

**XXII CONGRESO LATINOAMERICANO DE HIDRÁULICA  
CIUDAD GUAYANA, VENEZUELA, OCTUBRE 2006**

**LA ONDA DE CHOQUE EN MODELOS DE TRANSITO HIDRÁULICO  
UNIDIMENSIONAL**

*Juan David Montoya Velilla<sup>1</sup>, Jaime Ignacio Veléz<sup>1</sup>, Mauricio Toro Botero<sup>1</sup>, Luís Fernando Carvajal<sup>1</sup>*

(1) **Universidad Nacional de Colombia, Facultad de Minas, Medellín, Colombia**

A.A 1027 Medellín – Fax:4255100

e-mail ([jdmonto5@unalmed.edu.co](mailto:jdmonto5@unalmed.edu.co))

**RESUMEN**

La importancia de la no linealidad y sus implicaciones en el comportamiento del flujo en el uso de modelos de tránsito hidráulico es el tema principal de este trabajo; se presenta la aplicación de una metodología de tránsito basada en el acople de la onda de choque a la ecuación de la onda cinemática. En casos en los cuales la pendiente del canal es alta (cuencas de montaña), los esquemas de solución suelen no ser estables a la hora de incluir la onda de choque dada la discontinuidad matemática producida por el rompimiento del frente de onda. En este trabajo se busca un acercamiento a esta problemática desde el punto de vista de la solución de las ecuaciones de Saint Venant en una dimensión. Se propone un esquema de solución simple que produzca soluciones útiles a las necesidades de la ingeniería.

**ABSTRACT**

The importance of non linearities in flow routing models is treated in this study, a methodology based on the application of the shock wave coupled to the kinematic wave routing is presented. This approach is considered particularly suitable in high slope channels i.e. those associated to mountain streams, where the shock wave known as a mathematic discontinuity is presented. The use of the 1D Saint-Venant equations, simplified to the kinematic wave, and the development of a single numeric scheme of the shock wave is used to define an algorithm useful in the most of typical flow routing problems in engineering.

**PALABRAS CLAVE**

Flujo no permanente, onda cinemática, método de las características, onda de choque.

## 1 INTRODUCCIÓN.

En Colombia los modelos de tránsito de permanente gozan de gran popularidad en aplicaciones prácticas en ingeniería. Paquetes tradicionales como el HEC-RAS (HEC, 1997) se usan para definir la propagación de hidrógrafas en aguas pandas tales como ríos, flujo por el terreno, redes hídricas, entre otros, y adicionalmente determinar la altura requerida para estructuras de control tales como puentes, diques, vertederos y obras de protección. Cuando las hidrógrafas crecen rápidamente, la no-linealidad tiene mayor importancia y los errores de los esquemas de solución linealizados pueden ser más grandes. Para algunas personas estos fenómenos son claros, pero para la gente que utiliza software hidráulico o hidrológico apoyado en linealizaciones no es así y se sienten muy cómodos con sus resultados pudiendo tener errores grandes y peligrosos pues en algunos aspectos no están del lado de la seguridad.

En el caso de tránsito en canales de alta pendiente ( $S_o > 5\%$ ), muy comunes en nuestras cuencas, los modelos de régimen no permanente producen soluciones inestables por la alta acumulación de errores (Singh, 2002b, Tsai, 2003). En estos casos, un esquema de solución de la onda cinemática (ecuación simplificada), que considere coherentemente la no linealidad puede ser adecuado y suficiente para las necesidades de la Ingeniería.

La aproximación de la onda cinemática permite obtener resultados satisfactorios en cuanto a la estabilidad de los modelos (normalmente presentados en diferencias finitas explícitas); pero al no tener en cuenta el desarrollo de la onda de choque (Shock wave) al interior de la solución, la masa transportada por el hidrograma se distribuye de acuerdo al uso del modelo numérico y a la malla numérica empleada, y por lo tanto es así como en el caso del método de la onda cinemática se observan los efectos de atenuación del hidrograma (Chow, 1988).

El objetivo principal de este trabajo es desarrollar un modelo numérico que resuelva las ecuaciones de Saint Venant para condiciones de alta pendiente, donde la onda cinemática (propuesta para un sin número de aplicaciones, no solo a nivel hidráulico, sino también de la hidrología, la acústica, los problemas de tránsito vehicular, entre otros) representa el mejor acercamiento a la solución de las ecuaciones completas (Chow, 1988, Tsai, 2003). Asociado a esto, se propone el acoplamiento de un modelo simple de onda de choque (Whitham, 1974) para la solución de la discontinuidad matemática producida por el rompimiento de la superficie libre de flujo, teoría que se fundamenta en las ondas no lineales y la solución de las líneas características.

## 2 MARCO TEÓRICO

En el tránsito distribuido de crecientes se aplican los métodos hidráulicos que tienen la capacidad de simular un amplio rango de situaciones y características del canal. El desplazamiento de la onda en régimen no permanente y flujo unidimensional, se define a partir del uso las ecuaciones de conservación de la masa y de cantidad de movimiento propuestas por Barre de Saint – Venant en 1871 (Cunge, 1980; Chow, 1988). Para muchas aplicaciones prácticas de tránsito en canales de alta pendiente, las variaciones espaciales de velocidad a lo ancho del canal y con respecto a la profundidad pueden ignorarse, de tal manera que el proceso de flujo puede aproximarse a un flujo en dimensión espacial, en nuestro caso la dirección de flujo. Las ecuaciones de conservación de masa y de momentum que gobiernan estos tipos de flujo se escriben de la siguiente forma:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} - q = 0 \quad [1]$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{Q^2}{A} \right) + gA \frac{\partial Z}{\partial x} + gAS_f - gAS_o = 0 \quad [2]$$

Trabajos recientes (Tsai, 2003, Macchione, 2003) demuestran que el uso de la ecuación de la onda cinemática permite obtener resultados similares al utilizar las ecuaciones completas [1,2] en el caso de canales con pendientes altas. Estos estudios revalidan lo presentado por Henderson (Henderson, 1966) quien argumenta que los primeros 3 términos de la ecuación [2] son dos órdenes de magnitud menor que la pendiente del lecho del canal, y por ende estos términos se pueden ignorar en el caso de altas pendientes, llevando a la aparición de las ecuaciones de la onda cinemática. La onda cinemática es muy útil en zonas con alta pendiente donde se asume que el flujo es gradualmente variado (Chow, 1988; Vélez, 1989; Singh, 2001; Tsai, 2003). Su aplicabilidad no solo es en tránsito de canales, sino también en hidrología de zonas urbanas (alcantarillados, acueductos, sistemas de riego), flujo por la ladera, rompimiento de presas, entre otros (Whitham, 1955, Singh, 2002<sup>b</sup>). La onda cinemática, sin embargo, no permite modelar efectos que se trasladan en dirección aguas arriba del canal, como curvas de remanso y, por lo tanto cualquier atenuación del pico de la hidrógrafa se deberá errores inherentes a la solución numérica de las ecuaciones.

$$\frac{dA}{dt} + \frac{dQ}{dx} - q = 0 \quad [3]$$

$$(S_o - S_f) = 0 \quad [4]$$

En algunos casos típicos de tránsito de crecientes, en la ecuación de continuidad [3] se desprecia el caudal lateral ( $q$ ) ya que la hidrógrafa de entrada es de varios órdenes de magnitud mayor que el caudal base de la cuenca, aportes por infiltración, etc. Adicionalmente, la ecuación [4] resulta de suponer que los gradientes de energía debido a las aceleraciones locales  $\frac{\partial Q}{\partial t}$  y convectivas

$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{Q^2}{A} \right)$  son muy pequeños con respecto a los efectos gravitacionales y de fricción  $gA(S_f - S_o)$ . También, en ríos con una pendiente lo suficientemente grande y sin efectos aguas arriba el término de presión  $gA \frac{\partial Z}{\partial x}$  en la ecuación de conservación de momentum [2] es muy pequeño comparado con  $dh/dx$ .

La ecuación de conservación [4] se puede expresar a través de una ley de resistencia al flujo (Manning, Chezy, etc), de la siguiente manera:

$$Q = \alpha_2 A^{\beta_2} \quad [5]$$

Donde  $\alpha_2$  y  $\beta_2$  se relacionan con la geometría y la rugosidad para flujo uniforme (Chow, 1988; Singh, 2002) y proporcionan la no linealidad en la solución numérica.

$$\alpha_2 = \left( \frac{\phi \alpha_1^{2/3} (S_o)^{1/2}}{n} \right) \text{ y } \beta_2 = \frac{2b_1 + 3}{3} \quad [6]$$

Las constantes para cada sección ( $a_1$  y  $b_1$ ) dependen de la geometría del canal y se obtienen a través de una regresión de tipo exponencial, donde se toma el radio hidráulico como función del área  $R = a_1 A^{b_1}$ ;  $n$  corresponde al coeficiente de resistencia al flujo propuesto por Manning,  $S_o$  es la pendiente del canal,  $\phi = 1$  para el sistema internacional de medidas y  $\phi = 1.49$  para el sistema inglés.

Diferenciando [5] respecto al tiempo y reemplazándola en la ecuación de conservación de masa, ecuación [3] se tiene:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \alpha_2 \beta_2 A^{(\beta_2-1)} \frac{\partial A}{\partial x} = q \quad [7]$$

la cual es idéntica a la formulación más simple para la solución de las ondas no lineales presentada por Whitham (Whitham, 1974), en el caso de  $q=0$ :

$$\rho_t + c(\rho)\rho_x = 0 \quad [8]$$

Obsérvese que si en la ecuación [8]  $\rho$  se reemplaza por el área de la sección transversal del canal  $A$ , la ecuación [7] presenta la forma de una ecuación hiperbólica con la solución dada por las líneas características, la cual normalmente se resuelve por diferencias finitas implícitas o explícitas (Cunge, 1980, Chow, 1988).

La solución analítica del conjunto de ecuaciones [5] y [7] se puede obtener mediante la aplicación de las *ecuaciones características*; que representan la celeridad o velocidad de la onda cinemática ( $c_k$ ), y en este caso proporciona el parámetro no lineal que varía a lo largo del canal y que depende de la geometría del mismo. Las ecuaciones características se presentan a continuación:

$$\frac{dQ}{dx} = \frac{dA}{dt} = q \quad \text{y} \quad \frac{dx}{dt} = \frac{1}{\alpha\beta Q^{\beta-1}} = \alpha_2\beta_2 A^{(\beta_2-1)} \quad [9]$$

$$c_k = \frac{dx}{dt} = \frac{dQ}{dA} \quad [10]$$

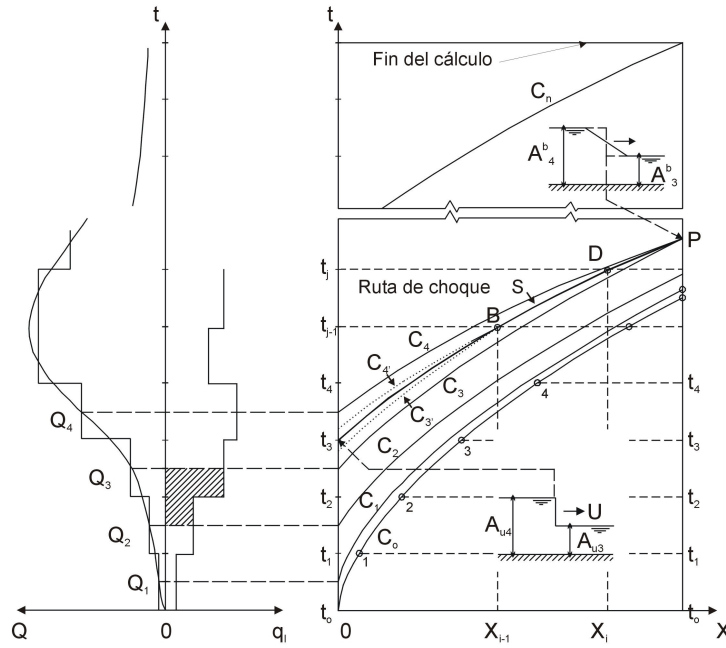
En la solución numérica por el método de las características la información transportada por la onda es válida hasta el momento en el cual se produzca la intersección de dos o más líneas características, punto a partir del cual se genera una discontinuidad. En el tránsito en canales de alta pendiente, la celeridad de la onda aumenta en dirección aguas abajo, lo que implica una mayor probabilidad de producirse un choque hidráulico. Éste es un problema asociado a la no linealidad del flujo, tiene explicación desde el punto de vista matemático (pendiente infinita, varias soluciones, discontinuidades como el “bore” y la onda de choque) y físico (transporte de masa y continuidad de la misma).

Autores como (Whitham, 1974, Borah et al, 1980) analizan la forma de la onda de choque debida al comportamiento no lineal de flujo. Aquí, la física del problema se tiene en cuenta y permite, a través de esquemas lineales simples, proponer el manejo del frente de onda mediante la solución débil (“Weak solution”).

$$Q_1 - Q_2 = U(A_1 - A_2) \quad \text{ó} \quad U = \frac{Q_1 - Q_2}{A_1 - A_2} \quad [11]$$

Esta ecuación que cumple con la ecuación de continuidad de la masa, se conoce como la condición de *Rankine-Hugoniot*, la cual expresa la velocidad del punto de rompimiento en función de la velocidad de grupo  $U$ , o velocidad de la onda de choque.

El proceso de solución de la onda cinemática mediante el ajuste de onda de choque “shock fitting” (Whitham, 1974; Borah et al., 1980; Toro, 2000) consiste en “trazar” los choques en el plano característico y determinar el punto exacto en el cual dos líneas características se interceptan, mediante la solución simultánea de las ecuaciones características [9] y [10] y la expresión para la velocidad del choque, ecuación [11]. Una alternativa de solución, consiste en restringir los choques a choques artificiales de pequeñas amplitudes de onda (choques débiles). Esto significa (observando la Figura 1) que un posible choque formado por las características  $c_3$  y  $c_4$  (punto P) no debe ser muy diferente al choque formado por las características  $c_3'$  y  $c_4'$  (punto B); lo anterior debido a que las áreas de flujo adelante del choque, llevadas por  $c_3$  y  $c_3'$ , o las áreas de flujo que viajan atrás del choque, llevadas por  $c_4$  y  $c_4'$  no difieren mucho entre si. Si esto se cumple, se puede postular, a partir de la teoría de los choques débiles, que los choques en los puntos P y B no difieren significativamente, lo que permitirá establecer un modelo numérico más eficiente.



**Figura 1.-** Solución por el método de las características con ajuste de la onda de choque. (Adaptado de Borah et al, 1980).

Para cumplir con lo anterior se tiene que la condición necesaria y suficiente para que se produzca el rompimiento (Figura 1) es:

$$c_3 > U > c_4 \quad [12]$$

Luego la onda de choque, que viaja con velocidad de grupo  $U$ , no es más rápida que la celeridad de la onda aguas arriba, ni menor que la celeridad de la onda aguas abajo. Con el establecimiento de la ecuación [12], se tienen las ecuaciones necesarias para el desarrollo del método de las características con ajuste de la onda de choque y su solución numérica.

## 2.1 Solución numérica

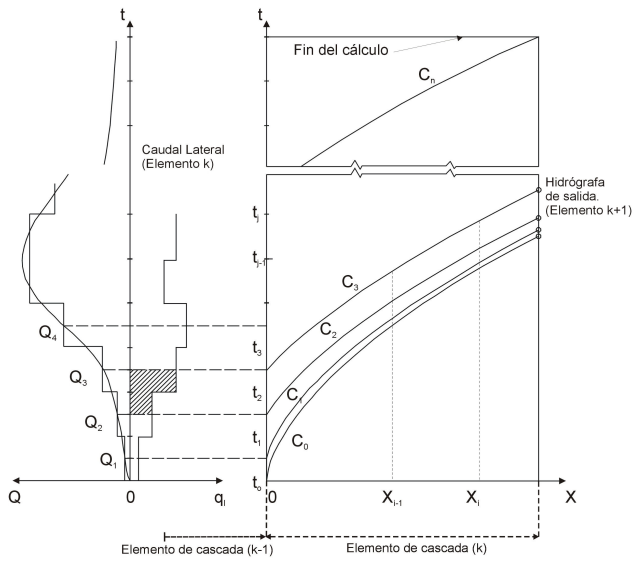
Para la solución de la onda cinemática por medio de las ecuaciones características se discretiza el canal en tramos donde se considera la sección constante a lo largo del mismo (cascada cinemática). El primer tramo presenta las condiciones iniciales (hidrograma de caudales o niveles), hidrograma que se transita a través de la aplicación de las ecuaciones características [9, 10] (en diferencias finitas) para llevar la onda cinemática a través de cada elemento de cascada:

$$A_{i+1}^{j+1} = A_i^j + q_i^j \Delta t^j \quad [13_a]$$

$$A_{i+1}^{j+1} = \left[ (A_i^j)^{\beta_2} + \frac{q_i^j}{\alpha_2} \Delta x_i \right]^{1/\beta_2} \quad [13_b]$$

$$Q_{i+1}^{j+1} = Q_i^j + q_i^j \Delta x_i \quad [13_c]$$

Ahora las ecuaciones para dibujar las líneas características, al interior de un elemento de cascada (Figura 2), considerando caudal lateral constante entre dos puntos  $(x_{i-1}, t_{i-1})$  y  $(x, t)$  son:



Cuando el caudal lateral es distinto de cero.

$$\Delta x_i = \frac{\alpha_2}{q_i^j} \left[ (q_i^j \Delta t^j + A_i^j)^{\beta_2} - (A_i^j)^{\beta_2} \right] \quad [14\_a]$$

$$\Delta t^j = \frac{1}{q_i^j} \left[ \left( \frac{q_i^j}{\alpha_2} \Delta x_i + (A_i^j)^{\beta_2} \right)^{1/\beta_2} - (A_i^j) \right] \quad [14\_b]$$

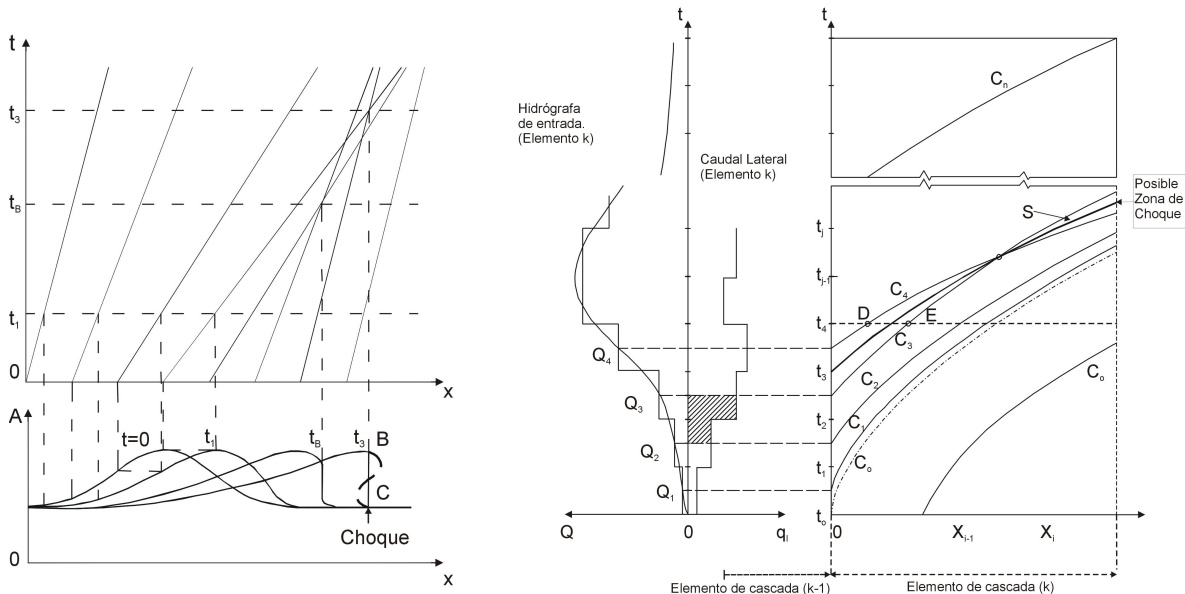
Cuando el caudal lateral es cero.

$$\Delta x_i = \alpha_2 \beta_2 (A_i^j)^{\beta_2 - 1} \Delta t^j \quad [15\_a]$$

$$\Delta t^j = \frac{1}{\alpha_2 \beta_2} (A_i^j)^{1 - \beta_2} \Delta x_i \quad [15\_a]$$

**Figura 2.-** Esquema utilizado durante el método de las características – Ecuaciones necesarias dependiendo de las condiciones de entrada de flujo lateral. (Adaptado de Borah, 1980).

En el procedimiento numérico las ecuaciones [13], [14] y [15] se complementan con la relación funcional [5] en forma diferencial  $Q_i^j = \alpha_2 (A_i^j)^{\beta_2}$ , para dibujar las líneas al interior de un elemento de cascada. Para esto se parte de la selección de un tamaño de paso  $\Delta t$  coherente (en nuestro caso que cumpla la condición de Courant  $\Delta t \leq \frac{C\Delta x}{c_k}$   $0 < C < 1$ ), a partir del cual se termina de construir la malla numérica en el eje del tiempo. En el caso en que en un tramo se corten las curvas características se presenta un *frente de choque* y la solución anterior deja de ser válida. Físicamente la celeridad de la onda que viaja aguas arriba es mayor que la de inmediatamente aguas abajo, lo que produce en algún punto en el espacio un frente de onda, el cual si no se trata correctamente genera pérdida de masa (Figura 3). Cuando el rompimiento ocurre, se genera en el plano  $x-t$  la intercepción de 2 líneas características, donde la continuidad en el área de flujo deja de existir.



**Figura 3.-** Ubicación del punto de rompimiento (cruce de líneas características) y representación en un esquema numérico - la información llevada por  $c_4$  “absorbe” a  $c_3$ . (Adaptado de Borah, 1980).

El cambio súbito en el área de flujo o en la profundidad se interpreta como la iniciación de un choque, el cual al formarse, prosigue con su propia velocidad (velocidad de grupo), expresada por la ecuación [11]. La condición necesaria, pero no suficiente, para la formación de una onda de choque fue presentada en la ecuación [12] y se relaciona con la pendiente de las líneas características.

$$[Q_{U,k}^{(2)}]^{1/\beta_2^k} - [Q_{U,k}^{(1)}]^{1/\beta_2^k} > \alpha_{2,k}^{1/\beta_2^k} q_{l,k} \Delta t^{j+1} \quad [16]$$

Luego del rompimiento, la onda cinemática deja de describir el comportamiento físico del flujo y usamos la ecuación de la onda de choque. La implementación del método del ajuste de la onda de choque a través del uso de las ecuaciones características consiste en resolver simultáneamente las ecuaciones [14] o [15] y la expresión que define la velocidad de grupo.

$$U(x,t) = \frac{dx}{dt} = \frac{Q^b(x,t) - Q^a(x,t)}{A^b(x,t) - A^a(x,t)} \quad [17]$$

donde el superíndice (<sup>b</sup>) significa antes (atrás) de la onda de choque y (<sup>a</sup>) después (adelante) de la onda (Puntos asociados a  $t_4$  y  $t_3$  en la Figura 3).

La metodología de solución del ajuste de la onda de choque a las ecuaciones características consiste en aplicar inicialmente el tránsito a través de las líneas características. Posteriormente se evalúa en cada paso de tiempo  $\Delta t$ , la condición de rompimiento [16]. Una vez definido el  $\Delta t$  se halla el correspondiente  $\Delta x$  a través de las siguientes expresiones (similares a las presentadas en Borah, 1980).

$$\Delta x_i = \alpha_2 \frac{\left(A_{i+1}^{j+1(1)}\right)^{\beta_2+1} - \left(A_{i+1}^{j+1(2)}\right)^{\beta_2+1} - \left(A_i^{j(1)}\right)^{\beta_2+1} + \left(A_i^{j(2)}\right)^{\beta_2+1}}{(\beta_2 + 1) \left(A_i^{j(1)} - A_i^{j(2)}\right) q_i^j} \quad \text{si } q_i^j \neq 0 \quad [18]$$

$$\Delta x_i = \Delta t^j \frac{Q_i^{j(1)} - Q_i^{j(2)}}{A_i^{j(1)} - A_i^{j(2)}} \quad \text{si } q_i^j = 0 \quad [19]$$

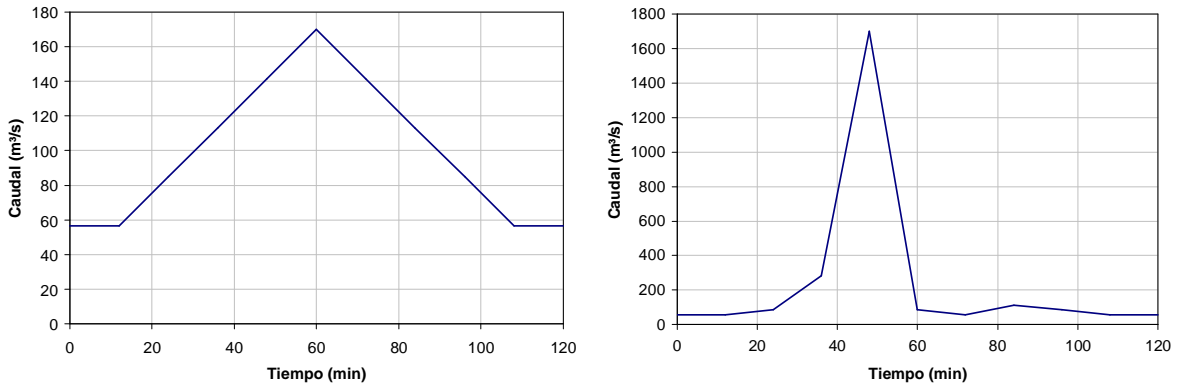
Las ecuaciones anteriores se complementan con la ecuación [13] para evaluar los valores antes y después del choque, a través de la relación funcional [5]. Este procedimiento “explícito” se repite hasta completar la longitud del elemento de cascada, y al igual que en el método de las características, se aplica un algoritmo para encontrar el tiempo de llegada de la onda de choque al final de dicho elemento. La condición propia del choque (Área de flujo) se calcula como:

$$A(x,t) = \frac{1}{2} [A^{(1)}(x,t) + A^{(2)}(x,t)] \quad [20]$$

El ajuste lineal obedece a la misma condición de choques débiles. Aquí no se aplica una discontinuidad matemática, sino que se asume que los frentes de onda tienen longitudes finitas que son inducidas como rompimiento, tal como el de la onda monoclin (Chow, 1988).

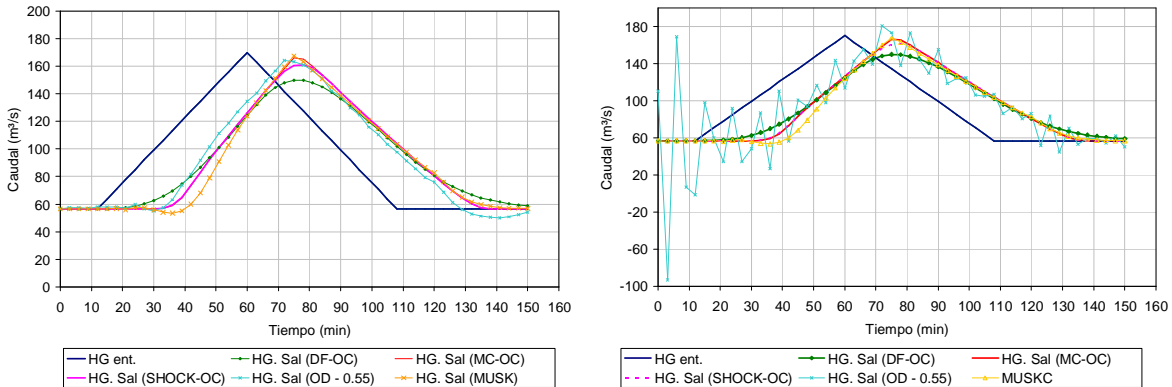
### 3 APLICACIÓN

Se desea comparar la solución por el método de la onda de choque con otros modelos comúnmente empleados en el tránsito de avenidas (método de Muskingum, onda dinámica, método de las características y onda cinemática en diferencias finitas). Estos métodos han sido programados en MATLAB y el código es de libre uso. La geometría corresponde a un canal rectangular de 61 m de ancho, con una longitud del 4500 m y la rugosidad de Manning  $n=0.035$ . Las hidrógrafas de entrada para los casos de aplicación se presentan en la Figura 4. Los resultados se presentan al final del tramo, donde inicialmente se transita la hidrógrafa triangular (Figura 4\_a) en un canal de pendiente 1% y sin caudal lateral ( $q=0$ ).



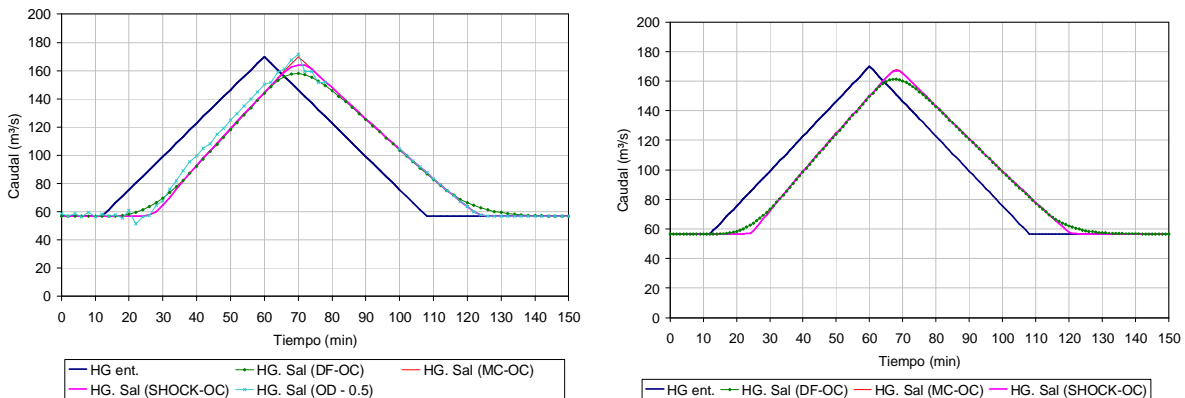
**Figura 4.-** Hidrógrafas de entrada para los casos de aplicación en canal. a) Hidrógrafa triangular de lento crecimiento. b) Hidrógrafa asociada a un caso de rompimiento de presa.

Inicialmente se desea observar el comportamiento de los modelos con controles aguas abajo, donde las condiciones de frontera (profundidad) han sido definidas a partir de las corridas de los modelos cinemáticos. El método numérico para la solución de la onda dinámica (ecuaciones completas) se programa de acuerdo al esquema propuesto por (Fread, 1978, citado por Chow, 1988), con un valor de  $\theta=0.55$ .



**Figura 5.-** Aplicación de los métodos de onda cinemática en diferencias finitas (DF-OC), método de las características (MC-OC), onda dinámica con  $\theta=0.55$  (OD), el método de Muskingum y el método del ajuste de la onda de choque (SHOCK-OC). A la izquierda se presenta la onda dinámica con control aguas abajo, a la derecha el mismo caso con altura constante de 2 m.

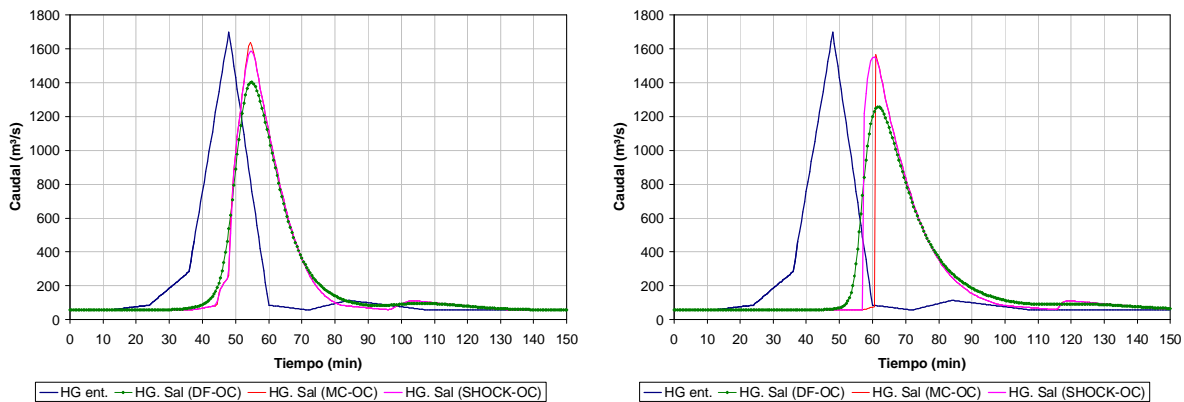
La Figura 5 presenta los resultados para pendiente moderada (1%) y dos tipos de control, en la Figura 6 se aumenta gradualmente la pendiente del canal y se observa el comportamiento de los diferentes modelos; de nuevo la onda dinámica es controlada aguas abajo con un hidrograma de niveles obtenido por los resultados de los modelos cinemáticos.



**Figura 6.-** Resultados de la aplicación de las diferentes metodologías para pendientes del 5% y 10%.

En la Figura 5 se observa como ante un control proporcionado por la onda cinemática, las ecuaciones completas tienden a los mismos resultados, por el contrario, al adicionar un control aguas abajo constante (2 m) el método de la onda dinámica genera oscilaciones numéricas al tratar de ajustarse a la condición impuesta. En la Figura 6 se observa que a medida que la pendiente del canal aumenta la simplificación de la onda cinemática se convierte en la mejor alternativa para el modelamiento numérico del flujo, incluso en condiciones de hidrógrafas de lento crecimiento (respuesta lenta). En el caso de pendiente 10%, la onda dinámica no pudo ser aplicada debido a la alta difusión numérica. Se observa, además, cómo la solución en diferencias finitas de la onda cinemática presenta la mayor atenuación numérica en el caudal pico, mientras que la solución analítica por el método de las características se ajusta de manera notoria a la solución de la onda de choque.

Un caso más desfavorable se presenta a continuación, donde para el canal de 1% de pendiente se transita un hidrograma de creciente, mostrado en la Figura 4\_b, y que se asocia a una hidrógrafa de rompimiento o climática donde la rama ascendente de la misma crece en un intervalo de tiempo corto. Se utiliza el canal de pendiente 1% (moderada) con el objetivo de ver la importancia de los métodos simplificados, con condiciones iniciales más desfavorables.



**Figura 7.-** Resultados de la aplicación de los métodos de onda cinemática para un caso de hidrógrafa de rompimiento en un canal prismático con una pendiente del 1%.  $x=4500$  m y  $x=8000$  m.

Para estas condiciones fue imposible el modelamiento numérico de la onda dinámica. Adicionalmente, al comparar los modelos cinemáticos se observa pérdida de masa en el método de las características debido a la intersección de las líneas características que emergen de la malla numérica (Figura 3), y que están asociadas a un caudal y área de flujo particular. En el método del ajuste de la onda de choque la discontinuidad matemática es tratada físicamente como un choque débil mejorando notablemente los resultados del tránsito. Finalmente, es clara la atenuación del caudal pico para el método de la onda cinemática en diferencias finitas, lo que a la hora de definir niveles puede corroborar a la obtención de valores que van por debajo de la seguridad.

Durante la realización de este trabajo de investigación se realizaron comparaciones con paquetes tradicionales (HEC-RAS, FLOWPRO) para la obtención de perfiles de flujo en régimen permanente y no permanente. También se realizaron corridas para canales naturales, objetivo primordial de este trabajo y tránsitos con la inclusión de flujo lateral. Todos los resultados se encuentran en (Montoya, 2005) así como los códigos empleados en MATLAB para cada uno de los modelos.

#### 4 CONCLUSIONES

En casos de tránsito de crecientes en canales pendiente los esquemas que utilizan la simplificación de la onda cinemática son bastante útiles, tal y como lo reportan (Chow, 1988; Singh, 1996, 2002<sup>a</sup> y b, Tsai, 2003, Macchione, 2003, etc). El modelo del ajuste de la onda de choque,

basado en esta simplificación, permite para estos casos simular los frentes de ondas manteniendo la continuidad en la masa y adicionalmente disminuyendo la atenuación en el caudal pico; fenómeno que en los modelos de diferencias finitas se atribuye a difusión numérica y en el método de las características a la pérdida de la masa transitada.

En condiciones de flujo en canales, donde se pueda generar un frente de onda, las ecuaciones de Saint Venant no son válidas en las vecindades de la discontinuidad. En estos casos, un método de solución como el de la onda de choque permite ajustar las líneas características mediante un algoritmo simple (Borah y Prasad, 1980) basado en la teoría de Whitham (Whitham, 1974) y que para el caso de hidrógrafas de crecimiento moderado permite visualizar la formación del frente de onda y el retraso en el tiempo de viaje de la misma.

La hipótesis principal bajo la cual se apoya el esquema del ajuste de la onda de choque es la presencia de “choques débiles”. En el caso de hidrógrafas de lento crecimiento los métodos analizados son muy estables; pero al presentarse una hidrógrafa de rompimiento debe refinarse la malla numérica de tal forma que se cumpla la hipótesis que  $(A_2 - A_1)/A_1$  es pequeña. En estos casos el uso de la onda cinemática en diferencias finitas se recomienda, debido a que sus resultados son similares a los de la onda de choque, siempre y cuando la pendiente sea mayor del 10%.

Este trabajo trata de dejar una pregunta abierta en cuanto al tema del tránsito hidráulico no permanente y el uso de paquetes comerciales para el desarrollo de perfiles de flujo. En este sentido solo se ha tratado el problema del aumento de la pendiente, quedando pendiente el estudio de la disipación de energía, de la aparición de resaltos hidráulicos móviles, el tema de la rugosidad, entre otros.

## 5 REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

- Borah, D. K., Maitreyee B.** (2000). Hydrologic modeling of the Court Creek watershed. *Contract report, Illinois Department of Natural Resources.*
- Borah, D., Prasad, N., Alonso, C.** (1980). Kinematic wave routing incorporating shock fitting. *Water Resour. Res.*, 16(3), 529 – 546.
- Chow; V.T.** (1982). “Open channel hydraulics”, *Mc Graw Hill Book Company*, pp. 633.
- Chow, V.T., Maidment, D.R., Mays, L.** (1988). Applied Hydrology. *Mac Graw Hill*, E.U., pp584
- Cunge, J.A., Holly, F.M., and Verwey, A.** (1980). Practical aspects of computational river hydraulics. *Pitman advanced publishing program*. Boston, MA.
- Henderson, F.M.** (1966). Open channel flow. *Macmillan*, New York
- Hydrologic Engineering Center HEC.** (1997). Hydraulic reference manual. *Hydrologic Engineering Center. US Army Corps of Engineers*. 609 Second Street. Davis, CA.
- Macchione, F., Morelli, M.** (2003). Practical aspects in comparing shock-capturing schemes for dam break problems. *J. Hydraul. Eng.* 129(3), 187-195.
- Montoya, J. D.** (2005). Tránsito hidráulico en canales de alta pendiente. *Universidad Nacional de Colombia*. Posgrado en Recursos Hidráulicos. Medellín.
- Singh, V. P.** (1996). Kinematic wave modeling in water resources: surface water hydrology. *John Wiley*, New York.
- Singh, V. P.** (2001). Kinematic wave modelling in water resources: a historical perspective. *Hidrol. Process.* 15, 671-706.
- Singh, V. P.** (2002<sup>b</sup>). Is hydrology kinematic?. *Hidrol. Process.* 16, 667-716.
- Toro, E.** (2000). Shock – capturing methods for free-surface shallow flows. Manchester Metropolitan University, UK . *John Wiley & Sons, LTD.* pp 307
- Tsai, C. W.** (2003). Applicability of kinematic, noninertia, and quasi-steady dynamic wave models for bend-flow simulation. *J. Hydraul. Eng.* 129 (8), 613-627.
- Vélez, J. I.** (1989). Estudio del lahar ocurrido el 13 de noviembre de 1985 en el río Chinchiná como consecuencia de la erupción del volcán Nevado de Ruiz. *Universidad Nacional*. Medellín. pp 181.
- Whitham, G. B.** (1974). Linear and non-linear waves. *Wiley-Interscience*. New York. pp 636