

19  
24



UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE INGENIERIA

“SALTO HIDRAULICO  
FUERTE”

T E S I S  
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE  
INGENIERO MECANICO ELECTRICISTA  
P R E S E N T A N  
GUMERSINDO G. BALSECA MARTINEZ  
LUIS MANUEL CERECEDO FIGUEROA  
ARTURO GONZALEZ ALBARRAN



MEXICO, D. F.,

1989

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN



Universidad Nacional  
Autónoma de México



## **UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso**

### **DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

## I N D I C E

	Pag.
NOMENCLATURA	
INTRODUCCION . . . . .	1
CAPITULO I .- ANTECEDENTES . . . . .	4
1.1 .- DESCRIPCION DEL FENOMENO. . . . .	4
1.2 .- RESEÑA HISTORICA. . . . .	9
CAPITULO II.- ESTUDIO EXPERIMENTAL . . . . .	23
2.1 .- CARACTERISTICAS DEL MODELO . . . . .	23
2.2 .- CARACTERISTICAS DE LA BOMBA Y DEL REDUCTOR DE VELOCIDADES . . . . .	25
2.3 .- CARACTERISTICAS DE LOS APARATOS DE MEDICION . . . . .	25
2.4 .- CONDICIONES DEL EXPERIMENTO . . . . .	28
2.5 .- METODO DE TOMA DE LECTURAS. . . . .	31
2.6 .- RESULTADOS. . . . .	35
2.7 .- DISCUSION . . . . .	47
CAPITULO III.- COMENTARIOS Y CONCLUSIONES . . . . .	51
APENDICE	
REFERENCIAS	

## NOMENCLATURA

$A_1, B_1, C_1, D_1$  y  $E$  = Coeficientes de las funciones  $h, \delta$  y  $U$ .

$u$  = Velocidad horizontal en un punto  $y$ .

$U_m$  = Velocidad horizontal máxima en  $y=\delta$ .

$U_1$  = Velocidad al inicio del salto.

$U_0$  = Velocidad horizontal en la superficie.

$n$  = Exponente de la ecuación de Blasius =  $1/7$ .

$\delta$  = Espesor de capa límite.

$d_1$  = Tirante del salto aguas arriba (inicial).

$d_2$  = Tirante del salto aguas abajo (secundario).

$L_j$  = Longitud del salto.

$L_r$  = Longitud del rollo.

$h_j$  = Altura del salto.

$h_r$  = Altura del rollo.

$h$  = Altura de la superficie en una sección dada.

$x$  = Abscisa.

$y$  = Ordenada.

$\tau_b$  = Esfuerzo cortante en el piso.

$\tau_t$  = Esfuerzo cortante turbulento.

$\tau_e$  = Esfuerzo máximo cortante turbulento.

C = Constante = 0.693 .  
Co = Concentración de aire.  
g = Aceleración de la gravedad.  
Hd = Carga dinámica.  
He = Carga estática.  
Ht = Carga total = Hd + He.  
F<sub>1</sub> = Número de Froude a la entrada del salto.  
F = Número de Froude.  
R = Número de Reynolds.

## INTRODUCCION

El salto hidráulico es un fenómeno que es bien conocido en la hidráulica, el cual es notablemente empleado para:

- \* Disipar la energía en los flujos de agua sobre presas, diques y otras estructuras hidráulicas para evitar socavaciones aguas abajo de las estructuras.

- \* Recuperar altura o levantar el nivel del agua en el lado aguas abajo de un canal y así mantener alto el nivel del agua para irrigación u otros propósitos de distribución de agua.

- \* Incrementar el peso sobre un piso amortiguador y así reducir la fuerza hacia arriba debajo de una estructura de mampostería mediante la subida de la profundidad del agua en el tirante secundario sobre el lecho amortiguador.

- \* Incrementar la descarga en la compuerta de salida manteniendo el nivel aguas abajo.

- \* Indicar condiciones especiales del flujo, tales como la existencia de un flujo supercrítico.

- \* Mezclas químicas usadas para purificación del agua.

\* Aerear el agua para abastecimiento de agua potable a las ciudades.

\* Remover bolsas de aire de las líneas de abastecimiento de agua y así prevenir bloqueos de aire.

\* En decantadores de agua en las plantas de tratamiento de aguas negras para asentamientos de lodos.

Cabe remarcar que el interés de estos ejemplos del uso del salto hidráulico, proviene de la estructura del flujo interno. Por consecuencia los estudios sobre los procesos turbulentos de mezcla del resalto muestran, no solamente un interés fundamental evidente, sino que también conducen a una mejor utilización del fenómeno.

Dadas las aplicaciones del fenómeno conocido como "SALTO HIDRAULICO" y los efectos que este produce, además tomando en cuenta que solo una pequeña parte de los numerosos trabajos realizados sobre el tema, se han enfocado al estudio de las condiciones internas en el "ROLLO", este trabajo presenta un panorama general acerca del fenómeno, con especial atención a la zona de disipación de energía conocida también como zona del rollo del salto.

Se determinará la distribución de velocidades para el fenómeno en forma experimental, utilizando un modelo físico para simular, en pequeña escala, el fenómeno. Se trabaja con un salto hidráulico libre, permanente y en un rango de Números de Froude entre 8 y 13, bajo los cuales el salto tiene mayor disipación de energía, lo cual puede llegar hasta el 85%. Los

resultados obtenidos experimentalmente, se comparan con trabajos hechos anteriormente por otros autores.

Como complemento a este estudio, se presenta en el apéndice el análisis matemático realizado por McCorquodale [ 1983 ], mediante el cual se obtubieron los resultados teóricos que se comparan con los resultados experimentales del presente trabajo.

Con todo esto, se espera dar un estudio complementario del perfil del salto hidráulico en la zona del rollo, con la finalidad de conducir a una mejor utilización del fenómeno en todas las aplicaciones antes mencionadas.

## CAPITULO I

### ANTECEDENTES

#### 1.1 .- DESCRIPCION DEL FENOMENO.

Para empesar a comprender el fenómeno, mencionaremos la definición dada por Elevatorski [1959] que dice: "El salto hidráulico es el paso brutal y turbulento de un flujo de líquido a partir de un nivel base por debajo de una altura crítica hasta un nivel alto por arriba de la altura crítica, donde la velocidad del flujo pasa de un estado supercrítico a un estado subcrítico. Este paso se caracteriza por una brusca discontinuidad de la superficie libre y de la formación de un rollo que da por resultado la creación de fuertes intensidades de turbulencia, la entrada de aire y la disipación de energía cinética".

Para complementar la definición, agregaremos que el efecto del peso del líquido está representado por la razón de las fuerzas de inercia a las fuerzas de gravedad. Esta razón recibe el nombre de Número de Froude, que para líquidos homogéneos con superficie libre se define como:

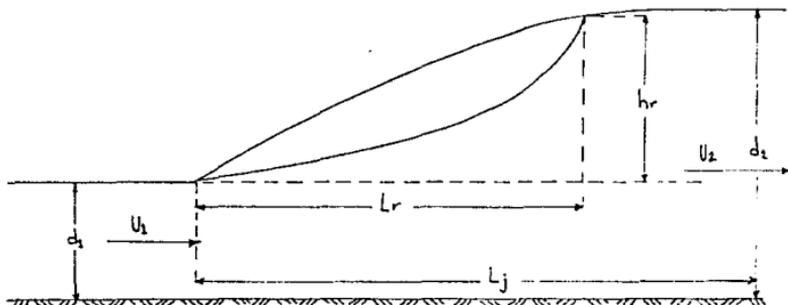
$$F = U/(gd)^{1/2} \dots \dots \dots (1)$$

donde  $U$  es la velocidad media del flujo,  $g$  es la aceleración de la gravedad y  $d$  es una longitud característica del flujo. Cuando el Número de Froude es igual a la unidad ( $F=1$  o  $U=(gd)^{1/2}$ ), el flujo está en un estado denominado crítico. Si  $F < 1$  o  $U < (gd)^{1/2}$ , el flujo se llama subcrítico. Si  $F > 1$  o  $U > (gd)^{1/2}$ , el flujo será denominado supercrítico.

Un salto hidráulico se formará, entonces, si el Número de Froude  $F_1$  del flujo, la profundidad  $d_1$  y una profundidad aguas abajo  $d_2$  satisfacen la ecuación de Belanger, ó bien la ecuación corregida por Rajaratnam que se presentan en la sección 1.2.

1.1.1 .- CARACTERISTICAS GEOMETRICAS DEL SALTO.

En la siguiente figura se observa una representación esquemática del salto hidráulico.



Representación esquemática del salto hidráulico.

donde:  $d_1$  = altura aguas arriba del salto.  
 $d_2$  = altura de estabilización aguas abajo.  
 $h_r$  = altura del rollo.  
 $h_j$  = altura del salto.  
 $L_r$  = longitud del rollo.  
 $L_j$  = longitud del salto.  
 $U_1$  = velocidad media aguas arriba.  
 $U_2$  = velocidad media aguas abajo.

La longitud del salto hidráulico es difícil de medir debido a la incertidumbre que implica la determinación exacta de sus secciones, inicial y final. Varios investigadores establecieron formulas para determinarlas; entre las más sencillas se citan:

AUTOR	FORMULA
Safranés	$L_j = 5.2 d_2$
Smetana	$L_j = 6.02 h_r$
Douma	$L_j = 3 d_2$
USBR	$L_j = 6.9 h_r$

Para el salto libre, la altura del rollo puede definirse como:

$$h_r = d_2 - d_1$$

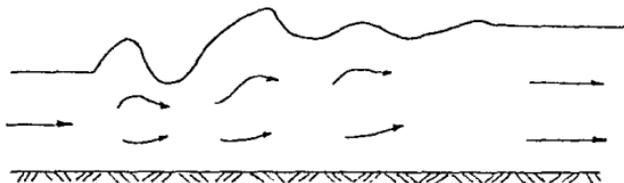
#### 1.1.2. TIPOS DE SALTO HIDRAULICO.

Los saltos hidráulicos sobre un piso horizontal son de varios tipos, los cuales se pueden clasificar de acuerdo al Número de Froude  $F_1$ , del flujo aguas arriba de la manera siguiente:

\* Para  $F_1=1$  el flujo es crítico y de aquí no se puede formar ningún salto.

\* Para  $1 < F_1 < 1.7$  la superficie del agua muestra ondulaciones y el salto es llamado salto ondular. La extensión del salto, es de

alrededor de  $4d_2$  y su disipación de energía es baja, menor del 5%.



Salto ondular.

\* Para  $1.7 < F_1 < 2.5$  se desarrolla sobre la superficie del salto una serie de pequeños remolinos, pero la superficie del agua aguas abajo permanece lisa. La velocidad, a lo largo del salto, es ligeramente uniforme y la pérdida de energía es baja. Este salto se llama salto débil. La disipación de energía es del 5 al 15%.



Salto débil.

\* Para  $2.5 < F_1 < 4.5$ , existe un chorro oscilante, donde cada pulsación irregular genera una gran onda que podría recorrer kilómetros aguas abajo dañando canales y otras estructuras. No es recomendable para condiciones de diseño. Se llama salto inestable u oscilante. Su disipación es del 15 al 45 %.



Salto oscilante.

\* Para  $4.5 < F_1 < 9$ , el salto es estable y bien equilibrado, tiene las mejores características y no es sensible a las condiciones aguas abajo. Es el mejor régimen de diseño, su disipación de energía es del 45 al 70 %. Se llama salto permanente.



Salto permanente.

\* Para  $F_1 > 9$ , el chorro de alta velocidad provoca golpes intermitentes de agua, generando ondas aguas abajo y puede prevalecer una superficie brusca. La acción del salto es brusca pero efectiva, ya que la disipación de energía puede alcanzar 85%. Este salto es llamado salto fuerte.



Salto fuerte.

Se debe destacar, que los rangos del Número de Froude dados anteriormente para los diferentes tipos de saltos no son estrictos, sino que se traslapan a una cierta extensión dependiendo de las condiciones locales.

#### 1.2 .- RESEÑA HISTORICA.

Desde hace casi cinco siglos, el fenómeno del salto hidráulico fué observado por Leonardo da Vinci y ha sido el objeto de numerosos estudios después de haber sido estudiado por Bidone [1810] y posteriormente por Belanger [1828], quien obtuvo la ecuación bien conocida:

$$dz/dx = 1/2[-1 + (1 + 8F_1^2)^{1/2}] \dots \dots \dots (1)$$

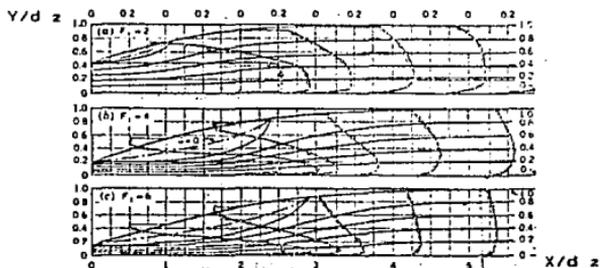
Hasta la fecha cientos de Artículos se han publicado sobre este tema, pero la mayoría de estos han tratado sobre la descripción macroscópica del salto.

Bakhmeteff y Matzke [1936], estudiaron el fenómeno en términos de similitud dinámica esto es con análisis adimensional.

y modelado a nivel laboratorio. Su estudio consistió en hacer analogías por medio de parámetros adimensionales (principalmente con el Número de Froude), simulando las condiciones reales en un pequeño canal de sección rectangular de dimensiones: 20 ft de longitud, 6 in de altura y 22 in de anchura, donde se reprodujo el fenómeno, siendo agua el fluido de trabajo. Estos trabajos culminaron con la elaboración de tablas que muestran la geometría general del salto y su variación con relación al Número de Froude.

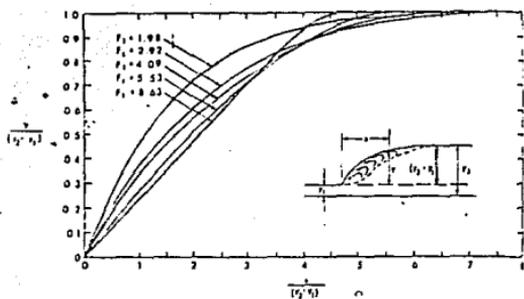
Rouse y Najaratnam [1959], realizan experimentos con aire, puesto que explican, que el aire atrapado por la turbulencia del rollo dificulta las mediciones de las características del salto. El patrón del flujo fue simulado en un ducto de sección rectangular y usaron un anemómetro de hilo caliente para poder determinar el comportamiento de turbulencia correspondiente para Números de Froude de 2, 4 y 6. Para Justificar esta simulación, realizan un análisis matemático basándose en las ecuaciones de cantidad de movimiento y energía. Para lograr la simulación se requirió de un ducto especial de 9 ft de longitud y una sección transversal de 1 por 1 ft, constituido de madera laminada y mica; la pared frontal y una superficie curvada se hicieron transparentes para visualizar la zona de medición. Fue necesario un ventilador centrífugo de 5 Hp para producir el flujo de aire, el cual descargaba al medio ambiente a través de un difusor. Las conclusiones de este trabajo dieron resultados muy valiosos en cuanto a la transformación de energía asociada al fenómeno, en particular la parte que juega el rollo en la

producción de turbulencia mediante la cual se efectúa la transformación de energía (pasando de energía cinética a energía turbulenta). Aunque sus mediciones no fueron exactas ni precisas, su análisis procedió de acuerdo a las ecuaciones básicas de movimiento. Dentro de su trabajo se pueden apreciar los perfiles de velocidad a lo largo del salto, obtenidos de manera puramente experimental, observándose claramente el comportamiento de la velocidad dentro del rollo.

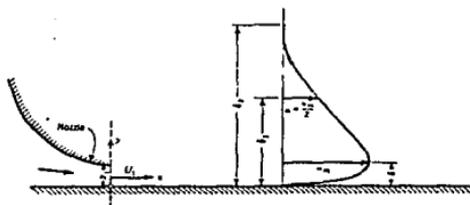


Distribución de velocidades medias (ROUSE 1950).

Rajaratnam [1962], presenta una ecuación general para el perfil del salto hidráulico para Números de Froude de 5 a 12, obtenidos de una investigación experimental. Los experimentos se llevaron a cabo en un conducto de 12 in de ancho, 15 in de alto y 15 ft de longitud, usando un conjunto de piezómetros para determinar dicho perfil. Después, Rajaratnam y Subramanya [1968], profundizan en este tema concluyendo con la obtención de un modelo matemático generalizado para Números de Froude mayores de 4.



El mismo Rajaratnam [1965], publica interesantes resultados de sus estudios, donde hace una analogía del salto hidráulico como un chorro de pared de aire. Para poder llevar a cabo esta analogía, utiliza la teoría del chorro de pared plano turbulento ya desarrollada por Schwarz y Cosart [1961] y otros investigadores. La cual compara con sus resultados obtenidos en laboratorio,



Perfil de velocidades del chorro de pared (RAJARATNAM 1968).

al estudiar los perfiles en un salto hidráulico sumergido. Simuló el salto hidráulico en la vena contracta de una compuerta de salida rectangular de un canal de 12.125 in de ancho, 36 in de altura y 16 ft de longitud, con paredes de vidrio y un fondo liso. El agua era proporcionada por un tanque de carga constante y la descarga fue medida directamente a la salida del tanque. Las mediciones de velocidad fueron hechas por medio de un tubo de Prandtl de tipo "Pitot estático" de 3 mm de diámetro externo con punta semiesférica. Para realizar las lecturas de los esfuerzos cortantes en el fondo, empleó un tubo de Preston de 3 mm de diámetro exterior y 0.18 de diámetro interior. Encontró que la suposición "...la distribución de presiones en el salto hidráulico es hidrostática..." es errónea y que la distribución de velocidades en la parte de la capa límite del salto sigue estrechamente la ley del defecto de la velocidad para el flujo en un canal de dos dimensiones. La distribución de velocidades hasta la capa interna, sigue estrechamente el perfil del clásico chorro de pared y del salto sumergido, pero de la capa interna hacia arriba, el comportamiento es solamente parecido a el perfil del salto sumergido. También encontró que no existe separación de la capa límite del fondo del canal; la disminución de la velocidad máxima en el salto libre es muy rápida comparada con los otros dos casos (chorro de pared y salto sumergido), demostrando así la eficiencia de disipación de energía de este tipo de salto.

Proporciona también una ecuación para el coeficiente de fricción de película, el cual es función de la velocidad máxima y del espesor de la capa límite en una sección determinada. Usando los resultados experimentales, obtiene una versión más aproximada de la ecuación de momentum y que concuerda más con los datos experimentales sobre los saltos formados bajo las compuertas, que la simple ecuación de Belanger. Esta ecuación es:

$$\left(\frac{dz}{dx}\right)^2 - \left(\frac{dz}{dx}\right) \left[1 - c + 2F_1\right]^2 + 2F_1^2 = 0 \quad (3)$$

donde  $c$  es la fuerza cortante integrada y adimensional,  $F_1$  es el Número de Froude supercrítico y  $d_1$  y  $d_2$  son las alturas supercríticas y subcríticas del salto, respectivamente. Además se desarrolla un procedimiento para predecir los perfiles de superficie y energía en el salto.

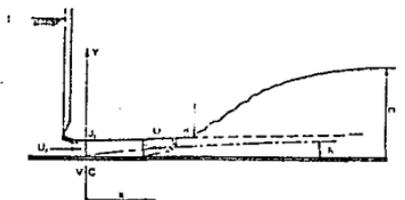
Posteriormente, se realizan estudios más profundos sobre la turbulencia en el salto. Son Resch y Leuthesser (1971) quienes continúan los trabajos emprendidos por Rouse y Nagarathnam. Sus experimentos fueron realizados en agua con un canal de 36 ft de longitud y de sección rectangular de 2 ft de alto y 1.28 ft de ancho. El instrumento de medición fue un anemómetro de placa caliente. Proponen una solución matemática al problema, basándose en las ecuaciones generales de la cantidad de movimiento para un flujo estacionario y turbulento de fluido incompresible dadas por las ecuaciones de Reynolds y Boussinesq. Este análisis no se concluye por la complejidad de la solución matemática. Este estudio constituye esencialmente, la continuación de los trabajos hechos por Kartha (1968) y

Leuthesser y Kartha [1971], que revelan ciertos aspectos que se habían despreciado en el estudio del salto hidráulico. Este trabajo es, por primera vez, una exploración de las características turbulentas en un salto hidráulico real. Los resultados de las mediciones de turbulencia, hechas por estos autores, están de acuerdo con las obtenidas mediante la simulación de flujo de aire hechas por Rouse [1959]. También es interesante observar los efectos producidos por la entrada de aire en la gran turbulencia del flujo de agua.

Resch y Leuthesser [1972], analizan nuevamente el salto hidráulico en la región bifásica. Eligen el salto como un fenómeno hidráulico importante, que permite reunir varias condiciones interesantes, como el hecho de encontrar un flujo de agua en canal abierto, un flujo en estado subcrítico y supercrítico (representados por el Número de Froude), y en fin, un flujo bifásico debido a la fuerte entrada de aire en el rollo del salto. Esta elección, según dicen, permite aportar una contribución al fenómeno natural conocido y muy utilizado en la práctica pero todavía poco comprendido hasta entonces. Para este caso, por la presencia de burbujas de aire en agua, utilizan un método digital de medición, ya que el método analógico da lugar a mayores imprecisiones. Esto da como resultado, la aportación de un método computarizado que eliminan los efectos de las burbujas de aire atrapadas en el agua. Esto permite afirmar de manera más acertada, que las condiciones del flujo aguas arriba tienen una influencia preponderante sobre la estructura misma del salto. Sin embargo, no proponen ningún esquema de la estructura del salto,

argumentando que se requiere mayor información sobre las condiciones transversales de la velocidad, así como los esfuerzos de Reynolds en dicha dirección. A pesar de esto, muestran en sus trabajos someros esquemas sobre el comportamiento de la velocidad en el rollo y una gran parte después de éste a lo largo del salto.

Wilson y Turner [1972], también realizan estudios en el salto hidráulico, poniendo énfasis en el comportamiento y desarrollo de la capa límite del flujo principal. Usan un



Desarrollo de la capa límite (Wilson y Turner 1972).

anemómetro de placa caliente para la obtención de los datos, que presentan en forma gráfica y muy precisa. Su trabajo lo realizan tanto en flujo laminar como en flujo turbulento completamente desarrollados, manejando Números de Froude que van desde 5.125 hasta 9.720. En este estudio se señala la influencia que tiene la distancia que hay de la salida de la compuerta a la punta del rollo en el desarrollo de la capa límite.

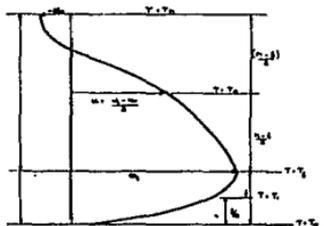
Sarma y Newnhan [1973], correlacionan las ecuaciones

propuestas por Rajaratnam [1968], y sus gráficas obtenidas experimentalmente, con la finalidad de ayudar a la ingeniería en el diseño óptimo de perfiles de superficie en canales horizontales de sección rectangular para Números de Froude menores de 4, ya que en estas condiciones las pérdidas de energía se consideran muy reducidas. Los autores presentan en estos estudios un modelo generalizado para flujos con Números de Froude menores de 4.

Posteriormente, Rosch y Leuthesser [1974], usando su ya antes mencionado método computarizado, realizan estudios en el salto sobre la efectividad de este como aereador de agua con fines de potabilización.

Concluyen, que existe clara evidencia de que un salto con flujo en estado supercrítico completamente desarrollado retiene su contenido de aire por una longitud mayor que su contraparte con flujo subcrítico no desarrollado y de esta manera se demuestra que el primer tipo de salto es más apropiado para usarse con fines de aereación.

Una aportación muy importante acerca del comportamiento del flujo interno en el salto hidráulico, es el estudio realizado por Narayanan [1975], donde obtiene las ecuaciones que representan el comportamiento del fenómeno.



Esfuerzos cortantes y distribuciones de velocidad media  
empleados en el análisis (Narayanan 1975)

La teoría del salto hidráulico atribuida a Belanger [1828], es una aplicación del principio de momentum unidimensional en conjunto con las condiciones de continuidad. En ausencia de condiciones de fricción en el fondo, la solución será la ecuación (2) de Belanger antes citada. Esta ecuación fué mejorada por Rajaratnam [1965], incorporando una fuerza de fricción en el fondo. Generalmente se presentan ecuaciones empíricas para la observación de perfiles de profundidad. Estas ecuaciones junto con la ecuación (3) son adecuadas para el diseño en ingeniería. Hasta ese entonces, no había sido propuesta ninguna teoría que determinara el comportamiento interno del salto. Fué

indispensable, para el análisis teórico de Narayanan, el conocimiento de la estructura interna del fenómeno.

Como anteriormente se dijo Rouse y colaboradores [1959], proporcionan información detallada de las características turbulentas y del comportamiento en simulaciones con aire del salto hidráulico. El salto hidráulico está representado como un chorro de pared plano turbulento, difundido en presencia de un contraflujo. Se aplican las ecuaciones integrales de momentum y continuidad al cálculo cinemático del movimiento medio dentro del salto. Se calculan y comparan con resultados experimentales: la disminución de la velocidad máxima, el perfil de superficie, las variaciones de velocidad de superficie y el desarrollo de la capa límite. También muestra como las características de la longitud del salto hidráulico son sensibles al esfuerzo cinemático turbulento. La longitud del salto y la extensión del salto pueden ser predecidas. Por último, se muestra en la teoría la gran influencia del Número de Reynolds y las condiciones del flujo aguas arriba. Es importante observar el método que utiliza para su análisis matemático, denominado Método de integración por franjas (Strip Integral Method), el cual consiste en separar por secciones e integrar de acuerdo a la distribución de velocidades gobernantes en esa zona.

Cinco años después, Narayanan [1980], estudia las fuerzas que se ejercen sobre un dique de pared delgada en un salto forzado. Estos diques de pared delgada son usados para forzar el salto, el cual es un excelente disipador de energía del flujo entrante. Este estudio se fundamenta en la importancia que tienen

las fuerzas que se ejercen en los tanques amortiguadores, para el mejor diseño e ingeniería de estos. Para este objetivo, Narayanan utiliza un transductor de arrastre, el cual está sujeto al dique de pared delgada. La simplicidad de la medición directa al emplear este transductor, es muy útil para la obtención del esquema general del salto forzado mediante un dique de pared delgada y en la determinación del arrastre bajo varias condiciones de flujo, determinadas por la profundidad aguas abajo. Esto bien pudo realizarse por medio del método de integración de presiones medias distribuidas sobre el dique, pero el autor hace notar, la simplicidad de su método de medición directa respecto al método matemático. Todo esto lo realiza bajo tres condiciones de flujo diferentes: 1) El chorro supercrítico incide directamente sobre el dique; 2) Las condiciones aguas arriba dependen de la profundidad aguas abajo del salto; 3) El salto hidráulico es sumergido. Al tratar en particular el tercer punto, específicamente bajo una condición de "alta sumersión", (donde la sumersión se define como  $(dz/d_1)$ , donde  $dz$  es la profundidad aguas abajo y  $d_1$  la altura de la compuerta de salida del flujo), propone un perfil de velocidades análogo al perfil del chorro de pared, el cual está descrito por las siguientes leyes de distribución de velocidad:

$$U/U_m = (Y/\delta)^{1/7} \dots \dots \dots 0 \leq Y \leq \delta \dots \dots \dots (4)$$

$$U/U_m = \exp [ -((Y-\delta)/(\delta_1-\delta))^2 ] \dots \delta_1 \leq Y \dots \dots \dots (5)$$

donde  $U$  es la velocidad media a una distancia  $Y$  del fondo,

Um la velocidad media máxima,  $\delta$  es el espesor de la capa interna,  $\delta_1$  es la altura Y cuando  $U=U_m/2$ , Y es la distancia media desde el fondo.

Es importante recordar las conclusiones de los trabajos de Rajaratnam [1965], donde se remarca que el perfil de velocidades hasta la capa interna, es muy similar tanto en un salto libre como en uno forzado, pareciéndose este último al perfil que presenta el chorro de pared; sin embargo, a partir de esta capa interna y hasta la capa externa, el perfil de velocidades desarrollado en un chorro de pared difiere del perfil presentado en un salto hidráulico libre.

Los trabajos de Narayanan, concluyen finalmente, que la fuerza máxima sobre el dique, ocurre cuando el flujo de entrada incide directamente sobre el mismo. Además encontró que el coeficiente de arrastre ( $C_D$ ) llega a su valor máximo cuando la punta del salto coinciden con la posición de la compuerta. Como la compuerta está sumergida, entonces  $C_D$  se incrementa hasta un valor asintótico.

Posteriormente, J. McCorquodale [1983] desarrolla un modelo matemático con el fin de ayudar a describir y predecir de antemano el comportamiento y rendimiento de los modelos físicos que han sido usados en el extenso estudio del salto hidráulico.

Como se ha venido observando, el salto hidráulico se ha estudiado ampliamente con el fin de predecir su comportamiento, más muy pocos datos son conocidos para saber el comportamiento del flujo interno en un prototipo de estanques amortiguadores.

McCorquodale nos presenta sus trabajos matemáticos, con la finalidad de dar a conocer sus resultados acerca del

comportamiento del flujo interno en el salto. Sus estudios se basan en la técnica desarrollada por R. Narayanan [1975] denominada, Método de Integración por Franjas. Estas distribuciones de velocidad son:

$$U = U_m (Y/\delta)^n \quad 0 < Y < \delta \dots \dots (6)$$

$$U = U_0 + U_1 \exp \left[ -4c \left[ (y-\delta)/(h-\delta) \right]^2 \right] \quad \delta < Y < h \dots \dots (7)$$

La primera función (ec. 6) se basa en la ley exponencial de la capa interna y la segunda función (ec. 7) es una distribución gaussiana que se usa para la zona mixta.

El modelo matemático desarrollado, incluye los efectos del cortante en el piso, el cortante turbulento, el centro potencial, entradas de aire, fuerza cortante centrífuga y presión de turbulencia. Este modelo matemático, presentado por McCorquodale, es una corrección y ampliación del trabajo de Narayanan [1975], basándose en: 1) El empleo de una distribución gaussiana de velocidades sugerida por Rajaratnam [1965]; 2) La incorporación de la entrada de aire y su efecto en la presión hidrostática y en el cortante turbulento; 3) El empleo de la condición de frontera cinemática en la superficie del agua; 4) Incluye la presión turbulenta y 5) Los efectos viscosos.

## CAPITULO II

### ESTUDIO EXPERIMENTAL

#### 2.1 .- CARACTERISTICAS DEL MODELO.

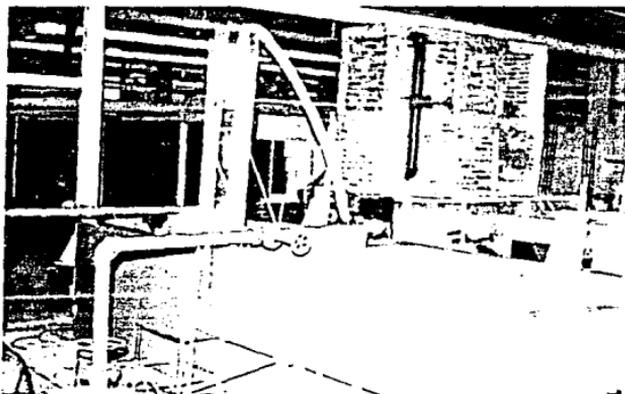
Para la realización del modelo en el que se llevaron a cabo los experimentos, se requirió primeramente de un canal en el cual se pudiera simular el fenómeno del salto hidráulico, además de que debería facilitar la visualización completa del mismo.

Este canal debería de ser acoplado a un tanque que abasteciera el fluido de trabajo, además de una bomba de suministro.

Todo este problema se resolvió al construir un modelo de acrílico, que por sus características de transparencia permitió la observación de las características del fenómeno tales como la localización y comportamiento del rollo, longitud del rollo y del salto, así como sus respectivas alturas. Además, el bajo coeficiente de fricción del material evitó los fuertes efectos que pudieran ejercer las paredes sobre el flujo. Al final del canal se colocó una compuerta para poder levantar el tirante secundario y así poder formar el salto; esta compuerta se

construyó de tal manera que se pudiera variar la altura a las condiciones del salto requeridas.

Las dimensiones del modelo se decidieron de acuerdo a factores economicos, procurando que apesar de esto las dimensiones permitieran buenas condiciones para el desarrollo de los experimentos. El espesor del acrilico se decidio de 9 mm para que pudiera soportar los esfuerzos provocados por la presion hidrostática en el tanque. Las dimensiones del canal son: 18 cm de ancho, 20 cm de alto y 1.6 m de largo, y del tanque de abastecimiento: 18 cm de largo, 10 cm de ancho y 1.8 m de alto.



El modelo fue colocado sobre una base de 1.2 m de alto, hecha de ángulo de 3/4 de pulgada y reforzada con varilla de 5/16 de pulgada y solera de una pulgada. Esta base fue anclada a las rejillas del piso por donde se recolecta el agua de los vertederos del laboratorio de hidráulica del edificio principal de la Facultad de Ingeniería de la UNAM, con la finalidad de que este no se moviera al momento de surtir el agua al tanque de abastecimiento y al tomar las lecturas en el modelo de acrílico.

## 2.2 .- CARACTERISTICAS DE LA BOMBA Y DEL REDUCTOR DE VELOCIDADES.

Para poder surtir el agua al tanque abastecedor, se hizo uso de una de las bombas que se encuentran en el ya mencionado laboratorio de hidráulica, la cual cuenta con un motor trifásico de 15 HP acoplado a un reductor de velocidades con un rango de variación de 820 a 3280 RPM.

La bomba es del tipo centrífugo acoplada a una tubería de descarga de tres pulgadas de diámetro y para poder surtir al tanque abastecedor del modelo se requirió de una tubería extra de poliducto de dos pulgadas de diámetro.

Con la finalidad de no provocar alteraciones en el tanque abastecedor y que este a su vez las provocara en el canal, se adaptó en el extremo de salida del poliducto una campana de lámina galvanizada de las empleadas para evitar la entrada de agua en las chimeneas.

## 2.3 .-CARACTERISTICAS DE LOS APARATOS DE MEDICION.

Los avances en la mecánica de fluidos, y en especial en aerodinámica, han tenido como consecuencia la utilización de

sofisticados equipos de medición de presiones y velocidades tales como los anemómetros de hilo y placa caliente y los anemómetros laser. Sin embargo por su simple construcción, maniobrabilidad, confiabilidad y versatilidad, los tubos de Pitot (o sondas de presión) se siguen utilizando, individualmente o en conjunto con otros instrumentos modernos, en la investigación experimental.

Existen varios tipos de tubo de Pitot con diferentes dimensiones y formas, para ser utilizadas dependiendo de cada necesidad particular y del número de características que se requieran medir simultáneamente. Sin embargo la base de todas estas variaciones del tubo de Pitot tiene su fundamento en la distribución de presiones que ocurren sobre un cuerpo al ser este sumergido en un fluido en movimiento. Estas variaciones de presión dependen principalmente de la velocidad del flujo, así como de la forma del cuerpo y de la disposición de los orificios del tubo. Dentro de un rango de velocidades es fácil encontrar cuál es la relación existente entre la presión y la velocidad. La idea de un diseño óptimo en tubos de Pitot es la de reducir al mínimo los efectos de factores tales como el Número de Reynolds, el Número de Mach y/o de las estelas. Idealmente la calibración de estos tubos, no debe ser afectada por estos factores, que aunque esto no sucede en la práctica, es posible diseñarlos para un mínimo de distorsión.

Las características generales que deben cumplir estos aparatos de medición para la realización de lecturas aceptables y confiables, son:

- Dimensiones pequeñas para proporcionar un mínimo de

distorsiones al flujo.

- Capacidad de respuesta rápida.
- Su construcción debe ser sencilla pero resistente.
- La calibración debe hacerse fácilmente y no debe afectarse por las condiciones del flujo.
- Todas las mediciones deben hacerse próximas al punto en estudio.

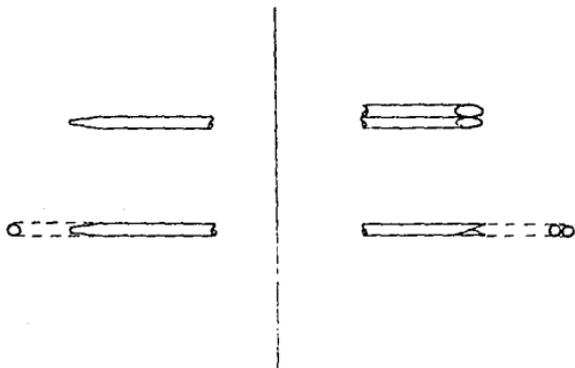
Es por todo lo anterior por lo que se decidió usar un tubo de Pitot como aparato de medición. Para construirlo se requirió de un tubo de vidrio de 4 mm de diámetro exterior y para amortiguar la señal se le adaptó una boquilla de 0.7 mm de diámetro interior (ver la siguiente figura).

Para determinar la dirección del flujo se recurrió a otro versión de tubo de Pitot, que consiste en poner dos tubos de estos juntos con la misma dirección de boquillas.

Existen dos maneras diferentes de determinar la dirección del flujo (referencia 3). En ambos casos el dispositivo empleado es el mismo y deben tener un arreglo simétrico de orificios sensores (boquillas de los tubos). En el primer método, conocido con el nombre de "Método de Lectura Nula", el dispositivo es orientado a una posición en la cual se registra la misma presión en cada punto; la dirección del flujo puede estar relacionada a la geometría de estos. Esta relación se establece fácilmente en primera instancia por la rotación del dispositivo al rededor de su eje vertical 180 grados y realineándolo para volver a obtener presiones iguales; la verdadera dirección del flujo se encuentra en la bisectriz del ángulo entre las dos posiciones del aparato

donde se establecieron las condiciones de igual presión. El segundo método consiste en mantener el dispositivo estacionario y observar las presiones o diferencia de presiones que ya han sido relacionadas en una dirección de flujo que ha sido previamente calibrada en una dirección de flujo conocido.

Las características de este dispositivo son similares a las del tubo de Pitot usado para conocer la magnitud de la velocidad, pero estos, a diferencia, fueron hechos con tubo de vidrio de 3 mm de diámetro exterior y no se requirió de la boquilla para amortiguar la señal.



Aparatos de medición empleados.

#### 2.4 .- CONDICIONES DE LOS EXPERIMENTOS.

Como el objetivo del presente trabajo es el estudio del salto hidráulico fuerte (Números de Froude mayores de 9), se decidió inicialmente trabajar con tres Números de Froude a saber: 9, 11 y 13; pero como el Número de Froude de 9 no es una división rigurosa

entre un tipo de salto y otro y además se deseaba compara estos resultados con estudios hechos anteriormente, se decidió que este fuera de 8.6. También para el Número de Froude de 13, se observó que por las características del modelo de acrílico no se podía re-basar Números de Froude arriba de 12.5, por lo que finalmente se decidieron los siguientes Números de Froude: 8.6, 11 y 12.5.

Con base en estos números, se estimaron las velocidades de salida del tanque abastecedor al canal basados en la ecuación:

$$F_1 = U / (gd_1)^{1/2}$$

donde  $d_1$  es igual a la altura de salida del tanque abastecedor que es de 9 mm. Una vez hechos estos cálculos, se buscaron las columnas de agua, en el tanque abastecedor, que nos dieran como resultado las velocidades requeridas. Esto se logró mediante la variación de las revoluciones por minuto (RPM) del reductor de velocidades acoplado al motor que acciona la bomba, al mover el volante que realiza esta operación.

Simultáneamente el cálculo de la velocidad inicial se realizaron los cálculos de la relación de tirantes mediante la ecuación de Belanger (ec.2).

Sabiendo de antemano cuál sería la longitud característica  $d_1$  y también cuáles eran los Números de Froude con los cuales trabajaríamos, no se presentó ningún problema para calcular los tirantes secundarios que deberían satisfacer nuestros requerimientos.

En la siguiente tabla se muestran cuales fueron las condiciones

con las que se harían nuestros estudios:

$F_1$	$U_1$ (m/s)	Htanque (m)	$dz$ (m)
8.6	2.55	0.33	0.1050
11.0	3.26	0.54	0.1355
12.5	3.70	0.70	0.1610

Para asegurar que las columnas en el tanque abastecedor (Htanque) proporcionara la velocidad requerida y para checar la confiabilidad del aparato de medición, se usó el tubo de Pitot a la salida del tanque encontrándose que no coincidía la velocidad teórica con la calculada con el aparato de medición.

Paso seguido, se realizaron las lecturas de los gastos generados por la columna de agua en el tanque abastecedor. Esta operación se llevó a cabo por medio de un tanque y un cronómetro, lo cual se hizo en la salida del canal. Los volúmenes medidos y los tiempos cronometrados tampoco se ajustaron a los gastos requeridos, con lo cual se observó que existían grandes pérdidas a la salida del tanque.

Para hacer las correcciones pertinentes, se tuvo que levantar la columna del tanque hasta encontrar la altura piezométrica que daría la velocidad requerida. Para este punto bastó con que la altura piezométrica fuera igual a la altura calculada inicialmente para el tanque.

Posteriormente con las nuevas condiciones de altura en el tanque (mucho mayores que las esperadas) se tomaron las lecturas de gasto, encontrándose que de esta manera sí se satisfacían los requerimientos. En la siguiente tabla se muestran estos

resultados.

$F_1$	$U_1$ (m/s)	$H_p$ (m)	$U_{real}$ (m/s)	%error ( $H_p - U_{real}$ )	Hanque (m)
8.6	2.5514	0.378	2.61	4.18	0.715
11.0	3.2634	0.552	3.23	1.78	1.035
12.5	3.7085	0.743	3.70	3.09	1.430

Para ajustar los tirantes secundarios  $d_2$ , bastó con levantar la respectiva columna de agua en el tanque (asegurando así la velocidad inicial requerida) y luego se varió la altura de la compuerta situada al final del canal.

Finalmente las condiciones bajo las cuales se trabajó fueron:

$F_1$	R	$d_2/d_1$	Hanque (m)	Hcompuerta (m)
8.6	24 345	11.66	0.715	0.0550
11.0	29 808	15.05	1.035	0.0765
12.5	34 632	17.88	1.430	0.0960

## 2.5 .- METODO DE TOMA DE LECTURAS.

El método consistió en dividir el salto ya generado en once secciones. La primera lectura siempre se realizó en la sección donde se encontraba la punta del rollo y la última a dos secciones posteriores al fin del rollo. En la siguiente tabla se muestran las divisiones hechas para cada caso:

$F_1$	No. secciones	Espaciamento entre secciones	Longitud del rollo
8.6	11	0.05 m	0.400 m
11.0	11	0.06 m	0.568 m
12.5	11	0.08 m	0.681 m

Una vez seccionado, se fueron realizando las lecturas por niveles. Después de haber tomado los datos en cada sección ( a la misma altura), se levantaba el aparato de medición a 0.5 cm más arriba de la lectura anterior y se volvian a realizar las lecturas en las once secciones ya mencionadas; cuando se terminaba un nivel se volvía a levantar el aparato de medición 0.5 cm para obtener otro conjunto de valores en cada sección y así sucesivamente hasta llegar a cubrir la altura total del salto.

Cabe aclarar que siempre el primer nivel fue de 0.2 cm debido a que el diámetro del tubo de vidrio, del que estaba hecho el tubo de Pitot, nos impedía acercarnos más al fondo. Por esto primer incremento en la altura del aparato de medición, fue de 0.3 cm y ya después se incrementaba (como ya se ha mencionado) de 0.5 en 0.5 cm hasta llegar a la superficie del salto.

Las lecturas mencionadas consistian en medir la altura del agua dentro del tubo de vidrio. Primeramente se tomó la máxima altura que registraba el aparato y posteriormente la mínima, lecturas que se promediaron y son las que se presentan en este trabajo.

Por ser el salto hidráulico un fenómeno turbulento, el tubo de Pitot manifestaba oscilaciones en la altura del agua (dentro del mismo aparato de medición) y por ello mismo es que se habia de una lectura máxima y una mínima para un mismo punto.

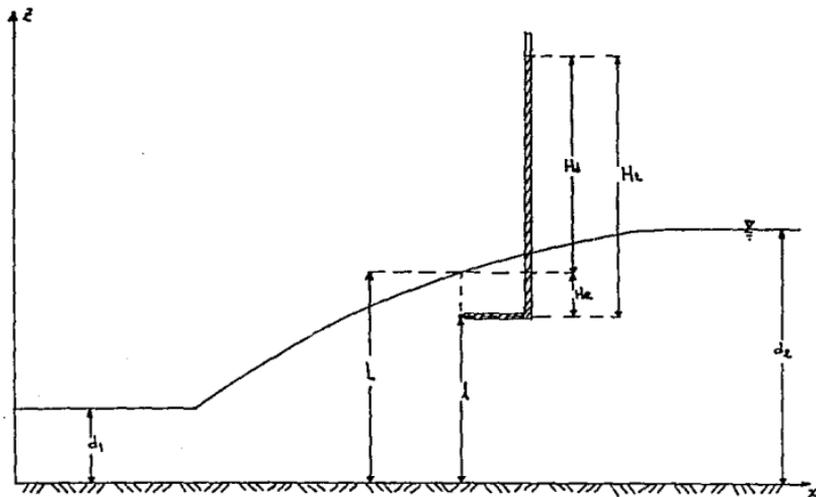
#### 2.5.1 .- TRANSFORMACION DE CARGA DINAMICA EN VELOCIDAD.

Para poder interpretar los resultados fue necesario hacer la transformación de las alturas piezométricas en velocidades.

Cabe aclarar que el aparato de medición registraba presiones

totales, es decir la suma de las presiones estáticas más las presiones dinámicas. Estas últimas son realmente el objeto de este estudio.

Con el fin de determinar las presiones dinámicas debidas a las velocidades fue necesario encontrar las presiones estáticas que son provocadas por las columnas de agua existentes en cada sección. Esto se realizó haciendo llegar el aparato de medición hasta el fondo del canal y orientando la boquilla en la misma dirección del flujo. Aquí se volvieron a tomar las lecturas promedio para cada sección, pero esta vez solamente a este nivel.



Modo de empleo del aparato de medición

Ya contando con las presiones estáticas no hubo mayor dificultad para encontrar las presiones dinámicas que la de restar las presiones estáticas a las presiones totales dadas por el aparato de medición.

Basados en la ecuación de Bernoulli se hizo el siguiente análisis matemático para transformar esta carga dinámica en velocidad. Analizando entre 1 y 2

$$P_1/\gamma + Z_1 + U_1^2/(2g) = P_2/\gamma + Z_2 + U_2^2/(2g)$$

tomando como nivel cero a  $Z_1$  y sabiendo que en 2 no hay velocidad por estar estancado el fluido, y además sabiendo que la presión atmosférica actúa en los dos puntos

$$\begin{aligned} Z_1 &= 0 \\ U_2 &= 0 \\ P_2 &= 0 \\ P_1 &= \gamma H_0 \end{aligned}$$

entonces 
$$\gamma H_0/\gamma + U_1^2/(2g) = Z_2 = H_d + H_0$$

finalmente 
$$U_1 = (2gZ_2)^{1/2} = (2gH_d)^{1/2}$$

donde  $H_d = H_t - H_0$ .  $H_0$  es la carga estática medida con el tubo de Pitot en paralelo con el flujo;  $H_t$  es la carga total medida con el aparato de medición en contra de la corriente.

Esta ecuación fue la base para hacer la transformación de carga (columna de agua dentro del tubo de vidrio) en magnitud de velocidad.

La dirección de las velocidades, cuando esto era posible, se determinó por observación puesto que como ya se ha explicado las paredes del modelo nos lo permitían en algunos puntos. Sin embargo

existieron varios puntos (sobre todo cerca del corazón del rolo) donde esto no fue posible por la turbulencia tan grande. Por esto fue necesario hacer un segundo aparato de medición el cual consistió en unir dos tubos de Pitot con las puntas paralelas y en la misma dirección. Las boquillas de estos tubos estaban recortadas a 30 grados respecto a la horizontal con la diferencia de que uno de los cortes se hizo de abajo hacia arriba y el otro era de arriba hacia abajo.

El método empleado para la obtención de la dirección de las velocidades, consistió en calibrar el dispositivo en un punto de dirección conocida y posteriormente se colocó en los puntos en cuestión. Cuando la dirección de la punta de los tubos estaba en contra de la corriente estos marcaban diferencias en las alturas piezométricas; cuando la dirección de estos coincidía con la del flujo estos tubos no marcaban entre sí ninguna diferencia en las alturas registradas. Este fue el procedimiento empleado para determinar la dirección de los puntos dudosos. Sin embargo, existieron puntos, sobre todo cerca del corazón del rolo, donde ni con este método fue posible conocer la dirección. Por esto en nuestros resultados existen puntos con magnitud negativa y positiva de su velocidad.

## 2.6 .- RESULTADOS.

En esta sección se presentan los resultados que se obtuvieron en el presente estudio.

Primeramente se presenta en la siguiente gráfica las características geométricas de cada uno de los saltos generados y

se comparan con las que se obtendrian si se usaran las ecuaciones propuestas por Rajaratnam [ 1968 ] :

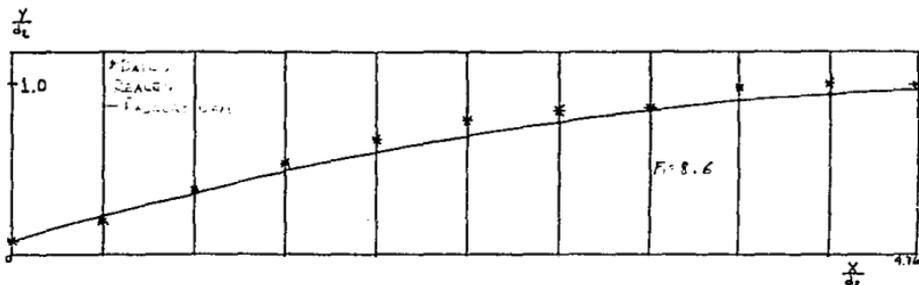
$$[ 1 - h/(dz-d_1) ] = [ [ (dz-d_1)/L_j ] [ L_j/(dz-d_1) - \alpha/(dz-d_1) ] ]^2 \quad ( 8 )$$

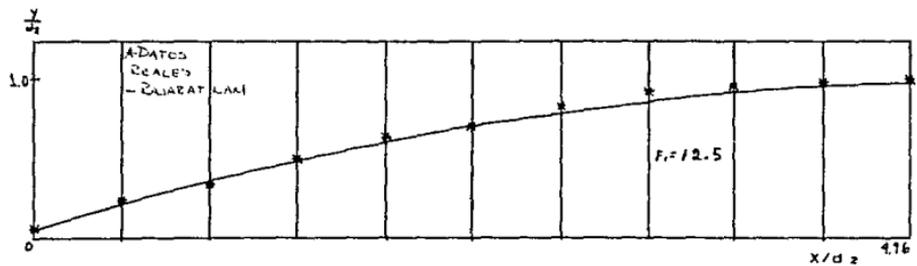
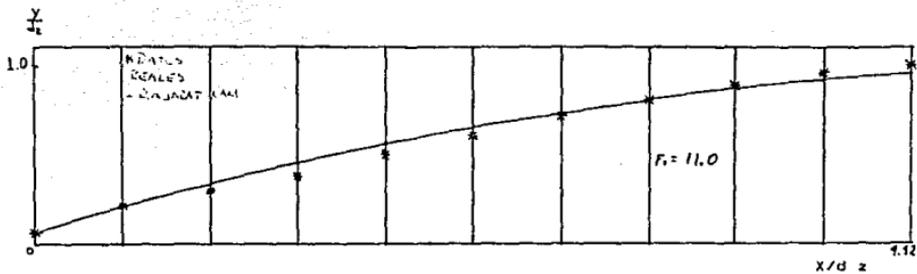
Para graficar la ec. 8 nos basamos en nuestros datos. Estos se muestran en la siguiente tabla, se comparan a su vez con las ecuaciones propuestas por Sarma [ 1973 ] , que son:

$$\begin{aligned} L_j/d_1 &= 8.75 (F_1 - 1) \quad ( 9 ) \\ L_j/L_r &= 1.3 \quad ( 10 ) \\ h_j &= dz - d_1 \quad ( 11 ) \\ h_j/hr &= 1.07 \quad ( 12 ) \\ h_j/hr &= 1.07 \quad ( 12 ) \end{aligned}$$

$F_1$	$L_j$ (cm)	$L_j$ (cm)	$L_r$ (cm)	$L_r$ (cm)	$h_j$ (cm)	$h_j$ (cm)	$h_r$ (cm)	$h_r$ (cm)
8.6	59.4	59.85	40.0	46.03	9.6	9.6	9.0	8.97
11.0	76.2	78.75	56.8	60.57	9.65	12.65	12.5	11.82
12.5	91.0	90.56	68.15	69.66	15.2	15.2	14.6	14.2

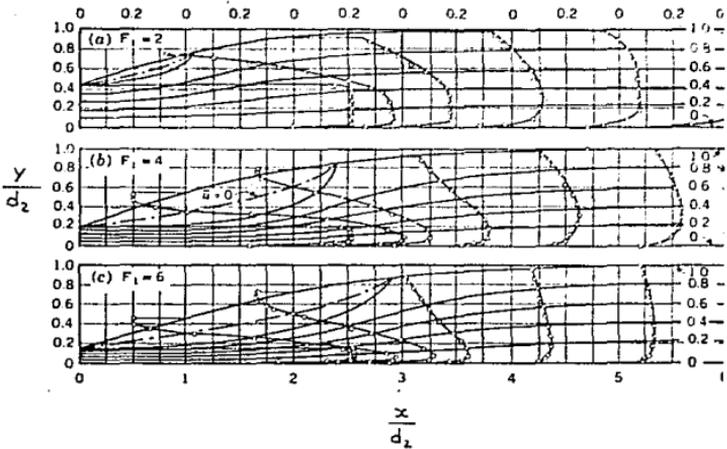
A continuación se presentan las gráficas que muestran los perfiles de superficie, de velocidad media, de velocidad en la superficie y de velocidad máxima del flujo principal.





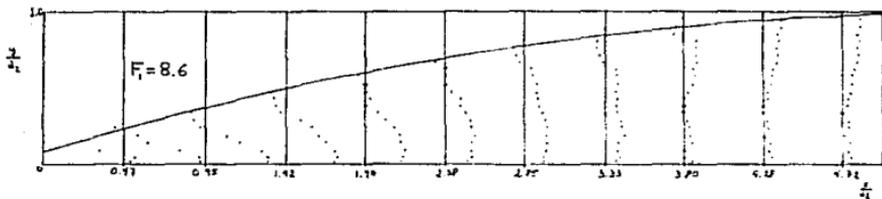
Perfiles de superficie

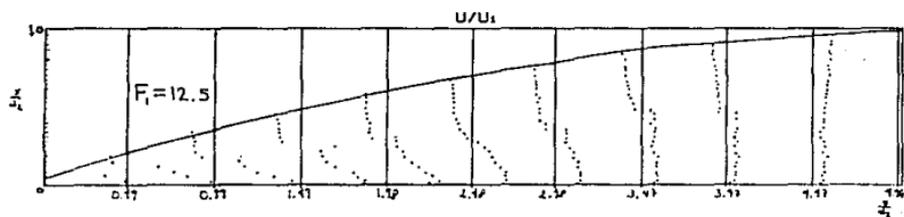
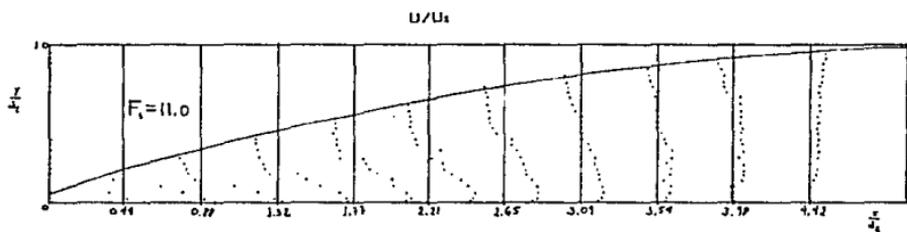
$$\frac{\bar{u}}{U_1}$$



Perfiles de velocidad obtenidos por Rouse (en aire).

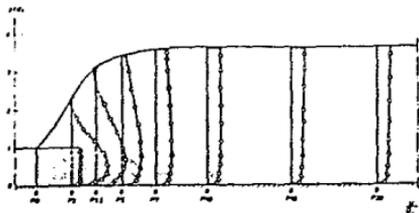
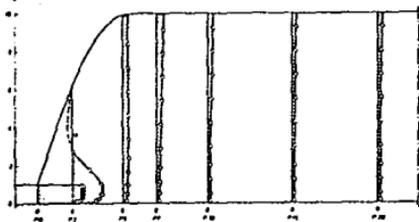
$$U/U_1$$



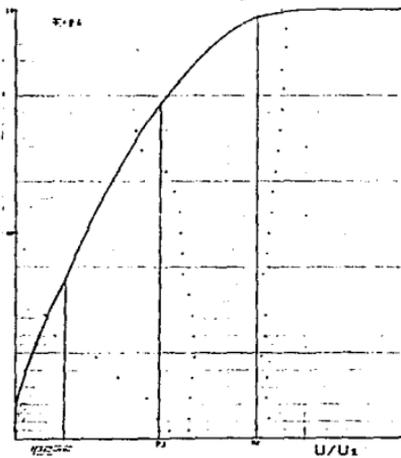


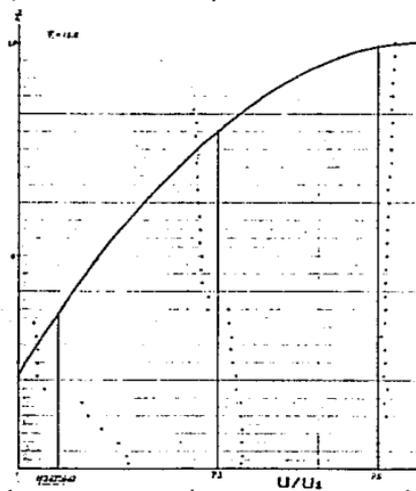
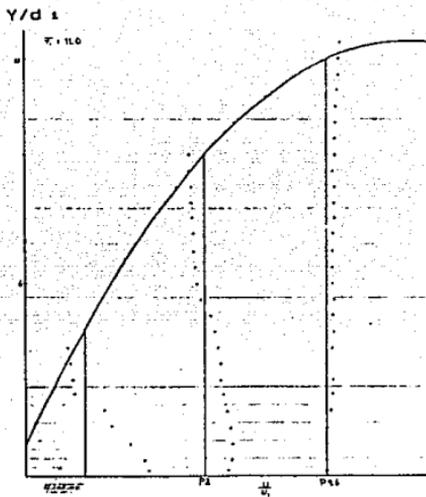
Perfiles de velocidad media del presente trabajo.

$Y/d \pm$



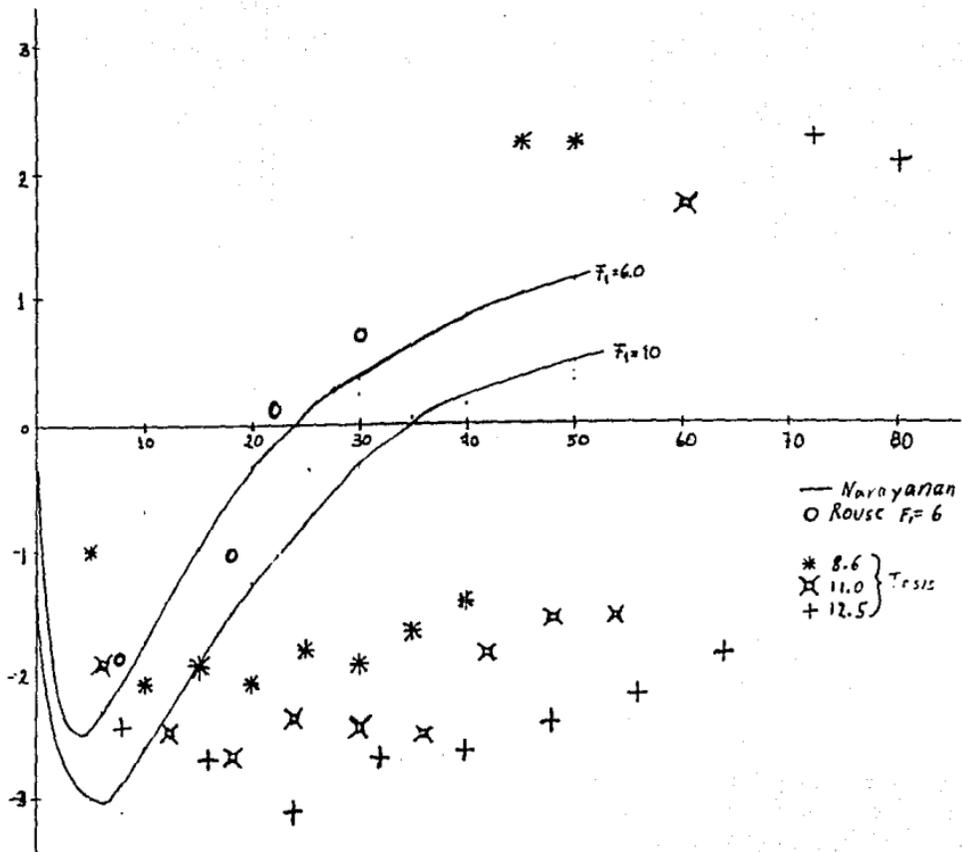
Perfiles de velocidad obtenidos por Resch y Leuthesser  
(en agua)



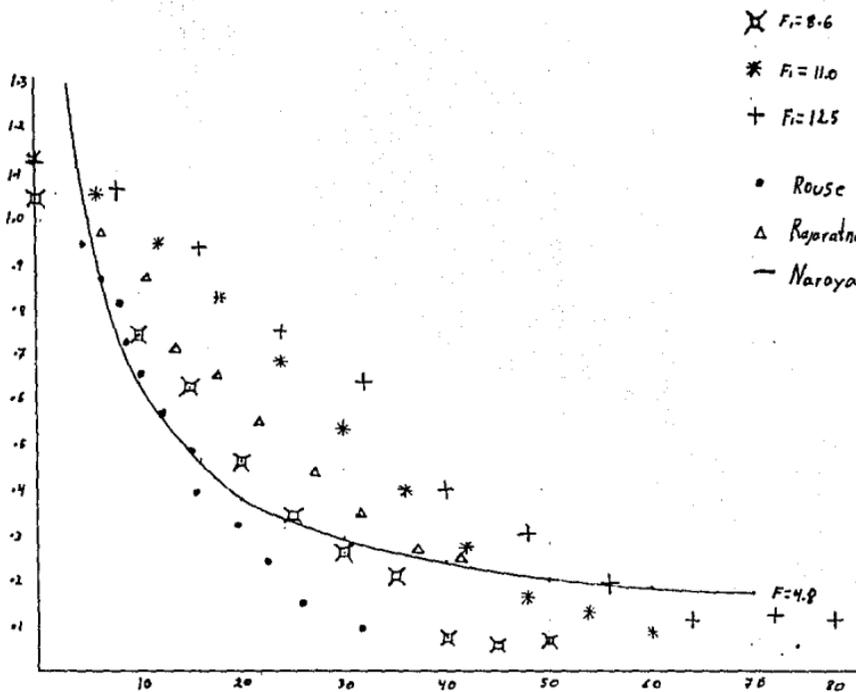


Perfiles de velocidad media.

Velocidades en la superficie.



velocidades máximas en el flujo principal



Puede observarse la similitud del comportamiento de estos resultados con los que han obtenido otros autores, principalmente con los de Rouse en su simulación en un modelo de aire y la de Resch en su modelo de agua.

También se muestran graficadas las velocidades de la superficie del salto y se comparan con las descritas por Narayanan [1975], así como las velocidades máximas presentes en el flujo principal comparandose con Rouse, Rajaratnam y McCorquodale.

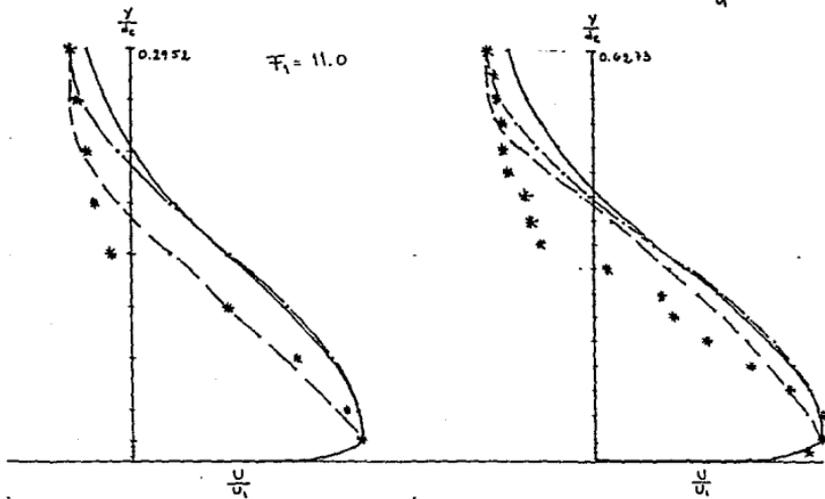
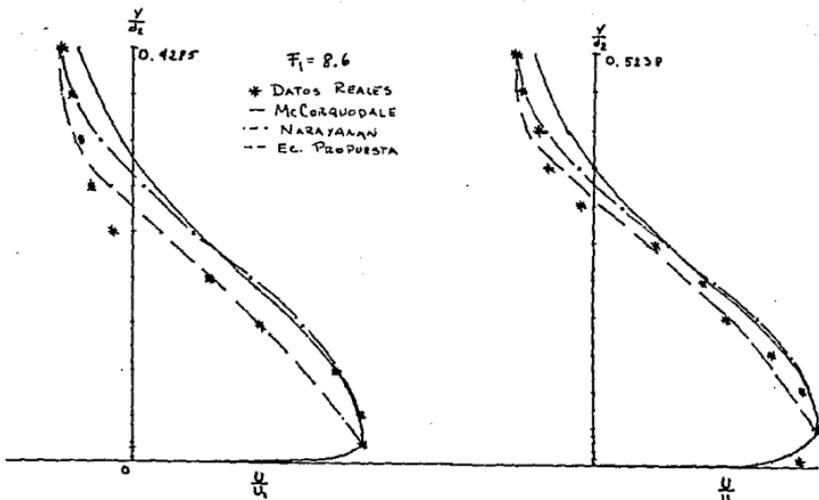
Finalmente de todo el estudio realizado, se obtuvo una ecuación que correlaciona en forma muy aproximada los resultados obtenidos en el presente trabajo del salto hidráulico fuerte. Esta ecuación describe la distribución del perfil de velocidades a partir de la capa interna hasta la superficie. La función propuesta es:

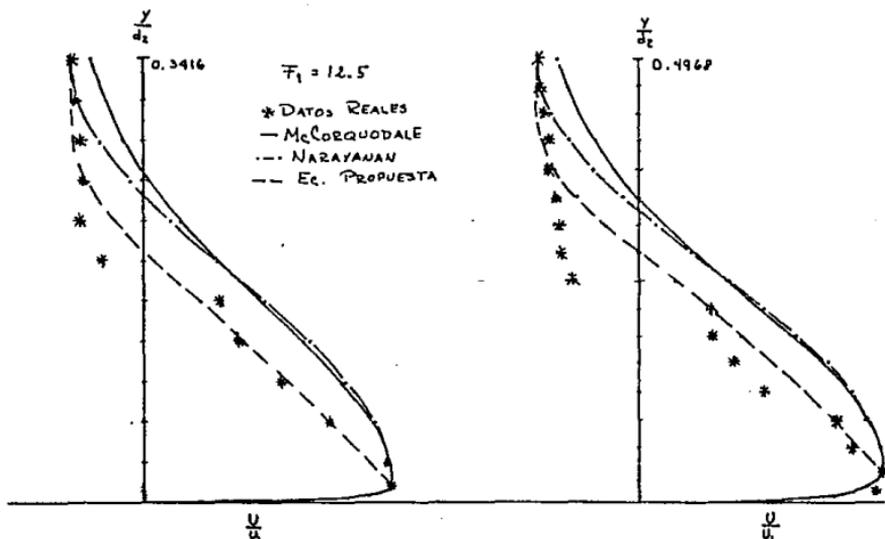
$$U = -U_0 + (U_0 + U_m) \exp\left\{ (U_b + U_m) \left[ (y-\delta) / (y-h) \right] \right\} \dots (13)$$

$$\delta \leq y \leq h$$

Observese que puede tomar un valor tan cercano a h como se quiera, pero si se utiliza algún método de computadora para el cálculo de estos perfiles se deberá tener cuidado de no llegar al valor de h.

A continuación se presentan algunas gráficas que comparan esta distribución de velocidades con las manejadas por Narayanan y McCorquodale junto con los datos reales, observandose su comportamiento.





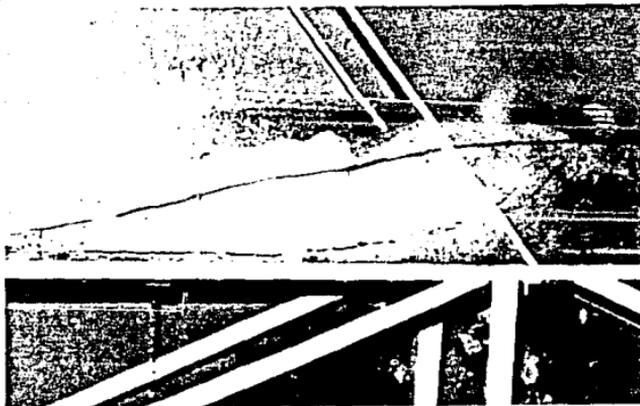
Esta ecuación es valida unicamente dentro de la zona que contiene al rollo, es por esto que para un análisis general del salto no se recomienda su aplicación sino que es preferible emplear el perfil usado por Narayanan en su simulación, ya que este se acopla mejor a toda la longitud del salto hidráulico. En cuanto a la distribución de velocidades gaussiana, manejada por McCORQUODALE, no se recomienda por haber sido desarrollada para simulaciones en aire.

## DISCUSION

De acuerdo a los estudios realizados en salto hidráulico libre, se aprecia en las diferentes gráficas una discrepancia mínima, entre los resultados de la geometría general del salto obtenidos de la medición directa y los obtenidos teóricamente por otros autores.

Al estudiar el comportamiento general del fenómeno se observó que el salto se forma por la interacción de dos flujos diferentes denominados flujo principal y flujo secundario o rollo. El primero de ellos está en contacto con el piso y es consecuencia de la prolongación del flujo supercrítico incidente y avanza con velocidad decreciente en el sentido del movimiento; esto es debido a que entra como una masa fluida refrenada por la presencia de la compuerta de salida. El segundo flujo es un remolino de eje horizontal formado encima del flujo principal y es provocado por la fricción entre ambos flujos. Este rollo, no es un solo remolino sino que consta de varios vórtices de diversos diámetros que interactúan entre sí, ocasionando gran turbulencia, la cual es la

causa principal de la disipacion de la energia cinética del flujo supercrítico.



Salto hidráulico generado en el modelo.

Por otra parte los resultados experimentales ilustran claramente el comportamiento de los perfiles de velocidades, a lo largo del salto hidráulico. Se observa que para cualquier sección transversal dentro de la zona del rollo, la velocidad horizontal se incrementa, en la dirección vertical, hasta llegar a una altura en que alcanza su valor máximo, a partir de la cual, empieza a disminuir en magnitud hasta obtener un valor igual a cero justo en el corazón del rollo. El lugar geométrico de todas las alturas en el rollo en que la velocidad es nula se denomina corazón del rollo. Desde ahí la velocidad se incrementa nuevamente, pero esta vez en dirección opuesta, obteniendo su valor máximo en la superficie del salto (valor que no alcanza a ser tan grande en magnitud como su conjugado en el flujo principal).

Al analizar las distribuciones de velocidades, en diferentes

secciones, se nota que la velocidad máxima que se presenta en el flujo principal y que decrece en dirección horizontal desde el inicio hasta el final del salto. Además se aprecia que al final del rollo, las velocidades son exclusivamente positivas.

Lo anterior concuerda con la teoría y la práctica previamente desarrolladas. Al comparar las gráficas obtenidas en el presente trabajo con las determinadas por Rouse, se observa un comportamiento muy semejante entre unas y otras. Además se puede apreciar un rango más amplio de Números de Froude (de 2, 4 y 6 estudiadas por Rouse y 8.6, 11.0 y 12.5 por aportación de la presente tesis), con lo cual el estudio del fenómeno queda más completo.

De la comparación de los resultados reportados por Resch y Leutheusser, se nota, claramente como dentro de la zona del rollo, la velocidad en la superficie libre tiende a volver a ser cero, mientras que las obtenidas en el presente estudio tienden a un valor máximo, semejante en cuanto a su forma a los presentados por Rouse, Rajaratnam y la mayoría de los autores.

En las secciones posteriores al rollo se manifiesta una distorsión en los perfiles, debida a que las dimensiones del modelo usado no permitieron que existiera una longitud adecuada (entre el final del salto y la compuerta de salida), impidiendo el desarrollo de estos perfiles de velocidades.

En la gráfica de las velocidades en la superficie los valores no concuerdan con la tendencia que muestra Narayanan en sus resultados teóricos, ni con los datos experimentales que reporta

**ESTA TESIS NO DEBE  
SALIR DE LA BIBLIOTECA**

Rouse, ya que este último presenta sus resultados hechos en aire y no se encuentra con la dificultad que presenta el flujo bifásico como la que se manifiesta en la mezcla aire-agua en toda la superficie del salto. Como Narayanan se basa en los resultados de Rouse, tampoco concuerda lo que este investigador presenta con lo que se reporta en este trabajo. Al existir un flujo bifásico en la superficie del salto, no solo trae como consecuencia el aumento en volumen del fluido en el rollo, sino también un cambio en la densidad, que a su vez presenta una variación violenta en la velocidad.

Al analizar la gráfica del comportamiento de las velocidades máximas dentro del flujo principal, se aprecia claramente la caída de esta conforme se avanza en la dirección horizontal. Este comportamiento es muy similar al que presenta Rouse y también al que reporta Rajaratnam. Este último propone una aproximación lineal para correlacionar esta variación; ese comportamiento lineal se observa exclusivamente dentro de la zona del rollo. Sin embargo esta aproximación lineal también podría asumirse para la zona posterior al rollo si se toma en cuenta un cambio en la pendiente. En general las curvas que presentan Narayanan y McCorquodale también se aproximan a los resultados obtenidos en el presente trabajo, dando una idea clara de este comportamiento.

Por lo que respecta a los perfiles de velocidades usados por McCorquodale y Narayanan se aprecia como la distribución de Narayanan se apega de mejor manera a las condiciones reales del trabajo presentado en esta tesis.

## CAPITULO III

### COMENTARIOS Y CONCLUSIONES

El salto hidráulico fuerte es un fenómeno difícil de controlar y un gran devastador de tanques amortiguadores y canales, sin embargo su aplicación con fines de aereación y mezcla de sustancias químicas en la industria de tratamientos de agua en general nos ha llevado a la realización de este trabajo, ya que por su aplicación puede ser un gran sustituto de tanques mezcladores evitando el excesivo consumo energético y el arduo mantenimiento de estos.

No obstante del método de medición tan simple y de los aparatos de medición tan rudimentarios, comparados con los sofisticados sistemas que la tecnología moderna proporciona, los resultados obtenidos son bastante satisfactorios y permiten apreciar el comportamiento del salto en estas condiciones.

Los experimentos se realizaron en agua y esto, aunque complica más la observación por la aparición de una zona de flujo bifásico aire-agua, permitió llevar a cabo la generación de un salto hidráulico real, que aunque en pequeña escala se estudió el

fenómeno en cuanto a su comportamiento general.

Este trabajo trajo con síglo una aportación muy importante en cuanto al uso del tubo de Pitot como aparato de medición. Al no contar con algún sistema de medición más sofisticado, tuvimos que investigar más acerca del uso de este, encontrando que su aplicación sigue vigente, gracias a su sencillez y confiabilidad, además de las diferentes versiones existentes para el apoyo de la investigación en la mecánica de fluidos.

En el trabajo no se incluyó el del desarrollo de la capa límite puesto que para poder llevar a cabo este estudio, se requería de un tubo de diámetro muy pequeño para detectar el comportamiento de dicha capa límite. Se usaron tubos de 3 y 4 mm de diámetro interior; el primero para detectar la dirección del flujo y el segundo para la magnitud de las velocidades, pero para analizar el desarrollo de la capa límite era necesario un tubo de menor diámetro, el cual nunca se consiguió por falta de existencia en el mercado, además de que sería demasiado frágil.

En la discusión se hace una comparación de los trabajos realizados por diferentes autores y los reportados en la presente tesis. De esto se puede concluir que los resultados realizados en aire son muy semejantes, en cuanto a su comportamiento, a los realizados en agua. También los resultados teóricos consultados concuerdan con los obtenidos en el estudio realizado, con lo que se comprueba la validez de estos modelos para la aplicación práctica en el aprovechamiento de este fenómeno.

Para finalizar, se puede considerar que la aportación más importante de la presente tesis es el haber trabajado y analizado el Salto Hidráulico Fuerte en toda su longitud, con las dificultades que esto presenta, habiendose obtenido resultados satisfactorios.

## APENDICE

### MODELO MATEMATICO DEL SALTO HIDRAULICO OBTENIDO POR MCCORQUODALE (1983).

McCorquodale desarrolla un análisis matemático, con la finalidad de proporcionar una solución a la determinación del comportamiento del flujo interno del salto hidráulico. Para su análisis, se basa en la técnica empleada por R. Narayanan denominada "Método de Integración por Franjas", que consiste en el empleo de funciones de velocidad que permiten la integración parcial de las ecuaciones de movimiento. Estas funciones de velocidad son:

$$U = U_m (y/\delta)^n \quad 0 \leq y \leq \delta \quad \dots \dots \dots (A.1)$$

$$U = U_o + U_t \exp (-4c((y-\delta)/(h-\delta))^2) \quad \delta \leq y \leq h \quad \dots \dots \dots (A.2)$$

Las ecuaciones de cantidad de movimiento de Navier-Stokes y de continuidad fueron la base para el análisis mediante el método de

integración por franjas:

$$\partial u / \partial x + \partial v / \partial y = 0 \dots \dots \dots (A.3)$$

$$D\bar{U}/Dt = -1/\rho \nabla P + \nu \nabla^2 \bar{U} + \rho f \dots \dots \dots (A.4)$$

Al aplicar el método de integración por franjas a las ecuaciones (A.3) y (A.4) se obtienen las siguientes ecuaciones

$$\int_0^h (\partial v / \partial y) dy = - \int_0^h (\partial u / \partial x) dy = U_0 (dh/dx) \dots \dots \dots (A.5)$$

$$\int_0^{\delta} u (\partial u / \partial x) dy + \int_0^{\delta} v (\partial u / \partial y) dy = -1/\rho \int_0^{\delta} (\partial P^* / \partial x) dy + 1/\rho \int_0^{\delta} (\partial \tau / \partial y) dy \dots \dots \dots (A.6)$$

$$\int_{\delta}^y u (\partial u / \partial x) dy + \int_{\delta}^y v (\partial u / \partial y) dy = -1/\rho \int_{\delta}^y (\partial P^* / \partial x) dy + 1/\rho \int_{\delta}^y (\partial \tau / \partial y) dy \dots \dots \dots (A.7)$$

$$\int_{\delta}^h u (\partial u / \partial x) dy + \int_{\delta}^h v (\partial u / \partial y) dy = -1/\rho \int_{\delta}^h (\partial P^* / \partial x) dy + 1/\rho \int_{\delta}^h (\partial \tau / \partial y) dy \dots \dots \dots (A.8)$$

donde  $U_s$  es la componente horizontal de la velocidad en la superficie;  $U_s (dh/dx)$  es una aproximación de la componente vertical de la velocidad en la superficie efectiva del salto;  $y = (h - \delta) / (BC)^{1/2} + \delta$  y es la ordenada en la cual ocurre el esfuerzo máximo turbulento;  $\tau = \tau_b + \tau_t$ ;  $\tau_b$  es el esfuerzo cortante en el piso y  $\tau_t$  es el esfuerzo cortante turbulento.

El esfuerzo cortante en el piso definido por Rajaratnam es:

$$\tau_b = 0.0424 / (Um\delta/\nu)^{1/4} \rho Um^2 / 2 ; \quad y=0 \dots\dots (A.9)$$

El esfuerzo turbulento máximo se define como:

$$\tau_t = \rho D_*^2 C U_t^2 / e ; \quad y = y_* \dots\dots\dots (A.10)$$

donde  $D_* = 0.11$  obtenida del modelo experimental de Rouse y  $C = 0.693$ .

La presión  $P_*$  es la presión total debida a la presión termodinámica más la presión debida a las fluctuaciones de velocidad más la presión debida a la ondulación del flujo. Esto es:

$$P_* = p + \rho (\bar{u}^2 - \bar{v}^2 + \bar{w}^2) + \gamma C \dots\dots\dots (A.11)$$

Los límites de integración se escogieron de acuerdo a la siguiente figura, que son los mismos que empleó McCorquodale.

Los límites de integración utilizados por Narayanan hacen necesario el recurrir a tablas de esfuerzos cortantes obtenidos experimentalmente mientras que los de McCorquodale evitan este problema al tomar puntos en los cuales sus características pueden calcularse fácilmente.

El objetivo de aplicar el método de integración por franjas es el obtener un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias del tipo:

$$A_i dh/dx + B_i d\delta/dx + C_i dU_0/dx + D_i dU_m/dx = E_i ; \text{ para } i=1,2,3,4.$$

Para cumplir este objetivo fue necesario substituir las ecuaciones (A.1), (A.2), (A.9), (A.10) y (A.11) en las ecuaciones (A.5), (A.6), (A.7) y (A.8) y resolverlas, llegando a la determinación de los coeficientes  $A_i, B_i, C_i, D_i$  y  $E_i$ . Estos valores son:

$$A_1 = B/3 C U_0 F S(4C, 5/2) - U_0$$

$$B_1 = -U_0 ((B/3) C F S(4C, 5/2) + F - 1) - nU_m/(n+1)$$

$$C_1 = -h + \delta + F(h-\delta) S(4C, 3/2)$$

$$D_1 = \delta/(n+1) + F(h-\delta) S(4C, 3/2)$$

$$E_1 = 0$$

$$A_2 = g\delta$$

$$B_2 = nU_m^2/(n+1) - (2nU_m^2)/(2n+1)$$

$$C_2 = 0$$

$$D_2 = 2U_m\delta/(2n+1) - \delta U_m/(n+1)$$

$$E_2 = \tau_0/\delta$$

$$A_3 = g(h-\delta)/C_0 - e^{1/2}/3C_0 S(-1/2, 5/2) (2U_0U_t + U_0U_t) \\ - 2U_t^2/3C_0 e S(-1, 5/2) + (g/B) Co/(1-Co) (2h-\delta)$$

$$B_3 = U_0U_m n/(n+1) - U_m^2 n/(n+1) + U_0U_t (e^{-1/2}/3C_0) S(-1/2, 5/2) - 1 + e^{-1/2} \\ - 2U_0U_t (e^{-1/2}/3C_0) S(-1/2, 5/2) - e^{-1/2} + 1$$

$$-2U_t^2 S(-1, 5/2) / 3eC - U_t^2 (1/e-1) - ghCo / 8(1-Co)$$

$$C_3 = U_y(\gamma-\delta) / C_0 - U_y e^{-1/2} (h-\delta) / C_0 S(-1/2, 3/2) (h-\delta) \\ + 2(U_0 - U_t) e^{-1/2} (h-\delta) / C_0 S(-1/2, 3/2) + 2U_t / C_0 S(-1, 3/2) (h-\delta)$$

$$D_3 = -U_y \delta / (n+1) + U_m \delta / (n+1) + 2U_0 U_y e^{-1/2} (h-\delta) / C_0 S(-1/2, 3/2) \\ + 2U_t (h-\delta) / C_0 S(-1, 3/2)$$

$$E_3 = \tau_y / \rho$$

$$A_4 = g(h-\delta) + BC/3 F U_t S(4C, 5/2) (3U_0) + U_t^2 \\ + (16/3) C F^2 S(8C, 5/2) U_t^2 + g(2h-\delta) / 2 Co / (1-Co)$$

$$B_4 = U_m U_0 n / (n+1) - U_m^2 n / (n+1) \\ - (BC/3) F S(4C, 5/2) (3U_0) - U_t (F-1) (3U_0) \\ - U_t^2 ((16C/3) F^2 S(8C, 5/2) + F^2 - 1) - C_0 gh / 2(C_0 - 1)$$

$$C_4 = (h-\delta) (-U_0 + U_0 F S(4C, 3/2) - 2U_0 - 2(U_t - U_0) F S(4C, 3/2) \\ + 2U_t F^2 S(8C, 3/2))$$

$$D_4 = -U_0 \delta / (n+1) + U_m \delta / (n+1) + (h-\delta) (U_0 F S(4C, 3/2) + 2U_0 F S(4C, 3/2) \\ + 2U_t F^2 S(8C, 3/2))$$

$$E_4 = 0$$

donde

$$S(KC, Q) = 1 + KC/Q + (KC)^2 / (Q(Q+1)) + (KC)^3 / (Q(Q+1)(Q+2)) + \dots$$

$$U_t = U_m - U_0$$

$$F = e^{-4C}$$

$$C = 0.693$$

$$C_0 = (BC)^{1/2}$$

$$U_y = U_0 + U_1 e^{-1/2}$$

Estos resultados deberán ser substituidos en la matriz de coeficientes, invertirla y premultiplicar al vector de términos independientes, esto es:

$$\begin{bmatrix} dh/dx \\ d\phi/dx \\ dU_0/dx \\ dU_m/dx \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 & B_1 & C_1 & D_1 \\ A_2 & B_2 & C_2 & D_2 \\ A_3 & B_3 & C_3 & D_3 \\ A_4 & B_4 & C_4 & D_4 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \\ E_4 \end{bmatrix}$$

Este sistema de ecuaciones diferenciales fue resuelto por McCorquodale mediante un método de Runge-Kutta y los resultados los reporta en sus trabajos, los cuales se emplearon para comparar los obtenidos mediante la experimentación en este estudio.

## BIBLIOGRAFIA

- 1) Abdel-Gawad, S. M. and McCorquodale, J. A. [1985], "Numerical Simulation of Rectangular Settling Tanks", Journal of the Hydraulic Research, Vol. 23, No. 2, pp. 85-100.
- 2) Bakhmeteff, B. A. and Matzke, A. E. [1936], "The Hydraulic Jump in Terms of Dynamic Similarity", Transactions, ASCE, Vol. 101, paper No. 1935, pp. 630-680.
- 3) Bryer, D. W. and Pankhurst, R. C. [1971], "Pressure Probe Methods for Determining Wind Speed and Flow Direction", National Physical Laboratory, Chapters 1-5, pp. 1-40.
- 4) Chow, V. T. [1959], "Open Channel Hydraulics", McGraw-Hill, N.Y.
- 5) Fincke, J. R. and Deason, V. A. [1980], "Fluid Dynamic Measurements in Air/Water Mixtures Using a Pitot Tube and Gamma Densitometer", Transactions, ISA, Vol. 19, No. 2, pp. 3-9.
- 6) Goldstein, R. J. [1983], "Fluid Mechanics Measurements", McGraw-Hill, Chapter three, pp. 61-73.
- 7) McCorquodale, J. A. and Khalifa, A. [1983], "Internal Flow in Hydraulic Jumps", Journal of Hydraulic Division, ASCE, Vol. 109, No. 5, pp. 684-701.
- 8) Narayana, N., Goel, A. and Kumar, A. D. [1989], "Hydraulic Jump Type Stilling Basing for Low Froude Numbers", Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 115, No. 7, pp. 989-994.
- 9) Narayanan, R. [1975], "Wall Jet Analogy to Hydraulic Jump", Journal of the Hydraulic Division, Proceedings of ASCE, Vol. 101, No. 3, pp. 347-359.
- 10) Narayanan, R. and Schizas, L. S. [1980], "Force in Sill of Forced Jump", Journal of Hydraulic Division, Proceedings of ASCE, Vol. 106, No. 7, pp. 1159-1172.

11) Odd, N. V. M. and Rodger, J. G. [1978], "Vertical Mixing in Stratified Tidal Flows", Journal of Hydraulic Division, Proceedings of ASCE, Vol. 104, No. 3, pp. 337-351.

12) Rajaratnam, N. [1962], "Profile Equation for the Hydraulic Jump", Water Power, Vol. 14, pp. 324-327.

13) Rajaratnam, N. [1964], "The Forced Hydraulic Jump", Water Power, Part one and two, Vol. 16, pp. 14-19 and pp. 61-65.

14) Rajaratnam, N. [1965], "The Hydraulic Jump as a Wall Jet", Journal of Hydraulic Division, Proceedings of ASCE, Vol. 91, No. 5, pp. 107-132.

15) Rajaratnam, N. and Subramanya, K. [1968], "Profile of the Hydraulic Jump", Journal of Hydraulic Division, Proceedings of ASCE, Vol. 94, No. 3, pp. 663-673.

16) Rajaratnam, N. and Murahari, V. [1971], "A Contribution to Forced Hydraulic Jumps", Journal of the Hydraulic Research, Vol. 9, No. 2, pp. 217-240.

17) Resch, F. J. et Leutheusser, H. J. [1971], "Mesures de Turbulence dans le Ressaut Hydraulique", La Houille Blanche, No. 1, pp. 17-31.

18) Resch, F. J. et Leutheusser, H. J. [1972], "Le Ressaut Hydraulique: Mesures de Turbulence dans la Région Diphasique", La Houille Blanche, No. 4, pp. 279-293.

19) Resch, F. J. et Leutheusser, H. J. [1972], "Mesures des Tensions de Reynolds dans le Ressaut Hydraulique", Journal of the Hydraulic Research, Vol. 10, No. 4, pp. 409-430.

20) Resch, F. J., Leutheusser, H. J. and Alemu, S. [1974], "Bubbly Two-Phase Flow in Hydraulic Jump", Journal of the Hydraulic Division, Proceedings of ASCE, Vol. 100, No. 1, pp. 137-149.

21) Risco Moreno, E. B. del [1989], "Inestabilidad del Revestimiento de un Tanque Amortiguador", Tesis para obtener el grado de Dr. en Ingeniería en la Universidad Nacional Autónoma de México, México D.F. 1989.

22) Rouse, H., Siao, T. and Nagaratnam, S. [1959], "Turbulence Characteristics of the Hydraulic Jump", Transactions, ASCE, Vol. 124, Paper 3006, pp. 926-950.

23) Sarma, K. V. N. and Newnham [1973], "Surface Profiles of Hydraulic Jump for Froude Numbers Less than Four", Water Power, Vol. 25, pp. 139-142.

24) Shwarz, W. H. and Cosart, W. P. [1961], "The Two-Dimensional Turbulent Wall-Jet", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 10, Part 4, pp. 481-495.

25) Silberman, E., Discussion of "Turbulence Characteristics of the Hydraulic Jump" by Rouse, H., Transactions, ASCE, Vol. 124, Paper 3006, pp. 951-966.

26) Smith, C. D. and Wentao, Ch. [1989], "The Hydraulic Jump in a Steeply Sloping Square Conduit", Journal of the Hydraulic Research, de Recherches Hydrauliques, Vol. 27, No. 3, pp. 385-399.

27) Wilson, E. H. and Turner, A. A. [1972], "Boundary Layer Effects on Hydraulic Jump Location", Journal of the Hydraulic Division, Proceedings of ASCE, Vol. 98, No. 7, pp. 1127-1142.