



**CENTRO UNIVERSITARIO ROSARIO DE INVESTIGACIONES HIDROAMBIENTALES**

---

**ICD-0403**

# **GEOMORFOLOGÍA E HIDRÁULICA FLUVIAL**

## **MOVIMIENTO INCIPIENTE DE SEDIMENTOS**

Dr. Ing. Pedro A. Basile

Noviembre 2003



Facultad de Ciencias Exactas,  
Ingeniería y Agrimensura  
Universidad Nacional de Rosario

---

# **CAPÍTULO 4**

## **MOVIMIENTO INCIPIENTE DE SEDIMENTOS**

1. INTRODUCCIÓN
  2. TENSIÓN DE CORTE CRÍTICA SOBRE UN FONDO DE SEDIMENTOS INCOHERENTES UNIFORMES
    - 2.1 Curva de Shields es en el sistema de ejes ( $\tau_*$ ,  $D_*$ )
    - 2.2 Velocidad media crítica
  3. EFECTO DE DISTINTOS FACTORES SOBRE LA TENSIÓN DE CORTE CRÍTICA DADA POR SHIELDS
    - 3.1 Efecto del criterio utilizado para definir el “movimiento incipiente”
    - 3.2 Efecto de la no uniformidad o heterogeneidad granulométrica
    - 3.3 Efecto de la sumergencia realtiva  $h/d$
    - 3.4 Influencia de la pendiente del fondo
  4. SEDIMENTOS COHESIVOS
    - 4.1 Sedimentos cohesivos consolidados
    - 4.2 Sedimentos cohesivos recientes no consolidados
  5. BIBLIOGRAFÍA
-

# CAPÍTULO 4

## MOVIMIENTO INCIPIENTE DE SEDIMENTOS

---

### 1. INTRODUCCIÓN

El equilibrio de una partícula, en el fondo de un río aluvial, es perturbado si la resultante de las fuerzas desestabilizadoras (fuerzas de arrastre y alzamiento hidrodinámico) es mayor que las fuerzas estabilizadoras que resisten el movimiento, tales como gravedad y cohesión. La cohesión es importante para sedimentos en el rango de limos y arcillas o arenas finas con diversos contenidos de limos y arcilla.

Cuando el sedimento que compone el lecho es granular incoherente las partículas resisten el movimiento principalmente debido al peso sumergido. Las partículas granulares se mueven como entidades simples.

En cambio, cuando el material constitutivo del lecho es fino y contiene limo y arcillas, las fuerzas cohesivas predominan y son responsables de la resistencia a la erosión que exhiben tales materiales. En caso de erosión las partículas se mueven generalmente formando un conglomerado.

La condición de flujo, en el instante que el sedimento del lecho comienza a moverse, es decir cuando se produce el "movimiento incipiente", recibe el nombre de condición hidrodinámica crítica. Tal condición se puede representar a través de un valor crítico de la tensión de corte sobre el fondo.

### 2. TENSIÓN DE CORTE CRÍTICA SOBRE UN FONDO DE SEDIMENTOS INCOHERENTES UNIFORMES

Consideremos el caso de un flujo turbulento uniforme que se desarrolla en un canal rectangular ancho cuyo fondo está constituido por sedimento uniforme de diámetro  $d$ . Para dicho flujo la distribución de velocidades en la vertical (Capítulo 2) puede expresarse en forma general como:

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = 5,75 \log\left(\frac{z}{k_s}\right) + B \quad (1)$$

donde:  $B = f(Re_*) = f(u_* k_s / \nu)$ .

La fuerza hidrodinámica de arrastre ejercida por dicho flujo sobre una genérica partícula del fondo es:

$$F_D = C_D \rho_w \frac{u_d^2}{2} \alpha_1 d^2 \quad (2)$$

donde  $\alpha_1$  es un coeficiente de forma, tal que  $\alpha_1 d^2$  da el área de la partícula proyectada en la dirección del flujo;  $u_d$  es una velocidad característica y  $C_D$  es el coeficiente de resistencia de la partícula (función del número de Reynolds asociado a  $u_d$ ).

Considerando que la velocidad característica es:  $u_d = \bar{u}|_{z=d}$  y además  $k_s=d$ , de (1) se obtiene:

$$\frac{u_d}{u_*} = f_1\left(\frac{u_* d}{\nu}\right) \quad (3)$$

Por otra parte  $C_D=f(u_d d/\nu)$ , por lo tanto,  $C_D$  puede expresarse también como:

$$C_D = f_2\left(\frac{u_* d}{\nu}\right) \quad (4)$$

Reemplazando (4) y (3) en (2), la fuerza hidrodinámica  $F_D$  se expresa como:

$$F_D = f_2(\text{Re}_*) \rho_w \frac{u_*^2}{2} f_1^2(\text{Re}_*) \alpha_1 d^2 \quad (5)$$

Conglobando las dos funciones de  $\text{Re}_*$ ,  $f_1$  y  $f_2$ , en una función  $f_3$ , se obtiene:

$$F_D = f_3(\text{Re}_*) \rho_w \frac{u_*^2}{2} \alpha_1 d^2 \quad (6)$$

donde  $\text{Re}_*$  es el número de Reynolds basado en la velocidad de corte y el diámetro del sedimento:

$$\text{Re}_* = \frac{u_* d}{\nu} \quad (7)$$

La fuerza estabilizadora esta dada por:

$$F_G = \alpha_2 g (\rho_s - \rho_w) d^3 \quad (8)$$

donde  $\alpha_2$  es un factor que depende de la forma de la partícula y del coeficiente de fricción estático de Coulomb (ec. (36), Capítulo 3).

El movimiento incipiente se observa cuando la fuerza hidrodinámica actuante iguala a la fuerza estabilizadora, por lo tanto, igualando (6) y (8), reagrupando e indicando con el subíndice c la condición crítica, se obtiene:

$$\frac{u_{*c}^2}{(s-1)gd} = f_4(\text{Re}_{*c}) \quad (9)$$

donde:  $f_4(Re_{*c}) = 2\alpha_2/\alpha_1 f_3(Re_{*c})$ .

Recordando la expresión de la velocidad de corte:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_b}{\rho_w}} \quad (10)$$

Reemplazando (10) en el primer miembro de (9) se obtiene:

$$\tau_{*c} = \frac{\tau_{bc}}{(\rho_s - \rho_w)gd} = f_4(Re_{*c}) \quad (11)$$

Donde  $\tau_{*c}$  es la tensión de corte adimensional crítica sobre el fondo o parámetro de Shields crítico.

En la Figura 1 se observa la relación dada por la ecuación (11), obtenida experimentalmente por Shields (1936), para una vasta gama de partículas de sedimentos. La tensión de corte crítica, correspondiente al movimiento incipiente, fue definida por Shields como aquella para la cual el transporte tiende a cero. Esto lo determinó correlacionando la tasa de transporte de sedimentos con la tensión de corte sobre el fondo y extrapolando para transporte nulo. Shields presentó una banda de dispersión en su diagrama, la curva media fue presentada por Rouse (1939).

Es evidente la analogía entre la curva de Shields  $\tau_{*c}=f(Re_{*c})$  y la función de rugosidad de Nikuradse:  $B=f(Re_*)$ , presentada en la Figura 7 del Capítulo 2. Dicha analogía facilita la interpretación de los distintos tramos que forman la curva de Shields.

Se note que el número de Reynolds,  $Re_* = u_* d / \nu$ , es proporcional a la relación entre el diámetro  $d$  y el espesor  $\delta$  de la subcapa viscosa. Efectivamente, el valor aproximado de  $\delta$  es (ver Capítulo 2):

$$\delta = 11 \frac{\nu}{u_*} \quad (12)$$

por lo tanto, dividiendo miembro a miembro por  $d$  y reordenando se obtiene:

$$\frac{d}{\delta} = \frac{Re_*}{11} \quad (13)$$

El primer tramo recto descendiente de la curva de Shields, hasta  $Re_* = 2$ , representa situaciones en las cuales  $d$  es mucho menor que  $\delta$ , es decir, las partículas se encuentran completamente dentro de la subcapa viscosa. El último tramo horizontal, para  $Re_* \geq 400$ , representa situaciones donde  $\delta$  es mucho menor que  $d$ , por lo tanto, las partículas se encuentran totalmente expuestas a la acción de un flujo turbulento completamente desarrollado, en esta zona la tensión de corte adimensional crítica es constante y aproximadamente igual a 0,06 ( $\tau_{*c}=0,06$ ),

consecuentemente, la tensión de corte crítica  $\tau_{bc}$  es directamente proporcional al diámetro. El tramo curvilíneo intermedio se corresponde con un régimen de transición en el cual las partículas se encuentran, en parte expuestas al flujo turbulento completamente desarrollado y en parte cubiertas por la subcapa viscosa.

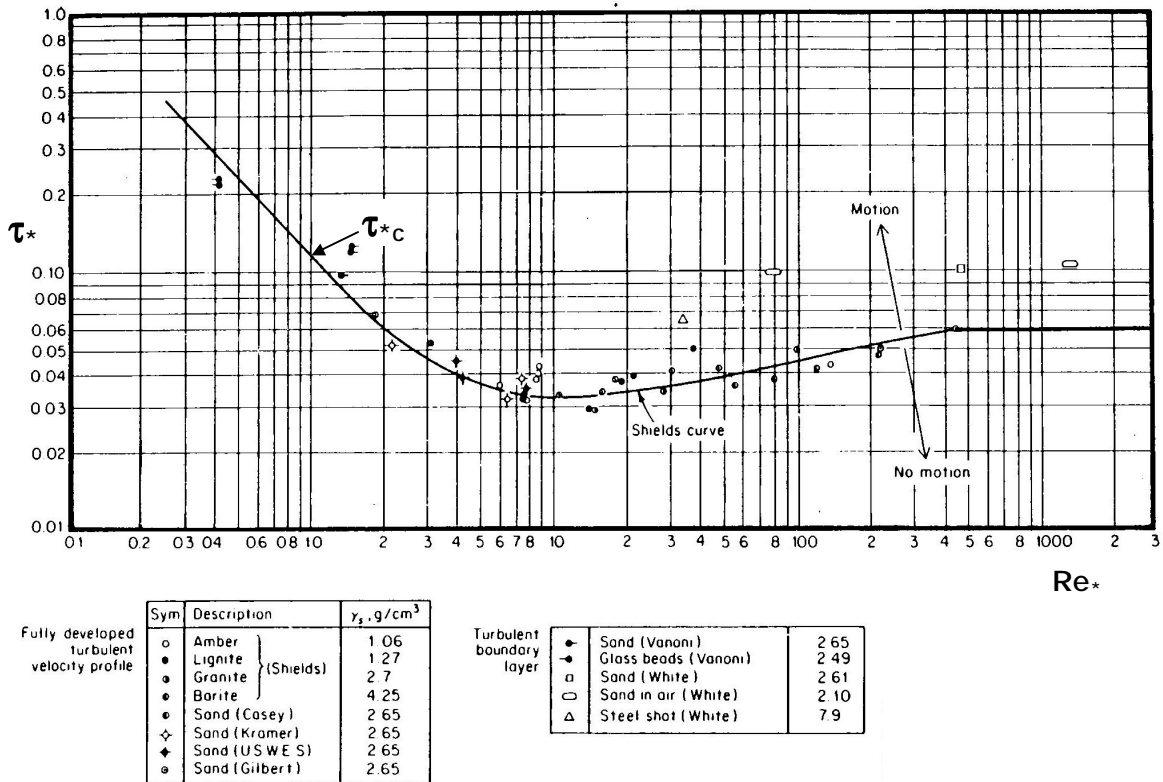


Figura 1. Curva de Shields en el sistema de ejes ( $\tau_*$ ,  $Re_*$ ).

### 2.1 Curva de Shields es en el sistema de ejes ( $\tau_*$ , $D_*$ )

La curva de Shields en el sistema de ejes coordenados de la Figura 1 ( $\tau_*$ ,  $Re_*$ ) no es muy útil porque  $u_{*c}$  (o  $\tau_{bc}$ ) debe determinarse por tanteos ya que aparece en los dos ejes. Una forma más apropiada de representar la curva de Shields es en el sistema de ejes ( $\tau_*$ ,  $D_*$ ), como se muestra en la Figura 2, donde  $D_*$  es el diámetro adimensional definido como:

$$D_* = \left( \frac{Re_*^2}{\tau_*} \right)^{1/3} = d \left[ \frac{(s-1)g}{v^2} \right]^{1/3} \tag{14}$$

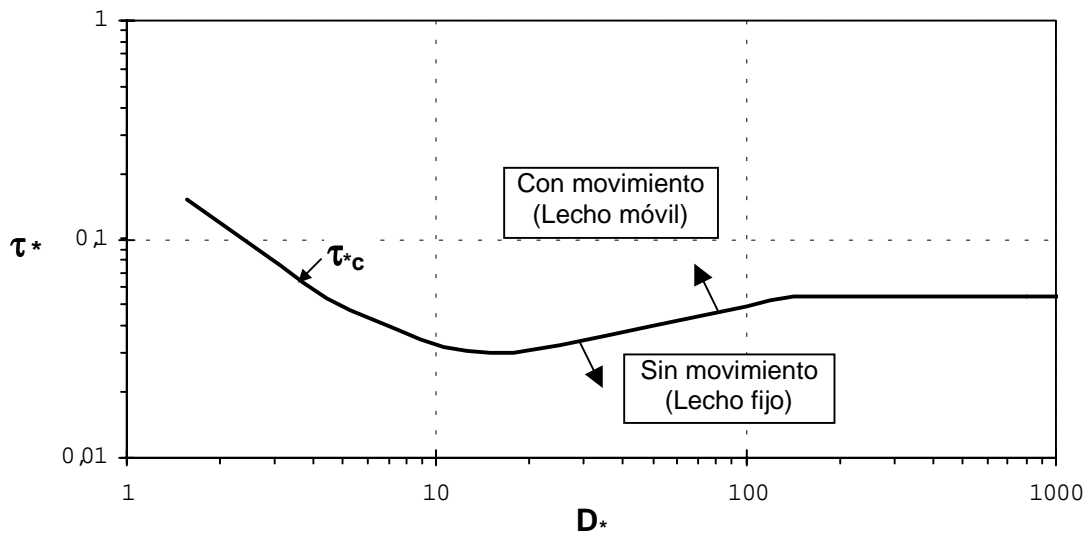


Figura 2. Curva de Shields en el sistema de ejes ( $\tau_*$ ,  $D_*$ ).

Existen expresiones analíticas para representar la curva de Shields, como por ejemplo:

- Brownlie (1981):

$$\tau_{*c} = 0,22 D_*^{-0,9} + 0,06 \exp(-17,77 D_*^{-0,9}) \quad (15)$$

- Van Rijn (1984):

$$\tau_{*c} = \begin{cases} 0,24 D_*^{-1} & D_* \leq 4 \\ 0,14 D_*^{-0,64} & 4 < D_* \leq 10 \\ 0,04 D_*^{-0,10} & 10 < D_* \leq 20 \\ 0,013 D_*^{0,29} & 20 < D_* \leq 150 \\ 0,055 & D_* > 150 \end{cases} \quad (16)$$

En la Figura 3 se presenta la velocidad de corte crítica y la tensión de corte crítica en función del diámetro. Tales curvas han sido determinadas a partir de las ecuaciones (16), considerando  $\rho_s=2650 \text{ kg/m}^3$ ,  $\rho_w=1000 \text{ kg/m}^3$ ,  $g=9,81 \text{ m/s}^2$  y  $\nu=1,01 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ .

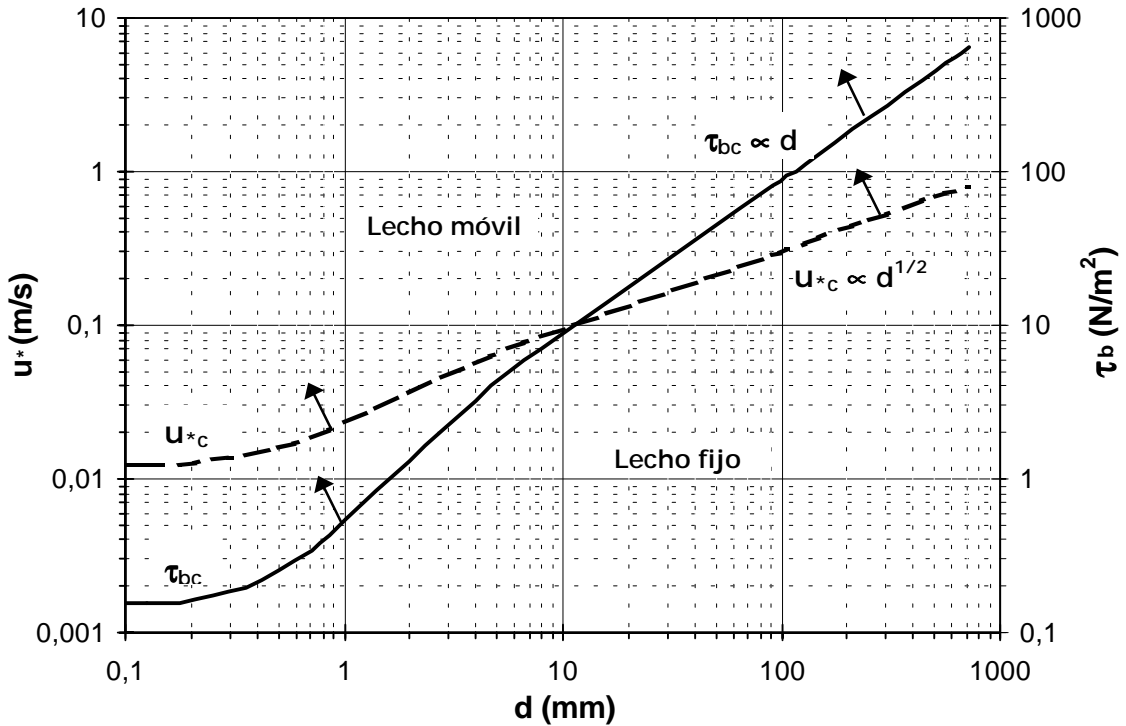


Figura 3. Velocidad de corte crítica y tensión de corte crítica en función del diámetro.

### 2.2 Velocidad media crítica

La velocidad media crítica se puede determinar a partir de los valores de tensión de corte adimensional crítica dados por la curva de Shields de la siguiente manera:

$$\frac{U_c}{u^*_{*c}} = \frac{C}{\sqrt{g}} \tag{17}$$

donde la velocidad de corte crítica se obtiene a través de la tensión de corte adimensional crítica:

$$\tau_{*c} = \frac{u^2_{*c}}{(s-1)gd} \tag{18}$$

y el coeficiente de Chezy depende de las características del contorno, liso/transición/rugoso, (ver Capítulo 2, puntos 9.5, 9.6). Por ejemplo, para el caso de flujo turbulento completamente desarrollado (contorno hidráulicamente rugoso) C se expresa como (ec. (67) Capítulo 2):

$$C = 18 \log \left( \frac{11h}{k_s} \right) \tag{19}$$

o recordando la relación entre el coeficiente de Chezy y el coeficiente n de Manning:

$$C = \frac{h^{1/6}}{n} \quad (20)$$

### 3. EFECTO DE DISTINTOS FACTORES SOBRE LA TENSIÓN DE CORTE CRÍTICA DADA POR SHIELDS

#### 3.1 Efecto del criterio utilizado para definir el “movimiento incipiente”

Es evidente que el valor crítico de la tensión de corte sobre el fondo dependerá del criterio que se utilice para definir la condición de movimiento incipiente. A los efectos de obtener un criterio objetivo Neill (1968,1969) propuso el siguiente parámetro adimensional:

$$N = \frac{nd^3}{u_*} \quad (21)$$

donde n es el número de partículas o granos desplazados por unidad de área y por unidad de tiempo. La curva de Shields se corresponde aproximadamente con un valor de  $N=15 \times 10^{-6}$  para sedimentos gruesos. Para el diseño de protecciones de lechos, etc., debería utilizarse un criterio mucho más bajo (por ejemplo  $N=10^{-6}$ ). Por otra parte, Paintal (1971) ha medido muy pequeños transportes de sedimentos gruesos inclusive con valores de  $\tau_* = 0,02$ .

Además, otras investigaciones (Ackers y White, 1973; Ikeda, 1982; Wiberg y Smith, 1987) también indican que la curva de Shields tiende a sobrestimar el valor de  $\tau_{*c}$ . En particular, para valores elevados de  $D_*$  (material grueso) el valor límite de  $\tau_{*c}$  es cercano a 0,03 (en vez de 0,06).

La expresión de la tensión de corte adimensional crítica de Ackers y White (1973), propuesta para la ecuación de transporte de los mismos autores, puede ser escrita de la siguiente forma:

$$\tau_{*c} = \begin{cases} \left( \frac{0,23}{\sqrt{D_*}} + 0,14 \right)^2 & 1 < D_* < 60 \\ 0,029 & D_* \geq 60 \end{cases} \quad (22)$$

En la Figura 4 se presenta la curva de Shields conjuntamente con la curva de Ackers y White dada por la ec. (22).

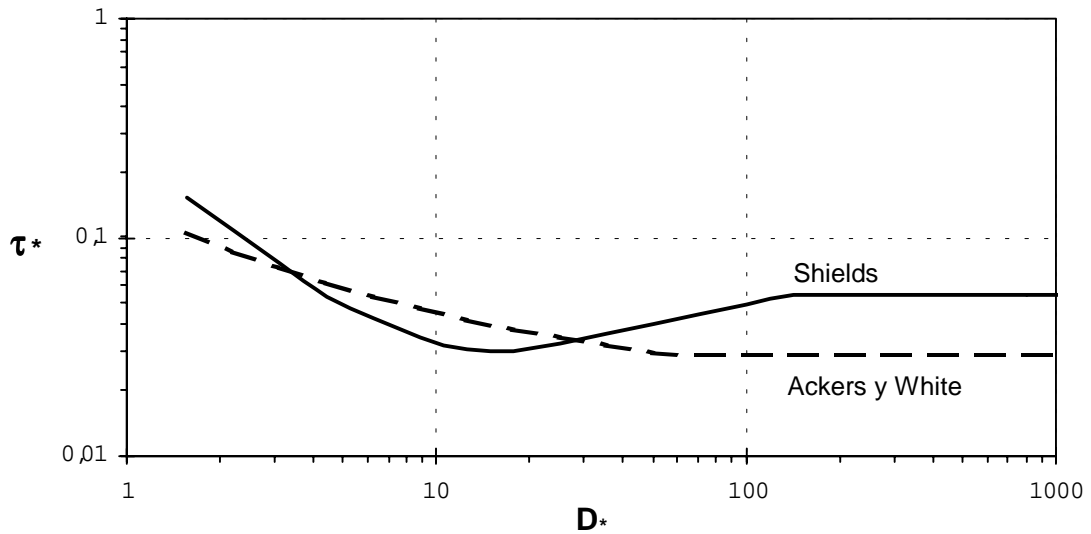


Figura 4. Curvas de Shields y Ackers & White.

### 3.2 Efecto de la no uniformidad o heterogeneidad granulométrica

La curva de Shields es válida para sedimentos con granulometría uniforme. La misma expresa, en régimen turbulento completamente desarrollado, una proporcionalidad lineal entre el valor crítico de la tensión de corte sobre el fondo y el diámetro del sedimento. El parámetro de Shields crítico constante, para  $Re_s > 400$ , implica efectivamente que la relación  $(\tau_{bc}/d)$  sea constante, asumiendo invariable la densidad del sedimento y del agua.

En presencia de una granulometría no uniforme o heterogénea se asiste a comportamientos completamente diferentes. La no uniformidad granulométrica origina sustancialmente dos efectos. Por un lado, las partículas gruesas ejercen un efecto de protección sobre las partículas finas, lo cual reduce la mayor susceptibilidad al movimiento que presentan estas últimas. Por lo tanto, a igualdad de condiciones hidrodinámicas aplicadas tenemos:  $(\tau_{bc}/d)_{nu} > (\tau_{bc}/d)_u$ , donde el subíndice nu indica una partícula de diámetro d en sedimento no uniforme y el subíndice u se refiere a la misma partícula de diámetro d en sedimento uniforme. Por el contrario, las partículas gruesas se encuentran más expuestas a la acción hidrodinámica de la corriente hídrica y consecuentemente su menor movilidad intrínseca se incrementa:  $(\tau_{bc}/d)_{nu} < (\tau_{bc}/d)_u$ .

Para representar el efecto de la no uniformidad granulométrica sobre el movimiento incipiente es necesario introducir correcciones a los valores de tensión de corte crítica obtenidos con la curva de Shields. La corrección puede ser aplicada a la tensión de corte adimensional crítica de cada partícula  $\tau_{*ci}$ , de la siguiente forma:

$$\tau_{*ci}^{corr} = \tau_{*ci} \xi_{ci} \tag{23}$$

donde:

$$\tau_{*ci}^{corr} = \frac{\tau_{bc i}^{corr}}{g(\rho_s - \rho_w)d_i} \quad , \quad \tau_{*ci} = \frac{\tau_{bc i}}{g(\rho_s - \rho_w)d_i} \quad (24a) \text{ y } (24b)$$

y  $\xi_{ci}$  es el coeficiente de protección-exposición, el cual, de acuerdo con los efectos de protección-exposición mencionados precedentemente, producirá un aumento (disminución) de la tensión de corte adimensional crítica para aquellas partículas que presenten diámetros menores (mayores) que un determinado diámetro de referencia, que puede ser el  $d_m$ ,  $d_g$  o  $d_{50}$  de la distribución granulométrica, para el cual no es necesaria ninguna corrección.

El coeficiente de protección-exposición puede expresarse mediante una ley de potencia como:

$$\xi_{ci} = \left( \frac{d_i}{d_m} \right)^{-b} \quad (25)$$

donde el diámetro de referencia es igual al diámetro medio aritmético,  $d_m$ .

Introduciendo (24a), (24b) y (25) en (23) se obtiene:

$$\tau_{bc i}^{corr} = \tau_{bc i} \left( \frac{d_i}{d_m} \right)^{-b} \quad (26)$$

El exponente  $b$  adopta valores comprendidos entre 0 y 1. Es interesante analizar los dos casos extremos. Para  $b=1$  cada una de las partículas de sedimento que componen la distribución granulométrica ( $d_i$ ,  $i=1,2,\dots$ ,etc.) son igualmente móviles (igual movilidad):

$$\tau_{bc i}^{corr} = \tau_{bc i} \left( \frac{d_m}{d_i} \right) = 0.06 g(\rho_s - \rho_w) d_i \left( \frac{d_m}{d_i} \right) = \tau_{bc m} \quad (27)$$

Mientras que, para  $b=0$  cada una de las partículas conservan la movilidad intrínseca sugerida por sus propios diámetros (interacción nula entre partículas):

$$\tau_{bc i}^{corr} = \tau_{bc i} \quad (28)$$

En general, valores usuales de  $b$  pueden ser: 0,98 (Parker et al., 1982), 0,87 (Andrews, 1983), 0,94 (Diplas, 1986), 0,74 (Ashworth y Ferguson, 1989), 0,85 (Darby et al. 1996), 0,8 (Basile, 2000; 2001).

La tensión de corte crítica corregida de cada partícula puede ser también aplicada sobre  $\tau_{*cm}$  (tensión de corte adimensional crítica referida al diámetro medio aritmético  $d_m$ ):

$$\tau_{*ci}^{corr} = \tau_{*cm} \xi_{ci} \quad (29)$$

con:

$$\tau_{*ci}^{corr} = \frac{\tau_{bci}^{corr}}{g(\rho_s - \rho_w)d_i} \quad , \quad \tau_{*cm} = \frac{\tau_{bcm}}{g(\rho_s - \rho_w)d_m} \quad (30a) \text{ y } (30b)$$

Introduciendo (30a), (30b) y (25) en (29) y operando algebraicamente se obtiene:

$$\tau_{bci}^{corr} = \tau_{bcm} \left( \frac{d_i}{d_m} \right)^{1-b} \quad (31)$$

Análogamente al caso anterior, para b=1 se obtiene la condición de igual movilidad:

$$\tau_{bci}^{corr} = \tau_{bcm} \quad (32)$$

y para b=0 se obtiene la condición de interacción nula entre partículas:

$$\tau_{bci}^{corr} = \tau_{bcm} \left( \frac{d_i}{d_m} \right) = 0.06 g(\rho_s - \rho_w) d_m \left( \frac{d_i}{d_m} \right) = \tau_{bci} \quad (33)$$

El concepto de igual movilidad fue introducido por primera vez por Parker (1982) como una aproximación para reproducir los datos de transporte medidos por Milhous (1973) en el Oak Creek.

Existen otras funciones de protección-exposición tales como la de Egiazaroff (1965), levemente modificada por Ashida y Michiue (1972) para valores de  $d_i/d_m \leq 0,4$ :

$$\xi_{ci} = \begin{cases} 0.85 (d_i/d_m)^{-1} & \mapsto (d_i/d_m) \leq 0.4 \\ [1 + 0.782 \log (d_i/d_m)]^{-2} & \mapsto (d_i/d_m) > 0.4 \end{cases} \quad (34)$$

o la propuesta por White y Day (1982) para corregir la tensión de corte adimensional crítica de Ackers y White (1973):

$$\xi_{ci} = \left[ 0,4 \left( \frac{d_i}{d_u} \right)^{-0,5} + 0,6 \right]^2 \quad (35)$$

donde el diámetro de referencia  $d_u$  es dado por:

$$\frac{d_u}{d_{50}} = 1,6 \left( \frac{d_{84}}{d_{16}} \right)^{-0,28} \tag{36}$$

En la Figura 5 se presentan los distintos coeficientes de protección-exposición.

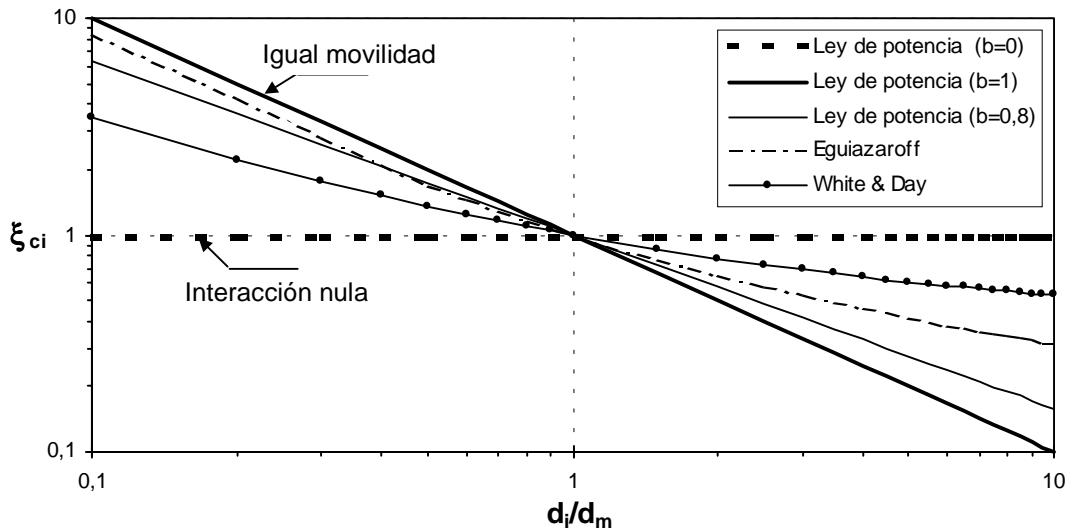


Figura 5. Coeficientes de protección-exposición (Basile, 1994).

### 3.3 Efecto de la sumergencia realtiva h/d

Para valores bajos de la sumergencia relativa h/d (profundidad/diámetro) es posible un desvío de la curva de Shields en la zona de flujo turbulento completamente desarrollado, dado que en ese caso  $\tau_b$  no es representativa de la estructura del flujo turbulento cercana al fondo. La estructura de la turbulencia cerca del fondo en un fluido infinito es completamente definida por la tensión de corte  $\tau_b$  y la rugosidad absoluta  $k_s$ , pero, para valores bajos de h/d, también la profundidad interviene, sustancialmente limitando las dimensiones y la frecuencia de los vórtices que se generan en el fondo y distorsionando el perfil logarítmico de velocidad. Además, la relación entre la duración de los vórtices y el tiempo necesario para acelerar la partícula se vuelve pequeño, por lo tanto, es esperable que valores bajos de h/d produzcan un cierto efecto estabilizador. Experimentos realizados por Ashida et al. (1972) y Graf (1989) han efectivamente mostrado que  $\tau_{*c}$  se incrementa a medida que disminuye h/d. Para valores de h/d > 25 no existe ningún efecto de la sumergencia relativa en el valor de  $\tau_{*c}$  dado por la curva de Shields (Graf, 1989).

### 3.4 Influencia de la pendiente del fondo

Para una partícula posicionada sobre un fondo con pendiente el valor de  $\tau_{*c}$  dado por Shields debe ser reducido.

- Para una partícula sobre un fondo horizontal (ver Figura 6) es válida la siguiente ecuación:

$$F(0) = N\mu_s = G \operatorname{tg} \varphi \quad (37)$$

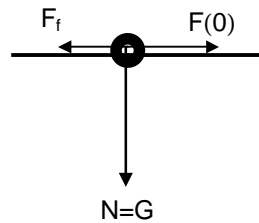


Figura 6

donde  $\mu_s$  es el coeficiente de fricción estática de Coulomb,  $\varphi$  es el ángulo de reposo del sedimento y  $G$  es el peso de la partícula.

- Para una partícula sobre un fondo inclinado un ángulo  $\alpha$  en la dirección del flujo (ver Figura 7) vale la siguiente condición de estabilidad:

$$F(\alpha) + G \operatorname{sen} \alpha = N\mu_s = G \cos \alpha \operatorname{tg} \varphi \quad (38)$$

despejando  $F(\alpha)$  de (38):

$$F(\alpha) = G \cos \alpha \operatorname{tg} \varphi - G \operatorname{sen} \alpha \quad (39)$$

dividiendo (39) por (37):

$$K(\alpha) = \frac{F(\alpha)}{F(0)} = \frac{G \cos \alpha \operatorname{tg} \varphi - G \operatorname{sen} \alpha}{G \operatorname{tg} \varphi} = \frac{\cos \alpha \operatorname{sen} \varphi - \operatorname{sen} \alpha \cos \varphi}{\operatorname{sen} \varphi} \quad (40)$$

Es decir:

$$K(\alpha) = \frac{\operatorname{sen}(\varphi - \alpha)}{\operatorname{sen} \varphi} \quad (41)$$

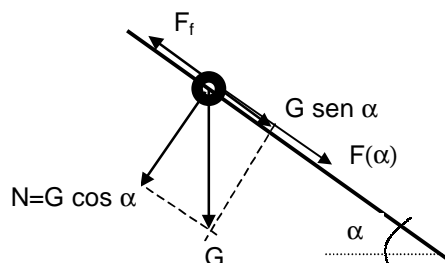


Figura 7

Considerando valores usuales de  $\varphi$  (ver Tabla 11, Capítulo 3) y una pendiente de fondo  $S_b=7\%$ , se observa que el factor de reducción dado por (41) es aproximadamente 0,9. Es decir, tal factor tiene una cierta influencia solo en cauces con pendientes elevadas.

- Para una partícula posicionada sobre el talud de un canal, como se indica en la Figura 8, la condición de estabilidad es:

$$R = \sqrt{F(\beta)^2 + G^2 \text{sen}^2 \beta} = G \cos \beta \text{tg} \varphi \quad (42)$$

despejando  $F(\beta)$  de (42):

$$F(\beta) = \sqrt{G^2 \cos^2 \beta \text{tg}^2 \varphi - G^2 \text{sen}^2 \beta} \quad (43)$$

dividiendo (43) por (37):

$$K(\beta) = \frac{F(\beta)}{F(0)} = \sqrt{\frac{\cos^2 \beta \text{tg}^2 \varphi - \text{sen}^2 \beta}{\text{tg}^2 \varphi}} \quad (44)$$

Operando se obtiene:

$$K(\beta) = \cos \beta \sqrt{1 - \frac{\text{tg}^2 \beta}{\text{tg}^2 \varphi}} \quad (45)$$

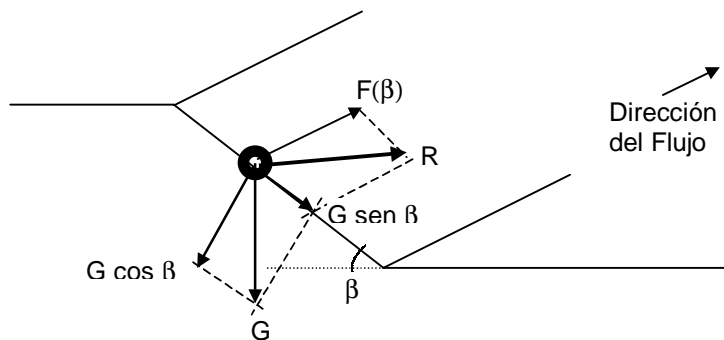


Figura 8

- Para una combinación de pendiente longitudinal y pendiente transversal de un talud el factor de reducción se expresa como:

$$K(\alpha, \beta) = K(\alpha) K(\beta) \quad (46)$$

## 4. SEDIMENTOS COHESIVOS

### 4.1 Sedimentos cohesivos consolidados

Si el sedimento exhibe una cierta cohesión entonces tendrá una resistencia mayor contra la erosión. Breusers y Raudkivi (1991) concluyeron que un contenido del 10% de arcilla en un sedimento heterogéneo es suficiente para que la misma determine las características y comportamiento del sedimento (es decir, asuma el "control completo").

Los sedimentos cohesivos requieren tensiones de corte relativamente elevadas para erosionar una partícula o conglomerado de partículas y tensiones relativamente bajas para transportarla. Hoffmans y Verheij (1997) describen experimentos donde se evidencia que la erosión en suelos arcillosos ocurre en diferentes fases. En una fase inicial, partículas individuales y conglomerados o agregados de partículas en bloque se separan y aquellos conglomerados con uniones más débiles son erosionados y transportados aguas abajo. Este proceso produce el desarrollo de un fondo más rugoso, lo cual incrementa las pulsaciones turbulentas del flujo actuante sobre el mismo e induce fuertes vibraciones sobre las protuberancias que forman los distintos conglomerados. Como resultado de esto las uniones entre los conglomerados son progresivamente debilitadas y destruidas hasta que el agregado en bloque es instantáneamente desprendido y transportado por el flujo.

Muchos investigadores han tratado de correlacionar la tensión de corte crítica con las propiedades mecánicas de los suelos cohesivos (resistencia al corte, índice de plasticidad, etc.), ver por ejemplo, Smerdon y Beasley (1959), Carlson y Enger (1962), Flaxman (1963), Raudkivi y Tan (1984).

La resistencia a la erosión muestra una cierta tendencia a incrementarse con el aumento del índice plástico (diferencia entre el límite líquido y el límite plástico). Paaswell (1973) concluyó que los parámetros generalmente usados para clasificar los suelos cohesivos no pueden ser utilizados para predecir la erosión.

Kamphuis y Hall (1983) realizaron experimentos con muestras consolidadas a altas presiones (50-200 kPa), obteniendo que la tensión de corte crítica se incrementa con la presión de consolidación y observando que el contenido de arcilla juega un rol fundamental en dicho incremento. Los valores de tensión de corte crítica obtenidos variaron entre  $\tau_{bc}=1$  a  $10 \text{ N/m}^2$  ( $u_{*c}=0,032$  a  $0,1 \text{ m/s}$ ).

Raudkivi y Tan (1984) estudiaron la erosión en muestras artificiales de arcillas y encontraron una fuerte influencia de los valores de pH y concentración salina del fluido sobre las tasas de erosión.

Ven Te Chow (1959) elaboró datos de investigadores Rusos y presentó curvas de tensión de corte crítica ( $\tau_{bc}$ ) en función de la relación de vacíos ( $e$ ), para distintos tipos de suelos arcillosos. En la Figura 9 se presentan algunas de dichas curvas, re-elaboradas en términos de velocidad de corte crítica versus relación de vacíos.

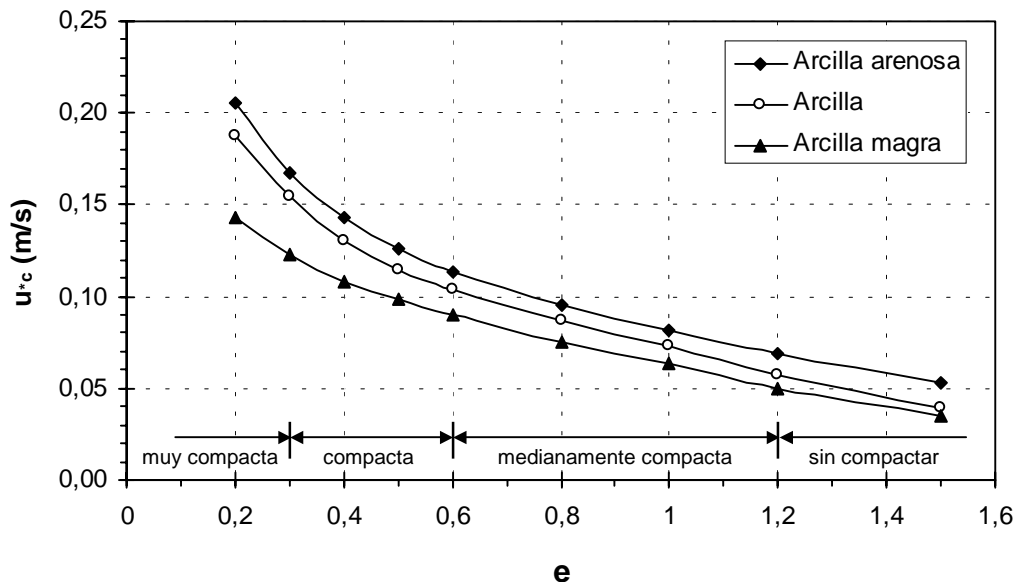


Figura 9. Velocidad de corte crítica versus relación de vacíos en suelos arcillosos.

En la Figura 9 se observa que, por ejemplo, para una arcilla compacta con  $e=0,4$ , la velocidad de corte crítica es aproximadamente  $u_{*c}=0,13$  m/s. Considerando  $h=1$  m y  $n=0,025$  s/m<sup>1/3</sup>, de (17) y (20) se obtiene que la velocidad media crítica es  $U_c = 1,66$  m/s.

Obsérvese además la gran resistencia a la erosión de una arcilla muy compacta ( $e=0,2$ ), cuyo valor de velocidad de corte crítica es aproximadamente 0,19 m/s, igual a la que presenta una grava uniforme muy gruesa de diámetro  $d=56$  mm (considerando  $\tau_{*c}=0,04$ , promedio entre Shields y Ackers y White para flujo turbulento completamente desarrollado).

Las investigaciones mencionadas precedentemente han puesto de manifiesto que el mecanismo de erosión en sedimentos cohesivos involucra la interacción de procesos físicos, químicos y electroquímicos muy complejos. El mecanismo no está todavía entendido completamente y se necesitan más investigaciones en dicha temática.

#### 4.2 Sedimentos cohesivos recientes no consolidados

Para sedimentos recientemente depositados, no consolidados, tales como sedimentos finos en estuarios (lodo), varios autores: Courmault (1971), Partheniades (1970), Thorn y Parsons (1980), y otros, han propuesto expresiones que relacionan la velocidad de corte crítica con características del sedimento. Los valores mínimos de la velocidad de corte crítica varían de acuerdo al tiempo de consolidación desde  $u_{*c}=0,01$  m/s (para un período de consolidación de algunos días) a  $u_{*c}=0,03$  m/s (para un período de consolidación de varias semanas).

Courmault (1971) propuso:

$$u_{*c} = 5,5 \times 10^{-5} W_s + 2,6 \times 10^{-8} W_s^2 \quad (47)$$

para:  $150 \text{ kg/m}^3 < W_s < 450 \text{ kg/m}^3$ , donde  $W_s$  es el peso específico seco expresado en ( $\text{kg/m}^3$ ) y  $u_{*c}$  en (m/s). Las tasas de erosión asociadas en ( $\text{kg/m}^2\text{s}$ ) fueron:

$$E = 2 \times 10^{-4} \left( \frac{\tau_b}{\tau_{bc}} - 1 \right) \quad (48)$$

Thorn y Parsons (1980) investigaron experimentalmente los sedimentos de tres estuarios: Forth (Escocia), Río Brisbane (Australia) y Belawan (Indonesia) y propusieron:

$$u_{*c} = 7,4 \times 10^{-5} W_s^{1,14} \quad (49)$$

para:  $80 \text{ kg/m}^3 < W_s < 200 \text{ kg/m}^3$ , donde  $W_s$  se expresa en ( $\text{kg/m}^3$ ) y  $u_{*c}$  en (m/s). Las tasas de erosión asociadas en ( $\text{kg/m}^2\text{s}$ ) fueron:

$$E = 2,6 \times 10^{-3} (\tau_b - \tau_{bc}) \quad (50)$$

Parchure et al. (1985) encontraron que la densidad del sedimento (lodo en lagos, embalses) se incrementa con la distancia vertical a partir del fondo y consecuentemente también se incrementa  $u_{*c}$ . Los valores de  $u_{*c}$  para muestras superficiales fueron del orden de 0,01 m/s mientras que, a profundidades de 1 m,  $u_{*c} = 0,02$  a 0,025 m/s.

Schweim et al. (2002) realizaron una investigación combinando experimentos y simulación numérica para evaluar ecuaciones que describen la erosión y la deposición de sedimentos cohesivos. En el caso de erosión de lechos homogéneos calibraron la siguiente ecuación:

$$E = M \left( \frac{\tau_b}{\tau_{bce}} - 1 \right) \quad (51)$$

obteniendo  $M = 3,48 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^2\text{s}$  y  $\tau_{bce} = 0,2 \text{ N/m}^2$  ( $u_{*c} = 0,014 \text{ m/s}$ ).

## 5. BIBLIOGRAFÍA

- Ackers, P. y White, W. (1973). SEDIMENT TRANSPORT: NEW APPROACH AND ANALYSIS. *Journal of the Hydraulic Division-ASCE*, Vol. 99, HY11, pp. 2041-2060.
- Andrews, E.D. (1983). ENTRAINMENT OF GRAVEL FROM NATURALLY SORTED RIVER-BED MATERIAL. *Geological Society of America Bulletin*, Vol. 94, N. 10, pp. 1225-1231.
- Ashida, K. y Michiue, M. (1972). STUDY ON HYDRAULIC RESISTANCE AND BED LOAD TRANSPORT RATE IN ALLUVIAL STREAMS. *Transactions JSCE*, Vol. 206, pp. 59-69.
- Ashworth P.J. y Ferguson, R.I. (1989). SIZE-SELECTED ENTRAINMENT OF BED LOAD IN GRAVEL BED STREAMS. *Water Resources Research*, Vol. 25, N. 4, pp. 627-634.
- Basile, P.A. (1989). PARÁMETROS HIDRÁULICOS CRÍTICOS Y CONDICIÓN DE MOVIMIENTO INCIPIENTE DE SEDIMENTOS INCOHERENTES. Informe Interno. Departamento Construcciones, UTN-FRR.
- Basile, P.A. (1990). SEDIMENT TRANSPORT OF NON-UNIFORM GRAIN-SIZE MATERIALS. Tesis International Course on Hydrology. Instituto de Hidráulica, Universidad de Padua, Italia.
- Basile, P.A. (1994). MODELAZIONE DEI MECCANISMI D'INTERCETTAZIONE E RILASCIO DI SEDIMENTI DA PARTE DELLE BRIGLIE PERMEABILI. Tesis de Doctorado. Universidad de Padua, Italia.
- Basile, P.A. (2000). REVISIÓN DE ECUACIONES DE TRANSPORTE MODIFICADAS PARA SEDIMENTOS HETEROGÉNEOS. XIX Congr. Latin. de Hidráulica – IAHR, Córdoba. Tomo I, pp. 369-378.
- Basile, P.A. (2001). ON THE NUMBER OF FRACTIONS TO COMPUTE TRANSPORT OF SEDIMENT MIXTURES. *International Journal of Sediment Research*, ISSN 1001-6279, 16 (3), 399-407.
- Breusers, H.N.C. y Raudkivi, A.J. (1991). SCOURING. IAHR Hydraulic Structures Design Manual 2. Balkema, Rotterdam.
- Carlson, E.J. y Enger, P.F. (1962). TRACTIVE FORCE STUDIES OF COHESIVE SOILS FOR DESIGN OF EARTH CANALS. U.S. Bureau of reclamation, Denver, Colorado.
- Chow, Ven Te (1959). OPEN CHANNELS HYDRAULICS. McGraw-Hill, New York.
- Courmault, P. (1971). DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DU DÉBIT SOLIDE D'ÉROSION DE SÉDIMENTS FINS COHESIFS. Proc. 14<sup>th</sup> IAHR Congress, Paris, pp. 9-16.
- Darby, S.E. y Thorne, C.R. (1996). NUMERICAL SIMULATION OF WIDENING AND BED DEFORMATION OF STRAIGHT SAND-BED RIVERS I: MODEL DEVELOPMENT. *J. of Hydr. Eng.*, 122(4), 184-193.
- Diplas, P. (1987). BED LOAD TRANSPORT IN GRAVEL BED STREAMS. *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, Vol. 113, N. 3, pp.277-292.
- Egiazaroff, I. (1965). CALCULATION OF NONUNIFORM SEDIMENT CONCENTRATIONS. *Journal of the Hydraulic Division-ASCE*, Vol. 91, N. HY14.
- Flaxman, E.M. (1963). CHANNEL STABILITY IN UNDISTURBED COHESIVE SOILS. *Journal of the Hydraulic Division, ASCE*. Vol. 89, N. HY2, pp. 87-96.
- Garde, R.J. and Ranga Raju, K.G. (1985). MECHANICS OF SEDIMENT TRANSPORTATION AND ALLUVIAL STREAMS PROBLEMS. Second Edition, John Wiley & Sons, ISBN 0-470-20109-6.
- Graf, W.H. (1989). FLOW RESISTANCE OVER A GRAVEL BED: ITS CONSEQUENCE ON INITIAL SEDIMENT MOVEMENT. Proc. of the International Workshop on Fluvial Hydraulics of Mountain Regions, Trent, Italy, pp. A1-A17.

- Hoffmans, G.J.C.M. y Verheij, H.J. (1997). SCOUR MANUAL. Balkema, Rotterdam.
- Ikeda, S. (1982). INCIPIENT MOTION OF SAND PARTICLES ON SIDE SLOPES. *Journal of the Hydraulic Division-ASCE*, Vol. 108, HY1, pp. 95-114.
- Kamphuis, J.W. y Hall, K.R. (1983). COHESIVE MATERIAL EROSION BY UNIDIRECTIONAL CURRENT. *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 109, N. 1, pp. 49-61.
- Milhous, R.T. (1973). SEDIMENT TRANSPORT IN GRAVEL-BOTTOMED STREAM. PhD Thesis, Oregon State Univ., Corvallis, Oregon, USA.
- Neill, C.R. (1968). A RE-EXAMINATION OF THE BEGINNING OF MOVEMENT FOR COARSE GRANULAR-BED MATERIALS. H. R. S. Wallingford.
- Neill, C.R. (1969). QUANTITATIVE DEFINITION OF BEGINNING OF BED MOVEMENT. *Journal of the Hydraulic Division, ASCE*. Vol. 95, N. HY1, pp. 585-588.
- Paaswell, E. (1973). CAUSES AND MECHANISMS OF COHESIVE SOILS EROSION: THE STATE OF THE ART. *Highway Res. Board, Washington, USA*, Vol. 135, N.2, pp. 52-72.
- Paintal, A.S. (1971). CONCEPT OF CRITICAL SHEAR STRESS IN LOOSE BOUNDARY OPEN CHANNELS. *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 9, N. 1, pp. 91-113.
- Parchure, T.M. y Metha, A. (1985). EROSION OF SOFT COHESIVE SEDIMENT DEPOSITS. *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 111, N. 10, pp. 1308-1326.
- Parker, G.; Klingeman, P. y McLean, D. (1982). BED LOAD AND SIZE DISTRIBUTION IN PAVED GRAVEL-BED STREAMS. *Journal of the Hydraulic Division, ASCE*. Vol. 108, N. HY4.
- Partheniades, E. (1970). ERODIBILITY OF CHANNELS WITH COHESIVE BOUNDARY. *Journal of the Hydraulic Division, ASCE*. Vol. 96, N. HY3, pp. 755-771.
- Raudkivi, A.J. y Tan, S.K. (1984). EROSION OF COHESIVE SOILS. *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 22, N. 4, pp. 217-233.
- Schweim, C.; Prochnow, J.V. y Köngeter, J. (2002). COMBINED EXPERIMENTAL AND NUMERICAL INVESTIGATION OF FORMULAE FOR EROSION AND DEPOSITION OF COHESIVE SEDIMENTS. *International Journal of Sediment Research*. Vol. 16, N. 2, pp. 258-267.
- Shields, A. (1936). APPLICATION OF SIMILITUDE MECHANICS AND THE RESEARCH ON TURBULENCE TO BED FORM MOVEMENT. (en Alemán), *Mitt. Preuss. Versuchsanstalt fur Wasserbau und Schiffbau*, Heft 26, Berlín.
- Smerdon, E.T. y Beasley, R.P. (1959). THE TRACTIVE FORCE THEORY APPLIED TO STABILITY OF OPEN CHANNELS IN COHESIVE SOILS. *Res. Bull. 715, Univ. of Missouri, College of Agricultural*.
- Thorn, M.F.C. y Parsons, J.G. (1980). EROSION OF COHESIVE SEDIMENT IN ESTUARIES. *Third International Sym. on Dredging Technology, Bordeaux*, pp. 349-358.
- Van Rijn, L.C (1984). SEDIMENT TRANSPORT, PART I: BED LOAD TRANSPORT. *Journal of Hydraulic Engineering*, 110 (10), 1431-1456.
- White, W. y Day, T.J. (1982). TRANSPORT OF GRADED GRAVEL BED MATERIAL. In *Gravel-bed Rivers*, Hey, R.D; Bathurst, J.C. and Thorne, C.R., Eds. John Wiley & Sons, NY.
- Wiberg, P. y Smith, J.D. (1987). CALCULATIONS OF THE CRITICAL SHEAR STRESS FOR MOTION OF UNIFORM AND HETEROGENEOUS SEDIMENTS. *Water Resources Research*, 23(8), 1471-1480.