

DECAIMIENTO DE LA TURBULENCIA EN RESALTOS HIDRÁULICOS

Martín Romagnoli^a, Andrea Ceretani^a and Margarita Portapila^{a,b}

^a*Centro Universitario Rosario de Investigaciones Hidroambientales, Universidad Nacional de Rosario, Riobamba 245 bis, Rosario, Santa Fe, Argentina, martinr@fceia.unr.edu.ar, ceretani@fceia.unr.edu.ar*
<http://www.fceia.unr.edu.ar/curiham/>

^b*Centro Internacional Franco Argentino de Ciencias de la Información y de Sistemas, CONICET-UNR-UPCAM, 27 de Febrero 210 bis, Rosario, Santa Fe, Argentina, margap@fceia.unr.edu.ar* <http://www.cifasis-conicet.gov.ar/>

Keywords: Turbulencia, resalto hidráulico, régimen uniforme

Abstract. Este trabajo presenta una caracterización numérica del decaimiento de la turbulencia en resaltos hidráulicos de bajo número de Froude. El modelo utilizado está basado en las ecuaciones de Reynolds con un modelo de cierre de viscosidad turbulenta de dos ecuaciones donde la interfaz es determinada empleando una variante del método de volumen de fluido tradicional. Basados en la evolución espacial del balance entre producción y disipación de energía cinética turbulenta, el inicio del régimen uniforme en canales abiertos es identificado a una distancia desde el pie del resalto en torno a 20 veces la diferencia entre los tirantes conjugados. Además, los resultados indican que en posiciones reconocidas generalmente como longitud del resalto, 5 a 8 veces la diferencia entre tirantes conjugados, la producción en la región intermedia representa entre un 40 y 60% de la tasa de disipación. A fines prácticos, de interés en obras hidráulicas, ésto no implica que la longitud del cuenco disipador deba ser considerada igual a 20 veces la diferencia entre los tirantes conjugados. Las dimensiones del cuenco deberán ser determinadas según la calidad del terreno a proteger y acorde a los riesgos que asuma el proyectista.

1 INTRODUCCIÓN

El resalto hidráulico es un flujo permanente rápidamente variado que se produce en la transición entre regímenes de flujo supercrítico a subcrítico. El flujo turbulento en resaltos hidráulicos se caracteriza por la presencia de alta intensidad de turbulencia, macro vórtices, incorporación de aire y una marcada disipación de energía cinética. Diversos investigadores han estudiado el resalto hidráulico dado su importancia como disipador de energía cinética en obras hidráulicas (e.g. Peterka, 1958; Rajaratnam, 1967; McCorquodale, 1986; Ohtsu et al., 1990; Visher and Hager, 1995). Sin embargo, la mayoría de estos trabajos han sido abordados desde el análisis integral utilizando variables globales macroscópicas.

Estudios sobre las características del campo de velocidades del flujo turbulento en resaltos hidráulicos han sido llevados a cabo utilizando tanto técnicas experimentales (e.g. Rouse et al., 1959; Long et al., 1990; Lennon and Hill, 2006; Liu et al., 2004; Mignot and Cienfuegos, 2010; Romagnoli et al., 2010) como numéricas (e.g. Long et al., 1991; Ma et al., 2001; Chippada et al., 1994; Qingchao and Drewes, 1994; Carvalho et al., 2008). Long et al. (1991) y Ma et al. (2001) simularon computacionalmente el flujo turbulento de resaltos hidráulicos sumergidos. En tanto, Chippada et al. (1994); Qingchao and Drewes (1994) y Carvalho et al. (2008), enfocaron sus investigaciones numéricas sobre la estructura del flujo turbulento en resaltos hidráulicos libres. La mayoría de los trabajos numéricos han sido abordados utilizando formulaciones basadas en las ecuaciones de Reynolds (RANS, "Reynolds Averaged Navier Stokes") modelando las tensiones de Reynolds de acuerdo a la hipótesis de viscosidad turbulenta de Boussinesq (Schmitt, 2007).

Este trabajo presenta resultados numéricos de simulaciones computacionales en dos dimensiones del flujo turbulento en resaltos hidráulicos de bajo número de Froude de ingreso:

$$Fr_1 = \frac{U_1}{(z_1 g)^{1/2}},$$

donde g es la aceleración de la gravedad, U_1 es la velocidad longitudinal al ingreso y z_1 el tirante conjugado supercrítico. El objetivo general es caracterizar el decaimiento de la turbulencia en resaltos hidráulicos a través del análisis de la evolución espacial del balance entre producción y disipación de energía cinética turbulenta. A fines prácticos, la caracterización del decaimiento de la turbulencia en resaltos hidráulicos es de interés para el diseño de obras hidráulicas (e.g., obras de restitución aguas abajo de presas).

El modelo utilizado está basado en las ecuaciones de Reynolds con un modelo de cierre de viscosidad turbulenta de dos ecuaciones ($k-\epsilon$ estándar, Jones and Launder, 1972) donde la interfaz es determinada empleando una variante del método volumen de fluido tradicional (VOF, "Volume of Fluid", Hirt and Nicholls, 1981). El código computacional para resolver numéricamente las ecuaciones que se desprenden del modelo pertenece al paquete libre y abierto OpenFOAM (Weller et al., 1998) que se estructura en base al método de volúmenes finitos (Versteeg and Malalasekera, 1995). Los resultados son comparados con datos experimentales.

2 MODELO MATEMÁTICO

En el método VOF convencional (Hirt and Nicholls, 1981), las ecuaciones RANS para fluidos newtonianos e incompresibles, incorporando la hipótesis de viscosidad turbulenta, son resueltas simultáneamente con una ecuación de transporte para una función característica que representa la interfaz:

$$\nabla \cdot \vec{U} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \vec{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{U} \vec{U}) = \nabla \cdot \left\{ (\mu + \mu_t) \left[\nabla \vec{U} + (\nabla \vec{U})^T \right] \right\} - \nabla \cdot \frac{2}{3} k \mathbf{I} - \nabla p + \rho \vec{g}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{U} \gamma) = 0, \quad (3)$$

donde \vec{U} representa el campo de velocidades medias, γ la fracción de volumen, ρ la masa específica, μ la viscosidad dinámica, μ_t la viscosidad turbulenta, k la energía cinética turbulenta, p el campo de presiones medias, \vec{g} la aceleración de la gravedad e \mathbf{I} la matriz identidad.

En este tipo de metodologías ("*volume tracking methods*", Rusche, 2002) la interfaz no es definida como una frontera abrupta ("*sharp boundary*"), sino que se plantea la existencia de una zona de transición donde el fluido es considerado como una mezcla de los dos fluidos a cada lado de la interfaz. La función característica utilizada es la fracción de volumen γ que se define de la siguiente manera:

$$\gamma = \begin{cases} 1 & \text{para un punto dentro del fluido } l \\ 0 < \gamma < 1 & \text{para un punto en la región de transición} \\ 0 & \text{para un punto dentro del fluido } g \end{cases} \quad (4)$$

Utilizando esta función, la masa específica y la viscosidad dinámica están dadas por:

$$\rho = \gamma \rho_l + (1 - \gamma) \rho_g, \quad (5)$$

$$\mu = \gamma \mu_l + (1 - \gamma) \mu_g, \quad (6)$$

donde los subíndices l y g representan los diferentes fluidos.

El presente trabajo emplea una variante similar a la propuesta por Rusche (2002), formulada por OpenCFD (2007), sobre la base de una formulación para dos-fluidos ("*two-fluid*") del modelo VOF convencional utilizando el método de volúmenes finitos. Esta variante introduce un término convectivo adicional en la ecuación de transporte para la fracción de volumen, originado como consecuencia de modelar la velocidad en términos de una media ponderada de las velocidades de los dos fluidos (Beriverović et al., 2009). De este modo, la ecuación de transporte para la fracción de volumen γ es expresada como:

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{U} \gamma) + \nabla \cdot [\vec{U}_r \gamma (1 - \gamma)] = 0, \quad (7)$$

donde $\vec{U}_r = \vec{U}_l - \vec{U}_g$ es definida como "velocidad de compresión".

En comparación con la Eq. (3), el término

$$\nabla \cdot [\vec{U}_r \gamma (1 - \gamma)]$$

aparece como una contribución artificial para la convección de la fracción de volumen. Este término actúa solamente en la interfaz y contribuye significativamente para obtener una mayor resolución (Beriverović et al., 2009), evitando de esta manera la necesidad de utilizar esquemas especiales tales como CICSAM (Ubbink and Issa, 1999).

La ecuación de momentum (Eq. 2) es modificada con el objeto de considerar los efectos de la tensión superficial y de incorporar una simplificación al momento de especificar la condición de contorno para la presión. De este modo, se implementa la formulación propuesta por

Brackbill et al. (1992) para calcular las fuerzas originadas por la tensión superficial a partir de la distribución de la fracción de volumen como:

$$f_\sigma = \sigma \Gamma \nabla \gamma, \quad (8)$$

donde σ es el coeficiente de tensión superficial y Γ es la curvatura de la superficie libre dada por:

$$\Gamma = \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \gamma}{|\nabla \gamma|} \right),$$

y se utiliza una "presión modificada", la cual resulta de sustraer la presión hidrostática de la presión p (Rusche, 2002):

$$p_d = p - \rho \vec{g} \cdot \vec{x}. \quad (9)$$

De esta manera, la ecuación de momentum (Eq. 2) es expresada como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \vec{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{U} \vec{U}) - \nabla \cdot \left\{ (\mu + \mu_t) \left[\nabla \vec{U} + (\nabla \vec{U})^\top \right] \right\} + \nabla \cdot \frac{2}{3} k \mathbf{I} = \\ - \nabla p_d - \vec{g} \cdot \vec{x} \nabla \rho + \sigma \Gamma \nabla \gamma. \end{aligned} \quad (10)$$

El cierre utilizado es un modelo de viscosidad turbulenta dos ecuaciones $k-\epsilon$ estándar (Jones and Launder, 1972):

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{U} k) = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \left[\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} + \mu \right) \nabla k \right] + \frac{\mu_t}{2\rho} \left| \nabla \vec{U} + (\nabla \vec{U})^\top \right|^2 - \epsilon, \quad (11)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{U} \epsilon) = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \left[\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} + \mu \right) \nabla \epsilon \right] + C_1 \frac{\epsilon}{k} \frac{\mu_t}{2\rho} \left| \nabla \vec{U} + (\nabla \vec{U})^\top \right|^2 - C_2 \frac{\epsilon^2}{k}, \quad (12)$$

siendo k es la energía cinética turbulenta por unidad de masa, ϵ su tasa de disipación y

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon}. \quad (13)$$

Las constantes en las Eq. (11) - Eq. (13) toman los valores expresados en la Tabla 1 y están ajustadas a resultados experimentales correspondientes a un amplio rango de flujos turbulentos (capa límite turbulenta, flujos cortantes homogéneos, turbulencia homogénea e isotrópica, flujo turbulento en canales, cañerías, chorros y estelas turbulentas, entre otros) (Launder and Sharma, 1974).

C_μ	C_1	C_2	σ_k	σ_ϵ
0,09	1,44	1,92	1,0	1,3

Table 1: Constantes del modelo $k-\epsilon$ estándar

Finalmente, el sistema de ecuaciones compuesto por Eq. (1), Eq. (7), Eq. (10), Eq. (11) y Eq. (12), se cierra modelando la velocidad de compresión \vec{U}_r según:

$$\vec{U}_r = K \frac{\nabla \gamma}{|\nabla \gamma|}, \quad (14)$$

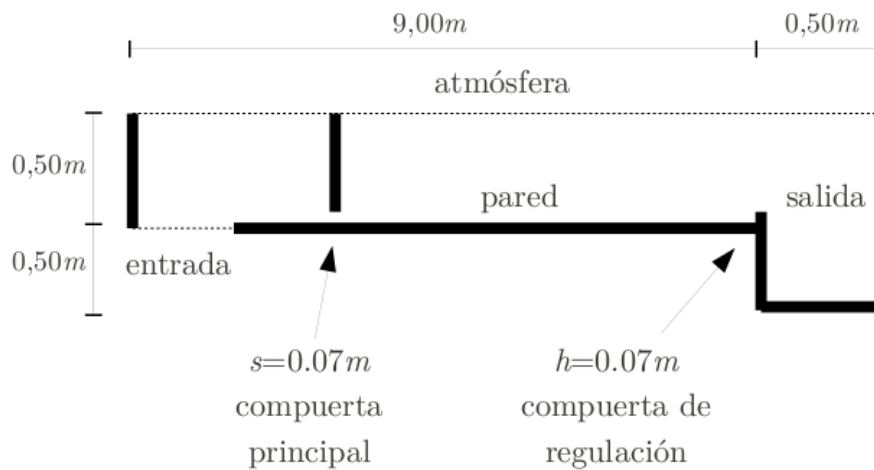


Figure 1: Dominio

donde K es la "magnitud de compresión" (Rusche, 2002). Existen diversas formulaciones para la magnitud de compresión, la empleada en este estudio esta basada en la dirección y magnitud de la máxima velocidad en la interfaz (Berverović et al., 2009).

El dominio utilizado para simular el flujo turbulento de un resalto hidráulico sobre un canal abierto es el que se muestra en la Fig. 1.

Es posible observar que existen cuatro tipos de frontera diferentes, sobre cada una de las cuales se establecen las siguientes condiciones:

Entrada

$$\begin{cases} \vec{U} = (0, 0.0545)^1 \\ k = 1.35 \times 10^{52} \\ \epsilon = 10^{-72} \\ \gamma = 1^3 \\ \frac{\partial p_d}{\partial \vec{n}} = 0 \end{cases}$$

Atmósfera

$$\begin{cases} p + \frac{|\vec{U}|^2}{2g} = 0 \\ \frac{\partial \vec{U}}{\partial \vec{n}} = 0 \\ \frac{\partial k}{\partial \vec{n}} = \frac{\partial \epsilon}{\partial \vec{n}} = \frac{\partial \gamma}{\partial \vec{n}} = 0 \end{cases}$$

Paredes horizontales

$$\begin{cases} \vec{U} = 0^4 \\ \frac{\partial p_d}{\partial \vec{n}} = 0 \\ P = \tau_w \frac{u_\tau}{\kappa z} \\ \epsilon = \frac{u_\tau^3}{\kappa z} \end{cases}$$

¹Determinado de acuerdo al valor del caudal de ingreso.

²Estimada empliando una intensidad de turbulencia de 5%.

³Dado que el fluido que ingresa es agua.

⁴Condición de no deslizamiento.

con una viscosidad ficticia en la pared:

$$\nu_{t\ w} = \nu \left[\frac{z^+ \kappa}{\ln(Ez^+)} - 1 \right], \quad (15)$$

donde $\tau_w = \nu_{t\ w} \partial U / \partial z$ es la tensión de corte en la pared, $u_\tau = C_\mu^{1/4} k^{1/2}$ es la velocidad de corte, κ es la constante de Von Kármán, E un parámetro en función de la rugosidad de la pared ($E = 9,8$ para paredes lisas) y $z^+ = zu_\tau / \nu$.

Paredes verticales Se establecen condiciones similares a las impuestas sobre las paredes horizontales.

Salida

$$\begin{cases} \frac{\partial \vec{U}}{\partial \vec{n}} = 0 \\ \frac{\partial k}{\partial \vec{n}} = \frac{\partial \epsilon}{\partial \vec{n}} = \frac{\partial \gamma}{\partial \vec{n}} = \frac{\partial p_d}{\partial \vec{n}} = 0 \end{cases}$$

Por último, se establecen las siguientes condiciones iniciales en el interior del dominio:

$$\begin{cases} \vec{U} = 0 \\ k = 1.35 \times 10^{-7} \\ \epsilon = 10^{-9} \\ p_d = 0 \end{cases},$$

con un tirante de 0,23m aguas arriba de la compuerta principal.

3 MODELO NUMÉRICO

El modelo numérico utilizado es el propuesto por defecto en el código computacional empleado en este trabajo⁵, el cual pertenece al paquete libre y abierto OpenFOAM (Open Field Operation and Manipulation) (Weller et al., 1998; Jasak et al., 2007; Jasak, 2009) que se estructura en base al método de volúmenes finitos (Versteeg and Malalasekera, 1995; Jasak, 1996).

La Fig. 2 muestra un esquema del dominio utilizado para las simulaciones. A diferencia de la mayoría de las investigaciones numéricas en resalto hidráulico (Chippada et al., 1994; Qingchao and Drewes, 1994; Liu and García, 2008) este dominio incluye la compuerta principal y la zona de canal aguas arriba de la misma. También se considera la compuerta de regulación de niveles en el interior del canal y la zona de descarga al canal de restitución.

Se diseñaron cuatro discretizaciones diferentes del dominio espacial (indicadas como 1, 2, 3 y 4) con el objetivo de analizar la influencia de la densidad de celdas sobre los resultados. La tabla 2 brinda información acerca de la densidad de celdas utilizada en cada caso.

Todas las mallas son estructuradas conformadas por celdas rectangulares. La correspondiente a la discretización 1 presenta una densidad de celdas uniforme, mientras que las demás son no uniformes con mayor densidad de celdas en la zona que comprende la compuerta principal más el resalto hidráulico formado aguas abajo (Fig. 2).

La discretización del dominio temporal consiste en una subdivisión del mismo en una cantidad finita de pasos temporales de longitud constante $\Delta t = 0.001$.

El conjunto de valores que asumen las funciones incógnitas discretizadas sobre el centro de cada celda de la malla es lo que constituye el conjunto de incógnitas del sistema de ecuaciones discretizado en cada paso temporal.

⁵rasInterFoam - OpenFOAM versión 1.4.1

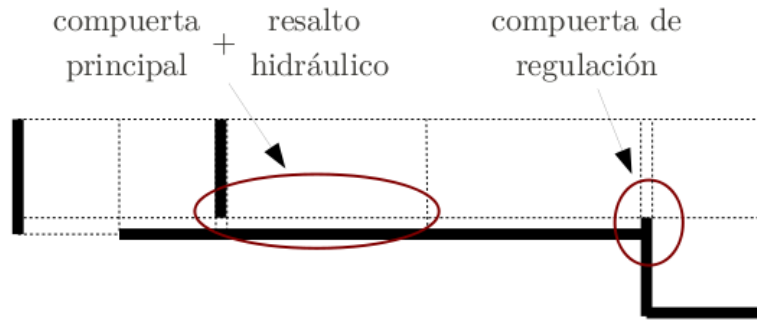


Figure 2: Dominio computacional empleado para las simulaciones

Dominio	Densidad de celdas			
	1*	2	3	4
C	16750	26505	106044	424176

*uniforme

Table 2: Discretización del dominio utilizado en las simulaciones

El código utilizado realiza el trabajo numérico sobre tres dimensiones por lo que se ha realizado una adaptación para simular el problema en dos (OpenCFD, 2002b), sin embargo, en lo que sigue, se explicará brevemente y de manera general la forma en la que se ha discretizado el conjunto de ecuaciones en base a nociones tridimensionales utilizadas en el paquete sobre la siguiente ecuación de transporte:

$$\frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\Phi\vec{U}) = \nabla \cdot (\Lambda\nabla\Phi) + \Phi, \tag{16}$$

siendo Γ una cantidad escalar y Φ una cantidad escalar o vectorial asociadas al flujo. Tras la integración formal sobre un volumen de control (i.e., una celda de la malla) V_P de centro P se obtiene:

$$\int_{V_P} \frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} dV_P + \int_{V_P} \nabla \cdot (\rho\Phi\vec{U}) dV_P = \int_{V_P} \nabla \cdot (\Lambda\nabla\Phi) dV_P + \int_{V_P} \Phi dV_P. \tag{17}$$

El término transitorio $\int_{V_P} \frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} dV_P$ se ha aproximado utilizando un esquema de Euler implícito (OpenCFD, 2002a). Ejemplo de este tipo de términos son las integrales correspondientes a $\frac{\partial\gamma}{\partial t}$ o $\frac{\partial\rho\vec{U}}{\partial t}$ en Eq. (7) y Eq. (10) respectivamente.

Aplicando el teorema de la divergencia, el término convectivo $\int_{V_P} \nabla \cdot (\rho\Phi\vec{U}) dV_P$ se aproximó por:

$$\int_{V_P} \nabla \cdot (\rho\Phi\vec{U}) dV_P = \int_{\partial V_P} d\vec{S} \cdot (\rho\Phi\vec{U}) \approx \sum_{c/c \text{ cara de } \partial V_P} \vec{S}_c \cdot (\rho\Phi\vec{U})_c^6$$

y se han empleado diferentes esquemas de discretización para aproximar $(\rho\Phi\vec{U})_c$ (diferencias central, van Leer y upwind, OpenCFD, 2002a). Las integrales asociadas a $\nabla \cdot \vec{U}$, $\nabla \cdot$

⁶Aquí \vec{S}_c indica al vector normal exterior a la cara c de ∂V_P cuya magnitud coincide con el área de tal cara, y el subíndice c sobre alguna cantidad hace referencia al valor que toma la misma en el centro de la cara c .

$[\vec{U}_r \gamma (1 - \gamma)]$ y $\nabla \cdot (\rho \vec{U} \vec{U})$ en Eq. (1), Eq. (7) y Eq. (10) respectivamente, son ejemplos de este tipo de términos. En particular, el término correspondiente a $\nabla \cdot [\vec{U}_r \gamma (1 - \gamma)]$ se ha aproximado (utilizando un esquema de "interface compression", OpenCFD, 2002a) según:

$$\vec{S}_c \cdot (\vec{U}_r)_c = \min \left\{ C_\gamma \frac{|\Phi_c|}{|\vec{S}_c|}, \max \left\{ \frac{|\Phi_c|}{|\vec{S}_c|} \right\} \right\} \frac{\nabla_c \gamma}{|\nabla_c \gamma + \delta|} \cdot \vec{S}_c,$$

siendo $\Phi_c = \vec{S}_c \cdot \vec{U}_c$ y δ un factor de estabilización que depende de la malla.

Similar tratamiento se utilizó para aproximar el término difusivo $\int_{V_P} \nabla \cdot (\Lambda \nabla \Phi) dV_P$, obteniéndose:

$$\int_{V_P} \nabla \cdot (\Lambda \nabla \Phi) dV_P = \int_{\partial V_P} d\vec{S} \cdot (\Lambda \nabla \Phi) \approx \sum_{c/c \text{ cara de } \partial V_P} \vec{S}_c \cdot (\Lambda_c \nabla_c \Phi),$$

y donde se utilizó un esquema en diferencias central (OpenCFD, 2002a) para aproximar λ_c y un método de gradiente normal a la cara (OpenCFD, 2002a) para $\nabla_c \Phi$. Constituyen ejemplo de este tipo de términos las integrales de $\nabla \cdot \left\{ (\mu + \mu_t) \left[\nabla \vec{U} + (\nabla \vec{U})^T \right] \right\}$ o $\frac{1}{\rho} \nabla \cdot \left[\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} + \mu \right) \nabla k \right]$ en Eq. (10) y Eq. (11) respectivamente.

Por último, el término fuente $\int_{V_P} \Phi dV_P$ se aproximó como:

$$\int_{V_P} \Phi dV_P \approx \Phi_P V_P.$$

Ejemplo de este tipo de términos son los correspondientes a ϵ o $C_2 \frac{\epsilon^2}{k}$ en Eq. (11) y Eq. (12) respectivamente.

Cabe señalar que en las ecuaciones presentadas en el capítulo anterior aparecen términos de la forma $\nabla \Phi$ que no están presentes en la ecuación de transporte (16), como por ejemplo ∇p_d en la Eq. (10). La integral sobre V_P de un tal término fue aproximada también a partir de la aplicación del teorema de la divergencia, obteniéndose:

$$\int_{V_P} \nabla \Phi dV_P = \int_{\partial V_P} d\vec{S} \Phi \approx \sum_{c/c \text{ cara de } \partial V_P} \vec{S}_c \Phi_c,$$

siendo Φ_c aproximado utilizando un esquema de diferencias central (OpenCFD, 2002a).

Finalmente, cada término obtenido tras la integración sobre un paso temporal $[t, t + \Delta t]$ de cada término discretizado de la Eq. (17) fue aproximado empleando un esquema de Euler implícito (OpenCFD, 2002a).

Una vez determinado el sistema de ecuaciones algebraicas que discretiza al sistema de ecuaciones diferenciales, el algoritmo PISO ("Pressure Implicit with Splitting Operators", Issa, 1986) es utilizado para desacoplar presión y velocidad. Posteriormente, para resolver los sistemas de ecuaciones lineales resultantes, se utilizan métodos iterativos de tipo Krylov (Van der Vorst, 2003). Método del gradiente conjugado preconditionado (PCG por sus siglas en Inglés), utilizando un preconditionador diagonal simplificado basado en la factorización incompleta de Cholesky (DIC por sus siglas en Inglés), para matrices simétricas y método del gradiente bi-conjugado preconditionado (PBiCG por sus siglas en Inglés), empleando un preconditionador diagonal simplificado basado en la factorización incompleta LU (DILU por sus siglas en Inglés), para matrices no simétricas (Chen, 2005).

Los cálculos numéricos fueron realizados sobre un computador de cuatro núcleos con una velocidad de proceso igual a 2,33GHz por núcleo y 4GB de memoria de RAM. Técnicas de

computación en paralelo con descomposición del dominio fueron implementadas para acelerar el proceso de cálculo.

4 DATOS EXPERIMENTALES

Las mediciones instantáneas de velocidad en el interior de resaltos hidráulicos libres (Fig. 3) se desarrollaron en el Laboratorio de Hidráulica Aplicada del Instituto Nacional del Agua (LHA-INA) sobre un canal horizontal de sección rectangular con escurrimiento de agua a superficie libre. Sus medidas aproximadas son de $0,65m$ de ancho por $1,00m$ de alto y $12,00m$ de longitud. Las condiciones experimentales escogidas para su simulación computacional se resumen en la Tabla 3:

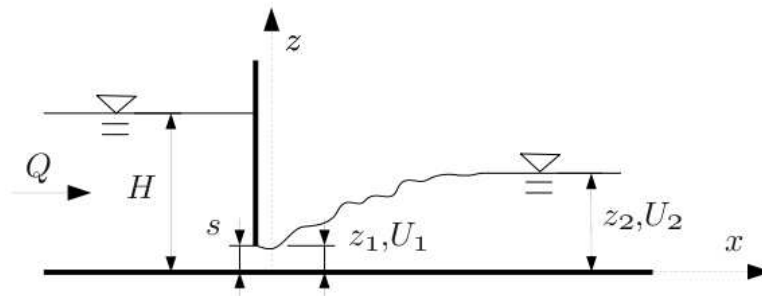


Figure 3: Esquema de un resalto hidráulico libre

$Q[l/s]$	s	$H[m]$	$z_2[m]$	$z_1[m]$	$U_1[m/s]$	Fr_1	Re_1
58,50	0,07	0,23	0,17	0,045	2,01	3,0	9,00e+04

Table 3: Condiciones experimentales simuladas (Q es el caudal, s es la abertura de la compuerta principal, H es el tirante aguas arriba, z_2 es el tirante subcrítico, $z_1 = 0,64s$ es el tirante supercrítico, $U_1 = Q/(z_1B)$ es la velocidad longitudinal al ingreso, B el ancho del canal, $Fr_1 = U_1/(z_1g)^{0,5}$ es el número del Froude, g la aceleración de la gravedad, $Re_1 = U_1z_1/\nu$ el número de Reynolds y ν la viscosidad cinemática del agua).

Las series temporales de velocidad fueron registradas utilizando un Micro ADV sobre el plano vertical central del canal en diferentes posiciones en una distancia que comprende el resalto hidráulico y su transición hacia el régimen uniforme en canales abiertos. La longitud de los registros fue de 8192 muestras adquiridas a una frecuencia de $50Hz$. Se realizó un extenso análisis sobre la influencia del error Doppler y la estrategia de registro en el cómputo de los parámetros turbulentos (Romagnoli et al., 2009). Además, cada resultado experimental es reportado con su correspondiente intervalo de confianza (García et al., 2006; Romagnoli et al., 2010).

5 RESULTADOS

5.1 Decaimiento de la turbulencia

El decaimiento de la turbulencia en resaltos hidráulicos es caracterizado a través del análisis de la evolución espacial del balance entre producción y disipación de energía cinética turbulenta.

Aunque es posible obtener mediante la utilización de ADV datos experimentales de producción:

$$P = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j},$$

donde u es la fluctuación y U es la velocidad media, según Romagnoli et al. (2010) la longitud del intervalo de confianza correspondiente impide un análisis preciso de su evolución espacial. En consecuencia, una alternativa viable es utilizar una herramienta numérica. De esta manera, el término de producción, de acuerdo a la hipótesis de viscosidad turbulenta, es estimado según:

$$P = 2\nu_t S_{ij} S_{ij} = \frac{\mu_t}{2\rho} \left| \nabla \vec{U} + (\nabla \vec{U})^T \right|^2,$$

donde S_{ij} es el tensor de tasa de deformación medio.

La Fig. 4 presenta perfiles verticales de balance entre producción y disipación de energía cinética turbulenta, P/ϵ , en diferentes posiciones $x/(z_2 - z_1)$ desde el inicio del resalto, obtenidos como resultado del modelo.

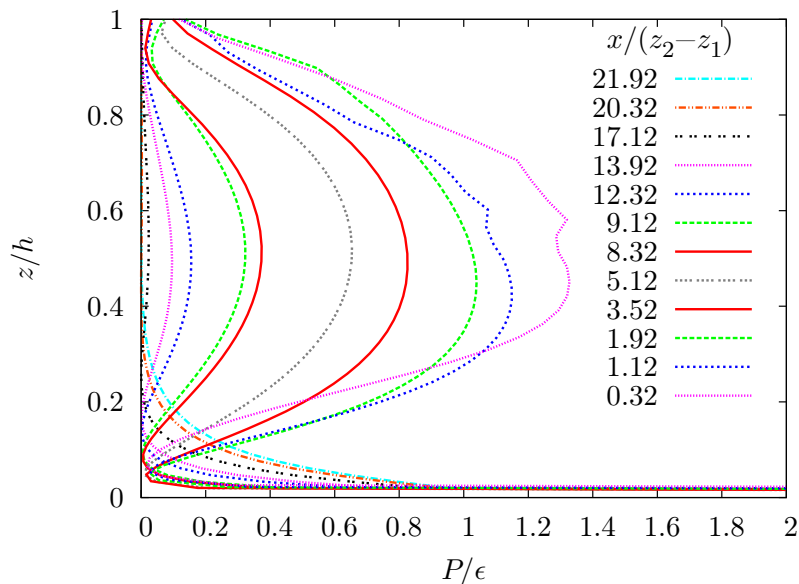


Figure 4: Perfiles verticales de balance entre producción y disipación de energía cinética turbulenta, P/ϵ , en distintas posiciones $x/(z_2 - z_1)$ para un número de Froude $Fr_1 = 3, 0$.

Se puede observar que a partir de una distancia $x/(z_2 - z_1)$ aproximadamente igual a 20 los valores de P/ϵ en la región exterior ($z/h > 0.3$) son prácticamente nulos. De acuerdo a Pope (2000), los valores que asumen el gradiente de velocidad y las tensiones de corte en regiones alejadas de la pared para un régimen uniforme en canales abiertos pueden ser despreciados, ocasionando de esta manera la ausencia de producción.

En consecuencia, a través de esta observación es posible identificar el inicio del régimen uniforme en canales abiertos a una distancia desde el pie del resalto en torno a $20(z_2 - z_1)$.

A idéntica conclusión arriba Romagnoli (2010) basado en un estudio experimental sobre la evolución espacial de de la intensidad de turbulencia longitudinal $\overline{u^2}/U$, donde $\overline{u^2}$ es el valor medio del cuadrado de las fluctuaciones y U es la velocidad media local.

De esta manera, la caracterización del decaimiento de la turbulencia que provee el modelo, en el

sentido de la longitud que abarcan los procesos involucrados, se encuentra acorde a la observada experimentalmente.

Por otro lado, según muestra de la Fig. 4, los perfiles de P/ϵ muestran características similares, presentando sus valores máximos en dos zonas particulares, cerca de la pared y en la región intermedia ($0,3 < z/h < 0,7$). En esta zona los valores de tasa de producción son mayores a los de disipación hasta un valor aproximado de $x/(z_2 - z_1)$ igual a 2. Luego, para distancias $x/(z_2 - z_1)$ mayores, la producción es menor a la tasa de disipación. En este sentido, los valores de producción en posiciones $5 < x/(z_2 - z_1) < 8$, distancia reconocida en la bibliografía generalmente como longitud del resalto (Hager, 1992; Mays, 1999), son aproximadamente 60% y 40%, respectivamente, de la tasa de disipación.

5.2 Comparación de otros parámetros turbulentos con datos experimentales

Los resultados numéricos de superficie libre, velocidad media longitudinal y energía cinética turbulenta son comparados con datos experimentales observados en laboratorio.

La Fig. 5 muestra resultados correspondientes a la superficie libre del resalto comparados con la expresión adimensional citada en la bibliografía basada en resultados experimentales obtenidos por diversos investigadores (Hager, 1992):

$$\frac{(z - z_1)}{(z_2 - z_1)} = \operatorname{tgh} \left(1,5 \frac{x}{L_r} \right),$$

donde z es el tirante en la sección, z_1 y z_2 los tirantes conjugados, x la distancia longitudinal desde el inicio del resalto y L_r es la longitud del rolo:

$$\frac{L_r}{z_1} = -12 + 160 \operatorname{tgh} \left(\frac{Fr_1}{20} \right).$$

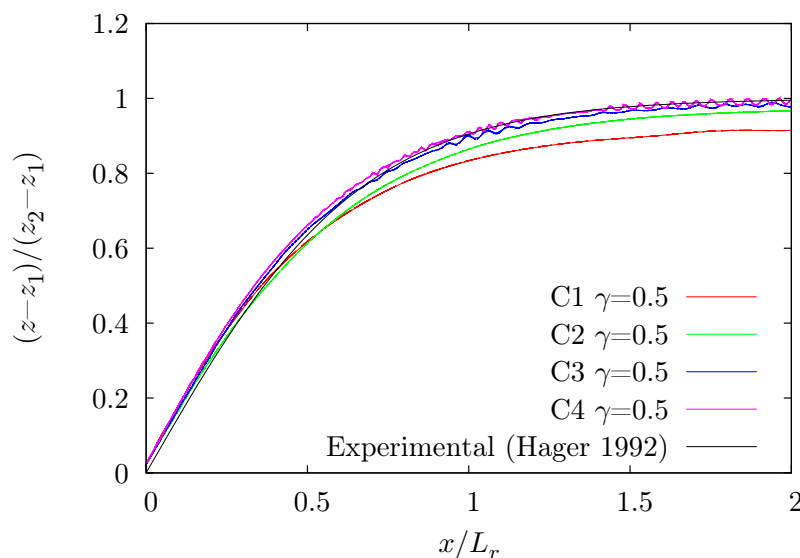


Figure 5: Isocurvas de fracción de volumen $\gamma = 0,5$, representando la superficie libre del resalto hidráulico, comparadas con la expresión de Hager (1992) basada en mediciones experimentales de diversos investigadores. Escorrimento de izquierda a derecha.

De acuerdo a la comparación que muestra la Fig. 5 los resultados correspondientes a las mallas más densas (C3 y C4) proveen una mejor resolución de la superficie libre. Además, es posible observar que sus resultados no presentan una variación apreciable.

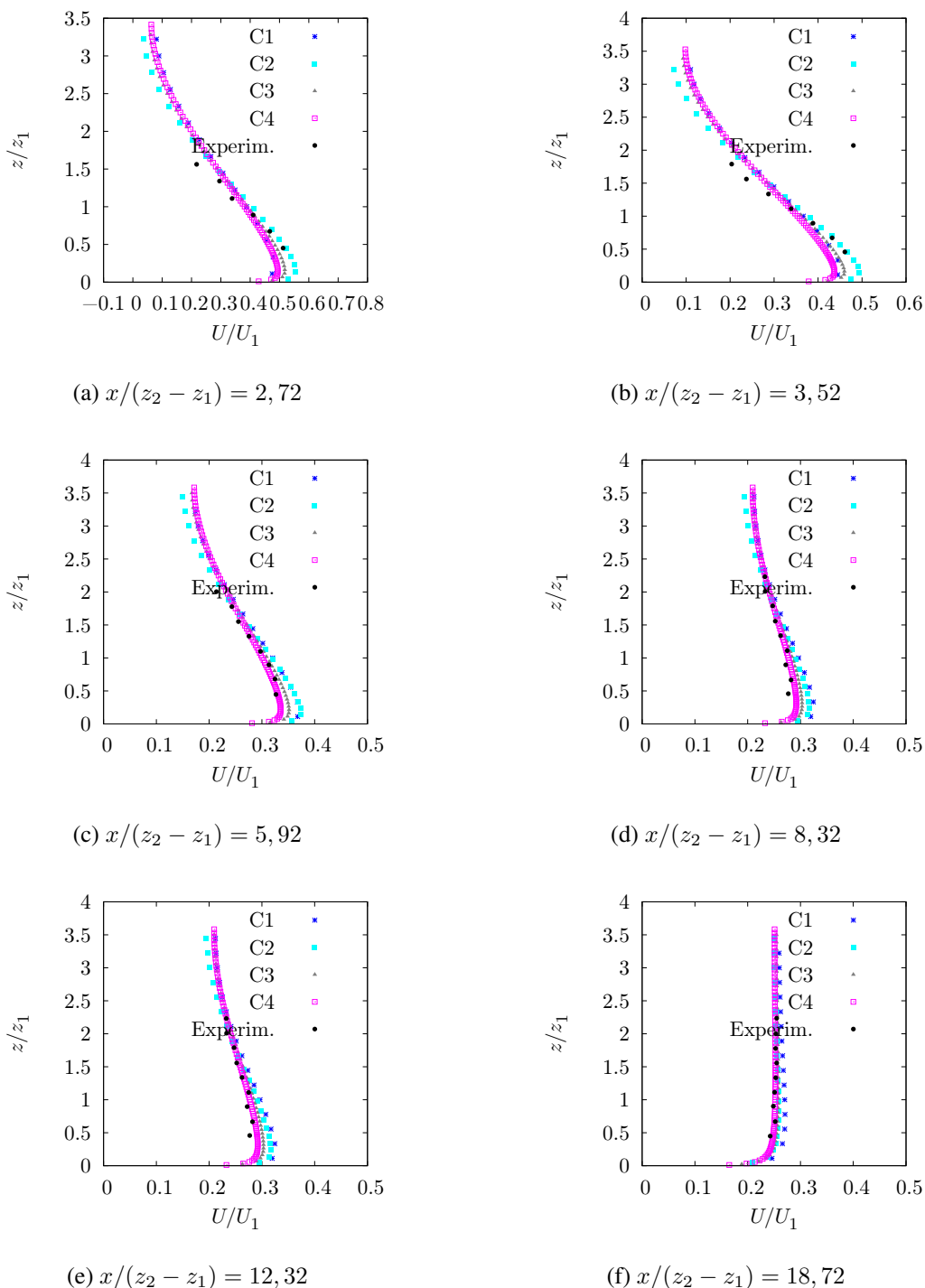


Figure 6: Perfiles verticales de velocidad media longitudinal U en distintas posiciones $x/(z_2 - z_1)$ comparados con los valores experimentales obtenidos con ADV. $Fr_1 = 3,0$.

Las Fig. 6 y Fig. 7 presentan perfiles verticales de velocidad media longitudinal y energía cinética turbulenta, respectivamente, en distintas posiciones desde el inicio del resalto, $x/(z_2 -$

z_1), abarcando el interior del mismo y su transición hacia el régimen uniforme en canales abiertos, comparados con datos experimentales obtenidos en laboratorio. De la observación surge un

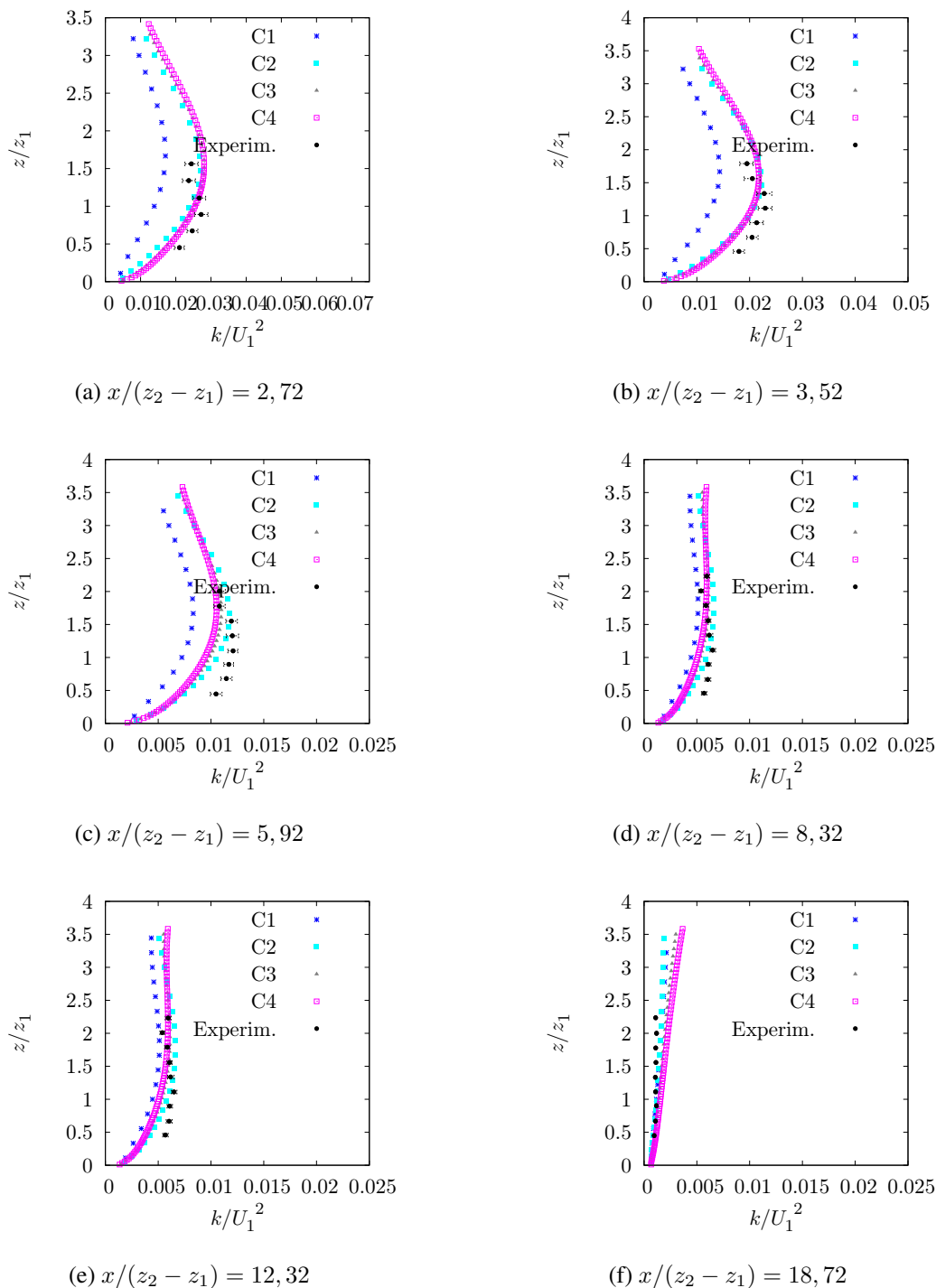


Figure 7: Perfiles verticales de energía cinética turbulenta k en distintas posiciones $x/(z_2 - z_1)$ comparados con los valores experimentales obtenidos con ADV. $Fr_1 = 3, 0$.

buen grado de correlación entre los resultados numéricos y los obtenidos en laboratorio. De la misma forma que para los resultados de superficie libre, las mallas más densas presentan una mejor aproximación a los datos experimentales.

De acuerdo a lo expuesto, además de proveer una longitud del resalto acorde a la obtenida experimentalmente, los resultados de superficie libre, velocidad media longitudinal y energía cinética turbulenta proporcionados por este modelo están de acuerdo con los observados en laboratorio.

6 CONCLUSIONES

Este trabajo caracterizó numericamente el decaimiento de la turbulencia en un resalto hidráulico de bajo número de Froude. El modelo utilizado está basado en las ecuaciones de Reynolds con un modelo de cierre de viscosidad turbulenta de dos ecuaciones ($k-\epsilon$ estándar) donde la interfaz es determinada empleando una variante del método de VOF.

Basados en la evolución espacial del balance entre producción y disipación de energía cinética turbulenta se identificó el inicio del régimen uniforme en canales abiertos a una distancia desde el inicio del resalto en torno a $20(z_2 - z_1)$. En este sentido, los resultados numéricos provistos por el modelo, interpretados para definir la longitud que abarcan los procesos responsables por el decaimiento, se encuentran acorde a los resultados experimentales (Romagnoli, 2010).

A fines prácticos, los valores de producción en la región intermedia ($0,3 < z/h < 0,7$), en posiciones reconocidas generalmente en la bibliografía como longitud del cuenco disipador ($5 < x/(z_2 - z_1) < 8$), varían aproximadamente entre 40% y 60% de la tasa de disipación.

De todas maneras, ésto no implica que la longitud del cuenco disipador deba ser considerada igual a $20(z_2 - z_1)$. Las dimensiones del cuenco deberán ser determinadas según la calidad del terreno a proteger y acorde a los riesgos que asuma el proyectista.

REFERENCES

- Berverović E., Hinsberg N.P., Jakirlić S., Roisman I.V., and Tropea C. Drop impact onto a liquid layer of finite thickness: Dynamics of the cavity evolution. *Physical Review E*, 79, 2009.
- Brackbill J.U., Kothe D.B., and Zemach J. A continuum method for modeling surface tension. *Journal of Computational Physics*, 100:335–354, 1992.
- Carvalho R.F., Lemos C.M., and Ramos C.M. Numerical computations of the flow in hydraulic jumps stilling basins. *Journal of Hydraulic Research*, 46:739–752, 2008.
- Chen K. *Matrix preconditioning techniques and applications*. Cambridge University Press, UK, 2005.
- Chippada S., Ramaswamy B., and Wheeler M.F. Numerical simulation of hydraulic jump. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 37:1381–1397, 1994.
- García C.M., Jackson P., and García M.H. Confidence intervals in the determination of turbulence parameter. *Experiments in Fluids*, 40:514–522, 2006.
- Hager W. *Energy dissipators and hydraulic jump*. Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, 1992.
- Hirt C.W. and Nicholls B.D. Volume of fluid (vof) method for dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39:201–225, 1981.
- Issa R.I. Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of Computational Physics*, 62:40–65, 1986.
- Jasak H. *Error analysis and estimation for the finite volume method with application to fluid flows*. Ph.D. thesis, Imperial College of Science, Technology and Medicine, London, England, 1996.
- Jasak H. Dynamic mesh handling in openfoam. Proceeding of the 47th Aerospace Sciences

- Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Orlando, Florida. 2009.
- Jasak H., Jemcov A., and Tuković Z. Openfoam: A c++ library for complex physics simulations. Proceeding of the International Workshop on Coupled Methods in Numerical Dynamics IUC, Dubrovnik, Croatia. 2007.
- Jones W.P. and Launder B.E. The prediction of laminarization with a two equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15:301–314, 1972.
- Launder B.E. and Sharma B.I. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1:131–138, 1974.
- Lennon J. and Hill D. Particle image velocity measurements of undular and hydraulic jumps. *Journal of Hydraulic Engineering*, 132:1283–1294, 2006.
- Liu M., Zhu D.Z., and Rajaratnam N. Turbulence structure in hydraulic jumps of low froude numbers. *Journal of Hydraulic Engineering*, 130:511–520, 2004.
- Liu X. and García M.H. A 3d numerical model with free water surface and mesh deformation for local sediment scour. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 134:203–217, 2008.
- Long D., Steffler P., and Rajaratnam N. Lda study of flow structure in submerged hydraulic jump. *Journal of Hydraulic Research*, 28:437–461, 1990.
- Long D., Steffler P., and Rajaratnam N. A numerical study of submerged hydraulic jump. *Journal of Hydraulic Research*, 29:207–218, 1991.
- Ma F., Hou Y., and Prinos P. Numerical calculations of submerged hydraulic jumps. *Journal of Hydraulic Research*, 39:1–11, 2001.
- Mays L.W. *Hydraulic Design Handbook*. Mc-Graw-Hill, USA, 1999.
- McCorquodale J. *Hydraulic jumps and internal flows*, volume 2. Gulf Publishing, Houston, 1986.
- Mignot E. and Cienfuegos R. Energy dissipation and turbulence production in weak hydraulic jumps. *Journal of Hydraulic Engineering*, 136(2):116–121, 2010.
- Ohtsu I., Yasuda Y., and Awazu S. Free and submerged hydraulic jumps in rectangular channels. Technical Report 35, Research Institute of Science and Technology, Nihon University, 1990.
- OpenCFD. *Programmer's guide*. Open CFD Ltda., 2002a.
- OpenCFD. *User guide*. Open CFD Ltda., 2002b.
- OpenCFD. <http://www.opencfd.co.uk/openfoam/>, 2007.
- Peterka J. *Hydraulic design of stilling basins and energy dissipators*, volume 25. US Bureau of Reclamation, engineering monograph edition, 1958.
- Pope S. *Turbulent flows*. Cambridge, UK, 2000.
- Qingchao L. and Drewes V. Turbulence characteristics in free and forced hydraulic jumps. *Journal of Hydraulic Research*, 32:877–898, 1994.
- Rajaratnam N. *Hydraulic jumps*. Advances in Hydrosience. Academic Press, New York, 1967.
- Romagnoli M. *Caracterización del flujo turbulento en resaltos hidráulicos libres*. Ph.D. thesis, Universidad Nacional de Rosario, 2010.
- Romagnoli M., García C.M., and Lopardo R.A. Experiencias en la caraterización de la turbulencia en flujos complejos utilizando velocímetros acústicos doppler (adv). Anales del I Simposio sobre Métodos Experimentales en Hidráulica. 2009.
- Romagnoli M., García C.M., and Lopardo R.A. Discussion of energy dissipation and turbulence production in weak hydraulic jumps by e. mignot and r. cienfuegos. *Journal of Hydraulic Engineering*, in press, 2010.

- Rouse H., Siao T., and Nagaratnam S. Turbulence characteristics of the hydraulic jump. *Transaction of ASCE*, 124:926–950, 1959.
- Rusche H. *Computational fluid dynamics of dispersed two-phase flow at high-phase fractions*. Ph.D. thesis, Imperial College of Science, Technology and Medicine, London, England, 2002.
- Schmitt F.G. About boussinesq's turbulent viscosity hypothesis: historical remarks and a direct evaluation of its validity. *C. R. Mecanique*, 335:617–627, 2007.
- Ubbink O. and Issa R.I. A method for capturing sharp fluid interfaces on arbitrary meshes. *Journal of Computational Physics*, 153:26–50, 1999.
- Van der Vorst H.A. *Iterative Krylov methods for large linear systems*. Cambridge University Press, UK, 2003.
- Versteeg H.K. and Malalasekera W. *An introduction to computational fluid dynamics: The finite volume method*. Logman Scientific & Technical, 1995.
- Visher D. and Hager W. *Energy dissipators*. IAHR Monograph Series. A A Balkema, Rotterdam, 1995.
- Weller H.G., Tabor G., Jasak H., and Fureby C. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented technique. *Computers in Physics*, 12:620–631, 1998.