_b$.

A equação de conservação da massa de sedimentos no leito é

$$(1 - p_b) \partial_t A_0 = \frac{Q_b - Q_b^*}{\Lambda} - A_t (1 - p_b) \quad (9)$$

O sistema de equações (6), (7), (8) e (9) admite 4 incógnitas, as variáveis conservativas A, M, H_b e A_0 . A cada passo temporal, as variáveis primitivas u e C_b são calculadas a partir das variáveis conservativas.

Para as variáveis h_b, u_b, τ_b, C_b^* e Λ são necessárias equações de fecho que serão derivadas na próxima secção sob o mesmo paradigma de dinâmica granular.

3 Equações de fecho

Na presente secção apresenta-se as equações de fecho e a caracterização da estrutura bidimensional vertical do escoamento na camada de transporte. Esta última resulta de um processo de experimentação numérica no qual se procede à resolução numérica do conjunto de 9 EDOs que governam, em regime permanente, o escoamento na mistura de água e sedimentos na camada de transporte (detalhes em Jenkins & Richman 1988, Ferreira 2005, pp. 231-238). Este sistema deve ser resolvido simultaneamente, sujeito a 9 condições de fronteira (detalhes em Ferreira 2005, pp. 246-256).

Os resultados que se obtiveram com partículas plásticas cilíndricas com características: $d = 0,003$ m, $s = 1,27$ e coeficiente de restituição $e = 0,825$ são apresentados na Figura 3.

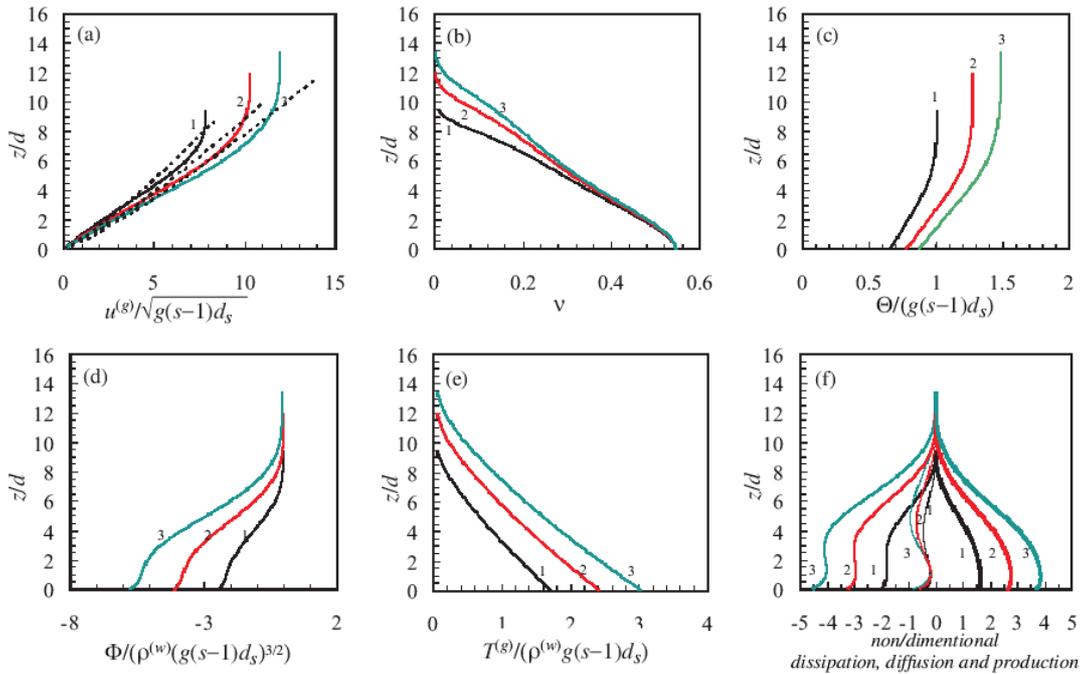


Figura 3. Perfis de quantidades adimensionais calculadas na camada de transporte. As simulações 1, 2 e 3 correspondem, respectivamente, a $\theta = 1,74$, $\theta = 2,49$ e $\theta = 3,07$.

As equações de h_b , u_b , τ_b e de $\varphi_{s,3,2}^{net} = (Q_b - Q_b^*)/\Lambda$ provêm da solução apresentada na Figura 3. A determinação do fluxo mássico entre o leito e a camada de transporte advém da existência de uma camada friccional entre a qual tensão de corte pode variar. A integração da equação de conservação do momento na direcção vertical sob a camada friccional devolve (Ferreira 2005, p. 279)

$$\partial_t (A_0) = \varphi_{s,3,2}^{net} = \frac{g \rho^{(\omega)} (s-1) \tan(\phi_b)}{u_b (\rho_b u_x)|_{z=Z_f}} (Q_b - Q_b^*) \quad (10)$$

onde Z_f é a elevação da fronteira entre as camadas friccional e colisional.

Na equação (10) está implícito que a concentração de equilíbrio é

$$C_b^* = C_f u^2 / (g (s-1) \tan(\phi_b) h_b) \quad (11)$$

e o comprimento de adaptação é

$$\Lambda = \frac{u_b (\rho_b u_x)|_{z=Z_f}}{g \rho^{(\omega)} (s-1) (1-p_b) \tan(\phi_b)} \quad (12)$$

Conforme se pode observar nas Figuras 3 (c) e (d), o módulo do fluxo da energia cinética associada às flutuações aumenta na direcção do leito e a temperatura granular nunca é nula. Isto significa que a energia associada às flutuações é constantemente extraída do escoamento médio e dirigida para o fundo. Como consequência, a camada friccional não pode aumentar indefinidamente. Assume-se que a espessura desta camada é $2d$. O valor da concentração para o cálculo de ρ_b e o valor de $(u_x)_{z=Z_f}$ pode ler-se nas Figuras 3 (b) e (a), respectivamente. Através dos perfis da Figura 3 (a) pode obter-se uma estimativa da velocidade na camada de transporte:

$$u(z)/u = \frac{11}{6} (z/h)^{5/6} \quad (13)$$

onde h é a profundidade do escoamento. A velocidade média na camada de transporte torna-se

$$u_b/u = (h_b/h)^{5/6} \quad (14)$$

Ferreira (2005), pp. 278-287, obteve uma relação algébrica para a espessura da camada de transporte através da integração em profundidade da equação de conservação da energia associada às flutuações das partículas. Ferreira (2005), verificou ainda que a espessura da camada de transporte adimensional parece ser pouco dependente do tipo de sedimentos, podendo ser aproximada por

$$h_b/d = 1,7 + 5,5\theta \quad (15)$$

Nos rios onde se registam escoamentos estratificados, enquanto não se observam formas aluvionares, a resistência ao escoamento é apenas marginalmente influenciada pela forma particular do leito. A caracterização da resistência ao escoamento depende essencialmente das propriedades micro-mecânicas dos sedimentos e da interacção fluido-partícula. Os mecanismos mais relevantes são, assim, a dissipação de energia nas colisões binárias e a dissipação intersticial devido aos efeitos da viscosidade. Os resultados de Summer et al. (1996) permitem o cálculo do factor de atrito. A tensão de corte no leito pode ser descrita de forma adequada por $\tau_b \equiv \rho^{(\omega)} C_f u^2$ desde que se determine o factor de fricção por

$$C_f = 0,02 (h/d)^{-1/2} (\omega_s/u_s)^{-1/2} \quad (16)$$

Para efeitos práticos considera-se o rácio u_s/ω_s igual a 2, onde ω_s é a velocidade terminal de queda das partículas sólidas.

4 Resultados computacionais

O importante potencial erosivo do escoamento decorrente da ruptura de barragens deriva da sua capacidade de transportar grandes quantidades de sedimentos ao longo de grandes distâncias. Geralmente, este escoamento apresenta características de *debris-flow* na frente da onda e de escoamentos estratificados a montante da frente de onda. A qualidade das soluções do modelo será, então, testada em escoamentos resultantes da ruptura de barragens, realizados com condições idealizadas, nomeadamente ruptura instantânea e leito móvel composto por sedimentos não coesivos. Matematicamente, é um problema de Riemann, um problema particular de Cauchy.

O sistema hiperbólico, não homogêneo, de 1ª ordem que expressa as leis de conservação de um escoamento geomórfico decorrente da ruptura de uma barragem (equações 6, 7 e 8) é, escrito em notação vectorial, o seguinte

$$\partial_t (\mathbf{V}(\mathbf{U})) + \partial_x (\mathbf{F}(\mathbf{U})) = \mathbf{G}(\mathbf{U}) \quad (17)$$

onde $\mathbf{V} : \mathbb{R} \times]0, +\infty[\rightarrow \mathbb{R}^3$ é o vector das variáveis independentes conservativas, $\mathbf{U} : \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ é o vector das variáveis primitivas, $\mathbf{F} : \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ é o vector de fluxo, $\mathbf{G} : \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ é o vector dos termos de fonte e x e t são as coordenadas do espaço e do tempo, respectivamente.

Efectuou-se um teste de validação do modelo comparando os resultados do modelo com os resultados dos testes laboratoriais realizados na UCL, Louvain-la-Neuve, Bélgica (detalhes em Benoit 2005, pp. 56-56, e em Ferreira et al. 2006). Os sedimentos utilizados foram partículas cilíndricas de PVC com $s = 1,56 \text{ kg.m}^{-3}$ e diâmetro equivalente $d = 3,9 \text{ mm}$. Os valores das condições iniciais da profundidade do escoamento a montante, h_L , da elevação do leito a montante, Z_{bL} , da profundidade do escoamento a jusante, h_R , da elevação do escoamento a montante, acima do nível do leito, Z_L , e dos coeficientes

$$\alpha \equiv \frac{h_R + |\min(0, Z_{bL})|}{h_L + \max(0, Z_{bL})}$$

e

$$\delta \equiv \frac{Z_{bL}}{h_L + \max(0, Z_{bL})}$$

são apresentados na Tabela 1.

Tabela 1. Resumo das condições iniciais dos testes laboratoriais

Testes	h_L (m)	Z_{bL} (m)	h_R (m)	Z_L (m)	α (-)	δ (-)
35:-05:00	0,35	-0,05	0,00	0,40	0,000	-0,125
35:00:00	0,35	0,00	0,00	0,35	0,000	0,000
35:10:00	0,25	0,10	0,00	0,35	0,000	0,286
35:10:10	0,25	0,10	0,10	0,35	0,286	0,286

A equação (19) foi discretizada com um esquema Godunov de 1ª ordem com HLLC Riemann solvers. Na Figura 4 pode observar-se que, em termos gerais, se verifica um bom ajustamento entre os resultados computacionais e experimentais, na profundidade do escoamento, especialmente evidente no caso de leito plano (teste 35:0:0). Nos restantes testes podem observar-se os dois tipos de ressalto hidráulico passíveis de ocorrer no plano $\alpha - \delta$ (Ferreira 2005, Ferreira et al. 2006). Nos testes 35:-05:00 e 35:10:00 observa-se um ressalto hidráulico que se movimenta para montante. Este ressalto está ausente nos resultados da simulação. Estes ressaltos são induzidos pelo transporte em desequilíbrio e pelo efeito do atrito, devido à reduzida profundidade do escoamento a jusante (Capart & Young 1998). O ressalto hidráulico do teste 35_10_10 é independente dos termos de fonte da equação (17), movimenta-se para jusante e está em fase com uma descontinuidade no fundo. Verifica-se ser uma característica do escoamento necessária para a estrutura de ondas do problema de Riemann para a equação (17) (Ferreira et al. 2006). Assim, há um bom ajustamento entre os resultados numéricos e laboratoriais, nomeadamente quanto ao desnível das cotas da superfície livre no ressalto hidráulico. Na zona da comporta observa-se, em geral, um mau ajustamento entre os resultados computacionais e experimentais devido à ruptura por instabilidade geotécnica da descontinuidade inicial.

Para compreender os efeitos da variabilidade e erodibilidade das margens do canal e a influência, na solução numérica, dos parâmetros que mais influenciam a instabilização lateral das margens, foram efectuados testes numéricos num canal, inicialmente prismático, de secção trapezoidal erodível. Efectuou-se uma análise de sensibilidade às diferentes configurações do canal e aos parâmetros que governam a ruptura dos taludes laterais. As condições iniciais são: $Z_{bL} = 0,06 \text{ m}$, $h_L = 0,21 \text{ m}$ e $h_R = 0,00 \text{ m}$. A largura inicial do leito é $b_f = 0,15 \text{ m}$ e o inverso do declive dos taludes laterais é $m = 0,84$, o que corresponde a um ângulo inicial do talude de 50° . Esta configuração do canal reproduz os testes experimentais apresentados por Le Grelle et al. (2003). O material do leito e das margens é areia com $d = 1,8 \text{ mm}$, $s = 2,62$ e $\tan(\phi_b) = 0,4$. Por forma a garantir estabilidade numérica, utilizou-se um coeficiente de atrito $C_f = 0,0067$.

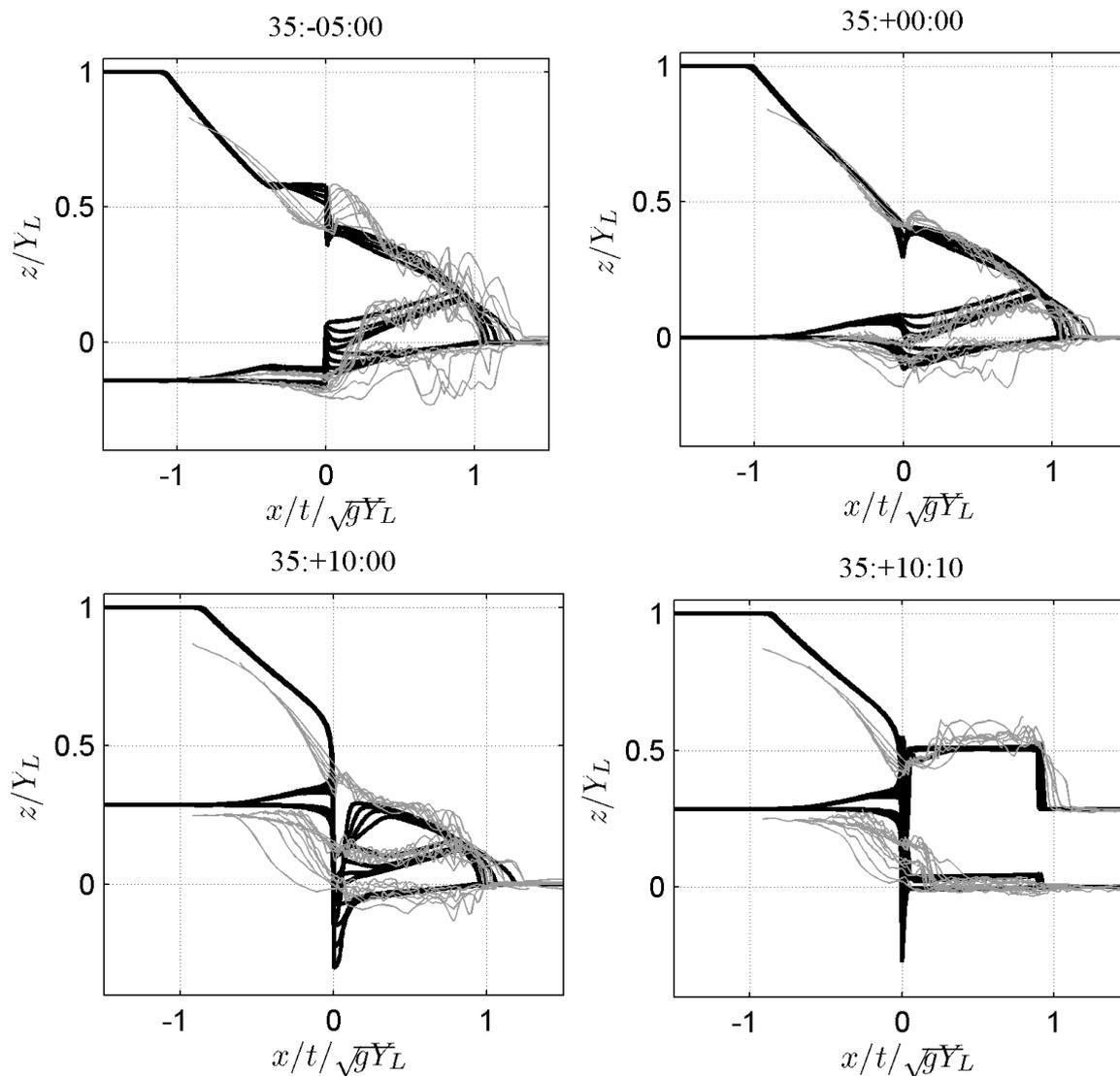


Figura 4. Perfis do escoamento calculados e medidos correspondentes aos testes identificados na Tabela 1.

Os resultados numéricos foram obtidos com recurso a uma discretização conservativa de 1ª ordem do tipo *flux difference splitting* baseada no método de Euler e nos Riemann *solvers* de Roe (detalhes em Ferreira 2005, pp. 465-479). Os resultados são apresentados na Figura 5 onde se podem observar dois cenários distintos, SimBe1 onde o declive crítico dos taludes laterais é $m_{cr} = 0,700$ e SimBe2 onde o mesmo é $m_{cr} = 0,825$. Em ambos os cenários o declive de equilíbrio dos taludes laterais foi $m_{eq} = 0,839$.

Embora o declive crítico não seja frequentemente atingido no cenário SimBe1, quando é atingido, o volume de sedimentos lateralmente incorporado é elevado e os impactos morfológicos locais são significativos. Ao contrário deste cenário, no cenário SimBe2 a frequência da ruptura dos taludes é elevada e o volume de sedimentos correspondente em cada evento de ruptura é relativamente reduzido. O volume médio de sedimentos por unidade de tempo proveniente dos taludes é elevado e da mesma ordem de grandeza em ambos os cenários.

O inverso do declive dos taludes crítico, m_{cr} , é o parâmetro de que o volume de erosão dos taludes mais fortemente depende. Do mencionado decorre que o impacto da escolha de m_{cr} na solução final é reduzido. A principal diferença entre os perfis do escoamento de cada cenário foi o facto dos perfis do cenário SimBe2 serem mais suaves que os correspondentes no cenário SimBe1 já que, neste cenário, o escoamento não foi sujeito a eventos de erosão massiva dos taludes.

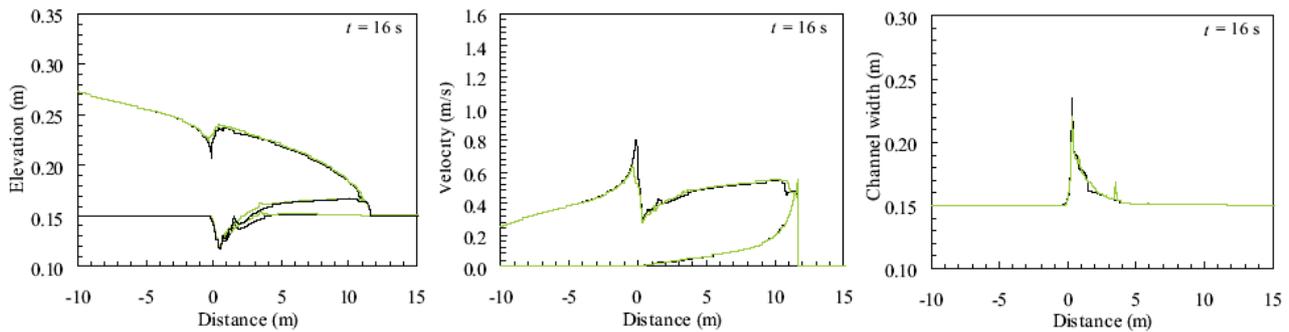


Figura 5. Perfis longitudinais da profundidade do escoamento, da elevação do leito e da espessura da camada de transporte (esquerda); da velocidade média da velocidade na camada de transporte (centro); e da largura do canal na elevação inicial do leito (direita). $X' = (x/t)/\sqrt{gY_L}$. Linha escura (negra): $m_{cr} = 0,700$. Linha clara (verde): $m_{cr} = 0,825$.

5 Conclusões

O modelo conceptual apresentado neste artigo é aplicável a escoamentos geomórficos estratificados caracterizados por intenso transporte sólido e elevadas tensões de corte, especialmente na fase granular. As equações de fecho unidimensionais basearam-se no limite para gases densos da teoria cinética de Chapman-Enskog. Neste âmbito, a interacção entre o fluido e o material granular é concebida como ocorrendo, fundamentalmente, à escala do grão.

A consistência interna do modelo foi testada e comparada com resultados experimentais. O modelo foi aplicado a escoamentos decorrentes da ruptura de barragens devido à capacidade destes de gerar escoamentos estratificados e do tipo *debris-flow*. Os resultados computacionais sugerem que as hipóteses do modelo, nomeadamente no que respeita ao papel preponderante da escala do grão nos fenómenos modelados com equações de fecho, essencialmente a velocidade e a espessura da camada de transporte e a resistência ao escoamento, podem ser válidas num leque mais alargado de escoamentos geomórficos.

Agradecimentos

Este estudo foi parcialmente suportado pelo projecto PIRE - “Modeling of Flood Hazards and Geomorphic Impacts of Levee Breach and Dam Failure” financiado pela US National Science Foundation.

Referências

- Armanini, A.; Capart, H.; Fraccarollo, L. & Larcher M. (2005) Rheological stratification in experimental free-surface flows of granular-liquid mixtures. *J. Fluid Mech.* **532**:269-319.
- Capart, H. & Young, D.L. (1998) Formation of a jump by the dam-break wave over a granular bed. *J. Fluid Mech.* **372**:165-187.
- Chapman, S. & Cowling, T. G. (1970). *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*, 3rd Ed. Cambridge University Press.
- Lun, K. K.; Savage, S. B.; Jeffery, D. J. & Chepurny, N. (1984) Kinetic theories for granular flows: inelastic particles in Couette flow and slightly inelastic particles in a general flow field. *J. Fluid Mech.* **140**: 223-256.
- Ferreira, R. M. L., (2005) *River Morphodynamics and Sediment Transport. Conceptual Model and Solutions*. PhD Thesis, Instituto Superior Técnico, TU Lisbon.
- Ferreira, R.M.L.; Amaral, S.; Leal, J.G.A.B. & Spinewine, B., (2006), Discontinuities in geomorphic dam-break flows. *River Flow 2006*, Vol. 1: 1521-1530, Balkema. ISBN0415408156.
- Leal, J.G.A.B.; Ferreira, R.M.L.; Franco, A.B. & Cardoso, A.H (2002) Experimental Study of Dam-break flood waves over movable-bed channels. *International Journal of Sediment Research*, 17 (3): 186-196.

Le Grelle, N., Soares Frazão, S., Spinewine B. & Zech Y. (2003). Dambreak flow experiment: Geomorphic changes in a valley with uniform sediment. Proc. 3rd IMPACT Workshop, UCL Louvain-la-Neuve, 5-7 November.

Jenkins, J. T. & Richman, M. W. (1988) Plane simple shear of smooth inelastic circular disks: the anisotropy of the second moment in the dilute and dense limits. *J. Fluid Mech.* **192**:313-328.

Spinewine, B. (2005) *Two-layer flow behaviour and the effects of granular dilatancy in dambreak induced sheet-flow*. PhD Thesis, Université Catholique de Louvain, Louvain-la-Neuve.

Sumer, B. M.; Kozakiewicz, A.; Fredsøe, J. & Deigard, R. (1996) Velocity and Concentration Profiles in Sheet-Flow Layer of Movable Bed. *J. Hydraul. Eng.* **122**: 549-558.