

ESTUDIO EXPERIMENTAL DE UN RESALTO HIDRAULICO

E. Mauricio González* y Miguel A. Losada**

Ingenieros de Caminos, Canales y Puertos

En el presente proyecto se estudia un resalto hidráulico en un canal abierto. Se midió y analizó su estructura turbulenta, distribución de presiones, características medias del flujo, cálculo y aplicación de ecuaciones de disipación de energía, aplicación de las ecuaciones de continuidad y cantidad de movimiento. Para las mediciones se empleó un Anemómetro Láser Doppler (LDA) de dos componentes y se planteó un proceso de su calibración.

Los datos obtenidos con el LDA, fueron lo suficientemente precisos, dado que satisfacen aceptablemente tanto las ecuaciones de continuidad y movimiento, como también las fluctuaciones de velocidad. Se calculó las tensiones de Reynolds en el flujo a partir de las ecuaciones de cantidad de movimiento, obteniéndose unos resultados aceptables. También se obtuvo las líneas de flujo y velocidades verticales a partir de la ecuación de continuidad con resultados bastante aproximados a los medidos.

Measurements of velocities and turbulent parameters have been made in an hydraulic jump. These measurements were made using a two-component Laser Doppler Anemometer (LDA). Mean velocity, turbulence distribution, mean total pressure and dynamic pressure are analyzed. On the basis of the momentum equation, the structure of the stress is studied. The measured data satisfy well the governing equations.

The velocity fluctuation terms are shown to be important components of the stress close to the free surface in the hydraulic jump. The shear stress integrated over the hydraulic jump length is evaluated. The energy dissipation is analyzed including the profile effect (α and β parameters).

The turbulent structure in hydraulic jumps analyzed here is an important element for future studies on nearly equivalent dissipative flows, such as suggested by Svendsen, 1982, in the study of bores in the nearshore area.

Introducción

El estudio y caracterización del fenómeno de la turbulencia es hoy en día un tema de gran controversia y discusión, dado el desconocimiento que existe todavía en este campo. En el pasado el estado de la turbulencia se reducía a planteamientos teóricos, dado que se carecía de elementos de medición con gran precisión que respaldaran de alguna manera estas hipótesis y modelos.

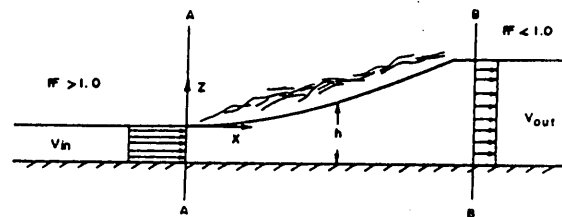
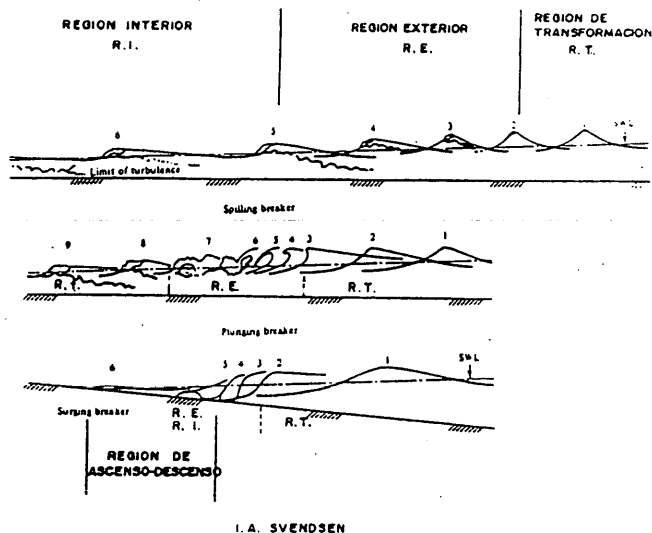
* Grupo de Ingeniería Oceanográfica y de Costas. Departamento de Ciencias y Técnicas del Agua y del Medio Ambiente, Universidad de Cantabria, 39005 Santander, España; Investigador, Universidad de los Andes. Departamento de Ingeniería Civil, c/ 19, cra. 1, Bogotá, Colombia..

**Grupo de Ingeniería Oceanográfica y de Costas. Departamento de Ciencias y Técnicas del Agua y del Medio Ambiente, Universidad de Cantabria, 39005 Santander, España..

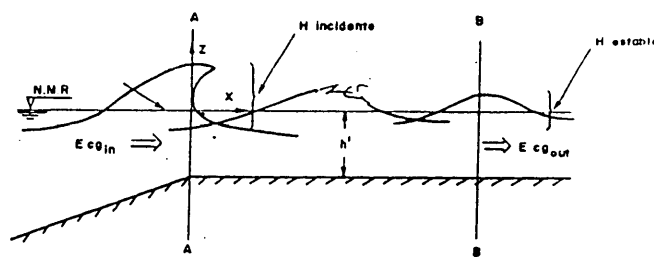
Recibido en ROP: enero 1993

Hoy en día se cuenta con sofisticados equipos de medición que han permitido comprobar muchos de estos planteamientos y formular otros nuevos. A pesar de las limitaciones todavía existentes como son la falta de herramientas matemáticas más poderosas y el desconocimiento de la naturaleza misma del fenómeno, no se ha podido plantear formulaciones generales de este fenómeno quedando limitadas a soluciones específicas para unos casos particulares.

Un caso turbulento de gran interés dentro de la hidráulica de costas es el flujo dentro de la zona de rompientes. Esta zona se caracteriza por la presencia de gran turbulencia generada por las olas al romper y un sistema complejo de corrientes longitudinales y transversales a la línea de playa generadas por distintos mecanismos físicos, siendo las principales originadas por el oleaje.



a) RESALTO HIDRAULICO



b) MODELIZACION DE LA ZONA DE ROMPIENTES

de DALLY, DEAN y DALRYMPLE, 1984

Figuras 1 y 2

También esta zona se caracteriza por la presencia del movimiento activo de partículas de arena, donde se generan transporte y sedimentación en las diferentes direcciones.

El entendimiento profundo de la interacción de estos fenómenos físicos permitiría entender la dinámica de esta zona y comprender la interacción existente entre la línea de costa y el movimiento del agua; por tal motivo, la turbulencia es un fenómeno importante a estudiar dentro de la zona de rompiente.

Algunos investigadores como Svendsen (1985) han observado que en casos de fondo gradualmente variable, bajo condiciones de rotura en descrestamiento (spilling) y voluta (plunging), el movimiento del flujo en un área interior de la zona de rompientes se comporta como un bore (resalto hidráulico). Svendsen divide la zona de rompientes en tres secciones (fig. 1). Un instante después de que se produce el volteo de la onda, se crea una transición violenta en una distancia varias veces la magnitud de la profundidad en el punto de

rotura, zona que denomina región exterior; traspasada esta zona, la onda se propaga reduciendo su amplitud y moviéndose como un bore o resalto hidráulico por la zona denominada interior, hasta alcanzar la línea de corte donde se produce el fenómeno de ascenso y descenso por el talud. En la zona interior, el movimiento de la masa de agua se encuentra controlada por la profundidad del punto y el talud, de tal manera que las características del flujo, la disipación de energía (modelada como la de un resalto hidráulico), la forma de la onda y la evolución del perfil dependen principalmente de estos factores. Los modelos desarrollados bajo estas características dependen fundamentalmente del tipo de modelización de la evolución de la turbulencia.

Cuando la rotura no es gradual, el roller deja de desempeñar el papel conservador y convertidor energético, siendo conveniente plantear la conservación del flujo de energía de la onda sin considerar el roller, como si se tratara de un resalto hidráulico que llega a una estabilidad espacial (fig. 2: Dally, Dean y Dalrymple, 1984).

En términos generales se puede plantear el estudio de la evolución de la onda rompiendo sobre un talud por la región interior de la zona de rompiente, como un resalto hidráulico, donde una superficie libre con alto contenido energético se convierte en una superficie de menor energía a través de la disipación turbulenta y cuya evolución depende débilmente del tiempo.

El estudio contenido en este texto es una primera etapa de la investigación, caracterización dinámica y turbulenta dentro de la zona de rompiente en una costa.

Este documento se divide en dos partes, en la primera de ellas se describe la configuración del Anemómetro Laser Doppler (LDA), y su proceso de calibración. El LDA es un equipo que mide velocidades y sus fluctuaciones con gran precisión. En la segunda parte se realiza un estudio experimental de un resalto hidráulico, de la estructura turbulenta, características del movimiento del flujo de agua, aplicación de teorías de disipación de energía, así como la aplicación y cuantificación de los diferentes términos involucrados en las ecuaciones de continuidad, cantidad de movimiento y energía.

Elementos del modelo experimental

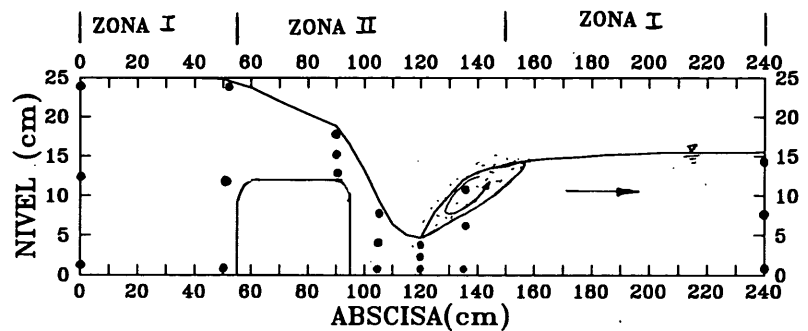
■ Canal

Los ensayos se realizaron en el canal de pendiente variable del Departamento de Ciencias y Técnicas del Agua y Medio Ambiente de la Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Caminos, Canales y Puertos de la Universidad de Cantabria.

Este canal tiene una longitud de 7.50 metros, totalmente revestido con paredes de vidrio, con un ancho de 0.30 metros y un máximo caudal en circuito cerrado de 26 litros/segundo.

El propósito de las pruebas era estudiar un resalto hidráulico libre, con pendiente cero en el fondo del canal; dadas las características hidráulicas del canal y su capacidad fue necesario incorporar una estructura que generara unas condiciones pertinentes para el resalto ($F_1 > 1$), donde F_1 es el número de Froude.

Para tal efecto se instaló un escalón de 0.40m de largo, 0.12m de alto y 0.30m de ancho, a cua-



LOCALIZACION DE PUNTOS DE CALIBRACION
(Perfil del resalto hidráulico, $Fr=2.65$)

Figura 3.

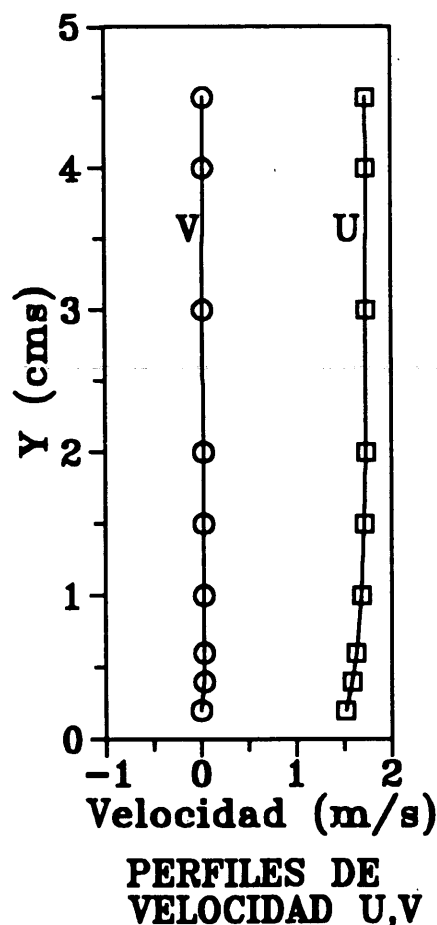
tro metros del comienzo del canal de acuerdo al esquema general de la fig.3.

■ Anemómetro Laser Doppler (LDA)

Este es un instrumento de medición de gran precisión, que emplea el efecto Doppler para medir simultáneamente, en flujos de agua o gaseosos, velocidades, tamaño y concentración de partículas desplazándose con el flujo.

Para ello el generador de rayos produce como salida un único rayo laser, el cual a su vez es subdividido en dos rayos paralelos por cada dirección en que se vayan a medir velocidades (cada par de rayos paralelos en una dirección, posee una longitud de onda diferente para su identificación). Estos rayos pasan a través de una lente esférica interceptándose en el foco de la lente dentro del flujo de agua, formando un pequeño volumen; al atravesar las partículas de agua este volumen, interfieren con los rayos creando la dispersión de la luz, esta dispersión de nuevo es detectada por la lente esférica que transmite una señal eléctrica a un analizador de partículas. Existe una relación entre la frecuencia de esta señal y la velocidad de las partículas, lo que permite al analizador convertir la información en el punto de intercepción de los rayos en velocidades instantáneas. Para determinar el sentido del flujo en cada dirección, el generador envía una frecuencia adicional (la frecuencia de desfase) por uno de los rayos paralelos, la diferencia entre la frecuencia modulada de los rayos y la frecuencia de desfase cuando pasan las partículas de agua, determina la dirección de donde proviene el flujo.

Figura 4



Proceso de calibración del LDA

Dependiendo del rango de velocidades que se vayan a medir, es importante antes de efectuar cualquier tipo de pruebas con el LDA, realizar un proceso de calibración, cuyos pasos principales son:

- Igualar intensidad de los rayos
- Nivelación del carro de medida
- Optimización de velocidades medias y sus fluctuaciones

Para el proceso de calibración se seleccionó 21 puntos de medición (fig. 3) cubriendo los diferentes rangos de velocidad del flujo.

En cada punto se determinó:

- Un ancho de banda lo más ajustado a la velocidad que se media. En el rango de velocidades de este experimento sólo se ajustaron dos; el de

0.12 MHz (-0.4 a 0.4 m/s) y el de 1.20 MHz (-1.1 a 3.2 m/s).

- Se buscaba iterativamente el mayor rango de validación de datos, para unos voltajes dados, para cada uno de los rayos paralelos, intentando conseguir un porcentaje de datos válidos mayor al 80% con una tasa de toma de datos mayor o igual a 150 Hz

Los resultados obtenidos muestran dos zonas bien definidas donde los puntos se comportaban similarmente y garantizaban las condiciones impuestas, a excepción de los puntos muy cercanos al fondo del canal (<0.5cm), donde sólo se puede medir en la dirección paralela al fondo.

Comprobación de la validez de fluctuaciones de velocidad y movimientos cruzados (tensiones Reynolds)

■ Toma de datos

Para comprobar la validez de los datos obtenidos a partir de las fluctuaciones de velocidad vertical y horizontal se efectuó la siguiente prueba:

- Se instaló el canal en la máxima pendiente posible ($s=0.024$), con un caudal máximo de (26 L/seg.), creando unas condiciones de flujo turbulento.

- Se seleccionó un perfil, donde la profundidad variara muy poco, con el fin de minimizar componentes de aceleración convectiva.

■ Cortante en el fondo τ_0 evaluado a partir de la ecuación de movimiento horizontal

Se midió en el eje central del canal, el perfil de velocidades desde 4 mm del fondo hasta la superficie. Para un flujo turbulento y permanente de estas características, el cortante se puede aproximar por,

$$\tau_0 = \rho g h \sin \theta \quad (1)$$

Donde (h), es la profundidad de la lámina de agua, (g), la aceleración de la gravedad, θ el ángulo que forma el canal con la horizontal y ρ la densidad del agua.

En la fig. 4, aparecen el perfil de velocidades horizontales, (U) y velocidades verticales (V) las

tensiones de Reynolds ($\tau/\rho = -u'v'$) aparecen en la (fig. 5) medidas con el LDA a partir de 4mm del fondo; por tal motivo, fue necesario extrapolar la curva (línea discontinua) para encontrar los cortantes en el fondo del canal. Comparando estos datos con el cortante evaluado a partir de (1) (cortante extrapolado ($\tau_0/\rho=0.0019$), cortante estimado ($\tau_0/\rho=0.00202$), se obtuvo una diferencia del 8.6%. Esta diferencia puede ser debida a errores en la medición del nivel y la pendiente, y también, a la existencia de posibles términos convectivos dado que el canal es muy corto para garantizar una estabilización del nivel.

■ τ_0 evaluado a partir del perfil logarítmico

Otra prueba efectuada, fue el ajuste de un perfil logarítmico a la velocidad horizontal, con el cual se calculó la velocidad de corte en el fondo del canal (U_*). Dibujando en un eje lineal U (m/s) y la profundidad y (m) en un eje $\log_e$, (fig. 6); se puede estimar la velocidad de corte como una función de la constante universal de von Karman y la pendiente (s) de la curva, con la relación:

$$U_* = \frac{1}{K} s \quad (2)$$

La relación de τ_0 y U_* es:

$$\frac{\tau_0}{\rho} = U_*^2 \quad (3)$$

El resultado que se obtuvo por esta vía, fue un cortante = 0.00171.

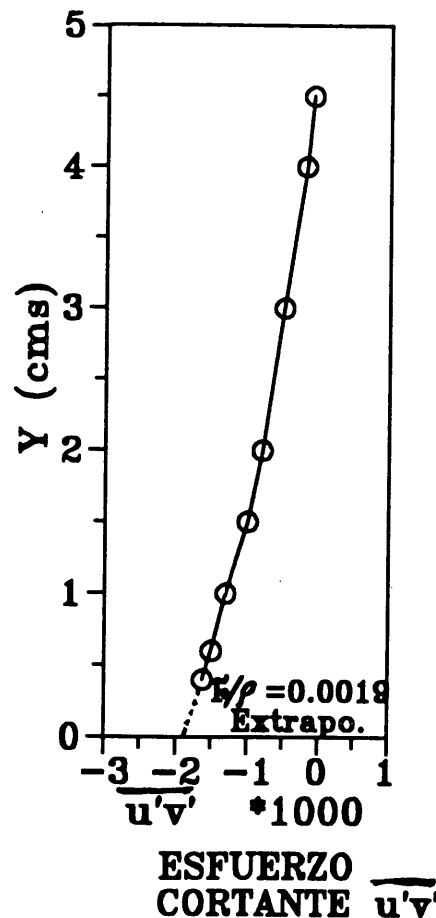
■ Cortante τ_0 , evaluado a partir del coeficiente de fricción, (f)

Finalmente, la última prueba que se efectuó fue evaluando el coeficiente de fricción (f), a partir del ábaco de Moody. En este ábaco, (f), depende del número de Reynolds R_e y del tipo de fondo del canal (liso o rugoso). El número de Reynolds R_e , para un canal rectangular se expresa como:

$$R_e = \frac{U4h}{\nu} \quad (4)$$

Donde (ν) es la viscosidad cinemática, (U), la velocidad media horizontal ($U = 1.63\text{m/s}$ en este ensayo), y la profundidad ($h = 5.68\text{ cms}$).

Figura 5



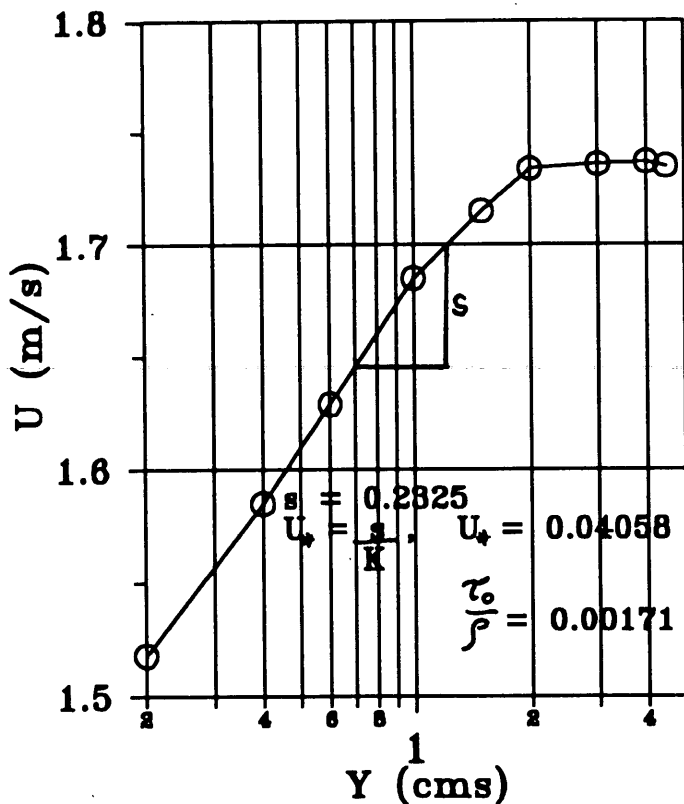
A partir de (f), se evalúa el cortante en el fondo con la siguiente relación empírica:

$$\tau_0 = \frac{1}{8} \rho f U^2 \quad (5)$$

El resultado fue muy semejante al valor obtenido con el ajuste del perfil logarítmico. Con base en estas pruebas se confirmó que las fluctuaciones de velocidad estaban dentro de los órdenes de magnitud esperados, pudiéndose continuar con el programa de mediciones en el resalto hidráulico.

Metodología de la experimentación

Dados los objetivos del estudio y las limitaciones hidráulicas del canal para generar números de Froude ($Fr \geq 3$), se decidió estudiar el resalto hidráulico con el máximo caudal estable que permitía el canal ($Q = 25\text{ l/s}$), con condiciones de pendiente cero y la configuración geométrica expuesta en el capítulo anterior.



**AJUSTE DEL PERFIL LOGARITMICO.
(ESTIMATIVO VELOCIDAD DE CORTE U_*)**

Figura 6

El resalto se localizó con ayuda de la compuerta aguas abajo del canal en un punto alejado del escalón donde la influencia de vértices y flujo de retorno no interactuaran con su desarrollo.

Se planteó una red rectangular de mediciones con un sistema de coordenadas locales, donde el

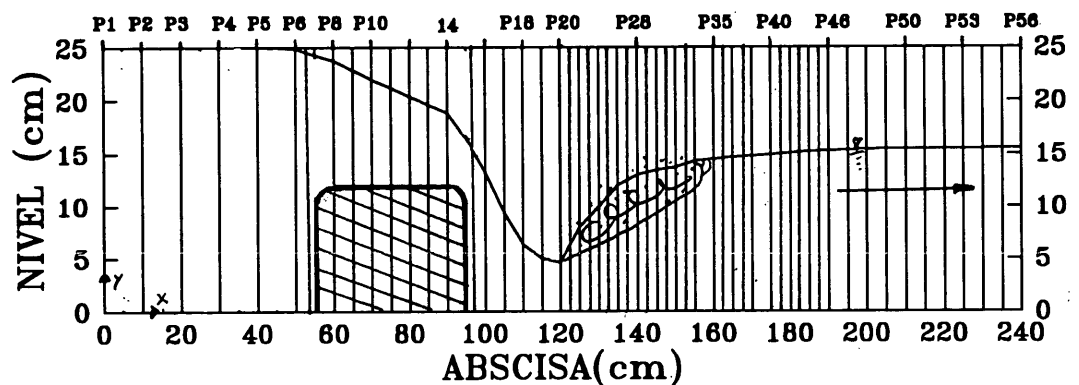
origen se localizó sobre el fondo, en el eje central del canal a 0.55cm aguas arriba del escalón, de acuerdo a la (fig. 7). La red se diseñó mediante perfiles espaciados una cierta distancia, la cual se reduce en las zonas donde se presentan los mayores gradientes de variación de la superficie libre y mucho más refinada en la zona del resalto. Las mediciones fueron tomadas entre 15 y 25 puntos a lo largo del eje vertical, y, en 56 perfiles en la dirección del flujo, eje x, a lo largo de la línea central del canal. El número de datos tomados en un mismo punto se limitó a 7.000 datos válidos ó 35 segundos de toma de datos, saliendo del límite casi siempre por el número de muestras válidas. Los niveles de la superficie libre en cada perfil, se midieron mediante una aguja localizada en un carro desplazable en la parte superior del canal.

Resultados obtenidos en la experimentación.

Para efectos prácticos en la nomenclatura, se denominará en este estudio a la velocidad horizontal en un punto en la dirección longitudinal al canal, eje x, U , la velocidad perpendicular al fondo, eje y, V , las fluctuaciones medias de velocidad horizontal u' , vertical v' y tensiones de Reynolds $u'v'$.

■ Perfiles de velocidad horizontal y vertical (U , V)

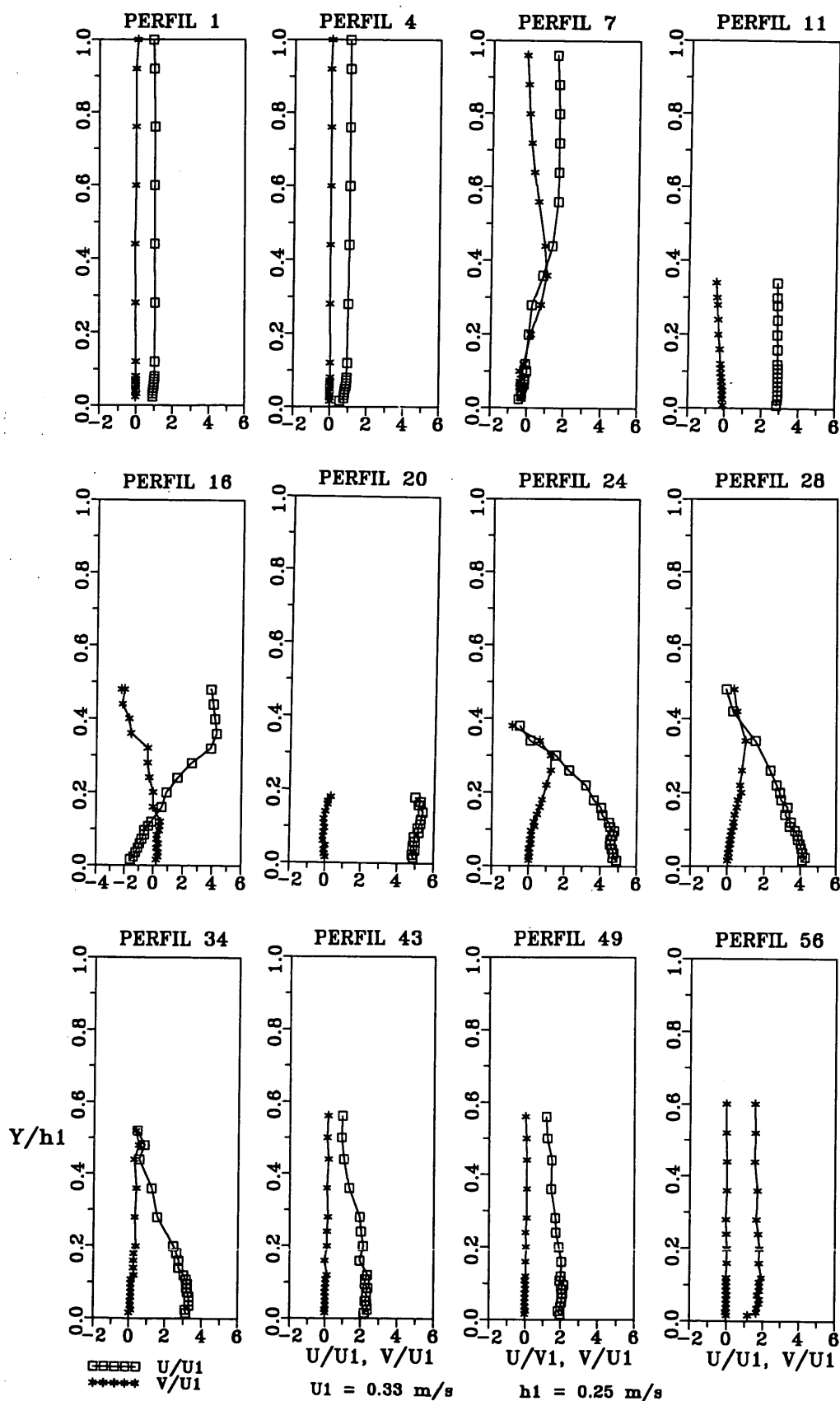
En la fig. 8, se representa 16 perfiles de velocidad vertical y horizontal; perfiles seleccionados dentro del dominio del flujo, como representativos dentro de cada uno de los regímenes. Estos se encuentran normalizados con respecto a la pro-



**LOCALIZACION DE SECCIONES VERTICALES
($Fr_0=2.65$)**

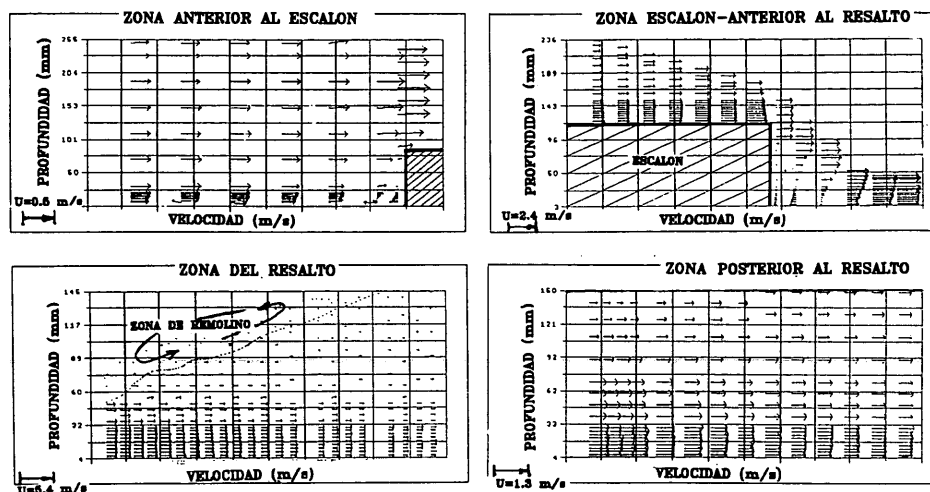
Figura 7

Figura 8



PERFILES DE VELOCIDAD VERTICAL Y HORIZONTAL

Figura 9



VECTORES DE VELOCIDAD MEDIA HORIZONTAL U

fundidad y velocidad media horizontal del primer perfil ($U_1 = 0.33 \text{ m/s}$, $h_1 = 0.25 \text{ m}$). La fig. 9 muestra los vectores de velocidad horizontal de los 56 perfiles en unidades métricas. En estas figuras se puede observar; (1) unas zonas donde el perfil de velocidad horizontal, U , es prácticamente uniforme y velocidades verticales nulas, como son la zona antes del escalón (P1, P4), y la zona posterior al resalto en el P56; (2) otra zona con gradientes fuertes de velocidad U entre el escalón y la zona de transición después del resalto donde se localizan los perfiles mostrados (P24 a P49). Obsérvese que antes del resalto (P20), la velocidad vertical es negativa (en sentido hacia el fondo), y que tras el resalto V es positiva en dirección ascendente, eje y . Se presenta unas pequeñas zonas de recirculación antes y después del escalón.

■ Fluctuaciones de velocidad horizontal (u') y vertical (v')

En la fig. 10 se encuentran representadas las fluctuaciones de velocidad vertical (v') y horizontal (u'), y los momentos combinados (tensiones de Reynolds, $u'v'$), para los 16 perfiles anteriores. Los valores de las tensiones de Reynolds han sido multiplicadas por diez por efectos de escala en las gráficas y se encuentran sin el signo negativo representadas de la forma $(-\tau/\rho = u'v')$.

En algunos casos se pueden observar pequeños saltos en u' , v' , $u'v'$, principalmente en valores de $u'v'$ (P16, P20, P28); esto se debe a la falta de mayor tiempo de promediación durante la toma de datos en cada uno de los puntos. De acuerdo

a lo expuesto anteriormente el límite de toma de datos en un punto se controla por un tiempo o por un número de datos válidos, la condición que primero se cumpla; en los casos en que las velocidades medias aumentan, la tasa de toma de datos también lo hace, llegando algunas veces a completar el número de datos en un tiempo mínimo, faltando un mayor tiempo para promediarlos, y como consecuencia no aparece una transición suave entre puntos.

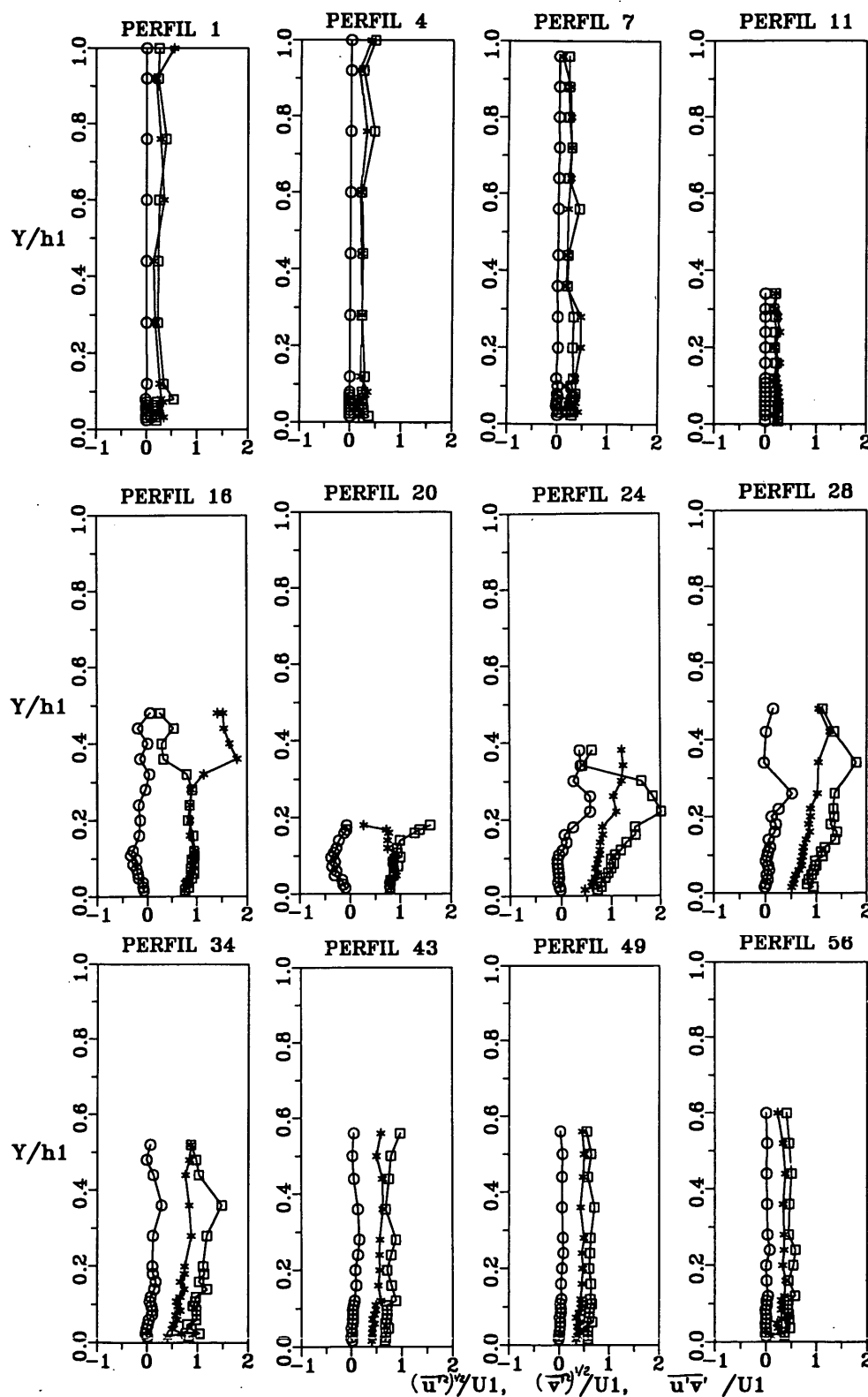
Proceso y análisis de los resultados

Dentro de los objetivos de esta investigación del resalto hidráulico, se encuentra el estudiar la distribución de velocidades, analizar la distribución de presiones, la estructura de esfuerzos cortantes con base en las ecuaciones de movimiento, la aplicación de teorías de energía y su disipación asumiendo diferentes hipótesis, y por último, evaluar la aplicación del Anemómetro Láser Doppler como herramienta de medición bajo condiciones de flujo lento, variado y rápido.

Para cumplir estos objetivos, se procesó la información contenida en medio magnético proveniente del Anemómetro Láser Doppler, pasando a una representación gráfica de los resultados, dado que facilita el análisis y la correlación de la información.

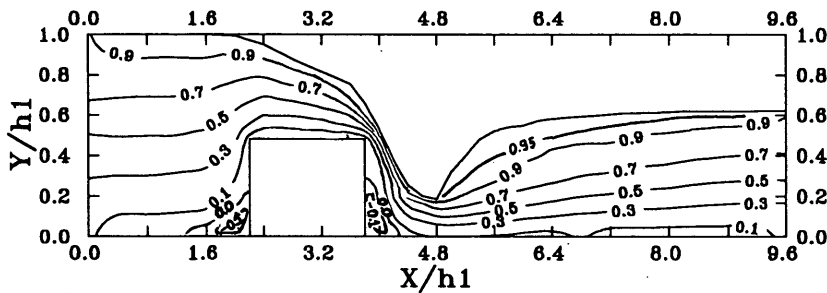
Debido a que era necesario evaluar funciones, derivarlas e integrarlas para aplicar las ecuaciones de conservación de la masa, cantidad de movimiento y energía, se decidió ajustar polinomios de

Figura 10



$\square$ Fluctuacion adimensional de la Velocidad horizontal, $(\overline{u'})^2/U1$
 $*$ Fluctuacion adimensional de la Velocidad vertical, $(\overline{v'})^2/U1$
 $\circ$ Fluctuacion de tensiones de reynolds, $\overline{u'v'}/U1$

FLUCTUACIONES DE VELOCIDAD VERTICAL,
HORIZONTAL Y TENSIONES DE REYNOLDS.



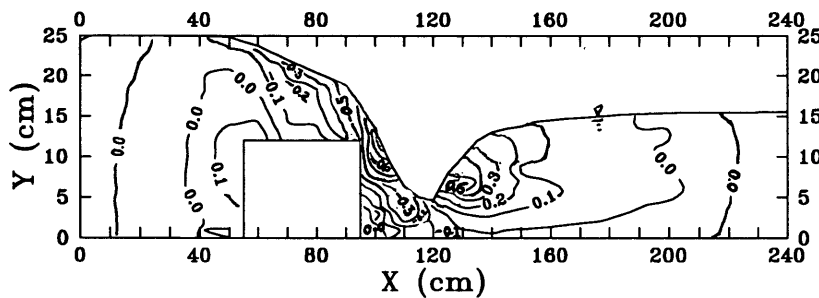
LINEAS DE FLUJO $\psi / (U_1 \cdot h_1)$

Figura 11

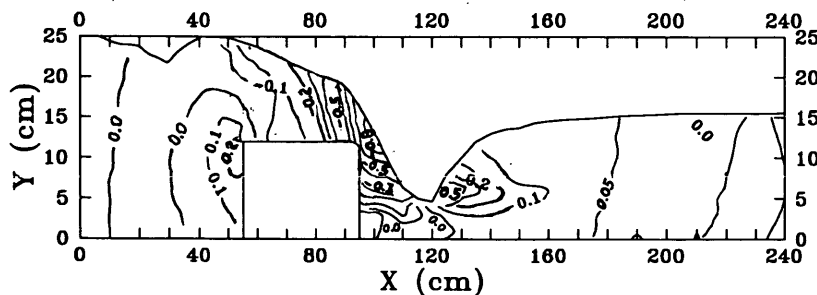
sexto grado a los diferentes parámetros medidos en cada perfil (U , V , u' , v' , $u'v'$).

En la mayoría de los casos a excepción de los valores de fluctuación u' , v' y $u'v'$ no fue necesario llegar a calcular los polinomios hasta el sexto

Figuras 12 y 13



DISTRIBUCION DE VELOCIDADES VERTICALES $V(m/s)$, (Medidas)



DISTRIBUCION DE VELOCIDADES VERTICALES $V(m/s)$, (Vel. estimadas)

grado, en general los ajustes eran buenos, donde la mínima correlación obtenida fue de 0.92, estando el 80% de la ajustes por encima de $r = 0.975$.

■ Líneas de flujo

Con base en los polinomios que se ajustaron a los perfiles de velocidades horizontales, se calcularon las líneas de flujo con la siguiente expresión:

$$\psi = \int_0^y U \, dy \quad (6)$$

En la fig. 11, se puede observar las líneas de flujo, las cuales representan adecuadamente las zonas de recirculación antes y después de la base del escalón. Se aprecia una concentración de flujo después del escalón y de dispersión a partir del resalto.

■ Velocidades verticales medias, $V(x,y)$

Asumiendo que el campo de flujo medio es bidimensional, la velocidad vertical media $V(x,y)$ puede ser evaluada de la ecuación de continuidad, así:

$$V = - \int_0^y \frac{\partial U}{\partial x} \, dy \quad (7)$$

Para la evaluación de la derivada parcial se empleó una aproximación por diferencias finitas centradas. La fig. 12, contiene una distribución espacial de las velocidades medias verticales medidas con el Láser Doppler. Por otro lado, la fig. 13 muestra los valores calculados de V , evaluadas a partir de la ecuación (7); como se puede observar en las gráficas los valores coinciden aceptablemente.

■ Distribución espacial de los parámetros medidos

■ Velocidades horizontales, U/U_1

En la fig. 14, se observa las líneas de igual velocidad en el dominio completo de las mediciones. La zona localizada antes del escalón y sobre el escalón, muestra una tendencia de líneas (U/U_1) verticales, lo que implica perfiles de velocidad horizontal uniformes, tal y como se había visto anteriormente.

Las máximas velocidades se presentan en el punto de origen del resalto con $U/U_1 = 5$, en $(x/h_1 = 4.8)$, a partir de esta zona hacia aguas abajo la tendencia de las líneas (U/U_1) , es en la dirección horizontal, aumentando hacia el fondo, lo que implica que el flujo se mueve en esta zona cercano a la base del canal.

■ Velocidades verticales, V/U_1

Las velocidades verticales se encuentran en la fig. 15; en esta gráfica se observa las velocidades máximas negativas en la zona inmediatamente posterior al escalón y las positivas en la zona del resalto cerca a la superficie.

■ Fluctuaciones de velocidad horizontales, u'/U_1

En la fig. 16, se observa claramente un foco de fluctuación de velocidades (u'/U_1) , en la zona central del resalto, donde a partir de este punto se van dispersando hacia aguas abajo, presentando valores altos $(u' \approx 2U_1)$ en la zona media y disminuyendo hacia los contornos.

Cerca al escalón en $(x/h_1 = 4.4)$, se observa en la zona de recirculación valores negativos de fluctuación, debido a la presencia de velocidades negativas en esta zona.

■ Fluctuaciones de velocidad vertical, v'/U_1

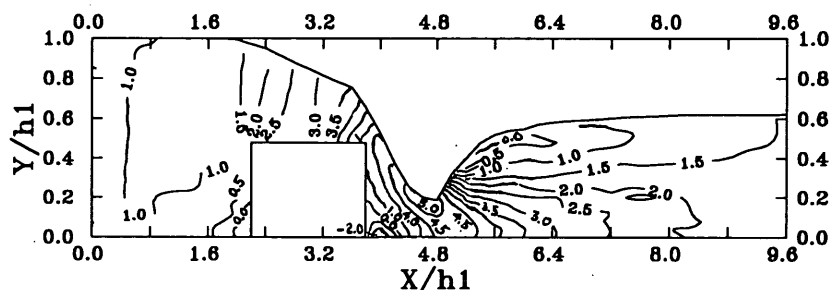
En la fig. 17, se observa la distribución de fluctuaciones verticales (v'/U_1) muy similar al de (u'/U_1) , pero con valores menores. Se debe detallar que (u') y (v') son del mismo orden en la zona de recirculación próxima al escalón.

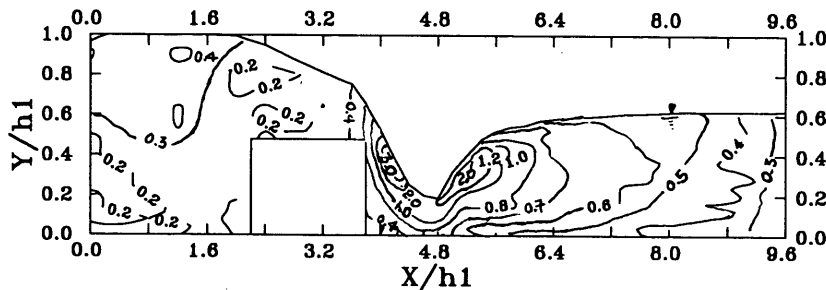
■ Tensiones de Reynolds, $u'v'/U_1^2$

En la fig. 18, se presenta dos focos turbulentos, uno en la zona del resalto bajo, la superficie del roller, el cual se dispersa hacia aguas abajo de signo positivo, y otro negativo en la zona cercana al origen del resalto, muy cerca al fondo del canal.

■ Disipación de energía y cortante integrado en la longitud del resalto

El resalto hidráulico generado en esta investigación, con número de Froude al comienzo del





DISTRIBUCION DE FLUCTUACIONES DE VELOCIDAD VERTICAL v'/U_1

Figura 17

$x = 120$ (P20) y terminaba entre las abscisas $x = 150$ (P32) y $x = 160$ (P35), secciones donde terminaba el roller y la pendiente de la superficie libre se hacía más suave, (fig. 7).

■ Esfuerzo cortante en el fondo integrado en la longitud del resalto

A partir de la ecuación de flujo de cantidad de movimiento planteada entre el punto 1 donde comienza el resalto y el punto 2 donde termina; bajo condiciones de flujo permanente y unidireccional se obtiene la siguiente expresión:

$$\int_0^{y_1} \rho U_1^2 dy + \rho g \frac{y_1^2}{2} + \int_0^{y_1} \rho \overline{u_1'^2} dy = \int_0^{y_2} \rho U_2^2 dy + \rho g \frac{y_2^2}{2} + \int_0^{y_2} \rho \overline{u_2'^2} dy + V_c \quad (8)$$

Donde el cortante en el fondo integrado en la longitud (L) del resalto es,

$$V_c = \int_0^L \tau_0 dx \quad (9)$$

El primer término a cada lado de la ecuación corresponde a la fuerza inercial, el segundo término a las fuerzas de presión y el tercer término a las fuerzas por tensiones turbulentas.

Debido a la falta de precisión del lugar donde finaliza el resalto (punto 2), se calculó los cortantes en el fondo integrados en la longitud del salto entre $x_1 = 120$ cms y $x_2 = 150, 155, 160, 180$ y 200 cms.

En la fig. 19, la curva 2 representa los cortantes evaluados con la ecuación (8), mientras que la

curva 1, se cálculo con la misma ecuación, pero suponiendo perfiles uniformes (evaluando una velocidad media en cada perfil).

En la figura se observa que el cortante integrado en la distancia con perfiles no uniformes (curva 1) aumenta (obsérvese que τ_0 es negativo), a medida que se va alejando del punto de origen. Antes del punto ($x = 155$) el cambio del cortante es fuerte, después de este punto se suaviza la pendiente de la curva, coincidiendo con el perfil de la superficie libre, que también disminuye su pendiente.

La tendencia a una curva suave se explica a partir de la ecuación de cantidad de movimiento (8); en esta zona después del resalto al no existir gradientes importantes tanto en la superficie libre como en las velocidades horizontales, la diferencias de fuerzas entre el punto inicial y el final varían muy poco. Caso contrario a lo que ocurre dentro de la zona del resalto, donde las gradientes son apreciables manifestándose en el cambio fuerte de la pendiente de la curva. Comparando las curvas 1 y 2, se aprecia la influencia de velocidad en los resultados obtenidos. Las diferencias son mayores en el inicio del resalto reduciéndose a lo largo del mismo.

Esto se puede explicar a partir de los coeficientes de corrección de perfiles (α_1 y α_2). El coeficiente de corrección del perfil se expresa como:

$$\alpha_i = \frac{\int_0^{y_i} U_i^2 dy}{y_i \overline{U_i^2}} \quad (10)$$

Como se puede apreciar en la Tabla 1, el valor de (α_1) permanece muy cercano a uno, lo que implica que el perfil es prácticamente uniforme; para perfiles alejados del origen, los valores de (α_2) van disminuyendo, lo que significa que el efecto de no tener en cuenta el perfil, disminuye con la distancia, lo cual es lógico porque el flujo tienden a estabilizarse.

■ Disipación de energía

Las pérdidas de energía por unidad de anchura del canal se evaluaron de tres formas:

(1) Aplicando la ecuación de Belanger para flujo uniforme al comienzo y final del resalto sin te-

ner en cuenta cortantes en el fondo, esta disipación de energía se denominó, E_1 , cuya expresión es la siguiente:

$$\Delta E_1 = E_1 = \rho g U_1 y_1 \frac{(y_2 - y_1)^3}{4 y_1 y_2} \quad (11)$$

donde: y_1 , y_2 son profundidades al comienzo y final del resalto, U_1 velocidad media en el perfil inicial, g : aceleración de la gravedad, ρ : la densidad del agua.

(2) A partir de la relación planteada por Svendsen y Madsen (1981) en un bore, E_3/E_1 , donde la corrección al perfil se expresa como:

$$\frac{E_3}{E_1} = 1 + \frac{r+1}{(r-1)^2} \cdot \frac{(\beta_1 - \alpha_1)r^2 + (\alpha_2 - \alpha_1)r - (\beta_2 - \alpha_2)}{\alpha_1 r - \alpha_2} \quad (12)$$

$$\beta_i = \frac{\int_0^{y_i} U_i^3 dy}{U_i^3 y_i} \quad (13)$$

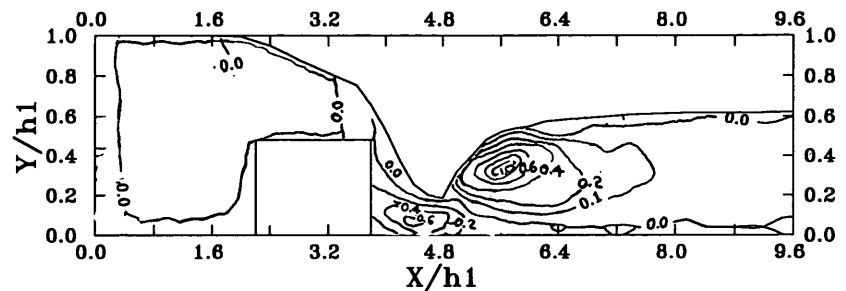
$$r = \frac{y_2}{y_1} \quad (14)$$

E_3 son las pérdidas de energía teniendo en cuenta el efecto de fricción en los contornos y los perfiles de velocidad no uniformes corregidos con (α_1 y β_1). (3) Evaluación de E_2 , a partir de la ecuación de conservación de la energía:

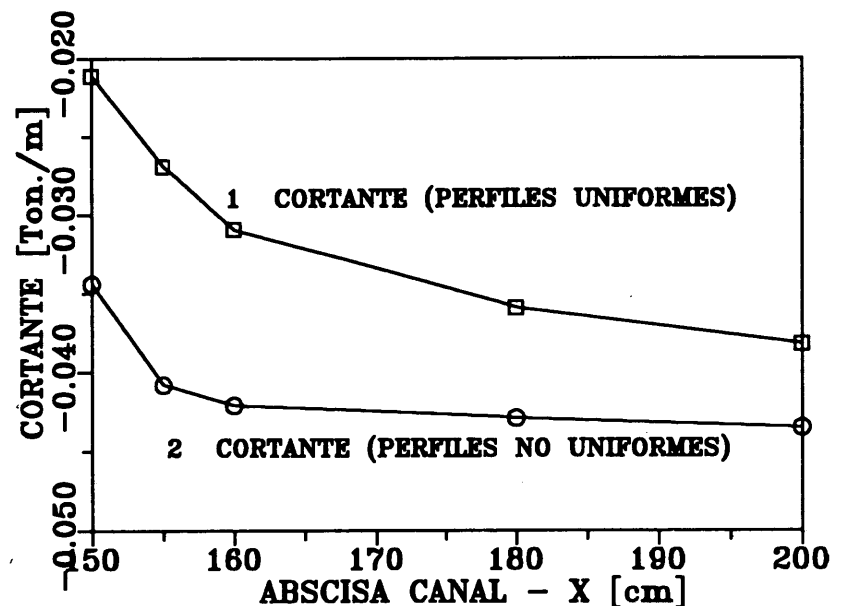
$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \cdot \int_0^{y_1} \rho \cdot U_1^3 dy + 2 \cdot \int_0^{y_1} \rho g y \cdot U_1 dy + \frac{1}{2} \cdot \int_0^{y_1} \rho \overline{u_1'^3} dy + 2 \cdot \int_0^{y_1} \rho g y \overline{u_1'} dy = \\ \frac{1}{2} \cdot \int_0^{y_2} \rho \cdot U_2^3 dy + 2 \cdot \int_0^{y_2} \rho g y \cdot U_2 dy + \frac{1}{2} \cdot \int_0^{y_2} \rho \overline{u_2'^3} dy + 2 \cdot \int_0^{y_2} \rho g y \overline{u_2'} dy + \\ + E_2 + E_{cd} \end{aligned} \quad (14)$$

donde (E_{cd}), es el trabajo debido al cortante por unidad de ancho del canal en el resalto:

$$E_{cd} = \overline{U_{1-2}} \cdot \int_0^L \tau_0 dx \approx V_c \cdot L \cdot \overline{U_{1-2}} \quad (15)$$



DISTRIBUCION DE LAS TENSIONES DE REYNOLDS $\overline{u'v'}/U_1$



CORTANTES INTEGRADOS A LO LARGO DEL FONDO DEL CANAL

Figuras 18 y 19

y U_{1-2} es la velocidad media horizontal entre las secciones 1 y 2.

Obsérvese que la ecuación de disipación de energía E_2 tiene en cuenta los perfiles de velocidad, el trabajo realizado por el esfuerzo cortante en el fondo integrado en la longitud del resalto y las fluctuaciones de velocidad horizontal entre la sección inicial y final.

Análogamente a como se hizo con los cortantes, se calculó la disipación de energía por los tres métodos indicados. Para varias secciones del resalto, los resultados de E_1 , E_2 y E_3 , se encuentran en la tabla I y fig. 20, donde la abscisa inicial

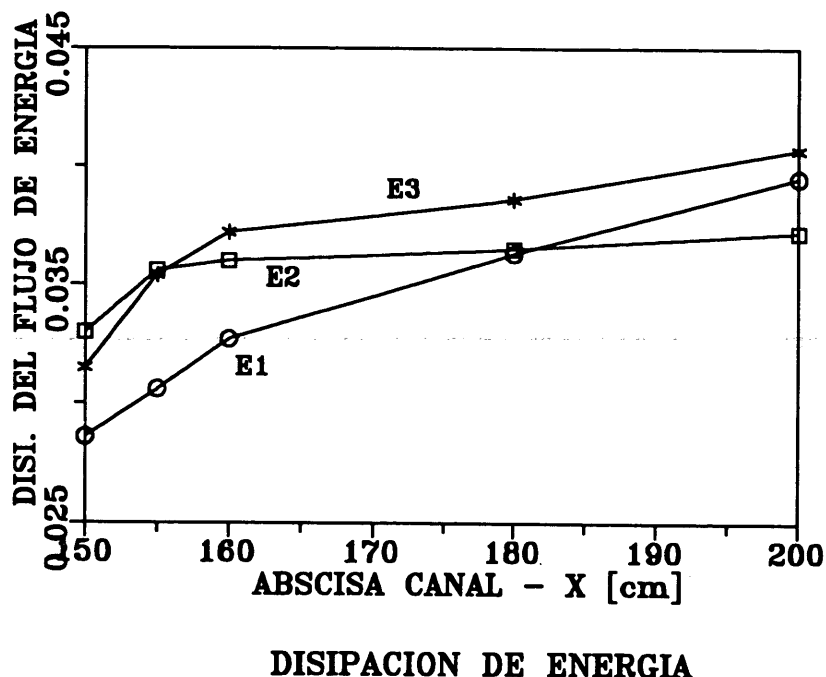


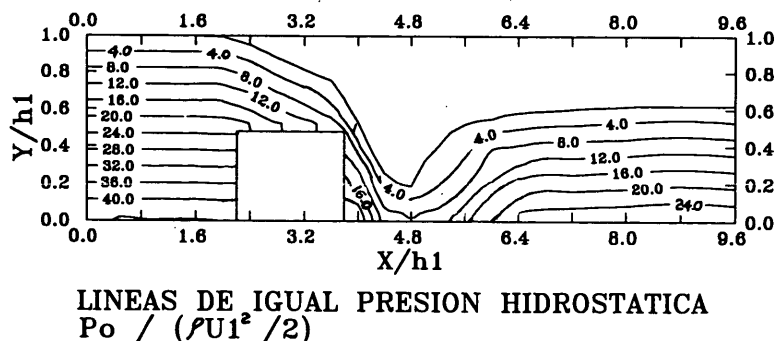
Figura 20

es en $x = 120\text{cms}$ y para las abscisas finales se tomaron $x = 150, 155, 160, 180$ y 200cms .

En la fig. 20, la curva de E_2 es la energía real disipada desde el comienzo del resalto hasta el punto donde se evalúa E_2 , mientras que E_1 y E_3 son la energía disipada por un resalto que posee una longitud equivalente a la distancia entre el punto inicial y el punto donde se está evaluando.

En la proximidad a ($x = 155\text{cms}$), se cruzan E_2 y E_3 , esto quiere decir que la energía disipada

Figura 21



hasta este punto (E_2), equivale a la energía que disipa un resalto entre ($x = 120$ y $x = 155$), según la ecuación de Svendsen (E_3). Aceptando la ecuación de Svendsen como válida, determinamos el punto donde termina el resalto.

En los puntos anteriores al corte se observa que, $E_2 > E_3$, esto quiere decir que la energía disipada (E_2) hasta ese punto, es mayor que aquella que disiparía un resalto con esa distancia. Para puntos mayores al cruce, $E_2 < E_3$, lo que significa, que un resalto con tal longitud disipa más energía que aquella que ha disipado este resalto.

En la curva de E_2 se observa una fase inicial hasta el punto de corte donde hay un cambio rápido de disipación de energía; a partir de ($x = 155$) el cambio de disipación de energía es mínimo. Esto se explica porque gran parte de la energía que se disipa en el resalto es por turbulencia, y una vez termina aquél, ésta va decreciendo, quedando prácticamente solo las pérdidas por fricción en el fondo, las cuales son muy pequeñas.

El trabajo efectuado por el cortante se evaluó a partir de la ecuación de cantidad de movimiento (8). La incorporación de este término en la ecuación de energía es casi depreciable de acuerdo a las pruebas que se realizaron.

Con base en la relación de Belanger se evaluó la altura final del resalto a partir de unas condiciones iniciales definidas por el número de Froude (F_1). Esta relación es aplicable bajo condiciones de flujo permanente, unidireccional, incompresible, sin cortantes ni pérdidas por fricción, y su expresión es:

$$\frac{y_2}{y_1} = \frac{1}{2}(\sqrt{1+8F_1^2}-1) \quad (16)$$

El valor de $y_2 = 0.1415\text{m}$. Si se observa la tabla I, este valor se localiza entre $x = 150$ y $x = 155$, lo que también reafirma que el resalto termina en las cercanías de $x = 155\text{cms}$.

Para el perfil inicial del resalto ($X_1=120$), se tiene $U_1=1.679$ m/s, $y_1=0.041\text{m}$, $F_1=2.646$, $\alpha_1=1.001$, $\beta_1=1.004$.

TABLA I: PARAMETROS PARA LA CORRECCION DE PERFILES (α_2, β_2)

$X_2(\text{cms})$	$Y_2^* (\text{m})$	α_2	β_2
150	0.140	1.422	2.268
155	0.143	1.317	1.977
160	0.146	1.287	1.884
180	0.151	1.123	1.359
200	0.154	1.056	1.167

* Profundidad medida, que cumple continuidad en el perfil

En esta tabla también aparecen los factores de corrección de perfiles para las secciones finales del resalto (integrales de perfiles de velocidad al cubo). En cuanto al valor de $\beta_1 = 1.004$ se concluye que el perfil inicial no influye mucho si se toma la velocidad como uniforme. Por el contrario en $x = 155$, el valor de $\beta_2 = 1.977$. Esto explica la diferencia entre E_1 y E_3 (un 16%), dado que el efecto del cortante es casi despreciable.

■ Distribución de presiones

La presión media P , se obtuvo a partir de las ecuaciones de Reynolds de cantidad de movimiento vertical, aplicada a un flujo bidimensional y permanente. P , se expresa como una combinación de la presión hidrostática P_o y una presión dinámica P_D .

$$P(y) = P_o(y) + P_D(y) \quad (17)$$

donde,

$$\frac{P_o}{\rho} = g(h-y)\cos\theta \quad (18)$$

$$\frac{P_D(y)}{\rho} = \int_y^h \frac{\partial(UV + \overline{u'v'})}{\partial x} dy + [V^2 - \overline{v'^2}]_y^h \quad (19)$$

Siendo θ la pendiente del fondo del canal y h la profundidad del flujo.

Los resultados del cálculo de la presión dinámica se pueden observar en la fig. 21. En esta figura se observa una zona inicial y otra final donde la presión dinámica es prácticamente cero, ya que en estas zonas casi no existen gradientes de velocidad y la velocidades verticales son prácticamente nulas.

Al comienzo del escalón se observa una presión negativa, debido a la componente vertical en dirección positiva de la velocidad. La zona inmediatamente posterior al escalón presenta una concentración de presión dinámica positiva, componente debido al término, (V^2) en (e.c. 19), donde esta velocidad vertical negativa alcanza su máximo valor.

Exactamente en la zona donde termina el resalto, se crea una zona de presión negativa, que en parte se debe a la diferencia de velocidad (U) entre la superficie y el fondo, dado que el flujo tiende a ir cerca del fondo del canal.

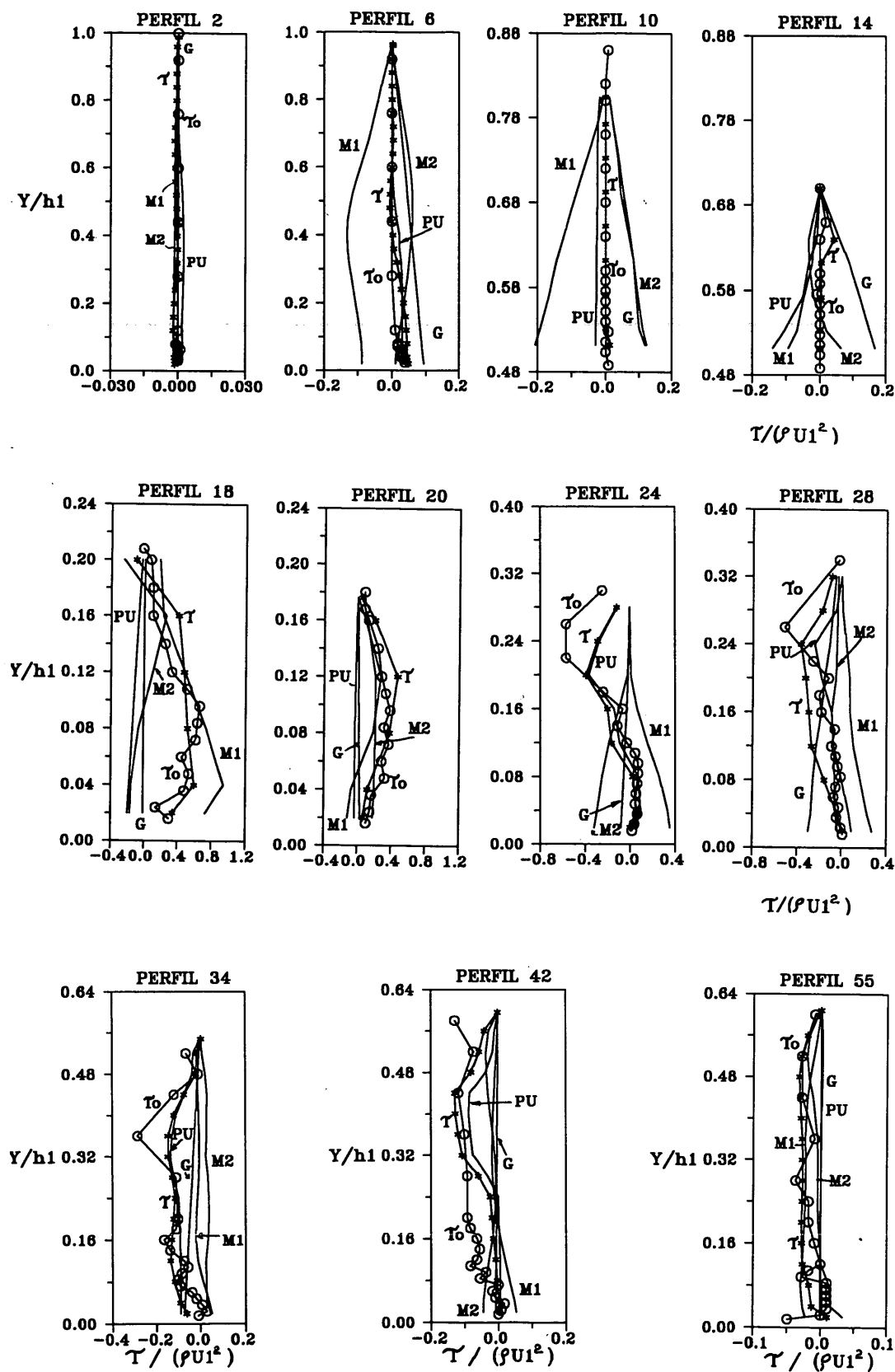
■ Análisis de la distribución de los esfuerzos cortantes

El cálculo de los diferentes términos que conforman el campo de esfuerzos cortantes, se estimó con base en la ecuación de cantidad de movimiento horizontal:

$$\frac{\tau_{xz}}{\rho} = -g \frac{\partial h}{\partial x}(h-y) - \int_y^h \left(\frac{\partial U^2}{\partial x} \right) dy + [-UV]_y^h - \int_y^h \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P_D}{\rho} + \overline{u'^2} \right) dy \quad (20)$$

De acuerdo a esta ecuación, el esfuerzo cortante (τ), se expreso en función de cuatro términos: el primero (G), es el término gravitacional asociado al gradiente de la superficie libre; el segundo (M1) corresponde a la derivada parcial de la componente convectiva de la velocidad horizontal (U^2); el tercero (M2) es el término convectivo relacionado con la interacción de velocidades horizontal y vertical (U,V); finalmente el término (PU), relacionado a la presión dinámica y fluctuaciones de velocidad. El cálculo de los diferentes términos al igual que las presiones se estimaron con base en un esquema centrado de diferencias finitas.

Figura 22



ESTRUCTURA DE LA DISTRIBUCION DE ESFUERZOS CORTANTES

En la fig. 22, perfil 2, zona donde el flujo es prácticamente uniforme, se observa que la componente gravitacional es cero, el orden de magnitud del cortante adimensional es de las milésimas, presentando valores muy pequeños convectivos M1 y M2 con respecto, a otro término muy pequeño, asociado a la presión dinámica y a las fluctuaciones turbulentas PU. La máxima diferencia de (τ) con respecto al valor medido es -0.0025 en términos adimensionales, equivalente a un esfuerzo cortante de -0.00025 (N/m²).

En el perfil 6, zona muy cercana al escalón, se observa unas tensiones de Reynolds mayores en el fondo, en la zona donde existe recirculación (fig. 9a). El término gravitacional (G), presenta como es de esperarse una distribución lineal positiva, al igual que el término convectivo M2 cuyo máximo se presenta donde las velocidades verticales son máximas. El término (PU) tiende a crecer cerca al fondo en la zona de recirculación, existiendo una pequeña diferencia entre la curva medida y la estimada que puede provenir de la evaluación del término dinámico-turbulento (PU), con respecto a los términos de fluctuaciones de velocidad (v').

En el perfil 10, zona central del escalón, los cortantes son prácticamente cero, existiendo un balance entre los términos de gradiente de presiones (G) y términos convectivos (M2), con respecto al término convectivo (M1) y en un menor grado PU (término dinámica-turbulento que influye poco).

En el perfil 14, borde final del escalón, se observa un cambio en el comportamiento de (M2), dado que el perfil de velocidad (U), aumenta en el fondo, dando valores de (M2) negativos en la superficie y positivos cercanos al fondo. El término dinámico-turbulento (PU), es relativamente grande, pero este aumento corresponde más al crecimiento de la presión dinámica en esta zona, que a la turbulencia.

El perfil 18, punto cercano al comienzo del resalto, presenta una disminución en el término de (G), debido a que en esta zona la superficie libre disminuye su pendiente, existe una gran componente convectiva (M1), con un máximo cercano al fondo, la tendencia de la componente (PU) es la misma del perfil 14.

En el perfil 20, punto donde comienza el resalto, el término gravitacional (G), es casi cero. (PU),

también tiende a cero debido a que las gradientes de velocidades verticales y sus fluctuaciones son prácticamente nulos. Este perfil frontera entre el flujo descendente del escalón y el flujo ascendente en el resalto, presenta velocidades horizontales muy grandes y velocidades verticales positivas cerca a la superficie, lo que genera términos convectivos (M1) y (M2) importantes.

En la zona del resalto caracterizada en los perfiles 24 y 28, se observa el cambio de signo del gradiente gravitacional; a medida que aumenta la profundidad, este término va tomando mayor importancia. En cuanto a los términos inerciales (M1) y (M2), tienden a anularse mutuamente. Asimismo se observa un crecimiento del término (PU) hacia la zona del roller; de acuerdo al análisis de presión dinámica en el apartado anterior, este término no es muy grande, lo que quiere decir que el término (PU) es dominado por el efecto de las fluctuaciones turbulentas en el resalto hidráulico (fig. 16 y 17).

A partir del resalto en la zona de transición, comienzan a disminuir las tensiones. En el perfil 34 y 42 sigue existiendo un dominio del término (PU), hasta llegar a una estabilización en el perfil 55 donde el gradiente (G) y (PU) son prácticamente cero, existiendo un balance entre los términos inerciales (M1) y (M2).

Conclusiones

En el presente proyecto se investigó un resalto hidráulico en un canal abierto. Haciendo uso del Anemómetro Láser Doppler (LDA) de dos componentes, planteándose un proceso de calibración para la obtención de datos confiables y de alta precisión, se estudió su estructura turbulenta, la distribución de presiones, características medias del flujo, cálculo y aplicación de ecuaciones de disipación de energía.

Se puede concluir que los datos obtenidos con el LDA, son lo suficientemente precisos, dado que satisfacen las ecuaciones de continuidad y cantidad de movimiento. Las principales conclusiones que se obtuvieron fueron las siguientes:

1. Aplicación del Anemómetro Láser Doppler (LDA):

■ El proceso de calibración efectuado garantizó una adquisición fiable de datos, tanto en los

términos medios de velocidad, como en las fluctuaciones y tensiones de Reynolds.

■ Cuando se estudia flujos turbulentos, es importante tener en cuenta el tiempo mínimo de adquisición de datos válidos con el fin de obtener curvas "graduales" de u' , v' y $u'v'$. Se debe promediar en tiempos lo más largo posibles (más de 30 segundos por punto).

■ La calibración depende del tipo de flujo que se tenga; por esto se debe calibrar para cada diferente condición existente en el ensayo.

2. Disipación de energía en el resalto:

■ El punto donde termina el resalto se determinó de varias formas:

(1) Visualmente durante los ensayos observando la zona donde cambiaba la pendiente en la superficie libre y donde finalizaba el roller, (2) evaluando la altura final del resalto a partir de la relación de Belanger como una función del número de Froude al comienzo del resalto, (3) el punto de quiebro en la pendiente de la línea de disipación de energía (E_2), evaluada a partir de la ecuación (14) de la conservación de la energía fig. 20, finalmente, (4) el punto de quiebro en la pendiente de la línea del esfuerzo cortante integrado en la longitud del resalto (e.c 8, fig19).

■ La relación planteada por Svendsen (e.c. 12), en un bore, representa bastante bien la energía disipada en el resalto.

■ El término de trabajo realizado por el esfuerzo cortante integrado en el fondo, puede tomarse como despreciable, dado que es muy pequeño comparados con otros términos de la ecuación de la energía (e.c 14).

■ El suponer flujo uniforme al comienzo del resalto, no influye en la evaluación de la disipación de energía, ni en los cortantes. El suponerlo uniforme al final de este, puede conllevar errores grandes. Así, al evaluar los diferentes parámetros de corrección para perfiles (α_1 , α_2 , β_1 , β_2), donde α_1 y β_1 son cercanos a uno, $\alpha_2 = 1.32$ y $\beta_2 = 1.98$ (tabla1); se obtuvo una diferencia del 16% en la disipación de energía evaluada a partir de la ecuación que supone flujo uniforme (e.c 11) y la ecuación

que tiene en cuenta los perfiles de velocidad (e.c. 14).

3. Distribución de presiones:

■ En zonas donde la velocidad vertical es apreciable, el término de presión dinámica es importante, llegando a ser mucho mayor que el término de presión hidrostática, como ocurre después del escalón antes de comenzar el resalto.

■ En la zona inmediatamente después del resalto, se genera una zona de presiones dinámicas negativas, que suaviza la pendiente de las líneas de igual presión total, comportándose similarmente a las líneas de flujo.

■ El término de presión dinámica dentro de la zona del resalto no presenta gran importancia, lo cual implica que en el resalto se puede asumir la presión total como hidrostática.

4. Distribución de tensiones de Reynolds:

■ El cálculo de cortantes o tensiones de Reynolds a partir de las ecuaciones de cantidad de movimiento discretizadas por diferencias finitas centradas, se ajusta aceptablemente a los datos medidos. Los errores que se presentan pueden ser minimizados tomando intervalos muy pequeños entre perfiles para aquellas zonas con fuertes gradientes en la superficie libre y de velocidades.

■ Dada la precisión que se consigue en las mediciones con el LDA, se puede calcular el nivel de la superficie libre a partir de la ecuación de cantidad de movimiento horizontal (e.c. 20). Para un perfil medido, se puede evaluar iterativamente diferentes valores de (h) en cada uno de los puntos del perfil, después por error cuadrático medio se puede determinar la profundidad (h), que se ajuste mejor a todos los puntos. Este es un método de gran precisión.

■ El término dinámico-turbulento (PU), es de gran importancia en las zonas de recirculación del flujo.

■ En flujos casi uniformes los términos gravitacional (G), términos convectivos M1, M2 y el tér-

mino dinámico-turbulento (PU), son prácticamente despreciables siendo los cortantes nulos.

■ En la zona del resalto, el término (PU) es importante, principalmente las componentes de fluctuación de velocidad cercanas al roller de la superficie. En esta zona los términos M1 y M2 tienden anularse mutuamente y el término (G) va aumentando su importancia a medida se va incrementando el nivel.

Agradecimientos

Miguel González agradece al Instituto Cooperación Iberoamericana, así como, Miguel Losada agradece a la Comisión Interministerial de Ciencia y Tecnología, proyecto PB890381, la financiación durante el periodo de realización de esta investigación. Ambos autores dan las gracias a Rodolfo Silva por la ayuda prestada en la elaboración de este artículo. n

Bibliografía

- Dally, W. R., Dean, R. G. y Dalrymple, R. A., 1984. "Modelling Wave Transformation in the Surf Zone". Coastal Eng. Res. Center miscellaneous paper, CERC 84-85.
- Losada, M. A., 1985; "Rotura del oleaje, estado del conocimiento", Fundación Torres Quevedo, Dirección General de Puertos y Costas M.O.P.U., tomos I, II. Santander.
- Losada, M. A., 1982; "Morfodinámica de playas, la tensión de radiación y sistemas circulatorios asociados", Curso de Doctorado, Universidad de Cantabria, Santander.
- Madsen, P. A. y Svendsen, I.A., 1982, "Turbulent Bores and Hydraulic Jumps". Journal Fluid Mechanics. 129, pp. 1-25.
- Méhauté, B. I., 1976; "An Introduction to Hydrodynamics and Water Waves", Springer-Verlag, New York.
- Pethick, J. "An Introduction to Coastal Geomorphology", Lecturer in Physical Geography, University of Hull, Edward Arnold.
- Streeter, V. L., Wylie, E. Benjamin, 1980; "Mecánica de fluidos", McGraw-Hill, sexta edición.
- Svendsen, I. A., 1986. "Analysis of Surf Zone Turbulence", Institute of Hydrodynamics and Hydraulic Engineering, Technical University of Denmark, Lyngby, Denmark.
- Tennekes, H. Lumley, J. L. 1989; "A First Course in Turbulence", The MIT Press, Massachusetts, New Hampshire, USA.
- Ven te Chow, "Hidráulica de los canales abiertos", Editorial Diana, Mexico. ■