

# SEPARACIÓN DE ESCALAS EN UN FLUJO TURBULENTO EN LÁMINA

Aylen Carrasco y Carlos A. Vionnet

Universidad Nacional del Litoral (UNL) – Facultad de Ingeniería y Ciencias Hídricas (FICH)

Ciudad Universitaria. Pje. El Pozo C.C. 217 – 3000 Santa Fe

E-mail: Aylen@fich1.unl.edu.ar - vionnet@fich1.unl.edu.ar

## RESUMEN

En este trabajo son investigados experimentalmente dos mecanismos diferentes que provocan una brecha en el espectro de energía de un flujo turbulento en lámina. Los experimentos fueron realizados en un gran cuenco de ensayo rectangular que posee una contracción lateral ubicada a la mitad de su longitud total. El forzamiento del flujo inducido por la geometría (contracción lateral), rompe la simetría en planta del flujo uniforme en lámina y produce una concentración de energía en el rango de los números de onda de baja frecuencia (movimiento de gran escala) a través de un proceso de cascada inversa. El forzamiento geométrico continúa acumulando energía hasta alcanzar escalas del tamaño de la geometría del flujo. Por otro lado, el forzamiento topográfico del flujo, inducido por la presencia de una hoya de erosión local ubicada al final de la contracción, quiebra el lecho mayormente plano, produciendo una concentración de energía en el rango de los altos números de onda (movimiento de pequeñas escalas) atrapando algunos de los modos del flujo. Las fuerzas topográficas son solo locales, y tienen el efecto de actuar como viscosidad de remolinos en el movimiento turbulento de gran escala. El problema presentado aquí es de considerable importancia para determinar el destino final de sedimentos en suspensión transportado aguas abajo de un puente aliviador ubicado en una planicie aluvial ancha y plana en aguas altas.

## ABSTRACT

Two different mechanisms acting on a broad, shallow turbulent flow whose energy spectrum is separated by a gap is investigated experimentally. The experiments were run on a large rectangular basin with a lateral contraction located halfway in streamwise direction. The geometrical forcing, induced by the lateral contraction that breaks the plan-form symmetry of an otherwise broad and uniform shallow flow, produces an energy concentration in the range of low wavenumbers (large-scale) by an inverse cascade process. The geometrical forcing continues to pile up energy until scales the size of the entire flow geometry are strongly excited. The topographical forcing, induced by the presence of a fixed scour hole located at the contraction end that breaks an otherwise flat bottom, produces an energy concentration in the range of high wavenumbers (small-scale) by trapping some flow modes. The topographical forcing is only local, and has the effect of acting as an eddy viscosity on the large-scale turbulent motion. The problem presented here is of considerable importance to determine the fate of suspended sediment well downstream of the opening of relief bridges located on flat and wide floodplains in periods of high waters.

## INTRODUCCIÓN

Al estudiar el comportamiento dinámico de cuerpos de agua, muchos ingenieros y científicos usan modelos matemáticos basados en la aproximación de aguas poco profundas, la cual es válida siempre que la profundidad del agua,  $h$ , sea pequeña comparada con la extensión espacial –onda– del fluido en movimiento,  $l$ . Una gran variedad de problemas de interés

práctico pueden ser tratados como flujos turbulentos en aguas poco profundas, adicionando la condición de turbulencia completamente desarrollada (Reynolds elevados) a la condición  $h/l \ll 1$ . Los flujos en cauces aluviales, en el litoral marítimo, en lagos poco profundos, y en las capas más bajas de la atmósfera constituyen ejemplos de flujos turbulentos que pueden ser analizados con la aproximación de aguas poco profundas, o aproximación de ondas largas. Sin embargo, efectos tri-dimensionales (3D) atentan, en ocasiones, contra la versatilidad y validez de la aproximación 2D de aguas poco profundas. Un caso puntual es el flujo de un río que se aproxima a un puente aliviador que atraviesa su planicie de inundación, caracterizada por un gradiente topográfico muy bajo (por ejemplo, el sistema aluvial del río Paraná, o el del río Salado, en la vecindad de la ciudad de Santa Fe). Aguas arriba del puente aliviador el flujo en lámina se aproxima con una estructura básicamente bidimensional y no acotado lateralmente. En las proximidades del puente, el flujo se acelera iniciando procesos de erosión alrededor de las pilas y estribos, con una estructura esencialmente 3D (Melville and Coleman, 2000; Schreider *et al.*, 1998).

Usualmente el flujo en lámina es uniforme, y su estructura turbulenta está caracterizada por vórtices con eje local en el plano normal al flujo principal (Gulliver and Halverson, 1987). En este caso, el tamaño del vórtice 3D está acotado por el grosor de la lámina de agua. Sin embargo, algunos de estos flujos turbulentos son susceptibles a perturbaciones transversales de gran escala caracterizada por estructuras vorticales 2D. Estas estructuras turbulentas de gran escala son caracterizadas por remolinos coherentes del tipo de Kelvin-Helmholtz, llamadas estructuras coherentes 2D (2DCS) por Jirka (2001). Ejemplos de ellas pueden ser encontrados en flujos de estelas poco profundas (típicamente en estelas de islas (Wolanski *et al.*, 1984)), chorros turbulentos en láminas (Dracos *et al.*, 1992), y flujos en canales compuestos (Tamai *et al.*, 1986). La distribución de la energía turbulenta en estos flujos tiene una estructura espacial determinada por la geometría interna del flujo. Esta observación ha permitido a los investigadores formular la siguiente hipótesis: *la energía turbulenta es almacenada en dos estructuras separadas*; la energía cinética turbulenta 2D es almacenada y transportada por grandes remolinos horizontales de tamaño  $l_1$  (mayores que la profundidad del agua,  $h/l_1 \ll 1$ ), y la energía cinética turbulenta 3D es confinada a pequeños remolinos cuyo tamaño  $l_2$  es controlado por la escala de longitud que acota la superficie libre, esto es, la profundidad del agua (Gulliver and Halverson, 1987). La formación de remolinos horizontales de gran escala, o de 2DCS, está determinada por la magnitud y la distribución de las velocidades laterales del flujo generadas inicialmente por diferentes mecanismos, los cuales se reducen a dos tipos dominantes (Jirka, 2001):

- **Discontinuidades topográficas:** ocurren cuando hay un cambio en la topografía del lecho, como las encontradas en un sistema cauce-planicie aluvial (Tamai *et al.*, 1986); o por abruptos cambios en el ancho del flujo debido a la presencia de obstáculos (como islas, espigones, etc.) que disparan la formación de una fuerte capa de corte transversal y la separación del flujo.
- **Discontinuidades en la velocidad del flujo:** ocurren cuando hay un abrupto cambio en la distribución lateral de las velocidades del flujo en la dirección principal del movimiento, provocando un crecimiento gradual de los elementos vorticales 2D. Estos cambios en la dirección lateral pueden ser causados por diferencias de rugosidad en el lecho de un canal compuesto (Gulliver and Halverson, 1987), o por exceso o déficit de cantidad de movimiento en chorros (Dracos *et al.*, 1992) y estelas poco profundas (Chen and Jirka, 1995).

A pesar que los conceptos físicos están bien establecidos, los experimentos que sustentan la separación entre estructuras turbulentas 2D y 3D en flujos poco profundos no son del todo convincentes. Dracos *et al.*, (1992) mostraron algunas de las evidencias experimentales más concretas en flujos en láminas, donde se puede observar la cascada inversa de energía espectral que sigue la ley de la turbulencia 2D (Kraichnan, 1967). El problema del flujo de aproximación considerado en este trabajo, no presenta discontinuidades topográficas o de velocidad que puedan actuar como mecanismos disparadores de la formación y crecimiento de 2DCS, excepto aguas abajo de la contracción. El problema de aproximación del flujo es, por tanto, linealmente estable en la mayoría del dominio aguas arriba de la contracción. Es natural preguntarse entonces si únicamente flujos que exhiben capas de corte transversales son susceptibles de presentar una segregación entre la pequeña escala (vertical) y la gran escala (horizontal).

A tono con el estado del arte de flujos turbulentos en láminas, los objetivos de los experimentos presentados en este trabajo son:

- (i) profundizar el entendimiento de los mecanismos que permiten la segregación, o separación, de escalas turbulentas 2D y 3D en un flujo en lámina contraído lateralmente,
- (ii) generar una base de datos que pueda ser usada para la validación de códigos numéricos 2D y 3D de aguas poco profundas.

Para verificar la hipótesis de separación de escalas fue usada la evolución de los espectros de potencia en diferentes posiciones del flujo. Es decir, se analizó la alternancia de estructuras turbulentas 2D y 3D que desarrolla el flujo a medida que se aproxima a la contracción, y en la hoya de erosión fija ubicada al final del estribo donde tiene lugar un fuerte flujo secundario. Por lo tanto, es posible decir que en este trabajo se estudió una combinación de dos mecanismos forzantes: (a) una sollicitación geométrica: dada por la contracción lateral que “quiebra” la simetría en planta de un flujo en lámina de gran desarrollo horizontal, que de otro modo sería uniforme, y (b) una sollicitación topográfica: inducida por la hoya de erosión local ubicada al final de la contracción, y que “quiebra” un lecho que de otro modo sería plano.

## **BRECHAS ESPECTRALES EN TURBULENCIA**

La energía en un flujo turbulento es primordialmente disipada en las pequeñas escalas (altos números de onda), por lo que para compensar esta pérdida, la energía es transferida desde las grandes escalas (bajos números de onda) hacia las pequeñas escalas. En consecuencia, a escalas relativamente grandes, la energía es simplemente transferida de escala a escala. La hipótesis de Kolmogorov plantea que existe un rango intermedio de escalas, llamado rango inercial, las cuales son lo suficientemente grandes para despreciar los efectos de la viscosidad, y lo suficientemente pequeñas como para ignorar los efectos de los contornos. Así, la tasa media de la cascada de energía cinética turbulenta  $\epsilon$  es la única información relevante acerca de la estructura del flujo. Si el tamaño  $l$  de los remolinos que contienen energía está en el rango inercial, la intensidad de la turbulencia (o RMS de la velocidad de la fluctuación),  $u'$ , dependerá solamente de  $l$  y  $\epsilon$  según la relación  $\epsilon \sim u'^3 / l$ . Es trivial entonces establecer la relación entre estas escalas y las escalas de disipación, o de Kolmogorov,  $l_d$  (de longitud) y  $v_d$  (de velocidad)

$$\frac{V_d}{u'} \sim R^{-1/4}, \quad \frac{l_d}{l} \sim R^{-3/4} \quad (1)$$

Si ahora  $\epsilon_i \sim u_i'^3 / l_i$  y  $k_i \sim l_i^{-1}$  representan la tasa de producción de energía y la longitud de onda característica de la turbulencia de gran y pequeña escala ( $i=1,2$ ), respectivamente, donde las escalas motorizadoras satisfacen  $l_2 / l_1 \ll 1$ ; sigue que la frecuencia de corte viscosa del espectro de energía  $E_2(k)$ , que se obtendría si solamente fuerzas de pequeña escala estuviesen presentes, es  $k_{d,2} \sim k_2 R_2^{3/4}$ , mientras que la frecuencia de corte viscosa del espectro de energía  $E_1(k)$  (considerando únicamente fuerzas de gran escala) es  $k_{d,1} \sim k_1 (R_1^{eff})^{3/4}$ . Aquí  $R_1^{eff} = u'_1 l_1 / \nu$  representa el número de Reynolds efectivo para el movimiento turbulento de gran escala, asumiendo que la turbulencia de pequeña escala actúa como una viscosidad de remolinos del orden de  $l_2 u'_2$  en el movimiento a gran escala. La segregación espectral entre ambas escalas motorizadoras requiere no sólo  $l_2 / l_1 \ll 1$  sino también  $k_{d,1} / k_2 \ll 1$ .

## EXPERIMENTOS

La Figura 1 muestra un esquema de las facilidades experimentales usadas para este trabajo. Los experimentos fueron realizados en un cuenco rectangular ubicado en el Laboratorio de Hidráulica de la Facultad de Ingeniería y Ciencias Hídricas (FICH) (Carrasco, 2002), el cual tiene 20x8m de largo y ancho, respectivamente, y un lecho horizontal conformado por una carpeta de cemento liso (con un coeficiente de fricción  $C_F \sim 0.0025$ ). A 10m de la entrada del cuenco fue ubicado un estribo de 3m de longitud dejando una brecha de 5m que simula la apertura de un puente (ver Figura 1). La sección de ensayo fue definida desde 4 metros aguas arriba y 1.75 metros aguas abajo de la contracción, respectivamente, y a su vez dividida en 11 secciones transversales. El campo de velocidades del flujo fue medido utilizando un Sontek ADV de tres componentes, tomando mediciones a 25Hz a lo largo de 174 verticales con una frecuencia de muestreo de entre 3 y 14 puntos por vertical, según la región del flujo considerada.

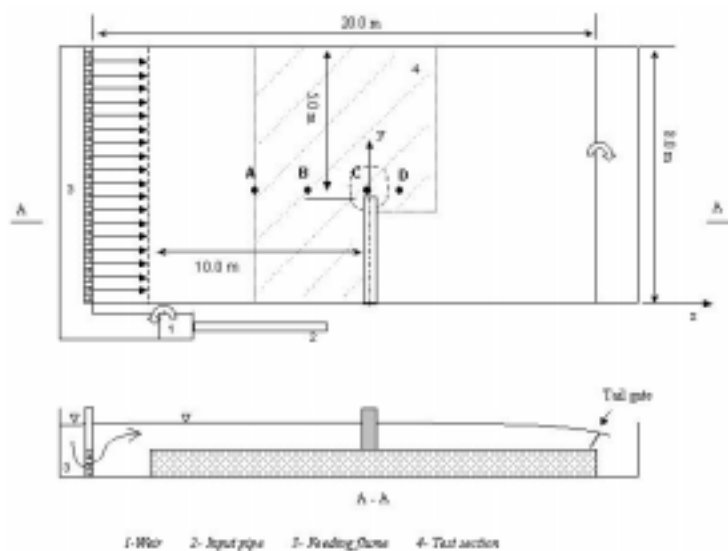


Figura 1. Esquema de las facilidades usadas en los ensayos.

## RESULTADOS

A los de fines de calcular la respuesta espectral del flujo se colectaron un mínimo de 4096 puntos con una tasa de muestreo de 25Hz en cada uno de los puntos definidos en la sección de ensayo. Los cuatro puntos donde los espectros fueron calculados están marcados como A, B, C y D en la Fig.1. En resumen, la respuesta espectral del flujo fue analizada aguas arriba de la contracción, en la zona donde el flujo medio es gradualmente acelerado (Puntos A y B), en la zona de cambio de la topografía del lecho, en la contracción propiamente dicha (Punto C), y en la expansión aguas abajo de la contracción (Punto D). Los espectros son presentados en forma dimensional ((cm/s<sup>2</sup>/Hz) para la componente vertical y longitudinal de la fluctuación turbulenta de la velocidad del flujo,  $u'$  y  $w'$ , respectivamente. Todos los espectros fueron tomados para mediciones realizadas a aproximadamente 6cm debajo de la superficie libre.

La Fig.2 muestra la respuesta espectral del flujo solamente a la altura de la contracción, sobre la hoya (Pto C). Del análisis de los espectros en escala logarítmica se puede ver que en el flujo se presentan dos subrangos inerciales de pendientes  $-5/3$  y  $-3$ ; siendo ésta última la pendiente que caracteriza la transferencia de vorticidad (cascada de enstrofia) desde las grandes hacia las pequeñas escalas en flujos turbulentos bidimensionales. El forzamiento topográfico produce localmente una gran cantidad de energía cinética turbulenta. Resulta ser que parte de esa energía del flujo turbulento excita los modos de oscilación propios del recinto circular –sumergido por debajo del nivel del lecho plano–. Es posible demostrar, mediante el análisis espectral en el punto D, que dicha concentración de energía no se auto-sustenta aguas debajo de la brecha, lo que refuerza la idea que la energía de las pequeñas escalas actúa como una viscosidad de remolino sobre las grandes escalas, reduciendo el número de Reynolds de gran escala,  $u'_1 l_1 / \nu$  a un número de Reynolds efectivo  $u'_1 l_1 / u'_2 l_2$ . A su vez, cierta cantidad de turbulencia de pequeña escala es bombeada a través de un proceso de cascada inversa hacia las grandes escalas (Fig.3) a medida que es transportada aguas abajo.

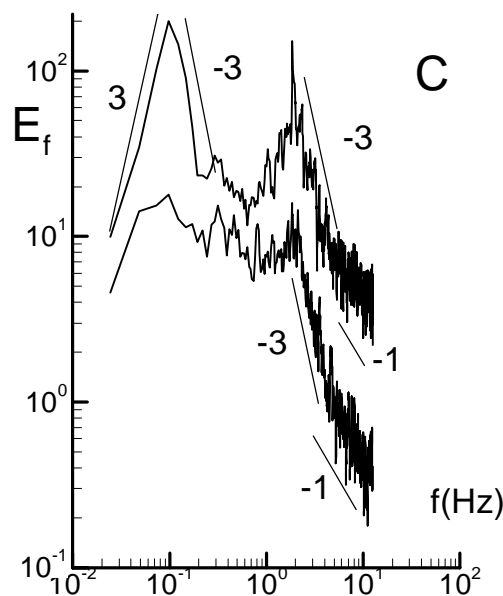


Figura 2. Espectro de potencia en el punto C de la Figura 1.

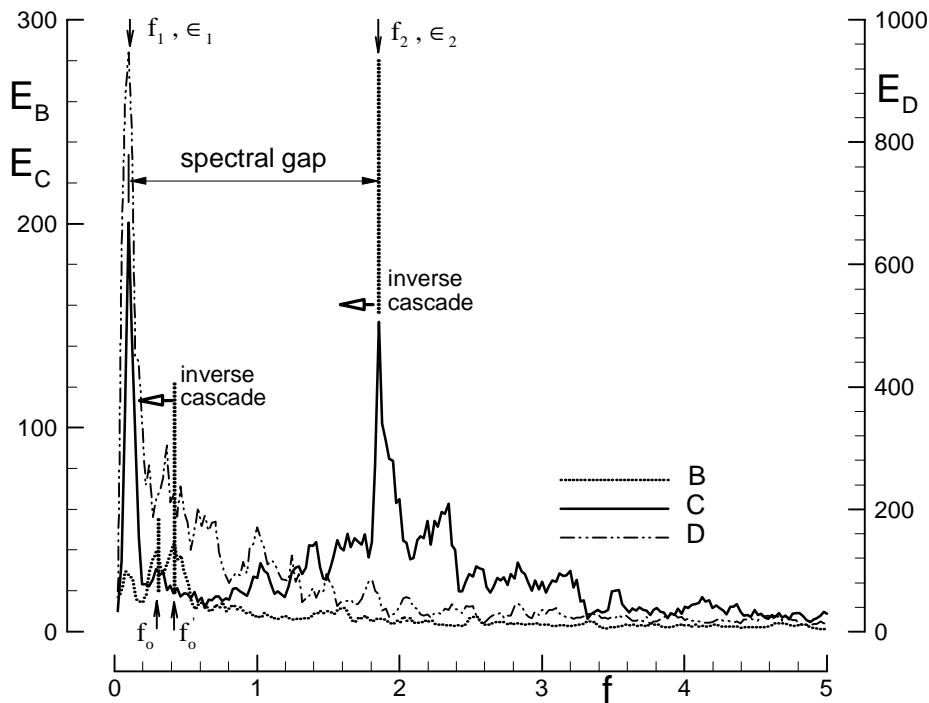


Figura 3. Cascada inversa de energía.

## CONCLUSIONES

Ha sido investigado experimentalmente un flujo en lamina de gran desarrollo horizontal, el cual se caracteriza por tener una fuerte curvatura en planta debido a la presencia de una contracción lateral y con una hoya de erosión local fija al extremo de dicha contracción; simulando el efecto de un gran río de llanura que se aproxima libremente a un puente aliviadero.

Se ha establecido que las fuerzas geométricas y topográficas generan un espectro de energía con dos picos bien diferenciados los cuales representan dos movimientos turbulentos segregados, uno casi bidimensional de gran escala  $l_1$  y otro tridimensional de pequeña escala  $l_2$ , respectivamente. Esto tiene importancia para determinar el destino final de sedimentos en suspensión transportado aguas abajo de un puente aliviador ubicado en una planicie aluvial ancha y plana en aguas altas; al igual que para la representación numérica de los procesos de transporte de sustancias conservativas y no conservativas en un flujo turbulento poco profundo.

## LISTA DE SÍMBOLOS

- $\epsilon_i$ : Rate of transfer of turbulent kinetic energy,  $= u_i'^3 / l_i$
- $h$ : Mean flow depth
- $C_F$ : Bed friction coefficient
- $R_i$ : Reynolds number based on large- and small-scale turbulent motion,  $= u_i' l_i / \nu$

$l_i, u_i'$ : Length and rms vel. for large,  $i=1$ , and small-scale,  $i=2$ , turbulence, respectively  
 $l_d, v_d$ : Dissipation length and velocity scale, respectively  
 $l_g$ : Size (length scale) of the geometry that bounds the flow

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Carrasco A. (2002), Caracterización de las escalas de un flujo plano con fuerte curvatura en un gran cuenco de ensayo. *Tesis de Maestría Facultad de Ingeniería y Recursos Hídricos, FICH - UNL, Santa Fe, 2002.*

Chen D., and Jirka G.H. (1995), Experimental study of plane turbulent wakes in a shallow water, *Fluid Dynamics Res.*, 16, 11-41.

Dracos T., Giger M., and Jirka G.H. (1992), Plane turbulent jets in a bounded fluid layer, *J. Fluid Mech.*, 241, 587-614.

Gulliver M., and Halverson M.J. (1987), Measurements of large streamwise vortices in an open channel-flow. *Water Res. Res.*, 23, 115-123.

Jirka G.H. (2001), Large-scale structures and mixing processes in shallow flows, *J. Hydraul. Res.*, 6, 567-573

Kraichnan, R.H. (1967), Inertial ranges in two-dimensional turbulence, *Phys. Fluids*, 10, 1417-1423.

Melville B.W., and Coleman S.E.(2000), *Bridge Scour*, Water Resources Publications LLC, Highlands Ranch (Colorado), USA.

Schreider M., Zanardi L., Scacchi G., and Franco F. (1998), Contraction and abutment scour on relief bridges located on alluvial valleys, *Ing. Agua*, 5, 21-32, España.

Tamai N., Asaeda T., and Ikeda H. (1986), Study on generation of periodical large surface eddies in a composite channel flow, *Water Resour. Res.*, 22, 1129-1138.

Wolanski E.J., Imberger J., and Heron M.L. (1984). Islands wakes in shallow coastal waters, *J. Geophys. Res.*, 89, 10553-10569.