

XXVI SIMPÓSIO BRASILEIRO DE RECURSOS HIDRÍCOS

SIMULAÇÃO DE ENXURRADA POR DINÂMICA DOS FLUIDOS COMPUTACIONAL

Leonardo Romero Monteiro ¹; Bruna Fernanda Soares ² & Mailon Roversi ³

Abstract: Flash floods are a specific type of flood characterized by a sudden rise in water level and high-energy flows. Despite their hydrological relevance and potential impact, there is still no formal and scientifically accepted definition to accurately describe this phenomenon. Aiming to assess the adequacy of the simplifications commonly adopted in hydrodynamic models for flash flood representation, this study carried out numerical simulations using the incompressible and multiphase Navier-Stokes equations with turbulence modeling. Two hypothetical flood events were simulated, varying the water level rise time, and the relative contribution of the different terms in the Navier-Stokes equations (convective, diffusive, and pressure) was analyzed. Visually, the two cases showed significant differences only in the first seconds of flood propagation. However, the term-wise analysis highlighted the importance of pressure terms, particularly the non-hydrostatic component, in representing rapidly rising flows. High negative pressures were observed, indicating the potential for cavitation. Furthermore, it was found that dimensional simplifications may compromise the realistic representation of the phenomenon.

Resumo: A enxurrada é um tipo específico de inundação caracterizado por uma elevação súbita do nível d'água e por escoamentos de alta energia. Apesar de sua relevância hidrológica e potencial de impacto, ainda não há uma definição formal e cientificamente aceita para descrever esse fenômeno. Buscando avaliar a adequação das simplificações comumente adotadas em modelos hidrodinâmicos para a representação de enxurradas, o presente trabalho realizou simulações numéricas com as equações de Navier-Stokes incompressíveis e multifásicas, com modelagem de turbulência. Foram simulados dois eventos hipotéticos, variando-se o tempo de elevação do nível d'água, e analisou-se a contribuição relativa dos diferentes termos das equações de Navier-Stokes (convectivos, difusivos e de pressão). Visualmente, os dois casos analisados apresentaram diferenças apenas nos primeiros segundos em que a enxurrada avança. Já a análise dos termos das equações demonstrou a relevância dos termos de pressão, especialmente a componente não-hidrostática, na representação de enxurradas com elevação abrupta. Foram observadas pressões negativas elevadas, sugerindo o potencial para ocorrência de cavitação. Além disso, verificou-se que simplificações dimensionais podem comprometer a representação realista do fenômeno.

Palavras-Chave – Inundação Brusca, Equações de Navier-Stokes, Pressão Não-Hidrostática

1) Professor do Departamento de Engenharia Civil do Centro de Ciências Tecnológicas da Universidade (CCT) - Estado de Santa Catarina (UDESC), leonardo.monteiro@udesc.br

2) Doutoranda do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil - UDESC

3) Graduando do Curso de Graduação em Engenharia Civil - UDESC

INTRODUÇÃO

A enxurrada é um tipo particular de inundação que se caracteriza pela súbita elevação do nível d'água e alta energia do escoamento (Silva, 2022). São originados principalmente a partir de precipitações intensas e concentradas, mas também podem ocorrer devido a qualquer outro evento que envolva uma grande descarga de água, como, por exemplo, o rompimento de uma barragem ou o derretimento de geleiras (Sene, 2013). Devido a estas características, as enxurradas são reconhecidas como a classe de inundação mais perigosa (Ahmadalipour e Moradkhani, 2019). Mesmo sendo um dos desastres mais destrutivos e frequentes (CRED, 2020), enxurradas, que são um subconjunto das inundações em geral, (Archer e Fowler, 2021), que ainda não contam com uma definição formal e objetiva, aceita cientificamente, para descrevê-las (Sene, 2013) o que pode levar a uma documentação imprópria de sua ocorrência (Kaiser *et al.*, 2020).

Existem diversos estudos sobre enxurradas, como o desenvolvimento de previsão e avisos (Braud *et al.*, 2018), mapeamento de áreas suscetíveis à ocorrência (Costache e Bui, 2020), avaliação do impacto de enxurradas pelas perdas de vida ou econômicas (Montz e Grunfest, 2002), entre outros. Entretanto, as simulações numéricas destes fenômenos acabam sendo realizadas por modelos hidrodinâmicos 1D ou 2D, e que não representam a turbulência e nem efeitos como a pressão não hidrostática, pois utilizam as Equações de Saint-Venant (Kaya *et al.*, 2019) ou as Equações de Águas Rasas (Kvočka *et al.*, 2017). Kobayashi *et al.* (2025) reproduziram enxurradas utilizando modelos chuva-vazão acoplados a modelos 1D e 2D (Eq. de Saint-Venant e Águas Rasas) e concluíram que o modelo se adaptou a certo nível aos eventos representados. Os autores mencionam que os resultados não foram suficientemente satisfatórios na quantificação das enxurradas, principalmente devido a representação de picos muito abaixo do observado e uma grande variação nos resultados em *ensemble* utilizados, refletindo incertezas relevantes.

Desta forma, percebe-se a necessidade de identificar se as simplificações consideradas nos equacionamentos até então utilizadas são suficientes para representar adequadamente as enxurradas. Assim, o presente trabalho apresenta uma simulação considerando as equações de Navier-Stokes em sua forma incompressível e multifásica, com modelagem da turbulência, para representar alguns casos de enxurradas e comparar a influência dos termos constituintes da própria equação de Navier-Stokes. Desta maneira, se dá um primeiro passo para a verificação das equações 1D e 2D utilizadas até então.

METODOLOGIA

Método Computacional e Numérico

O presente trabalho foi desenvolvido a partir do código SuLi (Simulador de Escoamentos com Superfície Livre), desenvolvido por Monteiro, Lucchese and Schettini (2019) e aperfeiçoado por Soares (2024). O código baseia-se nas equações de Navier-Stokes e da continuidade para fluidos incompressíveis, expressas na notação indicial como:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_\Gamma} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho_\Gamma} \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\mu + \mu_t)_\Gamma \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + g_i - \frac{\partial(2k/3)}{\partial x_i} \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0, \quad (2)$$

onde u representa a componente da velocidade, t o tempo, x as coordenadas espaciais, ρ a massa específica, Γ a dependência da variável em relação ao tipo de fluido, μ a viscosidade dinâmica, μ_t a viscosidade dinâmica turbulenta, g a aceleração da gravidade, k a energia cinética turbulenta, e i e j os índices segundo a notação de indicial de Einstein. Observa-se que o modelo permite a representação multifásica, bem como a consideração explícita das forças gravitacionais, dos efeitos da turbulência e de uma formulação com pressão não-hidrostática.

Em relação aos métodos numéricos aplicados, as derivadas espaciais do termo convectivo da equação de Navier-Stokes foram resolvidas a partir do esquema *Upwind* de 2ª Ordem:

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \approx \max(u_j, 0) \cdot \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^- + \min(u_j, 0) \cdot \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^+, \quad (3)$$

onde, como exemplo, considerando $i = 1$ e $j = 2$ (isto é, coordenadas x e y respectivamente) temos $\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^- \approx \frac{3u_j - 4u_{j-1} + u_{j-2}}{2\Delta y}$ e $\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^+ \approx \frac{-3u_j + 4u_{j+1} - u_{j+2}}{2\Delta y}$, agora j é o marcador de posição na direção y .

O termo difusivo foi calculado com a aproximação centrada de 2ª Ordem, dada por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] \\ \approx \frac{1}{\Delta x_j^2} [(\mu + \mu_t)_{j+1/2} (u_i^{j+1} - u_i) - (\mu + \mu_t)_{j-1/2} (u_i - u_i^{j-1})], \end{aligned} \quad (4)$$

onde Δx_j é o passo da malha na direção x_j , $u_i^{j\pm 1}$ são as velocidades nos pontos adjacentes na direção x_j e $(\mu + \mu_t)_{j\pm 1/2}$ as viscosidades interpoladas nas interfaces.

A integração do tempo foi calculada com um esquema de Runge-Kutta de 3ª Ordem, conforme:

$$\tilde{u}_i^{n+1} = u_i^n + \frac{\Delta t}{6} (F_i^{n,m} + 4F_i^{n,m} + F_i^{n,m}), \quad (5)$$

sendo \tilde{u} a velocidade não corrigida, n o índice de discretização do tempo e m refere-se às subetapas do Runge-Kutta. Os termos convectivo-difusivo F_i são dados por:

$$F x_i^{n,m} = -u_j^{n,m} \frac{\partial u_i^{n,m}}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho_\Gamma^{n+1}} \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\mu + \mu_t)_\Gamma^{n+1} \frac{\partial u_i^{n,m}}{\partial x_j} \right) + g_i - \frac{\partial (2k^{n+1}/3)}{\partial x_i}. \quad (6)$$

O cálculo do campo de pressão é realizado com base no método de projeção, conforme proposto por Chorin (1968), aplicando-se a equação de Poisson:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} \right) = \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial \tilde{u}_i^{n+1}}{\partial x_i}. \quad (7)$$

A Equação (7) é resolvida utilizando o método do Gradiente Conjugado Precondicionado, de acordo com Shewchuk *et al.* (1994). Na etapa de correção, o campo de pressão obtido é empregado para ajustar o campo de velocidades, segundo:

$$u_i^{n+1} = \tilde{u}_i^{n+1} - \frac{1}{\rho_\Gamma^{n+1}} \frac{\partial P^{n+1}}{\partial x_i}. \quad (8)$$

Neste trabalho, foi aplicado o módulo SuLi-IC, que utiliza um método de captura de interface (*interface-capturing*) com apoio da metodologia *Level Set* (Osher e Sethian, 1988), considerando um escoamento bifásico composto por dois fluidos imiscíveis. Para a discretização espacial do *Level Set*, emprega-se o esquema *Weighted Essentially Non-Oscillatory* (WENO) de 5ª Ordem (Liu; Osher; Chan, 1994), enquanto a integração temporal é realizada por meio do método *Total Variation Diminishing Runge-Kutta* de 3ª Ordem (TVD-RK3) (Gottlieb; Shu, 1998), conforme descrito por Monteiro, Lucchese and Schettini (2019). Os fluidos considerados foram água e ar, com massas específicas de 998 kg/m^3 e $1,204 \text{ kg/m}^3$, respectivamente. A viscosidade dinâmica da água é $1,00798 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, e a do ar é $1,8253 \times 10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{s}$.

A viscosidade total é obtida pela soma da viscosidade cinemática (ν) com a viscosidade cinemática turbulenta (ν_t). Para isso, foi utilizado o modelo de turbulência híbrido *Detached Eddy Simulation* (DES), baseado em Heinz (2020). A viscosidade turbulenta é modelada por:

$$\nu_t = C_\mu k \tau_k, \quad (9)$$

em que C_μ é um parâmetro do modelo, k é a energia cinética turbulenta e τ_k é a escala de tempo de associada à dissipação. A energia turbulenta é representada por:

$$\frac{Dk}{Dt} = 2\nu_t \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij} - \psi_{DES} \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad (10)$$

em que $\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$ é o tensor taxa de deformação, e $\psi_{DES} = \max \left(1, \frac{k^{3/2}}{C_{DES} \Delta_g \varepsilon} \right)$ é o fator de ativação do modelo híbrido, sendo $C_{DES} \approx 0,65$, Δ_g uma escala geométrica associada à malha e $\varepsilon = k/\tau_k$ a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta. A equação do transporte da energia cinética turbulenta foi resolvida aplicando-se os mesmos esquemas numéricos previamente descritos. Maiores detalhes do modelo de turbulência aplicado no SuLi podem ser encontrados em Soares (2024).

Casos Simulados e Procedimento de Análise

Foram realizadas duas simulações numéricas de eventos de enxurradas hipotéticos, variando-se o tempo de crescimento do nível da água até o pico. Esse tempo foi definido como o intervalo entre o início do aumento do nível e sua altura máxima, sendo considerados os tempos de 0 s e 1 s, correspondentes aos Casos 0 e 1, respectivamente. O Caso 0 representa uma condição de cabeça de água (*wall of water*) (Archer et al., 2024), caracterizada pela ocorrência de uma enxurrada de forma abrupta, sem crescimento contínuo até a altura máxima. Já, o Caso 1, representa uma enxurrada bastante severa, com crescimento até o seu pico de 1 segundo, mas que não apresenta uma descontinuidade em sua aparição.

As condições de contorno adotadas foram:

- Entrada ($x = 0$): condição prescrita de velocidade e nível da superfície da água;
- Saída ($x = Lx$): condição de saída livre com aplicação de camada esponja com 1 m de comprimento;
- Paredes laterais ($y = 0$ e $y = Ly$): condição de não deslizamento (*no-slip*); e
- Fundo ($z = 0$ e em cima do obstáculo): condição *semi-slip* baseada na lei logarítmica para escoamento sobre superfícies rugosas, conforme descrito por Soares (2024).

Para o Caso 0, o domínio computacional utilizado possui dimensões de $10\text{ m} \times 2\text{ m} \times 1,6\text{ m}$, nas direções x , y e z , respectivamente, já para o Caso 1 utilizou-se $10\text{ m} \times 2\text{ m} \times 1,2\text{ m}$. A malha computacional cúbica possui 4 cm de aresta, o intervalo de tempo considerado foi de $\Delta t = 2,5 \cdot 10^{-4}\text{ s}$ para o Caso 0 e $\Delta t = 5 \cdot 10^{-4}\text{ s}$ para o Caso 1, e o fenômeno foi representado durante 10 segundos. As simulações representaram um canal trapezoidal isósceles com 0,6 metro de largura de fundo, 0,5 metro de altura e declividade dos taludes de 2,5 m/m. São representadas margens sólidas no interior do domínio por meio da estratégia do Método de Fronteiras Imersas (*Immersed Boundary Method* - IBM) por forçamento direta (*discrete forcing*).

A profundidade inicial do escoamento foi de 0,45 m. O aumento do nível na condição de contorno de entrada foi modelado por uma função linear no tempo para o Caso 1, com valor zero em 0 s e valor máximo em 1 s, mantendo-se até o final da simulação. Para o Caso 0 a altura máxima foi aplicada instantaneamente no tempo 0,5 s e mantida até o final da simulação. A elevação do nível da água foi modulada com perfil achatado aplicado unicamente na calha do canal, com a amplitude máxima de 0,30 m, totalizando 0,75 m de altura do escoamento na situação de enxurrada. A velocidade inicial do escoamento foi de 0,5068 m/s, obtida a partir das equações de escoamento normal, considerando a declividade longitudinal de 0,001 m/m e o coeficiente de Chézy de 34. A velocidade na condição de contorno seguiu a formulação de $u = 1,5\sqrt{g\bar{h}}$, onde \bar{h} é a profundidade hidráulica, para considerar um avanço de onda mais energético do que uma onda gravitacional convencional. Foi considerada uma intensidade turbulenta na condição de entrada de 10%, assim como para a criação dos termos de energia cinética turbulenta.

Para a análise dos resultados, foi realizada uma avaliação qualitativa do desenvolvimento dos diferentes casos, a partir da visualização da propagação da frente de onda ao longo do tempo. Também, foram avaliadas as componentes dos termos da equação de Navier-Stokes ao longo do tempo, para cada caso, no ponto (1,0; 1,0; 0,4) m. Os termos analisados foram os termos de aceleração convectiva, os termos difusivos e os termos de variação de pressão.

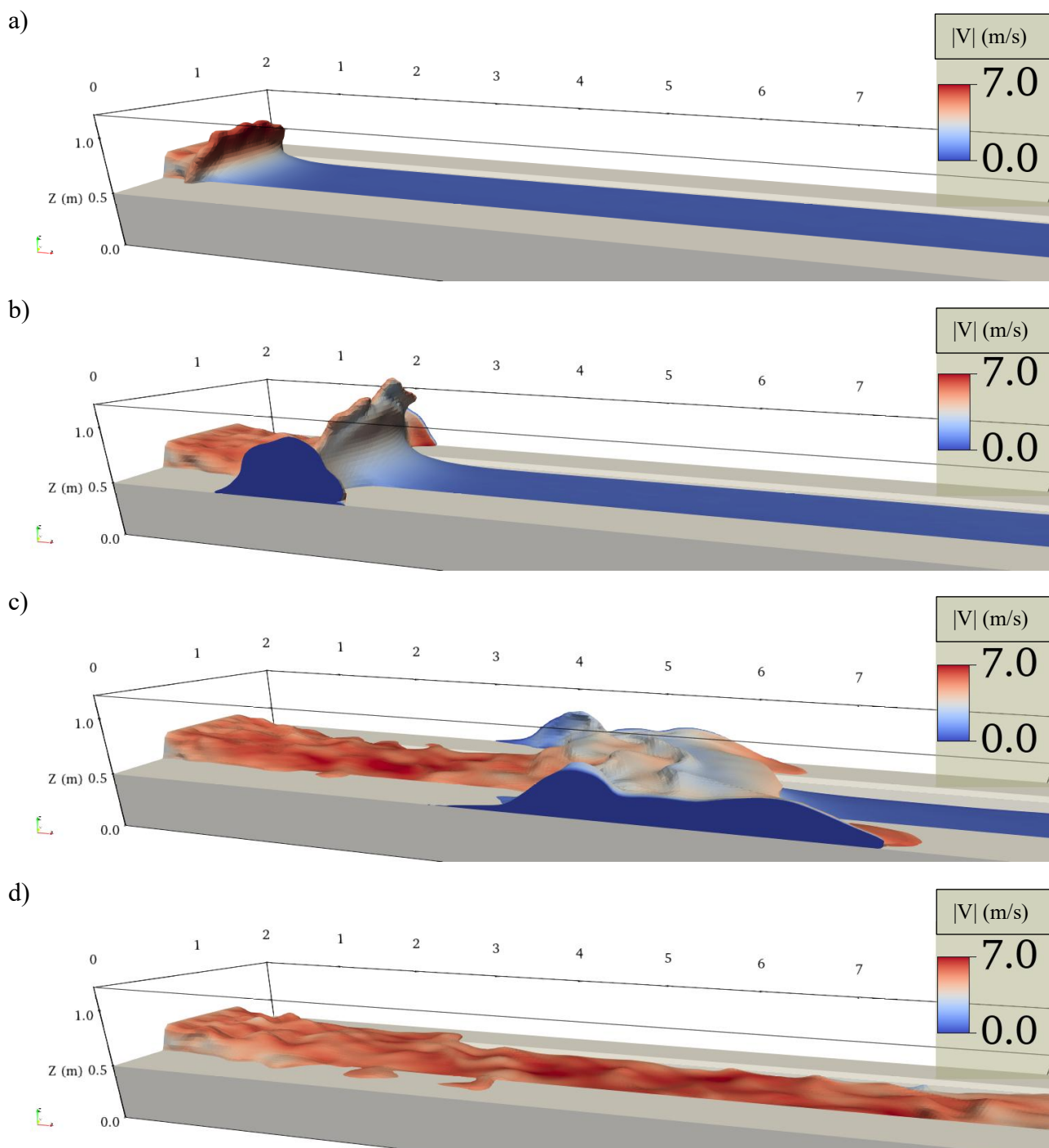
RESULTADOS

É possível observar que no Caso 0 (Figura 1), a chegada abrupta da enxurrada faz com que se crie uma quebra da onda onde a enxurrada inicia, e esta possui velocidade maior do que a do próprio escoamento inicial do rio. A altura da onda atingiu o valor de 1,33 metros, e, ao longo de toda a simulação, ocorre a velocidade máxima de 7,0 m/s. Com o início da enxurrada, a seção transversal por inteira é inundada junto com a cabeça do escoamento abrupto. Posteriormente, o escoamento no canal tem sua velocidade aumentada e grande parte da vazão incrementada pela entrada de água proveniente da enxurrada é admitida pelo próprio canal. Nesta etapa, ocorrem inundações apenas alguns pontos ao longo do canal. Assim, observa-se que a maior inundação ocorreu o início da chegada da onda, e posteriormente foi reduzida expressivamente. A “*wall of water*” não foi mantida na presente simulação, pois as condições iniciais do escoamento estavam muito lentas, fazendo com que esta “parede de água” se quebrasse rapidamente em aproximadamente 3 metros depois do início do domínio.

No Caso 1 (Figura 2), observa-se efeito semelhante ao Caso 0, onde se cria uma onda inicial de maior intensidade, entretanto com menor velocidade do que no Caso 0. A altura da onda atingiu aproximadamente 1,0 metro no tempo de 1,2 s do início da simulação, 25% menor do que no Caso 0. A velocidade máxima do escoamento ao longo de toda a simulação também foi de aproximadamente 7,0 m/s. Novamente a mancha maior de inundação ocorreu com a chegada da enxurrada, e

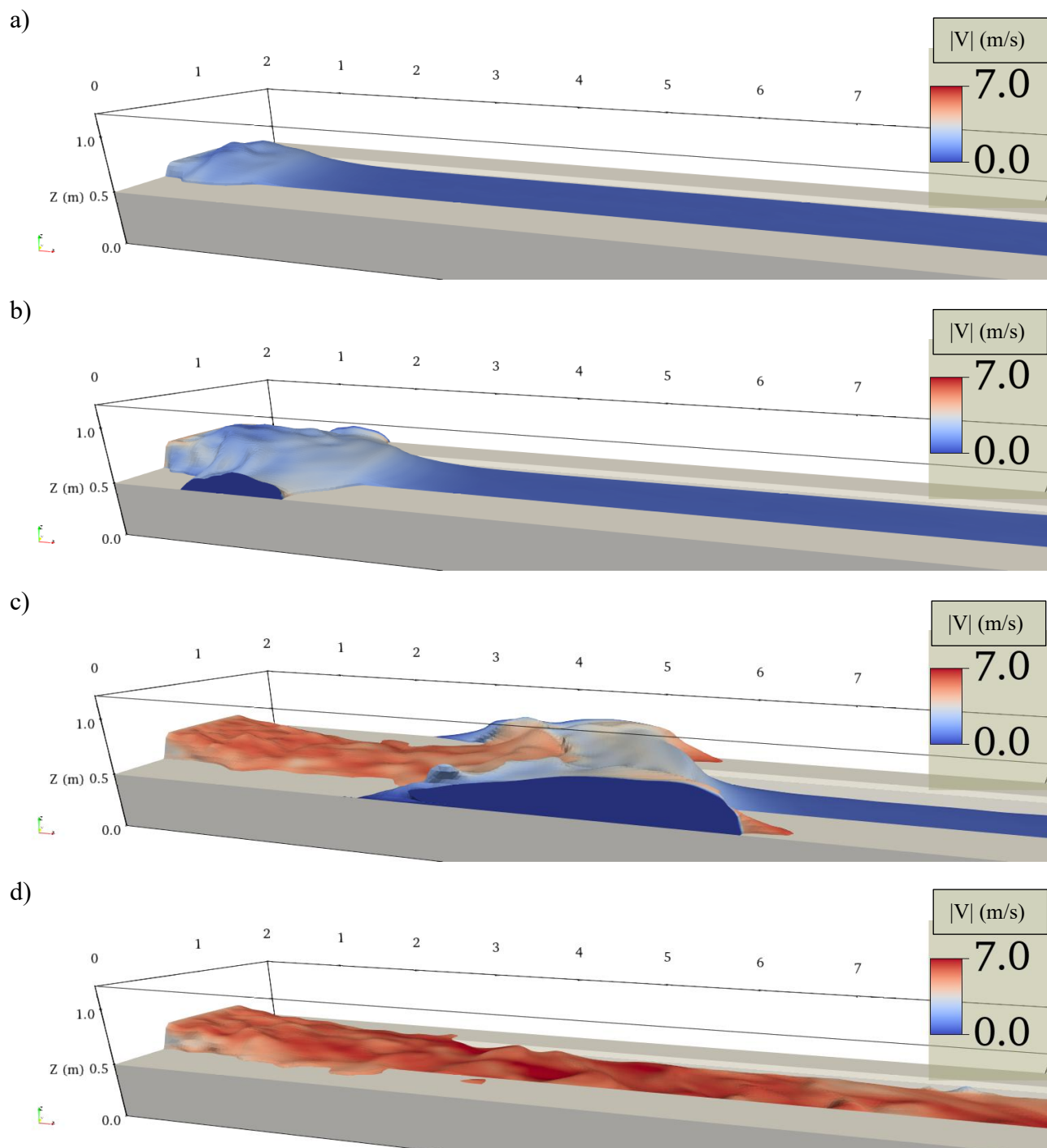
posteriormente o canal admite parte considerável da vazão incrementada. Nota-se que depois que o escoamento se torna permanente, a situação é equivalente ao Caso 0. Observa-se em ambos os casos que após a passagem da enxurrada o escoamento torna-se permanente (Figura 1d e Figura 2d), pois a entrada torna-se constante ao longo do tempo. Assim, os dois casos analisados não apresentam diferenças expressivas entre si depois que a onda se estabiliza, evidenciando que a maior diferença está efetivamente nos primeiros segundos em que a enxurrada avança.

Figura 1 – Representação gráfica do Caso 0 ao longo do tempo a) 0,6 s; b) 1 s; c) 2 s; e) d) 7 s.



Fonte: Os autores, 2025

Figura 2 – Representação gráfica do Caso 1 ao longo do tempo a) 0,6 s; b) 1 s; c) 2 s, e; d) 7 s.



Fonte: Os autores, 2025

Analisando os valores, médias e desvio padrão dos componentes das equações de Navier-Stokes referentes ao termo convectivo, derivada de pressão (Tabela 1) e difusivo, observa-se que **os termos de pressão possuíram destaque relevante nesta análise**, o que evidência da relevância deste termo para os casos com a ocorrência mais abrupta da enxurrada. A componente hidrostática da pressão,

$\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial h}{\partial x}\right)$, para o caso mais abrupto, *i.e.* Caso 0, exerce um efeito de pressão hidrostática na ordem de $0,03 \text{ m/s}^2$ enquanto o valor máximo em absoluto do termo da pressão para cada um dos casos é -265 m/s^2 (Caso 0) e -61 m/s^2 (Caso 1) (Figura 3). Evidencia-se também a criação de pressões negativas bastante elevadas, indicando a possibilidade da criação de cavitação na ocorrência das enxurradas, o que evidencia a relevância das componentes não-hidrostática da pressão.

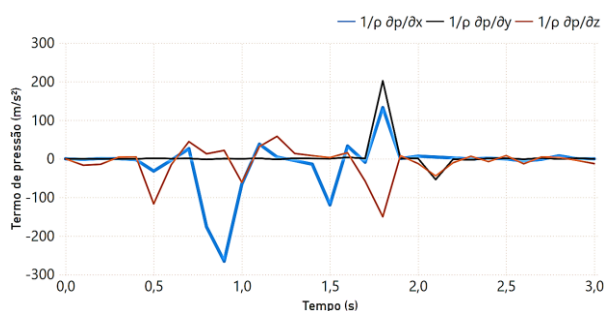
Tabela 1 – Valores médios e desvio padrão dos principais termos convectivos e de pressão.

Termo	Caso 0		Caso 1	
	Média (m/s ²)	Desvio Padrão (m/s ²)	Média (m/s ²)	Desvio Padrão (m/s ²)
$u \frac{\partial u}{\partial x}$	1,1	5,4	1,5	4,0
$w \frac{\partial u}{\partial z}$	-1,2	1,6	-0,8	1,4
$u \frac{\partial v}{\partial x}$	0,5	6,1	-0,6	4,0
$u \frac{\partial w}{\partial x}$	0,0	6,7	0,0	4,6
$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$	-4,5	37,6	-2,9	12,0
$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$	2,5	21,0	0,3	0,9
$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$	-8,9	23,0	-7,1	8,5

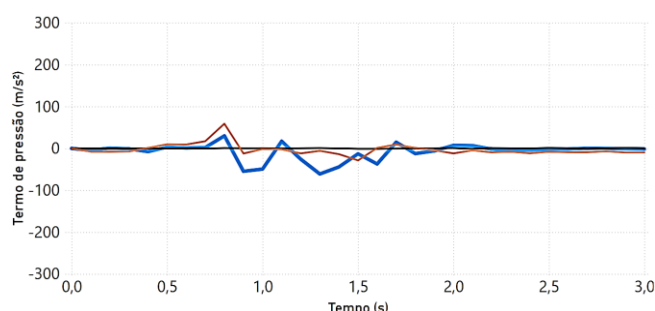
Fonte: Os autores, 2025

Figura 3 – Valores dos termos de pressão ao longo do tempo a cada 0,1 s, para: a) Caso 0 e b) Caso 1.

a) Caso 0



b) Caso 1



Fonte: Os autores, 2025

Os termos convectivos foram mais evidentes, atingindo o valor $27,7 \text{ m/s}^2$ em $u \frac{\partial w}{\partial x}$ para o Caso 0 e $-14,5 \text{ m/s}^2$ para o mesmo termo no Caso 1. Este termo apresentou o maior desvio padrão considerando os termos para os dois casos, evidenciando que a velocidade na direção z tem sua importância devido ao aumento da altura do escoamento com o avanço da enxurrada no início da simulação. O termo $u \frac{\partial v}{\partial x}$ também deve sua relevância, mostrando que mesmo o canal e a entrada do escoamento sendo simétricos no plano $y = 1 \text{ m}$, os efeitos turbulentos apresentaram efeitos tridimensionais relevantes.

Os termos difusivos calculados pelo presente trabalho em ambos os casos apresentaram valores bastante baixos se comparados aos outros termos da equação de Navier-Stokes, com valores máximos na ordem de 10^{-3} m/s^2 e desvio padrão na ordem de 10^{-4} m/s^2 . É importante destacar que os efeitos do modelo de turbulência não foram considerados na análise destes termos, e que o esquema *Upwind* de 2ª Ordem, utilizado para calcular os termos convectivos incrementa efeitos difusivos virtuais no equacionamento. Sendo assim, não foi possível, a partir desta análise identificar os efeitos existentes dos termos difusivos.

CONSIDERAÇÕES FINAIS

O presente trabalho simulou numericamente, utilizando um software de dinâmica dos fluidos computacional, SuLi-IC, duas situações de enxurradas para diferentes tempos de crescimento da onda de cheia. Uma situação representa a enxurrada encontrando o canal de forma instantânea, e uma segunda representa uma enxurrada que leva um segundo para que o seu pico seja atingido. Observou-se que, mesmo que os fenômenos possam parecer semelhantes, os termos de pressão foram bastante variados. Observou-se também distinções consideráveis na elevação máxima atingida pela enxurrada.

Estas simulações ainda possuem limitações como uma malha grosseira para o nível de detalhamento analisado, e se considera a massa específica e a viscosidade como constantes, fato que não ocorre na realidade das enxurradas, que carregam consideráveis volumes de sedimentos. Mais pontos do domínio devem ser analisados, saindo do eixo de simetria de $y = 1 \text{ m}$. De qualquer forma, este estudo teórico traz uma análise que raramente é evidenciada quando se representa este fenômeno por simulações hidrológicas e hidrodinâmicas e pode ser um norte para indicar possíveis novos desenvolvimentos da representação destes fenômenos.

REFERÊNCIAS

- AHMADALIPOUR, A.; MORADKHANI, H. (2019). “*A data-driven analysis of flash flood hazard, fatalities, and damages over the CONUS during 1996 – 2017*”. Journal of Hydrology, 578.
- ARCHER, D.; WATKISS, S.; WARREN, S.; LAMB, R.; FOWLER, H. J. (2024). “*Gauged and historical abrupt wave front floods (‘walls of water’) in Pennine rivers, northern England*”. Journal of Flood Risk Management, 17, pp. 1 – 16.
- ARCHER, D.; FOWLER, H. (2021). “*A historical flash flood chronology for Britain*”. Journal of Flood Risk Management, 14(3).
- BRAUD, I. et al. (2018). “*The challenges of flash flood forecasting. Mobility in the Face of Extreme Hydrometeorological Events 1: Defining the Relevant Scales of Analysis*”. Elsevier, pp. 63 – 88.

- COSTACHE, R.; BUI, D. T. (2020). “*Identification of areas prone to flash-flood phenomena using multiple-criteria decision-making, bivariate statistics, machine learning and their ensembles*”. Science of the Total Environment, 712.
- CRED. (2020). *The human cost of disasters: an overview of the last 20 years (2000-2019)*. UN Office for Disaster Risk Reduction. 28 p.
- GOTTLIEB, S.; SHU, C. W. (1998). “*Total variation diminishing Runge-Kutta schemes*”. Mathematics of Computation of the American Mathematical Society, 67(221), pp. 73 – 85.
- KAISER, M.; GÜNNEMANN, S.; DISSE, M. (2020). “*Providing guidance on efficient flash flood documentation: an application based approach*”. Journal Of Hydrology, [S.L.], v. 581, p. 124466.
- KAYA, C. M.; TAYFUR, G.; GUNGOR, O. (2019). “*Predicting flood plain inundation for natural channels having no upstream gauged stations*”. Journal Of Water and Climate Change, [S.L.], 10(2), pp. 360 – 372.
- KOBAYASHI, K. et al. (2025). “*Reproducing a Flash Flood Using the Rainfall-Runoff-Inundation Model for the Myohoujigawa River Basin in Japan*”. Journal of Flood Risk Management, 18(2).
- KVOČKA, D.; AHMADIAN, R.; FALCONER, R. A. (2017). “*Flood Inundation Modelling of Flash Floods in Steep River Basins and Catchments*”. Water, 9(9), 705.
- LIU, X. D.; OSHER, S.; CHAN, T. (1994). “*Weighted essentially non-oscillatory schemes*”. Journal of Computational Physics, 115(1), pp. 200 – 212.
- MONTEIRO, L. R.; LUCHESE, L. V.; SCHETTINI, E. B. C. (2019). “*Comparison between hydrostatic and total pressure simulations of dam-break flows*”. Journal of Hydraulic Research, 58(5), pp. 725 – 737.
- MONTZ, B. E.; GRUNTFEST, E. (2002). “*Flash flood mitigation: recommendations for research and applications*”, Global Environmental Change Part B: Environmental Hazards, 4(1), pp. 15 – 22.
- OSHER, S.; SETHIAN, J. A. (1988). “*Fronts propagating with curvature-dependent speed: Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations*”. Journal of Computational Physics, 79(1), pp. 12 – 49.
- SENE, K. (2013). “*Flash Floods: Forecasting and Warning*”. Springer Londres, 386 p.
- SHEWCHUK, J. R. et al. (1994). “*An introduction to the conjugate gradient method without the agonizing pain*”. Carnegie-Mellon University, Department of Computer Science, 58 p.
- SILVA, F. A. R. (2022). “*Análise hidrodinâmica de enxurradas por meio de simulação numérica*”. Dissertação de Mestrado do Programa de Pós-graduação em Engenharia Civil da Universidade do Estado de Santa Catarina, 107 p.
- SOARES, B. F. (2024). “*Modelagem de Turbulência de Escoamentos em Canais de Fundo Rugoso*”. Dissertação de Mestrado do Programa de Pós-graduação em Engenharia Civil da Universidade do Estado de Santa Catarina, 97 p.

AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem à Fundação de Amparo à Pesquisa e Inovação do Estado de Santa Catarina (FAPESC), com evidência ao Edital 60/2024, e ao Programa de Bolsas de Iniciação Científica da Universidade do Estado de Santa Catarina pelo apoio financeiro concedido.