

# MODELIZACIÓN NUMÉRICA DE ESTADOS INICIALES DE ONDAS DE ROTURA DE PRESAS

Takaaki Shigematsu<sup>1</sup>, Philip L.F. Liu<sup>2</sup> y Kazuki Oda<sup>3</sup>

Artículo publicado por IAHR en el *Journal of Hydraulic Research*. Volumen 42, Número 2. 2004.  
Traducido por Juan Francisco Navarro. Grupo de Dinámica de Flujos Ambientales. Universidad de Granada.

## Resumen:

En este artículo, se presenta una investigación numérica de ondas de rotura de presas en sus estados iniciales. El modelo numérico está basado en las ecuaciones de Navier-Stokes con el promedio de Reynolds (RANS) y con un modelo de cierre para la turbulencia  $k-\epsilon$ . (*J. Fluid Mech.* 359, 1998, 239). Los resultados numéricos se comparan con datos de experimentos existentes (*J. Fluid Mech.* 374, 1998, 407) así como con datos de nuevos experimentos. Se observa buena concordancia entre ambos. Se estudian los efectos de la profundidad del agua delante de la presa así como el movimiento de ascensión en la onda generada. También se discute la turbulencia asociada con las ondas de rotura de presas.

**Palabras clave:** ondas de rotura de presas, turbulencia, modelización numérica, ecuaciones de Navier-Stokes promediadas de Reynolds, ecuaciones, método del volumen de fluido.

## INTRODUCCIÓN

El fenómeno de la onda de rotura de presa es un problema fundamental en mecánica de fluidos con aplicaciones prácticas en ingeniería. Por ejemplo, para reducir posibles daños aguas abajo de una presa debido a una repentina descarga de una gran cantidad de agua desde el embalse, los ingenieros necesitan estimar con exactitud el tiempo de llegada del frente de la onda. Una buena estimación de la distribución de velocidad y de las tensiones que se producen en el fondo en una onda de rotura de presa es también esencial para valorar el daño potencial de erosión sobre el canal. Desde el punto de vista de la mecánica de fluidos, el problema de la onda de rotura de presa presenta un gran desafío debido a que es un flujo en lámina libre no uniforme y transitorio con grandes gradientes tanto espaciales como temporales. Además, las ondas de rotura de presa suelen romper y se deben considerar las turbulencias asociadas con el frente de onda.

La investigación sobre el problema de onda de rotura de presa tiene una larga historia. Ritter (1892) estudió el problema analíticamente resolviendo las ecuaciones no lineales de aguas someras, o las ecuaciones de Saint Venant. En su estudio, se asume lecho seco delante de la presa. Stoker (1957) amplió la aproximación de Ritter

a la situación donde la onda de rotura de presa se propaga en y sobre una superficie húmeda, es decir, la profundidad de agua aguas abajo de la presa no es cero inicialmente. Con la hipótesis de onda larga, la velocidad vertical se desprecia y la presión se supone hidrostática. Martín & Moyce (1952) realizaron una serie de experimentos de laboratorio y registraron la serie temporal de la posición del frente de onda así como de los cambios del nivel de agua dentro del embalse. La solución analítica desarrollada por Ritter y Stoker no se ajusta bien con los datos experimentales, especialmente en la etapa inicial del proceso. Recientemente, usando modernas técnicas fotográficas, Stanby et al. (1998) llevaron a cabo un conjunto de nuevos experimentos y registraron una serie de disparos fotográficos del perfil de la superficie de una onda rotura de presa durante la etapa inicial. Ellos reconfirmaron las observaciones previas que la aproximación de onda larga no es válida para la etapa inicial y la rotura y la turbulencia son los rasgos dominantes durante esta etapa.

Para entender los flujos complejos durante la etapa inicial de la onda de rotura de presa, es necesario emplear un modelo numérico que pueda simular rotura de olas y flujos con fuerte variación tanto espacial como temporal. Uno de tales modelos ha sido desarrollado por Lin y Liu (1998a).

<sup>1</sup> Department of Urban Engineering, Osaka City University, Osaka 558-8585. Japan. <sup>2</sup> School of Civil and Environmental Engineering, Cornell University, Ithaca NY 14853-3501, USA. <sup>3</sup> Department of Urban Engineering, Osaka City University, Osaka 558-8585. Japan

Su modelo está basado en las RANS y el modelo de turbulencia  $k-\varepsilon$ . Este modelo, apodado COBRAS (Cornell Breaking-Waves and Structures), ha sido aplicado con éxito a varios problemas de asomeramiento, rotura y run-up (Lin and Liu, 1998a,b; Lin et al., 1999) así como problemas de interacción onda-estructura (Liu et al., 1999; Chang et al., 2001; Hsu et al., 2002). En este artículo, usando el modelo de COBRAS como herramienta, se investigará el campo del flujo de la onda de rotura de presa durante la etapa inicial.

En la siguiente sección, se dará en primer lugar una corta descripción del modelo COBRAS. Para garantizar que el modelo numérico es adecuado para el problema de onda de rotura de presa, los resultados numéricos se comparan con varios conjuntos de datos experimentales existentes. Los efectos de la profundidad inicial del agua delante de la presa serán motivo de investigación. Se presenta un nuevo conjunto de experimentos para examinar la influencia de los movimientos de rotura de presa en la formación inicial del frente de onda. Finalmente se discute sobre los resultados numéricos de la turbulencia generada por la rotura de ondas.

### UNA BREVE DESCRIPCIÓN DEL MODELO NUMÉRICO (COBRAS)

El modelo COBRAS está basado en las ecuaciones RANS con un modelo de turbulencia  $k-\varepsilon$ . (Liu and Losada, 2002). En las ecuaciones RANS la influencia de las fluctuaciones turbulentas en el campo del flujo medio está representada por la tensión de Reynolds. Para cerrar el problema la tensión de Reynolds se modela como una función cuadrática de la velocidad de deformación del flujo medio. Las ecuaciones que gobiernan la energía cinética turbulenta (TKE),  $k$ , y la tasa de disipación turbulenta,  $\varepsilon$ , son modeladas por ecuaciones convencionales de advección-difusión con apropiados términos de producción y disipación (Rodi, 1980). Varios coeficientes empíricos aparecen en las ecuaciones  $k-\varepsilon$  así como el modelo de cierre de la tensión de Reynolds. Anteriores investigadores, los cuales han realizado algunos experimentos simples de laboratorio, han determinado estos coeficientes. Los valores recomendados para estos coeficientes pueden ser encontrados en Rodi (1980) y Lin & Liu (1998a,b). En el presente artículo, estos valores no han sido alterados.

Para operar el modelo se requieren condiciones de contorno aproximadas. Para campos de flujos medios,

o bien condiciones de contorno de no deslizamiento o de libre deslizamiento pueden ser usadas a lo largo de un contorno sólido. En la presente investigación se utiliza la condición de deslizamiento. La condición de tensión nula se emplea siempre en superficies libres. Para las ecuaciones  $k-\varepsilon$ , se emplea la función de pared (distribución logarítmica) para la capa límite turbulenta de modo que ambas  $k$  y  $\varepsilon$  pueden expresarse como función de la distancia al contorno sólido y la velocidad de fricción. En la superficie libre la condición de no-flujo es utilizada para ambas  $k$  y  $\varepsilon$ . Para el caso de rotura de onda, un nivel bajo de  $k$  es utilizado como condición inicial y condición de contorno de entrada de flujo (Lin & Liu, 1998a,b).

Las ecuaciones RANS se resuelven mediante el método de proyección de dos pasos usando la formulación de diferencias finitas (Chorin, 1968). El método de diferencias hacia adelante en el tiempo es utilizado para discretizar las derivadas temporales. Los términos convectivos son discretizados mediante una combinación entre el método de diferencias centradas y el método de barlovento. El método de diferencias centradas es empleado para discretizar la presión y los gradientes de tensiones. Las ecuaciones de transporte para  $k$  y  $\varepsilon$  se resuelven con métodos similares a aquéllos usados para resolver las ecuaciones de cantidad de movimiento.

El método volumen de fluido (VOF) es empleado en el modelo COBRAS para representar la superficie libre. El principio del método VOF es sencillo y fue originalmente introducido por Hirt and Nichols (1981). Para un fluido incompresible, la densidad del fluido,  $\rho$ , cumple

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \rho = 0$$

en el dominio del flujo, incluyendo la superficie libre. Para problemas de ondas acuáticas es razonable asumir que la densidad en todos los puntos es constante,  $\rho_0$ , en el agua. La densidad del aire es relativamente pequeña y puede ser ignorada. Definiendo  $F = \rho/\rho_0$  como el parámetro de la fracción de volumen de fluido (o la función VOF) en cada celda computacional, la ecuación anterior se convierte

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla F = 0$$

Puesto que  $F=1$  en las celdas computacionales que están ocupadas completamente por agua y  $F=0$  para celdas de aire, la ecuación 2 se satisface automáticamente en celdas de agua y aire.

Sin embargo, en celdas de superficie libre donde las celdas están parcialmente llenas por agua, el valor de  $F$  se encuentra entre cero y la unidad. Si se da el campo de velocidades, la ecuación 2 puede resolverse para actualizar los valores de  $F$  en el espacio. Por eso, siguiendo la función VOF  $F$ , se pueden localizar las celdas de superficie libre en cualquier instante. En el modelo COBRAS el método donante-receptor propuesto por Hirt & Nichols (1981) es usado para resolver la ecuación 2. El método simplificado de cálculo de la línea de interfase (SLIC) es utilizado para reconstruir la superficie libre (DeBar, 1974; Noh & Woodward, 1976). Por ello, la superficie libre dentro de una celda superficie libre es o una línea vertical u horizontal. En este artículo, la superficie del agua es representada por isóneas de la función VOF con el valor de 0.5.

## RESULTADOS NUMÉRICOS

En esta sección los resultados obtenidos de COBRAS son contrastados con las soluciones analíticas y con los resultados experimentales.

### Onda de rotura de presa propagándose sobre lecho seco.

Aquí los resultados numéricos son en principio comparados con las soluciones teóricas para los casos donde la onda de rotura de presa se propaga sobre lecho seco. Las soluciones analíticas derivadas por Ritter (1892) están basadas en la aproximación de ondas largas. Inicialmente, la profundidad de agua en el embalse es  $h_0=10$  cm, mientras está seco aguas abajo de la presa. La extensión del dominio computacional es 200 cm y la presa, con un espesor infinitesimal, se localiza en mitad del dominio,  $x/h_0 = 0$ . En el instante adimensional  $t_* = t/\sqrt{h_0/g} = 0$  la presa se rompe instantáneamente. Se emplea un sistema de mallaado uniforme con  $\Delta x/h_0 = \Delta z/h_0 = 0.05$  para producir los resultados numéricos presentados. Se han realizado tests de refinamiento de malla de modo que los resultados numéricos son independientes de la malla. La condición de deslizamiento es aplicada a lo largo del fondo sólido, ya que el sistema de mallaado no resuelve la escala de la subcapa laminar. Como condición de contorno en ambos lados, se aplica la condición de contorno abierta de Sommerfeld.

La figura 1 muestra la comparación entre los resultados numéricos y las soluciones teóricas, para perfiles de superficies en varios instantes.

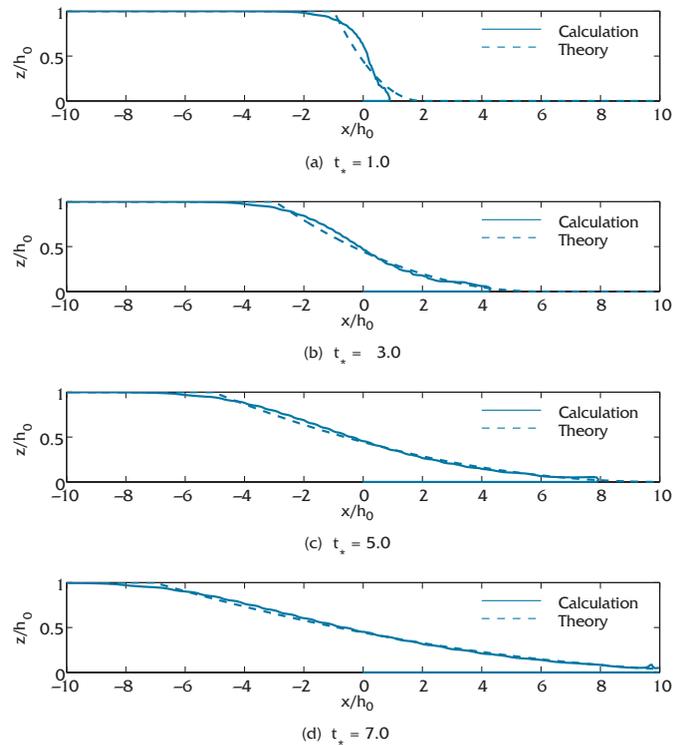


Figura 1. Comparación entre los resultados numéricos y las soluciones teóricas de Ritter (1892) para  $h_0=10$ cm.

Durante la etapa inicial, por ejemplo,  $t_* = t/\sqrt{h_0/g} = 0$ , el perfil de superficie de agua calculada no concuerda muy bien con la solución teórica. El frente de onda calculado en la región aguas abajo ( $x/h_0 > 0$ ) se mueve más lentamente que la solución teórica. Por otra parte, el frente de onda en el embalse ( $x/h_0 < 0$ ) se mueve más rápido que la solución analítica. Además, la profundidad de agua calculada para  $x/h_0 = 0$ , es mayor que la analítica ( $4h_0/9$ ). Avanzando en el tiempo, por ejemplo,  $t_* > 3$ , la diferencia entre el perfil de la superficie calculada y la teórica se vuelve ínfima y la profundidad del agua calculada para  $x/h_0 = 0$  concuerda mejor con la solución teórica. Sin embargo las discrepancias localizadas en el frente de la onda son todavía muy considerables. La causa de las diferencias entre la solución numérica y la solución analítica es debida al empleo de la aproximación de onda larga en la solución analítica de Ritter. La hipótesis de onda larga requiere que la componente vertical de la velocidad sea pequeña y despreciable y la presión sea hidrostática. Esta suposición es claramente violada en la etapa inicial del proceso de onda de rotura de presa. Dado que el modelo numérico calculó el campo de velocidades y el campo de presiones sin la aproximación de onda larga, los vectores de velocidades se muestran en la figura 2, durante la etapa inicial del proceso rotura de presa para verificar la hipótesis.

Está claro que existen fuertes componentes de velocidad vertical en el frente y en la cresta de la onda. Esto es causado por el repentino cambio en las condiciones de contorno al quitar la presa instantáneamente. Avanzando en el tiempo, la velocidad vertical se vuelve más pequeña y la aproximación de onda larga se vuelve más razonable. En las figuras la línea quebrada representa la superficie del agua de la solución de Ritter. También se observa aquí que la velocidad en la proximidad del frente de onda es supercrítica y es más grande que la velocidad de onda de referencia  $\sqrt{gh_0}$

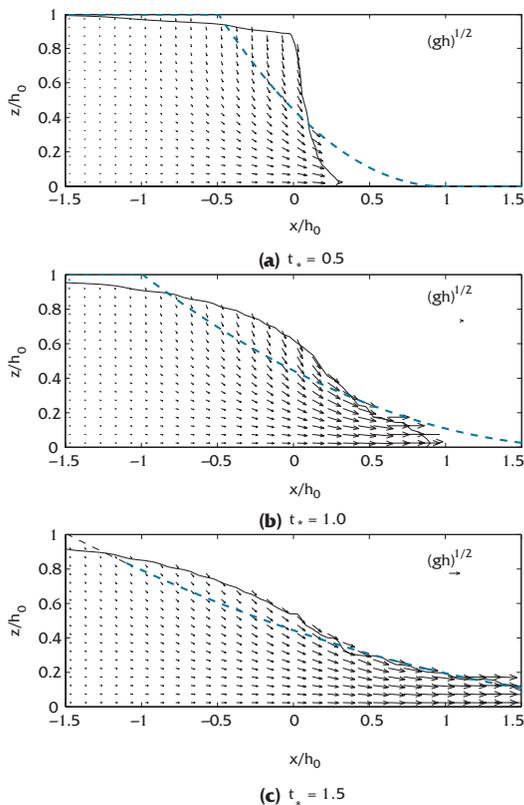


Figura 2. Soluciones numéricas del campo de velocidades.

El experimento Llevado a cabo por Martín y Moyce (1952) se utiliza para verificar el presente modelo numérico. Martín y Moyce realizaron una serie de experimentos en un depósito de agua para diferentes condiciones iniciales como la profundidad inicial del agua en el embalse y la anchura del mismo. Ellos midieron el nivel de superficie de agua ( $Z$ ) en la parte trasera del muro del embalse y la distancia entre frente de onda y la localización de la presa ( $X$ ). Los resultados numéricos para dos condiciones iniciales de profundidad de agua ( $h_0$ ), 0.110 y 0.055 m, se presentan aquí. La longitud horizontal del dominio computacional y la anchura del embalse permanece constante para ambos casos, 0.826 y 0.055 m, respectivamente.

Los cálculos se realizan sobre un sistema de mallaado uniforme donde  $\Delta x/h_0 = \Delta z/h_0 = 0.05$ . La figura 3 muestra la comparación entre los resultados numéricos y los datos experimentales para la distancia entre el frente de la onda y la localización de la presa ( $X$ ) y la elevación de la superficie de agua a la espalda del muro del embalse ( $Z$ ). El eje horizontal es tiempo adimensional normalizado con  $\sqrt{gh_0}$ . La concordancia es excelente, la cual suministra un fuerte apoyo para usar el modelo COBRAS para posteriores investigaciones de problemas de onda de rotura de presa.

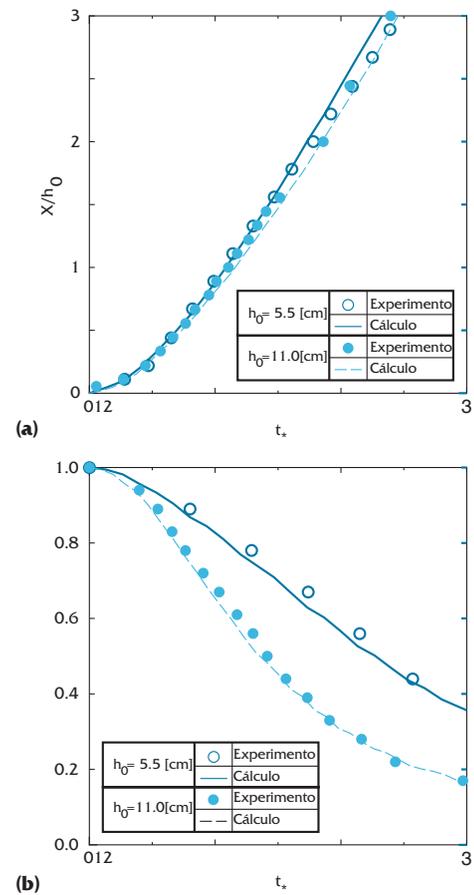


Figura 3. Comparación entre cálculos y resultados experimentales, de a) la distancia entre el frente de la onda y b) la localización de la presa,  $x/h_0$ , y la superficie libre en la pared posterior del embalse,  $Z/h_0$ .

**Onda de rotura de presa propagándose sobre lecho húmedo.**

Stanby et al. (1998) llevaron a cabo una serie de experimentos de onda de rotura de presa en los cuales la profundidad del agua aguas abajo de la presa no es necesariamente cero. Más específicamente, en sus experimentos se utilizaron dos

condiciones iniciales de profundidad de agua en un embalse,  $h_0 = 10$  y  $36$  cm, mientras se consideraron tres condiciones iniciales para la profundidad aguas abajo de la presa,  $h_d$ ,  $h_d/h_0 = 0.0$ ,  $0.1$  y  $0.45$ , respectivamente. En sus experimentos, un peso de  $7$  kg, conectado al final de la compuerta por una cuerda, fue usada para abrir la compuerta de la presa. Se usó una cámara CCD para grabar los perfiles de la superficie libre de agua a  $25$  exposiciones/s. El perfil de la superficie de agua se obtiene de las imágenes digitalizadas. Se necesitaron unas  $5$  exposiciones ó  $0.1$  s. para que la pared de la presa sea retirada completamente. El origen del tiempo,  $t=0$ , fue definido como el instante en el que el muro de la presa fue levantado del fondo del canal de desagüe.

En las simulaciones numéricas se ha utilizado un sistema malla uniforme con  $\Delta x/h_0 = \Delta z/h_0 = 0.05$ . El dominio computacional horizontal es  $-10 \leq x/h_0 \leq 10$  para ambos casos ( $h_0 = 36$  y  $10$  cm) y la presa está localizada en el centro del dominio,  $x/h_0 = 0$ . Las condiciones de contorno abiertas son utilizadas a ambos lados del dominio computacional. La compuerta de la presa es retirada instantáneamente en la simulación numérica.

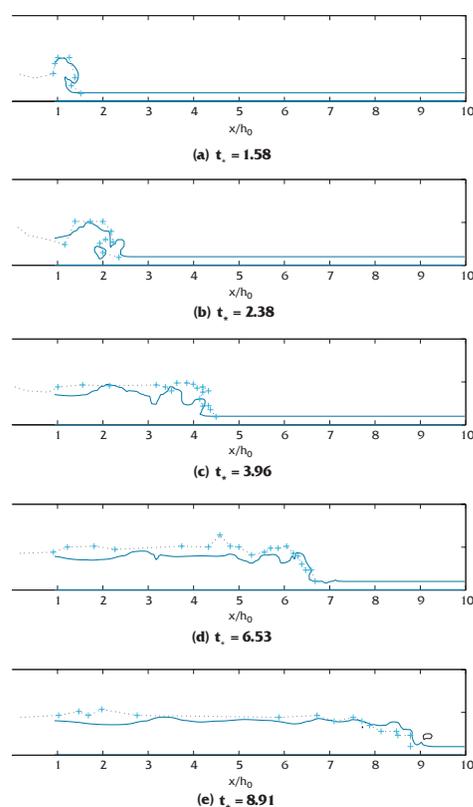


Figura 4. Comparación entre resultados numéricos (---) y datos experimentales (+++) por Stanby et al. (1998).  $h_0 = 10$  cm,  $h_d/h_0 = 0.1$ .

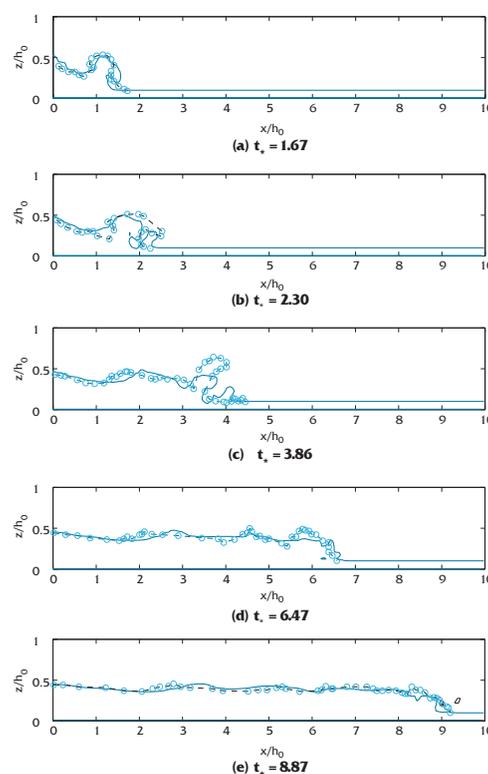


Figura 5. Comparación entre resultados numéricos (---) y datos experimentales (-o-o-) por Stanby et al. (1998).  $h_0 = 36$  cm,  $h_d/h_0 = 0.1h_0$ .

Las figuras 4 y 5 muestran la comparación entre datos experimentales y resultados numéricos para  $h_d/h_0 = 0.1$ . Según Stanby et al. (1998), la rotura de onda ocurre en ambos casos y una cantidad significativa de burbujas de aire entra en el agua durante este proceso. Aunque las ondas de rotura de presa se comportan violentamente, los resultados numéricos muestran razonable concordancia con los datos experimentales. Se observa aquí que los resultados numéricos mostrados en esta sección son cantidades promediadas, mientras los datos experimentales son cantidades instantáneas. Las diferencias entre ellos están causados por fluctuaciones turbulentas instantáneas, las cuales no son calculadas en el modelo numérico. Sin embargo, la energía cinética turbulenta promedio es calculada en el modelo  $k-\epsilon$  y se presentará y discutirá en una sección posterior.

Las figuras 6 y 7 muestran la comparación entre los resultados calculados y los experimentales para  $h_d/h_0 = 0.45$ , en los cuales la profundidad de agua inicial en la región aguas abajo es más profunda que la mostrada en las figuras 4 y 5. Como un resultado, las ondas de rotura de presa para estos casos se comporta más suave que aquéllos en que  $h_d/h_0 = 0.1$ , aunque algunas burbujas de aire todavía pueden verse en el frente de la onda en el experimento.

Estas figuras también demuestran que los resultados numéricos concuerdan razonablemente bien con los datos experimentales en ambos tanto los perfiles de la superficie de agua como la velocidad de propagación del frente de la onda.

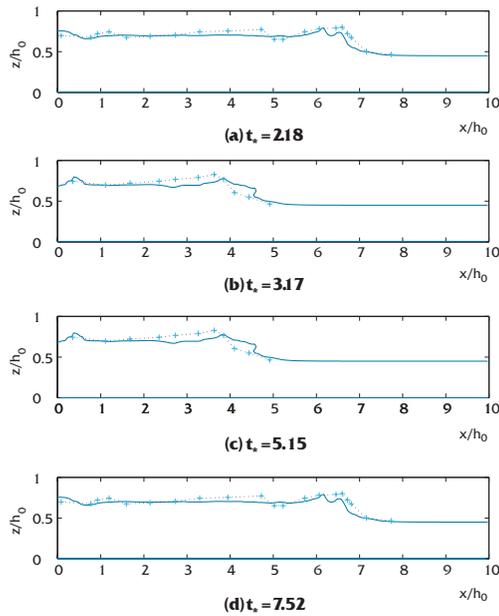


Figura 6. Comparación entre resultados numéricos (---) y datos experimentales (+++) por Stanby et al. (1998).  $h_0 = 10$  cm,  $h_d = 0.45h_0$ .

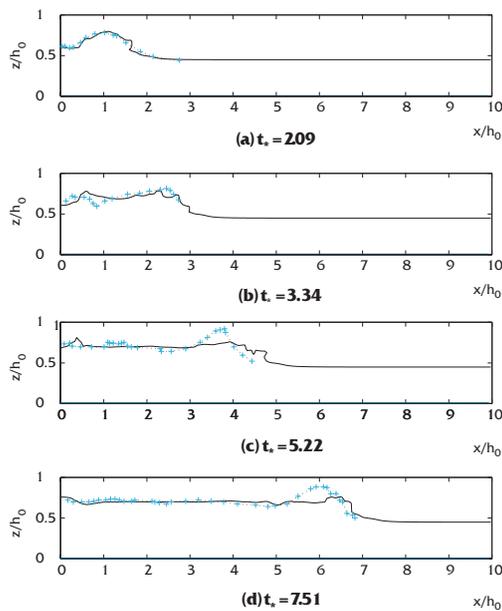


Figura 7. Comparación entre resultados numéricos (---) y datos experimentales (+++) por Stanby et al. (1998).  $h_0 = 36$  cm,  $h_d = 0.45h_0$ .

Stanby et al. (1998) también han realizado una serie de experimentos sobre propagación de ondas de rotura de presa sobre lecho seco.

Sin embargo, afirmaron que aguas abajo había una película delgada de agua de una profundidad de 1-3 mm debido a filtraciones. Esto proporciona una oportunidad de investigar la sensibilidad de las condiciones de lecho aguas abajo (secas o húmedas) en el campo ondulatorio resultante. Las figuras 8 y 9 muestran la comparación entre los resultados numéricos y los datos experimentales para el caso de lecho seco, por ejemplo,  $h_d/h_0 = 0$ . La concordancia es buena para etapas muy iniciales. Sin embargo, a lo largo del tiempo, el modelo numérico sobre estima la velocidad del frente de onda. La misma simulación numérica se repite para condiciones iniciales aguas abajo de 2 mm. Los resultados numéricos para el caso donde la profundidad de agua inicial en el embalse  $h_0 = 10$  cm se muestran en la figura 10. Comparando los nuevos resultados con los de la figura 8, está claro que la película delgada de agua en la región aguas abajo no tiene efectos significativos en la etapa inicial ( $t_* < 20$ ). Sin embargo, el perfil de la superficie de la onda se vuelve más complejo para ( $t_* \geq 20$ ) cuando se considera la película delgada de agua. Además, la velocidad del frente de onda se vuelve más lenta y hay una mejor concordancia general con los datos experimentales.

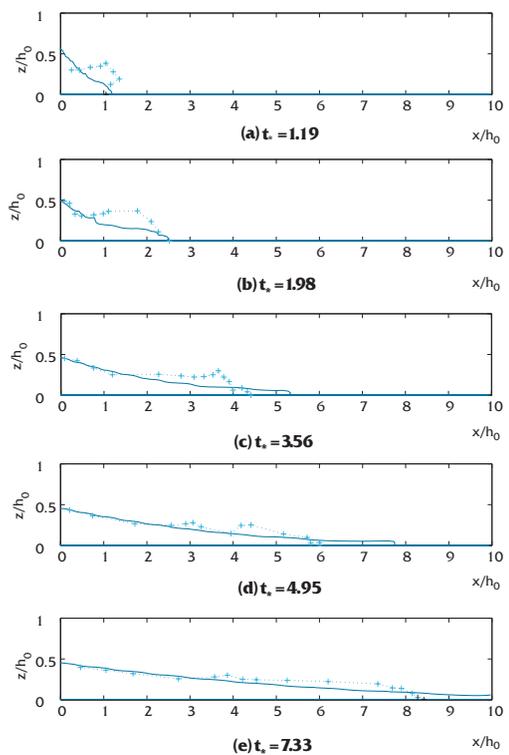


Figura 8. Comparación entre resultados numéricos (---) y datos experimentales (+++) por Stanby et al. (1998).  $h_0 = 10$  cm,  $h_d/h_0 = 0$ .

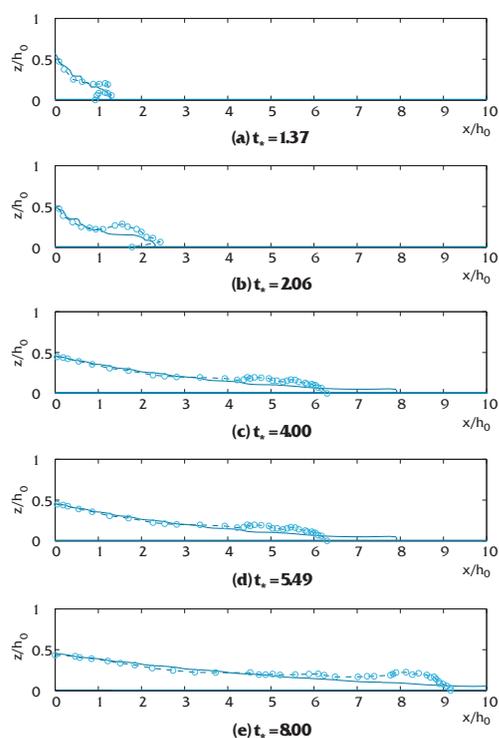


Figura 9. Comparación entre resultados numéricos (---) y datos experimentales ((-oo-)) por Stanby et al. (1998).  $h_0 = 36$  cm,  $h_d/h_0 = 0$ .

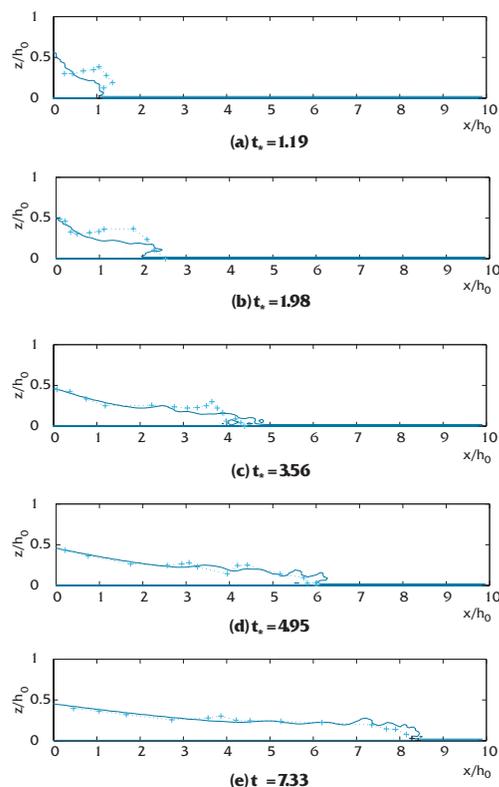


Figura 10. Comparación entre resultados numéricos (---) y datos experimentales (+++) por Stanby et al. (1998).  $h_0 = 10$  cm,  $h_0 = 0.1$ .  $x/h_0 = z/h_0 = 0.02$ ,  $10$  cm,  $h_d/h_0 = 0.02$ .

## Efectos del movimiento de elevación de la presa

Para investigar los efectos del movimiento de la presa sobre las ondas de rotura de presa resultantes, se llevó a cabo un experimento en la Universidad de Cornell. El tanque utilizado en el experimento es de 90 cm de largo, 29.5 de ancho y 42.5 cm de alto. Está dividido en dos cámaras estrechas por una placa acrílica. En la cámara frontal se construyó otra placa acrílica de 5 mm de espesor a 29 cm del final del tanque como presa y el espacio entre el lado izquierdo del muro y la presa fue usado como embalse (véase la figura 11). Por la elevación de la placa acrílica manualmente se generan ondas de ruptura de presa. La cámara trasera se rellenó hasta el mismo nivel de agua que la profundidad inicial del embalse; el cual ayuda a parar las filtraciones. Se empleó silicona para rellenar fisuras entre la placa acrílica y la pared, el fondo de cristal y la partición acrílica justo antes de que el muro de la presa fuera arrancado. Una cámara fija manejada por un ordenador se empleó para tomar imágenes digitales cada 1/60 s. Las imágenes fueron grabadas en la memoria del ordenador y analizadas para detectar el movimiento de la presa (en el plano vertical) y los perfiles de la superficie del agua.

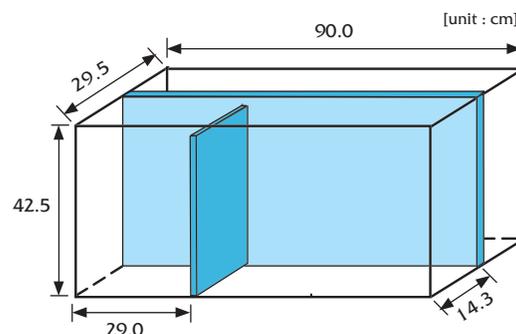


Figura 11. Tanque del experimento.

De las imágenes digitales se analizaron los movimientos de las posiciones del borde inferior del plano vertical (presa) y fueron representados en función del tiempo en la figura 12. El tiempo total de elevación es casi 0.1 s. En términos de tiempo adimensional,  $t_* = t/\sqrt{h_0/g}$ , esto es apenas 1.6 para  $h_0 = 20$  cm y no es despreciable. Los datos experimentales y los resultados numéricos para perfiles de superficie de onda con profundidad inicial de  $h_0 = 20$  cm se muestran en la figura 13.

Se presentan dos grupos de resultados numéricos. Uno está basado en la hipótesis de que la presa se rompe instantáneamente y el otro usa el movimiento de la presa (placa) que se muestra en la figura 12.

Es bastante obvio que la concordancia entre los datos experimentales y las soluciones numéricas es mucho mejor cuando el movimiento real de la presa (placa) se toma en consideración en el modelo. Más significativamente, se nota que las soluciones numéricas basadas en quitar instantáneamente la presa tienden a sobreestimar la localización del frente de onda.

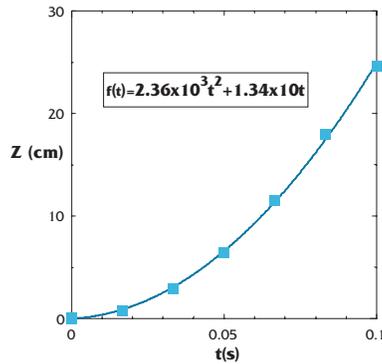


Figura 12. Movimiento de la presa a partir de imágenes digitales.

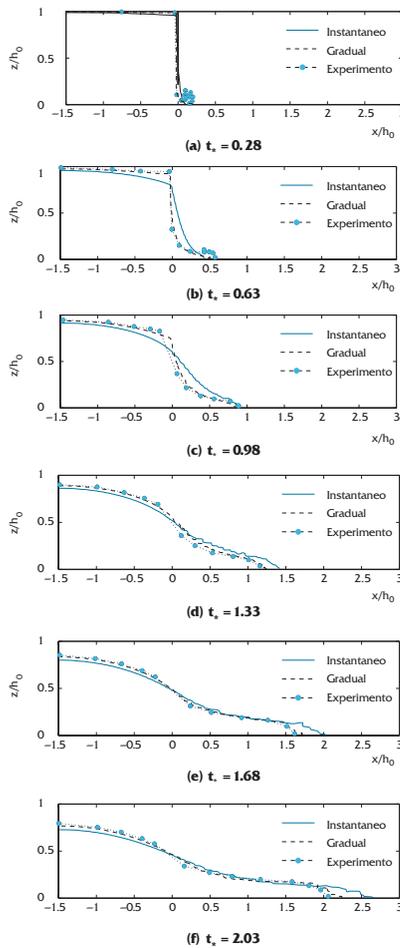


Figura 13. Comparación entre resultados numéricos y experimentales para perfiles de superficie libre de onda de rotura de presa.  $h_0=20$  cm.

### DISCUSIÓN SOBRE TURBULENCIA GENERADA POR ONDAS DE ROTURA DE PRESA

En las ondas de rotura de presa, la turbulencia se genera mediante la fricción con el fondo o por la rotura de la onda. La importancia relativa de estos dos mecanismos de generación de turbulencia parece depender de la profundidad de agua inicial delante de la presa,  $h_d$  y de la relación de profundidades iniciales,  $h_d/h_0$ . En las figuras 14-16, se muestra la secuencia de temporal de la distribución de la intensidad de turbulencia adimensional,  $k_* = 2k/(gh_0)$ , para  $h_d/h_0 = 0, 0.1$  y  $0.45$ , respectivamente y con  $h_0 = 10$  cm. Está bastante claro que en el caso de la propagación de una onda de rotura de presa sobre un lecho seco (Fig. 14) la turbulencia es generada principalmente por la fricción con el fondo y está confinada en una capa delgada cerca al lecho. Cuando hay una capa delgada de fluido ante la presa inicialmente, la rotura de onda se produce casi inmediatamente después de la rotura de presa y el volteo y golpeo de la superficie del agua genera una importante cantidad de turbulencia (ver Fig. 15). Es notable que la mayoría de la turbulencia se concentra cerca del frente de onda y la turbulencia penetra por completo localmente en la columna de agua. Los sucesivos volteos del frente de onda crean una marca de la turbulencia en la dirección de propagación de la onda. La turbulencia del fondo es también visible detrás del frente de onda. A medida que la condición inicial sobre profundidad de agua delante de la presa incrementa, la rotura de la onda es menos severa la turbulencia generada esta confinada con la capa superficial (Fig. 16). El esquema de turbulencia es similar a la rotura en decrestamiento. Características similares han sido observadas en los casos donde  $h_0 = 36$  cm.

La figura 17 muestra la intensidad adimensional turbulenta máxima calculada  $(2k/gh_0)^{1/2}$ . Las intensidades turbulentas máximas calculadas para ambas condiciones iniciales de profundidad de agua en el embalse muestran casi el mismo valor constante después incrementándose de manera monótona y rápidamente con  $t_*$  para el caso de lecho seco ( $h_d/h_0 = 0$ ). Para  $h_d/h_0 = 0.10$  la intensidad turbulenta cambia drásticamente pero casi de manera periódica después del incremento inicial. Inicialmente, las intensidades turbulentas son menores que aquellas para el caso de lecho seco ( $h_d/h_0 = 0$ ). Sin embargo, después del comienzo de la rotura de onda, la intensidad de turbulencia máxima es mayor que para el caso de lecho seco. Para  $h_d/h_0 = 0.45$  las intensidades de turbulencia calculadas son más pequeñas que la del caso de lecho seco para todo  $t_*$ .

# MODELIZACIÓN NUMÉRICA DE ESTADOS INICIALES DE ONDAS DE ROTURA DE PRESAS

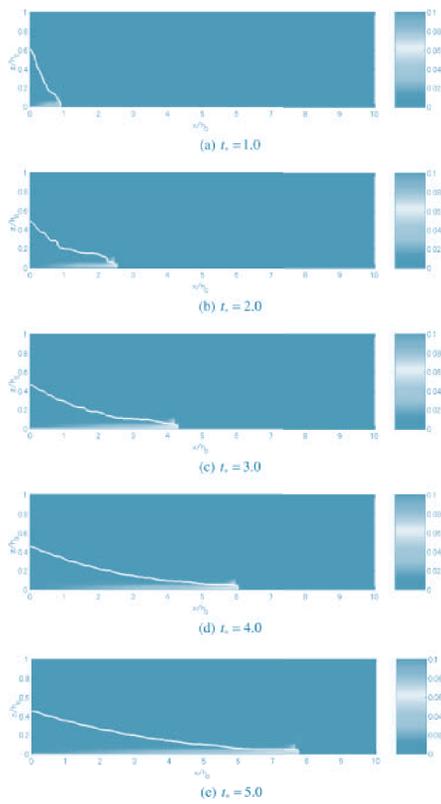


Figura 14. Distribución de la intensidad de turbulencia adimensional  $k^* = 2k/gh_0$  ( $h_d/h_0 = 0$ ).

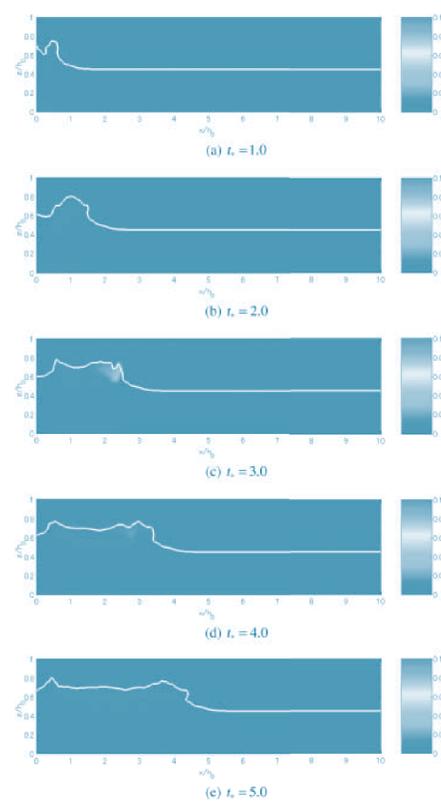


Figura 16. Distribución de la intensidad de turbulencia adimensional  $k^* = 2k/gh_0$  ( $h_d/h_0 = 0.45$ ).

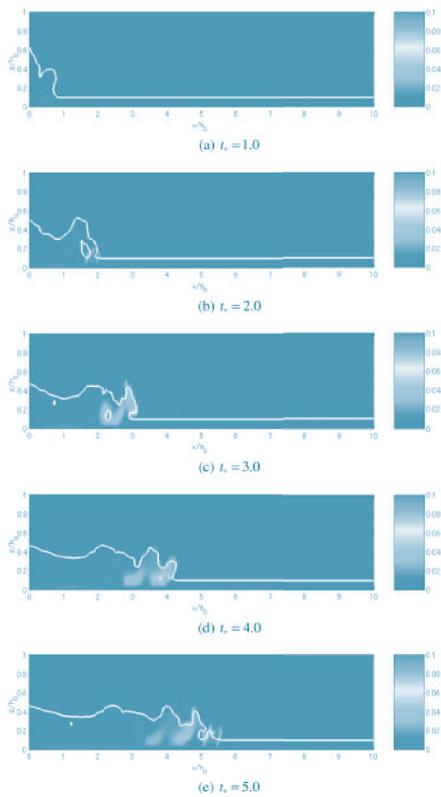


Figura 15. Distribución de la intensidad de turbulencia adimensional  $k^* = 2k/gh_0$  ( $h_d/h_0 = 0.10$ ).

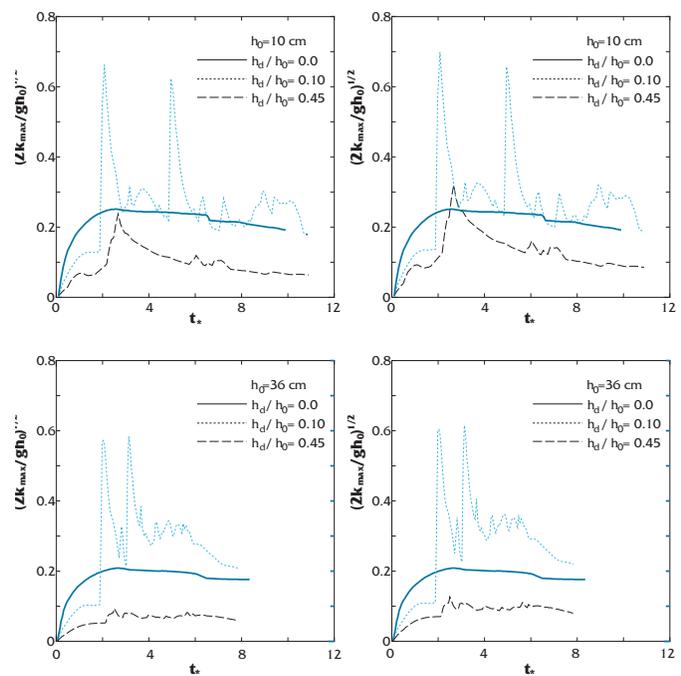


Figura 17. Máximas intensidades de turbulencia asimensionales.  $h_d/h_0 = 0.0$ ;  $h_d/h_0 = 0.10$ ; broken line:  $h_d/h_0 = 0.45$ .

## OBSERVACIONES CONCLUYENTES

En este artículo hemos demostrado que las ondas generadas por rotura de presa durante su etapa inicial no pueden ser modeladas adecuadamente por un modelo onda larga (aguas someras). La componente vertical de la velocidad es muy significativa y no puede ser ignorada. Además, en la mayoría de los casos examinados, la rotura de onda ocurrió y se generó turbulencia.

Las ecuaciones RANS con el modelo de cierre de la turbulencia  $k-\varepsilon$  (COBRAS) se ha mostrado como un modelo adecuado para describir tipos de flujos complejos con fuertes gradientes espaciales y temporales. Los resultados numéricos indican que la turbulencia generada en la capa límite del fondo domina cuando las ondas de rotura de presa se propaga sobre un lecho seco. Por otra parte, dependiendo de la relación entre la profundidad de agua en el embalse y la profundidad de agua delante del embalse las ondas pueden comportarse como una voluta o un decrestamiento. Para una mejor verificación del modelo numérico, se necesitan medidas de velocidad más detalladas.

## REFERENCIAS

- Chang, K.-A., Hsu, T.-J. and Liu, P.L.-F. (2001). "Vortex Generation and Evolution in Water Waves Propagating over a Submerged Rectangular Obstacle. Part I. Solitary Waves." *Coastal Engng.* 44, 13–36.
- Chorin, A.J. (1968). "Numerical Solution of the Navier–Stokes Equations." *Math. Comput.* 22, 745–762.
- DeBar, R. (1974). "Fundamentals of KRAKEN Code." Technical Report UCIR-760, Lawrence Livermore National Laboratory (LNL).
- Hirt, C.W. and Nichols, B.D. (1981). "Volume of Fluid (VOF) Method for Dynamics of Free Boundaries." *J. Comput. Phys.* 39, 201–225.
- Hsu, T.-J., Sakakiyama, T. and Liu, P.L.-F. (2002). "A Numerical Model for Waves and Turbulence Flow in Front of a Composite Breakwater." *Coastal Engng.* 46, 25–50.
- Lin, P. and Liu, P.L.-F. (1998a). "A Numerical Study of Breaking Waves in the Surf Zone." *J. Fluid Mech.* 359, 239–264.
- Lin, P. and Liu, P.L.-F. (1998b). "Turbulence Transport, Vorticity Dynamics, and Solute Mixing under Plunging Breaking Waves in Surf Zone." *J. Geophys. Res.* 103(C8), 15,677–15,694.
- Lin, P., Chang, K.-A. and Liu, P.L.-F. (1999). "Runup and Rundown of Solitary Waves on Sloping beaches." *J. Waterway. Port, Coast Ocean Engng.* 125(5), 247–255.
- Liu, P.L.-F., Lin, P., Chang, K.-A. and Sakakiyama, T. (1999). "Numerical Modeling of Wave Interaction with Porous Structures." *J. Waterway. Port, Coastal Ocean Engng.* 125(6), 322–330.
- Liu, P.L.-F. and Losada, I. (2002). "Wave Propagation Modeling in Coastal Engineering." *J. Hydraul. Res.* 40, 229–240.
- Martin, J.C. and Moyce, W.J. (1952). "An Experimental Study of the Collapse of Liquid Columns on a Rigid Horizontal Plane." *Phil. Trans. R. Soc. London A* 244, 312–324.
- Noh, W.F. and Woodward, P.R. (1976). "SLIC (Simple Line Interface Calculation)." In: Van Dooren, A.I. and Zandbergen P.J. (ed.), *Lecture Notes in Physics*, Vol. 59. Springer, New York, pp. 330–340.
- Ritter, A. (1892). "The Propagation of Water Waves." *Ver Deutsch ingenieur zeitschr.* 36, Pt. 3, 33, 974–954.
- Rodi, W. (1980). *Turbulence Models and their Application in Hydraulics—A State-of-the-Art Review*. IAHR Publication.
- Stanby, P.K., Chegini, A. and Barnes, T.C.D. (1998). "The Initial Stage of Dam-break Flow." *J. Fluid Mech.* 374, 407–424.
- Stoker, J.J. (1957). *Water Waves*, Interscience Publishers, Inc., New York, pp. 331–341.