

SOCIEDAD CHILENA DE INGENIERIA HIDRAULICA

XI CONGRESO CHILENO

ALGUNAS CARACTERISTICAS DE LA TURBULENCIA EN LA SUPERFICIE LIBRE
DEL ESCURRIMIENTO EN CANALES ABIERTOS

ALDO TAMBURRINO T. (1)

RESUMEN

Se presentan resultados de una investigación experimental respecto a algunas características de la turbulencia en la superficie libre del escurrimiento en canales. Los resultados de las mediciones en la superficie libre son coherentes con los que se infieren al suponer un modelo de grandes vórtices longitudinales en la región exterior del flujo. El aporte más importante de este trabajo es el cálculo de los espectros de las velocidades longitudinales y transversales en la superficie libre. Los espectros obtenidos presentan claramente una dependencia con $\kappa_*^{-5/3}$, propia del subrango productivo en turbulencia bidimensional, siendo κ_* el número de onda en la dirección longitudinal.

(1) Profesor Asistente. Depto. de Ingeniería Civil, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Universidad de Chile.

INTRODUCCION Y OBJETIVOS

El dominio espacial del flujo turbulento en canales puede ser dividido en tres regiones (Nezu, 1977): la región de la pared ($0 \leq z_+ \leq 100$), la región exterior ($100 \leq z_+, z/H \leq 0,6$) y la región influida por la superficie libre ($0,6 \leq z/H \leq 1,0$), donde $z_+ = z u_* / \nu$, z es la distancia desde el fondo, u_* es la velocidad friccional, ν es la viscosidad cinemática y H la profundidad del escurrimiento. Las dos primeras regiones han sido las más estudiadas y en la actualidad se tiene un panorama más o menos claro de los fenómenos que en ella ocurren. Sin embargo, la región cercana a la superficie libre ha recibido una atención menor, a pesar de la gran importancia que tiene en los procesos de transferencia de masa o calor a través de la superficie libre. Aún menor ha sido la atención que ha recibido la superficie libre misma, siendo contados los estudios respecto a las características turbulentas de la superficie libre que han sido publicados.

El objetivo de este trabajo es presentar algunos resultados de un estudio experimental en el que se aborda la cuantificación de algunas características de la turbulencia en la superficie libre, caracterización que es hecha en base a las correlaciones y espectro de la componente turbulenta de las velocidades.

ESTRUCTURA DE LA SUPERFICIE LIBRE Y SU RELACION CON LA REGION EXTERIOR DEL FLUJO

Prandtl (1926) detectó que en la superficie libre existen bien definidas bandas de vórtices alternando con bandas en las que las líneas de corriente exhiben muy poca curvatura. Los vórtices visualizados se deben al movimiento ascendente inducido por la estructura que existe en la región exterior del flujo, la que puede visualizarse como compuesta de grandes vórtices longitudinales de dimensiones que escalan con la profundidad del escurrimiento (Imamoto e Ishigaki, 1984). Aunque la visualización de las estructuras existentes en la superficie libre no es reciente, sí lo es la cuantificación de ellas. Este progreso se ha facilitado en los últimos años debido al desarrollo de las técnicas de digitalización de la información gráfica.

La Fig. 1 presenta una idealización de las estructuras visualizadas en la superficie libre y región exterior, así como la asociación que existe entre ellas. Básicamente, se esquematiza lo siguiente (Utami y Ueno, 1977; Imamoto e Ishigaki, 1984; Tamburrino y Gulliver, 1990): Asociado al movimiento ascendente inducido por los grandes vórtices longitudinales de la


región exterior se detectan "bandas" de vórtices en la superficie libre. La velocidad longitudinal en las zonas de movimiento ascendente es menor que la existente en las zonas influidas por el movimiento descendente, movimiento cuyo efecto en la superficie libre se manifiesta como "bandas" en las que las trayectorias de las partículas de fluido presentan menor curvatura. En dicha figura se ha esquematizado también el movimiento helicoidal existente en la región exterior del flujo, cuya proyección en un plano vertical genera celdas de circulación de dimensiones del orden de la profundidad del escurrimiento, H . Es necesario tener presente que este esquema es sólo una idealización y la realidad es mucho más compleja. En efecto, los vórtices longitudinales no son siempre bien definidos, ni sus ejes siempre paralelos a la dirección media del flujo, sino que están continuamente zigzagueando, deformándose e interactuando entre ellos. Esta interacción también se refleja en la superficie libre, encontrándose que las "bandas" de alta y baja vorticidad están permanentemente cambiando de ancho, zigzagueando, uniéndose o bifurcándose. Esto se visualiza en la fotografía de la superficie libre que se muestra en la Fig. 2. Dicha fotografía fue tomada en la instalación experimental que se detalla en el próximo punto de este trabajo.

Las estructuras visualizadas son transportadas por la superficie libre en su movimiento hacia aguas abajo, por lo que resulta más fácil detectarlas si el instrumento que las registra (generalmente una cámara fotográfica o de video) se está desplazando en la misma dirección que el flujo principal, con una velocidad igual a la velocidad media existente en la superficie libre.

INSTALACION Y TECNICA EXPERIMENTAL

La instalación experimental utilizada es un canal de fondo deslizante, cuya descripción y capacidad para reproducir las características turbulentas de un canal tradicional se encuentran en detalle en Tamburrino y Gulliver (1992). El mismo canal fue usado para el estudio de la estructura del flujo turbulento en canales y parte de los resultados, así como una breve descripción de la instalación experimental, se halla en Tamburrino y Gulliver (1990). Dicho canal tiene la ventaja que puede imponerse que la velocidad media en cualquier sección transversal del flujo sea nula. De este modo, mediciones y observaciones que se hacen en esta instalación equivalen a las que se harían en un canal tradicional con la instrumentación moviéndose con una velocidad igual a la velocidad media del escurrimiento.

La técnica experimental consiste en fotografiar la trayectoria de algún trazador

existente en la superficie libre y calcular la velocidad como la distancia recorrida por el trazador dividida por el tiempo de exposición de la fotografía. Con el objeto de poder discernir el sentido del flujo en la zona de los vórtices, al comienzo de la exposición se activaba un flash, de tal manera que la fotografía del movimiento de la partícula era definida por una "cabeza" seguida por una "cola" (). De este modo, el sentido del flujo es fácilmente determinado. Usualmente, el tiempo de exposición fue de 0,1 y 0,2 segundos.

Partículas de pliolita fueron usadas como trazador, las que fueron tamizadas, usando sólo aquellas de tamaño menor que los $62 \mu\text{m}$ (bajo malla 250). Entre el 70 y 80% de las partículas estaban en el rango $31 - 62 \mu\text{m}$. El peso específico de las partículas de pliolita es $1,062 \text{ gr/cm}^3$ y aunque ellas son consideradas boyantemente neutras, flotan cuando se introducen directamente en el agua, debido a su tendencia a formar pequeños conglomerados. Es así como lo que registran las fotografías son conglomerados con tamaños entre 0,1 a 0,4 mm. Durante los experimentos, las partículas estaban continuamente cayendo sobre la superficie del agua mediante un alimentador ubicado 2 a 5 cm sobre la superficie libre, inmediatamente aguas arriba del área cubierta por la fotografía ($76 \times 66 \text{ cm}^2$).

La digitalización de las fotografías se hizo manualmente después de haber ampliado la fotografía a un tamaño de $46 \times 64 \text{ cm}^2$ y usando un digitalizador gráfico (Digi-Pad PC, de GTCO Corp.). La resolución del digitalizador es 0,0025 cm. El número de trazos por fotografía es alrededor de 20.000. Una porción del campo vectorial resultante de la digitalización de un experimento típico se muestra en la Fig. 3. La información en dicha figura se encuentra aleatoriamente distribuida en el espacio. Debido a que el cálculo numérico posterior requiere tener la información equiespaciada, ella fue interpolada en los nodos de una malla. El método de interpolación utilizado es el de "kriging". Este método toma en cuenta la varianza de los datos en la interpolación, la configuración geométrica de los datos y la distancia de los datos a los nodos de la malla. El método de kriging tiene además la ventaja de que toma en cuenta la presencia de conglomerados de información, así como regiones con baja densidad de información en el proceso de interpolación. De acuerdo a Agúf y Jiménez (1987), el método de kriging es el que mejores resultados da cuando quiere determinarse el campo de velocidades a partir de información distribuida aleatoriamente en el espacio. En la Fig. 4 se muestra la información interpolada a partir de la información de la Fig. 3.

El rango experimental está básicamente limitado a condiciones en las que

perturbaciones en la superficie libre sean mínimas, con el objeto de reducir la incerteza de la información debido a la deformación y oscilación de la superficie libre. Se realizaron 6 experimentos, para razones B/H igual a 6, 8, 10 y 12, donde B es el ancho del canal (76 cm) y H la profundidad del escurrimiento. Estos valores de B/H fueron elegidos debido a que el número de celdas definidas por los grandes vórtices longitudinales es siempre par, ya que en las cercanías de las paredes siempre existe un movimiento ascendente. En caso de no tenerse una razón B/H par, el flujo se ajusta a sí mismo a esa condición, haciendo que razones B/H impares sean más inestables, ya que el número de celdas está continuamente variando entre el par superior y el inferior. En la Tabla 1 se presenta un resumen de las condiciones experimentales.

RESULTADOS

Distribución de la velocidad longitudinal y autocorrelaciones

La velocidad longitudinal a través del canal presenta una variación como la observada en la Fig. 5. Esta figura corresponde al experimento identificado como 81, con razón B/H=8,1. Para esta condición, deberían detectarse en promedio cuatro bandas de alta velocidad. Este es el caso para la mayor parte de las secciones mostradas en la figura. Las cuatro regiones están bien definidas en x=5 cm, se hacen más ambiguas en x=15 cm y x=20 cm y están bien definidas nuevamente en el resto de las secciones. Esta variación es un reflejo de la compleja interacción y movimiento de los vórtices longitudinales. La información que puede obtenerse de la Fig. 5 es mejor sintetizada si se calcula la autocorrelación espacial de la componente turbulenta de la velocidad longitudinal, u, a lo largo de la dirección transversal, y, para las distintas ubicaciones de x, autocorrelación que es definida como:

$$\rho_u(x, \Delta y) = \frac{\int_0^B u(x, y) u(x, y+\Delta y) dy}{\int_0^B u(x, y)^2 dy} \quad (1)$$

Un ejemplo de dicho cálculo se muestra en la Fig. 6. En esta figura se grafican las autocorrelaciones para el experimento 61 y se aprecia una periodicidad a lo largo de y, asociada a la distribución de velocidades longitudinales. Se observa que existe una variación

en la ubicación de los máximos a lo largo del canal, la que se visualiza de una mejor manera en la Fig. 7. En esta figura, se aprecia que hasta $x=35$ cm, el primer máximo de la autocorrelación de sitúa en $\Delta y/H=2$. Alrededor de $x=35$ cm existe un salto en la ubicación del máximo, el que ahora se ubica para un valor del desfase adimensional de alrededor $\Delta y/H=3$. De acuerdo al modelo de los grandes vórtices longitudinales, la distancia entre dos bandas de máxima (o mínima) velocidad longitudinal en la superficie libre es $2H$. Si la variación de la velocidad longitudinal en la superficie en la dirección perpendicular al flujo es representada por sólo una armónica, su autocorrelación tendrá máximos con un espaciamiento de $2H$ (o $\Delta y/H=2$). La Fig. 7 concuerda con el modelo en la primera mitad del registro, pero después de $x=35$ cm, sólo se detectan dos máximos dominantes, indicando una fusión de los vórtices longitudinales existentes en la región exterior del flujo, como resultado de las interacciones de los vórtices a lo largo del canal.

Espectros de velocidades

Se calculó un espectro de las velocidades representativo del área fotografiada como el promedio de los espectros que se tienen en cada posición y , $S_u(y, \kappa_x)$, siendo κ_x el número de onda en la dirección longitudinal. Este espectro se determinó como la transformada de Fourier de la autocorrelación:

$$S_u(y, \kappa_x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} p_u(y, \Delta x) e^{-i \Delta x \kappa_x} d(\Delta x) \quad (2)$$

El espectro promedio se calculó como:

$$\overline{S_u}(\kappa_x) = \frac{1}{B} \int_0^B S_u(y, \kappa_x) dy \quad (3)$$

Como es usual, el cálculo numérico de $S_u(y, \kappa_x)$ se realizó mediante un algoritmo rápido para el cálculo de la transformada de Fourier. Este cálculo se realizó tanto para la velocidad longitudinal, u , como para la transversal, v . Los resultados de dicho cálculo se muestran en las Figs. 8 y 9. En estas figuras hay que destacar que una porción de los datos se ajusta a una línea de pendiente $-5/3$ en un gráfico logarítmico. Esto es especialmente notorio en el espectro de u . El espectro de v parece tener una zona más plana para valores $\kappa_x \leq 0,3$, mientras que no es claro que esto suceda en el espectro de la velocidad longitudinal. El gráfico logarítmico del espectro de u presenta una pendiente de $-5/3$ en el rango $0,2 \leq \kappa_x \leq 1,3$, con una pendiente ligeramente mayor ($\approx -5/2,6$) para mayores valores de κ_x .

Con el objeto de comparar los resultados de Figs. 8 y 9, se presentan las mediciones de Komori et al. (1982) en Fig. 10, obtenidas en un escurrimiento de 4 cm de profundidad y velocidad media de 7 cm/s ($Re = H\bar{U}/\nu \approx 2800$). La distancia más cercana a la superficie libre donde Komori et al. midieron la velocidad fue de 4mm, usando un sistema de velocimetría laser Doppler. El autor no tiene antecedentes de espectros de velocidades en ubicaciones más cercanas a la superficie libre que aquellos reportados por Komori et al. (1982). Los espectros de Komori et al. y los presentados en este trabajo son prácticamente idénticos, siendo la mayor diferencia la ausencia de una pendiente -1 en la Fig. 8, pero esto puede ser a que no se alcanzaron números de onda lo suficientemente bajos. Es interesante notar que los espectros de las Figs. 8, 9 y 10 colapsan más o menos en la misma curva, independientemente de las condiciones del flujo, aún cuando los gráficos están dados en forma dimensional. Aunque se adimensionalizaron los espectros usando tanto las variables internas (u , v) como la externa (H), el resultado fue que ellos tendían a separarse, dependiendo de las condiciones del escurrimiento, indicando que dichos escalamientos no son los adecuados.

Es interesante hacer un comentario acerca de la pendiente $-5/3$ en el espectro de la velocidad, mostrado en las Figs. 8, 9 y 10. Esta pendiente es característica del subrango inercial del espectro de la energía cinética turbulenta, subrango en el que la producción de energía por el flujo medio temporal es igual a la energía disipada por efectos de la viscosidad. De acuerdo a Tennekes y Lumley (1987, p. 266) "... es imposible que podamos encontrar el subrango inercial en experimentos de laboratorio..." debido a que se requieren flujos con números de Reynolds mayores que 10^6 . Sin embargo, implícita en esta aseveración está la condición de turbulencia tridimensional, pero la tridimensionalidad deja de existir en las cercanías de la superficie libre debido a la restricción impuesta por la interfaz, teniéndose una turbulencia bidimensional. En el caso de turbulencia bidimensional, el subrango inercial está caracterizado por una proporcionalidad a κ^{-2} (Batchelor, 1969) y una dependencia con $\kappa^{-5/3}$ se detecta en el subrango productivo (números de onda más pequeños) (Farge, 1992). De este modo, las Figs. 8, 9 y 10 resultan ser consistentes con un escurrimiento con turbulencia bidimensional.

CONCLUSIONES

A juicio del autor, la contribución más importante de este trabajo es la caracterización de los movimientos turbulentos en la superficie libre mediante los espectros de u y v . El autor no

encontró en la literatura revisada antecedentes que indicaran que estos espectros hayan sido determinados anteriormente, siendo la investigación de Komori et al. (1982) la única que reporta este tipo de mediciones en la cercanía de la superficie libre. El espectro de las velocidades es característico del que se tendría en el caso de turbulencia bidimensional, siendo los espectros de la superficie libre y los de Komori et al. prácticamente idénticos, indicando una carencia de tridimensionalidad de la turbulencia en la ubicación donde estos últimos investigadores realizaron sus mediciones.

La distribución de la velocidad longitudinal en la superficie libre presenta una variación en la dirección transversal que concuerda con el modelo de los grandes vórtices longitudinales propuesto para la región exterior del flujo en canales abiertos (Utami y Ueno, 1977; Imamoto e Ishigaki, 1984; Tamburrino y Gulliver, 1990) y su variación refleja la compleja interacción de la estructura del flujo. La concordancia con el modelo puede visualizarse directamente de la distribución de velocidades (Fig. 5) o de las características de la autocorrelación espacial de la velocidad longitudinal, u , en función del desfase transversal, Δy (Figs. 6 y 7).

REFERENCIAS

- AGÜI, J.C. y J. JIMENEZ (1987) "On the performance of particle tracking", *J. Fluid Mech.*, (185)447-468.
- BATCHELOR, G.K. (1969) "Computation of the energy spectrum in homogeneous two-dimensional turbulence", *Phys. Fluids* (12)12,11233-11239.
- FARGE, M. (1992) "The continuous wavelet transform of two-dimensional turbulent flows", in *Wavelet and their applications*, M.B. Ruskai, G. Beylkin, R. Coifman, I. Daubechies, S. Mallat, Y. Meyer and L. Raphael (Eds.), Jones and Bartlett Publishers, 275-302.
- IMAMOTO, H. y T. ISHIGAKI (1984) "Visualization of longitudinal eddies in an open-channel flow", *Proc. Fourth Int. Symp. on Flow Vis.*, 333-337.
- KOMORI, S.; H. UEDA; F. OGINO y T. MIZUSHINA (1982) "Turbulence structure and transport mechanism at the free surface in an open channel flow", *Int. J. Heat Mass Transfer*, (25)4,513-521.
- NEZU, I. (1977) "Turbulent structure in open-channel flow", Doctoral dissertation, Dept. of Civil Engineering, Kyoto University, Japan.
- PRANDTL, L. (1926) "Turbulent flow", *Int. Congress for Applied Mech.*, Zurich. También se encuentra como NACA Technical Memo, No. 435 (1927).
- TAMBURRINO, A. y J. GULLIVER (1990) "Estructura del flujo turbulento en canales", XIV Congreso Latinoamericano de Hidráulica, Montevideo, Vol. 1, 213-223.
- TAMBURRINO, A. y J. GULLIVER (1992) "Comparative flow characteristics of a moving-bed flume", *Exp. in Fluids* (13),289-298.
- TENNEKES, H. y J.L. LUMLEY (1987) *A First Course in Turbulence*, 11th Print, The MIT Press.
- UTAMI, T. y T. UENO (1977) "Lagrangian and Eulerian measurement of large scale turbulence by flow visualization techniques", in *Flow Visualization*, *Proc. Int. Symp. on Flow Vis.*, Tokyo, T. Asanuma (Ed.), Hemisphere Pub. Co., 221-226.

TABLA 1.- CONDICIONES EXPERIMENTALES

EXP.	H cm	U_b cm/s	u_s cm/s	U_f cm/s	B/H	Re	Re_x	T_{exp} s
61	12,63	18,30	0,89	2,20	6,0	22.884	1.113	0,2
81	9,36	19,07	0,96	2,41	8,1	17.163	864	0,2
103	7,12	66,44	2,78	6,58	10,7	45.486	1.903	0,2
121	6,07	15,04	0,83	2,35	12,5	8.532	471	0,2
122	6,00	41,53	2,02	4,88	12,7	23.289	1.133	0,2
123	5,96	55,60	2,60	5,96	12,8	30.970	1.448	0,1

H: altura de escurrimiento; U_b : velocidad del fondo deslizante; U_f : velocidad media de la superficie libre; u_s : velocidad friccional (calculada a partir del perfil logarítmico de velocidades, Tamburrino y Gulliver, 1992); T_{exp} : tiempo de exposición de la fotografía; $Re = HU_s/\nu$; $Re_x = HU_x/\nu$; ν : viscosidad cinemática.

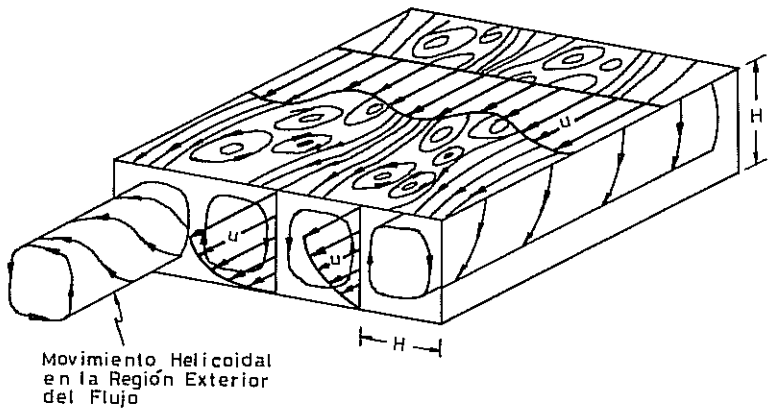


FIG. 1.- ESQUEMA DEL PATRON DE FLUJO EN LA SUPERFICIE LIBRE Y EN LA REGION EXTERIOR

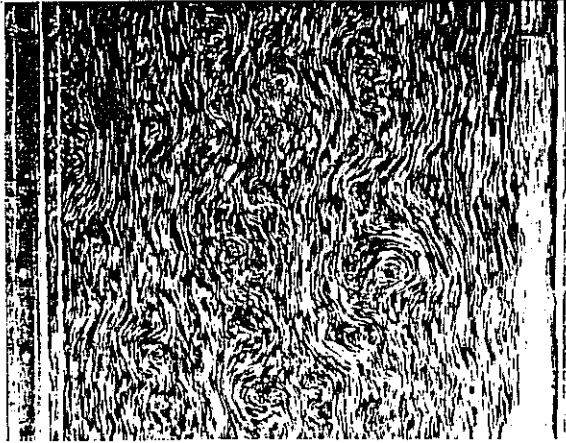


FIG. 2.- FOTOGRAFIA DE LA SUPERFICIE LIBRE TOMADA EN EL CANAL DE FONDO DESLIZANTE.

Partículas de pliolita fueron usadas como trazador. Esta fotografía es similar a la que se obtendría en un canal tradicional si la cámara se traslada aguas abajo con la velocidad media del escurrimiento. Altura del escurrimiento: 5.2 cm. Ancho del canal: 76.0 cm. Velocidad del fondo deslizante: 21.0 cm/s.



FIG. 3.- PORCION DE LA INFORMACION EXPERIMENTAL DESPUES DE SER DIGITALIZADA

No se cubre toda la fotografía con el objeto de poder distinguir los vectores.

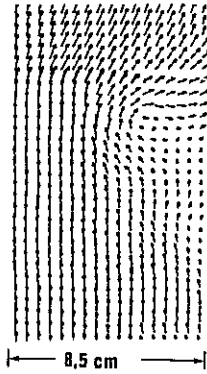


FIG. 4.- INFORMACION INTERPOLADA A PARTIR DE LOS DATOS DE LA FIG. 3.

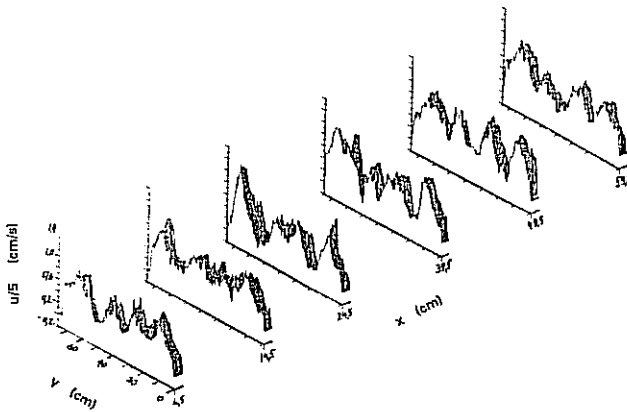


FIG. 5.- DISTRIBUCION DE LA VELOCIDAD LONGITUDINAL. EXPERIMENTO 81. RAZON ANCHO/PROFUNDIDAD = 8,1

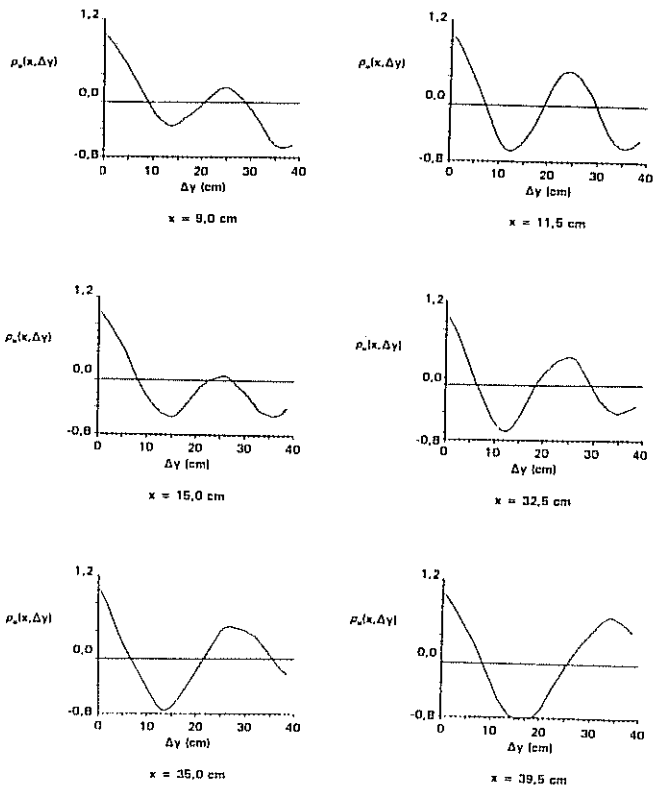


FIG. 6.- AUTOCORRELACION ESPACIAL DE LA VELOCIDAD LONGITUDINAL SEGUN LA DIRECCION y (DESFASE Δy) PARA DIFERENTES UBICACIONES x . EXPERIMENTO 61. RAZON ANCHO/PROFUNDIDAD = 6,0

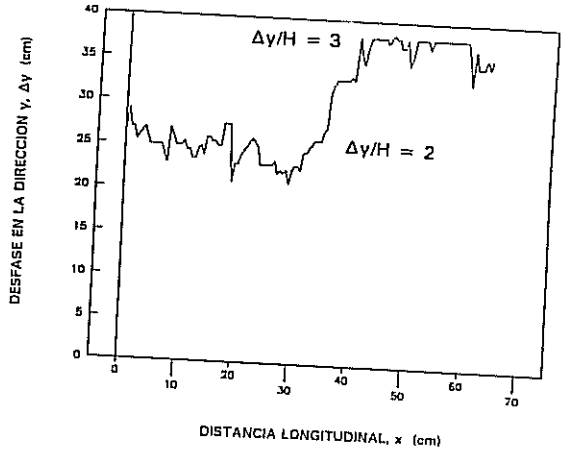


FIG. 7.- UBICACION Δy DEL PRIMER MAXIMO DE $\rho_1(x, \Delta y)$ EN FUNCION DE LA DISTANCIA LONGITUDINAL x PARA EL EXPERIMENTO 61 ($H = 12,63$ cm)

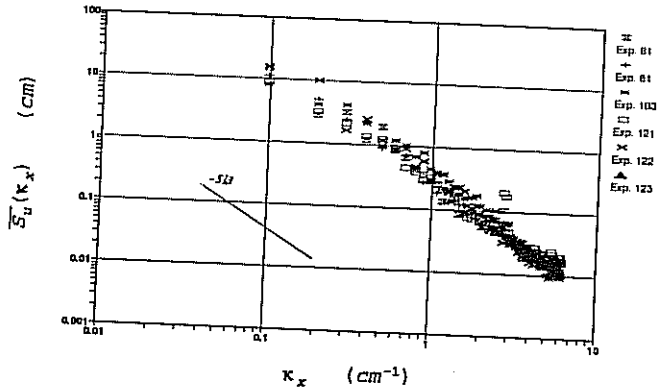


FIG. 8.- ESPECTRO DE LA VELOCIDAD LONGITUDINAL

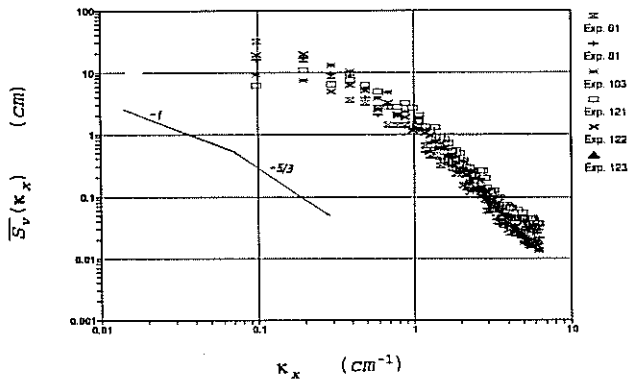


FIG. 9.- ESPECTRO DE LA VELOCIDAD TRANSVERSAL

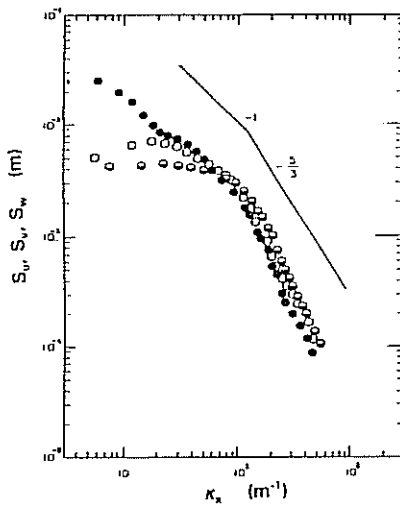


FIG. 10.- ESPECTRO DE LAS VELOCIDADES EN LA CERCANIA DE LA SUPERFICIE LIBRE (KOMORI ET AL., 1982)

- velocidad longitudinal
- velocidad transversal
- velocidad vertical