

Estudios en honor de
Francisco Javier Domínguez
AUCH, 5ª Serie, N° 8 (1985): 437- 455

METODOLOGIA DE ESTIMACION DE PRESIONES INSTANTANEAS EN CUENCOS AMORTIGUADORES

RAÚL ANTONIO LOPARDO
Buenos Aires, Argentina

INTRODUCCIÓN

El resalto hidráulico es un movimiento macroscópicamente permanente, bruscamente variado, que se produce toda vez que un escurrimiento a superficie libre pasa de régimen supercrítico a subcrítico. Esta transición está caracterizada por un abrupto ascenso de la superficie libre y la formación de un potente torbellino de eje horizontal que da como resultado la generación de macroturbulencia de gran intensidad, la incorporación y arrastre de aire y la disipación de energía cinética del flujo incidente.

El proceso de disipación macroturbulenta en el interior del resalto está inexorablemente acompañado de severas fluctuaciones de presión que se transmiten a las estructuras componentes de los cuencos amortiguadores, pudiendo someterlos a fenómenos de fatiga, vibraciones y, eventualmente, a cavitación por depresiones instantáneas. Esos efectos destructivos han dado lugar a accidentes en numerosos disipadores de energía de grandes obras hidroeléctricas.

La combinación de las inestabilidades del escurrimiento con perturbaciones sólidas (discontinuidades estructurales) tiende a amplificar las amplitudes de fluctuación y a concentrar la distribución de energía alrededor de una frecuencia dominante (1). Por ello, los fenómenos señalados se agravan considerablemente con la presencia de elementos de disipación forzada (2) o cuando los pilares separadores del vertedero tienen su cara posterior inmersa en el resalto (3).

Para el conocimiento de las amplitudes y frecuencias de las fluctuaciones de presión inducidas por el resalto sobre la estructura de disipación, resulta el medio idóneo la modelación física froudiana convencional en escala adecuada. Se ha demostrado que un modelo 1:50 con número de Reynolds incidente al resalto $R_1 \geq 1 \times 10^5$ simula adecuadamente amplitudes y frecuencias de las presiones fluctuantes (4), permitiendo a pesar de inevitables efectos de escala inferir la tendencia a la cavitación por pulsos de presión con una similar probabilidad de ocurrencia que la registrada en prototipo (5).

Aunque por las características geométricas de cada caso sea necesario el uso de tales modelos para la correcta evaluación de los valores instantáneos, se considera de interés contar con una metodología de cálculo estimativo de esos parámetros que, a partir de experiencias suficientemente generales, permita obtener, para la etapa de anteproyecto avanzado, datos tentativos de amplitudes medias cuadráticas, amplitudes con diverso grado de probabilidad de ocurrencia, frecuencias dominantes, asimetrías de distribución, etc.

Con esa finalidad se presentan en este trabajo los resultados experimentales de presiones fluctuantes sobre una platea plana horizontal de longitud indefinida que sirve de base a un resalto libre y estable formado aguas abajo de un perfil vertedero. Algunos de los tópicos aquí expuestos dieron lugar a publicaciones que trataron cada tema específico.

La presente contribución tiene entonces por objeto exponer una metodología de utilización de esos resultados para permitir a los proyectistas estructurales una mejor evaluación de las sollicitaciones dinámicas a que están sometidas las losas componentes del piso de los cuencos amortiguadores a resalto.

I. EQUIPO, INSTRUMENTACIÓN Y TRATAMIENTO DE DATOS

El estudio fue desarrollado en un canal vidriado de 15 m de longitud, 0,65 m de ancho y 1,00 m de altura, cuyo ingreso está conectado con un circuito central de agua a presión que garantiza 350 l/s a partir de un tanque de nivel constante. Aguas abajo del canal de ensayo se encuentra un canal de aforo de 1 m de ancho con vertedero Rehbock.

Para lograr una caída de agua se instaló un vertedero con perfil de ecuación $y = 0,05 x^2$, que empalma con una curva de radio $R = 0,20$ m con una platea plana horizontal de longitud indefinida donde se formará el resalto hidráulico (Figura 1).

En el eje central de la base del canal se instalaron tomas de presión con

distancias variables entre 2,5 cm y 10 cm. Para ello se utilizó la práctica habitual, que consiste en un orificio de 1,5 mm de diámetro, conectado al transductor de presión mediante un tubo plástico de longitud menor de 50 cm (6). El transductor se coloca dentro de un portasensor que permite la purga de burbujas de aire.

En estas experiencias se utilizaron transductores de presión bidireccionales Statham 131 TC 2,5-350. La señal de estos detectores es amplificada con equipos de construcción propia, que a su vez proveían la corriente de excitación al transductor. Esa señal es entonces grabada en un registrador magnético a cassette de cuatro canales en frecuencia modulada Teac R-61. El análisis estadístico de las fluctuaciones se lleva a cabo mediante una computadora de control de procesos y adquisición de datos Digital PDP 11/45, con memoria auxiliar, terminales de video, impresora y salida por plotter Houston Complot DP3.

Matemáticamente, las fluctuaciones de presión en fluidos reales pueden ser consideradas como un proceso estocástico, estacionario y ergódico. Debido a su naturaleza aleatoria, no resulta posible su descripción mediante una función analítica explícita del tiempo. Sin embargo, el análisis estadístico, llevado a cabo con la función de densidad espectral, resulta una adecuada forma de caracterizar fenómenos aleatorios de una manera cuantitativa.

La función de densidad espectral determina la distribución en frecuencia de la señal, pero no especifica la señal de forma unívoca. La función de probabilidad de amplitudes, independiente de la anterior, permite obtener información sobre la forma de onda de la señal. Ambas funciones son entonces necesarias.

El análisis espectral se lleva a cabo mediante la transformada discreta de Fourier (TDF) en su implementación denominada "rápida" (FFT), con ventana de Bartlett. Para lograr un adecuado resultado del análisis estadístico se han seleccionado los parámetros de digitalización de la señal, siguiendo las normas de un anterior trabajo (6): el tiempo de registro por cada toma fue del orden de seis minutos ($T > 1$ min), el intervalo de tiempo de muestreo se adoptó en 0,01 s ($0,01 \text{ s} \leq t \leq 0,02 \text{ s}$), el número de bloques de promedio de espectros se seleccionó en 32 ($B \geq 16$) y el número de datos tomados por bloque en 512 ($n \geq 256$).

2. ANÁLISIS DIMENSIONAL

La presión, y por lo tanto su fluctuación, dependen de las restantes

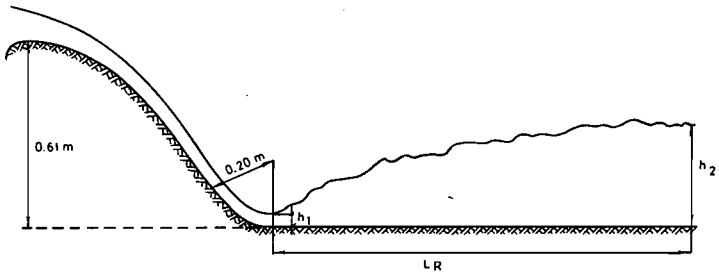


FIGURA Nº 1 ESQUEMA EXPERIMENTAL

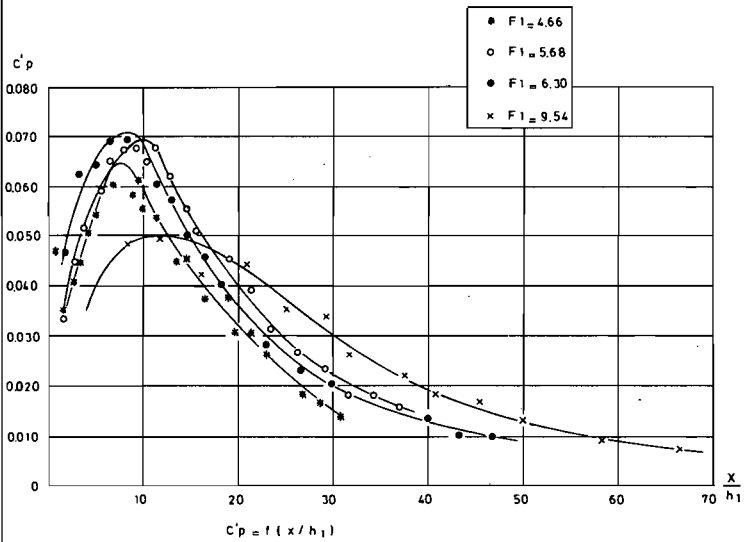


FIGURA Nº 2 AMPLITUDES MEDIAS CUADRICAS

magnitudes y parámetros involucrados en la descripción del escurrimiento y de las propiedades físicas del fluido.

La amplitud de fluctuación de presión $p' = p - \bar{p}$ (donde \bar{p} es el valor medio temporal) es una variable estadística. Debido a su naturaleza aleatoria es reemplazada, en general, por la amplitud media cuadrática.

$$\sqrt{\bar{p}'^2} = \frac{1}{T} \int_0^T (p - \bar{p})^2 dt$$

Para un resalto libre sobre fondo horizontal, las condiciones hidrodinámicas resultan sólo función del tirante h_1 y la velocidad media U_1 , ambos en la sección de ingreso al resalto. Si se asume que el gasto es constante, el movimiento puede considerarse macroscópicamente permanente, con lo que deja de tener relevancia el tiempo como variable del proceso.

Luego, la amplitud de fluctuación de presiones en un punto interior al resalto libre puede ser interpretada por la expresión funcional:

$$\sqrt{\bar{p}'^2} = f(x, y, z, U_1, h_1, \nu, \rho, g), \quad (-1-)$$

donde x, y, z son las coordenadas ortogonales del punto considerado, ν la viscosidad cinemática del fluido, ρ su masa específica y g la aceleración de la gravedad.

Siendo el caso en estudio un escurrimiento de carácter bidimensional, la coordenada y pierde interés. Por otra parte, al restringirse las mediciones a la base del resalto, donde $z = 0$, esta coordenada resulta constante.

Mediante la aplicación del análisis dimensional, la expresión (-1-) se reduce a:

$$C'p = \phi(x/h_1, IF_1, IR_1), \quad (-2-)$$

donde

$$C'p = \frac{\sqrt{\bar{p}'^2}}{\frac{1}{2} \rho U_1^2}, \quad IF_1 = \frac{U_1}{\sqrt{gh_1}}, \quad IR_1 = \frac{U_1 h_1}{\nu}$$

El coeficiente de presiones fluctuantes $C'p$ indica cualitativamente la

proporción de energía cinética incidente que se transforma en fluctuación macroturbulenta en el punto considerado.

Los procesos macroturbulentos están asociados a bajas frecuencias de fluctuación y presentan remolinos de dimensiones del orden de las del dominio del flujo, dependiendo esencialmente de la geometría de los bordes del escurrimiento (7). La influencia viscosa es irrelevante en estos fenómenos, por lo que en la expresión (-2-) puede despreciarse el número de Reynolds R_1 , siempre que se garantice la franca turbulencia ($R_1 \geq 10^5$).

Luego, la función se reduce a:

$$C'p = C'p(x/h_1, F_1). \quad (-3-)$$

Del mismo modo que para las amplitudes de fluctuación, el análisis desarrollado para la frecuencia f_d dominante de oscilación permite arribar a una expresión

$$Sd = Sd(x/h_1, F_1), \quad (-4-)$$

donde Sd es el número de Strouhal, definido como

$$Sd = \frac{f_d h_1}{U_1}$$

En definitiva, todas las variables de interés posibles de utilizar en la caracterización de las presiones instantáneas, convenientemente adimensionalizadas, resultarán función de la posición x/h_1 , del número de Froude incidente F_1 y de la condición del flujo previo al ingreso al resalto.

Es importante destacar que, según los resultados experimentales de diversos autores, las funciones (-3-) y (-4-) presentan diferencias apreciables para distintas condiciones del flujo, precedente al inicio del resalto; es decir, según éste se forme aguas abajo de una compuerta de fondo o al pie de una caída de fuerte pendiente.

En este trabajo se ha mantenido la condición de resalto aguas abajo de un vertedero con curva de empalme (Figura 1), resultando valores diferentes de amplitudes y frecuencias con respecto a los obtenidos previamente en la misma instalación para resalto aguas abajo de una compuerta de fondo (8).

3. RESULTADOS EXPERIMENTALES

Los valores experimentales obtenidos para la definición de las funciones (-3-) y (-4-) se presentan graficados en las Figuras 2 y 3. Las experiencias cubrieron el rango de números de Froude incidentes $4,5 < F_1 < 10$. Es decir, el campo de los denominados resaltos estables, de singular interés para los cuencos amortiguadores de energía.

En la Figura 2 puede apreciarse que $C'p$ alcanza su máximo valor ($C'p \sim 0,07$) para $F_1 = 6.3$, concentrándose las mayores amplitudes para cualquier F_1 en el entorno $8 \leq x/h_1 \leq 12$. Los valores citados resultan de amplitud inferior en un 20% a los publicados por Khader y Elango (9), pero coincidentes en la zona de ubicación de máximos.

Si se utiliza como longitud del resalto la conocida expresión propuesta por Smetana $Lr = 6(h_2 - h_1)$ la función (-3-) puede ser también escrita

$$C'p = C'p(x/Lr, IF_1). \quad (-5-)$$

En la Figura 4 se han graficado las curvas envolventes extremas de los resultados anteriores siguiendo la función (-5-). Los máximos quedan comprendidos entonces en $0,1 \leq x/Lr \leq 0,25$.

Si la función de densidad de probabilidad de amplitudes de fluctuación fuera gaussiana, podría estimarse una amplitud con determinada probabilidad de ocurrencia, a partir de un múltiplo de la ya expresada amplitud media cuadrática que integra el parámetro $C'p$.

La asimetría Ad de la función densidad de probabilidad viene definida como:

$$Ad = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} p'^3 P(p') dp'}{(\sqrt{\bar{p}'^2})^3}, \quad (-6-)$$

donde $P(p')$ es la función de probabilidad de la variable p' (variación instantánea de presión).

La representación gráfica de la función.

$$Ad = Ad(x/Lr, IF_1), \quad (-7-)$$

se presenta en la Figura 5. Allí puede apreciarse que la asimetría parece independiente del número de Froude incidente, resultando claramente positiva en la parte inicial del resalto y negativa en la parte final. El pasaje

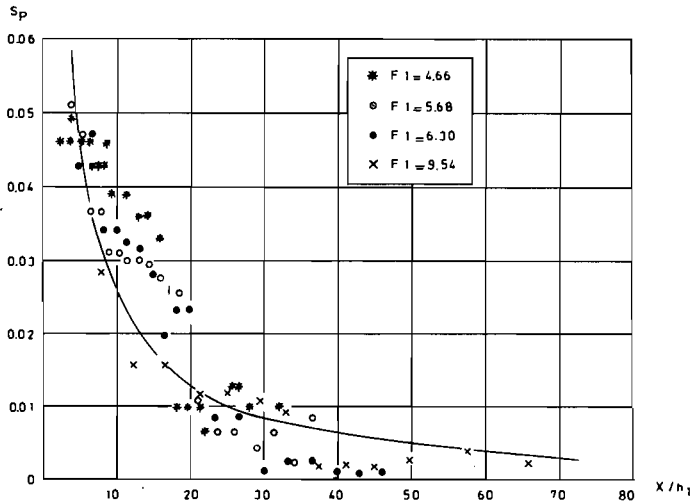


FIGURA Nº 3 FRECUENCIAS DE FLUCTUACION

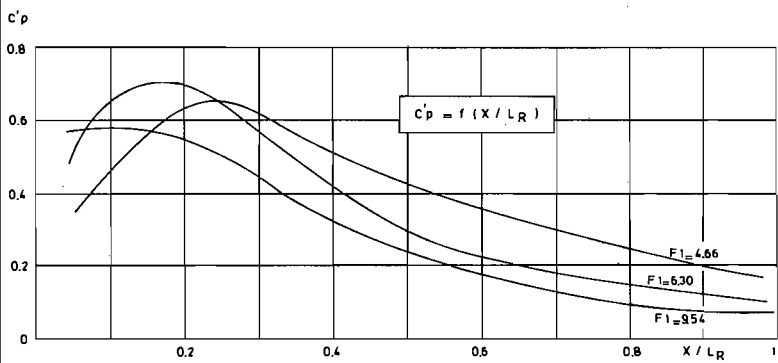


FIGURA Nº 4 ENVOLVENTES DE AMPLITUDES MEDIAS CUADRATICAS

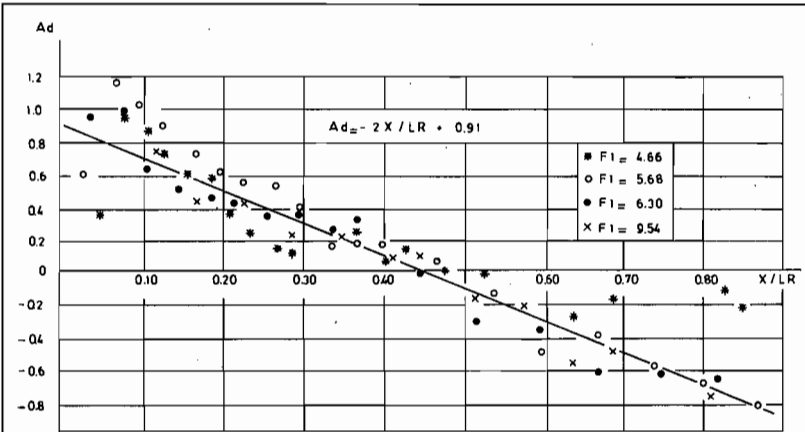


FIGURA N° 5 ASIMETRIA DE DISTRIBUCION DE PROBABILIDAD

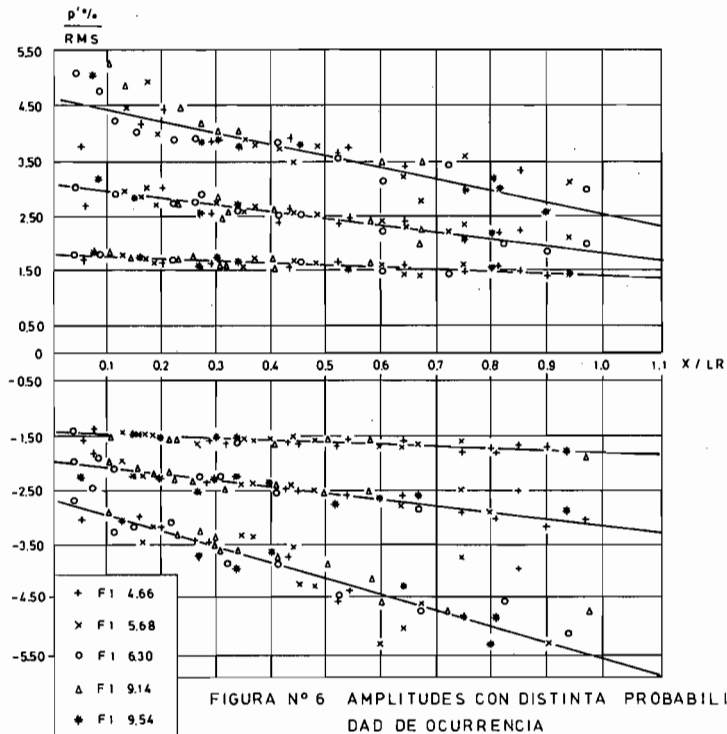


FIGURA N° 6 AMPLITUDES CON DISTINTA PROBABILIDAD DE OCURRENCIA

de asimetrías positivas a negativas se produce en la zona central del resalto, en este caso para $x/L_r = 0,45$.

Las asimetrías negativas están asociadas con separaciones del escurrimiento respecto de los bordes sólidos (10), por lo que se deduce que la lámina supercrítica ingresa pegada al piso hasta aproximadamente una distancia de $0,45 L_r$, donde tiende a despegarse del fondo.

Para el caso en estudio, resulta posible con la ayuda de un ajuste por mínimos cuadrados expresar la función (-7-) como:

$$Ad = -2 \frac{x}{L_r} + 0,91, \quad (-8-)$$

con una desviación estándar de $\sigma = 0,016$.

Resulta entonces inevitable obtener experimentalmente las amplitudes de fluctuación con diversa probabilidad de ocurrencia, lo que es logrado por medio de la función de densidad de probabilidad a partir de los datos registrados.

En la Figura 6 se han volcado los resultados de $p'_{0,1\%}$, $p'_{1\%}$, $p'_{5\%}$, $p'_{95\%}$, $p'_{99\%}$ y $p'_{99,9\%}$ en relación con el valor de amplitud media cuadrática correspondiente. La amplitud $p'_{0,1\%}$ corresponde a una probabilidad de $0,1\%$ de ser superada con valores más negativos respecto del valor medio.

La amplitud $p'_{99,9\%}$ implica una probabilidad de ocurrencia del $0,1\%$ de ser superada con valores más positivos respecto del valor medio.

Con ayuda de mínimos cuadrados pueden ser expresadas las siguientes ecuaciones empíricas.

$$\begin{array}{ll} C'P_{99,9\%}/C'p & = -1,91 x/L_r + 4,52 & \sigma = 0,017 \quad (-9-) \\ C'P_{99\%}/C'p & = -1,22 x/L_r + 3,08 & \sigma = 0,012 \quad (-10-) \\ C'P_{95\%}/C'p & = -0,38 x/L_r + 1,81 & \sigma = 0,005 \quad (-11-) \\ C'P_{5\%}/C'p & = -0,38 x/L_r - 1,43 & \sigma = 0,005 \quad (-12-) \\ C'P_{1\%}/C'p & = -1,16 x/L_r - 1,95 & \sigma = 0,011 \quad (-13-) \\ C'P_{0,1\%}/C'p & = -2,30 x/L_r - 2,59 & \sigma = 0,022 \quad (-14-) \end{array}$$

La dispersión de los puntos experimentales aumenta a medida que se tratan valores de menor probabilidad de ocurrencia ($0,1\%$ y $99,9\%$, por ejemplo, presentan la mayor desviación estándar).

Desde el punto de vista de la respuesta en frecuencia, puede observarse que la concentración de energía de fluctuación se produce en una estrecha banda del espectro (Figura 7), por lo que resulta posible definir una frecuencia dominante f_d , tal como se utilizara en el número de Strouhal

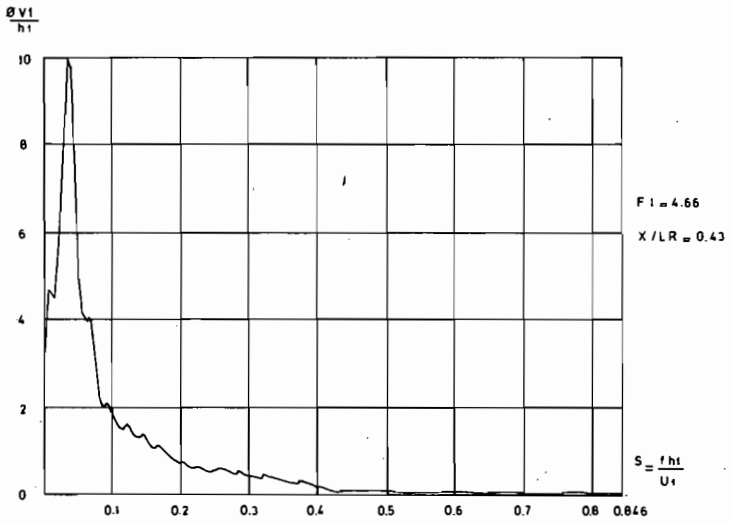


FIGURA N° 7: ESPECTRO TÍPICO

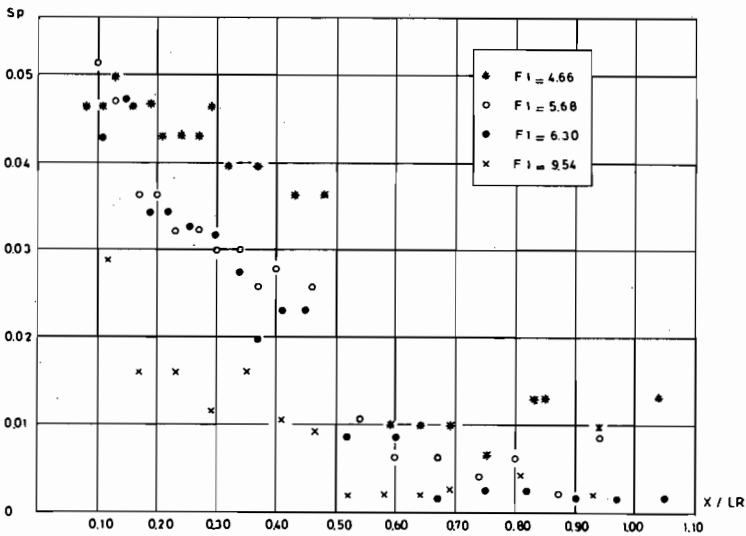


FIGURA N° 8 : NUMERO DE STROUHAL EN FUNCION DE X / LR

Sd que sirvió de base para la construcción de la Figura 3. En esa figura se aprecia que el número de Strouhal, conformado con la frecuencia dominante, no está fuertemente afectado por el número de Froude incidente (al menos en el estudiado rango de los resaltos estables), decreciendo con la distancia x/h_1 . Este resultado es notoriamente diferente al obtenido en resaltos formados aguas abajo de compuertas de fondo (8).

Si se grafica el parámetro Sp en función de x/Lr (Figura 8) se observa una fuerte dispersión de puntos experimentales, a pesar de la cual resulta claro que el número de Strouhal disminuye con el número de Froude incidente para un dado valor de x/Lr . El aspecto más interesante surge de observar un descenso abrupto de los valores de Sp en la zona central del resalto ($0,45 \leq x/Lr \leq 0,5$), reiterando la demostración de un cambio en la estructura del resalto en esa zona, ya advertido en el análisis de la asimetría.

En una reciente publicación (11) se presentaron los resultados experimentales obtenidos en la misma instalación referentes a correlación espacial de las fluctuaciones de presión. Mediante el registro simultáneo de pares de tomas y un adecuado programa computacional, se obtuvieron la correlación instantánea $R_{xy}(0)$, la correlación máxima con prescindencia del tiempo $R_{xy}(\text{máx})$ y el tiempo de desfase entre ambos valores τ .

La correlación instantánea resulta función de la posición x/h_1 , de la distancia entre tomas d/h_1 y del número de Froude incidente.

La Figura 9 ilustra acerca de un típico resultado de correlación para $x/h_1 = 16,5$ y $F_1 = 6,3$, con la configuración del tipo coseno amortiguado y un ancho de base de correlación l_0/h_1 . Siendo la forma de la función apreciablemente semejante, se ha considerado oportuno utilizar la variable l_0/h_1 para interpretar la variación de la correlación con los otros parámetros. Luego, la función

$$l_0/h_1 = \psi(x/h_1, IF_1), \quad (-15-)$$

ha sido graficada en la Figura 10, donde puede verse que la correlación aumenta considerablemente a medida que la toma de base se desplaza hacia aguas abajo en el resalto y, para un dado x/h_1 , aumenta para números de Froude incidentes crecientes.

Desde un punto de vista práctico, el ancho de base de correlación en el piso de un resalto libre y estable puede ser estimado mediante la expresión empírica:

$$l_0/h_1 = 0,3(x/h_1) + 0,265(IF_1 - 1)^{1,2}, \quad (-16-)$$

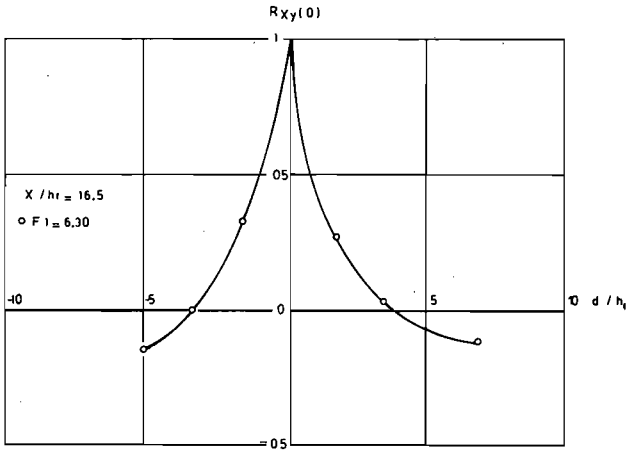


FIGURA N° 9 EJEMPLO DE CORRELACION INSTANTANEA

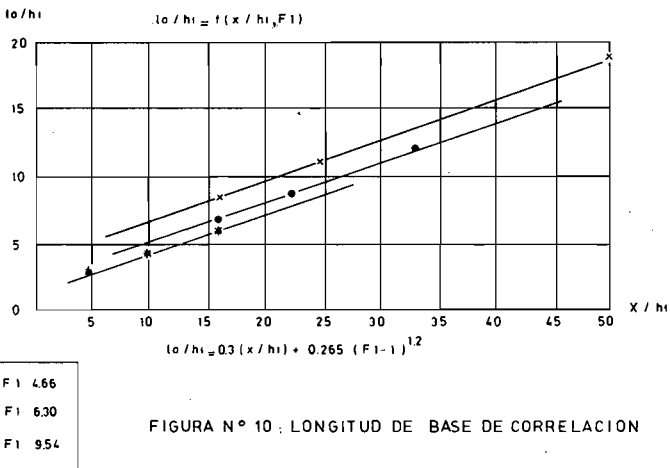


FIGURA N° 10: LONGITUD DE BASE DE CORRELACION

válida en el entorno $4,5 < F_1 < 10$, como el resto de las expuestas en este trabajo.

Los resultados descriptos corresponden obviamente a correlación longitudinal, en la dirección del escurrimiento. Por tratarse de una configuración bidimensional se asume que la correlación transversal es total, lo que si bien no es estrictamente cierto, parece razonable de asumir a los efectos de cálculos prácticos.

En ese mismo artículo (11) se define una especie de celeridad de la onda de presión en su traslación sobre el piso del resalto C como la relación entre la distancia que separa dos tomas de presión y el tiempo τ de desfase entre correlaciones máximas. La relación C/U_1 , expuesta en la Figura 11 en función de x/h_1 , no presenta influencia apreciable del número de Froude incidente. Puede considerarse que, en el primer tercio del resalto, la celeridad de la onda de presión es del orden de la mitad de la velocidad incidente, llegando a un quinto en la zona de decaimiento del resalto.

4. METODOLOGÍA SUGERIDA DE CÁLCULO ESTIMATIVO

4.1 Verificación de la tendencia a la cavitación intermitente

Si se desea calcular la probabilidad de cavitación espontánea por pulsos de presión en el piso de un amortiguador a resalto libre y estable, el análisis se restringe a las amplitudes de fluctuación de presiones, cuyos resultados fueron expuestos en el capítulo anterior.

Para un cálculo estimativo se puede asumir que en la zona próxima al fondo del resalto la presión media temporal tiene repartición hidrostática (12), y que la superficie libre crece linealmente entre los dos tirantes conjugados. Esa hipótesis resulta conservadora pues en la primera parte del resalto las presiones reales serán algo mayores que las calculadas con la expresión:

$$\bar{p}/\gamma = h_1 + (h_2 - h_1) x/Lr \quad (-17-)$$

Con la ecuación de Bélanger puede transformarse la expresión (-17-) en la siguiente:

$$C\bar{p} = \frac{\bar{p}}{1/2 \rho U_1^2} = \frac{2}{F_1^2} + \frac{x/Lr}{F_1^2} (\sqrt{1 + 8IF_1^2} - 3), \quad (-18-)$$

donde la presión media temporal en un punto referida a la energía

cinética incidente resulta sólo función de la posición (x/Lr) y del número de Froude incidente.

En general, puede admitirse que la presión con 0,1% de probabilidad de ocurrencia es la que mejor interpreta la tendencia a la cavitación instantánea, por lo que deberá obtenerse de la diferencia

$$p_{0,1} = \bar{p} - p'_{0,1} \quad (-19-)$$

Será necesario estimar la amplitud $p'_{0,1}$, lo que es posible a través de la expresión (-14-) en función de x/Lr y del coeficiente de amplitudes de fluctuación medias cuadráticas, que a su vez puede ser extraído de la Figura 4 en función de la posición (x/Lr) y el número de Froude incidente. En definitiva, se sugiere el uso de la ecuación experimental siguiente:

$$\frac{p_{0,1}}{\frac{1}{2} \rho U_1^2} = \frac{2}{IF_1^2} + \left[\frac{\sqrt{1 + 8IF_1^2} - 3}{IF_1^2} - 2,3 C'p \right] \frac{x}{Lr} - 2,59 C'p. \quad (-20-)$$

En la Figura 12 se han graficado las curvas correspondientes a $F_1 = 4,66$, $F_1 = 6,3$ y $F_1 = 9,54$, incluyendo los resultados experimentales directos obtenidos para el menor de ellos que se encuentran cubiertos en su totalidad por la envolvente. No se han representado los puntos experimentales relevados para los otros valores de F_1 pues la concordancia es absolutamente similar y dificultan la rápida comprensión de la figura al cruzarse con envolventes superiores.

Mediante la utilización de la ecuación (-20-) resulta posible estimar el valor de la presión mínima instantánea con 0,1% de probabilidad de ser superada. Si el valor así calculado no alcanza la tensión de vapor del agua a la temperatura dada, puede asumirse que no hay riesgos de cavitación. En caso de que $p'_{0,1}$ tenga valores más negativos que p_v (y en especial que indique presiones tan negativas que superen el cero absoluto), es esperable cavitación espontánea. Como los resultados de presiones fluctuantes no fueron obtenidos en escurrimientos cavitantes, las amplitudes no están cortadas por la tensión de vapor ni el cero absoluto. Esos resultados aparentemente absurdos derivados de la expresión (-20-) en que aparezcan presiones inexistentes por debajo del cero absoluto deben interpretarse como indicativos de tendencia a la cavitación por pulsos de presión.

Si se considera, a título de ejemplo, un cuenco dissipador con número de Froude de ingreso $F_1 = 6,3$ y su zona de mayor fluctuación

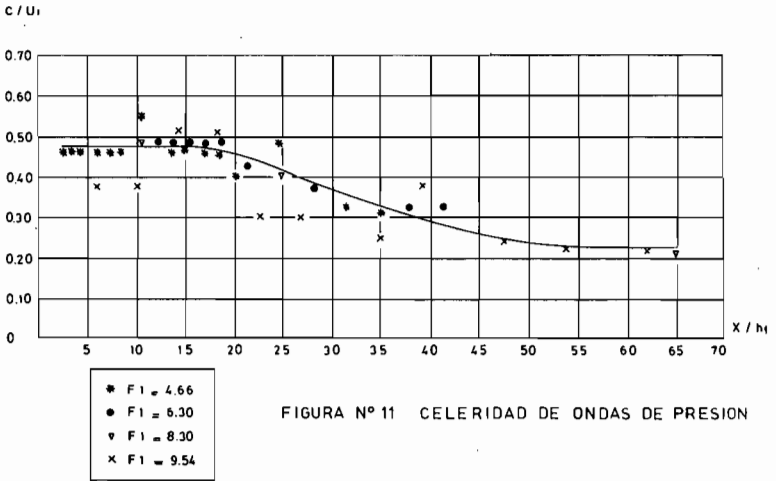


FIGURA N° 11 CELERIDAD DE ONDAS DE PRESION

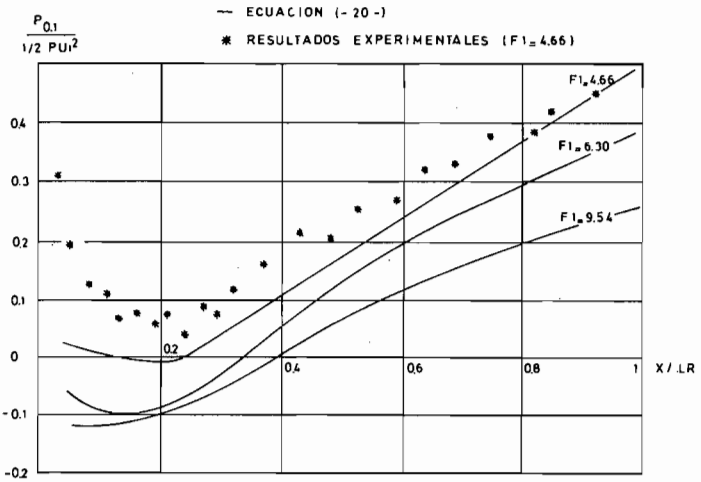


FIGURA N° 12 TENDENCIA A CAVITACION CON 01% DE PROBABILIDAD

$x/Lr = 0,17$, de la Figura 4 se obtiene $C'p = 0,071$ y de la expresión (-20-) resulta una relación

$$p_{0,1} = - 0.1 \frac{\rho U_1^2}{2},$$

de la que puede inferirse (si se asume una tensión de vapor de $-9,6$ m de columna de agua) que la cavitación se presentaría para una velocidad de incidencia al resalto de 43 m/s con $0,1\%$ de probabilidad de ocurrencia.

La presencia de discontinuidades estructurales, por ejemplo bloques, pilas o escalones, aumenta considerablemente los riesgos de cavitación para velocidades de ingreso mucho menores.

4.2. Verificación de las cargas dinámicas sobre el piso

En el párrafo anterior se propuso una metodología para estimar la presión mínima con $0,1\%$ de probabilidad de ocurrencia. Con los elementos que se presentan en este trabajo resulta posible del mismo modo calcular la máxima con $99,9\%$ de probabilidad de no ser superada. En caso que el proyectista asuma mayor riesgo, puede utilizar como máximo y mínimo los valores con 99% y con 1% de probabilidad de ocurrencia, o con 95% y 5% , para lo que cuenta con los valores necesarios.

En definitiva, para x/Lr y F_1 dados, se pueden conocer las presiones máximas y mínimas, y al calcularse la asimetría Ad puede también tenerse una cabal idea de la función de distribución de amplitudes.

Con respecto a la distribución en frecuencias, al estimarse la frecuencia dominante (dentro de cierto rango) a partir de la Figura 3, es posible asumir un espectro de densidad de potencia de la misma forma que el graficado en la Figura 7 con ese valor de S_d .

La onda de presión en el piso va variando en amplitud y frecuencia a lo largo del resalto para un dado valor de F_1 . Esa onda que se desplaza con una celeridad que viene dada por la Figura 11 es en realidad una función aleatoria, cuyo coeficiente de correlación también depende de x/Lr y F_1 .

La longitud de piso con centro en el punto de posición x/Lr que tiene carga en el mismo sentido viene dada por la expresión (-16-).

La carga dinámica inducida por el flujo sobre la base del resalto puede seguirse mediante un cálculo estimativo, para un número de Froude de ingreso dado, obteniendo para cada valor de x/Lr los parámetros \bar{p} , $p_{0,1}$, $p_{99,9}$, Ad , f_d , l_0 y C , y utilizándolos el proyectista estructural para definir la sollicitación más desfavorable, pues deberá incluir las cargas de subpresión, peso propio de losa y eventuales reacciones de anclajes.

CONCLUSIONES

Las amplitudes medias cuadráticas de fluctuación de presiones, debajo de un resalto libre formado aguas abajo de un vertedero convencional, sobre fondo plano horizontal, resultan función de la posición de la toma y del número de Froude incidente. Los máximos se concentran en el entorno $8 \leq x/h_1 \leq 12$ para el rango de números de Froude ensayados, con valores más elevados para $F_1 = 6,3$ (Figura 2).

La asimetría de la función densidad de probabilidad de amplitudes resulta independiente de F_1 , presentando una variación lineal con x/Lr dada por la expresión (-8-). Similar análisis cabe a la relación entre amplitudes de diversa probabilidad de ocurrencia y amplitudes medias cuadráticas, ejemplificadas con las ecuaciones (-9-) a (-14-).

El número de Strouhal conformado con la frecuencia dominante del fenómeno puede obtenerse de la Figura 3. Expresando S_p en función de x/Lr es posible observar que en la parte central del resalto se produce una abrupta caída de la frecuencia dominante.

A los efectos prácticos, el ancho de base de la correlación en el piso del resalto puede ser estimado en función de x/h_1 y F_1 mediante la expresión (-16-). La celeridad de propagación de la onda de presión en el piso resulta directamente proporcional a la velocidad incidente U_1 y a la posición x/h_1 (Figura 11).

Se propone una expresión sencilla para estimar la tendencia a cavitación espontánea por pulsos de presión, comparando la presión con 0,1% de probabilidad de ocurrencia calculable mediante la expresión (-20-) con la tensión de vapor del líquido.

Se considera además que el proyectista estructural cuenta con resultados gráficos o expresiones empíricas apropiadas como para efectuar un cálculo preliminar de solicitaciones dinámicas, en función de la posición del punto considerado y el número de Froude incidente, siempre que se trate de resaltos libres y estables formados aguas abajo de un vertedero normal con curva de empalme.

RECONOCIMIENTOS

Los resultados experimentales aquí presentados provienen de registros obtenidos en el Laboratorio de Hidráulica Aplicada del YNCYTH (Ezeiza, Argentina) fundamentalmente por el Ing. Ronaldo E. HENNING, cuyo valioso aporte es necesario destacar. Ha colaborado también la Sra. María V. LABAT, como parte del desarrollo de su trabajo de seminario para la Licenciatura en Física.

REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

1. NAUDASCHER, E. y LOCHER, F.: *Flow-induced forces on protruding walls*, Journal of Hydraulic Division, ASCE, Vol. 100, N° HY2, 1974 pág. 295-313.
2. LOPARDO, R.A., ORELLANO, J.A. y VERNET, G.F.: *Baffle piers subjected to flow induced vibration*, Proceedings XVII IAHR Congress, Baden-Baden, 1977, pág. 445-452.
3. LOPARDO, R.A., DE LIO, J.C. y HENNING, R.E.: *Cavitación por pulsos de presión aguas abajo de pilares en vertederos de baja caída*, XI Congreso Nacional del Agua, Mendoza 1985.
4. LOPARDO, R.A., DE LIO, J.C., VERNET, G.F., FRANCO, H. y TATONE, G.: *Verificación prototipo-modelo de presiones fluctuantes sobre dientes disipadores*, Anales del X Congreso Latinoamericano de Hidráulica, IAHR, México, 1982, Vol. 2, pág. 325-335.
5. LOPARDO, R.A., DE LIO, J.C. y VERNET, G.F.: *Physical modelling on cavitation tendency for macroturbulence of hydraulic jump*, International Conference on the Hydraulic Modelling of Civil Engineering Structures, BHRA, Coventry, 1982, pág. 109-121.
6. LOPARDO, R.A. y HENNING, R.E.: *Temas prácticos de la medición y análisis de presiones instantáneas en laboratorio*, Anales del XI Congreso Latinoamericano de Hidráulica, IAHR, Buenos Aires, 1984, Vol. 1, pág. 375-386.
7. RODI, W.: *Turbulence models and their application in hydraulics*, State-of-the-art Paper, IAHR, Delft, 1980.
8. LOPARDO, R.A. y SOLARI, H.G.: *Presiones fluctuantes en la base de resalto libre* Anales del IX Congreso Latinoamericano de Hidráulica, IAHR, Mérida, Venezuela, 1980, Vol. 1, pág. 69-78.
9. ABDUL KHADER, M.H. y ELANGO, K.: *Turbulent pressure field beneath a hydraulic jump*, Journal of Hydraulic Research, Delft, Vol. 1, N° 4, 1974, pág. 469-489.
10. LOPARDO, R.A., ANGELACCIO, C.M. y CHIVIDINI, M.F.: *Un aspecto del fenómeno de separación en escurrimientos macroturbulentos*, Anales del XI Congreso Latinoamericano de Hidráulica, IAHR, Buenos Aires, 1984, Vol. 1, pág. 47-58.
11. LOPARDO, R.A., VERNET, G.F. y HENNING, R.E.: *Correlación de presiones instantáneas inducidas por un resalto hidráulico libre y estable*, Anales del XI Congreso Latinoamericano de Hidráulica, IAHR, Buenos Aires, 1984, Vol. 1, pág. 23-34.
12. RAJARATNAM, N.: *Hydraulic jumps*, en Advances of Hydrosience, Academic Press, 1967, Vol. 4, pág. 197-280.