

Sept.

2017

Procesos de Mezcla en Flujos Turbulentos con Técnicas de la Mecánica de Fluidos Computacional (CFD)

Tesis Doctoral

Ignacio J. Moncho Esteve

Directores:

Dr. Guillermo Palau Salvador

Dra. Maria Gasque Albalade

Dr. Pablo González Altozano



UNIVERSITAT
POLITÈCNICA
DE VALÈNCIA



Tesis Doctoral

Procesos de Mezcla en Flujos
Turbulentos con Técnicas de la Mecánica
de Fluidos Computacional (CFD)

Ignacio J. Moncho Esteve

Septiembre 2017

Universitat Politècnica de València (UPV)

Programa de Doctorado en Ingeniería del Agua y
Medioambiental

Directores:

Dr. Guillermo Palau Salvador

*Dpto. de Ingeniería Rural y
Agroalimentaria*

Universitat Politècnica de València

Dra. María Gasque Albalade

*Dpto. de Física Aplicada
Universitat Politècnica de València*

Dr. Pablo González Altozano

*Dpto. de Ingeniería Rural y
Agroalimentaria
Universitat Politècnica de València*



UNIVERSITAT
POLITÈCNICA
DE VALÈNCIA

A mis padres.

“Serenamente contempló fluir el agua del río;
nunca un agua le había gustado tanto como aquella,
nunca había percibido con tal fuerza y nitidez la voz y el sentido alegórico
del agua que fluye. Le pareció que el río tenía algo muy especial
que decirle, algo que él ignoraba todavía y lo estaba esperando...

...sintió un profundo amor por esas aguas huidizas, y en su interior decidió
no abandonarlas muy pronto”

Hermann Hesse (1922)

Agradecimientos

Quisiera agradecer, en primer lugar, a mis directores la dirección de esta Tesis Doctoral. A la Dra. Maria Gasque Albalate, por haber confiado en mí, por su meticulosidad, efectividad y labor científica. Al Dr. Pablo González Altozano, por su ánimo y gran atención, por su positivismo, espíritu crítico y amor por la ciencia. Al Dr. Guillermo Palau Salvador, por apostar por mí y creer que podía conseguirlo; y por su preocupación e infinita paciencia cuando nada parecía tener sentido. Ellos han estado presentes en un camino recorrido durante años, un camino que da cuenta de mis primeros años como investigador. En conjunto, su calidad humana y profesional han supuesto para mí un modelo y ejemplo a seguir; sin su presencia jamás se habría podido llevar a cabo este trabajo de investigación.

A la Dra. Amparo López Jiménez, por su indudable apoyo y colaboración en varias ocasiones. Al Dr. Manuel García Villalba, por su colaboración y por contestar siempre con gran diligencia todos los mails que le envié. Su gran conocimiento de la materia, la exactitud y claridad con la que resolvió mis dudas, sin duda, aportaron seguridad y calidad en el desarrollo de la Tesis. Una especial mención merece D. Luís Hipólito Sanchis, porque algunas de sus ideas arrojaron luz durante el desarrollo de alguno de los modelos.

A Frederik Folke y al Dr. Clemens Chan-Braun, porque representan el inicio de una parte de esta investigación, y por sus valiosas y constructivas sugerencias durante el desarrollo del trabajo.

A los equipos experimentales, la Dra.-Ing. Cornelia Lang y el Dr. Wernher Brevis, y especialmente al Dipl.-Ing. Markus O. Vaas; asimismo al Dr. Koji Shiono y al Dr. Yasu Muto. Su labor supone la otra mitad del trabajo que completa y da sentido al nuestro.

A mis compañeros del “Seminario” de Hidráulica del Dpto. de Ingeniería Rural y Agroalimentaria de la Universitat Politècnica de València. Es muy difícil nombrar aquí a todos aquellos que en algún momento estuvieron ahí a lo largo de estos años, de cuyas conversaciones se aportó directa o indirectamente algo nuevo a la tesis. Sin embargo, es

necesario destacar a la Dra. Mar Violeta Ortega Reig y a la Dra. Esther López Pérez, porque se han convertido en grandes amigas, por haber estado ahí todo el tiempo, por los buenos momentos y discusión de ideas.

Una mención aparte merece Rafael Granell Ruiz, por su interés, compañerismo y consejo. Él estuvo desde los comienzos en mi aventura con la CFD. Nos ayudamos mutuamente en innumerables ocasiones, insuflando ánimo y esperanza en momentos de crisis. Aunque él ya no está con nosotros, siempre estará presente en nuestra memoria y en nuestros corazones.

A todos mis amigos, especialmente a Iván y Alicia por su paciencia y ánimo, siempre a mi lado.

A mi gran familia afectiva, esa que eliges, y que supone para mí una fuente inagotable de aprendizaje y crecimiento personal.

A mi hermana Paula y muy sinceramente a mis Padres, por su apoyo siempre incondicional y creer ciegamente en mí. Ellos son mis grandes maestros en esta vida. Imposible sin ellos.

Con todo el cariño del mundo, a Isa. Por enseñarme la virtud de la humildad y justicia de las cosas. Porque hace que me comprenda mejor a mí mismo. Por ser mi compañera en todo, por animarme, mimarme y cuidarme, por su asombrosa paciencia y comprensión. Indudablemente, el final de este camino ha sido más llevadero gracias a ella.

A todo aquel al que acudí en busca de ayuda y consejo.

Resumen

Los procesos de mezcla están presentes tanto en el campo de la ingeniería hidráulica como en el del medio ambiente y aparecen en infinidad de situaciones que son de gran interés para el ser humano. Los mecanismos que gobiernan estos procesos pueden ser muy diversos y complejos, pudiendo interactuar entre sí. Sin embargo, cuando un fluido tiene un comportamiento turbulento, éste es altamente inestable y tridimensional, modificando en gran medida los otros mecanismos de mezcla. En estos casos, la resolución con métodos clásicos de la mecánica de fluidos puede llegar a ser extremadamente difícil, siendo necesario utilizar aproximaciones o modelos. Por otro lado, en los últimos años, se ha avanzado mucho en las técnicas de simulación numérica, y junto con el aumento de la velocidad y capacidad computacional, la Dinámica de Fluidos Computacional (en inglés Computational Fluid Dynamics, CFD) permite desarrollar simulaciones de estos complejos procesos. Esta Tesis Doctoral está motivada por la importancia de analizar mediante métodos numéricos la física del flujo turbulento en diferentes procesos de mezcla de interés en el campo de la ingeniería hidráulica y la mecánica de fluidos medioambiental. La utilización de modelos concretos, aplicados en casos concretos, permite comprender mejor los procesos de mezcla y ofrece una visión de conjunto y ejemplo de cómo proceder.

Se pretende ilustrar la utilidad y potencialidad de la CFD a través de la aplicación y análisis a cuatro casos concretos, agrupados en dos grupos de procesos de mezcla: los dominados por un chorro turbulento de entrada en un tanque de agua y los dominados por las estructuras turbulentas debidas a la propia geometría curva de los canales meándricos. Los cuatro casos de estudio son: i) procesos de mezcla en tanques de agua potable, ii) influencia del chorro de entrada en la estratificación térmica en tanques de agua caliente, iii) flujo turbulento y mezcla en canales con meandros, y iv) flujo turbulento y mezcla en canales con meandros inundables. El trabajo desarrollado está centrado en un contexto práctico donde, a partir de casos concretos, se buscan los métodos y modelos más adecuados en cada uno de ellos.

A tal efecto, se han desarrollado simulaciones de ensayos llevados a cabo en cada uno de los casos de estudio. Aunque los datos experimentales empleados fueron generados por diferentes equipos de investigación, en todo momento existió una estrecha relación y colaboración con todos los grupos. Dichos datos experimentales sirvieron para validar los modelos y, en conjunto, para estudiar en profundidad el problema. Se emplearon dos técnicas CFD para resolver las ecuaciones de Navier-Stokes que gobiernan el flujo, junto con modelos de turbulencia, dispersión y/o transferencia de calor, según el caso. Para los casos de mezcla por chorro, la técnica empleada fue la URANS (Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes). En los casos de mezcla en meandros, se requirió de la técnica LES (Large Eddy Simulation).

El trabajo en el que se analiza el primero de los cuatro casos muestra un procedimiento para el estudio de dinámica de fluidos de los procesos de mezcla en tanques de agua potable. El procedimiento puede aplicarse en el diseño y mejora de estos elementos mediante la técnica URANS junto con métodos experimentales.

En el segundo caso, las simulaciones URANS en el tanque de agua caliente permitieron determinar la distribución de temperatura en todo el dominio computacional. Además, el modelo, validado con un alto nivel de ajuste, fue desarrollado para el estudio de la influencia de algunas configuraciones de entrada y mejorar el grado de estratificación inicial.

Con el tercer caso de estudio, se ha mostrado la idoneidad de la técnica LES en el estudio en profundidad del flujo y la turbulencia en meandros, incluso habiendo empleado mallas relativamente gruesas. La mayor influencia de los flujos secundarios (resultado de la forma curva del canal) sobre el proceso de mezcla ha podido ser clarificada.

Por último, la técnica LES resultó ser muy eficaz a la hora de ampliar la información disponible sobre el flujo y la turbulencia en meandros con diferentes planos de inundación. Se obtuvo una muy buena concordancia con los datos experimentales, pese al uso de mallas relativamente gruesas. El proceso de mezcla entre el flujo de la inundación y el del meandro ha podido ser observado con mayor claridad.

Resum

Els processos de mescla estan presents tant en el camp de l'enginyeria hidràulica com en el del medi ambient i apareixen en infinitat de situacions que són de gran interès per a l'ésser humà. Els mecanismes que governen aquests processos poden ser molt diversos i complexos, podent interaccionar entre si. No obstant això, quan un fluid té un comportament turbulent, aquest és altament inestable i tridimensional, modificant en gran mesura els altres mecanismes de mescla. En aquests casos, la resolució amb mètodes clàssics de la mecànica de fluids pot arribar a ser extremadament difícil, sent necessari utilitzar aproximacions o models. D'altra banda, en els últims anys, s'ha avançat molt en les tècniques de simulació numèrica, i juntament amb l'augment de la velocitat i capacitat computacional, la Dinàmica de Fluids Computacional (en Anglès Computational Fluids Dynamics, CFD) permet desenvolupar simulacions d'aquests complexos processos. Aquesta Tesi Doctoral està motivada per la importància d'analitzar mitjançant mètodes numèrics la física del flux turbulent en diferents processos de mescla d'interès en el camp de l'enginyeria hidràulica i la mecànica de fluids mediambiental. La utilització de models concrets, aplicats en casos concrets, permet comprendre millor els processos de mescla i ofereix una visió de conjunt i exemple de com procedir.

Es pretén il·lustrar la utilitat i potencialitat de la CFD a través de l'aplicació i anàlisi a quatre casos concrets, agrupats en dos grups de processos de mescla: els dominats per un doll turbulent d'entrada en un tanc d'aigua i els dominats per les estructures turbulentes degudes a la pròpia geometria corba dels canals meàndrics. Els quatre casos d'estudi són: i) processos de mescla en tancs d'aigua potable, ii) influència del doll d'entrada en l'estratificació tèrmica en tancs d'aigua calenta, iii) flux turbulent i mescla en canals amb meandres, i iv) flux turbulent i mescla en canals amb meandres inundables. El treball desenvolupat està centrat en un context pràctic on, a partir de casos concrets, es busquen els mètodes i models més adequats en cadascun d'ells.

A aquest efecte, s'han desenvolupat simulacions d'experiments duts a terme en cadascun dels casos d'estudi. Tot i que les dades experimentals emprats van ser generats

per diferents equips d'investigació, en tot moment va existir una estreta relació i col·laboració amb tots els grups. Aquests dades experimentals varen servir per validar els models i, en conjunt, per estudiar en profunditat el problema. Es van emprar dues tècniques CFD per resoldre les equacions de Navier-Stokes que governen el flux, juntament amb models de turbulència, dispersió i/o transferència de calor, segons el cas. Per als casos de mescla per doll, la tècnica empleada va ser la URANS (Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes). En els casos de mescla en meandres, es va requerir de la tècnica LES (Large Eddy Simulation).

El treball en el qual s'analitza el primer dels quatre casos mostra un procediment per a l'estudi de dinàmica de fluids dels processos de mescla en tancs d'aigua potable. El procediment pot aplicar-se en el disseny i millora d'aquests elements mitjançant la tècnica URANS juntament amb mètodes experimentals.

En el segon cas, les simulacions URANS en el tanc d'aigua calenta van permetre determinar la distribució de temperatura en tot el domini computacional. A més, el model, validat amb un alt nivell d'ajust, va ser desenvolupat per a l'estudi de la influència d'algunes configuracions d'entrada i millorar el grau d'estratificació inicial.

En el tercer cas d'estudi, s'ha mostrat la idoneïtat de la tècnica LES en l'estudi en profunditat del flux i la turbulència en meandres, fins i tot havent emprat malles relativament gruixudes. La major influència dels fluxos secundaris (resultat de la forma corba del canal) sobre el procés de mescla ha pogut ser aclarida.

Per últim, la tècnica LES va resultar ser molt eficaç a l'hora d'ampliar la informació disponible sobre el flux i la turbulència en meandres amb diferents plànols d'inundació. Es va obtenir una molt bona concordança amb les dades experimentals, malgrat l'ús de malles relativament gruixudes. El procés de mescla entre el flux de la inundació i el del meandre ha pogut ser observat amb major claredat.

Abstract

The mixing processes are present in the hydraulics engineering field as well as in the environmental field, and they appear in many different situations that are of great interest for humankind. The mechanisms that rule these processes can be very diverse and complex, these being able to interact with each other. However, when a fluid has a turbulent behavior, it is highly unstable and three-dimensional, modifying greatly the other mixing processes. In these cases, the resolution for the fluid mechanics with classical methods can be extremely difficult, making the use of approximations and models necessary. On the other hand, in the last few years, numerical simulation techniques have advanced a lot, and with the velocity increase and the computational capacity, Computational Fluids Dynamics (CFD) allows the development of simulations of these complex processes. This doctoral thesis is motivated by the importance of analyzing the physics of the turbulent flow by numerical methods in different mixing processes of interest in the field of hydraulics engineering and the environmental fluid mechanics. The use of specific models, applied in specific cases, allows a better understanding of the mixing processes and offers an overview and it is an example of how to proceed.

It is intended to illustrate the utility and potentiality of the CFD through the application and analysis in four specific steps, grouped together in two groups of mixing processes: the ones influenced by a turbulent jet in a water tank, and the ones influenced by the turbulent structures due to the curved geometry of the meander channels. The four studied cases are: i) mixing processes in drinking water storage tanks, ii) inlet influence in the thermal stratification in hot water storage tanks, iii) turbulent flow and mixing in a meandering channel, and iv) turbulent flow and mixing in compound meandering channels. The developed work is focused in a practical context.

To that effect, test simulations on each studied case have been developed. The experimental data is useful for validating the models and, overall, to thoroughly study the problem. Two CFD techniques are used to solve the Navier-Stokes equations, together with turbulence models, dispersion and/or heat transference, depending on the

case. For the jet mixing cases, the chosen technique was the URANS (Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes). In the meander cases the LES (Large Eddy Simulation) technique was required.

The first work shows a procedure for the study of the fluid dynamic in the mixing processes in potable water tanks. The procedure can be applied in the design and improvement of these elements by using the URANS technique together with experimental methods.

In the second case, the URANS simulations in the hot water tank could determine the distribution of the temperature in the whole computational domain. Besides, the model, validated with a high level of adjustment, was developed for the study of the influence of some inlet configurations and to improve the degree of stratification.

With respect to the third study, the suitability of the LES technique has been proved in the thorough study of the flow and the turbulence in meanders, even by using relatively coarse grids. The great influence of the secondary flows (due to the curved shape of the channel) on the mixing process has been clarified.

Finally, the LES technique was very effective upon adding information about the flow and the turbulence in meanders with different flooding levels. A very good consistency with the experimental data was obtained, despite the use of relatively coarse grids. The mixing process between the flooding flow and the meander has been observed with more clarity.

Índice de Contenidos

<i>Agradecimientos</i>	<i>i</i>
<i>Resumen</i>	<i>iii</i>
<i>Resum</i>	<i>v</i>
<i>Abstract</i>	<i>vii</i>
<i>Índice de Contenidos</i>	<i>ix</i>
<i>Índice de Figuras</i>	<i>xiii</i>
<i>Índice de Tablas</i>	<i>xix</i>
<i>Lista de Símbolos</i>	<i>xxi</i>
Capítulo 1 Introducción	1
1.1 Contexto y Justificación de la Investigación	1
1.2 Objetivos de la Investigación	4
1.3 Estructura General de la Tesis.....	5
1.4 Principios del Flujo y Manejo en Tanques de Agua	8
1.4.1 Tanques de Agua Potable	10
1.4.2 Depósitos de Inercia	15
1.5 Principios del Flujo Turbulento en Meandros	22
1.5.1 Meandros en Canales y Ríos	24
1.5.2 Meandros en Canales y Ríos Después de una Inundación.....	29
1.6 Turbulencia y Ecuaciones Fundamentales	32
1.6.1 Ecuaciones Fundamentales de la Mecánica de Fluidos	32
1.6.2 Características de los Flujos Turbulentos	34
1.7 Simulación y Modelado de Flujos Turbulentos	35
1.7.1 Métodos Numéricos Utilizados para CFD.....	36
1.7.2 Métodos Computacionales para Resolver el Flujo Turbulento	37
1.7.3 Técnicas de Modelado. Simplificaciones y Limitaciones	42
PARTE I Flujo y Manejo en Tanques de Agua	47
Capítulo 2 Numerical Simulation of the Hydrodynamics and Turbulent Mixing Process in a Drinking Water Storage Tank	49
2.1 Introduction.....	49
2.2 Experimental Setup and Numerical Method	51
2.2.1 Experimental Case.....	51
2.2.2 Numerical Method.....	53
2.2.3 Mixing Parameters	55
2.2.4 Effect on the Flow for Different Inlet Parameters	56

2.3	Results and Discussion.....	57
2.3.1	Validation of the Numerical Results	57
2.3.2	Hydrodynamics and Mixing Process	58
2.3.3	Sensitivity Analysis of Inlet Parameters.....	62
2.4	Conclusion and Future Research.....	66
Capítulo 3 Simple Inlet Devices and their Influence on Thermal Stratification in a Hot Water Storage Tank.....		69
3.1	Introduction.....	69
3.2	Materials and Methodology	72
3.2.1	Experimental Setup	72
3.2.2	Numerical Method.....	75
3.2.3	Effect on the Stratification of Different Inlet Parameters.....	78
3.3	Results and Discussion.....	82
3.3.1	Validation of the Numerical Results	82
3.3.2	Sensitivity Analysis of Inlet Parameters.....	84
3.4	Conclusions.....	98
PARTE 2 Flujo Turbulento en Meandros.....		101
Capítulo 4 Influence of the Secondary Motions on Pollutant Mixing in a Meandering Open Channel Flow.....		103
4.1	Introduction.....	103
4.2	Flow Configuration	107
4.3	Numerical Model	108
4.4	Results and Discussion.....	111
4.4.1	Stream-wise Flow.....	111
4.4.2	Secondary Motions.....	112
4.4.3	Transverse Mixing.....	115
4.4.4	Quantification of Mixing.....	120
4.4.5	Analysis of Fluctuations.....	123
4.5	Conclusions.....	126
Capítulo 5 A Numerical Study of the Complex Flow Structure in a Compound Meandering Channel.....		129
5.1	Introduction.....	129
5.2	Experimental Cases.....	132
5.3	Numerical Method	134
5.4	Results & Discussion	137
5.4.1	Flow Validation.....	138
5.4.2	Turbulent Kinetic Energy	145
5.4.3	Secondary Flow	151
5.4.4	Bed Shear Stress.....	161

5.5	Concluding Remarks	165
Capítulo 6 Discusión General de Resultados.....		167
6.1	Validación de las Simulaciones.....	168
6.2	Métodos de Modelado de Flujos Turbulentos.....	173
6.3	Simplificaciones y Limitaciones de los Modelos.....	180
6.3.1	Modelo de Lámina Libre	180
6.3.2	Modelo de Capa Límite	181
6.3.3	Modelo del Flujo en Canales	182
6.3.4	Modelo de Flujo Periódico	182
6.4	Discusión General de Flujo y Manejo en Tanques de agua	183
6.5	Discusión General de Flujo Turbulento en Meandros.....	185
Capítulo 7 Conclusiones.....		189
Capítulo 8 Recomendaciones para Líneas de Investigación Futuras.....		193
Referencias Bibliográficas		195

Índice de Figuras

Fig. 1.1 Estructura de la Tesis Doctoral.	7
Fig. 1.2 Imagen de la concentración de un chorro turbulento. De Dahm y Dimotakis (1990), extraído de Pope (2002).	8
Fig. 1.3 Descripción esquemática típica de un tanque de agua potable y las principales variables. Adaptado de Tian y Roberts (2008).	11
Fig. 1.4 Esquema típico de un sistema solar doméstico de agua caliente. Adaptado de Rodríguez (2006).	16
Fig. 1.5 Modelo de meandro con plano de inundación. Adaptado de Muto (1997).	23
Fig. 1.6 Flujo y recirculaciones en una curva de un canal meándrico con lecho natural Adaptado de Blanckaert y De Vriend (2004).	25
Fig. 1.7 Vista general de la estructura del flujo en meandros inundados. (a) Mecanismo de generación del flujo secundario. (b) Contribución de producción de energía turbulenta en la zona de cruce del meandro con el flujo del plano de inundación. Adaptado de Shiono y Muto (1998).	30
Fig. 1.8 Turbulencia que es modelada en comparación con el esfuerzo computacional para cada técnica de CFD.	38
Fig. 1.9 Emisión de vórtices de von Karman alrededor de un cilindro. Fotografía de S. Taneda. Adaptado de Frisch (1995).	42
Fig. 2.1 Top (a) and side view (b) of the experimental case used for the simulations. A_{TE_T} : inlet pipe; B_{TE_T} : outlet pipe.	53
Fig. 2.2 Views of the inlet and outlet structured mesh in the tank (T1 case). (a) top view; (b) perspective view.	55
Fig. 2.3 Salt concentration in the outlet section for T1_1 simulation (continuum line) with the experimental results for T1_1 (dotted lines).	57
Fig. 2.4 Horizontal sections of simulated mean flow results (T1_1 case). Left: contours of mean velocity vector module $\langle U \rangle$. Right: streamlines of mean flow in four different sections in the tank.	59

- Fig. 2.5 Different views at different specific times ($t = 3$ s to $t = 103$ s) of the salt concentration iso-surfaces (1 g l^{-1} ; 0.2 g l^{-1} and 0.1 g l^{-1}) for T1_1 simulation..... 60
- Fig. 2.6 Histogram of tracer concentration C_{Salt} for simulation T1_1 (main axis: histogram of concentration; secondary axis: cumulative histogram of concentration) at different times from the tracer injection..... 61
- Fig. 2.7 Views of the simulated three dimensional mean flow field (T1_1 simulation, T2_1 simulation, T3_1 simulation): streamlines coloured by the mean velocity vector module $\langle U \rangle$ 63
- Fig. 3.1 Experimental setup. $H_T = 1800$ mm; $W_T = 800$ mm; $E_T = 50$ mm; $G_T = 140$ mm; $J_T = 42$ mm. TC: thermocouple in the central tank zone; TL: thermocouple in the lateral tank zone. 73
- Fig. 3.2 Views of the mesh of the computational tank. (a) Top view of the tank. (b) Detail of the contact surfaces throughout the various materials. (c) View of the outlet elbow..... 77
- Fig. 3.3. Details of the mesh in the entrances of the computational tank. (a) View of the E1 inlet elbow. (b) View of the D1 inlet diffuser (the mesh used for D1 was the same as for D2). (c) View of the E2 inlet elbow. (d) View of the E3 inlet elbow. 79
- Fig. 3.4 Validation of the numerical results. Evolution of the water temperature in the central zone TC depending on dimensionless time t^* , determined experimentally and estimated from the CFD model. (a) E1-H case (b) E1-L case (c) D1-H and (d) D1-L case. Temperature was normalized with T_{in} 82
- Fig. 3.5 Normal (a) and tangential (b) velocity in XZ-profile on the section plane of the nozzle tip of upper elbow (inflow) for simulations E1-H, E2-H and E3-H. ... 85
- Fig. 3.6 Contours of the velocity vector module U and streamlines of flow in a middle vertical section near the inlets for the high inflow simulated cases (E1-H, E2-H, E3-H, D1-H and D1-H) at $t = 17$ min..... 86
- Fig. 3.7 Details of the distribution of temperatures for four of the simulated inlet devices at $t^* = 0.6$ (60% of V_t replaced). Temperature contours are presented in the symmetrical XZ-plane. (a) high inflow (E1-H, E2-H, E3-H and D1-H). (b) low inflow (E1-L, E2-L, E3-L and D1-L)..... 89

- Fig. 3.8 Evolution of the dimensionless water temperature in the central zone TC depending on dimensionless time t^* . Top (high inflow): **(a)** simulations E1-H, E2-H and E3-H; **(b)** simulations D1-H and D2-H. Bottom (low inflow): **(c)** simulations E1-L, E2-L and E3-L; **(d)** simulations D1-L and D2-L. 92
- Fig. 3.9 Temperature profiles in the central region (TC probe) for four of the simulated inlet devices at $t^* = 0.6$ (60% of V_t replaced). **(a)** high inflow (E1-H, E2-H, E3-H and D1-H). **(b)** low inflow (E1-L, E2-L, E3-L and D1-L). Thermocline is estimated in each case with a θ between 0.14 and 0.86. 93
- Fig. 3.10 Evolution of the thermal storage efficiency as proposed by (Chan et al., 1983) during the charge period (120% V_t replaced) depending on dimensionless time t^* . Top (high inflow): **(a)** simulations E1-H, E2-H and E3-H; **(b)** simulation D1-H. Bottom (low inflow): **(c)** simulations E1-L, E2-L and E3-L; **(d)** simulation D1-L. 96
- Fig. 4.1 Computational domain. **(a)** sketch of the meander used in the experiments (adapted from (Chang, 1971)). **(b)** Top: detail of the grid used in the LES in the left half of a cross-section. Bottom: view of the grid and the three scalar injections; every 4th grid line is shown. 108
- Fig. 4.2 **(a)** depth-averaged mean stream-wise velocity distribution \bar{u}^h along the meander normalized with the bulk velocity U_s . **(b)** comparison of the \bar{u}^h normalized by U_s with experimental data at selected locations. 111
- Fig. 4.3 Mean secondary flow vectors in different cross-sections along the meander normalized by the bulk velocity U_s 113
- Fig. 4.4 Depth-averaged mean concentration \bar{C}^h distribution along the meander. **(a)** S1 (released at $x/h = 4.18$, $y/h = 0.5$ and $z/h = 0.45$); **(b)** S2 (released at $x/h = 4.18$, $y/h = 0.5$ and $z/h = 2.23$); and **(c)** S3 (released at $x/h = 4.18$, $y/h = 0.5$ and $z/h = 4.01$). 115
- Fig. 4.5 Depth-averaged mean concentration \bar{C}^h profiles for the three release locations normalized with the local mean concentration \bar{C}^s . Comparison with experimental data at locations: S1 (released at $x/h = 4.18$, $y/h = 0.5$ and

- $z/h = 0.45$), S2 (released at $x/h = 4.18$, $y/h = 0.5$ and $z/h = 2.23$) and S3 (released at $x/h = 4.18$, $y/h = 0.5$ and $z/h = 4.01$). 118
- Fig. 4.6 Mean concentration $\langle C \rangle$ fields normalized with the area-weighted average of the mean concentration C_A in 7 different planes along the meander. Left, S2; middle, S3; and right, S1. 119
- Fig. 4.7 Mixing coefficient for the three scalar releases. Symbols correspond to the experimental data of (Chang, 1971) and lines correspond to the present data. *Red*, S1. *Blue*, S2. *Black*, S3. 122
- Fig. 4.8 (a) profiles of half-section S normalized with the flow area A_s ($A_s = h \cdot b$) as a function of x for the three tracer injections. (b) profiles of maximum concentration C_{max} as a function of x for all tracer injections. *Red*, S1. *Blue*, S2. *Black*, S3. 123
- Fig. 4.9 (a) contours of the instantaneous stream-wise velocity u in different cross-sections normalized by the bulk velocity U_s . (b) instantaneous secondary flow vectors normalized by the bulk velocity U_s . (c-e) instantaneous concentration C fields normalized with the area-weighted average of the mean concentration C_s . *Left*, Section 9A; *middle*, Section 9C; and *right*, Section 10A. 124
- Fig. 4.10 Root mean square concentration fluctuations C^{rms} fields normalized with the area-weighted average of the mean concentration C_s in 7 different planes along the meander. *Left*, S2; *middle*, S3; and *right*, S1. 125
- Fig. 4.11 (a) profiles of half section S_{rms} normalized with the cross-sectional area A_s ($A_s = h \cdot B$) as a function of x for the three tracer injections. (b) profiles of maximum root mean square concentration fluctuations C_{max}^{rms} as a function of x for all tracer injections. *Red*, S1. *Blue*, S2. *Black*, S3. 126
- Fig. 5.1 (a) Set-up of the experimental flume. (b) Meandering channel configuration for the test section. Adapted from Muto (1997). 133
- Fig. 5.2 Detail of the grids in a cross section of the compound meander used in the LES simulations. (a) Bankfull case, (b) $Dr = 0.15$ case and (c) $Dr = 0.50$ case. 136

Fig. 5.3 Mean streamwise velocity $\langle u \rangle / U_s$ in the Bankfull (Left: LES simulation; Right: experimental measurements by Muto (1997)). 139

Fig. 5.4 Mean streamwise velocity $\langle u \rangle / U_s$ in the $Dr = 0.15$ (Left: LES simulation; Right: experimental measurements by Muto (1997)). 140

Fig. 5.5 Mean streamwise velocity $\langle u \rangle / U_s$ in the $Dr = 0.50$ (Left: LES simulation; Right: experimental measurements by Muto (1997)). 141

Fig. 5.6 Mean flood flow angle (deg) to meandering channel with depth variation for $Dr = 0.50$, (a) $y/h = 0.56$. (b) $y/h = 2.55$ 144

Fig. 5.7 Turbulent kinetic energy k normalized with the u_*^2 in the Bankfull (Left: LES simulation; Right: experimental measurements by Muto (1997)). 146

Fig. 5.8 Turbulent kinetic energy k normalized with the u_*^2 in the $Dr = 0.15$ (Left: LES simulation; Right: experimental measurements by Muto (1997)). 148

Fig. 5.9 Turbulent kinetic energy k normalized with the u_*^2 in the $Dr = 0.50$ (Left: LES simulation; Right: experimental measurements by Muto (1997)). 149

Fig. 5.10 Turbulent kinetic energy k normalized with the u_*^2 in a horizontal plane ($z/h = 0.9$) of the meandering channel. Top: $Dr = 0.50$ case, middle: $Dr = 0.15$ and bottom: Bankfull. 151

Fig. 5.11 Mean secondary flow vectors in the Bankfull (Left: LES simulation; Right: experimental measurements by Muto (1997)). 153

Fig. 5.12 Mean secondary flow vectors in the $Dr = 0.15$ (Left: LES simulation; Right: experimental measurements by Muto (1997)). 154

Fig. 5.13 Mean secondary flow vectors in the $Dr = 0.50$ (Left: LES simulation; Right: experimental measurements by Muto (1997)). 156

Fig. 5.14 Generation of secondary flow. (a) $Dr = 0.15$ case. (b) $Dr = 0.50$ case. 158

Fig. 5.15 3D stream traces of the mean flow coloured with the normalized turbulent kinetic energy $k / (u_*^2)_{sim}$ for $Dr = 0.15$ case. 159

Fig. 5.16 3D stream traces of the mean flow coloured with the normalized turbulent kinetic energy $k / (u_*^2)_{sim}$ for $Dr = 0.50$ case. 159

Fig. 5.17 Streamlines of mean flow near the outer side of the meander channel. (a) $Dr = 0.15$ case. (b) $Dr = 0.50$ case.....	161
Fig. 5.18 Normalized bed shear stress $\tau (\langle \tau_w \rangle / \tau_t)$ for LES simulation: Bankfull case.	163
Fig. 5.19 Normalized bed shear stress $(\langle \tau_w \rangle / \tau_t)$ for LES simulation: $Dr = 0.15$ case.	164
Fig. 5.20 Normalized bed shear stress $(\langle \tau_w \rangle / \tau_t)$ for LES simulation: $Dr = 0.15$ case.	164
Fig. 6.1 Planos de contornos de módulo de velocidad variable U para la simulación T1_1.	175
Fig. 6.2 Vistas de los contornos de fluctuaciones de presión para el caso c1 en el tramo recto del meandro junto con la salida de la primera curva y entrada de la siguiente.	188

Índice de Tablas

Table 2.1 Inlet orientation and hydraulics jet parameters of the cases for the simulated tank.....	53
Table 2.2 Mixing parameters for the preliminary model (T1_1) and the two proposals for the horizontal inlet angle (T2_1 and T3_1).	64
Table 2.3 Mixing parameters for the preliminary model (T1) and the simulated inflows.	65
Table 3.1 Experimental trials conducted for validating the simulations.....	74
Table 3.2. Inlet device and hydraulic inlet parameters for all simulated cases.....	80
Table 3.3 Range of error rates of the validation cases for the 24 thermocouples into the tank.	83
Table 5.1 Meander parameters for tested channel.	134
Table 5.2 Hydraulic conditions of the experiments of Muto (1997) selected for the LES simulations.....	134
Table 5.3 Computational grids for the simulated cases.	135
Table 5.4 Grid sizes in terms of wall units near the wall (Δy^+ and Δz^+) and maximum grid sizes in stream-wise direction (Δz^+).	137
Tabla 6.1 Datos más relevantes de la validación de las simulaciones de la presente Tesis.....	170

Lista de Símbolos

a	Vector de área de celda	
A_T	Distancia de la entrada a esquina de tanque experimental	mm
A_s	Área total transversal del canal	m^2
A_c	Área de cara de una celda	m^2
b	Anchura del meandro	m
B	Anchura total del canal	m
B_T	Distancia menor de la salida a esquina de tanque experimental	mm
B_w	Anchura curva de meandro	m
c	Calor específico	$J K^{-1} kg^{-1}$
c_{fg}	Calor específico de la fibra de vidrio	$J K^{-1} kg^{-1}$
c_{st}	Calor específico del acero	$J K^{-1} kg^{-1}$
C	Concentración instantánea	$kg \cdot m^{-3}$
C_T	Longitud interior de conducto de entrada experimental	mm
C_A	Concentración media de la sección	$kg \cdot m^{-3}$
C_{max}	Concentración máxima	$kg \cdot m^{-3}$
C_{max}^{rms}	Raíz cuadrada media máxima de las fluctuaciones de C	$kg \cdot m^{-3}$
C_s	Coefficiente de modelo de SGS	-
C_{Salt}	Concentración de sal	$g \cdot L^{-1}$
C_v	Coefficiente de variación según Chang (1971)	-
\bar{C}^h	Concentración media en profundidad	$kg \cdot m^{-3}$
\bar{C}^s	Concentración media local	$kg \cdot m^{-3}$
C^{rms}	Raíz cuadrada media de las fluctuaciones de concentración	$kg \cdot m^{-3}$
$\langle C \rangle$	Concentración media temporal	$kg \cdot m^{-3}$
d	Diámetro del orificio de entrada a un tanque de agua	m

D_m	Coefficiente de difusión molecular	$m^2 \cdot s^{-1}$
COV	Coefficiente de variación	-
D_r	Profundidad relativa: $(H_c - h)/H_c$	-
D_T	Longitud del difusor experimental	mm
e	Doble de la amplitud de onda del meandro	-
E	Energía total	J
E_T	Distancia menor de la entrada al suelo del tanque	mm
$E(\kappa)$	Espectro de energía de Kolmogorov	
f	Función de amortiguamiento del SGS	
f_g	Vector de fuerza por efectos convectivos	N
F_d	Número de Froude densimétrico	-
Fr	Número de Froude	-
g	Gravedad	$m \cdot s^{-2}$
G	Gradiente de velocidad	s^{-1}
G_T	Distancia entre codo y difusor en el depósito de inercia	mm
GCI	Grid convergence index	%
h	Profundidad del meandro	m
H_c	Profundidad de la lámina libre del meandro	m
H	Entalpía total	J
H_T	Profundidad del tanque experimental	mm
I	Matriz identidad	
J_T	Distancia entre termopares laterales y lateral del depósito	mm
k	Energía cinética turbulenta	$m^2 \cdot s^{-2}$
l	Longitud de escala	m
L	Longitud del meandro	m
L_c	Longitud de escala característica	m
L_{co}	Longitud de la zona recta del meandro	m
L_T	Dimensión longitudinal del tanque experimental	mm
L_w	Longitud de onda del meandro	m
M	Momento de flujo del chorro de entrada	$m^4 \cdot s^{-4}$
MI	Índice de Morril	-

MSE	Error cuadrático medio	K^2
n	Distancia del centro de la celda de la malla a la pared	m
n	nº de observaciones en un punto específico a lo largo del tiempo	
N	Número de celdas de malla	-
p	Presión	$N \cdot m^{-2}$
Δp	Caída de presión	Pa
$\langle p \rangle$	Presión media temporal	N/m^2
p'	Fluctuación de presión	N/m^2
\bar{p}	Presión filtrada	$N \cdot m^{-2}$
P_c	Perímetro mojado	m
P	Poder de mezcla	W
Pe	Número de Peclet	-
q''	Vector de flujo de calor	
Q	Caudal	$m^3 \cdot s^{-1}$
Q_c	Ratio de emisión de calor debido a reacciones químicas	$J \cdot m^{-3} \cdot s^{-1}$
Q_{in}	Caudal de entrada al tanque	$L \cdot min^{-1}$
Q_r	Ratio de emisión de calor debido a radiación	$J \cdot m^{-3} \cdot s^{-1}$
r_c	Radio central de curva del meandro	°
r_i	Radio interno de curva del meandro	°
r_o	Radio externo de curva del meandro	°
R	Radio hidráulico $R = A_w/P_c$	m
Re	Número de Reynolds	-
RE	Error relativo	-
Re_{jet}	Número de Reynolds en la sección del difusor del chorro	-
$RMSE$	Raíz cuadrada del error cuadrático medio	K
s	Sinuosidad	-
S	Sección media de la concentración	m
S_i	Pendiente de energía	
S^{rms}	Sección media donde $C^{rms} > 0.5 C_{max}^{rms}$	m

S_0	Pendiente longitudinal (tg α)	$\text{m}\cdot\text{m}^{-1}$
$ \bar{S} $	Tensor de velocidad característico	s^{-1}
S_{ij}	Tensor de velocidad de deformación	s^{-1}
\bar{S}_{ij}	Tensor de esfuerzos resuelto	s^{-1}
SMD	Deficiencia de mezcla espacial	-
t	Tiempo	s
t_{10}	Tiempo necesario para que el primer 10% del fluido	s
t_{ct}	Tiempo de carga del depósito	min
t_m	Tiempo de mezcla	s
t_r	Tiempo de residencia	s
t^*	Tiempo adimensional	
T	Temperatura	K
T_{avg}	Temperatura media del agua del depósito	K
T_{amb}	Temperatura Ambiente	K
T_i	Valor simulado de T en cada i th paso de tiempo experimental	K
\hat{T}_i	Valor experimental de T en cada i th paso de tiempo experimental	K
T_{in}	Temperatura de la entrada	K
T_0	Temperatura inicial del agua del depósito	K
$\langle u_i u_j \rangle$	Tensor de cortadura de Reynolds	$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$
u	Vector velocidad instantánea en dirección x -	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
u_t	Componente de velocidad media tangencial primera celda	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
$\langle u \rangle$	Vector velocidad media temporal en dirección x -	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
$\langle u'^2 \rangle$	Intensidad turbulenta media temporal en dirección x -	$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$
u_*	Velocidad de fricción	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
$(u_*)_{\text{sim.}}$	Velocidad de fricción de la simulación	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
\bar{u}^h	Perfil medio de velocidad media en dirección aguas abajo	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
U_c	Velocidad característica	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$

U	Módulo del vector velocidad instantánea	$m \cdot s^{-1}$
U_i	Velocidad en dirección x_i -	$m \cdot s^{-1}$
U_{jet}	Velocidad del chorro de entrada	$m \cdot s^{-1}$
U_n	Vel. normal en el orificio del difusor del codo de entrada	$m \cdot s^{-1}$
U_t	Vel. tangencial en el orificio del difusor del codo de entrada	$m \cdot s^{-1}$
\bar{U}	Velocidad media del volumen de agua del depósito	$m \cdot s^{-1}$
\bar{U}_i	Velocidad filtrada en dirección x_i -	
U_s	Velocidad longitudinal promedio $U_s = Q/A$	$m \cdot s^{-1}$
v	Vector velocidad instantánea en dirección y -	$m \cdot s^{-1}$
$\langle v \rangle$	Vector velocidad media temporal en dirección y -	$m \cdot s^{-1}$
$\langle v'^2 \rangle$	Intensidad turbulenta media temporal en dirección y -	$m^2 \cdot s^{-2}$
V_c	Volumen de celda en cada punto de la malla	m^3
V_t	Volumen del tanque	m^3
w	Vector velocidad instantánea en dirección z -	$m \cdot s^{-1}$
$\langle w \rangle$	Vector velocidad media temporal en dirección z -	$m \cdot s^{-1}$
$\langle w'^2 \rangle$	Intensidad turbulenta media temporal en dirección x -	$m^2 \cdot s^{-2}$
W_T	Dimensión transversal del tanque	mm
x_i	Sistema de coordenadas cartesiano local	-
x	Coordenada cartesiana de referencia local	-
x^+	Número de Reynolds turbulento en dirección x	-
X	Coordenada cartesiana de referencia global	-
y	Coordenada cartesiana de referencia local	-
y^+	Número de Reynolds turbulento en dirección y	-
Y	Coordenada cartesiana de referencia global	-
z	Coordenada cartesiana de referencia local	-
z^+	Número de Reynolds turbulento en dirección z	-
Z	Coordenada cartesiana de referencia global	-

Símbolos Griegos

α	Ángulo de lecho de canal con la horizontal	°
β	Ángulo del tramo recto del meandro	°
γ	Ángulo del flujo medio	°
δ_{ij}	Función delta de Kronecker	-
ε	Vel. promedio de disipación de energía por unidad de masa	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$
φ	Ángulo vertical de la entrada del tanque	rad
Φ	Variable del campo flujo cualquiera	
Φ	Arco del meandro	°
η	Índice de eficiencia de carga	-
η_k	Escalas de Kolmogorov	m
μ	Viscosidad dinámica	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
μ_t	Viscosidad dinámica turbulenta	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
ν	Viscosidad cinemática	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
ν_{SGS}	Viscosidad turbulenta del modelo Smagorinsky	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
θ	Ángulo horizontal de la entrada al tanque	rad
θ_d	Temperatura adimensional	-
κ	Longitud de onda	m
λ	Conductividad térmica	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
λ_{fg}	Conductividad térmica de la fibra de vidrio	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
λ_{st}	Conductividad térmica del acero	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
θ_{10}	Índice de cortocircuito	-
ρ	Densidad	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
ρ_0	Densidad del agua de entrada al tanque	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
ρ_a	Densidad del agua en el interior del tanque	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
ρ_{fg}	Densidad de la fibra de vidrio	kg m^{-3}
ρ_{st}	Densidad del acero	kg m^{-3}
τ	Esfuerzo cortante adimensional	-
τ_{ij}	Tensor cinemático de esfuerzos cortantes	$\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$

τ_{ij}^{SGS}	Tensor de esfuerzos modelados	$\text{N}\cdot\text{m}^{-2}$
τ_m	Tiempo de mezcla adimensional	-
τ_t	Esfuerzo Cortante de Pared total	$\text{N}\cdot\text{m}^{-2}$
$\langle \tau_w \rangle$	Media temporal del esfuerzo cortante en la pared	$\text{N}\cdot\text{m}^{-2}$
[T]	Tensor esfuerzos viscosos en Star-CCM+	$\text{N}\cdot\text{m}^{-2}$
Ω_{ij}	Tensor de velocidad angular	s^{-1}

Símbolos y Operadores Matemáticos

\bar{f}	Variable f filtrada (modelada)	
$\langle f \rangle$	Media temporal de la variable f	
$\partial/\partial x_i$	Derivada espacial en la dirección i -	
$\partial/\partial t$	Derivada parcial temporal	
f^+	Fundión f normalizada con la longitud viscosa	
Δ	Longitud característica del tamaño de celda de malla	mm
Δy	Tamaño de celda en la dirección transversal	m

Acrónimos y Siglas

ASM	Algebraic Stress Models
CFD	Computational Fluid Dynamics
CL	Centre line
D	Sintered bronze conical diffuser
DNS	Direct Numerical Simulation
E	Elbow
FEM	Finite Element Method
FDM	Finite Difference Method
FVM	Finite Volume method
H	High (inflow)
KIT	Karlsruhe Institute of Technology
L	Low (inflow)

LB	Left bank
LDA	Laser Doppler Anemometer
LDV	Laser-Doppler Velocímeter
LES	Large Eddy Simulation
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
RB	Right bank
RSM	Reynolds Stress Model
S1	Scalar 1
S2	Scalar 2
S3	Scalar 3
SGS	Sub-Grid Scales
TC	Thermocouple in the central zone
TES	Thermal energy storage
TL	Thermocouple in the lateral zone
URANS	Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes
UPV	Universitat Politècnica de València
WDS	Water distribution system

Capítulo 1 Introducción

“Daría todo lo que sé por la mitad de lo que ignoro”

René Descartes

1.1 Contexto y Justificación de la Investigación

Los procesos de mezcla, entendidos éstos en un sentido amplio de transferencia de masa, energía o cantidad de movimiento, así como transformación de sustancias, están presentes tanto en el campo de la ingeniería hidráulica como en el del medio ambiente. Éstos aparecen en infinidad de situaciones que son de gran interés para el ser humano, entre las cuales pueden citarse algunos casos, a título de ejemplo, la mezcla de un efluente en un lago u océano, la dispersión de un contaminante a lo largo de un canal, la confluencia de ríos, transformaciones físicas, químicas y biológicas en una planta de tratamiento de aguas residuales, transporte de sedimentos en cuencas fluviales o la mezcla atmosférica de partículas. Los mecanismos que gobiernan estos procesos de mezcla pueden ser muy diversos y complejos, pudiendo interactuar entre sí y son, por citar algunos, la difusión, la dispersión, la convección, la advección o la turbulencia.

En el caso de que los fluidos presenten un comportamiento turbulento, el movimiento de sus moléculas es desordenado y, en vez de seguir trayectorias paralelas, describen trayectorias sinuosas formando torbellinos. El flujo es, en estos casos, altamente inestable y tridimensional. Además, la turbulencia en sí aparece como un mecanismo de mezcla que produce un efecto sobre el resto de mecanismos, los refuerza. A nuestro alrededor, existen muchas posibilidades de observar flujos turbulentos, como el humo de una chimenea, el agua de un río o una catarata, o el viento de una gran tormenta (Pope, 2002). Cuando en el estudio hidrodinámico de fluidos, éstos son turbulentos, abordar el problema se vuelve entonces muy complejo y la resolución con métodos clásicos de la mecánica de fluidos puede llegar a ser extremadamente difícil,

siendo necesario utilizar aproximaciones o modelos. En este sentido, las técnicas CFD¹ resuelven las ecuaciones básicas de la mecánica de fluidos: la conservación de la masa y la variación de la cantidad de movimiento (simplificadas a partir de las ecuaciones de Navier-Stokes). Junto a éstas, aparecen las ecuaciones diferenciales asociadas a cualquier proceso de transporte de calor (con base en el primer principio de la termodinámica) o de difusión-convección de cualquier escalar. Para su resolución, se utilizan diferentes herramientas matemáticas para la obtención de un sistema de ecuaciones algebraicas de posible solución mediante un procesador (Veersteg and Malalasekera, 1998).

La investigación que da lugar a esta Tesis Doctoral se inicia con un convenio del Instituto Tecnológico de Karlsruhe y Aguas de Karlsruhe (Alemania) con la Universitat Politècnica de València (UPV), para el desarrollo de un proyecto de investigación de procesos de mezcla en depósitos de agua potable. La investigación estaba motivada por la importancia de analizar mediante métodos numéricos la física del flujo turbulento y los procesos de mezcla inducidos por el chorro de entrada en depósitos de agua potable.

Por otro lado, la participación en el proyecto de investigación “Estudio y caracterización de la estratificación en los acumuladores de las instalaciones solares térmicas. Desarrollo de un acumulador térmico estratificado para uso solar”, del Plan Nacional de I+D+i del Ministerio de Ciencia e Innovación (ENE2009-13376), permitió continuar con la investigación sobre depósitos de agua. La motivación se fundamentaba en la necesidad de completar numéricamente los estudios experimentales para la mejora de la eficiencia energética en los tanques acumuladores de agua caliente (también llamados depósitos de inercia). En este caso, la mezcla que produce el chorro turbulento de entrada jugaba un papel determinante en la estratificación térmica dentro del tanque y, por lo tanto, en la eficiencia global del sistema.

Además, la colaboración con el Departamento de Ingeniería Rural y Agroalimentaria de la UPV propició el estudio de procesos de mezcla en flujos turbulentos en conducciones abiertas, tales como los procesos de mezcla que aparecen en los canales y ríos con meandros. En estos casos, la mezcla está muy influenciada por

¹ CFD: Siglas del término en Inglés Computational Fluid Dynamics. En castellano se denomina Mecánica de Fluidos Computacional o Dinámica de Fluidos Computacional.

unos mecanismos del flujo debidos a las propias geometrías curvas. Concretamente, existía una línea de trabajo en la que se requería el estudio numérico del flujo turbulento y mezcla de contaminantes en canales con recorrido en forma de meandro (sinuosos). Finalmente, se planteó la posibilidad de profundizar en el estudio numérico del flujo turbulento en meandros inundables para poder completar los trabajos experimentales existentes en la materia. Este trabajo estaba motivado por la importancia de analizar mediante métodos numéricos los procesos de mezcla en ríos y canales sinuosos antes y después de las inundaciones.

Estas cuatro líneas de investigación, procesos de mezcla en tanques de agua potable, influencia del chorro de entrada en la estratificación térmica en depósitos de inercia, flujo turbulento y mezcla en canales sinuosos, y flujo turbulento y mezcla en canales sinuosos inundables, son los cuatro pilares básicos sobre los que se estructura la presente Tesis. La investigación realizada puede compilarse en dos grandes grupos:

- Trabajos en los que la mezcla está muy influenciada por la entrada en tanques de agua. Se corresponden con las dos primeras líneas, las cuales se contraponen: en un caso la mezcla es deseable (tanque de agua potable) y en el otro la mezcla no es deseable (depósitos de inercia). En adelante se hará referencia a este grupo como **Flujo y Manejo en Tanques de Agua**.
- Trabajos en los que la mezcla está muy dominada por flujos secundarios que aparecen cuando una masa de agua fluye a lo largo de una conducción sinuosa abierta (meandros). Se estudian dos casos diferentes: procesos de mezcla antes de una inundación y procesos de mezcla después de una inundación. En adelante se hablará de **Flujo Turbulento en Meandros** en referencia a este grupo.

La utilización de modelos concretos aplicados en cada uno de dichos casos permite comprender mejor los procesos de mezcla. Además, el estudio de casos contrapuestos es interesante ya que la manera de abordar el tema y sus peculiaridades cambia sensiblemente, otorgando así una perspectiva muy enriquecedora en el campo de la CFD. La selección y aplicación de un método computacional concreto resulta de suma importancia y ofrece, en este sentido, una visión de conjunto y ejemplo de cómo proceder.

1.2 Objetivos de la Investigación

Esta Tesis Doctoral pretende ilustrar la utilidad y potencialidad de la CFD en procesos de mezcla de flujos turbulentos de interés en el campo de la ingeniería hidráulica y la mecánica de fluidos medioambiental, abordando los desafíos de la técnica de modelado, las simplificaciones asumidas, así como las limitaciones encontradas en los casos estudiados.

Para alcanzar este objetivo, se plantearon los siguientes objetivos específicos:

- Estudiar en un depósito de agua potable los procesos de mezcla de un determinado escalar que es inyectado en el mismo para diferentes condiciones geométricas e hidráulicas. Se pretende una mayor comprensión del flujo con modelos CFD, ya que pueden conducir a un mejor diseño, operación, y manejo de estos elementos.
- Completar con CFD el estudio y análisis experimental del proceso de formación de la estratificación térmica y la influencia en ésta de la mezcla producida por la entrada de agua caliente a un tanque de almacenamiento. Realización de propuestas sencillas que permitan mejorar el diseño del prototipo propuesto con la intención de optimizar el funcionamiento.
- Investigar numéricamente con CFD el flujo y la turbulencia en un canal con meandros. Se estudia en profundidad el proceso de mezcla y transporte de un escalar pasivo en diferentes posiciones de emisión.
- Investigar numéricamente con CFD el flujo y la turbulencia en meandros con planos de inundación y las diferencias en el comportamiento hidrodinámico según la altura del plano inundado. Se presta especial atención a la interacción y al proceso de mezcla entre el flujo de la inundación y el del meandro.

El trabajo desarrollado está centrado en un contexto práctico donde, a partir de casos concretos, se buscan los métodos y modelos más adecuados en cada uno de ellos.

1.3 Estructura General de la Tesis

La presente Tesis Doctoral se estructura en ocho capítulos (Fig. 1.1). El **Capítulo 1** engloba la introducción y los objetivos generales de la Tesis. Los tres últimos capítulos abarcan la discusión general (Capítulo 6), conclusiones (Capítulo 7) y recomendaciones para líneas de investigación futuras (Capítulo 8). Los cuatro capítulos intermedios se corresponden con cada uno de los objetivos específicos descritos anteriormente. Dos de estos capítulos intermedios tratan los procesos de mezcla en tanques de agua (Capítulos 2 y 3), y los otros dos, la mezcla producida en meandros debido a la propia geometría curva (Capítulos 4 y 5). La estructura de cada capítulo queda como sigue:

En el **Capítulo 2** se investiga la mezcla generada por el flujo turbulento producido por el chorro de entrada en un prototipo de tanque de agua potable con geometría rectangular. En este trabajo, el autor de esta Tesis se hizo cargo de la parte numérica, mientras que la parte experimental fue desarrollada por investigadores del Instituto Tecnológico de Karlsruhe (Alemania), aunque en todo momento se mantuvo una continua comunicación y colaboración. La técnica de CFD empleada para resolver las ecuaciones de Navier-Stokes que gobiernan el flujo fue Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes (URANS), junto con modelos de turbulencia y dispersión. Se simuló una inyección de salmuera y los valores de salinidad en la salida del tanque fueron comparados con los datos medidos experimentalmente. Una vez validada la simulación, se plantearon y simularon unas modificaciones sencillas de la entrada con la intención de mejorar el funcionamiento del tanque.

En el **Capítulo 3** se analiza la influencia de la turbulencia generada por el dispositivo de entrada en la estratificación térmica durante el proceso de carga en un tanque acumulador de agua caliente con geometría cilíndrica. El autor de la presente Tesis se hizo cargo del desarrollo de las tareas de simulación numérica en el proyecto de investigación, manteniendo una estrecha relación con el resto del equipo investigador, formado por personal de la UPV, en el que estaba integrado. Las simulaciones CFD se validaron con medidas experimentales de perfiles de temperatura a lo largo del tiempo. Los resultados muestran que el modelo, desarrollado con la técnica URANS, es capaz de captar adecuadamente la evolución de la temperatura dentro del tanque para todos los casos de validación. Una vez validado el modelo y con la intención de mejorar la

eficiencia del tanque, se desarrollaron unas modificaciones simples de las entradas mediante CFD.

El **Capítulo 4** presenta unas simulaciones con la técnica Large Eddy Simulation (LES) del flujo turbulento en un canal sinuoso de paredes lisas y sección rectangular. Las simulaciones, realizadas por el autor de esta Tesis, se validaron con datos experimentales obtenidos por Chang (1971). El perfil de la velocidad media en la dirección del flujo se corresponde satisfactoriamente con los datos experimentales. La mezcla y el transporte de un contaminante pasivo son analizados en tres posiciones de emisión, e.g. en el margen interno, en el margen externo y en el centro de la sección transversal. Los perfiles de la concentración media son razonablemente consistentes con los datos experimentales disponibles.

En el **Capítulo 5**, la interacción del flujo turbulento en canales sinuosos con el plano adyacente de inundación fue simulada con LES. La parte correspondiente al desarrollo de las simulaciones en este estudio fue llevada a cabo por el autor de la presente Tesis. Se simularon tres condiciones de nivel del agua de la configuración experimental de Shiono y Muto (1998): un caso sin inundación del plano adyacente y dos casos de inundación. Las velocidades en la dirección del flujo y los vectores del flujo secundario, la energía cinética turbulenta, así como el ángulo entre el flujo de la inundación y el meandro coinciden satisfactoriamente con los datos experimentales.

En el **Capítulo 6** se discuten de forma general los resultados obtenidos en esta Tesis en el marco de las investigaciones recientes.

El **Capítulo 7** recoge las conclusiones más relevantes obtenidas en el trabajo.

Finalmente, el **Capítulo 8** cierra esta Tesis Doctoral con unas recomendaciones para líneas de investigación futuras.

Los **Capítulos** del **2** al **5** son artículos aceptados y/o publicados en revistas indexadas internacionales, y han sido redactados por el autor de la presente Tesis Doctoral. Se ha mantenido el idioma original de publicación (inglés) de estos artículos.

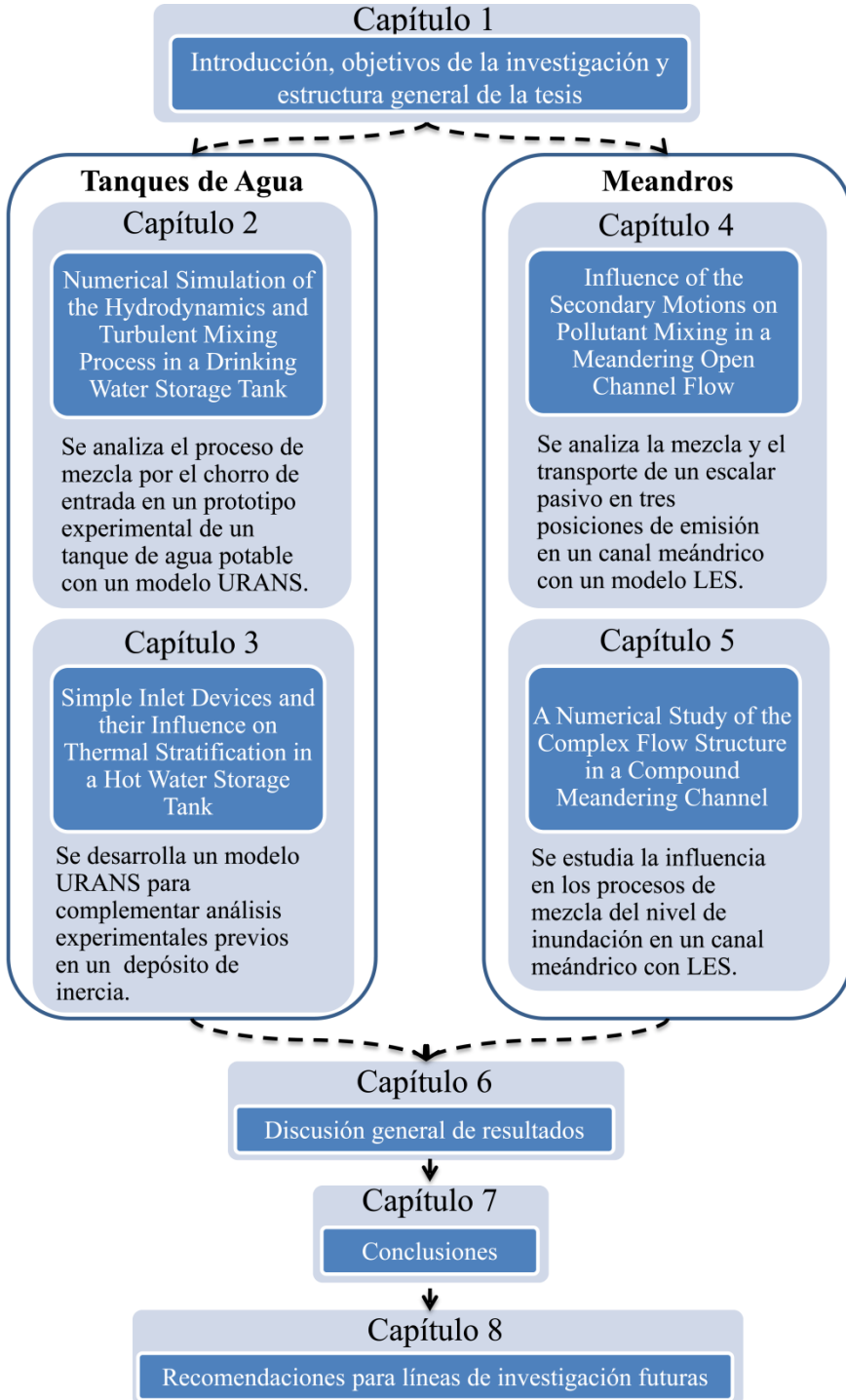


Fig. 1.1 Estructura de la Tesis Doctoral.

1.4 Principios del Flujo y Manejo en Tanques de Agua

Se presentan en esta sección los principios del flujo y manejo, así como una breve revisión de literatura de estudios numéricos, tanto en tanques de agua potable de una red de distribución, como en tanques acumuladores de agua caliente (también denominados depósitos de inercia) de las instalaciones solares térmicas. Estos son dos casos contrapuestos en dominios hidráulicos similares; en el primero, la mezcla es deseable, pero en el segundo, no lo es. Sin embargo, tanto en uno como en otro, el flujo turbulento producido por el chorro de entrada al tanque juega un papel fundamental en dicha mezcla, deseada o no.

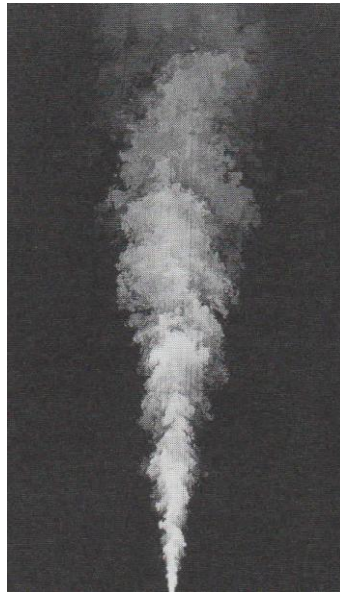


Fig. 1.2 Imagen de la concentración de un chorro turbulento. De Dahm y Dimotakis (1990), extraído de Pope (2002).

Pese a que la mezcla por chorro es un fenómeno que puede aparecer en multitud de dominios hidráulicos (Fig. 1.2), este apartado se centra en lo que ocurre cuando el chorro se produce en tanques de agua. Así, siempre que un fluido fluye a través de un orificio (como un difusor) hacia el interior de una masa de agua, se forma una pluma o chorro de agua, como es el caso de los tanques de agua. El diámetro del chorro aumenta con la distancia al origen del difusor o boquilla que lo generó, guardando un ángulo

interno de aproximadamente 14° (Simpson, 1975). Debido a esta tendencia de dispersión y a los torbellinos turbulentos que se forman a lo largo del contorno del chorro, considerables cantidades de fluido son arrastradas dentro del chorro, manteniendo así la cantidad de movimiento. Cuando un chorro vertical alcanza la lámina libre, o cuando un chorro horizontal choca con la pared opuesta, el fluido del chorro cambia de dirección al mismo tiempo que se diluye en el resto de la masa de agua. Conforme pasa el tiempo, parte del agua se recicla y vuelve a formar parte del chorro para así mezclarse con agua que está entrando nuevamente en el interior del tanque. Este comportamiento descrito hace de los chorros de agua útiles dispositivos de mezcla, como ocurre en los tanques de almacenamiento de agua potable.

Estos flujos pueden ser clasificados como laminares o turbulentos, en función del número de Reynolds que se dé en la tubería u orificio de entrada. El Número de Reynolds en la sección del orificio de entrada queda definido por:

$$\text{Re}_{\text{jet}} = \frac{\rho U_{\text{jet}} d}{\mu} \quad (1.1)$$

Donde ρ es la densidad del fluido, U_{jet} es la velocidad media del chorro de entrada, d es el diámetro del orificio de entrada y μ es la viscosidad dinámica. Flujos turbulentos completamente desarrollados en chorros de agua han sido caracterizados como aquellos que alcanzan un número de Reynolds de 3000, mientras que se consideran laminares si no alcanzan los 1000 (Mcnaughton y Sinclair, 1966). Como es de esperar, chorros laminares no son buenos mezcladores, ya que no favorecen el intercambio del agua hacia el interior del chorro de entrada como lo pueden hacer los chorros turbulentos. En lugar de eso, los chorros laminares se comportan junto con el fluido del tanque como dos entidades separadas, y la mezcla únicamente se produce lentamente por difusión molecular.

La mezcla inducida por un chorro es, de este modo, producida por la energía que contenga. Es más, si el agua que está entrando en el tanque está más caliente o fría que el agua que ya está dentro, la diferencia de densidades provocará otra fuente de mezcla.

1.4.1 Tanques de Agua Potable

Centrándonos en la primera línea de investigación de esta Tesis, los depósitos de almacenamiento de agua potable (llamados de diversas formas en la literatura: depósitos de almacenamiento, cisterna de almacenamiento, etc.) constituyen una de las partes más importantes en las redes de distribución. El diseño de estas instalaciones de almacenamiento se basa en consideraciones funcionales que aseguren un buen suministro, proporcionando una presión y entrega del recurso adecuados en los diferentes usos para los cuales se los pueda requerir.

Contrario a lo que pudiera parecer, el diseño y funcionamiento de estos tanques no es trivial, siendo objeto de numerosos problemas, tanto de índole hidráulico como de calidad del agua. Así, pueden ser elementos muy sensibles, en los que el agua tiene un mayor tiempo de residencia, por lo que los procesos de mezcla son más importantes.

Se trata de estructuras destinadas a contener agua potable que adquieren diferentes formas y tamaños, construidas en diversos materiales y ubicados en distintos lugares. Resulta difícil hacer una clasificación clara de estos dispositivos hidráulicos debido a su infinidad de formas y modos de operarlos en función de su uso y destino, pudiendo encontrar tanques públicos o privados, enterrados, de superficie (sobre suelo o de apartamento) o aéreos (en tejados o elevados en torres), entre otros muchos tipos. Además, en función de su uso, pueden tener un volumen menor, de unos cientos de litros, o llegar a tener grandes dimensiones, hasta varios miles de m^3 . Normalmente se trata de tanques constituidos por un conducto de entrada, el propio tanque y un conducto de salida, atendiendo su diseño a unas necesidades funcionales de gestión y suministro del recurso. El chorro de entrada entra en el fluido del tanque, se mezcla con él y genera recirculaciones dentro del mismo. Tal como sintetizaron Tian y Roberts (2008), la Fig. 1.3 muestra una descripción esquemática típica de un tanque de agua potable (cilíndrico). Las principales variables son el diámetro del orificio de entrada, d , el diámetro del tanque (para tanques cilíndricos) o la anchura del tanque (para tanques rectangulares), W_T , la velocidad del chorro de entrada, U_{jet} , la altura de la lámina de agua, H_T , la densidad del agua de entrada, ρ_0 , y la densidad del agua en el interior del tanque, ρ_a .

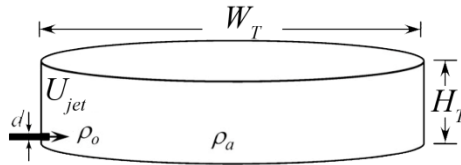


Fig. 1.3 Descripción esquemática típica de un tanque de agua potable y las principales variables. Adaptado de Tian y Roberts (2008).

Las plantas de tratamiento de agua potable funcionan mejor si tienen poca variación del caudal tratado, de modo que conviene mantener aproximadamente constante su caudal. De hecho, las plantas de tratamiento se dimensionan para que puedan producir la cantidad total de agua que la ciudad o pueblo consume a lo largo del día. Sin embargo, existen unas variaciones horarias y horas punta en la demanda de agua potable, y aquí es donde los tanques juegan un papel primordial, suavizando las variaciones horarias: cuando hay poco consumo (como en la noche) se llenan, y cuando el consumo es máximo (como, por ejemplo, a última hora de la tarde) se vacían. Muchas veces, el objetivo es compensar posibles desfases puntuales debidos a otras razones (avería de planta potabilizadora, escasez, falta de presión, etc.) entre suministro y demanda. Otras veces son requeridos como reserva para la lucha contra incendios.

Sin embargo, estos tanques pueden funcionar en flujo permanente o en procesos de llenado y vaciado (flujo variable).

Pese a que estos tanques se suelen considerar como mezcladores ideales (mezcla completa o perfectamente definida por zonas), siendo empleados modelos teóricamente precisos, en la realidad, esto no ocurre, debido a fenómenos como cortocircuitos del flujo, turbulencias, zonas muertas, etc. (Grayman et al., 2004). De modo que, en definitiva, se tienen unos elementos notablemente importantes de la red, aparentemente simples, que muchas veces son objeto de suposiciones demasiado simplistas en su estudio, diseño y funcionamiento, que obvian procesos altamente complejos y que, además, tienen un gran impacto en el resto de la red.

Uno de los parámetros característicos de este tipo de dispositivos es el tiempo de residencia t_r , también llamado tiempo de permanencia y está íntimamente relacionado con el nivel de mezcla del tanque. Una estimación del tiempo de residencia medio sería $t_r = V_t / Q_{in}$, siendo V_t el volumen del tanque y Q_{in} el caudal de entrada. Dicho parámetro

puede entenderse como el tiempo que una molécula de agua (para el caso del tiempo de residencia del agua) tarda en salir del tanque desde que ha entrado, y tendrá una importancia fundamental en el estudio de estos depósitos. Los tiempos de residencia en tanques dependen normalmente de la geometría y forma con la que opera el propio tanque; en particular, la localización, configuración y orientación de los conductos de entrada y salida tienen un gran impacto en los procesos de mezcla.

Para conseguir la mezcla de un fluido se requiere una fuente de energía. Los tanques de almacenamiento de agua potable funcionan casi en la totalidad de las ocasiones sin ningún tipo de dispositivo de mezcla móvil, como turbinas o agitadores. En lugar de aquellos, se confía el poder de mezcla a la energía cinética de los chorros de entrada al tanque. Estos “mezcladores de chorro” tienen diversas ventajas frente a los mezcladores convencionales (mecánicos), como son el bajo coste de ejecución y explotación, la facilidad en la instalación y la relativa facilidad de mantenimiento ya que no tienen partes móviles.

Los objetivos y decisiones en el manejo de calidad de agua en tanques de agua potable entrañan un considerable nivel de dificultad. Además, los requerimientos de calidad y cantidad de agua están normalmente en conflicto: mientras los objetivos de cantidad de agua requieren grandes almacenamientos, los objetivos de calidad de agua requieren bajos tiempos de residencia, lo cual implica pequeños almacenamientos.

Por su naturaleza, los tanques de agua potable se comportan como reactores químicos y biológicos, suponiendo, desde un punto de vista sanitario, un factor negativo en el suministro. Un diseño y operación inadecuados puede producir una pérdida de la calidad del agua que suministran en términos de aumento de la edad del agua, reducción residual de desinfectante, aumento de crecimiento de patógenos, sin olvidar posibles problemas de sabor y olor (Boulos et al., 1994).

Una baja capacidad de mezcla puede empeorar o ser la causa de estos efectos comentados debido a que se crean zonas con tiempos de residencia más largos de lo normal. Suelen aparecer zonas muertas, donde un bajo intercambio de fluido con el flujo principal produce agua de mala calidad debido a los prolongados tiempos de residencia (Clark et al., 1993). Las zonas muertas suelen aparecer en regiones del tanque que quedan lejos del chorro de entrada, el orificio de salida o en zonas de transporte limitado

como esquinas de la geometría. La localización y tamaño de zonas muertas depende generalmente de la geometría del tanque, la configuración de la entrada y salida, gradientes de temperatura dentro del tanque y el propio volumen del tanque.

Aun existiendo evidencia de estos problemas, no se encuentra en la literatura un convenio claro para determinar el nivel de mezcla de tanques que ya están ejecutados y operativos. Así, condiciones de mezcla en dichos tanques sólo pueden ser verificados mediante muestreo del interior del tanque o mediante estudios de trazabilidad de escalares, lo cual no forma parte de procedimientos habituales y son llevados a cabo en raras ocasiones.

Modelado del Flujo en Tanques de Agua Potable

A la hora de estudiar y diseñar los tanques de agua potable, éstos se han representado conceptualmente como reactores ideales, y mayormente como reactores completamente mezclados, que son aquellos en los que el tipo de flujo es ideal o teórico, distinguiéndose dos tipos, el reactor de mezcla perfecta y el reactor de flujo en pistón. De este modo, el movimiento y progreso de una sustancia ha sido explicado mediante balance de masas (Van der Walt, 2002).

Sin embargo, análisis previos del campo de velocidades y estudios de laboratorio en tanques de agua han demostrado que el supuesto de tanque completamente mezclado no es válido (Grayman y Clark, 1993; Kennedy et al., 1993). Como resultado, son necesarios modelos más precisos y realistas de calidad de agua en tanques de almacenamiento.

En un sistema hidráulico real, un tanque se comporta como un sistema continuo en el cual existen zonas de cortocircuito, flujo principal y estancamientos (zonas muertas). De este modo, y partiendo de la idea de reactor ideal, el transporte y mezcla puede conceptualizarse dividiendo el dominio en diferentes zonas, en las cuales es posible aplicar un análisis individual de balance de masas. Es necesario subrayar que, en este tipo de tanques de agua, la mezcla es muy importante (Marek et al., 2007). Es así como muchos modelos matemáticos operan hoy en día para estudiar los procesos de mezcla en tanques: Mau et al. (1995) desarrollaron un modelo explícito para simular la calidad del agua suponiendo hasta tres comportamientos en un tanque (cortocircuito, mezcla

completa y estancamiento); Rossman (2000) implementó cuatro modelos conceptuales diferentes de tanques de agua en el algoritmo del programa de calidad de agua EPANET. Sin embargo, el campo vectorial del flujo en tanques de agua tiene una notable influencia en la distribución de una sustancia. Es más, en el caso de flujos turbulentos, es posible que las estructuras del flujo tengan una dimensión temporal y espacial no contemplada por el flujo medio temporal, por lo que la discretización empleada en estos métodos de compartimentos no sea suficiente para explicar los procesos que estén ocurriendo.

Como contrapartida, se ha ido avanzando mucho en los últimos años en referencia a las técnicas de simulación numérica, y así, es posible valorar hoy en día las técnicas CFD como un valioso complemento para los experimentos de laboratorio en tanques. Citando la sugerencia de Martínez-Solano et al. (2010a) “los métodos CFD pueden ser considerados como la mejor herramienta de predicción y análisis en estudios de calidad de agua en tanques de almacenamiento de agua”. Una de las grandes ventajas de la CFD es que, una vez el proceso de cálculo se ha completado, se dispone de información para cada una de las celdas en las que se ha discretizado el dominio del tanque.

Sin embargo, al ser un caso muy específico, no son muchos los estudios de CFD encontrados en la literatura. Entre los más relevantes, Grayman et al. (1996) desarrollaron un modelo CFD de un tanque de agua potable cilíndrico; en dicho estudio constataron la no existencia de patrones simétricos en el comportamiento del flujo del interior del tanque, aunque, tal como ellos mismos apuntaron, no tuvieron en cuenta los efectos térmicos, lo cual podría explicar las discrepancias entre la predicción del modelo y los datos experimentales. Hannoun y Boulos (1997) emplearon técnicas de CFD para el diseño y la optimización de dos tanques de tratamiento de aguas en la planta de tratamiento de aguas Mohawak en Tulsa, Oklahoma, USA; el estudio demostró la efectividad de la técnica, que permite, a partir del muestreo de un escaso volumen de datos, investigar los procesos de mezcla de diferentes configuraciones, características y bajo diversas condiciones operativas. Yeung (2001) aplicó un método de CFD para obtener un modelo computacional de tanques de sección rectangular operando bajo diversas condiciones. Mahmood et al. (2005) aplicaron un modelo de CFD en diferentes tipos de tanques de almacenamiento de agua; se emplearon medidas experimentales para

validar sus modelos y demostraron que los métodos CFD suponían una herramienta muy efectiva en la predicción de procesos de mezcla en tanques y proporcionaban una gran ventaja a la hora de estudiar diferentes opciones para los conductos de entrada, salida y otras características. Palau-Salvador et al. (2007) llevaron a cabo con éxito simulaciones en tres dimensiones con la técnica Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) de un tanque cilíndrico con el objetivo de estudiar los procesos de mezcla y el comportamiento hidrodinámico; en dicha investigación, se probaron mallados con diferentes tamaños de celdas y los modelos de turbulencia $k-\varepsilon$ y Reynolds Stress Model (RSM), llegando a la conclusión de que era necesaria una malla muy fina y el modelo RSM para reproducir aceptablemente el flujo en el tanque (caracterizado por una notable complejidad y estructuras anisotrópicas). Marek et al. (2007) implementaron un modelo con la técnica URANS para investigar el comportamiento del flujo y la mezcla para diferentes posiciones y orientaciones de la entrada y salida, así como para diferentes diámetros del difusor de entrada; sus resultados fueron validados con datos experimentales disponibles en la literatura, obteniendo resultados satisfactorios. Gualtieri (2009) investigó el comportamiento hidrodinámico y la turbulencia en los procesos de mezcla de un tanque cilíndrico mediante simulaciones para cuatro configuraciones. Asimismo, Martínez-Solano et al. (2009) emplearon técnicas CFD en la determinación de parámetros para un modelo de mezcla en un tanque de agua potable de un sistema de distribución de agua. Martínez-Solano et al. (2010b) también desarrollaron un modelo de CFD en un tanque de sección rectangular de agua potable para simular la dispersión de un escalor pasivo; dicho estudio, se planteó como un protocolo para el análisis de los procesos de mezcla en tanques junto con otros modelos más sencillos y ampliamente usados, como la herramienta EPANET. A su vez, los resultados del estudio fueron empleados para caracterizar el nivel de mezcla del tanque, aplicando para ello parámetros de mezcla como el gradiente de velocidad, histograma de concentración del escalor y el histograma de concentración acumulativo.

1.4.2 Depósitos de Inercia

En el caso de la segunda línea presentada en la Tesis, la mejora de la eficiencia de los tanques de acumulación de agua caliente es fundamental en los sistemas solares

térmicos. En este tipo de instalaciones, suele utilizarse el agua como elemento caloportante y de almacenamiento de la energía solar captada y transformada en energía térmica. El agua es conducida a través de un sistema de captación donde aumenta su temperatura, y posteriormente es almacenada en un depósito acumulador, desde donde se distribuye para su utilización, o de nuevo hacia los captadores. En el acumulador se forma, de manera natural, lo que se conoce como estratificación térmica, de modo que en la parte superior del tanque se localiza el agua caliente, y en el fondo la más fría.

En los últimos años, se ha producido un gran incremento del uso de instalaciones de energía solar térmica en España. Dicho incremento es consecuencia del aumento del interés social por la protección del medio ambiente, suponiendo como consecuencia un impulso a la utilización de este tipo de energía.

Dependiendo de su finalidad, existen numerosas configuraciones distintas. El tanque de almacenamiento es necesario cuando el suministro de energía no coincide en el tiempo con el consumo o demanda de la misma. Uno de los elementos que más afecta al rendimiento de un sistema fototérmico convencional es dicho tanque acumulador de agua caliente, donde conseguir una estratificación adecuada y estable conduce al mejor rendimiento de la instalación.

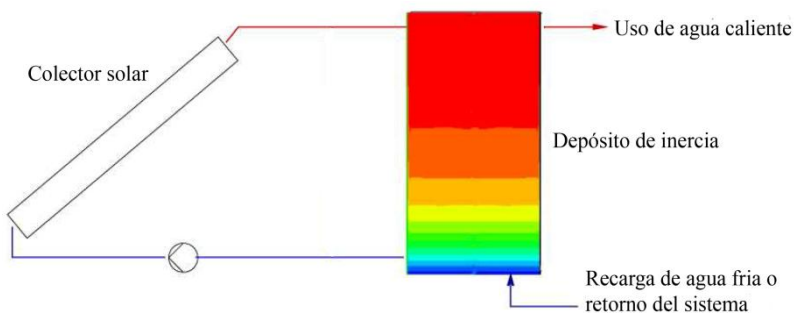


Fig. 1.4 Esquema típico de un sistema solar doméstico de agua caliente. Adaptado de Rodríguez (2006).

En este tipo de instalaciones, se toma el agua más fría de la parte inferior de los tanques de almacenamiento para calentarla a su paso a través del sistema de captación y devolverla después al tanque de almacenamiento (circuito primario). A su vez, se extrae el agua caliente para su uso (calefacción, agua caliente sanitaria, etc.), y se inyecta el

mismo caudal de agua fría en la parte inferior (circuito secundario). En la Fig. 1.4 puede verse un esquema típico de un sistema solar doméstico de agua caliente en el cual se instala un depósito de inercia. Tal como sintetiza Rodríguez (2006), en un proceso de carga en el que no se extrae al mismo tiempo agua caliente para su uso (entrada agua caliente por arriba y extracción de agua fría por abajo), aparece una diferencia de temperatura entre la parte superior y la inferior del depósito con la consecuente variación de densidad en el medio. El flujo del agua tiende entonces a parecerse a un flujo tipo pistón. Cerca de la entrada, aparece una zona de mezcla que empuja conforme más agua entra en el depósito. Aparece entonces lo que se conoce como termoclina, que es una región de gradiente térmico. Una vez se ha formado este gradiente, va avanzando hacia abajo al mismo tiempo que continúa la carga, lo cual limita la mezcla entre el agua más fría de la parte inferior con la más caliente en la parte superior. El espesor de la termoclina es un parámetro que ha sido ampliamente utilizado como medida del nivel de estratificación (Bahnfleth y Musser, 1998; Musser y Bahnfleth, 2001).

Sin embargo, pueden darse situaciones en las que la temperatura del agua que entra procedente de los captadores sea inferior a la del agua que en ese momento existe dentro del depósito. En estos casos, el agua de entrada busca el estrato con una temperatura similar a la suya, dando lugar a una fuente adicional de mezcla.

La turbulencia generada por el movimiento del agua de entrada y salida favorece la mezcla y, por lo tanto, afecta negativamente a la estratificación térmica. Si se produce la mezcla entre el agua más caliente que llega de los captadores y el agua más fría del acumulador, disminuye la temperatura de utilización del agua y por tanto la calidad de uso de la energía se degrada. Además, esta mezcla da lugar a que la temperatura del agua de entrada a los captadores solares sea más alta, lo que produce una disminución del rendimiento de los captadores y por tanto del conjunto del sistema (Han et al., 2009).

La estratificación es deseable, pues de este modo la temperatura de la parte superior del tanque es máxima y los procesos de intercambio de calor son más eficaces. Numerosos estudios realizados desde la década de los 70 hasta nuestros días, en los que abundan los ensayos experimentales y las simulaciones numéricas (Shah y Furbo, 1998; Shah et al., 1999; Cònsul et al., 2004), concluyen que este fenómeno puede mejorar eficazmente las prestaciones del almacenamiento.

Comparando dos tanques de los empleados en sistemas de aprovechamiento solar, uno de ellos totalmente estratificado y otro con agua completamente mezclada, Ghaddar (1994) encontró mayor eficiencia en el almacenamiento y en el sistema completo (entre el 6 y el 20%) en el primer caso. Esta eficiencia aumenta hasta un 60% si se consideran periodos de almacenamiento prolongados.

La radiación solar, variable durante el día, conduce a fluctuaciones de temperatura en la tubería de impulsión en el caso de haber un caudal constante en el circuito primario (captadores-sistema de acumulación). Por eso se hace más difícil una buena estratificación sin un dispositivo especial para el proceso de carga. De igual manera, aunque menos importante, es necesario que el proceso de descarga, es decir el de extracción, no perturbe la estratificación.

Entre los acumuladores con dispositivos estratificadores, es posible destacar algunos de ellos, como la instalación de una manta térmica que calienta las paredes del tanque, o mediante un intercambiador de calor entre el fluido interior del tanque y otro más caliente que proviene de los captadores (Kenjo et al., 2007). Otra alternativa interesante es la estratificación activa con conexiones de entrada de agua caliente a diferentes alturas. Finalmente, destaca la estratificación pasiva mediante tubos estratificadores que, basados en el principio de las diferencias de densidad del agua por temperatura, consigue inyectarla en el estrato correspondiente a su temperatura (Furbo et al., 2005; Shah et al., 2005).

En lo que respecta las instalaciones sin dispositivo estratificador, la tubería caliente de entrada está conectada a la parte superior del tanque, y la tubería fría de retorno se halla ubicada cerca del borde inferior. Aunque el chorro de agua encuentra finalmente su capa o estrato térmico adecuado en el acumulador, se producen movimientos verticales considerables e indeseados, e intercambios de calor, que dan lugar a una menor temperatura máxima debido a la mezcla que se produce (desestratificación). Similar al caso de los tanques de agua potable, el no disponer de un dispositivo complejo estratificador tiene diversas ventajas frente a los los métodos con dispositivos estratificadores, como son el bajo coste de ejecución, la facilidad en la instalación y su posterior mantenimiento.

Por lo demás, hay muchas formas de conseguir una buena estratificación durante el proceso de carga de un acumulador. Entre ellas cabe citar la utilización de depósitos con una altura mayor que la anchura, boquillas difusoras del caudal de entrada, pantallas interiores de confinamiento del flujo para evitar la mezcla de las diferentes capas estratificadas, así como el conexionado de varios acumuladores con un control de carga de uno o más acumuladores con prioridad. La estratificación también se puede favorecer mediante la variación del caudal de la bomba del circuito primario, para mantener un salto de temperatura constante entre la parte baja del acumulador solar y la salida del captador, en función de la variación de la radiación solar.

Modelado del Flujo en Depósitos de Inercia

La predicción del funcionamiento de los dispositivos destinados al almacenamiento de energía térmica basada únicamente en ensayos de laboratorio puede llegar a ser muy difícil y costosa (Chan et al., 1983). Además, el diseño y optimización de los tanques acumuladores de agua caliente requiere un profundo conocimiento tanto de los fenómenos térmicos como de la dinámica de fluidos. Dichos fenómenos influyen, en gran medida, sobre el comportamiento de estos dispositivos hidráulicos, de tal manera que la optimización de su diseño supone un auténtico reto para investigadores e ingenieros (Rodríguez, 2006). Sin embargo, el diseño de dichos depósitos está basado habitualmente en modelos matemáticos simples, tales como modelos unidimensionales (1D) o en metodologías analíticas fundamentadas en balances globales de materia y energía. Por añadidura, estos modelos requieren de una serie de parámetros, como por ejemplo el coeficiente de convección, parámetros que suelen ser obtenidos mediante costosos análisis experimentales de prueba y error realizados sobre prototipos.

Los modelos 1D tienen la ventaja de que son asequibles debido a su bajo coste computacional, por lo que han sido utilizados en numerosos estudios de caracterización de la estratificación térmica en depósitos de inercia. Tal como resumió Rodríguez (2006), algunos de estos modelos están basados en el método multinodo (Kleinbach et al., 1993), en el que la precisión en la determinación del nivel de estratificación está condicionada por la elección de un número de niveles de temperatura. Posteriormente, algunos autores, como Alizadeh (1999), propusieron una serie de modificaciones sobre

estos modelos que trataban de tener en cuenta la mezcla inducida por los dispositivos de entrada. En la literatura pueden encontrarse otros modelos 1D que también analizan la influencia de la mezcla que generan los dispositivos de entrada (Ghajar y Zurigat, 1991; Ghaddar, 1994; Nelson et al., 1999).

Por otro lado, De Césaró et al. (2003) y Johannes et al. (2005) compararon datos experimentales en depósitos de inercia con diferentes soluciones numéricas. En este contexto, los modelos 1D no son capaces de caracterizar adecuadamente la estructura del flujo (Han et al., 2009) por lo que los estudios numéricos actuales son principalmente bidimensionales, 2D (Ghajar y Zurigat, 1991; Musser y Bahnfleth, 2001; Gopalakrishnan y Murthy, 2010; Armstrong et al., 2014). Sin embargo, los modelos tridimensionales (3D) pueden proporcionar unos resultados más precisos y realistas (Spall, 1998; Ievers y Lin, 2009; Yaïci et al., 2013). De esta manera, el uso de técnicas CFD permite desarrollar modelos 3D que contribuyen completando la comprensión del fenómeno físico de la estratificación que se produce en los depósitos de inercia (Gasque et al., 2015), además de mejorando su funcionamiento y optimizando diseños.

La utilización de CFD es relativamente reciente en el caso de depósitos acumuladores de agua caliente en instalaciones fototérmicas. Así pues, entre los estudios más relevantes, cabe citar por ejemplo los trabajos de Shah y Furbo (1998) y Shah et al. (1999) que fueron los primeros en presentar sus investigaciones en dos geometrías diferentes de depósitos con manta térmica. En ambos casos se utilizó el código comercial CFX y una hipótesis de flujo laminar. El principal objetivo de los dos artículos fue validar la utilización de códigos CFD para el análisis de la transferencia de calor en depósitos de instalaciones fototérmicas. Aunque existían ciertas tendencias similares entre los resultados del modelo numérico y los datos experimentales, se observaron diferencias significativas sobre todo en las zonas cercanas a la pared, tanto en la parte superior como en la inferior del depósito.

Posteriormente, se publicaron otros trabajos en los que se utilizan códigos comerciales para la validación de modelos CFD en base a datos experimentales y bajo la hipótesis de flujo laminar. Así pues, Johannes et al. (2005) y Knudsen et al. (2005) utilizan el código comercial FLUENT para el estudio de dos depósitos de inercia. En este mismo periodo, comienzan a utilizarse las técnicas CFD para estudiar alternativas

en el diseño de los depósitos. De este modo, Shah y Furbo (2003) estudian el efecto de diferentes geometrías de inyectores en depósitos verticales y Shah et al. (2005) estudian la posibilidad de utilizar multidifusores en el interior del depósito. En otros trabajos de investigación (Cònsul et al., 2004) se han llevado a cabo simulaciones CFD para el diseño de prototipos virtuales y se ha estudiado la influencia del caudal de entrada durante la carga térmica. Shah et al. (2005) estudiaron el efecto de un estratificador rígido tanto mediante CFD como experimentalmente en un tanque acumulador considerando diferentes caudales de entrada. Mención especial merece el trabajo de Rodríguez (2006) que desarrolla un código propio para el análisis laminar del flujo en geometrías cilíndricas. En general, los resultados obtenidos con todos estos modelos presentan una tendencia similar a los obtenidos experimentalmente en el comportamiento hidrodinámico y de transferencia de calor a lo largo de un periodo de carga. Sin embargo, existen todavía diferencias significativas en las zonas cercanas a los chorros de entrada y las tuberías de salida de los tanques, así como en las zonas cercanas a las paredes de los mismos. Probablemente, estas diferencias son debidas a la necesidad de una mejor discretización de la malla de cálculo sobre todo cerca de las condiciones de contorno de entrada, salida y pared y la hipótesis de flujo laminar, como indica Rodríguez (2006) en sus conclusiones. De hecho, en los últimos años algunos investigadores argumentan la necesidad de incluir la turbulencia en los cálculos en base a los números de Reynolds que aparecen en los inyectores (Knudsen y Furbo, 2004; Gertzos et al., 2008) obteniendo mejores resultados en sus simulaciones. Sin embargo, todavía existen diferencias respecto de los resultados experimentales. Esto puede ser debido al grado de complejidad de los procesos hidrodinámicos y de transferencia de calor en el interior del depósito. Para solventarlo, es necesario un mayor control sobre las variables que intervienen en los modelos que resuelven las ecuaciones diferenciales de gobierno (Navier-Stokes junto a una ecuación de transporte del calor).

La modelización con técnicas CFD puede ser considerada en este campo como una poderosa herramienta de gran utilidad, incluso en condiciones en las que la turbulencia generada en las entradas del tanque es importante. Asimismo, el modelado CFD puede emplearse para analizar en detalle los complejos fenómenos del flujo y los campos de temperatura variables en el tiempo de los depósitos de inercia. Como consecuencia, los

procesos que causan una pérdida o disminución de la estratificación, podrían ser fácilmente identificados y determinados. De hecho, la alta resolución espacial y temporal conseguida con los métodos CFD podría proporcionar una caracterización más realista de la estratificación térmica a la hora de calcular índices y parámetros que son función de la temperatura dentro del depósito.

1.5 Principios del Flujo Turbulento en Meandros

Se describen en esta sección los principios del flujo turbulento, así como una breve revisión de literatura de estudios numéricos, tanto en meandros sin plano de inundación como en meandros una vez se ha producido la subida de nivel del agua en su plano adyacente. Estos son dos casos contrapuestos en dominios hidráulicos similares, pero en los que los mecanismos del flujo y mezcla cambian radicalmente. No obstante, tanto en uno como en otro, se genera lo que se conoce como flujos secundarios por la propia geometría curva del dominio hidráulico, los cuales juegan un papel fundamental no sólo en los procesos de mezcla, sino también en procesos relacionados con la dinámica fluvial, como los erosivos.

Las curvas de los ríos y canales son llamadas meandros, con un margen interior y otro exterior. En estos casos, pueden diferenciarse tres procesos de mezcla (Socolofsky y Jirka, 2002):

- Difusión molecular.
- Difusión Turbulenta.
- Dispersión.

A estos procesos deben añadirse importantes efectos de las zonas muertas y recirculaciones debidas a las irregularidades y curvas en la geometría.

Así, en los meandros, y debido a la fuerza centrífuga, se produce una inclinación de la superficie del agua (superelevación); el nivel de agua aumenta cerca de la orilla exterior y decrece en el lado opuesto. Como resultado del aumento en la superficie del agua, se induce un gradiente de presión que origina un movimiento helicoidal transversal a la dirección del flujo (conocido como los ya comentados flujos secundarios).

El movimiento del agua en canales es debido a la gravedad g y su pendiente longitudinal $S_0 = \tan(\alpha)$, siendo α el ángulo del lecho del canal con la horizontal. El movimiento es resistido por la fricción y las condiciones de contorno, generándose así turbulencia. El transporte advectivo de la velocidad del flujo no genera ni disipa dichos flujos secundarios, sin embargo sí que los distribuye en el área transversal (Blanckaert y Graf, 2004) formando la topografía típica del lecho del canal en el caso de cauces naturales (Fig. 1.6).

Además, existen, generalmente en las zonas bajas de las cuencas de los ríos, planos inundables, por lo que muchos ríos pueden modelarse como conjuntos de canales con meandros y tramos rectos, más un plano de inundación. A la hora de estudiar las estructuras del flujo en canales inundables y su influencia en los procesos de mezcla, y debido a su gran complejidad, es lógico comenzar con modelos planteados como meandros sinusoidales más un plano superior de inundación, estableciendo geometrías simples para consecuentemente continuar los estudios con geometrías complejas, aproximándose más a cauces naturales (Hasegawa, 1984; Yalin, 1992; Muto, 1997). La Fig. 1.5 representa un modelo típico de un meandro con plano de inundación, junto con los parámetros geométricos relacionados.

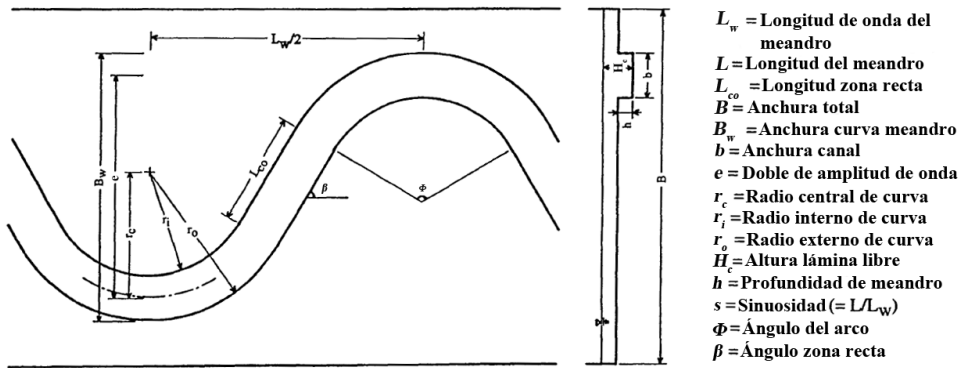


Fig. 1.5 Modelo de meandro con plano de inundación. Adaptado de Muto (1997).

Las actividades humanas en países desarrollados se han ido extendiendo cada vez más en las llanuras de inundación de ríos, con la implantación de cultivos y la creación

de áreas recreacionales. Sin embargo, dichas actividades humanas cerca de los ríos sufren un creciente riesgo de inundación, sobre todo con los fenómenos de lluvias torrenciales cada vez más frecuentes. Debido a la importancia económica y social de las cuencas fluviales, desde la utilización de agua para instalaciones de riego hasta el uso recreativo de las aguas, es de gran importancia entender los mecanismos que gobiernan el flujo y la mezcla en ríos y canales meándricos. Además, para analizar con mayor profundidad los procesos de inundación en ríos se requiere un mayor conocimiento del flujo tridimensional y de las estructuras turbulentas asociadas a estos fenómenos. Así pues, es necesario comprender los procesos del flujo medio e instantáneo, flujo secundario, turbulencia, transporte y dispersión de contaminantes, y erosión en ríos, así como profundizar en lo acontecido durante los procesos de inundación.

1.5.1 Meandros en Canales y Ríos

Los meandros aparecen en zonas de llanuras aluviales con poca pendiente, iniciando un proceso de continuo cambio debido a los efectos que produce el flujo, erosionando y redistribuyendo los sedimentos a lo largo del lecho.

En geometrías simples la velocidad máxima en la dirección aguas abajo se sitúa en la parte interior de la curva del meandro cerca del margen interno. No obstante, la posición de la velocidad máxima depende en gran medida de la geometría del lecho pudiendo variar debido a los cambios en la topografía por la erosión y redistribución de sedimentos. En cauces naturales, en los que se va formando un escalón en la parte interna de las curvas por la redistribución de sedimentos, se produce un desplazamiento de la posición de velocidad máxima hacia el exterior de la curva a medida que disminuye la altura de agua en la zona del escalón.

El flujo secundario inducido por la geometría curva implica una transferencia de la cantidad de movimiento, de tal modo que los sedimentos son transportados de la parte externa de la curva a la interna, lo cual origina no solo la variación en la topografía del lecho sino el cambio de posición del meandro a lo largo de la vida del río. Como resultado, la forma típica de la cuenca de los ríos naturales se caracteriza por una zona de menor profundidad en la parte interna del meandro y una zona profunda en la parte externa.

El flujo secundario en un meandro, tanto si es en un río como si es en un canal, se caracteriza por una recirculación primaria o de primer orden que ocupa la mayor parte de la sección transversal y su centro se encuentra en la parte interior de la curva. Asociada a esta recirculación primaria, aparece frecuentemente una recirculación secundaria o de segundo orden que gira en sentido contrario y su centro se encuentra en la parte exterior de la curva (Fig. 1.6).

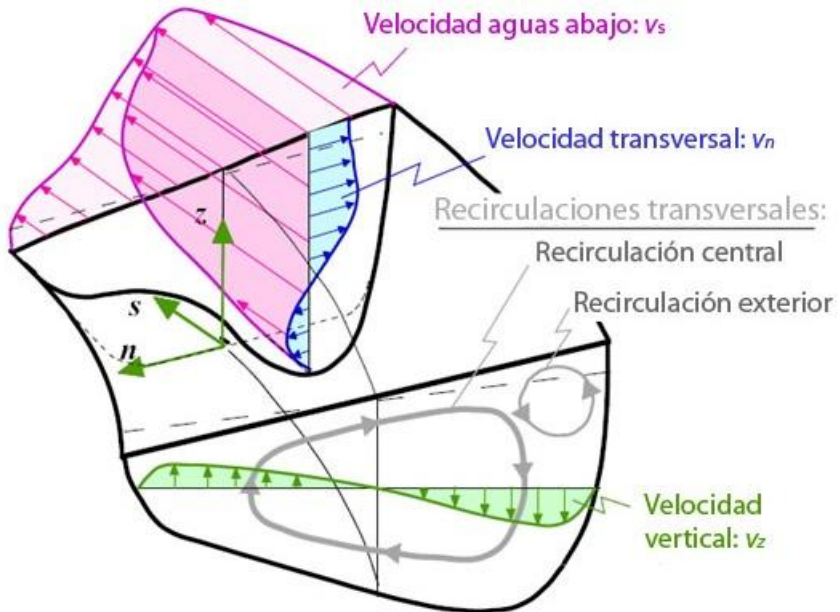


Fig. 1.6 Flujo y recirculaciones en una curva de un canal meándrico con lecho natural
Adaptado de Blanckaert y De Vriend (2004).

La existencia de una fuerte interacción entre el flujo longitudinal y la recirculación transversal fue estudiada por De Vriend (1981), caracterizada por un transporte advectivo de la cantidad de movimiento por el flujo secundario. Este proceso actúa suavizando el perfil de velocidad en la dirección del flujo, de modo que decrece la velocidad en la parte superior de la columna de agua, aumentando en la parte inferior. De ese modo, a medida que el agua abandona la curva, el gradiente vertical de la fuerza centrífuga, que es la fuerza causante de la recirculación central, se va reduciendo, y como consecuencia va disminuyendo también la intensidad de la recirculación central. Así mismo, esta interacción entre flujo principal y flujo secundario produce en la salida

de las curvas una separación del flujo principal hacia la parte externa de la curva, apareciendo unas zonas de baja velocidad en la parte interna.

Desde que Mockmore (1943) detectó la presencia de la recirculación secundaria, ha habido un creciente interés en el estudio del flujo turbulento en canales con meandros. A pesar de ello, y debido a la complejidad de la recirculación de segundo orden, las investigaciones experimentales llevadas a cabo se han centrado en la recirculación central. Por otro lado, la recirculación secundaria actúa como una región de estabilización entre la recirculación central (el mecanismo causante del transporte transversal de sedimentos) y el margen exterior. Sin embargo, en relación a esta recirculación, los mecanismos dominantes de la dinámica de la turbulencia no están hasta ahora completamente esclarecidos. Algunos autores han apuntado que el mecanismo de las recirculaciones parece tener relación con un balance de vorticidad en la dirección del flujo, en cuyo proceso la fuerza centrífuga y los esfuerzos cortantes transversales juegan un papel esencial (Blanckaert y De Vriend, 2004).

Aun considerando la importancia de las corrientes secundarias, todavía no se entienden del todo sus mecanismos, debido principalmente a la escasez de datos experimentales detallados y a la complejidad de estas corrientes, su naturaleza tridimensional y las interacciones con la velocidad longitudinal. Los primeros estudios se centraron principalmente en la recirculación central, incluso aunque ya se conociera la existencia de la recirculación secundaria (Mockmore, 1943; Shukry, 1950; Einstein y Harder, 1954), y precisamente por la falta de entendimiento de esta recirculación, son requeridas investigaciones más profundas con mayor resolución y precisión en los datos obtenidos.

Modelado del Flujo Turbulento en Meandros

Las simulaciones numéricas del flujo turbulento en canales con meandros abarcan desde modelos de turbulencia lineales simples de mediados del siglo XX hasta elaboradas simulaciones del flujo instantáneo publicadas en los últimos años. Esta evolución ha sido posible gracias al progresivo aumento de la capacidad de cálculo.

Los modelos lineales tratan las velocidades transversales como perturbaciones de primer orden en los perfiles de velocidad en la dirección del flujo. Esta técnica fue

introducida por Ananyan (1957) y Rozovskii (1957) y, durante varios años, muchos investigadores emplearon modelos lineales en sus trabajos (Engelund, 1974; Kikkawa et al., 1976; Ascanio y Kennedy, 1983; Johannesson y Parker, 1989). Estos modelos emplean los perfiles verticales de la velocidad en la dirección del flujo y la viscosidad turbulenta derivada del flujo en canales de trayectoria rectilínea. Debido a que los modelos lineales ignoran las influencias de orden superior de la velocidad en la dirección del flujo sobre los flujos secundarios, únicamente dan buenos resultados para canales con curvas suaves. Sin embargo, tal como mostraron los trabajos experimentales De Vriend (1981), Booij y Tukker (1996), Blanckaert y Graf (2001a), Blanckaert y De Vriend (2004), la intensidad de la velocidad en la región central quedaba sobrestimada en canales con trayectoria de curvatura moderada. Según Blanckaert y Graf (2004), la velocidad en la dirección principal del flujo es homogeneizada por el transporte advectivo de la recirculación central de los flujos secundarios, mientras que el gradiente vertical de la fuerza centrífuga, que sería el mecanismo de las recirculaciones transversales, queda reducido. Dichos autores afirmaron que el transporte advectivo producido por la recirculación central quedaba sobrestimado en orden de magnitud por el modelo lineal.

En vista de los argumentos previos, el flujo en canales con curvas más pronunciadas y los consecuentes efectos de los flujos secundarios, únicamente pueden ser modelados correctamente con modelos de orden superior. Naot y Rodi (1982) y Demuren y Rodi (1984) sugirieron que en el flujo turbulento en canales rectos, la turbulencia generada por los márgenes no podía ser simulada con modelos lineales de la viscosidad turbulenta. Kawahara y Tamai (1988) también mostraron que los modelos de viscosidad turbulenta lineales no podían simular las recirculaciones transversales inducidas por la turbulencia. Para poder simularlas adecuadamente, debe tenerse en cuenta la deformación del perfil de velocidad en la dirección del flujo principal debido a los flujos secundarios y la interacción que resulta entre estos mecanismos.

Los modelos de turbulencia no lineales están basados en la relación no lineal entre los esfuerzos de Reynolds y la velocidad de deformación. Yeh y Kennedy (1993) propusieron un modelo no lineal basado en el principio de conservación de la masa y el momento. Partiendo de esta idea, Blanckaert y Graf (2001a) y Blanckaert (2002a,

2002b) sugirieron un modelo no lineal donde se asumía un perfil vertical de la viscosidad turbulenta. Para flujos moderados o con trayectoria curva muy pronunciada, el modelo se ajustaba bastante bien a los datos experimentales. Sin embargo, para curvaturas muy pronunciadas, Blanckaert y De Vriend (2004) apuntaron que los mecanismos de la recirculación principal de los flujos secundarios son mucho más complejos y requerirían modelos del flujo 3D.

Otra explicación para el mecanismo de retroalimentación entre el flujo principal y los flujos secundarios fue planteada por Speziale (1987), quien sugirió que modelos de turbulencia $k-\varepsilon$ no lineales son capaces de simular la recirculación principal. Además, los modelos de turbulencia de orden superior, tales como el RSM o los Algebraic Stress Models (ASM) parecen satisfacer las condiciones necesarias de este tipo de simulaciones. Demuren y Rodi (1984) simularon las recirculaciones principales en flujos de canales curvos con un ASM, y Christensen (1999) simuló la recirculación exterior en un canal curvo con un RSM.

Sin embargo, recientemente con modelos CFD de orden superior, como LES se han obtenido mejores resultados. Booij (2003) simuló el flujo en un canal de sección rectangular con curva de 180° y número de Reynolds de 9500; en este estudio se compararon los resultados con los de un ensayo realizado tomando medidas experimentales con un Velocímetro Laser-Doppler (LDV) de tres dimensiones y con unas simulaciones RANS del mismo caso, concluyendo que los resultados con LES, a diferencia de los obtenidos con RANS, tenían una coincidencia excelente con los experimentos, incluso para la recirculación secundaria. Del mismo modo, Stoesser et al. (2008) llevaron a cabo una simulación con LES de un meandro basándose en los experimentos de Siebert (1980), en los que simularon un meandro de sección rectangular con una curva de 180° , un número de Reynolds de 18500, y un flujo subcrítico (número de Froude de 0.23). En dicho trabajo se obtuvieron unos resultados muy aproximados a los datos experimentales, quedando demostrada la aplicabilidad de la técnica LES, que resultó muy útil para proporcionar información detallada sobre el campo de velocidades medias e instantáneas del flujo medio y flujo instantáneo.

1.5.2 Meandros en Canales y Ríos Después de una Inundación

En las ocasiones en las que se produce una inundación en un río o canal meándrico, el nivel del agua ocupa el plano de inundación adyacente, y los métodos tradicionales, utilizados para predecir el comportamiento del flujo en dichos canales, ya no son válidos debido al cambio en su comportamiento hidrodinámico. A su vez, todavía existen pocos estudios en profundidad de los mecanismos que gobiernan este tipo de flujos.

Las inundaciones con grandes descargas en el plano adyacente, que generalmente permanece seco, generan una interacción entre el flujo principal del meandro y el flujo en el plano de inundación, produciendo una complicada estructura del propio flujo. De este modo, en el caso del meandro después de una inundación, es de gran interés la interacción que se produce, no solo entre el flujo principal del meandro y los flujos secundarios asociados, sino entre el flujo principal del meandro y el flujo del plano de inundación. Debido a esta interacción de flujos se produce un significativo esfuerzo cortante en la interfaz entre meandro y plano de inundación, principalmente en secciones donde el flujo de la inundación cruza con cierto ángulo la trayectoria principal del meandro, produciendo a la salida de las curvas de los meandros una expansión del flujo, de tal modo que el flujo de la inundación penetra en el flujo del meandro.

La velocidad principal dentro del meandro tiende a seguir el recorrido marcado por el canal principal (meandro), mientras que en el plano inundado tiende a seguir la dirección del propio plano. Debido a lo anterior, existen modelos que tienen en cuenta cierto grado de independencia entre el flujo del canal principal y flujo del plano inundado, planteando fórmulas que dividen el dominio en estas zonas (Ervine y Ellis, 1987). No obstante, existe una fuerte y compleja interacción entre ambas partes del flujo, que produce una capa de esfuerzo cortante en su intersección. Del mismo modo, existe un intercambio de fluido entre el plano de inundación y el canal principal, particularmente en el cruce de la parte recta del canal con el plano inundado (expansión y contracción del flujo). Esta expansión y contracción del flujo, junto con el esfuerzo cortante horizontal entre flujos producirían presumiblemente pérdidas de carga adicionales, pudiendo en ocasiones ser mayores que las pérdidas por fricción en las paredes.

Al igual que antes de una inundación, en el canal principal (es decir, en el meandro) la velocidad máxima aparece en el interior de las curvas y la posición de la velocidad máxima se sitúa cerca de la zona interna de la curva, y dependiendo en mayor medida de la geometría del lecho.

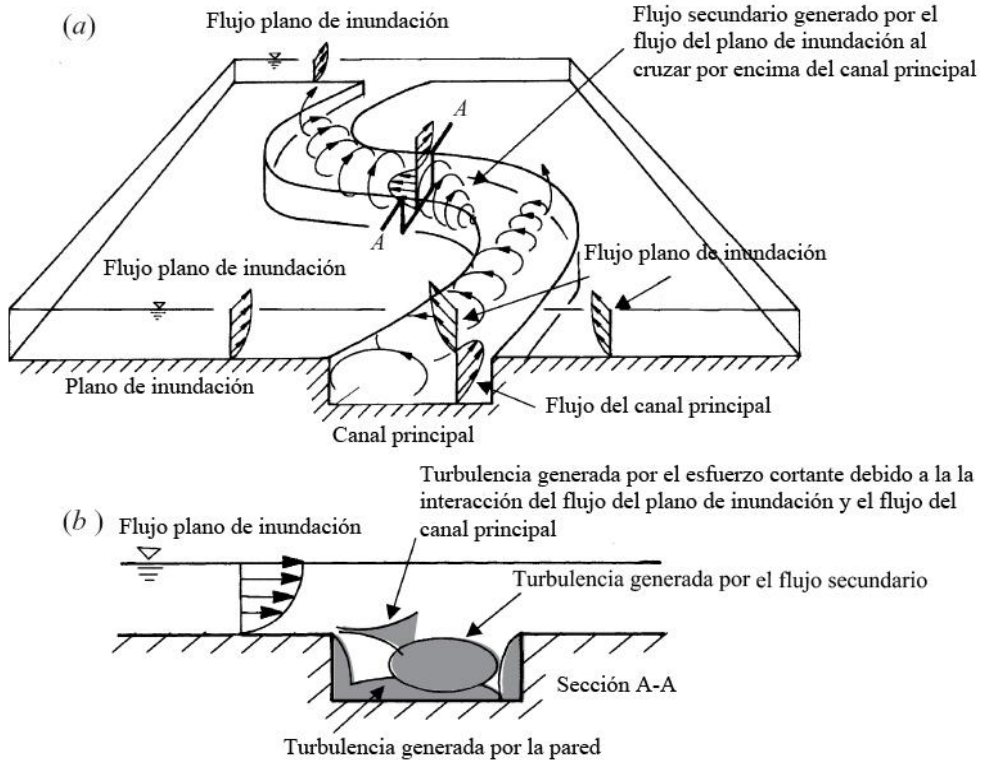


Fig. 1.7 Vista general de la estructura del flujo en meandros inundados. (a) Mecanismo de generación del flujo secundario. (b) Contribución de producción de energía turbulenta en la zona de cruce del meandro con el flujo del plano de inundación. Adaptado de Shiono y Muto (1998).

Las características del flujo secundario en meandros después de una inundación fueron descritas por primera vez por Toebes y Sooky (1967). La característica más notable es el comportamiento del flujo secundario, produciéndose un cambio en la dirección de rotación del flujo después de la inundación, así como la aparición de otras recirculaciones asociadas. La interacción entre el meandro y el plano inundado juega un papel determinante en el cambio de la estructura del flujo. Al contrario que en el caso

del flujo en meandros antes de una inundación, donde la fuerza centrífuga es determinante, el flujo secundario es producido en este caso por la interacción entre el flujo del meandro y el flujo del plano de inundación. Es por tanto esta interacción el mecanismo causante del flujo secundario, habiendo sido comprobado por Muto (1997) que la transición se produce incluso para pequeñas inundaciones. Dicho flujo secundario se desarrolla en las zonas de cruce del meandro con el plano de inundación, debido a la presencia de la capa cortante; una vez el flujo avanza hacia la siguiente curva, la fuerza centrífuga tiende a frenar al flujo secundario gradualmente para, finalmente, colapsarse en el siguiente cruce por la expansión del flujo de inundación en la siguiente curva (Fig. 1.7).

Modelado del Flujo Turbulento en Meandros Después de una Inundación

En los últimos años, se han llevado a cabo simulaciones en 3D del flujo en meandros y en meandros con plano de inundación mediante la técnica RANS, concluyéndose que la CFD alberga un gran potencial como herramienta de análisis en estudios de ingeniería hidráulica y fluvial (Simoes y Wang, 1997; Morvan et al., 2002). Del mismo modo, Rameshwaran y Naden (2004a) demostraron la aplicabilidad de RANS a ríos con meandros inundados con geometrías naturales. Shukla y Shiono (2008) predijeron razonablemente bien el flujo en un canal sinuoso con plano de inundación haciendo uso de un código RANS (TEMAC). De Marchis y Napoli (2008) investigaron el efecto de parámetros geométricos en la capacidad de descarga de canales con planos de inundación con un modelo RANS 3D, empleando el modelo de turbulencia $k-\varepsilon$. Jing et al. (2009) adoptaron un modelo de turbulencia RSM para simular un meandro con plano de inundación. Los resultados obtenidos al ser comparados los datos simulados con los experimentales fueron muy satisfactorios, indicando que el RSM puede predecir complicados fenómenos del flujo en estos dominios hidráulicos. Así mismo, Wormleaton y Ewunetu (2006) simularon un canal con meandro más un plano de inundación, lecho erosionable y sección trapecial, también con un modelo 3D que empleaba el modelo de turbulencia $k-\varepsilon$. Sin embargo, en las simulaciones RANS, todos los efectos de la turbulencia deben ser capturados por el modelo de turbulencia empleado. Aun así, al igual que ocurría con meandros antes de una inundación, la alta

complejidad de la turbulencia impide que la técnica RANS sea capaz de reproducir de manera precisa el comportamiento del flujo, aunque su aplicación en ingeniería hidráulica medioambiental está muy extendida.

Por el contrario, la aplicación para los casos de canales con meandros con inundación de la técnica LES aún está en sus comienzos, siendo escasos los trabajos realizados hasta ahora (Sanjou y Nezu, 2006, 2009). Además, en el estudio de problemas de ingeniería en ríos, algunos de los modelos de turbulencia más sofisticados resultan complejos y difíciles de emplear, debido tanto a las complicadas geometrías como a la naturaleza heterogénea de las condiciones de contorno y vegetación. Tal como apuntó Stoesser (2008), el flujo instantáneo parece muy diferente al flujo medio en términos de distribución y magnitud, sugiriendo necesario un estudio del flujo instantáneo con LES para poder llegar a entender y predecir fenómenos geomorfológicos en meandros.

Trabajos de este tipo, en los que se comparan resultados numéricos con datos experimentales, son esenciales en los estudios prácticos de ingeniería fluvial, hidráulica e hidráulica medioambiental. Finalmente, cabe destacar que las simulaciones numéricas son una poderosa herramienta, de gran utilidad para interpretar los resultados de los experimentos, y para obtener información en el espacio y en el tiempo con gran resolución, complementando así los ensayos experimentales.

1.6 Turbulencia y Ecuaciones Fundamentales

En esta sección se presentan las ecuaciones de la mecánica de fluidos y se explican las características importantes de los flujos turbulentos.

1.6.1 Ecuaciones Fundamentales de la Mecánica de Fluidos

En el estudio de la mecánica de fluidos conviene suponer los fluidos como medios continuos. En el caso de fluidos viscosos y Newtonianos el comportamiento del flujo se describe asumiendo pues un medio continuo, y haciendo uso del conjunto de ecuaciones diferenciales no lineales -conocidas para nuestro ámbito de aplicación como ecuaciones de Navier-Stokes (Claude-Louis Navier (1785-1836) y George Gabriel Stokes (1819-1903))- . Éstas son la ecuación para la conservación de la masa, la ecuación para la

variación de la cantidad de movimiento (basada en la segunda ley de Newton) y la ecuación de la energía (basada en el primer principio de la termodinámica).

Ecuación de continuidad (conservación de la masa):

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.2)$$

Ecuación de la cantidad de movimiento:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial U_i U_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \quad (1.3)$$

Ecuación de la energía:

$$\rho c \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial T U_i}{\partial x_i} \right) = \phi_v + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} + Q_c + Q_r \quad (1.4)$$

donde ϕ_v es el trabajo de deformación debido a fuerzas viscosas tal que:

$$\phi_v = \mu \left[2 \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2 \right] \quad (1.5)$$

Q_c y Q_r son el ratio de emisión de calor (energía por unidad de volumen y por unidad de tiempo) debido a reacciones químicas y a radiación respectivamente.

Las ecuaciones 1.2, 1.3, 1.4 y 1.5 están referidas a un sistema de coordenadas cartesiano tridimensional x_i , siendo $i=1,2,3$ expresadas con el convenio de Einstein. U_i es el vector velocidad, p es la presión, ν es la viscosidad cinemática, c es el calor específico, λ la conductividad térmica, μ la viscosidad dinámica, t el tiempo y T la temperatura. Se asume en nuestros casos de aplicación el fluido como incompresible. Además, se acepta una relación lineal entre las componentes del esfuerzo cortante y los gradientes de velocidad, considerando así un fluido Newtoniano:

$$\tau_{ij} = -p \delta_{ij} + \nu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \quad \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases} \quad (1.6)$$

Donde τ_{ij} es el tensor cinemático de esfuerzos cortantes y δ_{ij} la función delta de Kronecker. El gradiente de velocidad para un flujo de densidad constante puede descomponerse:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_j} = S_{ij} + \Omega_{ij}, \quad (1.7)$$

Donde S_{ij} es el tensor de velocidad de deformación:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \quad (1.8)$$

y Ω_{ij} es el tensor de velocidad angular:

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \quad (1.9)$$

1.6.2 Características de los Flujos Turbulentos

La mayoría de los flujos de interés industrial y medioambiental son flujos turbulentos. Los flujos turbulentos son altamente tridimensionales y se caracterizan por fluctuaciones irregulares de propiedades, tales como velocidad y presión, de modo que sus magnitudes muestran una variación aleatoria. Las magnitudes físicas, con frecuencia, se describen mediante promedios estadísticos, y en este sentido un flujo turbulento “continuo” puede ser definido como un flujo en el que las magnitudes físicas promedio dependen del tiempo.

Hace más de un siglo, el físico e ingeniero Osborne Reynolds (1842 – 1912) demostró en 1883 (Reynolds, 1883) que un flujo cambia desde un flujo laminar, en el que no existe mezclado significativo de las partículas, a un estado turbulento cuando cierto parámetro, hoy conocido como número de Reynolds, Re , supera un valor crítico:

$$Re = \frac{L_c U_c}{\nu} \quad (1.10)$$

donde L_c es una longitud característica y U_c una velocidad característica, siendo Re una constante adimensional.

El número de Reynolds representa el ratio entre las fuerzas inerciales y las fuerzas de la viscosidad, y puede ser considerado también como el ratio entre el movimiento advectivo y el difusivo. Para bajos números de Reynolds, cuando el comportamiento del fluido depende principalmente de su viscosidad y el flujo es estable, el flujo se conoce como laminar. Sin embargo, para números de Reynolds altos, va aumentando la

turbulencia y la velocidad del fluido determina su comportamiento más que la viscosidad, siendo inestable y caótico. Para números de Reynolds intermedios el flujo es transitorio, entre turbulento y laminar.

Para poder entender la turbulencia es básico y de gran importancia conocer profundamente sus mecanismos, teniendo en cuenta que, como se ha mencionado anteriormente, se caracteriza por su comportamiento tridimensional e inestable. Así, los fenómenos de transporte de masa, cantidad de movimiento y energía, se ven notablemente amplificados por el efecto de la turbulencia. En realidad, la turbulencia conlleva una mezcla continua de las partículas del flujo, con lo que los mecanismos de transporte por difusión se ven reforzados por el transporte advectivo por turbulencia. El campo de velocidades del flujo instantáneo muestra rápidas fluctuaciones en todas direcciones dentro de un amplio rango de escalas temporales y espaciales. Además, aparece una vorticidad de carácter tridimensional, generándose remolinos de diferentes características y tamaños. Dentro de la dinámica de estos remolinos existe una jerarquía u orden, desde escalas mayores a menores, donde la energía es transmitida desde los remolinos grandes a los más pequeños, hasta que la energía se disipa por los efectos viscosos de las escalas más pequeñas, conocidas como longitud de escalas de Kolmogorov (Kolmogorov, 1941). El mecanismo que gobierna este comportamiento se conoce como cascada de energía, jugando un importante papel en los flujos turbulentos.

1.7 Simulación y Modelado de Flujos Turbulentos

La CFD constituye el tercer enfoque en el estudio y desarrollo de la dinámica de fluidos. Fue en Francia e Inglaterra, en el siglo XVII, donde se asentaron las bases de la dinámica de fluidos experimental. En los siguientes siglos, en la misma Europa, se dio gradualmente un desarrollo de los estudios teóricos que trataban de abordar los problemas planteados desde esta doctrina. Como resultado, a lo largo del siglo XX el estudio y práctica de la dinámica de fluidos, tanto en la ciencia de la física como en ingeniería, estuvo basado en herramientas teóricas por un lado y experimentales por otro (Anderson, 1995).

A partir de la década de 1960, la aparición y desarrollo de las computadoras digitales de alta velocidad junto con el desarrollo de precisos algoritmos numéricos

revolucionó la forma en la que hasta ese momento se había tratado la dinámica de fluidos. Es así como, gracias al creciente avance de la capacidad computacional y sus costes asociados, la CFD, entendida como “el análisis de problemas de flujo y transferencia de calor por medio de una simulación realizada con ayuda de un ordenador, teniendo en cuenta siempre todos los fenómenos asociados, como, por ejemplo, las reacciones químicas en el fluido” (Veersteg y Malalasekera, 1998), se presenta hoy en día como una poderosa herramienta en investigación y en ingeniería que ofrece grandes ventajas y completa el estudio de la dinámica de fluidos.

Así, la CFD da soluciones a las tres ecuaciones básicas de la mecánica de fluidos, mostradas en el epígrafe 1.6.1, para lo cual se emplean diversas herramientas matemáticas con las que se obtiene un sistema de ecuaciones algebraicas de fácil solución (Veersteg y Malalasekera, 1998). La CFD es hoy un instrumento con un campo de aplicación equiparable al de la teoría y experimentación puras, en el análisis y estudio de los problemas de la dinámica de fluidos.

1.7.1 Métodos Numéricos Utilizados para CFD

En CFD se utilizan diversos métodos numéricos, a partir de los cuales se resuelven las ecuaciones en cada uno de los puntos de una malla². Estos métodos numéricos obtienen, mediante aproximaciones, ecuaciones algebraicas de posible solución gracias a un procesador de cálculo. Entre las técnicas empleadas, destacan dos de ellas: los métodos de elementos finitos (FEM, de sus siglas en inglés: Finite Element Method) y los métodos de diferencias finitas (FDM, de sus siglas en inglés: Finite Difference Method). A partir de estos últimos, existe una variante a tres dimensiones: método de volúmenes finitos (FVM, de sus siglas en inglés: Finite Volume Method) pudiendo estar basados en elementos finitos o en diferencias finitas. Tal como indica Palau-Salvador (2005), en el campo de la mecánica de fluidos pueden utilizarse tanto FEM como FDM y, antes de abordar un problema en este campo, debe decidirse cuál se empleará. El primero de estos métodos (FEM) es muy robusto, aunque la resolución de las ecuaciones algebraicas es más complicada, siendo más difícil la convergencia de los resultados,

² En CFD, la malla es el conjunto de puntos de control que se definen previamente en un dominio hidráulico para la resolución en ellos de las ecuaciones fundamentales del fluido.

todo lo cual implica un mayor coste computacional. El segundo de los métodos (FDM) es más simple y es mucho más fácil obtener convergencia de los resultados, siendo habitualmente utilizado en los códigos comerciales (Veersteg y Malalasekera, 1998). En los problemas de mezcla de flujos turbulentos, el flujo es altamente inestable y tridimensional, por lo que resulta mucho más conveniente el estudio en tres dimensiones.

1.7.2 Métodos Computacionales para Resolver el Flujo Turbulento

En general, los diferentes métodos empleados en CFD para el tratamiento de la turbulencia pueden ser divididos fundamentalmente en tres técnicas:

- Direct Numerical Simulation (DNS).
- Reynolds-Averaged Navier-Stokes Model (RANS).
- Large-Eddy Simulations (LES).

La diferencia de una técnica a otra en las simulaciones estriba, principalmente, en cómo tratan la turbulencia. Mientras que la DNS resuelve todo el flujo, sus escalas temporales y espaciales, en RANS se modela todo el efecto de la turbulencia. Sin embargo, LES puede entenderse como una composición entre estas dos primeras técnicas, haciendo uso de modelos de turbulencia únicamente para las escalas pequeñas y resolviendo el resto de la cascada de energía. La utilización de cada técnica depende en exclusiva del caso a simular y de los objetivos del proyecto. La técnica DNS tiene un coste computacional extremadamente alto. Por otro lado, el modelo RANS es computacionalmente mucho más económico, aunque se requieren modelos para simular el flujo turbulento, lo que implica la introducción de simplificaciones con el riesgo de inexactitudes. Entre estas dos técnicas, aparece el LES, que es menos costoso de implementar que DNS pero más que RANS y, como se ha dicho, también utiliza modelos de turbulencia, pero para las estructuras turbulentas isotrópicas más pequeñas. En la Fig. 1.8 se ilustra la turbulencia que es modelada en comparación con el esfuerzo computacional para las tres técnicas planteadas.

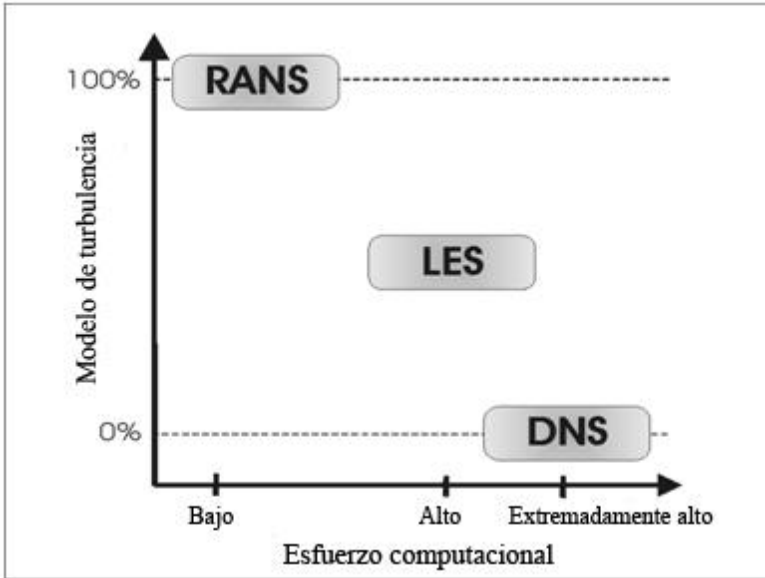


Fig. 1.8 Turbulencia que es modelada en comparación con el esfuerzo computacional para cada técnica de CFD.

En las siguientes líneas se desarrolla una breve explicación de las técnicas RANS y LES ya que son las empleadas en esta Tesis.

Reynolds-Averaged Navier-Stokes Model

La técnica RANS se basa en las medias temporales de las ecuaciones de Navier-Stokes para flujos turbulentos. La idea básica consiste en separar las variables del fluido en valores medios independientes del tiempo $\langle \Phi \rangle$ y en un componente de la fluctuación dependiente del tiempo Φ' , conocido este último como “Descomposición de Reynolds”,

$$\Phi(x, t) = \langle \Phi(x_i) \rangle + \Phi(x_i, t)' \quad (1.11)$$

donde

$$\langle \Phi(x_i) \rangle = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t \Phi(x_i, t) dt \quad (1.12)$$

o en caso de flujo estadísticamente inestable

$$\langle \Phi(x_i) \rangle = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \Phi(x, t) \quad (1.13)$$

Al contrario de cómo ocurre en DNS, la turbulencia es en este caso modelada mediante modelos de turbulencia, por lo que la precisión de los datos obtenidos con esta técnica es menor. Además, al ser una técnica que proporciona datos del flujo medio, aquellos problemas que dependan del tiempo no pueden ser estudiados correctamente con RANS. Por lo tanto, aunque el resultado de las simulaciones proporcione una idea muy aproximada del comportamiento del flujo, la media estaría enmascarando la dinámica real de las estructuras turbulentas. No obstante, esta técnica de modelado es muy utilizada hoy en día en problemas de ingeniería, habiendo demostrado su gran utilidad debido al bajo coste computacional comparado con las ventajas que ofrece.

Además, la técnica RANS admite una variación o aproximación en la aplicación de sus ecuaciones, derivando en una nueva técnica ya mencionada previamente: Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes Model (URANS), que ha sido empleada en algunas de las líneas de esta Tesis Doctoral. De un modo simplista, la técnica URANS consiste en aplicar la técnica RANS a lo largo de una dimensión temporal discretizada, de modo que se obtienen simulaciones RANS en intervalos de tiempos determinados.

A su vez, estas técnicas emplean modelos de turbulencia, existiendo diversos de ellos (isotrópicos o anisotrópicos) como k - ε , k - ω , RSM, etc. Como se verá más adelante, en las líneas de investigación de este trabajo donde se aplica URANS, se emplea como modelo de turbulencia el modelo k - ε , habiendo quedado demostrado su buen funcionamiento en estudios anteriores similares a los que aquí se presentan (Marek et al., 2007 y Martínez-Solano et al., 2010, entre otros), y puntualmente el modelo RSM.

El modelo k - ε es un modelo semiempírico basado en las ecuaciones del modelo de transporte para la energía cinética turbulenta (k) y su rango de disipación (ε). En dicho modelo se emplean dos ecuaciones, una para la energía cinética turbulenta y otra para el rango de disipación de la energía. A partir de dichos términos se resuelve la expresión:

$$\mu_t = \rho \cdot C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (1.14)$$

Siendo μ_t la viscosidad dinámica turbulenta que interviene directamente en las ecuaciones de Navier-Stokes adaptadas para RANS y URANS, y C_μ la constante en la estimación de la viscosidad turbulenta en el modelo k - ε . Finalmente, en este modelo, el

flujo se asume como un flujo turbulento completamente desarrollado e isotrópico, lo cual puede resultar en ocasiones una aproximación demasiado simplista.

Otro de los modelos de turbulencia más empleados en la técnica RANS es el modelo conocido como Reynolds Stress Model (RSM). Se trata de un modelo anisotrópico que calcula las ecuaciones medias temporales de Navier-Stokes resolviendo ecuaciones de transporte adicionales para cada uno de los seis esfuerzos cortantes de Reynolds (se calcula la matriz de cortadura de Reynolds). El modelo requiere también una ecuación para la disipación de la energía, ε . Este modelo es mucho más preciso que el modelo $k-\varepsilon$ a la hora de resolver flujos complejos. Sin embargo, se debe tener en cuenta su alto coste computacional en comparación con este último, lo cual no justifica su uso en muchos casos prácticos.

Large-Eddy Simulation

En LES, las estructuras turbulentas grandes, de carácter anisotrópico (inestables y tridimensionales), son resueltas directamente, mientras que los efectos de las estructuras más pequeñas se modelan, de modo que puede entenderse, tal como se comentó inicialmente, como una técnica entre DNS y RANS. Las estructuras grandes dependen principalmente de la geometría del flujo y contienen la mayoría de la energía cinética. Las estructuras pequeñas, donde se produce la disipación de energía, son homogéneas e isotrópicas, existiendo relativa facilidad en su modelado. LES es computacionalmente más costoso que RANS, aunque puede proporcionar resultados del flujo medio más precisos, así como datos del flujo instantáneo, lo cual está fuera del alcance de RANS.

Para una simulación con LES, las ecuaciones del flujo incompresible de Navier-Stokes son filtradas, de manera que se establece la frontera entre lo resuelto y lo modelado. Normalmente el tamaño de celda es el valor utilizado para filtrar las ecuaciones de Navier-Stokes. En este método, se calcula el tensor de esfuerzos modelados, SGS (sub-grid scale stresses):

$$\tau_{ij}^{SGS} = \overline{U_i U_j} - \hat{U}_i \hat{U}_j \quad (1.15)$$

Para calcular τ_{ij}^{SGS} el modelo más empleado es el Smagorinsky, que se describe someramente a continuación.

El Modelo Smagorinsky:

Es uno de los modelos más simples desarrollados por Joseph Smagorinsky (Smagorinsky, 1963). Este modelo representa también las bases de varios modelos, más avanzados, los cuales pueden consultarse en Pope (2002).

El tensor SGS es modelado por:

$$\tau_{ij}^{SGS} - \frac{1}{2} \delta_{ij} \tau_{kk}^{SGS} = -2\nu_{SGS} \overline{S_{ij}} \quad (1.16)$$

donde $\overline{S_{ij}}$ es el tensor de esfuerzos resuelto:

$$\overline{S_{ij}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right), \quad (1.17)$$

y ν_{SGS} es la viscosidad SGS:

$$\nu_{SGS} = (C_s f \Delta)^2 |\overline{S}|, \quad (1.18)$$

de donde $|\overline{S}| = \sqrt{2\overline{S_{ij}S_{ij}}}$, C_s es el coeficiente de modelo de SGS y f es la función de amortiguamiento de Van Driest (1956) cuya forma es:

$$f = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{25}\right) \quad (1.19)$$

Normalmente se utiliza un valor para el coeficiente C_s de 0.1 tal como sugirió Deardorff (1970). La función de amortiguamiento, f , se emplea para amortiguar la escala de turbulencia cerca de la pared. La magnitud del filtrado, Δ , se toma en este modelo como la raíz cúbica del volumen de una celda de la malla empleada en el dominio.

Volviendo a LES, lo atractivo de dicha técnica es que es más precisa y realista al ser aplicada en flujos donde estructuras turbulentas grandes pueden ser significativamente inestables –como el flujo alrededor de un cilindro (Fig. 1.9) o en ríos con meandros–, generándose separaciones del flujo y vórtices con un comportamiento que, aunque periódico, es de gran inestabilidad. De lo anterior se interpreta que, en algunos casos, la técnica LES se plantea como la solución a muchos problemas de ingeniería en los que RANS no llega a esclarecer los mecanismos del flujo, pero en los que sin embargo la aplicación de una simulación con DNS no está justificada. Aun así,

debe tenerse en cuenta el hecho de que el que se modelen las escalas más pequeñas de turbulencia, ya de por sí, introduce simplificaciones que pueden afectar a la resolución de las estructuras de escala grande.

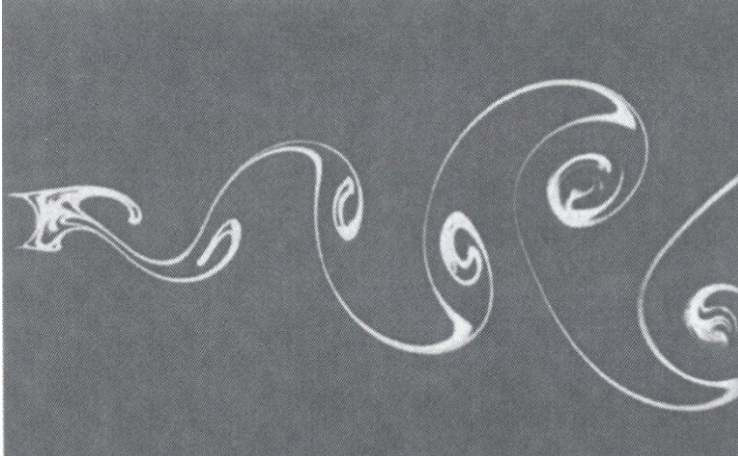


Fig. 1.9 Emisión de vórtices de von Karman alrededor de un cilindro. Fotografía de S. Taneda. Adaptado de Frisch (1995).

1.7.3 Técnicas de Modelado. Simplificaciones y Limitaciones

Para la solución de las ecuaciones diferenciales parciales mediante CFD se aplican algunas aproximaciones (modelos). Estas simplificaciones, aunque tienen sus limitaciones, conducen a una disminución de la complejidad de las simulaciones. En los siguientes apartados se expone un breve resumen y justificación de las simplificaciones más importantes usadas en esta Tesis, las cuales serán discutidas en el Capítulo 6 Discusión General de Resultados. Otras simplificaciones menores son tratadas en cada uno de los capítulos correspondientes.

Modelo de Lámina Libre

Para simular un dominio hidráulico con una superficie de agua, una solución posible es la aproximación de pared rígida sin rozamiento. Esta condición fue empleada en el estudio del tanque de agua potable y en los dos estudios del flujo en meandros. En el estudio del depósito de inercia no se consideró adecuado debido a que se trataba de un depósito cerrado sin lámina libre de agua. Para la superficie libre del modelo se introduce una condición de contorno de simetría, a través de la cual la velocidad normal

a la superficie y el gradiente de velocidad paralelo a la superficie se hacen cero. Por consiguiente, la superficie se aproxima a una superficie rígida sin rozamiento.

En el caso del flujo del tanque de agua potable con una superficie libre de agua, tal como fue comprobado por otros autores (Martínez-Solano et al., 2010a), la solución de pared rígida sin rozamiento es una solución válida y que se justifica en este caso por no haberse apreciado en el procedimiento experimental variaciones ni ondulaciones de la lámina libre de agua en el tanque testado. En caso contrario, deberían plantearse otras soluciones como un modelo de flujo bifásico aire-agua.

En el caso del flujo en meandros, debido a esta simplificación, no resultan errores significativos en canales abiertos (Hinterberger, 2004) en los que el número de Froude es inferior a 1, implicando un régimen subcrítico. Por el contrario, no es el caso de canales abiertos en los que se disponen obstáculos, en los que habría que tener en cuenta la superelevación del flujo con un modelo bifásico aire-agua.

Modelo de Capa Límite

En la región del fluido próxima a la pared existe una zona llamada capa límite, la cual juega un importante papel, produciendo un gran impacto en el comportamiento del flujo. En esta zona se concentran los efectos de la viscosidad y, por lo tanto, será donde se produzcan las mayores pérdidas por rozamiento. Se asume que los modelos de turbulencia no son válidos dentro de la subcapa laminar de la capa límite, donde los efectos de la viscosidad son determinantes. En los dos estudios del flujo en tanques de agua presentados en esta tesis, en los que se emplearon la técnica RANS y URANS, se utilizó un modelo conocido como “doble capa de altos y bajos y^+ ” (*Two-Layer All y^+ Wall Treatment*; para más información véase CD-Adapco, 2010) siendo y^+ el número de Reynolds turbulento. Este modelo combina la formulación de los modelos “Altos y^+ ” y “Bajos y^+ ”, pero contiene una condición de capa límite para el término ϵ que tiene en cuenta una formulación de doble capa. Esta formulación, aunque la más costosa en términos de esfuerzo computacional, da resultados similares al modelo de “Bajos y^+ ” cuando $y^+ \rightarrow 0$, y resultados similares al modelo “Altos y^+ ” para $y^+ > 30$. Es el modelo más recomendado para mallas en las que existe una gran anisotropía en la

estructura del flujo, de modo que existen zonas en las que la primera celda de la malla puede caer en zonas de la capa límite, y otras en una zona diferente.

En los dos estudios del flujo en meandros, con los que se utilizó la técnica LES, la región de la capa límite es escalada con la longitud viscosa, δ_v , calculada mediante la fórmula:

$$\delta_v = \nu \sqrt{\frac{\rho}{\langle \tau_w \rangle}} = \frac{\nu}{\langle u_* \rangle} \quad (1.20)$$

Donde $\langle \tau_w \rangle$ es la media temporal del esfuerzo cortante en la pared y $\langle u_* \rangle$ es la velocidad de fricción media temporal. Si la región cerca de la pared es resuelta mediante una malla numérica, el esfuerzo cortante, τ_w , se calcula como:

$$\tau_w = \rho \nu \left[\frac{\partial U}{\partial y} \right]_w \quad (1.21)$$

Para realizar simulaciones LES suficientemente precisas con mallas gruesas, se emplean modelos de pared. En esta Tesis se ha utilizado el modelo de pared Werner-Wengle (Werner y Wengle, 1993) en el lecho del canal y las paredes del mismo para las simulaciones del flujo en meandros. El modelo calcula $\langle \tau_w \rangle$ con la ley potencial $1/7^{\text{th}}$ de la velocidad instantánea.

Modelo del Flujo en Canales

Todas las simulaciones del flujo en meandros en esta Tesis se han llevado a cabo con una superficie libre horizontal y un canal horizontal, forzando un gradiente de energía mediante una fuerza adicional en las ecuaciones de Navier-Stokes. Esta es una técnica utilizada de un modo general en CFD a la hora de modelar flujos en canales. La fuerza causante del movimiento, en lugar de la gravedad (g), está originada por dicho gradiente de presión que está relacionado con la pendiente del canal $S_o = \tan(\alpha)$. Este gradiente de presión se corregía cada paso de tiempo, con la finalidad de conseguir una velocidad media del flujo en cada caso.

Modelo de Flujo Periódico

En los experimentos de los meandros empleados en esta Tesis se establecieron condiciones periódicas haciendo circular el flujo de agua por una serie de meandros consecutivos. Éstos fueron siete meandros, en el caso del estudio de Chang (1971), y cinco en el caso de Shiono y Muto (1998). En las simulaciones de dichos casos, se introdujeron condiciones de contorno periódicas entre la entrada y la salida del flujo. Estas condiciones se aplican en la dirección aguas abajo, de tal modo que el canal se modela como un canal infinito en esa dirección. Por consiguiente, se omite la difícil formulación que implicaría una entrada del dominio con condiciones de flujo no periódico, disminuyendo de este modo los costes computacionales.

PARTE I Flujo y Manejo en Tanques de Agua

Capítulo 2 Numerical Simulation of the Hydrodynamics and Turbulent Mixing Process in a Drinking Water Storage Tank

Moncho-Esteve, I.J., Palau-Salvador, G., Brevis, W., O. Vaas, M., Petra A. López-Jiménez, P.A. (2015), Journal of Hydraulic Research, 53(2): pp. 1-11³

Acknowledgements: This work has been conducted within the framework of the research project "Línea Multidisciplinar para Aplicación de las técnicas de la Mecánica de Fluidos Computacional a la modelación de movimiento de flujos ambientales (2614)" from Vicerrectorado de Investigación, Universitat Politècnica de València, Spain.

2.1 Introduction

Drinking water storage tanks are an important part of any water distribution system (WDS). One of their main functions is to store excess water, in the case of low demand, and also to provide extra volume when the WDS demand peaks. Although the study and modelling of these tanks are often simplified, their impact in maintaining an adequate water quality in the network is of paramount importance. Grayman et al. (2004) presented some guides in order to minimize problems in storage facilities resulting from the related phenomena of mixing and aging of WDS. Inadequate operation and design faults can cause different problems: harmful disinfectant residuals, growth of pathogens

³ This is the accepted version of the following article: Ignacio J. Moncho-Esteve, Guillermo Palau-Salvador, Wernher Brevis, Markus O. Vaas & Petra A. López-Jiménez (2015). Journal of Hydraulic Research, which has been published in final form at <http://dx.doi.org/10.1080/00221686.2014.989456>

or problems with odours and discoloured water. Some examples of serious incidents due to ineffectual management of water tanks are documented by Boulos et al. (1994) and Clark et al. (1993). All these issues are linked to insufficient turnover and poor mixing. The complex flow developed within the tank, the presence of dead zones and hydraulic short-circuiting can produce long residence times t_r . This results in complex biological and chemical processes that can negatively affect water quality (Martínez-Solano et al., 2010a).

Previous water quality studies have assumed the tank as an ideal reactor, i.e. a continuous flow stirred tank reactor or a plug-flow reactor. However several works (Grayman and Clark, 1993; Kennedy et al., 1993) have shown that the assumption of an ideal reactor is not always valid, which may lead to an underestimation of the water age in parts of the tank. Mau et al. (1995) carried out an explicit model for simulating water quality in tanks by considering five conceptual representations of multi-compartment models: a continuous flow stirred tank, a two-compartment tank, a three-compartment tank, a four-compartment tank and a plug-flow tank. Mixing behaviour and its effects on the water quality are considerably influenced by the turbulent flow patterns within the storage tanks.

Due to their high spatial and temporal resolutions, CFD methods can be seen as a valuable tool for the analysis and prediction of the water quality in storage tanks (Martínez-Solano et al., 2010b). Jet mixing in storage tanks has mostly been studied through intensive experimental procedures (Patwardhan, 2002), which normally result in empirical or statistical relationships between residence times and either geometrical or hydraulic parameters. Several authors, such as Metzger and Westrich (1978) or Maruyama and Mizushima (1982) have experimentally investigated the residence time as the main parameter for evaluating quality in water storage tanks; Rossman and Grayman (1999) conducted experiments on cylindrical tanks to study the effect of different factors such as the effect of source momentum on jet mixing. These attempts resulted in information about the general behaviour of the tank as a mixer, but they cannot be used to explain the physics of the underlying mixing process. Marek et al. (2007) have pointed out that most of the research in flow and mixing processes in water storage tanks has been conducted by means of extensive and costly experiments. Tian and Roberts

(2008) carried out extensive experiments to measure concentration fields over time in order to study the evolution of the jet-induced mixing processes in three types of storage tanks (ground level cylindrical, standpipe and ground level rectangular). They pointed out the convenience of performing CFD models, which can simulate three-dimensional circulations, to predict mixing and to design new infrastructures. Mahmood et al. (2005) demonstrated that CFD techniques are an effective tool for predicting mixing processes in water tanks, and that they are advisable when studying different operational conditions. Yeung (2001) studied flow distribution and water age in service reservoirs by using CFD and pointed out the advantages of CFD in these studies.

However, only a few CFD studies have approached the modelling of turbulent flow in drinking water storage tanks (Grayman et al., 1996; Hannoun and Boulos, 1997; Palau-Salvador et al., 2007; Martínez-Solano et al., 2010b).

This paper presents the results of three-dimensional simulations of the flow and jet mixing in a jet-agitated drinking water storage tank with constant level. The simulations are carried out using the URANS techniques in order to simulate the flow and a point injection of conservative tracer into the tank. The numerical results are validated using experimental observations. In addition, two new configurations and different inflow rates are simulated and analysed to understand the role of the inflow geometrical characteristics in the magnitude of the residence time. This methodology has been chosen to focus the experimental procedures on improving designs and optimising mixing capability.

2.2 Experimental Setup and Numerical Method

2.2.1 Experimental Case

A reservoir tank type was built for validating the numerical simulation. These sort of tanks can often be kept at a near-constant water level, acting as flow-through tanks with only limited differences between the inflow and outflow rate. The steady-state flow-through tank type was chosen specifically for this study for its ability to maintain a constant water level during operation. Thus, the effects of a strong unsteady flow caused by changes in the water volume in the tank were eliminated, and the experiment was focused on the effects of the internal flow structure coming from the jet inlet. Therefore,

a 1:4 prototype laboratory model of a particular tank was built. This rectangular, open-top water storage tank with constant and equal in- and outflow discharge was built at the research laboratory of the Institute for Hydromechanics, Karlsruhe Institute of Technology (KIT). Fig. 2.1 shows a schematic representation of the experimental tank. The dimensions are $L_T = 2050$ mm, $W_T = 1525$ mm, $H_T = 760$ mm. As shown in Fig. 2.1, the inflow takes place through a 65 mm circular pipe (inlet section), which has a horizontal $2\pi/9$ rad bend (θ in Fig. 2.1), that ends in a 16.7 mm jet nozzle. The vertical inlet angle (Fig. 2.1) φ is 0 rad for this first configuration. Water leaves the tank through a 102 mm circular outlet pipe located close to the inlet pipe (Fig. 2.1). Other geometrical parameters shown in Fig. 2.1 are: $A_T = 150$ mm; $B_T = 345$ mm; $C_T = 305$ mm; $D_T = 150$ mm; $E_T = 75$ mm which represents distance of the inlet from L_T , distance of the outlet from L_T , length of inlet pipe into the tank, length of the inlet diffuser and height of the inlet pipe from the bottom respectively. In addition, the horizontal orientation of the inlet prevents direct interaction of the jet with the free surface, thus no surface waves are developed. The geometrical and flow conditions are specified in Table 2.1. U_{jet} (inlet velocity in the jet nozzle section) was equal to $1.90 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ for the validation case. The densimetric Froude number, F_d , in the inflow has been estimated as indicated in Prešeren et al. (2013). This number is used for representing the relative importance of inertial and density gravity in terms of the influence of momentum and buoyancy flux when considering the difference in density between the inflow and the tank. In this case the densimetric Froude number was estimated as $F_d = 0.703$.

In order to analyze the mixing process within the tank, a volume of 0.01 m^3 of brine with a salt concentration (C_{Salt}) of $50 \text{ g}\cdot\text{l}^{-1}$ was injected (time $t = 0$ s) instead of the main inflow for 24 s. Salt concentration refers to dissolved salt content in fresh water: grams of dissolved salts (sodium (Na^+) and chloride (Cl^-) ions) in a litre of fresh water. When all the brine has been introduced into the tank, the inlet continues injecting fresh water constantly until the end of the experiment. The injection was carefully designed to avoid changes in the inflow discharge. The changes in conductivity of the water in both the inlet pipe and outlet pipe (~ 50 cm downstream of the tank exit) are recorded until inlet and outlet conductivity reach their value base again.

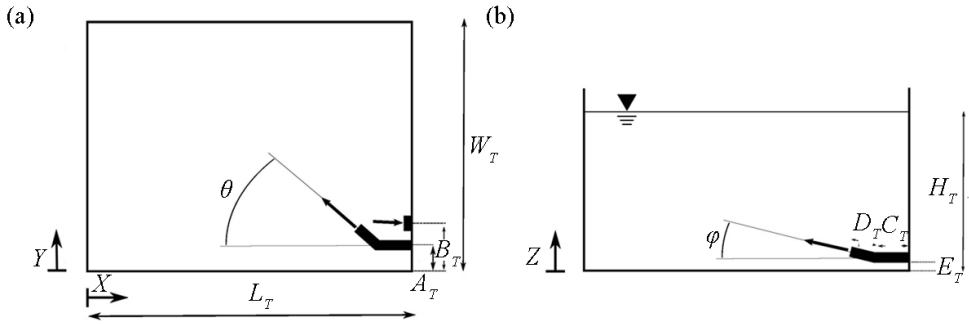


Fig. 2.1 Top (a) and side view (b) of the experimental case used for the simulations.
 $A_T E_T$: inlet pipe; $B_T E_T$: outlet pipe.

Table 2.1 Inlet orientation and hydraulics jet parameters of the cases for the simulated tank.

Case	Inflow Q_{in} (L·min ⁻¹)	Angle of jet nozzle		Jet velocity U_{jet} (m·s ⁻¹)	Jet
		θ (rad)	φ (rad)		Reynolds Number Re_{jet} (-)
T1_1 ^(*)	25	$2\pi/9$	0	1.90	29,579
T2_1	25	$\pi/9$	0	1.90	29,579
T3_1	25	0	0	1.90	29,579
T1_0	8.3	$2\pi/9$	0	0.63	9,860
T1_2	41.7	$2\pi/9$	0	3.17	49,298
T1_3	58.3	$2\pi/9$	0	4.44	69,017
T1_4	75	$2\pi/9$	0	5.71	88,736

^(*): Simulations used to validate the CFD model.

2.2.2 Numerical Method

In this work, three-dimensional URANS simulations are performed using the Star-CCM+ commercial code Ver. 5.04.006 (CD-Adapco, 2010). The model is based on the mass and momentum conservation equations, neglecting temperature effects. The code

is based on a finite-volume method (Veersteg and Malalasekera, 1998). For the purpose of mass conservation, a standard pressure correction algorithm (SIMPLE) was used. For the turbulence closure the two equations realisable $k-\varepsilon$ model (Shih et al., 1994) was implemented. The computational scheme solves the incompressible Navier-Stokes equations in integral form for continuity and momentum (CD-Adapco, 2010):

$$\frac{d}{dt} \int_{V_c} \rho dV_c + \oint_{A_c} \rho v \cdot da = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{V_c} \rho v dV_c + \oint_{A_c} \rho v \wedge v \cdot da = - \oint_{A_c} p I \cdot da + \oint_{A_c} [T] \cdot da + \oint_{V_c} f_g dV_c \quad (2.2)$$

where ρ is density (kg m^{-3}); v is velocity (m s^{-1}); p is pressure (Pa); $[T]$ is the viscous stress tensor; a is the face area vector; V_c is cell volume (m^3); A_c is cell area (m^2); I is the identity matrix; and f_g (N) is, in this case, the body force vector representing buoyancy effects.

A velocity inlet boundary condition was used in the inlet pipe. No slip condition was implemented in the walls. The free surface was modelled by a rigid-lid approximation, which is acceptable in the event of insignificant water surface deformation, a condition observed during the experimental work. A hybrid approach wall treatment was set for the near-wall modelling with a model for non-dimensional wall distance y^+ larger than 30 and resolving the boundary layer in the other cases. The initial conditions for the URANS were fixed by the steady state of the previous RANS solution. A time step of 0.5 s and a first-order upwind convection scheme were chosen for URANS solution with an implicit solver. This was a proper balance between accuracy and CPU time. A passive scalar model was used to simulate the brine injection (CD-Adapco, 2010). Since the purpose of this work was to simulate the mixing processes of a tracer injection inside the tank (with NaCl as the passive scalar), the water density has been defined in each equation of the code, according to the salt concentration in each cell. This is possible in the definition of the physics conditions in the used software Star-CCM+. Consequently, the solution takes into account the slight differences in density when the salted water is injected.

Different kinds of grids were also developed and tested, achieving a grid independency with three different mesh sizes (Coarse $\approx 650,000$ cells, Middle $\approx 950,000$ cells and Fine $\approx 1,700,000$ cells). After preliminary simulations, no significant differences between the Middle and the Fine grids were found (see details of the final selected mesh in Fig. 2.2). This selection was based on a sensitivity analysis, which took into account comparison with the experiment, convergence criteria and simulation time. Therefore, the final grid used for the calculations was of 950,000 grid cells. The grid is finer near the walls and the grid size variation between cells is kept to a maximum geometrical increase of 4%.

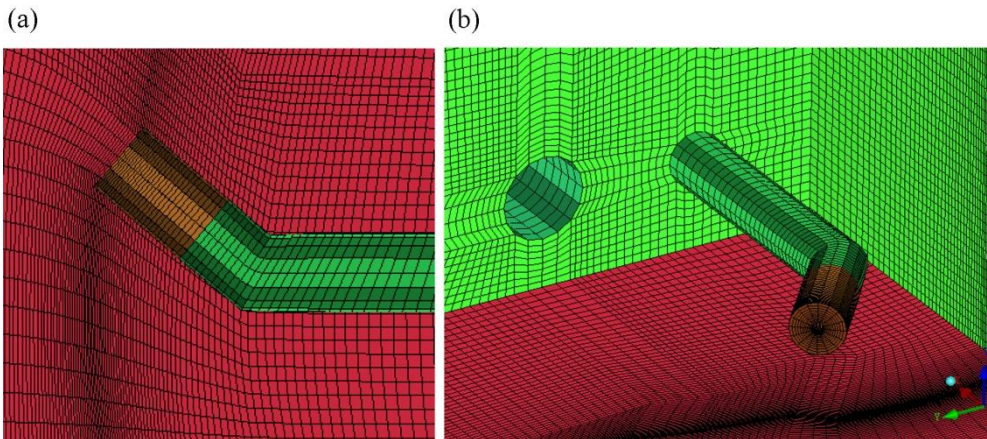


Fig. 2.2 Views of the inlet and outlet structured mesh in the tank (T1 case). (a) top view; (b) perspective view.

2.2.3 Mixing Parameters

Some mixing parameters were also considered and discussed in order to evaluate mixing efficiency. The parameters which were used in this work are listed as follows.

Mixing Power

The mixing power was defined by Rushton and Oldshue (1953) as:

$$P = \Delta p Q_{in} \quad (2.3)$$

where P is the power, expressed in watts, Δp is the pressure drop between the outlet and the inlet (Pa) and Q_{in} is the flow rate ($\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) inside a mixer. This parameter can be used to estimate the power needed to achieve a proper mixing in the tank.

Velocity Gradient

Metcalf and Eddy (1995) proposed the use of the velocity gradient as a method to quantify mixing in water engineering. The velocity gradient can be calculated as:

$$G = \sqrt{P/(\mu V_t)} \quad (2.4)$$

where V_t is the volume tank in m^3 , P is the mixing power in watts and μ is the dynamic viscosity.

Dimensionless Mixing Time

The dimensionless mixing time was defined and used by Rossman and Grayman (1999). In this work, a dimensionless mixing time, as it was calculated by Tian and Roberts (2008), was obtained for all simulated cases. (Tian and Roberts (2008) defined the mixing time t_m when the coefficient of variation (COV) fall to 10 %. The COV is defined for the simulations in each time as the standard deviation of the tracer concentration divided by the mean tracer concentration.

The dimensionless mixing time is defined, for a fixed value of H_T/L_T , as:

$$\tau_m = (t_m M^{1/2})/V_t^{2/3} \quad (2.5)$$

where $M = U_{jet} Q_{in}$ is the momentum jet flux and V_t is the volume tank. Lower values of τ_m mean more efficient mixing in the tank.

Residence Time Distribution Function

Residence time distribution function (RTD) was also obtained for all the simulations to obtain the short-circuit index θ_{10} (Teixeira and Siqueira, 2008) which gives a more quantitative description. The θ_{10} is the time needed by 10% of the tracer mass to reach the outlet section (t_{10}) divided by the theoretical retention time t_r . Van der Walt and Haarhoff (2000) proposed a four-tier hydraulic performance code for some indicators (where $\theta_{10} < 0.2$ means poor mixing due to tracer short-circuit).

2.2.4 Effect on the Flow for Different Inlet Parameters

In this paper, an analysis of the influence of the horizontal inlet orientation is presented after validation of the experimental case (T1_1 configuration). Two other simulated configurations, T2_1 and T3_1, are proposed, which are based on a modification of the horizontal angle of the jet nozzle (from 0 rad to $2\pi/9$ rad). The

influence of the Reynolds number in the jet nozzle section (R_{jet}) is also analysed. The R_{jet} varies between 9,860 and 88,736. Table 2.1 shows the different inlet parameters for the simulated tank.

2.3 Results and Discussion

2.3.1 Validation of the Numerical Results

Fig. 2.3 shows a comparison in a semi logarithmic graph, over the first 6,000 seconds, between experimental and simulated dilution curves in the outlet section of the tank for the T1_1 case (cross-section averaged values).

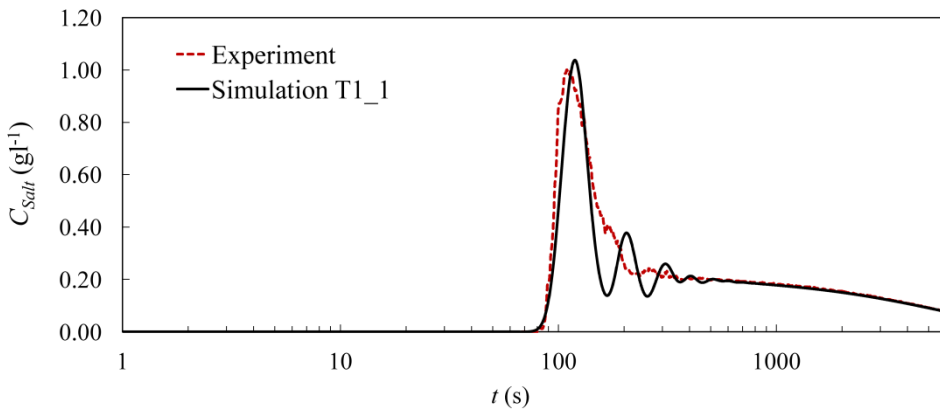


Fig. 2.3 Salt concentration in the outlet section for T1_1 simulation (continuum line) with the experimental results for T1_1 (dotted lines).

It is possible to observe the agreement between the experimental and the numerical results. In this case, the average absolute relative error is 2.81%, estimated along the residence time ($t_r = 5,702$ s). The beginning of the first peak of salt concentration, around 80 seconds after the injection, is reproduced fairly well by the simulation in time and intensity with an overestimation of 4% of the maximum peak of the outlet concentration ($t = 110$ s). Between the first peak and until $t = 350$ s, the model reproduces a sinusoidal behaviour, with an amount of water with high salt concentration reaching the outlet via preferential paths, before it becomes completely mixed. Following this, C_{salt} reaches the value of 0.2 g l^{-1} and after that decays until the concentration is zero again, which is reasonably well reproduced by the simulation.

2.3.2 Hydrodynamics and Mixing Process

Since the objective of this work is to simulate hydrodynamics and the mixing process inside the tank, the numerical results of the three-dimensional URANS for the T1_1 case are presented in this section.

The mean velocity vector module $\langle U \rangle$, where $\langle \rangle$ indicates time averaging. Fig. 2.4 shows $\langle U \rangle$ contours and the associated streamlines at several Z positions. This figure clearly shows the influence of the inlet on the topology of the flow patterns within the tank. Of note is the maximum velocity of the simulated flow due to the change of the diameter of the inlet pipe in the jet nozzle (from 65 mm to 16.7 mm). This reaches a peak centreline jet velocity of 2 ms^{-1} in the nozzle tip (location: $X = 1.64 \text{ m}$; $Y = 0.25 \text{ m}$) compared with the mean inlet velocity of 0.1256 ms^{-1} in the inlet section. Moreover, following the impingement of the jet against the corner on the opposite wall, the velocity considerably decreases reaching a velocity of about 0.027 ms^{-1} , which is about the magnitude of the mean tank velocity. The streamlines pattern suggests that there is neither strong nor clear shortcircuiting within the tank. The jet drives two large scale recirculating gyres. As shown in Fig. 2.4, these gyres can be observed at $Z=0.111 \text{ m}$ and $Z=0.3 \text{ m}$, however these structures cannot be observed at higher positions. It is also possible to identify a relatively small cell near $X = 1.1 \text{ m}$ and $Y = 1.5 \text{ m}$ that rotates in the opposite direction.

The Peclet number (Pe) compares the advective and diffusive transport of a physical quantity, $Pe = (U l)/D_m$, where U and l are the velocity and length scales, and D_m the coefficient of molecular diffusion. A value of $1.489 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ is considered as the coefficient of the diffusion of the tracer. U is set to the local mean velocity magnitude in each cell, and l is equal to the size of the cell point. A value of the Peclet number greater than 1 indicates that advection is dominant over diffusion and a number less than 1 indicates that diffusion is dominant. Considering all the cells in the computed domain, the maximum Peclet number in the domain reaches the value of $6.6 \cdot 10^6$ and the minimum is $6.7 \cdot 10^3$. As it was expected, in a turbulent flow such as this, advective transport is much larger than molecular diffusion.

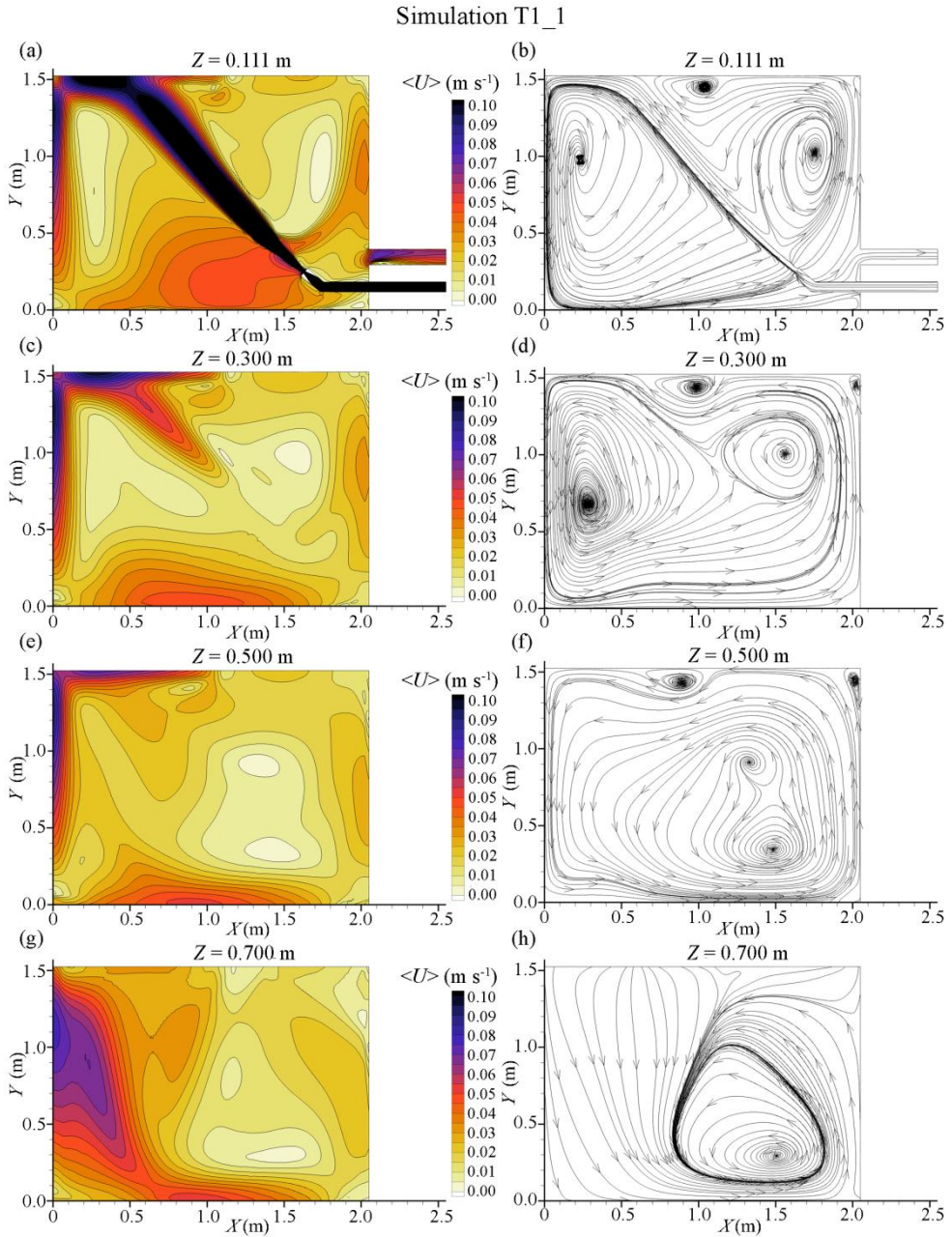


Fig. 2.4 Horizontal sections of simulated mean flow results (T1_1 case). Left: contours of mean velocity vector module $\langle U \rangle$. Right: streamlines of mean flow in four different sections in the tank.

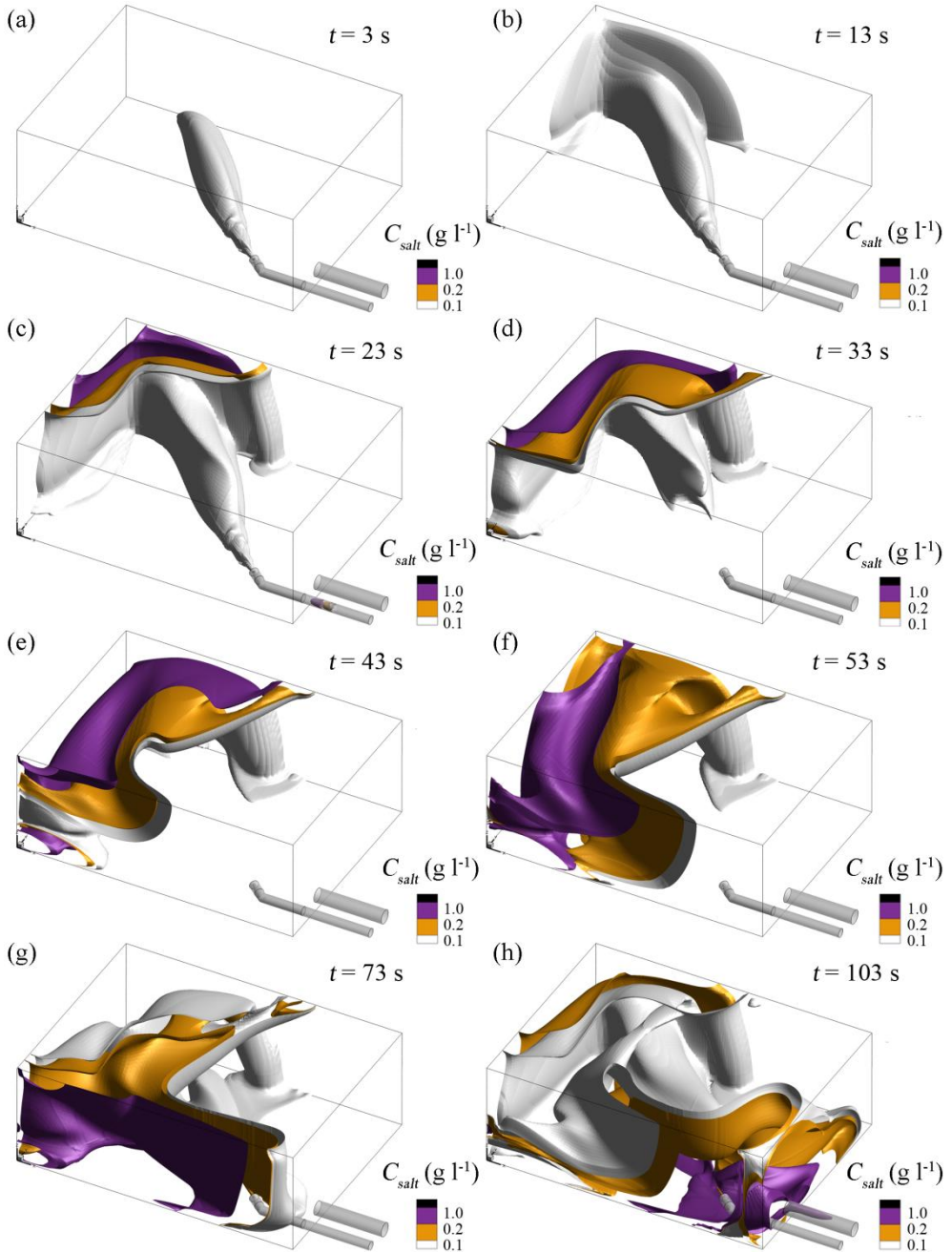


Fig. 2.5 Different views at different specific times ($t = 3$ s to $t = 103$ s) of the salt concentration iso-surfaces (1 g l^{-1} ; 0.2 g l^{-1} and 0.1 g l^{-1}) for T1_1 simulation.

Fig. 2.5 shows three iso-surfaces (1 g l^{-1} ; 0.2 g l^{-1} and 0.1 g l^{-1}) of salt concentration at different times after the tracer injection. From the snapshots it can be seen that the mixing and dilution process, such as the dispersion pattern of the scalar in the tank, is clearly affected by the flow and seems to be predominantly advective. According to the first peak of the dilution curve (Fig. 2.3), the 1.00 g l^{-1} iso-surface starts leaving the tank at snapshot $t = 103 \text{ s}$. This indicates that an amount of tracer reaches the outlet via preferential paths, before it becomes completely mixed, due to the advection inside the tank.

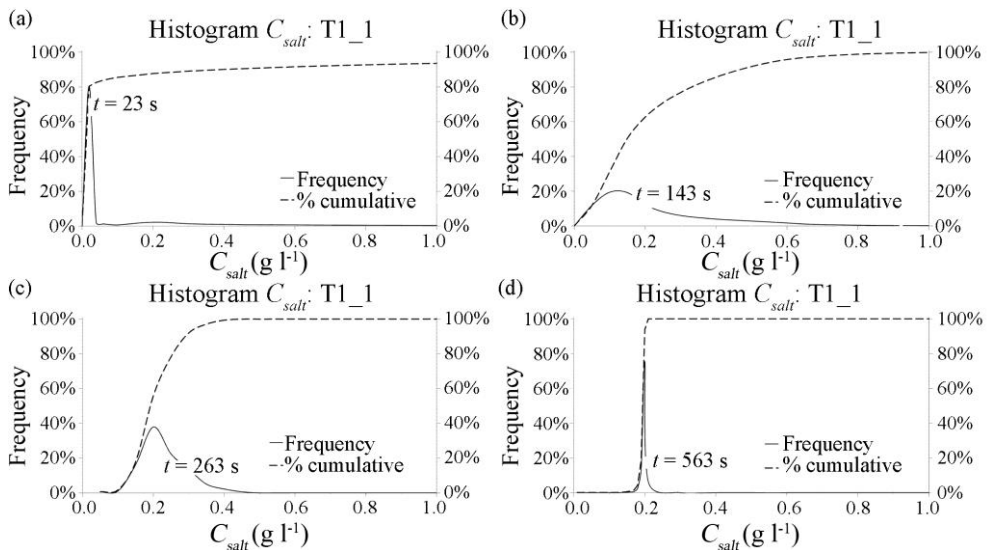


Fig. 2.6 Histogram of tracer concentration C_{Salt} for simulation T1_1 (main axis: histogram of concentration; secondary axis: cumulative histogram of concentration) at different times from the tracer injection.

The mixing efficiency within the tank was analysed using concentration histograms and the cumulative distribution. Fig. 2.6 shows the tracer concentration histogram (main axis) and the cumulative distribution (second axis) for the T1_1 case at four different times. From these plots an increase in the average concentration and mixing over time can be observed (as dispersion decreases). Due to the low mixing levels at $t = 23 \text{ s}$, the concentration reaches a magnitude close to 0.05 g l^{-1} . The tracer concentrations are more narrowly distributed shortly after injection and then become broader, and finally narrows as the tank becomes better-mixed. An increase in the

dispersion of the tracer concentration can be observed from $t = 23$ s to $t = 143$ s. After this time the dispersion decreases with no significant changes in the average value. At $t = 563$ s, 99.44% of data are between 0.15 g l^{-1} and 0.25 g l^{-1} . These results show that homogeneous mixing conditions exist after about 9 minutes.

2.3.3 Sensitivity Analysis of Inlet Parameters

This section presents a comparison of the results between the three studied configurations (T1_1, T2_1 and T3_1) and four different inflows for T1.

Inlet Orientation

Fig. 2.7 shows the three-dimensional streamlines (coloured by the mean velocity magnitude) for T1_1, T2_1 and T3_1 configurations. Although the flow is still three-dimensional and complex in all cases, with no evident dead-zones or clear short-circuiting, the streamlines are different. For the T1_1 case, it is possible to observe a significant reduction of velocity when the jet reaches the opposite corner. For the T2_1 simulation a large recirculation in the middle of the tank contrasts with the behaviour of the T1_1 case. The jet impinges on the opposite wall and splits into two main recirculation patterns. There is a low velocity zone between the two main flows characterised by a complex behaviour. Finally, for the T3_1 case, the jet impinges directly on the same corner of the opposite wall. In this case, the recirculation changes its rotational direction. There is again a low velocity zone in the middle of the tank with a chaotic and complex pattern. It was observed that small changes in the inlet parameters of the water storage tank cause variations in the turbulence structures, which produce different mixing processes within the tank.

A comparison of mixing parameters between estimated in the three configurations with different horizontal inlet angles (T1_1, T2_1 and T3_1) is shown in Table 2.2. The mixing power and the velocity gradient are in the same order of magnitude for all three cases. The results indicate that inlet changes can induce small changes on the salt dilution in the whole tank. Moreover, according to these parameters, a slightly better level of dilution is achieved for T2_1 (jet nozzle: $\theta = \pi/9$ rad); and on the other hand a lower level of dilution is observed for the T3_1 simulation (jet nozzle: $\theta = 0$ rad).

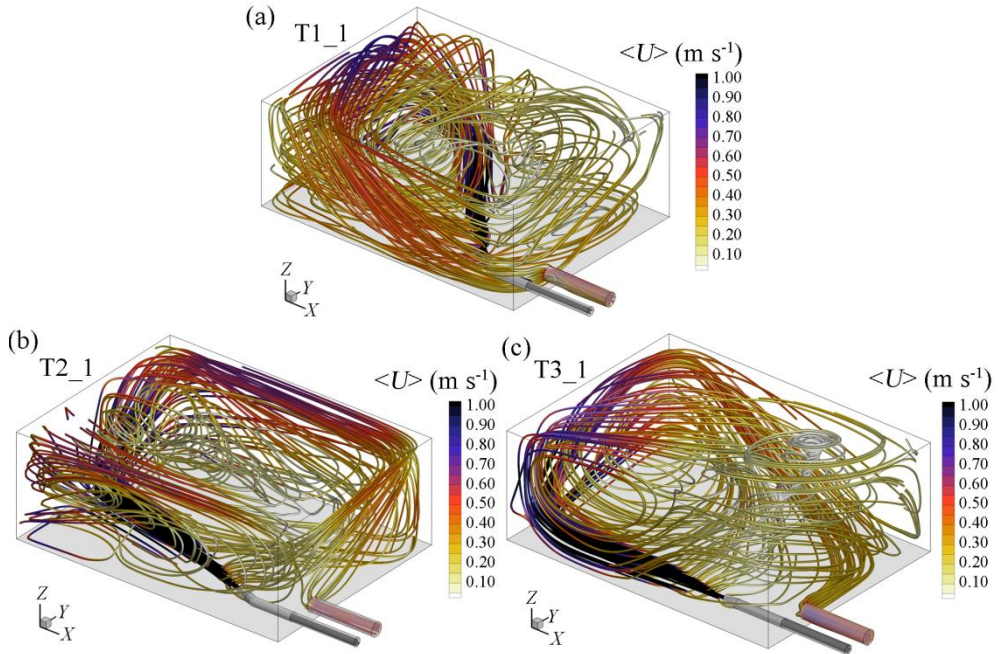


Fig. 2.7 Views of the simulated three dimensional mean flow field (T1_1 simulation, T2_1 simulation, T3_1 simulation): streamlines coloured by the mean velocity vector module $\langle U \rangle$.

Table 2.2 also shows τ_m for the three inlet angles. These values are in the same order of magnitude as those obtained by (Tian and Roberts, 2008) in a rectangular tank, with a constant ratio $H_T/L_T = 0.29$ and a single horizontal nozzle. The results also suggest better mixing capability for a horizontal orientation of $\pi/9$ rad in this specific position of the inflow (T2_1 simulation).

Table 2.2 shows the results of θ_{10} for the different horizontal angles (T1_1, T2_1 and T3_1 simulations). In all cases, the value are lower than 0.2, which means poor efficiency from a short-circuit point of view. This lower value is due to an amount of water with high salt concentration reaching the outlet via preferential paths, before it becomes completely mixed. This must be due to the advection of the flow in the tank. From the results and according to θ_{10} , it is possible to see that the horizontal modification of the nozzle from $2\pi/9$ rad to 0 rad correlates with an improvement in the results.

Table 2.2 Mixing parameters for the preliminary model (T1_1) and the two proposals for the horizontal inlet angle (T2_1 and T3_1).

Case	Inflow Q_{in} (L·min ⁻¹)	Mixing power P (W)	Velocity gradient G (s ⁻¹)	Dimensionless mixing time τ_m	Short circuit θ_{10}
T1_1	25	0.961	19.415	8.27	0.0915
T2_1	25	0.974	19.546	4.90	0.1040
T3_1	25	0.938	19.187	6.17	0.1041

Normally, the problems of bacteriological regrowth occur in close contact with the walls, which are the preferred places for bacterial adhesion. Bacterial cells can be removed from the walls by shearing force (Powell and Slater, 1982). Related to this, the wall shear stress magnitude was calculated for the three simulated cases on the walls and the bottom of the tank (T1_1, T2_1 and T3_1 simulations). The maximum value was 0.331 kgs⁻² m⁻¹ for T1_1, 0.487 kgs⁻² m⁻¹ for T2_1 and 0.177 kgs⁻² m⁻¹ for T3_1. Although there were differences (results not shown) on the contours among the three simulated cases (contour shape and location), the maximum values were in the same order of magnitude and there were no significant differences in the range, intensity and distribution of wall shear stresses data.

According to calculated indexes, a good level of mixing is achieved with the prototype T1_1. Inlet changes can induce small changes on the salt dilution in the tank. The best case among the three configurations is T2_1 when considering velocity gradient, dimensionless mixing time and wall shear stress, although T3_1 gives a better result for short-circuit index.

Influence of R_{jet}

Analogous to the previous analysis, in this section a sensitivity analysis of the mixing efficiency is performed for changes of the inflow Reynolds number. A comparison of the calculated mixing parameters for the different inflow cases with T1 configuration is shown in Table 2.3.

A comparison between mixing power and velocity gradient for the different inflows in the simulated T1 (T1_0, T1_1, T1_2, T1_3 and T1_4) was carried out and

analysed. It is possible to observe how mixing increases with higher inflows (T1_3 and T1_4). No major differences can be observed in the dimensionless mixing time when the inflow increases. The configurations with better mixing performance corresponds to T1_3 and T1_4.

Table 2.3 Mixing parameters for the preliminary model (T1) and the simulated inflows.

Case	Inflow Q_{in} (L·min ⁻¹)	Mixing power P (W)	Velocity gradient G (s ⁻¹)	Dimensionless mixing time τ_m	Short circuit θ_{10}
T1_0	8.3	0.036	3.760	6.62	0.0930
T1_1	25	0.961	19.415	8.27	0.0915
T1_2	41.7	4.430	41.693	6.85	0.0962
T1_3	58.3	12.129	68.992	5.79	0.0967
T1_4	75	25.750	100.522	5.98	0.0968

The index θ_{10} was also calculated. All the results are very similar and lower than 0.2, which indicates a poor mixing from a short-circuit point of view. The best case among all the simulated inflows was T1_4 which corresponds to the highest inflow case.

The wall shear stress magnitude was also calculated for the different inflows in T1. The maximum value was 0.052 kgs⁻²m⁻¹ for T1_0, 1.089 kgs⁻²m⁻¹ for T1_2, 1.734 kgs⁻²m⁻¹ for T1_3 and 3.388 kgs⁻²m⁻¹ for T1_4. As was expected, a higher R_{jet} with the same jet diameter induces a higher maximum value of the wall shear stress. Although the magnitude increases with the inflow, the contours of the wall shear stress have the same shape and location. This means that higher R_{jet} can help to solve problems of bacteriological regrowth on the walls.

The best case among the different inflows is T1_4, according to velocity gradient, wall shear stress and short-circuit index; meanwhile T1_3 performs better for dimensionless mixing time.

2.4 Conclusion and Future Research

In this paper, the results of three-dimensional numerical simulations have been presented for a drinking water storage tank with constant inflow and outflow. CFD techniques provide information for every cell within the domain and can simulate complex three-dimensional flow structures, mixing and dilution. The paper shows a procedure for the analysis of the mixing processes in water tanks using experimental and computational techniques validated with experimental results.

A high degree of correlation has been achieved between experimental and simulated dilution curves for the initial configuration T1_1. The mixing process and its relation to the different phases of the dilution curve has been studied, showing a predominantly advective transport. By studying the statistics (i.e. histogram tracer concentration) it is possible to see the change of dispersion and position of the tracer values over time, and the point at which the salt concentration averages and the dilution curve stabilises 0.2 g l^{-1} , around 260 s after the brine injection. The results show a good mixing capability of the initial prototype T1_1, achieving a homogeneous mixing of the injection with no significant changes in dispersion parameters after 560 s.

After validation of the experimental case (T1_1 configuration), an analysis of the influence of the horizontal inlet orientation on mixing efficiency is presented. Two configurations, T2_1 and T3_1, are proposed, which are based on a modification of the horizontal angle θ of the jet nozzle (from 0 rad to $2\pi/9$ rad). Changes of R_{jet} are also analysed. The R_{jet} varies between 9,860 to 88,736 (T1_1, T1_2, T1_3 and T1_4). Mixing parameters, such as mixing power P , the velocity gradient G , dimensionless mixing time τ_m and the short-circuit mixing index θ_{10} , are used in this study. A $\varphi = 0$ rad and $\theta = \pi/9$ rad position of the diffuser (case T2_1) shows a slight improvement in the mixing capability in terms of velocity gradient, dimensionless mixing time and wall shear stress, while for a $\varphi = 0$ rad and $\theta = 0$ rad position (case T3_1) mixing capability increases for the mixing index θ_{10} . These results indicate that small modifications of the horizontal inlet angle, generate slight changes in the flow structure and, hence, in the mixing processes. Furthermore, the increase of the inflow discharge for a specific jet orientation and diameter induces an improvement of the velocity gradient and the wall

shear stress, although the best case is T1_3 ($Q_{in} = 58.3 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$) according to the dimensionless mixing time and T1_4 ($Q_{in} = 75 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$) for the mixing index θ_{10} .

Future research will focus on extrapolating the technique and applying it. More research must be done in order to predict the changes due to nozzle configurations and to conduct validations with different number of nozzles. CFD techniques in addition with experimental procedures, will be a useful tool for the design, improvement and management of water tanks.

Capítulo 3 Simple Inlet Devices and their Influence on Thermal Stratification in a Hot Water Storage Tank

Moncho-Esteve, I.J., Gasque, M., González-Altozano, P., Palau-Salvador, G. (2017), Energy and Buildings, 150: pp. 625-638⁴

Acknowledgments: This research was supported by the Plan Nacional de I+D+i del Ministerio de Ciencia e Innovación (ENE2009-13376). The authors would like to thank L.H. Sanchis for his valuable and constructive suggestions during the planning and development of this research.

3.1 Introduction

Thermal energy systems are commonly suited to compensate heating loads. They require thermal energy storages (TES) to maintain the heated fluid when there is a mismatch between energy production and demand. A variety of solutions can be proposed at buildings, multiuser building, district, town or regional scale depending on the energy supply and demand patterns. Some of the most relevant aspects of thermal storage are treated in Dinçer and Rosen (2002), Han et al. (2009) and Shukla et al. (2013). In these systems, water is often used as the heat transfer fluid and storage in a tank given that is the cheapest option in sensible heat storages. Such tanks play an important role in promoting the efficiency of the energy system (Cruikshank and

⁴ This is the accepted version of the following article: Ignacio J. Moncho-Esteve, María Gasque, Pablo González-Altozano, Guillermo Palau-Salvador, (2017). Energy and Buildings, which has been published in final form at <https://doi.org/10.1016/j.enbuild.2017.06.012>.

Harrison, 2010). Thus, in system designs it is of paramount importance to pay attention to the thermal performance of the storage (Chan et al., 1983) wherein thermal stratification naturally takes place. Moreover, thermally stratified storage saves space and material (Van Berkel, 1996), which is convenient for facility and building design.

Several public policies include renewable energy technologies (Giglio and Lamberts, 2016) and certain laws claim to reduce progressively the energy consumption of buildings. Moreover, the stable thermal stratification is one of the most important aspects related to the efficiency of the thermal storage and therefore the system as a whole (Cristofari et al., 2003; Jordan and Furbo, 2005) in a typically variable consumption behaviour of a household context.

The charging or discharging process of the storage significantly affects stratification. In the case of charging process, the level of mixing mostly depends on the inflow jet characteristics (e.g., the momentum of the jet flow, direction and position) and the water inlet temperature. In particular, turbulence generated by the inlet devices may be one of the relevant mechanisms producing mixing. Therefore, an optimal design of these devices to uniformly circulate the flow into the tank can reduce mixing (Shah and Furbo, 2003; Shin et al., 2004; Hegazy, 2007), thereby enhances the available energy of water. The effect of direct inlets on the stratification process during charging has been presented in many studies (Zurigat et al., 1991; Hahne and Chen, 1998; Van Berkel et al., 2002; Shah and Furbo, 2003; Shin et al., 2004; Andersen et al., 2007; Chung et al., 2008; Aviv et al., 2009; Steinert et al., 2013). Moreover, mixing can also be induced by diffusion between the cold and the hot water, as well as heat conduction through the tank walls and loss of energy into the surroundings.

For the purpose of improving thermal performance, numerous methods and parameters are proposed in the literature to characterize the level of stratification or efficiency during charging, discharging and the stand-by period (Haller et al., 2009; Castell et al., 2010; Mawire and Taole, 2011). In many of them, the characterisation of the transient temperature profile in the tank is required (Zurigat and Ghajar, 2002; Panthaloorkaran et al., 2007). In this regard, the thermocline gradient and the thickness of the thermocline region have been employed in various works to evaluate the level of

stratification (Yoo et al., 1986; Musser and Bahnfleth, 1998; Bahnfleth and Song, 2005; Chung et al., 2008).

On the other hand, numerical models have been implemented to study thermal performance in water tanks in (Chan et al., 1983; Shah and Furbo, 1998; Shah et al., 1999). Moreover, experimental data from solar storage tanks were compared with different numerical solutions in De Césaró et al. (2003) and Johannes et al. (2005). In this context, 1D models are not able to adequately characterize flow structure (Han et al., 2009) and current numerical studies are mainly two-dimensional (Ghajar and Zurigat, 1991; Musser and Bahnfleth, 2001; Gopalakrishnan and Murthy, 2010; Armstrong et al., 2014). Otherwise 3D approaches can provide more accurate and realistic results (Ievers and Lin, 2009; Spall, 1998; Yaïci et al., 2013). Thus, the use of 3D CFD approaches in recent researches can contribute towards supplementing and better understanding the physical phenomenon of stratification (Gasque et al., 2015) as well as improving stratification and optimising designs (Kong et al., 2016). Other researches (Cònsul et al., 2004) carried out 3D-CFD simulations for virtual prototyping and studied the influence of flow rate during discharging. A rigid stratifier was studied in Shah et al. (2005) both with CFD and experimental procedures in a solar storage tank, for different inflow rates. CFD simulations and laboratory measurements of direct horizontal inlets at midheight of a solar combi-storage of about 800 L volume were presented in Gwerder et al. (2016); in this research, different inlet diffuser designs and recommendations were developed for different inlet mass flow rates.

Predicting the storage thermal performance solely by means of laboratory procedures can be difficult and expensive (Chan et al., 1983). CFD modelling is then a very strong and useful tool to analyse 3D flows, even if turbulence caused by inlets is significant. Indeed, the high spatial and temporal resolution achieved with CFD methods may provide a more realistic characterization of thermal stratification when temperature-dependent indices are applied.

Experiments were carried out by Li et al. (2014) to investigate a rectangular storage tank with different inlet structures. The authors proposed the optimization of inlet to improve the performance of discharging. Moreover, within the framework of the present research, the stratification process was studied experimentally during thermal

charging (García-Marí et al., 2013) by comparing the effect of different inflows through two inlet devices (a conventional elbow and a sintered bronze conical diffuser). It was concluded that a higher thermal stratification was achieved using the inlet diffuser, regardless of the flow tested. However, such a study provided only transient temperature data in the thermocouple locations for the experimental trials tested. In addition, the Virtual TC method was proposed by González-Altozano et al. (2015) to define the transient temperature profile avoiding the disadvantages related to the availability of discrete temperature data to calculate temperature-dependent indices in thermal stratification. However, hydrodynamics and their relation to stratification could not be examined in such experiments.

This work focuses on the study of flow field and thermal stratification during charging in a heat storage tank using water as the working fluid by means of CFD. It was intended that they will supplement the experimental analysis carried out in García-Marí et al. (2013) and provide more precise information of the hydrodynamics and water stratification process. Thus, a robust and versatile CFD model was implemented with the purpose of studying transient stratification in great detail, to better understand the role of some inlet geometrical characteristics and inflows in the magnitude and development of this process. The results of 3D URANS simulations were validated with four experimental trials. Thereafter, simple inlet devices were proposed and their performances were analysed. These proposals were based in little modifications of the original inlets, which implied easy-to-implement and low-cost inlet modifications. Thus, the results of the simulations of the flow and heat transfer of six additional cases, based on different inlet configurations and inflow rates, are presented and analysed in this paper. The tank is a medium-sized cylindrical one, integrated in a direct (open loop) thermal energy system. The simulations were then analysed with the aim of proposing the keys that allow a better design of the inlets in the tank.

3.2 Materials and Methodology

3.2.1 Experimental Setup

The experimental trials were conducted with a cylindrical hot water storage tank of 905 L capacity (800 mm inner diameter and 1800 mm height) made of steel, with a side

and top wall thickness of 1.9 mm and 17 mm respectively. The side-walls, top and bottom were covered with a 50-mm-thick layer of insulating material (fibreglass). Two different inlet devices were fixed for the inflow: a bronze elbow (E1) and a sintered bronze conical diffuser (D1) which were arranged at the top of the tank, symmetrically with regard to the vertical axis. The experimental facility is described in more detail in García-Marí et al. (2013). A schematic diagram of experimental setup is showed in Fig. 3.1.

In order to record the water temperature in the tank, two sets of 12 type T (Class 1) thermocouples were distributed uniformly and symmetrically along the vertical axis of the tank (150 mm apart and 75 mm from both the top and the bottom of the tank). One set were fixed in the central zone (TC) and the other on one side (TL) of the tank.

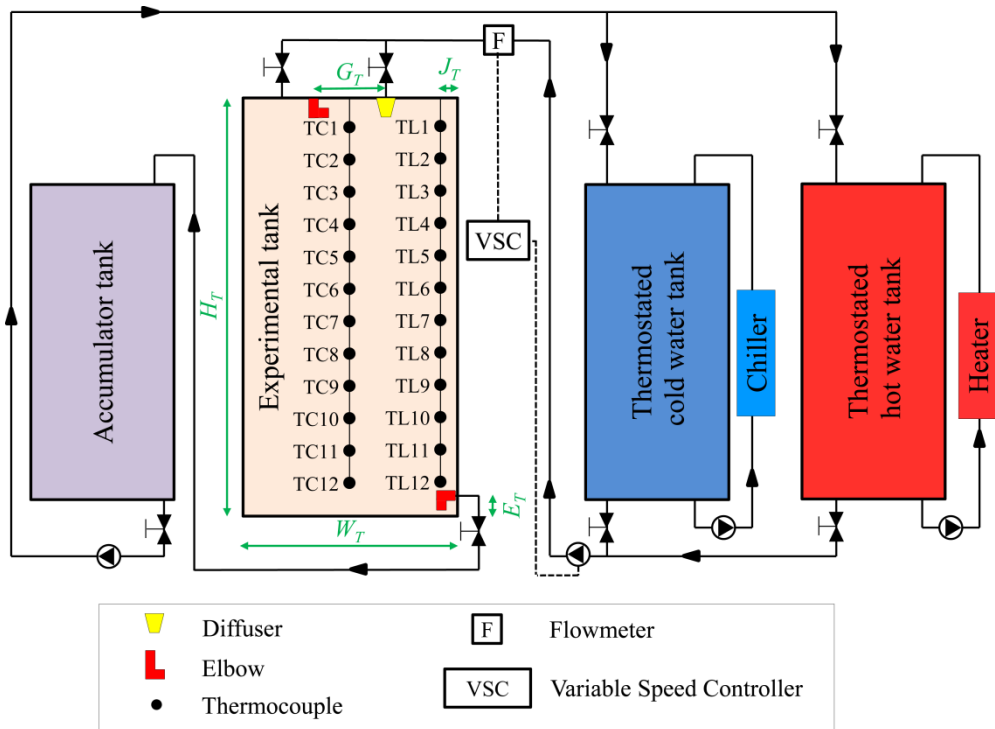


Fig. 3.1 Experimental setup. $H_T = 1800$ mm; $W_T = 800$ mm; $E_T = 50$ mm; $G_T = 140$ mm; $J_T = 42$ mm. TC: thermocouple in the central tank zone; TL: thermocouple in the lateral tank zone.

For validating the simulations, four thermal charging tests (Table 3.1) were carried out with the two inlet devices, elbow and diffuser, at two different flow rates. According to the regulations applied in thermal solar installations, the flow rate in a plant with a tank capacity similar to that used in this work (905 L), usually varies between 6-12 L·min⁻¹. Therefore, it was decided to use, on the one hand, a flow rate within the usual range relative to the capacity of the tank, but considered among the lowest values (6 L·min⁻¹, Low: L). On the other hand and with the aim of emphasizing the potential differences, a higher flow rate was used, out of that range, which was considered as a high flow rate (16 L·min⁻¹, High: H). The ambient temperature T_{amb} of the surroundings was also recorded and considered constant during each trial. The water tank temperature at the start of each trial T_o was 293±0.2 K. In all cases, a constant flow rate Q_{in} (L min⁻¹) was injected at 325.7±0.2 K until 120% of the total storage tank volume was replaced. This inlet temperature T_{in} is within the usual range in thermal solar installations and was fixed as constant with the aim of comparing the studied cases. Charge duration expressed as a dimensionless time t^* , was determined as follows:

$$t^* = (Q_{in}t)/V_t \quad (3.1)$$

where t is time (min) and V_t is the tank volume in L.

Table 3.1 Experimental trials conducted for validating the simulations.

	Inflow	Ambient temperature
Trial	Q_{in} (L min ⁻¹)	T_{amb} (K)
E1-H-exp	16	295.4
E1-L-exp	6	295.6
D1-H-exp	16	297.2
D1-L-exp	6	293.3

E: Elbow. D: Sintered Bronze Conical Diffuser.
H: High (inflow) L: Low (inflow)

3.2.2 Numerical Method

Three-dimensional URANS simulations were performed using the STAR-CCM+ commercial code Ver. 6.04.014 (CD Adapco, 2011). The model is based on the mass and momentum conservation equations and on a finite-volume method (Versteeg and Malalasekera, 1998) for solving the incompressible Navier-Stokes equations. For the purpose of mass conservation, a standard pressure correction algorithm (SIMPLE) was used. Similarly to the study in Gasque et al. (2015), comparisons with the laminar flow model were obtained. In these comparisons, differences were found in the upper part of the tank where the turbulent model more accurately predicted the stratification process. Thus, the results eventually presented in this paper are those obtained with a turbulent closure. For the turbulent closure, a standard $k-\varepsilon$ model with a two-layer approach was used, which offers the most mesh flexibility (CD Adapco, 2011). The standard two-layer $k-\varepsilon$ model is based on the standard $k-\varepsilon$ (Jones and Launder, 1972) but was later modified to use the two-layer approach for resolving the viscous sublayer. The two-layer approach (Rodi, 1991) allows the $k-\varepsilon$ model to be applied in the viscous sublayer (CD Adapco, 2011). The computational scheme solves the incompressible Navier-Stokes equations in integral form for continuity and momentum (CD Adapco, 2011).

Regarding the boundary conditions, the inflow was set using a uniform velocity profile and, for the outflow, a convective condition was applied. The inlet temperature T_{in} was fixed to 325.7 K for all cases. For the tank walls, a hybrid approach (all y^+ wall treatment) was set for the near-wall modelling, which was the recommended wall treatment for the standard two-layer $k-\varepsilon$ model. This approach applies a model for non-dimensional wall distance y^+ larger than 30 and resolves the boundary layer in the other cases. The initial temperature of the water domain T_o was set to 293 K for all cases. For the external wall of the tank an adiabatic condition was set-up. The mathematical forms and their implementation can be consulted at CD Adapco (2011) and the values are summarized in Table 3.2. Following various trials, a time step of 1 s was selected as a proper solution time. A first-order upwind convection scheme was chosen for URANS solution with an implicit solver.

Water density was calculated, according to temperature (290-343 K), in each grid point at every time step, as follows:

$$\rho = 753.35 + 1.9057T - 0.00365T^2 \quad (3.2)$$

where T is temperature in K.

Likewise, specific heat capacity c ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$) was calculated as follows:

$$c = 5182.1 - 6.4901T + 0.0105T^2 \quad (3.3)$$

Dynamic viscosity μ (Pa s) was calculated as follows:

$$\mu = 10^{-1} - 8.63 \cdot 10^{-4}T + 2.51 \cdot 10^{-6}T^2 - 2.45 \cdot 10^{-9}T^3 \quad (3.4)$$

Finally, thermal conductivity λ ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$) was also calculated:

$$\lambda = -3.07 \cdot 10^{-1} + 4.71 \cdot 10^{-3}T - 5.47 \cdot 10^{-6}T^2 \quad (3.5)$$

A second-order segregated fluid temperature model was employed. The segregated fluid temperature model solves the total energy equation with temperature as the independent variable, as follows:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_c} \rho E dV_c + \oint_{A_c} [\rho H v] \cdot da = - \oint_{A_c} q'' \cdot da + \oint_{A_c} [T] \cdot v da + \int_{V_c} f \cdot v dV_c \quad (3.6)$$

where E is the total energy (J); H is the total enthalpy (J); q'' is the heat flux vector, and f is the body force vector representing buoyancy effects in this case.

Regarding the mesh, in the water body, different structured grids were developed and tested to get an independent grid of 1,506,840 cells. This selection was based on a sensitivity analysis, which took into account comparison between simulations and experiments, convergence criteria and simulation time. In this work, the Grid Convergence Index (GCI), as calculated in Celik et al. (2008), was used to estimate the convergence error. The GCI was obtained at several time steps using the different grids. The maximum GCI was 0.01% between the selected grid and the finer one. The geometrical variation between cells was kept to a value around 4%.

Since the objective of this work was to create a detailed simulation not only of the hydrodynamics, but also the heat transport in the tank, a structured grid was defined for both steel and fibreglass domains. The same procedure was used to select an independent grid for steel and fibreglass. Finally, the solid domains were made up of 92,154 grid points for steel and 275,487 grid points for fibreglass. The variation between cells was also kept to a value around 4%. The physical characteristics defined for the steel vessel were $c_{st} = 477 \text{ J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$, $k_{st} = 14.9 \text{ W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ and $\rho_{st} = 7,900 \text{ kg m}^{-3}$. The

physical characteristics defined for the fibreglass were $c_{fg} = 835 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $k_{fg} = 0.043 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ and $\rho_{fg} = 16 \text{ kg m}^{-3}$. Some selected grid details are shown in Fig. 3.2.

In all simulations energy transport was taken into account on the contact surfaces between the water, steel and fibreglass, which was performed with a contact interface. The contact interface condition is used in STAR-CCM+ (CD Adapco, 2011) to join together two regions to permit heat transfer between them.

In order to diminish the complexity of the simulations and the computation time needed, some simplifications were made:

- The energy transport or losses produced in the material of diffusers or pipes were neglected.
- Although the ambient temperature in the experimental trials was between 293.3 K and 297.2 K, energy losses from the fibreglass to the surroundings were also neglected, considering the convective heat transfer coefficient in this border as equal to zero. This consideration was made by modelling the thermal specification of the boundary condition between fibreglass and the surrounding air as adiabatic.
- A no slip wall boundary condition was used for the water domain.
- The water tank used in the experimental setup has two sets of thermocouples distributed uniformly. The geometry and place occupied by these probes were not considered.
- A manhole for visual inspection inside the storage was also omitted and a perfect cylinder wall was used instead.

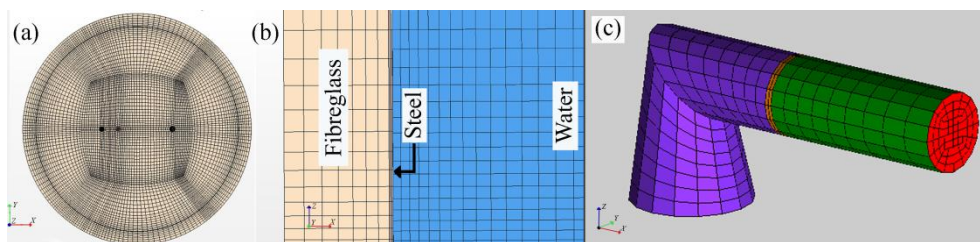


Fig. 3.2 Views of the mesh of the computational tank. (a) Top view of the tank. (b) Detail of the contact surfaces throughout the various materials. (c) View of the outlet elbow.

The validation of the CFD simulations was performed by comparing the evolution of the water temperature at each thermocouple position inside the tank determined experimentally and estimated from the CFD model.

Error rates were determined from each central and lateral thermocouple (TC and TL). Thus, the Mean Squared Error MSE (K^2) was calculated for each thermocouple to introduce a variance and bias of the error as follows:

$$MSE = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\hat{T}_i - T_i)^2 \quad (3.7)$$

where \hat{T}_i (K) and T_i (K) are the experimental and computed values of temperature at each i^{th} experimental time step, and n is the number of experimental observations. Likewise, the Root Mean Squared Error $RMSE$ (K) was calculated to estimate an error in the same units as the quantity being computed (temperature in K):

$$RMSE = \left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\hat{T}_i - T_i)^2 \right)^{0.5} \quad (3.8)$$

Finally, the Relative Error RE (%) was also calculated for each thermocouple at each experimental time step as follows:

$$RE = \left| \frac{T_i - \hat{T}_i}{\hat{T}_i} \right| 100 \quad (3.9)$$

3.2.3 Effect on the Stratification of Different Inlet Parameters

The experimental cases E1-H-exp, E1-L-exp, D1-H-exp and D1-L-exp described in García-Marí et al. (2013) and González-Altozano et al. (2015) and showed in Table 3.1 were used to validate the model. After validation, three additional configurations based on both geometrical variations of the elbow (E1) and the diffuser (D1), and modifications of the boundary condition or inlet velocity profile were simulated and analysed. Changes were implemented in order to study its influence on stratification. Details of the mesh in the various inlets of the computational tank are depicted in the Fig. 3.3. Table 3.2 shows the inlet parameters for the different simulated cases. The different inlet configurations that were proposed (named E2, E3 and D2) are described below.

- E2: an elbow based on E1 geometry in which jet direction was horizontal, but in this case the velocity was modelled as a homogeneous profile in the nozzle tip section at the entrance of the water tank (Fig. 3.3c). This profile could be managed with a flow

stabilizer component, which in this case can be fitted before the nozzle tip of the inlet elbow, and can be used to smooth out turbulence. It should be mentioned that the elbow internal domain was modelled for the E1 configuration (Fig. 3.3a) in order to take into account the influence of the elbow geometry on the inlet velocity profile.

- E3: an elbow configuration with an upward course, with a homogeneous profile in the nozzle tip section (Fig. 3.3d). The purpose of the E3 modelling case was to simulate an inlet similar to those commonly used in commercial hot water storage tanks.
- D2: a configuration in which the inflow goes through the lateral walls of the diffuser (Fig. 3.3b). This proposal entailed a modification of the inlet boundary condition where the inflow could not go through the vertical direction of the diffuser. The proposal was about trying to find out if it was possible to improve stratification by blocking vertical velocity in the diffuser while an inflow was kept constant.

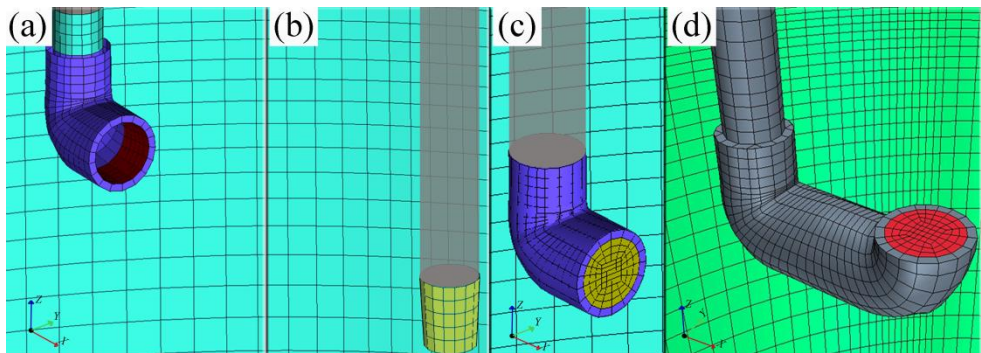


Fig. 3.3. Details of the mesh in the entrances of the computational tank. (a) View of the E1 inlet elbow. (b) View of the D1 inlet diffuser (the mesh used for D1 was the same as for D2). (c) View of the E2 inlet elbow. (d) View of the E3 inlet elbow.

In order to determine the effect of these inlet devices and two inflow rates (high H and low L), a comparative study of how temperature evolved with height was carried out. Simulations were carried out at a constant flow rate with a constant inlet temperature in order to be able to compare stratification between the studied cases.

The influence of the jet momentum flux M ($\text{m}^4 \text{s}^{-2}$) in the inlet section of the tank was also analysed:

$$M = Q_{\text{in}} (\text{m}^3 \text{s}^{-1}) U_{\text{jet}} (\text{m s}^{-1}) \quad (3.10)$$

where jet velocity U_{jet} (m s^{-1}) is the area-weighted averaged velocity on the jet nozzle section entering the tank. Since Q_{in} and U_{jet} were modelled as constants, the M was also constant for each simulation case. A residence time t_r (min) was calculated as follows:

$$t_r = V_t / Q_{\text{in}} \quad (3.11)$$

Thus, each case was simulated for a specific charge time t_{ct} (min), which was calculated as the 120% of the residence time t_r .

Table 3.2. Inlet device and hydraulic inlet parameters for all simulated cases.

Simulated case	Jet direction	Jet velocity profile (**)	Charge		Jet momentum	
			Inflow	Time	Jet velocity	flux
			Q_{in}	t_{ct}	U_{jet}	M
			(L min^{-1})	(min)	(m s^{-1})	($\text{m}^4 \text{s}^{-2}$)
E1-H (*)	horizontal	simulated	16	67.9	$5.3 \cdot 10^{-1}$	$1.41 \cdot 10^{-4}$
E1-L (*)	horizontal	simulated	6	180.9	$2.0 \cdot 10^{-1}$	$1.99 \cdot 10^{-5}$
E2-H	horizontal	homogeneous	16	67.9	$5.3 \cdot 10^{-1}$	$1.41 \cdot 10^{-4}$
E2-L	horizontal	homogeneous	6	180.9	$2.0 \cdot 10^{-1}$	$1.99 \cdot 10^{-5}$
E3-H	upwards	homogeneous	16	67.9	$5.3 \cdot 10^{-1}$	$1.41 \cdot 10^{-4}$
E3-L	upwards	homogeneous	6	180.9	$2.0 \cdot 10^{-1}$	$1.99 \cdot 10^{-5}$
D1-H (*)	horizontal & downwards	homogeneous	16	67.9	$1.1 \cdot 10^{-1}$	$2.99 \cdot 10^{-5}$
D1-L (*)	horizontal & downwards	homogeneous	6	180.9	$4.2 \cdot 10^{-2}$	$4.20 \cdot 10^{-6}$
D2-H	horizontal	homogeneous	16	67.9	$1.3 \cdot 10^{-1}$	$3.50 \cdot 10^{-5}$
D2-L	horizontal	homogeneous	6	180.9	$4.9 \cdot 10^{-2}$	$4.92 \cdot 10^{-6}$

(*): Simulations used to validate the CFD model.

(**): Simulated means that inlet internal domain was modelled; homogeneous means constant profile perpendicular to the inlet section.

Initial water temperature T_o (which coincided with the steel and fibreglass initial temperature) was in all cases 293 K. Inlet temperature T_{in} was always 325.7 K.

Different analyses and procedures were considered and discussed in order to study the influence of the tested inlet devices and inflows. Velocity contours along with water streamtraces and their relation to stratification, as well as temperature contours in water and through tank walls were represented and analysed at different times. The procedures which were used in this work are listed below.

Temperature Profiles

The graphic representations of the instantaneous temperature profiles were analysed to compare stratification in the various simulation cases. Thermocline was determined and compared for each simulated case.

According to Musser and Bahnfleth (1998), thermocline thickness was defined in relation to a dimensionless temperature θ_d , with $\theta_d = (T - T_{in}) / (T_o - T_{in})$.

In this work, thermocline thickness was estimated at a given instant as the distance between the two temperature profile points for which $\theta_d = 0.14$ and $\theta_d = 0.86$, respectively.

Thermal Charging Efficiency

Chan et al. (1983) defined thermal storage efficiency for charging and discharging η . This efficiency, based on the first law of thermodynamics, was applied to a TES with initial uniform temperature during a charge or discharge period. In order to calculate η , mass flow must be fixed and the inlet temperature must be constant and different from the initial temperature:

$$\eta = \frac{\rho c V_t [T_{avg} - T_o]}{\rho c Q_{in} t [T_{in} - T_o]} = \frac{[T_{avg} - T_o]}{[T_{in} - T_o] t^*} \quad (3.12)$$

where T_{avg} is the volume-weighted average temperature in the water domain at each time step. This index calculates the effective energy stored estimating the relation between the energy change and the energy change that would have been produced in the same case for an ideal plug-flow at time t . This formulation considers ρ and c constants.

In the simulations performed in the present work, ρ and c were not considered as constant, but as depending on T in each grid point at every time step. Therefore, charge efficiency was calculated in two different ways in order to check the influence of these parameters in such efficiency: ρ and c as constants and, on the other hand, ρ and c as

functions of T . Thus, the expression to calculate the efficiency proposed in Chan et al. (1983) was used in this study but taking into account the variability of ρ and c according to T in each grid point at every time step. The expression used here was defined as:

$$\eta = \frac{V_i \left[\int_{T_0}^{T_{\text{avg}}} \rho c dT \right]}{Q_{\text{in}} t \left[\int_{T_0}^{T_{\text{in}}} \rho c dT \right]} = \frac{\int_{T_0}^{T_{\text{avg}}} \rho c dT}{\left[\int_{T_0}^{T_{\text{in}}} \rho c dT \right] t^*} \quad (3.13)$$

3.3 Results and Discussion

3.3.1 Validation of the Numerical Results

Fig. 3.4 depicts a comparison during the charge period between experimental and simulated temperatures (normalized with T_{in}), as a function of the dimensionless time (defined in Eq. 3.1), in the thermocouple locations. For sake of brevity, only central thermocouples are shown.

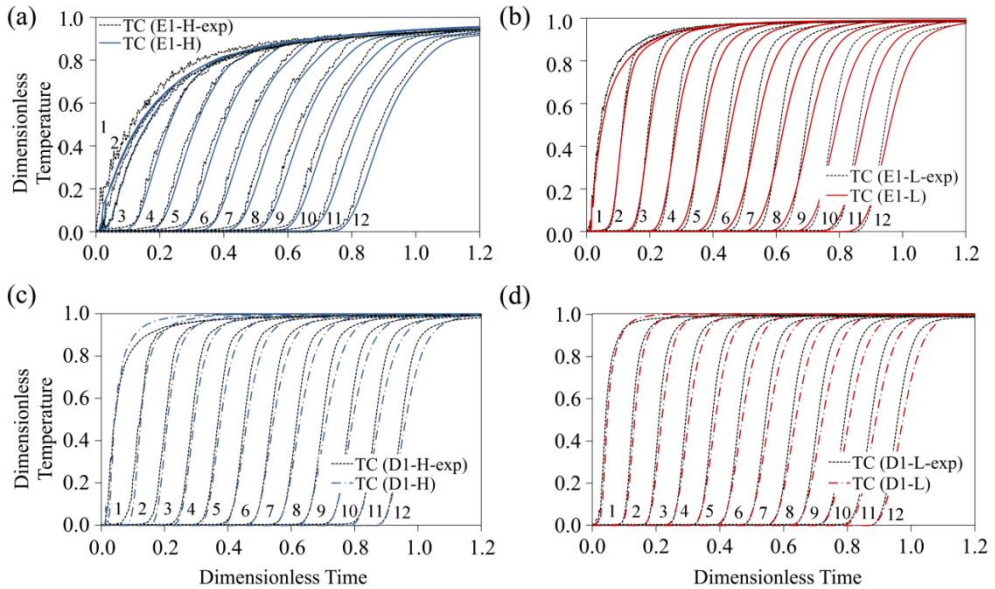


Fig. 3.4 Validation of the numerical results. Evolution of the water temperature in the central zone TC depending on dimensionless time t^* , determined experimentally and estimated from the CFD model. (a) E1-H case (b) E1-L case (c) D1-H and (d) D1-L case. Temperature was normalized with T_{in} .

A good correlation was found between the numerical and the experimental results in all cases, both in the central and in the lateral thermocouple positions (data not

shown). The increase of temperature started almost at the same time and with a similar trend in both the experiments and simulations. Moreover, the evolution of the temperature of the experimental and simulated curves had a very similar slope and shape until the maximum temperature was reached. Table 3.3 presents the range of error rates of the validation cases for the 24 thermocouples during the charge time. The maximum MSE was 1.94 K^2 at the bottom part of the tank, near the outlet elbow (values registered by TL12) in the D1-L simulation. Likewise, the maximum $RMSE$ was 1.39 K , near a lateral-top position (TL2) in the D1-L simulation. Finally, the maximum RE was 2.38% , in the lateral-top of the tank (TL1) of the D1-H simulation, at 100 s from the beginning of the charge (when 2.95% of the V_t was replaced). Larger errors were always found at the first stages of the charging process for all validation cases. These maximum errors could have been produced because of the beginning of the simulation process, which simulated a jet flow entering into an initially homogeneous fluid in the tank and can result in instability and mayor inaccuracies in the first stages of the calculus.

Simulated curves described smooth trend in all cases. Nevertheless, as was shown in García-Marí et al. (2013), temperature shows clear disturbance in E1-H-exp trial. This was more severe for the central stratum of the top of the tank (TC1). However, it may be noted that few fluctuations were found in the high stratum of the other experimental trials. This effect was higher when inflow rate was larger and indicates the degree of mixing in the tank due to the hot water inflow (García-Marí et al., 2013). The URANS technique computes variable flow and temperature. This variable flow is a time averaged solution at each time step and seems less able to accurately describe the process for high inflow rates in this case.

Table 3.3 Range of error rates of the validation cases for the 24 thermocouples into the tank.

	$MSE \text{ (K}^2\text{)}$	$RMSE \text{ (K)}$	$RE \text{ (\%)}$
E1-H	[0.1570 - 1.3658]	[0.3962 - 1.1687]	[0.44 - 2.03]
E1-L	[0.1158 - 1.5972]	[0.3403 - 1.2638]	[0.56 - 1.57]
D1-H	[0.4425 - 1.2742]	[0.6652 - 1.1288]	[1.01 - 2.38]
D1-L	[0.3986 - 1.9441]	[0.6313 - 1.3943]	[1.11 - 1.79]

Temperature at each thermocouple location rose almost at the same time in the experiments and simulations. Nevertheless, a time lag was observed between computed and experimental temperatures. These results indicate a different degree of mixing in the model compared to experiments which could be explained because the energy losses from valves and connecting pipes, as well as energy losses from the fibreglass to the surroundings were neglected.

Nevertheless, in spite of small discrepancies, the model satisfactorily reproduced the water temperature profile at both central and lateral zones. Therefore, the model proved to be reliable when applied to different inlet devices within the range of inflow rates tested in this study.

3.3.2 Sensitivity Analysis of Inlet Parameters

This section presents a comparison among the results of the five configurations studied and the two inflows tested (Table 3.2).

Hydrodynamics and Stratification

Numerical velocity results are presented and compared in this section. Only high inflow cases (16 L min^{-1}) are shown, since this analysis gave similar flow pattern results for the low inflow cases.

Fig. 3.5 represents normal U_n (m s^{-1}) and tangential U_t (m s^{-1}) velocity in XZ-central profile on the section plane of the nozzle tip of upper elbow for simulations E1-H, E2-H and E3-H (Table 3.2). The evolution of the flow inside the elbow of the E1-H case caused a wedge-shaped profile in the inlet with U_n near a maximum of 1 m s^{-1} and a minimum of almost -0.3 m s^{-1} . On the other hand, E2-H and E3-H cases had a homogeneous velocity profile in their nozzle tip sections (Table 3.2). According to U_t , the E1-H case produced a sinuous profile with a maximum of 0.038 m s^{-1} and a minimum of -0.04 m s^{-1} . In contrast, U_t in E2-H and E3-H was equal to zero, since the velocity in these cases was defined as a boundary condition with velocity normal to the inlet plane.

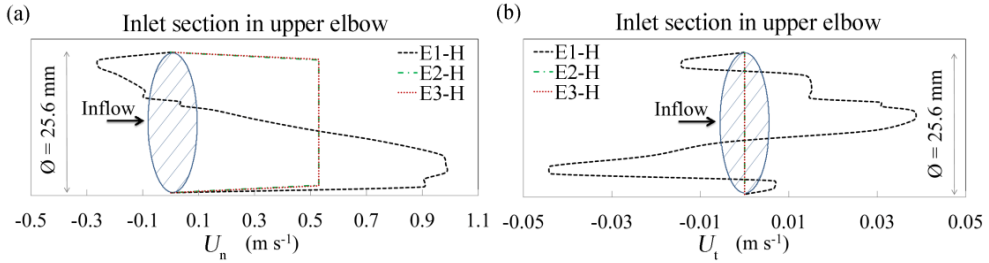


Fig. 3.5 Normal (a) and tangential (b) velocity in XZ-profile on the section plane of the nozzle tip of upper elbow (inflow) for simulations E1-H, E2-H and E3-H.

These differences in the inlet velocity profile might influence the velocity field in the upper part of the tank and subsequently, the stratification process. Furthermore, in order to properly model the inlet velocity profile in the nozzle tip for the E1 configuration, which was essential to manage good accordance with experimental results, it was important to note the relevance of accurately defining the inner-elbow grid and the geometrical boundary conditions. These aspects seem to suggest a significant influence of the inlet geometry on the stratification process in this case.

Fig. 3.6 shows contours of the velocity vector module U and streamlines of flow in a middle vertical section in the tank near the inlets for the high inflow simulated cases (E1-H, E2-H, E3-H, D1-H and D2-H) at $t = 17$ min (fully developed flow). In all cases, the inflow formed large-scale recirculating structures which could be observed from $X = 0.2$ m to $X = 0.4$ m at different heights, depending on the case. It is also possible to identify a relatively small recirculation cell inside the elbow in the case E1 for both flows tested, which must cause the wedge-shaped profile in its nozzle tip. On the other hand, the jet flowed uniformly towards the opposite wall when the inflow entered the tank homogeneously from the E2 configuration. In this case, the water flowed horizontally in the upper part of the tank and the large scale recirculating structure was located in a lower position (near $Z = 1.45$ m, level not shown in the Fig. 3.6). Conversely, in the case of inflow through E3, the jet disturbed upwards, towards the top wall of the tank, and generated a large-scale recirculating structure closer to the upper part ($Z = 1.66$ m), reducing velocity considerably. Furthermore, for the D1-H case, the inlet velocity was modelled with a homogeneous value (Table 3.2), towards the lateral and downwards. The large scale recirculating structure was formed in the highest part of

the tank ($Z = 1.71$ m). Finally, velocity was modelled with a homogeneous value (Table 3.2) for D2-H, flowing horizontally. In the case of the latter, the large scale recirculating structure was located further down ($Z = 1.65$ m).

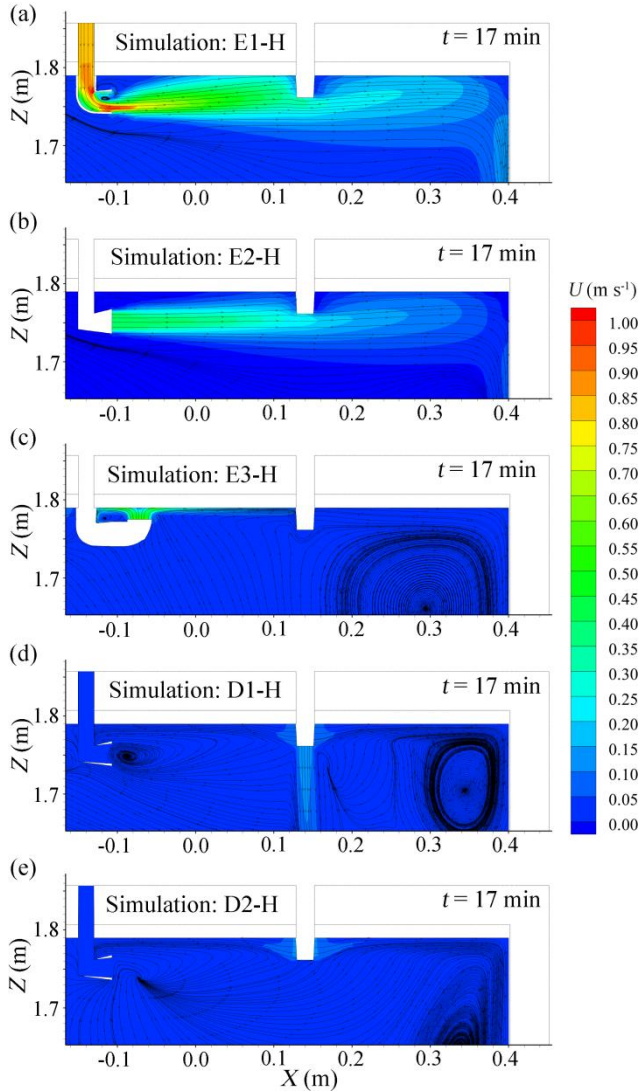


Fig. 3.6 Contours of the velocity vector module U and streamlines of flow in a middle vertical section near the inlets for the high inflow simulated cases (E1-H, E2-H, E3-H, D1-H and D1-H) at $t = 17$ min.

The volume-weighted average velocity magnitude \bar{U} (m s^{-1}) in the water tank was also calculated in order to compare the different configurations. \bar{U} was equal to $8.8 \cdot 10^{-3}$

m s^{-1} for E1-H, $7.1 \cdot 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ for E2-H, $5.3 \cdot 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ for E3-H, $1.6 \cdot 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ for D1-H and $2.3 \cdot 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ for D1-H. Thus, small variations of inflow characteristics as well as the geometrical inlet modifications can induce changes in the velocity field in terms of magnitude, which might induce changes in the stratification process.

Moreover, as illustrated in Fig. 3.6, the aforementioned small recirculation cell inside the elbow (E1) produced the wedge-shaped profile observed, which implies a reduced effective area for the inflow entering the tank through the nozzle tip and, as a consequence, higher inlet velocity values. Furthermore, the fluctuations in the temperature due to turbulence commented by García-Marí et al. (2013) might be created by such small recirculation, the effects of which were largely influenced by the inflow. The wedge-shaped profile, together with the fluctuations due to turbulence induced by E1, may be one important mechanism producing mixing in these cases.

Temperature Distribution

In this section, details of the distribution of temperature contours were compared. Although there were differences between D1 and D2 configurations in terms of jet velocity and jet momentum flux (Table 3.2), as well as flow pattern (Fig. 3.6), significant temperature differences between the two configurations were not found. Due to the absence of such differences, the more detailed analysis of water temperature contours will only be shown for D1-H and D1-L cases in order to simplify the display and comparison of the pictures (Fig. 3.7).

Fig. 3.7 gives an accurate picture of temperature distribution with high inflow (top panels) for cases E1-H, E2-H, E3-H and D1-H at $t^* = 0.6$ ($t = 33.9 \text{ min}$). The differences originated by inlet configurations in the stratification process are identified in detail, as well as the distribution of the temperature through the steel and fibreglass domains. It is possible to see how the temperature gradient between the hottest and the coldest water was the least stratified, both in width and in the lower position of the front in the E1-H case, followed by E2-H and E3-H. At this time, stratification was reasonably developed in E1-H and E2-H cases, although the influence of the jet on the original elbow configuration (E1) is clearly noticeable in the upper part of the tank due to the mixing caused by the small recirculation into the elbow. Stratification differences between E1-H

and E2-H were only the result of the change of the velocity profile in the nozzle tip of the elbow (Fig. 3.5 and Fig. 3.6). Thus, smoothing out the velocity inlet (E2) seemed to appreciably reduce the degree of mixing in the upper part and the progress of the temperature front. Furthermore, when high inflow was operated upwards in a vertical direction near the top of the tank (Fig. 3.6c) through a hypothetical elbow (E3), the stratification level was considerably increased. This modification of the inflow direction induced changes in advection and, as a consequence, a reduction of almost 40% in the volume-weighted average velocity magnitude \bar{U} , from $8.8 \cdot 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ to $5.3 \cdot 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$, which seemed to significantly improve stratification for the elbow. On the other hand, stratification was better when inflow took place through the diffusers and the large-scale recirculating structure (Fig. 3.6d,e) kept closer to the upper part of the tank. It is also especially important to mention the similarities in the stratification level found between E3-H case and diffusers as the charge progressed, besides the differences in U_{jet} and M among E3-H, D1-H and D2-H, showed in Table 3.2. According to these results, regardless of the improvements made with the elbow, the best-stratified layers were obtained by the diffusers when high inflow was operated. This snapshot also shows how temperature was distributed through the solid materials of the tank and the differences between each simulated case. Temperature in the walls was higher as the temperature front advanced more slowly, as was expected (*i.e.* D1-H and D2-H). Moreover, a low temperature distribution throughout the top fibreglass wall was kept during charge, due to the wall thickness of the steel (the thickness of the lateral wall of steel was 1.9 mm, while the bottom and top walls of steel were 17.2 mm).

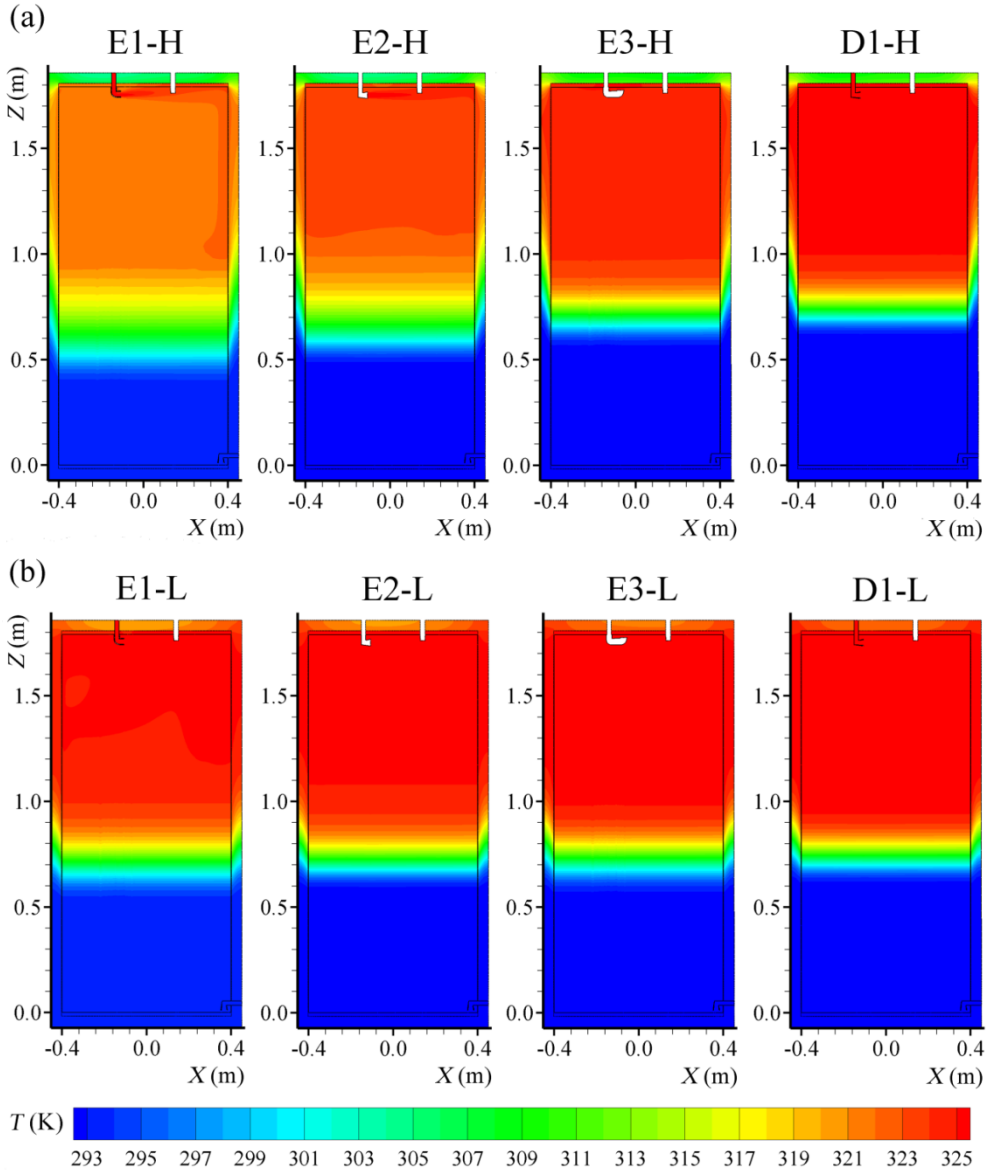


Fig. 3.7 Details of the distribution of temperatures for four of the simulated inlet devices at $t^* = 0.6$ (60% of V_l replaced). Temperature contours are presented in the symmetrical XZ-plane. (a) high inflow (E1-H, E2-H, E3-H and D1-H). (b) low inflow (E1-L, E2-L, E3-L and D1-L).

When low inflow was simulated, the evolution of the water layers was more similar between the tested configurations. This fact is shown in Fig. 3.7 (bottom panels), which illustrates for E1-L, E2-L, E3-L and D1-L temperature evolution at $t^* = 0.6$ ($t =$

90.5 min). In contrast to high inflow at this dimensionless filling time, stratification was apparently developed for all elbow cases and the thicknesses of their water layers were thinner at this stage, indicating a greater level of stratification. E1-L was the case which seemed to show a lower degree of stratification in terms of temperature gradient (lower position and more width), which indicates a higher level of mixing. Although the differences were small, the diffusers gave the best stratification during charge for low inflow (higher position and less width of the temperature gradient). Temperatures throughout the solid materials were distributed similarly for all simulated inlets when inflow was reduced, although higher temperatures were reached with the diffusers, due to their higher level of water stratification and the slowness of the temperature front. With this low inflow, temperature distribution throughout the top fibreglass wall was higher than for the high inflow, due to the longer time required for charging the same volume of water.

A comparison of the evolution of the dimensionless water temperature, depending on dimensionless time, in the TC (TC1, TC5, TC8 and TC12) during the charge period of the three inlet elbows for the simulated high and low inflow (Table 3.2) is depicted in Fig. 3.8 (left panels). With the exception of the early stages of the first positions (TC1 and TL1) in E1-H, no significant differences were found between lateral stratum into the tank (TL) and the central one (TC). This effect was largely due to the aforementioned small recirculation in E1-H at the beginning of the charge and was reduced over time. Therefore, the analysis of temperature evolution will only be shown for TC. Regarding the high inflow (Fig. 3.8a), the temperature rose more quickly when the velocity inlet was smoothed out (E2-H) and even more when inflow operated upwards in a vertical direction near the top of the tank (E3-H), as the different slope of the curves indicates. Except for the first positions (TC1), in E2-H the temperature front reached lower locations later than E1-H and even later for E3-H, which represents an improvement in the stratification performance. Moreover, the smaller temperature slope of the curve in the upper part of the tank (TC1) indicated the high level of mixing introduced by the original elbow with high inflow (E1-H). In contrast, higher slopes were observed in this thermocouple for E2-H and E3-H, which indicates that mixing can be considerably reduced in this part of the tank. Consequently, the influence of higher inflow on

stratification was reduced with the new elbow proposals. In addition, as was studied experimentally by García-Marí et al. (2013), in the case of the elbow E1, the temperature did not reach the value of the inlet temperature, representing mixing in upper layers, even by the end of the charging and however the inflow tested. On the other hand, the maximum temperature reached by the thermocouples of the E2-H simulation was higher than the original (E1-H) and became higher when E3-H was simulated. However, they did not reach the maximum value ($T_{in}=325.7$ K). When low inflow was simulated (Fig. 3.8c), slight differences were found between the elbow configurations. For the three elbows, the slope of the curves increased when inflow was reduced and became similar in all of them. In such reduced inflow, the highest possible temperature (T_{in}) was almost reached by most of the thermocouples under the new configurations (E2-L and E3-L). The progress of the temperature front was slower in comparison to the high inflow cases, although the temperatures recorded in E1-L showed that the increase in temperature started slightly sooner in comparison with the new proposals. Furthermore, slight differences were found in the upper part of the water tank (TC1), where temperatures reached higher values for the new elbows and, then, experienced a reduction in the mixing produced by the inlet. In view of the above, the stratification level in the E1 case could improve significantly by substituting the E1 inlet elbow with the E2 elbow, and it could improve even more by installing the E3 elbow.

According to these qualitative results, lower inflow reduced mixing for all simulated inlet configurations. Although there were less differences between all the elbows for low inflow, this evidence indicates a higher degree of stratification when the velocity inlet was smoothed out (E2-H and E2-L) and even more when inflow operated upwards (E3-H and E3-L). In the case E2, it was avoided the aforementioned small recirculation cell (seen in E1 case, Fig 6a), which cause the jet wedge-shaped profile and is associated with higher velocities and fluctuations due to turbulence. In the case E3, the improvement in stratification was due to the considerable reduction of velocity achieved because the jet impinged on the top wall. Thus, the influence on mixing by a higher flow in the original elbow case could be reduced by using the new proposed elbow configurations (E2 and E3). However, even though the inflow tested diffusers (D1 and D2) were similar, they illustrated a better stratification performance than all the

elbow simulations. In these cases, the inflow had a uniform velocity, towards the lateral and downwards, which reduces considerably the velocities into the tank. By blocking vertical velocity in the diffuser (D2) did not lead to improve stratification in comparison with D1 due to the small area representing the vertical wall of the diffuser (7% of the total area) in relation to the lateral one.

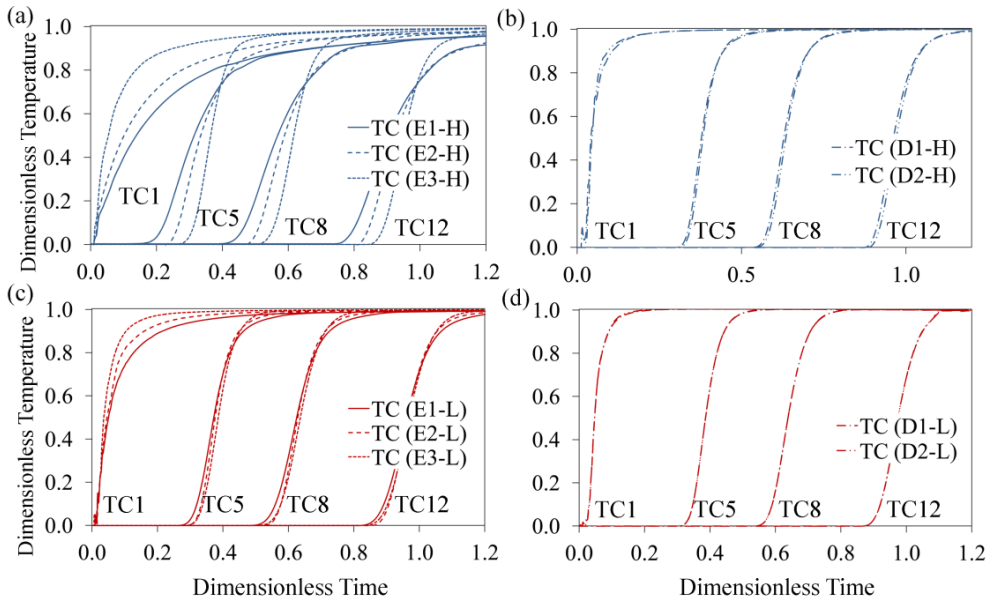


Fig. 3.8 Evolution of the dimensionless water temperature in the central zone TC depending on dimensionless time t^* . Top (high inflow): (a) simulations E1-H, E2-H and E3-H; (b) simulations D1-H and D2-H. Bottom (low inflow): (c) simulations E1-L, E2-L and E3-L; (d) simulations D1-L and D2-L.

Thermocline

The graphic representation of the instantaneous temperature vertical-profile in the central region was analysed to compare the degree of stratification between the various cases at several simulation times. Thermocline was determined from temperature profiles and compared between the simulated cases. In addition, the thermocline thickness and its middle point were also calculated. As with the temperature contours (Fig. 3.7) and due to the fact that there were no significant differences between diffusers in terms of their temperature profiles, the more detailed analysis of temperature profiles

will only be shown for the D1-H and D1-L cases, in order to display and compare the cases more easily.

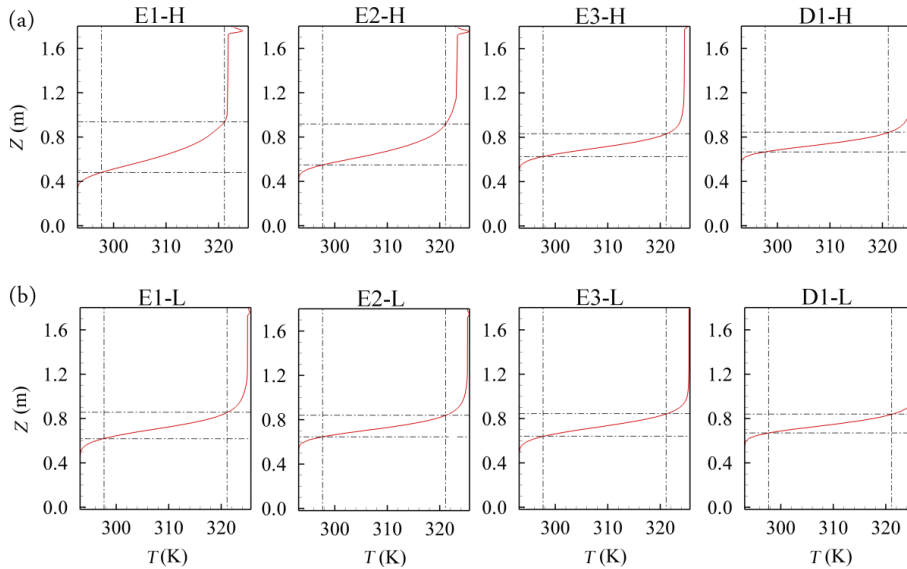


Fig. 3.9 Temperature profiles in the central region (TC probe) for four of the simulated inlet devices at $t^* = 0.6$ (60% of V_t replaced). **(a)** high inflow (E1-H, E2-H, E3-H and D1-H). **(b)** low inflow (E1-L, E2-L, E3-L and D1-L). Thermocline is estimated in each case with a θ between 0.14 and 0.86.

Fig. 3.9a depicts temperature profiles for the simulated inlet devices with the high inflow at dimensionless filling time of 0.6 ($t = 33.9$ min). Thus, it is possible to appreciate graphically the thermocline thickness and its middle point and compare the cases. At this charging time, the numerical values of thermocline thickness were 46 cm, 37 cm, 20 cm and 17 cm for E1-H, E2-H, E3-H and D1-H respectively. The middle point was 71 cm, 73 cm, 73 cm and 75 cm for E1-H, E2-H, E3-H and D1-H respectively. In the E1-H case, the numerical temperature did not reach the inlet water temperature and showed a peak in its profile near the top of the tank, which was clearly induced by the simulated jet flow. This indicates the aforementioned high degree of mixing at the top of the tank. This effect was also seen with E2-H, although somewhat less so in this case. In contrast, when inflow was operated through the elbow upwards (E3-H), no clear influence of jet flow was found and the maximum possible temperature was nearly reached, showing a stratification performance close to diffusers (D1-H and

D2-H) with this high flow. This last modification of the elbow seemed to produce an effect similar to diffusers in terms of bulk velocity, direction and profile of the velocity inlet. As was suggested in previous sections and regarding the degree of stratification for high inflow, diffusers were the best stratified cases. The worst case was E1-H, followed by E2-H and E3-H. In these cases, the differences in stratification were mostly related to advection in the high stratum of the tank, which was largely induced by the inlet device geometry and direction (Fig. 3.5 and Fig. 3.6).

Fig. 3.9b shows temperature vertical profiles for the simulated inlet devices with low inflow at dimensionless filling time of 0.6 ($t = 90.5$ min). At this time, the numerical values of thermocline thickness were 23 cm, 19 cm, 20 cm and 17 cm for E1-L, E2-L, E3-L and D1-L respectively. The middle point was 74 cm in all cases except in D1-L, in which it was 75 cm. There were fewer differences between inlet configurations when low inflow was simulated. Although the degree of stratification was considerably improved for elbow cases when inflow was lower, no significant differences were found for diffuser cases. Nevertheless, the best stratified cases for low inflow were again diffusers (D1-L and D2-L) and the worst case was E1-L.

Some experimental (Hegazy, 2007) and numerical (Yaïci et al., 2013) studies reported the destratifying effect produced by higher flows. In this way, the inflow level is seen as a parameter affecting the degree of stratification. In Gwerder et al. (2016), different inlet diffuser designs of a solar hot water storage tank during charging with constant mass flow rate and inlet temperature were studied by CFD experiments. A recommendation for the maximum velocities or Reynolds numbers was to be found for the analyzed inlets and flow rates based on the displacement of the thermocline for the different hydraulic diameters and mass flow rate. In such study, the Reynolds number of the flow at the end of the entering pipe was found to be a good indicator for the disturbance of stratification. However, assessing the Reynolds number and comparing in the case of the porous wall of the diffuser in our study could be a no consistent task. On the other hand, as was pointed out by García-Marí et al. (2013) and supplemented in this work, the inflow does not always appear to be effective enough in determining an expected level of mixing and, consequently, inducing a destratifying effect. This is proven in this research because diffusers with 16 L min^{-1} gave better stratification than

all simulated elbows with 6 L min^{-1} . In addition, the hydraulic diameter or the cross-sectional inlet velocity (referred here as jet velocity) do not even appear to be a good indicator of mixing. Moreover, for configurations in this study tested during thermal charging, jet momentum flux M and jet velocity U_{jet} did not actually seem appropriate as a parametric characteristic being related to stratification as equal M and U_{jet} for the three elbows (Table 3.2) gave significant differences in this transient process. In addition, M for the three elbows with low inflow was less than M for diffusers with high inflow, whereas stratification for D1-H and D2-H was better than for E1-L, E2-L and E3-L. On the other hand, mixing near inlets can significantly affect stratification in TES during charging and this could be induced by the inner geometrical configurations of such inlets and jet direction. In particular, it might be more important to take into account inlet velocity and its characteristics (Fig. 3.6 and Fig. 3.7), for instance in terms of direction and velocity profile in the inlet nozzle tip (U_n and U_t), when greater stratification performance is intended.

In these cases, with constant inflow and inlet temperature, thermocline thickness can be used as a good indicator of the stratification level. Moreover, the width of the thermocline may be related to stored energy degradation. However, this parameter cannot itself provide a quantitative energy degradation level (Zurigat and Ghajar, 2002), which is of interest for designers.

Finally, although the operating condition of E1-H is not usual in practice, it can be of interest in specific research. In fact, other thermocline techniques based on experimental data recorded only in vertical probe position, such as linear interpolation, could result in different vertical temperature profiles if they were to be tested in a lateral position into the tank (TL) instead of a central position (TC). In these cases, in which a three-dimensional flow into the tank is produced, instead of a plug-flow type, CFD procedures can supplement such techniques.

Thermal Charging Efficiency

In order to estimate the fraction of effective energy stored and compare the different configurations and inflows, thermal charging efficiency was calculated for each simulation. Thermal charging efficiency takes values ranging from zero to one, with one

representing perfect efficiency for charging, while zero expresses a situation of total inefficiency. As already stated in Section 2.3.2, since ρ and c were not considered as constant in the CFD model implemented in this work, with a view to verify the influence of these parameters, charging efficiency was calculated in two different ways: with Eq. (3.12) (efficiency proposed in Chan et al. (1983) which considers ρ and c as constant), and with Eq. (3.13) (efficiency based in Chan et al. (1983) but taking into account the variability of ρ and c). It was found that the differences over time between the results obtained from Eqs. (3.12) and (3.13) were negligible in all cases, with the greatest discrepancy being 0.005 for E3-H. This means that, when this efficiency was applied in these cases, there was no relevance in considering the ρ and c as depending on T . The results shown below are those which were computed with the ρ and c as constant values.

As with the other sections and due to the absence of significant differences in this thermal charging efficiency between diffuser configurations (D1 and D2), the more detailed analysis will only be shown for the D1-H and D1-L cases.

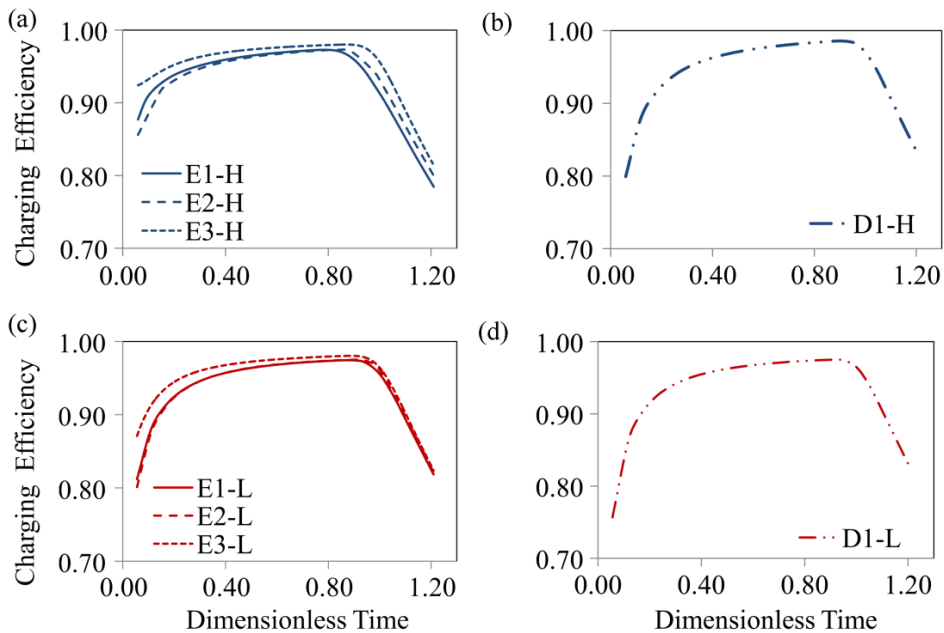


Fig. 3.10 Evolution of the thermal storage efficiency as proposed by (Chan et al., 1983) during the charge period (120% V_l replaced) depending on dimensionless time t^* . Top (high inflow): (a) simulations E1-H, E2-H and E3-H; (b) simulation D1-H. Bottom (low inflow): (c) simulations E1-L, E2-L and E3-L; (d) simulation D1-L.

A comparison of the evolution of thermal storage efficiency in simulations with high and low inflow during the charge period (which lasted until 120% of V_t was replaced), is shown in Fig. 3.10. The thermal efficiency started with values equal to zero and rose during thermal charge to a maximum when the thermal charge was close to 100% of the V_t replaced, starting then to descend. This was due primarily to mixing at the beginning of the charge, induced by the incoming water, warmer than the water previously stored in the tank at $T = T_o$. A higher level of mixing can cause the hot water to start to flow through the outlet pipe before and thus negatively affect efficiency. Once the dimensionless time of 1.00 was reached (100% of the V_t injected), this efficiency fell rapidly as the T_{avg} could not increase as time progressed (Eq. 3.12).

Although no significant differences were found between all the cases, the best result, $\eta = 0.98$, was reached by the diffuser with high inflow at $t^* = 0.91$ (Fig. 3.10b). Energy losses through wall materials and diffusion between the hottest and the coldest water could induce considerable degradation of stratification if charging takes a long time and therefore can produce a reduction of the effective energy stored. Thus, that might be the reason why higher values of charging efficiency were reached by the diffuser with the high inflow instead of the low inflow. Nevertheless, between t^* of 0.2 and 0.9, the storage efficiencies were above 0.90 for all cases, which was considered as a high efficiency for charging.

When elbows with high inflow were compared (Fig. 3.10a), E3-H achieved the best efficiency, reaching at $t^* = 0.86$ a value of $\eta = 0.97$. The greatest difference between E3-H and E2-H was almost 0.07 at the beginning of the charge (6% of V_t replaced). When the same comparison was made with low inflow (Fig. 3.10c), E1-L and E2-L showed very few differences between them, with E3-L achieving the best result, reaching at $t^* = 0.89$ a value of $\eta = 0.97$. In this inflow case, the greatest disparity was again about 0.07 at the beginning of the charge (6% of V_t replaced). These contrasts between elbows can be considered small in terms of effective energy stored.

When high inflow was simulated (Fig. 3.10a,b), charging efficiency with E3-H was higher than with diffuser until $t^* = 0.6$, after which efficiency with diffuser was higher. In contrast, the results were noteworthy when elbows and diffuser were compared for low inflow (Fig. 3.10c,d), with E3-L achieving a higher charging efficiency than

diffuser when 100% of the V_1 replaced, showing a maximum difference of 0.11 at the beginning of the charge.

Although, these efficiency results indicated better effective energy stored during charging for E3 and diffuser configurations, the differences were considered to be of little importance when all the simulated cases were compared. However, this parameter only evaluates the fraction of effective energy stored, but the quality of the energy charged would need further analysis to be correctly understood. Finally, it is also worth mentioning that the rest of the analysis and parameters studied in this work confirm that diffusers favour water stratification during thermal charging of the tank at constant temperature with both low and high flows.

3.4 Conclusions

In this work, the results of three-dimensional URANS simulations were presented for a hot water storage tank with constant inflow and inlet temperature during a thermal charge process. CFD techniques were used to numerically study hydrodynamics and temperature over time in the water domain and wall materials. In the simulations the distribution of the temperature could be determined throughout the computational domain while in the experiment only a few points could be measured. Therefore, it was possible to obtain further insights from the computed data. Moreover, the model was implemented for studying the influence of some inlet configurations on stratification and then improving thermal performance in the tank. This methodology can be used to improve the design and optimization of the solar energy systems used in buildings.

The model was implemented and validated with experimental measurements for two inflows and two different inlet devices (elbow and diffuser) with a high degree of correlation between experimental and computed temperatures. After validation, three new inlet configuration based on simple modification of original ones were analysed in order to study its influence on stratification. By this, it was intended more specifically to provide easy-to-implement and low-cost inlet modifications in the tank.

When the velocity in the nozzle tip section of the elbow was modelled defining a homogeneous profile during high inflow charge (E2-H), the inlet velocity values were lower than for the original elbow (E1-H), reducing the mixing in the upper part of the

tank. In the case of the same inlet was operated upwards (E3-H), the velocity magnitude in the tank was considerably reduced, which implied a further reduction of mixing and then, a better stratification level. Moreover, when the low inflow (6 L min^{-1}) was simulated, less mixing differences were found between the three elbows modelled (E1-L, E2-L and E3-L), although the hot front progressed more slowly than with high inflow and the highest possible temperature in the tank (T_{in}) was almost reached by most of the thermocouples. On the other hand, when the inflow was modelled as a horizontal inlet for the diffuser (D2-H), no significant effect was observed with regards to original diffuser (D1-H); for diffusers with low inflow (D1-L and D2-L), there were few discrepancies in comparison with high inflow and no evident differences between them, representing the best temperature distribution among all the simulations.

In this research, the degree of stratification seemed to be mostly affected by inlet direction and inlet velocity profile, which is produced by inlet designs. In this way, the high influence of the flow in the case of the original elbow (E1) could be technically reduced using these proposals (E2 and E3). Nonetheless, the degree of stratification in the simulated cases suggested the convenience of using a sintered bronze conical diffuser as an inlet, instead of elbows, since it not only gave better results, but also practically constant behaviour for the tested inflow range.

Finally, the thermal efficiency at each time step was calculated for each simulation case during charging to estimate the fraction of effective energy stored. Although, this efficiency indicated better effective energy stored during charging for E3 and both diffuser configurations, minor differences were found between them.

PARTE 2 Flujo Turbulento en Meandros

Capítulo 4 Influence of the Secondary Motions on Pollutant Mixing in a Meandering Open Channel Flow

Moncho-Esteve, I.J., Folke, F., García-Villalba, M., Palau-Salvador, G. (2017), Environmental Fluid Mechanics, 17(4): pp. 695–714⁵

Acknowledgements: The simulation was carried out using the supercomputing facilities of the Steinbuch Centre for Computing (SCC) of the Karlsruhe Institute of Technology. The authors would like to thank Clemens Chan-Braun for his valuable and constructive suggestions during the development of this research. MGV acknowledges the financial support of the Spanish Ministry of Education through the program Jose Castillejo.

4.1 Introduction

The environment is strongly influenced by rivers which form our landscape continuously and are important for the transport of freights. The watercourse of a natural river is often characterized by a curvy shape. The curves are called meanders with inner and outer-banks. Meanders are a result of a complex interaction between sedimentation and erosion processes (Julien and Duan, 2005). They are formed when river flow erodes the outer-banks and widens the river channel. Sediments are transported from the outer to the inner-bank, through which the shape of a river is changed continuously. Due to the effort to handle and regulate rivers, e.g. river restoration, navigability, water quality,

⁵ This is the accepted version of the following article: Moncho-Esteve, I.J., Folke, F., García-Villalba, M., Palau-Salvador, G. Environ. Fluid Mech. (2017), which has been published in final form at doi:10.1007/s10652-017-9513-4

production of energy, it is of great importance to understand the various governing mechanisms, including the secondary motions within the meander flow.

The flow in meandering channels is highly three-dimensional and complex, exhibiting secondary motions. The phenomenon of secondary motions was first mentioned by Boussinesq (1868) and Thomson (1876). They studied the, by now well known, centre-region cell and discussed the influence of secondary motion on the stream-wise velocity distribution and on the sediment transport. Most studies concentrated on this primary cell far from the banks (Booij and Tukker, 1996; Muto, 1997; Shiono and Muto, 1998; Tominaga et al., 1999; Booij, 2003). The centre-region cell occurs due to the imbalance between the driving centrifugal force and the transverse pressure gradient (Jia et al., 2001). The imbalance introduces a flow from the outer to the inner-bank at the bottom of the channel and a flow from the inner to the outer-bank at the surface of the channel. Due to this cross-stream circulation, sediment is transported from the outer to the inner-bank and cause the typical shape of the bar-pool bed topography around the bends. Mockmore (1943) identified, in addition to the classical and relatively well known centre-region cell, a second cell near the outer-bank. This cell, named outer-bank cell, is smaller and weaker than the centre-region cell and rotates in the opposite direction. The mechanism of the two circulation cells underlies the downstream vorticity balance (Blanckaert and De Vriend, 2004). In this process the centrifugal force and the cross-stream turbulent stresses play a decisive role. Due to the lack of experimental data the mechanism involved in the generation of the outer-bank cell is up to now not fully understood. This makes further investigations of the interactions between the cross-stream circulations and the stream-wise velocity distribution necessary. Blanckaert and De Vriend (2004) and later on Van Balen et al. (2009) suggested that the counter-rotating outer-bank cell is generated from a combination of two mechanisms: the anisotropy of the cross-stream turbulence and the deformation of the vertical profiles of the downstream velocity. As Van Balen et al. (2010) suggested, the outer-bank cell could be represented as a Taylor-Görtler vortex through the outer-bank wall. This author analysed term-by-term the balance equation for stream-wise vorticity and figured out that the outer-bank cell is the result of the non-linear interaction between turbulence anisotropy and centrifugal force, which affects the

deformed profile of the downstream velocity. Even though the outer-bank cell is smaller and weak, it is of particular importance because it has been related to protect steep outer-banks from erosion (Christensen, 1999; Blanckaert and Graf, 2004). It reduces the level of turbulence activity near the outer bank and so reduces the bank shear stress. Stoesser et al. (2010) evidenced that the counter-rotating outer-bank cell in a meander bend is the remaining of the centre-region cell of the previous bend. On the other hand, an experimental study on the near-bank hydrodynamic processes in curved open-channel reaches was carried out by Blanckaert et al. (2012). This work revealed two effects of the smaller counter rotating cell: firstly, the cell accentuates the boundary layer on the outer-bank, reducing the strength of the flow on the bank; secondly, the cell also advectes high-momentum fluid toward the bottom of the outer-bank, which gives rise to the strength of the flow on the bank. In addition, the major sapping and local erosion hazard in curved open-channels correspond to the zone where the outer-bank cell has its maximum force, and therefore also the aforementioned protection from erosion. Furthermore, a recent research study (Vaghefi et al., 2016) of the turbulent flow in a 180 degree sharp open channel bend suggested that the maximum secondary flow strength occurred at the second half of the bend. There have been further studies over the last few years involving natural meandering channels (Kang et al., 2011; Mera et al., 2015; Termini, 2015; Engel and Rhoads, 2016; Khosronejad et al., 2016). However, a rectangular cross-section reduces the computational cost significantly compared to natural channels and, indeed, it is essential to gain inside in complex physics. A few studies of flow in meandering channels with a simplified geometry can be found (Chang, 1971; Muto, 1997). Particularly for the importance of the secondary currents, the lack of understanding of their mechanisms and the influence on mixing, further investigations are needed with an accurate high resolution.

Fischer (1969) was among the first who discussed the influence of meandering channel and its secondary motions on the mixing processes. Based on the experimental secondary profiles by Rozovskii (1957) and the shear-flow analysis of Taylor (1954) and Elder (1959) he proposed a very strong influence of the secondary motions in meandering rivers on heat and mass transfer, and therefore on the distribution of pollutants. According to his analysis, the lateral spreading of pollutants is increased by

the secondary motions due to the higher turbulence intensities. However, Boxall and Guymer (2003) argued that the longitudinal spreading is decreased by the same effects. In contrast to Fischer (1969), Demuren and Rodi (1984) argued that in meandering channels convective transport of heat or mass has a stronger effect on the mixing than the turbulence itself. Despite the differences, the authors agree that the mixing process and consequently the effective mixing in meandering channels is very different to that in straight channels. Other study conducted by Sharma and Ahmad (2014) reviewed the different processes in pollutant mixing in river flows as well as the factors affecting the transverse mixing. The authors stated that secondary currents were found to affect the transverse mixing more than any other factor.

Concerning the modelling of meandering open-channel turbulent flows, a detailed investigation of Booij (1995) was not able to correct reproduce the secondary flow motions, especially of the counter-rotating outer-bank cell with RANS computations. A LES for a meandering channel with rectangular cross-sections was performed by T Stoesser et al. (2008). The authors simulated the open-channel flow in two 180° bends with short cross-over sections connecting these bends. They obtained a very satisfying agreement with the experimental data. In their study, LES was capable to provide detailed information about the time-averaged and the instantaneous flow. A comparison of different turbulence closure approaches by RANS and LES simulations with experiments of the flow in a meandering channel was done by Stoesser et al. (2010). LES was observed to be superior to RANS. Even though the tested RANS codes were able to simulate the beginning of the outer-bank cell, its evolution until the exit of the bend was not correctly reproduced. Moreover, comparison of experiments, LES and RANS simulations of flows in a curved open-channel bend were presented by Van Balen et al. (2010). This study shows again that, generally, LES provides much better results than RANS. In addition, the simulated flow pattern was not very sensitive to the sub-grid model in the LES simulation. This points out that the large scales of turbulence play an important role in the flow processes, which interact with the mean secondary motions. Moreover, a high-resolution LES of turbulent flow in a natural meandering channel with pool-riffle sequences was employed to clarify the hydrodynamics of such specific conditions (Kang and Sotiropoulos, 2011). This model was higher resolution

than previous works, so it could capture the mechanism of formation of two cell system in the meander bend. On the other hand, an investigation on the characteristics of turbulent flow in a meandering open-channel bend based on LES was carried out by Xu et al. (2013). Even though the grid resolution was somewhat coarse, the simulation results were validated by means of experimental measurements and good agreement was achieved.

In this paper, a LES is performed using the same flow configuration of the laboratory meander with rectangular cross-sections studied by Chang (1971). Focus is given to the three-dimensional secondary motions and its influence in the mixing processes using three different positions of release, i.e. inner bank, outer bank and centre of the cross section. This case was studied previously by Demuren and Rodi (1986) in the context of a RANS simulation.

4.2 Flow Configuration

The experiments of Chang (1971) were carried out in a small flume with smooth wall and rectangular cross-section through seven consecutive meanders. The cross-section (b) was 0.254 m wide and the water level (h) was at 0.057 m (Fig. 4.1a). The total length of the channel measured along the centreline was 25.91 m. The seven meanders consist of 13 identical 90°-bends (curvature radius of 0.914 m) in alternate directions linked with straight sections of 0.476 m length and a bottom slope of 0.0012. The velocity measurements were performed with a 1.588 mm standard Prandtl-type pitot tube.

The dispersant used for this study was neutrally buoyant solution obtained by mixing salt water and methanol. It was injected by a right-angle 3.175 mm brass tube, connected by a Tygon tube to a funnel hanging beneath the orifice as a continuous point source. The discharge was located in the eighth bend at Section 8C (Fig. 4.1b) at three different positions in mid-depth: right bank (RB), left bank (LB) and centre line (CL) and whereby the RB and LB was 0.0254 m away of their respective channel wall. The three scalars are named as S1, S2 and S3, respectively.

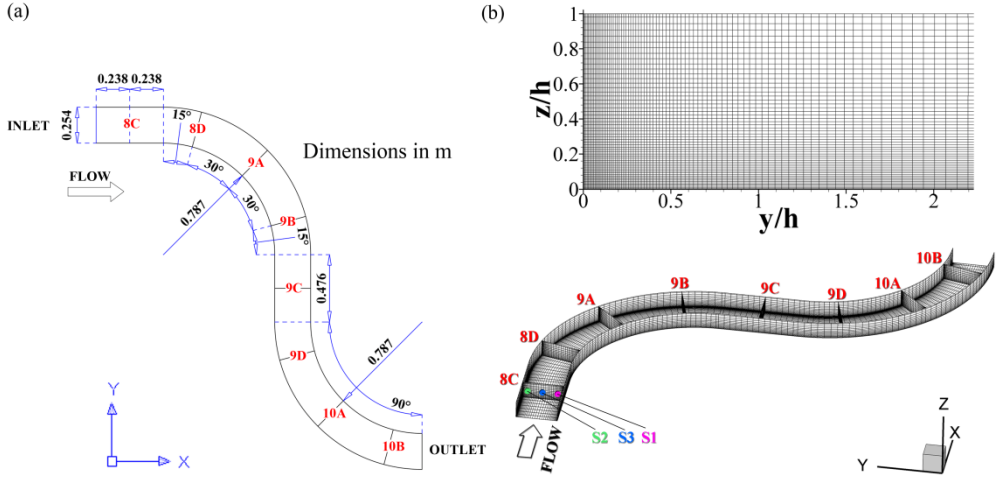


Fig. 4.1 Computational domain. (a) sketch of the meander used in the experiments (adapted from (Chang, 1971)). (b) Top: detail of the grid used in the LES in the left half of a cross-section. Bottom: view of the grid and the three scalar injections; every 4th grid line is shown.

4.3 Numerical Model

For a LES, the incompressible Navier-Stokes equations are filtered; here the following equations are resulting:

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial \overline{U}_i \overline{U}_j}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{U}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ij}^{SGS}}{\partial x_j}, \quad (4.2)$$

whereby \overline{U}_i and \overline{p} are the resolved filtered velocity and pressure and τ_{ij}^{SGS} are the sub-grid scale (SGS) stresses

$$\tau_{ij}^{SGS} = \overline{U_i U_j} - \overline{U}_i \overline{U}_j \quad (4.3)$$

They represent the influence of the small unresolved scales to the large resolved scales. These are unknown and have to be modelled.

The LES was performed with the in-house code LESOCC2 (Large Eddy Simulation On Curvilinear Coordinates). It is a successor of the code LESOCC developed by Breuer and Rodi (1994) and it is described by Hinterberger (2004). The

code solves the Navier-Stokes equations on body-fitted, curvilinear grids using a cell-centred finite volume method with collocated storage arrangement for the Cartesian velocity components. Second-order central differences are employed for the convection as well as for the diffusive terms. The time integration is performed with a predictor-corrector scheme, where the explicit predictor step for the momentum equations is a low-storage three-step Runge-Kutta method. The corrector step covers the implicit solution of the Poisson equation for the pressure correction (SIMPLE). The Rhie and Chow (1983) momentum interpolation is applied to avoid pressure-velocity decoupling. The Poisson equation for the pressure increment is solved iteratively by means of the “strongly implicit procedure” of Stone (1968). Parallelization is implemented via domain decomposition, and explicit message passing is used with two halo cells along the inter-domain boundaries for intermediate storage.

The subgrid-scale (SGS) stresses, resulting from the unresolved motions, are modelled using the Smagorinsky subgrid-scale model (Smagorinsky, 1963) with a model constant $C_s=0.1$. Such an approach has been used successfully for similar flows by Hinterberger et al. (2007). For flows without homogeneous directions, as the present one, the Smagorinsky model is more robust than other models like the dynamic Smagorinsky which require some kind of smoothing of the model parameter (like time relaxation). Near the walls Van-Driest damping is employed.

For the numerical calculation a global coordinate system was used (X, Y, Z), while for the data analysis the quantities were transformed on a body-fitted coordinate system. The x -axis is hereby along the centreline of the channel bed, the y -axis along the span-wise and the z -axis along the vertical direction. The Reynolds number based on the bulk velocity and the water depth is 40,000. The cross-sectional aspect ratio of channel width to water depth is 4.48. The computational grid consists of $448 \times 169 \times 58 = 4.4 \cdot 10^6$ grid points in x -, y - and z -direction respectively.

The computational grid is uniform along the centreline in x -direction and stretched in y - and z -direction to achieve a better resolution of the near wall motions. The grid sizes in terms of wall units are $\Delta y^+ = \Delta z^+ \approx 13$ near the walls and a maximum value of $\Delta x^+ \approx 340$ in stream-wise direction. The stretching ratio is kept to a fix value of

1.03. For the sake of clarity only the grid in the left half of a cross-section of the full domain is shown in Fig. 4.1b (top). A periodic boundary condition is defined for the flow conditions at the inflow and outflow sections of the meander. The Werner-Wengle wall model was employed at the bottom boundary and lateral walls jointly with a rigid-lid assumption for the free surface. Although the wall units could be regarded as coarse, it is accounted by the use of wall functions. A coarse grid was used in a previous work (Xu et al., 2013) in the same way as we have done.

In addition to the flow field, concentration fields due to tracer discharge from point sources have been simulated. Therefore, an additional transport equation is solved for each of the passive scalars using the bounded HPLA scheme (Zhu, 1991) for the convection term in this equation. An eddy diffusivity model was employed to account for the subgrid-scale contribution with a turbulent Schmidt number of 0.6. This approach for the passive scalar modelling has been employed successfully in previous studies for other complex flows (Fröhlich et al., 2007; Denev et al., 2009; Palau-Salvador et al., 2011; García-Villalba et al., 2014). For the molecular Schmidt number a value of 1 was used. For the transport equation, a convective outlet condition was imposed, a homogeneous Dirichlet condition was imposed at the inlet and homogeneous Neumann conditions were imposed at all other boundaries.

The tracer injection points are chosen to match the experimental setup (Chang, 1971). The injection points are located in the section 8C as displayed in Fig. 4.1b. In the simulation, an iso-kinetic discharge is used for simplicity of implementation: in a group of cells the tracer concentration is set to 1 and the tracer acquires the velocity of the flow at that location. The injection in the experiment was not iso-kinetic with an injection velocity of the order of the velocity in the free-stream.

After discarding initial transients, averages are collected until first and second order statistics are well converged.

4.4 Results and Discussion

4.4.1 Stream-wise Flow

The depth-averaged mean stream-wise velocity \bar{u}^h of the flow is shown in Fig. 4.2. All velocities are normalized by the average velocity over the cross-section defined as $U_s=Q/A_s$, where Q is the discharge and A_s is the cross-sectional area ($A_s = h \cdot b$).

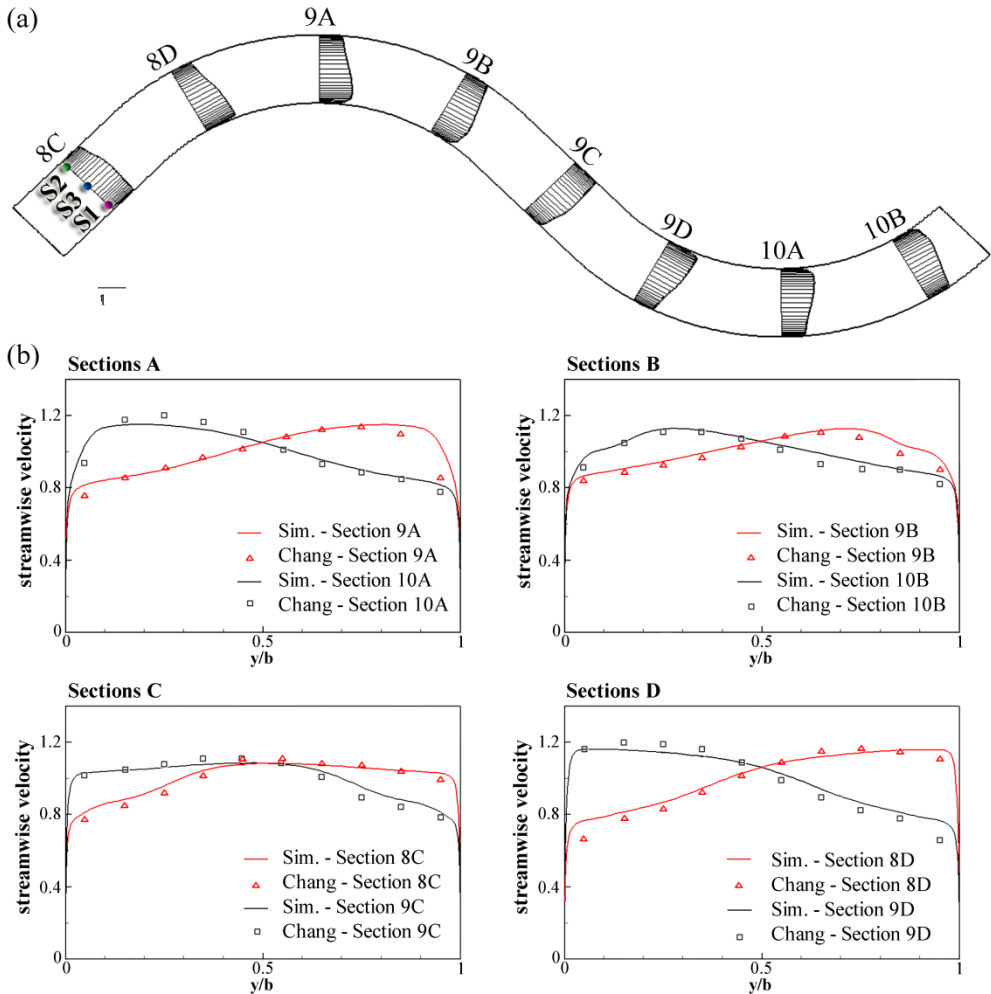


Fig. 4.2 (a) depth-averaged mean stream-wise velocity distribution \bar{u}^h along the meander normalized with the bulk velocity U_s . (b) comparison of the \bar{u}^h normalized by U_s with experimental data at selected locations.

As the curvature changes, the region of high velocity shifts across the channel. According to the literature (Blanckaert and Graf, 2001b), the highest velocities in a meandering channel are expected to occur at the inner-bank. The results of the simulation confirm this expectation as shown in Fig. 4.2a. At Sections 9A and 10A, in the middle of the bends, the maximum velocity occurs near the inner walls. At Sections 9B and 10B, the maximum velocity still occurs at the inner-banks, however, it is a little shifted towards the channel centre. In Sections 8C and 9C, where the channel has zero curvature the maximum velocity is found close to the channel centre, followed by Sections 8D and 9D, where the maximum velocity has shifted to the opposite bank, now being the inner part. A comparison of the depth-averaged stream-wise velocity with the experiments is given in Fig. 4.2b. At eight different locations the velocity profile along the span-wise direction is compared to the experimental data obtained by Chang (1971). The agreement is very satisfying, except close to the wall where some deviations can be recognized. The deviation may stem from the steep gradient that exists in this region as well as from the sensitivity of the profile on small deviations along the centreline. Moreover, the measurements near the walls can be difficult to take in the experiments which should add uncertainty. The good agreement with the stream-wise flow supports the assumption that the grid resolution is sufficient to capture major effects in the flow field.

4.4.2 Secondary Motions

Secondary motions are very important to understand the mixing processes within the meander (Fischer, 1969). To analyze in detail the evolution of these secondary motions, mean cross-stream velocity vectors at the selected sections (Fig. 4.1a) are presented in Fig. 4.3. Velocities are normalized by the aforementioned sectional velocity U_s .

In Section 8C, a big anti-clockwise recirculation cell can be observed near the inner bank (right lateral wall). This dominant cell is clearly visible with a centre located at $y/h=3.5$ and $z/h=0.6$. While the flow near the bed moves from the outer to the inner-bank (left to right), the flow close to the surface moves in the opposite direction. In addition to the primary cell a small cell near the outer-bank (left lateral wall) is present,

rotating in a clockwise direction. The centre of this secondary cell is hereby located at $y/h=0.5$ and $z/h=0.8$. The flow at the bottom of the channel has already switched sign at Section 8D. In this position, the small cell rotating in clockwise direction mentioned above becomes the dominant cell. Close to the surface of the inner-bank, rotating in an anti-clockwise direction, the previous primary cell can be seen with decreasing strength. In Section 9A and Section 9B this anti-clockwise cell is still occurring but it is losing momentum downstream in the channel bend. However, the clockwise cell seems stronger in Section 9A and 9B, compared to Section 8D.

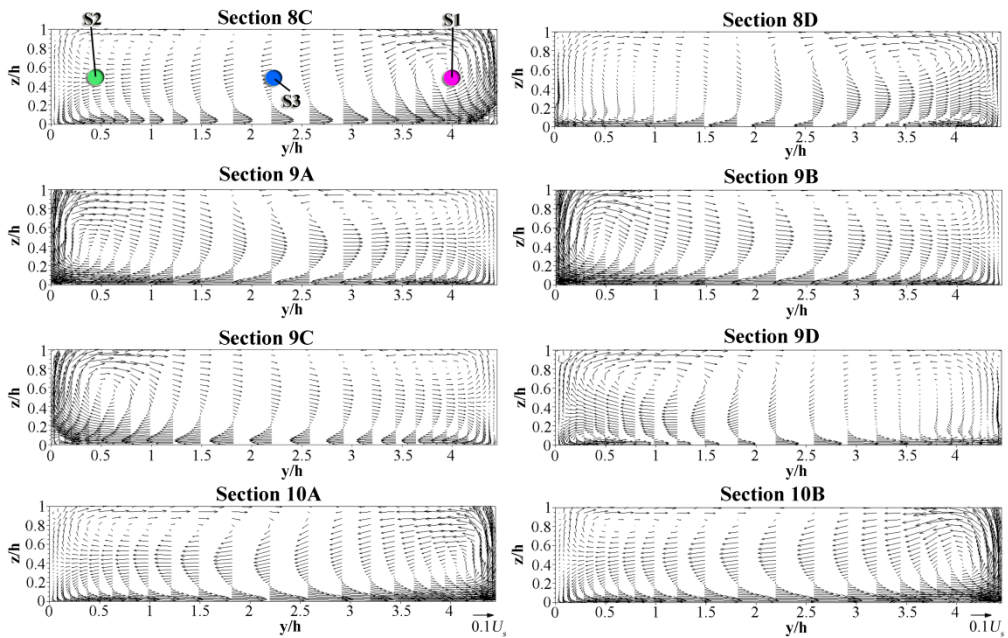


Fig. 4.3 Mean secondary flow vectors in different cross-sections along the meander normalized by the bulk velocity U_s .

Further downstream, the dominant clockwise cell of the upstream channel bend is still clearly visible with a centre located at $y/h=0.5$ and $z/h=0.6$ in Section 9C, which is placed in the middle of the straight channel section (Fig. 4.1a). In this case, the flow near the bed moves from the right to the left-bank. Again, a small secondary cell (right lateral wall) is present but with an anti-clockwise direction. The centre of the small cell is located at $y/h=4$ and $z/h=0.8$. The next section shown, Section 9D, is situated at the beginning of the next bend, where the left lateral wall is now the inner-bank. Just as

occurred at Section 8D, the flow at the bottom of the channel has already switched sign. The small cell rotating in anti-clockwise direction mentioned above becomes the dominant cell. Close to the surface in the inner-bank, rotating in clockwise direction, the previous primary cell is decreasing in strength again. As we move downstream, the cycle is repeated and the anti-clockwise cell is increasing in strength while the small counter-rotating cell is decreasing again (Section 10A and Section 10B). The maximum lateral velocity throughout the meander is found in the bends, from the apex to the exit (Sections 9A-B and Sections 10A-B), with a magnitude of $0.20U_s$ near the bed. Except from these areas, the magnitude of the lateral velocity is less than $0.13U_s$ in most sections. The lateral velocity is generally stronger than the vertical velocity. The vertical component of velocity has its higher values near the walls, with a positive sense and a magnitude of about $0.1U_s$ in the latter half of the bends. It is possible to figure out a feed-back (*i.e.* the exchange of fluid) between these two cells along the meander while the major cross-stream momentum is found at the bottom of the channel and the separation between such recirculation cells. Furthermore, in line with the secondary flow structure described by Shiono and Muto (1998) it is possible to distinguish a growth and decay of these two main recirculation cells throughout the meander.

The presence of the primary cell as well as the smaller counter-rotating cell are in agreement with previous studies (Christensen, 1999; Shiono and Muto, 1998; Blanckaert and Graf, 2004). A direct validation via experimental data is not possible because not all velocity components were measured in the experiments of Chang (1971). However, the results obtained with the LES simulation are consistent with the velocity vectors in cross-stream planes computed by Demuren and Rodi (1986). Although that RANS simulations (Demuren and Rodi, 1986) were able to clearly define a large recirculation, this was not the case with the counter-rotating cell. Moreover, we obtain a more detailed description of the dominant cell and the counter-rotating cell (Fig. 4.3). In addition, the higher resolution provides a more comprehensive picture of the growth and decay of the secondary motions through the meander and the exchange of fluid between them.

4.4.3 Transverse Mixing

Contours of the depth-averaged mean concentration \bar{C}^b distribution are shown in Fig. 4. It can be seen how the scalar remains close to the walls when the position of release is nearby the bank sides (S1 and S2). A higher concentration of scalar seems to be obtained until the end of the next bend for the release in the right bank (S1). This should be due to the evolution of the anti-clockwise recirculation cell (Fig. 4.3) from the section of release (right lateral wall), as just described in the previous section, and the tendency to the flow to accelerate near the inner wall and to decelerate near the outer wall of the bends. In contrast, when the scalar is discharged at the centreline of the channel (S3), concentration is significantly reduced by the end of the first bend due to the effect of the secondary motions and its feed-back between the primary cell and the secondary cell.

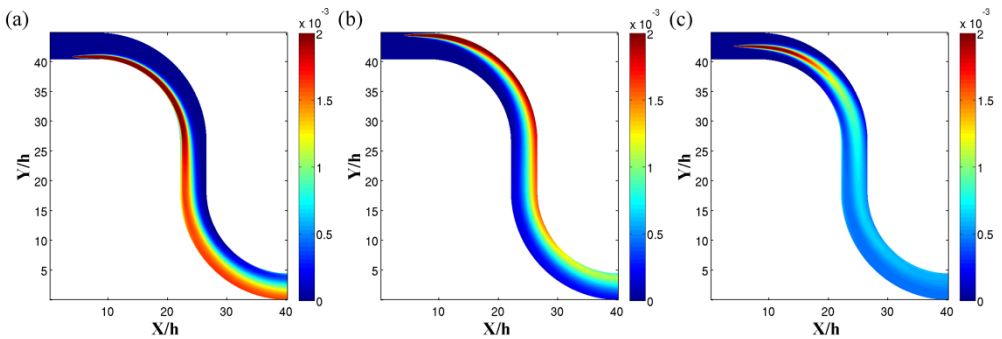


Fig. 4.4 Depth-averaged mean concentration \bar{C}^h distribution along the meander. (a) S1 (released at $x/h = 4.18$, $y/h = 0.5$ and $z/h = 0.45$); (b) S2 (released at $x/h = 4.18$, $y/h = 0.5$ and $z/h = 2.23$); and (c) S3 (released at $x/h = 4.18$, $y/h = 0.5$ and $z/h = 4.01$).

The depth-averaged mean concentrations for the three different positions of release are shown in Fig. 4.5. As it was calculated by Chang (1971), the concentrations are normalized with the local mean concentration defined as:

$$\bar{C}^s = \frac{h}{Q} \sum_{j=1}^n \bar{C}_j^h \bar{u}_j^h \Delta y \quad (4.4)$$

with, h , the water depth, Q , the flow discharge, \bar{C}_j^h , the depth-average mean concentration, \bar{u}_j^h , the depth-averaged mean stream-wise velocity. Hereby, the sum over

all the positions j in span-wise direction and Δy the corresponding span-wise grid size are computed. The strongest mixing is obtained when the position of release is at the centre line (S3) (Fig. 4.5e,f). Due to the presence of the dominant cell the scalar strongly enhances mixing throughout the cross section and a nearly uniform depth-average mean concentration profile is obtained at section 9D. When the position of release is close to the bank sides, the mixing is weaker and a clear concentration of scalar close to the corresponding side wall can be observed in both cases. However, slightly major dilution seems to be obtained for the release on the left bank (S2) (Fig. 4.5c,d), with maximum peak differences between simulation cases S1 and S2 of about $\bar{C}^h / \bar{C}^s = 0.6$ in section 9B and 0.2 in section 9C. One possible reason could be the presence of the small clockwise cell near the S2 injection at Section 8C (Fig. 4.3), which becomes the dominant cell at Section 8D, enhancing mixing. On the other hand, when the scalar is released near the right wall (S1) (Fig. 4.5a,b) in Section 8C, the injection is done very close to the centre of the big anti-clockwise recirculation cell observed beside the inner bank. However, as it was mentioned previously, this primary cell has decreased in strength at Section 8D, and this may retain spreading until Section 9D, when the flow at the bottom of the channel switches sign. At this time, the small cell dominating S1 distribution mentioned above becomes the dominant cell and eventually increases in strength.

As it can be seen in Fig. 4.5, the predicted depth-average mean concentration profiles show good agreement with the measurements for the S2 and S3. Although the trends of the profiles are reasonably reproduced by the model for S1, significant differences were found in all the tested sections, especially in the peak values. These computed data are rather similar to the above-mentioned results obtained by Demuren and Rodi (1986). When the scalar is released near a wall, the simulation tends to overestimate concentrations near this wall while it is underestimated in the opposite one. This is more dramatic for the S1 than for the S2. Conversely, in the case of S3 concentrations are slightly underestimated.

There could be several reasons to explain the discrepancies between experimental data and the present results. For instance, there is a fundamental difference in the way in

which the depth-averaged quantities were obtained. The experimental depth-averaged mean concentration is based on measurements only at three depths at each span-wise position while the LES computations are carried out with the average over 58 vertical grid points. Therefore, this might affect considerably the depth-averaged mean concentration calculation in these cases and lead to discrepancies between the experimental and computed profiles. Note also that the profiles are normalized with the mean concentration averaged over the section. The determination of this quantity is done in the experiments using 20 span-wise locations at 3 depths while for our data we do it using the whole grid (169x58 points). We have evaluated the local mean concentration in each section using the same points as in the experiment. The largest differences are found in Section 9B, where the discrepancies with respect to the local mean concentration obtained with the whole grid are 3% for S3, 7% for S2 and 15% for S1.

In addition, Demuren and Rodi (1986) pointed out that curvature effects acting on the sidewall boundary layers can have little influence on the eddy diffusivity in this case. Thus, how turbulence is modelled here and how this may be dominated by the boundary layers of the sidewalls owing to the relatively low depth to width ratio and smooth wall appears to affect the concentration distribution in the simulations. Furthermore, in the LES, an iso-kinetic release is used and the tracer acquires the velocity of the flow at the location. In the experiments, the injection velocity is of the same order as the velocity in the free-stream. This means that the experimental injection velocity should be different than computed velocity at the release points. In addition, in the experiments, the scalar was injected by a brass tube which should be affecting the flow. In view of the above, these differences might lead to significant variations in the initial development of the tracer concentration compared to experimental profiles, as was the case in Palau-Salvador et al. (2011).

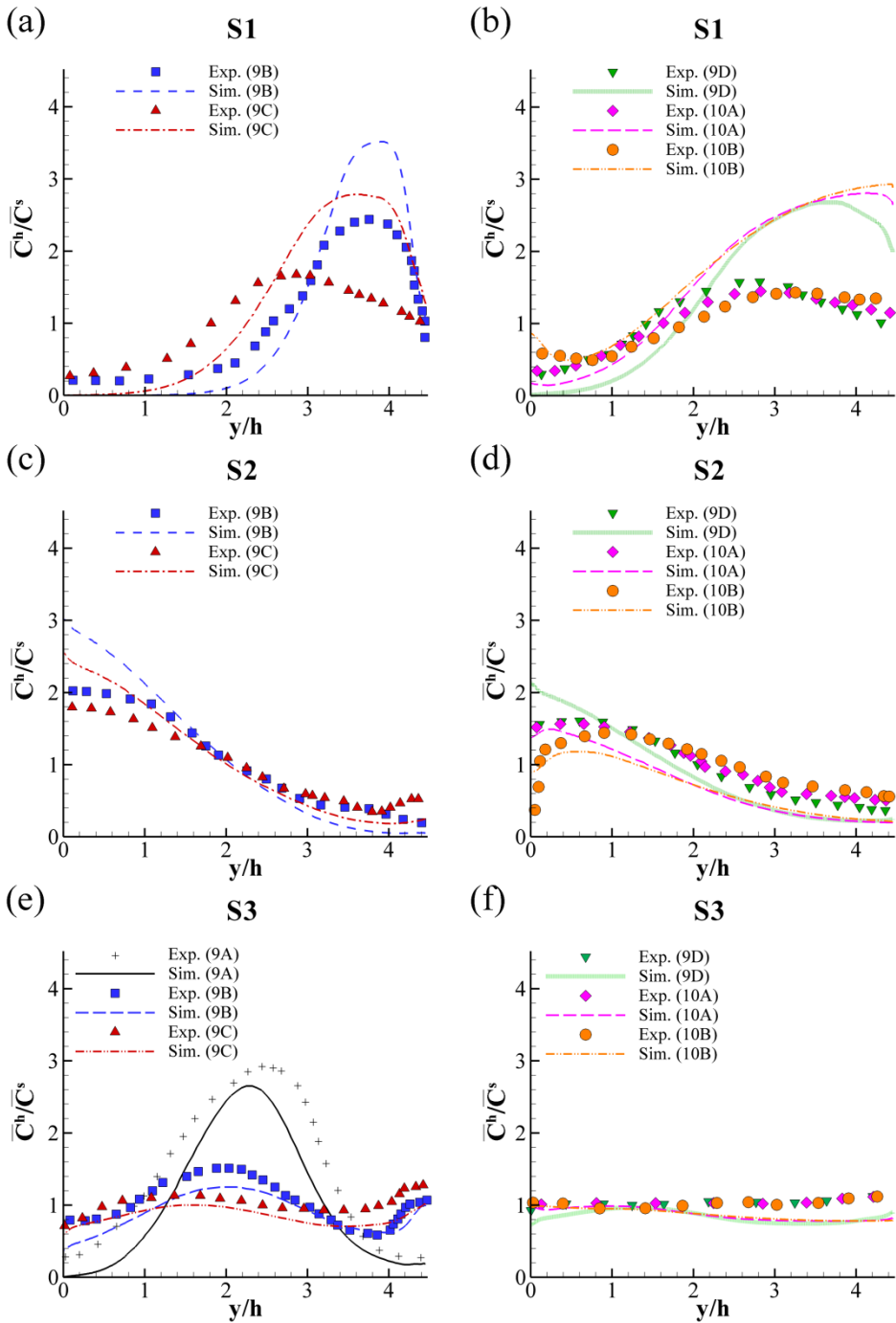


Fig. 4.5 Depth-averaged mean concentration \bar{C}^h profiles for the three release locations normalized with the local mean concentration \bar{C}^s . Comparison with experimental data at locations: S1 (released at $x/h = 4.18$, $y/h = 0.5$ and $z/h = 0.45$), S2 (released at $x/h = 4.18$, $y/h = 0.5$ and $z/h = 2.23$) and S3 (released at $x/h = 4.18$, $y/h = 0.5$ and $z/h = 4.01$).

Moreover, In the case of S1, the scalar is discharged near the inner-bank entering the bend, where the highest velocities are expected to occur, promoting transport downstream. Moreover, LES velocity values are slightly overestimated next to the bank sides (see Sections 9A and 9B in Fig. 4.2b). In Section 9A and Section 9B the anti-clockwise cell in the right side is losing momentum downstream in the channel bend which means less spreading. On the other side, the scalar S2 is injected near the outer-bank entering the bend, where the lower velocities are expected to occur, retaining transport downstream. As it was suggested above, the anti-clock wise recirculation is increasing along the bend and this should promote dilution of S2. These aspects seem to suggest a significant influence of the secondary currents on the mixing and the important interaction with the stream-wise velocity profile.

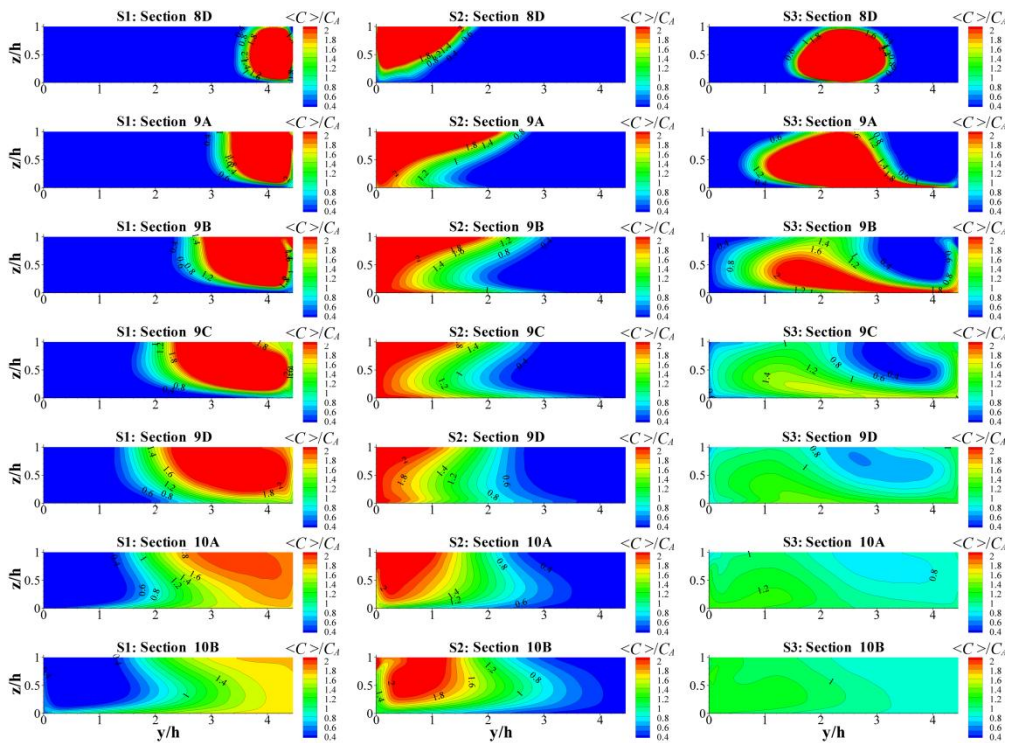


Fig. 4.6 Mean concentration $\langle C \rangle$ fields normalized with the area-weighted average of the mean concentration C_A in 7 different planes along the meander. Left, S2; middle, S3; and right, S1.

In addition, in Fig. 4.6, the mean concentration $\langle C \rangle$ field is shown at 7 different planes along the meander. The concentrations are normalized with the area-weighted average of the mean concentration C_A on each section. On the left and the middle columns, the evolution of the scalar released at the outer and inner bank is shown. The effect of the secondary motions on the mixing process and on the evolution of the dominant cell is clearly visible. Additionally, the maximum value observed in the S1 concentration correlates with the shift of the maximum stream-wise velocity from the inner to the outer bank (Fig. 4.2a). On the other hand, the right of the figure shows the evolution of the concentration when the release is located at the centre line. Clearly, the mixed process is higher due to the effect of secondary motions. From Section 9A to 9C it is possible to see the influence of the primary cell on the maximum values of S3. At the same sections, the small counter-rotating cell tends to keep without mixing the right side. Afterwards, the flow at the bottom of the channel switched sign and in less than two bends (section 10B) contour field is almost uniform in the whole section which agrees well with the experimental results from Chang (1971). The aforementioned momentum at the separation between the cross-stream recirculation cells and the feedback between them seem to play an important role in the mixing of this release.

4.4.4 Quantification of Mixing

The coefficient of variation was proposed and obtained by Chang (1971) as:

$$C_v = \frac{1}{\bar{C}} \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (\bar{C}_j^h - \bar{C})^2} \quad (4.5)$$

where $\bar{C} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \bar{C}_j^h$. C_v can be seen as a good indication of the level of mixing along

the x -axis. Many different indices for assessing mixing efficiency have been introduced in the literature. Denev et al. (2009) studied several of them in their analysis of a swirling jet in a cross flow. Although in principle these indices quantify different aspects of mixing, the analysis of Denev et al. (2009) shows that similar trends were obtained for the indices considered. In particular, the spatial mixing deficiency (*SMD*) at a given x is defined as:

$$SMD = \frac{rms[\langle C \rangle - av(\langle C \rangle)]}{av(\langle C \rangle)} \quad (4.6)$$

where $\langle C \rangle$ is the time-averaged concentration, av and rms represent space-averaging and root-mean-square within the cross-section. Thus, SMD measures uniformity in space and seems to be rather similar to the aforementioned coefficient of variation, which confirms so far the validity of the index proposed by Chang. Since it is intended to compare the original experimental data with the simulations, we have selected the C_v for this analysis. Fig. 4.7 shows a comparison between the experimental and the computed C_v for the three scalar injections. The predicted coefficient of variation shows reasonable agreement with the measurements for the three release locations. C_v tends to fall downstream along the meander for all cases, indicating mixing due to the complex flow behaviour described above. The results of the coefficient show that the mixing with the centre-line release is much faster than the others. The scalar released close to the inner bank (S1) and the outer bank (S2) show relatively similar values and behaviour. On the other hand, higher values are observed for S1 until Section 10A. From this section, however, higher values are observed for S1 in comparison with S2.

Furthermore, as it was done by Palau-Salvador et al. (2011), in order to complement the qualitative results described above, we now try to quantify the spreading and dilution of the plumes of the scalar along the stream-wise x direction of the meander. Therefore, at every location along the x -axis we define the half-section of concentration S as the area where the concentration is larger than $0.5C_{max}$, where C_{max} is the time-averaged maximum concentration at each x section. The evolution of the half-section S , non-dimensionalized with the cross-sectional area A_s , for the three tracer injections considered is shown in Fig. 4.8a. In addition, Fig. 4.8b displays the decay of the time-averaged maximum concentration C_{max} .

The results of the half-section S evolution shows that the spreading of the plume is similar for the three scalar releases until $x/h \approx 15$, located between Sections 8D and 9A. The plume of scalar S3 seems to grow faster than the others, which confirms the results described in the previous sections. Between the Section 8D and the Section 9C, the evolution of the plume seems to be reasonably constant. The shifts in the secondary motions and its feed-back between the primary cell and the counter-rotating cell in

between Sections 9C and 9D should induce a slight change in the trend. The half-section S reaches the maximum value of 1, before $x/h = 50$, indicating that the half-section S covers the whole domain, *i.e.* complete mixing under our half-section definition.

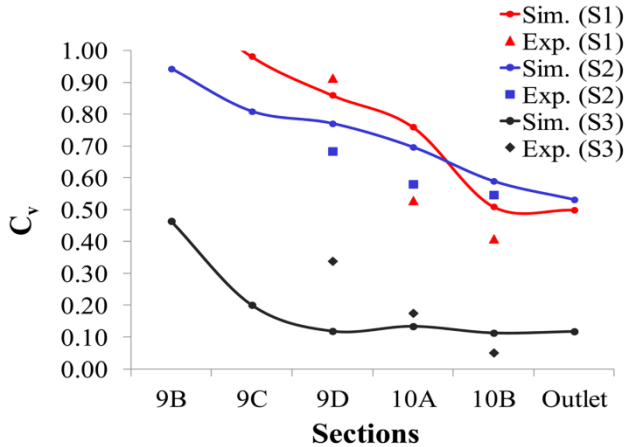


Fig. 4.7 Mixing coefficient for the three scalar releases. Symbols correspond to the experimental data of (Chang, 1971) and lines correspond to the present data. Red, S1. Blue, S2. Black, S3.

Between Sections 9A and Section 9C the half-section of the plume for S2 is slightly higher than S1, which should be related to the dominant clockwise recirculation cell through these sections (Fig. 4.3). Up to this Section 9C, the anti-clockwise cell near the right bank is decreasing in stream-wise direction and seems to retain spreading of S1. From then on, half-section S development of the right bank release, S1, shows that the dilution of the plume occurs more quickly than for the left bank release, S2, which seems to keep spreading almost constant until about $x/h = 55$. This mechanism should be controlled by the shift in the velocity structures observed between Section 9C and 9D (Fig. 4.3). The small anti-clockwise cell dominating S1 distribution now becomes the dominant cell and begins to increase in strength while the clock-wise cell is decreasing again. Given the above, the growth and decay of the primary cell and the small counter-rotating cell and its evolution downwards appear to be a significant mechanism controlling mixing when the injection is done near the banks.

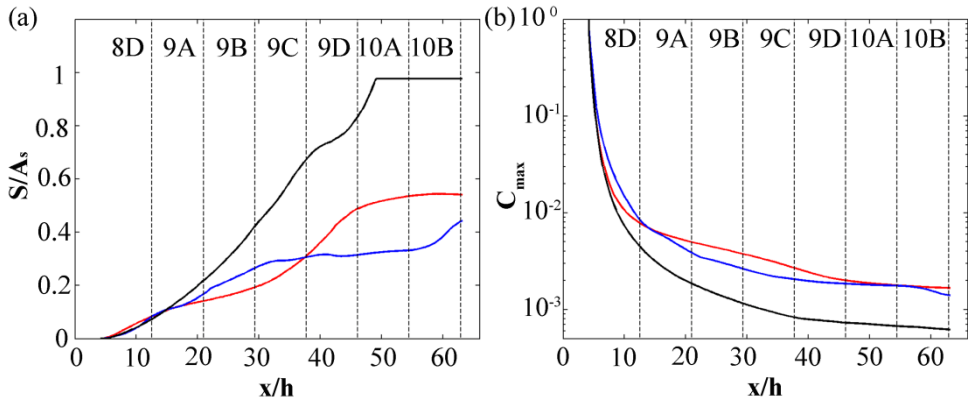


Fig. 4.8 (a) profiles of half-section S normalized with the flow area A_s ($A_s = h \cdot b$) as a function of x for the three tracer injections. (b) profiles of maximum concentration C_{max} as a function of x for all tracer injections. Red, S1. Blue, S2. Black, S3.

Finally, concerning the value of the plume’s maximum concentration displayed on Fig. 4.8b, it can be seen that the scalar injections close to bank sides (S1 and S2) have a similar maximum value along the meander. On the other hand, the plume’s maximum concentration of the scalar discharged in the centre of the channel (S3), behaves in a different way than the other two tracer release, showing the minimum concentrations at all times. As we have just been discussing, this should be due to the effect of the secondary motions and the feed-back between the primary cell and the counter-rotating cell, causing a greater mixing in this case.

4.4.5 Analysis of Fluctuations

In this section a closer look to the instantaneous flow, instantaneous concentration fields and turbulence statistics of scalar quantities is given. Fig. 4.9 shows a comparison of the instantaneous stream-wise velocity u , the instantaneous secondary flow vectors (both normalized with the bulk velocity U_b) and the instantaneous concentration C field which is normalized with the aforementioned area-weighted average of the mean concentration C_s . For the sake of brevity, only three planes along the channel are shown, namely at the bends apex Sections 9A and 10A and in the cross-over region section 9C. In the inner-bank region (right half of the Section 9A and left half of the Section 10A) higher velocities are occurring and the maximum is shifted along the bend in downstream direction to the centre region. But in the instantaneous flow also a large amount of turbulence is evident and the flow appears much less organized and more

unstructured. Over the whole cross-section turbulent motions can be detected in the contour plot (Fig. 4.9a). In reference to the normalized instantaneous concentration fields (Fig. 4.9c,d,e), a high spatial variability can be seen. In agreement to the mean concentration contour fields (Fig. 4.6), it can be seen how the strongest mixing is obtained when the position of release is at the centre line (S3). On the other hand, it is possible to see the influence of the secondary motions not only in the stream-wise flow, but also in the spreading of the scalars. For example, if we look at Fig. 4.9b (left), near the position $y/h \approx 2.2$ and $z/h \approx 0.5$, there is a clockwise recirculation cell and by the right side of this, $y/h \approx 2.6$ and $z/h \approx 0.9$, an anti-clockwise cell. Near the same position in Fig. 4.9a (left), the contour of u is influenced by the outer perimeter of these two structures. As regards to instantaneous concentration fields, the contours of the S2 and S3 (Fig. 4.9d,e (left)) are clearly influenced by the abovementioned cells. Once again, these relations seem to suggest an important influence of the secondary motions on the mixing and the interaction with the stream-wise velocity.

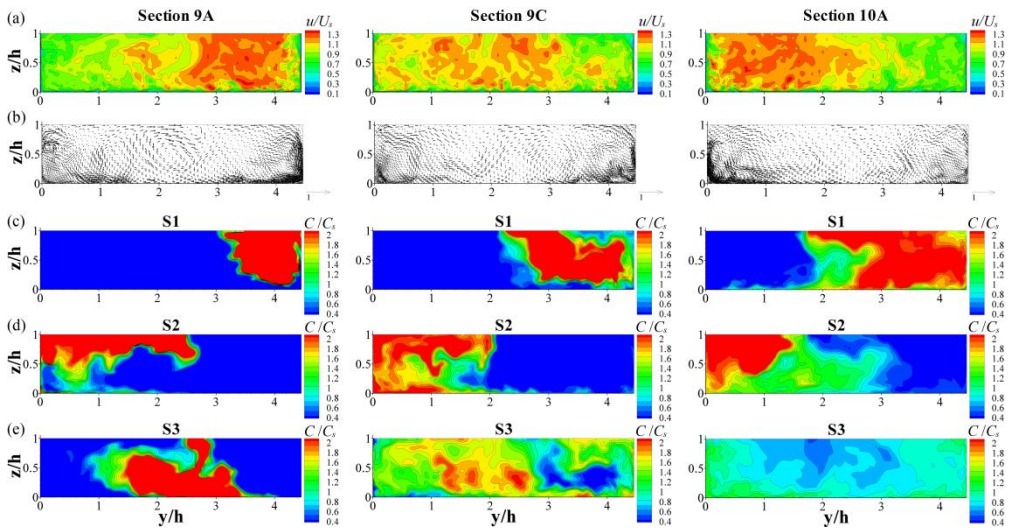


Fig. 4.9 (a) contours of the instantaneous stream-wise velocity u in different cross-sections normalized by the bulk velocity U_s . (b) instantaneous secondary flow vectors normalized by the bulk velocity U_s . (c-e) instantaneous concentration C fields normalized with the area-weighted average of the mean concentration C_s . *Left*, Section 9A; *middle*, Section 9C; and *right*, Section 10A.

Fig. 4.10 shows contours of the root mean square concentration fluctuations C^{rms} at 7 different planes along the meander. The fluctuations are normalized with the area-weighted average of the mean concentration C_s on each section. In all three releases, the fluctuations are located in a region close to each contour plume (Fig. 4.6) with similar recognizable patterns until the end of the first curve (Section 9B). Thus, the fluctuations remain close to the walls when the position of release is nearby the bank sides (S1 and S2). Otherwise, in the case of S3, fluctuations are significantly reduced by the cross-over region (Section 9C). However, towards the second half of the second curve (Section 10A and 10B), while the maximum mean concentrations of S1 and S2 remain close to the lateral walls (Fig. 4.6) their C^{rms} are higher in the middle section.

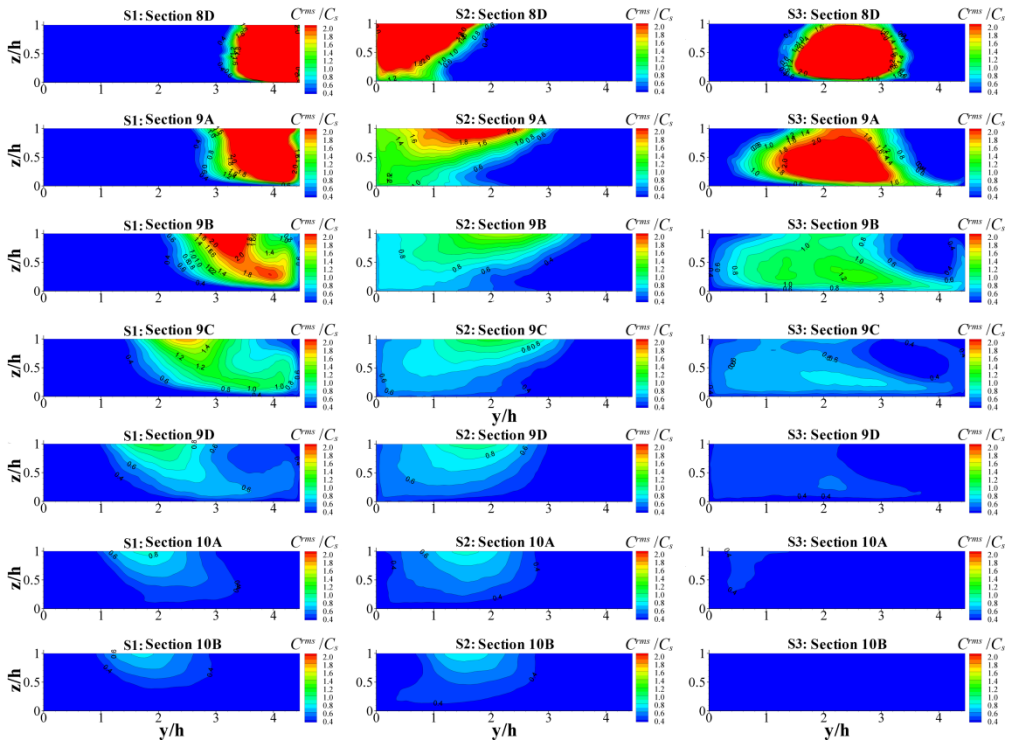


Fig. 4.10 Root mean square concentration fluctuations C^{rms} fields normalized with the area-weighted average of the mean concentration C_s in 7 different planes along the meander. *Left*, S2; *middle*, S3; and *right*, S1.

At every location along the x -axis we define the half-section S^{rms} as the area where $C^{rms} > 0.5 C_{max}^{rms}$. Profiles of half-section S^{rms} and as a function of x are shown in Fig.

4.11a and b, respectively. The trends observed for the maximum mean concentration (Fig. 4.8b) and discussed in the previous section are similar to the concentration fluctuations (Fig. 4.11b), with a predominance of maximum fluctuations for S1. The half-section S^{rms} profiles of tracer injections S3 displays a similar tendency, growing quickly until the entrance of the second curve (near Section 9D), Fig. 4.11a, and presenting in general higher values than the half-section S^{rms} profiles of tracer injections S1 and S2. Towards the end, the half section of S3 tends to decline, however, for the last two stations considered, the C^{rms} of S3 is rather homogeneous (see Fig. 4.10) so that the meaning of this quantity in such a situation is questionable.

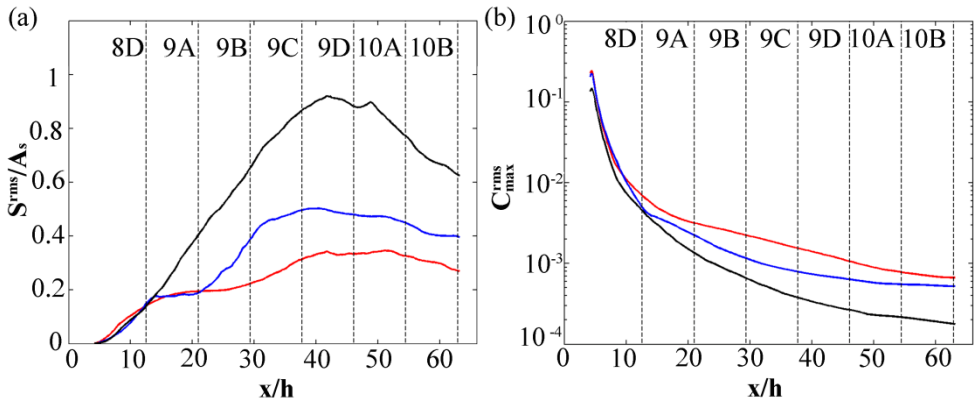


Fig. 4.11 (a) profiles of half section S_{rms} normalized with the cross-sectional area A_s ($A_s = h \cdot B$) as a function of x for the three tracer injections. (b) profiles of maximum root mean square concentration fluctuations C_{max}^{rms} as a function of x for all tracer injections.

Red, S1. Blue, S2. Black, S3.

4.5 Conclusions

In this paper the results of a large eddy simulation of the flow and the mixing process in a meandering channel were presented. Three different positions of release in mid-depth for a passive scalar have been compared. In agreement with previous studies, the maximum of the depth-averaged mean stream-wise velocity occurred at the inner-bank in each channel bend. The comparison with experimental data of the depth-averaged mean stream-wise velocity was very satisfying. In addition, the simulated depth-averaged mean concentration profiles show acceptable agreement with the

measurements for the three release locations. The main focus was on the development of the secondary motions and their possible implications on pollutant mixing in meandering currents. In the simulation the distribution of the mean concentration could be determined throughout the computational domain while in the experiment only a few planes could be measured. Moreover, a closer look to the instantaneous flow, instantaneous concentration fields and turbulence statistics of scalar quantities was given. Therefore, it was possible to obtain further physical insights from the computed data.

It was shown that, for this particular case, two interacting cells are formed that switch from one bend to the other. In spite of the low strength of the cells, they influence considerably the transport and the lateral mixing of pollutants. Moreover, the spreading of the passive scalar is strongly dominated by the primary cell. As a result, the mixing of the scalar released on the centre of the cross-section is stronger and faster than the mixing of the scalar released on the sides, due to the effect of the cross-stream recirculation cells and the feed-back between them. When the position of release is close to a bank side, a clear concentration of the scalar remains close to the wall. The switch of the primary cell and the small counter-rotating cell and its evolution downwards appear to play an important role in mixing when the injection is done near the banks.

Capítulo 5 A Numerical Study of the Complex Flow Structure in a Compound Meandering Channel

Moncho-Esteve, I.J., Palau-Salvador, G., García-Villalva, M, Muto, Y., Shiono, K. (2017), (under revision)⁶

5.1 Introduction

A deep understanding of the turbulent structures associated with the flow through compound meandering channels is of immense interest to river engineers for the creation of flood retention activities and transport of sediment, solute and pollutants. The watercourse of a natural river is characterized by a curvy shape. The curves or meanders consist of an inner bank and an outer-bank. Meanders are formed when river flow erodes the outer-banks and widens the river channel. Sediments are transported from the outer to the inner-bank (Julien and Duan, 2005). The mechanisms associated to this phenomenon are still a challenge to scientists and engineers and are not fully understood yet. Due to the effort to handle and regulate rivers, e.g. river restoration, navigation, water quality, production of energy, it is of great importance to engineers in understanding the various governing mechanisms, including secondary motions within the meander channel (Moncho-Esteve et al., 2017).

In-bank flow in meandering channels is highly three-dimensional and complex, exhibiting secondary motions. The phenomenon of secondary motions in meanders was first mentioned by Boussinesq (1868) and Thomson (1876). The mechanisms of these

⁶ *This is a version of the manuscript which is under revision in Advances in Water Resources.*

secondary motions and its influence on the streamwise velocity distribution as well as on mixing are summarised in Blanckaert and Graf (2004), Blanckaert (2009) and Moncho-Esteve et al. (2017). Moreover, river flows in a compound channel often inundate the adjacent plains, which generate more complicated flow structures between the in-bank and the floodplain flows. The secondary flow structures in meandering channels have an opposite sense of rotation of the primary vortex at bend apexes before and after inundation (Shiono and Muto, 1998). The mechanisms originating the shear produced secondary flow in overbank cases is related to the interaction between the main channel flow and the flood plain flow. The primary vortex is generated by the flood plain flow crossing over the main channel flow in the crossover region. The main characteristics of the overbank flow in compound meandering channels are widely influenced by the secondary flow structures within the main channel, and therefore, by the level of flooding. These characteristics were summarized by Wormleaton and Ewunetu (2006). Compared with the extensive knowledge for straight compound channel flows (Xie et al., 2013), much less information is available for compound meandering channel flows. Only some works are available in the literature (Ervine et al., 1993; Greenhill and Sellin, 1993; Shiono and Muto, 1998; Rameshwaran and Shiono, 2003; Rameshwaran and Naden, 2004a; Wormleaton and Ewunetu, 2006; Shiono et al., 2008, 2009a, 2009b; Jing et al., 2009; Sanjou and Nezu, 2009; Shan et al., 2015). As for experimental work, Shiono and Muto (1998) presented detailed turbulence and secondary flow measurements in compound meandering channels with overbank flow. These data are especially useful in developing accurate turbulence models for this sort of flows.

There have also been studies over the last few years involving natural compound meandering channels (Carling et al., 2002b, 2002a; Nicholas and McLelland, 2004; Mera et al., 2014, 2015). Shiono et al. (2008, 2009a, 2009b) studied experimentally flow characteristics in meandering channel with non-mobile and mobile beds for overbank flows. Moreover, a few studies of flow in meandering compound channels with a simplified geometry can be found (e.g. Shiono and Muto, 1998) which reduces the computational cost significantly compared to natural beds and, indeed, it is essential to gain inside in complex physics. Particularly for the importance of the secondary currents

and the lack of understanding of their mechanisms, further investigations are needed with an accurate high resolution.

With respect to the modelling, there are several three-dimensional Reynolds-averaged Navier–Stokes (RANS) computations of the flow in compound meandering channels. Morvan et al. (2002) simulated a meandering channel using the CFD engineering code *CFX*. The predicted velocities were compared with the experimental data and particular attention was paid to the reproduction of the secondary velocities and the helical motion of the water flowing within the main channel. Shukla and Shiono (2008) used a standard Computational Fluid Dynamics (CFD) solver (TEMAC) to predict flow in a compound meandering channel. The flow velocities, free-surface elevation, bed shear stress and turbulent kinetic energy were predicted reasonably well by such RANS calculation. De Marchis and Napoli (2008) investigated the effect of geometrical parameters on the discharge capacity of meandering compound channels by means of a 3D finite-volume model that solves the RANS equations using a $k-\varepsilon$ turbulence model. Jing et al. (2009) adopted a three-dimensional Reynolds stress model (RSM) to simulate the compound meandering channel flows. Good agreement between the simulated results and measurements indicates that RSM can successfully predict the complicated flow phenomenon. Nevertheless, in these RANS simulations, all effects of the turbulent motion must be captured by a turbulence model. On the other hand, as was stated by Thorsten Stoesser et al. (2008), numerical simulations should complement experimental studies not only for the insight on the mechanisms of the instantaneous flow but also to serve as predictive tools. Moreover, Van Balen et al. (2010), Constantinescu et al. (2013) and Moncho-Estevé et al. (2017) illustrated that, generally, Large Eddy Simulation (LES) provides much better results than RANS in meandering open-channel turbulent flows. In addition, they pointed out the convenience of using LES to obtain further physical insights from the computed data. In this sense, of special interest is the work by Sanjou and Nezu (2006) where a LES simulation was carried out to study the turbulent flow structures in a meander compound channel with a sinuosity of 1.09 for the meander bend, for one water depth condition only. Finally, Sanjou and Nezu (2009) analyzed secondary currents and coherent vortex structures in meandering compound open-channel flows with two sinuosities (these being 1.09 and 1.22) and two

water depth conditions by using a multi-layer scanning PIV. The authors found a strong relation between flow structure and secondary motions.

In this work, a LES was performed using the same flow configuration of the experimental meander with rectangular cross-sections and straight flood plain banks studied by Shiono and Muto (1998). Preliminary results for one of the cases presented here were reported in Moncho-Esteve et al. (2010). The main objective of this project was to complement the experiments in studying the effect of the interaction between the main channel flow and the floodplain flow on the mean flow, the turbulent and related structures as well as the distribution of bed-shear stresses. Three different depth conditions for the compound meandering channel with a sinuosity of 1.37 have been considered, i.e. one in-bank case and two overbank cases.

5.2 Experimental Cases

In this study we use, as reference, the experiments of Muto (1997) and also reported by Shiono and Muto (1998). The experimental flume of rectangular cross-section consisted of five meanders, where the bends were connected by straight sections (Fig. 5.1). All the measurements were carried out under quasi-uniform flow condition that was defined as the condition when the deviation of the water-surface slope from the bed slope became less than 2%. The central radius of channel curvature r_c was 0.425 m and the arc of meander Φ was 120° with the corresponding sinuosity s 1.370 ($s = L/L_w$, being L the curved channel bend length and L_w the meander wavelength). The width of the meandering channel b was 0.15 m and the channel depth h was 0.053 m. More details of the case are specified in Table 5.1. The velocity measurement was carried out with 2 component laser-Doppler anemometer (LDA) and flow visualization at the water surface using solid tracers and a fixed camera technique.

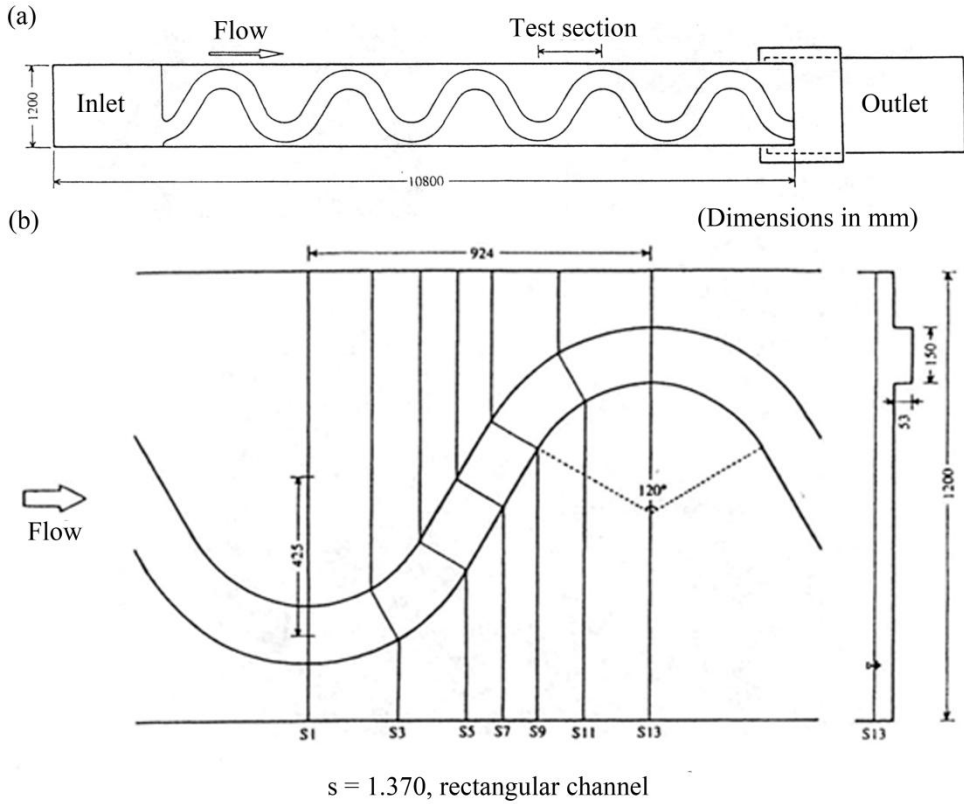


Fig. 5.1 (a) Set-up of the experimental flume. (b) Meandering channel configuration for the test section. Adapted from Muto (1997).

Water depth conditions for simulations were one in-bank case and two overbank cases, namely $Dr = 0.15$ and $Dr = 0.50$, where Dr is the relative depth defined in Table 2.2. These were chosen because the secondary flow structure in the main channel, and the shearing mechanisms between the main channel flow and the flood plain flow, were of particular interest. Measurements were conducted at section numbers 1, 3, 5, 7, 9, 11 and 13 (Fig. 5.1). The hydraulic conditions of the selected cases are specified in Table 2.

Table 5.1 Meander parameters for tested channel.

Angle of arc	Meander wavelength	Total width	Width of meander	Bend radius	Crossover length	Crossover angle	Sinuosity	Channel width	Depth of meander
Φ (°)	L_w (mm)	B (mm)	B_w (mm)	r_c (mm)	L_{co} (mm)	β (°)	s	b (mm)	h (mm)
120	1848	1200	900	425	376	60	1.37	150	53

Table 5.2 Hydraulic conditions of the experiments of Muto (1997) selected for the LES simulations.

Depth condition	Discharge	Water Depth	Relative depth	Relative depth	Mean velocity	Friction velocity ^a	Reynolds number ^b	Froude number ^c
Dr	$(\cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	H_c (m)	H_c/h	$Dr = (H_c - h)/H_c$	U_s ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	u_* (ms^{-1})	Re ($\cdot 10^3$)	Fr
Bankfull	1.556	0.0519	0.969	---	0.197	0.0148	21.9	0.359
0.15	2.513	0.0630	---	0.15	0.129	0.0120	6.60	0.340
0.50	19.996	0.1059	---	0.495	0.282	0.0221	49.2	0.401

a. $u_* = (gRS)^{1/2}$, where g = gravity acceleration, R = hydraulic radius and S_i = energy slope

b. $Re = 4U_s R/\nu$, where ν = kinematic viscosity, R = hydraulic radius

c. $Fr = U_s (gR)^{-1/2}$

5.3 Numerical Method

The simulations were performed with the in-house code LESOCC2 (Large Eddy Simulation On Curvilinear Coordinates). It is a successor of the code LESOCC developed by Breuer and Rodi (1996) and it is described by Hinterberger (2004). The code solves the Navier-Stokes equations on body-fitted, curvilinear grids using a cell-centred finite volume method with collocated storage arrangement for the Cartesian velocity components. Second-order central differences are employed for the convection as well as for the diffusive terms. The time integration is performed with a predictor-corrector scheme, where the explicit predictor step for the momentum equations is a low-storage three-stage Runge-Kutta method. The corrector step covers the implicit

solution of the Poisson equation for the pressure correction (SIMPLE). The Rhie and Chow momentum interpolation (Rhie and Chow, 1983) is applied to avoid pressure-velocity decoupling. The Poisson equation for the pressure increment is solved iteratively by means of the “strongly implicit procedure” of Stone (Stone, 1968). Parallelization is implemented via domain decomposition, and explicit message passing is used with two halo cells along the inter-domain boundaries for intermediate storage.

The subgrid-scale (SGS) stresses, resulting from the unresolved motions, are modelled using the Smagorinsky subgrid-scale model (Smagorinsky, 1963) with a model constant C_s of 0.1. Such an approach has been used successfully for similar flows by Hinterberger et al. (2007) and Moncho-Esteve et al. (2017). For flows without homogeneous directions, as the present one, the Smagorinsky model is more robust than other models like the dynamic Smagorinsky which require some kind of smoothing of the model parameter (like time relaxation). Near the walls Van-Driest damping is employed.

For the numerical calculation a global coordinate system was used (X, Y, Z), while for the data analysis the quantities were transformed on a body-fitted coordinate system. According to the definition in Shiono and Muto (1998), the x -axis is hereby along the centreline of the channel bed, the y -axis along the span-wise and the z -axis along the vertical direction. The computational grids consisted of $\sim 5.8 \cdot 10^6$ grid points for the Bankfull case, $\sim 7.2 \cdot 10^6$ for the $Dr = 0.15$ case and $\sim 12.1 \cdot 10^6$ for the $Dr = 0.50$ case. More details of the grids are specified in Table 5.3.

Table 5.3 Computational grids for the simulated cases.

Case	Used Mesh: Grid Points in x -, y -, z -	Total Grid Points
Bankfull	1200·110·44	5,808,000
$Dr = 0.15$	960·90·40 = 3,456,000 (in-bank) 960·390·10 = 3,744,000 (flood plain)	7,200,000
$Dr = 0.50$	960·90·40 = 3,456,000 (in-bank) 960·390·23 = 8,611,200 (flood plain)	12,067,200

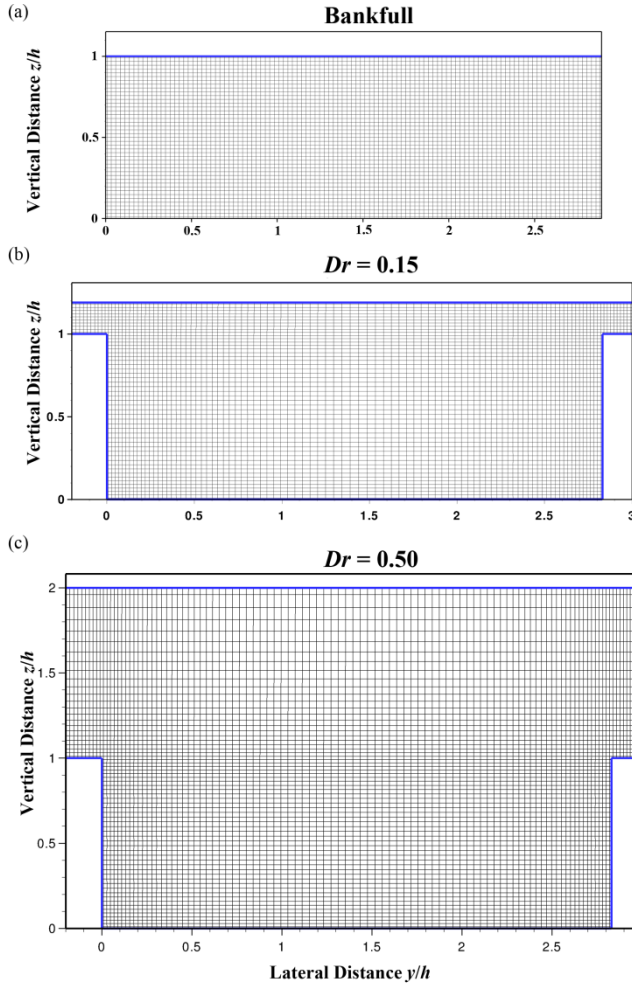


Fig. 5.2 Detail of the grids in a cross section of the compound meander used in the LES simulations. (a) Bankfull case, (b) $Dr = 0.15$ case and (c) $Dr = 0.50$ case.

The computational grids are uniform along the centreline in x -direction and stretched in y - and z -directions to achieve a better resolution of the near wall motions. The grid sizes in terms of wall units near the walls ($\Delta y^+ = \Delta z^+$) and the maximum value of Δx^+ in the stream-wise direction are shown in Table 5.4 for each one of the computational cases. The stretching ratio is kept to a fix value of 1.03 in all cases. A view of the grid cross section for each of the cases is shown in Fig. 5.2. Only one wavelength of meander was computed and periodic boundary conditions were defined in

the entrance and exit of the meander. The Werner-Wengle model was employed at the bottom boundary and lateral walls jointly with a rigid-lid assumption for the free surface. The employed grid resolution is reasonable for a non-wall-resolving simulation. This is supported by the good agreement with experimental data that will be shown in the following sections. For comparison, Xu et al. (2013) employed a similar grid resolution in their meandering open channel bend calculations while Brevis et al. (2014) employed a somewhat finer grid resolution for a similar flow configuration. In addition, the grid resolutions employed here are somewhat finer than those employed in a previous study by some of the present authors (Moncho-Esteve et al., 2017). In the latter case the agreement with experimental data was also good. Therefore, we are confident that the grid resolution employed here is good enough to study the mean flow and turbulence characteristics of the flow under consideration.

Table 5.4 Grid sizes in terms of wall units near the wall (Δy^+ and Δz^+) and maximum grid sizes in stream-wise direction (Δx^+).

Case	Δx^+	Δy^+	Δz^+
Bankfull	29	12	12
$Dr = 0.15$ in-bank	32	9	9
$Dr = 0.15$ flood plain	30	12	12
$Dr = 0.5$ in-bank	52	15	15
$Dr = 0.5$ flood plain	44	16	16

5.4 Results & Discussion

In this section, focus is given to the mechanism of secondary motion and the importance of the mean velocity and the turbulent kinetic energy is also highlighted in the discussion.

5.4.1 Flow Validation

Streamwise Flow

All the velocities in this section are normalized by the average velocity $U_s = Q/A_s$, Q being the flow rate and A_s being the transverse section of the flume. The Figures 5.3, 5.4 and 5.5 present a qualitative comparison of the mean streamwise velocity $\langle u \rangle$ for the Bankfull, $Dr = 0.15$ and $Dr = 0.50$ cases respectively. For sake of brevity, only Sections No. 01, 05, 09 and 13 are shown for comparison with the experimental data. In general a good agreement was found between simulations and experiments at the meandering cross-sections. In these figures the results of the simulations are shown on the left and the experimental results on the right.

In the Bankfull case (Fig. 5.3) the highest velocities, with a magnitude over $1.3U_s$, are found near the inner bank (convex channel wall) in the bend apex (Section No. 01). As the flow advances towards the second half of the curve, the core of the maximum velocity moves towards the outer bank (concave channel wall), and the distribution of the velocity are softened. In the middle of the crossover region of the meander (Sections No. 07) a flow region superior to $1.2U_s$ reaches the outer wall (not shown). After the flow enters the second curve (Section No. 09) the maximum velocity is still moving towards the right sidewall. This tendency matches the experimental data accurately. Coinciding with the previous studies (Chang (1971), Moncho-Estevé et al. (2017)) the maximum value of the streamwise velocity seems to be placed in the entrance of the curve, near the Section No. 09, where values over $1.3U_s$ are reached. Overall, a correct consistency in both shape and intensity on the contours of the mean streamwise flow is appreciated, although the simulation underestimates slightly the values compared to the experimental results. Finally, recall from Fig. 5.1 that sections 1 and 13 present mirror symmetry with respect to the midline of the cross section since these sections are the opposite apices of the periodic meander. This mirror symmetry indicates that the simulations have been run long enough for the statistics to converge.

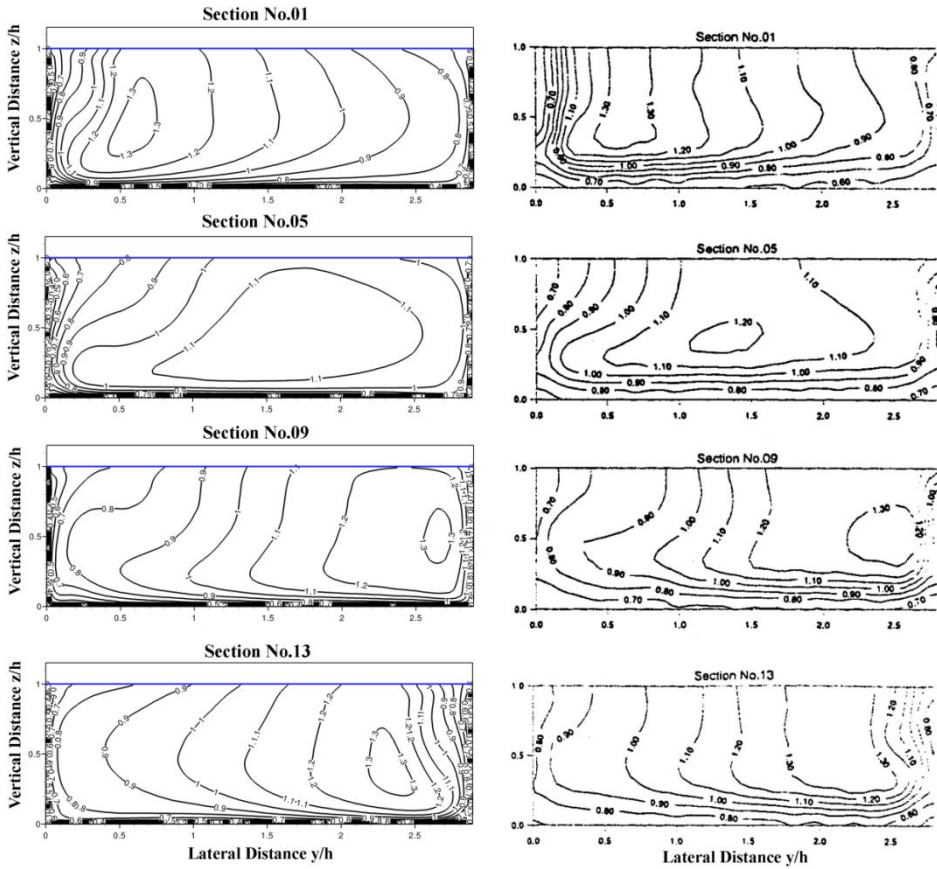


Fig. 5.3 Mean streamwise velocity $\langle u \rangle / U_s$ in the Bankfull (Left: LES simulation; Right: experimental measurements by Muto (1997)).

For the $Dr = 0.15$ case (Fig. 5.4) regions of high velocity are formed near both walls in the apex of the curve (Section No. 01), while the central part is occupied by a lower velocity area. Throughout the meander, large regions can be found in which the velocity is higher than U_s . This suggests that the flow in the meander with a low flood water depth still maintains a dominant longitudinal component (Shiono and Muto, 1998). At the bend apex, it can be seen slower moving areas near the bed in the middle section, which are clearly influenced by the secondary flow structures through the meander (see Fig. 5.12 and corresponding discussion). Moreover, in the crossover region (Section No. 05-09), a steep velocity gradient related to the flow entering from the upstream flood plain is developed in the vertical direction near the bankfull level.

This area develops laterally as it proceeds in the crossover region. The mean flow patterns described are observed in both the contours from the simulations and from the experiments. The agreement between the two is good, although there is a small overprediction of the maximum velocities in the simulation. Comparing the contours in Figs. 5.3 and 5.4, it can be observed that even a low flood water depth influences significantly the flow patterns within the meander. This is particularly clear in the crossover region (Sections No. 05-09).

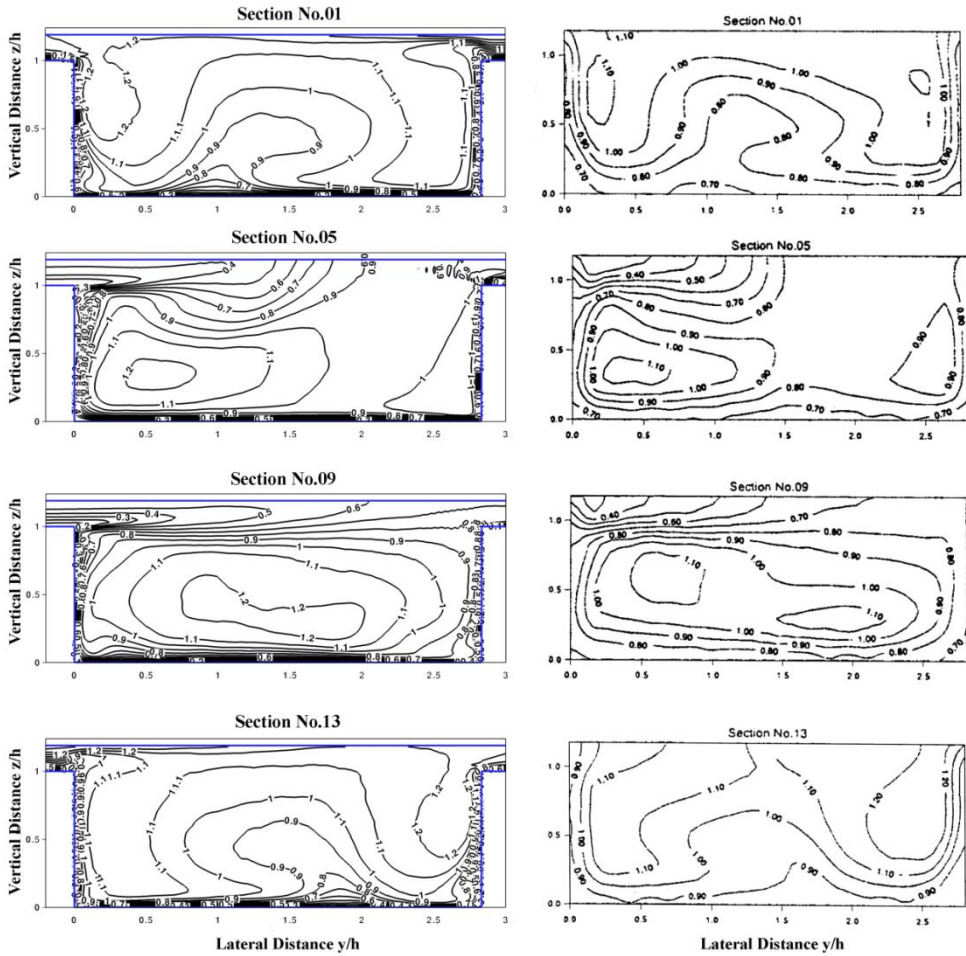


Fig. 5.4 Mean streamwise velocity $\langle u \rangle / U_s$ in the $Dr = 0.15$ (Left: LES simulation; Right: experimental measurements by Muto (1997)).

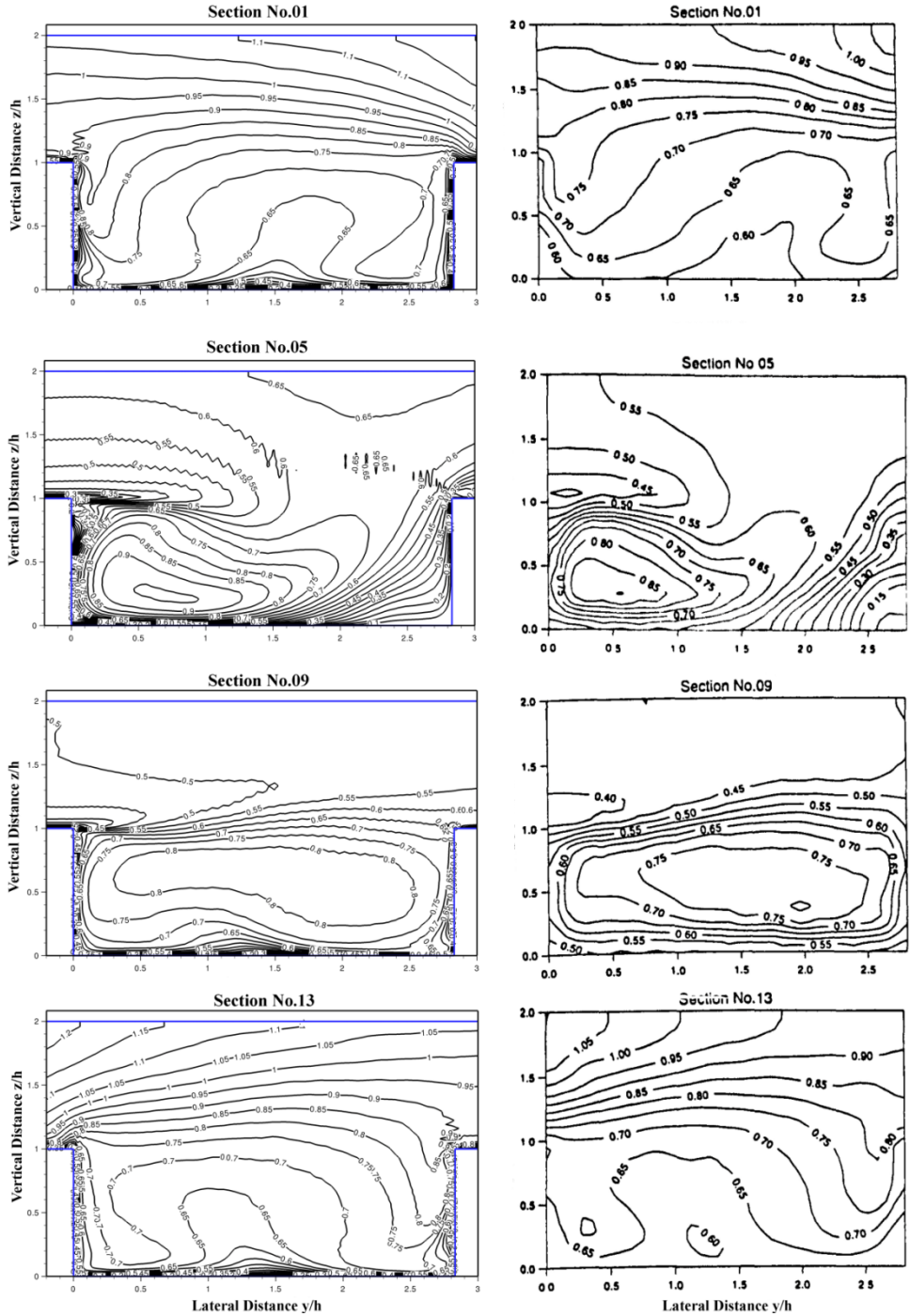


Fig. 5.5 Mean streamwise velocity $\langle u \rangle / U_s$ in the $Dr = 0.50$ (Left: LES simulation; Right: experimental measurements by Muto (1997)).

Regarding the case $Dr = 0.50$ (Fig. 5.5), in the crossover region of the meander, and on top of it, a velocity gradient can also be observed, due to the inlet of flow from the floodplain into the meander. It can be seen an area of considerable low velocity in the right-hand wall of the outlet of the curves (Sections No. 03 (not shown) and No. 5). Moreover, the in-bank flow has a streamwise velocity value throughout the meander channel under U_s , which suggests that, with high levels of flooding, a dominance of the floodplain flow over the meander ensues (Shiono and Muto, 1998). There is a good correlation between the simulation and the experimental features described above. Similar to the $Dr = 0.15$ case, the velocity value in the simulation seems to be slightly overestimated. Comparing the Figs. 5.4 and 5.5, it is noteworthy that the flow patterns within the meander ($z/h < 1$) are rather similar, however, the velocity levels are different. While with the low water depth (Fig. 5.4) the velocities within the meander may be higher than U_s , with the high water depth (Fig. 5.5) the velocities are significantly lower. As Shiono et al. (2008, 2009a, 2009b) demonstrated, sediment transport rate decreases from in-bank flow to $Dr = 0.3$ which means that in the meandering channel the velocity decreases as well.

Some deviations between the experimental data and the simulation results are found near the free surface. This might be due to the use of the rigid-lid assumption for the free surface. Besides, in the simulation some wiggles can be observed in the sections where there is supposed to be a strong flow interaction between the meander flow and the flood plain flow (Sections No. 05 and No. 09). This indicates that a somewhat finer resolution might have been required to avoid these oscillations, especially in the region of the interface between meander and flood plain. However, since the overall agreement with the experimental data is very good we can infer that the impact of the wiggles is minor.

Flood Flow Angle

Figs. 5.3-5.5 have provided a qualitative comparison between experiments and simulations. A quantitative comparison is provided in Fig. 5.6. This is done by resolving the floodplain flow into two components as it was done by Shiono and Muto (1998), see their Fig. 7. The angle between these two components, γ , can be obtained as $\gamma = \tan^{-1}$

$(\langle v \rangle / \langle u \rangle)$, where $\langle v \rangle$ is the mean lateral velocity and $\langle u \rangle$ the aforementioned mean streamwise velocity. Shiono and Muto (1998) reported vertical profiles of the flow angle for the case $Dr = 0.50$ at two spanwise locations, $y/h = 0.56$ (inner side of the meander channel) and $y/h = 2.55$ (outer side). Fig. 5.6 displays these profiles at several sections, including both experimental data and simulation results. Shiono and Muto (1998) stated that especially at $y/h = 2.55$, Sections No. 05 and 09, the mean flow angles do not coincide with the meander channel angles (60°). The authors indicate that the main channel fluid runs into the flood plain. On the other hand, the mean flow angles at Sections No. 01, 03 and 05 are less than the channel angles (0° , 30° and 60° respectively), which indicates that the floodplain flow is diverted into the main channel flow direction. However, the angles at Sections No. 09 and 11 (60° and 30°) are greater than the channel angle, representing a flood plain flow diversion outwards towards the flood plain. These features related with the expansion and contraction of the flood plain flow entering and escaping respectively from the main channel flow are shown and clarified in the next sections.

As it can be seen in Fig. 5.6, the predicted mean flow angle profiles show very good agreement with the measurements. Although the trends of the profiles are to a larger extent reproduced by the model, significant differences were found in the in-bank flow of Section No. 05, specially in the outer side of the meander ($y/h = 2.55$). In this section, the largest discrepancies with respect to the measured flow angle are 19.15° at $z/h = 0.4$. In the inner side of the meander channel ($y/h = 0.56$), the mayor differences were found in the same section at $z/h = 0.3$. The deviation may stem from the steep gradient that exists in this region, related with the aforementioned entering and escaping flow as well as the complex secondary motions due the flood plain flow. However, in general the good agreement with the flow angle supports the assumption that the grid resolution is sufficient to capture major effects in the mean flow field.

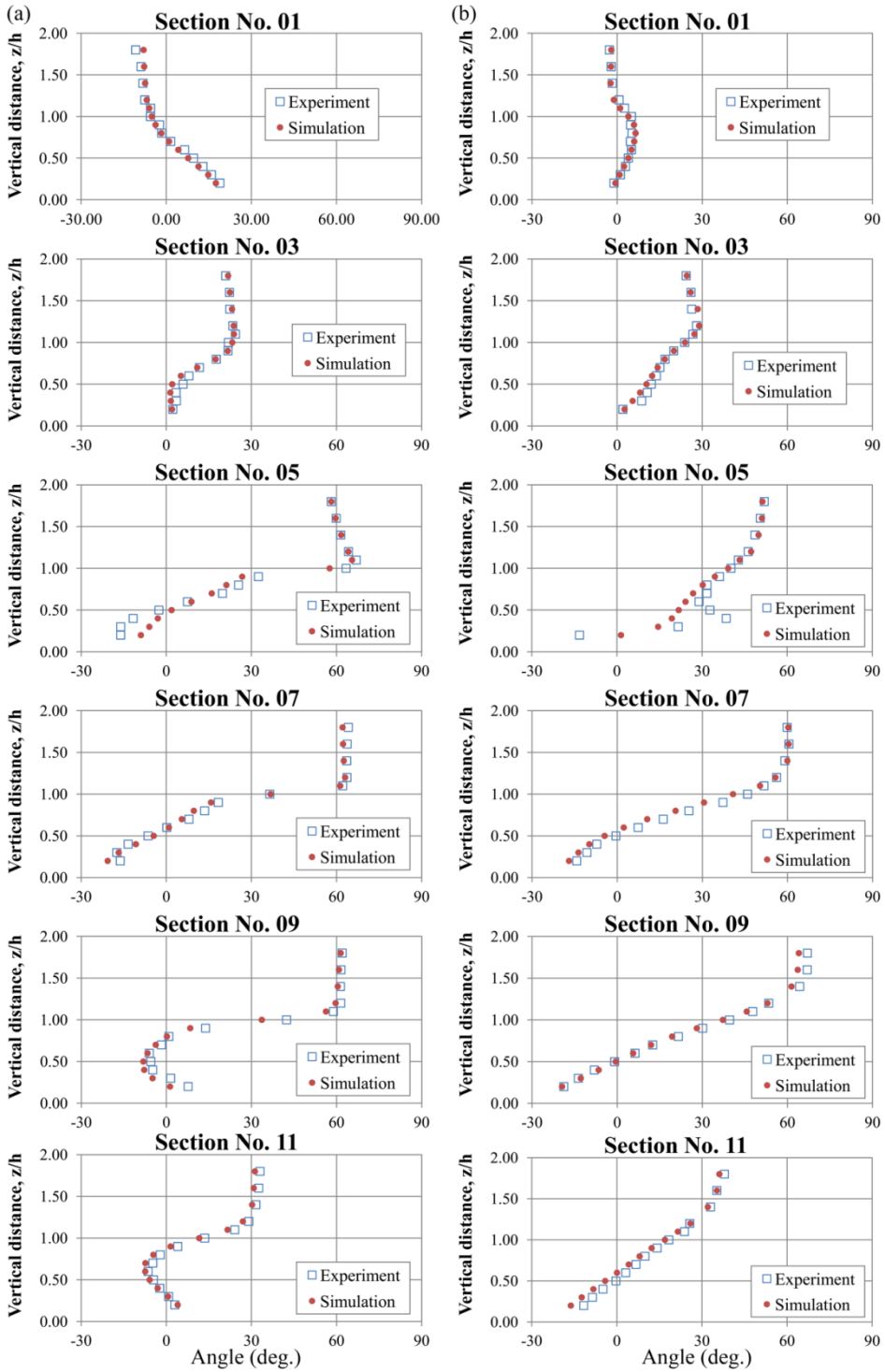


Fig. 5.6 Mean flood flow angle (deg) to meandering channel with depth variation for $Dr = 0.50$, (a) $y/h = 0.56$. (b) $y/h = 2.55$.

5.4.2 Turbulent Kinetic Energy

In this section, a qualitative comparison of the turbulent kinetic energy k is provided in Fig. 5.7, 5.8 and 5.9 for the cases Bankfull, $Dr = 0.15$ and $Dr = 0.50$ respectively. As in the previous section, only Sections No. 01, 05, 09 and 13 are shown for comparison with the experimental data. The turbulent kinetic energy is given by

$$k = \frac{1}{2} \left(\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle \right) \quad (5.1)$$

where a prime denotes a velocity fluctuation and $\langle \rangle$ is average temporal fluctuations. It should be noted that in the experimental data the vertical component was not measured (Muto, 1997). The assumption $\langle w' \rangle = \langle v' \rangle$ was introduced as a first approximation for the area where the vertical component was not measured ($z/h < 0.393$). Therefore, some differences between the experimental data and the simulation results might be due to this approximation. In the following k is normalized with the square of the friction velocity u_*^2 . The calculated u_* for each experimental case is listed in Table 2. The simulations were performed using a horizontal water surface and a horizontal channel bed. This is a general technique used in CFD to model channel flow. The driving force is a pressure gradient, instead of the gravity. Thus, in the case of the simulations, the friction velocity was obtained as

$$(u_*)_{sim.} = \left(\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} R \right)^{1/2} \quad (5.2)$$

where ρ is the density, p is pressure and R is the hydraulic radius. The values obtained for the Bankfull, $Dr = 0.15$ and $Dr = 0.50$ simulations were 0.0166, 0.0116 and 0.0210 ms^{-1} respectively, which are reasonably consistent with the experimental ones (Table 5.2).

In the Bankfull case (Fig. 5.7), the highest values of k are found near the side walls and the bed of the channel, due to the strong shear found in these regions. Note that this is not clearly observed in the experimental patterns, probably due to low resolution of the measurements in these regions. Also the level of turbulence is higher near the free surface than in the core of the channel. Although it is difficult to observe in the figure, the maximum value of k reaches values about $6.9 u_*^2$. Regarding the comparison with

the experimental data, similarities between the contours and magnitudes can be appreciated, although the experimental values might be biased by the approximation discussed above. As mentioned before, Sections No. 01 and 13 should present mirror-symmetry with respect to the midline. While the patterns obtained from the simulations are almost symmetric, this effect is less clear in the experimental patterns; compare for example the patterns near the left bank on Section No. 01 and the patterns near the right bank on Section No. 13.

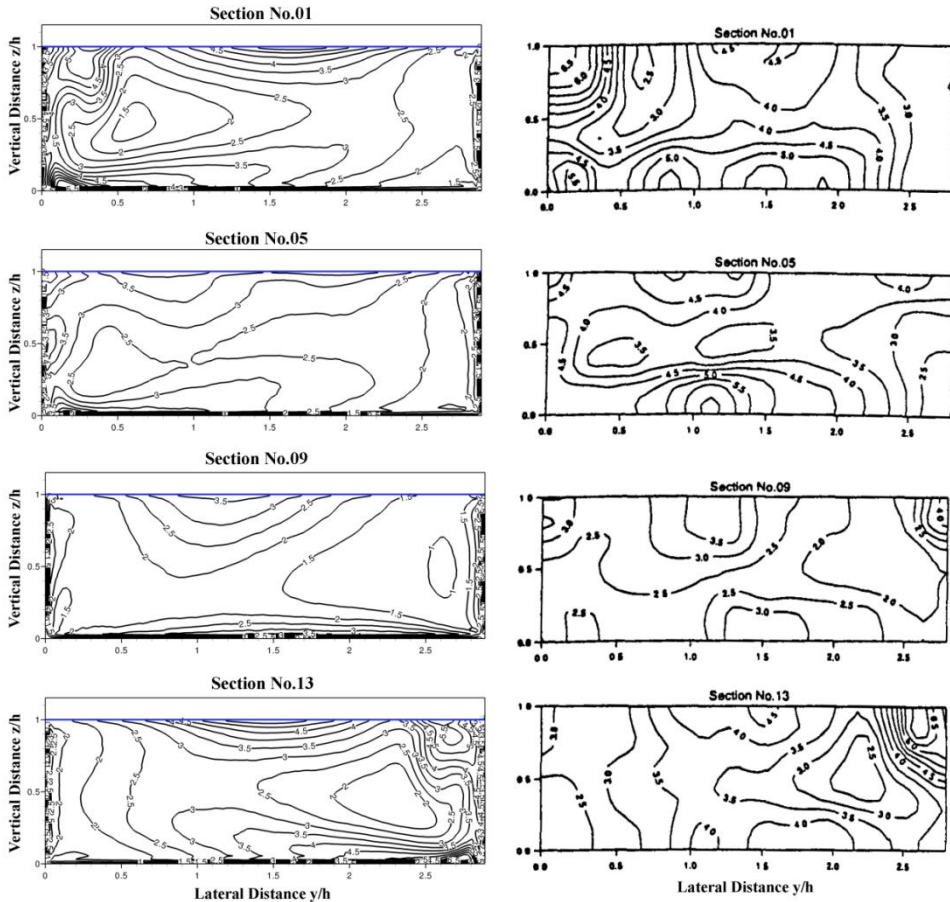


Fig. 5.7 Turbulent kinetic energy k normalized with the u_*^2 in the Bankfull (Left: LES simulation; Right: experimental measurements by Muto (1997)).

In the case $Dr = 0.15$ (Fig. 5.8) the area where the higher turbulence values are gathered is located in the upper part of the meander through its straight section, corresponding to the interaction between the inner and the outer flows. This is particularly clear in Section No. 09, where a region of high turbulence level is found near the meander top ($z/h \sim 1$). Values higher than $9.0 u_*^2$ are reached. It is possible to notice that in the bed, near the outer banks of the curves (right lateral wall at Sections No. 01 and 05 and left lateral wall at Sections No. 09 and 13), areas with k lower than $1.5 u_*^2$ appear. Just as Muto (1997) noted, due to the secondary flow being very weak in this area (as will be shown below), deposit of sediments in natural beds can occur. Just as with other studied variables, a satisfactory agreement with the experiments is obtained.

For $Dr = 0.50$ (Fig. 5.9), a similar behavior to $Dr = 0.15$ case is observed, keeping the core of maximum k slightly under the level of the floodplain bank and taking more space. The maximum values surpass in this case $13 u_*^2$. Throughout the crossover region (see Section No. 05), high values of k can be seen in the flood plain flow, near the outline of the curve ($y/h = 3$, $z/h \sim 1$). Finally, despite the consistency with the experimental data, some wiggles in the data can be observed (Sections No. 07 (not shown) and No. 09 in $y/h \approx 2$ y $z/h \approx 1$). However, even with the wiggles in the data obtained in the simulations, the flow is, in general, satisfactorily reproduced in the different cases.

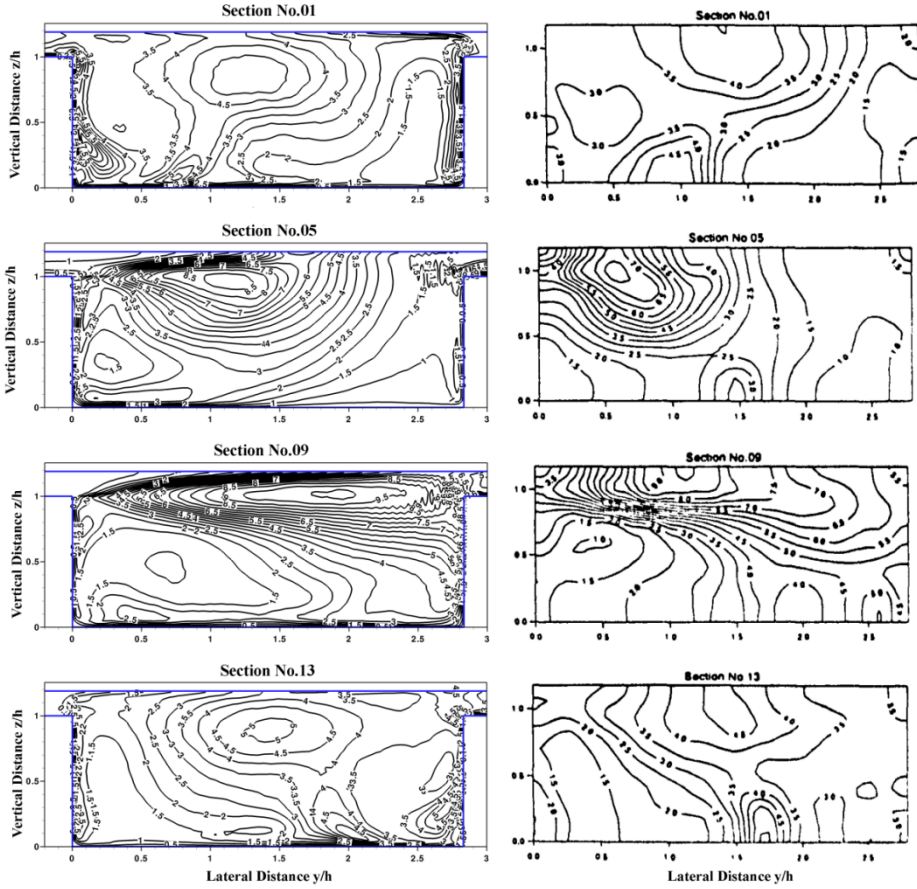


Fig. 5.8 Turbulent kinetic energy k normalized with the u_*^2 in the $Dr = 0.15$ (Left: LES simulation; Right: experimental measurements by Muto (1997)).

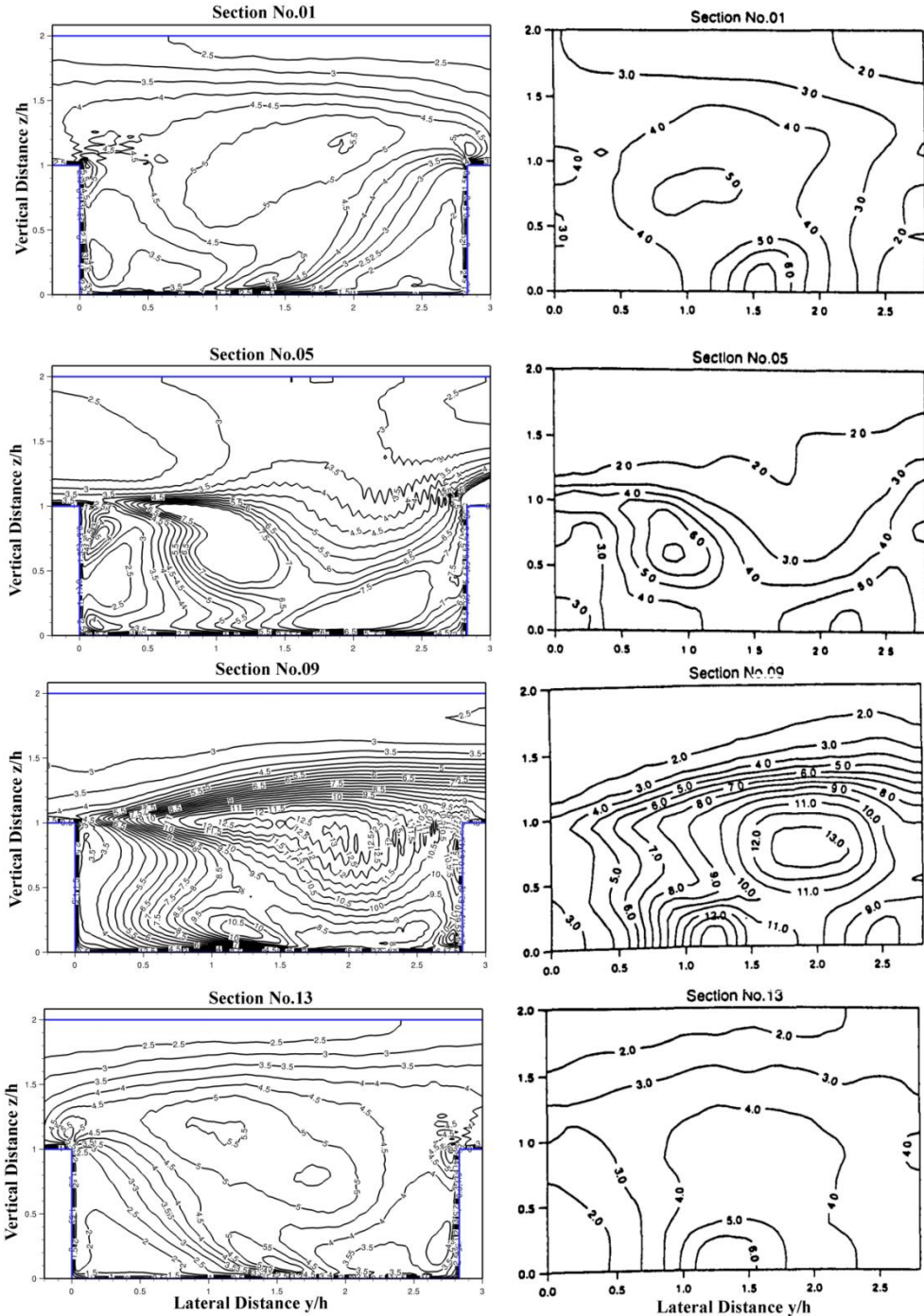


Fig. 5.9 Turbulent kinetic energy k normalized with the u_*^2 in the $Dr = 0.50$ (Left: LES simulation; Right: experimental measurements by Muto (1997)).

Figs. 5.7-7.9 show that the floodplain flow changes the structure of the turbulent kinetic energy patterns near the interface with respect to the Bankfull case. Therefore, it is interesting to study the longitudinal patterns near this interface. Fig. 5.10 shows the contours of the normalized turbulent kinetic energy in a horizontal plane ($z/h = 0.9$) of the main channel for the Bankfull, $Dr = 0.15$ and $Dr = 0.50$ cases. In the case of Bankfull, the maximum values of k appear near the bend apexes of the meander. Just as (Muto, 1997), these values are related to the wall generated turbulence and the secondary flow generated turbulence, both of which contribute mainly to the production of $\langle u' \rangle$ and $\langle v' \rangle$ respectively. However, in case of flooding, the region with the highest k appears in the crossover region. This effect has a higher intensity for $Dr = 0.50$ than for $Dr = 0.15$. In this area a very intense shear layer between the flow in the flooding level and the flow throughout the meander is produced. This shear layer generates additional turbulence due to the interaction and the mixing process (fluid mixing and fluid exchange) between the flooding flow and the meandering flow. In the case $Dr = 0.15$ great influence in the wall generated turbulence and the secondary flow in the meander must still exist, considering, as Muto (1997) indicated, the k is related in the crossover region with the distribution of $\langle u' \rangle$ and $\langle v' \rangle$. On the other hand, in the case of $Dr = 0.50$ the level of turbulence rises and the main contribution to the production of turbulent energy appears near the shear layer, which is more correlated with the $\langle v' \rangle$ (Muto, 1997) due to the crossing of the flooding flow over the meandering flow.

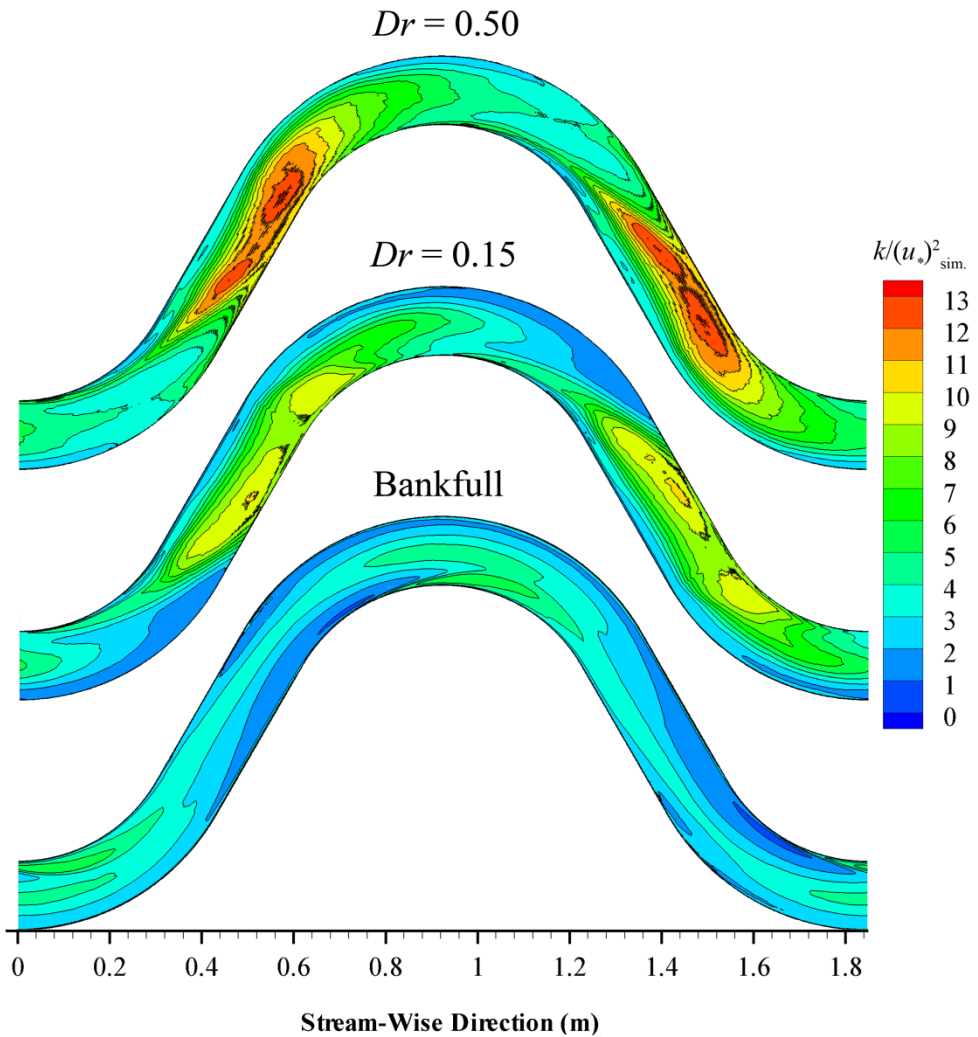


Fig. 5.10 Turbulent kinetic energy k normalized with the u_*^2 in a horizontal plane ($z/h = 0.9$) of the meandering channel. Top: $Dr = 0.50$ case, middle: $Dr = 0.15$ and bottom: Bankfull.

5.4.3 Secondary Flow

The mean secondary current vectors of Sections No. 01, 03, 05, 07, 09, 11 and 13 are presented in Fig. 5.11, 5.12 and 5.13 for the Bankfull, $Dr = 0.15$ and $Dr = 0.50$ cases, respectively. These results are also compared with the experimental results by Muto (1997).

For the in-bank flow case (Fig. 5.11), a big clockwise circulation cell can be observed near the inner bank (left lateral wall) at Section No. 01. This secondary current comes from the previous bend and it is similar in form and magnitude as the one shown at Section No. 13. While the flow near the bed moves from the outer to the inner-bank (right to left), the flow close to the surface moves in the opposite direction. In addition to the centre-region cell a small cell near the outer-bank (right lateral wall) is present, rotating in an anti-clockwise direction. The flow at the bottom of the channel has already switched sign at Section No. 11. In this position, the small outer-bank cell rotating in anti-clockwise direction mentioned above becomes the centre-region cell. Close to the surface of the inner bank, rotating in a clockwise direction, the previous centre-region cell can be seen decreasing in strength. This behavior seems to confirm that these secondary currents are a process of the growth and decay of two cells of the primary vortex, which has been also shown and discussed in Moncho-Esteve et al. (2017), for a similar flow configuration. The agreement with the experimental results is remarkably good.

The effect of the floodplain flow completely changes the mechanisms of the secondary currents within the meander. For the $Dr = 0.15$ case (Fig. 5.12), a big anti-clockwise recirculation cell could be observed at Section No. 01 in the vicinity of the inner bank which comes from the previous bend. In this case, a small counter clockwise cell is also noticeable at the outer bank and near the channel bed. However, both circulations disappear suddenly along the next reach by entering floodplain flow that changes completely the secondary circulation patterns inside the meander. To see where this change is, additional cross-sections were studied (results not shown). Fig. 5.14a shows the additional cross-sections between which the change appears in $Dr = 0.15$. Thus, the change occurs at an angle of roughly 24° from the bend apex. At this moment, the meander flow takes an oblique direction to the main floodplain stream, which produces a high velocity above the Bankfull level in the crossover region and a vigorous expansion-contraction phenomenon occurs when the floodplain flow enters into the meander section and vice versa. From that section on (namely Section No. 02.9), a big clockwise centre-region cell appears (Section No. 05 and 09). This big secondary current progresses downstream towards the inner wall of the next bend (Section No. 09).

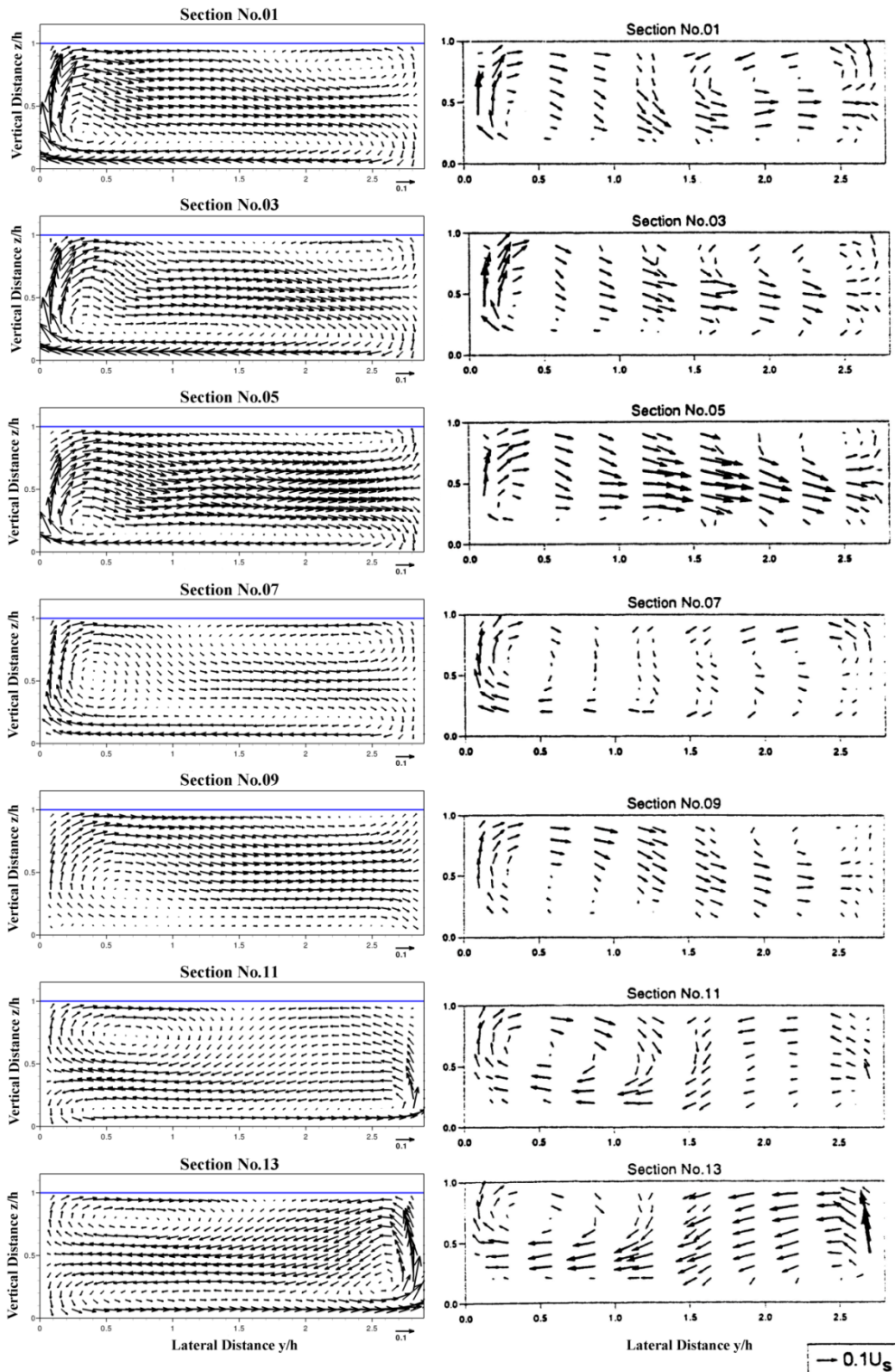


Fig. 5.11 Mean secondary flow vectors in the Bankfull (Left: LES simulation; Right: experimental measurements by Muto (1997)).

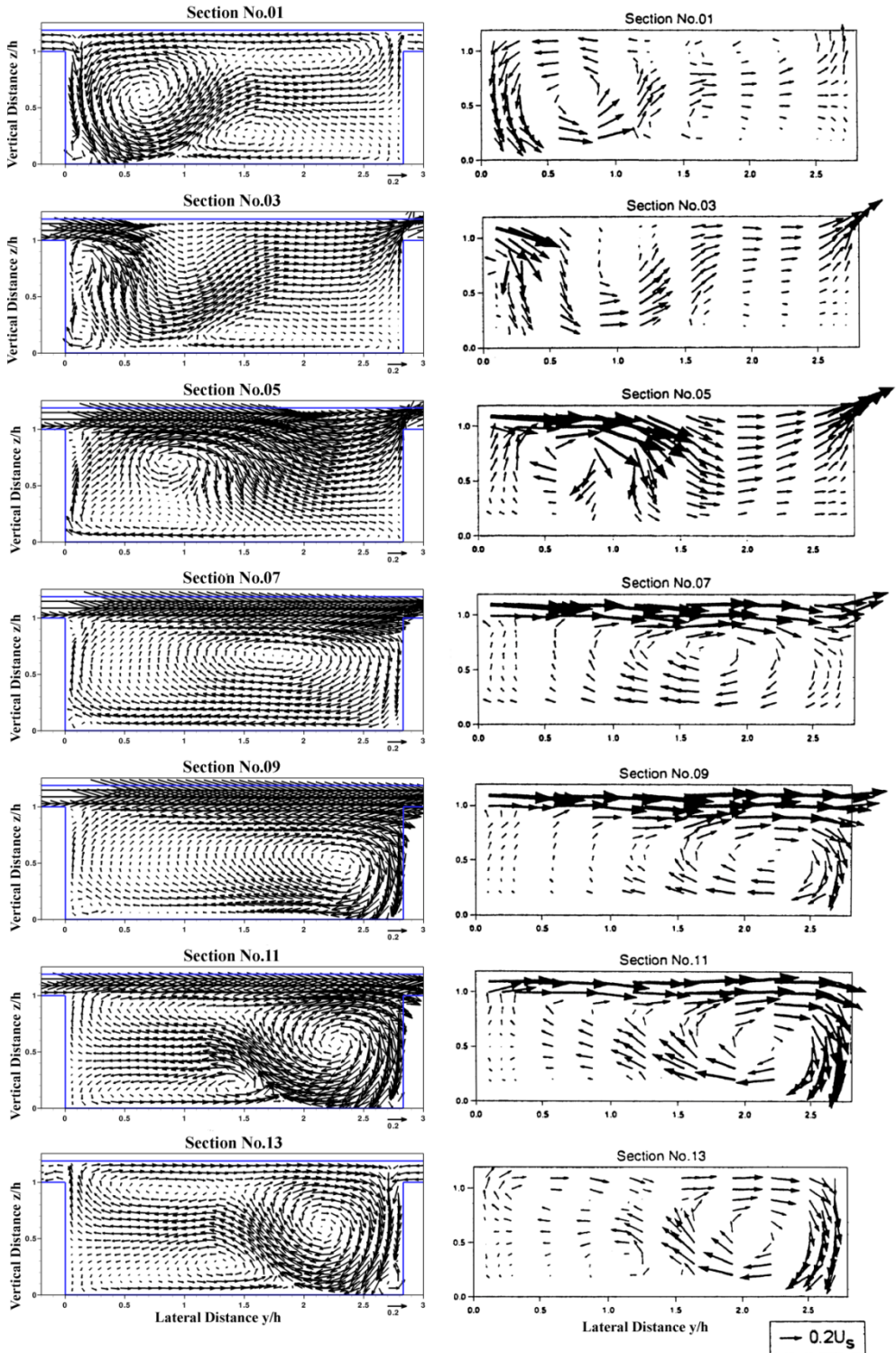


Fig. 5.12 Mean secondary flow vectors in the $Dr = 0.15$ (Left: LES simulation; Right: experimental measurements by Muto (1997)).

In the latter part of the meander, as the meander takes a parallel direction to the floodplain mainstream, the floodplain flow entering the meandering channel decreases and a counter rotation cell appears, similar to Section No. 01. The progress of the primary vortex generated by the floodplain flow along the meandering channel is very well predicted by the LES simulation. The fact that the secondary circulations within the meandering channel change completely as soon as there is some floodplain flow can be understood by simple analogy with the flow in a lid driven cavity (Koseff and Street, 1984). While the flow along the meander has the same direction as the floodplain flow, the secondary patterns are little affected. As soon as the orientation of the meander changes sufficiently, the floodplain flow acts as a driving mechanism for the secondary currents, imposing their rotation.

For the $Dr = 0.50$ case (Fig. 5.13), the flow behaves in a simpler way because the influence of the cross-over flow of the floodplain mainstream is more pronounced. At Section No. 01, almost no recirculation cell is noticeable. However, at an angle of 16° (see Fig. 5.14b), a big center-cell recirculation begins to be formed by the entrance of floodplain flow. Thus, almost the whole cross-sectional area is occupied by only one dominant secondary flow cell which displaces its center towards the inner bank at Sections No. 07 and 09. From that section on, the secondary flow decays and it has almost vanished at Section No. 13. The expansion and contraction processes are also visible around Section No. 05. The situation is similar although not so marked as regards to the $Dr = 0,15$ case. The progress of the primary vortex generated by the floodplain flow along the meandering channel is once again very well predicted by the LES simulation.

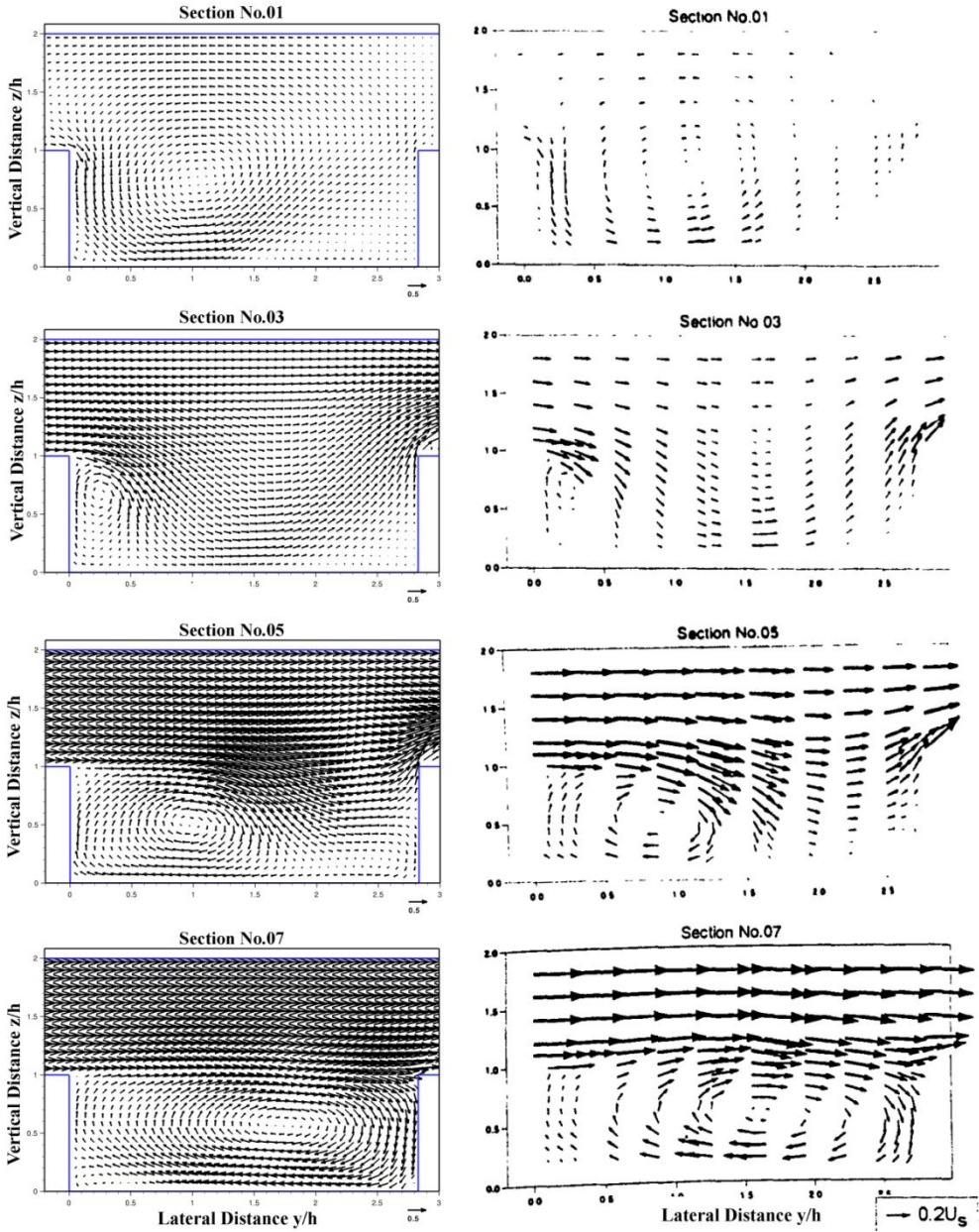


Fig. 5.13 Mean secondary flow vectors in the $Dr = 0.50$ (Left: LES simulation; Right: experimental measurements by Muto (1997)).

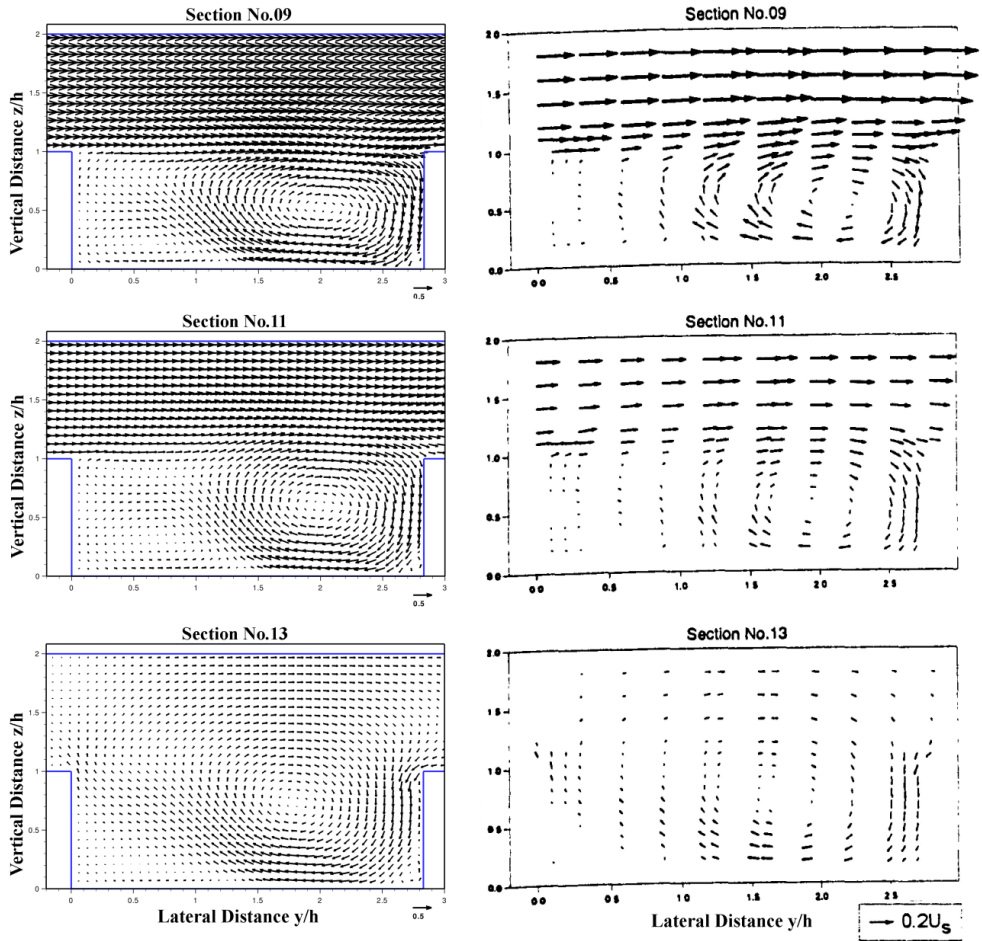


Fig. 5.13 (continued) Mean secondary flow vectors in the $Dr=0.50$ (Left: LES simulation; Right: experimental measurements by Muto (1997)).

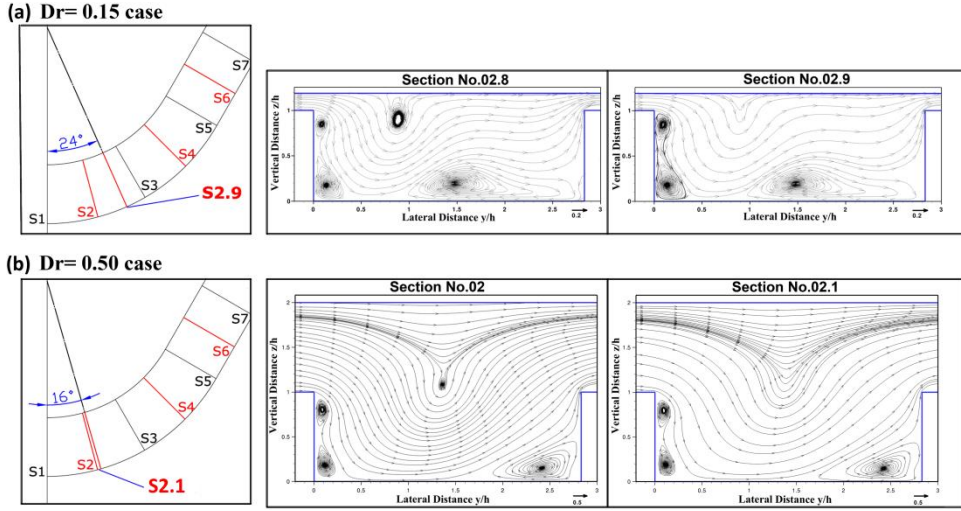


Fig. 5.14 Generation of secondary flow. (a) $Dr = 0.15$ case. (b) $Dr = 0.50$ case.

In Fig. 5.15 and 5.16, the three-dimensional streamlines of the mean flow are colored with the normalized turbulent kinetic energy for the $Dr = 0.15$ and the $Dr = 0.50$ case, respectively. These represent the mechanism of the interaction between the floodplain mainstream and the in-bank meandering flow. As it can be seen, the flow enters the meander (expansion behavior) and begins to swirl according to the secondary currents previously explained. It is also noticeable how the contraction (escaping flow) phenomenon occurs when the flow reaches the floodplain again after the interaction with the meander flow. In the case of the $Dr = 0.15$, it can be seen how the main floodplain flow seems to be more conditioned by the in-bank secondary flow through the straight section, whereas in $Dr = 0.50$ case it appears to flow smoothly over the main channel. In both cases and according to the Figs. 8 and 9, higher values of the turbulent kinetic energy can be seen in the middle of the crossover region of the meander and the entrance of the curves (Section No. 09). Moreover, the contribution of the turbulent kinetic energy seems to concentrate within the main meandering channel for $Dr = 0.15$ more than in the floodplain. On the other hand, greater turbulence values are gathered not only under the level of the floodplain bank and taking more space but also throughout the flood plain for $Dr = 0.50$.

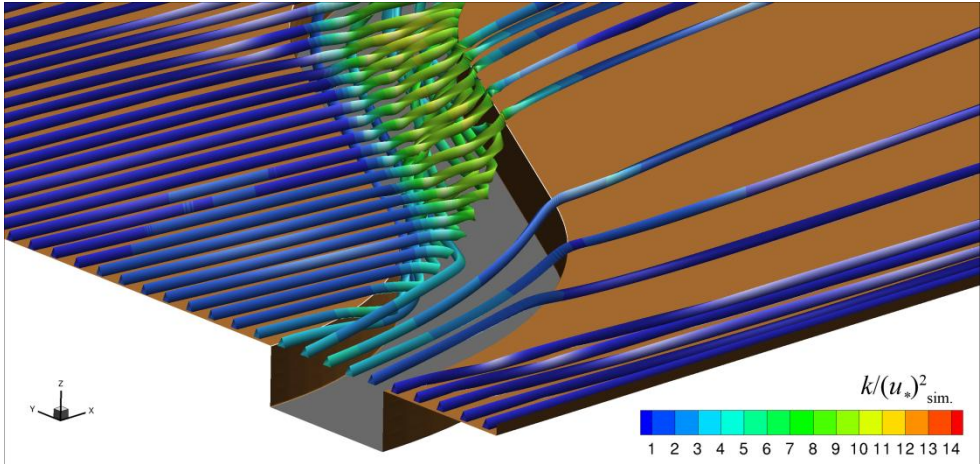


Fig. 5.15 3D stream traces of the mean flow coloured with the normalized turbulent kinetic energy $k/(u_*)_{sim.}^2$ for $Dr = 0.15$ case.

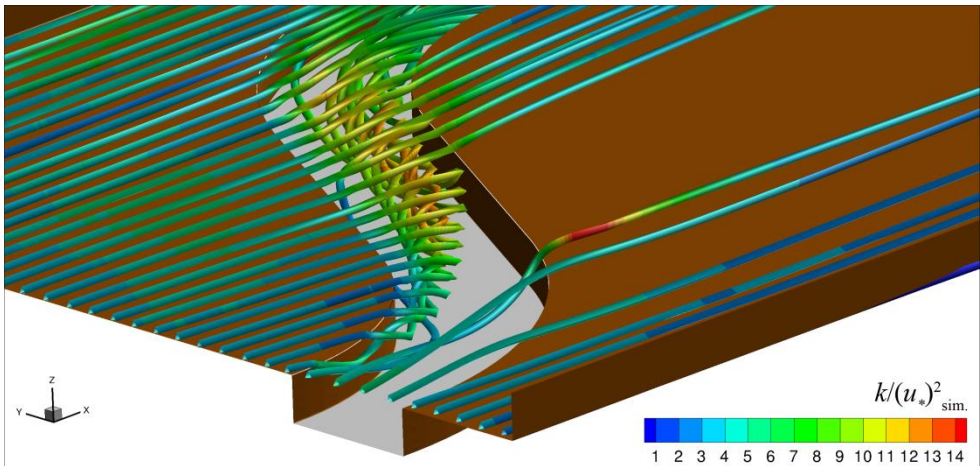


Fig. 5.16 3D stream traces of the mean flow coloured with the normalized turbulent kinetic energy $k/(u_*)_{sim.}^2$ for $Dr = 0.50$ case.

In a detailed analysis of this process (Fig. 5.17), a small recirculation pattern appears around Section No. 05 at the floodplain edge region. This recirculation could be related to the contraction process described above and could be related to the erosion mechanisms associated to this kind of flow. The pattern seems to be bigger for $Dr =$

0.50 (Fig. 5.17b) compared with the $Dr = 0.15$ case (Fig. 5.17a). This indicates that when the flood water depth increases, this interaction between the flooding and the main channel meandering flow increases.

Although there are clear significant differences in the flow configuration, the aforementioned phenomenon of flow expansion (flow entering from the flood plain into the meander channel) could be related to a separation of flow such as those produced by dune formation (Shiono et al., 2008; Thorsten Stoesser et al., 2008). In this process, the flow over the dune crest creates a large separation zone, with which is associated a turbulent free shear layer generating large scale eddies that travel through the flow domain. In our cases, this behavior appears to weaken when the flood increases ($Dr = 0.50$). In the $Dr = 0.50$ case, the mean flow is more likely to just travel over the meandering flow, generating an in-bank flow structure with a primary gyre which is more similar to the one observed in the flow around an emerged dead zone sequence (Weitbrecht, 2004; Brevis et al., 2014;). However, at a depth near $Dr = 0.5$, Shiono et al. (2008) showed dunes which were caused by a number of secondary flows in sequence along the meandering channel. On the other hand, the phenomenon of contraction (escaping flow from the meander onto the flood plain) near the cross-over region could be connected to the flow behavior over the cylinder top. Hain et al. (2008) and Palau-Salvador et al. (2010) studied in depth the flow around finite-height cylinders and showed that the flow separates at the leading edge, yielding a recirculation. In fact, the flow picture over the cylinder top sketched by the authors is quite similar as to the one showed in this study (Fig. 5.17).

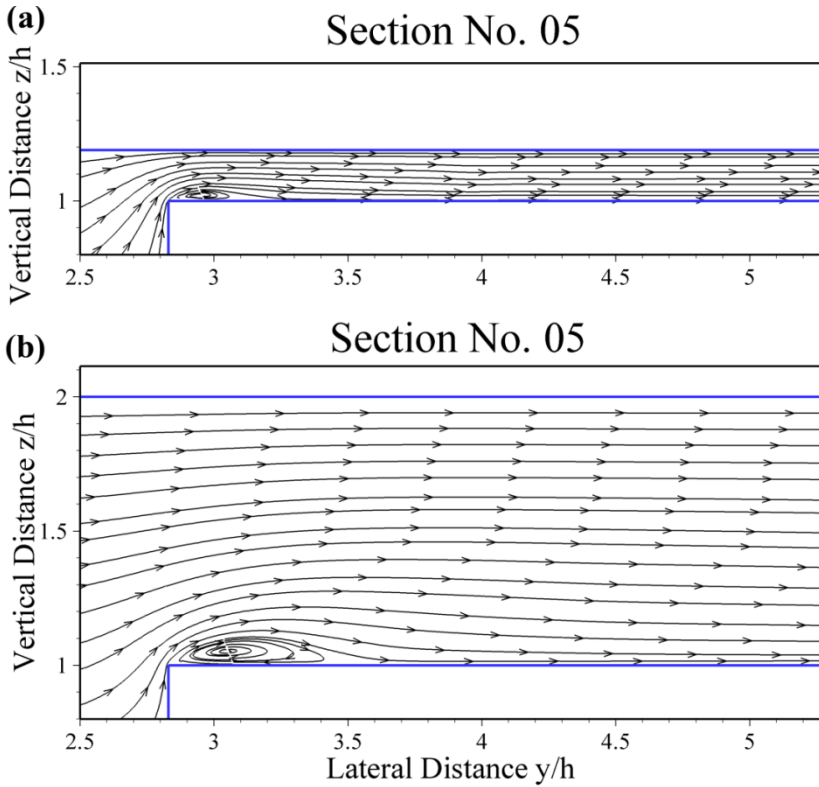


Fig. 5.17 Streamlines of mean flow near the outer side of the meander channel. (a) $Dr = 0.15$ case. (b) $Dr = 0.50$ case.

5.4.4 Bed Shear Stress

In natural rivers, the bed shear stress is important in determining the bed erosion and the sediment transport (Shan et al., 2016). The bed shear stress is hardly measured in experiments because of no measuring instrument, however it is easier to obtain from the computational data. This section therefore presents the bed shear stress at the bottom walls as an application of the initial step in the erosion processes. To do this, we estimate this parameter in the first cells of the mesh next to the bed in the meander and floodplain making use of the equation

$$\langle \tau_w \rangle = \mu \frac{du_t}{dn} \tag{5.3}$$

where, μ is the dynamic viscosity, u_t is the tangential velocity component at the bed and n the distance from the bed. The bed shear-stress is normalized with the total bed shear stress obtained from the resulting pressure gradient

$$\tau_t = R \frac{dp}{dx} \quad (5.4)$$

where R is the hydraulic radius.

Fig. 5.18 shows the distribution of the normalized bed shear stress of the Bankfull case. The maximum value of the bed shear stress occurs in the curves, close to the inner bank, reaching values of up to $0.9 \tau_t$. In the downstream flow direction, the shear stress is shifted and smoothed towards the outer edge of the curves. In the straight sections a small area of maximum shear appears at the right margins, just outside the curves.

Fig. 5.19 shows the distribution of the normalized bed shear stress in the $Dr = 0.15$ case, both in the meander and in the floodplain. Within the meander, an effect similar to the Bankfull case occurs, reaching values up to $0.9 \tau_t$. However, very low shear zones (almost $0.0 \tau_t$) appear in the left margins of the straight sections, and in the central areas of the curves near the inner banks, coinciding with low velocity zones in the bed. Likewise, in the floodplain the greatest bed shear stresses of the domain occur, reaching values up to $1.1 \tau_t$. The maximum values are concentrated in the zones where there is a greater interaction between the meander flow and the floodplain flow, which has its origin in the strong acceleration due to the contraction and expansion of the flow. As was pointed out by Wormleaton et al. (2004), the great expulsion of the flow in this case induces local high velocities near the main channel outer bank, which are related to the risk erosion in that area.

Finally, in the $Dr = 0.50$ case (Fig. 5.20), the maximum bed shear stresses of the entire domain are produced within the meander, reaching values higher than $1.1 \tau_t$. The maximum values occur, unlike in previous cases, in the straight sections of the meander, occupying much of the bed due to the big center-cell originated by the flow coming from the floodplain. At the exit of the curves of the meander, large areas of low shear (almost $0.0 \tau_t$) occur in the outer margins, due to the low velocities in these sections.

Within the floodplain, the bed shear stresses appear to be concentrated below the meander margins that lie downstream of the flow direction of the flooded plane, although their contribution is much lower than in the shallow case. The effects of bed shear stress seem to be more intense within the meander as the level of flooding increases. In this case and, as we mentioned earlier, the influence of the expulsion of water on to floodplain is less than in the $Dr = 0.15$ case. On the other hand, as was illustrated by Wormleaton and Ewunetu (2006), in deep floodplain, a strong shear-driven recirculation through the meandering crossover region can cause deep scour in this area. As a final note, recall that the present simulations are not wall-resolving. This means that the bed shear stress values discussed above can only be only considered as an estimation of the real values. We believe, however, that the trends and differences observed between the three cases are reliable, and would differ little if obtained with wall resolving simulations.

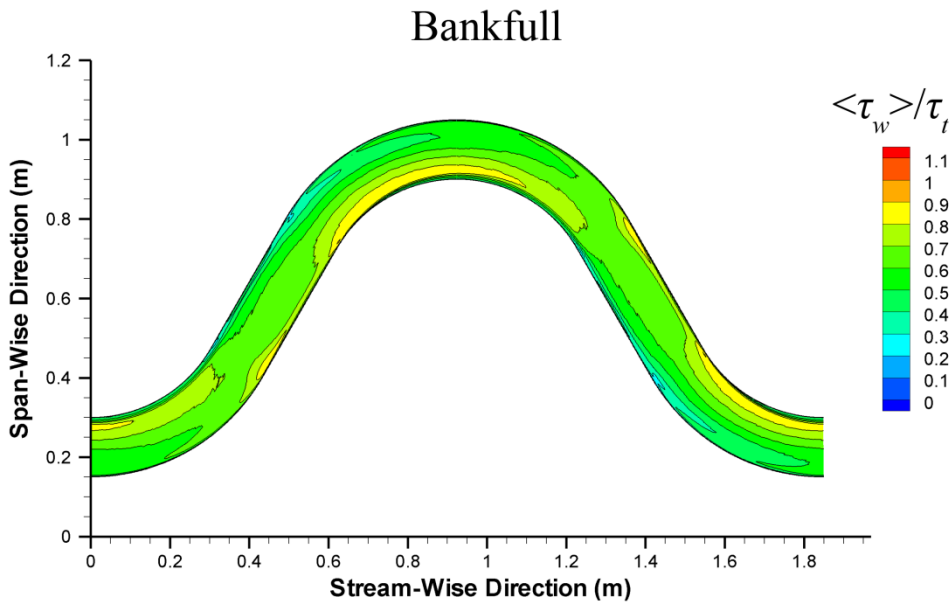


Fig. 5.18 Normalized bed shear stress τ ($\langle \tau_w \rangle / \tau_t$) for LES simulation: Bankfull case.

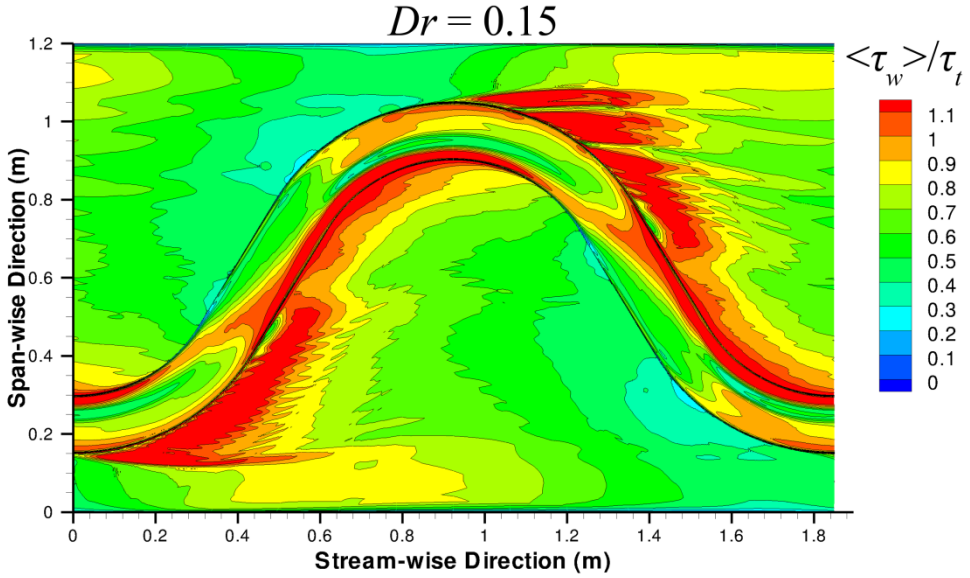


Fig. 5.19 Normalized bed shear stress ($\langle \tau_w \rangle / \tau_t$) for LES simulation: $Dr = 0.15$ case.

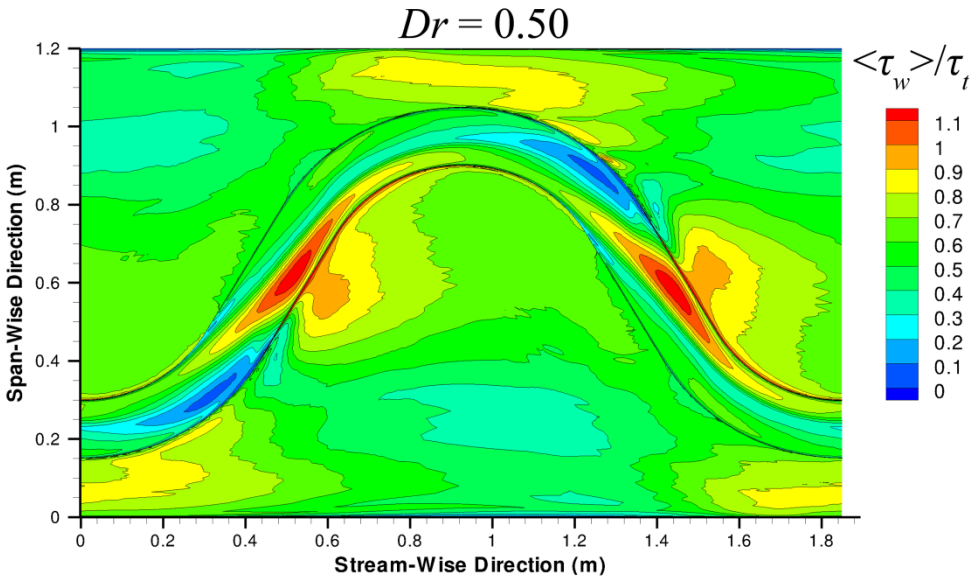


Fig. 5.20 Normalized bed shear stress ($\langle \tau_w \rangle / \tau_t$) for LES simulation: $Dr = 0.15$ case.

5.5 Concluding Remarks

In this paper, the results of large eddy simulations of the flow in a periodic compound meandering channel for overbank flow for three different depth conditions were presented. Depth conditions for the meander with the rectangular cross-section and straight floodplain banks were one in-bank case and two overbank cases. The comparison with experimental data of the contours of the mean streamwise velocity, mean secondary currents as well as turbulent kinetic energy in selected cross sections was made and was satisfactory. The predicted mean flow angle to meandering channel profiles also showed very good agreement with the measurements.

Our main interest concerned the development of the secondary motions due to the interaction between the main channel flow and the floodplain flow and their possible implications for sediment transport, risk erosion, meander formation and stabilization. In the simulations, the distribution of the velocities could be determined throughout the computational domain while in the experiment only a few planes could be measured. The changes of the secondary flow mechanisms with increasing flooding were clarified. We have shown that, associated with the contraction process (escaping flow from the meander) around the junction between the main channel and the flood plain, a small recirculation pattern appears at the floodplain edge region. This recirculation, which should be related to the erosion mechanisms associated to this kind of flow, seemed to be bigger when the flood water depth increased. Moreover, for $Dr = 0.15$ case, one interacting cell after the bend apex was formed that switched from one bend to the other, but opposite to what happens in the Bankfull case. After the switch from bend apex to apex it is dissipated by the water intrusion from the floodplain (flow expansion process), on the other hand a new cell emerges, which are very relevant to turbulent transport and mixing along the meandering channel. In this sense, the phenomenon of flow expansion tended to weaken in the case of increased flooding. Then secondary flow structure with a primary gyre in the meander is almost completely controlled by the flood flow direction over the in-bank flow. We have also shown that, as the water depth grows, a shear layer between the flow in the flooding level and the flow throughout the meander is produced. This shear layer generates additional turbulence due to the interaction and the mixing process between the flooding flow and the meandering flow.

The bed shear stress in the bottom walls was also estimated as an application of the initial step in the erosion processes. In the case of shallow flooding, high values were found in the zones where there is a greater interaction between the meander flow and the floodplain flow, where there is a strong acceleration due to the contraction and expansion of the flow. In contrast, in the deep floodplain case, the influence of the stresses within the floodplain was much lower than in the shallow case. In this case, the maximum values were found in the straight sections of the meander.

In the same manner that was pointed out by Shiono and Muto (1998), this study has only looked at two relative depths. Moreover, several differences with a natural flow can be found, such as the low aspect ratio, natural wall roughness and many others. Furthermore, the knowledge about flow structures can be used to clarify its interaction with several river issues, such as mixing of pollutant, sediment transport or bed deformation. However, the aim of this work was firstly to develop a proper model for this kind of flows and to complement the experiments in studying the effect of the interaction between the in-bank flow and the floodplain flow. Thus, further research may shed light on how these factors may be related to the increased flooding in rivers.

Capítulo 6 Discusión General de Resultados

En este capítulo se realiza la discusión general de los resultados, derivados de la aplicación de las técnicas CFD a la resolución de los modelos planteados en los cuatro casos de procesos de mezcla analizados y presentados en los Capítulos 2, 3, 4 y 5.

Tal como apuntó Palau-Salvador (2005), las técnicas CFD son empleadas hoy en día en muchos campos, no sólo de la ingeniería, sino también en otros más específicos, como en medicina o biología. Dados el gran avance y evolución de dichas técnicas así como su aplicación generalizada en el estudio hidrodinámico de problemas con turbulencia, su aplicación a casos concretos de procesos de mezcla turbulentos en el ámbito de la ingeniería hidráulica y en el de la mecánica de fluidos medioambiental, ha servido de base para la resolución de los casos analizados en esta Tesis. Es una evidencia que la incorporación de este método computacional al análisis y estudio de los problemas de la dinámica de fluidos es complementaria a los estudios teóricos y experimentales puros y goza hoy de una especial acogida. Los resultados que aquí se han incluido muestran la eficacia y trascendencia que tiene la integración de la CFD en los métodos tradicionales. El desarrollo y aplicación de los modelos computacionales formulados en los cuatro escenarios presentados mejora, completa y permite analizar los casos con mayor profundidad y aporta una visión más amplia y pormenorizada de estos procesos de mezcla.

La CFD proporciona unos resultados muy detallados en cada uno de los puntos de la malla computacional, ofreciendo una cantidad de datos muy superior a la que pueden ofrecer los métodos experimentales. Como se ha comprobado, la CFD puede ser utilizada como una herramienta con la que poder emular ensayos experimentales con una facilidad, resolución y versatilidad muchas veces superior a las de las pruebas de laboratorio. Así, puede emplearse provechosamente en el diseño y mejora de las geometrías y el funcionamiento de elementos hidráulicos. Sin embargo, es muy

importante recordar que, sea cual sea la aplicación de esta técnica, no puede sustituir a los métodos clásicos y, siempre, debe estar acompañada de una validación experimental. En este sentido, existe un gran potencial en el estudio de la dinámica de fluidos en un escenario en el que la CFD, junto con la teoría pura y la experimentación pura, se equilibran y complementan.

A su vez, la aparición de paquetes comerciales que implementan algoritmos y modelos relativamente fáciles de utilizar ha generalizado la utilización de la CFD en estudios más aplicados. Sin embargo, existe el riesgo de obtener resultados sin el suficiente rigor científico, debido al escaso análisis crítico de los propios resultados obtenidos y las técnicas utilizadas.

Cabe entonces realizar unas reflexiones transversales desde el marco de los casos estudiados en esta Tesis abordando las ventajas y limitaciones a la hora de desarrollar y evaluar modelos CFD en los procesos de mezcla de flujos turbulentos como los aquí estudiados. Además, también se plantea una discusión general de las principales características de los flujos estudiados.

6.1 Validación de las Simulaciones

Cuando en un estudio concreto se decide trabajar con CFD, debe plantearse con sumo cuidado cómo abordar el problema, ya que las posibilidades que se ofrecen son muy amplias. En este contexto, muchas veces pueden hacerse demasiadas simplificaciones, lo cual conduce a la realización de un estudio carente de sentido en el estudio ya que la CFD tiene la peculiaridad de poder ofrecer resultados que, aun pudiendo tener un aspecto coherente desde el punto de vista físico, estén muy alejados de la realidad o no tengan la precisión requerida. Aun existiendo evidencia de estos problemas, no se encuentra en la literatura un convenio claro para determinar cómo proceder, aunque algunos autores proponen algunas pautas, como los diez pasos iterativos a seguir a la hora de desarrollar modelos CFD aplicados a la mecánica de fluidos medioambiental propuestos por Jakeman et al. (2006). No obstante, la utilización de cada método depende en exclusiva del caso a simular y de los objetivos del proyecto, lo cual debe ser evaluado en cada estudio. Blocken y Gualtieri (2012) discutieron la aplicación de dichos pasos para la mecánica de fluidos medioambiental en el marco de

unas directrices de mejores prácticas en CFD, aportando una detallada revisión bibliográfica de estas últimas. Dichos autores remarcaron que son indispensables experimentos de alta calidad que proporcionen datos para la validación de estudios CFD. Así, uno de los puntos fuertes de las directrices de las mejores prácticas en CFD debe ser la validación, y estimando, siempre que las condiciones lo permitan, la magnitud de las discrepancias con los datos experimentales.

De esta manera, se hace inevitable insistir aquí en la importancia de la calidad de los datos experimentales, siempre necesarios para validar los modelos CFD. Cuanto mejores sean los datos experimentales, más robustos serán los resultados de la validación y más fiable la hipótesis de que, realizando cualquier cambio en la geometría o configuraciones del flujo, el modelo matemático seguirá simulando correctamente el comportamiento del fluido. Además, la posibilidad de aplicar o extrapolar un modelo concreto deberá ser evaluada con prudencia en cada caso. Aunque los modelos CFD pueden ser muy útiles y versátiles, la aplicación a casos similares debe de entenderse siempre como una hipótesis, como una predicción. En el caso específico de las simulaciones de esta Tesis y a la vista de los buenos resultados de los casos de validación obtenidos en general, puede recomendarse el uso de los modelos aquí empleados a la hora de simular flujos similares. Sin embargo, siempre que se inicie una nueva investigación, aunque los dominios hidráulicos y flujos sean muy parecidos, siempre deberán estar acompañados de una validación propia que evalúe el ajuste de la aplicación.

En la Tabla 6.1 pueden consultarse las diferentes opciones seleccionadas para validar las simulaciones llevadas a cabo en los cuatro estudios realizados en esta Tesis, tanto cualitativa como cuantitativamente, así como los datos más relevantes de dichas validaciones.

Tabla 6.1 Datos más relevantes de la validación de las simulaciones de la presente Tesis.

ESTUDIO	CASOS DE VALIDACIÓN		TIPO DE VALIDACIÓN	
	Nº	Descripción	Cualitativa	Cuantitativa
Tanque de agua potable	1	<ul style="list-style-type: none"> • Inyección de salmuera 	<ul style="list-style-type: none"> • Curva de dilución de sal a la salida 	<i>AARE</i>
Depósito de inercia	4	<ul style="list-style-type: none"> • Tipo de entrada (2) • Caudal (2) 	<ul style="list-style-type: none"> • Evolución de la T en 24 termopares 	<i>MSE</i> <i>RMSE</i> <i>RE</i>
Meandro con dispersión de escalares pasivos	4	<ul style="list-style-type: none"> • Flujo (1) • Escalar (3) 	<ul style="list-style-type: none"> • Perfiles de velocidad • Perfiles de concentración 	Flujo: <i>RE</i> Escalar: <i>RE</i>
Meandro con tres niveles de inundación	3	<ul style="list-style-type: none"> • Nivel de agua 	<ul style="list-style-type: none"> • Contornos de velocidad • Vectores flujo secundario • Contornos de k • Perfiles ángulo del flujo 	Desviaciones del ángulo del flujo para $Dr = 0.50$

En el caso de las simulaciones del tanque de agua potable, se calculó, para el caso T1_1 (Tabla 2.1) el error relativo absoluto promedio (*AARE*, Average Absolute Relative Error) al comparar la concentración de sal simulada y la experimental en la sección de salida del tanque (apartado 2.3.1) para el tiempo de residencia ($t_r = 5,702$ s), obteniéndose un error de 2.81%. Sin embargo, aunque el modelo reproduzca aceptablemente la curva de dilución de sal, no tiene por qué significar que se esté reproduciendo adecuadamente el comportamiento del flujo en el interior del tanque. De hecho, como se puede apreciar en la Fig. 2.3, la simulación parece reproducir una forma sinusoidal decreciente muy marcada de la curva de dilución, lo que no parece observarse en los experimentos. Estas discrepancias podrían ser debidas principalmente a dos factores: 1) a la propia estructura turbulenta del flujo, hecho que debería comprobarse realizando mayor número de repeticiones experimentales para verificar que no se cometieron errores en la obtención de la curva promedio real; 2) debido a que es utilizado un modelo de turbulencia ($k-\epsilon$) isotrópico que tiende a simplificar la resolución del flujo en el interior del tanque, suavizando su comportamiento. Además, los datos experimentales de los que se disponía consistían en una serie obtenida con una sonda de un conductímetro colocada en el centro de la tubería de salida; es decir, se trata del

resultado de la medida en un único punto del dominio experimental, mientras que con la simulación se obtiene el valor promedio de todas las celdas de la sección de salida. No obstante, es necesario recordar que el objetivo del trabajo no era reproducir matemática y exactamente el comportamiento del flujo, sino explicar los procesos de mezcla y caracterizar hidrodinámicamente el tanque en base a una correcta simulación de la evolución de la concentración. Por esta razón, sería conveniente analizar y reflexionar más acerca de este tema y concluir si, aun requiriendo mayor precisión en la resolución del flujo, es posible aceptar la solución obtenida como solución de compromiso. En este sentido, debería plantearse una validación con datos experimentales del flujo en el interior del tanque antes que intentar reproducir perfectamente la curva de dilución de sal a la salida; como apuntaban Efron y Tibshirani (1994), “a veces es preferible obtener soluciones aproximadas a un problema real, antes que soluciones matemáticamente exactas a un esquema de la realidad excesivamente simplificado”. Es decir, no tendría sentido tratar de obtener un modelo tremendamente costoso que reprodujera perfectamente la concentración de sal en la salida, sin la seguridad de que la solución obtenida se corresponda con lo que ocurre realmente dentro del tanque.

En el depósito de inercia, debido a los objetivos propios de la investigación, se disponía de unos datos experimentales más detallados y extensos. En este caso, la validación pudo ser realizada con cuatro casos (Tabla 3.2), estudiando y cuantificando diferentes índices de respecto de las medidas registradas por un total de 24 termopares situados en el interior del depósito. Con el fin de introducir la varianza del error, se calculó para cada termopar el error cuadrático medio (*MSE*, Mean Squared Error). Además, la raíz del error cuadrático medio (*RMSE*, Root Mean Squared Error) permitía estimar el error en las mismas unidades que la temperatura. Finalmente, también fue calculado el error relativo (*RE*, Relative Error). En la Tabla 3.3 puede consultarse el rango de variación de dichos índices para los cuatro casos de validación y para todos los termopares, obteniéndose un valor máximo para *MSE* de 1.94 K^2 en D1-L. Del mismo modo, el valor máximo del *RMSE* fue de 1.39 K también en D1-L. Finalmente, se obtuvo un 2.38% de *RE* máximo en D1-H. Se consiguieron, en general, unos resultados considerados adecuados para el alcance del trabajo. Si bien es cierto que para el valor más alto de caudal en E1 (caso E1-H) no fue posible reproducir el perfil claramente

turbulento registrado en los experimentos, sobre todo por los termopares superiores (Fig. 3.4), sí que se captó la tendencia del mismo. Es necesario remarcar que el caudal de $16 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ en este tipo de instalaciones no es habitual y que se probó con la intención de enfatizar las diferencias con el resto de casos.

En lo que se refiere a las simulaciones del primer meandro, se disponía de ocho perfiles experimentales de velocidad media en la dirección del flujo. Los valores de *RE* obtenidos al comparar dichos perfiles con sus homólogos simulados fueron menores al 4%. Una validación más detallada de perfiles verticales de velocidad en la dirección aguas abajo puede consultarse en un estudio previo de este mismo flujo mostrado en Folke et al. (2009). Aunque la validación de las velocidades es suficientemente ajustada, sí que se encontraron desviaciones apreciables en el caso de los perfiles de los escalares para algunas secciones. En este caso, se disponía de perfiles experimentales de concentración media del escalar en los tres puntos de inyección. Tal como se ha argumentado detalladamente en el capítulo correspondiente (Capítulo 4), no se puede concluir con seguridad que el modelo de transporte del escalar sea el idóneo, aunque todo apunta a que las discrepancias pueden deberse en gran medida al modo de cálculo de dicho perfil. Si bien es cierto que las tendencias y los órdenes de magnitud fueron captados suficientemente bien, tiene sentido pensar que los trabajos futuros en esta línea debieran continuar estudiando estos procesos con datos experimentales precisos y de mayor resolución.

En el último estudio, correspondiente a un canal meándrico con tres niveles de agua, se disponía de datos experimentales muy detallados, precisos y con gran resolución, lo cual permitía indagar y clarificar la compleja interacción entre el flujo de la inundación y el flujo a lo largo del meandro. Por un lado, se realizó una validación cualitativa con contornos y vectores de velocidad en siete planos transversales al canal principal. Además, el mismo análisis pudo ser realizado para contornos de la energía cinética turbulenta. Las validaciones cualitativas del flujo se consideraron precisas para los tres niveles de inundación. Sin embargo, siendo estrictos, se observaron en algunos casos, sobre todo para el caso de mayor inundación $Dr = 0.50$ (Tabla 5.2), ciertas oscilaciones en los resultados. Estas oscilaciones aparecían concentradas allí donde la interacción entre el flujo del meandro y la inundación eran mayores. Finalmente, con la

intención de proporcionar una comparación cuantitativa, se estimaron perfiles del ángulo del flujo medio en dos posiciones para las siete secciones experimentales del caso $Dr = 0.50$ (Fig. 5.6). Las mayores diferencias, 19.15° , se encontraron en la parte exterior del meandro de la sección No. 05, zona de fuerte interacción entre el flujo del meandro y la inundación. A la vista de las comentadas oscilaciones y discrepancias, podría plantearse la posibilidad de trabajar en una nueva malla que fuera más fina en dicha zona, aunque los resultados pueden considerarse suficientemente buenos y detallados.

6.2 Métodos de Modelado de Flujos Turbulentos

Debido al carácter tridimensional de los flujos y a que se buscaba reducir el coste computacional, en todos los casos de estudio de esta Tesis Doctoral resultó más conveniente utilizar el método de volúmenes finitos basado en el método de las diferencias finitas.

Centrándonos en los casos del flujo en tanques de agua, ha quedado debidamente justificado en los capítulos correspondientes el uso de la técnica URANS (variante de RANS), al tratarse de procesos más aplicados con unas geometrías complejas. La aplicación de LES a estas geometrías y la necesidad de simular un proceso variable en el tiempo, como es la mezcla de un escalar o la distribución de un frente de calor, hubiera conducido a enormes tiempos de cálculo. Pese a que, tanto en el caso del tanque de agua potable como en el del depósito de inercia, se obtuvieron unos resultados suficientemente precisos, cumpliéndose así las hipótesis de partida (idoneidad de URANS en estos casos), cabe hacer algunas reflexiones en referencia a las limitaciones de los métodos aplicados. Una de las principales limitaciones de trabajar con ambas técnicas (RANS o URANS) es que no se resuelven exactamente las ecuaciones básicas de la mecánica de fluidos. En estos casos, se requirieron más pruebas numéricas en el desarrollo de los modelos (independencia de las mallas, comprobación de diferentes modelos de turbulencia, calibración de ciertos parámetros, paso de tiempo, etc.). En los dos casos del flujo en tanques de agua, se probó la adecuación del modelo de turbulencia RSM. Tal como fue apuntado en el Capítulo 1, se trata de un modelo muy elaborado, anisotrópico y mucho más preciso que el modelo $k-\varepsilon$ a la hora de resolver flujos complejos. Sin embargo con RSM, no se obtuvieron mejores resultados en comparación

con $k-\varepsilon$. Teniendo en cuenta su alto coste computacional respecto a este último, su uso no estaba justificado en dichos casos.

En el caso del tanque de agua potable, se trataba de obtener un modelo CFD validado con el que poder emular ensayos experimentales a partir de simulaciones que condujeran a una mejora en el diseño del prototipo y a una optimización de la mezcla. Sin embargo, al analizar la evolución del flujo en este caso, no se apreciaron cambios en los contornos de velocidad en dos instantes distintos. Para ilustrar esta afirmación, en la Fig. 6.1 se representan, en dos secciones (planos $X=1.25$ y $X=1.75$), los contornos del módulo de la velocidad variable (U), en cuatro instantes de tiempo diferentes (3s, 23s, 43s y 63s) para el caso T1_1 (Tabla 2.1). Al comparar los contornos de velocidad de una sección cualquiera con los del flujo medio en la sección homóloga en cualquier instante de tiempo, se comprobó que eran muy similares. Es más, al estudiar detenidamente los perfiles de velocidad a lo largo del tiempo, no eran apreciables unos cambios sustanciales que hicieran pensar que se había captado un movimiento del flujo, siendo éste muy sutil.

Los resultados de este análisis de la evolución del flujo en el tiempo, podrían deberse a varios motivos: 1) el casi inapreciable movimiento de los perfiles de velocidad se corresponde suficientemente bien con lo que ocurre en la realidad, es decir, que las escalas de turbulencia tienen una baja dimensión temporal. Este hipotético caso podría ser comprobado tomando datos experimentales del flujo instantáneo mediante planos en 2D (por ejemplo, con la técnica PIV, Particle Image Velocimetry) y 3D (por ejemplo, con ADV, Acoustic Doppler Velocimeter). 2) La aproximación que se ha realizado del flujo instantáneo mediante la técnica URANS realmente obtiene simulaciones del flujo medio en los pasos de tiempo en los que se ha discretizado la dimensión temporal. De este modo, es posible que lo que se esté contemplando sea realmente un flujo medio, al no conseguir captar el modelo de turbulencia y/o paso de tiempo seleccionados un flujo más próximo al real.

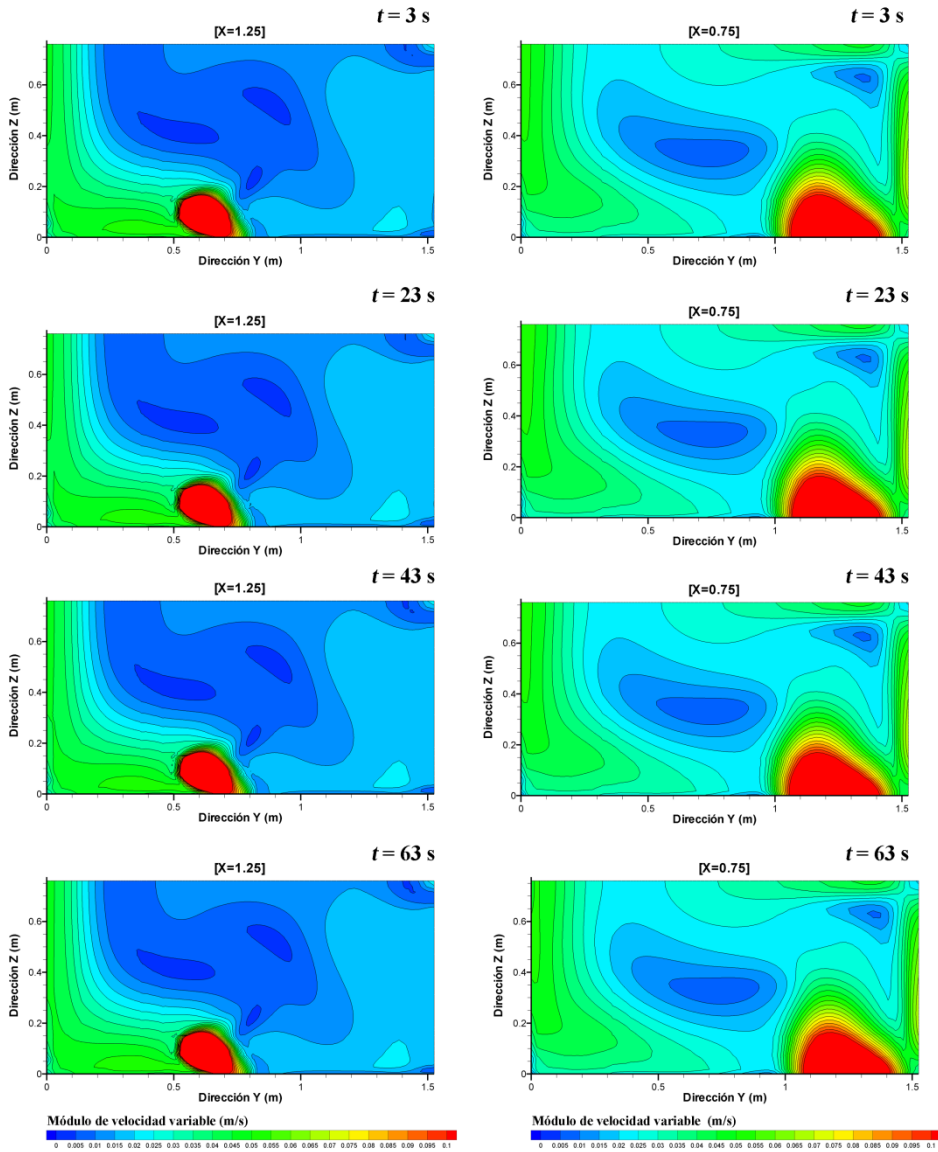


Fig. 6.1 Planos de contorno del módulo de la velocidad variable (U) en la simulación T1_1.

De ser así, se tendrían unas estructuras anisotrópicas que el modelo computacional no consigue reproducir, y se deberían plantear diferentes posibilidades, tales como cambiar el modelo de turbulencia, programar un menor paso de tiempo, mejorar la resolución de la malla, pudiéndose también combinar varias de estas alternativas -una

vez se ha comprobado que un mallado con menor tamaño de celdas no ofrece mejores resultados, cabe cuestionarse un refinamiento de malla en aquellas zonas hidrodinámicamente más complejas. Sin embargo, antes de llevar a cabo estos cambios, sería necesario estudiar la turbulencia con mayor grado de detalle (representando, por ejemplo, la energía cinética turbulenta en diferentes planos) y su variación en el tiempo. En caso de que poder considerar apreciable la energía cinética turbulenta, significaría que el modelo sí tiene en cuenta las fluctuaciones del flujo y por lo tanto sí que influye en el transporte del escalar (aunque no se detecten las fluctuaciones en la velocidad de un paso de tiempo a otro) -nótese que en este caso el modelo de turbulencia estaría influyendo en el transporte por la viscosidad turbulenta que es modelada, μ_t (Ecuación 1.16).

En lo que respecta al depósito de inercia, el proyecto de investigación requería de la implementación de un modelo CFD que, siendo versátil y relativamente poco costoso de simular, también fuera preciso, ya que los procesos de transferencia de calor eran enormemente sensibles a la geometría de la entrada y al caudal de agua, tal como se había comprobado en los trabajos previos (García-Marí et al., 2013). En este caso se trataba pues de completar y ampliar la información proporcionada por los ensayos experimentales y servir de base para programar los subsecuentes ensayos. Las oscilaciones en los valores de temperatura registrados por los termopares superiores en el ensayo realizado con el codo original a mayor caudal (Fig. 3.4), debidas a la turbulencia generada en la entrada, no pudieron ser captadas por las simulaciones debido a que la técnica URANS calcula una solución media temporal en cada uno de los pasos de tiempo. A la vista de los resultados, no ha sido posible describir con precisión el proceso y los efectos del chorro turbulento para el caso E1 (Tabla 3.2) con alto caudal. Probablemente, estas diferencias son debidas a la necesidad de una mejor discretización de la malla de cálculo sobre todo cerca de las condiciones de contorno de entrada. Sin embargo, también podría ser debido al grado de complejidad de los procesos hidrodinámicos y de transferencia de calor en el interior del depósito para el caudal alto. Un mayor control sobre las variables que intervienen en los modelos que resuelven las ecuaciones diferenciales de gobierno (Navier-Stokes y una ecuación de transporte de calor) permitiría clarificar dichos procesos. Una opción, sería entonces la utilización de

modelos LES para esclarecer los procesos internos de la estratificación. Pero, al igual que en el caso anterior, esto iría más allá de los objetivos iniciales de este supuesto y representaría, en este caso, una nueva línea de investigación.

Otras consideraciones destacables al comparar los dos casos del flujo en tanque son:

- En los dos casos se emplea el modelo de turbulencia $k-\varepsilon$, aunque en el tanque de agua potable resultó ser más adecuado el Realizable $k-\varepsilon$, mientras que en el depósito de inercia, lo fue el Standard $k-\varepsilon$. Este último es el más utilizado en simulaciones ingenieriles, es muy robusto y requiere menos tiempo de simulación. Sin embargo, en el caso del tanque de agua potable los resultados se ajustaron mejor a los experimentales con el Realizable $k-\varepsilon$, debido a que este modelo introduce una variación en la formulación que satisface el comportamiento de los esfuerzos cortantes; como resultado, este modelo proporciona predicciones mucho mejores de la dispersión en chorros, mayor habilidad para capturar el flujo medio de estructuras complejas y flujos relacionados con recirculaciones.
- En el caso del tanque de agua potable, se realizaron unas simulaciones RANS que generaron unos resultados preliminares, que fueron utilizados como condiciones iniciales de las simulaciones URANS. En el caso del tanque de agua caliente, este procedimiento no es posible dado que estos ensayos se inician con flujo estático. Esto generó, en este último caso, discrepancias adicionales en el inicio del proceso de carga debido a la inestabilidad del proceso de cálculo hasta alcanzar una convergencia.
- En el tanque de agua potable, se decidió estudiar la trascendencia de emplear una malla estructurada o desestructurada, así como un análisis del tamaño de celda en cada una de estas tipologías. Las mallas desestructuradas pueden elaborarse con algoritmos integrados en los generadores de malla en los que únicamente pueden controlarse los tamaños máximos y mínimos de celda, así como los coeficientes de crecimiento. Con todos los tamaños de celda, los mejores resultados se obtuvieron en todos los casos con las mallas estructuradas. En el tanque de agua caliente no fue necesario probar con mallas desestructuradas debido a que existía un estudio

previo en el marco de la misma línea de investigación (Gasque et al., 2015) que determinaba la idoneidad de una malla estructurada. El criterio de independencia de la malla en el tanque de agua potable se realizó de manera cualitativa, mientras que, en el depósito de inercia, se recurrió a una estimación cuantitativa del error de la malla, una vez más, por el mayor nivel de exigencia en la precisión de los resultados.

- En las simulaciones del tanque de agua caliente, pudo realizarse un estudio de los errores mucho más detallado que en el caso del tanque de agua potable debido a que se disponía de más datos experimentales.
- Finalmente, pese a que en un caso la mezcla inducida por el chorro de entrada era favorable y en el otro no lo era, los modelos de turbulencia eran del mismo tipo y el tratamiento de modelo de pared, idéntico, dando unos resultados suficientemente buenos en ambos casos. Esto indica que el proceso de mezcla en ambos casos está notablemente dominado por la turbulencia del chorro de entrada, pese a que tanto las velocidades del chorro como las velocidades medias en el caso del tanque de agua potable fueran mayores que en el del depósito de inercia.

En los dos casos de estudio del flujo turbulento en meandros, también ha quedado suficientemente argumentado en los correspondientes capítulos el uso de LES. En estos casos se trataba de profundizar en la comprensión del flujo y su influencia en los procesos de mezcla en casos de ingeniería fluvial. La complejidad y nivel de turbulencia requería, según indicaba la bibliografía, de modelos superiores. Los flujos secundarios en meandros son unas estructuras turbulentas anisotrópicas, de gran tamaño, con una gran influencia en la mezcla y éstos no son adecuadamente descritos por las técnicas RANS, siendo requerida una mayor resolución y precisión. Las estructuras grandes dependen principalmente de la geometría del flujo y contienen la mayoría de la energía cinética. La técnica LES se plantea como la solución a muchos problemas de ingeniería en los que RANS no llega a esclarecer los mecanismos del flujo, pero en los que, sin embargo, la aplicación de una simulación con DNS no está justificada. Aun así, debe tenerse en cuenta el hecho de que modelar las escalas más pequeñas de turbulencia, ya de por sí, introduce simplificaciones que pueden afectar a la resolución de las estructuras

de escala grande. No obstante, se considera que, para los dos supuestos estudiados, se obtuvieron unos resultados suficientemente precisos, aunque es necesario plasmar algunas consideraciones en referencia a las limitaciones de los modelos desarrollados. A diferencia de los dos casos del flujo en tanques, en estas simulaciones LES se requirieron menos pruebas numéricas, centrándose el estudio en la independencia de la malla, ya que LES asume menos modelos y simplificaciones que URANS y, además, el esfuerzo computacional es mucho mayor que en esta última. En comparación con las simulaciones URANS, las simulaciones LES llevaron mucho más tiempo en obtener unos resultados finales, pese a que los casos del flujo en meandros eran en flujo permanente. Esto fue debido principalmente a que las mallas requeridas en los casos de los meandros eran de entre cinco y doce veces (según qué caso) superiores en número de celdas a las mallas de los tanques. En este caso, pese al mayor esfuerzo computacional, la elección quedaba justificada porque los objetivos de la línea de investigación se centraban en esclarecer los mecanismos del flujo, y esto no se hubiera podido conseguir con RANS.

Comparando los dos casos de flujo turbulento en meandros, es posible destacar las siguientes cuestiones:

- Las mallas desarrolladas en ambos casos fueron relativamente más gruesas de lo habitual en LES, lo cual repercute positivamente en el esfuerzo computacional. En este sentido, se planteaba la hipótesis de que era posible conseguir unos resultados suficientemente buenos, aumentando la finura de malla en ciertos lugares y disminuyéndola en otros de menor complejidad hidrodinámica. Esta hipótesis ha quedado corroborada a la vista de los resultados mostrados.
- Se decidió en ambos casos simular y estudiar unas geometrías regulares simples. Como se ha argumentado en los Capítulos 4 y 5, debido a la importancia de los flujos secundarios y a la necesidad de una mayor comprensión de los mecanismos y su influencia en los procesos de mezcla, se consideraba necesario iniciar estas investigaciones con estos casos, para más adelante continuar con geometrías variables.

- A excepción de los modelos de malla computacional, el resto de características y modelos, coincidían en ambos casos. La buena concordancia en todos los casos simulados hace concluir que las simplificaciones, modelos y parámetros seleccionados son adecuados para este tipo de flujos y en el estudio de sus procesos de mezcla.

6.3 Simplificaciones y Limitaciones de los Modelos

Para realizar simulaciones CFD puede ser conveniente asumir algunas simplificaciones las cuales, aun conduciendo a una reducción en la complejidad de cálculo, suponen una serie de limitaciones. En los siguientes apartados se desarrolla un resumen de las aproximaciones más relevantes empleadas en los casos de estudio presentados en esta Tesis.

6.3.1 Modelo de Lámina Libre

Se empleó una aproximación de pared rígida sin rozamiento. Esta condición fue empleada en el estudio del tanque de agua potable y en los dos estudios del flujo en meandros. En el estudio del depósito de inercia no se consideró necesario debido a que se trataba de un depósito cerrado sin lámina libre de agua.

En el caso del flujo del tanque de agua potable con una superficie libre de agua, ésta quedó justificada por su uso en estudios similares (Martínez-Solano et al., 2010a) y, en este caso concreto, por no haberse apreciado en el procedimiento experimental oscilaciones ni ondulaciones de la lámina libre de agua en el tanque.

En el caso del flujo en meandros, según estudios anteriores, no resultan errores significativos para el flujo de canales abiertos (Hinterberger, 2004) en los que el número de Froude es inferior a 1, implicando un régimen subcrítico. En el caso del estudio del primer meandro (Chang, 1971), el número de Froude fue de 0.473, mientras que en los casos con inundación (Muto, 1997), el número de Froude fue de 0.359, 0.340 y 0.401 para $Dr = \text{Bankfull}$, $Dr = 0.15$ y $Dr = 0.50$ respectivamente. Tal como se comentó anteriormente, en el estudio del primer meandro, una validación más detallada de perfiles verticales de velocidad en la dirección aguas abajo puede consultarse en Folke et al. (2009). En dicho estudio, puede constatare que las simulaciones tendían a

uniformizar las velocidades en la parte cercana a la lámina libre. Estas discrepancias pudieron resultar por el uso de una malla demasiado gruesa en esa zona y/o a la aproximación a pared rígida sin rozamiento. No obstante, estas discrepancias se pueden considerar de escasa relevancia, mostrando el modelo de pared rígida sin rozamiento, en su conjunto, unos resultados suficientemente satisfactorios como para asumirlo en este caso, principalmente por lo sencillo de implementar y la simplicidad que supone en el cálculo. Por el contrario, en los casos de inundación del segundo estudio de meandros de esta Tesis, la condición de pared rígida sin rozamiento se hace más cuestionable. En los ensayos experimentales de dicho estudio, pudo constatarse que la superficie del agua permanecía principalmente en calma aunque, a veces, en algunos puntos, se veían algunas inclinaciones o perturbaciones, especialmente en la zona de cruce entre el flujo del canal y el flujo de la inundación. Modelar correctamente la lámina libre puede ser fundamental en este tipo de casos a la hora de determinar algunos parámetros, como el esfuerzo cortante en el lecho (Rameshwaran y Naden, 2004b, 2004c). Aunque es cierto que las discrepancias observadas en las Fig. 5.4 y Fig. 5.5 podrían deberse a esta aproximación, la condición de pared rígida sin rozamiento dio una predicción de la velocidad y los flujos secundarios muy precisa. Una predicción del esfuerzo cortante del lecho depende de la bondad del ajuste previo en la predicción de la velocidad y los flujos secundarios. En este tipo de flujos, el esfuerzo cortante en el lecho y las variaciones de la lámina libre deben estar generados mayormente por el flujo secundario y, en estos casos concretos, los flujos secundarios tienen una gran influencia. El hecho de que se obtuviera una reproducción considerablemente acertada de los flujos secundarios, conduce a aceptar tanto la predicción del esfuerzo cortante en el lecho como el modelo de pared rígida sin rozamiento, una vez más, por su sencillez y simplicidad de cálculo. Aunque se consideran unos resultados suficientemente precisos, un estudio de la influencia de la finura de malla en esa zona permitiría obtener unas conclusiones más precisas.

6.3.2 Modelo de Capa Límite

En todos los casos de estudio de esta Tesis, las mallas no eran lo suficientemente finas como para resolver la capa límite, lo cual hubiera requerido de un esfuerzo

computacional innecesario. El uso de mallas relativamente gruesas cerca de las paredes fue compensado en todo caso con el uso de modelos de pared.

Tal como se explicó en el epígrafe 1.7.3, en los dos estudios del flujo en tanques de agua se utilizó un modelo conocido como “doble capa de altos y bajos y^+ ” (*Two-Layer All y^+ Wall Treatment*; para más información véase CD-Adapco (2010)). Este modelo combina la formulación de los modelos “Altos y^+ ” y “Bajos y^+ ”. Tanto en el modelo del tanque de agua potable como en el modelo del depósito de inercia, se realizaron pruebas numéricas con los ya mencionados modelos de pared que ofrece el programa de simulación Star CCM+, no habiéndose obtenido mejores resultados.

En los dos estudios del flujo en meandros, para realizar simulaciones LES suficientemente precisas con mallas relativamente gruesas, también se emplearon modelos de pared. En el lecho del canal y las paredes del mismo para las simulaciones del flujo en meandros ha sido utilizado el modelo de pared Werner-Wengle (Werner y Wengle, 1993) (ver Capítulo 1). En estos casos, no se realizaron pruebas numéricas, dado que los modelos se basaban en estudios anteriores en los que se había empleado la técnica LES en casos similares (e.g. Folke et al., 2009). La hipótesis de partida quedó respaldada porque los resultados de las simulaciones obtenidos fueron bastante buenos.

6.3.3 Modelo del Flujo en Canales

La fuerza causante del movimiento en todas las simulaciones de los casos del flujo en meandros aquí tratados, corresponde a un gradiente de presión que se incluía en las ecuaciones de Navier-Stokes y se corregía cada paso de tiempo con la finalidad de conseguir una velocidad media asignada del flujo en cada caso. Esta aproximación ha sido empleada con buenos resultados en estudios del flujo con lámina libre (e.g. Folke et al., 2009; Palau-Salvador et al., 2011; García-Villalba et al., 2014) y es aceptada en esta Tesis por los buenos resultados obtenidos con las simulaciones de todos los casos de canales al ser comparados con los datos experimentales.

6.3.4 Modelo de Flujo Periódico

En las simulaciones de los estudios de meandros, se introdujeron condiciones de contorno periódicas. Con esta aproximación, se omite la difícil formulación que implicaría una entrada del dominio con condiciones de flujo no periódico, disminuyendo

de este modo los costes computacionales. Debido a las condiciones periódicas de las curvas conseguidas en el canal de los experimentos de los meandros, era necesario introducir alguna simplificación que aproximara el modelo a un canal infinito. Los buenos resultados obtenidos en las simulaciones y el hecho de que se obtuvieran unos perfiles de velocidad simétricos en la entrada y salida del meandro computacional en todos los casos indica que la simplificación asumida era suficiente.

6.4 Discusión General de Flujo y Manejo en Tanques de agua

En el caso del tanque de agua potable, era deseable una mezcla mayor y homogénea. La velocidad del chorro (U_{jet}) variaba entre $0.63 - 5.7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, con un R_{jet} entre $9860 - 88736$. No obstante, el modelo CFD empleado tiene una aplicabilidad limitada por el momento, ya que el tanque estudiado es un modelo de laboratorio a escala 1:4 respecto de un tanque real en Karlsruhe (Alemania), de sección rectangular, abierto en su parte superior, y operando con un caudal de entrada constante e igual al caudal de salida (flujo permanente). Este modelo físico de tanque de agua potable representa el primer prototipo de los que se pretendía desarrollar a lo largo del proyecto de investigación en el marco del convenio con Aguas de Karlsruhe. Como puede constatarse, se trata de un tanque cuyas dimensiones son reducidas. No obstante, el objetivo consistía en comenzar por modelos pequeños, más simples y manejables, para luego continuar con escalas más grandes. La aplicación de este modelo a un tanque similar, pero de mayores dimensiones, implicaría un cambio sustancial de escala por lo que debería ir acompañada de una validación con datos experimentales, no sólo para evaluar la bondad del modelo, sino para confirmar su extrapolabilidad a una escala mayor. Por último, el modelo tampoco sería adecuado para simular otro tipo de tanques en flujo no permanente, como en operaciones de llenado y vaciado, con los que deberían plantearse otras soluciones como un modelo de flujo bifásico aire-agua.

En las simulaciones del depósito de inercia, la mezcla inducida por la entrada resultaba ser un gran inconveniente para la estratificación, por lo que no era deseable. Las velocidades del chorro de entrada (U_{jet}) variaban entre $0.042 - 0.53 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. El número de Reynolds a la entrada (R_{jet}) estaba entre $8877 - 23709$. Tanto el número de Reynolds a la entrada, como las velocidades del chorro de entrada y en todo el dominio

hidráulico en general eran claramente menores en comparación con el estudio del tanque de agua potable. El modelo CFD estaba basado en un estudio previo (Gasque et al., 2015) de un depósito de inercia de reducido tamaño (600 x 280 x 100 mm) con una capacidad de 16.8 L de agua, con el que se obtuvieron unos resultados muy ajustados a los datos experimentales. De este modo, queda probada la aplicabilidad del modelo utilizado con este tipo de flujos y dominios hidráulicos. No obstante, quedaría pendiente probar el modelo con diferentes condiciones de funcionamiento, como durante una descarga, recarga o una carga con temperatura de entrada variable. Es necesario remarcar que, aunque queda demostrada la extrapolabilidad y aplicabilidad del modelo dentro de los caudales y geometrías estudiadas, un cambio de geometrías o condiciones de funcionamiento fuera de los límites estudiados haría necesaria una validación para evaluar la fiabilidad del modelo; de lo contrario, deben tratarse los datos simulados con prudencia y tener siempre en cuenta que son meras predicciones.

En el caso del tanque de agua potable, una modificación de la orientación horizontal de la boquilla de entrada inducía una alteración de la capacidad de mezcla en las simulaciones. En el depósito de inercia, una modificación de la orientación del codo de entrada (de horizontal a vertical), supuso una mejora en la estratificación obtenida con el modelo. En ambos casos del flujo en tanques de agua, la reorientación del chorro de entrada condujo a un cambio en la estructura del flujo con apreciables cambios en los niveles de mezcla, lo cual indica que este parámetro, de fácil implementación en la práctica, tiene gran trascendencia. Además, en las simulaciones de ambos estudios, un aumento del caudal de entrada generaba un aumento en el nivel de mezcla. En referencia al caso concreto del depósito de inercia, el nivel de estratificación no sólo era sensible a la dirección del chorro de entrada, sino que los cambios en el perfil de velocidad de la sección de entrada inducían considerables cambios en el proceso de mezcla. Las simulaciones muestran que el hecho de laminar el perfil de velocidad y dirigir el chorro hacia arriba del depósito puede reducir la influencia en la estratificación de un caudal alto para el codo original de entrada. No obstante, las simulaciones también confirmaron la conveniencia del uso de un difusor cónico de bronce sinterizado como elemento de entrada en un depósito de inercia térmica, no sólo por su menor nivel de mezcla en

comparación con el resto de casos estudiados, sino porque reduce las diferencias entre caudales altos y bajos.

6.5 Discusión General de Flujo Turbulento en Meandros

En el caso del meandro sin inundación y dispersión de un escalar pasivo en tres puntos de control, ha podido comprobarse la considerable influencia de los flujos secundarios, de modo que la mezcla de un escalar queda claramente controlada por la recirculación principal del flujo secundario. La evolución de la recirculación principal y la secundaria a lo largo del canal juega un papel muy importante en dicha mezcla, induciendo una mayor mezcla cuando el escalar es inyectado en el centro del canal.

En relación al meandro con inundación, la hipótesis de partida estaba en la misma línea que en el estudio anterior: los flujos secundarios generados después de las inundaciones en meandros también son determinantes en los procesos de mezcla. La estructura del flujo y el desarrollo de los flujos secundarios han podido mostrarse con mayor resolución que en los experimentos. Sin embargo, no se disponía de datos experimentales de la mezcla de un escalar que permitiera profundizar en el proceso de mezcla, pero se pudieron extraer algunas conclusiones del proceso de mezcla entre el flujo de la inundación y el meandro.

Sin embargo, todas las geometrías de canales estudiadas en esta Tesis son muy estrechas en comparación con las geometrías de los ríos naturales, los cuales suelen ser muy poco profundos. Los canales estrechos muestran considerables diferencias en la estructura del flujo comparados con los canales naturales (Booij, 2003; Van Balen et al., 2009, 2010). Por ejemplo, la turbulencia generada en las paredes laterales afecta al flujo significativamente, introduciendo recirculaciones incluso para secciones rectas. No obstante, la relevancia de esta Tesis radica en que se han investigado mediante simulación numérica los procesos hidrodinámicos en meandros antes y después de una inundación, los cuales son importantes en ríos naturales, pero comenzando por condiciones más simples y controladas. En el caso del meandro con inundación, como ya se ha comentado, los mecanismos principales del flujo (Muto, 1997; Shiono and Muto, 1998) son la capa cortante horizontal entre el flujo de la inundación y el canal principal, los flujos secundarios con cambio de su sentido de giro, y la expansión y

contracción del flujo. Entre los ensayos realizados por Muto (1997), también se encuentra un canal trapezoidal con inundación de proporciones y condiciones muy parecidas a los casos simulados en esta Tesis. Los resultados de los ensayos referenciados mostraron que dichos mecanismos del flujo también aparecían en un meandro de geometría trapezoidal. Estos mecanismos deben ser básicamente los mismos tanto en canales experimentales simples como en ríos naturales y son descritos apropiadamente por las simulaciones presentadas en esta Tesis, lo cual indica que probablemente los modelos empleados reproducen adecuadamente el flujo en canales con una geometría más compleja. Además, aunque en esta Tesis se muestra la reproducción del flujo en canales de geometría simple con pared lisa, es necesario plantear si los modelos empleados tienen aplicación a casos más prácticos y complejos, como canales con pared rugosa o con vegetación. Algunos estudios, como por ejemplo el de Sanjou y Nezu (2010), muestran simulaciones con LES del flujo en canales con plano de inundación con vegetación, lo cual indica que esta técnica es adecuada cuando es aplicada a geometrías más complejas. En este sentido, son necesarios trabajos futuros empleando los modelos obtenidos en esta Tesis a geometrías más reales y complejas y corroborar si los principales mecanismos del flujo son los mismos que los aquí descritos. Sin embargo, es importante remarcar una vez más que nuevas simulaciones deben de ir acompañadas de datos experimentales que validen dicha aplicabilidad.

Por otro lado, tal como muestran los dos trabajos que tratan el estudio del flujo en meandros en la presente Tesis, la turbulencia tiene una gran influencia en las estructuras del flujo, y por lo tanto también en los procesos de mezcla. En este sentido, tal como apuntaron Stoesser et al. (2008), un mejor entendimiento de las estructuras coherentes instantáneas puede ser de gran importancia en el estudio de procesos turbulentos hidrodinámicamente complejos, como la interacción del flujo con el transporte de sedimentos o, en este caso, la interacción del flujo de la inundación con el canal principal. Sin embargo, debido a que las estructuras coherentes tienen una fuerte variación temporal y espacial, éstas son difíciles de identificar experimentalmente. Un flujo turbulento se caracteriza por un conjunto de recirculaciones o estructuras turbulentas de varios tamaños que, aunque caóticas, conservan cierto orden y periodicidad en su comportamiento. Así, una estructura turbulenta se genera, expande y

decrece a lo largo del tiempo y el espacio. Tal como plantean Fröhlich y Rodi (2004), se puede tener una idea del comportamiento de las estructuras turbulentas de mayor escala visualizando con LES el desarrollo temporal de las iso-superficies de la fluctuación de la presión $p' = (p - \langle p \rangle)$. En consecuencia, esta última premisa sienta las bases del siguiente paso seguido en esta línea de investigación. En la Fig. 6.2 se muestran para el caso $Dr = 0.15$ (Tabla 5.2) algunas vistas de dichas iso-superficies. El tiempo mostrado en los gráficos ha sido definido en un momento arbitrario en cada caso. Se eligió para generar las iso-superficies el valor de $p = -0.05$, ya que este valor representa aproximadamente las estructuras turbulentas de mayor escala (Fröhlich y Rodi, 2004) y son energéticamente dominantes. La zona contemplada se acotó al tramo recto del meandro y a la entrada y salida de la curva, junto con parte del plano de inundación. Se seleccionó esta zona porque en ella se advirtieron los mayores efectos de turbulencia e interacción entre flujos. Este criterio de visualización para estudiar la turbulencia es orientativo y, por supuesto, cualitativo, pero da una idea muy ilustrativa del comportamiento de las estructuras turbulentas.

Al observar los contornos de la Fig. 6.2, puede apreciarse el modo en que se produce la expansión del flujo del plano de inundación al introducirse en el dominio del meandro. La zona del tramo recto del meandro está dominada por estructuras turbulentas que ocupan la mayor parte de la sección, pudiendo percibirse el modo en el que estas estructuras viajan a lo largo del canal desde el margen izquierdo al derecho. También se advierte el modo en el que se produce una generación de estructuras turbulentas que salen del meandro a la entrada de la curva siguiente y hacia el plano inundado. Finalmente puede adivinarse cómo se produce la contracción del flujo, como ya se apuntó anteriormente, por los márgenes exteriores a la salida de las curvas. Observando las imágenes puede comprobarse a la entrada de la curva, Secciones No.07, No.09 y No.11 (Fig. 5.1), la formación de unas estructuras en el plano de inundación que aparecen y desaparecen cada cierto tiempo.

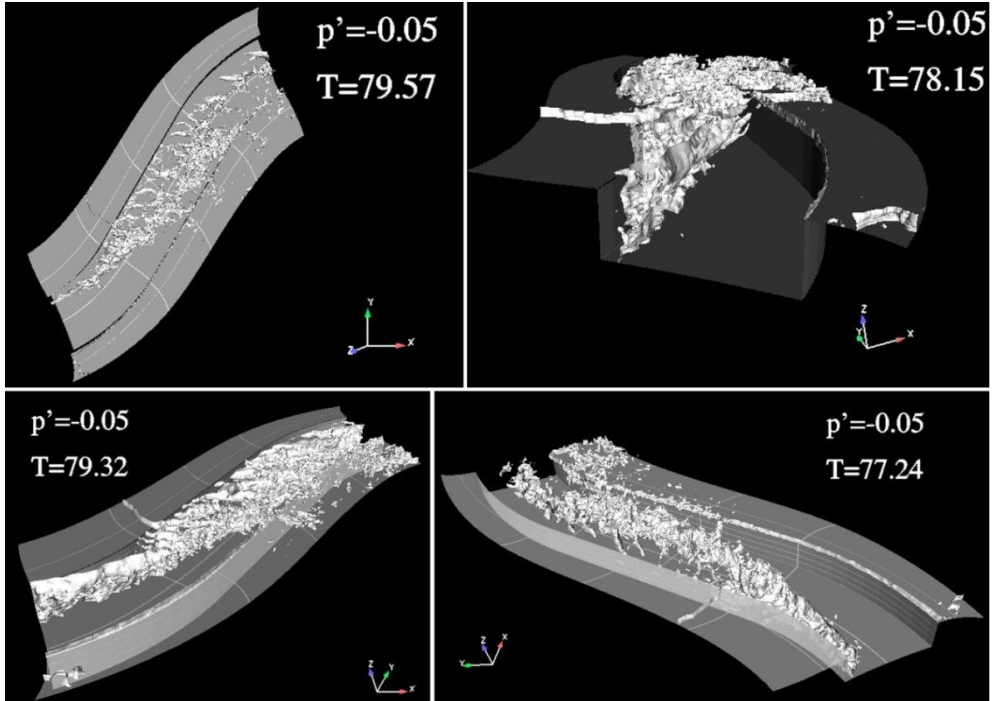


Fig. 6.2 Vistas de los contornos de fluctuaciones de presión para el caso $Dr = 0.15$ en el tramo recto del meandro junto con la salida de la primera curva y entrada de la siguiente.

Capítulo 7 Conclusiones

A continuación se exponen las conclusiones a las que se ha llegado en relación con los objetivos planteados en el apartado 1.2.

En esta Tesis Doctoral se utilizan las técnicas CFD para el estudio y caracterización de procesos de mezcla en flujos turbulentos de interés en el campo de la ingeniería hidráulica y la mecánica de fluidos medioambiental. Concretamente, se han analizado cuatro casos que se pueden agrupar en dos tipos de procesos de mezcla hidrodinámicamente muy complejos: los dominados por un chorro turbulento de entrada en un tanque de agua, y los dominados por las estructuras turbulentas debidas a la propia geometría curva de los canales con forma de meandro.

Se ha mostrado la necesidad de validar los modelos CFD con técnicas experimentales para poder asegurar la obtención de modelos robustos y fiables.

Los modelos CFD desarrollados reproducen y describen muy satisfactoriamente el flujo en los cuatro casos de estudio.

En relación a los objetivos específicos, se destacan las siguientes conclusiones:

- Se ha desarrollado un procedimiento para el estudio y caracterización de la dinámica de fluidos de los procesos de mezcla en tanques de agua potable. Los resultados derivados de la aplicación de técnicas computacionales se han validado a partir de datos experimentales. La técnica URANS ha resultado adecuada para analizar numéricamente el flujo en tanques de agua potable. El procedimiento puede utilizarse en el diseño y mejora de las características de estos elementos. En este estudio se concluye que una ligera modificación de las condiciones geométricas de los parámetros de entrada en el tanque de agua potable, como por ejemplo la orientación del difusor, genera cambios sustanciales en la estructura del flujo. A su vez, estos cambios inducen una modificación en los procesos de mezcla, y se constata que, sin gasto adicional, simplemente girando el difusor, se puede mejorar la capacidad de mezcla.

- Los resultados de las simulaciones aplicando la técnica URANS en el depósito de inercia han permitido determinar la distribución de temperatura en cualquier punto del dominio computacional, lo cual supone una mejora sustancial en la resolución espacial respecto de los datos experimentales. A partir de las simulaciones una vez validadas, se ha caracterizado el proceso de estratificación con mayor grado de detalle. Además, el modelo se ha utilizado para estudiar la influencia de algunas variantes en las configuraciones de los dispositivos de entrada con la intención de mejorar el funcionamiento observado en los casos iniciales. El nivel de estratificación térmica en el tanque de agua caliente se veía afectado sobre todo por la dirección y el perfil de velocidad del chorro a la entrada. En este sentido, la influencia en el flujo y la desestratificación debida a la entrada de agua por el codo original podría reducirse con las configuraciones de entrada propuestas. Por otra parte, las simulaciones confirmaron los resultados experimentales en los que se había determinado que el nivel de estratificación alcanzado era mayor con un difusor cónico sinterizado de bronce, sugiriendo la conveniencia de usar estos dispositivos de entrada no sólo porque mejoraran la estratificación, sino porque también reducen las diferencias entre caudales altos y bajos.
- La técnica LES ha resultado idónea para el estudio en profundidad del flujo y la turbulencia en el primer canal con meandros, incluso con el empleo de mallas relativamente gruesas en las simulaciones. La mayor influencia de los flujos secundarios (resultado de la forma curva del canal) sobre el proceso de mezcla ha sido clarificada. Se ha dado una visión mucho más completa del flujo instantáneo, turbulencia y concentraciones instantáneas de un escalor liberado en un meandro. Con los datos computacionales, se ha caracterizado la física de este tipo de flujos. En el caso particular analizado, se muestra cómo dos recirculaciones a lo largo del canal influyen considerablemente en el transporte y la mezcla transversal de los escalares. Los resultados han mostrado que la mezcla cuando el escalor es liberado en el centro del meandro es mucho mayor que si ésta se produce cerca de los márgenes.
- La técnica LES ha demostrado ser muy eficaz a la hora de obtener información sobre el flujo y la turbulencia en canales con meandros según la altura de la

inundación, habiéndose obtenido unos resultados acordes a los datos experimentales disponibles. Igualmente, el uso de mallas relativamente gruesas pudo contribuir a una reducción en el esfuerzo computacional, dando buenos resultados. La compleja interacción y el proceso de mezcla entre el flujo de la inundación y el del canal ha podido ser observada con mayor claridad. Los resultados muestran cómo el comportamiento del flujo en el canal cambia drásticamente en cuanto comienza a interactuar con el plano de inundación, incluso con alturas muy pequeñas. Además, se ha podido relacionar el proceso de mezcla (mezcla del flujo e intercambio de flujo) entre el flujo de la inundación y el del canal con otros procesos fluviales, como los erosivos o el transporte de sedimentos.

Capítulo 8 Recomendaciones para Líneas de Investigación Futuras

Para finalizar esta Tesis Doctoral, a partir de las conclusiones y de la discusión general previa, es posible aportar algunas recomendaciones para líneas de trabajos futuros, cuyo desarrollo puede mejorar el conocimiento de los procesos de mezcla y su estudio con técnicas CFD:

- La validación presentada en el tanque de agua potable podría ser completada con un estudio experimental más detallado. El proceso de validación es uno de los aspectos más importantes en una investigación CFD ya que permite verificar los modelos matemáticos empleados, establecer las incertidumbres y, en conjunto, conocer más profundamente el flujo. Además, a la hora de estimar la incertidumbre del modelo hidrodinámico no parece muy riguroso emplear únicamente la curva de dilución en la salida, quedando pendiente una validación más completa del flujo. Sin embargo, debido a un desfase entre el equipo experimental y el computacional, no se pudo llevar a cabo una validación más detallada programada dentro del plazo de presentación de esta Tesis. Sería conveniente completar los datos experimentales con, por ejemplo, medidas de la velocidad dentro del tanque. Estos datos permitirían llevar a cabo una validación más completa y fidedigna de los modelos, al mismo tiempo que esclarecerían las incertidumbres acerca del comportamiento real del flujo.
- En el caso del tanque acumulador de agua caliente, los efectos del chorro turbulento para el codo original con alto caudal mostraban diferencias entre los datos experimentales y los resultados con URANS, cuyas curvas de evolución de la temperatura con el tiempo eran más suaves. Una nueva línea de investigación que profundizara más en los procesos internos de la estratificación en los prototipos

propuestos requeriría una optimización de la malla y/o un mayor control sobre las variables que intervienen en los modelos. Sería conveniente entonces estudiar si un mayor refinamiento de malla cerca de las condiciones de contorno de entrada produce mejora en los datos simulados y, en última instancia, la utilización de modelos LES. Además, el estudio de la eficiencia de carga fue realizado con un índice basado en el primer principio de la termodinámica, de manera que sólo evalúa la cantidad de energía almacenada, por lo que serían convenientes futuras investigaciones para evaluar la calidad de la energía almacenada.

- Una vez demostrada la idoneidad del empleo de LES en el estudio del flujo en un canal con meandros, sería conveniente seguir trabajando en validaciones más detalladas del modelo de transporte con datos experimentales de dispersión de escalares precisos y de mayor resolución. Además, los datos experimentales fueron tomados en un laboratorio donde todas las condiciones de contorno eran conocidas y controladas, tratándose en todo caso de una geometría rectangular simple. En el futuro, este modelo debería aplicarse a geometrías más naturales con el fin de seguir comprendiendo más profundamente los procesos de mezcla en medios más próximos a la realidad.
- De igual modo que en el caso del canal con meandro sin inundación, aplicar la técnica en casos más cercanos a la realidad, geometrías naturales, con vegetación y lechos erosionables, es preciso, entre otras cosas, para confirmar las estructuras y mecanismos del flujo. En este sentido, es necesario esclarecer si la configuración simulada es representativa de los meandros inundables encontrados en la naturaleza. No obstante, de la literatura se percibe que el cambio de geometrías en meandros inundados influye en el comportamiento del flujo, pero los mecanismos de producción de turbulencia parecen ser los mismos.

Referencias Bibliográficas

- Alizadeh, S., 1999. An experimental and numerical study of thermal stratification in a horizontal cylindrical solar storage tank. *Sol. Energy* 66, 409–421. doi:10.1016/S0038-092X(99)00036-5
- Ananyan, A.K., 1957. “Dvizhenie zhidkonsti na povorote vodovoda” Erevan: Izd. Akad. Nauk. Arm. SSR [Transl. 1965 “Fluid Flow in Bends of Conduits.” Jerusalem: Israel Program Sci. Transl.].
- Andersen, E., Furbo, S., Fan, J., 2007. Multilayer fabric stratification pipes for solar tanks. *Sol. Energy* 81, 1219–1226. doi:10.1016/j.solener.2007.01.008
- Anderson, J.D., 1995. *Computational Fluids Dynamics: The Basics With Applications*. McGraw-Hill, Inc., New York, USA.
- Armstrong, P., Ager, D., Thompson, I., McCulloch, M., 2014. Improving the energy storage capability of hot water tanks through wall material specification. *Energy* 78, 128–140. doi:10.1016/j.energy.2014.09.061
- Ascanio, M.F., Kennedy, J.F., 1983. Flow in alluvial-river curves. *J. Fluid Mech.* 133, 1–16. doi:10.1017/S0022112083001755
- Aviv, A., Blyakhman, Y., Beeri, O., Ziskind, G., Letan, R., 2009. Experimental and Numerical Study of Mixing in a Hot-Water Storage Tank. *J. Sol. Energy Eng.* 131, 011011–011011. doi:10.1115/1.3028043
- Bahnfleth, W.P., Musser, A., 1998. Thermal performance of a full-scale stratified chilled-water thermal storage tank. Presented at the ASHRAE Transactions, pp. 377–388.
- Bahnfleth, W.P., Song, J., 2005. Constant flow rate charging characteristics of a full-scale stratified chilled water storage tank with double-ring slotted pipe diffusers. *Appl. Therm. Eng.* 25, 3067–3082. doi:10.1016/j.applthermaleng.2005.03.013
- Blanckaert, K., 2009. Saturation of curvature-induced secondary flow, energy losses, and turbulence in sharp open-channel bends: Laboratory experiments, analysis, and modeling. *J. Geophys. Res. Earth Surf.* 114, F03015. doi:10.1029/2008JF001137
- Blanckaert, K., 2002a. Secondary currents measured in sharp open-channel bends, in: *Proc. River Flow 2002*. Louvain, Belgium.
- Blanckaert, K., 2002b. Flow and turbulence in sharp open-channel bends. *J Hydr Engng* 127, 835–847.
- Blanckaert, K., De Vriend, H.J., 2004. Secondary flow in sharp open-channel bends. *J. Fluid Mech.* 498, 353–380. doi:10.1017/S0022112003006979
- Blanckaert, K., Duarte, A., Chen, Q., Schleiss, A.J., 2012. Flow processes near smooth and rough (concave) outer banks in curved open channels. *J. Geophys. Res. Earth Surf.* 117, F04020. doi:10.1029/2012JF002414
- Blanckaert, K., Graf, W.H., 2004. Momentum Transport in Sharp Open-Channel Bends. *J. Hydraul. Eng.* 130, 186–198. doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2004)130:3(186)
- Blanckaert, K., Graf, W.H., 2001a. Non-linear model for secondary circulation and transversal bottom slope in sharp bends, in: *Proc. 2th-RCEM-Congr. Obihiro*.

- Blanckaert, K., Graf, W.H., 2001b. Mean Flow and Turbulence in Open-Channel Bend. *J. Hydraul. Eng.* 127, 835–847. doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2001)127:10(835)
- Blocken, B., Gualtieri, C., 2012. Ten iterative steps for model development and evaluation applied to Computational Fluid Dynamics for Environmental Fluid Mechanics. *Environ. Model. Softw.* 33, 1–22. doi:10.1016/j.envsoft.2012.02.001
- Booij, R., 2003. Measurements and large eddy simulations of the flows in some curved flumes. *J. Turbul.* 4, N8. doi:10.1088/1468-5248/4/1/008
- Booij, R., 1995. Eddy Laser Doppler measurements and turbulence modeling of the flow in a curved flume, in: Proc. 1995 ASME/JSME Fluid Eng. And 6 Th Int. Laser Anemometry Conf.: Laser Anemometry (Hilton Head, SC).
- Booij, R., Tukker, J., 1996. 3-Dimensional Laser-Doppler Measurements in a Curved Flume, in: Adrian, R.J., Durão, D.F.G., Durst, F., Heitor, M.V., Maeda, M., Whitelaw, J.H. (Eds.), *Developments in Laser Techniques and Applications to Fluid Mechanics*. Springer Berlin Heidelberg, pp. 98–114. doi:10.1007/978-3-642-79965-5_7
- Boulos, B.F., Altman, T., Jarrige, P.A., Collevati, F., 1994. A discrete simulation approach for network water quality models. *J. Water Resour. Plan. Manag.* 121, 49–60.
- Boussinesq, J., 1868. Mémoire sur l'influence des frottements dans les mouvements réguliers des fluids. *J Math Pures Appl* 13, 377–424.
- Boxall, J.B., Guymmer, I., 2003. Analysis and Prediction of Transverse Mixing Coefficients in Natural Channels. *J. Hydraul. Eng.* 129, 129–139. doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2003)129:2(129)
- Breuer, M., Rodi, W., 1996. Large Eddy Simulation for Complex Turbulent Flows of Practical Interest, in: Hirschel, P.D.E.H. (Ed.), *Flow Simulation with High-Performance Computers II, Notes on Numerical Fluid Mechanics (NNFM)*. Vieweg+Teubner Verlag, pp. 258–274. doi:10.1007/978-3-322-89849-4_19
- Breuer, M., Rodi, W., 1994. Large-Eddy Simulation of Turbulent Flow through a Straight Square Duct and a 180° Bend, in: Voke, P.R., Kleiser, L., Chollet, J.-P. (Eds.), *Direct and Large-Eddy Simulation I, Fluid Mechanics and Its Applications*. Springer Netherlands, pp. 273–285. doi:10.1007/978-94-011-1000-6_24
- Brevis, W., García-Villalba, M., Niño, Y., 2014. Experimental and large eddy simulation study of the flow developed by a sequence of lateral obstacles. *Environ. Fluid Mech.* 14, 873–893. doi:10.1007/s10652-013-9328-x
- Carling, P.A., Cao, Z.X., Ervine, D.A., 2002a. Flood plain contribution to open channel flow structure, in: Dyer, F.J., Thoms, M.C., Olley, J.M. (Eds.), *Structure, Function and Management Implications of Fluvial Sedimentary Systems*. Int Assoc Hydrological Sciences, Wallingford, pp. 227–237.
- Carling, P.A., Cao, Z.X., Holland, M.J., Ervine, D.A., Babaeyan-Koopaei, K., 2002b. Turbulent flow across a natural compound channel. *Water Resour. Res.* 38, 1270. doi:10.1029/2001WR000902
- Castell, A., Medrano, M., Solé, C., Cabeza, L.F., 2010. Dimensionless numbers used to characterize stratification in water tanks for discharging at low flow rates. *Renew. Energy* 35, 2192–2199. doi:10.1016/j.renene.2010.03.020
- CD Adapco, 2011. *Star-CCM+ (6.04.014) User's Guide*. New York, USA.

- CD-Adapco, 2010. Star-CCM+ (5.04.006) User's Guide. New York, USA.
- Celik, I.B., Ghia, U., Roache, P.J., Freitas, C.J., Coleman, H., Raad, P.E., 2008. Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications. *J. Fluids Eng.* 130, 078001–078001.
- Chan, A.M.C., Smereka, P.S., Giusti, D., 1983. A Numerical Study of Transient Mixed Convection Flows in a Thermal Storage Tank. *J. Sol. Energy Eng.* 105, 246–253. doi:10.1115/1.3266374
- Chang, Y., 1971. Lateral mixing in meandering channels (Ph.D.). The University of Iowa.
- Christensen, H.B., 1999. Secondary turbulent flow in an infinite bend. *Iahr Symp. River Coast. Estuar. Morphodynamics.*
- Chung, J.D., Cho, S.H., Tae, C.S., Yoo, H., 2008. The effect of diffuser configuration on thermal stratification in a rectangular storage tank. *Renew. Energy* 33, 2236–2245. doi:10.1016/j.renene.2007.12.013
- Clark, R.M., Goodrich, J.A., Wymer, L.J., 1993. Effect of the distribution system on the water quality. *J. AQUA* 42, 30–38.
- Constantinescu, G., Kashyap, S., Tokyay, T., Rennie, C.D., Townsend, R.D., 2013. Hydrodynamic processes and sediment erosion mechanisms in an open channel bend of strong curvature with deformed bathymetry. *J. Geophys. Res. Earth Surf.* 118, 480–496. doi:10.1002/jgrf.20042
- Cònsul, R., Rodríguez, I., Pérez-Segarra, C.D., Soria, M., 2004. Virtual prototyping of storage tanks by means of three-dimensional CFD and heat transfer numerical simulations. *Sol. Energy* 77, 179–191. doi:10.1016/j.solener.2004.04.009
- Cristofari, C., Notton, G., Poggi, P., Louche, A., 2003. Influence of the flow rate and the tank stratification degree on the performances of a solar flat-plate collector. *Int. J. Therm. Sci.* 42, 455–469. doi:10.1016/S1290-0729(02)00046-7
- Cruickshank, C.A., Harrison, S.J., 2010. Heat loss characteristics for a typical solar domestic hot water storage. *Energy Build.* 42, 1703–1710. doi:10.1016/j.enbuild.2010.04.013
- Dahm, W.J.A., Dimotakis, P.E., 1990. Mixing at large Schmidt number in the self-similar far field of turbulent jets. *J. Fluid Mech.* 217, 299–330.
- De Césaro, R.O., Krenzinger, A., Vielmo, H.A., 2003. Comparison between models for the simulation of hot water storage tanks. *Sol. Energy* 75, 121–134. doi:10.1016/j.solener.2003.07.009
- De Marchis, M., Napoli, E., 2008. The effect of geometrical parameters on the discharge capacity of meandering compound channels. *Adv. Water Resour.* 31, 1662–1673. doi:10.1016/j.advwatres.2008.07.014
- De Vriend, H.J., 1981. Steady flow in shallow channel bends (No. Rep. No.81-3). *Lab. Fluid Mech., Dept. of Civ. Engrg., Delft, University of Technology, The Netherlands.*
- Deardorff, J.W., 1970. A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.* 41, 453–480. doi:10.1017/S0022112070000691
- Demuren, A.O., Rodi, W., 1986. Calculation of flow and pollutant dispersion in meandering channels. *J. Fluid Mech.* 172, 63–92. doi:10.1017/S0022112086001659

- Demuren, A.O., Rodi, W., 1984. Calculation of turbulence-driven secondary motion in non-circular ducts. *J. Fluid Mech.* 140, 189–222. doi:10.1017/S0022112084000574
- Denev, J.A., Fröhlich, J., Bockhorn, H., 2009. Large eddy simulation of a swirling transverse jet into a crossflow with investigation of scalar transport. *Phys. Fluids 1994-Present* 21, 015101. doi:10.1063/1.3054148
- Dinçer, I., Rosen, M., 2002. *Thermal Energy Storage: Systems and Applications*, İbrahim Dinçer, Marc A. Rosen. ed. John Wiley & Sons, New York, USA.
- Efron, B., Tibshirani, R., 1994. *An Introduction to the Bootstrap*. Chapman & Hall/CRC.
- Einstein, H.A., Harder, J.A., 1954. Velocity distribution and the boundary layer at channel bends. *Eos Trans. Am. Geophys. Union* 35, 114–120. doi:10.1029/TR035i001p00114
- Elder, J.W., 1959. The dispersion of marked fluid in turbulent shear flow. *J. Fluid Mech.* 5, 544–560. doi:10.1017/S0022112059000374
- Engel, F.L., Rhoads, B.L., 2016. Three-dimensional flow structure and patterns of bed shear stress in an evolving compound meander bend. *Earth Surf. Process. Landf.* 41, 1211–1226. doi:10.1002/esp.3895
- Engelund, F., 1974. Flow and Bed Topography in Channel Bends. *J. Hydraul. Div.* 100, 1631–1648.
- Ervine, D.A., Ellis, J., 1987. Experimental and computational aspects of overbank floodplain flow. *Earth Environ. Sci. Trans. R. Soc. Edinb.* 78, 315–325. doi:10.1017/S0263593300011251
- Ervine, D.A., Willetts, B.B., Sellin, R.H.J., Lorena, M., 1993. Factors Affecting Conveyance in Meandering Compound Flows. *J. Hydraul. Eng.-ASCE* 119, 1383–1399.
- Fischer, H.B., 1969. The effect of bends on dispersion in streams. *Water Resour. Res.* 5, 496–506. doi:10.1029/WR005i002p00496
- Folke, F., Moncho-Esteve, I., García-Villalba, M., Braun, C., Palau-Salvador, G., 2009. Large eddy simulation of flow in meandering open channels. Presented at the 33rd International Association of Hydraulic Engineering & Research (IAHR) Biennial Congress, Vancouver.
- Frisch, U., 1995. *Turbulence*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Fröhlich, J., García-Villalba, M., Rodi, W., 2007. Scalar Mixing and Large-Scale Coherent Structures in a Turbulent Swirling Jet. *Flow Turbul. Combust.* 80, 47–59. doi:10.1007/s10494-007-9121-3
- Fröhlich, J., Rodi, W., 2004. LES of the flow around a circular cylinder of finite height. *Int. J. Heat Fluid Flow* 25, 537–548.
- Furbo, S., Vejen, N.K., Shah, L.J., 2005. Thermal performance of a large low flow solar heating system with a highly thermally stratified tank. *J. Sol. Energy Eng.-Trans. Asme* 127, 15–20. doi:10.1115/1.1767190
- García-Marí, E., Gasque, M., Gutiérrez-Colomer, R.P., Ibáñez, F., González-Altozano, P., 2013. A new inlet device that enhances thermal stratification during charging in a hot water storage tank. *Appl. Therm. Eng.* 61, 663–669.
- García-Villalba, M., Palau-Salvador, G., Rodi, W., 2014. Forced Convection Heat Transfer from a Finite-Height Cylinder. *Flow Turbul. Combust.* 93, 171–187. doi:10.1007/s10494-014-9543-7

- Gasque, M., González-Altozano, P., Maurer, D., Moncho-Esteve, I.J., Gutiérrez-Colomer, R.P., Palau-Salvador, G., García-Marí, E., 2015. Study of the influence of inner lining material on thermal stratification in a hot water storage tank. *Appl. Therm. Eng.* 75, 344–356.
- Gertzos, K.P., Pnematikakis, S.E., Caouris, Y.G., 2008. Experimental and numerical study of heat transfer phenomena, inside a flat-plate integrated collector storage solar water heater (ICSSWH), with indirect heat withdrawal. *Energy Convers. Manag.* 49, 3104–3115. doi:10.1016/j.enconman.2008.06.005
- Ghaddar, N., 1994. Stratified Storage Tank Influence on Performance of Solar Water-Heating System Tested in Beirut. *Renew. Energy* 4, 911–925. doi:10.1016/0960-1481(94)90225-9
- Ghajar, A.J., Zurigat, Y.H., 1991. Numerical Study of the Effect of Inlet Geometry on Stratification in Thermal Energy Storage. *Numer. Heat Transf. Part Appl.* 19, 65–83. doi:10.1080/10407789108944838
- Giglio, T., Lamberts, R., 2016. Savings related to solar water heating system: A case study of low-income families in Brazil. *Energy Build.* 130, 434–442. doi:10.1016/j.enbuild.2016.08.076
- González-Altozano, P., Gasque, M., Ibáñez, F., Gutiérrez-Colomer, R.P., 2015. New methodology for the characterisation of thermal performance in a hot water storage tank during charging. *Appl. Therm. Eng.* 84, 196–205. doi:10.1016/j.applthermaleng.2015.03.048
- Gopalakrishnan, N., Murthy, S.S., 2010. Mixed convective flow and thermal stratification in hot water storage tanks during discharging mode. *Appl. Sol. Energy* 45, 254–261. doi:10.3103/S0003701X09040070
- Grayman, W.M., Clark, R.M., 1993. Using computer models to determine the effects of storage on water quality. *J. Am. Water Works Assoc.* 85, 67–77.
- Grayman, W.M., Deininger, R.A., Green, A., Boulos, P.F., Bowcock, R.W., Godwin, C.C., 1996. Water quality and mixing models for tanks and reservoirs. *J. Am. Water Works Assoc.* 88, 60–73.
- Grayman, W.M., Rossman, L.A., Deininger, R.A., Smith, C.D., Arnold, C.N., Smith, J.F., 2004. Mixing and aging of water in distribution system storage facilities. *J. Am. Water Works Assoc.* 96, 70–80.
- Greenhill, R.K., Sellin, R.H.J., 1993. Development of a simple method to predict discharges in compound meandering channels. *Proc. Inst. Civ. Eng. Water Marit. Energy* 101, 37–44.
- Gualtieri, C., 2009. Analysis of flow and concentration fields in a baffled circular storage tank, in: XXXIII IAHR Congress. Vancouver, Canada.
- Gwerder, C., Lötscher, L., Podhradsky, J., Kaufmann, M., Huggenberger, A., Boller, S., Meier, B., Mojic, I., Haller, M.Y., 2016. Horizontal Inlets of Water Storage Tanks With Low Disturbance of Stratification. *J. Sol. Energy Eng.* 138, 051011–051011. doi:10.1115/1.4034228
- Hahne, E., Chen, Y., 1998. Numerical study of flow and heat transfer characteristics in hot water stores. *Sol. Energy* 64, 9–18. doi:10.1016/S0038-092X(98)00051-6
- Hain, R., Kähler, C.J., Michaelis, D., 2008. Tomographic and time resolved PIV measurements on a finite cylinder mounted on a flat plate. *Exp. Fluids* 45, 715–724. doi:10.1007/s00348-008-0553-x
- Haller, M.Y., Cruickshank, C.A., Streicher, W., Harrison, S.J., Andersen, E., Furbo, S., 2009. Methods to determine stratification efficiency of thermal energy storage

- processes – Review and theoretical comparison. *Sol. Energy* 83, 1847–1860. doi:10.1016/j.solener.2009.06.019
- Han, Y.M., Wang, R.Z., Dai, Y.J., 2009. Thermal stratification within the water tank. *Renew. Sustain. Energy Rev.* 13, 1014–1026. doi:10.1016/j.rser.2008.03.001
- Hannoun, I.A., Boulos, P.F., 1997. Optimizing distribution storage water quality: A hydrodynamic approach. *Appl. Math. Model.* 21, 495–502. doi:10.1016/S0307-904X(97)00043-7
- Hasegawa, K., 1984. Hydraulic research on planimetric forms, bed topographies and flow in alluvial rivers (Ph.D. thesis). Hokkaido University, Japan.
- Hegazy, A.A., 2007. Effect of inlet design on the performance of storage-type domestic electrical water heaters. *Appl. Energy* 84, 1338–1355. doi:10.1016/j.apenergy.2006.09.014
- Hinterberger, C., 2004. Dreidimensionale und tiefengemittelte Large-Eddy-Simulation von Flachwasserströmungen (Ph.D.). University of Karlsruhe.
- Hinterberger, C., Fröhlich, J., Rodi, W., 2007. Three-Dimensional and Depth-Averaged Large-Eddy Simulations of Some Shallow Water Flows. *J. Hydraul. Eng.* 133. doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2007)133:8(857)
- Ievers, S., Lin, W., 2009. Numerical simulation of three-dimensional flow dynamics in a hot water storage tank. *Appl. Energy* 86, 2604–2614. doi:10.1016/j.apenergy.2009.04.010
- Jakeman, A.J., Letcher, R.A., Norton, J.P., 2006. Ten iterative steps in development and evaluation of environmental models. *Environ. Model. Softw.* 21, 602–614. doi:10.1016/j.envsoft.2006.01.004
- Jia, Y., Blanckaert, K., Wang, S.S., 2001. Numerical simulation of secondary currents in curved channels, in: *Proc. 8th FMTM-Congress*. Tokyo.
- Jing, H., Guo, Y., Li, C., Zhang, J., 2009. Three-dimensional numerical simulation of compound meandering open channel flow by the Reynolds stress model. *Int. J. Numer. Methods Fluids* 59, 927–943. doi:10.1002/flid.1855
- Johannes, K., Fraisse, G., Achard, G., Rusaouën, G., 2005. Comparison of solar water tank storage modelling solutions. *Sol. Energy, CISBAT '03: Innovation in Building Envelopes and Environmental Systems* 79, 216–218. doi:10.1016/j.solener.2004.11.007
- Johannesson, H., Parker, G., 1989. Secondary Flow in Mildly Sinuous Channel. *J. Hydraul. Eng.* 115, 289–308. doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1989)115:3(289)
- Jones, W.P., Launder, B.E., 1972. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *Int. J. Heat Mass Transf.* 15, 301–314.
- Jordan, U., Furbo, S., 2005. Thermal stratification in small solar domestic storage tanks caused by draw-offs. *Sol. Energy, ISES Solar World Congress 2003* 78, 291–300. doi:10.1016/j.solener.2004.09.011
- Julien, P.Y., Duan, J.G., 2005. Numerical Simulation of the Inception of Channel Meandering. *Earth Surf. Process. Landf. J. Br. Geomorphol. Res. Group* 1093–1110.
- Kang, S., Lightbody, A., Hill, C., Sotiropoulos, F., 2011. High-resolution numerical simulation of turbulence in natural waterways. *Adv. Water Resour.* 34, 98–113. doi:10.1016/j.advwatres.2010.09.018
- Kang, S., Sotiropoulos, F., 2011. Flow phenomena and mechanisms in a field-scale experimental meandering channel with a pool-riffle sequence: Insights gained

- via numerical simulation. *J. Geophys. Res. Earth Surf.* 116, F03011. doi:10.1029/2010JF001814
- Kawahara, Y., Tamai, N., 1988. Note on turbulence modeling for secondary flows in passages of non-circular cross-section, in: *Proc. Japanese Soc. Civ. Engng.*, 399/II-10, 247-250.
- Kenjo, L., Inard, C., Caccavelli, D., 2007. Experimental and numerical study of thermal stratification in a mantle tank of a solar domestic hot water system. *Appl. Therm. Eng.* 27, 1986–1995. doi:10.1016/j.applthermaleng.2006.12.008
- kennedy, M.S., Moegling, S., Sarikelle, S., Suravallopp, K., 1993. Assessing the effects of storage design on water quality. *J. Am. Water Works Assoc.* 85, 78–88.
- Khosronejad, A., Hansen, A.T., Kozarek, J.L., Guentzel, K., Hondzo, M., Guala, M., Wilcock, P., Finlay, J.C., Sotiropoulos, F., 2016. Large eddy simulation of turbulence and solute transport in a forested headwater stream. *J. Geophys. Res. Earth Surf.* 121, 2014JF003423. doi:10.1002/2014JF003423
- Kikkawa, H., Kitagawa, A., Ikeda, S., 1976. Flow and Bed Topography in Curved Open Channels. *J. Hydraul. Div.* 102, 1327–1342.
- Kleinbach, E.M., Beckman, W.A., Klein, S.A., 1993. Performance study of one-dimensional models for stratified thermal storage tanks. *Sol. Energy* 50, 155–166. doi:10.1016/0038-092X(93)90087-5
- Knudsen, S., Furbo, S., 2004. Thermal stratification in vertical mantle heat-exchangers with application to solar domestic hot-water systems. *Appl. Energy* 78, 257–272. doi:10.1016/j.apenergy.2003.09.002
- Knudsen, S., Morrison, G.L., Behnia, M., Furbo, S., 2005. Analysis of the flow structure and heat transfer in a vertical mantle heat exchanger. *Sol. Energy* 78, 281–289. doi:10.1016/j.solener.2004.08.019
- Kolmogorov, A.N., 1941. The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers. *Proc. Math. Phys. Sci.* 434, 9–13.
- Kong, L., WeixingYuan, Zhu, N., 2016. CFD Simulations of Thermal Stratification Heat Storage Water Tank with an Inside Cylinder with Openings. *Procedia Eng.*, The 8th international cold climate HVAC Conference 146, 394–399. doi:10.1016/j.proeng.2016.06.419
- Koseff, J.R., Street, R.L., 1984. The Lid-Driven Cavity Flow: A Synthesis of Qualitative and Quantitative Observations. *J. Fluids Eng.* 106.
- Li, S., Zhang, Y., Li, Y., Zhang, X., 2014. Experimental study of inlet structure on the discharging performance of a solar water storage tank. *Energy Build.* 70, 490–496. doi:10.1016/j.enbuild.2013.11.086
- Mahmood, F., Pimblett, J.G., Grace, N.O., Grayman, W.M., 2005. Evaluation of water mixing characteristics in distribution system storage tanks. *J. Am. Water Works Assoc.* 97, 74–88.
- Marek, M., Stoesser, T., Roberts, P.J., Weitbrecht, V., Jirka, G.H., 2007. CFD Modeling of turbulent jet mixing in a water storage tank. Presented at the XXXII IAHR Congress, Venice, Italy.
- Martínez-Solano, F., de Jesús Mora-Rodríguez, J., Iglesias-Rey, P., López-Patiño, G., 2009. Parameters determination for a mixing model in storage facilities in water distribution systems, in: *Environmental Hydraulics - Theoretical, Experimental and Computational Solutions*. CRC Press, pp. 303–305. doi:10.1201/b10999-75
- Martínez-Solano, F.J., Iglesias-Rey, P.L., Gualtieri, C., López-Jiménez, P.A., 2010a. Modelling flow and concentration field in rectangular water tanks. Presented at

- the International Congress on Environmental Modelling and Software Modelling for Environment's Sake, iEMSs, Fifth Biennial Meeting, Ottawa, Canada.
- Martínez-Solano, F.J., Mora-Rodríguez, J.J., Iglesias-Rey, P.L., López-Patiño, G., 2010b. Parameters determination for a mixing model in storage facilities in water distribution systems, in: *Environmental Hydraulics - Theoretical, Experimental and Computational Solutions: Proceedings of the International Workshop on Environmental Hydraulics, IWEH09*. López-Jiménez et al., Valencia, Spain.
- Maruyama, Y.B., Mizushina, T., 1982. Jet mixing of fluids in tanks. *J. Chem. Eng. Jpn.* 15, 342–348.
- Mau, R.E., Boulos, P.F., Clark, R.M., Grayman, W.M., Tekippe, R.J., Trusell, R.R., 1995. Explicit mathematical models of distribution storage water quality. *J. Hydraul. Eng.* 121, 669–709. doi:http://dx.doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(1995)121:10(699)#sthash.IJ7oJ09L.dpuf
- Mawire, A., Taole, S.H., 2011. A comparison of experimental thermal stratification parameters for an oil/pebble-bed thermal energy storage (TES) system during charging. *Appl. Energy* 88, 4766–4778. doi:10.1016/j.apenergy.2011.06.019
- Mcnaughton, K.J., Sinclair, C.G., 1966. Submerged jets in short cylindrical flow vessels. *J. Fluid Mech.* 25, 367–375. doi:10.1017/S0022112066001708
- Mera, I., Anta, J., Pena, E., 2014. *Streamwise vorticity generation in a compound meandering channel*. Crc Press-Taylor & Francis Group, Boca Raton.
- Mera, I., Franca, M.J., Anta, J., Peña, E., 2015. Turbulence anisotropy in a compound meandering channel with different submergence conditions. *Adv. Water Resour., Fluvial Eco-Hydraulics And Morphodynamics* 81, 142–151. doi:10.1016/j.advwatres.2014.10.012
- Metcalf, Eddy, 1995. *Wastewater engineering treatment and reuse*. McGraw-Hill, New York, USA.
- Metzger, B., Westrich, B., 1978. *Mixing and exchange ratios in a clean water tank (Research Report)*. Institute for Hydromechanics, University of Karlsruhe, Germany.
- Mockmore, C., 1943. Flow Around Bends in Stable Channels. *Trans ASCE* 3, 334–334.
- Moncho-Esteve, I.J., Folke, F., García-Villalba, M., Palau-Salvador, G., 2017. Influence of the secondary motions on pollutant mixing in a meandering open channel flow. *Environ. Fluid Mech.* 1–20. doi:10.1007/s10652-017-9513-4
- Moncho-Esteve, I.J., Palau-Salvador, G., Shiono, K., Muto, Y., 2010. Turbulent structures in the flow through compound meandering channels, in: *River Flow 2010 - Dittrich, Koll, Aberle & Geisenhainer (Eds)*.
- Morvan, H., Pender, G., Wright, N.G., Irvine, D.A., 2002. Three-Dimensional Hydrodynamics of Meandering Compound Channels. *J. Hydraul. Eng.* 128, 674–682. doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2002)128:7(674)
- Musser, A., Bahnfleth, W.P., 2001. Parametric Study of Charging Inlet Diffuser Performance in Stratified Chilled Water Storage Tanks with Radial Diffusers: Part 2—Dimensional Analysis, Parametric Simulations and Simplified Model Development. *HVACR Res.* 7, 205–222. doi:10.1080/10789669.2001.10391271

- Musser, A., Bahnfleth, W.P., 1998. Evolution of temperature distribution in a full-scale stratified chilled-water storage tank with radial diffusers. *ASHRAE Trans.* 104, Part 1, 55–67.
- Muto, Y., 1997. Turbulent flow in two-stage meandering channels (Ph.D.). The University of Bradford.
- Naot, D., Rodi, W., 1982. Calculation of Secondary Currents in Channel Flow. *J. Hydraul. Div.* 108, 948–968.
- Nelson, J.E.B., Balakrishnan, A.R., Srinivasa Murthy, S., 1999. Parametric studies on thermally stratified chilled water storage systems. *Appl. Therm. Eng.* 19, 89–115. doi:10.1016/S1359-4311(98)00014-3
- Nicholas, A.P., McLelland, S.J., 2004. Computational fluid dynamics modelling of three-dimensional processes on natural river floodplains. *J. Hydraul. Res.* 42, 131–143.
- Palau-Salvador, G., 2005. Caracterización Hidrodinámica de Dispositivos de Riego Mediante Técnicas Computacionales de Fluidos (CFD). Aplicación al Caso de Emisores de Riego Localizado y Válvulas Hidráulicas de Control (Tesis doctoral). Universidad Politècnica de València, València.
- Palau-Salvador, G., García-Villalba, M., Rodi, W., 2011. Scalar transport from point sources in the flow around a finite-height cylinder. *Environ. Fluid Mech.* 11, 611–625. doi:10.1007/s10652-010-9199-3
- Palau-Salvador, G., Stoesser, T., Fröhlich, J., Kappler, M., Rodi, W., 2010. Large Eddy Simulations and Experiments of Flow Around Finite-Height Cylinders. *Flow Turbul. Combust.* 84, 239. doi:10.1007/s10494-009-9232-0
- Palau-Salvador, G., Weitbrecht, V., Stoesser, T., Bleninger, T., Hofmann, B., Maier, M., Roth, K., 2007. Numerical simulations to predict the hydrodynamics and the related mixing processes in water storage tanks, in: *Proceedings of the IAHR Congress*.
- Panthalookaran, V., Heidemann, W., Mueller-Steinhagen, H., 2007. A new method of characterization for stratified thermal energy stores. *Sol. Energy* 81, 1043–1054. doi:10.1016/j.solener.2006.11.012
- Patwardhan, A.W., 2002. CFD modeling of jet mixed tanks. *Chem. Eng. Sci.* 57, 1307–1318. doi:10.1016/S0009-2509(02)00049-0
- Pope, S.B., 2002. *Turbulent Flows*. University Press, Cambridge.
- Powell, M.S., Slater, N.K.H., 1982. Removal rates of bacterial cells from glass surfaces by fluid shear. *Biotechnol. Bioeng.* 24, 2527–2537. doi:10.1002/bit.260241116
- Prešeren, T., Steinman, F., Širok, B., Bajcar, T., 2013. The theoretical densimetric Froude number values with favourable effect on the clarifier performance. *Chem. Eng. Process. Process Intensif.* 74, 97–105. doi:10.1016/j.cep.2013.09.001
- Rameshwaran, P., Naden, P.S., 2004a. Modelling turbulent flow in two-stage meandering channels. *Proc. Inst. Civ. Eng. - Water Manag.* 157, 159–173. doi:10.1680/wama.2004.157.3.159
- Rameshwaran, P., Naden, P.S., 2004b. Three-dimensional modelling of free surface variation in a meandering channel. *J. Hydraul. Res.* 42, 603–615. doi:10.1080/00221686.2004.9628314
- Rameshwaran, P., Naden, P.S., 2004c. Modelling turbulent flow in two-stage meandering channels. *Proc. Inst. Civ. Eng. - Water Manag.* 157, 159–173. doi:10.1680/wama.2004.157.3.159

- Rameshwaran, P., Shiono, K., 2003. Computer modelling of two-stage meandering channel flows. *Proc. Inst. Civ. Eng.-Water Marit. Eng.* 156, 325–339.
- Reynolds, O., 1883. An Experimental Investigation of the Circumstances Which Determine Whether the Motion of Water Shall Be Direct or Sinuous, and of the Law of Resistance in Parallel Channels. *Philos. Trans. R. Soc. Lond.* 174, 935–982.
- Rhie, C.M., Chow, W.L., 1983. Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation. *AIAA J.* 21, 1525–1532. doi:10.2514/3.8284
- Rodi, W., 1991. Experience with two-layer models combining the k-epsilon model with a one-equation model near the wall, in: 29th Aerospace Sciences Meeting. AIAA 91-0216. Presented at the 29th AIAA-91-0216 Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV.
- Rodríguez, I., 2006. Unsteady laminar convection in cylindrical domains: numerical studies and application to solar water storage tanks (Tesis doctoral). Universitat Politècnica de Catalunya.
- Rossman, L.A., 2000. EPANET 2 User's Manual. Water Supply and Water Resources Division. U.S. Environmental Protection Agency, Cincinnati, EE.UU.
- Rossman, L.A., Grayman, W.M., 1999. Scale-Model Studies of Mixing in Drinking Water Storage Tanks. *J. Environ. Eng.* 125, 755–761. doi:http://dx.doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9372(1999)125:8(755)#sthash.UzNL9FdY.dpuf
- Rozovskii, I.L., 1957. Flow of water in bends of open channels, in: Kiev, Academy of Sciences of the Ukrainian SSR, Israel Program for Scientific Translations]; [Washington, D.C., Available from the Office of Technical Services, U.S. Dept. of Commerce], 1957 [I.e. Jerusalem [1961]. Jerusalem.
- Rushton, J.H., Oldshue, J.Y., 1953. Mixing: present theory and practice. *Chem. Eng. Prog.* 49, 161–167.
- Sanjou, M., Nezu, I., 2010. Large eddy simulation of compound open-channel flows with emergent vegetation near the floodplain edge. *J. Hydrodyn. Ser B* 22, 582–586. doi:10.1016/S1001-6058(09)60256-0
- Sanjou, M., Nezu, I., 2009. Turbulence structure and coherent motion in meandering compound open-channel flows. *J. Hydraul. Res.* 47, 598–610. doi:10.3826/jhr.2009.3485
- Sanjou, M., Nezu, I., 2006. Large eddy simulation of turbulent structure in meandering compound open-channel flow. Taylor & Francis Ltd, London.
- Shah, L.J., Andersen, E., Furbo, S., 2005. Theoretical and experimental investigations of inlet stratifiers for solar storage tanks. *Appl. Therm. Eng.* 25, 2086–2099. doi:10.1016/j.applthermaleng.2005.01.011
- Shah, L.J., Furbo, S., 2003. Entrance effects in solar storage tanks. *Sol. Energy* 75, 337–348. doi:10.1016/j.solener.2003.04.002
- Shah, L.J., Furbo, S., 1998. Correlation of experimental and theoretical heat transfer in mantle tanks used in low flow SDHW systems. *Sol. Energy* 64, 245–256. doi:10.1016/S0038-092X(98)00093-0
- Shah, L.J., Morrison, G.L., Behnia, M., 1999. Characteristics Of Vertical Mantle Heat Exchangers For Solar Water Heaters. *Sol. Energy* 67, 79–91. doi:10.1016/S0038-092X(00)00044-X

- Shan, Y., Liu, C., Luo, M., 2015. Simple analytical model for depth-averaged velocity in meandering compound channels. *Appl. Math. Mech.-Engl. Ed.* 36, 707–718. doi:10.1007/s10483-015-1943-6
- Shan, Y., Liu, C., Luo, M., Yang, K., 2016. A simple method for estimating bed shear stress in smooth and vegetated compound channels. *J. Hydrodyn.* 28, 497–505. doi:10.1016/S1001-6058(16)60654-6
- Sharma, H., Ahmad, Z., 2014. Transverse mixing of pollutants in streams: a review. *Can. J. Civ. Eng.* 41, 472–482. doi:10.1139/cjce-2013-0561
- Shih, T.-H., Liou, W.W., Shabbir, A., Yang, Z., Zhu, J., 1994. A New K-epsilon Eddy Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows: Model Development and Validation.
- Shin, M.-S., Kim, H.-S., Jang, D.-S., Lee, S.-N., Lee, Y.-S., Yoon, H.-G., 2004. Numerical and experimental study on the design of a stratified thermal storage system. *Appl. Therm. Eng.* 24, 17–27. doi:10.1016/S1359-4311(03)00242-4
- Shiono, K., Chan, T.L., Spooner, J., Rameshwaran, P., Chandler, J.H., 2009a. The effect of floodplain roughness on flow structures, bedforms and sediment transport rates in meandering channels with overbank flows: Part I. *J. Hydraul. Res.* 47, 5–19.
- Shiono, K., Chan, T.L., Spooner, J., Rameshwaran, P., Chandler, J.H., 2009b. The effect of floodplain roughness on flow structures, bedforms and sediment transport rates in meandering channels with overbank flows: Part II. *J. Hydraul. Res.* 47, 20–28.
- Shiono, K., Muto, Y., 1998. Complex flow mechanisms in compound meandering channels with overbank flow. *J. Fluid Mech.* 376, 221–261. doi:10.1017/S0022112098002869
- Shiono, K., Spooner, J., Chan, T., Rameshwaran, P., Chandler, J., 2008. Flow characteristics in meandering channels with non-mobile and mobile beds for overbank flows. *J. Hydraul. Res.* 46, 113–132.
- Shukla, D.R., Shiono, K., 2008. CFD modelling of meandering channel during floods. *Proc. Inst. Civ. Eng.-Water Manag.* 161, 1–12. doi:10.1680/wama.2008.161.1.1
- Shukla, R., Sumathy, K., Erickson, P., Gong, J., 2013. Recent advances in the solar water heating systems: A review. *Renew. Sustain. Energy Rev.* 19, 173–190. doi:10.1016/j.rser.2012.10.048
- Shukry, A., 1950. Flow Around Bends in an Open Flume. *Trans. Am. Soc. Civ. Eng.* 115, 751–779.
- Siebert, W., 1980. Strömungscharakteristiken in einem Kanal mit 180°-Krümmungen (Ph.D. thesis). University of Karlsruhe.
- Simoes, F.J.M., Wang, S.S.-Y., 1997. Numerical prediction of three-dimensional mixing in a compound open channel. *J. Hydraul. Res.* 35, 619–642. doi:10.1080/00221689709498398
- Simpson, L.L., 1975. Industrial Turbulent Mixing, in: *Turbulence in Mixing Operations*. Academic, New York, USA.
- Smagorinsky, J., 1963. General circulation experiments with the primitive equations. *Mon. Weather Rev.* 91, 99–164. doi:10.1175/1520-0493(1963)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2
- Socolofsky, S.A., Jirka, G.H., 2002. Environmental Fluid Mechanics. Part I: Mass Transfer and Diffusion.

- Spall, R.E., 1998. A numerical study of transient mixed convection in cylindrical thermal storage tanks. *Int. J. Heat Mass Transf.* 41, 2003–2011. doi:10.1016/S0017-9310(97)00255-X
- Speziale, C.G., 1987. Second-order closure models for rotating turbulent flows. *Q. Appl. Math.* 45, 721–733.
- Steinert, P., Göppert, S., Platzler, B., 2013. Transient calculation of charge and discharge cycles in thermally stratified energy storages. *Sol. Energy* 97, 505–516. doi:10.1016/j.solener.2013.08.039
- Stoesser, Thorsten, Braun, C., García-Villalba, M., Rodi, W., 2008. Turbulence structures in flow over two-dimensional dunes. *J. Hydraul. Eng.* 134, 42–55.
- Stoesser, T, Ruether, N., Olsen, N., 2008. Near-bed flow behavior in a meandering channel, in: *RiverFlow 2008: 4th International Conference on Fluvial Hydraulics*. Presented at the RiverFlow 2008: 4th International Conference on Fluvial Hydraulics, Cesme, Turkey.
- Stoesser, T., Ruether, N., Olsen, N.R.B., 2010. Calculation of primary and secondary flow and boundary shear stresses in a meandering channel. *Adv. Water Resour.* 33, 158–170. doi:10.1016/j.advwatres.2009.11.001
- Stone, H., 1968. Iterative Solution of Implicit Approximations of Multidimensional Partial Differential Equations. *SIAM J. Numer. Anal.* 5, 530–558. doi:10.1137/0705044
- Taylor, G., 1954. The Dispersion of Matter in Turbulent Flow through a Pipe. *Proc. R. Soc. Lond. Math. Phys. Eng. Sci.* 223, 446–468. doi:10.1098/rspa.1954.0130
- Teixeira, E.C., Siqueira, R., 2008. Performance Assessment of Hydraulic Efficiency Indexes. *J. Environ. Eng.* 134, 851–859.
- Termini, D., 2015. Momentum transport and bed shear stress distribution in a meandering bend: Experimental analysis in a laboratory flume. *Adv. Water Resour., Fluvial Eco-Hydraulics And Morphodynamics* 81, 128–141. doi:10.1016/j.advwatres.2015.01.005
- Thomson, J., 1876. On the origin of windings of rivers in alluvial plains, with remarks on the flow of water round bends in pipes. *Proc. R. Soc. Lond.* 25, 5–8.
- Tian, X., Roberts, P.J., 2008. Mixing in water storage tanks. I: No buoyancy effects. *J. Environ. Eng.* 134, 974–985.
- Toebes, G.H., Sooky, A.A., 1967. *Hydraulics of Meandering Rivers with Flood Plains*. J. Waterw. Harb. Div. 93, 213–236.
- Tominaga, A., Nagao, M., Nezu, I., 1999. Flow structure and momentum transport processes in curved open-channels with vegetation, in: *Proc. 28th IAHR Congress*. Graz, Australia.
- Vaghefi, M., Akbari, M., Fiouz, A.R., 2016. An experimental study of mean and turbulent flow in a 180 degree sharp open channel bend: Secondary flow and bed shear stress. *KSCE J. Civ. Eng.* 20, 1582–1593. doi:10.1007/s12205-015-1560-0
- Van Balen, W., Blanckaert, K., Uijttewaal, W.S.J., 2010. Analysis of the role of turbulence in curved open-channel flow at different water depths by means of experiments, LES and RANS. *J. Turbul.* 11, N12. doi:10.1080/14685241003789404
- Van Balen, W., Uijttewaal, W.S.J., Blanckaert, K., 2009. Large-eddy simulation of a mildly curved open-channel flow. *J. Fluid Mech.* 630, 413–442. doi:10.1017/S0022112009007277

- Van Berkel, J., 1996. Mixing in thermally stratified energy stores. *Sol. Energy, Selected Proceedings of the ISES 1995: Solar World Congress. Part II* 58, 203–211. doi:10.1016/S0038-092X(96)00081-3
- Van Berkel, J., Rindt, C.C.M., van Steenhoven, A.A., 2002. Thermocline dynamics in a thermally stratified store. *Int. J. Heat Mass Transf.* 45, 343–356. doi:10.1016/S0017-9310(01)00161-2
- Van der Walt, J.J., 2002. The modeling of water treatment process tanks (Thesis in Doctor Ingenieriae in Civil Engineering). Rand Afrikaans University, South Africa.
- Van der Walt, J.J., Haarhoff, J., 2000. Is a reservoir really that simple? A cfd investigation into the internal hydraulics of reservoirs, in: *Proceedings of WISA 2000 Conference*. Sun City, South Africa.
- Van Driest, E.R., 1956. On Turbulent Flow Near a Wall. *J. Aeronaut. Sci.* 23, 1007–1011. doi:10.2514/8.3713
- Veersteg, H.K., Malalasekera, W., 1998. An introduction to computational fluid dynamics. The finite volume method. Longman Scientific and Technical, New York, USA.
- Weitbrecht, V., 2004. Influence of dead-water zones on dispersive mass transport in rivers (PhD thesis). University of Karlsruhe, Institut for Hydrodynamics.
- Werner, H., Wengle, H., 1993. Large-Eddy Simulation of Turbulent Flow Over and Around a Cube in a Plate Channel, in: Durst, F., Friedrich, R., Launder, B.E., Schmidt, F.W., Schumann, U., Whitelaw, J.H. (Eds.), *Turbulent Shear Flows 8*. Springer Berlin Heidelberg, pp. 155–168. doi:10.1007/978-3-642-77674-8_12
- Wormleaton, P.R., Ewunetu, M., 2006. Three-dimensional k-epsilon numerical modelling of overbank flow in a mobile bed meandering channel with floodplains of different depth, roughness and planform. *J. Hydraul. Res.* 44, 18–32.
- Wormleaton, P.R., Sellin, R.H.J., Bryant, T., Loveless, J.H., Hey, R.D., Catmur, S.E., 2004. Flow structures in a two-stage channel with a mobile bed. *J. Hydraul. Res.* 42, 145–162.
- Xie, Z., Lin, B., Falconer, R.A., 2013. Large-eddy simulation of the turbulent structure in compound open-channel flows. *Adv. Water Resour.* 53, 66–75. doi:10.1016/j.advwatres.2012.10.009
- Xu, D., Bai, Y., Munjiza, A., Avital, E., Williams, J., 2013. Investigation on the Characteristics of Turbulent Flow in a Meandering Open Channel Bend Using Large Eddy Simulation, in: *Proceedings of 2013 IAHR World Congress*.
- Yaïci, W., Ghorab, M., Entchev, E., Hayden, S., 2013. Three-dimensional unsteady CFD simulations of a thermal storage tank performance for optimum design. *Appl. Therm. Eng.* 60, 152–163. doi:10.1016/j.applthermaleng.2013.07.001
- Yalin, M.S., 1992. *River Mechanics*. Pergamon Press, Oxford, UK.
- Yeh, K., Kennedy, J.F., 1993. Moment Model of Nonuniform Channel- Bend Flow. II: Erodible Beds. *J. Hydraul. Eng.* 119, 796–815. doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1993)119:7(796)
- Yeung, H., 2001. Modelling of service reservoirs 3, 165–172.
- Yoo, J., Wildin, M.W., Truman, C.R., 1986. Initial formation of a thermocline in stratified thermal storage tanks. Presented at the ASHRAE Transactions, pp. 280–292.

- Zhu, J., 1991. A low-diffusive and oscillation-free convection scheme. *Commun. Appl. Numer. Methods* 7, 225–232. doi:10.1002/cnm.1630070307
- Zurigat, Y.H., Ghajar, A.J., 2002. Heat transfer and stratification in sensible heat storage systems, in: *Thermal Energy Storage. Systems and Applications*. John Wiley & Sons, New York, USA, pp. 259–301.
- Zurigat, Y.H., Liche, P.R., Ghajar, A.J., 1991. Influence of inlet geometry on mixing in thermocline thermal energy storage. *Int. J. Heat Mass Transf.* 34, 115–125. doi:10.1016/0017-9310(91)90179-I