

TRANSPORTE DE SEDIMENTOS Y MORFODINÁMICA DE RÍOS ALUVIALES

Pedro Abel Basile
Universidad Nacional de Rosario
Rosario, Argentina



Primera Edición

TRANSPORTE DE SEDIMENTOS Y MORFODINÁMICA DE RÍOS ALUVIALES

Pedro A. Basile

*Departamento de Hidráulica-EIC-FCEIA
Universidad Nacional de Rosario
Argentina*



Primera Edición



Basile, Pedro A.

Transporte de sedimentos y morfodinámica de ríos aluviales / Pedro A. Basile; prólogo de Gerardo A. Riccardi, 1^a Ed., Rosario: UNR Editora. Editorial de la Universidad Nacional de Rosario, 2018.

Libro Digital PDF

Archivo Digital: descarga y online

ISBN 978-987-702-257-5

1. Hidrología. 2. Sedimentología. 3. Regulación Fluvial. I. Riccardi, Gerardo A., prolog. II. Título.

CDD 551.48

ISBN 978-987-702-257-5

© Pedro A. Basile, 2018.

© Universidad Nacional de Rosario, 2018.

Queda hecho el depósito que marca la ley 11723.

Ninguna parte de esta obra puede ser reproducida sin el permiso previo del editor.



CiN REUN

Red de Editoriales
de Universidades Nacionales
de la Argentina

Tapa: Fotos del Autor. Arriba: Río Paraná, vista del brazo oriental desde la Isla Ing. Sabino Corsi (km 417), Rosario, Santa Fe, Argentina. Abajo: Río de las Vueltas, en el Chaltén, Santa Cruz, Patagonia Argentina.

UNR Editora

Editorial de la Universidad Nacional de Rosario

Secretaría de Extensión Universitaria

Urquiza 2050 - S2000AOB / Rosario, República Argentina

www.unreditora.edu.ar / editora@sede.unr.edu.ar

Impreso en Argentina.

Para Silvia, Mavis y l@s compañer@s del Departamento de Hidráulica.

PREFACIO

El actual relieve de nuestro planeta ha sido, y continúa siendo, modelado por la acción de los procesos de erosión, transporte, deposición y consolidación de sedimentos, los cuales se han demostrado activos a través de tiempos geológicos. Los principales agentes que actúan en los procesos mencionados son el agua, el viento, la gravedad y el hielo. En el presente libro se aborda el estudio del transporte de sedimentos y los cambios morfológicos asociados a la acción del agua. En particular, se analizan los procesos morfológicos originados por la acción hidrodinámica del flujo encauzado, que actúa sobre un cauce constituido por sedimentos granulares susceptibles de ser erosionados y transportados. Los ríos que fluyen en cauces constituidos por los sedimentos que ellos mismos han erosionado, transportado y depositado, a través de su historia, se conocen con el nombre de ríos aluviales. La rama de la Ingeniería Hidráulica que aborda el estudio del transporte de sedimentos y los procesos morfológicos dinámicos en dichos ríos se denomina Hidráulica Fluvial.

La morfología de los ríos aluviales es el resultado de la interacción entre el flujo hídrico y el cauce de material granular sedimentario que lo contiene. Tal interacción origina complejos procesos de transporte de sedimentos y procesos de erosión-sedimentación a lo largo de los cauces fluviales. Se trata de sistemas naturales dinámicos, cuyas respuestas son complejas y varían en el tiempo y en el espacio con diferentes escalas, lo cual implica la inexistencia de una única solución para los problemas reales que plantea la Hidráulica Fluvial.

Por lo tanto, el estudio del transporte de sedimentos y la morfodinámica fluvial es importante para avanzar en su conocimiento y generar metodologías adecuadas para el planeamiento, diseño, proyecto, construcción, operación y mantenimiento de obras de ingeniería fluvial, cuyos propósitos son el control y/o aprovechamiento, gestión y preservación de los recursos hídricos de un territorio. En este texto se conceptualizan los procesos fundamentales de dicha interacción y se presentan distintas metodologías para su evaluación.

El presente texto se utiliza actualmente como bibliografía básica en el dictado de la asignatura Hidráulica Fluvial, que forma parte de la currícula de la Carrera de Ingeniería Civil, y de la asignatura Geomorfología e Hidráulica Fluvial, la cual forma parte de la currícula de la Maestría en Recursos Hídricos en Zona de Llanura y del Doctorado en Ingeniería. Dichas carreras de Grado y Posgrado son ofrecidas por la Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura (FCEIA) de la Universidad Nacional de Rosario (UNR).

En el Capítulo 1 se analizan los procesos de intemperización de rocas y los correspondientes depósitos sedimentarios que se originan, resaltando la

importancia del ciclo hidro-sedimentológico en la modelación del paisaje. Se describen las distintas zonas que componen los sistemas fluviales y los procesos hidro-sedimentológicos predominantes en cada una de ellas. Se analiza la condición de equilibrio dinámico de los cauces aluviales y se realiza la caracterización hidrológica, morfológica y sedimentológica de los mismos. Finalmente, se sintetizan los pasos metodológicos necesarios para abordar el estudio de los cambios morfológicos y se presentan las escalas espaciales y temporales relevantes involucradas en el comportamiento hidromorfológico de ríos aluviales.

La fase fluida involucrada en los procesos de erosión, transporte y deposición de sedimentos es el agua. En el Capítulo 2 se realiza la revisión de algunos conceptos fundamentales de la dinámica de flujos de fluidos viscosos incompresibles a superficie libre. Se presentan las ecuaciones de Navier-Stokes y de Reynolds. Se derivan las distribuciones de velocidad en vertical para el flujo permanente y uniforme en condiciones de régimen laminar y régimen turbulento. Se presentan las ecuaciones fundamentales de la hidrodinámica en su versión bidimensional en horizontal (2DH) y quasi-2DH. Se presentan las ecuaciones de Saint Venant para el flujo impermanente 1D gradualmente variado y diferentes simplificaciones para flujo permanente y quasi-permanente. Asimismo, se describen las ecuaciones del modelo de tipo hidrológico 0D.

Los procesos de erosión, transporte y deposición de sedimentos, inducidos por la acción del agua, dependen de las características del flujo hídrico y de las propiedades de los sedimentos. En el Capítulo 3 se describen las propiedades individuales y grupales de los sedimentos. Se hace especial hincapié en los diferentes métodos de muestreo del sedimento del lecho, a los efectos de determinar su composición granulométrica y estimar sus parámetros estadísticos.

Las mediciones del transporte de sedimentos, la composición granulométrica del transporte y las propiedades del sedimento del lecho, constituyen un patrimonio de datos básicos en estudios e investigaciones relacionadas con la morfodinámica de ríos, con los análisis de la calidad del hábitat fluvial para diferentes especies y con los proyectos de obras fluviales. En el Capítulo 4 se describen los instrumentos y técnicas disponibles para la medición de las distintas modalidades del transporte de sedimentos.

La condición del flujo correspondiente al instante en que el sedimento del lecho comienza a movilizarse se denomina condición hidrodinámica crítica. Tal condición se puede representar mediante un valor crítico de la tensión de corte ejercida por el flujo hídrico sobre el fondo, el cual será función de las

propiedades del sedimento del lecho. La determinación de la tensión de corte crítica es fundamental en los estudios de transporte de sedimentos, formas de fondo, procesos de erosión-sedimentación, etc. En el Capítulo 5 se describen los procesos de inicio de movimiento de sedimentos granulares incoherentes y las correspondientes condiciones hidráulicas o hidrodinámicas críticas. Se analiza la curva de Shields y los distintos factores que influencian los valores de tensión de corte crítica proporcionados por dicha curva. Se incorporan conceptos relacionados con el efecto de sedimentos no uniformes. Por último, se presentan formulaciones para estimar velocidades de inicio de erosión de sedimentos cohesivos consolidados y no consolidados.

Para valores de tensión de corte que exceden el valor crítico se producirá el transporte de sedimentos, el lecho experimentará ciertas deformaciones que modificarán la resistencia al flujo y se alterarán las variables hidráulicas y por ende el transporte de sedimentos. Es decir, las formas de fondo y el transporte de sedimentos se influencian mutuamente y, consecuentemente, en ríos aluviales con lecho móvil, la resistencia al flujo no puede determinarse a priori. En el Capítulo 6 se describen los distintos mecanismos de transporte de sedimentos, las formas de fondo y la resistencia al flujo a fondo móvil. Se presentan metodologías de evaluación de resistencia al flujo en ríos aluviales con lechos de sedimentos arenosos y formas de fondo tipo dunas y la resistencia en ríos con lechos de sedimentos gruesos fuertemente no uniformes. En este último caso se analizan situaciones de lecho plano, micro y macro-formas de fondo.

Las ecuaciones de transporte de sedimentos juegan un papel fundamental en la simulación de los procesos de erosión-sedimentación del lecho. En el Capítulo 7 se analizan los procesos de transporte de sedimentos del lecho y se presentan distintas metodologías para la evaluación de la capacidad de transporte de sedimentos en ríos aluviales. Se presentan ecuaciones para el transporte de fondo, para el transporte en suspensión y para el transporte total, incluyendo sedimentos uniformes y no uniformes. Se deriva el perfil de distribución de concentración de sedimentos en suspensión en la vertical. Se presenta una expresión para evaluar la longitud de adaptación del transporte en suspensión, es decir, la longitud que debe recorrer el sedimento en suspensión para adaptarse a las condiciones hidrodinámicas y sedimentológicas locales.

Para describir la evolución espacial y temporal, de los procesos de erosión-sedimentación del lecho, es necesario utilizar modelos matemáticos que resuelven las ecuaciones de continuidad y cantidad de movimiento para la fase líquida y la correspondiente ecuación de continuidad de sedimentos, a la que se le asocia una ecuación de transporte. En el Capítulo 8 se describe la continuidad

sólida para distintas esquematizaciones del sedimento del lecho, considerando sedimentos uniformes y no uniformes y, también, considerando condiciones de equilibrio o desequilibrio del transporte en suspensión. Se analizan las celeridades características de modelos morfodinámicos unidimensionales. A veces no se requiere describir la evolución temporal de un proceso de erosión-sedimentación, sino que es suficiente contar con la situación de equilibrio final. A tales efectos, se presenta una metodología para determinar la configuración final del perfil longitudinal del lecho en condiciones de flujo permanente gradualmente variado. Además, se analiza la configuración final del proceso de erosión (deposición) en contracciones (expansiones) largas. Finalmente se deriva el modelo parabólico y se define la escala de tiempo morfológico para ríos aluviales.

En el Capítulo 9 se describen los procesos de erosión general, erosión por contracción y erosión local en ríos aluviales. La erosión local se asocia a la perturbación del campo de flujo y del transporte de sedimentos en proximidad de estructuras (pilas de puentes, espigones, etc.) o en singularidades del cauce (curvas, confluencias, etc.). Se analizan y presentan metodologías de evaluación para los procesos de erosión en puentes, singularidades fluviales y diferentes estructuras hidráulicas. Asimismo, se presentan diversas metodologías de cálculo para el dimensionamiento de protecciones del lecho o de las márgenes con revestimientos flexibles.

La modelación física, de procesos hidrodinámicos y morfodinámicos, se realiza para ensayar distintos tipos de estructuras hidráulicas y también para desarrollar investigaciones experimentales en condiciones controladas de laboratorio. En el Capítulo 10 se aborda, a modo introductorio, la modelación física a fondo móvil y se presentan conceptos para determinar relaciones de escala en modelos físicos Froudianos unidimensionales y bidimensionales.

Espero que este libro pueda motivar y despertar el interés de los lectores por esta compleja y apasionante disciplina, como es el transporte de sedimentos y la morfodinámica de ríos aluviales. En este sentido, espero que sea de utilidad para los estudiantes, para los docentes y, en general, para todos aquellos involucrados con el aprovechamiento, control, gestión y preservación de sistemas fluviales.

El autor

PRÓLOGO

Siento un enorme agrado al escribir el prólogo de este importantísimo aporte que hace Pedro a la Ingeniería Hidráulica en general y a la rama del Transporte de Sedimentos y la Morfodinámica Fluvial en particular. Demás está decir que Pedro ante todo es un amigo y compañero de ruta en la Educación Pública Universitaria. Desde hace más de 30 años transitamos juntos este camino de la docencia e investigación siendo sus trabajos, desde los inicios, puntos de referencia y consulta permanente. Con sus aportes se han nutrido colegas investigadores, profesionales y estudiantes de grado y posgrado de diversas áreas del conocimiento que abordan la problemática de los sistemas fluviales.

Muchos de nosotros aprendimos y seguimos aprendiendo de sus saberes, de sus prácticas metodológicas, de su capacidad de análisis y sobre todo de su apasionamiento y generosidad al transmitir conocimientos y escuchar inquietudes y problemáticas.

Después de concretar su doctorado en Italia dirigido por el profesor Giampaolo Di Silvio, Pedro retorna a Rosario y da forma a un notable espacio de conocimiento relacionado con la Hidráulica Fluvial en el Departamento de Hidráulica de la Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura. Desde entonces la producción científico-tecnológica ha sido ininterrumpida, como se manifiesta en sus contribuciones en libros, revistas y sus múltiples trabajos publicados en eventos nacionales e internacionales y en su dedicación a la formación de jóvenes docentes-investigadores.

Prologar un libro de Pedro también implica resaltar su sensibilidad social, su compromiso con la educación pública, siempre enfocado a contribuir a la mejor gestión posible de los recursos hídricos en un marco de convivencia entre el hombre y el ambiente.

Entiendo que este libro se convertirá en un texto de consulta permanente por parte de estudiosos y profesionales de la disciplina, aún en la era digital, confío, en que se convierta en “un clásico” de las bibliotecas de los ingenieros hidráulicos dada la riqueza en aspectos formativos e informativos.

Agradezco el espacio para poder compartir con los lectores la satisfacción que me generó esta obra y felicitar al escritor por su excelente trabajo.

Dr. Gerardo A. Riccardi

CONTENIDOS

CAPITULO 1

CARACTERIZACIÓN DE SISTEMAS FLUVIALES

1.1	INTRODUCCIÓN.....	1
1.2	PROCESOS DE INTEMPERIZACIÓN DE ROCAS.....	1
1.2.1	Meteorización física.....	2
1.2.2	Meteorización química.....	2
1.2.3	Productos de la desintegración de las rocas.....	2
1.3	TIPOS DE DEPÓSITOS SEDIMENTARIOS.....	3
1.3.1	Depósitos de sedimentos coluviales.....	3
1.3.2	Depósitos de sedimentos aluviales.....	3
1.3.3	Depósitos de sedimentos eólicos.....	3
1.3.4	Depósitos de sedimentos glaciares.....	3
1.4	CICLO HIDRO-SEDIMENTOLÓGICO.....	4
1.4.1	EL Ciclo Hidrológico.....	4
1.4.2	EL Ciclo Sedimentológico.....	6
1.4.3	Influencia del Ciclo Hidro-Sedimentológico en la modelación del paisaje.....	7
1.5	ZONIFICACIÓN DE SISTEMAS FLUVIALES.....	10
1.5.1	Interrelación de procesos sedimentarios.....	11
1.5.2	Ánáisis cualitativo de condición de equilibrio de un río aluvial.....	14
1.6	PROCESOS DE EROSIÓN-SEDIMENTACIÓN A ESCALA DE CUENCA.....	16
1.6.1	Consideraciones sobre el balance de sedimentos a escala de cuenca.....	19
1.7	CARACTERIZACIÓN HIDRO-MORFO-SEDIMENTOLÓGICA DE RÍOS.....	20
1.7.1	Régimen de caudales líquidos.....	20
1.7.1.1	Curva de duración de caudales.....	21
1.7.1.2	Concepto de caudal formativo del cauce o caudal dominante.....	22
1.7.2	Patrón morfológico de los cauces en planta.....	24
1.7.2.1	Caucos rectos.....	25
1.7.2.2	Caucos meándricos.....	26
1.7.2.2.1	Tipos de depósitos sedimentarios en cauces meándricos.....	27
1.7.2.2.2	Mecanismos de abandono cauces meándricos	28
1.7.2.3	Caucos entrelazados.....	29
1.7.2.4	Caucos anastomosados.....	30
1.7.3	Morfología de la sección transversal, pendiente y tipo de lecho.....	31
1.7.4	Carácter tridimensional de los procesos hidrodinámicos y morfológicos.....	34
1.8	ÁREAS DE APLICACIÓN DE LA HIDRÁULICA FLUVIAL.....	36
1.8.1	Pasos metodológicos para el estudio de ríos aluviales.....	36
1.8.2	Estudio de ríos aluviales a distintas escalas espaciales y temporales.....	38
1.9	BIBLIOGRAFÍA.....	40

CAPITULO 2

FUNDAMENTOS DE FLUJOS A SUPERFICIE LIBRE

2.1	INTRODUCCIÓN.....	43
2.2	ECUACIONES PARA FLUIDOS VISCOSOS INCOMPRESIBLES.....	43
2.2.1	Significado dimensional de las ecuaciones de Navier-Stokes.....	44
2.2.1.1	Leyes de semejanza.....	45
2.2.2	Ecuaciones de N-S expresadas en función del tensor de tensiones.....	46
2.3	FLUJO LAMINAR EN UN CANAL RECTANGULAR ANCHO.....	47

2.3.1	Distribución de tensión de corte y presión en la vertical para flujo laminar.....	47
2.3.2	Ley parabólica de distribución de la velocidad en la vertical.....	48
2.3.3	Observación sobre el flujo laminar en ambientes naturales.....	49
2.4	ECUACIONES DE REYNOLDS.....	49
2.4.1	Ecuaciones de Reynolds en función del tensor de tensiones medio y del tensor de tensiones total medio.....	51
2.4.2	Tensiones turbulentas en función de magnitudes del flujo medio.....	53
2.5	FLUJO TURBULENTO EN UN CANAL RECTANGULAR ANCHO.....	56
2.5.1	Distribución de tensión de corte y presión en la vertical para flujo turbulento.....	56
2.5.2	Ley logarítmica de distribución de la velocidad en la vertical.....	58
2.5.2.1	Distribución de la velocidad en contornos hidráulicamente lisos.....	59
2.5.2.1.1	Consideraciones sobre el espesor δ de la subcapa viscosa.....	61
2.5.2.2	Distribución de la velocidad en contornos hidráulicamente rugosos.....	62
2.5.2.3	Régimen de transición.....	63
2.5.2.4	Número de Reynolds del contorno. Límites de comportamiento.....	63
2.5.2.5	Velocidad media en la vertical.....	64
2.5.2.6	Coeficientes de resistencia para flujo turbulento completamente desarrollado.....	65
2.5.3	Ley potencial de distribución de la velocidad en la vertical.....	66
2.5.3.1	Coeficientes de resistencia para flujo turbulento hidráulicamente rugoso.....	69
2.5.4	Distribución de intensidad de turbulencia relativa en la vertical.....	69
2.5.5	Distribución de viscosidad cinemática turbulenta en la vertical.....	70
2.5.6	Difusión de magnitudes escalares por acción de la turbulencia.....	72
2.6	FLUJO IMPERMANENTE BIDIMENSIONAL HORIZONTAL (2DH).....	72
2.6.1	Integración de las ecuaciones de Reynolds 2D.....	72
2.6.2	Términos residuales y condición en el límite inferior de integración.....	73
2.7	FLUJO IMPERMANENTE UNIDIMENSIONAL. ECS. DE SAINT VENANT.....	74
2.7.1	Integración de las ecuaciones de flujo impermanente 2DH.....	74
2.7.2	Ecuación dinámica unidimensional.....	75
2.7.3	Ecuación de continuidad unidimensional.....	77
2.7.4	Curva $h-Q$ en flujo impermanente gradualmente variado.....	78
2.7.5	Clasificación de modelos hidrodinámicos derivados de Saint Venant.....	79
2.7.5.1	Modelo de onda dinámica.....	80
2.7.5.2	Modelo de onda difusiva.....	80
2.7.5.3	Modelo de onda cinemática.....	81
2.7.6	Ondas inerciales.....	83
2.8	FLUJO IMPERMANENTE CUASI-BIDIMENSIONAL.....	85
2.8.1	Ecuación de continuidad cuasi-2D.....	85
2.8.2	Leyes de descarga entre celdas adyacentes.....	85
2.9	FLUJO PERMANENTE UNIDIMENSIONAL.....	87
2.9.1	Relaciones numéricas en una sección.....	88
2.9.1.1	Energía específica, $E=\text{constante}$, $f(h,q)=0$	88
2.9.1.2	Energía específica, $q=\text{constante}$, $f(E,h)=0$	89
2.9.1.3	Cantidad de movimiento, relación $f(M,Q,h)=0$	91
2.9.2	Concepto de pendiente de fondo crítica.....	92
2.9.3	Perfiles longitudinales del flujo permanente gradualmente variado.....	92
2.9.3.1	Perfiles tipo M para pendiente de fondo moderada.....	95
2.9.3.2	Perfiles tipo S para pendiente de fondo fuerte.....	95
2.10	FLUJO CUASI-PERMANENTE UNIDIMENSIONAL.....	96
2.11	ECUACIONES DE BALANCE HIDROLÓGICO CERODIMENSIONAL.....	97
2.12	SÍNTESIS DE REPRESENTACIONES DEL FLUJO A SUPERFICIE LIBRE.....	98
2.13	BIBLIOGRAFÍA.....	100

CAPITULO 3

PROPIEDADES DE LOS SEDIMENTOS

3.1	INTRODUCCIÓN.....	107
3.2	TAMAÑO.....	107
3.2.1	Diferentes definiciones para caracterizar el tamaño.....	107
3.2.2	Escala sedimentológica de Udden-Wentworth.....	108
3.2.3	Determinación de tamaños: Análisis granulométricos.....	110
3.2.3.1	Análisis granulométrico a partir de muestras superficiales.....	110
3.2.3.2	Análisis granulométrico por tamizado de muestras volumétricas.....	111
3.2.3.3	Análisis granulométrico por sedimentación.....	113
3.2.3.3.1	Método del hidrómetro.....	113
3.2.3.3.2	Método de la pipeta.....	114
3.2.4	Representación de análisis granulométricos.....	114
3.2.4.1	Conversión de distribuciones granulométricas.....	115
3.2.4.2	Combinación de dos distribuciones granulométricas.....	117
3.2.4.2.1	Método de combinación rígida.....	118
3.2.4.2.2	Método de combinación flexible.....	119
3.2.5	Parámetros estadísticos de las distribuciones granulométricas.....	120
3.2.5.1	Estimación de parámetros con el método de los momentos.....	121
3.2.5.2	Estimación de parámetros con el método gráfico.....	124
3.2.5.2.1	Abordaje aritmético en escala ϕ	124
3.2.5.2.2	Abordaje geométrico con d en (mm).....	124
3.2.6	Ríos aluviales con lechos arenosos y lechos de granulometrías extendidas.....	125
3.3	DENSIDAD, PESO ESPECÍFICO Y GRAVEDAD ESPECÍFICA.....	130
3.4	FORMA.....	131
3.4.1	Factor de forma.....	132
3.4.2	Índices de elongación y de achatamiento.....	132
3.4.3	Esfericidad.....	132
3.4.4	Redondez.....	133
3.5	VELOCIDAD DE CAÍDA.....	134
3.5.1	Ecuaciones para estimar velocidad de caída de partículas esféricas.....	135
3.5.2	Ecuaciones para estimar velocidad de caída de sedimentos naturales.....	136
3.5.3	Influencia de la concentración de sedimentos.....	139
3.5.4	El proceso de floculación.....	140
3.6	POROSIDAD.....	140
3.7	DENSIDAD Y PESO ESPECÍFICO GLOBAL IN SITU.....	141
3.8	ÁNGULO DE REPOSO.....	144
3.9	BIBLIOGRAFÍA.....	145

CAPITULO 4

MEDICIÓN DEL TRANSPORTE DE SEDIMENTOS

4.1	INTRODUCCIÓN.....	149
4.2	MEDICIÓN DE TRANSPORTE DE FONDO.....	149
4.2.1	Mediciones directas con muestreadores portátiles de presión diferencial.....	150
4.2.1.1	Muestreador Arnhem.....	151
4.2.1.2	Muestreador Helleys-Smith.....	152
4.2.1.3	Muestreador US BL-84.....	153

4.2.1.4	Muestreador Delft-Nile.....	153
4.2.1.5	Métodos de muestreo con instrumentos portátiles mecánicos.....	155
4.2.1.5.1	Método Simple con Incremento de Ancho Constante (SIAC).....	156
4.2.1.5.2	Método Múltiple con Incremento de Ancho Constante (MIAC).....	157
4.2.1.5.3	Método Múltiple con Incremento de Ancho Variable (MIAV).....	157
4.2.2	Mediciones directas de transporte de fondo en instalaciones fijas.....	158
4.2.2.1	Sistemas de trampa con red.....	158
4.2.2.2	Reservorios de sedimentación.....	160
4.2.2.3	Trampa con cajones ranurados.....	160
4.2.2.4	Trampa con tubo de vórtice.....	161
4.2.3	Tecnologías sustitutas para medición del transporte de fondo.....	163
4.2.3.1	Geófonos.....	163
4.2.3.2	Hidrófonos y micrófonos.....	164
4.2.3.3	Perfiladores acústicos (ADCP).....	165
4.2.3.4	Método de seguimiento de formas de fondo.....	166
4.2.3.5	Evolución de zonas de depósitos sedimentarios.....	167
4.3	MEDICIÓN DE TRANSPORTE EN SUSPENSIÓN.....	167
4.3.1	Mediciones directas con muestreadores portátiles de tipo mecánico.....	168
4.3.1.1	Muestreadores integradores en profundidad e integradores puntuales.....	170
4.3.1.2	Descripción de algunos muestreadores de sedimentos en suspensión.....	171
4.3.1.2.1	Muestreador integrador puntual US P-61 A1.....	171
4.3.1.2.2	Muestreador integrador en vertical US D-95.....	172
4.3.1.2.3	Muestreador integrador en vertical US D-96.....	173
4.3.1.2.4	Muestreador instantáneo puntual.....	173
4.3.1.2.5	Botella de Delft.....	175
4.3.2	Procedimientos de laboratorio para determinación de la concentración.....	176
4.3.3	Métodos de muestreo de sedimento en suspensión.....	177
4.3.3.1	Método de Caudal Incremental Constante (CIC).....	177
4.3.3.2	Método de Ancho Incremental Constante (AIC).....	178
4.3.4	Mediciones directas de sedimentos en suspensión en instalaciones fijas.....	179
4.3.4.1	Muestreadores tipo bombeo automáticos.....	179
4.3.5	Tecnologías sustitutas para la medición de sedimentos en suspensión.....	180
4.3.5.1	Sensores puntuales de retrodispersión óptica.....	180
4.3.5.2	Sensores puntuales ópticos de difracción láser (LISST).....	181
4.3.5.3	Sensores perfiladores de retrodispersión acústica (ADCP).....	182
4.4	BIBLIOGRAFÍA.....	185

CAPÍTULO 5

MOVIMIENTO INCIPiente DE SEDIMENTOS

5.1	INTRODUCCIÓN.....	189
5.2	TENSIÓN DE CORTE CRÍTICA EN SEDIMENTOS INCOHERENTES.....	189
5.2.1	Criterios utilizados para definir el movimiento incipiente.....	189
5.2.2	Curva de Shields en el sistema de ejes (τ^*, Re_p^*).....	191
5.2.3	Analogía entre curva de Shields y función de rugosidad de Nikuradse.....	194
5.2.4	Contribución de investigaciones posteriores a Shields.....	196
5.2.4.1	Diferencia entre el parámetro de Shields crítico visual y referencial.....	199
5.2.4.2	Diferentes aplicaciones del concepto de movimiento incipiente.....	200
5.2.5	Parametrización de la curva de Shields en el sistema de ejes (τ^*, D^*).....	201
5.2.6	Curva de inicio de movimiento en el sistema de ejes (χ_o^*, D^*).....	204
5.2.7	Velocidad media crítica a partir del parámetro de Shields crítico.....	206

5.3.	FACTORES QUE INFLUENCIAN LA TENSIÓN DE CORTE CRÍTICA.....	207
5.3.1	Efecto de la sumergencia relativa.....	207
5.3.2	Efecto de la no-uniformidad o heterogeneidad granulométrica.....	209
5.3.3	Efecto de la pendiente.....	212
5.3.4	Efecto de la turbulencia del flujo.....	215
5.4	SEDIMENTOS COHESIVOS.....	216
5.4.1	Sedimentos cohesivos consolidados.....	217
5.4.1.1	Curvas de tensión de corte crítica de Ven Te Chow.....	218
5.4.1.2	Ecuación de Mirtskhoulava.....	220
5.4.1.3	Consistencia de suelos cohesivos.....	221
5.4.2	Depósitos de sedimentos cohesivos no consolidados.....	222
5.5	BIBLIOGRAFÍA.....	223

CAPITULO 6**MECANISMOS DE TRANSPORTE, FORMAS DE FONDO Y RUGOSIDAD ALUVIAL**

6.1	INTRODUCCIÓN.....	229
6.2	MECANISMOS DE TRANSPORTE.....	229
6.2.1	División del transporte según la modalidad de movimiento del sedimento.....	229
6.2.1.1	Iniciación del transporte en suspensión.....	230
6.2.2	División del transporte según el origen del sedimento transportado.....	232
6.3	FORMAS DE FONDO.....	232
6.3.1	Conceptualización de la propagación de dunas y antidunas.....	234
6.3.2	Criterios de clasificación de formas de fondo.....	236
6.3.2.1	Formación de rizos en el diagrama de Shields.....	236
6.3.2.2	Diagrama de Simons y Albertson.....	237
6.3.2.3	Diagrama de Engelund.....	238
6.3.2.4	Diagrama de van Rijn.....	239
6.4	RUGOSIDAD ALUVIAL.....	241
6.4.1	Resistencia al flujo en ríos aluviales con lechos de arena.....	241
6.4.1.1	Método de Einstein y Barbarossa.....	243
6.4.1.2	Método de Engelund.....	245
6.4.1.3	Método de White, Paris y Bettess.....	247
6.4.1.4	Método de L.C. van Rijn.....	248
6.4.1.5	Comparación de la capacidad de predicción de distintos métodos.....	250
6.4.2	Resistencia al flujo en ríos aluviales con lechos de sedimentos gruesos.....	251
6.4.2.1	Ecuaciones empíricas para evaluar resistencia al flujo en fondo plano.....	252
6.4.2.1.1	Ecuaciones del tipo semilogarítmico.....	253
6.4.2.1.2	Ecuaciones del tipo de potencia.....	254
6.4.2.2	Resistencia al flujo asociada a micro-formas de fondo.....	255
6.4.2.3	Resistencia al flujo asociada a macro-formas de fondo.....	256
6.5	BIBLIOGRAFÍA.....	258

CAPITULO 7**TRANSPORTE DE SEDIMENTOS DEL LECHO**

7.1	INTRODUCCIÓN.....	261
7.2	TRANSPORTE DE FONDO.....	262
7.2.1	Ecuación de Meyer-Peter y Müller.....	263
7.2.1.1	Ecuación de MP&M modificada para sedimentos no uniformes.....	265
7.2.2	Ecuación de Ashida y Michiue.....	266

7.2.3	Ecuación de L.C. van Rijn.....	267
7.2.4	Ecuación de Parker.....	268
7.2.5	Ecuación de Rickenmann.....	269
7.2.6	Dirección del transporte de fondo.....	270
7.3	TRANSPORTE EN SUSPENSIÓN.....	272
7.3.1	Perfil de distribución de concentración de sedimentos en la vertical.....	272
7.3.2	Transporte en suspensión determinado integrando el producto $\bar{u}(z)$, $c_s(z)$	275
7.3.3	Ecuación de L.C. van Rijn.....	277
7.3.4	Dirección del transporte en suspensión.....	278
7.3.5	Transporte en suspensión en desequilibrio. Longitud de adaptación.....	278
7.4	TRANSPORTE TOTAL.....	280
7.4.1	Ecuación de Engelund y Hansen.....	281
7.4.1.1	Ecuación de E&H modificada para sedimentos no uniformes.....	281
7.4.2	Ecuación de Ackers y White.....	283
7.4.2.1	Ecuación de A&W modificada para sedimentos no uniformes.....	284
7.4.3	Transporte de sedimentos a distintas escalas temporales.....	285
7.4.3.1	Transporte instantáneo.....	285
7.4.3.2	Transporte de sedimentos durante el tránsito de una crecida.....	286
7.4.3.3	Transporte de sedimentos a escala temporal anual	287
7.5	BIBLIOGRAFÍA.....	288

CAPITULO 8

MODELACIÓN DE PROCESOS DE EROSIÓN-DEPOSICIÓN DE SEDIMENTOS

8.1	INTRODUCCIÓN.....	291
8.2	CONSIDERACIONES GENERALES.....	292
8.3	ECUACIONES DE CONTINUIDAD DE SEDIMENTOS.....	293
8.3.1	Sedimentos uniformes/cuasi-uniformes y transporte de fondo (o total).....	293
8.3.2	Sedimentos cuasi-uniformes y suspensión en desequilibrio.....	295
8.3.3	Sedimentos no uniformes y transporte de fondo (o total).....	298
8.3.4	Sedimentos no uniformes y suspensión en desequilibrio 1D.....	303
8.3.5	Sedimentos no uniformes y suspensión en desequilibrio 2DH.....	306
8.4	MODELOS MORFODINÁMICOS.....	307
8.4.1	Modelo morfodinámico FI-1D-SU/SCU-TTSSEQ.....	307
8.4.1.1	Celeridades para lecho fijo.....	309
8.4.1.2	Celeridades para lecho móvil.....	310
8.4.1.3	Condiciones iniciales y al contorno.....	311
8.4.1.4	Relevancia de las distintas celeridades.....	312
8.4.1.5	Esquemas numéricos para resolver morfodinámica.....	315
8.4.1.5.1	Esquema explícito de Lax.....	315
8.4.1.5.2	Esquema de predicción-corrección.....	317
8.4.2	Modelo morfodinámico FI-1D-SNU-TTSSEQ/TTSSNEQ.....	318
8.4.2.1	Conceptualización de la representación de procesos.....	318
8.4.2.2	Ecuaciones gobernantes.....	320
8.4.2.2.1	Procesos hidrológicos.....	320
8.4.2.2.2	Procesos hidrodinámicos.....	323
8.4.2.2.3	Morfodinámica del cauce.....	324
8.4.2.3	Resolución numérica de las ecuaciones gobernantes.....	336
8.4.3.2.1	Transformación lluvia-caudal.....	336
8.4.3.2.2	Procesos hidrodinámicos y morfodinámicos.....	340
8.5	CONFIGURACIÓN FINAL DEL PERFIL LONGITUDINAL DEL LECHO.....	349

8.5.1	Ecuación de continuidad de sedimentos.....	349
8.5.2	Ecuaciones de flujo permanente gradualmente variado.....	350
8.5.3	Ecuación de transporte de sedimentos.....	350
8.5.4	Descripción del proceso de cálculo.....	351
8.6	EQUILIBRIO EN CONTRACCIONES Y EXPANSIONES LARGAS.....	351
8.6.1	Ecuaciones constitutivas simplificadas.....	352
8.6.2	Derivación de las relaciones funcionales.....	352
8.7	MODELO MORFODINÁMICO ANALÍTICO PARABÓLICO.....	354
8.7.1	Escala de tiempo morfológico de un río aluvial.....	356
8.8	BIBLIOGRAFÍA.....	357

CAPITULO 9

PROCESOS DE EROSIÓN LOCAL

9.1	INTRODUCCIÓN.....	363
9.2	CONCEPTUALIZACIÓN DE PROCESOS EROSIVOS.....	364
9.2.1	Conceptos de erosión de equilibrio sin y con transporte.....	365
9.3	EROSIÓN GENERAL.....	366
9.3.1	Método de Listchvan Lebediev.....	366
9.3.2	Fórmula de Maza Alvarez y Echavarría Alfaro.....	370
9.3.3	Fórmula de Blench.....	370
9.3.4	Fórmulas de Laursen modificadas.....	370
9.3.5	Fórmulas para sedimentos cohesivos.....	372
9.4	EROSIÓN LOCAL EN FUNDACIONES DE PUENTES.....	372
9.4.1	Erosión local en pilas.....	374
9.4.1.1	Ecuación de la Universidad Estatal de Colorado (CSU).....	377
9.4.1.2	Ecuación de Breusers et al.....	379
9.4.1.3	Ecuación de Melville.....	380
9.4.1.4	Ecuación para sedimentos no uniformes gruesos.....	381
9.4.1.5	Ecuación para sedimentos cohesivos.....	382
9.4.1.6	Erosión local en pilas formadas por grupos de columnas.....	382
9.4.1.7	Pilas de columnas múltiples no alineadas al flujo.....	383
9.4.1.8	Pilas de geometría compleja.....	384
9.4.1.9	Ancho superficial de la hoya de erosión.....	390
9.4.1.10	Evolución temporal de la erosión local en pilas.....	390
9.4.1.11	Evolución temporal de la erosión en pilas durante una crecida.....	392
9.4.2	Erosión local en estribos.....	393
9.4.2.1	Ecuación de Chang y Davis.....	394
9.4.2.2	Ecuación de Richardson et al.....	395
9.4.2.3	Ecuación de Melville.....	396
9.4.2.4	Ecuación de Artamonov.....	398
9.4.2.5	Evolución temporal de la erosión local en estribos.....	399
9.5	EROSIÓN POR THALWEG.....	400
9.6	EROSIÓN LOCAL EN CURVAS.....	401
9.6.1	Ecuación de Thorne et al.....	401
9.6.2	Ecuación de Maynord.....	402
9.6.3	Erosión lateral de margen en meandros.....	402
9.7	EROSIÓN EN CONFLUENCIAS.....	403
9.8	EROSIÓN ADICIONAL POR PROPAGACIÓN DE FORMAS DE FONDO.....	404
9.8.1	Ecuación de L.C. van Rijn.....	404
9.8.2	Ecuación de Julien y Klaassen.....	405

9.8.3	Ecuación de Jaeggi.....	405
9.8.4	Ecuación de Yalin.....	405
9.9	EROSIÓN LOCAL EN ESTRUCTURAS HIDRÁULICAS.....	406
9.9.1	Erosión en espigones.....	406
9.9.1.1	Ecuación de Ahmad.....	406
9.9.1.2	Ecuación de Kuhnle, Alonso y Shields Jr.....	407
9.9.2	Erosión al pie de vertederos y caídas hidráulicas.....	408
9.9.2.1	Ecuación de Schoklitsch.....	409
9.9.2.2	Ecuación de Veronese.....	409
9.9.2.3	Ecuaciones de Damle et al. y Martin.....	409
9.9.2.4	Ecuación de Fahlbusch.....	410
9.9.2.5	Ecuación de Borman y Julien.....	410
9.9.3	Erosión en compuertas y alcantarillas rectangulares anchas.....	410
9.9.3.1	Ecuación de Breusers.....	411
9.3.3.2	Ecuación de Hoffmans.....	411
9.9.4	Erosión en alcantarillas circulares y rectangulares estrechas.....	412
9.9.4.1	Ecuación de Ruff et al.....	412
9.9.4.2	Ecuación de Breusers.....	412
9.9.4.3	Ecuación de Hoffmans.....	413
9.10	EROSIÓN RETROGRADANTE POR MIGRACIÓN DE CASCADAS.....	413
9.10.1	Evolución temporal de la erosión local al pie de la cascada.....	414
9.10.2	Evolución temporal del colapso masivo de la cascada.....	416
9.11	MEDIDAS DE PROTECCIÓN CONTRA EROSIÓN.....	420
9.11.1	Dimensionamiento de protecciones con revestimientos flexibles.....	421
9.11.1.1	Fórmula de Pilarczyk.....	422
9.11.1.2	Fórmula de Escarameia y May.....	426
9.11.1.3	Fórmula de Maynard.....	428
9.12	BIBIOGRAFÍA.....	430

CAPITULO 10

MODELACIÓN FÍSICA A FONDO MÓVIL

10.1	INTRODUCCIÓN.....	435
10.2	APLICACIONES DE MODELOS FÍSICOS EN HIDRÁULICA FLUVIAL.....	436
10.3	RELACIONES DE ESCALA PARA MODELOS FÍSICOS FROUDIANOS.....	437
10.3.1	Hidrodinámica.....	440
10.3.2	Transporte de sedimentos y morfodinámica.....	442
10.3.2.1	Relaciones de escala para el transporte de fondo.....	445
10.3.2.2	Relación de escala para el tiempo morfológico.....	445
10.3.2.3	Relaciones de escala para el transporte en suspensión.....	449
10.4	RELACIONES DE ESCALA PARA MODELOS FÍSICOS 2DH.....	449
10.5	BIBLIOGRAFÍA.....	451

CAPÍTULO 1

CARACTERIZACIÓN DE SISTEMAS FLUVIALES

1.1 INTRODUCCIÓN

El relieve de nuestro planeta ha sido y continúa siendo modelado por los procesos de erosión, transporte, deposición y consolidación de sedimentos. Tales procesos se han demostrado activos a través de tiempos geológicos.

Los principales agentes dinámicos externos que actúan en los procesos mencionados son la gravedad, el agua, el viento y el hielo. Si bien cada uno de ellos contribuye con el modelado del paisaje, en el libro se aborda el estudio de los cambios geomorfológicos asociados a la acción del agua. En particular, se analizan los procesos morfológicos originados por la acción hidrodinámica del flujo hídrico encauzado, que actúa sobre un cauce constituido por sedimento granular susceptible de ser erosionado y transportado.

Consecuentemente, el término sedimento es usado en el contexto de sedimento aluvial, es decir, partículas minerales y/o fragmentos de roca parental, que han sido erosionadas, transportadas y depositadas por el flujo hídrico.

La rama de la Ingeniería Hidráulica, que aborda el estudio del transporte de sedimentos y los procesos morfológicos dinámicos, en ríos con cauces de material sólido suelto, es decir, sedimento que el mismo río ha transportado y depositado a través de su historia evolutiva, se denomina Hidráulica Fluvial. Por otra parte, los ríos que son objeto de dichos estudios se conocen con el nombre de ríos aluviales.

En este Capítulo se realiza una revisión de conceptos básicos de sedimentología, hidrología, geomorfología, transporte de sedimentos y dinámica fluvial en general, con el propósito de caracterizar los sistemas fluviales. Asimismo, se enumeran distintos estudios y proyectos de ingeniería que involucran ríos aluviales.

1.2 PROCESOS DE INTEMPERIZACIÓN DE ROCAS

La superficie terrestre se encuentra expuesta a la acción de diferentes agentes y condiciones climáticas, los cuales originan procesos físicos y químicos que desintegran y transforman las rocas originarias. En este caso, se dice que la roca ha sufrido un proceso de intemperización o meteorización. Todos los procesos de intemperización originan: i) la desintegración mecánica o física de las rocas (meteorización física) y ii) la descomposición química (meteorización química).

1.2.1 Meteorización física

Comprende la intemperización de las rocas por agentes o procesos físicos, tales como: i) los cambios cíclicos de temperatura que producen el calentamiento y el enfriamiento continuo, los cuales provocan esfuerzos de tensión tangencial y compresión alternados, que inducen la rotura y fragmentación de la roca por fatiga, ii) el congelamiento del agua contenida en fisuras de las rocas que produce dilatación y genera tensiones que ocasionan la fractura de la roca y iii) los efectos físicos de las raíces de los árboles que pueden fracturar un gran bloque de roca. La meteorización física de las rocas produce principalmente sedimentos o detritos denominados clásticos, tales como, cantos rodados, gravas y arenas.

1.2.2 Meteorización química

Una vez que la roca está fracturada, agentes químicos disueltos en el agua pueden penetrar en la roca y destruir las estructuras de los minerales en un proceso denominado meteorización química. Los principales agentes son el dióxido de carbono, proveniente de la atmósfera y del suelo, y los ácidos orgánicos disueltos por el agua infiltrada. Estos ácidos van disolviendo los minerales que constituyen el cemento de algunas rocas sedimentarias y/o el relleno de algunas discontinuidades selladas, debilitando y disgregando la roca. El resultado de la meteorización química es un material constituido por granos residuales de cuarzo (estable a la meteorización) y una matriz de arcilla o limo.

1.2.3 Productos de la desintegración de las rocas

Las condiciones climáticas locales existentes en cada región determinan los tipos de procesos predominantes que desintegran y transforman las rocas, como así también su mayor o menor rapidez. Las reacciones químicas son mucho más rápidas en climas tropicales y húmedos que en climas áridos o fríos. Por ejemplo, las rocas son meteorizadas predominantemente por descomposición química en climas cálidos y húmedos. En climas secos y fríos (polos) y cálidos y secos (semiáridos, desérticos), actúan principalmente los procesos mecánicos de la meteorización física. En climas templados actúan conjuntamente la descomposición química y la desintegración física.

La acción conjunta de meteorización de roca y erosión se denomina denudación y es la responsable de modelar el paisaje. Se denomina detrito a una partícula de roca o a un fragmento monomineral que proviene de la intemperización de una roca parental. Por otra parte, un conjunto de detritos constituye un depósito sedimentario o depósito de sedimentos.

Los productos resultantes de la desintegración mecánica y de la descomposición química de las rocas forman la gran variedad de los depósitos sedimentarios. Estos, en general, pueden ser residuales o transportados. Los residuales permanecen en el lugar en que se formaron, o yacen directamente sobre la roca parental de la cual se derivaron. Por el contrario, los transportados han sido depositados en zonas alejadas del lugar de generación original por algunos de los agentes de transporte: gravedad, agua, viento y hielo. De acuerdo al agente de transporte, los depósitos sedimentarios pueden ser identificados respectivamente como, coluviales, aluviales, eólicos y glaciares.

1.3. TIPOS DE DEPÓSITOS SEDIMENTARIOS

1.3.1 Depósitos de sedimentos coluviales

Los depósitos de sedimentos coluviales están formados por material detrítico que cae por la acción de la gravedad y se acumula formando taludes y conos de derrubios al pie de laderas. Su composición es idéntica al material originario. El tamaño de los fragmentos se relaciona con la estructura de la roca parental.

1.3.2 Depósitos de sedimentos aluviales

Los depósitos de sedimentos aluviales son formados por los materiales detríticos transportados por el agua y depositados debido a una pérdida de competencia del flujo (disminución de velocidad). Sedimentos fluviales es el término general de los detritos que forman los depósitos dejados por un río, los cuales incluyen material fino (limo, arcilla) y material grueso (arena, grava, cantos rodados, etc.).

Los sedimentos fluviales se encuentran en: i) el cauce principal del río; ii) la planicie aluvial, creada por divagación del cauce y depósitos durante inundaciones; iii) el fondo de lagos y embalses; iv) los conos de deyección (abanicos aluviales), v) el fondo de estuarios, donde pueden estar interestratificados con sedimentos transportados por el mar al estuario y vi) las formaciones deltaicas.

1.3.3 Depósitos de sedimentos eólicos

Los depósitos de sedimentos eólicos han sido transportados por el viento. Ejemplo de tales depósitos lo constituyen las dunas desérticas y el loess. Estos depósitos están compuestos por arena muy fina a fina y limos, generalmente son muy permeables y erosionables.

1.3.4 Depósitos de sedimentos glaciares

Los materiales detríticos transportados por el hielo se denominan derrubios glaciares, cuyos tamaños pueden ser del orden del milímetro hasta grandes

bloques de decenas de metros. La deposición de estos detritos se produce con el derretimiento del hielo, al variar las tensiones de corte ejercida por la masa de hielo o al cesar el movimiento. Los sedimentos derivados del hielo glaciar forman acumulaciones detríticas sueltas que se denominan genéricamente tills. Las morrenas son acumulaciones de tills que forman paisajes con suaves colinas.

1.4 CICLO HIDRO-SEDIMENTOLÓGICO

1.4.1 EL Ciclo Hidrológico

En la Figura 1.1 se observa una representación sistémica del ciclo hidrológico, donde se identifican las variables de entrada y de salida del sistema, los distintos niveles de almacenamiento y sus flujos de intercambio (Dooge, 1984). La precipitación (P), es la variable de entrada al sistema. Se trata de una variable aleatoria, función del espacio y del tiempo. Por lo tanto, las variables de estado, los flujos de intercambio entre almacenamientos y las variables de salida del sistema, configuran procesos aleatorios. Una parte de P se evapora antes de alcanzar la superficie terrestre.

El primer almacenamiento lo representa la cubierta vegetal, indicada como intercepción por el follaje (F). Se trata de un almacenamiento transitorio ya que parte del volumen de agua retenido, después de un tiempo breve, escurre por el tronco y gotea desde las hojas llegando al suelo (GOT) y la parte restante que queda en el follaje se evapora (E). El agua que desde la P directa y desde la intercepción (F) llega al suelo se denomina precipitación efectiva P_{ef} .

La P_{ef} , es decir, la que llega al suelo conforma el almacenamiento superficial (AS); formado en parte, por el volumen de agua inicial necesario para establecer una profundidad de flujo acorde a la rugosidad y pendiente local que permita el escurrimiento, y por los volúmenes retenidos superficialmente en depresiones topográficas, que no pueden escurrir, los cuales retornan gradualmente a la atmósfera debido a la evaporación (E); la cual actúa, además, en los cuerpos de agua superficiales como lagos, los mismos ríos y los océanos.

La infiltración (INF) es el volumen de agua que penetra la superficie del terreno y alimenta al almacenamiento en el suelo (AH). El flujo superficial (Q_{sup}) se verifica cuando la intensidad de lluvia es mayor que la tasa de infiltración del suelo (flujo superficial Hortoniano) o cuando el perfil de suelo se satura y la capacidad de infiltración es anulada (flujo superficial de saturación).

Dependiendo del tipo de suelo y de las pendientes locales de la cuenca, el agua infiltrada durante la lluvia puede eventualmente generar un escurrimiento paralelo a la superficie del terreno, a poca profundidad, denominado flujo

subsuperficial, hipodérmico o interflujo (Q_{hipo}). El mismo, debido a irregularidades topográficas, puede eventualmente reaparecer en superficie (EXF) o aportar directamente al río; pero siempre con una velocidad menor que la del superficial. El escurrimiento directo es igual a $Q_{\text{dir}} = Q_{\text{sup}} + Q_{\text{hipo}}$.

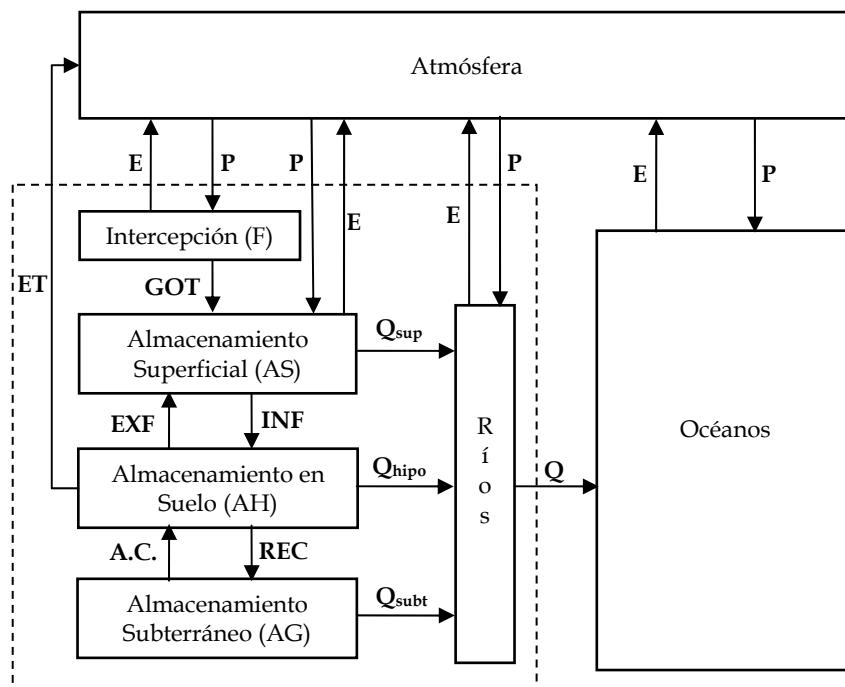


Figura 1.1 Representación sistemática del Ciclo Hidrológico (Dooge, 1984). En líneas de trazo se identifica la fase terrestre del Ciclo Hidrológico.

El agua infiltrada, que satura el suelo, puede percolar en profundidad y constituir el flujo de recarga (REC), que alimenta al almacenamiento subterráneo (AG). Por otra parte, las raíces de las plantas toman agua del suelo y la transpiran a través de las hojas a la atmósfera. Además, se produce la evaporación de agua desde las capas superiores del suelo. Este proceso se denomina conjuntamente evapotranspiración (ET). A medida que, por efecto de la ET, se consume el agua del suelo se produce un ascenso capilar (A.C.) desde el nivel freático.

En ríos perennes (que se describen más adelante), cuando los niveles freáticos adyacentes al cauce son mayores que el nivel hidrométrico del río, se produce un gradiente hidráulico que propicia el aporte del flujo subterráneo (Q_{subt}) al río, cuya velocidad es menor que la del subsuperficial. De manera tal que, el caudal total encauzado es $Q = Q_{\text{dir}} + Q_{\text{subt}}$, el cual se descarga en los océanos, desde donde la evaporación (E), activada por la radiación solar (verdadero motor del ciclo hidrológico) hace continuar el ciclo.

Cuando el nivel hidrométrico en el río es superior a los niveles freáticos adyacentes al cauce (durante crecidas), se produce el aporte de volumen desde el río al almacenamiento subterráneo (AG). El Q_{subt} , en ríos perennes, constituye el caudal base que circula durante los períodos de estiaje. Mientras que, el Q_{dir} se asocia a la precipitación neta P_n , es decir, a la P_{ef} menos las pérdidas por abstracciones iniciales e infiltración, la cual es responsable de las crecidas en los ríos.

1.4.2 EL Ciclo Sedimentológico

El ciclo sedimentológico está íntimamente relacionado con el ciclo hidrológico. El sedimento es el material, ya sea en forma de partículas individuales o en forma disuelta, generado por el proceso de meteorización de las rocas en los continentes. Tales sedimentos son erosionados y transportados, principalmente por el flujo superficial sobre el terreno y por el flujo encauzado en los ríos, hasta que alcanzan diferentes ambientes deposicionales dentro de una cuenca, donde se produce su sedimentación. Más adelante describiremos en detalle estos procesos.

En cierto sentido, el ciclo sedimentológico es, a primera vista, más simple que el ciclo hidrológico, ya que el sedimento generado inevitablemente es transportado aguas abajo hacia las zonas de depósito. Desde la perspectiva de la fase terrestre del ciclo sedimentológico, los procesos sedimentarios son básicamente una cuestión de producción, erosión, transporte, sedimentación y consolidación.

Para tener una visión más completa del ciclo sedimentológico, es necesario observar más allá de la fase terrestre del mismo y de sus diferentes ambientes deposicionales. Es decir, aunque los sedimentos pueden ser acumulados en los lagos, lagunas, depresiones y en las planicies aluviales de los ríos por largos períodos de tiempo y, enterrados suficientemente en profundidad, pueden ser convertidos en rocas sedimentarias (proceso de litificación), etc.; la mayoría de los sedimentos terminan depositándose en los océanos, transportados principalmente por los sistemas fluviales que drenan los continentes.

Es muy difícil que los océanos puedan llegar a colmatarse de sedimentos, en esos ambientes deposicionales opera la tectónica de placas para reciclar los sedimentos que allí se depositan y, a través de procesos de diagenesis, subducción, ascensión orográfica (uplift), dichos sedimentos retornan como rocas sedimentarias/metamórficas/ígneas intrusivas, de nuevo a los continentes, para ser expuestas una vez más a los procesos de intemperismo, erosión, transporte y deposición, lo cual completa el ciclo. Los sedimentos también pueden retornar a la superficie a través de los procesos de vulcanismo (erupciones volcánicas) en forma de rocas ígneas extrusivas. Es necesario señalar que el ciclo se completa en escalas temporales del orden de millones de años. En la Figura 1.2 se observa una representación sistémica del ciclo sedimentológico.

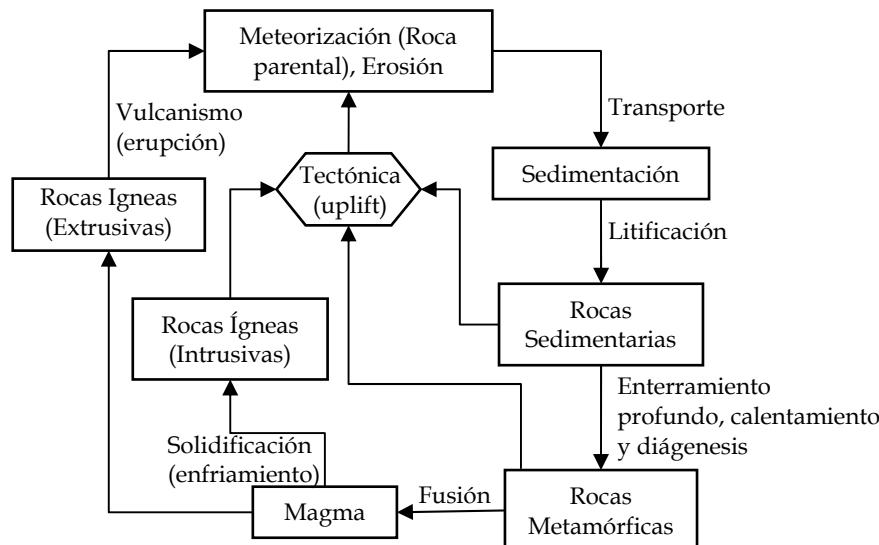


Figura 1.2 Representación sistemática del Ciclo Sedimentológico.

1.4.3 Influencia del ciclo Hidro-Sedimentológico en la modelación del paisaje

El relieve de nuestro planeta ha sido y continúa siendo modelado principalmente por la interacción de los dos ciclos descriptos precedentemente. Si bien los agentes dinámicos externos que actúan en la modelación del paisaje incluyen también la gravedad, el viento y el hielo, de todos ellos, el más importante es el agua.

En la Tabla 1.1 se presenta una estimación del aporte de sedimentos desde los continentes a los océanos, a escala planetaria, discriminando las distintas fuentes de aporte (Sivistky et al., 2003). Se observa que el aporte total estimado, proveniente de los distintos agentes externos, es de 28100 millones de toneladas al año. El 89 % del aporte total le corresponde al transporte de sedimentos por parte de los ríos, ya sea como transporte de sedimentos en suspensión (TSS) y de fondo (TSB), como en forma disuelta en la columna de agua (TSD).

Tabla 1.1 Transporte de sedimentos a los océanos (Sivistky et al., 2003).

Fuente	Cantidad estimada	
	(10 ⁹ t/año)	(%)
Ríos (TSS + TSB)	20	71
Ríos (TSD)	5	18
Glaciares, icebergs	2	7
Vientos	0.7	2.5
Erosiones costeras	0.4	1.5
Total	28.1	100

Es interesante, por lo tanto, observar las contribuciones individuales de algunos ríos del mundo. En la Tabla 1.2 se presentan (en orden alfabético) algunos de los ríos más importantes del mundo, detallando el módulo, escorrentía o derrame anual, área de drenaje, transporte de sedimentos y la correspondiente producción neta específica de sedimentos, es decir, el transporte efectivo o neto exportado por el sistema fluvial relacionado con el área de la cuenca. La Tabla 1.2 ha sido reelaborada a partir de los datos presentados por Chakrapani (2005).

Tabla 1.2 Transporte de sedimentos de varios ríos del mundo. Reelaborada de Chakrapani (2005).

Río	Caudal (módulo) (m ³ /s)	Escorrentía anual (km ³ /año)	Área de drenaje (10 ⁶ km ²)	Transporte sedimentos (10 ⁶ t/año)	Produc. neta específica (t/km ² .año)
Amazonas	199770	6300	6.15	1200	195
Columbia	7950	251	0.67	10	15
Congo	39600	1250	3.72	43	12
Danubio	6530	206	0.81	67	83
Ganges	30790	971	1.48	1060	716
Huang Ho	1550	49	0.75	1050	1400
Indus	7540	238	0.97	59	61
Mackenzie	9700	306	1.81	42	23
Mekong	14900	470	0.79	160	203
Mississippi	19390	580	3.27	210	64
Niger	6080	192	1.21	40	33
Orinoco	34880	1100	0.99	150	152
Paraná	19000	600	2.57	145	56

Se observa que el río Amazonas es el más importante del mundo, teniendo en cuenta, entre otros factores, el módulo, el derrame anual y el transporte anual de sedimentos (1200 millones de toneladas anuales). En este último aspecto, es comparable al sistema fluvial del Ganges en India, que presenta 1060 millones de toneladas o al Huang Ho (Río Amarillo) en China con 1050 millones de toneladas anuales. Sin embargo, en términos de producción neta específica de sedimentos, que representa la degradación del relieve del sistema fluvial, el Huang Ho se ubica en el primer lugar con 1400 toneladas por km² al año, seguido por el Ganges con 716 toneladas por km² al año. En dicha Tabla se ha incluido el río Paraná, cuyo transporte es estimado en 145 millones de toneladas al año (Amsler y Drago, 1999; Amsler et al., 2007).

La carga sedimentaria, transportada anualmente por el río Paraná, proviene sustancialmente de los ríos aluviales que drenan las cuencas del Noroeste Argentino (Región del NOA). Dentro de estos ríos se destaca el Bermejo, que es el mayor contribuyente de sólidos al río Paraná (Amsler et al., 2007; García et al., 2017). En la Tabla 1.3 se presenta el transporte de sedimentos de diferentes ríos de la Región del NOA, estimados a partir de datos publicados por la Subsecretaría de Recursos Hídricos de la Nación (Basile, 2001).

Tabla 1.3 Transporte de sedimentos en ríos del Noroeste Argentino, (Basile, 2001).

Cuenca	Estación	Río	Área (km ²)	Transporte sedimentos 10 ⁶ (t/año)	Produc. neta específica (t/km ² .año)
Pilcomayo	La Paz	Pilcomayo	96000	137.5	1432
Bermejo Sup.	Alarache	Bermejo	2260	4.9	2147
Bermejo Sup.	Balapuca	Bermejo	4420	7.3	1652
Bermejo Sup.	Arrazayal	Bermejo	4750	11.0	2320
Bermejo Sup.	Aguas Blancas	Bermejo	4850	15.7	3241
Bermejo Sup.	San José	Iruya	2120	17.7	8341
Bermejo Sup.	Astilleros	Gde. de Tarija	9600	12.6	1307
Bermejo Sup.	San Telmo	Gde. de Tarija	10460	14.0	1338
Bermejo Sup.	Colonia Colpana	Pescado	5150	22.1	4300
Bermejo Sup.	Cuatro Cedros	Pescado	1700	24.0	14119
Bermejo Sup.	Angosto	Las Maderas	2950	34.2	11595
Bermejo Sup.	Pozo Sarmiento	Bermejo	25000	119.7	4787
Gde. de Tarija	Presa San Jacinto	Tolomosa	438	0.9	2121
San Francisco	Arrayanal	Candelaria	370	1.4	3740
San Francisco	San Juancito	Grande	8440	4.2	499
San Francisco	Bajada de Pinto	Lavayen	4100	2.0	483
San Francisco	El Angosto	Mojotoro	850	2.0	2388
San Francisco	Peña Alta	Valle Grande	1400	3.8	2682
San Francisco	Caimancito	San Francisco	25800	19.3	749
Bermejo M. e Inf.	El Ceibal	Del Valle	995	0.5	533
Bermejo M. e Inf.	El Piquete	Del Valle	700	0.2	235
Bermejo M. e Inf.	San Felipe	Dorado	85	0.1	1413
Bermejo M. e Inf.	San Fernando	Seco	32	0.1	2306
Pasaje	Miraflores	Pasaje	34500	15.2	442
Pasaje	El Tunal	Pasaje	38000	6.7	177
Salí-Dulce	San Vicente	Salí	3720	1.6	441
Salí-Dulce	Ruta 307-Km 19	Los Sosa	620	0.2	398
Salí-Dulce	Las Higueras	Solco	140	0.2	1276
Salí-Dulce	Los Hornitos	Cochuna	155	0.2	1215
Salí-Dulce	Potr. del Clavillo	Las Cañas	1000	0.0	22
Salí-Dulce	Potr. de las Tablas	Lules	600	0.4	635
Salí-Dulce	Km 52	Angostura	500	0.2	313
Salí-Dulce	El Sauce	Dulce	20200	4.7	232
Juram.-Salado	Qda. de Usuri	Potreros	302	0.2	724

En la Tabla 1.3 se observa que en varias subcuencas de la cuenca del río Bermejo Superior, los valores de producción neta específica de sedimentos son muy elevados. En efecto, se verifican valores de aproximadamente 14119 (t/km².año) en la estación Cuatro Cedros (río Pescado), 11595 (t/km².año) en la estación Angosto (río Las Maderas), 8341 (t/km².año) en la estación San José (río Iruya),

4787 (t/km².año) en Pozo Sarmiento (río Bermejo), 4300 (t/km².año) en Colonia Colpana (río Pescado).

Los elevados valores de producción neta específica, que se observan en estas subcuencas, están indicando procesos erosivos muy significativos, relacionados fundamentalmente con fenómenos de remoción en masa (que describiremos más adelante), tal como ocurre, por ejemplo, en el río Iruya, en el río Pescado y en Las Maderas.

Tales procesos de sobrealmacenamiento sólido conducen generalmente a cambios importantes en la morfología de los cauces, originando en el corto plazo fenómenos de elevación de fondo y agravamiento de inundaciones, como así también transformaciones morfológicas (metamorfosis fluvial) a grande escala espacial a largo plazo.

Valores elevados de producción neta específica se observan también en la cuenca del río San Francisco, en particular en la estación Arrayanal, localizada en el río Candelaria, cuyo valor asciende a 3740 (t/km².año).

1.5 ZONIFICACIÓN DE SISTEMAS FLUVIALES

A los efectos del aprovechamiento, control, gestión y preservación/restauración de ríos, se requiere información cuantitativa sobre procesos de erosión, transporte y sedimentación para diferentes escalas temporales y espaciales de los sistemas fluviales. Estos procesos ocurren a lo largo de todo el sistema fluvial, sin embargo, si se analiza el sistema en su conjunto, se observa que algunos de dichos procesos pueden preponderar en determinadas zonas del mismo.

En el caso de un sistema fluvial ideal (ver Figura 1.3), como el propuesto por Schumm (1977), se pueden distinguir tres zonas: (I) Producción, (II) Transferencia y (III) Sedimentación. La escala espacial puede ser desde cientos de km² a millones de km² en los grandes ríos aluviales, como los citados en Tabla 1.2.

La zona de producción (I) representa la cuenca alta, donde se producen sustancialmente los aportes líquidos y sólidos. Dichos aportes dependen de factores tales como clima, relieve, litología, suelo, cobertura vegetal, uso del suelo, etc.. En esta zona preponderan los procesos de producción debido a la meteorización de roca parental y erosión (denudación), y por lo tanto, es donde se generan las entradas de agua y sedimento que alimentan a la parte del sistema fluvial indicada como zona de transferencia (II). Generalmente, en la zona (I) la densidad de drenaje es alta, el curso principal posee pendiente elevada al igual que los afluentes con tendencia a la erosión del lecho y el valle de inundación no es muy ancho.

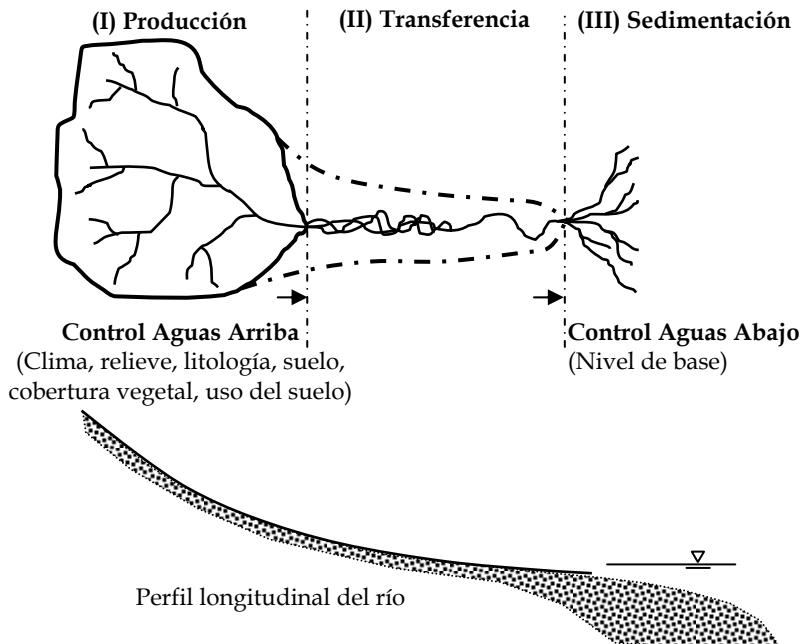


Figura 1.3 Representación esquemática de un sistema fluvial ideal (Schumm, 1977).

La principal función de la zona de transferencia (II) es transportar el sedimento desde la zona de producción (I) a la zona de sedimentación (III). En la zona de transferencia (II) se observan cauces de tipo entrelazado en la parte superior, donde los gradientes topográficos son más pronunciados y los sedimentos más gruesos, y cauces meándricos en la parte inferior, donde las pendientes son más bajas, los sedimentos son más finos y las planicies de inundación más amplias.

El tramo final de la zona de transferencia está influenciado por el nivel de base. En sistemas fluviales de grandes ríos, como los de Tabla 1.2, el nivel de base absoluto es el mar o el océano, donde debido a la pérdida de capacidad de transporte, el sedimento exportado del sistema se va progresivamente depositando y genera macroestructuras morfológicas tales como deltas.

1.5.1 Interrelación de procesos sedimentarios

La erosión geológica es aquella que se da en un ambiente natural no perturbado, con tasas de erosión que dependen de las condiciones locales de cada cuenca. El proceso de erosión geológica, que continúa actualmente modelando el relieve, asume características espectaculares solo en algunas regiones limitadas de nuestro planeta (badlands, wastelands, etc.).

En general, la erosión geológica es un proceso muy lento, ya que la cobertura vegetal natural que se ha desarrollado brinda suficiente protección contra la excesiva remoción de sedimentos. Además, las escalas temporales de los proyectos de ingeniería fluvial son pequeñas comparadas con las escalas temporales geológicas, por lo tanto, puede pensarse que en cada cuenca de aporte se ha alcanzado actualmente una especie de equilibrio dinámico entre los factores interviniéntes tales como clima, relieve, litología, suelo y cobertura vegetal. Por lo tanto, puede decirse que, con excepción de eventos hidrológicos extraordinarios, durante los cuales una cuenca puede ser afectada por severos procesos erosivos, ni el relieve ni la vegetación (y por ende tampoco el aporte sólido) experimentan cambios dramáticos (equilibrio morfoclimático).

Sin embargo, el uso del suelo representa la influencia de la intervención antrópica en la zona de producción líquida y sólida (I). En contraposición con la erosión geológica, la intervención antrópica puede desencadenar procesos de erosión acelerada debido a sobrepastoreo, tala indiscriminada, remoción de pasturas, desmonte, incendios inducidos, desarrollos urbanísticos, etc. Por otra parte, actualmente existen datos y evidencias físicas del impacto del cambio climático, vinculado al proceso de calentamiento global del planeta, que está afectando diferentes sistemas fluviales del mundo (Gómez et al., 2009; Lu et al., 2013). Algunos investigadores proponen el ingreso en una nueva era geológica de la Tierra denominada Antropoceno (Zalasiewicz et al., 2017).

Las modificaciones de origen antrópico que pueden ocurrir en la zona (I) repercuten en la zona (II). Por ejemplo, la tala para combustible o para construcción, la deforestación y el desmonte para cultivos, etc., afectan la cobertura vegetal, la cual juega un rol muy importante en diversos procesos del ciclo hidro-sedimentológico (Basile et al., 2010; Chen et al., 2011).

En efecto, la misma crea un primer nivel de almacenamiento temporal a través de la intercepción de la precipitación por parte del follaje. Además, la vegetación reduce la velocidad del escurrimiento superficial y favorece el proceso de infiltración, como así también, aumenta la capacidad de almacenamiento en la zona no saturada a través del proceso de transpiración. Todos estos elementos intervienen en el balance hidrológico, a distintas escalas temporales, que se verifica en una cuenca.

Por otra parte, la cobertura vegetal protege a los suelos de la acción directa de la lluvia. Esto es sumamente importante ya que, cuando un suelo es expuesto al impacto directo de la precipitación, los agregados son destruidos y las partículas finas transportadas por el flujo superficial. La destrucción de la estructura del suelo produce la oclusión de los vacíos, disminuyendo la porosidad y por lo

tanto reduciendo la infiltración. En consecuencia, la destrucción de la cobertura vegetal, conduce generalmente a un aumento del escurrimiento superficial ya que se reducen la intercepción y la infiltración. Contemporáneamente, un aumento del escurrimiento superficial, desencadena procesos de erosión acelerada, con el consiguiente aumento de sedimentos en los cursos de agua.

En definitiva, como consecuencia de la alteración de la cobertura vegetal, los aportes líquidos y sólidos a la zona (II) aumentan. Esto induce cambios morfológicos en la zona (II), acordes con el nuevo escenario de alimentación líquida y sólida, tales como, aumento del riesgo de inundaciones, intensificación de procesos de erosión/sedimentación de cauces, metamorfosis fluvial, etc.. En general, puede decirse que la perturbación del equilibrio morfoclimático en la zona (I) originará desequilibrios hidromorfológicos en la zona (II).

Un proyecto de ingeniería fluvial, que se realice en un determinado tramo de un río aluvial, no puede abstraerse del conjunto general, es decir, no puede considerar solo los procesos locales, sino que debe considerar los posibles escenarios a escala de cuenca, como así también, los procesos y tendencias evolutivas en los tramos inmediatamente aguas arriba y aguas abajo de la zona en estudio.

De acuerdo a Mackin (1948) “un río aluvial en equilibrio es aquel en el cual, a través de un período de años, la pendiente es delicadamente ajustada para proveer, conjuntamente con el caudal disponible y con las características morfosedimentológicas del cauce, la velocidad justa requerida para transportar la carga de sedimentos suministrada por la cuenca de influencia”.

El concepto de condición de equilibrio de un río está obviamente relacionado con la escala espacial y temporal con la que se analiza el sistema fluvial. Por otra parte, dada la variabilidad temporal de las entradas (caudal, aporte sólido y composición granulométrica) se trata de un equilibrio dinámico.

Efectivamente, se puede decir que, por ejemplo, un río aluvial está en equilibrio dinámico a escala temporal histórica, cuando sus características morfológicas (promediadas sobre un número de años) no exhiben ninguna variación en el arco de varias décadas.

Por supuesto, esto no implica que el mismo río esté en equilibrio a escala temporal geológica, ya que obviamente ha evolucionado siguiendo los distintos cambios climáticos. Ni que tampoco esté en equilibrio a escala temporal estacional (intra-anual), ya que puede experimentar procesos de erosión y sedimentación del cauce durante la propagación de una onda de crecida originada por lluvias en la cuenca.

1.5.2 Análisis cualitativo de condición de equilibrio de un río aluvial

Para analizar cualitativamente la condición de equilibrio, del tramo de un río aluvial, se puede utilizar la balanza de Lane (1955), que establece una relación entre el caudal líquido Q , el caudal sólido Q_s , la pendiente S_b y el tamaño del sedimento d , tal que: $Q_s d \sim Q S_b$. En la Figura 1.4 se presenta la balanza de Lane.

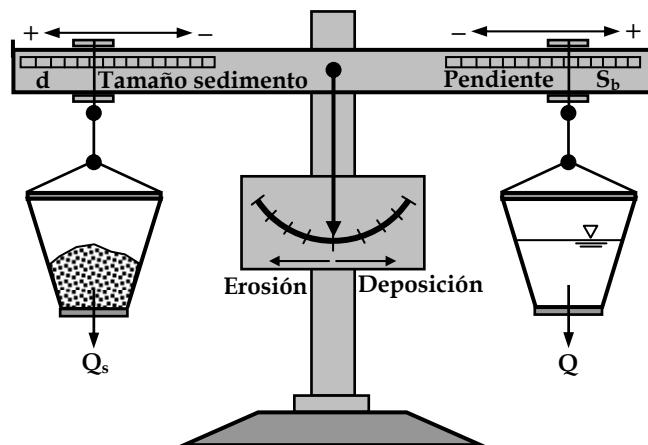


Figura 1.4 Esquematización de la balanza de Lane para la condición de equilibrio.

La balanza de Lane interpreta perfectamente el postulado de Mackin sobre la condición de equilibrio de un río aluvial. La balanza permite analizar la tendencia del comportamiento morfológico de un río (dirección del ajuste sin cuantificar el mismo) si se varían sus condiciones de equilibrio. De manera tal que, un cambio en el peso: caudal líquido Q o sólido Q_s , o una variación en el brazo de palanca: pendiente S_b o tamaño del sedimento d ; conducirá a un desequilibrio de la aguja hacia la erosión o hacia la deposición (sedimentación). En la Tabla 1.4 se presentan ejemplos prácticos de cambios del caudal líquido y/o sólido y los efectos morfológicos esperados.

Consideremos el caso de la construcción de una presa (tercer caso en la Tabla 1.4). En este caso, en el embalse creado por la presa se va a depositar gran parte del transporte de sedimentos, reduciéndose drásticamente el aporte de sedimentos aguas abajo del cierre. El caudal líquido aguas abajo no se va a reducir, al contrario, si la presa es para generación hidroeléctrica va a regular mínimos, por la necesidad de turbinado continuo (aumento de Q mínimos) y, generalmente, no regulan crecidas ya que el desalmacenamiento es visto como una pérdida económica, es decir, podemos suponer que los caudales máximos no sufren modificaciones. Si es así, el flujo hídrico va a experimentar un ligero incremento (Q^+) y la alimentación sólida va a disminuir drásticamente (Q_s^-). Por lo tanto, en este caso la aguja de la balanza se desequilibra indicando erosión.

Evidentemente, la reacción al cambio es la erosión, sin embargo la misma no continúa indefinidamente, ya que se verifica un proceso de adaptación para alcanzar una nueva condición de equilibrio. Para retornar al equilibrio, en este caso, el río mediante el proceso de erosión va a tratar de disminuir la pendiente (S_b^-) y aumentar el tamaño del sedimento (d^+). Es decir, el proceso de erosión y disminución de la pendiente va a ir acompañado de un proceso de acorazamiento estático del lecho (granulometría más gruesa). Si las márgenes son erosionables y sin protección, también se produce un ajuste mediante el aumento del ancho (B^+) y de la profundidad (h^+).

Tabla 1.4 Ejemplos de cambios del aporte líquido y/o sólido y efectos morfológicos asociados.

Cambio y tendencia del ajuste	Descripción de la acción desencadenante
$Q^{++}, Q_s^- \Rightarrow S_b^-, d^+, h^+, B^+$ $Q^{++}, Q_s^+ \Rightarrow S_b^-, d^+, h^+, B^+$	Efecto a largo plazo de urbanización. Incremento de caudal pico y volúmenes de escorrimiento. Erosión (aumento de profundidad y ancho del río).
$Q^-, Q_s^{--} \Rightarrow S_b^-, d^+, h^+, B^*$ $Q^0, Q_s^- \Rightarrow S_b^-, d^+, h^+, B^-$	Incremento de cobertura vegetal de la cuenca mediante forestación y aplicación de prácticas conservacionistas para el uso del suelo. Reducción del aporte de sedimentos. Erosión.
$Q^+, Q_s^{--} \Rightarrow S_b^-, d^+, h^+, B^+$	Efecto aguas abajo del cierre del río mediante la construcción de una presa (explicado en el texto).
$Q^+, Q_s^0 \Rightarrow S_b^-, d^+, h^+, B^+$	Apunte de caudal líquido al río para atenuar crecidas en una cuenca vecina (explicado en el texto).
$Q^-, Q_s^0 \Rightarrow S_b^+, d^-, h^-, B^-$	Control de inundaciones aguas abajo mediante la derivación de caudal líquido a otra cuenca vecina (explicado en el texto).
$Q^0, Q_s^+ \Rightarrow S_b^+, d^-, h^-, B^-$	Actividades de minería hidráulica. Incremento del aporte sólido y caudal líquido sin cambio (o aumentado).
$Q^+, Q_s^{++} \Rightarrow S_b^+, d^-, h^-, B^+$	Deforestación y desmonte para cultivos. Aporte sólido se incrementa más rápidamente que el aporte líquido. Lecho de sedimentos más finos, cauce ancho y poco profundo.

Superíndices indican: + (aumento), - (disminución), 0 (sin cambio) y ++ o -- (aumento o disminución muy importantes), * (no definido).

Un proceso similar ocurre si se deriva caudal líquido (sin sedimentos) desde otro río, por ejemplo, para disminuir el riesgo de inundaciones en una cuenca vecina (cuarto caso en Tabla 1.4). A partir de la sección de ingreso del caudal derivado a nuestro río, se tiene: Q^+ y Q_s^0 , la aguja se desequilibra e indica erosión. El proceso de retorno al equilibrio es igual al descripto precedentemente. En definitiva, el río va a tratar de disminuir la capacidad de transporte vía una disminución de la pendiente (S_b^-), un aumento del tamaño del sedimento del lecho (d^+) y, si las márgenes son erosionables y sin protección, mediante un aumento del ancho (B^+) y consecuentemente de la profundidad (h^+).

Veamos que sucede en el río de la cuenca vecina desde donde se deriva el caudal (quinto caso en la Tabla 1.4). En ese caso, a partir de la sección de derivación de caudal líquido se tiene: Q^- y Q_s^0 , entonces la aguja se desequilibra indicando

sedimentación. Para recobrar el equilibrio, en ese caso, el río mediante el proceso de sedimentación va a tratar de aumentar la pendiente (S_b^+) y disminuir el tamaño del sedimento (d). Es decir, va a tratar de aumentar la capacidad de transporte, ajustando además eventualmente, la sección hidráulica para hacerla más eficiente, reducción del ancho (B) y la profundidad (h).

Es necesario recordar que la balanza de Lane solo indica la dirección del ajuste, es decir, no cuantifica los cambios. Por otra parte, si el río esta evolucionando debido a perturbaciones precedentes, la balanza no puede interpretar la tendencia del ajuste debido a la superposición de efectos.

1.6 PROCESOS DE EROSIÓN-SEDIMENTACIÓN A ESCALA DE CUENCA

En primer lugar, los procesos de erosión debido al flujo hídrico se pueden dividir en procesos de erosión superficial (o erosión en lámina) y en procesos de erosión lineal (o erosión canalizada). La distinción se relaciona con la división, que hemos visto en el ciclo hidrológico, entre el flujo superficial mantiforme sobre el terreno (Q_{sup}) y el flujo encauzado (Q).

En el flujo mantiforme el agua se mueve en forma difusa sobre la superficie del terreno, a través de una micro-red hidrográfica, controlada esencialmente por la vegetación y con un patrón de flujo no bien definido e inconsistente en el tiempo. El flujo encauzado se da cuando el agua alcanza la red hidrográfica real, es decir, la red de drenaje controlada por características morfológicas bien definidas; contrariamente al flujo mantiforme, el flujo encauzado tiene un patrón de escurrimiento bien definido y consistente en el tiempo.

El flujo sobre el terreno es responsable de la erosión superficial o en lámina, extendida sobre toda la superficie de la cuenca; mientras que, el flujo encauzado es responsable de la erosión lineal o canalizada del lecho y márgenes a lo largo de los ríos. Si bien la erosión superficial y la erosión lineal se relacionan en definitiva con la lluvia, hay algunas diferencias fundamentales entre ambas.

La erosión superficial se produce por el impacto directo de las gotas de lluvia sobre el suelo (no adecuadamente protegido por vegetación) que origina el desmenuzamiento o disagregación de las partículas, las cuales son posteriormente transportadas por el flujo mantiforme sobre el terreno hasta que se depositan en alguna depresión del terreno o alcanzan la red hidrográfica. Se trata de un proceso que presenta una cierta continuidad temporal, asociada a eventos hidrológicos ordinarios característicos de la cuenca, los cuales pueden ser magnificados durante eventos hidrológicos extraordinarios. La tasa de desmenuzamiento depende principalmente de la intensidad de lluvia, vegetación y características del suelo. La tasa de transporte depende de la escorrentía superficial o flujo

mantiforme (por lo tanto, de la intensidad de lluvia), de la vegetación, de la topografía y de la disponibilidad de material sólido (Basile et al., 2010).

En cambio, la erosión lineal se vincula con la capacidad de transporte del flujo encauzado, es decir, con la cantidad de sedimento del lecho que el flujo hídrico es capaz de movilizar hacia aguas abajo. La erosión lineal de lecho se vincula también con la erosión de las márgenes a lo largo de los ríos. La capacidad de transporte depende de la tensión de corte sobre el fondo que ejerce el flujo hídrico encauzado y de las características sedimentológicas del cauce. La erosión lineal se presenta en un tramo de flujo encauzado cuando la capacidad de transporte local excede la cantidad de sedimento suministrado desde aguas arriba. El caso contrario, es decir, cuando la capacidad de transporte local es menor que el aporte de aguas arriba se produce la sedimentación.

Entre la erosión superficial y la erosión lineal se observan formas intermedias de erosión, tales como la erosión en cárcavas y la erosión en surcos. Desde un punto de vista hidrológico, la erosión en cárcavas puede definirse como una forma particularmente intensa de erosión lineal, que se produce a lo largo del desarrollo de un nuevo canal, caracterizado por una capacidad de transporte excesiva respecto al suministro de sedimento de su cuenca de influencia.

La erosión en surcos se define como una forma severa de erosión superficial. Los surcos, una vez que se han formado, pueden considerarse como el estado embrionario de una cárcava.

La erosión superficial y la erosión lineal están vinculadas. Por un lado, si todos los demás factores permanecen sin cambios, un aumento del ingreso de sólidos a los cursos de agua, provenientes desde la superficie de la cuenca (erosión superficial), debería limitar la erosión del lecho y de márgenes en los cursos (erosión lineal). Por otro lado, la erosión en cárcavas es frecuentemente iniciada como consecuencia de una intensa erosión en lámina que destruye la vegetación de un “impluvium” (canal natural colector de lluvia).

Asimismo, la erosión en túnel es un tipo de erosión lineal, asociada al flujo subsuperficial, hipodérmico o interflujo (Q_{hipo}) a través de suelos dispersibles y/o fracturados, que puede causar tubificación. El proceso de erosión subsuperficial por tubificación progresiva hasta que se produce el colapso del suelo que conforma el techo, dando origen a nuevos canales y ampliando la red de drenaje.

Otros importantes procesos de erosión, también relacionados con el agua, son los movimientos de masa, es decir, los procesos de remoción masiva de sedimentos, tales como los deslizamientos de laderas y los flujos hiperconcentrados (flujos de

detritos, flujos de barro, etc.). Los procesos de remoción en masa, típicos de zonas de montaña, se presentan durante eventos hidrológicos extraordinarios y generan excesivos ingresos de sólidos en los cursos de agua, desencadenando procesos de sedimentación notables en los cauces de la parte baja de la cuenca. Los deslizamientos se originan como consecuencia de la saturación progresiva de la ladera, por infiltración de agua de lluvia, que desestabiliza la masa de suelo y origina su deslizamiento masivo profundo. Si el río no es represado por el deslizamiento, queda una gran cantidad de sedimento disponible para ser transportado por el río aguas abajo, el cual, dependiendo de la pendiente local, puede transformarse en un flujo hiperconcentrado (pendientes mayores de 15 %).

En la Figura 1.5 se presentan los principales procesos de erosión y deposición de sedimentos que se observan en un sistema fluvial.

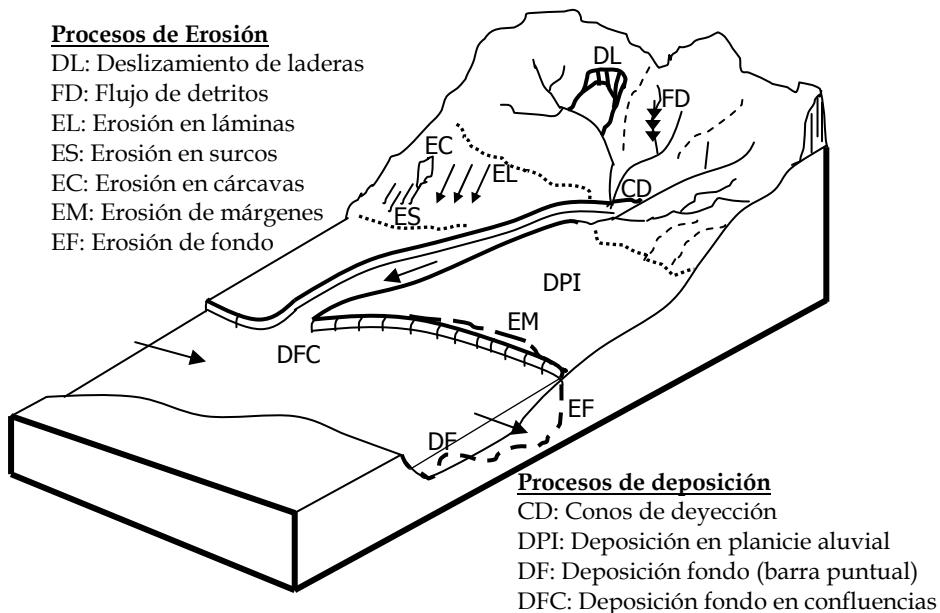


Figura 1.5 Principales procesos de erosión y deposición de sedimentos.

Si el río es represado por el deslizamiento la situación es aún más grave, ya que progresivamente se genera un embalse aguas arriba, y el dique natural de sedimentos sueltos (deslizamiento) no tiene estructuras de alivio que conduzcan el flujo en forma segura y controlada aguas abajo. Por lo tanto, llega un momento en que el agua desborda por el coronamiento del deslizamiento y comienza a erosionar progresivamente el cuerpo del mismo, hasta generar una brecha y producir una onda catastrófica de agua y sedimentos que se propaga aguas abajo.

El flujo subsuperficial (hipodérmico o interflujo) en zonas de depósitos coluviales puede dar origen a deslizamientos someros y flujos de detritos con alta capacidad erosiva.

Además de la lluvia, los procesos cíclicos de congelamiento y deshielo del agua almacenada en los estratos superiores del perfil de suelo, pueden desencadenar procesos de soliflucción, es decir, el movimiento lento del suelo y/o estratos de derrubios a lo largo de una ladera.

1.6.1 Consideraciones sobre el balance de sedimentos a escala de cuenca

El balance de sedimentos a escala de cuenca depende de la interacción compleja entre los procesos de erosión superficial, erosión lineal y los movimientos de masa.

El sedimento erosionado está destinado a ser transportado y depositado en otro lugar. Una partícula erosionada puede recorrer una distancia relativamente corta, como el caso de la deposición de un deslizamiento en el pie de una ladera; puede recorrer una distancia mayor, como en el caso de un flujo de detritos que se deposita en un cono de deyección o puede ser transportada por el flujo mantiforme sobre el terreno, ingresar a la red hidrográfica y recorrer distancias considerablemente mayores suspendida en el seno de la corriente hídrica hasta depositarse en la planicie aluvial, en un embalse o alcanzar el cuerpo receptor, como por ejemplo, otro río, un lago o el mar.

Los procesos de erosión superficial, lineal y remoción de sedimentos en masa, que afectan a los sistemas fluviales, crean problemas tanto en el sitio de generación del sedimento como en zonas alejadas del mismo. En efecto, la deposición de esos sedimentos, agudizan el problema de las inundaciones a través de la reducción de las secciones de conducción de los ríos, acentúan los fenómenos de colmatación de embalses, condicionan el regular funcionamiento de las obras de toma para agua potable, influyen negativamente en la fauna acuática, pueden promover procesos de metamorfosis fluvial, etc.

El transporte de sedimentos generado a escala de cuenca puede ser evaluado, en forma indirecta, a través de relevamientos topobatimétricos de los vasos de embalses o mediante la utilización de mediciones sistemáticas de caudales sólidos en diferentes secciones de cierre en los ríos (ver Capítulo 4). Asimismo, tales relevamientos y mediciones son sumamente importantes en el proceso de validación de distintas metodologías de cálculo que se emplean para estimar el transporte de sedimentos en ríos, realizar balances sedimentológicos en cuencas sin registros, etc.

Cabe señalar que no todo el sedimento erosionado ingresa a la red hidrográfica y es transportado por los cursos de agua. El volumen de sedimento transportado por los ríos es menor que el volumen de sedimento producido por los distintos procesos de erosión mencionados anteriormente, es decir, existe una redistribución interna a través de la deposición de una parte del total producido. La relación entre ambos volúmenes se denomina relación de erogación de sedimentos y es obviamente menor que 1.

1.7. CARACTERIZACIÓN HIDRO-MORFO-SEDIMENTOLÓGICA DE RÍOS

1.7.1 Régimen de caudales líquidos

De acuerdo a la distribución temporal del caudal a lo largo del año hidrológico los ríos se caracterizan como: i) perennes, ii) intermitentes o iii) efímeros.

En los ríos *perennes* o permanentes, el caudal nunca es nulo. Aún durante el período del año sin lluvias en la cuenca, el nivel mínimo del fondo del cauce se encuentra siempre por debajo de los niveles freáticos adyacentes, por lo tanto, el aporte del flujo subterráneo le proporcionan un caudal base ininterrumpido. Generalmente se observan en zonas de climas húmedos y se definen como aquellos ríos que tienen un caudal medible durante más del 80-90 % de los días del año hidrológico (Hedman y Osterkamp, 1982; Hewlett, 1982).

En los ríos *intermitentes*, solo circula caudal durante la estación de lluvias. Durante el período del año sin lluvias el caudal es nulo, por eso se los define también como *estacionales*. En términos de distribución temporal, son aquellos que tienen caudal entre el 10 % y el 80 % de los días del año hidrológico (Hedman y Osterkamp, 1982). Tales ríos son propios de climas semiáridos.

Los ríos *efímeros* solo transportan agua durante eventos de lluvias extraordinarias. Es decir, el cauce se encuentra seco durante la mayor parte del año y, en el caso de que no se verifiquen lluvias importantes en el año, durante períodos aún mayores. En términos de distribución temporal, son aquellos que presentan caudal durante menos del 10 % de los días del año hidrológico (Hedman y Osterkamp, 1982). Estos ríos son propios de climas áridos.

En los ríos intermitentes y efímeros el flujo subterráneo nunca aporta al curso porque el nivel freático se ubica debajo del nivel mínimo del fondo del cauce y generalmente el río aporta al almacenamiento subterráneo durante las crecidas. En ríos efímeros, frecuentemente los depósitos aluviales de canal se encuentran intercalados con depósitos eólicos. Bajo un régimen efímero pueden formarse diferentes tipologías morfológicas de sistemas fluviales (planicies de canales entrelazados arenosos, ríos entrelazados gravo-arenosos, etc.).

Es necesario aclarar que algunos ríos pueden ser de régimen mixto, pluvial y nival, por lo tanto, aún cuando no se produzcan eventos de lluvia en la cuenca, en la red hidrográfica circula caudal debido a los aportes provenientes de la fusión de nieve en la zona alta de la cuenca.

1.7.1.1 Curva de duración de caudales

El régimen de caudales tiene una gran influencia en el transporte de sedimentos y en la morfodinámica fluvial. Una manera de caracterizar cuantitativamente el régimen hidrológico de un río es a partir de la curva de duración de caudales medios diarios. La misma sintetiza toda la información de caudales medios diarios observados durante una serie de años y se construye realizando un análisis de frecuencia mediante técnicas clásicas de estadística descriptiva. En tales curvas, en ordenadas se representa el caudal y en abscisas el tiempo de excedencia (en por ciento de días al año), es decir, el tiempo durante el cual un determinado caudal es igualado o superado: $t_{exced.}=0\%$ corresponde al caudal máximo de la serie (Q_0) y $t_{exced.}=100\%$ al caudal mínimo (Q_{100}).

En la Figura 1.6 se presentan las curvas adimensionales de duración de caudales medios diarios del río Paraná en Puerto San Martín (serie 1970-2016), del río Carcarañá en Pueblo Andino (serie 1981-2016) y del río Pilcomayo en La Paz (serie 1981-2013). Tales curvas fueron elaboradas a partir de datos de la Red Hidrometeorológica Nacional, Subsecretaría de Recursos Hídricos de la Nación, disponibles en <http://www.hidricosargentina.gov.ar>.

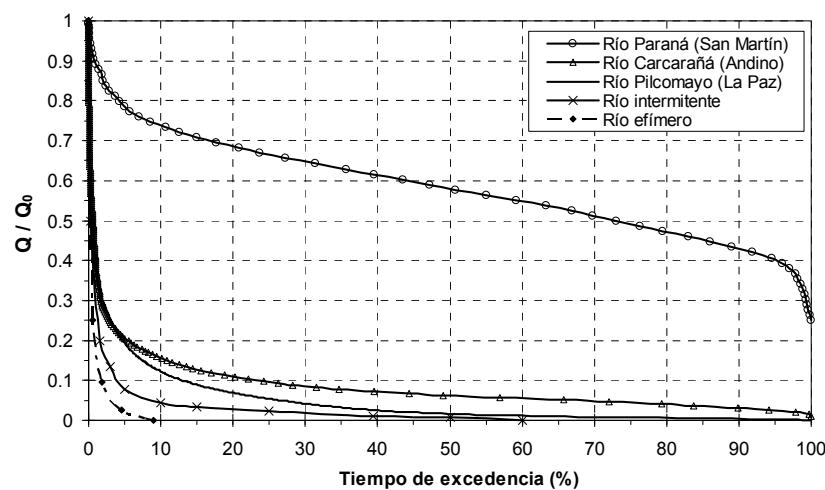


Figura 1.6 Curvas adimensionales de duración de caudales para distintos ríos.

Los ríos Paraná, Carcarañá y Pilcomayo pueden ser definidos como ríos perennes, ya que el Q_{90} es igual a $13100\text{ m}^3/\text{s}$, $30\text{ m}^3/\text{s}$ y $16.5\text{ m}^3/\text{s}$, respectivamente. Sin embargo, se observa que existe un contraste muy marcado entre sus

comportamientos hidrológicos. Efectivamente, sus curvas de duración representan casi los regímenes extremos de los ríos perennes. El río Paraná es un gran río aluvial de llanura de muy baja irregularidad, el caudal máximo encauzado en Puerto San Martín es $Q_0=30600 \text{ m}^3/\text{s}$ y el mínimo es $Q_{100}=7640 \text{ m}^3/\text{s}$, es decir, el coeficiente de irregularidad: $\text{CIRR}=Q_0/Q_{100}\approx 4$. Si consideramos el caudal máximo (encauzado más el que circula por el valle aluvial) el coeficiente de irregularidad aumenta ($\text{CIRR}\approx 8$) pero se mantiene en el rango de los valores que exhiben otros grandes ríos del mundo: Ganges, Mississippi, etc. (Basile et al., 2016).

Por el contrario, el río Carcarañá presenta una alta irregularidad: $\text{CIRR}\approx 96$ ($Q_0=975 \text{ m}^3/\text{s}$, $Q_{100}=10.2 \text{ m}^3/\text{s}$). Análogamente, la curva de duración de caudales del río Pilcomayo en La Paz describe el comportamiento de un río de muy alta irregularidad, en este caso, el coeficiente de irregularidad es: $\text{CIRR}\approx 3275$ ($Q_0=3585 \text{ m}^3/\text{s}$, $Q_{100}=1.4 \text{ m}^3/\text{s}$).

De acuerdo a Hedman y Osterkamp (1982), las curvas de duración de caudales en ríos intermitentes, presentan caudal para tiempos de excedencia comprendidos entre el 10 % y el 80 %. Es decir, todas las posibles curvas de duración de ríos intermitentes tienen caudal nulo variable entre Q_{10} y Q_{80} . Según los mismos autores, las curvas de duración de ríos efímeros presentan caudal para $t_{\text{exced}} < 10 \%$, es decir, en el límite $Q_{10}=0$. En estos casos no tiene sentido definir un coeficiente de irregularidad. En la Figura 1.6 se representan, además, las curvas de duración típicas para los ríos de régimen intermitente y efímero.

1.7.1.2 Concepto de caudal formativo del cauce o caudal dominante

Las formas y dimensiones del cauce de un río aluvial reflejan el proceso de ajuste al amplio rango de caudales que se observan en su curva de duración. La idea conceptual de que un valor único de caudal pueda representar la acción modeladora del rango completo de caudales, es una simplificación que se utiliza para obtener relaciones de geometría hidráulica de cauces aluviales en condición de equilibrio dinámico.

Se recuerda que la condición de equilibrio dinámico, de un río aluvial a escala temporal histórica, se observa cuando sus características morfológicas, promediadas sobre un número de años, no exhiben ninguna variación en el arco de varias décadas.

Por lo tanto, este valor único de caudal, que prevalece a lo largo del tiempo, es el responsable de mantener el cauce en equilibrio o régimen. Es decir, los valores promedio del ancho y la profundidad de la sección, la composición granulométrica y la rugosidad, la pendiente y el patrón morfológico del cauce en planta, se conservan relativamente invariables a lo largo del tiempo.

Para extender la teoría de régimen a cauces naturales, Inglis (1947) introdujo este concepto y a dicho caudal lo denominó caudal dominante Q_d . De acuerdo a Inglis, existe un caudal dominante que representa el efecto morfológico integrado de las variaciones de caudal a lo largo del tiempo. A partir del estudio de varios ríos aluviales del norte de India, Inglis encontró que el caudal dominante es igual al caudal de márgenes llenas Q_{bf} . El concepto de Q_d en ríos aluviales ha sido muy cuestionado, entre otros por Prins y De Vries (1971) y De Vries (1993).

Es necesario señalar que la teoría de régimen (conceptos de régimen, según De Vries, 1993) surgió a partir de la observación de canales de riego en las planicies de los ríos Indo y Ganges en India (Kennedy, 1895; Lindley, 1919, Lacey, 1930; Inglis, 1941; Blench, 1957). El rango de caudales que transportaban dichos canales era muy estrecho (muy baja irregularidad), es decir, la variación del caudal a lo largo del tiempo era muy pequeña comparada con la variación que se puede observar en los ríos aluviales naturales (Garde y Ranga Raju, 1985).

Desde entonces, se han realizado diferentes propuestas para identificar el caudal formativo del cauce o caudal dominante. Análogamente a Inglis, otros investigadores también han identificado el caudal dominante con el caudal de márgenes llenas, entre ellos, Dury, 1956; Schumm, 1968; Charlton, 1977; Parker, 1979; Hey y Thorne, 1986; Julien y Wargadalam, 1995; Parker et al., 2007.

Algunos investigadores han identificado el caudal dominante con el caudal Q_R asociado a una recurrencia R relativamente baja (alta probabilidad de ser excedido), por ejemplo, $R=2$ años (Bray, 1973, 1982), $R=1.5$ años (Hey, 1975; Leopold, 1994), $R=1.18 - 3.26$ años (Andrews, 1980).

Schaffernak (1950) asoció el caudal dominante con el caudal efectivo Q_{ef} , es decir, con el caudal que transporta la mayor cantidad de sedimentos gruesos (transporte de fondo) a través del tiempo. Terrel y Borland (1958) utilizaron el mismo concepto, pero ampliaron el transporte a todas las partículas de sedimento de tamaño superior a los $62.5 \mu\text{m}$ presentes en abundancia en el lecho.

De acuerdo a Andrews (1980), el caudal efectivo es el que transporta la mayor parte del volumen anual de sedimentos, a través de un determinado tramo del río, durante un determinado número de años. En la Figura 1.7 se observa una representación de la metodología para el cálculo del caudal efectivo.

La curva de frecuencia relativa de caudales líquidos $f_r(Q)$ se puede obtener a partir de la curva de duración de caudales vista precedentemente. Por otra parte, el transporte de sedimentos Q_s puede expresarse en función del caudal, es decir, $Q_s=F(Q)$. Multiplicando el transporte de sedimentos Q_s por la frecuencia asociada

al caudal Q que lo produce, $f_r(Q)$, se obtiene la curva $Q_s \times f_r(Q)$, la cual presenta un máximo. El caudal para el cual la función $Q_s \times f_r(Q)$ es máxima es el caudal efectivo Q_{ef} .

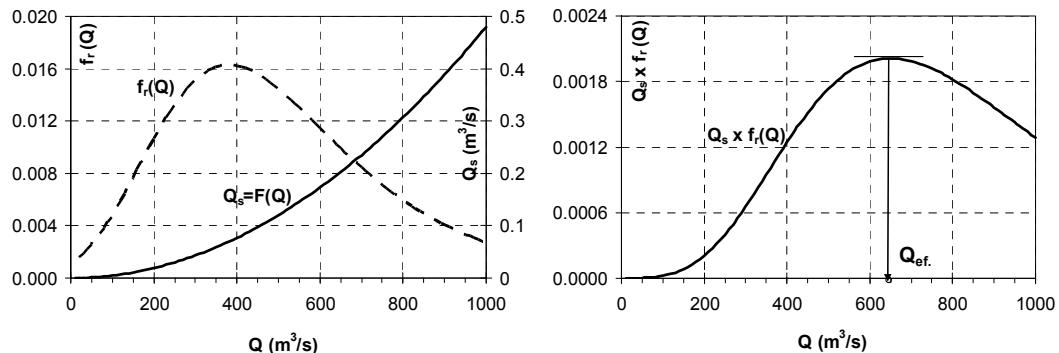


Figura 1.7 Representación de la metodología para determinar el caudal efectivo.

Para la determinación de Q_{ef} es necesario que la longitud de la serie de caudales sea como mínimo de 10 años. Por otra parte, se deben contar con datos morfológicos, sedimentológicos e hidráulicos del tramo del río y, si es posible, con aforos líquidos y sólidos.

El concepto de caudal dominante es apropiado para obtener relaciones de geometría hidráulica de ríos aluviales perennes (e inclusive intermitentes, con ciertas limitaciones) en condiciones de equilibrio dinámico o en régimen. En cambio, no es adecuado aplicar el concepto de caudal dominante en ríos efímeros.

En efecto, en los ríos efímeros las crecidas esporádicas, de importante magnitud y corta duración, dejan rastros morfológicos persistentes, los cuales a veces no pueden ser “borrados” por las siguientes crecidas o, alternativamente, una crecida siguiente mucho más importante puede alterar completamente las condiciones morfológicas precedentes (Billi, 2011). Consecuentemente, el cauce no puede ser modelado por un caudal que prevalece a lo largo del tiempo, sino que es sujeto a episodios o eventos hidrológicos aislados, de variada magnitud, que lo mantienen en una condición de desequilibrio permanente. Para estudiar la morfología de un sistema fluvial de tipo efímero se debe considerar el efecto a largo plazo de las crecidas que ocurren en el sistema.

1.7.2 Patrón morfológico de los cauces en planta

Según el patrón morfológico de los cauces en planta, Leopold y Wolman (1957) definen tres tipologías básicas de ríos (o tramos de ríos): rectos, meándricos y entrelazados. Actualmente se reconoce un espectro mucho más amplio de tipologías, incluyendo diferentes combinaciones de las tres originales (patrones transicionales) y una variedad de cauces anastomosados.

En la Figura 1.8 se presentan los distintos patrones morfológicos según la sinuosidad y el grado de subdivisión de canales (Rust, 1978). Por lo general, todas las diferentes tipologías de cauces pueden encontrarse a lo largo del curso de un río aluvial.

El parámetro de sinuosidad se define mediante la relación entre la longitud axial del río y la longitud del valle: $Ps=Lr/Lv$. De acuerdo al valor de dicho parámetro, Leopold y Wolman (1957) clasifican los ríos como: rectilíneos ($Ps < 1.1$), sinuosos ($1.1 \leq Ps < 1.5$) y meándricos ($Ps \geq 1.5$).

El grado de entrelazamiento puede evaluarse con distintos índices y parámetros. Bridge (1993) realizó una síntesis de los distintos índices utilizados. De acuerdo a Fried y Sinha (1993), la relación de entrelazamiento (Br) de un tramo de río, puede definirse como la suma de las longitudes axiales de todos los canales dividida por la longitud axial del canal más ancho en el tramo. Según dicha relación, un cauce entrelazado se caracteriza por $Br>1.5$, aunque para valores de $1<Br<1.5$ ya se observan cauces con diferentes grados de entrelazamiento (Makaske, 2001).

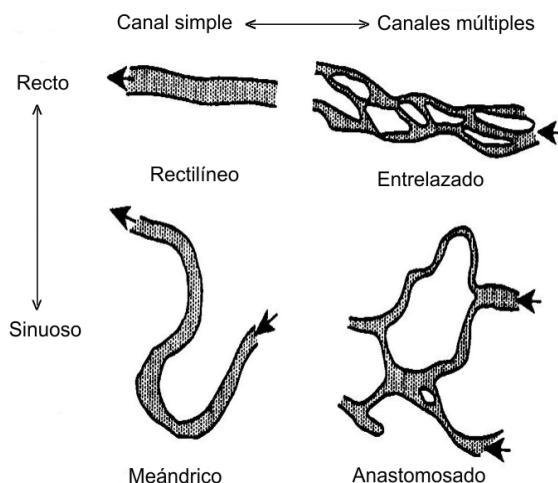


Figura 1.8 Patrones morfológicos de cauces basados en sinuosidad y grado de subdivisión de canales (Rust, 1978).

1.7.2.1 Cauces rectos

Los tramos rectos pueden formarse bajo ciertas condiciones de pendiente y tipo de sedimentos del cauce, o en tramos rectificados artificialmente. En general, es difícil encontrar en la naturaleza ríos rectos de considerable longitud. Generalmente, aún cuando las márgenes conformen un cauce de tipo rectilíneo, el thalweg (zona de máximas profundidades a lo largo del curso) puede mostrar distintos grados de sinuosidad, asociada por ejemplo, a un sistema de barras alternadas. Asimismo, en zonas de pendientes elevadas y sedimentos gruesos se pueden observar tramos

rectos con configuración de hoyas y rápidos, tal patrón morfológico configura un sistema de expansiones y contracciones verticales del flujo.

1.7.2.2 Cauces meándricos

Un cauce meándrico presenta una configuración planimétrica sinuosa, con $P_s \geq 1.5$, formada por una serie de tramos curvos unidos mediante tramos rectos relativamente cortos (ver Figuras 1.9 y 1.10). En los tramos curvos la fuerza centrífuga origina una pendiente transversal de la superficie del agua y un flujo helicoidal. Este flujo helicoidal, cuya magnitud es aproximadamente 10-15 % de la velocidad media longitudinal, en la parte superior fluye hacia la margen cóncava (zona externa de la curva) y en la parte inferior (lecho) fluye hacia la margen convexa (zona interna de la curva). La velocidad media longitudinal es máxima en la zona externa de la curva, donde se verifica erosión de margen y se desarrollan hoyas profundas en el lecho, mientras en la zona interna se originan barras puntuales por deposición de sedimentos.

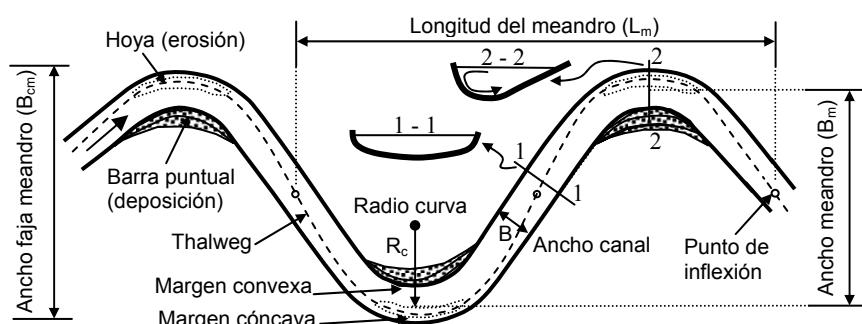


Figura 1.9 Representación esquemática de un meandro.

Muchos investigadores han tratado de relacionar parámetros de flujo, como el caudal medio anual, el caudal de márgenes llenas, etc., con las características geométricas de los meandros. En la Tabla 1.5 se presentan algunas de las relaciones funcionales obtenidas por distintos autores.

Tabla 1.5 Algunas relaciones funcionales para geometría de meandros.

Autor	Relación funcional
Inglis (1941)	$L_m = 53.6 Q_{bf}^{0.5} = 6.06 B, B_m = 153.4 Q_{bf}^{0.5} = 11.45 B$
Dury (1955)	$L_m = 54.3 Q_{bf}^{0.5}, B_m = 18 \text{ a } 20 B$
Leopold y Wolman (1960)	$L_m = 7.3 \text{ a } 12.1 B^{1.1}, L_m = 4.59 R_c^{0.98}, R_c \approx 2 \text{ a } 3 B$
Schumm (1968)	$L_m = 618 Q_{bf}^{0.43} M^{-0.74}$
Allen (1970)	$L_m = 168 Q_m^{0.5}$

Q_m =caudal medio anual, Q_{bf} =caudal márgenes llenas, M =porcentaje de limo y arcilla en sedimento de margen. Variables restantes están indicadas en Figura 1.9. Unidades SI.



Figura 1.10 Ejemplos de cauces meándricos: río Okavango, Botswana, Africa (izquierda) y río Strickland, Papúa Nueva Guinea (derecha), (Parker, 2006a).

1.7.2.2.1 Tipos de depósitos sedimentarios en cauces meándricos

Los depósitos sedimentarios en sistemas de cauces meándricos pueden ser de: i) barras puntuales, ii) albardones, iii) llanura de inundación, iv) lóbulos de derrame y v) cauce abandonado. Muchos de estos depósitos también se encuentran en otras tipologías de cauces.

Los *depósitos de barras puntuales* se generan en las zonas internas de las curvas del cauce, se caracterizan por una disminución gradual de la granulometría y por una sucesión ideal de facies debidas a migración de formas de fondo.

Los *depósitos de albardones* se originan a partir de los sedimentos más gruesos del transporte en suspensión, los cuales se depositan en las adyacencias de la margen durante los desbordes del cauce. Se caracterizan por la alternancia de arenas, limos y arcillas, debido a variaciones del nivel del agua en el río y de los caudales líquidos y sólidos derivados a la planicie. Pueden estar cubiertos por vegetación.

Los *depósitos de llanuras de inundación* se encuentran en las zonas más alejadas del cauce. Están formados por sedimentos de grano fino, los cuales han sido transportados en suspensión y depositados en la planicie por pérdida de competencia del flujo. Tienden a desarrollar poco espesor y pueden contener grandes cantidades de material vegetal.

Los *depósitos de lóbulos de derrame* se producen por la rotura de los albardones durante las crecidas. El sedimento que conforma el albardón es transportado y se deposita en inmediaciones de las brechas. Generalmente presentan lentes de arena, intercalados con arcillas y limos de la llanura de inundación.

Finalmente, los *depósitos de cauce abandonado* dependen del mecanismo mediante el cual se produjo la rectificación del meandro. Estos mecanismos son descriptos brevemente en el punto que sigue.

Si el cauce es abandonado por el mecanismo de *corte por incisión*, el abandono es gradual, el relleno del cauce abandonado se produce gradualmente, primero mediante sedimentos gruesos (arenas) transportados por el fondo y luego, cuando se va alcanzando el cierre definitivo del cauce, con sedimentos finos (arcillas y limos) transportados en suspensión.

Si el cauce es abandonado debido al mecanismo de *corte por estrangulamiento*, el abandono es brusco y se crea un lago en forma de herradura de caballo, el cual es llenado preponderantemente por sedimentos finos transportados en suspensión.

1.7.2.2 Mecanismos de abandono de cauces meándricos

Un cauce meándrico puede ser abandonado por *corte* o por *avulsión* (Fisk, 1947; Allen, 1965). El *corte* induce una disminución de longitud y consecuente aumento local de la pendiente, y puede ser mediante los mecanismos de: i) corte por incisión, ii) corte por estrangulamiento.

El mecanismo de *corte por incisión*, implica el abandono gradual del cauce, producido por el desborde del cauce e incisión de un nuevo canal a través de los depósitos de barras puntuales que encierra el bucle del meandro. El desborde del cauce comienza durante alguna crecida y, a medida que va aumentando la derivación de caudal por el nuevo canal, la erosión progresiva ensanchando el nuevo cauce. Paralelamente, el caudal por el cauce antiguo va gradualmente disminuyendo y éste va perdiendo capacidad de transporte hasta que es completamente cerrado. En la fase final de la evolución puede crearse un lago somero en forma de media luna (ver Figura 1.11 a).

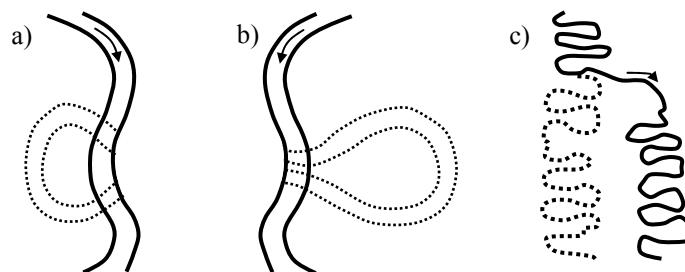


Figura 1.11 Mecanismos de abandono de cauces meándricos: a) corte por incisión, b) corte por estrangulamiento y c) avulsión (Allen, 1965). Cauce abandonado en línea de puntos.

El mecanismo de *corte por estrangulamiento*, implica el abandono brusco del cauce, producido por la conexión de las dos zonas externas del bucle de un meandro. La

conexión se realiza cuando las zonas externas de las curvas evolucionan durante el proceso erosivo de tipo propagatorio hasta que llegan a capturarse. El canal abandonado pierde rápidamente capacidad de transporte y el sedimento transportado por el fondo se deposita en los extremos del cauce antiguo, cerrándolo y creando un lago en forma de herradura de caballo (ver Figura 1.11 b).

El proceso de *avulsión* implica el abandono de la faja meándrica por parte del río, para generar un nuevo cauce, a un nivel más bajo, en la planicie aluvial (ver Figura 1.11 c).

1.7.2.3 Cauces entrelazados

Los cauces entrelazados presentan un diseño de múltiples brazos, denominados anabranches, separados por barras, son anchos, las márgenes no se encuentran bien definidas y son inestables. En períodos de caudales bajos se observan dos o más brazos que se entrecruzan, dándole al río un aspecto trenzado. En crecidas, para condición de márgenes llenas, el agua puede sumergir las barras y el cauce adquiere un aspecto de canal único. En la Figura 1.12 se presentan dos ejemplos de cauces entrelazados.

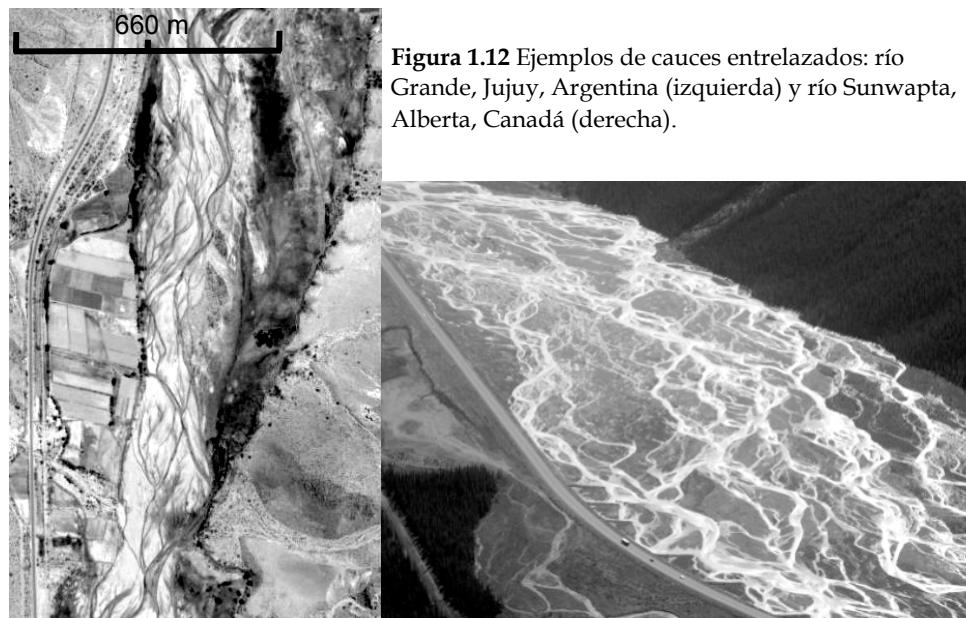


Figura 1.12 Ejemplos de cauces entrelazados: río Grande, Jujuy, Argentina (izquierda) y río Sunwapta, Alberta, Canadá (derecha).

En comparación con los cauces meándricos, los cauces entrelazados presentan: i) sedimentos más gruesos (generalmente no uniformes), ii) múltiples brazos separados por barras, iii) pendientes más elevadas, iv) inestabilidad de los brazos y v) menor sinuosidad. Los cauces entrelazados muestran una evolución muy dinámica (An et al., 2013).

Las barras pueden propagarse hacia aguas abajo, los brazos pueden sufrir avulsiones, es decir, la jerarquización de un brazo en desmedro de otro brazo, por lo cual se produce el desvío del flujo hídrico y el transporte de sedimentos. El cambio de dirección de flujo puede ocasionar la erosión de otras barras o las mismas márgenes del cauce.

Las barras pueden ser laterales, longitudinales o transversales y forman los depósitos de canal. Las barras laterales son generalmente alargadas y se encuentran adosadas a la margen en zonas de velocidades relativamente bajas de la corriente principal. Las barras longitudinales se encuentran en la parte media de los canales con el eje principal paralelo a la corriente. En éstas los sedimentos son gruesos (gravas y arenas) depositados por pérdida de competencia del flujo. La estructura interna muestra generalmente estratificación masiva. Las barras transversales al flujo principal son de formas rómbicas, con rizaduras por inclinación característica de las capas.

1.7.2.4 Cauces anastomosados

Los cauces anastomosados presentan aspectos similares a los entrelazados, aunque difieren por: i) múltiples canales separados por islas, ii) existencia de grandes islas con vegetación (no sumergidas en crecidas para condición de márgenes llenas), iii) amplia diversidad de tipos de barras y bancos, iv) albardones prominentes, v) carácter más estable de los canales, vi) pendientes más bajas (cerca del nivel de base) y sedimentos más finos.

En este tipo de cauces la vegetación juega un rol muy importante como elemento de fijación del contorno. En efecto, las características de cohesión del sedimento de margen en conjunción con el efecto de las raíces que desarrolla la vegetación, le confieren a las márgenes una mayor resistencia a la erosión y consecuentemente una baja celeridad de migración lateral. En la Figura 1.13 se presentan dos ejemplos de cauces anastomosados (Makaske et al., 2002).



Figura 1.13 Ejemplos de cauces anastomosados: río Columbia superior, Canadá (izquierda) y río Saskatchewan inferior, Canadá (derecha), (Makaske et al., 2002).

Los depósitos de canal son compuestos por arenas finas, con una relación ancho-espesor baja. Los depósitos de albardones, flanquean a los canales e impiden su migración lateral, están compuestos por limos y arenas. Los depósitos de marismas y ciénagas separan cada sistema canal-albardón y están compuestos por lutitas ricas en materia orgánica. Los depósitos de lóbulos de derrame son originados por la rotura de los albardones y están compuestos por lentejones arenosos.

Para predecir el patrón morfológico de cauces, muchos investigadores han desarrollado diferentes relaciones funcionales, desde empíricas hasta teóricas, involucrando variables tales como la pendiente, el caudal, la profundidad, el tipo de sedimento del lecho, etc. En la Tabla 1.6 se presentan algunas de estas relaciones para predicción del patrón morfológico de cauces.

Tabla 1.6 Algunas relaciones funcionales para predicción de patrón morfológico de cauces.

Autor	Relación funcional	Observación
Lane (1957)	$S_b \geq 0.0041 Q_m^{-0.25}$ $0.0041 Q_m^{-0.25} < S_b < 7 \times 10^{-4} Q_m^{-0.25}$ $S_b \leq 0.0007 Q_m^{-0.25}$	Entrelazado (ríos lechos arena) Transición meándrico-entrelazado Meándrico (ríos lechos arena)
L&W (1957)	$S_b = 0.0125 Q_{bf}^{-0.44}$	Límite meándrico-entrelazado
Henderson (1961)	$S_b = 0.002 d_{50}^{1.15} Q_{bf}^{0.46}$	Meándrico-entrelazado (d_{50} mm)
Ferguson (1984)	$S_b = 0.0028 M^{0.9} Q_{bf}^{-0.34}$	Límite meándrico-entrelazado
Bray (1982)	$S_b = 0.07 Q_2^{-0.44}$	Meándrico-entrelazado (grava)
Van den Berg (1995)	$S_v = \alpha 843 d_{50}^{0.41} Q_{bf}^{-0.5}$	Límite meándrico-entrelazado, $\alpha = 0.48$ lecho arena, $\alpha = 0.30$ grava.

L&W=Leopold y Wolman, S_b =pendiente río (-), S_v =pendiente valle (-), Q_2 =caudal recurrencia 2 años, d_{50} =mediana distribución tamaños sedimento lecho. Variables restantes definidas en Tabla 1.5. Unidades SI.

1.7.3 Morfología de la sección transversal, pendiente y tipo de lecho

Las secciones transversales de los ríos aluviales exhiben generalmente características geométricas irregulares. En la Figura 1.14 se observa la representación esquemática de la sección transversal de un río con su correspondiente planicie de inundación, donde se indica el nivel de máxima crecida y el nivel de márgenes llenas con su ancho B y profundidad media h.

En la Figura 1.14 la escala vertical es exagerada y la horizontal es distorsionada. Para poder proporcionarla, podemos decir que, en grandes ríos aluviales de llanura el ancho de la planicie aluvial puede ser del orden de decenas de kilómetros, el ancho de márgenes llenas puede ser del orden del kilómetro y la profundidad media (márgenes llenas) del orden de decenas de metros ($B/h \sim 100$). Mientras que, para ríos más pequeños, por ejemplo en valles intermontanos, el ancho de la planicie puede ser del orden de algún kilómetro, el ancho de márgenes llenas del orden de decenas de metros y la profundidad media correspondiente del orden de algunos metros ($B/h \sim 10$).

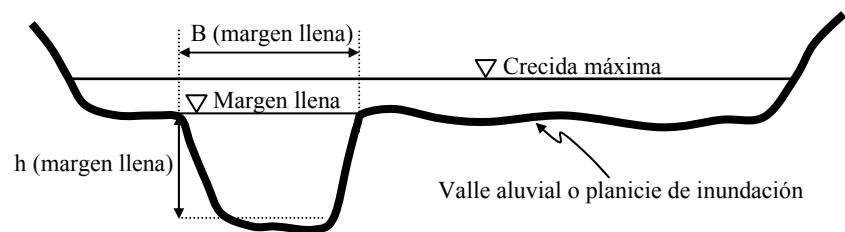


Figura 1.14 Representación de la sección transversal de un río con su planicie de inundación.

Uno de los parámetros más utilizados para caracterizar la morfología de una sección transversal es la relación de aspecto, definida mediante la relación entre el ancho B y la profundidad media para la condición de márgenes llenas h . En la Figura 1.15 se presenta dicha relación, en función de la pendiente, para distintos tipos de ríos aluviales con lechos de arena y lechos de grava (Parker, 2006a, 2006b; Parker et al., 2007). Se observa que todos los ríos consignados en la Figura 1.15 presentan relación $B/h > 10$ y las pendientes varían aproximadamente entre 3×10^{-2} - 3×10^{-4} para los ríos con lechos de grava y entre 6×10^{-4} - 3×10^{-5} para los ríos con lechos de arena.

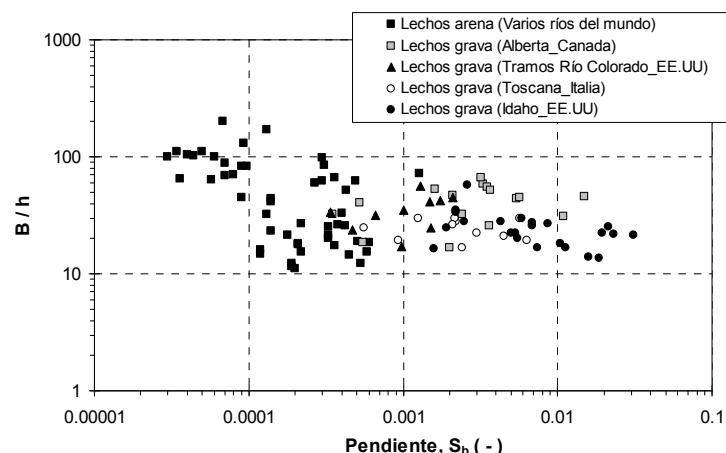


Figura 1.15 Relación ancho/profundidad para márgenes llenas, en función de la pendiente, para distintos tipos de ríos (lechos de arena y grava). Parker (2006a y 2006b).

Los canales estrechos se caracterizan por la relación de aspecto $B/h < 5$, mientras que, los canales anchos por $B/h > 10$.

En la Figura 1.16 se presenta la relación entre el radio hidráulico y la profundidad en función de la relación ancho/profundidad (con línea llena), conjuntamente con la pendiente en función de la relación ancho/profundidad, para ríos aluviales con lechos de arena o grava (indicados con puntos). Estos últimos datos son los mismos que los utilizados en la Figura 1.15.

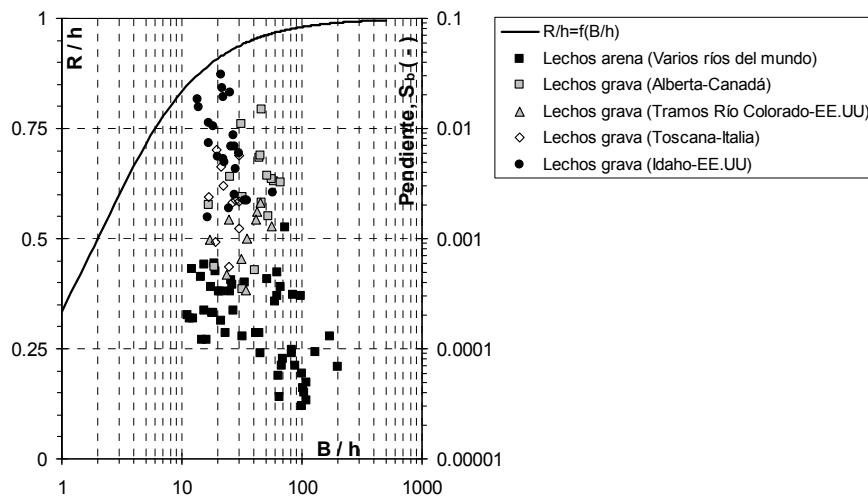


Figura 1.16 Relación radio hidráulico/profundidad en función de la relación ancho/profundidad (línea llena). Comparación con $S_b=f(B/h)$ para ríos aluviales con lechos de arena o grava (puntos).

La mayoría de los ríos consignados en la Figura 1.16 presentan relación $B/h>20$, es decir, pueden ser tipificados como canales anchos. En estos casos, puede asumirse que el radio hidráulico y la profundidad media son aproximadamente iguales, $R\approx h$. Por otra parte, es dable destacar que los ríos aluviales con lechos de arena y con pendientes $S_b<1\times 10^{-4}$, presentan relaciones $B/h>60$. En ese grupo están incluidos los grandes ríos aluviales de llanura (Paraná, Orinoco, Mississippi, Ganges, Mekong, Yang Tze, etc.).

Los ríos, o tramos de ríos, con lechos de arena, se encuentran preponderantemente en la zona media e inferior de un sistema fluvial, en áreas con planicies aluviales desarrolladas. Las pendientes tienden a ser relativamente bajas, es decir, menores de 0.1 %. El lecho se caracteriza por tamaños de sedimentos comprendidos entre 0.0625 mm y 2 mm (en el Capítulo 3 se aborda en detalle la caracterización sedimentológica de ríos aluviales). La sumergencia relativa, es decir, la relación entre la profundidad media y el tamaño del sedimento es muy grande. El sedimento es transportado por el fondo y en suspensión para todo el rango de caudales. Mediante procesos de erosión/deposición, el cauce puede autoajustarse a las imposiciones de caudal líquido/sólido y modificar la rugosidad aluvial con diferentes formas de fondo.

Los ríos con lechos de grava (incluyen desde gravas a cantos rodados con proporciones menores de arena) se observan principalmente en zonas montanas y pedemontanas. Estos ríos forman parte generalmente de una densa red hidrográfica y muestran una fuerte variabilidad espacial y temporal de los parámetros hidráulicos, morfológicos y sedimentológicos. En particular, tanto los

sedimentos que constituyen el lecho, como así también el material sólido que ingresa a través de los numerosos afluentes, presentan una acentuada no uniformidad granulométrica, es decir, granulometrías extendidas (Basile, 2002).

En los tramos inferiores del curso principal el sedimento está compuesto por arenas y gravas. Las pendientes son del orden de 0.5 % a 2 %. El sedimento se transporta preponderantemente durante las crecidas. En el lecho se encuentran agrupamientos de partículas gruesas depositadas por falta de competencia del flujo cuando disminuye el caudal. Aguas arriba, en el tramo medio, para gradientes topográficos del orden de 2 % a 4 %, la granulometría del lecho se compone por gravas medianas-gruesas y guijarros. El transporte generalizado de sedimentos se verifica para crecidas importantes y es difícil encontrar algún rasgo de formas de fondo.

En el tramo superior, para pendientes entre el 4 % y 6 %, el sedimento del lecho es muy grueso, se observan guijarros grandes y cantos rodados. El flujo origina saltos a partir de una obstrucción producida por un agrupamiento de cantos rodados grandes (tamaños variables entre 1 m y 2 m) organizados en líneas transversales a la corriente. Para caudales bajos la apariencia del perfil de flujo es similar a una secuencia de escalones. Por lo tanto, la morfología es de canal confinado de tipo escalón con salto de fondo y hoyas. Aguas arriba, para pendientes mayores de 7 %, la abundancia de cantos rodados grandes imbricados limita la movilidad del lecho. Los clastos son muy mal seleccionados (amplia gama de tamaños) y desorganizados. El flujo turbulento es de tipo a chorro y estela, sobre clastos muy grandes no sumergidos.

Los canales tributarios de mayor pendiente de la red hidrográfica, es decir, con pendientes mayores de 12 %-15 %, están constituidos por depósitos coluviales de clastos muy mal seleccionados. El transporte de sedimentos puede ser de tipo hiperconcentrado (flujo de detritos).

Algunos ríos o tramos de ríos pueden ser no aluviales. Por ejemplo, tramos de ríos cuyo lecho presenta afloramientos rocosos, ríos que fluyen a través de depósitos sedimentarios muy gruesos (generalmente formados por bloques de origen glaciar) o cauces labrados en sedimentos con elevada cohesión. Estos tipos de cauces no pueden autoajustarse a los caudales líquidos y sólidos aportados por la cuenca de influencia. Los eventuales cambios morfológicos se producen con celeridades extremadamente bajas, a tal punto que, a los efectos prácticos pueden considerarse como cauces fijos.

1.7.4 Carácter tridimensional de los procesos hidrodinámicos y morfológicos

El transporte de sedimentos y la morfología de ríos aluviales es el resultado de la interacción entre el flujo hídrico y el cauce móvil que lo contiene. Desde un punto

de vista amplio se puede decir que los procesos hidro-morfológicos dinámicos en ríos aluviales son tridimensionales e impermanentes, como se describe en la Tabla 1.7 (Crosato, 1996).

Tabla 1.7 Cambios en vertical, longitudinal y transversal de variables relevantes.

	VERTICAL	LONGITUDINAL	TRANSVERSAL
FLUJO HÍDRICO	intercambio de masa y momentum	intercambio de masa y momentum	intercambio de masa y momentum
* Caudal ($Q(t)$)	entradas/salidas de $Q(t)$ (lecho permeable a almacenamiento subt.)	entrada $Q(t)$ aguas arriba y entrada/salidas $Q(t)$ internas	entradas/salidas laterales $Q(t)$ (afluente, derivación, desborde a planicie aluvial)
* Velocidad (\mathbf{u})	$\mathbf{u}(u_1, u_2, u_3)$	$\mathbf{u}(u_1, u_2, u_3)$, y régimen de flujo	$\mathbf{u}(u_1, u_2, u_3)$
* Profundidad (h)		pendiente fondo, ancho sección, rugosidad, controles de flujo, etc.	confluencias, derivaciones, desborde planicie, etc.
* Rugosidad (n)	márgenes vegetadas, revestidas, etc.	tamaño sedimento, formas de fondo, etc.	secciones irregulares, tamaño sed., etc.
TRANSPORTE DE SEDIMENTOS	alzamiento y deposición de partículas	entrada de sedimentos (aguas arriba e internas), variación capacidad transporte	entrada/salida lateral de sedimentos (afluentes, erosión de márgenes, derivación, transferencia finos a planicie aluvial)
* Dirección del transporte (θ)	variación θ (efecto flujo helicoidal)	variación θ (flujo helicoidal, pendiente del fondo)	variación θ (efecto flujo helicoidal, pendiente del fondo)
* Magnitud del transporte (C_s , Q_{sc})	var. concen. sedim. suspensión, C_s	C_s y variación capacidad transporte, Q_{sc}	C_s y variación Q_{sc} .
* Sedimento del lecho (d_l)	estratificación del material del lecho	granulometría lecho y transporte	granulometría lecho y transporte
MORFOLOGÍA	niveles de fondo (erosión/deposición del lecho)	nivel fondo, ancho (erosión/deposición lecho)	nivel fondo, ancho, ensanchamiento cauce (erosión márgenes)
*Formas de fondo		características de formas de fondo, variación rugosidad	características de formas de fondo, variación rugosidad
*Sección transversal		nivel hídrico y niveles de fondo, relación B/h .	nivel hídrico y niveles de fondo, relación B/h .
*Configuración planimétrica		ancho sección y curvatura,	erosión márgenes
* Erosión de márgenes	susceptibilidad erosión márgenes (estratificac. sed., tubificación, etc.)	susceptibilidad erosión de márgenes	susceptibilidad erosión de márgenes (var. carác. márgenes izq. y der.)

1.8 AREAS DE APLICACIÓN DE LA HIDRÁULICA FLUVIAL

La predicción del transporte de sedimentos y la morfodinámica de los ríos aluviales es importante para el estudio de los cambios generados por eventos naturales y por la intervención humana en los sistemas fluviales.

Algunas de las temáticas que pueden mencionarse, relacionadas con los procesos de erosión, transporte y deposición de sedimentos por el flujo hídrico encauzado en los ríos, son:

- Determinación de procesos de erosión/deposición durante crecidas, para diseño de obras de protección contra inundaciones (encauzamientos en travesías, rectificación del cauce, diques longitudinales/transversales, derivaciones, etc.).
- Evaluación del impacto hidro-morfológico producido por perturbaciones en la cuenca a largo plazo (aumento/disminución del ingreso de sedimentos, aumento/disminución de caudales, extracción de sedimentos del lecho, etc.).
- Diseño de obras de dragados y/o encauzamientos, para el proyecto de vías navegables, mejoramiento de la navegación, control de inundaciones, etc.
- Estimación de erosión en singularidades fluviales (curvas, confluencias, estrechamientos, etc.) y en correspondencia de estructuras en general (puentes, espigones, muelles de atraque, alcantarillas, compuertas, vertederos, etc.).
- Pronóstico de sedimentación de embalses (presas para aprovechamiento hidroeléctrico/riego/atenuación de crecidas, etc.) y evaluación de erosión en tramos aguas abajo de embalses.
- Estudios hidrodinámicos y de transporte de sedimentos para análisis de la calidad del hábitat fluvial de distintas especies.
- Predicción de la respuesta hidromorfológica para proyectos de restauración de ríos.
- Evaluación de procesos de erosión de márgenes/lecho y dimensionamiento de protecciones para seguridad de obras de infraestructura en general.
- Diseño del corte de un meandro para contener su propagación (seguridad de infraestructura: carreteras, naves industriales, edificios de viviendas, etc.).
- Diseño de canales estables.

1.8.1 Pasos metodológicos para el estudio de ríos aluviales

Para abordar el estudio del transporte de sedimentos y los complejos procesos de cambios morfológicos en ríos aluviales se recomiendan realizar los siguientes pasos metodológicos:

- a) Análisis hidromorfológicos cualitativos,
- b) Análisis hidromorfológicos cuantitativos,
- c) Modelación física y/o matemática.

El primer paso (a) se refiere a la aplicación de principios generales de la hidrología, hidráulica, sedimentología y geomorfología para describir y encuadrar el problema en cuestión. Esta parte del análisis se realiza sobre la base de datos concernientes caudales líquidos y sólidos, el tipo de cauce, condicionantes geológicos, características sedimentológicas del cauce, estabilidad del cauce, tendencias evolutivas históricas de erosión/sedimentación del lecho, cambios morfológicos de la configuración planimétrica, cambios de la sección transversal, cambios en el perfil longitudinal y en las características de composición granulométrica del lecho.

Esta información puede utilizarse en conjunción con datos de la cuenca de aporte, tales como, régimen hidrológico, uso del suelo en el pasado y en el presente, y características de la cuenca en relación a litología, suelo, cobertura vegetal, aportes sólidos, obras de saneamiento, desarrollos urbanísticos, aprovechamientos hidroeléctricos, etc.. De esta manera se pueden identificar y caracterizar los procesos dominantes, que serán usados en el segundo paso (b).

Una vez encuadrado el problema, en el segundo paso (b), se pueden desarrollar relaciones geomorfológicas cuantitativas mediante ecuaciones de regresión que involucren las variables principales del problema, se pueden realizar relevamientos batimétricos, mediciones hidro-sedimentológicas específicas, aplicar ecuaciones de transporte de sedimentos, realizar balances sólidos, etc.. Este análisis permite verificar las conclusiones preliminares obtenidas en el paso de análisis cualitativos, realizar el control de la caracterización del problema y también identificar otras áreas que deberían ser estudiadas e investigadas con mayor detalle.

El paso (c) de modelación es requerido una vez que se identificaron las áreas que necesitan un análisis con mayor nivel de profundidad. Los modelos físicos (ver Capítulo 10) se utilizan con éxito cuando las escalas espaciales son reducidas, por ejemplo, para abordar el estudio de erosiones en correspondencia de estructuras, tales como pilas y estribos de puentes, espigones, vertederos, alcantarillas, etc. (ver Capítulo 9). Además, los datos de la modelación física pueden, a su vez, ayudar a calibrar un modelo matemático (ver Capítulo 8), en un proceso de retroalimentación.

En este sentido, el constante aumento de la capacidad de las computadoras hace que la modelación matemática resulte económica y efectiva para el pronóstico a corto, mediano y largo plazo de los cambios morfológicos en tramos de ríos de algunos kilómetros hasta de cientos de kilómetros; permitiendo además, probar un gran número de escenarios hipotéticos y alternativas en cortos períodos de tiempo. Esto incluye la aplicación de distintos modelos hidrodinámicos y/o morfodinámicos para estimar procesos de erosión/sedimentación, erosión de márgenes, cambios de composición granulométrica del fondo, etc.

1.8.2 Estudio de ríos aluviales a distintas escalas espaciales y temporales

La morfología de ríos aluviales es dinámica, observándose procesos que pueden ser caracterizados por pequeñas o grandes escalas espaciales y temporales. Tales procesos incluyen el desarrollo de formas de fondo (ver Capítulo 6), como por ejemplo rizos, dunas, barras; la formación de macroestructuras morfológicas como conos de deyección, deltas; o la erosión/sedimentación del lecho a lo largo de grandes distancias; etc. Dependiendo de la escala de interés algunos fenómenos pueden ser solo un ruido de fondo, una componente del proceso morfodinámico o una condición externa (De Vriend, 1991).

Por lo tanto, en los estudios de transporte de sedimentos, la elección de los procesos a tener en cuenta, y su correspondiente representación, debe ser realizada con extremo cuidado. Cuando se abordan estudios a grande escala espacial y temporal, se debe considerar la presencia y posible predominio de procesos que son despreciables a escalas más pequeñas (Di Silvio, 1993).

Por ejemplo, la alimentación sólida debido a la erosión superficial en la zona de producción puede ser despreciada cuando se analizan eventos hidrológicos extraordinarios (corto plazo), pero se debe tener en cuenta cuando se estudian procesos morfológicos de ríos aluviales a largo plazo, como por ejemplo, la sedimentación de embalses.

En las Tablas 1.8 y 1.9 se presentan algunos de los principales procesos hidromorfológicos que tienen lugar en ríos aluviales, con sus correspondientes escalas temporales y espaciales (Crosato, 1996).

Si bien la dinámica del flujo hídrico y sólido tiene carácter impermanente y tridimensional, para el estudio del transporte de sedimentos y procesos morfológicos asociados, frecuentemente se realiza la integración, sobre una cierta escala espacial o temporal, de las ecuaciones que gobiernan la dinámica de los procesos físicos involucrados. De este modo, los diferentes procesos se representan con un nivel de agregación mayor, removiéndose las variaciones que ocurren a escalas más pequeñas.

El flujo hídrico puede ser integrado espacialmente en vertical (profundidad) y en horizontal (ancho), dando lugar a distintas representaciones del campo de velocidades. Una integración temporal fundamental, relacionada con el flujo hídrico, es la integración sobre el período de la turbulencia (ver Capítulo 2). Asimismo, el transporte de sedimentos puede ser integrado temporalmente, la integración temporal puede involucrar diferentes períodos de tiempo (período de la turbulencia, duración de una crecida, años, etc.) o espacialmente (en vertical, en la sección transversal, etc.). Por otra parte, el sedimento del lecho, a los efectos del transporte, puede representarse por una serie de tamaños (representación de sedimentos no uniformes) o mediante un único tamaño (esquematización monogranular del lecho).

Tabla 1.8 Escalas temporales de interés en ríos aluviales (modificada de Crosato, 1996).

PROCESO	ESCALA TEMPORAL
* Fluctuaciones flujo turbulento	Muy pequeña: décimas seg., segundos
* Eventos hidrológicos extraordinarios * Erosión local del lecho (puentes, espigones, etc.) * Deslizamientos, Flujos de detritos/barro * Rotura de presas (propagación ondas abruptas)	Corto plazo: horas, días
* Variaciones estacionales del régimen hidrológico * Erosión de márgenes, variaciones anuales * Desarrollo y migración formas fondo (dunas, etc.)	Mediano plazo: meses, años
* Migración de meandros, corte de meandros * Migración de bancos de arena, generación de islas * Recrecimiento de planicie aluvial * Transición a nuevo equilibrio hidromorfológico	Largo plazo: décadas, centurias

Tabla 1.9 Escalas espaciales de interés en ríos aluviales (modificada de Crosato, 1996).

PROCESO	ESCALA ESPACIAL
* Longitud de saltación de partículas * Desarrollo formas de fondo (rizos)	Micro escala: magnitud proporcional al tamaño de la partícula de sedimento
* Erosión localizada del lecho, hoyas de erosión * Desarrollo de formas de fondo (dunas)	Pequeña escala: magnitud proporcional a la profundidad de flujo
* Evolución de barras, bancos de arena * Evolución de meandros	Mediana escala: magnitud proporcional al ancho de la sección transversal
* Evolución perfiles longitudinales del fondo * Evolución de planicies de inundación	Grande escala: magnitud proporcional a la longitud del curso principal

1.9 BIBLIOGRAFÍA

- Allen, J.R.L. (1965). *A review of the origin and characteristics of recent alluvial sediments*. *Sedimentology* 5, 89-191.
- Allen, J.R.L. (1970). *A quantitative model of grain size and sedimentary structure in lateral deposits*. *Geological Journal*, 7, 129-146.
- Amsler, M.L. y Drago, E.C. (1999). *A review of the suspended sediment budget at the confluence of the Paraná and Paraguay rivers*. Symposium on hydrological and geochemical processes in large scale rivers. Manaus, Brasil.
- Amsler, M.L.; Drago, E.C. y Paira, A.R. (2007). *Fluvial sediments: Main channel and floodplain interrelationships*. Chapter 5, in: *The Middle Paraná River: Limnology of a Subtropical Wetland*, de Iriondo, M. H.; Paggi, J. C. and Parma, M. J. (Eds.). Heidelberg, New York. Part I, 123-142.
- An, H.P., Chen, S. Ch., Chan, H.Ch. y Hsu, Y. (2013). *Dimension and frequency of bar formation in braided river*. *International Journal of Sediment Research*, 28(3), 358-367.
- Andrews, E.D. (1980). *Effective and bankfull discharges of streams in the Yampa river basin, Colorado and Wyoming*. *Journal of Hydrology* 46, 311-330.
- Basile, P.A.; Riccardi, G.; Peruzzo, F. y Garcia, M. (2016). *Modelación Hidrodinámica Bidimensional del Río Paraná Inferior*. Revista Aqua-LAC, ISSN 1688-2873, Vol. 8(2), 1-13.
- Basile, P.A. (2001). *Caracterización de caudales sólidos en la región del NOA*. Informe IF1-T124. Estudio Regional de Riesgos Hidrogeológicos en el Noroeste Argentino. Beta Studio y Enel-Hydro (Italia).
- Basile, P.A. (2002). *Simulación numérica de eventos hidro-sedimentológicos extremos en ambientes fluviales montanos y pedemontanos*. Cuadernos del Curiham, 8(1), 11-25.
- Basile, P.A.; Riccardi, G.; Zimmermann, E. y Stenta, H. (2010). *Simulation of Erosion-Deposition Processes at Basin Scale by a Physically-Based Mathematical Model*. *International Journal of Sediment Research*, 25(2), 91-109.
- Billi, P. (2011). *Flash flood sediment transport in steep sand-bed ephemeral stream*. *International Journal of Sediment Research*, 26(2), 181-192.
- Blench, T. (1957). *Regime behaviour of canals and rivers*. Butterworths Scientific Publications, Londres.
- Bray, D.I. (1973). *Regime relations for Alberta gravel-bed rivers*. Proc. Hydrol. Symp. Univ. of Alberta, Canadá, 440-452.
- Bray, D.I. (1982). *Regime equations for gravel-bed rivers*. In *Gravel Bed Rivers*, Chapter 19. Wiley, NY, 517-541.
- Bridge, J.S. (1993). *The interaction between channel geometry, water flow, sediment transport and deposition in braided rivers*. In *Braided Rivers*. Best, J.L. y Bristow, C.S. (Eds.). Geological Society of London Special Publication N° 75, 105-111.
- Chakrapani, G.J. (2005). *Factors controlling variations in river sediment loads*. *Current Science*, 88 (4), 569-575.
- Charlton, F.G. (1977). *An appraisal of available data on gravel rivers*. Report N° 151. Hydraulic Research Station, Wallingford, UK.
- Chen, Y.; Wang, F.; Liu, G.; Yu, X., Jia, G. y Gan, P. (2011). *Modified vegetation-erosion dynamics model and its application in typical watersheds in the Loess Plateau*. *International Journal of Sediment Research*, 26(1), 78-86.

- Crosato, A. (1996). *One dimensional modeling of mountain and piedmont rivers. Basic concepts of downscaling from 3D to 1D - Morphological aspects*. Chapter 7. Final Scientific Report. Project FRIMAR (Flooding Risk in Mountain Areas). ISMES SpA. Italy.
- De Vriend, H.J. (1991). *Mathematical modeling and large-scale coastal behaviour. Part 2: Predictive models*. Journal of Hydraulic Research, 29(6), 741-753.
- De Vries, M. (1993). *Use of models for river problems*. UNESCO Publishing, Paris. ISBN 92-3-102861-8.
- Di Silvio, G. (1993). *Large-scale morphological modeling of fluvial and coastal systems*. Advances in Hydro-Science and Engineering, S.S.Y. Wang (Ed.), 157-165.
- Dooge, J. (1984). *Unit Hydrograph Concepts and Methods*. International Post-Graduate Course in Hydrology. International Centre of Hydrology. University of Padua, Italy, Vol. I, 172 p.
- Dury, G.H. (1955). *Bed width and wave-length in meandering valleys*. Nature, 179, 31.
- Ferguson, R.I. (1984). *The threshold between meandering and braiding*. First Intern. Conf. on Hydraulic Design in Water Resources Engineering. Smith K.V.A. (Ed.), Springer-Verlag, Berlin, 6.15-6.29.
- Fisk, H.N. (1947). *Fine Grained Alluvial Deposits and their Effects on Mississippi River Activity*. Mississippi River Commission, Vicksburg, Mississippi, 82 p.
- Friend, P.F. y Sinha, R. (1993). *Braiding and meandering parameters*. In Braided Rivers. Best, J.L. y Bristow, C.S. (Eds.). Geological Society of London Special Publication N° 75, 105-111.
- Garcia, M.; Basile, P.A. y Riccardi, G.A. (2017). *Estudio de aforos y modelación hidro-sedimentológica del cauce y planicie aluvial del río Paraná*. VIII Simposio Regional sobre Hidráulica de Ríos, Córdoba.
- Garde, R.J. y Ranga Raju, K.G. (1985). *Mechanics of sediment transportation and alluvial streams problems*. Second Edition, John Wiley & Sons, ISBN 0-470-20109-6.
- Gomez, B., Cui, Y., Kettner, A.J., Peacock, D.H. y Syvitski, J.P.M. (2009). *Simulating changes to the sediment transport regime of the Waipaoa River, New Zealand, driven by climate change in the twenty-first century*. Global and Planetary Change 67(3-4), 153-166.
- Hedman, E.R. y Osterkamp, W.R. (1982). *Streamflow characteristics related to channel geometry of streams in western United States*. U. S. Geological Survey. Water-Supply Paper 2193, 17 p.
- Henderson, F.M. (1961). *Stability of alluvial channels*. Journal of the Hydraulic Division, ASCE, 87(109-138).
- Hewlett, J.D. (1982). *Principles of forest hydrology*. University of Georgia Press. 183 p.
- Hey, R.D. (1975). *Design discharge for natural channels*. Science, Technology and Environmental Management. Hey, R.D y Davies, T.D. (Eds.). Saxon House, UK, 73-88.
- Hey, R.D. y Thorne, C.R. (1986). *Stable channels with mobile gravel bed*. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 112(8), 671-689.
- Inglis, C.C. (1941). *Divergence from regime in stable channels in alluvium*. Central Irrigation and Hydrodynamic Research Station, Poona, India. Annual Technical Report 1941-1942.
- Inglis, C.C. (1947). *Meanders and their bearing on river training*. Proc. of ICE (Londres), Marítime Paper N° 7.
- Julien, P.Y. y Wargadalam, J. (1995). *Alluvial channel geometry: theory and applications*. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 121(4), 312-325.
- Kennedy, R.G. (1895). *The prevention of silting in irrigation canals*. Paper n° 2826. Proc. of ICE (Londres), Vol. 119.
- Lacey, G. (1930). *Stable channels in alluvium*. Paper N° 4736, Proc. of ICE (Londres), Vol. 229.

- Lane, E.W. (1957). *A study of the shape of channels formed by natural streams flowing in erodible material.* USACE, Missouri River Division, Omaha, Nebraska, USA. Sediment Series 9.
- Leopold, L.B. (1994). *A view of the river.* Harvard University Press, Cambridge, Massachusetts, 298 p.
- Leopold, L.B. y Wolman, M. (1960). *River meanders.* Geol. Soc. America Bull., Vol. 71, 769-794.
- Leopold, L.B. y Wolman, M.G. (1957). *River Channel Patterns – Braided, Meandering and Straight.* United States Geological Survey. Professional Paper N° 282B.
- Lindley, E.S. (1919). *Regime channels.* Proc. Punjab Engineering Congress, Vol. 7.
- Lu, X.X; Ran, L.S.; Liu, S.; Jiang, T.; Zhang, R. y Wang, J.J. (2013). *Sediment loads response to climate change: A preliminary study of eight large Chinese rivers.* Inter. Journ. of Sediment Research, 28(1), 1-14.
- Mackin, J.H. (1948). *Concept of the graded river.* En *River Morphology.* Ed. by Schumm, Dowden, Hutchinson & Ross, Inc., Stroudsburg, Pennsylvania, 1972.
- Makaske, B. (2001). *Anastomosing rivers: a review of their classification, origin and sedimentary products.* Earth-Science Reviews 53 (2001), 149–196.
- Makaske, B.; Smith, D.G. y Berendsen, H.J.A. (2002). *Avulsions, channel evolution and floodplain sedimentation rates of the anastomosing upper Columbia River, British Columbia, Canada.* Sedimentology 49, 1049–1071.
- Parker, G. (1979). *Hydraulic geometry of active gravel bed rivers.* Journal of the Hydraulic Division, ASCE, 105(HY9), 1185-1201.
- Parker, G. (2006a). *Summer short course on Environmental Fluid Mechanics: Theory, Experiments and Applications.* Karlsruhe, Germany. Basic data on bankfull characteristics of sand-bed rivers.
- Parker, G. (2006b). *Short course on Rivers.* Laramie, Wyoming, February 2006. Basic data on bankfull characteristics of gravel-bed rivers (<http://hydrolab.illinois.edu/people/parkerg>).
- Parker, G.; Wilcock, P.R.; Chris Paola; Dietrich, W.E. y Pitlick, J. (2007). *Physical basis for quasi-universal relations describing bankfull hydraulic geometry of single-thread gravel bed rivers.* Journal of Geophysical Research: Earth Surface, 112 (F4).
- Prins, A. y de Vries, M. (1971). *On dominant discharge concepts for rivers.* Proc. 14th Congress of the IAHR, Paris, Vol. 3, paper C20.
- Rust, B.R. (1978). *A classification of alluvial channel systems.* In: Miall, A.D.(Ed.). *Fluvial Sedimentology.* Canadian Society of Petroleum Geologists, Memoir 5, Calgary, 187–198.
- Schaffernak, F. (1950). *Flussmorphologie und Flussbau.* Viena, Springer Verlag.
- Schumm, S.A. (1968). *River adjustment to altered hydrologic regime – Murrumbidgee River and paleochannels, Australia.* USGS, Professional Paper N° 596, 65 p.
- Schumm, S.A. (1977). *The fluvial system.* Wiley Interscience, New York.
- Syvitski, J.P.M.; Peckham, S.D.; Rachael Hilberman, R. y Mulder, T. (2003). *Predicting the terrestrial flux of sediment to the global ocean: a planetary perspective.* Sedimentary Geology, 162 (2003), 5-24.
- Terrel, P.W. y Borland, W.M. (1958). *Design of stable canals and channels in erodible material.* Transactions ASCE, 123.
- Van den Berg, J. (1995). *Prediction of alluvial channel pattern of perennial rivers.* Geomorphology 12, 259–279.
- Zalasiewicz, J.; Steffen, W.; Leinfelder, R.; Williams, M. y Waters, C. (2017). *Petrifying Earth Process: The Stratigraphic Imprint of Key Earth System Parameters in the Anthropocene.* Theory, Culture & Society, 34 (2-3), 83-104.

CAPÍTULO 2

FUNDAMENTOS DE FLUJOS A SUPERFICIE LIBRE

2.1 INTRODUCCIÓN

El transporte de sedimentos en ríos aluviales es función de parámetros relevantes del flujo a superficie libre, como por ejemplo, la tensión de corte sobre el lecho, la velocidad, la profundidad, etc. Por otra parte, los procesos morfodinámicos de erosión-sedimentación están intimamente relacionados con las variaciones espaciales y temporales de tales parámetros. Por lo tanto, en este Capítulo se realiza una descripción de las distintas representaciones del flujo a superficie libre, partiendo de las ecuaciones de Navier-Stokes, para el caso más general del flujo a superficie libre de un fluido viscoso incompresible bajo la acción de la gravedad.

A partir de la integración de dichas ecuaciones, sobre el período de la turbulencia, se derivan las ecuaciones de Reynolds. Introduciendo el concepto de longitud de mezcla de Prandtl, se vinculan las tensiones adicionales de Reynolds (tensiones turbulentas) con las magnitudes del flujo medio y se derivan las leyes de distribución de velocidad y de tensión de corte en la vertical para el flujo turbulento permanente y uniforme. En función de las mismas se determinan distintas expresiones para los coeficientes de resistencia para el flujo turbulento completamente desarrollado.

Se presentan las ecuaciones fundamentales que permiten obtener tensiones de corte en flujos a superficie libre bidimensionales y unidimensionales. En particular, se describen las representaciones hidrodinámicas en su versión bidimensional en horizontal y las ecuaciones para el flujo impermanente unidimensional y cuasi-bidimensional, así como también, para el flujo permanente y cuasi-permanente gradualmente variado unidimensional. Finalmente, se describen las ecuaciones del flujo impermanente cero-dimensional y se realiza una síntesis de las distintas representaciones del flujo a superficie libre derivadas de Navier-Stokes.

2.2 ECUACIONES PARA FLUIDOS VISCOSOS INCOMPRESIBLES

La ecuación de continuidad (Euler, 1755) y las ecuaciones dinámicas de Navier-Stokes (N-S) (Navier, 1823; Stokes, 1845), para el caso del flujo de fluidos viscosos incompresibles, proporcionan cuatro ecuaciones escalares y tienen como incógnitas la presión instantánea p y las tres componentes del vector velocidad instantánea \mathbf{u} . Dichas ecuaciones se expresan en forma compacta, en notación tensorial, como:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \rho g \frac{\partial z}{\partial x_i} \quad (2.2)$$

donde, p : presión instantánea; $\mathbf{u}=(u_1, u_2, u_3)$ o $\mathbf{u}=(u, v, w)$: vector velocidad instantánea; $\mathbf{x}=(x_1, x_2, x_3)$ o $\mathbf{x}=(x, y, z)$: vector posición en sistema de coordenadas cartesianas ortogonales (ver Apéndice A); t : coordenada temporal, z : posición en dirección vertical; ρ : densidad, g : aceleración de la gravedad y μ : viscosidad dinámica.

Obsérvese que, en notación tensorial, cuando aparecen dos índices iguales en un determinado término se está indicando una sumatoria respecto al índice repetido (convención de sumatoria de Einstein). El modo de proceder para obtener las ecuaciones en cada dirección es considerando $i=j=1,2,3$. Por ejemplo, para i fijo ($i=1$), j varía ($j=1,2,3$); luego, ($i=2$),($j=1,2,3$); etc.

Las ecuaciones de N-S se fundamentan a partir de la segunda ley de Newton ($F=ma$). El miembro izquierdo de (2.2) representa la fuerza de inercia (masa \times aceleración) por unidad de volumen ($ma/V=\rho d\mathbf{u}/dt$), donde la densidad ρ o masa específica (masa por unidad de volumen, m/V) multiplica a la aceleración total Lagrangiana ($\mathbf{a}=d\mathbf{u}/dt$) expresada en derivadas Eulerianas, es decir, mediante la aceleración local y la aceleración convectiva en cada dirección x_j . Por otra parte, el miembro derecho, representa el campo de fuerzas externo aplicado por unidad de volumen, donde el primer término representa las fuerzas normales, el segundo las fuerzas tangenciales de origen viscoso y el tercero las fuerzas de cuerpo debidas a la gravedad.

2.2.1 Significado dimensional de las ecuaciones de Navier-Stokes

Las variables que intervienen en las ecuaciones de Navier-Stokes pueden ser adimensionalizadas mediante:

$$u_i^* = \frac{u_i}{u_0}, \quad p^* = \frac{p}{\rho u_0^2}, \quad x_i^* = \frac{x_i}{l}, \quad z^* = \frac{z}{l}, \quad t^* = \frac{t u_0}{l} \quad (2.3)$$

donde u_0 es una velocidad de referencia y l una longitud característica del sistema en estudio.

Reemplazando las expresiones (2.3) en (2.2) se obtiene:

$$\frac{u_0^2}{l} \left(\frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} + u_j^* \frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} \right) = - \frac{u_0^2}{l} \frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \frac{\nu u_0}{l^2} \frac{\partial^2 u_i^*}{\partial x_j^* \partial x_j^*} - g \frac{\partial z^*}{\partial x_i^*} \quad (2.4)$$

donde ν es la viscosidad cinemática. Multiplicando cada término de (2.4) por l/u_0^2 , se obtienen las ecuaciones de Navier-Stokes escritas en forma adimensional:

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} + u_j^* \frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} = - \frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \frac{\nu}{u_0 l} \frac{\partial^2 u_i^*}{\partial x_j^* \partial x_j^*} - \frac{g l}{u_0^2} \frac{\partial z^*}{\partial x_i^*} \quad (2.5)$$

En (2.5) se observan dos factores adimensionales que describen características bien definidas del flujo. El primero es el inverso del número de Reynolds:

$$\frac{\nu}{u_0 l} = \frac{l}{Re} \quad (2.6)$$

que representa la importancia de las fuerzas iniciales respecto a las fuerzas viscosas:

$$Re = \frac{\rho l^3 (u/t)}{\mu u l} = \frac{\rho l^3 u}{(l/u) \mu u l} = \frac{u l}{\nu} \quad (2.7)$$

El segundo es el inverso del número de Froude al cuadrado:

$$\frac{g l}{u_0^2} = \frac{l}{F^2} \quad (2.8)$$

que representa la importancia de las fuerzas de inercia respecto a la fuerzas de gravedad:

$$F^2 = \frac{\rho l^3 (u/t)}{\rho g l^3} = \frac{\rho l^3 u}{l/u \rho g l^3} = \frac{u^2}{g l} \quad (2.9)$$

Un número de Froude (Reynolds) elevado no significa que las fuerzas de gravedad (viscosas) sean pequeñas sino que la influencia de éstas, en las características dinámicas del flujo, es pequeña respecto a la influencia de las fuerzas de inercia. Análogamente, un número de Froude (Reynolds) bajo indica una gran influencia de las fuerzas de gravedad (viscosas) respecto a las fuerzas de inercia.

2.2.1.1 Leyes de semejanza

En modelación física, dos flujos caracterizados por el mismo número de Reynolds presentan semejanza dinámica respecto a las fuerzas de resistencia viscosa, por lo tanto, en prototipo (subíndice p) y modelo (subíndice m) se debe satisfacer la relación:

$$\frac{\rho_p u_p l_p}{\mu_p} = \frac{\rho_m u_m l_m}{\mu_m} \Rightarrow \frac{\rho_r u_r l_r}{\mu_r} = I \quad (2.10a), (2.10b)$$

donde el subíndice r indica la relación de escala entre variables del prototipo y del modelo, es decir, $u_r = u_p/u_m$ (relación de escala de velocidad), $l_r = l_p/l_m$ (escala de reducción geométrica). En el caso de un mismo fluido en igualdad de condiciones de densidad y viscosidad ($\rho_r = 1$, $\mu_r = 1$), de (2.10b) se obtiene:

$$u_r = \frac{l}{l_r} \quad (2.11)$$

Esta relación no es compatible con la que se obtiene basándose en la semejanza dinámica respecto a las fuerzas de gravedad, es decir, planteando la condición de igualdad del número de Froude en prototipo y modelo. Efectivamente, a partir de la definición de F y dado que $g_r = g_p/g_m = 1$, se obtiene:

$$\frac{u_p}{\sqrt{g_p l_p}} = \frac{u_m}{\sqrt{g_m l_m}} \Rightarrow u_r = \sqrt{l_r} \quad (2.12) \text{ y } (2.13)$$

En los modelos físicos hidráulicos no es necesario satisfacer la (2.11) y la (2.13) simultáneamente, ya sea porque una fuerza (gravedad) predomina sobre la otra (viscosidad) o viceversa, ya sea porque directamente una de las dos no interviene en el problema. Por ejemplo, en la modelación física del flujo laminar (bajos valores de Re) en un conducto o en un medio poroso, las fuerzas de gravedad pueden despreciarse, por lo tanto, la igualdad de Re en modelo y prototipo permite establecer la semejanza dinámica entre ambos. Por otra parte, en la modelación física del flujo turbulento (valores elevados de Re), a superficie libre en un tramo de río o canal, las fuerzas viscosas pueden despreciarse, por lo tanto, la igualdad del número de Froude en modelo y prototipo asegura que exista semejanza dinámica entre ambos. En el Capítulo 10 se abordarán estos conceptos con más profundidad.

2.2.2 Ecuaciones de N-S expresadas en función del tensor de tensiones

Consideremos las ecuaciones de N-S expresadas en función del tensor de tensiones. Con la ayuda de la ecuación de continuidad, el término de esfuerzos viscosos puede expresarse como:

$$\nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} = \nu \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (2.14)$$

Reemplazando (2.14) en (2.2), incorporando el vector G de la fuerza de gravedad y reordenando, se obtienen las ecuaciones de N-S expresadas como:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + G_i \quad (2.15)$$

donde las componentes del vector G se expresan mediante (ver Apéndice A):

$$G_i \equiv (G_1, G_2, G_3) = (gS_b, 0, -g) \quad (2.16)$$

y τ_{ij} es el tensor de tensiones, constituido por 9 componentes, el cual queda expresado como:

$$\tau_{ij} = -p \delta_{ij} + 2\mu S_{ij} = -p \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.17)$$

donde S_{ij} es el tensor de velocidad de deformación y δ_{ij} es el delta de Kronecker: $\delta_{ij}=1$ para $i=j$, $\delta_{ij}=0$ para $i \neq j$.

2.3 FLUJO LAMINAR EN UN CANAL RECTANGULAR ANCHO

2.3.1 Distribución de tensión de corte y presión en la vertical para flujo laminar

Consideremos el caso de un flujo laminar permanente y uniforme que se desarrolla en un canal rectangular ancho, inclinado un ángulo pequeño ϕ respecto a la horizontal, como se muestra en la Figura A.2 (Apéndice A).

El flujo es rectilíneo unidireccional bien ordenado, entonces las componentes del vector velocidad $v=u_2$ y $w=u_3$ son nulas, la única componente no nula es $u=u_1$. Además, como el flujo es permanente, la aceleración local es nula y, dado que es también uniforme, la aceleración convectiva es nula. Por lo tanto, $u=u_1$ no varía ni en el tiempo ni en la dirección $x=x_1$. Además, se supone que no existe efecto de las paredes laterales (muy ancho) entonces u tampoco varía con $y=x_2$. Es decir, u solo puede variar en la dirección $z=x_3$. Por lo tanto, el vector velocidad instantánea tiene por componentes:

$$u_i = (u_1(x_3), 0, 0) = (u(z), 0, 0) \quad (2.18)$$

Las componentes no nulas del tensor de tensiones (2.17) que interesan a los efectos de determinar la distribución de tensiones, presiones y posteriormente velocidades en vertical son:

$$\tau_{13} = \mu \frac{du_1}{dx_3} = \mu \frac{du}{dz} = \tau \quad (2.19)$$

$$\tau_{33} = -p \quad (2.20)$$

Se recuerda que, debido a la simetría del tensor de tensiones, $\tau_{31}=\tau_{13}$ y $\tau_{11}=\tau_{22}=-p$.

Por lo tanto, considerando que $\tau_{31}=\tau_{13}=\tau$ y $\tau_{11}=-p$, pero tanto τ_{31} como τ_{11} no varían con x_1 (flujo uniforme), las ecuaciones de Navier-Stokes (2.15) se reducen a:

- i=1 $0 = \frac{I}{\rho} \frac{d\tau}{dz} + g S_b$ (2.21)

- i=2 $0 = -\frac{I}{\rho} \frac{dp}{dy}$ (2.22)

- i=3 $0 = -\frac{I}{\rho} \frac{dp}{dz} - g$ (2.23)

donde S_b es la pendiente del fondo. La (2.22) establece que la presión es constante en la dirección transversal $y=x_2$. Integrando (2.21) y (2.23) imponiendo respectivamente tensión de corte y presión nulas en la superficie libre ($z=h$), se obtiene la variación lineal de tensión de corte en la vertical:

$$\tau(z) = \rho g (h-z) S_b = \tau_b \left(1 - \frac{z}{h} \right) \quad (2.24)$$

donde τ_b : tensión de corte sobre el fondo, expresada como:

$$\tau_b = \rho g h S_b \quad (2.25)$$

y la variación lineal de presión en la vertical (presión hidrostática):

$$p(z) = \rho g (h-z) = \rho g h \left(1 - \frac{z}{h} \right) \quad (2.26)$$

2.3.2 Ley parabólica de distribución de la velocidad en la vertical

Igualando (2.19) y (2.24), es decir, vinculando la tensión de corte con el gradiente de velocidad, e integrando, se obtiene el perfil parabólico de distribución de velocidades en la vertical:

$$u(z) = \frac{g S_b}{2v} (2h z - z^2) \quad (2.27)$$

La expresión de la velocidad media en la vertical U es:

$$U = \frac{I}{h} \int_{z=0}^{z=h} u(z) dz \quad (2.28)$$

Por lo tanto, reemplazando (2.27) en (2.28) e integrando se obtiene la velocidad media en la vertical, U:

$$U = \frac{g S_b}{3v} h^2 \quad (2.29)$$

Planteando $u(z)=U$ se obtiene que la velocidad media en la vertical se presenta para $z/h \approx 0.42$. Por otra parte, el caudal específico o caudal por unidad de ancho q (m^2/s), se expresa como:

$$q = U h = \frac{g S_b}{3 v} h^3 \quad (2.30)$$

En la Figura 2.1 se representan esquemáticamente las distribuciones de velocidad, tensión tangencial o de corte y presión en la vertical.

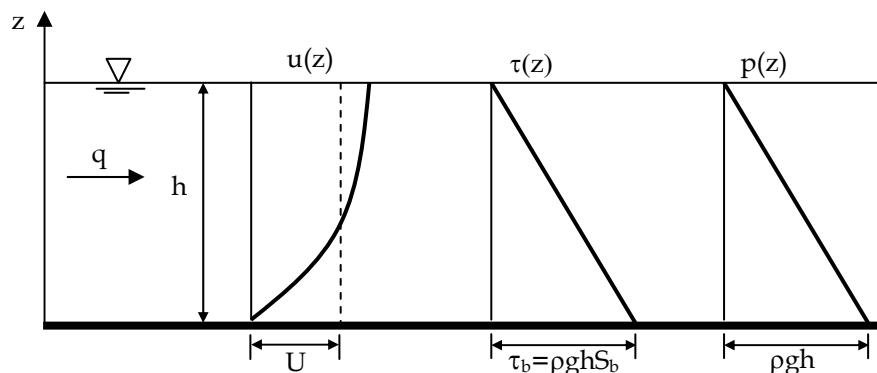


Figura 2.1 Representación de $u(z)$, $\tau(z)$ y $p(z)$ en un canal ancho en régimen de flujo laminar.

2.3.3 Observación sobre el flujo laminar en ambientes naturales

En ambientes naturales, el flujo laminar, analizado en los puntos anteriores, se presenta en algunas situaciones particulares, por ejemplo, en el caso del flujo de agua en un medio poroso, donde la velocidad es extremadamente baja y la longitud característica es del orden de la dimensión de los poros de la matriz de suelo. Por el contrario, en ríos aluviales, el flujo laminar es inexistente.

Efectivamente, la transición entre régimen laminar-turbulento, para el flujo a superficie libre en canales naturales, se observa para valores de Re comprendidos entre: $500 \leq \text{Uh}/v \leq 12500$. Si consideramos:

$$U=1 \text{ m/s}, h=1 \text{ m}, v=10^{-6} \text{ m}^2/\text{s} \rightarrow \text{Re}=10^6 \quad (2.31)$$

Es decir, el valor de Re es varios órdenes de magnitud mayor que el valor correspondiente a la transición (pasaje de laminar a turbulento). Por lo tanto, el flujo laminar es prácticamente inexistente en canales naturales abiertos.

2.4 ECUACIONES DE REYNOLDS

Las ecuaciones de Navier-Stokes describen la dinámica del campo de flujo instantáneo, en la escala macroscópica más pequeña posible, de fluidos viscosos incompresibles y son válidas para flujos laminares y turbulentos. Sin embargo,

debe considerarse que dichas ecuaciones son más adecuadas para representar la dinámica de flujos bien ordenados y regulares, como los flujos laminares. Mientras que, no son apropiadas para representar flujos turbulentos, entre otras cosas porque, dadas las características fluctuantes instantáneas del campo de velocidad, no es posible simular numéricamente dicho campo de flujo turbulento instantáneo en un modo económico razonable.

Es decir, la resolución directa de las ecuaciones de N-S, para el flujo turbulento, resulta prohibitiva desde el punto de vista del tiempo y de los recursos computacionales necesarios, inclusive para problemas que presentan escalas temporales y espaciales sumamente restringidas.

Por lo tanto, para flujo turbulento es necesario realizar promedios temporales (integración temporal) de las variables involucradas en las ecuaciones de N-S. De esta manera, el abordaje matemático es más accesible (y también es más accesible para nuestra mente). Tal procedimiento de integración fue propuesto por Reynolds (1895).

En un flujo turbulento los valores locales e instantáneos de la velocidad y la presión sufren fluctuaciones irregulares y desordenadas a través del tiempo como se muestra en la Figura 2.2.

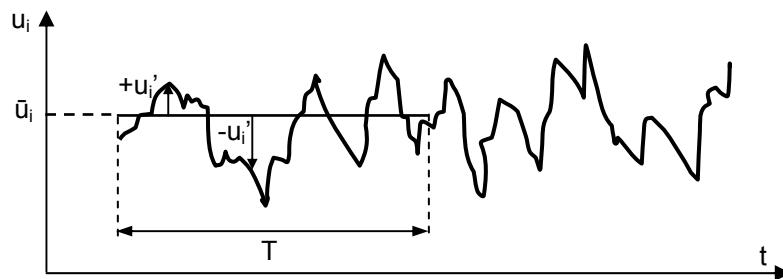


Figura 2.2 Representación de la evolución temporal de la velocidad instantánea.

Por lo tanto, de acuerdo a Reynolds (1895), es posible definir un flujo medio bien ordenado al que se le superponen las fluctuaciones turbulentas:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (2.32)$$

$$p = \bar{p} + p' \quad (2.33)$$

Donde, \bar{u}_i , \bar{p} : promedio temporal (representan la parte de flujo bien ordenado) y u'_i , p' : fluctuaciones o pulsaciones turbulentas.

El promedio temporal es: $\bar{u}_i = \frac{1}{T} \int_0^T u_i dt$ (2.34)

para T suficientemente grande el promedio temporal de las pulsaciones turbulentas de velocidad (o presión) es cero:

$$\bar{u}'_i = \frac{1}{T} \int_0^T u'_i dt = 0 \quad (2.35)$$

Las siguientes operaciones que involucran promedios temporales son válidas:

$$\overline{a+b} = \bar{a} + \bar{b} \quad , \quad \overline{\text{const. } b} = \text{const. } \bar{b} \quad , \quad \overline{\frac{\partial c}{\partial s}} = \frac{\partial \bar{c}}{\partial s} \quad (2.36)$$

Reemplazando las variables dependientes en las ecuaciones (2.1) y (2.2) por (2.32) y (2.33), e integrando cada término expandido (es decir, promediando temporalmente) se obtiene:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - g \frac{\partial z}{\partial x_i} - \left(\bar{u}'_j \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial x_j} \right) \quad (2.37)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad , \quad \frac{\partial \bar{u}'_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.38a,b)$$

Las ecuaciones (2.37), obtenidas por Reynolds (1895), son idénticas a las ecuaciones (2.2) de Navier-Stokes, solo que representan el flujo promedio y aparece un término adicional asociado a las fluctuaciones de velocidad debido a la turbulencia. Las ecuaciones (2.38a,b) son iguales a la ecuación (2.1) de Euler y están indicando que tanto el flujo promedio como las fluctuaciones turbulentas satisfacen la ecuación de continuidad.

2.4.1 Ecuaciones de Reynolds en función del tensor de tensiones medio y del tensor de tensiones total medio

Las ecuaciones (2.37) pueden ser escritas en función del tensor de tensiones medio. En efecto, utilizando la ecuación de continuidad y las expresiones (2.36), el término adicional de fluctuaciones turbulentas puede expresarse como:

$$\bar{u}'_j \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial x_j} = \frac{\partial \bar{u}'_i \bar{u}'_j}{\partial x_j} \quad (2.39)$$

además, el término de esfuerzos viscosos se expresa como en (2.14) pero para valores promedios. Por lo tanto, reemplazando esos dos términos en (2.37) y reordenando se obtiene:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \frac{I}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} (\tau_{ij} - \rho \bar{u}'_i \bar{u}'_j) - g \frac{\partial z}{\partial x_i} \quad (2.40)$$

donde τ_{ij} es el tensor de tensiones medio:

$$\tau_{ij} = -p \delta_{ij} + 2\mu \bar{S}_{ij} = -p \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.41)$$

expresado en función de la presión hidrodinámica media y del tensor de velocidad de deformación medio \bar{S}_{ij} que brinda las tensiones de origen viscoso.

En (2.41) δ_{ij} es el delta de Kronecker: $\delta_{ij}=1$ para $i \neq j$, $\delta_{ij}=0$ para $i=j$.

Por lo tanto, el tensor de tensiones total medio para flujos turbulentos, queda definido mediante la contribución del tensor de tensiones medio y el tensor de tensiones turbulentas de Reynolds:

$$T_{ij} = \tau_{ij} - \rho \bar{u}'_i \bar{u}'_j \quad (2.42)$$

Como mencionado anteriormente, las ecuaciones (2.40) (idénticas a las (2.37)) fueron obtenidas por Osborne Reynolds (1895) y muestran que, para el flujo turbulento, las ecuaciones de Navier-Stokes mantienen su forma siempre que se utilicen valores promedios temporales de velocidad y presión y se agreguen los esfuerzos medios turbulentos, denominados también tensiones adicionales de Reynolds.

El tensor de tensiones turbulentas o tensiones de Reynolds tiene como cuadro:

$$\tau_{tij} \equiv \begin{bmatrix} \tau_{t11} & \tau_{t12} & \tau_{t13} \\ \tau_{t21} & \tau_{t22} & \tau_{t23} \\ \tau_{t31} & \tau_{t32} & \tau_{t33} \end{bmatrix} \equiv -\rho \begin{bmatrix} \bar{u}'_1 \bar{u}'_1 & \bar{u}'_1 \bar{u}'_2 & \bar{u}'_1 \bar{u}'_3 \\ \bar{u}'_2 \bar{u}'_1 & \bar{u}'_2 \bar{u}'_2 & \bar{u}'_2 \bar{u}'_3 \\ \bar{u}'_3 \bar{u}'_1 & \bar{u}'_3 \bar{u}'_2 & \bar{u}'_3 \bar{u}'_3 \end{bmatrix} \quad (2.43)$$

Las componentes diagonales son tensiones normales (presiones), las cuales usualmente son mucho más chicas que la presión hidrodinámica media. Las componentes rectangulares son tensiones tangenciales (tensiones de corte), de las cuales solo tres son independientes ya que el tensor es simétrico. Por lo tanto, existen seis componentes independientes que se agregan como incógnitas en las ecuaciones de Reynolds (2.37) o (2.40).

Consecuentemente, tendremos cuatro ecuaciones disponibles (ecuación de continuidad + tres ecuaciones escalares dinámicas) para un total de diez incógnitas (una presión media, tres componentes de velocidad media y seis tensiones adicionales de Reynolds). En la modelación de la turbulencia, el problema fundamental de encontrar ecuaciones o condiciones adicionales para

remediar tal disparidad se denomina “problema de cierre de la turbulencia”, el cual actualmente no tiene una solución de carácter general.

Sustancialmente, la estrategia seguida ha consistido en relacionar, de alguna manera físicamente plausible, las tensiones de Reynolds con las magnitudes del flujo medio y sus gradientes. Algunos de los pioneros en esta temática fueron Boussinesq (1877) y Prandtl (1925). En particular, este último introdujo una ecuación empírica basada en el concepto de longitud de mezcla, la cual, a pesar de las críticas de las cuales ha sido objeto (sobre todo en lo referido a modelación de la turbulencia), proporciona resultados satisfactorios en numerosos problemas prácticos.

Para finalizar con las ecuaciones de Reynolds, vemos que con la ayuda de la ecuación de continuidad, el término convectivo en (2.40) puede expresarse como:

$$\bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} \quad (2.44)$$

Reemplazando (2.42) y (2.44) en (2.40) se obtiene:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} - g \frac{\partial z}{\partial x_i} \quad (2.45)$$

Esta forma de expresar las ecuaciones de Reynolds va a ser de utilidad, más adelante, para analizar la distribución de tensión, presión y velocidad en la vertical de un flujo turbulento permanente y uniforme.

2.4.2 Tensiones turbulentas en función de magnitudes del flujo medio

Las tensiones inducidas por el flujo turbulento, debido a las fluctuaciones de velocidad, pueden ser explicadas conceptualmente analizando un flujo turbulento paralelo. El elemento de área dA , ilustrado en la Figura 2.3, es atravesado hacia arriba y hacia abajo de pequeñas cantidades de flujo. Si el flujo es hacia arriba (w' positiva) se produce un efecto de retardo del fluido inmediatamente superior a dA (u' negativa) y viceversa.

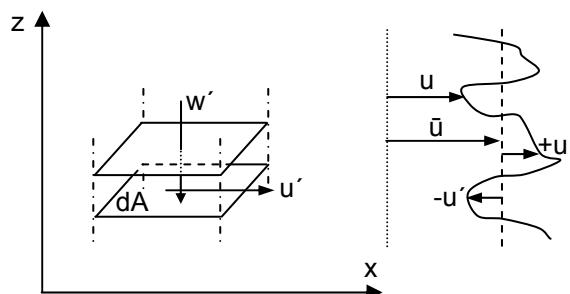


Figura 2.3 Elemento fluido en el seno de un flujo turbulento paralelo.

La cantidad de movimiento (momentum) por unidad de volumen (masa específica \times velocidad, considerando w' negativa, ver Figura 2.3) es: $-\rho w'$. El caudal másico que atraviesa dA se expresa como: $-\rho w'dA$. La advección de ese caudal másico infinitesimal por la velocidad u' , origina una variación de la cantidad de movimiento y una fuerza actuante sobre el plano inmediatamente inferior que resulta igual a: $dF = -\rho dAw'u'$. Por lo tanto, la tensión de corte es: $\tau_t = dF/dA = -\rho w'u'$, cuyo valor medio se expresa como: $\tau_t(z) = -\rho \bar{u}' \bar{w}'$.

Para evaluar las tensiones tangenciales turbulentas asociadas a las componentes fluctuantes o pulsantes del campo de velocidad es necesario realizar alguna hipótesis sobre éstas últimas.

La hipótesis más simple fue propuesta por Prandtl (1925), para el caso de un flujo paralelo permanente, cuyo flujo medio es paralelo al eje x , y presenta una distribución no uniforme de la velocidad media temporal \bar{u} como se indica en la Figura 2.4.

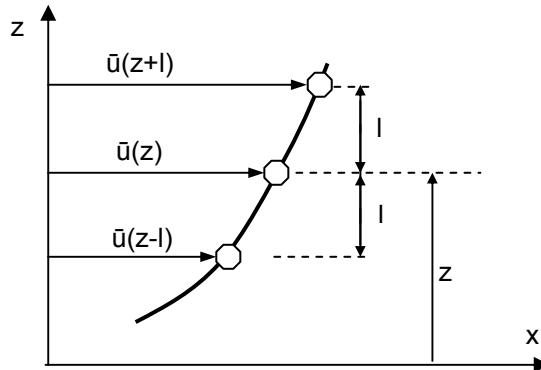


Figura 2.4 Esquematización de velocidad no uniforme media temporal.

Consideremos una partícula de fluido sujeta a fluctuaciones de velocidad u' , w' en las dos direcciones. Si dicha partícula agota su movimiento transversal en un recorrido de longitud l , partiendo de un nivel inferior de velocidad $\bar{u}(z-l)$, la diferencia de velocidad será (expandiendo en series de Taylor truncadas al primer orden):

$$\Delta u' = \bar{u}(z) - \bar{u}(z-l) \approx l \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right) \quad (2.46)$$

Si viceversa, la partícula parte de un nivel superior de velocidad $\bar{u}(z+l)$, la diferencia resulta:

$$\Delta u'' = \bar{u}(z+l) - \bar{u}(z) \approx l \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right) \quad (2.47)$$

Si ahora, la diferencia $\Delta u'$ y $\Delta u''$ se consideran como las fluctuaciones instantáneas transversales de la velocidad en el estrato de nivel z , se puede escribir que el valor medio de dichas fluctuaciones es:

$$|\bar{u}'| = \frac{l}{2}(|\Delta u'| + |\Delta u''|) = l \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right) \quad (2.48)$$

La longitud l , denominada por Prandtl "longitud de mezcla", representa el recorrido (transversal a la dirección longitudinal del flujo) que una partícula de fluido debe efectuar para que la diferencia entre la velocidad original y la velocidad del nivel en la cual se posiciona sea igual a la media de la fluctuación de velocidad en la dirección longitudinal x .

En este sentido, existe una cierta analogía entre l y el recorrido medio libre de las moléculas en la teoría cinética de los gases, con la diferencia que en este caso se trata de volúmenes infinitesimales de fluido, es decir, partículas macroscópicas en la escala espacial más pequeña posible.

La hipótesis se completa considerando que la velocidad de fluctuación u' es del mismo orden que la velocidad de fluctuación w' , es decir:

$$|u'| \approx |w'| \approx l \frac{d\bar{u}}{dz} \quad (2.49)$$

Además, se debe considerar que están correlacionados negativamente. Es decir, que en la fluctuación desde el nivel inferior hacia z , con velocidad positiva w' , se tiene un valor negativo de u' . Por otra parte, en la fluctuación desde el nivel superior hacia z , con velocidad negativa w' , se tiene un valor positivo de u' . Consecuentemente, el valor medio se puede expresar como:

$$\overline{u'w'} = -\alpha |u'| |w'| \approx -\alpha l^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 \quad (2.50)$$

siendo α un coeficiente de correlación de las componentes de la velocidad, cuyo valor es ciertamente distinto de cero. Si dicho coeficiente se congloba en el valor (no determinado todavía) de la longitud de mezcla l , se puede escribir que:

$$\overline{u'w'} = -l^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 \quad (2.51)$$

y por lo tanto, la tensión turbulenta se vincula con el flujo medio mediante:

$$\tau_t(z) = -\rho \overline{u'w'} = \rho l^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 \quad (2.52)$$

Esta es la importante fórmula de Prandtl para el cálculo de las tensiones tangenciales turbulentas en un flujo permanente paralelo, que presentan una variación de la velocidad en vertical debido a la presencia de una pared o fondo.

La longitud de mezcla l se puede expresar, multiplicando la distancia a la pared z por la constante de Von Karman (κ):

$$l = \kappa z \quad (2.53)$$

Por lo tanto, la fórmula de Prandtl-Von Karman resulta:

$$\tau_t(z) = -\rho \overline{u'w'} = \rho \kappa^2 z^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 \quad (2.54)$$

donde $\kappa=0.4$ es la constante de Von Karman.

2.5 FLUJO TURBULENTO EN UN CANAL RECTANGULAR ANCHO

2.5.1 Distribución de tensión de corte y presión en la vertical para flujo turbulento

Consideremos el caso de un flujo turbulento permanente y uniforme que se desarrolla en un canal abierto ancho, como esquematizado en la Figura A.2 (Apéndice A).

En esta situación el vector velocidad tiene por componentes:

$$\bar{u}_i = (\bar{u}_i(x_3), 0, 0) = (\bar{u}(z), 0, 0) \quad (2.55)$$

Las componentes no nulas del tensor de tensiones total medio (2.42), que intervienen en la determinación de la distribución de tensión y presión en la vertical son:

$$T_{13} = \mu \frac{d\bar{u}_1}{dx_3} - \rho \overline{u'_1 u'_3} = \mu \frac{d\bar{u}}{dz} - \rho \overline{u' w'} = \tau \quad (2.56)$$

$$T_{33} = -\bar{p} - \rho \overline{u'_3 u'_3} = -\bar{p} - \rho \overline{w'^2} = -p \quad (2.57)$$

Se recuerda que, debido a la simetría del tensor de tensiones: $T_{31}=T_{13}$. En (2.57) la contribución de la pulsación turbulenta vertical puede despreciarse ya que se ha comprobado experimentalmente que es mucho más pequeña que la presión hidrodinámica media, por lo tanto, a T_{33} lo denominamos directamente $-p$ y consecuentemente $T_{11}=T_{22}=T_{33}=-p$. Por otra parte, a T_{13} dado por (2.56) se lo denomina genéricamente τ .

$T_{31}=T_{13}=\tau$ y $T_{11}=-p$ no varían con x_1 (flujo uniforme), por lo tanto, las ecuaciones de Reynolds (2.45) y, en particular, la ecuación de momentum en dirección $x=x_1$ ($i=1$) se reduce a:

$$0 = \frac{I}{\rho} \frac{d\tau}{dz} + g S_b \quad (2.58)$$

Para $i=2$ ($y=x_2$) se obtiene que la presión no varía transversalmente, es decir, es constante en $y=x_2$ para un $z=x_3$ asignado. Por otra parte, la ecuación de momentum en dirección $z=x_3$ ($i=3$) se reduce a:

$$0 = -\frac{I}{\rho} \frac{dp}{dz} - g \quad (2.59)$$

Integrando la (2.58) imponiendo tensión de corte nula en la superficie libre $z=h$, se obtiene la variación lineal de tensión de corte en la vertical:

$$\tau(z) = \rho g (h-z) S_b \quad (2.60)$$

Reemplazando en (2.60) la tensión de corte sobre el fondo:

$$\tau_b = \rho g h S_b \quad (2.61)$$

se obtiene:

$$\tau(z) = \tau_b \left(1 - \frac{z}{h} \right) \quad (2.62)$$

Análogamente, integrando la (2.59), especificando presión nula en $z=h$, se determina la distribución de presión hidrostática en la vertical:

$$p(z) = \rho g (h-z) = \rho g h \left(1 - \frac{z}{h} \right) \quad (2.63)$$

Re-escribiendo la (2.56) se distinguen las dos componentes de la tensión de corte:

$$\tau = -\rho \bar{u}'w' + \mu \frac{du}{dz} \quad (2.64)$$

El primer término de (2.64) se asocia a las tensiones de origen turbulento (tensiones adicionales de Reynolds) y el segundo a las tensiones viscosas. De acuerdo a (2.62), la distribución de tensión de corte en vertical sigue una ley lineal, la cual se representa esquemáticamente en la Figura 2.5.

Las tensiones viscosas son importantes solo en flujo laminar. En cambio, en flujo turbulento las tensiones viscosas se observan solo en un estrato de pequeño espesor cercano a un fondo "hidráulicamente liso" (subcapa viscosa δ intacta).

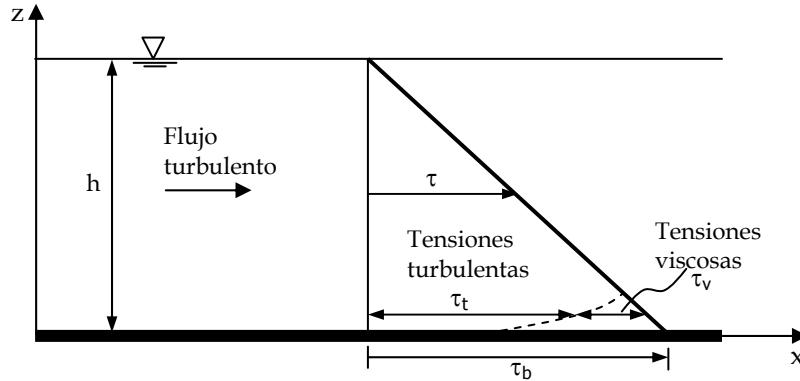


Figura 2.5 Representación de la variación de tensión de corte en la vertical.

2.5.2 Ley logarítmica de distribución de la velocidad en la vertical

Para derivar el perfil de distribución de velocidad en vertical, del flujo turbulento uniforme, consideraremos la expresión empírica de Prandtl (1925) para representar las tensiones turbulentas (o tensiones de Reynolds) en función de las magnitudes del flujo medio en régimen permanente y uniforme:

$$\tau_t(z) = -\rho \bar{u}' \bar{w}' = \rho \kappa^2 z^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 \quad (2.65)$$

Planteamos, además, que en una región próxima al contorno la tensión de corte se mantiene constante e igual a τ_b , es decir, a la tensión de corte sobre el fondo, dada por la (2.61):

$$\tau_t(z) = \tau_b \quad (2.66)$$

Por lo tanto, igualando (2.64) y (2.65) se obtiene:

$$\tau_b = \rho \kappa^2 z^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 \quad (2.67)$$

Operando algebraicamente y luego integrando tenemos:

$$d\bar{u} = \frac{\sqrt{\tau_b/\rho}}{\kappa} \frac{dz}{z} \rightarrow \bar{u}(z) = \frac{\sqrt{\tau_b/\rho}}{\kappa} \ln z + c_i \quad (2.68), (2.69)$$

La constante de integración c_i se obtiene especificando la condición: $\bar{u}(z_0)=0$, es decir, estableciendo una distancia z_0 a partir del fondo donde $\bar{u}=0$:

$$c_i = -\frac{\sqrt{\tau_b/\rho}}{\kappa} \ln z_0 \quad (2.70)$$

Reemplazando (2.70) en (2.69) obtenemos la ley logarítmica de distribución de la velocidad en vertical para un flujo turbulento uniforme:

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = \frac{l}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (2.71)$$

donde u_* es la velocidad de corte, definida como:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_b}{\rho}} = \sqrt{g h S_b} \quad (2.72)$$

La ecuación (2.71) representa la ley logarítmica de distribución de la velocidad en vertical, denominada también como ley de la pared. Si bien ha sido derivada para una región cercana al fondo, existen evidencias experimentales y de campo que demuestran su validez para la totalidad de la profundidad de flujo. Los valores de z_0 han sido obtenidos a través de experimentos efectuados considerando contornos hidráulicamente lisos y rugosos (Nikuradse, 1933).

La ley logarítmica de distribución de la velocidad en vertical es ampliamente aceptada debido a que puede ser justificada con ciertos argumentos teóricos, como por ejemplo, la hipótesis de longitud de mezcla de Prandtl (como ha sido desarrollado aquí), el razonamiento dimensional de von Karman o el análisis asintótico de Millikan (Cheng, 2007).

La velocidad de corte u_* puede estimarse a partir de (2.71) utilizando mediciones de velocidades en vertical. Es decir, mediante la diferencia entre valores medidos de $\bar{u}(z)$ a diferentes z , de (2.71) se obtiene:

$$u_* = \kappa \left[\frac{\bar{u}(z_2) - \bar{u}(z_1)}{\ln z_2 - \ln z_1} \right] \quad (2.73)$$

2.5.2.1 Distribución de la velocidad en contornos hidráulicamente lisos

Para flujo turbulento uniforme en un canal abierto ancho e hidráulicamente liso se identifican tres regiones (Nakagawa et al., 1975). Dichas regiones se esquematizan en la Figura 2.6. Indicando con z la coordenada vertical ($z=0$ coincide con el fondo) y con h la profundidad de flujo, tales regiones son:

- 1) La región de la pared: $z/h \leq 0.2$, donde las escalas de longitud y de velocidad son v/u_* y u_* , respectivamente, donde v es la viscosidad cinemática del agua y u_* es la velocidad de corte, definida como $u_* = (\tau_b/\rho)^{1/2}$, siendo τ_b la tensión de corte sobre el fondo y ρ la densidad del agua; esta es la región más importante para la producción de turbulencia de pared.

2) La región de la superficie libre: $0.6 \leq z/h \leq 1$, en esta región, las escalas de longitud y de velocidad son la profundidad de flujo h y la velocidad máxima \bar{u}_{\max} respectivamente; esta región se encuentra influenciada sustancialmente por los procesos de la superficie libre y en ella es válida la ley de defecto de la velocidad.

3) La región intermedia: $0.2 < z/h < 0.6$, que no se encuentra fuertemente influenciada por cualquiera de las propiedades de la pared o de la superficie libre. En esta zona, la producción de energía turbulenta y la disipación son aproximadamente iguales, siendo z la escala de longitud y u_* la escala de velocidad.

Algunos autores establecen que la región de la pared tiene un espesor comprendido entre el 15 % y el 20 % de la profundidad de flujo (Nakawaga et al. 1975; Bathurst, 1982; Nezu y Nakawaga, 1993), otros estudios le otorgan un espesor mayor, específicamente del orden del 50 % de la profundidad (Ferguson y Ashworth, 1992; Wilcock, 1996).

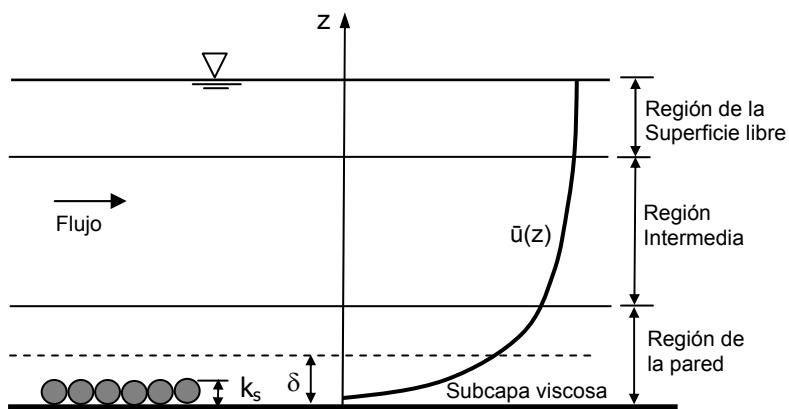


Figura 2.6 Regiones del flujo turbulento (hidr. liso) en un canal (Nakawaga et al., 1975).

Un contorno se define hidráulicamente liso cuando existe una subcapa viscosa de espesor δ en proximidad del fondo, dentro de la región de la pared, en la cual predominan los efectos viscosos.

Esto se observa cuando: $k_s < 0.45 \delta$ (2.74)

donde k_s es la altura de rugosidad equivalente de Nikuradse.

El valor de z_0 referido a δ es: $z_0 = 0.01 \delta$ (2.75)

El espesor aproximado δ es: $\delta = 11 \frac{V}{u_*}$ (2.76)

Reemplazando (2.76) en (2.75):
$$z_0 = 0.11 \frac{v}{u_*} \quad (2.77)$$

Sustituyendo (2.77) en (2.71) y realizando simples pasajes algebraicos se obtiene:

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = 2.5 \ln\left(\frac{u_* z}{v}\right) + 5.5 \quad (2.78)$$

Pasando a logaritmo decimal:

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = 5.75 \log\left(\frac{u_* z}{v}\right) + 5.5 \quad (2.79)$$

Se observa que para el flujo turbulento hidráulicamente liso el perfil de velocidad es independiente de la altura de rugosidad equivalente de Nikuradse k_s .

Nezu y Nakagawa (1993) sostienen que la ley logarítmica es válida sólo en la región de la pared y que las desviaciones a dicha ley deben ser tenidas en cuenta considerando una función de estela, tal como la propuesta por Coles (1956).

Es necesario notar que, numerosos datos experimentales y de campo han evidenciado la validez de la ley logarítmica para la totalidad de la profundidad de flujo y, por lo tanto, en la mayoría de las aplicaciones prácticas sigue siendo útil suponer que dicha ley describe la distribución de la velocidad en toda la profundidad de flujo (González et al., 1996; Basile et al., 2011).

La ley logarítmica, como la ley potencial (que veremos mas adelante), no reproducen correctamente el perfil de velocidades en canales estrechos, con relación ancho/profundidad < 5, donde las corrientes secundarias hacen que la velocidad máxima se verifique por debajo de la superficie libre (Nezu y Rodi, 1985).

2.5.2.1.1 Consideraciones sobre el espesor δ de la subcapa viscosa

En la subcapa viscosa predominan los efectos viscosos. Por lo tanto, la distribución de velocidades en esa zona sigue una ley lineal dada por:

$$\left. \begin{array}{l} \tau(z) = \mu \frac{d\bar{u}}{dz} \\ \tau(z) = \tau_b = \rho u_*^2 \end{array} \right\} \rightarrow \frac{\bar{u}(z)}{u_*} = \frac{u_* z}{v} \quad (2.80)$$

Igualando la (2.80) con el perfil logarítmico dado por la (2.71), para $z=\delta$ y considerando $z_0=0.01 \delta$, se obtiene el valor teórico: $\delta=11.5 v/u_*$.

Se trata de un valor teórico ya que existe una zona de transición entre el perfil lineal y el logarítmico. Dicha zona de transición se extiende desde $z=(5 \text{ a } 30) v/u_*$, como se muestra esquemáticamente en la Figura 2.7.

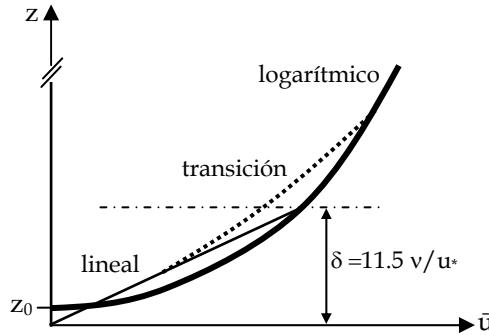


Figura 2.7 Esquematización de la zona de transición del perfil de velocidad.

2.5.2.2 Distribución de la velocidad en contornos hidráulicamente rugosos

En canales con contornos hidráulicamente rugosos (turbulencia completamente desarrollada), en la región de la pared la escala de longitud es representada por la altura de rugosidad equivalente de Nikuradse k_s y la escala de velocidad por u_* .

En general, k_s es función de la forma, altura y ancho de los elementos de rugosidad, así como de su distribución espacial. Las observaciones experimentales sugieren que cuanto más uniformes son y más uniformemente distribuidos están los elementos de rugosidad en el lecho del canal, más se acerca k_s a la altura real de las protuberancias (Schlichting, 1955).

Un contorno se define hidráulicamente rugoso cuando los valores de k_s o u_* aumentan de tal manera que se rompe la subcapa viscosa próxima al fondo.

Esto se observa cuando: $k_s > 6 \delta$ (2.81)

Para contornos con rugosidad uniforme z_0 es igual a (Nikuradse, 1933):

$$z_0 = 0.033 k_s \quad (2.82)$$

Sustituyendo (2.82) en (2.71) y realizando simples pasajes algebraicos se obtiene:

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = 2.5 \ln\left(\frac{z}{k_s}\right) + 8.5 \quad (2.83)$$

pasando a logaritmo decimal:

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = 5.75 \log\left(\frac{z}{k_s}\right) + 8.5 \quad (2.84)$$

Se observa que para turbulencia completamente desarrollada la expresión del perfil de velocidades es independiente de v , siendo solo función de la altura de rugosidad equivalente de Nikuradse.

2.5.2.3 Régimen de transición

En régimen de transición tanto v como k_s intervienen en la expresión del perfil de velocidades, una expresión analítica para dicho régimen puede escribirse combinando los dos efectos a la manera de Colebrook-White, como:

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = 5.75 \log\left(\frac{u_* z}{0.11v + 0.033 u_* k_s}\right) \quad (2.85)$$

2.5.2.4 Número de Reynolds del contorno. Límites de comportamiento

Los límites de comportamiento pueden expresarse en función del número de Reynolds del contorno, dado en función de la velocidad de corte y de k_s :

$$Re_* = \frac{u_* k_s}{v} \quad (2.86)$$

De (2.74), (2.76) y (2.81) se obtiene:

- Hidráulicamente liso: $Re_* < 5$
- Transición: $5 \leq Re_* \leq 70$
- Hidráulicamente rugoso: $Re_* > 70$

La distribución de velocidades puede ser expresada en forma general considerando los datos experimentales de Nikuradse como:

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = 5.75 \log\left(\frac{z}{k_s}\right) + B_s \quad (2.87a)$$

donde la función de rugosidad $B_s=f(Re_*)$ se expresa mediante:

$$B_s = (5.75 \log Re_* + 5.5)e^{-0.5913(\log Re_*)^{2.55}} + 8.5 \left(1 - e^{-0.4982(\log Re_*)^{2.55}}\right) \quad (2.87b)$$

En la Figura 2.8 se grafica la función de rugosidad dada por la ec. (2.87b), la cual representa muy bien los datos experimentales de Nikuradse. En particular, para

régimen turbulento hidráulicamente liso: $B_s=5.5+5.75 \log Re_*$ y para régimen turbulento rugoso (turbulencia completamente desarrollada): $B_s=8.5$.

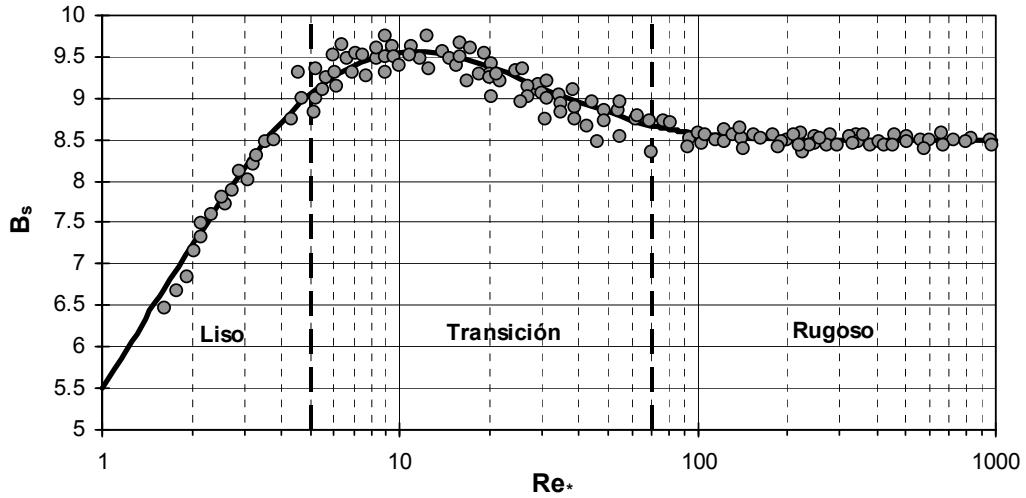


Figura 2.8 Función de rugosidad $B_s=f(Re_*)$.

2.5.2.5 Velocidad media en la vertical

Utilizando (2.71) y (2.28), cambiando en esta última el límite inferior de integración de $z=0$ a $z=z_0$ (la ley logarítmica es singular en cero), se determina el valor de z para el cual $\bar{u}(z)=U$ (velocidad media en la vertical). El valor es: $z = 0.368 h$ ($z=e^{-1} h$) a partir del fondo.

Reemplazando dicho valor en (2.78), (2.83) y (2.85) se obtienen respectivamente la velocidad media en la vertical para los distintos tipos de contornos:

- Hidráulicamente liso:

$$\frac{U}{u_*} = 2.5 \ln\left(\frac{u_* h}{\nu}\right) + 3 = 2.5 \ln\left(\frac{3.3 u_* h}{\nu}\right) = 5.75 \log\left(\frac{3.3 u_* h}{\nu}\right) \quad (2.88)$$

- Hidráulicamente rugoso:

$$\frac{U}{u_*} = 2.5 \ln\left(\frac{h}{k_s}\right) + 6 = 2.5 \ln\left(\frac{11h}{k_s}\right) = 5.75 \log\left(\frac{11h}{k_s}\right) \quad (2.89)$$

- Transición:

$$\frac{U}{u_*} = 5.75 \log\left(\frac{u_* h}{0.3 \nu + 0.09 u_* k_s}\right) \quad (2.90)$$

2.5.2.6 Coeficientes de resistencia para flujo turbulento completamente desarrollado

Reemplazando la velocidad de corte dada por (2.72) en (2.89) obtenemos la ecuación de Chezy:

$$U = C \sqrt{h S_b} \quad (2.91)$$

donde el coeficiente de Chezy queda expresado como:

$$C = 18 \log\left(\frac{11h}{k_s}\right) \quad (2.92)$$

De (2.91), recordando la definición de velocidad de corte e incorporando la relación entre los coeficientes C de Chezy, n de Manning y f de Darcy-Weisbach, se puede escribir:

$$\frac{U}{u_*} = \frac{C}{\sqrt{g}} = \frac{h^{1/6}}{n\sqrt{g}} = \sqrt{\frac{8}{f}} \quad (2.93)$$

A partir de (2.92) y (2.93) se obtienen las relaciones entre la altura de rugosidad equivalente y los coeficientes de resistencia n de Manning y f de Darcy-Weisbach:

$$n = h^{1/6} \left[18 \log\left(\frac{11h}{k_s}\right) \right]^{-1} \quad (2.94)$$

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 2.03 \log\left(\frac{11h}{k_s}\right) \quad (2.95)$$

En ríos aluviales, con fondo plano, k_s se considera generalmente proporcional al tamaño de los granos más gruesos presentes en el sedimento del lecho. Por ejemplo, $k_s=3d_{90}$ (Van Rijn, 1984), $k_s=2d_{65}$ (Engelund y Hansen, 1966), $k_s=3d_{84}$ (Kamphuis, 1974). Donde con d_x , se indica el diámetro del sedimento para el cual el $x\%$ es más fino (esto se verá con más detalle en el Capítulo 3).

En general, si el fondo no es plano y existen ondulaciones, la altura de rugosidad equivalente va a depender del tamaño de grano y de las dimensiones de las ondulaciones: $k_s=k_s(\text{grano, forma})$, como se verá en el Capítulo 6.

A partir de (2.93) e introduciendo la expresión de la velocidad de corte $u^*=(ghS_b)^{1/2}$, la velocidad media en vertical se obtiene como:

$$U = \begin{cases} C h^{1/2} S_b^{1/2} & (a) \\ \frac{l}{n} h^{2/3} S_b^{1/2} & (b) \\ f^{-1/2} \sqrt{8g} h^{1/2} S_b^{1/2} & (c) \end{cases} \quad (2.96)$$

A partir de (2.72) y (2.93) se puede obtener una expresión de resistencia que vincula la tensión de corte sobre el fondo y la velocidad media en la vertical:

$$\frac{U}{u_*} = \frac{U}{\sqrt{ghS_b}} = \frac{U}{\sqrt{\frac{\tau_b}{\rho}}} = \begin{cases} \frac{C}{\sqrt{g}} \Rightarrow \tau_b = \frac{\rho g U^2}{C^2} & (a) \\ \frac{h^{1/6}}{n \sqrt{g}} \Rightarrow \tau_b = \frac{\rho g n^2 U^2}{h^{1/3}} & (b) \\ \sqrt{\frac{8}{f}} \Rightarrow \tau_b = \frac{\rho f U^2}{8} & (c) \end{cases} \quad (2.97)$$

Para un canal rectangular ancho la profundidad local h en una vertical cualquiera es igual a la profundidad media en la sección: $h_m = A/B$ e igual al radio hidráulico: $R = A/P$.

Para un canal ancho, no necesariamente rectangular, la profundidad media es igual al radio hidráulico. Por lo tanto, reemplazando la profundidad local h por la profundidad media en la sección, se pude estimar el coeficiente de resistencia global para la sección transversal con (2.92), (2.94) o (2.95), la velocidad media en la sección transversal \bar{U} con la correspondiente de (2.96) y la tensión de corte media en la sección con la correspondiente de (2.97).

En el caso más general, es decir, cuando el canal no es ancho, en las ecuaciones mencionadas se debe utilizar el radio hidráulico.

2.5.3 Ley potencial de distribución de la velocidad en la vertical

El perfil de distribución de velocidad en la vertical puede ser representado por una ley de tipo potencial. Aún cuando dicha ley sea considerada empírica, en muchos trabajos se reporta que los perfiles de velocidad medidos en canales abiertos anchos son adecuadamente representados por la ley potencial (Hinze, 1975; González et al., 1996; Bergstrom et al., 2001).

La ley potencial es un modelo alternativo para representar la distribución vertical de la velocidad en canales abiertos. Chen (1991) presentó un modelo potencial generalizado de distribución de velocidades en canales abiertos y analizó los rangos de aplicación de diferentes exponentes. En general, la ley potencial se expresa como:

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = \beta \left(\frac{z}{z_0} \right)^m \quad (2.98)$$

donde β y m son un coeficiente y un exponente, respectivamente. Sobre la base de consideraciones teóricas, Chen (1991) demuestra que, para que exista un acuerdo perfecto entre la ley potencial y la ley logarítmica, el producto de κ , m , β y e (donde e es la base de los logaritmos naturales) debe ser igual a 1. A partir de esta condición, sustituyendo los valores de e y κ , se obtiene la siguiente expresión:

$$m \beta = 0.9197 \quad (2.99)$$

En la literatura se reporta que el exponente m varía entre $1/4$ y $1/12$ para diferentes contornos y, en el caso de adoptar la formulación de Manning, el exponente m es igual a $1/6$ (Chen, 1991; Yen, 2002, Cheng, 2007).

Considerando $m=1/6$, la relación (2.99) y el valor de $z_0=0.033 k_s$ (flujo turbulento completamente desarrollado), la ley potencial de distribución de la velocidad en la vertical dada por (2.98) queda expresada como:

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = 9.7 \left(\frac{z}{k_s} \right)^{1/6} \quad (2.100)$$

A partir de (2.98) es posible determinar el valor de z para el cual $\bar{u}(z)=U$, donde U es la velocidad media en la vertical. Integrando y operando algebraicamente se obtiene:

$$z = \frac{h}{(m+1)^{1/m}} \quad (2.101)$$

Para $m=1/6$, se obtiene $z=0.397 h$. En modo general, reemplazando (2.101) en (2.98), la velocidad media queda expresada como:

$$\frac{U}{u_*} = \frac{\beta}{(m+1)} \left(\frac{h}{z_0} \right)^m \quad (2.102)$$

Consecuentemente, de (2.98) y (2.102) se obtiene:

$$\frac{\bar{u}(z)}{U} = (m+1) \left(\frac{z}{h} \right)^m \quad (2.103)$$

Es decir, el perfil de la velocidad queda expresado en función de la velocidad media en vertical y la profundidad de flujo.

Otra manera de expresar la ley potencial es en función de \bar{u}_{\max} y h . Teniendo en cuenta que la velocidad máxima se observa para $z=h$, de (2.98) se obtiene:

$$\frac{\bar{u}_{\max}}{u_*} = \beta \left(\frac{h}{z_0} \right)^m \quad (2.104)$$

Por lo tanto, de (2.98) y (2.104) se deriva la ley potencial, expresada en función de \bar{u}_{\max} y h , de la siguiente manera:

$$\frac{\bar{u}(z)}{\bar{u}_{\max}} = \left(\frac{z}{h} \right)^m \quad (2.105)$$

Comparando (2.103) y (2.105) se deduce que $\bar{u}_{\max} = (m+1) U$. Con esta expresión es posible estimar la velocidad media a partir de medir la velocidad superficial y luego determinar expedidivamente el caudal. Esto es particularmente práctico durante crecidas extraordinarias ya que en tales ocasiones es difícil realizar mediciones tradicionales. Efectivamente, adoptando $m=1/6$ (Manning), se obtiene: $U=0.857 \bar{u}_{\max}$.

A partir de mediciones de perfiles de velocidad en el Río Paraná, Basile et al. (2011) desarrollaron tres relaciones funcionales que vinculan el exponente m de la ley potencial con el coeficiente de Chezy adimensional ($C_f=C/g^{1/2}$), el coeficiente de rugosidad de Manning (n) y el factor de fricción de Darcy-Weisbach (f). Las fórmulas obtenidas se expresan como:

$$m = 1.1605 C_f^{-0.7522} \quad (R^2=0.819) \quad (2.106)$$

$$m = 0.9874 n^{0.5392} \quad (R^2=0.858) \quad (2.107)$$

$$m = 0.5308 f^{0.3761} \quad (R^2=0.819) \quad (2.108)$$

Es necesario señalar que los coeficientes de determinación obtenidos fueron todos superiores a 0.8 y, en todos los casos, más del 94 % de los datos estuvieron comprendidos entre ± 10 % de variación de la ecuación de mejor ajuste.

Hinze (1975) propuso una expresión donde se relaciona empíricamente el exponente m con el factor de fricción f de Darcy-Weisbach, ya sea para régimen hidráulicamente liso o rugoso, mediante: $m=r f^{0.5}$, con $r=0.8-1$. La misma relación,

pero con $r=0.88$, ha sido precedentemente utilizada por Zimmermann y Kennedy (1978) para estimar el perfil de velocidades en ríos aluviales.

2.5.3.1 Coeficientes de resistencia para flujo turbulento hidráulicamente rugoso

Adoptando $z_0=0.033 k_s$ (flujo turbulento completamente desarrollado), exponente $m=1/6$ (Manning), conjuntamente con la relación de similitud entre perfil logarítmico y potencial: $m\beta=0.9197$ y reemplazando en la fórmula de velocidad media dada por (2.102) se obtiene:

$$\frac{U}{u_*} = 8.35 \left(\frac{h}{k_s} \right)^{1/6} \quad (2.109)$$

Reemplazando en (2.109) la expresión de la velocidad de corte: $u^*=(ghS_b)^{1/2}$, se obtiene la ecuación de Chezy dada por (2.91), donde el coeficiente de Chezy queda expresado como:

$$C = 26 \left(\frac{h}{k_s} \right)^{1/6} \quad (2.110)$$

A partir de (2.110) y considerando las relaciones entre los distintos coeficientes de resistencia al flujo dada por (2.93), se obtienen las relaciones entre la rugosidad equivalente k_s y los coeficientes n de Manning y f de Darcy-Weisbach:

$$n = \frac{k_s^{1/6}}{26} \quad , \quad \frac{1}{\sqrt{f}} = 2.94 \left(\frac{h}{k_s} \right)^{1/6} \quad (2.111a), (2.111b)$$

2.5.4 Distribución de intensidad de turbulencia relativa en la vertical

La turbulencia no es una propiedad particular del fluido, es una condición de flujo que se da para elevados valores del número de Reynolds Re . Consiste en un campo de velocidades fluctuantes que interactúa y deriva su energía a partir del campo de flujo medio. La turbulencia es disipativa ya que la energía cinética de un flujo turbulento se disipa bajo la influencia de la viscosidad, por lo tanto, la turbulencia no puede mantenerse por si misma, debe derivar energía del flujo medio (Tennekes y Lumley, 1972). La turbulencia también produce difusión, debido a intensos procesos de mezcla, de gradientes de momentum y otras magnitudes escalares como concentración de sedimentos, temperatura, etc.

Un campo de velocidades turbulentas (ver Figura 2.2) puede ser descripto por magnitudes estadísticas. Por ejemplo, la intensidad de turbulencia, para cada componente longitudinal, transversal y vertical ($u_1=u$, $u_2=v$, $u_3=w$), puede caracterizarse mediante el valor r.m.c. (raíz media cuadrática) de las pulsaciones turbulentas (desvío estándar):

$$\sigma_u = \sqrt{u'^2}, \quad \sigma_v = \sqrt{v'^2}, \quad \sigma_w = \sqrt{w'^2} \quad (2.112a,b,c)$$

Las distribuciones de intensidad de turbulencia en la vertical para cada componente, válidas en el entorno $0.1 < z/h < 0.6$, se expresan como (Nezu, 1977):

$$\sigma_u(z) = D_u u_* e^{-\lambda_u(z/h)}, \quad \sigma_v(z) = D_v u_* e^{-\lambda_v(z/h)}, \quad \sigma_w(z) = D_w u_* e^{-\lambda_w(z/h)} \quad (2.113a,b,c)$$

con $D_u=2.3$, $D_v=1.63$, $D_w=1.27$ y $\lambda_u=\lambda_v=\lambda_w=1$ (Nezu, 1977). Para flujo 2DV, diversos autores han obtenido: $D_u=2.26$, $D_w=1.23$, $\lambda_u=0.88$, $\lambda_w=0.67$ (Nezu y Rodi, 1986); $D_u=2.04$, $D_w=1.14$, $\lambda_u=0.97$, $\lambda_w=0.76$ (Kironoto y Graf, 1994). La distribución de intensidad de turbulencia relativa en la vertical $r_u(z)$ (ver Figura 2.9), puede obtenerse normalizando $\sigma_u(z)$ con la velocidad $\bar{u}(z)$ dada por la (2.103):

$$r_u(z) = \frac{\sigma_u(z)}{\bar{u}(z)} = \frac{D_u}{(m+1)} \frac{u_*}{U} \frac{e^{-\lambda_u(z/h)}}{(z/h)^m} \quad (2.113d)$$

La intensidad de turbulencia relativa es importante, por ejemplo, para el dimensionamiento de protecciones del cauce contra erosión, cuando el valor de r_u cerca del lecho ($z/h \approx 0.1$) se incrementa por encima de los valores normales: $r_u \approx 0.10-0.12$ (Escaramia y May, 1992). Por ejemplo, adoptando $m=1/6$, $D_u=2.04$, $\lambda_u=0.97$ y considerando la (2.93), de (2.113d) para $z/h=0.1$ se obtiene:

$$r_u = 2.3 \frac{\sqrt{g}}{C} \quad (2.113e)$$

2.5.5 Distribución de viscosidad cinemática turbulenta en la vertical

Así como en el flujo laminar se desarrollan tensiones viscosas asociadas a la viscosidad molecular μ , puede pensarse que en el flujo turbulento las tensiones turbulentas se asocian a una viscosidad turbulenta mediante (Boussinesq, 1877):

$$\tau_t(z) = -\rho \overline{u'w'} = \rho \varepsilon_m \frac{d\bar{u}}{dz} \quad (2.114)$$

donde ε_m se denomina viscosidad cinemática turbulenta o coeficiente de difusión turbulenta de momentum. La viscosidad dinámica turbulenta es $\eta = \rho \varepsilon_m$.

Es necesario señalar que, contrariamente a μ y ν , los coeficientes de viscosidad turbulenta η y ε_m no son propiedades del fluido sino que varían en función de la magnitud de las pulsaciones turbulentas y de la distancia al fondo, efectivamente, comparando con la expresión de Prandtl-Von Karman (2.54), se obtiene:

$$\tau_t(z) = -\rho \overline{u'w'} = \underbrace{\rho \kappa^2 z^2}_{\varepsilon_m} \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right) \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right) = \rho \varepsilon_m \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right) \quad (2.115)$$

La distribución vertical de la viscosidad cinemática turbulenta juega un rol importante, por ejemplo, en el proceso de suspensión de sedimentos en ríos aluviales. Para obtenerla se debe considerar el perfil logarítmico de distribución de velocidades dado por (2.71), la distribución lineal de tensión de corte dada por (2.62) y la definición de tensión de corte sobre el fondo dada por (2.72). Efectivamente, reemplazando en (2.114) la distribución lineal de tensiones dada por (2.62) y utilizando (2.72) se obtiene:

$$\rho \varepsilon_m \frac{d\bar{u}}{dz} = \tau_b \left(1 - \frac{z}{h} \right) = \rho u_*^2 \left(1 - \frac{z}{h} \right) \quad (2.116)$$

de (2.71) se tiene que:

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} (\ln z - \ln z_0) \quad (2.117)$$

derivando (2.117) respecto a z tenemos:

$$\frac{d\bar{u}}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z} \quad (2.118)$$

Reemplazando (2.118) en (2.116) y reordenando se obtiene la distribución vertical de viscosidad cinemática turbulenta:

$$\varepsilon_m(z) = \kappa u_* z \left(1 - \frac{z}{h} \right) \quad (2.119)$$

La distribución vertical dada por (2.119) es de tipo parabólica, tal como se esquematiza en la Figura 2.9, conjuntamente con $\bar{u}(z)$, $\tau(z)$ y $r_u(z)$.

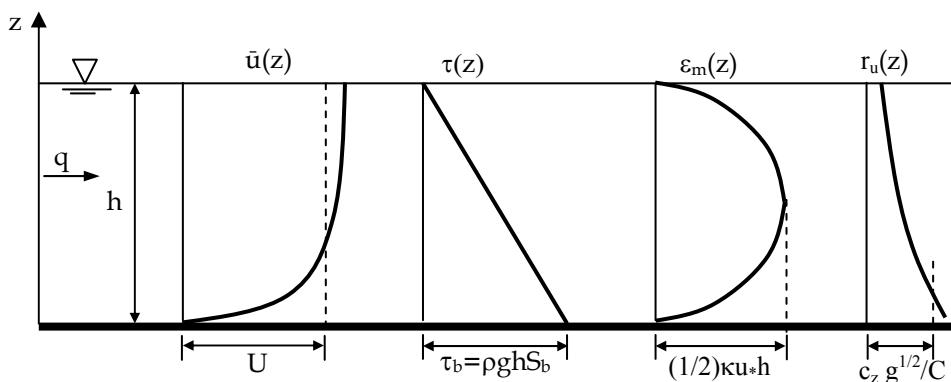


Figura 2.9 Representación de las distribuciones: $\bar{u}(z)$, $\tau(z)$, $\varepsilon_m(z)$ y $r_u(z)$ para flujo turbulento.

Se observa que ε_m asume valores nulos en el fondo ($z=0$) y en la superficie libre ($z=h$). Mientras que ε_m es máximo para $d\varepsilon_m/dz=0$, es decir, el valor máximo de ε_m se encuentra en $z=h/2$:

$$\varepsilon_{m \text{ } máx} = \frac{l}{2} \kappa u_* h \quad (2.120)$$

El valor medio en la vertical es: $\bar{\varepsilon}_m = \frac{l}{6} \kappa u_* h$ (2.121)

2.5.6 Difusión de magnitudes escalares por acción de la turbulencia

La turbulencia produce la difusión de magnitudes escalares tales como calor, concentración de sedimentos en suspensión, contaminantes, momentum, etc. La difusión de tales magnitudes escalares puede representarse, por analogía con la difusión turbulenta de momentum, mediante la ley de Fick:

$$F = -(D + \varepsilon_c) \frac{\partial c}{\partial z} \quad (2.122)$$

donde F: flujo en dirección z de la magnitud escalar considerada, D: coeficiente de difusión molecular, ε_c : coeficiente de difusión turbulenta, c: concentración.

El valor de D depende de la magnitud escalar considerada. Calor en agua: $D=0.2 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. Sal en agua: $D=2 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$. La relación $\varepsilon_c / \varepsilon_m$ también depende de la magnitud escalar considerada, generalmente su valor es aproximadamente igual a la unidad, por lo tanto, se puede asumir que $\varepsilon_c = \varepsilon_m$.

La continuidad de una genérica magnitud escalar, se expresa en palabras como: Entrada-Salida=Variación temporal. Considerando una porción dz y utilizando la ecuación (2.122) se obtiene:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = - \frac{\partial F}{\partial z} = \varepsilon \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \quad (2.123)$$

que describe un proceso de difusión pura, siendo $\varepsilon=(D+\varepsilon_c)$ el coeficiente de difusión.

2.6 FLUJO IMPERMANENTE BIDIMENSIONAL HORIZONTAL (2DH)

2.6.1 Integración de las ecuaciones de Reynolds 2D

Asumiendo aceleraciones verticales despreciables la tercera ecuación dinámica de Reynolds se reduce a la distribución hidrostática de la presión en la vertical, quedando conformadas las ecuaciones de Reynolds 2D (Defina, 2000).

En hidráulica fluvial es común adoptar una representación de flujo bidimensional horizontal mediante la integración a través de la profundidad de flujo h de las ecuaciones de Reynolds 2D.

Para problemas de flujos a superficie libre, el término de presión y gravedad de la primera y segunda ecuación dinámica de Reynolds, pueden ser escritos como:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (p + \rho g z) = -g \frac{\partial z_w}{\partial x} \quad (2.124)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} (p + \rho g z) = -g \frac{\partial z_w}{\partial y} \quad (2.125)$$

donde z_w es el nivel de la superficie libre o cota del pelo de agua.

Integrando en la vertical, a través de la profundidad de flujo, las ecuaciones dinámicas 2D de Reynolds se obtiene un modelo hidrodinámico bidimensional en horizontal (2DH), cuyas ecuaciones dinámicas son:

$$\frac{\partial}{\partial t} (hU) + \frac{\partial}{\partial x} (\beta_1 hU^2) + \frac{\partial}{\partial y} (\beta_2 hUV) + gh \frac{\partial z_w}{\partial x} + \frac{\tau_{bx}}{\rho} = 0 \quad (2.126)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (hV) + \frac{\partial}{\partial x} (\beta_2 hUV) + \frac{\partial}{\partial y} (\beta_3 hV^2) + gh \frac{\partial z_w}{\partial y} + \frac{\tau_{by}}{\rho} = 0 \quad (2.127)$$

y cuya correspondiente ecuación de continuidad integrada en vertical es:

$$\frac{\partial z_w}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (hU) + \frac{\partial}{\partial y} (hV) = 0 \quad (2.128)$$

donde $U(x,y,t)$, $V(x,y,t)$ son las velocidades medias en la vertical en direcciones x e y respectivamente; τ_{bx} , τ_{by} son las componentes en dirección x e y de la tensión de corte sobre el fondo.

2.6.2 Términos residuales y condiciones en límite inferior de integración

Los términos residuales son consecuencia de la distribución no uniforme de la velocidad en vertical. Los mismos pueden ser estimados a partir de los denominados coeficientes de Boussinesq β_1 , β_2 y β_3 para flujo permanente:

$$\beta_1 = \frac{I}{hU^2} \int_{z_b}^{z_w} \bar{u}^2 dz, \quad \beta_2 = \frac{I}{hUV} \int_{z_b}^{z_w} \bar{u} \bar{v} dz, \quad \beta_3 = \frac{I}{hV^2} \int_{z_b}^{z_w} \bar{v}^2 dz \quad (2.129a,b,c)$$

Las ecuaciones de cierre del modelo 2DH, es decir, las condiciones en el límite inferior de integración en vertical, quedan definidas por las componentes de la tensión de corte sobre el fondo, las cuales se obtienen a partir de (2.97a) como:

$$\tau_{bx} = \frac{\rho g (U^2 + V^2)^{1/2} U}{C^2}, \quad \tau_{by} = \frac{\rho g (U^2 + V^2)^{1/2} V}{C^2} \quad (2.130a,b)$$

Análogamente, se podría haber utilizado (2.97b) para expresar (2.130a,b) en función de las velocidades medias en vertical U y V, de la profundidad h y del coeficiente de rugosidad de Manning n.

2.7 FLUJO IMPERMANENTE UNIDIMENSIONAL. ECS. DE SAINT VENANT

2.7.1 Integración de las ecuaciones de flujo impermanente 2DH

Integrando en el ancho las ecuaciones del flujo impermanente bidimensional horizontal (2DH) se obtienen las ecuaciones del flujo impermanente unidimensional gradualmente variado.

La ecuación dinámica resultante, expresada en función de las variables dependientes $Q(x,t)$ y $z_w(x,t)$, es:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\beta \frac{Q^2}{A} \right) + g A \frac{\partial z_w}{\partial x} + \frac{P \bar{\tau}_b}{\rho} = 0 \quad (2.131)$$

y la correspondiente ecuación de continuidad es:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \quad (2.132)$$

donde Q es el caudal, A el área transversal mojada, P el perímetro mojado, $\bar{\tau}_b$ es la tensión de corte media sobre el perímetro mojado y β es un coeficiente que representa el efecto de la no uniformidad de la velocidad en el ancho de la sección:

$$\beta = \frac{1}{h \bar{U}^2} \int_A U^2 dA \quad (2.133)$$

donde U es la velocidad media en vertical y \bar{U} es la velocidad media en la sección: $\bar{U}=Q/A$. Para flujo turbulento (como el que analizamos) y secciones transversales compactas: $\beta \approx 1$. Si la sección no es compacta β debe ser evaluado dividiendo la sección compuesta en subsecciones.

La ecuación de cierre del modelo hidrodinámico unidimensional, para la tensión de corte media sobre el perímetro mojado de la sección, puede obtenerse a partir de (106a) como:

$$\bar{\tau}_b = \frac{\rho g \bar{U}^2}{C^2} = \frac{\rho g Q^2}{C^2 A^2} = \rho g R S_f \quad (2.134)$$

o utilizando (2.97b):

$$\bar{\tau}_b = \frac{\rho g n^2 \bar{U}^2}{R^{1/3}} = \frac{\rho g n^2 Q^2}{A^2 R^{1/3}} = \rho g R S_f \quad (2.135)$$

Donde S_f es la pendiente de fricción, expresada en función de Chezy en (2.134) o de Manning en (2.135) y $R=A/P$ es el radio hidráulico, si el canal es ancho el radio hidráulico puede reemplazarse por la profundidad media en la sección transversal.

La ecuación (2.131) plantea la conservación de la cantidad de movimiento y es expresada en función de Q y h como se utiliza generalmente en las aplicaciones prácticas. La ecuación de continuidad (2.132) conjuntamente con la ecuación dinámica (2.131) constituyen las ecuaciones que gobiernan la dinámica del flujo impermanente gradualmente variado unidimensional. Las mismas ecuaciones fueron derivadas por Barré de Saint Venant (1871).

2.7.2 Ecuación dinámica unidimensional

La ecuación dinámica dada por (2.131) es posible derivarla a partir de la segunda ley de Newton ($F=m a$) aplicada a un volumen de control: $V_c=A\Delta x$ (ver Figura 2.10).

La fuerza de inercia, (masa x aceleración) por unidad de volumen se expresa como:

$$\frac{m}{V_c} a = \rho \frac{d\bar{U}}{dt} = \rho \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} \right) \quad (2.136)$$

Donde, la densidad o masa específica ρ multiplica a la aceleración total, material o sustancial $d\bar{U}/dt$, expresada sucesivamente en términos de derivadas Eulerianas, es decir, en términos de aceleración local y convectiva.

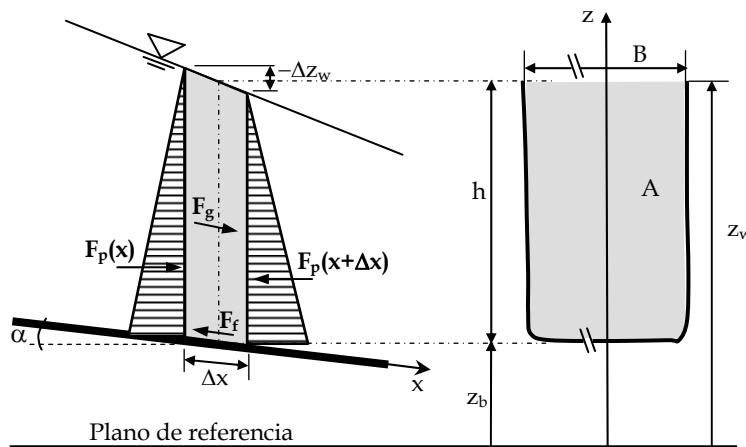


Figura 2.10 Esquematización del volumen de control y fuerzas actuantes.

Las fuerzas externas actuantes sobre el volumen de control son las de gravedad, fricción y presión, es decir, $F=F_g+F_f+F_p$. La fuerza de gravedad por unidad de volumen, actuante en la dirección del flujo, considerando que el ángulo α es

pequeño ($\alpha < 7^\circ$, es decir, pendiente de fondo $S_b < 12\%$), por lo cual, sen $\alpha = \tan \alpha = S_b$ (ver Apéndice A) se expresa como:

$$\frac{F_g}{V_c} = \frac{\rho g A \Delta x S_b}{A \Delta x} = \rho g S_b \quad (2.137)$$

La fuerza de fricción por unidad de volumen, actuante sobre la superficie del volumen de control en contacto con el cauce, opuesta a la fuerza de gravedad, es:

$$\frac{F_f}{V_c} = -\frac{\bar{\tau}_b P \Delta x}{A \Delta x} = -\frac{\rho g R S_f P}{A} = -\rho g S_f \quad (2.138)$$

donde, como visto anteriormente, S_f es la pendiente de fricción, expresada mediante una ecuación válida para flujo permanente, las demás variables ya fueron definidas.

La resultante de la fuerza de presión por unidad de volumen se expresa como:

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{F_p(x) - F_p(x + \Delta x)}{A \Delta x} = -\frac{1}{A} \frac{\partial F_p}{\partial x} = -\frac{1}{Bh} \frac{\partial [(1/2)\rho gh^2 B]}{\partial x} = -\rho g \frac{\partial h}{\partial x} \quad (2.139)$$

Por lo tanto, de acuerdo a la segunda ley de Newton, reemplazando y reordenando, la ecuación dinámica del flujo impermanente gradualmente variado se expresa en función de \bar{U} y h , como:

$$\frac{1}{g} \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \frac{\bar{U}}{g} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial x} - S_b + S_f = 0 \quad (2.140)$$

La (2.140) es la forma básica de la ecuación de momentum unidimensional obtenida por Saint Venant (1871). La misma puede escribirse como:

$$\frac{1}{g} \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\bar{U}^2}{2g} + h + z_b \right) = -S_f \quad (2.141)$$

El primer término del miembro izquierdo es la pendiente de aceleración local S_a , la cual puede interpretarse como la ganancia o pérdida de energía debido a la impermanencia del flujo.

El segundo término (derivada entre paréntesis) es la pendiente de energía $-S_e$. Es decir, si el flujo es permanente ($S_a=0$) la pendiente de fricción es igual a la pendiente de energía, $S_e=S_f$. Si, además, el flujo es uniforme (la velocidad y la profundidad no varían con x) se tiene $S_b=S_f$. Expresando $z_w=z_b+h$ y llamando S_w

a la pendiente de la superficie libre, se observa que, en flujo permanente uniforme: $S_b=S_w=S_f$.

En general, hasta ahora hemos visto que en todas las posibles representaciones del flujo a superficie libre (3D, 2DH, 1D) la pendiente del fondo es solo función del espacio, es decir, se considera que el fondo permanece fijo en el tiempo. En el caso de erosión/sedimentación, el fondo será *móvil*, es decir la cota del fondo será también función del tiempo, $z_b=f(x,t)$. Por lo tanto, a las incógnitas $\bar{U}(x,t)$ y $h(x,t)$ se le agrega una nueva incógnita $z_b(x,t)$, con $S_b=-\partial z_b/\partial x$.

Evidentemente es necesario incorporar una tercera ecuación para resolver el problema a fondo móvil. La misma es la ecuación de continuidad de sedimentos, la cual establece la conservación del volumen sólido (en forma análoga a la conservación del volumen líquido). En este caso, como veremos en el Capítulo 8, el problema aumenta su complejidad.

2.7.3 Ecuación de continuidad unidimensional

Consideremos el volumen de control esquematizado en la Figura 2.10. La ecuación de continuidad establece la conservación del volumen en el mismo y puede expresarse en palabras como: Entrada - Salida = Variación temporal (en este caso del volumen líquido). Es decir:

$$[Q(x)\Delta t] - [Q(x + \Delta x)\Delta t] = [A(t + \Delta t)\Delta x - A(t)\Delta x] \quad (2.142)$$

Reordenando y dividiendo por $\Delta x \Delta t$ se obtiene:

$$\frac{A(t + \Delta t) - A(t)}{\Delta t} + \frac{Q(x + \Delta x) - Q(x)}{\Delta x} = 0 \quad (2.143)$$

donde el primer término del miembro izquierdo de la (2.143) representa el cociente incremental del área respecto al tiempo y el segundo representa el cociente incremental del caudal respecto al espacio. Pasando al límite para $\Delta x \rightarrow 0$, $\Delta t \rightarrow 0$ se obtiene la ecuación de continuidad en forma diferencial:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \quad (2.144)$$

De la (2.144) se observa que $\partial A / \partial t = -\partial Q / \partial x$. Por lo tanto, si el gradiente espacial del caudal es negativo: $\partial Q / \partial x < 0$ (entra más de lo que sale), el gradiente temporal del área es positivo: $\partial A / \partial t > 0$ (se almacena). Por el contrario, si el gradiente espacial del caudal es positivo: $\partial Q / \partial x > 0$ (sale más de lo que entra), el gradiente temporal del área es negativo $\partial A / \partial t < 0$ (se produce un desalmacenamiento).

El ingreso o egreso de un caudal lateral q_l por unidad de longitud Δx puede ser representado incorporando, respectivamente, la correspondiente contribución en el primero o en el segundo término de la ecuación (2.142).

Para un canal prismático rectangular $A=Bh$ y considerando que $Q=A\bar{U}$, reemplazando en (2.144) y operando, se obtiene:

$$\frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{U}h)}{\partial x} = 0 \Rightarrow \frac{\partial h}{\partial x} + h \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \bar{U} \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \quad (2.145a,b)$$

Donde el primer término de (2.145b) se conoce como tasa de elevación, el segundo como almacenamiento de prisma y el tercero como almacenamiento de cuña.

2.7.4 Curva h-Q en flujo impermanente gradualmente variado

La curva h-Q en flujo impermanente gradualmente variado asume una forma de lazo, donde se observa que, para un dado h , el caudal en creciente es mayor que el caudal de flujo permanente y uniforme, por el contrario, en la fase de bajante el caudal es menor que el correspondiente a flujo permanente y uniforme (ver Figura 2.11).

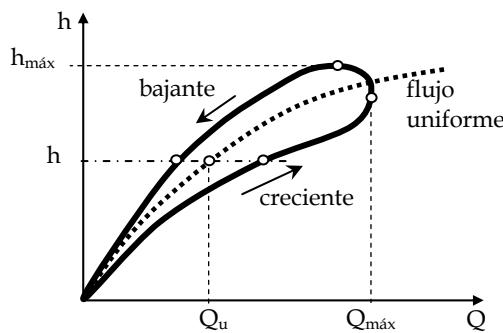


Figura 2.11 Curva h-Q para flujo impermanente y flujo permanente uniforme

Reemplazando en la ecuación dinámica (2.131) la expresión de la tensión de corte media dada por (2.135), sustituyendo $z_w=z_b+h$ y considerando $\partial z_b/\partial x=-S_b$, se obtiene:

$$\frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{\partial(\beta Q^2/A)}{\partial x} + gA \frac{\partial h}{\partial x} - gAS_b + g \frac{n^2 Q^2}{A R^{4/3}} = 0 \quad (2.146)$$

Despreciando los términos de inercia (aceleración local y convectiva) en la ecuación (2.146) y despejando el caudal Q se obtiene:

$$Q = Q_u \left(1 - \frac{I}{S_b} \frac{\partial h}{\partial x} \right)^{1/2} \quad (2.147)$$

Donde Q_u es el caudal en condiciones de flujo permanente y uniforme dado por la ecuación de Manning:

$$Q_u = \frac{I}{n} A R^{2/3} S_b^{1/2} \quad (2.148)$$

Evidentemente, si el flujo es permanente y uniforme el gradiente espacial de h es nulo ($(\partial h / \partial x) = 0$), entonces $Q = Q_u$, es decir, (2.147) coincide con (2.148), la cual representa una relación biunívoca entre la profundidad y el caudal. En flujo impermanente ($\partial h / \partial x \neq 0$), por lo tanto, se obtiene:

$$Q = Q_u \left(1 - \frac{I}{S_b} \frac{\partial h}{\partial x} \right)^{1/2} \rightarrow \begin{cases} \text{creciente: } \frac{\partial h}{\partial x} < 0 \Rightarrow Q > Q_u \\ \text{bajante: } \frac{\partial h}{\partial x} > 0 \Rightarrow Q < Q_u \end{cases} \quad (2.149)$$

Obsérvese que, para valores elevados de la pendiente de fondo respecto al gradiente espacial de la profundidad, el efecto de lazo tiende a desaparecer, es decir, el lazo tiende a achatararse cada vez más, acercándose a la curva biunívoca de flujo permanente y uniforme.

El efecto de la impermanencia de flujo también provoca que la velocidad máxima, el caudal máximo y la profundidad máxima, no se verifiquen simultáneamente como ocurre en el flujo permanente y uniforme. Por el contrario, como se observa en la Figura 2.11, el caudal máximo precede temporalmente a la profundidad máxima y puede demostrarse que la velocidad máxima precede a su vez al caudal máximo.

2.7.5 Clasificación de modelos hidrodinámicos 1D derivados de Saint Venant

En algunas situaciones prácticas no todos los términos que constituyen la ecuación dinámica tienen peso relevante. La eliminación de algunos de ellos da lugar a diferentes modelos unidimensionales de propagación de ondas de crecidas. Obviamente a cada ecuación dinámica simplificada se le debe asociar la ecuación de continuidad (2.144).

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial (\beta Q^2 / A)}{\partial x} + g A \frac{\partial h}{\partial x} - g A S_b + g \frac{n^2 Q |Q|}{A R^{4/3}} = 0 \quad (2.150)$$

 Onda cinemática

 Onda difusiva

 Onda cuasi-dinámica

 Onda dinámica

2.7.5.1 Modelo de onda dinámica

Cuando todos los términos tienen igual orden de magnitud estamos en presencia del modelo de onda dinámica, el cual representa el caso más general. Este tipo de modelo simula ondas de crecidas que experimentan atenuaciones importantes, ya que contiene los términos de aceleración local y convectiva (denominados también términos de inercia), los cuales son responsables en gran medida de la atenuación.

Las celeridades de propagación de las perturbaciones en el modelo de onda dinámica son: $c = \bar{U} \pm (gh)^{1/2}$. Es decir, existen dos celeridades reales que determinan como se transmite la información en el plano (x,t) . La determinación de tales celeridades se describe detalladamente en el Capítulo 8.

En flujo subcrítico (número de Froude $F < 1$): $\bar{U} < (gh)^{1/2}$, por lo tanto, una celeridad positiva c^+ transmite información aguas abajo y la otra celeridad negativa c^- transmite información aguas arriba.

En flujo supercrítico (número de Froude $F > 1$): $\bar{U} > (gh)^{1/2}$, por lo tanto, las dos celeridades son positivas y la información se transmite solamente hacia aguas abajo.

Para la resolución de las ecuaciones del modelo de onda dinámica se requieren condiciones iniciales y al contorno. Las condiciones iniciales (para $t=0$) se representan como $Q(x,0)=\text{constante}$ y $h(x,0)=\text{perfil de flujo permanente}$.

Con respecto a las condiciones al contorno, en caso de flujo subcrítico se especifica generalmente el hidrograma de entrada $Q(0,t)$ en el contorno aguas arriba ($x=0$) y la curva $h(L,t)=f(Q)$ en el contorno aguas abajo ($x=L$). En caso de flujo supercrítico se especifica generalmente: $Q(0,t)$ y $h(0,t)=f(Q)$, es decir ambas condiciones en el contorno aguas arriba.

Si se desprecia el término de aceleración local se obtiene un modelo ligeramente diferente, denominado de onda quasi-dinámica, el cual es apropiado para simular ondas que crecen lentamente en el tiempo y se propagan en cauces donde la variación espacial de energía cinética es comparable a la pendiente de la superficie libre y a la pendiente de fricción.

2.7.5.2 Modelo de onda difusiva

El modelo de onda difusiva se obtiene cuando se desprecian los términos de aceleración local y convectiva en la ecuación dinámica. La inclusión del término de gradiente de presión en este modelo es importante ya que permite simular todavía los efectos de remansos creados por estructuras, afluentes u otras

singularidades, su ulterior eliminación, como se verá más adelante, no permitirá simular tales efectos.

Combinando la ecuación de continuidad (2.144) con la ecuación dinámica simplificada, es decir sin los términos de inercia, se obtiene:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + c \frac{\partial Q}{\partial x} = D_h \frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} \quad (2.151)$$

La (2.151) es una ecuación diferencial a derivadas parciales de segundo orden con una variable dependiente $Q(x,t)$. Representa un proceso típico de advección-difusión unidimensional, donde el caudal Q es propagado con celeridad c y atenuado con un coeficiente de difusión hidráulica D_h . Donde c y D_h son iguales a:

$$c = \left. \frac{\partial Q}{\partial A} \right|_{x_0}, \quad D_h = \frac{Q}{2 B S_f} \quad (2.152a,b)$$

Si los términos de inercia son en efecto despreciables, la (2.151) representa un buen modelo para propagar crecidas. Para resolver dicha ecuación se necesitan dos condiciones al contorno, una aguas arriba y otra aguas abajo. Por lo tanto, es capaz de simular efectos de remansos. Las condiciones al contorno son generalmente $Q(0,t)$ y $h=f(Q)$ en el contorno aguas abajo, conjuntamente con la condición inicial $Q(x,0)$. Con la ecuación de continuidad es posible determinar $h(x,t)$.

Según Ponce et al. (1978), el modelo de onda difusiva puede ser utilizado cuando se satisface la siguiente desigualdad:

$$T_o S_b (g/h_o)^{1/2} \geq 30 \quad (2.153)$$

donde T_o es el período de la onda de crecida y h_o es la profundidad media del flujo, la cual puede calcularse mediante una ecuación de flujo uniforme utilizando un caudal de referencia $Q_0 \equiv (2/3)Q_p$, donde Q_p es el caudal pico (Miller, 1984). Si la expresión (2.153) es menor que 30 debe utilizarse el modelo de onda dinámica o cuasi-dinámica para obtener resultados satisfactorios en cuanto a celeridad y atenuación de la onda.

2.7.5.3 Modelo de onda cinemática

La simplificación más drástica se realiza cuando se desprecian los términos de aceleración local y convectiva y el término de gradiente de presión. De esta manera se obtiene el modelo de onda cinemática. En este caso la acción de la gravedad se balancea con las resistencias friccionales, es decir, la ecuación dinámica se reduce a una ecuación de flujo uniforme ($S_b=S_f$), quedando descartada la posibilidad de simular efectos de remansos, es decir, no existe

posibilidad de transmisión de información hidrodinámica aguas arriba por efectos de controles de flujo aguas abajo.

En definitiva el modelo de onda cinemática se basa en la ecuación de continuidad y en una ecuación de flujo uniforme, como por ejemplo, la de Manning:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \quad (2.154)$$

$$Q = \frac{1}{n} A R^{2/3} S_b^{1/2} \quad (2.155)$$

El flujo se asume localmente uniforme, aunque las características generales de impermanencia y variación espacial gradual son conservadas a partir de la inclusión de la ecuación de continuidad.

La derivada temporal del área A puede escribirse como:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \left. \frac{\partial A}{\partial Q} \right|_{x_0} \frac{\partial Q}{\partial t} \quad (2.156)$$

Introduciendo la expresión (2.156) en la (2.154) y reordenando se obtiene:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + c \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \quad (2.157)$$

La (2.157) es una ecuación diferencial a derivadas parciales de primer orden con una variable dependiente $Q(x,t)$. La misma representa un proceso de advección pura donde el caudal Q es propagado aguas abajo con una celeridad c . Donde c está representada por la ecuación (2.152a) y es función de la velocidad media en la sección $\bar{U}(x,t)$. Efectuando la derivada del caudal Q , dado por la (2.155), respecto al área A , asumiendo canal rectangular ancho, se obtiene: $c=(5/3)\bar{U}$.

Las condiciones iniciales son del tipo $Q(x,0)$ y se necesita una sola condición de borde $Q(0,t)$ especificada en el contorno aguas arriba. Por lo tanto no se pueden simular efectos de remansos. Las profundidades $h(x,t)$ se obtienen a partir de la relación $h-Q$ una vez calculados los caudales $Q(x,t)$.

Al no incorporar los términos de inercia y el gradiente de presión, el modelo de onda cinemática simula ondas que se propagan sin experimentar prácticamente atenuaciones ni difusiones (advección pura). Debido a que las celeridades en proximidad del pico (el cual no se atenúa) son mayores que las celeridades en el frente de la onda (el cual no se difunde) la onda se empina cada vez más a medida que se propaga aguas abajo. Este fenómeno evoluciona en el tiempo y el espacio pudiendo alcanzar lo que se denomina shock cinemático, es decir, la

onda se ha empinado de manera tal que el pico supera al frente, lo cual invalida obviamente la solución. Sin embargo, los esquemas en diferencias finitas utilizados para resolver las ecuaciones siempre incorporan, en mayor o menor medida, una cierta difusión numérica y por lo tanto el shock cinemático no se presenta.

Según Ponce et al. (1978) el modelo de onda cinemática puede ser utilizado cuando se satisface la siguiente desigualdad:

$$T_o S_b (\bar{U}_o / h_o) \geq 171 \quad (2.158)$$

donde \bar{U}_o es la velocidad media del flujo asociada a Q_0 y h_0 , definidos precedentemente.

Henderson (1963) observó que crecidas naturales en ríos con $S_b \geq 0.002$ exhiben valores de términos inerciales y de gradiente de presión pequeños comparados con los de fricción y gravedad. Algunos valores en términos de pendiente obtenidos por Henderson se presentan en la Tabla 2.1.

Tabla 2.1 Valores de distintos términos de la ecuación dinámica.

S_b	$\partial h / \partial x$	$(\bar{U} / g) \partial \bar{U} / \partial x$	$(1 / g) \partial U / \partial t$
4.92×10^{-3}	9.4×10^{-6}	$(2.3 - 4.7) \times 10^{-5}$	9.4×10^{-6}

Se observa que la pendiente del fondo es casi tres órdenes de magnitud mayor que el gradiente espacial de la profundidad y que la pendiente de aceleración local, y casi dos órdenes de magnitud mayor que la pendiente de aceleración convectiva.

2.7.6 Ondas inerciales

A los efectos de determinar la ecuación de ondas donde preponderan los efectos inerciales, expresamos primero la ecuación de continuidad (2.144) y la ecuación dinámica de balance de cantidad de movimiento (2.146) en función de la velocidad \bar{U} y la profundidad h , considerando un canal prismático rectangular. A tal fin las derivadas temporales y espaciales del caudal, $Q = \bar{U}A = Bh\bar{U}$, se expresan como:

$$\frac{\partial Q}{\partial x} = \bar{U} \frac{\partial A}{\partial x} + A \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} = \bar{U} B \frac{\partial h}{\partial x} + B h \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} \quad (2.159)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \bar{U} \frac{\partial A}{\partial t} + A \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} = -\bar{U} \frac{\partial Q}{\partial x} + B h \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} \quad (2.160)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q^2}{A} \right) = 2 \frac{Q}{A} \frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{Q^2}{A^2} \frac{\partial A}{\partial x} = 2 \bar{U} \frac{\partial Q}{\partial x} - \bar{U}^2 B \frac{\partial h}{\partial x} \quad (2.161)$$

Reemplazando (2.159) en (2.144) se obtiene la ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial h}{\partial x} + h \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} = 0 \quad (2.162)$$

Reemplazando (2.159) en (2.160) y (2.161) y sustituyendo estas dos últimas en (2.146), después de operar algebraicamente, se obtiene la ecuación de momentum en función de \bar{U} y h (igual a la (2.140)):

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + g \frac{\partial h}{\partial x} - g S_b + g S_f = 0 \quad (2.163)$$

Cuando los efectos iniciales son preponderantes podemos despreciar los efectos de resistencia friccional: $S_f=0$. Se asume además que el fondo es horizontal: $S_b=0$ y que el número de Froude F es mucho menor que 1, lo cual permite despreciar el término de aceleración convectiva. En efecto, si $F \ll 1$ el segundo y tercer término de (2.163) se pueden escribir como:

$$\bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + g \frac{\partial h}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\bar{U}^2}{2} + gh \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{F^2}{2} + 1 \right) gh \right] \approx g \frac{\partial h}{\partial x} \quad (2.164)$$

Por lo tanto, la ecuación de momentum se reduce a:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + g \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \quad (2.165)$$

Ulteriormente se considera (ver Figura 2.12) que la altura de la onda η es pequeña comparada con la profundidad inicial h_0 : $\eta = h - h_0 \ll h_0$, es decir, $\bar{U} \frac{\partial h}{\partial x} \approx 0$. Por lo tanto, la ecuación de continuidad y la ecuación de momentum quedan expresadas como:

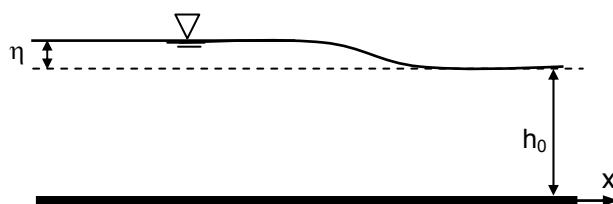


Figura 2.12 Esquematización propagación onda inercial.

Continuidad: $\frac{\partial \eta}{\partial t} + h_0 \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} = 0 \quad (2.166)$

Momentum:
$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (2.167)$$

Derivando (2.166) respecto a t y (2.167) respecto a x y luego combinando se obtiene:

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - c \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = 0 \quad (2.168)$$

La (2.168) es la ecuación de la onda cuya celeridad (velocidad relativa de propagación de la perturbación) es:

$$c = \pm \sqrt{g h_0} \quad (2.169)$$

La solución en este caso (para velocidad inicial nula) representa ondas que se propagan con celeridad c dada por (2.169). En el caso de velocidad inicial U_0 no nula la celeridad es:

$$c = \bar{U}_0 \pm \sqrt{g h_0} \quad (2.170)$$

Ejemplo de tales ondas son las generadas, por ejemplo, por la descarga rápida de esclusas, descargas repentinas de embalses, etc.

2.8 FLUJO IMPERMANENTE CUASI-BIDIMENSIONAL

La representación cuasi-bidimensional del flujo impermanente fue propuesta por Zanobetti et al. (1968, 1970) y sus fundamentos han sido descriptos en detalle por Cunge (1975) y Cunge et al. (1980). Desarrollos posteriores de modelación hidrodinámica cuasi-bidimensional, mediante sistemas de celdas interconectadas, han sido presentados por Riccardi (1992, 2000) y Bates (2000).

2.8.1 Ecuación de continuidad cuasi-2D

La ecuación de continuidad cuasi-2D para la j -ésima celda se expresa como:

$$A_{s_j} \frac{\partial z_{w_j}}{\partial t} = \sum_{k=1}^N Q_{j,k} \quad (2.171)$$

donde z_{w_j} : nivel del agua; A_{s_j} : área superficial mojada; t : tiempo; $Q_{j,k}$: caudal intercambiado entre las celdas j y k , con N : número de celdas interconectadas con la celda j .

2.8.2 Leyes de descarga entre celdas adyacentes

El flujo puede ser propagado mediante un espectro de leyes de descarga entre celdas, las cuales se derivan a partir de la ecuación dinámica de flujo

impermanente unidimensional (Saint Venant). Por ejemplo, despreciando en dicha ecuación los términos de inercia (aproximación de onda difusiva), el caudal intercambiado entre celdas se expresa como:

$$Q_{j,k} = f(\Delta z_{w,j,k}) \frac{K_{j,k}}{\sqrt{\Delta x_{j,k}}} \sqrt{|z_{w,j} - z_{w,k}|} \quad (2.172)$$

con $f(\Delta z_{w,j,k}) = +1$ si $\Delta z_{w,j,k} > 0$ y $f(\Delta z_{w,j,k}) = -1$ si $\Delta z_{w,j,k} < 0$; $K_{j,k}$: factor de conducción, $K_{j,k} = (1/n) A_t h^{2/3}$, con A_t : área transversal mojada, h : profundidad del agua y n : coeficiente de rugosidad de Manning; $\Delta x_{j,k}$: distancia entre centros de celdas y $z_{w,k}$: nivel de agua en la k -ésima celda.

La (2.172) se puede utilizar en un sistema cauce-planicie esquematizando el flujo en el cauce principal con una sola celda o dividiéndolo en varias celdas cuadrangulares. En este último caso, es recomendable tener en cuenta los gradientes de la superficie libre en ambas direcciones para determinar el caudal intercambiado entre celdas adyacentes. A tales efectos, despreciando los términos iniciales en las ecuaciones de flujo impermanente gradualmente variado bidimensional se obtiene (Basile y Riccardi, 2002):

$$\left. \frac{\partial z_w}{\partial x} \right|_i + \frac{n^2 U U_{mod}}{h^{4/3}} = 0 \quad , \quad \left. \frac{\partial z_w}{\partial y} \right|_i + \frac{n^2 V U_{mod}}{h^{4/3}} = 0 \quad (2.173a,b)$$

donde U y V son las velocidades medias en dirección x e y respectivamente, y U_{mod} es el módulo del vector velocidad: $U_{mod} = (U^2 + V^2)^{0.5}$. Combinando las ecuaciones (2.173a,b) U_{mod} puede expresarse como:

$$U_{mod} = \frac{h^{2/3}}{n} \left[\left(\left. \frac{\partial z_w}{\partial x} \right|_i \right)^2 + \left(\left. \frac{\partial z_w}{\partial y} \right|_i \right)^2 \right]^{1/4} \quad (2.174)$$

Sustituyendo la (2.174) en (2.173a,b), se pueden determinar U y V en forma explícita en función de los gradientes de la superficie libre en ambas direcciones.

Para contemplar condiciones de flujo particulares (desbordes de terraplenes viales, ferroviarios, etc.) se utilizan leyes de descarga basadas en la fórmula para vertedero de cresta ancha, para descarga libre, $(z_{w,k} - z_v) < (2/3)(z_{w,j} - z_v)$:

$$Q_{j,k} = \mu_1 B_v \sqrt{2g} (z_{w,j} - z_v)^{3/2} \quad (2.175)$$

y para descarga ahogada, $(z_{w,k} - z_v) \geq (2/3)(z_{w,j} - z_v)$:

$$Q_{j,k} = \mu_2 B_v \sqrt{2g} (z_{w,j} - z_v)(z_{w,j} - z_{w,k})^{1/2} \quad (2.176)$$

donde z_v : nivel de cresta del vertedero, $\mu_{1,2}$: coeficientes de gasto, g : aceleración de la gravedad, B_v : ancho vertedero y $z_j > z_k$. Además, (2.175) y (2.176) pueden ser aplicadas para puentes y alcantarillas especificando escalón de fondo nulo y los correspondientes coeficientes de gasto (Riccardi, 2000).

Las variables dependientes en el sistema son los N niveles de la superficie libre $z_{wj}(t)$. Los caudales se obtienen sucesivamente a partir de la ley de descarga entre celdas. Las condiciones iniciales están representadas por $z_{wj}(t=0)$. Las condiciones de borde, se especifican como $Q(0,t)$ en el contorno aguas arriba y $z_w(L)=f(Q)$ o limnigramas $z_w(t)$ en el contorno aguas abajo.

2.9 FLUJO PERMANENTE UNIDIMENSIONAL

El flujo a superficie libre en régimen permanente gradualmente variado exhibe a lo largo del curso variaciones continuas de moderada magnitud de la profundidad y, por lo tanto, de la velocidad media en la sección.

Para flujo permanente $\partial h/\partial t=0$, por lo tanto, de la ecuación de continuidad (2.145a) se desprende que el gradiente espacial del caudal específico es nulo, $\partial q/\partial x=0$, es decir, $q = \text{constante}$ para todo valor de x (y necesariamente constante en t):

$$q = \bar{U}h = \text{const.} \quad (2.177)$$

Análogamente, dado que $\partial \bar{U}/\partial t=0$, en flujo permanente la pendiente de la línea de energía es igual a la pendiente de fricción, de la ecuación dinámica (2.141) se tiene:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{\bar{U}^2}{2g} + h + z_b \right) = \frac{dH}{dx} = -S_f \quad (2.178)$$

La ecuación (2.178) representa un balance de energía mecánica. Sus términos pueden ser definidos como energía por unidad de peso del fluido.

El término z_b es la energía potencial de un peso unitario de fluido respecto a un cierto plano de referencia. El término h es la energía que brindan las fuerzas de presión hidrostática. El término: $\bar{U}^2/2g$ (altura de velocidad o altura cinética), es la energía cinética: $(1/2)m\bar{U}^2$, poseída por la masa fluida m por unidad de peso del fluido: $P=\rho g V=mg$.

Con las consideraciones realizadas, el trinomio entre paréntesis de la (2.178) representa la suma de las tres formas de energía mecánica (potencial, de presión y cinética) por unidad de peso del fluido, la cual puede indicarse con H (ver Figura 2.13).

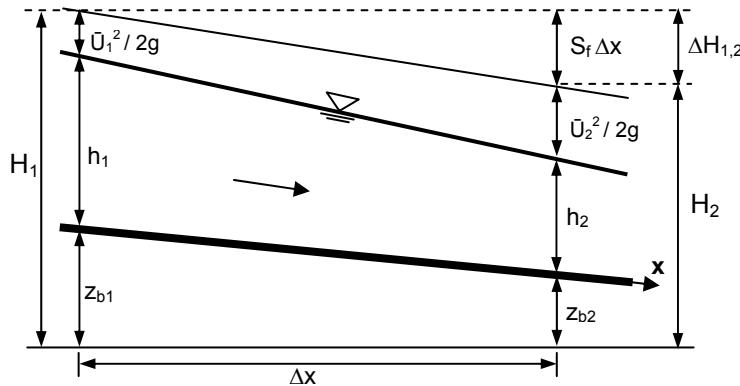


Figura 2.13 Representación del perfil de flujo permanente gradualmente variado.

Se observa que, debido a las pérdidas de energía, el gradiente espacial de H es siempre menor que cero ($dH/dx < 0$). El mismo se expresa en función de las características del flujo y de la rugosidad del cauce mediante S_f . Las ecuaciones de resistencia al flujo, vistas precedentemente en el punto 2.5.2.6, han sido obtenidas para el caso de flujo uniforme. Por lo tanto, se asume que las pérdidas de energía en el flujo permanente gradualmente variado son iguales a las que se presentarían en flujo uniforme para las mismas condiciones de profundidad, caudal y rugosidad.

2.9.1 Relaciones numéricas en una sección

Considerando resistencia friccional despreciable, por lo cual $S_f=0$, en (2.178) el trinomio entre paréntesis es constante en x . Introduciendo la energía específica E , referida al fondo del canal ($z_b=0$), se tiene:

$$E = h + \frac{\bar{U}^2}{2g} = h + \frac{q^2}{2gh^2} \quad (2.179)$$

La (2.179) evidencia la dependencia funcional $f(E, h, q)=0$. Si mantenemos constante una de las tres variables se puede indagar la forma de esta dependencia.

2.9.1.1 Energía específica, $E=\text{constante}$, $f(h, q)=0$

Considerando E constante y despejando q de (2.179) se obtiene:

$$q = h \sqrt{2g(E - h)} \quad (2.180)$$

En (2.180) se observa que $q=0$ para $h=0$ y para $h=E$ (para altura de velocidad igual a cero no existe caudal). Por otra parte, q es positiva en el rango $0 < h < E$, por lo tanto, se puede indagar para qué profundidad el caudal es máximo. Esto se realiza planteando $dq/dh=0$, con lo cual se obtiene:

$$E = \frac{3}{2} h_c \quad (2.181)$$

Es decir, la profundidad crítica h_c es aquella que produce el caudal máximo para E que se mantiene constante. Reemplazando (2.181) en (2.180):

$$q_c = q_{\max} = \sqrt{g} h_c^{3/2} \quad (2.182)$$

La velocidad crítica se obtiene mediante la relación entre (2.182) y el tirante crítico:

$$\bar{U}_c = \sqrt{gh_c} \Rightarrow F = \frac{\bar{U}_c}{\sqrt{gh_c}} = 1 \quad (2.183a,b)$$

Es decir, en condición de flujo crítico el número de Froude es igual a la unidad, $F=1$. Para $h>h_c$, $F<1$ (flujo subcrítico) y para $h<h_c$, $F>1$ (flujo supercrítico).

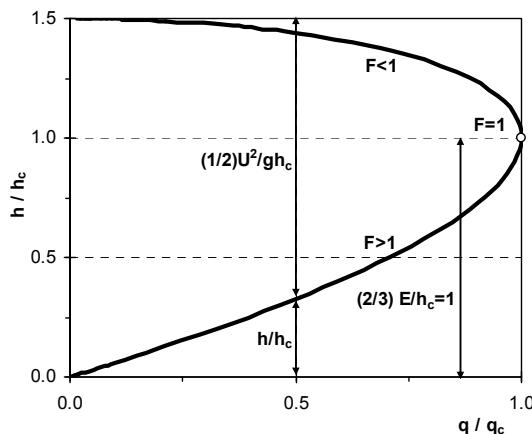


Figura 2.14 Curva adimensional de energía específica, $E=\text{constante}$, $f(h,q)=0$.

En la Figura 2.14 se representa la curva adimensional de energía específica para E constante y $f(h,q)=0$, conocida como parábola de Koch. Se observa que, en el caso de E constante, el mismo caudal puede verificarse en flujo subcrítico o supercrítico.

2.9.1.2 Energía específica, $q=\text{constante}$, $f(E,h)=0$

Considerando q constante, se observa que la (2.179) en el sistema de ejes (E,h) es la composición de una recta $E=h$ más una hipérbola $E=f(1/h^2)$. La curva resultante presenta un mínimo de energía, el cual se determina planteando $dE/dh=0$.

Realizando la derivada de (2.179) respecto a h e igualando a cero se obtiene:

$$1 - \frac{\bar{U}^2}{gh} = 0 \Rightarrow F = \frac{\bar{U}_c}{\sqrt{gh_c}} = 1 \quad (2.184a,b)$$

Es decir, la condición de flujo crítico, es aquella condición para la cual fijado un caudal, el mismo escurre con un mínimo de energía específica.

Para flujo crítico, la altura de velocidad es igual a la mitad de la profundidad. En efecto, de (2.184a) se obtiene:

$$\frac{\bar{U}_c^2}{2g} = \frac{h_c}{2} \quad (2.185)$$

Reemplazando (2.185) en (2.179) se determina:

$$E_{\min} = \frac{3}{2} h_c \quad \text{con: } h_c = \left(\frac{q^2}{g} \right)^{1/3} \quad (2.186a,b)$$

En la Figura 2.15 se representa la curva adimensional de energía específica, para q constante, identificando el mínimo ($F=1$) y las ramas de $F<1$ y $F>1$.

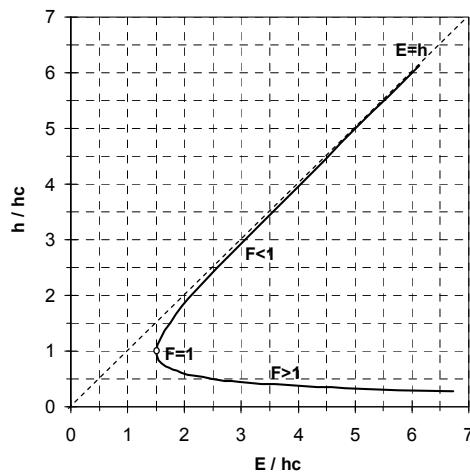


Figura 2.15 Curva adimensional de energía específica, $q=\text{constante}$, $f(E,h)=0$.

Por lo visto, el flujo crítico ($F=1$) representa la condición de máximo caudal para una determinada energía específica y la condición de mínima energía específica para un determinado caudal.

En definitiva, cuando la altura de velocidad es igual a la mitad del tirante, se verifica que el caudal es máximo si $E=\text{constante}$, o que la energía específica es mínima si $q=\text{constante}$. Ambas situaciones definen un estado del flujo denominado estado crítico. El caso de $q=\text{constante}$ y $f(E,h)=0$ es más utilizado en la modelación del flujo permanente gradualmente variado para determinar condiciones de flujo crítico en ciertas secciones.

2.9.1.3 Cantidad de movimiento, relación $f(M,Q,h)=0$

Para flujo permanente ($\partial Q / \partial t = 0$), fondo horizontal ($S_b = 0$) y resistencias friccionales despreciables ($S_f = 0$), la ecuación dinámica de balance de cantidad de movimiento del flujo unidimensional dada por (2.146) se reduce a:

$$\frac{d}{dx} \left(\beta \frac{Q^2}{A} \right) + gA \frac{dh}{dx} = 0 \quad (2.187)$$

Considerando en (2.187) $\beta=1$ (para flujo turbulento en un canal prismático no compuesto $\beta \approx 1$), multiplicando por la densidad del agua ρ y reemplazando el segundo término de (2.187) por (2.139) se obtiene:

$$\frac{d}{dx} (\rho Q \bar{U}) + \frac{d}{dx} \left(\frac{\rho g h^2 B}{2} \right) = 0 \quad (2.188)$$

Donde el primer término representa la variación espacial del flujo de cantidad de movimiento ($\rho \bar{U}$ =cantidad de movimiento por unidad de volumen, $\rho \bar{U} A = \rho Q$ = caudal másico y $\rho Q \bar{U}$ =flujo de cantidad de movimiento). Mientras que, el segundo término es la resultante de las fuerzas de presión hidrostática, actuantes en cada extremo del volumen de control. Re-ordenando (2.188) se obtiene:

$$\frac{d}{dx} \left[\rho g \left(\frac{Q^2}{g A} + \frac{h^2 B}{2} \right) \right] = 0 \quad (2.189)$$

El balance de cantidad de movimiento (momentum) expresado en (2.187) indica que el mismo no varía en x . Por lo tanto, la función:

$$M = \rho g \left(\frac{Q^2}{g A} + \frac{h^2 B}{2} \right) \quad (2.190)$$

puede ser analizada en una sección específica, considerando $Q=\text{constante}$, $f(M,h)=0$. El mínimo de la función se encuentra planteando $dM/dh=0$, con lo cual se obtiene la condición de flujo crítico dada por (2.182b). Por lo tanto, reemplazando (2.184b) en (2.190) se obtiene el valor mínimo de M como:

$$M_{min} = \frac{3}{2} \rho g h_c^2 B \quad (2.191)$$

En la Figura 2.16 se presenta la curva adimensional de momenta. En la modelación de un flujo mixto, supercrítico-subcrítico, la ecuación (2.191) permite individualizar el tramo del canal donde se produce la transición de flujo supercrítico a subcrítico (Basile y Di Silvio, 1994).

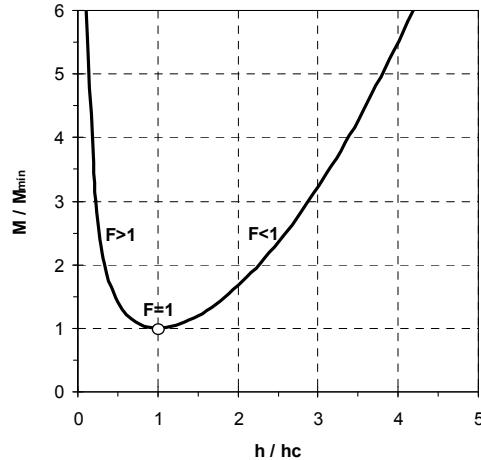


Figura 2.16 Curva adimensional de momenta.

2.9.2 Concepto de pendiente de fondo crítica

La velocidad media en un canal rectangular ancho puede expresarse mediante las distintas ecuaciones de resistencia al flujo dadas por (2.96a, b, c). Por lo tanto, igualando dichas ecuaciones con la expresión de la velocidad crítica dada por (2.183a) y despejando la pendiente, se obtiene:

$$S_{bc} = \frac{g}{C^2} = \frac{g n^2}{h^{1/3}} = \frac{f}{8} \quad (2.192)$$

Donde \$S_{bc}\$ es la pendiente de fondo crítica, es decir, para un caudal asignado, es aquella pendiente que debe tener el fondo de un canal para que el flujo uniforme se desarrolle en condiciones críticas (\$F=1\$).

2.9.3 Perfiles longitudinales del flujo permanente gradualmente variado

Consideremos la ecuación (2.178) de flujo permanente:

$$\frac{dz_b}{dx} + \frac{dh}{dx} + \frac{d}{dx} \left(\frac{\bar{U}^2}{2g} \right) = -S_f \quad (2.193)$$

Dado que la altura de velocidad (altura cinética) es función de la profundidad \$h\$, la ecuación (2.193) es posible expresarla como:

$$\frac{dz_b}{dx} + \left[1 + \frac{d}{dh} \left(\frac{\bar{U}^2}{2g} \right) \right] \frac{dh}{dx} = -S_f \quad (2.194)$$

Reemplazando en (2.194), con ayuda de la ecuación de continuidad: $\bar{U}=q/h$, realizando la derivada respecto a h de la altura de velocidad, considerando $dz_b/dx=-S_b$ y despejando dh/dx , se obtiene:

$$\frac{dh}{dx} = \frac{S_b}{(1-F^2)} \left(I - \frac{S_f}{S_b} \right) \quad (2.195)$$

La relación S_f/S_b se puede determinar a partir de una ecuación de resistencia para flujo permanente gradualmente variado que exprese S_f y otra para flujo uniforme que exprese S_b , de esta manera se obtiene:

$$\frac{dh}{dx} = \frac{S_b}{(1-F^2)} \left[I - \left(\frac{h_u}{h} \right)^n \right] \quad (2.196)$$

donde, h_u es la profundidad de flujo uniforme y h es la profundidad genérica del flujo permanente gradualmente variado, con $n=3$ (Chezy) o $n=10/3$ (Manning), para un canal rectangular ancho.

La ecuación (2.196) permite indagar los posibles perfiles del flujo permanente gradualmente variado. En principio, dh/dx depende de S_b y de h , por lo tanto, de acuerdo a los valores de la pendiente de fondo podemos dividir los perfiles en cinco clases. Además, teniendo en cuenta el valor que asume la profundidad genérica h , respecto a las profundidades de flujo uniforme h_u y crítico h_c , se pueden distinguir en total 13 tipos diferentes de perfiles del flujo permanente gradualmente variado (ver Tabla 2.2).

Tabla 2.2. Resumen de tipos de perfiles de flujo permanente gradualmente variado.

Pendiente del fondo	h respecto a h_u y h_c	Perfil Tipo	Signo $[1-(h_u/h)^n]$	Signo $(1-F^2)$	Signo dh/dx	Clasificación de flujo
Moderada ($S_b < S_{bc}$)	$h > h_u > h_c$	M1	+	+	+	Subcrítico desacelerado
	$h_u > h > h_c$	M2	-	+	-	Subcrítico acelerado
	$h < h_c < h_u$	M3	-	-	+	Supercrítico desacelerado
Fuerte ($S_b > S_{bc}$)	$h > h_u > h_c$	S1	+	+	+	Subcrítico desacelerado
	$h_c > h > h_u$	S2	+	-	-	Supercrítico acelerado
	$h < h_u < h_c$	S3	-	-	+	Supercrítico desacelerado
Crítica ($S_b = S_{bc}$)	$h > h_u = h_c$	C1	+	+	+	Subcrítico desacelerado
	$h = h_u = h_c$	C2	?	?	?	$dh/dx = 0/0$
	$h < h_u = h_c$	C3	-	-	+	Supercrítico desacelerado
Horizontal ($S_b = 0$)	$h > h_c$	H2	-	+	-	Subcrítico acelerado
	$h < h_c$	H3	-	-	+	Supercrítico desacelerado
Adversa ($S_b < 0$)	$h > h_c$	A2	-	+	-	Subcrítico acelerado
	$h < h_c$	A3	-	-	+	Supercrítico desacelerado

Para pendiente de fondo, moderada, fuerte y suave, existen tres casos, en todos ellos $S_b > 0$. El flujo uniforme no existe en el caso de pendiente de fondo horizontal ($S_b = 0$) y adversa ($S_b < 0$).

Los perfiles tipo M1 y S1 se denominan curvas de remanso. El perfil M1 es uno de los más conocidos y se observa en muchos ríos como consecuencia de controles aguas abajo (presas, puentes, estrechamientos, etc.). Si el flujo uniforme es subcrítico y no tiene suficiente energía para superar un control aguas abajo, debe ganar energía para alcanzar la energía requerida, aumentando la profundidad y consecuentemente disminuyendo la velocidad (M1, flujo subcrítico desacelerado).

En el caso que el flujo uniforme aguas arriba del control sea supercrítico, la única forma de ganar energía es generando un resalte para pasar a flujo subcrítico y, en esa condición, alcanzar la energía requerida aumentando la profundidad (perfil tipo S1, flujo subcrítico desacelerado).

Los perfiles M2 y S2 (también H2 y A2) se denominan curvas de llamada, ya que un control aguas abajo produce una progresiva disminución de la profundidad y un aumento de la velocidad hacia el mismo (flujo subcrítico/supercrítico acelerado). En la Figura 2.17 se presentan los distintos perfiles resumidos en la Tabla 2.2.

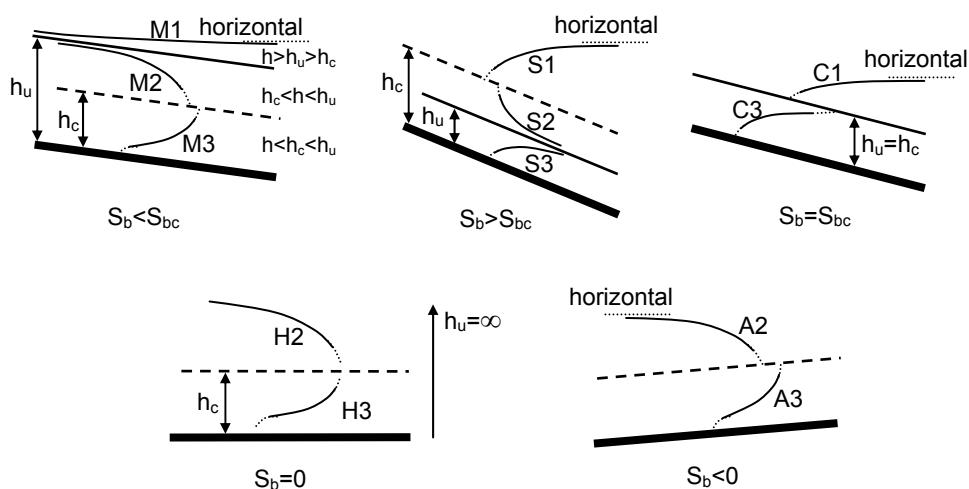


Figura 2.17 Perfiles de flujo permanente gradualmente variado.

Analicemos, en particular, los perfiles tipo M y tipo S, para pendiente de fondo moderada y fuerte, respectivamente.

2.9.3.1 Perfiles tipo M para pendiente de fondo moderada

Para pendiente de fondo moderada ($S_b < S_{bc}$) y, de acuerdo al valor que asume la profundidad de flujo genérica h respecto a las profundidades h_u y h_c , podemos distinguir tres casos.

i) *Tipo M1* ($h > h_u > h_c$)

En este caso $h > h_c$, el flujo es subcrítico ($F < 1$), la relación $h_u/h < 1$, por lo tanto, de (2.196) resulta $dh/dx > 0$ presentando un perfil cóncavo hacia arriba. Por continuidad, $d\bar{U}/dx < 0$, es decir, el flujo es desacelerado.

Para $h \rightarrow h_u$, $dh/dx \rightarrow 0$ ($h = \text{const.} = h_u$) el perfil tiende asintóticamente al de flujo uniforme. Para $h \rightarrow \infty$, $h_u/h \rightarrow 0$, $F \rightarrow 0$, $dh/dx \rightarrow -dz_b/dx$, es decir, el perfil tiende a la horizontal.

ii) *Tipo M2* ($h_u > h > h_c$)

En este caso $h > h_c$, el flujo es subcrítico ($F < 1$), la relación $h_u/h > 1$, por lo tanto, de (2.196) resulta $dh/dx < 0$ presentando un perfil cóncavo hacia abajo. Por continuidad, $d\bar{U}/dx > 0$, es decir, el flujo es acelerado.

Para $h \rightarrow h_u$, $dh/dx \rightarrow 0$ ($h = \text{const.} = h_u$) el perfil tiende asintóticamente al de flujo uniforme. Para $h \rightarrow h_c$, $F \rightarrow 1$, $dh/dx \rightarrow \infty$, es decir, el perfil tiende a atravesar el crítico con un ángulo finito.

iii) *Tipo M3* ($h < h_c < h_u$)

En este caso $h < h_c$, el flujo es supercrítico ($F > 1$), la relación $h_u/h > 1$, por lo tanto, de (2.196) resulta $dh/dx > 0$, por continuidad, $d\bar{U}/dx < 0$, es decir, el flujo es desacelerado.

Para $h \rightarrow h_c$, $F \rightarrow 1$, $dh/dx \rightarrow \infty$, es decir, el perfil tiende a atravesar el perfil crítico con un ángulo finito. Para $h \rightarrow -\infty$, $dh/dx \rightarrow -dz_b/dx$ el perfil tiende a atravesar el fondo con un ángulo finito.

2.9.3.2 Perfiles tipo S para pendiente de fondo fuerte

Para pendiente de fondo fuerte ($S_b > S_{bc}$) y, de acuerdo al valor que asume la profundidad de flujo genérica h respecto a las profundidades h_u y h_c , podemos distinguir tres casos.

i) *Tipo S1* ($h > h_u > h_c$)

En este caso $h > h_c$, el flujo es subcrítico ($F < 1$), la relación $h_u/h < 1$, por lo tanto, de (2.196) resulta $dh/dx > 0$ presentando un perfil cóncavo hacia abajo. Por continuidad, $d\bar{U}/dx < 0$, es decir, el flujo es desacelerado.

Para $h \rightarrow \infty$, $h_u/h \rightarrow 0$, $F \rightarrow 0$, $dh/dx \rightarrow -dz_b/dx$, es decir, el perfil tiende a la horizontal. Para $h \rightarrow h_c$, $dh/dx \rightarrow \infty$ el perfil tiende a atravesar el crítico con un ángulo finito.

ii) *Tipo S2* ($h_c > h > h_u$)

En este caso $h < h_c$, el flujo es supercrítico ($F < 1$), la relación $h_u/h < 1$, por lo tanto, de (2.196) resulta $dh/dx < 0$ presentando un perfil cóncavo hacia arriba. Por continuidad, $d\bar{U}/dx > 0$, es decir, el flujo es acelerado.

Para $h \rightarrow h_c$, $F \rightarrow 1$, $dh/dx \rightarrow \infty$, es decir, el perfil tiende a atravesar el crítico con un ángulo finito. Para $h \rightarrow h_u$, $dh/dx \rightarrow 0$ ($h = \text{const.} = h_u$) el perfil tiende asintóticamente al de flujo uniforme.

iii) *Tipo S3* ($h < h_u < h_c$)

En este caso $h < h_c$, el flujo es supercrítico ($F > 1$), la relación $h_u/h > 1$, por lo tanto, de (2.196) resulta $dh/dx > 0$ presentando un perfil cóncavo hacia abajo. Por continuidad, $d\bar{U}/dx < 0$, es decir, el flujo es desacelerado.

Para $h \rightarrow h_u$, $dh/dx \rightarrow 0$ ($h = \text{const.} = h_u$) el perfil tiende asintóticamente al de flujo uniforme. Para $h \rightarrow \infty$, $F \rightarrow 1$, $dh/dx \rightarrow -dz_b/dx$, el perfil tiende a atravesar el fondo con un ángulo finito.

2.10 FLUJO CUASI-PERMANENTE UNIDIMENSIONAL

El flujo puede tipificarse como cuasi-permanente (De Vries, 1965, 1969) asumiendo que el caudal Q puede variar en el tiempo (en forma escalonada) pero no en el espacio.

En este caso, a cada intervalo de tiempo se le asocia un caudal (constante en dicho intervalo) el cual define un determinado perfil de flujo permanente gradualmente variado a lo largo del tramo del río. La ecuación de continuidad es brindada por $Q = Q(t)$ y la ecuación dinámica por la (2.178).

Esta representación del flujo a superficie libre fue introducida por De Vries (1965), para la simulación morfodinámica (variación de procesos de erosión / sedimentación del lecho), ya que a tales fines puede considerarse que las celeridades del flujo impermanente (en valor absoluto) son mucho mayores que la celeridad de una perturbación del lecho, tal como se verá en el Capítulo 8. En esta situación se puede asumir, por ejemplo en caso de $F < 1$, que las celeridades $c_{1,2} = \bar{U} \pm (gh)^{1/2} = \pm \infty$. Es decir, puede considerarse flujo cuasi-permanente debido

a que la celeridad infinita de una perturbación es equivalente a una adaptación espacial instantánea, en este caso del caudal (De Vries, 1969).

2.11 ECUACIONES DE BALANCE HIDROLÓGICO CERODIMENSIONAL

Si la ecuación de continuidad del flujo impermanente unidimensional se integra en el tramo de propagación se obtiene:

$$\frac{dV(t)}{dt} = Q_{en}(t) - Q_{sal}(t) \quad (2.197)$$

La (2.197) es una ecuación de continuidad cerodimensional (ecuación agregada para un tramo de río, para un reservorio o para una cuenca) ya que la coordenada espacial ha sido removida mediante el proceso de integración y las variables intervenientes dependen solo del tiempo. En dicha ecuación V es el almacenamiento (volumen), Q_{en} es el caudal de entrada y Q_{sal} es el caudal de salida.

La ecuación dinámica unidimensional, generalmente para configuraciones geométricas complejas, no es posible integrarla espacialmente. La misma se sustituye por una función de almacenamiento, como por ejemplo, la propuesta por Mc Carthy para el río Muskingum (Cunge, 1969):

$$V(t) = K[X Q_{en}(t) + (1-X)Q_{sal}(t)] \quad (2.198)$$

donde K y X son parámetros constantes del modelo. Desde el punto de vista físico el parámetro K representa el tiempo medio de traslado de la onda en el tramo y el parámetro X pondera los efectos relativos de los caudales Q_{en} y Q_{sal} en el volumen almacenado. En particular, para $X=0$ la (2.198) representa la función de almacenamiento para un embalse con superficie del agua horizontal.

Derivando (2.198) respecto al tiempo e introduciendo el resultado en la (2.197) se obtiene:

$$K(1-X) \frac{dQ_{sal}(t)}{dt} + Q_{sal}(t) = Q_{en}(t) - KX \frac{dQ_{en}(t)}{dt} \quad (2.199)$$

La ecuación (2.199) representa un modelo de propagación de tipo hidrológico cerodimensional, donde el caudal de salida Q_{sal} se determina en función del caudal de entrada conocido Q_{en} y de los parámetros K y X .

Dentro de un contexto más amplio, la ecuación de continuidad agregada (2.197) y las distintas posibilidades de expresar la función de almacenamiento (2.198), dependiendo del sistema hidrográfico en estudio, representan el modelo de sistema hidrológico general propuesto por Chow et al., 1994.

2.12 SÍNTESIS DE REPRESENTACIONES DEL FLUJO A SUPERFICIE LIBRE

Las ecuaciones de Navier-Stokes para el flujo de fluidos viscosos incompresibles no estratificados y en particular, para flujos a superficie libre, han sido objeto de diferentes simplificaciones a través de los años. Los más populares y aceptados modelos matemáticos empleados en el ámbito de los recursos hídricos en general, y en hidráulica fluvial en particular, durante los últimos 200 años, se fundamentan en formas más o menos simplificadas de las ecuaciones de Navier-Stokes; no obstante hayan sido desarrollados en un modo completamente independiente de estas últimas (Di Silvio, 1984).

Una operación fundamental de integración temporal, sobre el período de la turbulencia, dirigida a eliminar las fluctuaciones turbulentas, conduce a las ecuaciones de Reynolds. En estas ecuaciones, las tres componentes del vector velocidad \bar{u} y la presión p (purgadas de las fluctuaciones), aparecen como funciones de las tres coordenadas espaciales x , y , z y el tiempo t (flujo impermanente tridimensional 3D). Dada la no linealidad de las ecuaciones de Navier-Stokes (sobre todo el término de aceleración convectiva) las fluctuaciones turbulentas no son completamente removidas mediante el proceso de integración y aparecen en las ecuaciones en forma de términos residuales denominados tensiones adicionales de Reynolds. Como expresar estas tensiones de carácter turbulento, en función de las magnitudes promedio, es un problema que todavía no ha podido ser resuelto de un modo general.

A parte la dificultad de poder expresar las tensiones de Reynolds (tensor de tensiones turbulentas adicionales de Reynolds), el modelo tridimensional es innecesariamente detallado, y prohibitivo desde el punto de vista del tiempo computacional, para analizar flujos a superficie libre complejos a grande escala espacial y/o temporal. Una simplificación de las ecuaciones de Reynolds del modelo 3D, definitivamente aceptada para flujos a superficie libre quasi-horizontales (áreas costeras, estuarios, tramos extensos de ríos, etc.), se obtiene considerando aceleraciones verticales despreciables, por lo tanto, la tercera ecuación dinámica se reduce a la presión hidrostática en vertical. Realizando una integración espacial de dichas ecuaciones, sobre la profundidad de flujo, se obtienen las ecuaciones del modelo hidrodinámico bidimensional en horizontal. De esta manera, las variables dependientes son las velocidades medias en la vertical U , V y el nivel de la superficie libre z_w , funciones de las correspondientes coordenadas espaciales (x e y) y del tiempo t (modelo bidimensional horizontal 2DH).

Los términos residuales en el modelo bidimensional son consecuencia de la distribución no uniforme de velocidades en la vertical. Éstos pueden ser estimados a partir de los denominados coeficientes de Boussinesq β_1 , β_2 y β_3 en condiciones de flujo permanente. Las tensiones de corte sobre el fondo

(correspondientes con las condiciones en el límite inferior de integración en vertical) también se expresan mediante una fórmula de resistencia al flujo válida para condiciones de flujo permanente en función de las velocidades medias en vertical U, V (y eventualmente de la profundidad h si se utiliza el coeficiente de rugosidad de Manning).

Además de la integración espacial en vertical sobre la profundidad de flujo, puede realizarse también la integración espacial en horizontal sobre el ancho de la sección transversal. Si las ecuaciones del flujo impermanente bidimensional horizontal (2DH) son integradas sobre el ancho de la sección transversal se obtiene el modelo de flujo impermanente gradualmente variado unidimensional 1D, constituido por las ecuaciones de Barré de Saint Venant, desarrolladas por el autor en 1871. En dichas ecuaciones, el caudal Q (o la velocidad media \bar{U} en la sección) y el nivel z_w son función de la distancia x a lo largo de la corriente hídrica y del tiempo t.

También para el modelo unidimensional, el término residual (coeficiente de Boussinesq β) y las condiciones en el límite de integración (tensión de corte media sobre el perímetro mojado de la sección transversal) se estiman considerando una fórmula de resistencia válida para condiciones de flujo permanente. Cuando la sección transversal no es compacta (por ejemplo, es compuesta por un canal principal flanqueado por canales/planicies de inundación) el término residual no es para nada despreciable y debe ser evaluado mediante una división en subsecciones. El modelo unidimensional, ya sea en condiciones de flujo permanente, cuasi-permanente o impermanente, todavía representa el abordaje más apropiado para una gran variedad de problemas en Hidráulica Fluvial. Por otra parte, los modelos hidrodinámicos cuasi-bidimensionales (cuasi-2D) se basan en distintas aproximaciones del modelo de flujo impermanente gradualmente variado unidimensional para representar las leyes de descarga entre celdas adyacentes.

El modelo de flujo impermanente gradualmente variado unidimensional puede ser ulteriormente simplificado mediante integración espacial. La operación de integración espacial más extrema es la que se realiza sobre la totalidad del campo de flujo (tramo de río o cuenca). Esta operación conduce a los modelos cerodimensionales 0D, también denominados en Hidrología modelos espacialmente agregados o de parámetros concentrados (en contraposición con los anteriores que se definen como modelos diferenciales distribuidos). En estos modelos la ecuación de momentum es reemplazada por una relación algebraica denominada función de almacenamiento que vincula almacenamiento con caudales.

Los modelos cerodimensionales han encontrado mayor campo de aplicación en la Hidrología. Por ejemplo, en los denominados métodos de propagación de

crecidas hidrológicos, como por ejemplo, el método de Muskingum (Cunge, 1969), o en los métodos conceptuales de transformación lluvia-caudal de Clark, Dooge, Nash, etc. (Chow et al., 1994). El punto crucial de los modelos cerodimensionales es la función de almacenamiento (último vestigio de la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento o balance de momentum). Solo en algunos casos especiales (embalse profundo controlado por un vertedero, canal prismático, etc.) esta función puede obtenerse a través de la integración de las ecuaciones del modelo unidimensional despreciando los términos residuales. En la mayoría de los casos, especialmente en cuencas hidrográficas y tramos de ríos, la relación entre almacenamiento y caudales puede ser obtenida a través de la calibración de coeficientes empíricos.

2.13 BIBLIOGRAFÍA

- Abbot, M.B. y Basco, D.R. (1989). *Computational Fluid Dynamics. An Introduction for Engineers*. John Wiley & Sons, New York.
- Basile, P.A. (2008). *Propagación de Ondas de Crecidas*. En Hidrología: Procesos y Métodos. H. Orsolini, E. Zimmermann y P.A. Basile (Eds.), UNR Editora, Capítulo VIII, 207-260.
- Basile, P.A. y Di Silvio, G. (1994). *Interception and Release of Sediments by Permeable Check Dams*. International Workshop on Flood and Inundations Related to Large Earth Movements. Univ. of Trent, Italy. C3.1-C3.17.
- Basile, P.A. y Riccardi, G. (2002). *A Quasi-2D Hydro-Morphological Mathematical Model: An Application to the Argentinean Paraná River*. International Journal of Sediment Research, Beijing, 17(1), 20-30.
- Basile, P.A., Garcia, M. y Riccardi, G. (2011). *Calibración de Funciones para Desagregar en Vertical Velocidad y Concentración de Sedimentos en Suspensión en el Río Paraná*. V Simposio Regional sobre Hidráulica de Ríos. Santiago del Estero. Argentina.
- Bathurst, R. (1982). *Theoretical aspects of flow resistance*. Dynamics of Gravel-Bed Rivers. R.D. Hey, J.C. Bathurst y C.R.Thorne (Eds). Wiley, 83-105.
- Bergstrom, D.J.; Tachie, M.F. y Balachandar, R. (2001). *Application of power laws to low Reynolds number boundary layers on smooth and rough surfaces*. Phys. Fluids, 13(11), 3277-3284.
- Chen, C.L. (1991). *Unified theory on power laws for flow resistance*. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 117(3), 371-389.
- Cheng, N.S. (2007). *Power-law index for velocity profiles in open channel flows*. Advances in Water Resources, 30, 1775-1784.
- Chow, Ven Te; Maidment, D. y Mays, L. (1994). *Hidrología Aplicada*. Mc Graw-Hill Interamericana S.A. ISBN 958-600-171-7.
- Coles, D. (1956). *The law of the wake in the turbulent boundary layer*. Journal of Fluid Mechanics, 1(2), 191-226.
- Cunge, J.A. (1969). *On the subject of a flood propagation computation method (Muskingum Method)*. Journal of Hydraulic Research. 7(2), 205-230.
- Cunge, J.A. (1975). *Two Dimensional Modelling of Flood Plains*. Capítulo 17. Unsteady Flow in Open Channels. Mahmood, K. y Yevjevich, V. (Eds.). Water Resources Publ., Fort Collins.

- Cunge, J.A; Holly, F.M. y Verwey, A. (1980). *Practical Aspects of Computational River Hydraulics*. Pitman, London.
- Defina, A. (2000). *Two dimensional shallow flow equations for partially dry areas*. Water Resources Research, 36(11), 3251-3264.
- De Vries, M. (1965). *Considerations about non-steady bed load transport in open channels*. Proc. Congress of IAHR, Leningrado.
- De Vries, M. (1969). *Solving river problems by hydraulic and mathematical models*. Report N° 76 II. Delft Hydraulic Laboratory. Delft, Netherlands.
- Di Silvio, G. (1984). *Validity and limitations of different transport models with particular reference to sediment transport*. Inter. Conference on Agriculture and Environment. Venecia. Italia.
- Engelund, F. (1966). *Hydraulic resistance of alluvial streams*. Journal of the Hydraulic Division, ASCE, 92(2), 315-326.
- Escarameia, M. y May, R.W.P. (1992). *Channel protection: Turbulence downstream of structures*. Report SR 313, Hydraulic Research (HR) Wallingford, Oxfordshire, UK.
- Ferguson, R. y P.J. Ashworth (1992). *Spatial patterns of bed load transport and channel change in braided and near-braided rivers*. Dynamics of Gravel-Bed Rivers. P.Billi, R.Hey, C.R.Thorne y P.Tacconi (Eds.). Wiley, 477-496.
- Ghetti, A. (1996). *Idraulica*. Edizione Libreria Cortina. 2 Ed., ISBN 88-7784-052-8. Padua, Italia.
- González, J.; Melching, C.S. y Oberg, K.A. (1996). *Analysis of open-channel velocity measurements collected with an Acoustic Doppler Current Profiler*. First International Conference on New Emerging Concepts for Rivers. Chicago, Illinois, USA.
- Henderson, F. M. (1963). *Flood waves in prismatic channels*. Journal of the Hydraulics Division of the American Society of Civil Engineers, 89(HY 4), 39-67.
- Hinze, J. O. (1975). *Turbulence*. McGraw Hill, New York.
- Jansen, P.Ph. (1979). *Principles of River Engineering*. Pitman, London.
- Kamphuis, J.W. (1974). *Determination of sand roughness for fixed beds*. Journal of Hydraulic Research, 12(2), 193-203.
- Kironoto, B.A. y Graf, W.H. (1994). *Turbulence characteristics in rough uniform open-channel flow*. Proc. Inst. Civ. Eng.-Water Marit. Eng., 106, 333-344.
- Miller, J.E. (1984). *Basic Concepts of Kinematic-Wave Models*. United States Geological Survey (USGS). Professional Paper 1302.
- Nakagawa, H.; Nezu, I. y Ueda, H. (1975). *Turbulence of open channel flow over smooth and rough beds*. Japan Society of Civil Engineering (JSCE), 241, 155-168.
- Nezu, I. (1977). *Turbulence Structure in Open-Channel Flows*. Doctoral Thesis. Department of Civil Engineering, Kyoto University, Japan, 156 p.
- Nezu, I. y Nakagawa, H. (1993). *Turbulence in open channel flows*. Balkema publishers, Rotterdam, Netherlands.
- Nezu, I. y Rodi, W. (1986). *Open channel flow measurements with a Laser Doppler anemometer*. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 112(5), 335-355.
- Nezu, I. y Rodi, W. (1985). *Experimental study on secondary currents in open channel flow*. Proc., 21st Congress of IAHR, Melbourne, Australia, 2, 115-119.

- Ponce, V.M. y Li, R.M. (1978). *Overview of flood routing methods*. Colorado State University, Fort Collins, Colorado, USA.
- Reynolds, O. (1895). *On the Dynamic Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A, 186:123.
- Riccardi, G. (1992). *Un Modelo Matemático Cuasi-Bidimensional de Celdas para Escurrimientos Cuasi-Dinámicos*. XV Congreso Latinoamericano de Hidráulica, Cartagena de Indias, Colombia.
- Riccardi, G.A. (2000). *Un Sistema de Simulación Hidrológica-Hidráulica Cuasi-2D Multicapa para Ambientes Rurales y Urbanos*. Tesis Doctoral, FCEFyN, UNC, Córdoba.
- Robertson, J.M. (1965). *Hydrodynamics in Theory and Application*. Prentice Hall, Englewood Cliffs, N.J.
- Rodi, W. (1980). *Turbulence Models and their Applications in Hydraulics*. IAHR Monograph, June 1980.
- Schlichting, H. (1995). *Boundary layer theory*. McGraw Hill Book Co. 1 Ed., N.York.
- Shames, I.H. (1995). *Mecánica de Fluidos*. McGraw Hill Interamericana, Bogotá.
- Tennekes, H. y Lumley, J.L. (1972). *A First Course in Turbulence*. MIT Press. Cambridge, MA.
- Van Rijn, L.C. (1984). *Sediment Transport, Part III: Bed Forms and Alluvial Roughness*. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 110(12), 1733-1754.
- Wilcock, P. (1996). *Estimating local bed shear stress from velocity observations*. Water Resources Research, 32(11), 3361-3366.
- Yen, B.C. (2002). *Open channel flow resistance*. J. of Hydr. Engineering, ASCE, 128(1), 20-39.
- Zanobetti, D.; Lorgeré, H.; Preissman, A. y Cunge, J.A. (1968). *Le modèle mathématique du delta du Mékong*. La Houille Blanche, N°1, 4 y 5.
- Zimmermann, C. y Kennedy, J. (1978). *Transverse bed slopes in curved alluvial streams*. Journal Engineering Mech., ASCE, 104(HY1), 33-48.

APENDICE A

A.1 INTRODUCCIÓN

La fase fluida que interviene en los procesos de erosión, transporte y deposición de sedimentos es el agua. En la Tabla A.1 se presentan las unidades fundamentales del Sistema Internacional (SI), que se usarán para expresar las distintas magnitudes.

Tabla A.1. Unidades fundamentales S.I.

Magnitud	Unidad SI	Nombre (Dimensión)
Masa	(kg)	kilogramo (M)
Longitud	(m)	metro (L)
Tiempo	(s)	segundo (T)
Temperatura	(°K)	Kelvin (θ)

Se recuerda que la conversión de grados centígrados (°C) a grados Kelvin (°K) es: °K=°C+273.

Algunas de las magnitudes que se emplean frecuentemente, tales como velocidad, aceleración, fuerza, etc., se expresan en unidades derivadas o secundarias (Tabla A.2), las cuales se obtienen por combinación con las unidades fundamentales.

Tabla A.2. Magnitudes y propiedades en unidades derivadas.

Magnitud/Propiedad	Unidad SI	Nombre (Dimensión)
Velocidad	(m/s)	(L/T)
Aceleración	(m/s ²)	(L/T ²)
Fuerza	(kg.m/s ²) o (N)	Newton (ML/T ²)
Energía (o Trabajo)	(kg.m ² /s ²) o (N.m) o (J)	Joule (M L ² /T ²)
Potencia	(kg.m ² /s ³) o (N.m/s) o (J/s) o (W)	Watt (M L ² /T ³)
Presión, tensión	(kg/m.s ²) o (N/m ²) o Pa	Pascal (M/LT ²)
Densidad	(kg/m ³)	(M/L ³)
Peso específico	(kg/m ² s ²) o (N/m ³)	(M/L ² T ²)
Viscosidad dinámica	(kg/m.s) o (N.s/m ²) o (Pa.s)	(M/LT)
Viscosidad cinemática	(m ² /s)	(L ² /T)

A.2 DENSIDAD Y PESO ESPECÍFICO

La densidad o masa específica (masa por unidad de volumen) del agua se indica con ρ . La misma varía con la temperatura T tal como se observa en la Tabla A.3

Tabla A.3. Densidad en función de la temperatura.

T (°C)	0	5	10	15	20	25	30	35	40
ρ (kg/m ³)	999.9	1000.0	999.5	999.1	998.2	997.1	995.7	994.1	992.3

Diferencias de densidad en ambientes fluviales, lacustres u oceánicos son causadas por fuertes gradientes térmicos; también en zonas de transición de agua dulce-agua salada (estuarios), en embalses debido a corrientes de densidad, etc.

La densidad en (kg/m^3) se vincula con la temperatura en ($^{\circ}\text{C}$) mediante la siguiente ecuación:

$$\rho = (1.549 \times 10^{-5})T^3 - (6.154 \times 10^{-3})T^2 + (3.068 \times 10^{-2})T + 999.917 \quad (\text{A.1})$$

A los efectos prácticos la densidad del agua se considera igual a 1000 kg/m^3 .

El peso específico se obtiene multiplicando la densidad ρ por la aceleración de la gravedad g :

$$\gamma = \rho g \quad (\text{A.2})$$

La aceleración de la gravedad es función de la latitud y de la altitud sobre el nivel del mar. El valor que se utiliza es $g=9.81 \text{ m}^2/\text{s}$ (latitud 45° y al nivel del mar). Los valores de peso específico del agua en función de la temperatura se presentan en la Tabla A.4.

Tabla A.4. Peso específico en función de la temperatura.

T ($^{\circ}\text{C}$)	0	5	10	15	20	25	30	35	40
$\gamma (\text{N/m}^3)$	9809.0	9810.0	9805.1	9801.2	9792.3	9781.6	9767.8	9752.1	9734.5

A.3 VISCOSIDAD

3.1 Viscosidad dinámica

Factor de proporcionalidad en la expresión que vincula tensión de corte y gradiente de velocidad (ley de Newton):

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial z} \quad (\text{A.3})$$

La ecuación (A.3) es válida para flujo laminar. μ = constante para un fluido Newtoniano, $\mu=0$ para un fluido ideal.

3.2 Viscosidad cinemática

Definida mediante la relación entre la viscosidad dinámica y la densidad del agua:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (\text{A.4})$$

Tanto μ como ν son función de la temperatura. La influencia de la temperatura es significativa tal como se especifica en la Tabla A.5.

Tabla A.5. Viscosidad cinemática en función de la temperatura.

T (°C)	0	5	10	15	20	25	30	35	40
v x 10 ⁻⁶ (m ² /s)	1.79	1.52	1.31	1.14	1.01	0.90	0.80	0.72	0.65

La viscosidad cinemática en (m²/s) se vincula con la temperatura en (°C) mediante la siguiente ecuación:

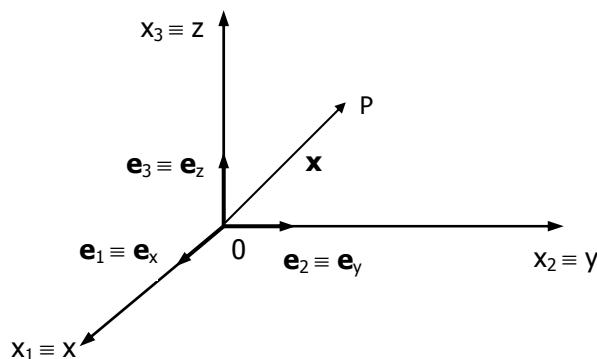
$$\nu = \left\{ -(1.057 \times 10^{-5})T^3 + (1.164 \times 10^{-3})T^2 - (5.816 \times 10^{-2})T + 1.787 \right\} \times 10^{-6} \quad (\text{A.5})$$

A.4 SISTEMA DE REFERENCIA

Se considera un sistema de coordenadas espaciales cartesianas ortogonales x, y, z de orientación derecha; cuyos versores (vectores de longitud unitaria) asociados a cada eje coordenado son \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y , \mathbf{e}_z .

Alternativamente, cuando se utiliza la notación tensorial por índices, los ejes coordenados se representan respectivamente con x_1 , x_2 , x_3 y los correspondientes versores con \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 , \mathbf{e}_3 .

Un punto P del espacio será indicado mediante sus coordenadas x, y, z, o recurriendo al vector posición \mathbf{x} de componentes x, y, z o x_1 , x_2 , x_3 : $\mathbf{x} = \mathbf{x}(x, y, z) = \mathbf{x}(x_1, x_2, x_3)$. El tiempo se indica con t.

**Figura A.1.** Sistema de coordenadas espaciales cartesianas ortogonales.

A.5 FUERZAS DE CUERPO DEBIDAS A LA ACCIÓN DE LA GRAVEDAD

Supongamos un canal rectangular ancho inclinado un ángulo α en la dirección x_1 , tal como se esquematiza en la Figura A.1, donde \mathbf{k} indica el vector unitario (versor) en la dirección vertical positiva hacia arriba; y \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 , \mathbf{e}_3 son versores asociados a cada eje coordenado ortogonal $x_1=x$, $x_2=y$, $x_3=z$, respectivamente.

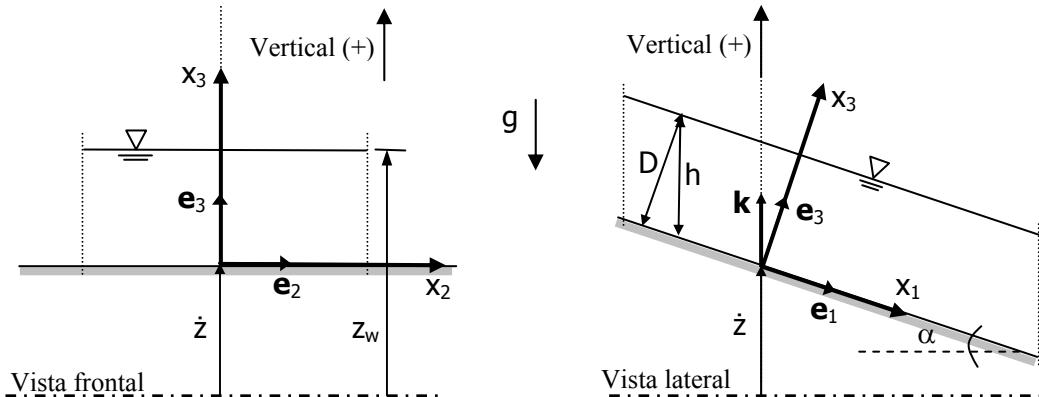


Figura A.2. Esquematización acción de la fuerza gravitacional en un canal rectangular ancho.

El vector \mathbf{G} de la acción gravitacional tiene componentes G_1 , G_2 y G_3 en la dirección de cada eje coordenado. Dichas componentes quedan definidas mediante el producto escalar:

$$G_i = -g \mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_i \quad (\text{A.6})$$

$$\begin{aligned} G_1 &= -g \mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_1 = -g |\mathbf{k}| |\mathbf{e}_1| \cos(\mathbf{k}, \mathbf{e}_1) = -g \cos(\mathbf{k}, \mathbf{e}_1) \\ G_2 &= -g \mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_2 = -g |\mathbf{k}| |\mathbf{e}_2| \cos(\mathbf{k}, \mathbf{e}_2) = -g \cos(\mathbf{k}, \mathbf{e}_2) \\ G_3 &= -g \mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_3 = -g |\mathbf{k}| |\mathbf{e}_3| \cos(\mathbf{k}, \mathbf{e}_3) = -g \cos(\mathbf{k}, \mathbf{e}_3) \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

De la Figura A.1 se observa que:

$$\begin{aligned} \cos(\mathbf{k}, \mathbf{e}_1) &= \cos(90^\circ + \alpha) = -\sin \alpha \\ \cos(\mathbf{k}, \mathbf{e}_2) &= \cos(90^\circ) = 0 \\ \cos(\mathbf{k}, \mathbf{e}_3) &= \cos \alpha \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Consecuentemente, las componentes de \mathbf{G} son:

$$G_1 = g \sin \alpha, \quad G_2 = 0, \quad G_3 = -g \cos \alpha \quad (\text{A.9})$$

Por otra parte, si α es pequeño, es decir, $\alpha \leq 7^\circ$, lo cual implica una pendiente del canal $S_b \leq 12\%$ (la cual no es para nada pequeña), se puede considerar:

$$\sin \alpha = \tan \alpha = S_b, \quad \cos \alpha = 1 \quad (\text{A.10})$$

De la Figura A.1 se observa que $h=D/\cos \alpha$. Por lo tanto, en este caso es válido también: $h=D$, es decir, la profundidad medida en la vertical coincide con la profundidad medida en la dirección del eje x_3 . Consecuentemente, las componentes de \mathbf{G} son:

$$G_i = (g S_b, 0, -g) = -g (\partial z / \partial x_i), \quad i=1,2,3 \quad (\text{A.11})$$

CAPÍTULO 3

PROPIEDADES DE LOS SEDIMENTOS

3.1 INTRODUCCIÓN

El material sólido granular que se encuentra en el lecho de un río, el cual ha sido transportado y depositado por el mismo río a lo largo de su evolución morfológica, es denominado sedimento aluvial. Por otra parte, el material detrítico proveniente de los procesos de meteorización de roca madre, que cae por gravedad depositándose al pie de laderas o en canales de fuerte pendiente en zonas de montaña, se denomina sedimento coluvial. Los distintos tipos de depósitos sedimentarios fueron descriptos en detalle en el Capítulo 1.

El Subcomité de Terminología Sedimentológica de la Unión Americana de Geofísicos (AGU) ha adoptado la siguiente definición para los sedimentos:

“Fragmentos de material transportado por, suspendido en, o depositado por agua o aire, o acumulado en los lechos por otros agentes naturales; cualquier acumulación detrítica, tal como loess”. En la definición general de la AGU no está comprendido el hielo, la madera o el material de origen orgánico que flota en los ríos aluviales.

Los procesos de erosión, transporte, deposición y consolidación de sedimentos, debido a la acción del flujo hídrico encauzado, no dependen solo de los parámetros hidrodinámicos vistos en el Capítulo 2, tales como la tensión de corte sobre el fondo o la velocidad, sino que dependen también de las propiedades del mismo sedimento que constituye el lecho del río.

Las propiedades de los sedimentos pueden dividirse en propiedades individuales, tales como el tamaño, la forma, la densidad, la velocidad de caída y propiedades grupales, tales como la composición granulométrica, la porosidad, la densidad global in situ y el ángulo de reposo. En este Capítulo se describen y analizan todas estas propiedades, las cuales tienen una relevancia significativa en el transporte de sedimentos y los procesos fluviales asociados.

3.2 TAMAÑO

3.2.1 Diferentes definiciones para caracterizar el tamaño

La propiedad física más importante de una partícula de sedimento es su tamaño. Las partículas de sedimento que conforman los lechos de los ríos aluviales poseen

diferentes formas, desde esferoidales hasta chatas y alargadas. Distintas definiciones de “diámetro” como índice de tamaño son posibles:

Diámetro de tamiz. Es la abertura de la malla cuadrada del tamiz a través de la cual puede pasar una partícula de sedimento.

Diámetro de sedimentación. Diámetro de una esfera de igual densidad y velocidad de caída en el mismo fluido y a la misma temperatura. La velocidad de sedimentación de una partícula w_s es una cierta función f_1 de su diámetro d , densidad ρ_s y de la viscosidad cinemática del fluido $v(\rho, T)$. Por lo tanto, si se mide la velocidad de caída de una partícula, su diámetro puede ser obtenido como una cierta función f_2 de dicha velocidad, de ρ_s y de $v(\rho, T)$:

$$w_s = f_1[d, \rho_s, v(\rho, T)] \Rightarrow d = f_2[w_s, \rho_s, v(\rho, T)] \quad (3.1)$$

Dimensiones triaxiales. Considerando la partícula como un elipsoide se definen tres ejes perpendiculares x , y , z , tal como se esquematiza en la Figura 3.1.

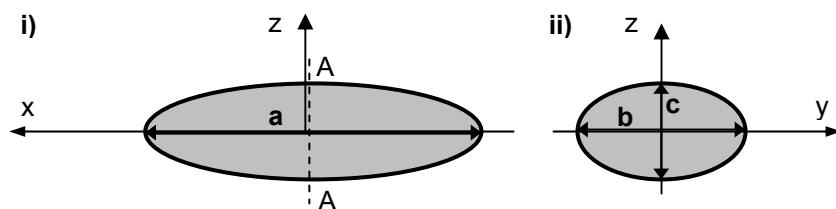


Figura 3.1 Esquematización dimensiones triaxiales de un clasto i) vista lateral, ii) corte A-A.

Las longitudes medidas sobre los ejes son respectivamente: a (mayor), b (intermedia) y c (menor). Se adopta b como índice de tamaño de la partícula.

Diámetro de cubo o de esfera equivalente. Se utilizan en el dimensionamiento de protecciones contra erosión (May et al., 2002, Maynord, 1995). Diámetro asociado a un cubo de volumen equivalente, d_n o diámetro de una esfera de volumen equivalente, d_s ($d_n=0.806 d_s$):

$$d_n = \left(\frac{M}{\rho_s} \right)^{1/3}, \quad d_s = \left(\frac{6M}{\pi \rho_s} \right)^{1/3} \quad (3.2a), (3.2b)$$

donde M : masa del enrocado (kg) y ρ_s : densidad del material (kg/m^3).

3.2.2 Escala sedimentológica de Udden-Wentworth

Una clasificación de partículas de acuerdo al tamaño fue realizada por Udden (1914) y modificada por Wentworth (1922). Tal clasificación se presenta en la Tabla 3.1, donde se observa que los límites de cada intervalo de clase difieren por un factor de 2. La escala de Udden-Wentworth ha sido adoptada por el Subcomité de

Terminología Sedimentológica de la AGU. Para arenas y sedimentos más gruesos el diámetro d se expresa generalmente en milímetros (mm) y para sedimentos finos ($d < 62.5 \mu\text{m}$) en micrones ($1 \mu\text{m} = 10^{-3} \text{ mm}$).

A los efectos de mejorar la visualización gráfica de las distribuciones granulométricas y facilitar el cálculo de los parámetros estadísticos, Krumbein (1934) propuso que los límites de cada intervalo de clase en la escala Udden-Wentworth sean transformados logarítmicamente en valores $\phi = -\log_2 d$ (con d en mm). De esta manera la escala sedimentológica phi (ϕ) queda definida como:

$$d = 2^{-\phi} \quad (3.3)$$

Aplicando logaritmo (en base 2 y en base 10) a ambos miembros de la ec. (3) tenemos:

$$\phi = -\log_2 d = -\frac{\log_{10} d}{\log_{10} 2} = -3.322 \log_{10} d \quad (3.4)$$

con d en mm. En la escala ϕ , los rangos de d en (mm), para cada intervalo de clase en la escala de Udden-Wentworth, se convierten en números enteros constantes e iguales a una unidad ϕ (ver Tabla 3.1).

Tabla 3.1 Escala sedimentológica de Udden-Wentworth.

Denominación	d (mm)	ϕ	d (μm)
Cantos rodados muy grandes	4096 - 2048	-12 a -11	
Cantos rodados grandes	2048 - 1024	-11 a -10	
Cantos rodados medianos	1024 - 512	-10 a -9	
Cantos rodados pequeños	512 - 256	-9 a -8	
Guijarros grandes	256 - 128	-8 a -7	
Guijarros pequeños	128 - 64	-7 a -6	
Grava muy gruesa	64 - 32	-6 a -5	
Grava gruesa	32 - 16	-5 a -4	
Grava mediana	16 - 8	-4 a -3	
Grava fina	8 - 4	-3 a -2	
Grava muy fina	4 - 2	-2 a -1	
Arena muy gruesa	2 - 1	-1 a 0	
Arena gruesa	1 - 1/2	0 a 1	
Arena mediana	1/2 - 1/4	1 a 2	
Arena fina	1/4 - 1/8	2 a 3	
Arena muy fina	1/8 - 1/16	3 a 4	125 - 62.5
Limo grueso	1/16 - 1/32	4 a 5	62.5 - 31.3
Limo mediano	1/32 - 1/64	5 a 6	31.3 - 15.6
Limo fino	1/64 - 1/128	6 a 7	15.6 - 7.80
Limo muy fino	1/128 - 1/256	7 a 8	7.8 - 3.90
Arcilla gruesa	1/256 - 1/512	8 a 9	3.9 - 1.95
Arcilla mediana	1/512 - 1/1024	9 a 10	1.95 - 0.98
Arcilla fina	1/1024 - 1/2048	10 a 11	0.98 - 0.49
Arcilla muy fina	1/2048 - 1/4096	11 a 12	0.49 - 0.24

3.2.3 Determinación de tamaños: Análisis granulométricos

El conocimiento de la composición granulométrica de un lecho fluvial constituye un dato de crucial importancia tanto para la determinación de la resistencia al flujo, como sí también para el estudio del transporte de sedimentos, los procesos morfológicos asociados y la calidad del hábitat fluvial para diferentes especies. Por lo tanto, se requiere determinar la distribución granulométrica del sedimento que se encuentra en un medio complejo como es el lecho de un río aluvial.

La mayor parte de las distribuciones son obtenidas a partir de la frecuencia en peso por tamizado de una muestra volumétrica que se extrae del lecho del río. Sin embargo, cuando el lecho está compuesto por sedimentos gruesos (grava muy gruesa, guijarros y cantos rodados) generalmente se realiza un muestreo superficial individual, obteniéndose de esta manera una distribución de frecuencia por número. Por otra parte, para sedimentos finos ($d < 62.5 \mu\text{m}$) la distribución granulométrica se obtiene indirectamente mediante el análisis de sedimentación de una muestra volumétrica.

3.2.3.1 Análisis granulométrico a partir de muestras superficiales

Como mencionado anteriormente, para sedimentos gruesos se realiza un muestreo superficial según diversos métodos, tales como i) el método del conteo de clastos de Wolman (Wolman, 1954), ii) el método de grillado o iii) el método de muestreo areal (Bunte y Abt, 2001). Particularmente, en los primeros dos métodos, se realiza la medición directa, con regla, calibre o plantilla, de la longitud b (intermedia) de los clastos. La plantilla US SAH-97 es de aluminio de 3.2 mm de espesor y contiene 14 aberturas cuadradas cuyas dimensiones varían entre 2 mm y 180 mm, incrementándose en $\frac{1}{2} \phi$ (ver Figura 3.2).

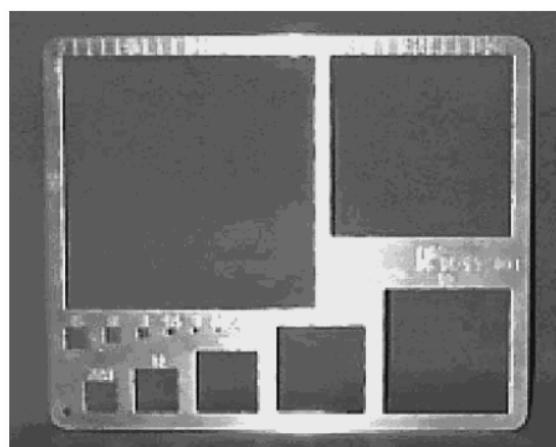


Figura 3.2 Plantilla US SAH-97, (Potyondy y Bunte, 2002).

Para tamaños mayores que 180 mm se usa la regla que tiene la plantilla en la parte superior (hasta 300 mm). Consecuentemente, el índice de tamaño de cada clasto es definido por la longitud b.

En el método de Wolman (1954) se realiza el muestreo aleatorio de por lo menos 100 clastos a lo largo de una transecta. El muestreo aleatorio consiste en recorrer la transecta a pie y después de un número regular de pasos (uno o dos pasos) recolectar el clasto que queda debajo del pie. Se pueden recorrer varias transectas, generalmente paralelas, abarcando un área de 100 m² aproximadamente.

Una forma más sistemática de aplicar el método de Wolman es materializar una transecta y marcar con una cinta de medición cada Δx del orden de $1-2d_{\text{máx}}$, y así sucesivamente en varias transectas a través de la zona de muestreo. Las partículas se seleccionan en las intersecciones con las marcas (Wohl et al., 1996; Hey y Thorne, 1983).

En el método de grillado se materializa una grilla cuadrada, en un área del orden de 1 m² a 10 m², con una separación $\Delta x = \Delta y \approx 2d_{\text{máx}}$ y se muestrean todos los clastos ubicados en los puntos de intersección de la malla.

En el método del muestreo areal se recogen absolutamente todas las partículas expuestas en la superficie, dentro de un área del orden de 0.1 m² a 1 m². El muestreo areal puede ser manual, con elementos adhesivos o mediante fotografías y se realiza en lechos de grava con abundante proporción de grava fina y arena. Cuando se realiza con elementos adhesivos (arcilla, cera, etc.) la muestra es llevada a laboratorio para ser tamizada. Los tres métodos descriptos se utilizan en ríos de régimen intermitente cuando se encuentran secos o en ríos perennes pero vadeables.

Para hacer más expeditivo el trabajo de campo, el muestreo superficial por grillado se puede realizar con fotografías del lecho y posterior análisis en gabinete (Adams, 1979). Esto reduce el tiempo de las campañas pero aumenta el tiempo de elaboración en gabinete. Por otra parte, mediante el método de conteo de clastos, en una determinada área, dos operadores equipados con plantilla, GPS y grabador o anotador, pueden muestrear hasta 1500 clastos en una jornada (Rice y Church, 1996).

3.2.3.2 Análisis granulométrico por tamizado de muestras volumétricas

El tamizado puede ser aplicado para gravas y arenas haciendo pasar una muestra volumétrica de sedimentos por una serie de tamices. En este caso el índice de tamaño lo define el diámetro de tamiz. En la Tabla 3.2 se presenta la serie de tamices de la U.S.STD (United States Standard Sieves) adoptada por la ASTM y especificada en ASTM E-11.

En la escala Udden-Wenworth d se incrementa siguiendo una serie geométrica en razón 2. En la serie de tamices ASTM las aberturas de malla aumentan hasta 5.657 mm siguiendo también una serie geométrica pero en razón $2^{1/4}$.

Tabla 3.2 Serie de tamices ASTM.

Tamiz	Abertura de malla (mm)	Tamiz N°	Abertura de malla (mm)	Tamiz N°	Abertura de malla (mm)
5"	127.0	3.5	5.657	45	0.354
4.24"	107.7	4	4.757	50	0.297
4"	101.6	5	4.000	60	0.250
3½"	88.9	6	3.364	70	0.210
3"	76.2	7	2.828	80	0.177
2½"	63.5	8	2.378	100	0.149
2"	50.8	10	2.000	120	0.125
1½"	38.1	12	1.682	140	0.105
1"	25.4	14	1.414	170	0.088
7/8"	22.2	16	1.189	200	0.074
3/4"	19.1	18	1.000	230	0.0625
5/8"	15.9	20	0.841	270	0.0526
1/2"	12.7	25	0.707	325	0.0450
3/8"	9.52	30	0.595	400	0.0380
5/16"	7.94	35	0.500	450	0.0320
1/4"	6.35	40	0.420	500	0.0250

En la Tabla 3.3 se presentan los tamices de mallas cuadradas especificados en la Norma IRAM 1501-2.

Tabla 3.3 Serie de tamices IRAM.

Serie principal R 20/3		
Abertura	(μm)	180 - 250 - 355 - 500 - 710
	(mm)	1- 1.4 - 2 - 2.8 - 4 - 5.6 - 8 - 11.2 - 16 - 22.4 - 31.5 - 45 - 63
Serie suplementaria R 40/3		
Abertura	(μm)	150 - 300 - 600
	(mm)	1.18 - 2.36 - 4.75 - 9.5 - 13.2 - 19 - 26.5 - 37.5 - 53 - 75

Algunas cuestiones que se deben considerar al realizar el análisis granulométrico por tamizado son:

- i) No sobrecargar los tamices ya que las partículas más pequeñas que la abertura del tamiz podrían quedar retenidas por bloqueo, en la Tabla 3.4 se presentan las recomendaciones de Shergold (1946) para arenas,
- ii) A los efectos de la representatividad de los resultados la muestra volumétrica a analizar debe satisfacer un peso mínimo, algunas ecuaciones para determinar dicho peso se presentan en la Tabla 3.5,
- iii) Para arenas, el intervalo de clase entre tamices debe ser como máximo 0.25ϕ y para arenas con grava 0.5ϕ ,

- iv) El tiempo de tamizado debe ser de 10 a 20 minutos con tamizadoras automáticas.

Tabla 3.4 Peso retenido máximo por cada tamiz para muestras de arena.

Abertura de malla (mm)	Tamiz ASTM N°	Peso retenido máximo (g)		
		Serie 2	Serie 2 ^{1/2}	Serie 2 ^{1/4}
2.378	8	150	75	38
1.189	16	100	50	25
0.595	30	70	35	18
0.297	50	50	25	12
0.150	100	35	18	9
0.074	200	25	12	6

Tabla 3.5 Peso mínimo de la muestra volumétrica, m_s (kg), en función de $d_{máx}$ (m).

Ecuación	Autor	Observación
$m_s = 265000 d_{máx}^3$	De Vries (1970), ISO (1977)	Arenas y gravas finas
$m_s = 2069 d_{máx} - 6.7$	ASTM D75-71	$d_{máx} > 3.2$ mm
$m_s = 2596 d_{máx}^{1.5}$	ASTM C136-71	
$m_s = 2882 d_{máx} - 47.6$	Bunte y Abt (2001)	$d_{máx} > 32$ mm

Con respecto al peso mínimo de la muestra volumétrica, la mayoría de las ecuaciones que se reportan en la literatura estiman valores muy elevados para diámetros máximos en el rango de sedimentos gruesos (guijarros y cantos rodados). Sin embargo, para esos sedimentos es recomendable realizar un muestreo superficial por conteo de clastos (Diplas et al., 2008).

3.2.3.3 Análisis granulométrico por sedimentación

Los métodos basados en el proceso de sedimentación se aplican principalmente para sedimentos finos, $\phi < 4$ ($62.5 \mu\text{m}$), considerando como límite inferior el valor de $0.5 \mu\text{m}$ debajo del cual el movimiento Browniano de las moléculas de agua comienza a afectar la decantación de las partículas. Análogamente a los casos anteriores, aquí el índice de tamaño lo define el diámetro de sedimentación. Se utilizan distintos métodos e instrumentos tales como el método del hidrómetro, el método de la pipeta, tubos de acumulación visual, etc. (ASCE, 1969).

3.2.3.3.1 Método del hidrómetro

El método del hidrómetro se basa en la ley de Stokes, la cual vincula la velocidad de una esfera que cae en un fluido homogéneo de extensión infinita con el diámetro (la velocidad de caída terminal de una partícula se define mas adelante en el punto 3.5).

El método consiste en dejar decantar una muestra de sedimentos cuantificando, a diferentes tiempos, el peso de las partículas de un determinado tamaño que se

encuentran en suspensión (Gibbs, 1972). Aplicando la ley de Stokes se obtiene el diámetro equivalente de la partícula, que es el diámetro de una esfera, de la misma densidad, que sedimenta con la misma velocidad de la partícula real.

El peso de las partículas en suspensión se determina mediante mediciones con un hidrómetro. Este instrumento es un densímetro cuyas lecturas corresponden a la cantidad de sedimentos en suspensión en g/l. El hidrómetro estandarizado para este tipo de análisis es el ASTM 152-H.

Aspectos a considerar: i) se debe asegurar la total dispersión de las partículas (no se debe presentar floculación), ii) el proceso de sedimentación debe ser a temperatura constante y iii) la concentración debe ser diluida (25-50 g/l) para que no se afecte la viscosidad.

3.2.3.3.2 Método de la pipeta

Consiste en determinar el peso de sólidos en las muestras (20 ml aprox.) que se extraen mediante pipeta de una suspensión, inicialmente uniforme, a tiempos previamente calculados y en un punto cuya distancia (H) desde la superficie de la suspensión sea conocida. Con la ley de Stokes se obtiene el diámetro. Si se lo realiza con rigurosidad el método de la pipeta puede competir en exactitud con el método del hidrómetro.

3.2.4 Representación de análisis granulométricos

Los datos de los análisis granulométricos se presentan en un gráfico semilogarítmico. En los análisis granulométricos por tamizado o por sedimentación, en ordenadas se representa la fracción acumulada en peso de material más fino que un determinado diámetro: $F=1-(\text{peso retenido acumulado}/\text{peso total de la muestra})$ y en abscisas el diámetro d en escala logarítmica, tal como se muestra en la Figura 3.3a.

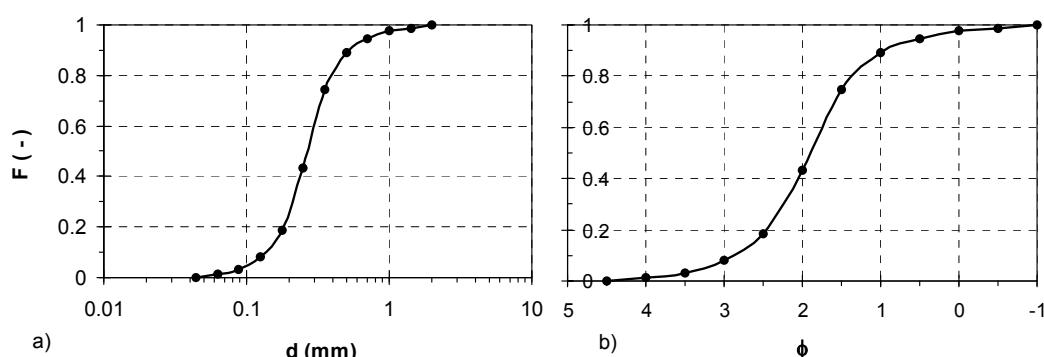


Figura 3.3 F versus d en escala a) logarítmica b) lineal.

La misma distribución de la Figura 3.3a puede representarse en la escala sedimentológica phi (ϕ) como se muestra en la Figura 3.3b. Se observa que ϕ en escala lineal es equivalente a d en escala logarítmica ya que ϕ está relacionado linealmente con $\log_{10} d$ a través de la ecuación (3.4).

3.2.4.1 Conversión de distribuciones granulométricas

Las muestras de sedimentos del lecho pueden ser obtenidas por muestreo superficial (conteo de clastos, grillado y muestreo areal) y por muestreo volumétrico. El conteo de clastos y el grillado son mutuamente equivalentes y comparables, por eso, de ahora en adelante se hace mención solo al método de grillado. Además, las muestras pueden ser analizadas por frecuencia de número de partículas por clase granulométrica (por número), o por frecuencia de peso de partículas por clase granulométrica (por peso).

La distribución granulométrica determinada a partir de una muestra superficial es siempre sesgada respecto a la que se obtiene a través de una muestra volumétrica (Kellerhals y Bray, 1971). Por lo tanto, se deben realizar conversiones de una a otra para poder ser utilizadas en la práctica.

Kellerhals y Bray (1971) propusieron factores de conversión entre las diferentes combinaciones de métodos de muestreo y métodos de análisis de frecuencia. En la Tabla 3.6 se presentan los factores de conversión de acuerdo al método de análisis de frecuencia y al método de muestreo.

Tabla 3.6 Factores de conversión según método de análisis y muestreo.

Método de	Conversión de	Factor
Análisis	Frecuencia en Número a Frecuencia en Peso	d^3
	Frecuencia en Peso a Frecuencia en Número	$1/d^3$
Muestreo	Volumen a Grilla	d^3
	Grilla a Volumen	$1/d^3$
	Area a Grilla	d^2
	Grilla a Area	$1/d^2$
	Volumen a Area	d
	Area a Volumen	$1/d$

Para convertir una frecuencia en número a una frecuencia en peso es necesario multiplicar la frecuencia en número asociada a una clase por d^3 . Por el contrario, multiplicando la frecuencia en peso por $1/d^3$ se obtiene la distribución en términos de frecuencia en número.

Análogamente, cuando se trata de diferentes métodos de muestreo y a igualdad de análisis de frecuencia, una distribución granulométrica de una muestra volumétrica se convierte a una distribución de una muestra por grillado

multiplicando las frecuencias por d^3 . Por el contrario, de grilla a volumen se pasa multiplicando las frecuencias por $1/d^3$. Y así sucesivamente con los demás casos.

Los dos tipos de factores de conversión, unos que contemplan el método de análisis de frecuencia y otros que consideran los métodos de muestreo deben ser aplicados conjuntamente para convertir distribuciones granulométricas obtenidas con diferentes métodos de *muestreo y análisis de frecuencia*.

Por ejemplo, para convertir la distribución de una muestra volumétrica analizada por su frecuencia en peso (volumen-por-peso) en la distribución de una muestra areal analizada por su frecuencia en número (área-por-número), la frecuencia en peso debe ser multiplicada por $1/d^2 = d \times (1/d^3)$. Es decir, se multiplica por d para convertir el muestreo de volumen a área y por $1/d^3$ para convertir de frecuencia en peso a frecuencia en número.

Los tres métodos de muestreo (por grilla, por área y por volumen) y los dos métodos de análisis de frecuencia de tamaño de partícula (por número y por peso) dan lugar a seis posibles combinaciones.

La terminología que describe la combinación de los métodos de muestreo y de análisis de frecuencia es como sigue: una muestra de volumen-por-peso indicada con (VxP) se refiere a una muestra volumétrica analizada por su frecuencia en peso, análogamente, una muestra de grilla-por-número se refiere a una muestra superficial por grillado analizada por su frecuencia en número (indicada con GxN); una muestra de área-por-peso se refiere a una muestra areal analizada por su frecuencia en peso (AxP), etc.

Una muestra volumétrica analizada por su frecuencia en número (volumen-por-número) es teóricamente posible, pero por lo general no es utilizada en la práctica y no será considerada. En la Tabla 3.7 se presentan los factores de conversión para las diferentes combinaciones según Kellerhals y Bray, 1971.

Tabla 3.7 Factores de conversión para las diferentes combinaciones.

De \ A	VxP	GxN	GxP	AxN	AxP
VxP	1	1	d^3	$1/d^2$	d
GxN	1	1	d^3	$1/d^2$	d
GxP	$1/d^3$	$1/d^3$	1	$1/d^5$	$1/d^2$
AxN	d^2	d^2	d^5	1	d^3
AxP	$1/d$	$1/d$	d^2	$1/d$	1

Kellerhals y Bray (1971) indican un factor de $1/d$ (es decir, d^{-1}) para la conversión de una muestra de área-por-peso (AxP) en una muestra de volumen-por-peso (VxP) de material homogéneo. Sin embargo, cuando se aplica a depósitos

estratificados y acorazados de gravas, los investigadores encontraron que el exponente de d igual a -1 produce distribuciones granulométricas demasiado finas (Ettema, 1984). Para solucionar esto, algunos investigadores propusieron sustituir el exponente -1 con un valor de aproximadamente -0.4 a -0.5 (Parker, 1987; Diplas y Sutherland, 1988). Un exponente igual a -0.5 se refiere a un factor de conversión de $1/d^{0.5}$ en la Tabla 3.7.

En la Tabla 3.7 se observa que no se requiere ninguna conversión de grilla-por-número (GxN) a volumen-por-peso (VxP), es decir, ambos son mutuamente comparables y equivalentes, confirmando resultados anteriores reportados por Leopold (1970). En la Tabla 3.8 se presenta un ejemplo de conversión de área-por-peso (AxP) a grilla-por-número (GxN) que es igual volumen-por-peso (VxP).

Tabla 3.8 Ejemplo de conversión de área-por-peso (AxP) a grilla-por-número (GxN).

j	ϕ_j	d_j (mm)	(AxP)		$\phi_{j+1/2}$	$d_{j+1/2}$ (mm)	(GxN)=(VxP)		
			F_j	$f_{j,j+1}$			$f_{j,j+1} \times (1/d_{j+1/2})$	$f_{j,j+1}$ ajust.	F_j
0	-1.0	2.00	0						0
1	-1.5	2.83	0.01	0.01	-1.25	2.38	0.00420	0.0775	0.078
2	-2.0	4.00	0.02	0.01	-1.75	3.36	0.00297	0.0548	0.132
3	-2.5	5.66	0.03	0.01	-2.25	4.76	0.00210	0.0388	0.171
4	-3.0	8.00	0.06	0.03	-2.75	6.73	0.00446	0.0823	0.253
5	-3.5	11.31	0.12	0.06	-3.25	9.51	0.00631	0.1163	0.370
6	-4.0	16.00	0.25	0.13	-3.75	13.45	0.00966	0.1782	0.548
7	-4.5	22.63	0.42	0.17	-4.25	19.03	0.00893	0.1648	0.713
8	-5.0	32.00	0.61	0.19	-4.75	26.91	0.00706	0.1302	0.843
9	-5.5	45.25	0.81	0.20	-5.25	38.05	0.00526	0.0969	0.940
10	-6.0	64.00	0.95	0.14	-5.75	53.82	0.00260	0.0480	0.988
11	-6.5	90.51	1	0.05	-6.25	76.11	0.00066	0.0121	1
			Σ	1				Σ	0.05422
									1

3.2.4.2 Combinación de dos distribuciones granulométricas

Los ríos aluviales con distribuciones de tamaño de partículas que van desde arenas hasta cantes rodados, suelen requerir varios métodos de muestreo con el fin de representar el patrimonio granulométrico del lecho. La mayoría de los métodos muestran solo una parte de la distribución granulométrica.

El muestreo superficial por grillado (o conteo de clastos), por ejemplo, puede muestrear en forma representativa los tamaños de partícula entre gravas medianas y cantes rodados pequeños. El muestreo areal, por otro lado, es apropiado para muestrear con precisión la parte fina ($d < 16$ mm), particularmente si se utiliza arcilla como adhesivo para recoger la muestra. Sin embargo, el muestreo areal no es adecuado para gravas gruesas, guijarros y cantes rodados.

Por otra parte, el muestreo volumétrico puede realizarse para arenas y gravas finas/medianas pero no es adecuado para sedimentos más gruesos. Es decir, para poder representar la distribución granulométrica es necesario primero convertir, por ejemplo, una distribución de (AxP) de una muestra de material fino a una de (GxN) y luego combinarla con otra distribución (GxN) obtenida para el material más grueso. De esta manera se puede obtener la distribución granulométrica final del sedimento del lecho.

Los métodos existentes para combinar dos distribuciones granulométricas, son el de combinación rígida y el de combinación flexible (Anastasi, 1984; Fehr, 1987) y el de ajuste de frecuencias (Fripp y Diplas, 1993). Este último da iguales resultados que el método de combinación flexible.

3.2.4.2.1 Método de combinación rígida

Este método permite combinar dos distribuciones granulométricas $F_1(d_j)$ y $F_2(d_j)$, donde $F_1(d_j)$ es la distribución del material mas fino (pude ser una distribución AxP convertida previamente a GxN) y $F_2(d_j)$ es una distribución GxN del material más grueso. En este método, la distribución combinada $F_c(d_j)$ conserva la parte gruesa y ajusta la parte fina de la distribución $F_2(d_j)$, (Anastasi, 1984; Fehr, 1987).

Para aplicar el método se debe rastrear para que diámetros consecutivos, en la zona de superposición de las dos distribuciones, se verifica la siguiente relación de similitud de frecuencias acumuladas:

$$\frac{F_{1j}}{F_{1j+1}} \approx \frac{F_{2j}}{F_{2j+1}} \quad (3.5)$$

En el ejemplo de Tabla 3.9, el rango de similitud se verifica para $d=5.66$ mm ($j=8$) y $d=8$ mm ($j+1=9$). Dado que $F_c(d_j)$ conserva la parte gruesa de $F_2(d_j)$, desde $j=8$ hasta el extremo superior de la distribución ($j=N$), tenemos:

$$F_{cj} = F_{2j} \quad (3.6)$$

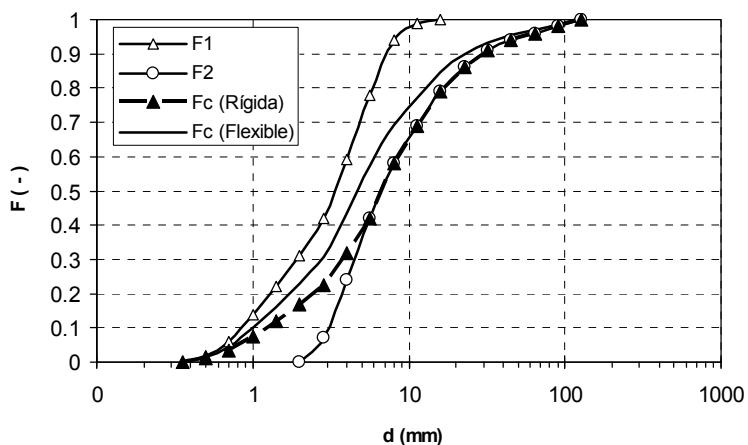
Luego se calcula el coeficiente $\alpha = (F_2/F_1)_{j=8}$, el cual se mantiene constante. En el ejemplo de Tabla 3.9, $\alpha=0.538$. Las frecuencias desde $j-1=7$ hasta el extremo inferior de la distribución ($j=0$) se determinan mediante la siguiente expresión:

$$F_{cj-1} = \alpha F_{1j-1} \quad (3.7)$$

En la Figura 3.4 observa la representación de las distribuciones F_{1j} y F_{2j} conjuntamente con la distribución F_{cj} obtenida con el método de combinación rígida.

Tabla 3.9 Combinación de dos distribuciones granulométricas.

j	ϕ_j	d_j (mm)	F_{1j}	F_{2j}	Rígida		Flexible	
					F_{cj}	F_{cfj}	F_{cgj}	$F_{cf\ ini(j)}$
0	1.5	0.35	0	0	0	0		
1	1.0	0.50	0.02		0.011	0.015		
2	0.5	0.71	0.06		0.032	0.044		
3	0.0	1.00	0.14		0.075	0.103		
4	-0.5	1.41	0.22		0.118	0.162		
5	-1.0	2.00	0.31		0.167	0.228		
6	-1.5	2.83	0.42		0.226	0.309		
7	-2.0	4.00	0.59		0.318	0.434		
8	-2.5	5.66	0.78		0.42	0.574	=	$F_{cf\ ini(j)}$
9	-3.0	8.00	0.94		0.58	0.691	$F_{cg\ ini(j+1)}$ =	0.691
10	-3.5	11.31	0.99		0.69	0.69		0.772
11	-4.0	16.00		1	0.79	0.79		0.846
12	-4.5	22.63			0.86	0.86		0.897
13	-5.0	32.00			0.91	0.91		0.934
14	-5.5	45.25			0.94	0.94		0.956
15	-6.0	64.00			0.96	0.96		0.971
16	-6.5	90.51			0.98	0.98		0.985
17	-7.0	128.00			1	1		1

**Figura 3.4** Representación de la combinación de las distribuciones granulométricas de Tabla 3.9.

3.2.4.2.2 Método de combinación flexible

En este método, una vez identificado el rango de similitud ($j, j+1$) a partir de la ec. (3.5), la parte de composición granulométrica más fina de la distribución combinada se determina calculando el valor inicial con la ec. (3.8) y aplicando recursivamente las ecs. (3.9a) y (3.9b) hasta alcanzar el extremo inferior de la distribución ($j=0$).

$$F_{cf_{ini(j)}} = \frac{(F_{2j+1} - F_{2j})}{\left[\frac{F_{Ij+1}}{F_{Ij}}(1 - F_{2j}) \right] - (1 - F_{2j+1})} \quad (3.8)$$

$$F_{cf_{j-1}} = F_{I_{j-1}} \left(\frac{F_{cf_{ini(j)}}}{F_{Ij}} \right), \quad F_{cf_{j-2}} = F_{I_{j-2}} \left(\frac{F_{cf_{j-1}}}{F_{I_{j-1}}} \right) \quad (3.9a), (3.9b)$$

La parte de granulometría más gruesa de la distribución combinada se determina calculando el valor inicial con la ecuación (3.10) y aplicando recursivamente las ecs. (3.11a) y (3.11b) hasta alcanzar el extremo superior de la distribución ($j=N$).

$$F_{cg_{ini(j+1)}} = F_{cf_{ini(j)}} \left(\frac{F_{Ij+1}}{F_{Ij}} \right) \quad (3.10)$$

$$F_{cg_{j+2}} = \left[(F_{cg_{ini(j+1)}} - 1) \frac{(1 - F_{2j+2})}{(1 - F_{2j+1})} \right] + 1 \quad (3.11a)$$

$$F_{cg_{j+3}} = \left[(F_{cg_{j+2}} - 1) \frac{(1 - F_{2j+3})}{(1 - F_{2j+2})} \right] + 1 \quad (3.11b)$$

En la Tabla 3.9 se presentan los cálculos de la combinación de dos distribuciones por el método de combinación flexible y en la Figura 3.4 se comparan gráficamente los métodos de combinación rígida y flexible. Se observa que el método de combinación flexible produce una distribución granulométrica ligeramente más fina.

3.2.5 Parámetros estadísticos de las distribuciones granulométricas

Para caracterizar una distribución granulométrica se debe considerar el rango de partículas que incluye (tamaño máximo y mínimo) y los parámetros estadísticos tales como, el tamaño medio, la dispersión de los tamaños alrededor del tamaño medio, la simetría o la dispersión preferencial (asimetría) a un lado de la media y el grado de concentración de los tamaños alrededor de la media (curtosis).

Tales parámetros se pueden obtener mediante el método de los momentos (Krumbein y Pettijohn, 1938; Friedman y Johnson, 1982) o con el método gráfico (Inman, 1952; Folk y Ward, 1957). Si bien ambos métodos presentan ventajas y desventajas, el método de los momentos es más preciso ya que emplea información de toda la muestra para determinar sus parámetros estadísticos, en contraposición con el método gráfico que emplea información de algunos pocos percentiles.

3.2.5.1 Estimación de parámetros con el método de los momentos

Consideremos una función discreta de distribución acumulada de los diámetros $F(\phi_j)$ como la representada en la Figura 3.3 o 3.4. Supongamos que se definen N clases granulométricas. Para la clase i-ésima es posible determinar un diámetro representativo en la escala phi, ϕ_i , y su fracción en peso asociada, f_i , como:

$$\phi_i = 0.5(\phi_j + \phi_{j+1}) \quad (3.12)$$

$$f_i = F_{j+1} - F_j \quad (3.13)$$

donde el índice j está asociado a los extremos de cada clase de la curva de distribución acumulada, mientras i es el índice que identifica cada clase (i=1,N).

Los parámetros estadísticos en escala ϕ , media (ϕ_m), desvío estándar (σ_ϕ), asimetría ($S_{k\phi}$) y curtosis (K_ϕ), calculados con el método de los momentos, son:

$$\phi_m = \sum_{i=1}^N \phi_i f_i \quad (3.14)$$

$$\sigma_\phi = \left[\sum_{i=1}^N (\phi_i - \phi_m)^2 f_i \right]^{1/2} \quad (3.15)$$

$$S_{k\phi} = \sum_{i=1}^N (\phi_i - \phi_m)^3 f_i \quad (3.16)$$

$$K_\phi = \sum_{i=1}^N (\phi_i - \phi_m)^4 f_i \quad (3.17)$$

En la Tabla 3.10 se presentan las distintas caracterizaciones de las distribuciones granulométricas de acuerdo a los valores que adoptan los parámetros estadísticos estimados con las ecuaciones (3.14) a (3.17).

Tabla 3.10 Caracterización de la distribución granulométrica y parámetros estadísticos (escala ϕ).

σ_ϕ		$S_{k\phi}/\sigma_\phi^3$	K_ϕ/σ_ϕ^4
Muy bien seleccionada	<0.35	Sesgada a muy fino > +1.3	Muy platicúrtica < 1.70 (muy aplanada)
Bien seleccionada	0.35 a 0.50	Sesgada a fino +0.43 a +1.30	Platicúrtica 1.70 a 2.55
Moderadamente bien seleccionada	0.50 a 0.70	Simétrica - 0.43 a +0.43	Mesocúrtica 2.55 a 3.70
Moderadamente seleccionada	0.70 a 1.00	Sesgada a grueso - 0.43 a -1.30	Leptocúrtica 3.70 a 7.40
Mal seleccionada	1.00 a 2.00	Sesgada a muy grueso <-1.30	Muy leptocúrtica > 7.40
Muy mal seleccionada	2.00 a 4.00		
Extremadamente mal seleccionada	> 4.00		

Las distribuciones granulométricas tipificadas por los Sedimentólogos, por ejemplo, como muy bien seleccionada (cuasi-uniforme) o mal seleccionada (extendida); tienen su contrapartida en la definición de los Ingenieros, que se refieren a las mismas en términos de mal graduada (cuasi-uniforme) y bien graduada (extendida) respectivamente. En este último caso, el bien graduado de los ingenieros indica que la distribución granulométrica presenta una vasta gama de tamaños de grano.

Además de los parámetros estadísticos utilizados para caracterizar el sedimento, de la curva granulométrica se extraen algunos diámetros característicos que luego se utilizan en el cálculo del transporte de sedimentos. Por ejemplo, el diámetro para el cual un porcentaje x del material es más fino (con x igual al 16, 50, 65, 84, 90, etc.) es obtenido mediante la siguiente expresión:

$$d_x = 2^{-\phi_x} \quad (3.18)$$

donde ϕ_x es el diámetro en escala ϕ para el cual el x % del material es más fino, el cual se obtiene por interpolación (lineal en ϕ , logarítmica en d) a partir de los datos de la curva de distribución granulométrica acumulada.

El d_{50} es la mediana de la distribución y se utiliza en algunas ecuaciones para calcular el transporte de sedimentos esquematizando el lecho como monogranular. Los diámetros más gruesos, d_{90} y d_{84} , son generalmente utilizados para evaluar la resistencia al flujo (resistencia de grano) y para calcular la altura de la capa activa de sedimentos del lecho, involucrada en el proceso de transporte, en el caso de fondo plano. Un coeficiente muy empleado en Ingeniería Civil (diseño de filtros, prefiltros, mezclas asfálticas, hormigones, etc.) es el coeficiente de uniformidad de Hazen: $C_u = d_{60}/d_{10}$.

Asimismo, en Hidráulica Fluvial algunas fórmulas utilizan el diámetro medio aritmético d_m , tanto para calcular el transporte de sedimentos no uniformes esquematizando el lecho como monogranular (por ej., ecuación de transporte de fondo de Meyer-Peter y Müller (1948), así como también para estimar el coeficiente de protección-exposición en el cálculo del transporte por clases granulométricas (por ej., coeficiente de Eguiazaroff (1965)). El diámetro medio aritmético en función de los diámetros en escala ϕ se expresa como:

$$d_m = \sum_{i=1}^N d_i f_i = \sum_{i=1}^N 2^{-\phi_i} f_i \quad (3.19)$$

El diámetro medio geométrico d_g , el desvío estándar geométrico σ_g , la asimetría geométrica s_{kg} y la curtosis geométrica K_g se definen respectivamente mediante:

$$\log_{10} d_g = \sum_{i=1}^N f_i \log_{10} d_i \quad (3.20)$$

$$\log_{10} \sigma_g = \left[\sum_{i=1}^N (\log_{10} d_i - \log_{10} d_g)^2 f_i \right]^{1/2} \quad (3.21)$$

$$\log_{10} S_{kg} = \sum_{i=1}^N (\log_{10} d_i - \log_{10} d_g)^3 f_i \quad (3.22)$$

$$\log_{10} K_g = \sum_{i=1}^N (\log_{10} d_i - \log_{10} d_g)^4 f_i \quad (3.23)$$

Por lo tanto, d_g , σ_g , S_{kg} y K_g pueden ser obtenidos a través de los respectivos valores definidos en la escala ϕ mediante las ecuaciones (3.3), (3.14), (3.15), (3.16) y (3.17) como:

$$d_g = 2^{-\phi_m} \quad (3.24)$$

$$\sigma_g = 2^{\sigma_\phi} \quad (3.25)$$

$$S_{kg} = 10^{-\alpha_s S_{k\phi}} \quad (3.26)$$

$$K_g = 10^{\alpha_k K_\phi} \quad (3.27)$$

Donde $\alpha_s = (\log_{10} 2)^3$ y $\alpha_k = (\log_{10} 2)^4$. Para sedimentos perfectamente uniformes resulta $\sigma_\phi = 0$ y por lo tanto $\sigma_g = 1$. En la práctica, sedimentos con $\sigma_g < 1.27$ pueden ser considerados como quasi-uniformes. Mientras que, valores de $4 < \sigma_g < 16$ son característicos de sedimentos muy mal seleccionados, es decir, granulometrías muy extendidas.

Además, para distribuciones perfectamente simétricas $S_{k\phi} = 0$ y por lo tanto $S_{kg} = 1$. A valores de $S_{k\phi} < 0$ (asimetría en escala ϕ negativa) le corresponden valores $S_{kg} > 1$ (sesgada a material grueso) y a valores de $S_{k\phi} > 0$ (asimetría en escala ϕ positiva) le corresponden valores $S_{kg} < 1$ (sesgada a material fino).

Los parámetros estadísticos de tendencia central, dispersión y asimetría se utilizan en las ecuaciones de transporte, ya sea en forma directa (d_g , d_m , d_{50} , σ_ϕ , etc.) o indirecta para determinar el número de clases mínimo necesario para acotar el error en el cálculo del transporte fraccional (σ_ϕ , $S_{k\phi}$, etc.). La curtosis, en cambio, es un parámetro estadístico que no se utiliza frecuentemente para caracterizar las distribuciones, tampoco se lo emplea en las ecuaciones y su eventual influencia en el transporte de sedimentos no es conocida.

3.2.5.2 Estimación de parámetros con el método gráfico

En el método gráfico los parámetros estadísticos se estiman a partir de algunos pocos percentiles, los cuales se extraen de la curva granulométrica.

3.2.5.2.1 Abordaje aritmético en escala ϕ

Folk y Ward (1957) estiman los parámetros estadísticos M_z (media), σ_1 (desvío estándar), S_{kl} (asimetría) y K_G (curtosis) en escala ϕ mediante:

$$M_z = \frac{\phi_{16} + \phi_{50} + \phi_{84}}{3} \quad (3.28)$$

$$\sigma_1 = \frac{\phi_{84} - \phi_{16}}{4} + \frac{\phi_{95} - \phi_5}{6.6} \quad (3.29)$$

$$S_{kl} = \frac{\phi_{84} + \phi_{16} - 2\phi_{50}}{2(\phi_{84} - \phi_{16})} + \frac{\phi_5 + \phi_{95} - 2\phi_{50}}{2(\phi_{95} - \phi_5)} \quad (3.30)$$

$$K_G = \frac{\phi_{95} - \phi_5}{2.44 (\phi_{75} - \phi_{25})} \quad (3.31)$$

En la Tabla 3.11 se presentan las distintas caracterizaciones de las distribuciones granulométricas de acuerdo a los valores que pueden adoptar los parámetros estadísticos estimados con las ecuaciones (3.28) a (3.31).

Tabla 3.11 Caracterización de la distribución granulométrica y valores de parámetros estadísticos.

σ_1		S_{kl}		K_G
Muy bien seleccionada (cuasi-uniforme)	<0.35	Sesgada a muy fino	+0.3 a +1.0	Muy platicúrtica (muy aplanada) < 0.67
Bien seleccionada	0.35 a 0.50	Sesgada a fino	+0.1 a +0.3	Platicúrtica 0.67 a 0.90
Moderadamente bien seleccionada	0.50 a 0.70	Simétrica	+0.1 a -0.1	Mesocúrtica 0.90 a 1.11
Moderadamente seleccionada	0.70 a 1.00	Sesgada a grueso	-0.1 a -0.3	Leptocúrtica 1.11 a 1.50
Mal seleccionada	1.00 a 2.00	Sesgada a muy grueso	-0.3 a -1.0	Muy leptocúrtica (muy empuntada) 1.50 a 3.00
Muy mal seleccionada (muy extendida)	2.00 a 4.00			Extremadamente leptocúrtica > 3.00
Extremadamente mal seleccionada	> 4.00			

3.2.5.2.2 Abordaje geométrico con d en (mm)

Para una distribución granulométrica normal en la escala ϕ (log-normal en d) la mediana, la moda y el diámetro medio geométrico son idénticos ($d_{50}=d_a=d_g$). Además, para una distribución granulométrica normal o Gaussiana el ϕ_m más el

valor de σ es igual al ϕ_{84} , por simetría, ϕ_m menos el valor de σ es igual al ϕ_{16} . Por lo tanto, en este caso son válidas las siguientes relaciones (Inman, 1952):

$$\phi_m = \frac{1}{2}(\phi_{84} + \phi_{16}) , \quad \sigma_\phi = \frac{1}{2}(\phi_{84} - \phi_{16}) \quad (3.32a), (3.32b)$$

Elaborando algebraicamente las relaciones anteriores con la ayuda de las ecuaciones (3.18), (3.24) y (3.25) se obtiene:

$$d_g = \sqrt{d_{84} d_{16}} , \quad \sigma_g = \sqrt{\frac{d_{84}}{d_{16}}} \quad (3.33a), (3.33b)$$

Por otra parte, la asimetría y la curtosis geométricas pueden estimarse mediante (Garde y Raju, 1985):

$$S_{kg} = \frac{\sqrt{d_{75} d_{25}}}{d_{50}} , \quad K_g = \sqrt{\frac{d_{84} d_{16}}{d_{95} d_5}} \quad (3.34a) \text{ y } (3.34b)$$

3.2.6 Ríos aluviales con lechos arenosos y lechos de granulometrías extendidas

La distribución granulométrica de un lecho arenoso muestra una forma típica de S, con desvío estándar geométrico menor que 1.6 aproximadamente y asimetría despreciable. La misma puede ser generalmente representada mediante la ley de distribución de probabilidad normal en la escala ϕ (log-normal en d). Efectivamente, en la Figura 3.5 se presentan dos distribuciones observadas, típicas de ríos de lechos arenosos, como es el caso del río Paraná en el km 454 (Basile y Riccardi, 2002) y del río Brenta en Ponte di Brenta, Italia (Basile, 1991), a las cuales se les ha ajustado una distribución log-normal que representa satisfactoriamente a la distribución observada en cada caso.

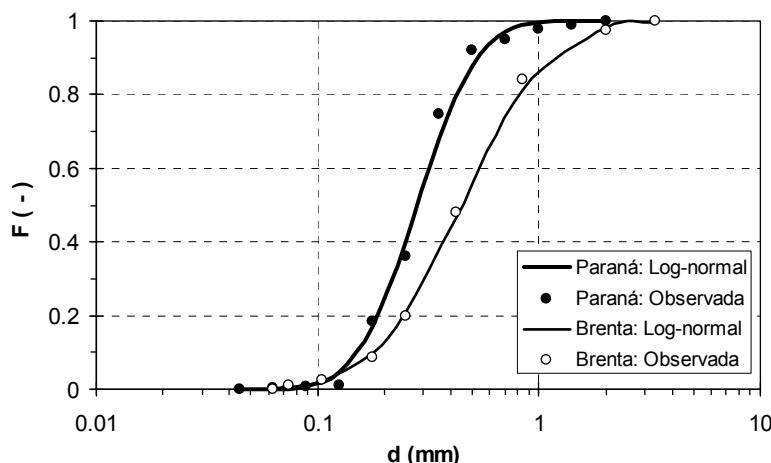


Figura 3.5 Distribución granulométrica de sedimentos del lecho: Río Paraná (Argentina) en progresiva + 454 km y Río Brenta (Italia) en Ponte di Brenta, S15V1.

En la naturaleza es difícil encontrar distribuciones perfectamente Gaussianas, sobre todo si se consideran lechos constituidos por arenas, gravas y material más grueso (granulometrías extendidas), tales como las del lecho del Aº Marea en Chubut en correspondencia de la Ruta Provincial N°1, como se observa en la Figura 3.6 (Basile et al., 2013) o el lecho del río Ganges en Rishikesh, India (Figura 3.7).



Figura 3.6 Sedimentos del lecho del Aº Marea, Chubut, Patagonia Argentina.

En efecto, en estos casos, las distribuciones granulométricas se apartan considerablemente de las típicas curvas S simétricas lognormales de los lechos arenosos. Tales distribuciones muestran una forma cóncava hacia arriba, excepto en la zona de material grueso donde dicha tendencia se invierte, como las distribuciones tipo G que se observan en la Figura 3.8 (Basile, 2001). De este modo, las distribuciones son fuertemente asimétricas y no se ajustan a lognormal.



Figura 3.7 Sedimentos del lecho del Río Ganges en Rishikesh, Uttar Pradesh, India.

Además, algunas distribuciones granulométricas de lechos constituidos por mezclas de arena y grava son bimodales, evidenciando la ausencia de diámetros

en el rango de 1-10 mm aproximadamente, como las distribuciones tipo B que se presentan en la Figura 3.8.

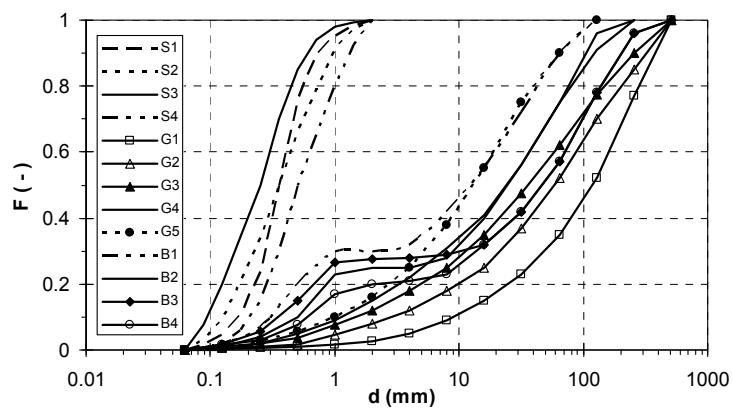


Figura 3.8 Distribuciones granulométricas. Lechos arenosos (tipo S), lechos gravo-arenosos unimodales (tipo G) y bimodales (tipo B).

A los efectos de determinar los parámetros estadísticos de las distribuciones granulométricas de los sedimentos del lecho, independientemente de la composición sedimentológica del lecho (arenoso cuasi-uniforme o de granulometría extendida), se recomienda utilizar el método de los momentos en escala ϕ descrito en el punto 3.2.5.1. Es decir, se debe realizar la discretización de la curva granulométrica mediante las ecuaciones (3.12) y (3.13) y aplicar las ecuaciones (3.14) a (3.17).

La variabilidad espacial de la composición granulométrica de un lecho arenoso es despreciable comparada con la de un lecho de material más grueso. Por ejemplo, en la Figura 3.9 se presentan las distribuciones de sedimentos del lecho del río Paraná, Argentina (Basile y Riccardi, 2002), en cuatro secciones, se observa que en un tramo de 3 km el d_{50} varía entre 0.28 mm y 0.32 mm.

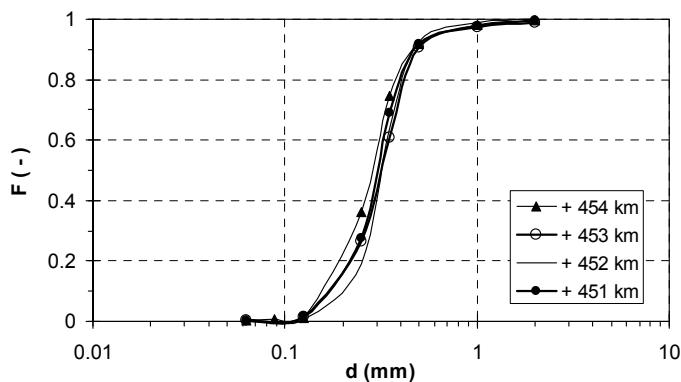


Figura 3.9 Distribuciones granulométricas de sedimentos del lecho. Río Paraná, Argentina. Progresiva 0 km: desembocadura en el Río de la Plata.

Por otra parte, en la Figura 3.10 se muestran las distribuciones granulométricas del lecho en dos secciones del torrente Mallero, Italia (Basile, 2002), se observa que en un tramo de 4 km el d_{50} varía entre 45 mm y 205 mm.

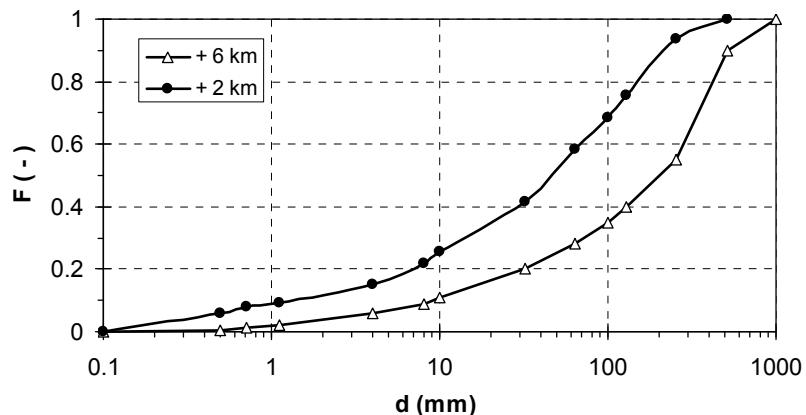


Figura 3.10 Distribuciones granulométricas de sedimentos del lecho. Torrente Mallero, Lombardía, Italia. Progresiva 0 km: desembocadura en el Río Adda.

No solo la variabilidad espacial en sentido longitudinal (y transversal) es importante en ríos con lechos de sedimentos gruesos. También en vertical se observa la presencia de un estrato superficial (pavimento) de composición más gruesa que el sustrato (subpavimento).

En las Figuras 3.11 y 3.12 se observan los sedimentos que componen el pavimento y subpavimento del lecho del río Los Reartes (Córdoba, Argentina) y del Río Grande (Mendoza, Argentina) a la altura del km 4 de la RN 145.

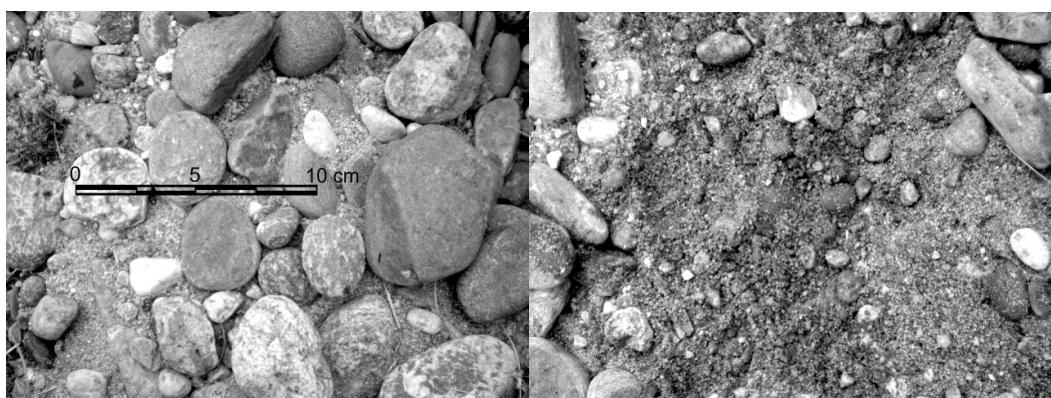


Figura 3.11 Sedimentos del pavimento (izq.) y subpavimento (der.) del lecho del Río Los Reartes, Córdoba, Argentina.

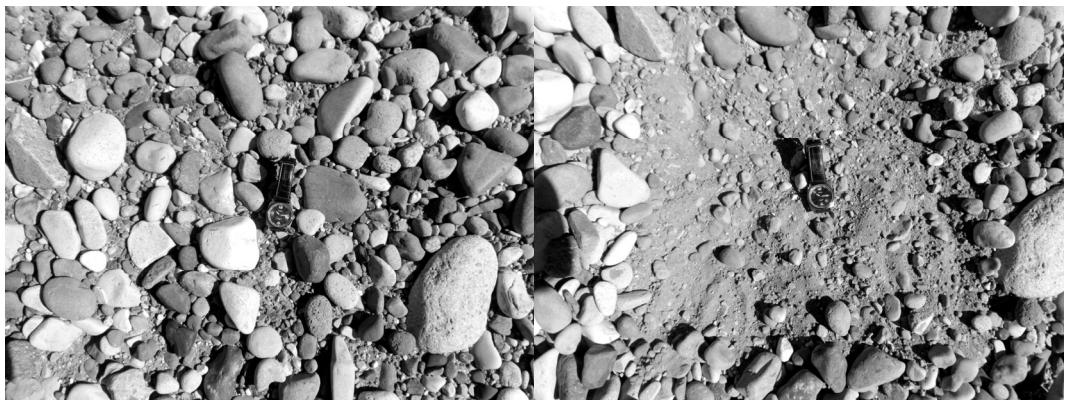


Figura 3.12 Sedimentos del pavimento (izq.) y subpavimento (der.). del lecho del Río Grande, Mendoza, Argentina.

En la Figura 3.13 se presentan las distribuciones del pavimento y del subpavimento para el Oak Creek (Wyoming, EE.UU), (Milhous, 1973), se observa que el d_{50} del pavimento es 55 mm mientras el del subpavimento es de 20 mm.

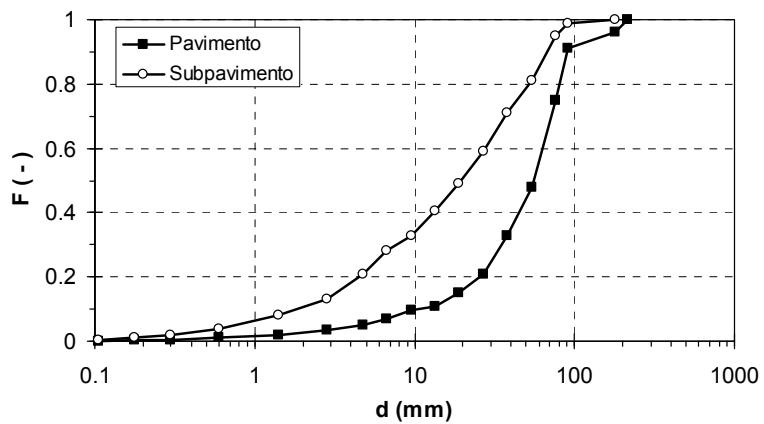


Figura 3.13 Distribuciones granulométricas sedimentos del lecho, Oak Creek, Wyoming, EE.UU.

Los ríos aluviales con lechos de granulometrías extendidas tales como el Aº Marea, el torrente Mallero, etc., son típicos de áreas geográficas que presentan elevados gradientes topográficos. En cambio, los ríos aluviales con lechos predominantemente arenosos, como el río Paraná y el río Brenta, son típicos ríos de llanura, caracterizados por una baja pendiente topográfica.

En las distribuciones granulométricas que se han presentado se observa que los sedimentos finos en el rango de arenas muy finas, limos y arcillas son prácticamente inexistentes en el lecho. Esto se verifica en la mayor parte de los ríos aluviales, no obstante, existen lechos aluviales con sedimentos preponderantemente finos (arcilla, limo y arena fina) tal como se observa en la

Figura 3.14, donde se muestra el lecho de un afluente del río Grande (Mendoza, Argentina) inmediatamente aguas arriba de la RN 40.

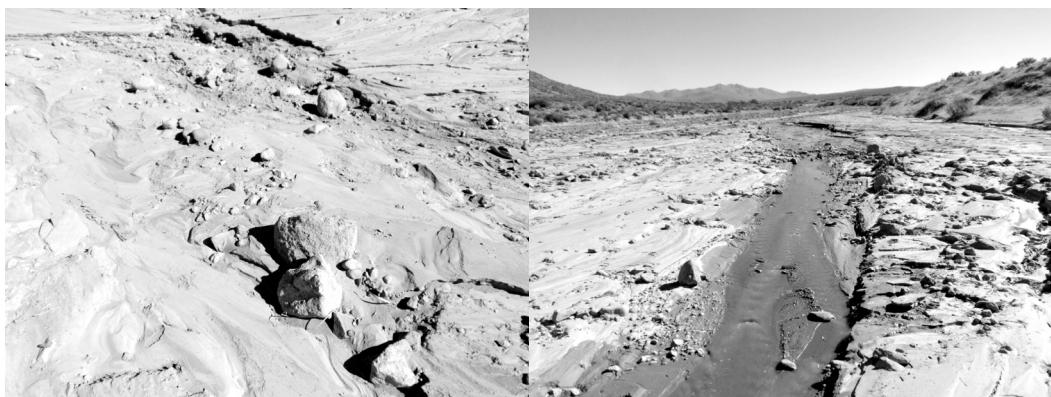


Figura 3.14 Lecho aluvial de sedimentos preponderantemente finos con algunos cantos rodados esparcidos.

Por otra parte, los sedimentos finos se encuentran en abundancia en el fondo de estuarios, embalses, lagos, bocas de acceso a puertos, dársenas, marinas, etc., es decir, en todas aquellas zonas del sistema fluvial donde la velocidad de flujo es muy baja y dichos sedimentos pueden depositarse. Por este motivo, los sedimentos finos contribuyen a la formación de diferentes macroestructuras geomorfológicas de los sistemas fluviales, tales como, planicies de inundación, formaciones deltaicas, etc.

3.3 DENSIDAD, PESO ESPECÍFICO Y GRAVEDAD ESPECÍFICA

Los sedimentos han sido originados por la desintegración mecánica o química de roca (ver Capítulo 1). Los sedimentos presentes en ambientes fluviales y costeros con tamaños mayores que el de los limos han sido producidos principalmente por desintegración mecánica de roca madre a partir de procesos de meteorización, incluyendo fractura en fragmentos más pequeños y abrasión durante el transporte.

Por otra parte, los minerales de arcilla son producidos principalmente por acción química y son diferentes a los demás sedimentos en muchos aspectos, ya que exhiben cohesión lo cual los hace más resistentes a la erosión, tienen la capacidad de adsorber agua lo cual significa que la porosidad de los depósitos de arcilla puede experimentar una fuerte variación en el tiempo.

La arcilla está compuesta por fragmentos microscópicos de feldespatos y micas. Los cuatro principales minerales arcillosos son: caolinita, illita, montmorillonita y clorita. El limo y la arena están compuestos por sílice y cuarzo respectivamente. Mientras las gravas y cantos rodados son fragmentos de roca madre (parental).

Tabla 3.12 Densidades absolutas del sedimento.

Material	ρ_s (kg/m ³)
Montmorillonita	2400
Illita	2600
Caolinita	2600
Cuarzo	2650
Calcita	2700
Basalto	2800
Biotita	3000
Magnetita	5170
Hematita	5200

La densidad de la mayor parte de las partículas de sedimentos naturales varía entre límites muy estrechos (ver Tabla 3.12). Debido a que en el sedimento natural predomina el cuarzo, el valor promedio de la densidad puede considerarse igual a:

$$\rho_s = 2650 \text{ kg/m}^3 \quad (3.35)$$

La gravedad específica del sedimento se define mediante la relación entre la densidad del sedimento y la densidad del agua, por lo tanto:

$$s = \frac{\rho_s}{\rho} = 2.65 \quad (3.36)$$

Minerales de arcilla varían entre 2400-2700 kg/m³. Algunas veces es posible encontrar minerales pesados como magnetita, hematita, etc., cuyas densidades son más elevadas, tal como se consigna en la Tabla 3.12.

El peso específico del sedimento se expresa como:

$$\gamma_s = g \rho_s \quad (3.37)$$

Mientras que, el peso específico del sedimento sumergido es igual a:

$$\gamma'_s = g (\rho_s - \rho) \quad (3.38)$$

Para la mayoría de los sedimentos naturales el peso específico es de 26 kN/m³ y el peso específico sumergido es de 16 kN/m³ aproximadamente.

3.4 FORMA

La forma describe la geometría de la partícula independientemente de su tamaño, densidad o composición mineralógica. La forma es importante debido a su influencia en el movimiento de la partícula en el seno de la corriente hídrica. Por ejemplo, a igualdad de volumen y densidad de sedimento, una partícula esférica tendrá una velocidad de sedimentación mayor que la correspondiente a una partícula chata. En efecto, la partícula esférica tiene una superficie menor y consecuentemente una menor resistencia hidrodinámica. Distintos factores e

índices pueden ser utilizados para determinar las características morfométricas de los sedimentos (Durand, 1951), los de mayor aplicación práctica son los basados en las dimensiones triaxiales, definidas en el punto 3.2.1.

3.4.1 Factor de forma

La velocidad de caída de una partícula de sedimento (que analizaremos más adelante) es influenciada por la forma de la misma. Diferentes estudios han concluido que dicha influencia puede ser representada a través del factor de forma de Corey (McNown y Malaika, 1950; Albertson, 1952; Schultz, 1954). El factor de forma de Corey se define como:

$$SF = \frac{c}{\sqrt{ab}} \quad (3.39)$$

donde a, b y c son las dimensiones triaxiales, es decir, a (mayor), b (intermedia) y c (menor). Para una esfera perfecta SF=1, para arenas naturales SF ≈ 0.7 .

3.4.2 Índices de elongación y de achatamiento

Los índices de elongación (I_e) y de achatamiento (I_a), definidos por Markwick (Durand, 1951), se determinan en función de las dimensiones triaxiales como:

$$I_e = \frac{b}{a}, \quad I_a = \frac{c}{b} \quad (3.40a), (3.40b)$$

Mediante tales índices se puede distinguir entre un clasto cilíndrico o prolado (un eje largo y dos cortos) de otro discoidal u oblado (dos ejes largos y uno corto). Zingg (1935) tipifica la forma de las partículas como discoidales, esféricas, laminares o cilíndricas a partir de los valores que asumen I_e e I_a , tal como se observa en la Tabla 3.13.

Tabla 3.13 Clasificación de forma, Zingg (1935).

Clase	$I_e=b/a$	$I_a=c/b$	Forma
1	>2/3	<2/3	Discoidal
2	>2/3	>2/3	Esférica
3	<2/3	<2/3	Laminar
4	<2/3	>2/3	Cilíndrica

Dentro de estas cuatro clases, Zingg identifica formas netamente planares para $0.05 < b/a < 1 - 0 < c/b < 0.05$ y aciculares para $0 < b/a < 0.05 - 0.05 < c/b < 1$.

3.4.3 Esfericidad

El campo del gráfico de formas de Zingg (1935) puede superponerse con las curvas de isoesfericidad de Krumbein (1941), tal como se observa en la Figura

3.15. Las curvas de isoesfericidad se construyen a través de los índices antes mencionados utilizando la siguiente fórmula (Krumbein, 1941):

$$\varepsilon = \sqrt[3]{\left(\frac{b}{a}\right)^2 \frac{c}{b}} = \sqrt[3]{\frac{bc}{a^2}} \quad (3.41)$$

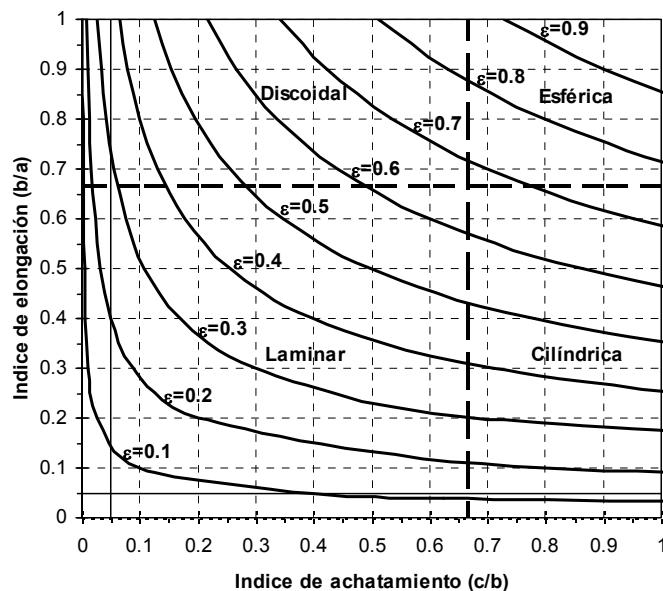


Figura 3.15 Clasificación de Zingg (1935) y curvas de isoesfericidad de Krumbein (1941).

La esfericidad máxima es 1, en la práctica la misma varía entre 0.3 y 0.9, pudiéndose clasificar en baja: $0.3 \leq \varepsilon < 0.5$, media: $0.5 \leq \varepsilon < 0.7$ y alta: $0.7 \leq \varepsilon < 0.9$.

3.4.4 Redondez

La redondez se utiliza para caracterizar el contorno o bordes de las partículas de sedimento, por lo tanto, se asocia al grado de agudeza de las aristas y ángulos. La redondez indica el grado de abrasión que han experimentado los granos y refleja la historia de transporte. En la Figura 3.16 se observan los distintos tipos de redondez asociados a diferentes características de contornos de partículas y en la Tabla 3.14 se describen las características para cada tipo de redondez.

Como vimos en el punto anterior, la esfericidad se asocia al grado de aproximación de la partícula a una esfera de igual volumen. En este aspecto, una partícula cúbica perfecta es más esférica que un cuerpo discoidal por más redondeado que sea este último. Esto está indicando que ambos conceptos son independientes.

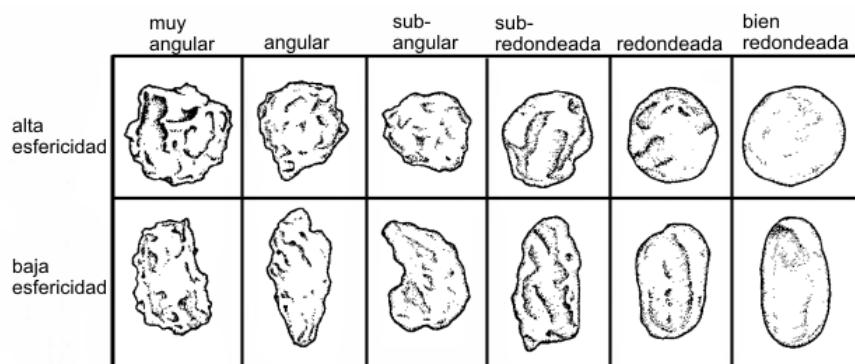


Figura 3.16 Redondez para distintos tipos de contornos.

Efectivamente, mientras que la redondez está relacionada con los procesos abrasivos que ha sufrido la partícula durante el transporte, sin influir en su movilidad, la esfericidad tiene relación directa con el comportamiento hidrodinámico. Para transporte en suspensión, las partículas de mayor esfericidad tienden a distinguirse de las otras menos esféricas y a sedimentar con una velocidad mayor. Por el contrario, en el transporte de fondo las partículas con formas menos esféricas se caracterizan por poseer una movilidad menor respecto a las partículas esféricas (Pettijohn, 1970).

Tabla 3.14 Descripción de características para cada tipo de redondez.

Redondez	Descripción
Muy angular	Partículas de fracturas recientes, múltiples aristas vivas, bordes cortantes
Angular	Superficie áspera, bordes menos cortantes/afilados, formas prismáticas
Subangular	Se distinguen bordes y aristas ligeramente redondeadas
Subredondeada	Se distinguen aristas pero al tacto no se "sienten"
Redondeada	No se distinguen bordes ni aristas y no se "sienten" al tacto
Bien redondeada	Superficie pulida, partículas aproximadamente esféricas o elipsoidales

Durante el proceso de transporte los granos son sometidos a desgaste por abrasión. La forma y redondez final de los clastos son influenciadas por: i) morfología original de los fragmentos, ii) resistencia de los minerales de la roca parental, iii) tiempo de transporte y iv) distancia recorrida. La redondez tiene influencia en el ángulo de reposo del sedimento, esta propiedad es descripta más adelante. En general, se observa que a mayor redondez menor es el ángulo de reposo. Por otra parte, en el transporte de sedimentos por conductos, si el sedimento es compuesto por partículas muy angulosas se puede ver afectada la integridad de las conducciones.

3.5. VELOCIDAD DE CAÍDA

La determinación de la velocidad de caída de una partícula de sedimento es importante en los estudios de transporte de sedimentos en suspensión y en la

depositión de sedimentos (Van Rijn, 1984; Wu et al., 2003), en la evaluación del movimiento incipiente de sedimentos incoherentes (Yang, 1973; Simões, 2014) y en el diseño de reservorios de sedimentación en ambientes urbanos (Krishnappan y Marsalek, 2002).

La velocidad de caída terminal de una partícula individual depende, entre otros factores, del diámetro de la partícula, del factor de forma, de la densidad del sedimento, de la viscosidad del fluido, de la concentración de sedimentos en la corriente hídrica y de la turbulencia del flujo (McNown y Malaika, 1950; Albertson, 1952; Schultz et al., 1954; Richardson y Zaki, 1954; Van Rijn, 1984; Heiliger et al., 2013).

3.5.1 Ecuaciones para estimar velocidad de caída de partículas esféricas

La velocidad de caída terminal en agua quieta queda definida a través de la ecuación que equilibra la fuerza hacia abajo, debido al peso sumergido de la partícula:

$$F_g = \frac{\pi d^3}{6} g (\rho_s - \rho) \quad (3.42)$$

con la fuerza de resistencia, opuesta a la anterior, que de acuerdo a Newton puede escribirse como:

$$F_D = C_D \frac{\pi d^2}{4} \rho \frac{w_s^2}{2} \quad (3.43)$$

donde C_D es el coeficiente de resistencia y w_s es la velocidad de caída de la partícula. Igualando (3.42) y (3.43) y explicitando w_s se obtiene:

$$w_s = \left[\frac{4}{3} \frac{(s-1)g d}{C_D} \right]^{1/2} \quad (3.44)$$

El coeficiente C_D depende del factor de forma SF y del número de Reynolds asociado a la velocidad de caída y el diámetro: $Re = w_s d / v$.

Las ecuaciones de Navier-Stokes pueden ser resueltas considerando el flujo laminar alrededor de una esfera y despreciando los términos de inercia (bajos Re). La solución da la siguiente expresión para la fuerza de resistencia viscosa:

$$F = 3 \pi d \mu w_s \quad (3.45)$$

Igualando (3.43) y (3.45) se obtiene:

$$C_D = \frac{24 v}{w_s d} = \frac{24}{Re} \quad (3.46)$$

La expresión del coeficiente de resistencia dada por (3.46) es válida para flujo laminar ($Re < 1$) de partículas esféricas con d aproximadamente menor que 100 μm ($d < 0.1 \text{ mm}$). Reemplazando (3.46) en (3.44) se obtiene la ley de Stokes:

$$w_s = \frac{1}{18} \frac{(s - 1)g d^2}{\nu} \quad (3.47)$$

Para flujo de tipo turbulento alrededor de la partícula, es decir, para valores del número de Reynolds alrededor de $10^3 \sim 10^5$, el coeficiente de resistencia para partículas esféricas tiene un valor promedio igualmente a $C_D = 0.4$.

Para la zona de transición (laminar-turbulento), y partículas esféricas, no se puede especificar una ecuación exacta para C_D , pero una buena aproximación es dada por Huisman (1973), la cual incluye parte de la región laminar ($0.5 < Re < 10^4$):

$$C_D = \frac{24}{Re} + \frac{3}{\sqrt{Re}} + 0.34 \quad (3.48)$$

3.5.2 Ecuaciones para estimar velocidad de caída de sedimentos naturales

En el caso de partículas de sedimentos naturales, el coeficiente de resistencia para bajos valores de Re , es decir, flujo laminar entorno a la partícula ($Re < 1$), determinados por varios investigadores es igual a: $C_D = 32/Re$ (Raudkivi, 1990; Sha, 1956), $C_D = 34/Re$ (Zhang, 1989), $C_D = 24/Re$ (Van Rijn, 1984).

Para flujo turbulento completamente desarrollado, C_D varía entre 1 y 1.2, por ejemplo, $C_D = 1.2$ (Raudkivi, 1990; Zhang, 1989), $C_D = 1.1$ (Van Rijn, 1984) y $C_D = 1.025$ (Sha, 1956).

Para la zona de transición (laminar-turbulento), Zanke (1977) propuso la siguiente ecuación para estimar C_D de sedimentos naturales:

$$C_D = \frac{4}{3} \left(\frac{20}{Re} + 1 \right) \quad (3.49)$$

Distintas ecuaciones han sido propuestas para estimar la velocidad de caída de partículas de sedimentos naturales, las cuales incluyen las tres condiciones de flujo entorno a la partícula, es decir, laminar, transición y turbulento.

La fórmula de Sadat-Helbar et al. (2009) se escribe como:

$$w_s = \begin{cases} 0.033 \frac{\nu}{d} D_*^{2.899} , & D_* \leq 10 \\ 0.510 \frac{\nu}{d} D_*^{1.659} , & D_* > 10 \end{cases} \quad (3.50)$$

donde D_* es el diámetro adimensional, expresado mediante:

$$D_* = d \left[\frac{(s-I)g}{v^2} \right]^{1/3} \quad (3.51)$$

Wu y Wang (2006) desarrollaron una ecuación, de muy buena capacidad predictiva, que incorpora explícitamente el efecto del factor de forma SF:

$$w_s = \frac{M v}{N d} \left[\sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{4N}{3M^2} D_*^3 \right)^{1/n}} - \frac{1}{2} \right]^n \quad (3.52)$$

donde los coeficientes M, N y n dependen del factor de forma SF:

$$M = 53.5 e^{-0.65 SF}, \quad N = 5.65 e^{-2.5 SF}, \quad n = 0.7 + 0.9 SF \quad (3.53a,b \text{ y } c)$$

Ferguson y Church (2004) propusieron la siguiente ecuación, donde los coeficientes C_1 y C_2 , adoptan los valores: $C_1=18$ y $C_2=1$:

$$w_s = \frac{(s-I)g d^2}{C_1 v + \sqrt{0.75 C_2 (s-I)g d^3}} \quad (3.54)$$

Cheng (1997) propuso una fórmula práctica, que brinda muy buenos resultados, la cual se expresa como:

$$w_s = \frac{v}{d} \left[\left(25 + 1.2 D_*^2 \right)^{1/2} - 5 \right]^{3/2} \quad (3.55)$$

La fórmula de Julien (1995) se expresa mediante:

$$w_s = 8 \frac{v}{d} \left[\left(1 + 0.222 \frac{D_*^3}{16} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (3.56)$$

La ecuación propuesta por Zhang (1989) (en Cheng, 1997) se expresa como:

$$w_s = \sqrt{\left(13.95 \frac{v}{d} \right)^2 + 1.09 (s-I)g d} - 13.95 \frac{v}{d} \quad (3.57)$$

Van Rijn (1984) estimó la velocidad de caída terminal, utilizando la expresión de Stokes (laminar), la ecuación de Zanke (1977) (transición) y adoptó $C_D=1.1$ para condiciones de flujo turbulento alrededor de la partícula:

$$w_s = \frac{1}{18} \frac{(s-I)g d^2}{v}, \quad d \leq 0.1 \text{ mm} \quad (3.58)$$

$$w_s = 10 \frac{v}{d} \left[\left(1 + 0.01 D_*^3 \right)^{1/2} - 1 \right], \quad 0.1 \text{ mm} < d \leq 1 \text{ mm} \quad (3.59)$$

$$w_s = I \cdot I [(s - I) g d]^{1/2}, \quad d > 1 \text{ mm} \quad (3.60)$$

En la Figura 3.17 se comparan las diferentes ecuaciones con datos medidos en experimentos realizados por diversos autores (Basile et al., 2015), con sedimentos naturales, $\rho_s=2650 \text{ kg/m}^3$, rango de variación de d entre 0.001-10 mm y temperaturas variables entre 8 °C y 20 °C (Raudkivi, 1990; Sarkisyan, 1958; Arkhangel'skii, 1935 y Zegzhda, 1934).

Para implementar las ecuaciones, la densidad del agua y la viscosidad cinemática (ambas función de la temperatura) se estimaron con las ecuaciones (A.1) y (A.5) respectivamente, las cuales fueron presentadas en el Apéndice A del Capítulo 2. El factor de forma SF, que interviene en la ecuación de Wu y Wang (2006), se adoptó igual a 0.67.

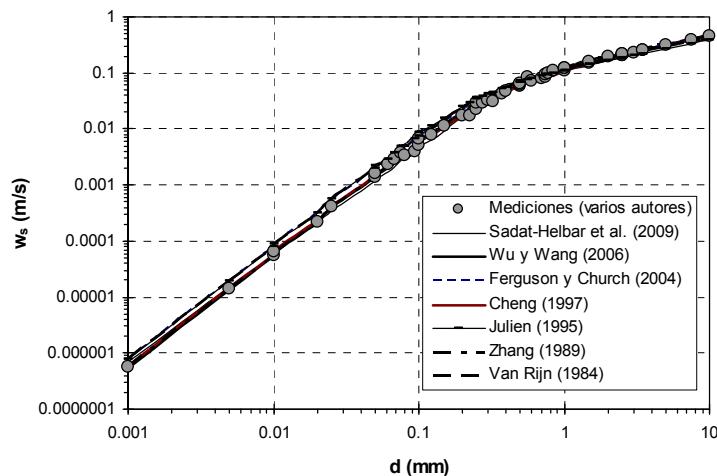


Figura 3.17 Comparación de ecuaciones para estimar velocidad de caída (Basile et al., 2015).

En la Tabla 3.15 se presentan los errores relativos promedio (ERP) entre los valores observados y los calculados con las diferentes ecuaciones. Los ERP se determinaron para tres rangos de diámetros, de acuerdo a la división entre el flujo de tipo laminar, transicional o turbulento alrededor de la partícula de sedimento y, además, considerando el rango completo de variación de d .

Tabla 3.15 Error relativo promedio entre valores observados y calculados (%), (d en mm).

Autor(es)	$d \leq 0.1$	$0.1 < d \leq 1$	$d > 1$	$0.001 \leq d \leq 10$
Sadat-Helbar et al. (2009)	16.4	11.8	6.6	11.7
Wu y Wang (2006)	6.6	6.4	1.7	5.2
Ferguson y Church (2004)	30.7	15.8	5.3	17.2
Cheng (1997)	5.6	6.8	2.5	5.3
Julien (1995)	38.1	22.3	11.8	24.0
Zhang (1989)	5.8	12.2	3.6	8.1
Van Rijn (1984)	40.2	20.7	5.2	22.1

La ecuación (3.58), adoptada por Van Rijn (1984), sobreestima sistemáticamente la velocidad de caída para $d \leq 0.1$ mm, debido sustancialmente a que la misma es para partículas esféricas, las cuales poseen un coeficiente de resistencia menor que los sedimentos naturales utilizados en los experimentos. El mismo comportamiento se observa para las ecuaciones de Ferguson y Church (2004) y Julien (1995). Estas dos últimas ecuaciones y la (3.59) de Zanke (1997), adoptada por Van Rijn (1984), muestran también un comportamiento similar en el rango transicional ($0.1 \text{ mm} < d \leq 1 \text{ mm}$). Mientras que la ecuación de Julien (1995) es la que presenta el mayor error relativo promedio para el rango turbulento ($d > 1 \text{ mm}$).

Las ecuaciones que mejor reproducen los datos experimentales, reportados en la Figura 3.17, son las de Wu y Wang (2006), Cheng (1997) y Zhang (1989). En efecto, tal como se observa en la Tabla 3.15, en comparación con las restantes fórmulas, dichas ecuaciones muestran los errores relativos promedios más bajos para los tres rangos de diámetros y obviamente también para el rango completo (Basile et al., 2015).

3.5.3 Influencia de la concentración de sedimentos

La presencia de una gran cantidad de partículas en la columna de agua disminuye la velocidad de caída de una partícula individual. La influencia de la concentración sobre la velocidad de caída fue analizada mediante experimentos sistemáticos realizados por Richardson y Zaki (1954) y se desarrollaron coeficientes para corregir la velocidad de caída de una partícula individual calculada sin la influencia de la concentración:

$$w_{s,m} = w_s (1 - C_s)^\alpha \quad (3.61)$$

donde $w_{s,m}$ es la velocidad de caída de una partícula en una suspensión con concentración volumétrica C_s . El exponente α es función de Re asociado a w_s como se muestra en la Tabla 3.16.

Tabla 3.16 $\alpha=f(Re)$.

$Re=w_s d/v$	α
< 0.2	4.65
0.2 - 1	$4.35 Re^{-0.03}$
1 - 500	$4.45 Re^{-0.1}$
>500	2.39

El coeficiente α es levemente dependiente de SF, pero esto puede ser despreciado. De acuerdo a la ec. (3.61), para sedimentos comprendidos en el rango de arena fina ($d=125 \mu\text{m}$) y limo fino ($d=12 \mu\text{m}$), una concentración en volumen del 3 % provoca una reducción de la velocidad de caída variable respectivamente entre 12 % al 13 %.

3.5.4 El proceso de la floculación

Las colisiones de las partículas de sedimento en suspensión conducen a la floculación, es decir, a la agregación de partículas que forman un floc. Esto se produce en el agua con sedimentos muy finos con características cohesivas (limos/arcillas) debido a las variaciones de velocidad causadas por tres procesos diferentes: i) la difusión browniana, ii) las tensiones tangenciales locales en el seno del fluido y iii) la sedimentación diferencial.

La floculación browniana debido a la difusión de partículas sólo es significativa para partículas menores que 1 μm (0.001 mm). Las tensiones de corte locales propician los contactos de partículas por diferencias en la velocidad del fluido. La sedimentación diferencial se produce cuando las partículas con diferentes velocidades de caída chocan entre sí, este mecanismo es importante en caso de sedimentos en suspensión no uniformes que contienen partículas más grandes ($d>50 \mu\text{m}$). El movimiento browniano, la tensión tangencial local y la sedimentación diferencial son tan importantes como las fuerzas gravitatorias en los flóculos de sedimentos cohesivos. El movimiento browniano de partículas cohesivas es importante cuando la concentración de sedimentos supera aproximadamente 10 g/l (Kranck, 1986).

3.6 POROSIDAD

La porosidad p se define como la relación entre el volumen de vacíos V_v y el volumen total V_t :

$$p = \frac{V_v}{V_t} = \frac{V_t - V_s}{V_t} = I - \frac{V_s}{V_t} \quad (3.62)$$

donde se ha utilizado la definición de volumen total como suma del volumen sólido V_s y el volumen de vacíos: $V_t = V_s + V_v$.

La relación de vacíos e es la relación entre el volumen de vacíos y el volumen sólido:

$$e = \frac{V_v}{V_s} = \frac{V_v}{V_t - V_v} \quad (3.63a)$$

La porosidad y la relación de vacíos se relacionan mediante la siguiente expresión:

$$e = \frac{p}{I - p} \quad (3.63b)$$

Si un determinado volumen sólido, transportado por la corriente hídrica, se deposita (o erosiona) en el lecho del río, en un lago, etc., el volumen total depositado (o

erosionado) debe calcularse considerando que parte del mismo estará formado por vacíos. De (3.62) se obtiene:

$$V_t = \frac{V_s}{(1-p)} \quad (3.64)$$

La ecuación (3.64) es muy importante para el cálculo correcto de los niveles del fondo del río asociados a procesos de erosión o deposición de sedimentos. La porosidad es influenciada por la distribución granulométrica, la forma de las partículas, las condiciones de deposición y la forma de consolidación. Valores orientativos de p se presentan en la Tabla 3.17.

En el caso de arenas la porosidad asume valores comprendidos entre 0.35 y 0.45. En el caso de gravas, partículas más pequeñas ocupan los vacíos y la porosidad puede descender hasta 0.2 aproximadamente (Khullar et al., 2013). Depósitos recientes de material fino, como por ejemplo limos y arcillas, tienen porosidades elevadas inicialmente pero a medida que transcurre el tiempo tienden a consolidarse bajo su propio peso, de manera que la porosidad disminuye con el tiempo.

Tabla 3.17 Porosidad para distintos sedimentos.

Denominación sedimento	p
Grava gruesa	0.18
Grava mediana	0.23
Grava fina	0.33
Arena gruesa	0.35
Arena mediana	0.42
Arena fina	0.44
Limos	0.54

Komura (1961) obtuvo la siguiente expresión (con d_{50} en mm) para la porosidad de sedimentos saturados no consolidados, válida para $4 \times 10^{-4} \text{ mm} < d_{50} < 80 \text{ mm}$:

$$p = 0.245 + 0.14 d_{50}^{-0.21} \quad (3.65)$$

3.7 DENSIDAD Y PESO ESPECÍFICO GLOBAL IN SITU

La densidad seca global in situ de sedimentos depositados, ρ_b , está vinculada a la porosidad p . A partir de la ecuación (3.64) se puede demostrar que:

$$\rho_b = (1-p)\rho_s \quad (3.66)$$

A partir de (3.66), el peso específico seco global de sedimentos se obtiene como:

$$\gamma_b = g \rho_b \quad (3.67)$$

La densidad seca global *in situ* juega un rol importante en la determinación de la vida útil de un embalse que será gradualmente colmatado por los sedimentos que allí se depositan.

La densidad global de los depósitos de sedimentos variará con: i) la composición granulométrica de los mismos, es decir, con las proporciones de arena ($d > 62.5 \mu\text{m}$), limo ($4 < d < 62.5 \mu\text{m}$) y arcilla ($d < 4 \mu\text{m}$), ii) el tipo de operación del embalse (depósitos de sedimentos siempre sumergidos o expuestos) y iii) el tiempo de consolidación.

Las densidades iniciales más bajas de los depósitos se observan cerca de la presa, donde se depositan los sedimentos finos (arcilla, limo). Los depósitos preponderantemente arcillosos, experimentan una marcada variación temporal de la densidad global.

En efecto, inicialmente la porosidad del depósito de estos sedimentos finos es muy elevada (baja densidad global) y gradualmente esta disminuye con el transcurso del tiempo, aumentando consecuentemente su densidad global. Una relación empírica para estimar la densidad seca global final al cabo de t años, de sedimentos depositados en embalses, fue propuesta por Lane y Koelzer (1953):

$$\rho_b(t) = \rho_{bI} + K \log t \quad (3.68)$$

donde t : tiempo en años, ρ_{bI} : densidad seca global *in situ* inicial después de un año de consolidación (kg/m^3) y K : coeficiente de consolidación. En la Tabla 3.18 se presentan los valores de ρ_{bI} y de K recomendados por Lane y Koelzer.

Tabla 3.18 Valores de ρ_{bI} y de K , Lane y Koelzer (1953).

Operación del embalse	Arena		Limo		Arcilla	
	ρ_{bI}	K	ρ_{bI}	K	ρ_{bI}	K
Sedimento siempre sumergido	1550	0	1040	90	480	250
Normalmente moderados descensos de nivel	1550	0	1185	45	735	170
Normalmente grandes descensos de nivel	1550	0	1265	15	960	100
Normalmente vacío	1550	0	1310	0	1250	0

Miller (1953) desarrolló una ecuación que representa la densidad seca global promedio del depósito total de sedimentos en el reservorio:

$$\rho_b(t) = \rho_{bI} + K \left[\frac{t \log t}{(t-1)} - 0.434 \right] \quad (3.69)$$

El valor que se obtiene con la ecuación (3.69) es siempre menor que el que se determina con la ecuación (3.68).

Si la composición del depósito de sedimentos es conocida, en términos de porcentaje o fracción f de arena, limo y arcilla, se puede calcular el valor medio ponderado de ρ_{b1} y del coeficiente de consolidación K . Luego, se puede aplicar la ecuación (3.68) o (3.69).

Por ejemplo, mediante la ecuación (3.68) e identificando con $i=1$ (arena), $i=2$ (limo) e $i=3$ (arcilla) se tiene:

$$\rho_b(t) = \sum_{i=1}^3 (f \rho_{bi})_i + (f K)_i \log t \quad (3.70)$$

En la Figura 3.18 se observa la variación de la densidad seca global final al cabo de t años para depósitos de sedimentos de diferentes composiciones, siempre sumergidos. Se note la importante variación que experimenta un depósito de 100% de arcilla a lo largo de 50 años, comparada con la variación nula de un depósito de 100 % de arena en el mismo período.

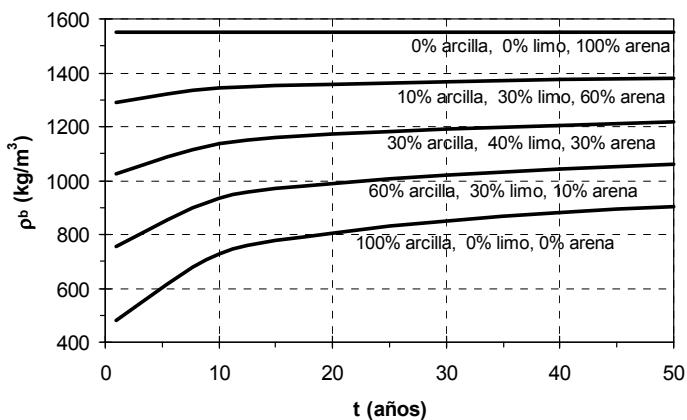


Figura 3.18 Densidad seca global final al cabo de t años, depósitos siempre sumergidos de diferentes composiciones.

Lara y Pemberton (1963) analizaron 1316 muestras y obtuvieron valores ligeramente diferentes de densidad global inicial (ver Tabla 3.19). Lara y Pemberton utilizaron la siguiente clasificación: arcilla: $d < 4 \mu\text{m}$, limo: $4 \mu\text{m} < d < 62.5 \mu\text{m}$ y arena: $d > 62.5 \mu\text{m}$.

Tabla 3.19 Valores de densidad seca global inicial, Lara y Pemberton (1963).

Tipo	Operación del embalse	$\rho_{b1} (\text{kg/m}^3)$		
		Arcilla	Limo	Arena
I	Sedimento siempre sumergido	415	1120	1550
II	Moderados a grandes descensos de nivel	560	1135	1550
III	Normalmente vacío	640	1150	1550
IV	Lecho del río	960	1170	1550

Murthy y Banerjee (1976) analizaron 832 muestras de embalses en India con operación tipo II y obtuvieron los siguientes valores de ρ_{b1} , arcilla: 561 kg/m³, limo: 866 kg/m³, arena: 1506 kg/m³. Los resultados no pueden ser comparados con los de Lara y Pemberton porque la división entre arena y limo fue realizada en 20 μm.

La densidad saturada global de sedimentos (ρ_{bsat}) se expresa mediante:

$$\rho_{bsat} = p\rho + (1-p)\rho_s \quad (3.71)$$

Asimismo, a partir de la ecuación (3.67) el peso específico saturado se define como:

$$\gamma_{bsat} = g\rho_{bsat} \quad (3.72)$$

El peso específico saturado es importante, por ejemplo, en los análisis de erosión masiva de márgenes en ríos aluviales, ya que el mismo influye en la fuerza de gravedad que tiende a desestabilizar un bloque de margen de cierto volumen V (Basile et al., 2005).

Por otra parte, si el bloque de margen está saturado, el peso específico global del sedimento sumergido, se expresa como:

$$\gamma'_{bsat} = g(\rho_s - \rho)(1-p) \quad (3.73)$$

El peso específico global de sedimento sumergido influye, por ejemplo, en la fuerza resistente de fricción que tiende a estabilizar el bloque de margen (Basile et al., 2005).

3.8. ÁNGULO DE REPOSO

El ángulo de reposo se define como el ángulo estable que adopta un conjunto de partículas de sedimento granular cuando se las dispone apiladas tal como se muestra esquemáticamente en la Figura 3.19.

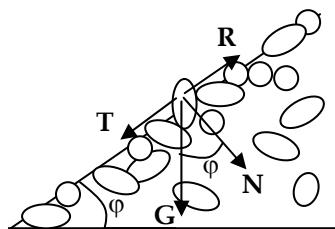


Figura 3.19 Esquematización del ángulo de reposo.

El ángulo de reposo es importante en el diseño de canales estables, en la evaluación de tensiones de corte críticas en planos inclinados, etc. En la Tabla

3.20 se presentan valores de φ recomendados por Simons (1957) en función de d_{50} y de características de redondez de las partículas (ver Tabla 3.14). Se observa que, dependiendo del tamaño y de la redondez, el ángulo de reposo varía entre 29 y 42 grados.

Tabla 3.20 $\varphi=f(d_{50}, \text{redondez})$.

d_{50} (mm)	φ (en grados)		
	Muy angular	Subangular/ Subredondeada	Bien redondeada
0.3	32.0	31.4	29.2
1.5	34.5	32.9	29.5
3	36.6	33.8	29.9
15	40.0	37.5	32.5
30	40.8	39.1	34.8
150	42.0	41.2	38.3
300	42.2	41.5	39.2

El coeficiente de fricción estática de Coulomb μ_s se obtiene a partir del equilibrio entre la fuerza resistente R:

$$R = \mu_s N = \mu_s G \cos \varphi \quad (3.74)$$

y la fuerza desestabilizante T:

$$T = G \operatorname{sen} \varphi \quad (3.75)$$

Ambas fuerzas actúan sobre una partícula genérica, tal como se esquematiza en la Figura 3.19. En condiciones de equilibrio de la partícula, se tiene que, en el límite $R=T$. Por lo tanto, igualando (3.74) y (3.75) se obtiene:

$$\mu_s = \operatorname{tg} \varphi \quad (3.76)$$

Es decir, el coeficiente de fricción estática de Coulomb es igual a la tangente del ángulo de reposo.

3.9 BIBLIOGRAFÍA

- Adams, J. (1979). *Gravel size analysis from photographs*. Journal of the Hydraulics Division, ASCE, 105 (HY10), 1247-1255.
- Albertson, M.L. (1952). *Effect of shape on the fall velocity of gravel particles*. Proc. 5th Hydraulic Conference, Iowa, EE.UU.
- ASCE (1969). *Task Committee on Preparation of Sedimentation Manual. Sediment Measurement Techniques*. Journal of the Hydraulic Division, ASCE, 95 (HY5), 1515-1543.
- Basile, P.A. (1991). *Tecniche per l'analisi granulometrica di campioni di sedimenti*. Tecniche Sperimentali, Rapp. interno. Instituto de Hidráulica. Universidad de Padua, Italia.
- Basile, P.A. (2001). *On the Number of Fractions to Compute Transport of Sediment Mixtures*. International Journal of Sediment Research, 16 (3), 399-407.

- Basile, P.A. (2002). *Simulación Numérica de Eventos Hidro-Sedimentológicos Extremos en Ambientes Fluviales Montanos y Pedemontanos*. Cuadernos del CURIHAM, 8 (1), 11-25.
- Basile, P.A. y Riccardi, G.A. (2002). *A Quasi-2D Hydro-Morphological Mathematical Model: An Application to the Argentinean Paraná River*. International Journal of Sediment Research, 17 (1), 20-30.
- Basile, P.A.; Riccardi, G.A.; Garcia, M. y Stenta, H. (2005). *Análisis de Estabilidad de Márgenes Mediante Modelación Matemática del Proceso de Colapso Masivo Originado por Falla Plana*. Cuadernos del CURIHAM, 11 (2), 35-51.
- Basile, P.A.; Zimmermann, E.; Riccardi, G. y Swistoniuk, L. (2013). *Análisis Hidrológico-Hidráulico y Evaluación de Procesos Erosivos en Fundaciones de Puentes*. VI Simposio Regional sobre Hidráulica de Ríos. CD-ROM. ISBN-978-987-657-900-1.
- Bunte, K. y Abt, S.R. (2001). *Sampling Surface and Subsurface Particle-Size Distributions in Wadable Gravel and Cobble-Bed Streams for Analyses in Sediment Transport, Hydraulics, and Streambed Monitoring*. USDA, Forest Service, Rocky Mountain Research Station, General Technical Report RMRS-GTR-74, 428 p.
- Cheng, N.S. (1997). *Simplified settling velocity formula for sediment particle*. Journal of Hydraulic Engineering, 123(2), 149-152.
- De Vries, M. (1970). *On the accuracy of bed-material sampling*. Journal of Hydr. Research 8 (4), 523-533.
- Diplas, P. y Sutherland, A.J. (1988). *Sampling techniques for gravel sized sediments*. Journal of Hydraulic Engineering, 114 (5), 484-501.
- Diplas, P.; Kuhnle, R.; Gray, J.; Edwards, T.K. y Glysson G.D. (2008). *Sediment Transport Measurements*. Chapter 5. *Sedimentation Engineering*. Marcelo H. García (Ed.). ASCE Manuals and Reports on Engineering Practice Nº 110.
- Durand, R. (1951). *Differentes definitions techniques de la forme des galets*. La Houille Blanche, N° spécial A (1951), 253-262.
- Egiazaroff, I. (1965). *Calculation of Non uniform Sediment Concentrations*. Journal of the Hydraulic Division, ASCE, 91 (HY14), 73-80.
- Ettema, R. (1984). *Sampling armor-layer sediments*. Jour. of Hydraulic Engineering, 110 (7), 992-996.
- Fehr, R. (1987). *Geschiebeanalysen in Gebirgsflüssen. Umrechnung und Vergleich von verschiedenen Analyseverfahren*. (*Ánálisis de sedimentos en ríos de montaña. La conversión y comparación de diferentes métodos de análisis*). Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie an der ETH Zürich, 92, 139 pp., Switzerland.
- Ferguson, R.I. y Church, M. (2004). *A simple universal equation for grain settling velocity*. Journal of Sedimentary Geology, 74, 933-937.
- Folk, R.L. y Ward, W.C. (1957). *Brazos River bar, a study in the significance of grain-size parameters*. Journal of Sedimentary Petrology, 27, 3-27.
- Friedman, G.M. y Johnson, K.G. (1982). *Exercises in Sedimentology*. Wiley, New York.
- Fripp, J.B. y Diplas, P. (1993). *Surface sampling in gravel streams*. Journal of Hydraulic Engineering 119(4), 473-490.
- Garde, R.J. y Ranga Raju, K.G. (1985). *Mechanics of Sediment Transportation and Alluvial Streams Problems*. Second Edition, John Wiley & Sons, ISBN 0-470-20109-6.
- Gibbs, R.J. (1972). *The accuracy of particle-size analysis utilizing settling tubes*. Journal of Sedimentary Petrology. 42(1), 141-145.

- Heiliger, C.; Kaye, N.B. y Testik, F.Y. (2013). *A computational study of the role of particle size standard deviation on the collision frequency in differential settling*. International Journal of Sediment Research, 28 (1), 34-45.
- Hey, R.D. y Thorne, C.R. (1983). *Accuracy of surface samples from gravel bed material*. Journal of Hydraulic Engineering, 109 (6), 842-851.
- Huisman, L. (1973). *Sedimentation and Flotation*. Department of Civil Engineering, Delft, University of Technology, Delft.
- Inman, D.L. (1952). *Measures for describing the size distribution of sediments*. Journal of Sedimentary Petrology, 22, 125-145.
- ISO (1977). *Liquid flow measurement in open channels - bed material sampling*. International Organization of Standardization. Publication N° ISO 4364, 1977(E), 380-392.
- Kellerhals, R. y Bray, D.I. (1971). *Sampling procedures for coarse fluvial sediments*. Journal of the Hydraulics Division, ASCE, 97 (HY8), 1165-1180.
- Khullar, N.K.; Kothiyari, U.C y Ranga Raju, K.G. (2013). *Study of deposition of fine sediments within the pores of a coarse sediment bed stream*. International Journal of Sediment Research, 28 (2), 210-219.
- Komura, S. (1961). *Bulk Properties of River Bed Sediments and its Application to Sediment Hydraulics*. Proc. of Jap. National Congress for Appl. Mechanics, 1961.
- Kranck, K. (1986). *Settling behavior of cohesive sediment*. Mehta, A.J. (Ed.), Estuarine cohesive sediment dynamics. Lecture notes on coastal and estuarine studies 14. Springer-Verlag New York, Inc., 151-169.
- Krumbein, W.C. (1934). *Size Frequency Distributions of Sediments*. Journal of Sedimentary Petrology, 4, 65-77.
- Krumbein, W.C. (1941). *Measurement and geological significance of shape and roundness of sedimentary particles*. Journal of Sedimentary Petrology 11, 64-72.
- Krumbein, W.C. y Pettijohn, F.J. (1938). *Manual of Sedimentary Petrography*. Appleton-Century-Crofts: New York.
- Lane, E.W. y Koelzer, V.A. (1953). *Density of Sediment Deposited in Reservoirs*. Rep. N° 9 Methods Used in Measurements and Analysis of Sediment Loads in Streams. Univ. of Iowa, Iowa, USA.
- Lara, J.M. y Pemberton, E.L. (1963). *Initial Unit Weight of Deposited Sediments*. Publication N° 970, US Department of Agriculture (USDA).
- May, R.W.P.; Ackers, J.C. y Kirby, A.M. (2002). *Manual on Scour at Bridges and other Hydraulic Structures*. C551, CIRIA 2002, ISBN 0-86017-551-0.
- Maynard, S.T. (1995). *Gabion Mattress Channel-Protection Design*. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 121(7), 519 -522.
- McNown, J.S. y Malaika, J. (1950). *Effects of particle shape on settling velocity at low Reynolds number*. Transactions American Geophysical Union (AGU), Vol. 31.
- Meyer-Peter, E. y Müller, R. (1948). *Formulas for Bed load Transport*. Proc. 2nd Congress IAHR, Estocolmo, 39-64.
- Milhous, R.T. (1973). *Sediment Transport in Gravel-Bottomed Stream*. PhD Thesis, Oregon State Univ., Corvalis, Oregon, USA.

- Murthy, B.N. y Banerjee, B.K. (1976). *Initial Unit Weight of Deposited Sediments in Reservoirs with Considerable Drawn-Down*. Proc. Symp. on Modeling Techniques in Hydraulic Engineering, Paper A6. Poona, India.
- Pettijhon, F.J. (1970). *Rocas Sedimentarias*. EUDEBA. 731 p.
- Potyondy, J. y Bunte, K. (2002). *Sampling with the US SAH-97™ Hand-held Particle-Size Analyzer*. Federal Interagency Sedimentation Project, Waterways Experiment Station, Vicksburg, USA.
- Raudkivi, A. J. (1990). *Loose boundary hydraulics*. 3^a Ed., Pergamon Press, Oxford, U.K.
- Rice, S. y Church, M. (1996). *Sampling surficial fluvial gravels: the precision of size distribution percentile estimates*. Journal of Sedimentary Research, 66 (3), 654-665.
- Richardson, J.F. y Zaki, W. (1954). *Sedimentation and Fluidisation*. Trans. Inst. Chem. Engineering, 32, 35-53.
- Sadat-Helbar, S.M.; Amiri-Tokaldany, E.; Darby, S. y Shafaie, A. (2009). *Fall velocity of sediment particles*. Proc. Int. Conference on Water Resources, Hydraulics & Hydrology, 39-45.
- Schultz, E.F.; Wilde, R.H. y Albertson, M.L. (1954). *Influence of shape on the fall velocity of sedimentary particles*. MRD Series Nº 3, Colorado State University.
- Shergold, F.A. (1946). *The Effect of Sieving Loading on the Results of Sieve Analysis of Natural Sands*. Journal Soc. of Chem. Ind. London, 65, 245-249.
- Simons, D.B. (1957). *Theory and Design of Stable Channels in Alluvial Material*. PhD Thesis, Colorado State Univ., USA.
- Udden, J.A. (1914). *Mechanical Composition of Clastic Sediments*. Bulletin Geol. S. A., Vol. 25.
- Van Rijn, L.C (1984). *Sediment Transport, Part II: Suspended Load Transport*. Journal of Hydraulic Engineering, 110 (11), 1613-1641.
- Wentworth, C.K. (1922). *A Scale of Grade and Class Term for Clastic Sediments*. Journal of Geology, 30, 377-392.
- Wohl, E.E.; Anthony, D.J.; Madsen, S.W. y Thompson D.M. (1996). *A comparison of surface sampling methods for coarse fluvial sediments*. Water Resources Research, 32 (10), 3219-3226.
- Wolman, M.G. (1954). *A Method of Sampling Coarse Bed Material*. American Geophysical Union, Transactions. 35, 951-956.
- Wu, W. y Wang, S.S.Y. (2006). *Formulas for sediment porosity and settling velocity*. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 132(8), 858-862.
- Zanke, U. (1977). *Berechnung der Sinkgeschwindigkeiten von Sedimenten*. Mitt. Des Franzius-Instituts fur Wasserbau, Technical University, Hannover, Alemania.
- Zingg, T. (1935). *Beitrage zur Schotteranalyse (Contribuciones al Análisis de Gravas)*. Schweiz. Mineral. Petrogr. Mitt. 15, 39-140.

CAPÍTULO 4

MEDICIÓN DEL TRANSPORTE DE SEDIMENTOS

4.1 INTRODUCCIÓN

Las mediciones sedimentológicas son de vital importancia en proyectos de ingeniería fluvial, como así también, en las investigaciones que se realizan para incrementar el conocimiento de los complejos procesos de transporte de sedimentos en ríos aluviales y las problemáticas ambientales asociadas al ciclo hidro-sedimentológico.

Las mediciones del transporte de sedimentos, la composición granulométrica del transporte y las propiedades del sedimento del lecho, constituyen un patrimonio de datos básicos en estudios y proyectos de obras fluviales. Tales datos se utilizan para caracterizar el proceso de transporte y el balance sólido en un tramo de río, para cuantificar procesos erosivos a escala de cuenca, para calibrar ecuaciones de transporte, para validar modelos morfodinámicos, para calibrar distintas metodologías de medición, etc. Los instrumentos y técnicas de medición difieren en función del tipo de transporte de sedimentos que se entiende medir, es decir, transporte de fondo o transporte en suspensión.

Además, a la hora de seleccionar los dispositivos de registro para una campaña de mediciones, también juega un rol importante el objetivo del estudio y en definitiva la escala temporal y espacial del proceso de transporte que se quiere analizar, es decir, transporte instantáneo, transporte promediado temporalmente, transporte integrado espacialmente, etc.

Por otra parte, para la medición del transporte, en la elección del instrumental y de las técnicas de medición también influyen el tipo de río, su morfología, el régimen de caudales y las características del material del lecho, como por ejemplo, ríos de régimen intermitente o ríos efímeros con lechos de sedimentos de granulometría extendida (arenas, gravas, cantos rodados, etc.) y ríos de llanura perennes con lechos preponderantemente arenosos.

4.2 MEDICIÓN DE TRANSPORTE DE FONDO

El transporte de fondo está constituido por el sedimento que se mueve por arrastre, rodadura o saltación en un estrato cerca del lecho del río. Este tipo de transporte es difícil de medir por varias razones. Cualquier dispositivo que se

coloca sobre o cerca del lecho puede perturbar el flujo y la velocidad de movimiento de la carga sólida. Más importante aún, el transporte de fondo y la velocidad del agua en proximidades del lecho varían considerablemente con respecto al espacio y al tiempo.

Por lo tanto, un muestreador de transporte de fondo debe ser capaz de muestrear en forma representativa, directa o indirectamente, la masa o el volumen de partículas de sedimento que se mueven en contacto o cerca del lecho, en un ancho determinado y en un especificado período de tiempo.

En mediciones directas, con instrumentos invasivos de tipo mecánico, la eficiencia hidráulica de un instrumento es definida como: $e_h = u_e/u$, donde u_e es la velocidad de flujo en inmediaciones de la boca de entrada y u es la correspondiente velocidad local sin la presencia del instrumento. Es decir, la eficiencia hidráulica cuantifica la perturbación de flujo que introduce el instrumento.

Por otra parte, estrechamente vinculado a lo anterior, la eficiencia de muestreo se define como: $e_m = q_{bm}/q_b$, donde q_{bm} es el transporte másico muestreado, en un intervalo de tiempo Δt_m , y q_b es el transporte másico que efectivamente hubiera transitado en ese mismo Δt_m sin la presencia del instrumento. Es decir, se trata sustancialmente de la eficiencia de captura.

Las mediciones directas se realizan con muestreadores portátiles o en instalaciones fijas en el río. Los muestreadores portátiles de tipo mecánico más conocidos son: i) Tipo canasta, ii) Arnhem, iii) Helly-Smith, iv) US BL-84 y v) Delft-Nile.

Los muestreadores tipo canasta producen una perturbación localizada del flujo que incrementa la resistencia de forma y provoca un aumento de la presión y disminución de la velocidad en la boca de entrada. Por lo tanto, el material se acumula en la entrada del muestreador y disminuye la eficiencia de muestreo. Para superar tal inconveniente se diseñaron los muestreadores de presión diferencial.

4.2.1 Mediciones directas con muestreadores portátiles de presión diferencial

Los muestreadores de presión diferencial (Arnhem, Helly-Smith, US BL-84 y Delft-Nile) están diseñados con una boca de entrada provista de un conducto divergente que produce la expansión del flujo y crea una caída de presión a la salida del muestreador, lo cual mantiene velocidades de entrada aproximadamente iguales a la velocidad local. Consecuentemente, en estos

muestreadores se mejora notablemente la eficiencia hidráulica y la eficiencia de muestreo respecto a los muestreadores de tipo canasta.

4.2.1.1 Muestreador Arnhem

Hubbell (1964) introdujo un muestreador de forma hidrodinámica que se monta en un marco de acero inoxidable y se compone de una boca de entrada y tramos divergentes que desembocan en un contenedor, de 30 cm de longitud, tipo cesta de alambre fino mallado de 300 μm de abertura. En la Figura 4.1 se observan las características del muestreador Arnhem.

La boca de entrada es metálica de sección rectangular (85 mm de ancho y 50 mm de alto) y 4 cm de longitud. La boca esta conectada a un conducto flexible gradualmente divergente de 12 cm de longitud y sección final rectangular de 102 mm de ancho por 71 mm de alto. Este se une al cuerpo del contenedor con un divergente metálico de 2.1 cm de longitud y de sección rectangular final de 150 mm de ancho y 93 mm de alto.

El muestreador ha sido calibrado para sedimentos con diámetro comprendidos entre 300 μm (teóricamente la abertura de malla del contenedor) y 5 mm, es decir, desde arenas finas hasta gravas finas, y velocidades de flujo máximas de 1.5 m/s. Su forma hidrodinámica le confiere una eficiencia hidráulica cercana a la unidad.

El peso del instrumento es de 32 kg y está equipado con aletas de la cola para una mejor orientación y sustentación hidrodinámica. Para poder tomar una muestra de transporte de fondo el muestreador debe ser posicionado en el lecho del río, manipulándolo desde una embarcación o un puente, con un cable de acero y un sistema de poleas.

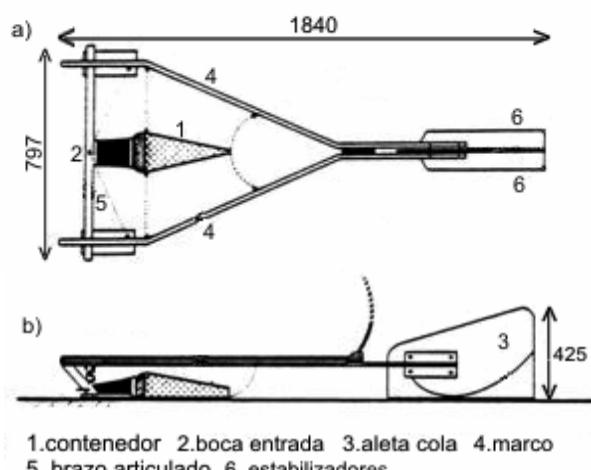


Figura 4.1 Características del muestreador Arnhem, BTMA: a) vista en planta, b) vista lateral, (medidas en mm). (Van Rijn, 2007).

4.2.1.2 Muestreador Helley - Smith

Helley y Smith (1971) introdujeron un muestreador de transporte de fondo que es una versión modificada del muestreador Arnhem (Hubbell, 1964). El muestreador Helley-Smith fue diseñado para ser utilizado con velocidad de flujo máxima del orden de los 3 m/s y diámetro de sedimento comprendido entre 2 y 40 mm, es decir, gravas.

El muestreador tiene una boquilla de entrada cuadrada de 76.2 mm de lado interior (88.9 mm exterior) seguida de un conducto divergente cuya relación de expansión es de 3.5 y una bolsa contenedora de 46 cm de longitud constituida por una red de poliéster de 0.25 mm de abertura de malla. La bolsa estándar para contener la muestra tiene una superficie de aproximadamente 1900 cm² y una capacidad máxima de 10 kg. El peso del instrumento es de aproximadamente 30 kg, los detalles del mismo se muestran en la Figura 4.2.

Este muestreador ha sido desarrollado para ser utilizado en lechos de grava, sin embargo, también ha sido empleado en lechos de arena (Van Rijn y Gaweesh, 1992). Emmet (1980) reporta que, para diámetros comprendidas entre 0.5 mm y 16 mm, el muestreador Helley-Smith tiene una eficiencia de muestreo $e_m=1$. Para $0.25 \text{ mm} < d < 0.5 \text{ mm}$ la eficiencia es $e_m=1.75$, debido a que para arenas captura parte de transporte en suspensión y para $16 \text{ mm} < d < 32 \text{ mm}$ la eficiencia es $e_m=0.7$, debido sustancialmente a la intermitencia con que se mueven las partículas más gruesas en el fondo.

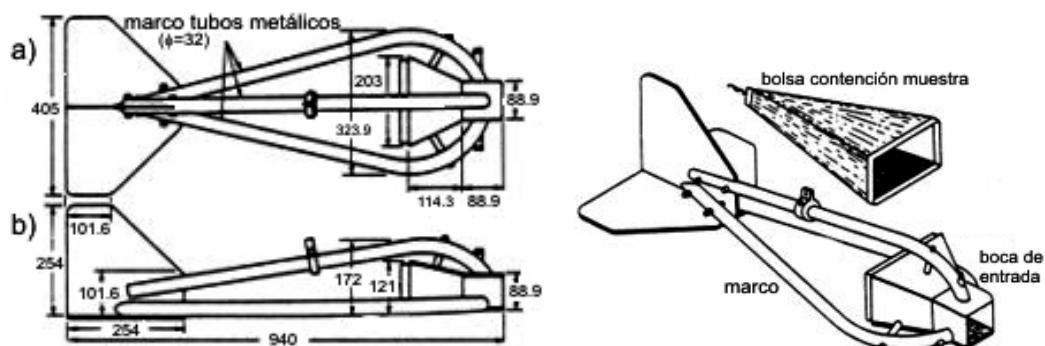


Figura 4.2 Características del muestreador Helley-Smith: a) vista en planta, b) vista lateral, (medidas en mm). (Emmett, 1980).

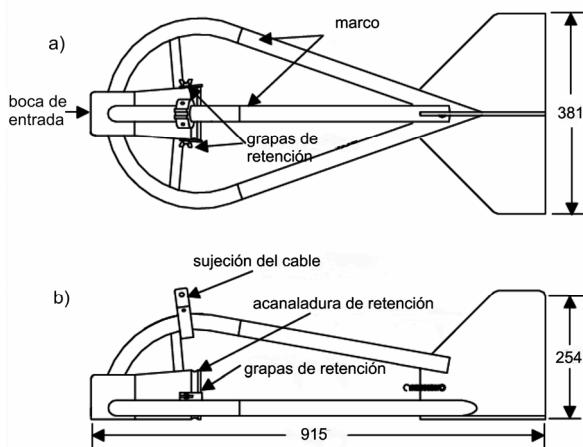
A partir de este diseño original, a los efectos de adaptarse a diversos tipos de ríos, se han construido varias versiones estructuralmente diferentes del muestreador Helley-Smith. En una de esas versiones la boquilla de ingreso es el doble de la escala original (152.4 mm), y el marco es una vez y media la escala original. La mayor dimensión de la boquilla de entrada permite su utilización

con sedimentos de mayor diámetro (hasta guijarros). El peso de las distintas versiones del muestreador variaron entre 45 kg y 75 kg, aunque uno fabricado para su uso en el Río Amazonas pesa 250 kg (Emmett, 1980). En general, el aumento del peso del instrumento facilita su utilización en ríos más profundos y con mayor velocidad de flujo.

4.2.1.3 Muestreador US BL-84

El muestreador US BL-84 (FISP-Federal Interagency Sedimentation Project, Edward y Glysson, 1999) es similar al Helley-Smith, consiste en una boquilla de entrada divergente acoplada a un marco y una bolsa toma muestra de capacidad máxima 10 kg. El diseño permite la recolección de muestras de tamaños de partículas de hasta 40 mm, a velocidades de flujo de hasta 3 m/s. El muestreador tiene una boquilla de entrada cuadrada de 76.2 mm de lado interior seguida de un conducto divergente cuya relación de expansión es de 1.4.

El instrumento se construye en acero inoxidable o aluminio. Análogamente al BTMA y al Helley-Smith, está equipado con aletas de cola para una mejor orientación en la dirección de flujo. En la Figura 4.3 se observa un esquema del muestreador.



4.2.1.4 Muestreador Delft-Nile

El muestreador Delft-Nile (Van Rijn y Gaweesh, 1992) consiste en una boquilla de entrada acoplada a un marco metálico y aletas de cola. La boquilla de entrada tiene 96 mm de ancho y 55 mm de alto con una longitud de 85 mm. La sección final del divergente es de 105 mm de ancho por 60 mm de alto y se conecta a una bolsa que contiene la muestra, cuya capacidad máxima es de 24 kg, y se compone

de material de nylon con un tamaño de malla de 150 μm o 250 μm , dependiendo del tamaño del material del lecho. En el lado superior de la bolsa hay un parche (0.1 m x 0.15 m) de 500 μm de abertura de malla para reducir, en la medida de lo posible, el efecto de bloqueo por partículas finas (ver detalle en Figura 4.4).

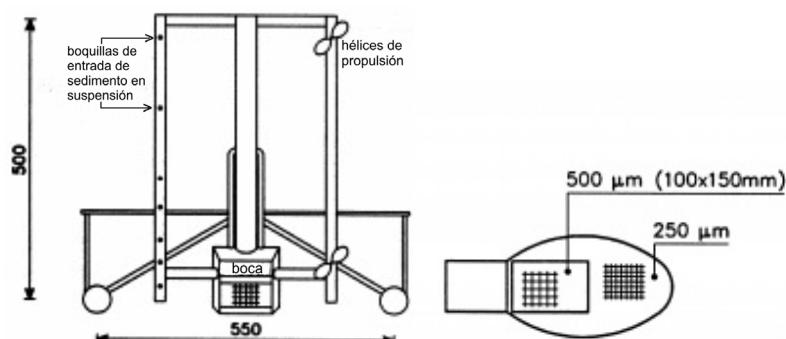


Figura 4.4 Vista frontal del muestreador Delft-Nile (izquierda) y vista en planta de la bolsa de nylon en escala 1:10 (derecha), (medidas en mm). (Van Rijn y Gaweesh, 1992).

La boquilla de entrada tiene una inclinación hacia delante con pendiente 1:10 (ver Figura 4.5b).

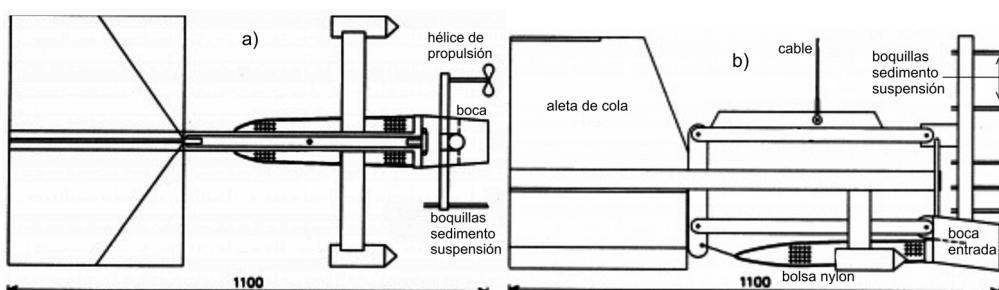


Figura 4.5 Características del muestreador Delft-Nile: a) vista en planta, b) vista lateral, (medidas en mm), (Van Rijn y Gaweesh, 1992).

El instrumento pesa aproximadamente 60 kg e incorpora, además, dispositivos para medición de transporte en suspensión. Estos muestreadores de sedimento en suspensión se describirán en detalle más adelante.

La eficiencia hidráulica del DNS varía entre $0.82 < e_h < 1.05$ para velocidades locales del orden de 0.5 m/s a 0.8 m/s y llenado de la bolsa contenedora hasta 50% de su capacidad máxima de 24 kg. Por otra parte, la eficiencia de muestreo varía entre $0.7 < e_m < 1$, para arenas en el rango 0.2 mm - 0.9 mm y velocidades medias del orden de los 0.5 m/s (Van Rijn y Gaweesh, 1992).

4.2.1.5 Métodos de muestreo con instrumentos portátiles mecánicos

El transporte de fondo se cuantifica considerando la cantidad de sedimento que captura por unidad de tiempo el muestreador ubicado en el lecho, en uno o más puntos de una sección transversal. La sección seleccionada para el muestreo debe ser estable, normal a la dirección de flujo y ubicada en un tramo recto del río.

La duración de muestreo puede comprender un rango tentativo entre 1 minuto y 10 minutos por punto, dependiendo de las dimensiones del contenedor del muestreador, de la magnitud del transporte y su composición granulométrica. El contenedor no debe ser llenado completamente porque disminuye la eficiencia hidráulica del muestreador. Por lo tanto, se recomienda un llenado aproximadamente del 40 % de la capacidad máxima del contenedor.

Dada las importantes variaciones temporales y espaciales (tanto longitudinal como transversal) del transporte de fondo, aún en condiciones de flujo permanente, es necesario realizar muchas mediciones en distintas verticales de la sección transversal para asegurar una precisa estimación del transporte medio en la sección.

Experiencias de mediciones de campaña han demostrado que el muestreo en aproximadamente 40 verticales de la sección transversal es práctica y económicamente viable (Emmett, 1980).

En ríos con lechos de arena, antes de iniciar una serie de mediciones, es recomendable hacer un relevamiento batimétrico longitudinal, en el lugar de muestreo, para determinar la longitud de las formas de fondo. Si la longitud de las formas de fondo (dunas) es grande en comparación con la longitud del barco, la ubicación de muestreo debe ser cambiada regularmente en dirección longitudinal para asegurar un muestreo aleatorio y realizar por lo menos 20 muestreos. Esto se debe a la importante variación del transporte a lo largo de una duna, que puede aumentar el doble desde el valle a la cresta. El tiempo de muestreo puede ser mayor de 2 minutos (hasta 5 minutos para obtener muestras representativas), pero nunca debe ser mayor que el tiempo necesario para llenar el contenedor hasta aproximadamente el 40 % de la capacidad máxima (Van Rijn, 2007).

El transporte másico por unidad de ancho (kg/sm) medido con el instrumento, en una vertical genérica k, se determina mediante:

$$q_{bm_k} = \frac{P_{m_k}}{e_m b \Delta t_{m_k}} \quad (4.1)$$

donde P_{mk} es el peso seco del sedimento recolectado con el muestreador, b es el ancho de la boca de entrada del muestreador, Δt_{mk} es el intervalo de tiempo del muestreo y e_m es la eficiencia de muestreo del instrumento.

4.2.1.5.1 Método Simple con Incremento de Ancho Constante (SIAC)

Este método consiste en dividir la sección transversal en 20 fajas de igual ancho y muestrear en las 20 verticales centrales de cada faja, comenzando desde una margen hasta llegar a la otra (Figura 4.6). Luego retornar y repetir una sola vez más la operación de muestreo en cada vertical. De esta manera se realizan dos recorridos y se hacen 40 muestreos en la sección transversal (Emmett, 1980).

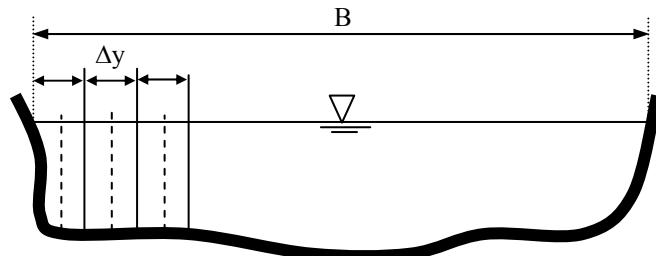


Figura 4.6 Esquematización de fajas (Método SIAC).

El tiempo de muestreo debe ser igual para todas las verticales, aunque puede ser distinto para cada uno de los recorridos de la sección. Este método permite analizar detalladamente como varía el transporte en la sección transversal.

El transporte de fondo por unidad de ancho en cada vertical, para cada recorrido de la sección, se determina con la ec. (4.1). Para condiciones de caudal relativamente constante, los transportes en cada vertical pueden ser promediados temporalmente. De esta forma se obtiene una curva representativa de la distribución lateral de transporte en el ancho de la sección. El transporte de fondo en la sección transversal, Q_{bm} (kg/s), se obtiene integrando dicha curva. Dado que el ancho Δy es igual para cada faja, se obtiene:

$$Q_{bm} = \Delta y \sum_{k=1}^K \bar{q}_{bmk} \quad (4.2)$$

donde Δy es el ancho de cada faja, K es el número de fajas ($K=20$ según la sugerencia del método) y \bar{q}_{bmk} es el transporte medio temporal en la k -ésima vertical:

$$\bar{q}_{bmk} = \frac{\sum_{n=1}^2 q_{bm\,n} \Delta t_{mn}}{\sum_{n=1}^2 \Delta t_{mn}} \quad (4.3)$$

Con el subíndice $n=1,2$ se indican los dos muestreos realizados en la k -ésima vertical.

4.2.1.5.2 Método Múltiple con Incremento de Ancho Constante (MIAC)

Este método consiste en dividir la sección transversal en 4 (o eventualmente 5) fajas de igual ancho y muestrear las 4 verticales centrales de cada faja, comenzando desde una margen hasta llegar a la otra. Luego retornar y repetir nueve veces más la operación de muestreo de cada vertical.

De esta manera se realizan 10 recorridos y se hacen 40 muestreos en la sección transversal. Los tiempos de muestreo en cada vertical pueden ser distintos, con la precaución de no llenar más del 40 % de la capacidad máxima del contenedor. Este método permite ampliar el intervalo de integración temporal en cada vertical.

Por consiguiente, siempre que no se verifiquen variaciones temporales importantes del caudal, para determinar el transporte de fondo másico en la sección transversal, Q_{bm} (kg/s), es posible realizar el mismo procedimiento descrito anteriormente. Es decir, determinar los transportes de fondo por unidad de ancho con la ec. (4.1), luego utilizar la ec. (4.3) con $n=1,..,10$ y la ec. (4.2) con $K=4$.

4.2.1.5.3 Método Múltiple con Incremento de Ancho Variable (MIAV)

La metodología de muestreo es idéntica a la descripta para el método anterior (MIAC), solo que en este método el incremento de ancho no es igual para todas las fajas. Es decir, tanto el Δy como el Δt_m son diferentes en cada faja.

Para este método se debe tener previamente un cierto conocimiento de la morfología de la sección, las profundidades y las velocidades. Las fajas deben ser materializadas reflejando las singularidades geométricas de la sección, es decir, aquellos puntos de quiebre, variaciones de profundidad, etc. y las verticales de muestreo deben ubicarse en los puntos medios de cada faja (ver Figura 4.7).

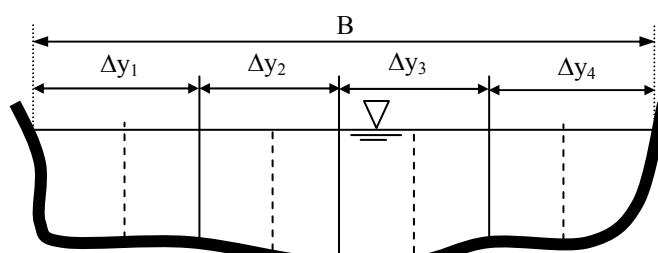


Figura 4.7 Esquematización de fajas (Método MIAV).

Una vez que se realiza el muestreo de esta manera, se debe determinar el transporte por unidad de ancho registrado en cada vertical utilizando la ec. (4.1). Sucesivamente, se emplea la ec. (4.3) con $n=1,\dots,10$ y el transporte de fondo másico (kg/s) en la sección transversal, se determina integrando en el ancho mediante:

$$Q_{bm} = \sum_{k=1}^K q_{bm k} \Delta y_k \quad (4.4)$$

4.2.2 Mediciones directas de transporte de fondo en instalaciones fijas

Las mediciones directas del transporte de fondo en instalaciones de medición fijas, en una determinada sección del río, pueden integrar temporalmente el transporte, como por ejemplo, los sistemas de muestreadores tipo trampa con red (Bunte et al., 2007) y los reservorios de sedimentación (Bunte y Swingle, 2003) o pueden medir el transporte en forma continua, como por ejemplo, el sistema de trampa con cajones ranurados (Birkbeck slot sampler, Reid et al., 1980) y el dispositivo trampa con tubo de vórtice (Klingeman y Milhous, 1970). Este tipo de instalaciones han sido desarrolladas principalmente para ríos pequeños, generalmente vadeables, con lechos de sedimentos gruesos.

4.2.2.1 Sistemas de trampa con red

Los sistemas de trampa con red (Bunte et al., 1998, 2007) son apropiados para medir transporte de fondo de sedimentos gruesos (desde gravas hasta guijarros) en ríos vadeables. El muestreador consiste en un marco de aluminio de sección rectangular de 30 cm de ancho por 20 de alto (medidas interiores) y 10 cm de largo, seguido de una red de nylon de malla cuadrada de 3.6 mm y 0.9 m de longitud. El marco se coloca sobre una placa de aluminio de 41 cm x 30 cm la cual se fija en el lecho del río mediante estacas de acero (ver Figura 4.8).

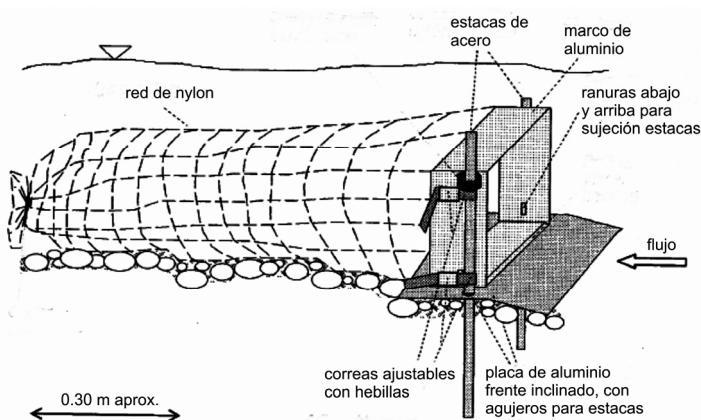


Figura 4.8 Muestreador de transporte de fondo tipo trampa con red (Bunte et al., 2007).

Los muestreadores de trampa con red se instalan en distintos puntos de la sección transversal del curso. En la Figura 4.9 se observa la instalación de un sistema de muestreadores tipo trampa con red en un curso vadeable. Bunte et al. (2007) reportan que en cursos estrechos y de pendiente elevada los muestreadores se han instalado con una separación de hasta 0.6 m, mientras que, en cursos más anchos la separación máxima entre muestreadores ha sido de 1.8 m.

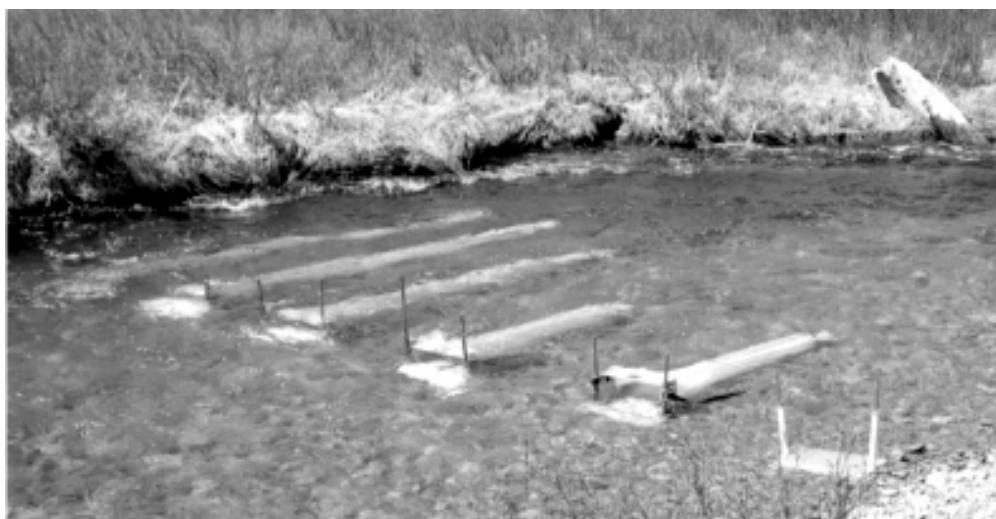


Figura 4.9 Instalación de un sistema de muestreadores tipo trampa con red (Bunte et al., 2007).

El tiempo de muestreo puede ser del orden de 60 minutos como máximo, después del cual se deben retirar las muestras y recolocar las redes. Para determinar el transporte por unidad de ancho en cada posición se deben contabilizar los pesos de cada muestra (P_{mk}) y los respectivos tiempos de muestreo (Δt_{mk}). El transporte en la sección transversal se obtiene integrando en el ancho, es decir:

$$Q_{bm} = \sum_{k=1}^K \frac{P_{mk}}{b \Delta t_{mk}} \Delta y_k \quad (4.5)$$

El ancho de cada faja de influencia (Δy_k) generalmente es variable ya que varía la separación entre muestreadores. Esto se debe a que muchas veces no es factible materializar una separación constante entre muestreadores por problemas para anclar las placas de aluminio en ciertas partes del lecho (sustrato con cantos rodados grandes, etc.) y deben ser ligeramente corridos de su posición original.

4.2.2.2 Reservorios de sedimentación

Los reservorios de sedimentación (Anselmo y Maraga, 1987; Troendle et al., 1996; Bunte y Swingle, 2003) son generados por pequeños diques de control que crean un reservorio donde se depositan los sedimentos transportados por el curso de agua (Figura 4.10). Cuentan con un vertedero triangular de pared delgada y un sensor de nivel hidrométrico, lo cual permite estimar el caudal.

Los sedimentos depositados en el reservorio son recuperados periódicamente y pesados. Este sistema se utiliza en cursos de agua pequeños y generalmente integra el transporte espacialmente en la sección transversal y temporalmente en el arco de tiempo de una crecida. En algunos reservorios de sedimentación está previsto el pesaje continuo, mediante sensores de presión instalados en el fondo del reservorio, lo cual permite conocer la evolución temporal del transporte.



Figura 4.10 Reservorio de sedimentación en el Río della Gallina, Italia (Anselmo y Maraga, 1987).

Después de cada crecida los sedimentos depositados en el reservorio deben ser removidos, de esta manera se regenera el volumen necesario para almacenar los sedimentos transportados en la próxima crecida.

4.2.2.3 Trampa con cajones ranurados

El sistema de trampa con cajones ranurados (Reid et al., 1980; 1985; 1986) permite la medición continua del transporte de fondo en varios puntos de una sección transversal, en ríos efímeros con lechos de grava. El sedimento transportado por el fondo cae, a través de una placa de acero ranurada colocada a nivel del lecho, a un cajón de acero inoxidable insertado en una cuna de hormigón enterrada en el lecho del río (Figura 4.11).

El sedimento (más el agua) que se acumula es pesado en forma continua mediante transductores de presión instalados para cada cajón. La capacidad de

cada cajón puede alcanzar los 0.5 m^3 . Dado que el cajón se llena de agua, es necesario descontar el peso de la columna de agua, para ello se registra la presión hidráulica mediante un transductor de presión de bulbo (ver Figura 4.11). Para un determinado intervalo de tiempo, la diferencia de presión entre los dos sensores, es debido a la masa de sedimentos que ingresa al contenedor.

La eficiencia hidráulica y de muestreo es cercana a la unidad pero disminuye a medida que se van llenando los contenedores (cajones).

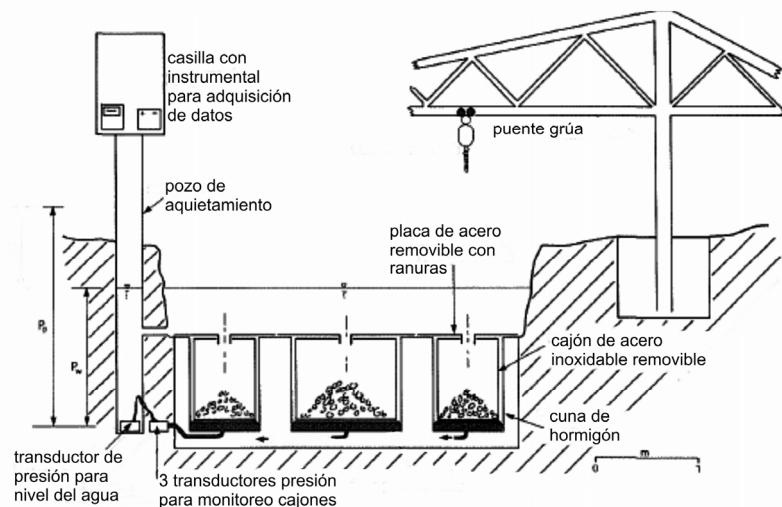


Figura 4.11 Sistema de trampa con cajones ranurados, Nahal Yatir, Israel (Laronne et al., 1992).

Este sistema permite estimar el inicio y finalización del transporte (movimiento incipiente), estimar el transporte de fondo en forma continua hasta que los cajones no son totalmente colmatados y, además, determinar la composición granulométrica del transporte a través de un post análisis del sedimento capturado.

4.2.2.4 Trampa con tubo de vórtice

En su origen, la trampa con tubo de vórtice (vortex tube) fue utilizada para extraer los sedimentos transportados por el fondo e impedir su ingreso a los canales de riego y canales de aducción de centrales hidroeléctricas (Parshall, 1945; Koonsmann et al., 1951; Robinson, 1962). Las trampas de vórtice se han utilizado para medir el transporte de fondo en varios ríos con lechos de sedimentos gruesos; gravas, etc., (Klingeman y Milhous, 1970, Milhous 1973; Hayward y Sutherland 1974; Klingeman y Emmett, 1982; Tacconi y Billi 1987). El dispositivo consiste en un vertedero de cresta ancha construido en hormigón a

través del canal y dotado de una trampa de sección semicircular a 45° ubicada en el punto de medición (ver Figura 4.12).

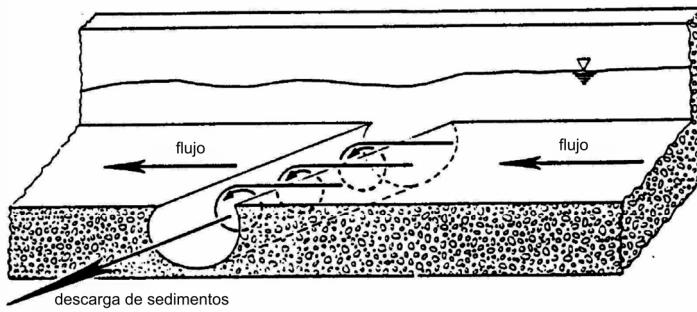


Figura 4.12 Ilustración esquemática del funcionamiento del tubo de vórtice (Hayward y Sutherland, 1974).

El flujo principal longitudinal genera un flujo transversal helicoidal en el tubo, que desvía entre el 5 % y el 15 % del flujo principal y permite extraer la carga de sedimentos del fondo, que es atrapada en el tubo, dirigiéndola hacia a un reservorio lateral en la margen del canal. En dicho reservorio el sedimento se pesa, se muestrea para análisis granulométricos y se devuelve a la corriente aguas abajo del vertedero mediante un canal de restitución.

En la Figura 4.13 se observa un esquematización de una estación de medición con dispositivo tipo trampa con tubo de vórtice en el Oak Creek (Klingeman y Emmett, 1982). White (1981) propuso una metodología de diseño de los tubos de vórtice, donde $L/D_t = f(w_{s90}, h)$, donde L y D_t es la longitud y el diámetro del tubo, w_{s90} es la velocidad de caída asociada al d_90 y h la profundidad de flujo.

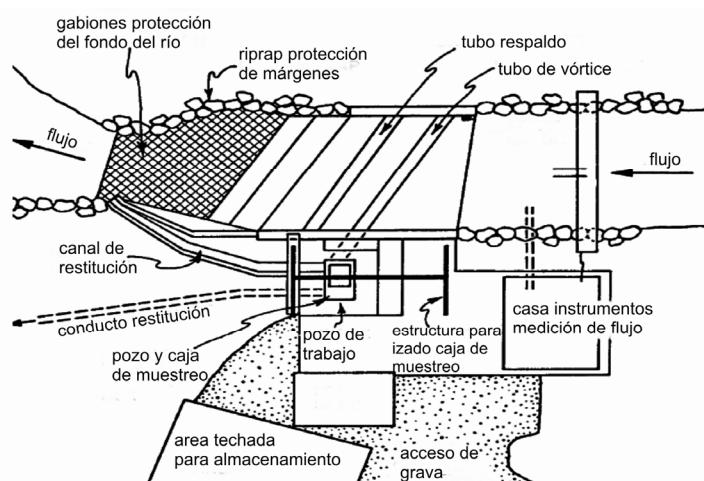


Figura 4.13 Estación tipo trampa con tubo de vórtice, Oak Creek (Klingeman y Emmett, 1982).

Tales muestreadores pueden eliminar aproximadamente el 80 % de los sedimentos con $d>0.5$ mm (Robinson, 1962). La trampa con tubo de vórtice en el Oak Creek presenta una eficiencia global entorno al 85 %-95 %, siendo atrapados todos los sedimentos con $d>4.76$ mm (Milhous, 1973).

4.2.3 Tecnologías sustitutas para medición del transporte de fondo

La mayoría de las tecnologías sustitutas para medición de transporte de fondo se caracterizan por realizar mediciones indirectas, continuas y no invasivas del transporte. Las mediciones se realizan principalmente utilizando geófonos, hidrófonos, etc. o técnicas de hidroacústica activa, como por ejemplo, los perfiladores acústicos doppler (ADCP). Estas tecnologías se encuentran todavía en una fase de desarrollo experimental y necesitan de técnicas de medición directas para ser calibradas y validadas. Otras mediciones indirectas se relacionan, por ejemplo, con el seguimiento de formas de fondo o con el seguimiento de la evolución de zonas de depósitos sedimentarios de los sistemas fluviales.

4.2.3.1 Geófonos

Los geófonos son sensores utilizados originariamente para captar vibraciones sísmicas y convertirlas en impulsos eléctricos proporcionales a la velocidad de desplazamiento del terreno. Los geófonos han sido utilizados para detectar las vibraciones producidas por sedimentos gruesos (gravas, guijarros, cantos rodados, etc.) que se mueven por contacto, rodadura o saltación sobre el lecho (Govi et al., 1993; Basile et al., 1995, 1996; Mizuyama et al., 2010; Rickenmann et al., 2012).

Generalmente estos sensores se instalan protegidos con placas de acero a nivel o inmediatamente debajo del lecho. Los sensores necesitan ser calibrados con mediciones directas. Es decir, se debe medir contemporáneamente la intensidad de la señal registrada y el transporte de fondo, para poder obtener una función que permita traducir los registros de los sensores electrónicos en transporte de sedimentos. De esta manera se puede monitorear indirectamente en forma continua el transporte.

Experimentos de laboratorio han demostrado que las colisiones con el lecho, debido al transporte de gravas en el rango de 7 mm a 21 mm, producen vibraciones microsísmicas con frecuencias entre 4.5 Hz y 20 Hz (Basile et al., 1996). El valor medio de las intensidades registradas por los geófonos, en ese rango de frecuencias, expresadas en términos de velocidad de desplazamiento ($\mu\text{m/s}$) se utilizan como un indicador del transporte de fondo. Dichos

experimentos evidenciaron que para un determinado diámetro de sedimento, la intensidad media de la señal aumenta con el incremento del transporte; por otra parte, para un determinado transporte, la señal aumenta con el aumento del tamaño del sedimento transportado, tal como se observa en la Figura 4.14.

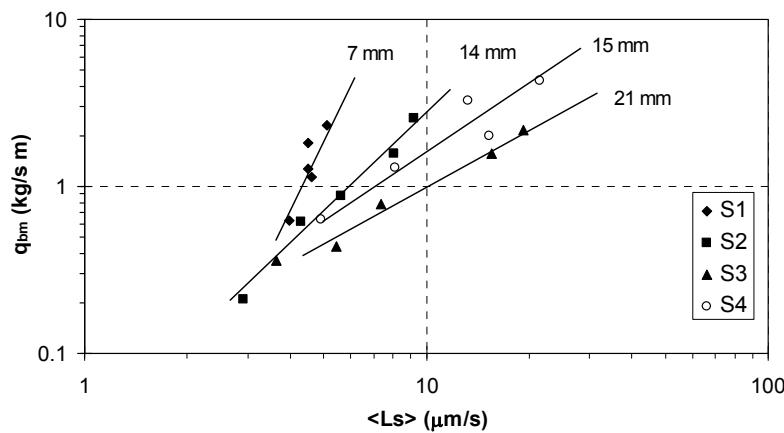


Figura 4.14 Relación entre q_{bm} y la señal media de los geófonos.

Se ha observado que, adimensionalizando la señal mediante $(gd_{50})^{1/2}$, todos las mediciones pueden ser colapsadas en una única curva que relaciona la intensidad adimensional de la señal σ con el transporte de fondo másico por unidad de ancho q_{bm} , como se observa en la Figura 4.15 (Basile et al., 1996).

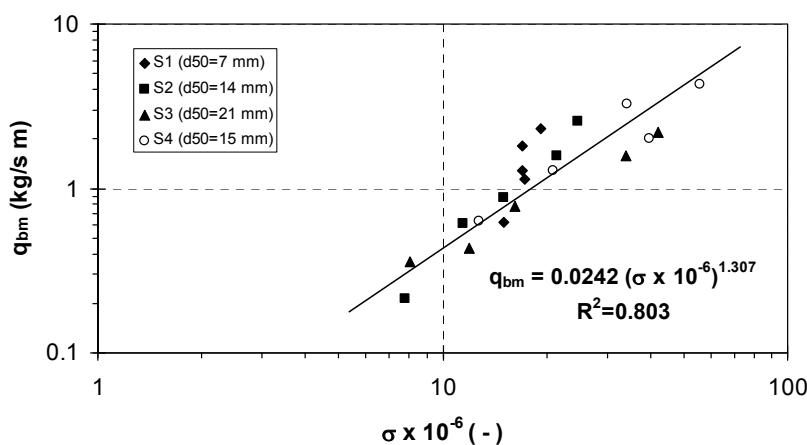


Figura 4.15 Relación entre q_{bm} y la señal media adimensional de los geófonos.

4.2.3.2 Hidrófonos y micrófonos

Los hidrófonos son sensores que miden las variaciones de presión acústica en el agua, en este sentido son similares a los micrófonos que miden las mismas variaciones de presión acústica pero en el aire. Los hidrófonos se los encuadra

dentro de las técnicas de hidroacústica pasiva, ya que solo pueden recibir la señal y registrarla, es decir, no tienen la capacidad de emitir y recibir como en el caso de técnicas de hidroacústica activa con los perfiladores acústicos ADCP.

Las colisiones de grava y cantos rodados de hasta 120 mm producen ondas de sonido con frecuencias entre 600 Hz y 3700 Hz (Belluey et al. 2010). El valor medio de la intensidad de la señal acústica, entre estas frecuencias, medidas en decibelios (dB) se utiliza como un indicador del transporte de fondo.

Se han desarrollado diversos estudios e investigaciones, tanto en ríos como en laboratorios, empleando este tipo de sensores (Bänzinger and Burch, 1990; Taniguchi et al., 1992; Belleudy et al., 2010).

Análogamente a los geófonos, estos sensores se instalan protegidos con placas de acero o dentro de conductos de acero, a nivel o inmediatamente debajo del lecho. Asimismo, estos sensores deben ser calibrados con mediciones directas para poder relacionar las señales registradas con el transporte.

4.2.3.3 Perfiladores acústicos (ADCP)

Los perfiladores acústicos (Acoustic Doppler Current Profiler, ADCP) realizan las mediciones emitiendo una onda de sonido en la columna de agua y analizando las características de su eco para determinar las propiedades específicas del medio. Un perfilador acústico utiliza las ondas de sonido de dos maneras: i) cuando realiza una medición de flujo, mide el carácter de las ondas sonoras reflejadas en las partículas presentes en el agua, las cuales se mueven con la velocidad del agua, para determinar la velocidad del flujo y ii) utiliza las ondas sonoras reflejadas en el fondo del río (función bottom tracking, BT) para determinar su posición, velocidad y orientación.

En el punto 4.3.5.3 se describe el mismo instrumento pero utilizado para medición de concentración de sedimentos en suspensión.

Rennie et al. (2002) introdujeron una técnica de medición de transporte de fondo utilizando la función de seguimiento de fondo (BT) de un perfilador acústico Doppler (ADCP).

Los ADCP miden la velocidad del agua relativa al instrumento. Si el instrumento se halla montado sobre una embarcación, las velocidades obtenidas son corregidas con la velocidad del barco para obtener mediciones absolutas. La velocidad del barco se determina tanto con la función BT como por el uso de un Sistema de Posicionamiento Global Diferencial (DGPS). Cuando el fondo del río es móvil, la señal de BT es desviada por el sedimento en movimiento. En esta

situación, la velocidad aparente del sedimento del fondo puede determinarse si la velocidad actual del barco es conocida.

La velocidad aparente del sedimento del fondo (u_b) se puede obtener mediante la diferencia de la velocidad del barco determinada a partir de un DGPS y la velocidad del barco determinada a partir de la función BT (u_{BT}) del ADCP:

$$u_b = u_{DGPS} - u_{BT} \quad (4.6)$$

Se ha encontrado que u_b se correlaciona con el transporte de fondo medido con técnicas tradicionales (Rennie et al., 2002, Rennie y Villard 2004, Ramooz y Rennie, 2010). El transporte de fondo en (kg/sm) se determina mediante:

$$q_{bm} = u_b a (1 - p) \rho_s \quad (4.7)$$

Donde p es la porosidad, ρ_s es la densidad del sedimento y a es el espesor del estrato de transporte de fondo. Este último se debe estimar mediante ecuaciones, como por ejemplo, Yorozuya et al. (2010) que proponen estimarla con la ecuación de Egashira et al. (2005); o a través de mediciones directas con muestreadores convencionales o método de seguimiento de dunas (Rennie y Villard, 2004; Latosinski et al., 2012). Una vez calibrado, el perfilador pudo utilizarse para realizar mediciones abarcando grandes áreas con alto grado de resolución espacial y temporal.

4.2.3.4 Método de seguimiento de formas de fondo

En ríos de llanura perennes, con régimen subcrítico y lechos de arena, como consecuencia del proceso de transporte de sedimentos las formas de fondo tipo dunas migran aguas abajo. El principio básico del método consiste en el cálculo del transporte de fondo a partir de los perfiles de las dunas medidos a intervalos de tiempo sucesivos bajo condiciones de flujo similares. Suponiendo condiciones de flujo permanente, el transporte de fondo (en kg/sm) se puede determinar a partir de las dimensiones de las dunas como (Van Rijn, 2007):

$$q_{bm} = \alpha_s \rho_s (1 - p) f c_d \Delta \quad (4.8)$$

Donde, α_s es un coeficiente (0.5-0.6), ρ_s es la densidad del sedimento, p la porosidad del sedimento, c_d es la celeridad de propagación promedio de las dunas, Δ es la altura promedio del tren de dunas y f es un factor de forma, definido por: $f=2V_d/\Delta\lambda$, siendo V_d el volumen por unidad de ancho de la duna y λ su longitud.

El método es adecuado para estimar el transporte de fondo en ríos de llanura, perennes, con lechos de arena. No obstante, también ha sido empleado en ríos con lechos de grava (Dinehart, 1989, 1992). Engel y Wiebe (1979) en (Van Rijn,

2006) informan que el método de seguimiento de dunas presenta una imprecisión global de aproximadamente 40 % a 50 % para condiciones controladas de laboratorio, mientras que, para condiciones de campo la inexactitud puede ser de hasta el 100 %.

4.2.3.5 Evolución de zonas de depósitos sedimentarios

Las estimaciones de volúmenes de sedimentos transportados, generalmente a escala temporal anual o plurianual, pueden ser realizadas mediante análisis de la evolución de ambientes deposicionales, tales como embalses, conos de deyección (abanicos aluviales), etc. A tal efecto, es necesario contar con relevamientos topobatimétricos, fotografías aéreas, imágenes satelitales, etc. de las zonas de depósito, que permitan determinar la evolución temporal del proceso. Las tasas de transporte determinadas a partir de estos relevamientos representan valores medios anuales o plurianuales (largo plazo).

4.3 MEDICIÓN DE TRANSPORTE EN SUSPENSIÓN

El transporte en suspensión está conformado por el transporte en la columna de agua del material del lecho y de la carga de lavado.

El transporte en suspensión de sedimentos del lecho, es decir, originado a partir del material presente en el lecho, depende de las condiciones hidrodinámicas y de la composición granulométrica del mismo. En este tipo de transporte, las partículas pierden contacto con el lecho y realizan trayectorias largas, comparables a la profundidad del flujo, sostenidas por las pulsaciones turbulentas de la corriente hídrica. La tendencia a la sedimentación de una partícula en suspensión es continuamente compensada por la acción difusiva del campo de flujo turbulento.

El perfil de concentración de sedimentos en suspensión del material del lecho en la columna de agua no es uniforme. La concentración de sedimentos en suspensión disminuye a medida que uno se mueve desde el fondo a la superficie. La turbulencia produce la difusión de sedimento desde las zonas de alta concentración cerca del lecho hacia las zonas de baja concentración cerca de la superficie del agua.

Por otra parte, la carga de lavado esta constituida por partículas extremadamente finas ($d < 62.5 \mu\text{m}$), cuya presencia en el lecho es prácticamente despreciable ya que son mantenidas en suspensión con gran facilidad por parte de la corriente hídrica. La carga de lavado resulta en buena medida independiente de los parámetros hidrodinámicos y sedimentológicos locales, siendo gobernada por la modalidad de abastecimiento de sedimentos finos de la cuenca.

El perfil de concentración de carga de lavado en la columna de agua es prácticamente uniforme. Por lo tanto, si el sedimento en suspensión es enteramente conformado por sedimentos finos ($d<62.5 \mu\text{m}$), el muestreo puede consistir en un punto único de la columna de agua. Por otra parte, los errores de muestreo en este caso son pequeños, aún cuando los muestreos no sean realizados de forma isocinética.

Cuando se realizan mediciones directas de concentración de sedimentos en suspensión y coexisten las dos modalidades, el instrumento colecta una muestra integral y para discriminar entre ambas modalidades es necesario realizar procedimientos en laboratorio, tal como se describe más adelante. Las técnicas de medición indirecta con hidro-acústica activa permiten discriminar entre las dos modalidades, a partir de medir la concentración y la distribución de tamaños de partículas (Wright et al., 2010).

4.3.1 Mediciones directas con muestreadores portátiles de tipo mecánico

Los instrumentos portátiles de tipo mecánico para medición del sedimento en suspensión se pueden clasificar en muestreadores de concentración C y muestreadores de transporte de sedimentos q_s .

Por otra parte, estos muestreadores se pueden clasificar en:

- Muestreadores integradores en la vertical, es decir, integran espacialmente a lo largo de la profundidad.
- Muestreadores integradores puntuales, es decir, integran temporalmente en un determinado punto de la vertical.
- Muestreadores instantáneos puntuales, es decir, toman una muestra instantánea de agua y sedimento en un determinado punto de la vertical.

Los muestreadores de *concentración* toman una muestra de agua y sedimentos en un cierto punto de la vertical (integración temporal puntual) o barriendo toda la profundidad (integración espacial en la vertical). La muestra se lleva a laboratorio donde se determina la concentración de sedimentos en suspensión. Para determinar el transporte de sedimentos en suspensión es necesario medir además la velocidad de la corriente hídrica (Ej.: muestreadores diseñados por FISP, Federal Interagency Sedimentation Project, de EE.UU).

Los muestreadores de *transporte de sedimentos* realizan la medición recolectando solo el sedimento transportado, en un determinado intervalo de tiempo, en un punto de la vertical. El sedimento recolectado se lleva a laboratorio, se seca, se

pesa y se lo divide por el tiempo de muestreo, obteniéndose directamente el transporte de sedimentos medio en el punto de la vertical (Ej.: Botella de Delft)

Los requisitos principales que deben cumplir los muestreadores de sedimentos en suspensión son:

- La velocidad de entrada en la boquilla debe ser igual al valor local de la velocidad de flujo (muestreo isocinético).
- La boquilla de admisión debe sobresalir aguas arriba de la zona de perturbación causada por la presencia del cuerpo del muestreador.
- El contenedor de la muestra debe ser desmontable y adecuado para su transporte al laboratorio sin pérdida de la mezcla/sedimento muestreada.
- Llenarse sin problemas gradualmente, sin irrupción repentina de la mezcla o ahogamiento.
- Permitir el muestreo cerca del lecho del río.
- Poseer un perfil hidrodinámico y un peso suficiente para evitar la excesiva deriva aguas abajo.
- Ser resistente y de construcción simple para reducir al mínimo la necesidad de reparaciones en el campo.
- Ser económico en construcción y mantenimiento y con una buena eficiencia de muestreo.

Todos los muestreadores deben contemplar en su diseño que el muestreo sea de tipo isocinético. Es decir, la mezcla de agua y sedimentos se debe mover sin aceleración del flujo circundante hacia la boquilla de ingreso del muestreador. Esta propiedad isocinética es fundamental para la obtención de una muestra representativa de la concentración de sedimentos en suspensión.

Efectivamente, supongamos que el muestreador se baja a una cierta distancia desde la superficie donde la concentración de sedimentos local es C y la velocidad de flujo es u . El transporte de sedimentos local es: $q_s = u C$ y el muestreado es $q_{sm} = u_e C_m$, donde u_e es la velocidad en la boquilla de entrada y C_m es la concentración muestreada. Para una eficiencia de muestreo unitaria el transporte muestreado y el transporte local deben ser iguales, es decir, $q_{sm} = q_s$. Por lo tanto, se obtiene:

$$\frac{u_e C_m}{u C} = I \Rightarrow \frac{u_e}{u} = \frac{C}{C_m} \begin{cases} \text{si } u_e = u \Rightarrow C_m = C \text{ (muestreo isocinético)} \\ \text{si } u_e < u \Rightarrow C_m > C \text{ (sobremuestreo)} \\ \text{si } u_e > u \Rightarrow C_m < C \text{ (submuestreo)} \end{cases}$$

No obstante la velocidad de entrada a la boquilla debe ser igual a la velocidad local (muestreo isocinético), pruebas de laboratorio han demostrado que si la velocidad de entrada u_e esta dentro del rango $0.8u < u_e < 2u$, siendo u la velocidad local, los errores de muestreo se mantienen por debajo del 20% (Nelson y Benedict, 1950).

4.3.1.1 Muestreadores integradores en profundidad e integradores puntuales

Los muestreadores de concentración de sedimentos en suspensión desarrollados por la Federal Interagency Sedimentation Project (FISP) de Estados Unidos, identifica las distintas versiones especificando el país (US), el tipo de muestreo (P: Integrador Puntual o D: Integrador en Profundidad) y el año de construcción (últimos dos números), (Edward y Glysson, 1999; Diplas et al., 2008). La gama completa de los muestreadores esta disponible en <http://water.usgs.gov/fisp>.

Los muestreadores integradores en la vertical (D) están diseñados para acumular una muestra de agua y sedimentos mientras transitan por una vertical, a una velocidad uniforme, desde la superficie del agua hasta el lecho y retornan a la superficie. Esta velocidad es aproximadamente 0.4 U, donde U es la velocidad media de flujo en la vertical. La recolección de la muestra es continua, comenzando cuando el instrumento se sumerge en el agua y finalizando cuando el mismo se saca del agua. En este caso, si el contenedor de la muestra es rígido (botella) la profundidad máxima de muestreo es de 4.6 m. Estos instrumentos, operados manualmente en cursos vadeables o accesibles desde puentes bajos, alcantarillas, cable vía, etc., se especifican además con la letra H.

Los muestreadores integradores puntuales (P), en cambio, utilizan una válvula activada eléctricamente para iniciar o detener el muestreo, lo que permite recoger una muestra en cualquier punto de la columna de agua hasta unos 10 cm del lecho, como así también, permite integrar en un rango de profundidad. Estos muestreadores fueron diseñados para poder también recolectar muestras integradas en profundidad, en aquellos casos de corrientes demasiado profundas (o demasiado rápidas) que imposibilitan el muestreo integrado de ida hasta el fondo y vuelta a la superficie en forma continua. Al integrar en profundidad por tramos, el muestreo puede comenzar a cualquier profundidad y proceder ya sea hacia arriba o hacia abajo desde ese punto inicial, recorriendo una distancia vertical máxima de 9 m. Estos muestreadores se utilizan para cursos no vadeables, manipulados con poleas desde puentes o embarcaciones.

4.3.1.2 Descripción de algunos muestreadores de sedimentos en suspensión

4.3.1.2.1 Muestreador integrador puntual US P-61 A1

El US P-61 A1 es un muestreador de concentración de sedimentos en suspensión integrador puntual desarrollado por FISP. El instrumento pesa 48 kg y consiste en un cuerpo de forma hidrodinámica, de fundición de bronce, donde se aloja una botella de 950 ml o de 470 ml, cuya función es contener la muestra (ver Figura 4.16). La versión anterior del instrumento, denominada US P-61, podía alojar solo la botella de 470 ml.

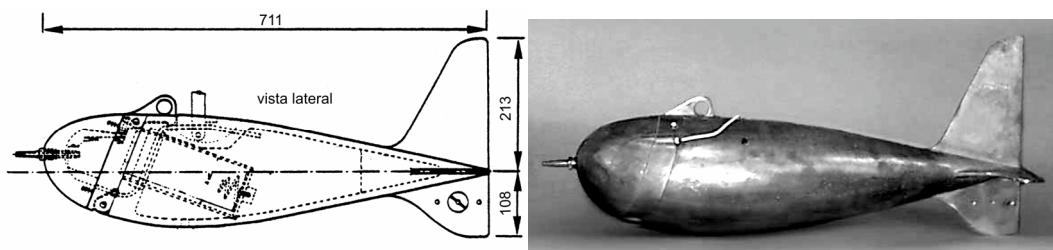


Figura 4.16 Características del muestreador US P-61 A1 (medidas en mm). (FISP, 2002).

La cabeza del instrumento está articulada para poder tener acceso a la botella que contiene la muestra. La boquilla de admisión es única, de 4.8 mm de diámetro interno, y puede abrirse o cerrarse por medio de una válvula accionada eléctricamente.

Para evitar la irrupción repentina de la mezcla, inmediatamente después de la apertura de la boquilla de admisión, la presión de aire en la botella se equilibra con la presión hidrostática antes de la apertura de la válvula. Esto se logra por medio de una cámara de aire, en la cavidad del cuerpo, que conecta la botella y la corriente circundante. Después de la apertura de la válvula, el aire en la botella puede escapar a través de un tubo especial que apunta aguas abajo.

El muestreador US-P 61 A1 puede recolectar isocinéticamente muestras para velocidades de flujo comprendidas entre $0.5 \text{ m/s} < U < 3.0 \text{ m/s}$. Asimismo, puede recoger muestras en forma isocinética de manera puntual o integrando por tramos de hasta 9 m.

La profundidad máxima de muestreo es de 55 m con la botella de 470 ml y de 37 m con la de 950 ml. El espesor de la zona sin muestrear cerca del lecho es de 11 cm. Para mantener la eficiencia de muestreo el llenado no debe superar el 75 % de la capacidad de la botella (Edward y Glysson, 1999).

Mediciones en laboratorio realizadas con la versión US P-61, reportadas por Dijkman (1978), en Van Rijn (2007), han demostrado que la eficiencia hidráulica varía entre 0.8 y 1.3 en función de la temperatura del agua, altura por encima del lecho y orientación de la boquilla (desviación máxima con la dirección de flujo de 20°). Para este rango, en el caso de concentración constante se puede esperar un error de muestreo máximo de aproximadamente 10%. En el caso de condiciones de campo, con concentraciones fluctuantes, el error de muestras individuales puede ser del 50 %. Para obtener un valor medio confiable, en un sentido estadístico, se deben recolectar aproximadamente 10 muestras en cada punto de muestreo (Van Rijn, 2006).

Los muestreadores US P-63 (91 kg) y US P-72 (19 kg) tienen límites de velocidad de flujo de 4.6 m/s y 1.6 m/s respectivamente, pero en todos los demás aspectos son similares al US P-61 A1.

4.3.1.2.2 Muestreador integrador en vertical US D-95

El US D-95 es un muestreador de concentración de sedimentos integrador en profundidad desarrollado por FISP (ver Figura 4.17). Este instrumento consta de un contenedor de muestra tipo botella (rígido) capaz de recolectar muestras de hasta 1 litro.

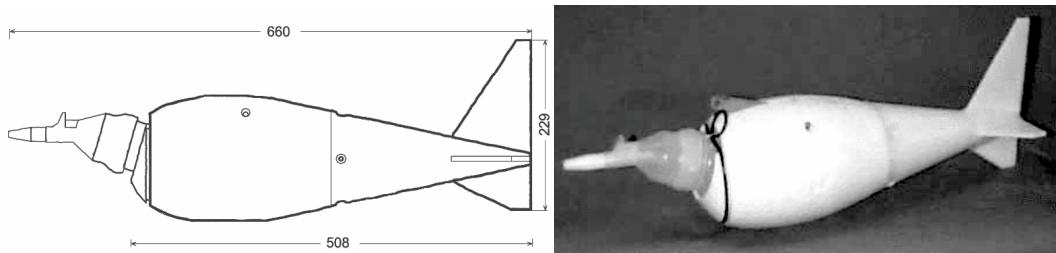


Figura 4.17 Muestreador US D-95, FISP (2000), (medidas en mm).

El muestreador se fabrica con piezas de fundición de bronce, con aletas de cola de material plástico, pesa 29 kg y debe ser operado mediante un sistema de cable y polea. El US D-95 puede recolectar muestras integradas en vertical, ponderadas con la velocidad, en corrientes con velocidades comprendidas entre 0.5 m/s < U < 2.0 m/s y profundidades máximas de 4.6 m.

La boquilla de admisión puede ser de tres medidas, 4.8 mm, 6.4 mm o 7.9 mm de diámetro. El espesor de la zona sin muestrear cerca del lecho es de 12 cm. El US D-95 es similar en todos sus aspectos al US DH-95, excepto que este último pesa 13 kg y puede ser operado manualmente (H) mediante barra rígida o cable flexible.

4.3.1.2.3 Muestreador integrador en vertical US D-96

El US D-96 es un muestreador de concentración de sedimentos integrador en profundidad desarrollado por FISP (ver Figura 4.18). El cuerpo del instrumento tiene una longitud total de 890 mm y en su interior aloja un contenedor de muestra tipo bolsa plegable. El US D-96 fue desarrollado para salvar las limitaciones de profundidad asociadas con los muestreadores integradores en profundidad con contenedores rígidos de botella.

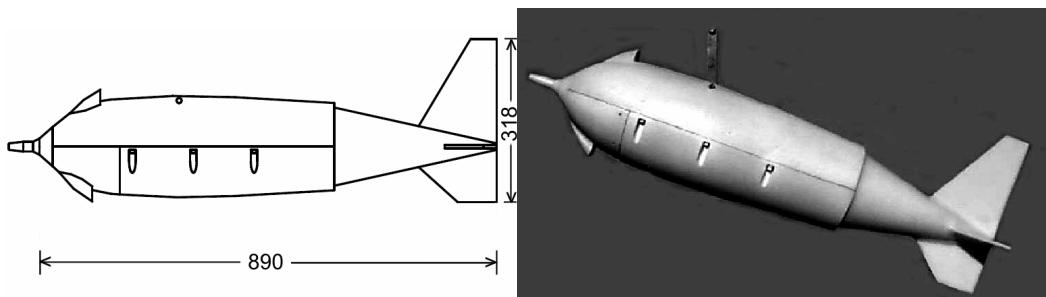


Figura 4.18 Muestreador US D-96 (Davis, 2001), (medidas en mm).

Para realizar las mediciones el instrumento se debe suspender de un cable y manipular mediante un sistema de poleas. Se fabrica con piezas de fundición de bronce y aluminio, con aletas de cola de polietileno de alta densidad. Este instrumento pesa 60 kg.

El US D-96 puede recolectar muestras de hasta 3 litros integradas en vertical, ponderadas con la velocidad, en corrientes con velocidades comprendidas entre $0.6 \text{ m/s} < U < 3.8 \text{ m/s}$. Las profundidades máximas son de 12 m con una boquilla de 7.9 mm, 18 m con una boquilla de 6.4 mm y 34 m con una boquilla de 4.8 mm. El espesor de la zona sin muestrear cerca del lecho es de 10 cm.

El US D-96 A1 es similar en todos sus aspectos al US D-96, excepto que pesa 36 kg y se utiliza en corrientes con velocidades comprendidas entre $0.6 \text{ m/s} < U < 1.8 \text{ m/s}$. Por otra parte, el US D-99 es similar al US D-96 pero pesa 125 kg y es capaz de recoger una muestra integrada de 6 litros a profundidades de 24 m con una boquilla de 7.9 mm, 37 m con una boquilla de 6.4 mm y 67 m con una boquilla de 4.8 mm. El espesor de la zona sin muestrear cerca del lecho es de 24 cm.

4.3.1.2.4 Muestreador instantáneo puntual

El muestreador de concentración de sedimentos en suspensión instantáneo puntual horizontal consiste en un recipiente cilíndrico, provisto en sus extremos de válvulas operadas mecánicamente desde la superficie para la toma de la muestra. En la Figura

4.19 se observan dos tipos de estos muestreadores, uno utilizado por Hjulstrom en Suecia y otro utilizado por el Magistrato Alle Acque de Venecia, Italia; reportados por el IWRC-SS (1940). Otros muestreadores antiguos de este tipo son el Jaukowsky, el Leitz o el Collet modificado (IWRC-SS, 1940).

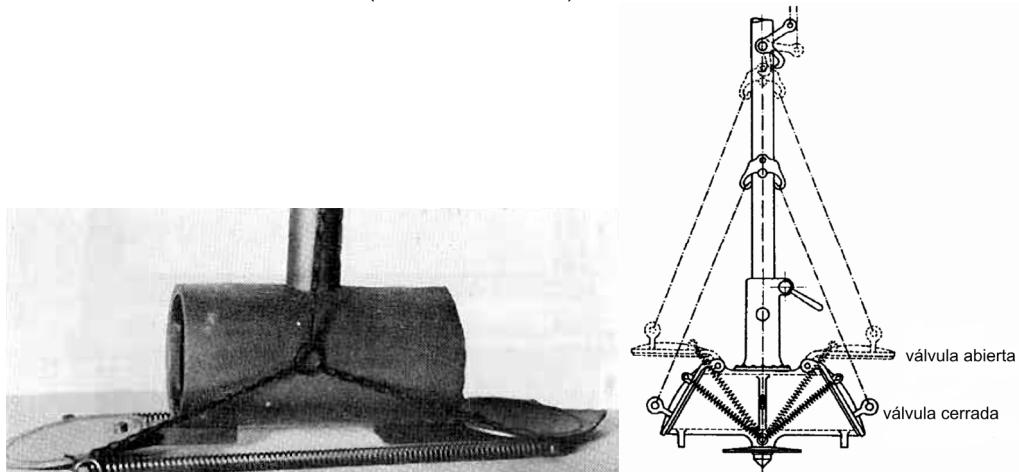


Figura 4.19 Muestreadores instantáneos puntuales horizontales a) Tipo Hjülstrom b) Tipo Italiano (IWRC-SS, 1940).

El volumen muestreado con estos instrumentos es aproximadamente de 0.5 a 2 litros, dependiendo del modelo. El principio de funcionamiento es bastante simple, el instrumento, con las válvulas abiertas, se introduce en la columna de agua y se baja hasta un determinado punto de la vertical, una vez posicionado se cierran instantáneamente las válvulas y se captura la muestra de agua y sedimentos. Es importante que las válvulas cierren herméticamente para no perder parte de la muestra durante el procedimiento de izado hasta la superficie.

Dada su configuración geométrica estos muestreadores perturban el flujo circundante y no toman muestras en forma isocinética. En este sentido, los desarrollos posteriores de FISP han sido superadores. De todos modos, estos instrumentos pueden emplearse en situaciones donde no es tan relevante este efecto, como por ejemplo, cuando el transporte en suspensión es compuesto preponderantemente por sedimentos finos ($d < 62.5$ mm) o en cursos de poca profundidad y velocidades superiores a 3 m/s.

Asimismo, se han desarrollado y utilizado muestreadores instantáneos puntuales de eje vertical, cuyo principio de funcionamiento es similar al ya comentado para los de eje horizontal. Algunos de estos instrumentos son el de tipo Eckman, el de Botella Deslizante o el muestreador Foerst modificado (IWRC-SS, 1940).

4.3.1.2.5 Botella de Delft

La Botella de Delft (Figura 4.20) es un muestreador de transporte de sedimentos en suspensión. El instrumento pesa aproximadamente 20 kg y debe ser manipulado con sistemas de poleas. Puede realizar muestreo desde cerca de la superficie hasta 50 cm por encima del lecho. El funcionamiento del instrumento se basa en el principio de flujo pasante, lo cual significa que el agua que entra por la boquilla de admisión sale de la botella por la parte trasera. Como resultado de una fuerte reducción de la velocidad de flujo, debido a la geometría interna de la botella, las partículas de arena con $d>100 \mu\text{m}$ aproximadamente se depositan en la cámara de muestreo interior (Van Rijn, 2007).

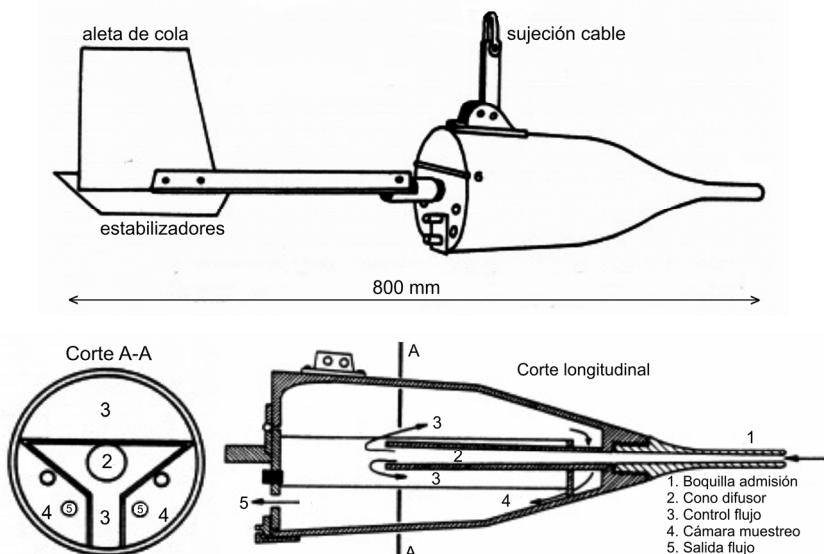


Figura 4.20 Muestreador de transporte de sedimentos en suspensión Botella de Delft (Van Rijn, 2007).

Los errores de muestreo de la Botella de Delft se pueden asociar a i) eficiencia hidráulica (relación de la velocidad de entrada y la velocidad de flujo local), la cual varía entre 1 y 1.5, ii) ineficiencia para capturar sedimentos relativamente finos (partículas con $d<100 \mu\text{m}$) y iii) muestreo adicional durante el posicionamiento del instrumento (descenso y ascenso).

Por lo general, sólo los dos primeros errores se pueden corregir utilizando un factor de calibración α . Dicho factor, obtenido a partir de extensas mediciones de laboratorio, varía entre $0.7 < \alpha < 2.5$, en función del tipo de boquilla de admisión, tamaño de sedimento y velocidad de flujo (Van Rijn, 2007). El error debido al muestreo de partículas de sedimento durante el descenso y la elevación del instrumento se puede reducir mediante el uso de un periodo de muestreo Δt_m

relativamente grande (15 minutos). El transporte másico por unidad de área se determina mediante:

$$q_{bm} = \frac{\alpha P_m}{a_b \Delta t_m} \quad (4.9)$$

Donde P_m es el peso seco del sedimento recolectado con el muestreador y a_b es el área de la boquilla de admisión.

Mediciones de campo han demostrado que los errores de muestreo pueden ser del 50 % para las muestras individuales, incluso después de la aplicación del factor de calibración. Teniendo en cuenta esto, la Botella de Delft sólo se puede utilizar para obtener una estimación aproximada del transporte local de arenas.

4.3.2 Procedimientos de laboratorio para determinación de la concentración

Para condiciones típicas de transporte de sedimentos en ríos aluviales, con excepción obviamente de flujos de barro o de detritos (flujos hiperconcentrados), se observa que la concentración de sedimentos en la columna de agua es $C << 1$. En estas condiciones, la medición de la cantidad de limo y arcilla en una muestra (es decir, de sedimentos finos, $d \leq 62.5 \mu\text{m}$) requiere que un volumen conocido, V_m (l), de la muestra bien mezclada se pase primero a través de un tamiz de abertura de malla de $62.5 \mu\text{m}$. La muestra se tamiza por vía húmeda, es decir, se utiliza agua destilada para lavar la muestra a través del tamiz. Toda el agua que pasa a través del tamiz (muestra original más agua de lavado) se recoge y se filtra a través de un filtro de membrana de tamaño de poro de $0.45 \mu\text{m}$ y de peso conocido. La arena retenida en el tamiz se seca y se pesa, P_{arena} (mg), y el limo y arcilla recogida en el papel de filtro se seca y se pesa, P_{finos} (mg). Los resultados se pueden expresar de la siguiente manera:

$$C_{arenas} (\text{mg/l}) = (P_{arena} / V_m) \times 10^6 \quad (4.10)$$

$$C_{finos} (\text{mg/l}) = (P_{finos} / V_m) \times 10^6 \quad (4.11)$$

$$C_{arenas + finos} (\text{mg/l}) = [(P_{arena} + P_{finos}) / V_m] \times 10^6 \quad (4.12)$$

La concentración expresada en (mg/l) es igual a expresarla en (g/m^3) e igual a su vez a 1 g de sólido por 10^6 g de agua (ppm en peso).

Si la concentración de arena no se requiere por separado, se filtra un volumen conocido de agua cruda a través de un papel de filtro de $0.45 \mu\text{m}$ de diámetro de poro, previamente pesado. La concentración del sedimento en suspensión es entonces el peso seco del papel de filtro + sedimento retenido, menos el peso original del papel de filtro, todo dividido por el volumen de la muestra:

$$C_{sedim} (\text{mg/l}) = (P_{sedim} / V_m) \times 10^6 \quad (4.13)$$

4.3.3 Métodos de muestreo de sedimento en suspensión

4.3.3.1 Método de Caudal Incremental Constante (CIC)

Este método requiere que se realice en primer lugar un aforo líquido completo. Alternativamente, puede utilizarse una ley altura-caudal para transformar mediciones de nivel hidrométrico en caudal y posteriormente realizar la distribución lateral del caudal total en la sección transversal, adoptando, por ejemplo, un predictor de resistencia al flujo en lecho móvil.

En cualquier caso, con los resultados del aforo líquido, se construye la curva de caudal acumulado y se adopta un incremento de caudal ΔQ de manera tal que la sección transversal quede dividida en un mínimo de 4 fajas y un máximo de 9 fajas (Edward y Glysson, 1999), por cada una de las cuales transita un caudal igual a ΔQ (ver Figura 4.21).

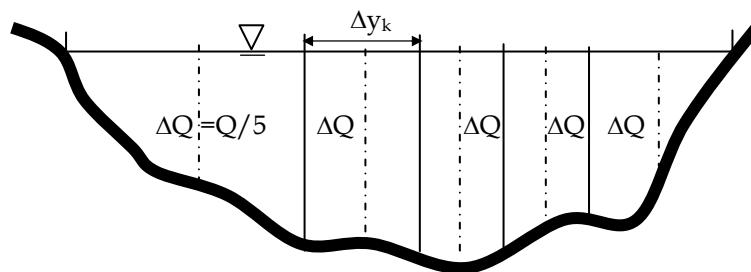


Figura 4.21 Esquematización de fajas de caudal constante (Método CIC).

Luego se realiza el muestreo de concentración de sedimentos (integrado en la vertical de cada faja o puntual a diferentes profundidades) seleccionando preferentemente la vertical central de cada faja.

El transporte de sedimentos en suspensión, Q_{smk} en (kg/s), a través de cada faja se obtiene multiplicando la concentración media muestreada en la k -ésima faja C_{mk} en (kg/m^3) por el caudal ΔQ en (m^3/s):

$$Q_{smk} = \Delta Q \ C_{mk} \quad (4.14)$$

El transporte de sedimentos en suspensión a través de la sección transversal se obtiene realizando la sumatoria de los transportes correspondientes a cada incremento de igual caudal (fajas):

$$Q_{sm} = \sum_{k=1}^K Q_{smk} \quad (4.15)$$

Donde, para el ejemplo de la Figura 4.21, $K=5$. Si la concentración de sedimentos en suspensión en la vertical central de cada faja es muestreada en diferentes puntos a lo largo de la profundidad (generalmente en 6 puntos como mínimo, es decir, cerca de la superficie, $0.2 h_i$, $0.4 h_i$, $0.6 h_i$, $0.8 h_i$ y cerca del fondo) se debe calcular la concentración media en cada una de las verticales y después aplicar las ecs. (4.14) y (4.15).

4.3.3.2 Método de Ancho Incremental Constante (AIC)

Este método se utiliza por lo general en ríos pequeños o medianos y sobre todo en ríos poco profundos que pueden ser vadeados. El operador materializa 10-20 fajas de igual ancho a través de la sección transversal del río (ver Figura 4.22).

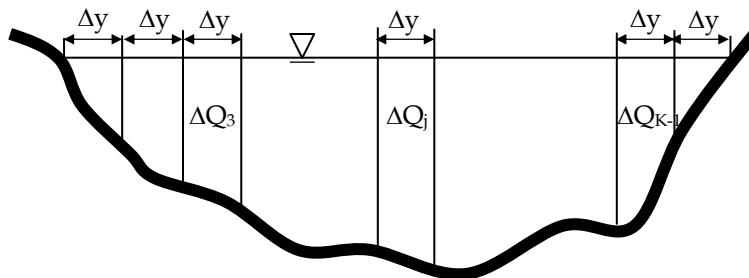


Figura 4.22 Esquematización de fajas de ancho constante (Método AIC).

En la vertical de mayor profundidad, el operador toma una muestra de concentración de sedimentos integrada en la vertical, tomando nota de la velocidad de tránsito del muestreo, es decir, la velocidad uniforme de descenso del muestreador hasta el fondo y sucesivamente la elevación a la superficie (sin que el contenedor se llene hasta el máximo).

Usando la misma velocidad de tránsito, en cada una de las fajas se toma una muestra de sedimento en suspensión. Dado que cada vertical tendrá generalmente una profundidad y velocidad diferente, el volumen de la muestra variará con el muestreo de cada vertical. Se debe tener en cuenta que la botella o contenedor del muestreador no quede lleno, lo cual es factible dado que la velocidad de muestreo se realiza a partir de la vertical con mayor profundidad.

Se recomienda que el contenedor se llene hasta el 75 % de su capacidad máxima, de esta manera mantiene la eficiencia de muestreo. Para cada muestra se realizan los respectivos análisis de concentración de sedimentos en suspensión y el valor promedio ponderado con el área es la concentración media en la sección transversal. La concentración de sedimentos en suspensión a través de la sección transversal se obtiene mediante:

$$Q_{sm} = \sum_{k=1}^K \Delta Q_k C_{mk} \quad (4.16)$$

4.3.4 Mediciones directas de sedimentos en suspensión en instalaciones fijas

4.3.4.1 Muestreadores tipo bombeo automáticos

Los muestreadores de tipo bombeo automáticos extraen una muestra de agua y sedimento en suspensión del río con una bomba conectada a una boquilla de admisión por medio de un conducto flexible.

Generalmente, estas instalaciones están provistas de un sistema de activación que inicia y detiene el ciclo de muestreo, ya sea en un cierto intervalo de tiempo estipulado o en respuesta a una variación del nivel hidrométrico del río.

Para evitar el almacenamiento de grandes volúmenes de agua se debe proveer un sistema de separación de las dos fases. Esto puede realizarse mediante un método de filtrado (ver Figura 4.23) o un método de sedimentación (ver Figura 4.24).

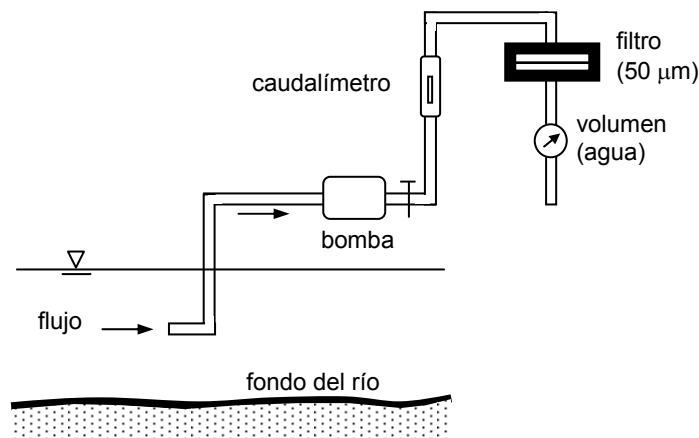


Figura 4.23 Método de filtrado para muestreadores de tipo bombeo.

El método de filtrado no es recomendable en ríos con abundante carga de lavado por que el filtro es rápidamente bloqueado (Van Rijn, 1979).

El método de sedimentación permite determinar la concentración de arenas por un lado y, por otro lado, la de finos (limos + arcillas) muestreando en la tubería de salida del sedimentador (Van Rijn, 1980).

En la Figura 4.24 se observa una esquematización del sistema de medición por el método de sedimentación para muestreadores de tipo bombeo.

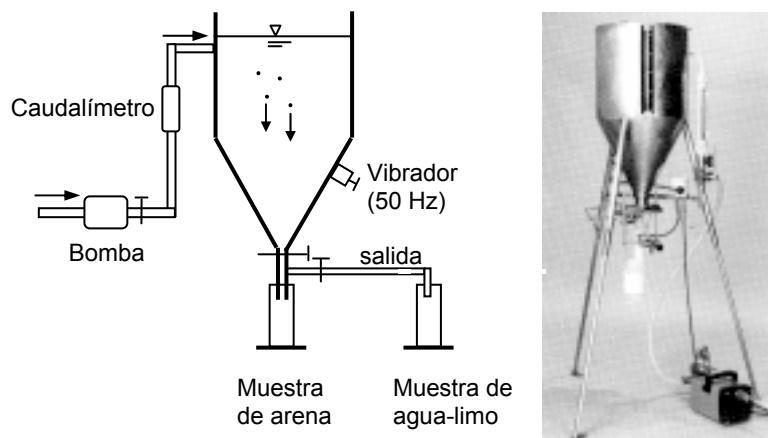


Figura 4.24 Esquema del método de sedimentación para muestreadores de tipo bombeo y foto del sedimentador, (Van Rijn, 2007).

4.3.5 Tecnologías sustitutas para la medición de sedimentos en suspensión

Las tecnologías sustitutas se caracterizan por realizar mediciones indirectas, continuas y no invasivas del sedimento en suspensión, estas se realizan mediante sensores acústicos u ópticos.

Los sedimentos en suspensión en una corriente hídrica por un lado alteran la transparencia del agua, cambiando la capacidad de absorción de la luz y por el otro modifican la transmisión de ondas sonoras. Estos efectos pueden ser utilizados para medir la concentración de sedimentos y el tamaño de las partículas.

4.3.5.1 Sensores puntuales de retrodispersión óptica

Los sensores puntuales de retrodispersión óptica (optical backscatter point sensors) son instrumentos para medir la turbidez mediante la detección de la luz infrarroja dispersada por la materia en suspensión. La respuesta de los turbidímetros depende en gran medida del tamaño, la composición y la forma de las partículas en suspensión. La respuesta a la arcilla de 2 μm es 50 veces mayor que a la arena de 100 μm de la misma concentración. Por lo tanto, cada sensor tiene que ser calibrado usando los sedimentos (y el agua) del sitio de interés.

El volumen de control de un turbidímetro suele ser un punto en la columna de agua y su principio de funcionamiento tiene que ver con propiedades ópticas (absorción y dispersión de la luz) de una muestra de agua y sedimentos al ser expuesta a rayos de luz que poseen determinada dirección. Los turbidímetros nefelométricos miden la dispersión de luz infrarroja por partículas en suspensión a un ángulo de 90° en un volumen de alrededor del centímetro cúbico.

La concentración de sedimentos en suspensión se define en términos de volumen o peso de sedimentos por unidad de volumen de agua, es decir, (m^3/m^3) o (g/m^3) respectivamente. En cambio, la turbidez es una propiedad óptica definida por la desviación de una luz incidente y se define en términos de Unidades de Turbidez Nefelométricas (NTU).

Para pasar de NTU a (g/m^3) es necesario calibrar una función de conversión utilizando contemporáneamente mediciones directas de concentración con mezclas de agua y sedimentos del lugar en estudio.

En la Figura 4.25 se observa la relación entre la concentración de sedimentos en suspensión expresada en (g/m^3) y la turbidez en (NTU) obtenida con un turbidímetro portátil Hanna HI 93703, en el Aº Ludueña (cruce con Av. Circunvalación), (Basile et al., 2010).

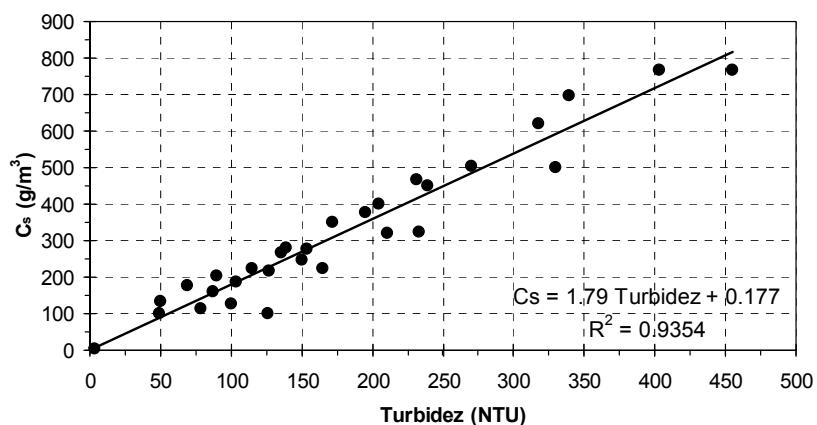


Figura 4.25 Relación entre Cs y Turbidez, Aº Ludueña en Puente de Circunvalación (Rosario).

El Aº Ludueña se caracteriza por un régimen de caudales de tipo intermitente o semipermanente, con lecho cohesivo (no aluvial) y transporte en suspensión conformado enteramente por sedimentos finos ($d < 62.5 \mu\text{m}$) provenientes de la erosión en la cuenca de aporte.

4.3.5.2 Sensores puntuales ópticos de difracción láser (LISST)

Los sensores puntuales ópticos de difracción láser utilizan el principio de dispersión de la luz medida en pequeños ángulos de desviación hacia adelante, para determinar distribución de tamaños de partículas y concentración volumétrica de sedimentos en suspensión. Dado que estos instrumentos asocian la dispersión de la luz (en pequeños ángulos) que generan esferas de diámetro mayor a la longitud de onda utilizada con la difracción de aperturas de igual

tamaño, cualquier alejamiento de formas esféricas produce cambios en las distribuciones y concentraciones de sedimento medidas.

Esta tecnología se desarrolló a partir de experimentación en laboratorios y recién ahora está siendo implementada en mediciones en ríos. Uno de los equipos comerciales disponibles actualmente para aplicaciones *in situ* es el Laser In Situ Scattering and Transmissometry, LISST-100, capaz de proveer series de tiempo de distribución de tamaños de partículas y concentración volumétrica de sedimentos, además de temperatura y presión hidrostática.

4.3.5.3 Sensores perfiladores de retrodispersión acústica (ADCP)

Esta tecnología utiliza el efecto Doppler, que se verifica cuando un transductor de sonar de un ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) emite un pulso corto de energía acústica, el cual se propaga a través del agua y es reflejado por las partículas que se encuentran en suspensión moviéndose con la velocidad del agua. Una parte de la energía acústica reflejada vuelve hacia los transductores, donde es registrada, ya que los mismos actúan también como receptores de sonido.

Estos instrumentos operan con 3 o 4 transductores para obtener información de la velocidad tridimensional del flujo y de la señal acústica de retorno que se refleja en el lecho. En la Figura 4.26 se observa un ADCP Sentinel de ®RD Instruments. El peso del instrumento es de 13 kg. Sus dimensiones son de 22.8 cm de diámetro y 40.6 cm de largo, las frecuencias pueden ser de 300, 600 o 1200 kHz. El instrumento se monta en una embarcación, en plataformas desplazables, en boyas fijas, etc.



Figura 4.26 ADCP Sentinel de ®RD Instruments (<http://www.rdinstruments.com>)

La columna de agua medida por un ADCP está dividida en tres zonas (ver Figura 4.27): 1) inmediatamente debajo del transductor hay una zona donde no se registra el cambio de frecuencia debido al rápido retorno de las ondas de sonido,

2) luego aparece la zona de medición, dividida en celdas y 3) posteriormente, una zona cercana al fondo (10 % de la profundidad) que no puede ser medida por la interferencia que produce un lóbulo lateral formado alrededor del haz principal.

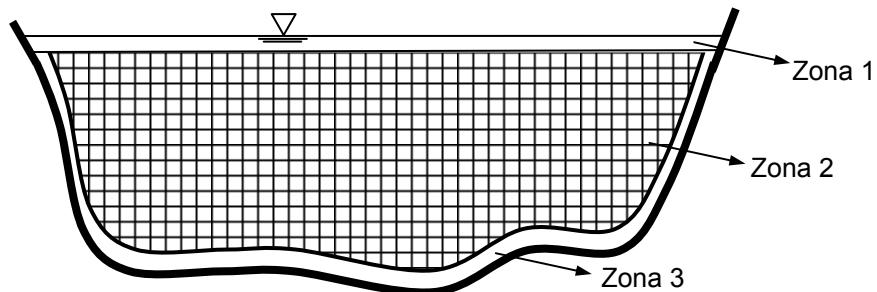


Figura 4.27 Esquematización de zonas de medición con ADCP.

El procedimiento para obtener valores de concentración de sedimentos en suspensión a partir de la señal de retrodispersión acústica (backscatter) registrada por el sensor se realiza generalmente utilizando funciones semiempíricas entre cambios en la señal del instrumento y las mediciones directas con muestreadores tradicionales (Gray y Gartner, 2009; Szupiany et al., 2009; Wright et al., 2010, Latosinski et al., 2011).

Para poder aplicar esta tecnología es necesario, por lo tanto, calibrar el instrumento mediante mediciones directas. Su implementación posterior, una vez calibrado, permite realizar mediciones en grandes áreas con un importante grado de resolución espacial y temporal.

Para calibrar la señal de retorno del ADCP y la concentración de sedimentos en suspensión, el punto de partida del método es la relación teórica entre dicha concentración y la señal de retorno (por ej., Gartner, 2004; Thorne y Hanes, 2002):

$$\log_{10} Cs = 0.1(RL + 2TL) + K_T \quad (4.17)$$

Donde el término ($RL+2TL$) es la señal corregida o backscatter, siendo RL la señal cruda de retorno, en decibeles (dB) y $2TL$ la corrección por pérdidas de transmisión a lo largo del haz acústico (dB); y K_T es una constante que engloba parámetros característicos del instrumento. El término $2TL$ contempla la pérdida de la señal debido a la absorción y dispersión cuando se propaga a través del agua, es decir, el eco del sonido emitido es recibido con menor intensidad en el transductor del ADCP. La ecuación que brinda la corrección de la señal por dichas pérdidas se expresa mediante:

$$2TL = 20 \log_{10} (\psi r) + 2\alpha_f r + 2\alpha_s r \quad (4.18)$$

El término $20\log_{10}(\psi r)$ corresponde a pérdidas debidas a la dispersión del haz acústico; mientras que $(2\alpha_f r + 2\alpha_s r)$ se asocia a pérdidas debidas a la absorción del sonido por el fluido y a la atenuación por el sedimento en suspensión, respectivamente. El parámetro ψ es la corrección por campo cercano del transductor; r es la distancia oblicua desde la cara del transductor al centro de la celda; α_f es el coeficiente de absorción acústica por el agua y α_s el coeficiente de atenuación por sedimento.

La ecuación (4.17) indica que a partir de la regresión lineal de los valores de la señal acústica de retorno corregida y de concentraciones de sedimento medidas se puede obtener la pendiente (para verificar que es igual a 0.1 como lo indica la teoría) y la ordenada al origen (constante K_T). Con ello se logra la calibración que permite estimar posteriormente la concentración de sedimento en una vertical a través de la siguiente expresión:

$$Cs_m = 10^{0.1(RL+2TL)+K_T} \quad (4.19)$$

Una vez obtenida la calibración, la estimación de la concentración a partir de las mediciones del ADCP consisten en recorrer una sección transversal del río para obtener en cada celda de medición los valores de velocidad y de la señal de retorno. Luego, previa corrección de la señal, se aplica la ecuación de calibración desarrollada (4.19) para obtener la concentración Cs_m en cada celda.

El transporte de sedimentos en suspensión para toda la sección transversal se determina mediante:

$$Q_{sm} = \sum_{k=1}^{Ncel} u_{mk} Cs_{mk} \Delta A_k \quad (4.20)$$

donde, u_{mk} , Cs_{mk} y ΔA_k son la velocidad, la concentración y el área asociadas a la k -ésima celda respectivamente y $Ncel$ es el número de celdas de la zona 2.

Utilizando mediciones con ADCP, Topping et al. (2007) presentaron un método para discriminar el limo y la arcilla (finos) de la arena en suspensión. Este método tiene la ventaja de explicitar las relaciones existentes entre la retrodispersión acústica y la atenuación acústica inducida por los sedimentos con la concentración de sedimentos en suspensión (Cs) y la distribución granulométrica del transporte en suspensión (DGTS).

La retrodispersión acústica es la cantidad de sonido dispersado que recibe de nuevo el transductor después de la emisión del eco, mientras que, la atenuación acústica inducida por los sedimentos es la cantidad de sonido dispersado en otras direcciones y absorbido por las partículas de sedimento. Ambos parámetros se pueden medir con un ADCP y sus diferentes dependencias de la concentración

y la DGTS permiten la discriminación de la carga de lavado (limo y arcilla) de la arena en suspensión (Wright et al., 2010).

En la Figura 4.28 se muestran las relaciones en forma gráfica para retrodispersión (BS) y atenuación (α_s), cada una normalizada con la concentración de sedimentos en suspensión (Cs), en función del tamaño de partícula d (μm).

La Figura 4.28 proporciona la base teórica para el método de discriminación propuesto por Topping et al. (2007). En efecto, como se observa en dicha figura, la atenuación y la retrodispersión muestran tendencias opuestas con el tamaño de partícula, para frecuencias típicas de ADCP (1 MHz en este caso) y tamaños de partículas encontradas en suspensión en los ríos ($d < 250 \mu\text{m}$).

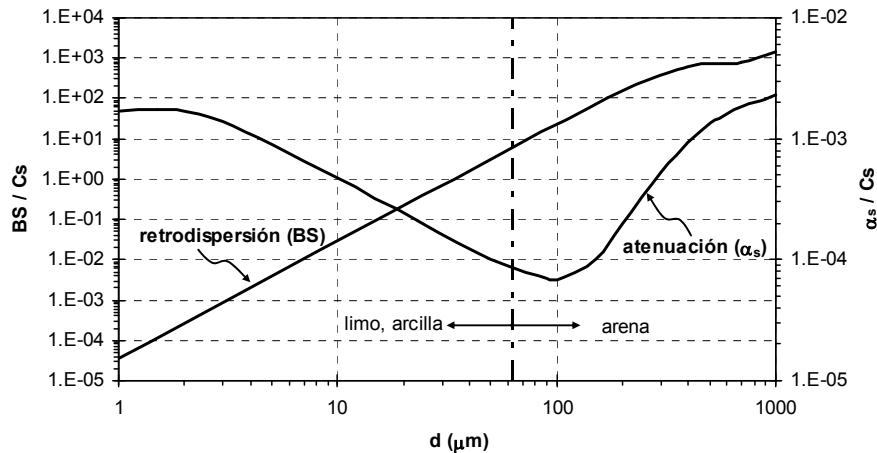


Figura 4.28 Relaciones teóricas para la retrodispersión y la atenuación para una concentración de sedimento en suspensión dada en función del tamaño de partícula (Wright et al., 2010).

Se observa que la atenuación es más alta para los tamaños de las partículas más finas. Por ejemplo, para una misma concentración, la arcilla atenúa un orden de magnitud más energía acústica que la arena fina. La pérdida por atenuación es alta para arenas (500–1000 μm). Por el contrario, la retrodispersión aumenta monotónicamente con el tamaño de partícula, de manera tal que la retrodispersión debida a la arena es varios órdenes de magnitud mayor que la debida a la arcilla.

4.4 BIBLIOGRAFÍA

Anselmo V. y Maraga F. (1987). *Sediment yield and bed load movement in mountain torrents in Italian Alps, Rio della Gallina*. IAHS Workshop on Debris Torrents, IUGG General Assembly, Vancouver, Canada.

Bänziger, R. y Burch, H. (1990). *Acoustic sensors (hydrophones) as indicators for bed load transport in a mountain torrent*. IAHS Publ. N° 193, 207-214.

- Basile, P.A.; Peviani, M. y Crepaldi, L. (1995). *Bed Load Transport Measurements in Gravel Bottomed Streams by Means of Geophones: Field and Laboratory Experiments*. Incontro Grupo Lavoro Sulla Sedimentazione Dei Serbatoi (GLISS), 1995, Potenza, Italia. 1995. 1-15.
- Basile, P.A.; Testa, G.; Moia, F.; Peviani, M. y Saccardo, I. (1996). *Studio Sperimentale sulla Misura del Trasporto Solido di Fondo Mediante l'utilizzo di Geofoni*. XXV Convegno di Idraulica e Costruzioni Idrauliche. Turín, Italia. Vol. II, 97-108.
- Basile, P.A.; Riccardi, G.; Zimmermann, E. y Stenta, H. (2010). *Simulation of Erosion-Deposition Processes at Basin Scale by a Physically-Based Mathematical Model*. International Journal of Sediment Research, 25 (2), 91-109.
- Belleudy, P., Valette, A., Graff, B. (2010). *Passive hydrophone monitoring of bedload in river beds: first trials of signal spectral analyses*. In: Gray, J.R., Laronne, J.B., Marr, J.D.G. (Eds.), *Bedload-surrogate monitoring technologies*. U.S. Geol. Surv. Sci. Investig. Rpt. 2010-5091, 67-84.
- Bunte, K. y Swingle, K. (2003). *Field testing the sampling efficiency of bedload traps at East St. Louis Creek, May - July 2003: Comparison of annual gravel load between bedload traps and debris basin*. Report Stream Systems Technology Center, USDA Forest Service, Rocky Mountain Research Station, Fort Collins, Colorado, 86 p.
- Bunte, K. (1998). *Development and field testing of a stationary net-frame bedload sampler for measuring entrainment of pebble and cobble particles*. Report Stream Systems Technology Center, USDA Forest Service, Rocky Mountain Forest and Range Exper. Station, Fort Collins, Colo., 74 p.
- Bunte, K.; Swingle, K.W. y Abt, S.R. (2007). *Guidelines for Using Bedload Traps in Coarse-Bedded Mountain Streams: Construction, Installation, Operation and Sample Processing*. USDA, Forest Service, Rocky Mountain Research Station, General Technical Report RMRS-GTR-191, 91 p.
- Davis, B.D. (2001). *The US D-96: An Isokinetic Suspended-Sediment/Water-Quality Collapsible-Bag Sampler*. Report PP, 41p. Federal Interagency Sedimentation Project, FISP. Waterways Experiment Station, Vicksburg. (Disponible en <http://water.usgs.gov/fisp>).
- Dinehart, R. L. (1989). *Dune migration in a steep coarse-bedded stream*. Water Resources Research, 25(5), 911-923.
- Dinehart, R.L. (1992). *Evolution of coarse gravel bed forms: field measurement at flood stage*. Water Resources Research, 28(10), 2667-2689.
- Diplas, P.; Kuhnle, R.; Gray, J.; Edwards, T.K. y Glysson G.D. (2008). *Sediment Transport Measurements*. Chapter 5. Sedimentation Engineering. Marcelo H. García (Ed.). ASCE Manuals and Reports on Engineering Practice N° 110.
- Edwards, T.K. y Glysson G.D. (1999). *Field Methods for Measurement of Fluvial Sediment*. Techniques of Water Resources Investigations, USGS, ISBN 0-607-89738-4.
- Emmett, W. W. (1980). *A Field Calibration of the Sediment-Trapping Characteristics of the Helleys-Smith Bedload Sampler*. U.S. Geological Survey, Professional paper 1139.
- FISP (2008). *Sampling with the US BL-84 Bed-Load Sampler*. Instructions report. Federal Interagency Sedimentation Project, FISP. Waterways Experiment Station, Vicksburg. (Disponible en <http://water.usgs.gov/fisp>).
- FISP (2002). *Operator's Manual for the US P-61-A1 Point-Integrating Suspended-Sediment Sampler*. Instructions report. Federal Interagency Sedimentation Project Waterways Experiment Station, Vicksburg. (Disponible en <http://water.usgs.gov/fisp>).
- FISP (2000). *Sampling with the US D-95 Depth Integrating Suspended-Sediment Sampler*. Instructions report. Federal Interagency Sedimentation Project, FISP. Waterways Experiment Station, Vicksburg. (Disponible en <http://water.usgs.gov/fisp>).

- Govi, M., Maraga, F. y Moia, F. (1993). *Seismic detectors for continuous bed load monitoring in a gravel stream*. Hydrol. Sci. J., 38(2), 123-132.
- Gray, J.R. y Gartner, J.W. (2009). *Technological advances in suspended-sediment surrogate monitoring*. Water Resources Research, Vol. 45, W00D29.
- Hayward, J.A. y Sutherland, A.J. (1974). *The Torlesse stream vortex-tube sediment trap*. Journal of Hydrology (N.Z.), 13 (1), 41-53.
- Helley, E.J. y Smith, W. (1971). *Development and calibration of a pressure-difference bedload sampler*. U.S. Geological Survey open-file report, 18 p.
- Holdaway, G.P.; Thorne P.D.; Flatt D., Jones S.E. y Prandle D. (1999). *Comparison between ADCP and transmissometer measurement of suspended sediment concentration*. Continental Shelf Research, 19, 421-441
- Hubbell, D. W. (1964). *Apparatus and techniques for measuring bedload*. U.S. Geological Survey Water-Supply Paper 1748, 74 p.
- IWRC-SS (1940). *A Study of Methods Used in Measurement and Analysis of Sediment Loads in Streams. Report N° 1: Field Practice and Equipment Using in Sampling Suspended Sediments*. Informe de Interagency Water Resources Council - Subcommittee on Sedimentation (IWRC-SS). Hydraulic Laboratory, University of Iowa.
- Klingeman, P.C. y Milhous, R.T. (1970). *Oak Creek vortex bedload sampler*. XVII Annual Pacific Northwest Regional Meeting, AGU, Tacoma, Washington.
- Klingeman, P.C., y Emmett, W.W. (1982). *Gravel bedload transport processes*. Gravel-bed Rivers. Editores Hey, R.D., Bathurst, J.C., and Thorne, C.R. John Wiley & Sons Ltd., 141-179.
- Koosman G.L. y Albertson M.L. (1951). *Design Characteristic of Vortex Tube Sand Trap*. Proc. del 4º Congreso de la IAHR, Bombay, India.
- Laronne, J.B.; Reid, I.; Yitshak, Y. y Frostick, L.E. (1992). *Recording bedload discharge in a semiarid channel, Nahal Yatir, Israel*. Erosion and Sediment Transport Monitoring Programmes in River Basins. IAHS Publication N° 210, 79-86.
- Latosinski, F.G.; Szupiany, R.N.; García, C.M. y Guerrero, M. (2012). *Estimación del Transporte de Sedimentos de Fondo en un Gran Río con Perfilador Acústico Doppler*. I Encuentro de Investigadores en formación en Recursos Hídricos, IFRH 2012, INA, Ezeiza, Argentina.
- Latosinski, F.G.; Szupiany, R.N.; García, C.M., Gallego, M.; Amsler, M.L. y Pujol, A. (2011). *Estimación del Transporte de Material de Fondo en Suspensión con ADCP*. V Simposio Regional sobre Hidráulica de Ríos, Argentina.
- Milhous, R.T. (1973). *Sediment transport in a gravel-bottomed stream*. Ph.D. dissertation, Oregon State University, Corvallis.
- Mizuyama, T. et al. (2010). *Calibration of a passive acoustic bedload monitoring system in Japanese mountain rivers*. En: Gray, J.R., Laronne, J.B., Marr, J.D.G. (Eds.), *Bedload surrogate monitoring technologies*. U.S. Geol. Surv. Sci. Investig. Rpt. 2010-5091, 296-318.
- Nelson, M.E. y Benedict, P.G. (1950). *Measurement and Analysis of Suspended Sediment Loads in Streams*. ASCE-proceedings, Vol. 76, USA.
- Parshall, R.L. (1945). *Sand Traps for Desilting Irrigation and Power Canals*. Proc. NSIA, Nebraska State Irrigation Association.
- Ramooz, R. y Rennie C.D. (2010). *Laboratory Measurement of Bedload with an ADCP*. Published online in 2010 as part of U.S. Geological Survey Scientific Investigations Report 2010-5091.

- Reid, I. y Frostick, L.E. (1986). *Dynamics of bedload transport in Turkey Brook, a coarse grained alluvial channel*. Earth Surface Processes and Landforms. 11, 143-155.
- Reid, I., Frostick, L.E., y Layman, J.T. (1985). *The incidence and nature of bedload transport during flood flows in coarse-grained alluvial channels*. Earth Surface Processes and Landforms, 10, 33-44.
- Reid, I., Layman, J.T. y Frostick, L.E. (1980). *The continuous measurements of bedload discharge*. Journal of Hydraulic Research, 18 (3), 243-249.
- Rennie, C.D. y Villard, P.V. (2004). *Site specificity of bedload measurement using an ADCP*. Journal Geophys. Res., 109(F3): F03003.
- Rennie, C.D., Millar, R.G., y Church, M.A. (2002). *Measurement of bed load velocity using an acoustic Doppler current profiler*. Journal of Hydraulic Engineering, 128 (5), 473-483.
- Rickenmann, D.; J.M. Turowski, B. Fritschi, A. Klaiber y A. Ludwig (2012). *Bedload transport measurements at the Erlenbach stream with geophones and automated basket samplers*. Earth Surf. Process. Landforms, 37, 1000-1011 (2012).
- Robinson, A. R. (1962). *Vortex tube sand trap*. ASCE Transactions, 127(III), 391-424.
- Szupiany, R.N.; Amsler M.L.; Parsons D.R. y Best J.L. (2009). *Morphology, flow structure, and suspended bed sediment transport at two large braid-bar confluences*. Water Res. Research, 45, W05415.
- Tacconi, P. y Billi, P. (1987). *Bed load transport measurements by the vortex-tube trap on Virginio Creek, Italy*. Sediment transport in gravel-bed rivers, C. R. Thorne, J. C. Bathurst, and R. D. Hey, eds., Wiley, Chichester, U.K., 583-616.
- Taniguchi, S.; Itakura, Y.; Miyamoto, K. y Kurihara, J. (1992). *A new acoustic sensor for sediment discharge measurements*. IAHS Publ. N° 210, 135-142.
- Topping, D.J., Wright, S.A., Melis, T.S. y Rubin, D.M. (2007). *High-resolution measurements of suspended-sediment concentration and grain size in the Colorado River in Grand Canyon using a multi-frequency acoustic system*. X International Symp. on River Sedimentation. Moscú, Rusia.
- Troendle, C.A., Nankervis, J.M., y Ryan, S.E. (1996). *Sediment transport from small, steep-gradient watersheds in Colorado and Wyoming*. Proceedings of the 6th Federal Interagency Sedimentation Conference, Las Vegas, Nev., 2, IX 39 - IX 45.
- van Rijn, L.C. y Gaweesh, M.T.K. (1992). *New Total Sediment-Load Sampler*. Journal of Hydraulic Engineering. 118 (12), 1686-191.
- van Rijn, L.C. (1979). *Pump-Filter Sampler*. Report S 404-I, Delft Hydraulics Laboratory, Delft, The Netherlands.
- van Rijn, L.C. (1980). *Methods for In-Situ Separation of Water and Sediment*. Report S 404-II, Delft Hydraulics Laboratory, Delft, The Netherlands.
- van Rijn, L.C. (2007). *Manual Sediment Transport Measurements in Rivers, Estuaries and Coastal Seas*. Acqua Publications. The Netherlands. 483 p.
- White, S.M. (1981). *Design Manual for Vortex Tube Silt Extractors*. Report OD 37, HRS, Wallingford.
- Wright, S.A.; Topping, D.J. y Williams, C.A., (2010). *Evaluation of acoustic profilers for discriminating silt-and-clay from suspended-sand in rivers*. II Joint Federal Interagency Conference, Las Vegas, NV, June 27 - July 1.
- Yorozuya, A.; Kanno Y.; Fukami K. y Okada, S. (2010). *Bed-load discharge measurement by ADCP in actual rivers*. River Flow 2010, Dittrich, Koll, Aberle y Geisenhainer (Eds.), 1687-1692.

CAPÍTULO 5

MOVIMIENTO INCIPIENTE DE SEDIMENTOS

5.1 INTRODUCCIÓN

El equilibrio de una partícula, en el fondo de un río aluvial, es perturbado si la resultante de las fuerzas desestabilizadoras de arrastre y alzamiento hidrodinámico, son mayores que las fuerzas estabilizadoras que resisten el movimiento, tales como gravedad y cohesión. La cohesión es importante para 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 de sedimento no cohesivo 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 ser movilizadas, las partículas de un lecho cohesivo se mueven generalmente formando un conjunto agregado de partículas.

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. En este Capítulo se analiza el proceso y se presentan distintas relaciones que permiten determinar tal condición, la cual puede representarse generalmente a través de un valor crítico de la tensión de corte sobre el fondo (τ_{bc}) o de la velocidad de corte (u^*_c).

Las distintas relaciones funcionales vinculan la tensión de corte crítica con características del material sedimentario que constituye el cauce del río. El conocimiento de dichas relaciones son de utilidad práctica para el diseño de canales estables, el dimensionamiento de protecciones del lecho y/o de protecciones de márgenes de ríos, como así también, para estimar el exceso de tensión de corte en ecuaciones de transporte, la evolución del proceso erosivo en brechas de terraplenes de defensa, en presas de materiales sueltos y la evacuación hidráulica de sedimentos depositados en embalses.

5.2 TENSIÓN DE CORTE CRÍTICA EN SEDIMENTOS INCOHERENTES

5.2.1 Criterios utilizados para definir el movimiento incipiente

Los cuatro criterios utilizados para definir la condición de movimiento incipiente de sedimentos incoherentes son: i) referencial, ii) visual, iii) competente y iv) teórico.

Las valores de tensión de corte crítica determinados con el criterio referencial se obtienen extrapolando mediciones simultáneas de transporte de fondo y de tensión de corte, a un transporte de referencia igual a cero o suficientemente bajo (Shields, 1936; Parker y Klingeman, 1982; Parker, 1990; Bridge y Dominic, 1993). Los valores determinados a partir de este enfoque son sensibles al método utilizado para realizar la extrapolación (Parker y Klingeman, 1982; Diplas, 1987; Ashworth y Ferguson, 1989; Ashworth et al., 1992) y al valor particular de transporte de referencia adoptado (Wilcock, 1988).

Con respecto al criterio visual, Kramer (1935) propuso cuatro niveles para definir el movimiento incipiente a partir de la observación visual: i) *Ninguno*: todas las partículas permanecen en el lecho en su posición original, ii) *Débil*: varias partículas pequeñas, que pueden ser contabilizadas, se encuentran en movimiento en lugares aislados, iii) *Mediano*: partículas de diámetro medio están en movimiento en un número demasiado grande como para ser contabilizadas, el movimiento ya no es de carácter local, aunque no es lo suficientemente fuerte como para afectar la configuración del lecho y producir el transporte de una cantidad apreciable de material y iv) *General*: todas las partículas de sedimento están en movimiento, el mismo es lo suficientemente fuerte como para cambiar la configuración del lecho y producir el transporte de una cantidad apreciable de material.

Por lo tanto, el criterio basado en la observación visual del lecho permite relacionar directamente la tensión de corte que produce el movimiento incipiente (Gilbert, 1914; Kramer, 1935; Yalin y Karahan, 1979). Este criterio posee un cierto grado de subjetividad ya que, de acuerdo a Kramer, depende de la definición del nivel que constituye el movimiento incipiente (Gilbert, 1914; Kramer, 1935; Neill y Yalin, 1969; Wilcock, 1988). Se han realizado diversos intentos por reducir tal subjetividad, introduciendo expresiones que tienen en cuenta el número de granos desplazados por unidad de área del lecho, la duración de la observación y las tensiones de corte aplicadas (Neill y Yalin, 1969; Wilcock, 1988), sin embargo, estas expresiones no han sido ampliamente adoptadas.

El criterio competente se refiere a la utilización de funciones de competencia que relacionan la tensión de corte con el tamaño más grande de sedimento presente en el lecho, a partir de las cuales se puede establecer la tensión de corte crítica para un tamaño determinado (Andrews, 1983; Carling, 1983; Komar, 1987). Las funciones de competencia son sensibles al tamaño máximo de las partículas, a la eficiencia de las trampas de sedimentos utilizadas para medir el transporte, al tamaño de la muestra, a la estrategia de muestreo, a la disponibilidad de tamaños de grano grueso y a la técnica de ajuste de las curvas de tensiones de corte versus diámetros (Wilcock, 1992; Wathen et al., 1995).

El cuarto criterio consiste en el cálculo teórico de la tensión de corte crítica. En este criterio se utilizan conceptos de equilibrio de fuerzas para predecir los umbrales correspondientes al movimiento incipiente (White, 1940; Wiberg y Smith, 1987; Jiang y Haff, 1993). Este abordaje es sensible a los valores que se asignan a las distintas variables interviniéntes en el proceso, como por ejemplo, la forma de las partículas, el empaquetamiento, la imbricación y el coeficiente de fricción estática de Coulomb del sedimento del lecho. A continuación analizaremos teóricamente el proceso de inicio de movimiento.

5.2.2 Curva de Shields en el sistema de ejes (τ^* , Re_s^*)

Consideremos el caso de un flujo turbulento uniforme que se desarrolla en un canal rectangular ancho cuyo fondo está constituido por sedimento granular uniforme de diámetro d (ver Figura 5.1). Para dicho flujo, el perfil logarítmico de distribución de velocidad en vertical, descripto en el Capítulo 2 (ecuación 2.87a), se expresa en forma general como:

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = 5.75 \log\left(\frac{z}{k_s}\right) + B_s \quad (5.1)$$

donde: $B_s = f(Re_s^*) = f(u_* k_s / v)$, es dada por la ecuación (2.87b).

En la Figura 5.1 se observa el perfil de velocidades en vertical $\bar{u}(z)$ dado por la ec. (5.1) conjuntamente con la distribución de tensión de corte en la vertical $\tau(z)$, cuyo máximo valor en correspondencia con el fondo es τ_b . El campo de flujo turbulento uniforme genera fuerzas que tienden a desestabilizar una genérica partícula del fondo y otras fuerzas que resisten dicha acción, las cuales se representan en la Figura 5.1.

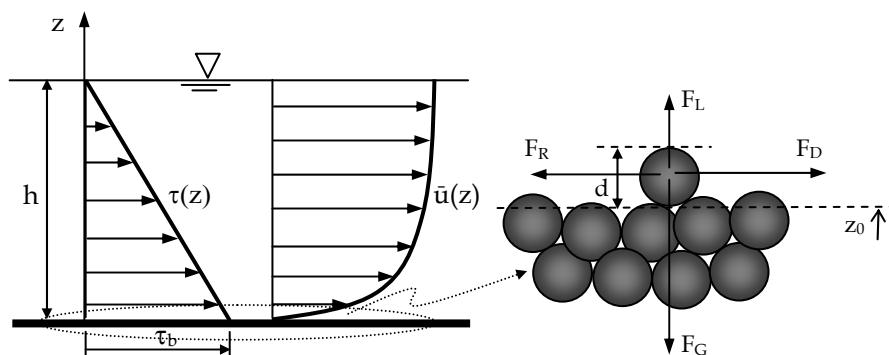


Figura 5.1 Esquematización flujo turbulento actuando sobre un lecho de sedimentos uniformes.

Las fuerzas que tienden a desestabilizar la partícula son la fuerza de arrastre hidrodinámico (F_D), asociada a la tensión de corte τ_b que actúa sobre el fondo.

$$F_D = C_D \rho \frac{u_b^2}{2} \alpha_1 d^2 \quad (5.2)$$

y la fuerza de alzamiento hidrodinámico (F_L), asociada al efecto Bernoulli, es decir, la presión dinámica es mayor en la parte inferior de la partícula (donde la velocidad del flujo es menor) que en la parte superior (donde la velocidad del flujo es mayor), lo cual origina una fuerza neta dirigida hacia arriba, que tiende a levantar la partícula:

$$F_L = C_L \rho \frac{u_b^2}{2} \alpha_2 d^2 \quad (5.3)$$

donde α_1 y α_2 son coeficientes que dependen de la forma de la partícula, de modo tal que $\alpha_1 d^2$ y $\alpha_2 d^2$ representan el área de la partícula proyectada en la dirección del flujo horizontal y vertical respectivamente (para una esfera $\alpha_1=\alpha_2=0.7854$); u_b es una velocidad característica cerca del lecho, C_D es el coeficiente de resistencia y C_L es el coeficiente de alzamiento de la partícula (funciones del número de Reynolds asociado a u_b).

La fuerza estabilizadora (F_G) asociada al peso sumergido de la partícula se expresa como:

$$F_G = \alpha_3 g (\rho_s - \rho) d^3 \quad (5.4)$$

donde α_3 es un factor que depende de la forma de la partícula, de manera tal que $\alpha_3 d^3$ representa el volumen de la partícula (para una esfera $\alpha_3=0.5236$). Por lo tanto, la fuerza que resiste el movimiento de la partícula (F_R), es:

$$F_R = \mu_s (F_G - F_L) \quad (5.5)$$

donde μ_s es el coeficiente de fricción estática de Coulomb (ec. (3.76), Capítulo 3).

El movimiento incipiente se verifica cuando la fuerza hidrodinámica de arrastre (F_D) iguala a la fuerza resistente (F_R), por lo tanto, reemplazando (5.4) y (5.3) en (5.5), posteriormente igualando con (5.2) y reordenando, se obtiene:

$$\frac{u_b^2}{(s-1)gd} = \frac{2\mu_s \alpha_3}{(\alpha_1 C_D + \mu_s \alpha_2 C_L)} \quad (5.6)$$

donde s es la gravedad específica del sedimento ($s=\rho_s/\rho$).

Considerando que la velocidad característica es: $u_b=\bar{u}(z=d)$ y además $k_s=d$, de la ecuación (5.1) se obtiene:

$$\frac{u_b}{u_*} = f_l \left(\frac{u_* d}{v} \right) \quad (5.7)$$

Reemplazando (5.7) en (5.6) e indicando la condición hidrodinámica crítica con el subíndice c, tenemos:

$$\frac{u_{*c}^2}{(s-1)gd} = \frac{2\mu_s \alpha_3}{(\alpha_1 C_D + \mu_s \alpha_2 C_L)} f_l^{-2}(Re_{*pc}) \quad (5.8)$$

donde Re_{*pc} es el número de Reynolds de la partícula crítica basado en la velocidad de corte y el diámetro del sedimento: $Re_{*pc} = u_{*cd}/v$. La expresión de la función $f_l(Re_{*pc})$ es dada por la ecuación (2.87b) del Capítulo 2. Dado que los coeficientes C_D y C_L dependen del número de Reynolds de la partícula y los restantes coeficientes dependen de la partícula de sedimento, todo el miembro derecho va a ser una cierta función f del Re_{*p} , en este caso en condiciones críticas. Por lo tanto, la (5.8) puede expresarse como:

$$\frac{u_{*c}^2}{(s-1)gd} = f(Re_{*pc}) \quad (5.9)$$

donde, u_{*c} es la velocidad de corte crítica. Recordando la expresión de la velocidad de corte:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_b}{\rho}} \quad (5.10)$$

Reemplazando (5.10) en el primer miembro de (5.9) se obtiene:

$$\tau_{*c} = \frac{\tau_{bc}}{(\rho_s - \rho)gd} = f(Re_{*pc}) \quad (5.11)$$

Donde τ_{*c} es la tensión de corte adimensional crítica sobre el fondo o parámetro de Shields crítico y τ_{bc} es la correspondiente tensión de corte crítica.

Shields (1936) fue el primero en arribar a la expresión (5.11) a través de análisis dimensional y, mediante una serie de experimentos en un canal de laboratorio, logró corroborar la validez de la misma para una vasta gama de partículas angulares de barita, granito, ámbar y carbón (Buffington, 1999).

En la Figura 5.2 se observan los resultados experimentales obtenidos por Shields (1936), conjuntamente con los datos de otros investigadores, incluidos por Shields en su diagrama original, los cuales son representados según la relación dada por la ecuación (5.11).

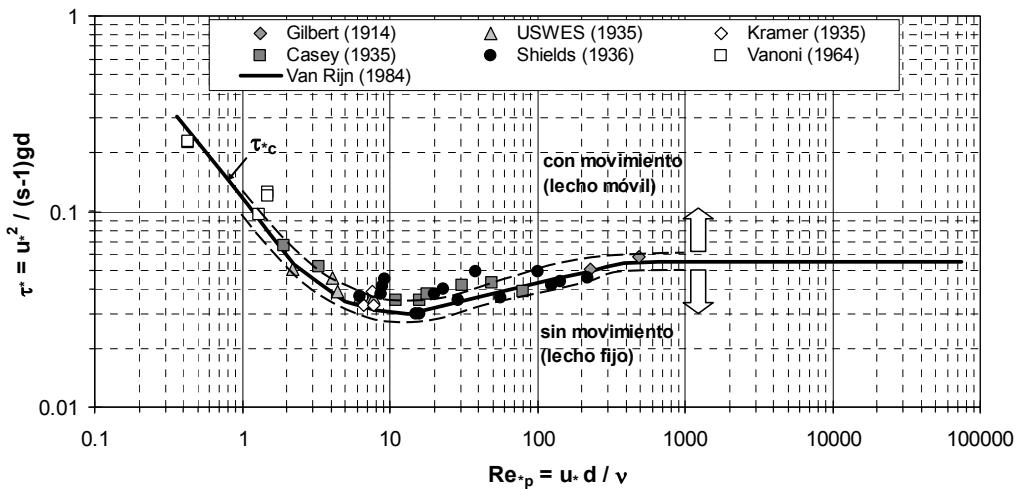


Figura 5.2 Diagrama de Shields original en el sistema de ejes (τ^* , $Re^*_{p,c}$).

La tensión de corte crítica, correspondiente al movimiento incipiente, fue definida por Shields como aquella para la cual el transporte de fondo 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. Es decir, utilizó el criterio referencial. Sin embargo, algunos investigadores argumentan que Shields pudo haber incluso utilizado, en algunos casos, el nivel de movimiento general de Kramer (Buffington, 1999).

Shields presentó una banda de dispersión en su diagrama original, tal como lo indican las dos curvas en línea de trazos de la Figura 5.2. En cambio, la curva en línea continua que se observa en la Figura 5.2 es debida a Van Rijn (1984), cuya expresión parametrizada se presenta más adelante.

5.2.3 Analogía entre curva de Shields y función de rugosidad de Nikuradse

Shields (1936) realizó una analogía entre la curva $\tau^*_{c,r}=f(Re^*_{p,c})$ obtenida mediante sus experimentos y la función de rugosidad $B_s=f(Re^*)$ de Nikuradse, ya presentada en la Figura 2.8 del Capítulo 2. Dicha analogía le permitió interpretar los distintos tramos que forman la curva correspondiente al movimiento incipiente.

El número de Reynolds, $Re^*_{p,c}=u_*d/v$, es proporcional a d/δ , es decir, a la relación entre el diámetro d y el espesor δ de la subcapa viscosa. Efectivamente, el valor aproximado de δ es (ver Capítulo 2):

$$\delta = 11 \frac{v}{u_*} \quad (5.12)$$

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

$$\frac{d}{\delta} = \frac{Re_{*p}}{II} \quad (5.13)$$

El primer tramo recto descendiente de la curva de Shields, hasta $Re_{*p}=2$, representa situaciones en las cuales d es mucho menor que δ , es decir, las partículas se encuentran completamente dentro de la subcapa viscosa.

El último tramo horizontal, para $Re_{*p} \geq 500$ aproximadamente, representa situaciones donde δ 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 τ_{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.

La curva de Shields es válida para sedimentos uniformes, lecho plano y pendientes bajas. Por lo tanto, $k_s=d$ y consecuentemente $Re_{*p}=Re^*$. Es decir, según la analogía de Shields, la curva debería reproducir los mismos límites de comportamiento liso-transición-rugoso como la función de rugosidad B_s . Sin embargo, no los reproduce exactamente.

En la curva de Shields de la Figura 5.2, están representados los datos experimentales de Shields (1936) más los datos de otros investigadores precedentes como Gilbert (1914), Kramer (1935), Casey (1935) y USWES (1935), que fueron tenidos en cuenta por Shields (1936). Hay otros datos graficados, posteriores a Shields, como los de Vanoni (1964).

En la Figura 5.2 se observa que hay muy pocos datos para $Re_{*pc}>70$ como para sacar conclusiones definitivas respecto a los límites de comportamiento. En efecto, el proceso es complejo y es dable esperar dispersiones importantes en los resultados, y además, algunas inconsistencias experimentales no reportadas por los investigadores, como por ejemplo, formas de fondo presentes, no uniformidad granulométrica de los sedimentos usados, sumergencia relativa, etc. (Montgomery y Buffington, 1997).

Investigaciones posteriores, que describiremos a continuación, han incluido más mediciones y, por ejemplo, Ackers y White (1973), especifican el límite transición-rugoso para Re_{*pc} igual aproximadamente a 80 (que se acerca bastante al límite

transición-rugoso de 70 de la curva de Nikuradse $B_s = f(u_* k_s / v)$. Asimismo, Yalin y Karahan (1979) también agregaron datos de nuevos estudios y el valor de Re_{pc} para el límite transición-rugoso es de 90 aproximadamente.

De todos modos, la inconsistencia de la curva de Shields en ese aspecto no es tan determinante y la misma es utilizada en la práctica para evaluar τ_c^* en sedimentos uniformes, con lecho plano, sumergencia relativa elevada y pendientes bajas. En la práctica, la curva se utiliza con el diámetro adimensional D^* haciendo abstracción de los límites de comportamiento del flujo turbulento.

Otro cuestionamiento a la curva de Shields se relaciona con el valor constante de $\tau_c^* = 0.06$ en la parte de flujo turbulento completamente desarrollado. Como veremos a continuación, algunas investigaciones posteriores a Shields (que casi no tenía datos en esa zona, solo un único dato de Gilbert) han reportado valores experimentales en esa zona del orden de 0.03 en vez de 0.06. En este sentido, para flujo turbulento completamente desarrollado, se puede estimar un valor teórico de τ_c^* a partir de la ecuación (5.8).

En efecto, considerando partículas esféricas y planteando algunos valores físicamente plausibles para las variables interviniéntes, como por ejemplo, $C_D = 0.4$ (coeficiente de arrastre para una esfera en flujo turbulento completamente desarrollado), $C_L = 0.85$, C_D , $\varphi = 39^\circ$ ($\mu_s = \tan \varphi = 0.81$), $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.7854$, $\alpha_3 = 0.5236$ y $f_1(Re_{pc}) = 8.5$. Reemplazando en la ecuación (5.8) se estima $\tau_c^* = 0.022$. Es decir, el valor teórico se acerca bastante al valor de 0.03 y es similar al valor mínimo de 0.023 obtenido experimentalmente por Neill (1967).

5.2.4 Contribución de investigaciones posteriores a Shields

Posteriormente a la investigación de Shields (1936), se han realizado numerosas contribuciones, consistentes en la adición de nuevos datos, revisiones y propuestas de modificaciones. Por ejemplo, Grass (1970), Gessler (1971) y Paintal (1971), reconocieron que el movimiento incipiente de un tamaño de grano en particular es inherentemente un problema estadístico, dependiendo de las funciones de distribución de probabilidad de la tensión de corte turbulento sobre el fondo y de la geometría intergranular del material del lecho, siendo esta última controlada por la forma del grano, la distribución granulométrica y la imbricación (Li y Komar, 1986; Kirchner et al., 1990; Buffington et al., 1992). En consecuencia, existe una distribución de frecuencias de tensiones de corte críticas adimensionales para cualquier tamaño de grano. Gessler (1971) revisó los datos de Shields y después de corregirlos por efectos de pared lateral y resistencia de forma, determinó un valor de $\tau_{c50}^* = 0.046$ para un 50 % de probabilidad de movimiento en flujo turbulento completamente desarrollado (Montgomery y Buffington, 1997).

Las distintas contribuciones de investigaciones posteriores a Shields se resumen en las Tablas 5.1, 5.2 y 5.3 conjuntamente con las investigaciones precedentes y propias de Shields. Las mismas han sido discriminadas según el criterio de inicio de movimiento utilizado en las experimentaciones, es decir, referencial, visual y competente respectivamente.

El total de datos experimentales recopilados asciende a 250, discriminados en 60 (referencial), 181 (visual) y 9 (competente). La mayor parte de los datos fueron obtenidos a partir del trabajo de Montgomery y Buffington (1997). Para ser consistentes con los datos de Shields, los mismos han sido seleccionados considerando: i) flujo turbulento, ii) sumergencia relativa $h/d > 5$ y iii) sedimentos cuasi-uniformes en el sentido de Folk y Ward (1957) con desvío estándar $\sigma_l < 0.5$, iv) pendientes bajas ($S_b < 1\%$). Los datos de Pilotti y Menduni (2001) fueron seleccionados siguiendo el mismo criterio.

Tabla 5.1 Resumen de datos de Figura 5.3, para el criterio *referencial* de movimiento incipiente.

Autor	Nº de datos	Rango de valores			
		τ_c (-)	Re_p (-)	d (mm)	ρ_s (kg/m ³)
Gilbert (1914)	2	0.051 - 0.059	227 - 489	4.94 - 7.01	2690
Casey (1935)	8	0.035 - 0.067	1.9 - 80	0.17 - 2.46	2650
Kramer (1935)	3	0.033 - 0.039	6.6 - 7.8	0.51 - 0.55	2700
USWES (1935)	6	0.035 - 0.051	2.2 - 7.8	0.21 - 0.52	2650
Shields (1936)	15	0.030 - 0.049	6.3 - 219	0.36 - 3.44	1060 - 4300
Guy et al. (1966)	1	0.040	2.1	0.19	2650
Williams (1970)	1	0.040	41	1.35	2650
Paintal (1971)	2	0.050 - 0.050	112 - 638	2.50 - 7.95	2650
Mizuyama (1977)	3	0.038 - 0.051	437 - 2841	6.40 - 22.5	2507 - 2656
Parker y Klingeman (1982)	1	0.035	6744	54.0	2850
Bathurst et al. (1987)	3	0.043 - 0.053	944 - 3231	11.5 - 22.2	2570 - 2650
Wilcock (1987)	2	0.023 - 0.037	12 - 332	0.67 - 5.28	2650
Asworth y Ferguson (1987)	2	0.054 - 0.072	7773 - 8463	50.0 - 57.5	2540 - 2600
Diplas (1987)	2	0.027 - 0.034	5923 - 6647	54.0	2850
Parker (1990)	1	0.034	6731	54.0	2850
Asworth et al. (1992)	1	0.061	2463	24.0	2650
Kuhnle (1992)	1	0.065	869	11.73	2650
Li y Komar (1992)	1	0.048	3.3	0.24	2650
Wilcock y McArdell (1993)	1	0.028	88	2.60	2610
Kuhnle (1993)	1	0.039	404	5.58	2650
Bridge y Dominic (1993)	3	0.040 - 0.052	4.2 - 286	0.30 - 4.94	2690

Tabla 5.2 Resumen de datos de Figura 5.3, para el criterio *visual* de movimiento incipiente.

Autor	Nº de datos	Rango de valores			
		τ^*_c (-)	Re^*_{pc} (-)	d (mm)	ρ_s (kg/m ³)
Gilbert (1914)	13	0.032 - 0.069	52 - 587	1.71 - 7.01	2690
USWES (1935)	2	0.048 - 0.074	2.4 - 5.5	0.18 - 0.34	2650
Mavis et al. (1937)	16	0.022 - 0.037	37 - 235	1.40 - 4.30	2660
Ho (1939)	1	0.025	225	5.710	2660
Meyer-Peter y Müller (1948)	21	0.025 - 0.050	59 - 686	1.86 - 8.50	2680
Wolman y Brush (1961)	10	0.020 - 0.052	9.0 - 94	0.67 - 2.00	2650
Raudkivi (1963)	1	0.036	6	0.400	2600
Vanoni (1964)	4	0.097 - 0.226	0.43 - 1.50	0.037 - 0.102	2490 - 2650
Neill (1967)	20	0.023 - 0.056	221 - 2099	5.0 - 20.0	2490 - 2540
White (1970)	13	0.034 - 0.132	0.32 - 53	0.044 - 2.2	1050 - 2600
Everts (1973)	37	0.017 - 0.081	1.3 - 162	0.09 - 3.57	2650 - 4700
Mantz (1975)	15	0.062 - 0.165	0.27 - 0.81	0.03 - 0.076	2650 - 2740
Luque y Van Beek (1976)	5	0.038 - 0.047	16 - 127	0.9 - 3.3	1340 - 4580
Yalin y Karahan (1979)	6	0.03 - 0.113	1.5 - 25	0.1 - 1.0	2650
Ikeda (1982)	2	0.020 - 0.047	8.7 - 72	0.42 - 1.3	2650
Prager et al. (1996)	4	0.021 - 0.025	6.2 - 7.3	0.500	2500 - 2770
Pilotti y Menduni (2001)	11	0.022 - 0.047	18.6 - 168.2	0.8 - 3.0	2460 - 2570

Tabla 5.3 Resumen de datos de Figura 5.3, para el criterio *competente* de movimiento incipiente.

Autor	Nº de datos	Rango de valores			
		τ^*_c (-)	Re^*_{pc} (-)	d (mm)	ρ_s (kg/m ³)
Andrews y Erman (1983)	1	0.050	8377	58.0	2650
Carling (1983)	1	0.027	911	15.5	2650
Hammond et al. (1984)	1	0.025	877	15.5	2650
Komar (1987)	1	0.027	7277	63.0	2850
Ferguson et al. (1989)	1	0.047	37880	73.0	2800
Komar y Carling (1991)	1	0.039	9182	62.0	2710
Ashworth et al. (1992)	1	0.049	1807	21.0	2650
Ferguson (1994)	1	0.047	11943	75.0	2650
Wethen et al. (1995)	1	0.059	2025	21.3	2650

En la Figura 5.3 se representan los pares de datos experimentales (Re^*_{pc}, τ^*_c) correspondientes a las investigaciones reportadas en las Tablas 5.1, 5.2 y 5.3 para los distintos tipos de criterios utilizados en la definición del movimiento incipiente. En la misma Figura se representa también la curva parametrizada de Van Rijn (1984) ya mostrada en la Figura 5.2.

En dicha Figura se observa que los datos correspondientes al criterio referencial (círculos negros) se ubican preferentemente en la parte superior de la banda configurada por los datos correspondientes al criterio visual (rombos grises). En este sentido, cabe aclarar que el criterio referencial, asociado a un transporte

relativamente bajo (no nulo), ha tenido origen en el estudio del transporte de sedimentos y la calibración de distintas ecuaciones de cálculo.

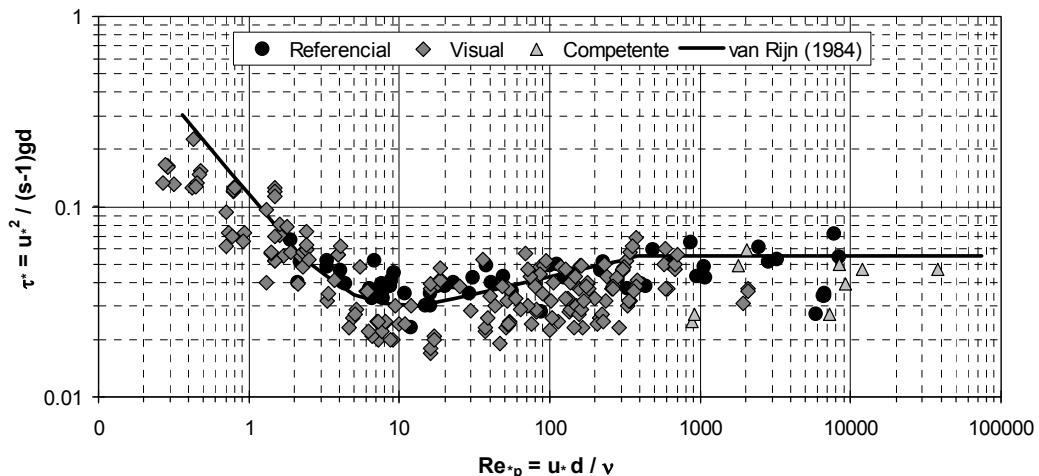


Figura 5.3 Tensión de corte adimensional crítica en función de Re_p para los distintos criterios de movimiento incipiente (datos Tablas 5.1, 5.2 y 5.3) y ecuación parametrizada de van Rijn (1984).

Los valores más bajos de τ_c^* determinados a partir del criterio competente (triángulos grises) pueden estar reflejando un sesgo asociado con el uso del grano móvil de tamaño más grande presente en la superficie del lecho. En efecto, los clastos superficiales de mayor tamaño del lecho pueden tener umbrales de movilidad más bajos, debido a la mayor protuberancia y a al ángulo de fricción intergranular más pequeño (Buffington et al., 1992). Komar y Carling (1991) propusieron una variante del criterio competente, reemplazando el tamaño máximo por el tamaño de grano medio del transporte de fondo, con lo cual se obtienen valores de τ_c^* similares a los determinados mediante el criterio referencial.

5.2.4.1 Diferencia entre el parámetro de Shields crítico visual y referencial

Analicemos la diferencia entre la tensión de corte adimensional crítica (o parámetro de Shields crítico) determinada a partir del criterio visual y a partir del criterio referencial asociado a un transporte suficientemente bajo. En el primer caso (criterio visual), τ_c^* es el valor de τ^* para el cual comienza a producirse el arrastre de granos (según los distintos niveles de Kramer). Si se observan granos móviles: $\tau^* > \tau_c^*$ y si no hay granos que se están moviendo: $\tau^* < \tau_c^*$. Pero, con el fin de determinar si los granos se están moviendo o no, eso plantea la cuestión de cuánto tiempo uno debe observar el lecho y que extensión de la superficie del lecho se debe observar. Cuando el flujo es turbulento, la tensión de corte sobre el fondo τ_b es fluctuante en el tiempo, por lo tanto, las respuestas a estas preguntas no son fáciles de responder.

Por otra parte, si el objetivo es predecir la tasa de transporte de sedimentos, la alternativa práctica es utilizar una tensión de corte crítica de referencia, que es el valor de τ_b asociado con una muy pequeña tasa predeterminada de transporte. Por lo tanto, por definición, la tensión de corte de referencia se asocia con una pequeña cantidad de transporte, y consecuentemente debe ser ligeramente más grande que la tensión de corte crítica derivada con el criterio visual, en particular, si este último se corresponde con los niveles Ninguno, Débil y Mediano de Kramer.

Sin embargo, si no se considera el efecto de resistencia de forma se puede sobreestimar el valor de τ_{*c} . Comúnmente se da por sentado que, en los estudios en canales de laboratorio, el lecho es inicialmente plano y libre de la influencia de resistencia de forma causada por formas de fondo (Miller et al., 1977). Esto es cierto para los estudios de movimiento incipiente basados en el criterio visual, pero no es así para la mayoría de los estudios basados en el criterio referencial.

En los estudios basados en el criterio visual, el flujo se incrementa gradualmente hasta que se observan granos que comienzan a moverse sobre la superficie plana del lecho. Por el contrario, en la mayoría de los estudios basados en el criterio referencial los datos de transporte de fondo son muestreados después de alcanzar condiciones de equilibrio, las cuales en muchos casos se caracterizan por la presencia de formas de fondo (Gilbert, 1914; Shields, 1936; De Guy et al., 1966; Wilcock y Southard, 1988). Esto se traduce en una diferencia significativa entre la tensión de corte asociada a la resistencia de grano (superficial) y la tensión de corte total determinada, por ejemplo, en función de la profundidad y la pendiente. Por lo tanto, el valor τ_{*c} calculado sin considerar el efecto de las formas de fondo, conduce a una sobreestimación del mismo.

Aunque la resistencia de forma no es un problema en los estudios basados en el criterio visual, una sumergencia relativa pequeña puede proporcionar una fuente igualmente importante de resistencia de forma y conducir a una sobreestimación del valor de τ_{*c} . No obstante, los datos reportados en la Figura 5.3 han sido seleccionados para sumergencia relativa $h/d > 5$, para la cual, como se describe más adelante, su influencia en el valor de τ_{*c} es despreciable.

5.2.4.2 Diferentes aplicaciones del concepto de movimiento incipiente

Las aplicaciones del concepto de movimiento incipiente del sedimento pueden asociarse a dos objetivos. El primero se refiere a la utilización de la tensión de corte crítica, derivada a partir del criterio referencial o visual, como umbral en una fórmula de transporte de sedimentos basada en el exceso de tensión de corte. En ese caso, el objetivo no es controlar el arrastre de cualquier grano en particular; sino saber el flujo para el cual comienza el transporte de sedimentos. Este es el

propósito por el cual se desarrolló la tensión de corte crítica basada en el criterio referencial, a menudo denominada, tensión de corte de referencia. Un valor pequeño del transporte, en el inicio del proceso, no modifica sustancialmente los valores de transporte para tensiones de corte elevadas, como por ejemplo, durante crecidas excepcionales en los ríos. En este caso, para caracterizar la condición de movimiento incipiente, es recomendable utilizar una curva media ajustada a los datos experimentales.

El segundo objetivo se centra en el arrastre de granos individuales. Es decir, en aquellos casos donde la estabilidad del cauce depende de que el material no se mueva en absoluto. Nos podríamos preguntar: ¿Dado un caudal de diseño, para qué tamaños de clastos, la protección del lecho del canal (o de las márgenes), no evidencia ningún tipo de falla (100 % de los clastos no se mueven)? En este caso es recomendable utilizar una curva de inicio de movimiento “envolvente”, es decir, una curva tal que represente el límite inferior del conjunto de las observaciones experimentales.

5.2.5 Parametrización de la curva de Shields en el sistema de ejes (τ_* , D_*)

La curva de Shields en el sistema de ejes coordinados de las Figuras 5.2 y 5.3 (τ_* , Re_{sp}^2) no es muy útil porque u_{*c} (o τ_{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 (τ_* , D_*), como se muestra en la Figura 5.4, donde D_* es el diámetro adimensional, ya introducido en el Capítulo 3, el cual se define como (Yalin, 1972):

$$D_* = \left(\frac{Re_{sp}^2}{\tau_*} \right)^{1/3} = d \left[\frac{(s-1)g}{v^2} \right]^{1/3} \quad (5.14)$$

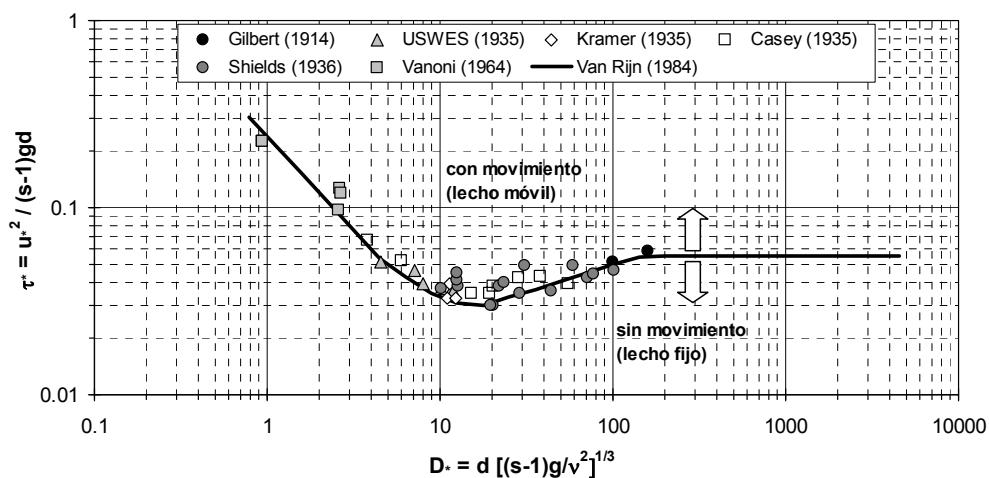


Figura 5.4 Diagrama de Shields original en el sistema de ejes (τ_* , D_*).

Diversas ecuaciones parametrizadas, ajustadas a distintas series de datos experimentales, han sido propuestas para representar la curva de Shields (Bonnefille, 1963; Brownlie, 1981; Chien y Wan, 1983; Van Rijn, 1984; Yalin y Ferreira Da Silva, 2001; Hager y Olivetto, 2002; Sheppard y Renna, 2005). Por ejemplo, la expresión dada por Brownlie (1981) en función del diámetro adimensional D_* se expresa como:

$$\tau_{*c} = 0.22 D_*^{-0.9} + 0.06 \text{ EXP}(-17.77 D_*^{-0.9}) \quad (5.15)$$

Asimismo, Van Rijn (1984), representó la curva de Shields segmentándola en función del valor que adopta D_* , mediante las siguientes ecuaciones:

$$\tau_{*c} = \begin{cases} 0.24 D_*^{-1} & D_* \leq 4 \\ 0.14 D_*^{-0.64} & 4 < D_* \leq 10 \\ 0.04 D_*^{-0.10} & 10 < D_* \leq 20 \\ 0.013 D_*^{0.29} & 20 < D_* \leq 150 \\ 0.055 & D_* > 150 \end{cases} \quad (5.16)$$

Los valores calculados con la expresión de Van Rijn (1984), ya representada en las Figuras 5.2, 5.3 y 5.4, son muy similares a los calculados con la expresión de Brownlie (1981). Excepto que los valores de τ_{*c} para sedimentos gruesos son iguales a 0.055 para Van Rijn y tienden asintóticamente a 0.06 para Brownlie.

Yalin y Da Silva (Y&DS, 2001) propusieron la siguiente ecuación de ajuste a los datos utilizados por Yalin y Karahan (1979):

$$\tau_{*c} = 0.13 D_*^{-0.392} \text{ EXP}(-0.015 D_*^2) + 0.045 [1 - \text{EXP}(-0.068 D_*)] \quad (5.17)$$

Sheppard y Renna (S&R, 2005) propusieron las siguientes ecuaciones para representar los diferentes tramos de la curva de Shields:

$$\tau_{*c} = \begin{cases} 0.25 - 0.1 D_*^{0.5} & 0.1 < D_* \leq 3 \\ 0.0023 D_* - 0.000378 D_* \ln D_* + 0.23 D_*^{-1} - 0.005 & 3 < D_* < 150 \\ 0.0575 & D_* > 150 \end{cases} \quad (5.18)$$

El valor de τ_{*c} para $D_* \geq 65$ ($Re_{pc} \geq 90$) calculado con Y&DS (2001) es igual aproximadamente a 0.045. Los valores calculados con la expresión de S&R (2005) para $D_* \geq 3$ son similares a los calculados con las expresiones de Brownlie (1981) y Van Rijn (1984) y en la zona de sedimentos gruesos estima un valor igual a $\tau_{*c}=0.0575$, intermedio entre los valores de Brownlie (0.06) y Van Rijn (0.055).

La expresión de $\tau_{*c} = f(D_*)$ de Ackers y White, 1973 (A&W, 1973), propuesta para la ecuación de transporte de los mismos autores, se diferencia bastante (para todo el rango de D_*) de las expresiones vistas anteriormente, la misma se expresa como:

$$\tau_{*c} = \begin{cases} \left(\frac{0.23}{\sqrt{D_*}} + 0.14 \right)^2 & I < D_* < 60 \\ 0.029 & D_* \geq 60 \end{cases} \quad (5.19)$$

En la Figura 5.5 se presentan los datos de tensión de corte adimensional crítica en función de D_* para los distintos criterios de inicio de movimiento (datos de investigaciones consignadas en las Tablas 5.1, 5.2 y 5.3), conjuntamente con las curvas parametrizadas, cuyas expresiones corresponden a los diferentes investigadores citados precedentemente.

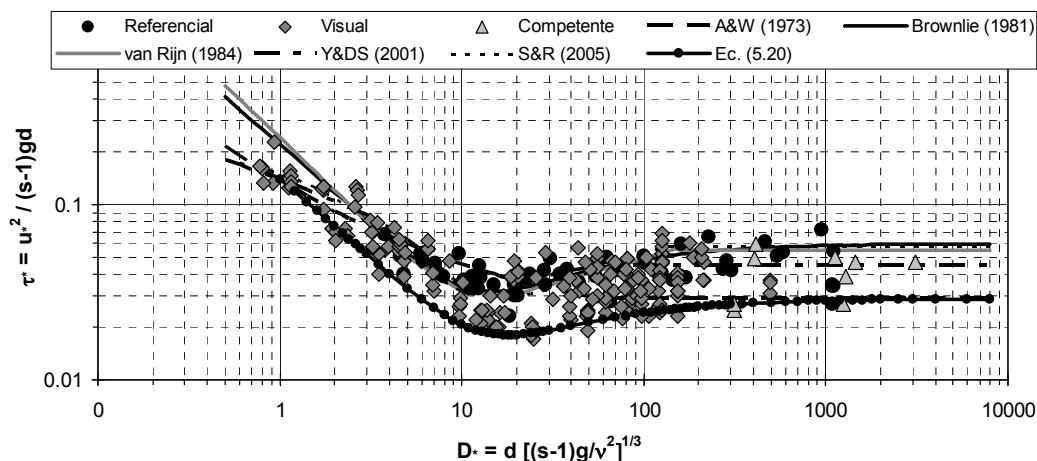


Figura 5.5 Tensión de corte adimensional crítica en función de D_* para distintos criterios de inicio de movimiento (datos Tablas 5.1, 5.2 y 5.3) y curvas parametrizadas por diversos investigadores.

Una expresión parametrizada de la curva “envolvente” a los datos (τ_{*c} , D_*) presentados en la Figura 5.5, puede ser especialmente útil para el diseño en ingeniería fluvial. A partir de la modificación de la expresión de Brownlie (5.19), la siguiente fórmula, válida para $D_* \geq 1$, representa la expresión parametrizada de dicha curva “envolvente”:

$$\tau_{*c} = 0.14 D_*^{-0.9} + 0.029 \exp(-18 D_*^{-0.9}) \quad (5.20)$$

Para visualizar la relación (5.20) en el sistema de ejes (τ_* , D_*), la misma se representa en la Figura 5.5. Se observa que dicha curva representa el límite inferior de los datos de τ_{*c} para todo el rango de D_* , es decir, por encima de la misma se encuentra el 98 % de los datos experimentales. En particular, se observa

que para $D \geq 150$ ($d \geq 6$ mm) la tensión de corte adimensional crítica es $\tau_{*c} = 0.027$ aproximadamente y la curva tiende a $\tau_{*c} = 0.029$ para valores elevados de D_* .

De acuerdo a las diferentes aplicaciones del concepto de movimiento incipiente comentadas anteriormente, en aplicaciones prácticas, como por ejemplo, cálculo de protecciones de lecho o márgenes con enrocados, etc.; se recomienda utilizar la (5.24), con las eventuales correcciones a τ_{*c} debido a sumergencia relativa, pendiente del canal, pendiente de márgenes, etc., que veremos más adelante. Para la protección del lecho aguas abajo de estructuras de control de flujo el valor de τ_{*c} dado por (5.20) debería ser a su vez reducido mediante un coeficiente que tenga en cuenta el efecto de la elevada turbulencia local.

5.2.6 Curva de inicio de movimiento en el sistema de ejes (χ_{*c} , D_*)

Los datos de tensión de corte adimensional crítica para diferentes valores de D_* , representados en la Figura 5.5, muestran una cierta dispersión alrededor de las distintas curvas de ajuste. Una manera de reducir tal dispersión es utilizando el parámetro χ_{*c} dado por la relación entre la velocidad de corte crítica y la velocidad de caída de la partícula.

En la Figura 5.6 se presentan los mismos datos de la Figura 5.5 pero en el sistema de ejes (χ_{*c} , D_*).

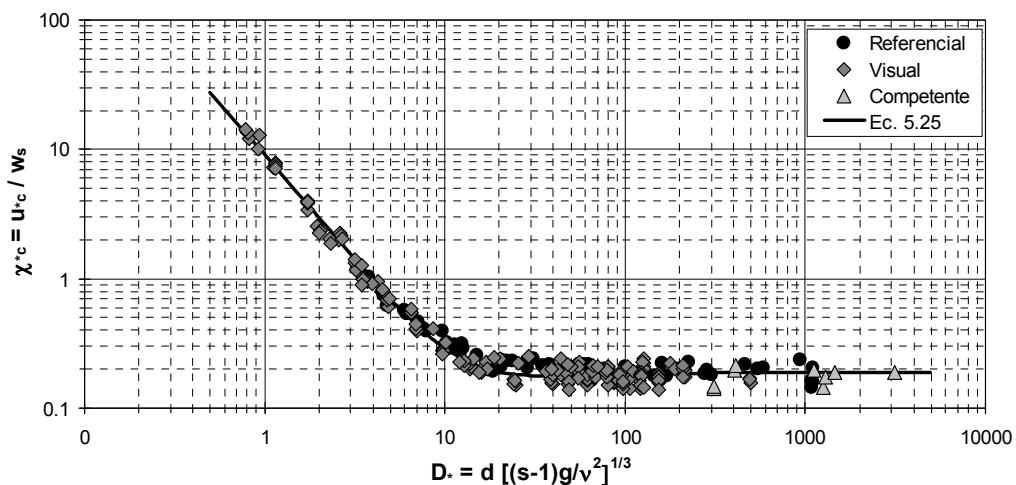


Figura 5.6 Curva de inicio de movimiento de sedimentos en el sistema de ejes (χ_{*c} , D_*).

La ecuación que representa el mejor ajuste se expresa mediante:

$$\chi_{*c} = \frac{u_{*c}}{w_s} = 9 D_*^{-1.6} + 0.19 \exp(-16 D_*^{-1.16}) \quad (5.21)$$

El valor de la velocidad de corte crítica se puede obtener a través de la multiplicación entre χ^*_c dado por la expresión (5.21) y la ecuación de velocidad de caída de Cheng (1997) dada por la ec. (3.55) del Capítulo 3.

Por otra parte, dividiendo el parámetro de Shields crítico (5.9) por w_s^2 se obtiene:

$$\frac{\tau^*_c}{w_s^2} = \frac{\chi^*_c}{(s-l)gd} \quad (5.22)$$

Expresando w_s mediante la ecuación de velocidad de caída de Cheng (1997) y despejando τ^*_c de (5.22) se obtiene:

$$\tau^*_c = \chi^2_c \left(\sqrt{25 + 1.2 D_*^2} - 5 \right)^3 D_*^{-3} \quad (5.23)$$

Donde χ^*_c es dado por la (5.21) en función de D_* . Para visualizar la curva dada por (5.23) en el sistema de ejes (τ^*, D_*) , la misma se representa en la Figura 5.7 conjuntamente con la curva envolvente dada por la ec. (5.20). Se observa que la expresión (5.23) describe una curva media que se ajusta a la serie de observaciones experimentales. Tal ecuación puede ser de utilidad para determinar τ^*_c a los efectos del cálculo del transporte de sedimentos. En particular, se observa que para $D_* \geq 400$ ($d \geq 16$ mm) la tensión de corte adimensional crítica es $\tau^*_c = 0.045$ aproximadamente y tiende asintóticamente a $\tau^*_c = 0.047$ para valores elevados de D_* . Estos valores son consistentes con los obtenidos por diversos autores (Meyer-Peter y Müller, 1948; Yalin y Kaharan, 1979; Gessler, 1971).

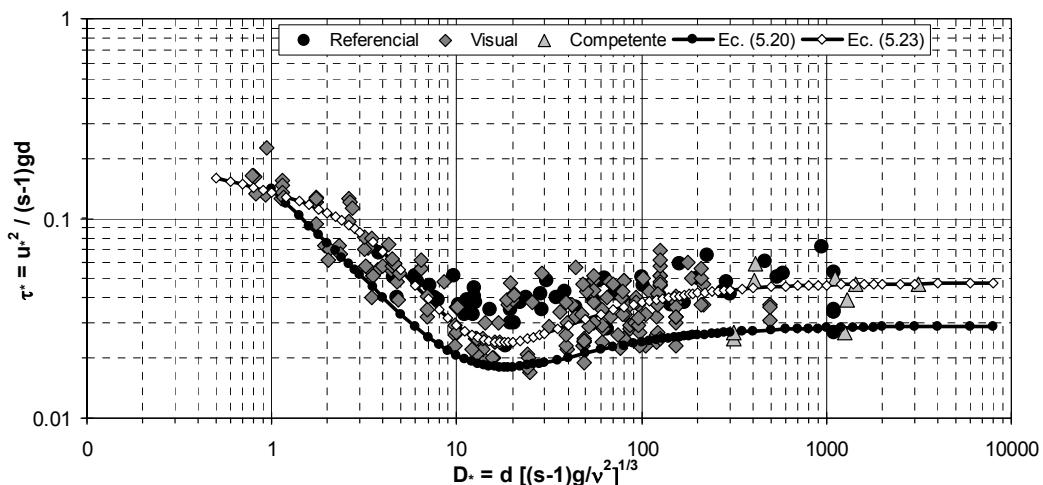


Figura 5.7 $\tau^*_c=f(D_*)$ para los distintos criterios de movimiento incipiente (datos resumidos en Tablas 5.1, 5.2 y 5.3) y curvas parametrizadas dadas por las expresiones (5.20) y (5.23).

En la Figura 5.8 se presenta la velocidad de corte crítica en función del diámetro d . Tales curvas han sido determinadas a partir de las ecuaciones (5.20) y (5.23), considerando $\rho_s=2650 \text{ kg/m}^3$, $\rho=1000 \text{ kg/m}^3$, $g=9.81 \text{ m/s}^2$ y $v=1.01 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$.

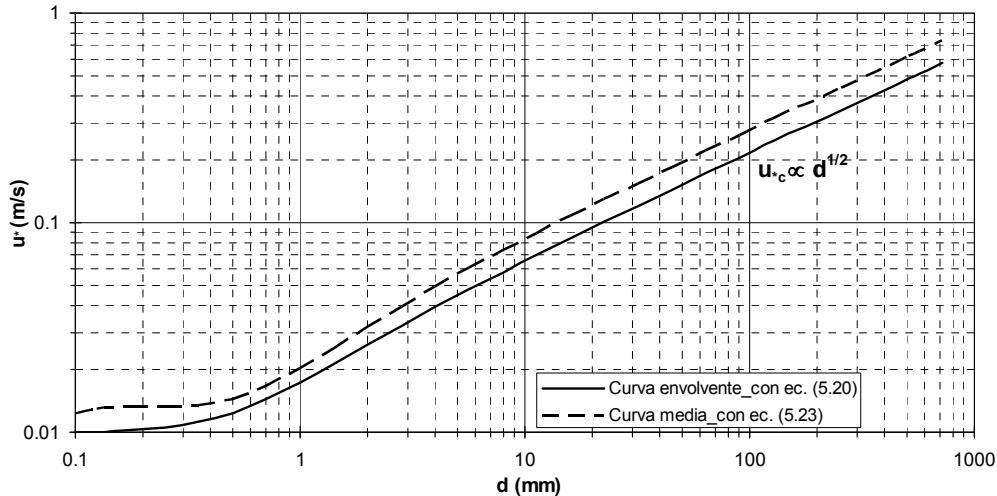


Figura 5.8 Velocidad de corte crítica en función del diámetro para curva envolvente y curva media.

5.2.7 Velocidad media crítica a partir del parámetro de Shields crítico

La velocidad media crítica U_c se puede determinar a partir de los valores de tensión de corte adimensional crítica dados por la curva de Shields de la siguiente manera. En primer lugar, la relación entre la velocidad media y la velocidad de corte (ver Capítulo 2) en condiciones críticas puede expresarse como:

$$\frac{U_c}{u_{*c}} = \frac{C}{\sqrt{g}} \quad (5.24)$$

donde la velocidad de corte crítica u_{*c} se obtiene a través de la tensión de corte adimensional crítica:

$$\tau_{*c} = \frac{u_{*c}^2}{(s-1)gd} \quad (5.25)$$

y el coeficiente de Chezy C depende de las características del contorno, liso/transición/rugoso, (ver Capítulo 2, puntos 2.5.2.5 y 2.5.2.6). Por ejemplo, para el caso de flujo turbulento completamente desarrollado (contorno hidráulicamente rugoso) C se expresa como (ec. (2.92) Capítulo 2):

$$C = 18 \log \left(\frac{11h}{k_s} \right) \quad (5.26a)$$

o recordando la relación del coeficiente de Chezy con los coeficientes n de Manning y f de Darcy-Weisbach:

$$C = \frac{h^{1/6}}{n} = \sqrt{\frac{8g}{f}} \quad (5.26b)$$

Introduciendo (5.25) en (5.24) se obtiene:

$$\frac{U_c}{\sqrt{(s-1)gd}} = \sqrt{\tau_{*c}} \frac{C}{\sqrt{g}} \quad (5.27)$$

Donde el miembro izquierdo representa la velocidad media crítica adimensional y el miembro derecho se determina utilizando una expresión parametrizada de la tensión de corte adimensional crítica y una de las expresiones (5.26a) o (5.26b) para representar el coeficiente de Chezy.

5.3 FACTORES QUE INFLUENCIAN LA TENSIÓN DE CORTE CRÍTICA

La curva de Shields, para determinación del movimiento incipiente, ha sido establecida considerando flujo uniforme sobre un lecho plano quasi-horizontal, formado por sedimentos uniformes de diámetro d , con sumergencia relativa $h/d > 5$ y valores de intensidad de turbulencia relativa normal $r \approx 0.10-0.15$.

5.3.1 Efecto de la sumergencia relativa

La condición de movimiento incipiente de sedimentos puede representarse como una función de seis variables que representan al flujo, al sedimento y a las propiedades del fluido y del sedimento, tales como, la velocidad de corte (u_{*c}), la profundidad (h), el diámetro del sedimento (d), la densidad del agua (ρ), la viscosidad cinemática (v) y el peso específico sumergido del sedimento (γ'_s), ver definiciones en el Capítulo 3.

$$F(u_{*c}, d, \gamma'_s, \rho, v, h) = 0 \quad (5.28)$$

Aplicando el teorema Π (Buckingham, 1941) y adoptando como variables repetidas u_{*c} , γ'_s y d se obtiene:

$$f\left[\frac{\tau_{bc}}{g(\rho_s - \rho)d}, \frac{u_{*c}d}{v}, \frac{h}{d}\right] = 0 \quad (5.29)$$

Los primeros dos grupos adimensionales especificados en (5.29) fueron considerados por Shields (1936) para el trazado de su curva de movimiento incipiente; siendo el primero la tensión de corte adimensional crítica (τ_{*c}), donde se ha indicado $\tau_{bc} = \rho u_{*c}^2$ y el segundo es el número de Reynolds crítico de la partícula (Re_{pc}). El tercer grupo adimensional pone en evidencia la dependencia de la tensión de corte adimensional crítica de la sumergencia relativa $Z = h/d$.

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. En dicha zona, de acuerdo a la evidencia experimental sin la influencia de h/d , el valor medio de la tensión de corte adimensional crítica asociada al d_{50} varía en un entorno muy estrecho del orden de 0.045 - 0.047. En particular, es dable esperar que la influencia de h/d sobre τ_c^* sea importante en ríos con lechos de sedimentos gruesos, ya que en tales ríos, durante períodos de caudales bajos/medios, se observan valores bajos de h/d .

En la Figura 5.9 se representan los datos experimentales correspondientes a diferentes investigadores, donde se observa que para $h/d_{50} < 5$ la tensión de corte adimensional crítica se incrementa considerablemente respecto al valor medio de 0.047. A continuación se da una explicación plausible para este comportamiento.

Anteriormente hemos hecho referencia a las formas de fondo y sus efectos en la tensión de corte sobre el lecho. Este tema se abordará con más detalle en el Capítulo 6, aquí vamos a plantear solo algunas consideraciones básicas. Cuando existen formas de fondo la tensión de corte total sobre el lecho puede expresarse como la suma de una tensión de corte asociada a la resistencia de forma y una asociada a la resistencia de grano o superficial. Por lo tanto, extendiendo este concepto a nuestro análisis, podemos pensar que a medida que disminuye la relación h/d_{50} se degenera el perfil de velocidades cercano al fondo y aumenta la influencia de la resistencia al flujo producida por la forma de los clastos, es decir, pierde influencia la resistencia por fricción superficial. Dado que la tensión de corte asociada a la resistencia superficial de grano es la responsable de producir el movimiento, si la misma pierde jerarquía es necesario aplicar una mayor tensión de corte total para desestabilizar los clastos.

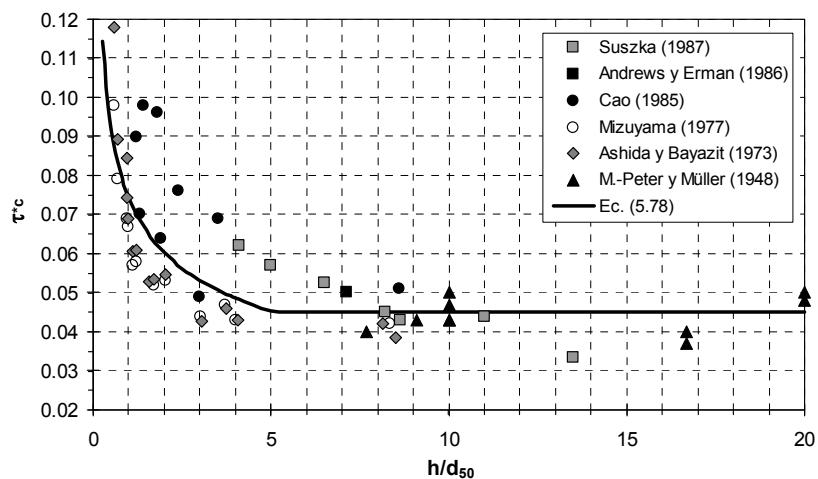


Figura 5.9 Tensión de corte adimensional crítica en función de la sumergencia relativa.

La curva que representa el ajuste al conjunto de datos experimentales reportados en la Figura 5.9 es la siguiente:

$$\tau_{*c} = \begin{cases} 0.0746 \left(\frac{h}{d_{50}} \right)^{-0.3087}, & h/d_{50} \leq 5 \\ 0.045, & h/d_{50} > 5 \end{cases} \quad (5.30)$$

5.3.2 Efecto de la no uniformidad o heterogeneidad granulométrica

La curva de Shields es válida para sedimentos con granulometría uniforme o quasi-uniforme, es decir, para valores del desvío estándar geométrico $\sigma_g < 1.3$ o el desvío estándar gráfico de Folk y Ward (1957) $\sigma_f < 0.5$ (ver Capítulo 3). La curva de Shields expresa, en particular para régimen turbulento completamente desarrollado, una proporcionalidad lineal entre el valor crítico de la tensión de corte sobre el fondo y el diámetro del sedimento (ver Figura 5.7). El parámetro de Shields crítico constante, para aproximadamente $Re_{*p} > 500$, implica efectivamente que la relación (τ_{bc}/d) sea constante, asumiendo invariable la densidad del sedimento y del agua.

En presencia de una granulometría no uniforme, específicamente en lechos de granulometría extendidas, 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 τ_{ci}^{corr} , de la siguiente forma:

$$\tau_{ci}^{corr} = \tau_{ci} \xi_{ci} \quad (5.31)$$

donde:

$$\tau_{*ci}^{corr} = \frac{\tau_{bc i}^{corr}}{g(\rho_s - \rho)d_i} , \quad \tau_{*ci} = \frac{\tau_{bc i}}{g(\rho_s - \rho)d_i} \quad (5.32) \text{ y } (5.33)$$

y ξ_{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:

$$\xi_{ci} = \left(\frac{d_i}{d_m} \right)^{-b} \quad (5.34)$$

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

Introduciendo (5.32), (5.33) y (5.34) en (5.31) se obtiene:

$$\tau_{bc i}^{corr} = \tau_{bc i} \left(\frac{d_i}{d_m} \right)^{-b} \quad (5.35)$$

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. Esto se corresponde con el concepto de igual movilidad al inicio del movimiento, introducido por Parker (1982):

$$\tau_{bc i}^{corr} = \tau_{bc i} \left(\frac{d_m}{d_i} \right) = 0.047 g(\rho_s - \rho) d_i \left(\frac{d_m}{d_i} \right) = \tau_{bcm} \quad (5.36)$$

Mientras que, para $b=0$ cada una de las partículas conservan la movilidad intrínseca sugerida por sus propios diámetros. Esto se corresponde con el concepto de interacción nula entre partículas, lo cual conduce a un transporte puramente selectivo:

$$\tau_{bc i}^{corr} = \tau_{bc i} \quad (5.37)$$

En general, valores usuales de b pueden ser: 0.98 (Parker et al., 1982), 0.87 (Andrews, 1983), 0.94 (Diphas, 1987), 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 τ_{*cm} (tensión de corte adimensional crítica referida al diámetro medio aritmético d_m):

$$\tau_{*ci}^{corr} = \tau_{*cm} \xi_{ci} \quad (5.38)$$

con:

$$\tau_{*ci}^{corr} = \frac{\tau_{bci}^{corr}}{g(\rho_s - \rho)d_i} , \quad \tau_{*cm} = \frac{\tau_{bcm}}{g(\rho_s - \rho)d_m} \quad (5.39) \text{ y } (5.40)$$

Introduciendo (5.39), (5.40) y (5.34) en (5.38) y operando algebraicamente se obtiene:

$$\tau_{bci}^{corr} = \tau_{bcm} \left(\frac{d_i}{d_m} \right)^{1-b} \quad (5.41)$$

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

$$\tau_{bci}^{corr} = \tau_{bcm} \quad (5.42)$$

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

$$\tau_{bci}^{corr} = \tau_{bcm} \left(\frac{d_i}{d_m} \right) = 0.047 g(\rho_s - \rho) d_m \left(\frac{d_i}{d_m} \right) = \tau_{bci} \quad (5.43)$$

El concepto de igual movilidad fue introducido por Parker (1982) 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 $d_i/d_m \leq 0.4$:

$$\xi_{ci} = \begin{cases} 0.85 (d_i/d_m)^{-1} & \rightarrow (d_i/d_m) \leq 0.4 \\ [1 + 0.782 \log (d_i/d_m)]^{-2} & \rightarrow (d_i/d_m) > 0.4 \end{cases} \quad (5.44)$$

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

$$\xi_{ci} = \left[0.4 \left(\frac{d_i}{d_u} \right)^{-0.5} + 0.6 \right]^2 \quad (5.45)$$

donde el diámetro de referencia d_u es dado por:

$$\frac{d_u}{d_{50}} = 1.6 \left(\frac{d_{84}}{d_{16}} \right)^{-0.28} \quad (5.46)$$

En la Figura 5.10 se presentan los distintos coeficientes de protección-exposición descriptos precedentemente, conjuntamente con la condición de igual movilidad (ley de potencia con $b=1$) e interacción nula (ley de potencia con $b=0$).

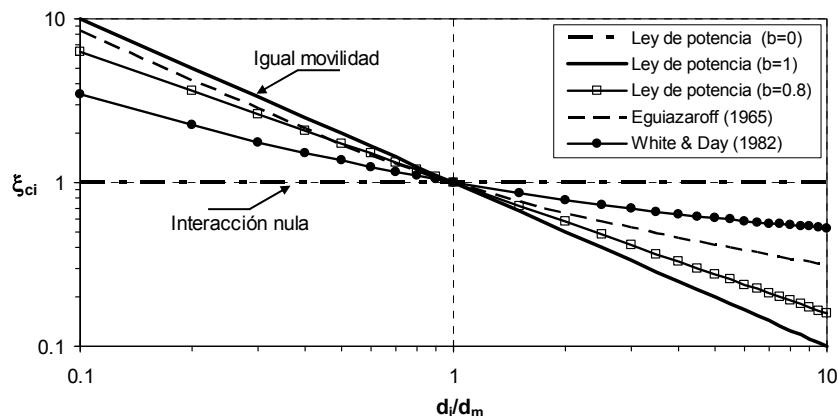


Figura 5.10 Coeficientes de protección-exposición (Basile, 1994).

En dicha Figura se observa que el coeficiente de White y Day (1982) es el más moderado para evaluar los efectos de protección-exposición. Por otra parte, el coeficiente de Eguiazaroff (1965) le otorga una protección a las partículas finas ($d_i/d_m < 1$) equivalente a la producida por una ley de potencia con $0.8 < b < 1$ y a las partículas gruesas ($d_i/d_m > 1$) le confiere una exposición intermedia entre la de White y Day (1982) y la ley de potencia con $b=0.8$.

5.3.3 Efecto de la pendiente

La curva de Shields es válida para el sedimento que se encuentran sobre un lecho cuya pendiente es relativamente baja. Todos los datos reportados en la Figura 5.3 han sido obtenidos para pendientes del lecho menores que 1 %. Por lo tanto, para una partícula de sedimento posicionada sobre un fondo con pendiente elevada el valor de τ^*_c dado por Shields debe ser reducido. A continuación trataremos de precisar mejor y darle un orden de magnitud a los términos "baja" y "elevada" con los que se indicaron las pendientes.

- Para una partícula sobre un fondo horizontal (ver Figura 5.11) es válida la siguiente ecuación:

$$F(0) = N \mu_s = G \operatorname{tg} \varphi \quad (5.47)$$

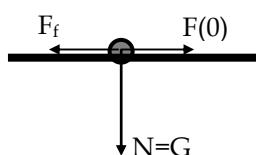


Figura 5.11. Esquema de fuerzas actuantes en una partícula sobre un fondo horizontal.

donde μ_s es el coeficiente de fricción estática de Coulomb, φ es el ángulo de reposo del sedimento y G es el peso de la partícula.

- Para una partícula sobre un fondo inclinado un ángulo α en la dirección del flujo (ver Figura 5.12) vale la siguiente condición de estabilidad:

$$F(\alpha) + G \operatorname{sen} \alpha = N \mu_s = G \cos \alpha \operatorname{tg} \varphi \quad (5.48)$$

despejando $F(\alpha)$ de (5.48):

$$F(\alpha) = G \cos \alpha \operatorname{tg} \varphi - G \operatorname{sen} \alpha \quad (5.49)$$

dividiendo (5.49) por (5.47):

$$K_\alpha = \frac{F(\alpha)}{F(0)} = \frac{G \cos \alpha \operatorname{tg} \varphi - G \operatorname{sen} \alpha}{G \operatorname{tg} \varphi} = \frac{\cos \alpha \operatorname{sen} \varphi - \operatorname{sen} \alpha \cos \varphi}{\operatorname{sen} \varphi} \quad (5.50a)$$

Es decir:

$$K_\alpha = \frac{\operatorname{sen}(\varphi - \alpha)}{\operatorname{sen} \varphi} \quad (5.50b)$$

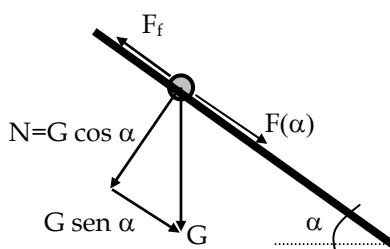


Figura 5.12 Esquema de fuerzas actuantes en una partícula sobre un fondo inclinado un ángulo α .

Valores usuales de φ se presentan en la Tabla 3.19 del Capítulo 3. Por ejemplo, al sedimento del lecho formado por partículas muy redondeadas con $d_{50}=30$ mm le corresponde $\varphi=34.8^\circ$. Considerando una pendiente de fondo S_b variando entre 1% y 4%, se observa que, en este caso, el factor de reducción K_α varía aproximadamente entre 0.99 y 0.94. Valores similares de K_α se obtienen para d_{50} igual a 3 mm y 300 mm.

Por lo tanto, tal factor tiene una cierta influencia solo en cauces con pendientes elevadas, es decir, mayores que 4 %. De todos modos, dada la complejidad del proceso y la banda de dispersión de los datos experimentales que evidencia τ^*_c , un factor de reducción de hasta 0.9 podría considerarse también prácticamente insignificante.

- Para una partícula posicionada sobre el talud de un canal, como se indica en la Figura 5.13, la condición de estabilidad es:

$$R = \sqrt{F(\beta)^2 + G^2 \operatorname{sen}^2 \beta} = G \cos \beta \operatorname{tg} \varphi \quad (5.51)$$

despejando $F(\beta)$ de (5.51):

$$F(\beta) = \sqrt{G^2 \cos^2 \beta \operatorname{tg}^2 \varphi - G^2 \operatorname{sen}^2 \beta} \quad (5.52)$$

dividiendo (5.52) por (5.47):

$$K_\beta = \frac{F(\beta)}{F(\theta)} = \sqrt{\frac{\cos^2 \beta \operatorname{tg}^2 \varphi - \operatorname{sen}^2 \beta}{\operatorname{tg}^2 \varphi}} \quad (5.53a)$$

Operando se obtiene:

$$K_\beta = \cos \beta \sqrt{1 - \frac{\operatorname{tg}^2 \beta}{\operatorname{tg}^2 \varphi}} \quad (5.53b)$$

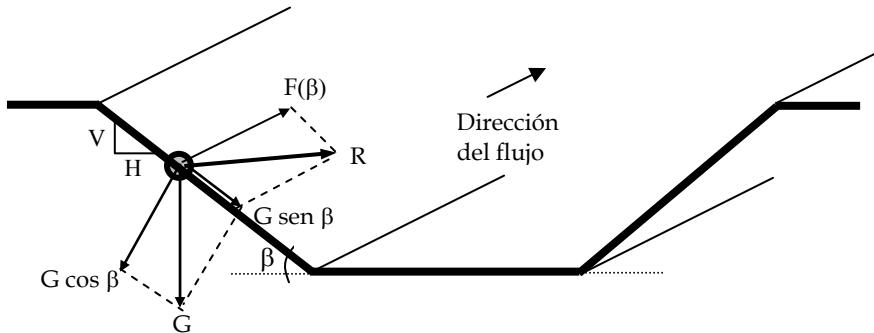


Figura 5.13 Esquema de fuerzas actuantes en una partícula sobre un talud inclinado un ángulo β .

Por ejemplo, para partículas muy redondeadas con $d_{50}=30$ mm ($\varphi=34.8^\circ$) que restan en un talud 1V:2H ($\operatorname{tg} \beta=0.5$) se observa que el factor de reducción K_β es aproximadamente igual a 0.62. Es decir, la reducción de la tensión de corte adimensional crítica es muy significativa. Esto es muy importante para el dimensionamiento de secciones estables y/o para el diseño de protecciones de márgenes con revestimientos (enrocados, colchonetas, gabiones, etc.).

- Para una combinación de pendiente longitudinal del fondo (fondo inclinado con un ángulo α) y pendiente transversal de un talud (talud inclinado con un ángulo β) el factor de reducción se expresa como:

$$K_{\alpha\beta} = K_\alpha K_\beta \quad (5.54)$$

Es decir, para el ejemplo de enrocado con partículas muy redondeadas, con $d_{50}=30$ mm en un canal con taludes 1V:2H, cuyo fondo tiene una pendiente $S_b=4\%$, la tensión de corte adimensional crítica reducida es: $\tau_{cr}^* = K_{\alpha\beta} \tau_{cr}^*$, donde el factor de

reducción es $K_{\alpha\beta}=0.58$. El efecto de la pendiente sobre la tensión de corte crítica, tal como ha sido descripto, se aplica solo en el caso de sedimentos incoherentes.

5.3.4 Efecto de la turbulencia del flujo

Para el dimensionamiento de protecciones de lecho o márgenes de ríos con enrocados (riprap), etc., se deben adoptar valores de seguridad de la tensión de corte adimensional crítica. La curva parametrizada de Shields, dada por la ec. (5.20), representa la “envolvente” de la mayoría de los datos experimentales existentes y puede adoptarse para determinar el tamaño del enrocado necesario para resistir una determinada condición de flujo de diseño, sin que se produzca movimiento de la protección. Los enrocados se realizan con diámetros generalmente grandes, es decir, el flujo turbulento puede considerarse completamente desarrollado, en cuyo caso, de acuerdo a la (5.20), los valores “seguros” de τ^* varían entre 0.027 y 0.029.

Sin embargo, los datos utilizados para derivar la ec. (5.20), contemplan solamente valores de intensidad de turbulencia normal (ver Capítulo 2), es decir, han sido obtenidos para valores de intensidad de turbulencia relativa $r_u \leq 0.10-0.12$. Para la protección del lecho aguas abajo de estructuras de control de flujo, pilas y estribos de puentes, punta de espigones, etc. (que veremos en el Capítulo 9) debe tenerse en cuenta el efecto de la elevada turbulencia local. Planteando, para turbulencia normal, la igualdad entre la tensión de corte adimensional aplicada y la tensión de corte adimensional crítica ($\tau^*=\tau^*_c$), se obtiene:

$$\tau^* = \frac{u_*^2}{(s-l)gd} = \frac{U^2}{C^2(s-l)d} = \tau^*_c \quad (5.55)$$

donde se ha utilizado la expresión: $U/u^*=C/g^{0.5}$ (ver Capítulo 2) para representar la solicitud hidráulica aplicada τ^* en término de velocidad media en vertical local U , siendo u^* : velocidad de corte (m/s) y C : coeficiente de Chezy ($m^{1/2}/s$).

Para tener en cuenta la elevada turbulencia local, la velocidad U aplicada debe ser aumentada mediante un factor de turbulencia K_t , el cual se relaciona con la intensidad de turbulencia relativa r_u (ver Capítulo 2), mediante aproximadamente: $K_t=(2.2 r_u+0.74)$. Por lo tanto, de (5.55) se obtiene:

$$\frac{(K_t U)^2}{C^2(s-l)d} = \tau^*_c \Rightarrow \frac{U^2}{C^2(s-l)d} = \frac{\tau^*_c}{K_t^2} \quad (5.56a), (5.56b)$$

Es decir, aumentar la velocidad U aplicada debido a turbulencia mayor que la normal, utilizando un factor de turbulencia, es equivalente a reducir la tensión de corte adimensional crítica (que resiste la solicitud) mediante: $\tau^*_{cr}=\tau^*_c/K_t^2$.

En la Tabla 5.4 se presentan valores indicativos de intensidad de turbulencia relativa y el factor de turbulencia asociado, para distintas condiciones de flujo.

Tabla 5.4 Valores indicativos de intensidad de turbulencia relativa y factor de turbulencia asociado.

Descripción	Turbulencia	r_u	K_t
Flujo uniforme en tramos de ríos quasi-rectos, canales de laboratorio, etc.	Normal	0.10 - 0.12	≈ 1
Plateas de disipación, zona externa de curvas moderadas, pilas de puentes, etc.	Aumentada	0.20 - 0.30	1.18 - 1.40
Resaltos hidráulicos, zona externa de curvas abruptas, pilas, estribos, espigones, etc.	Alta	0.30 - 0.40	1.40 - 1.62
Aguas abajo de vertederos, alcantarillas, escalones de fondo, chorros alta velocidad, etc.	Muy Alta	0.40 - 0.60	1.62 - 2.06

5.4 SEDIMENTOS COHESIVOS

Los sedimentos cohesivos se diferencian de los sedimentos granulares incoherentes en sus propiedades y en su comportamiento ante la acción hidrodinámica del flujo encauzado. Mientras los sedimentos granulares incoherentes resisten el movimiento debido al peso sumergido de las partículas, el sedimento cohesivo resiste el movimiento debido principalmente a la cohesión.

Los sedimentos cohesivos requieren tensiones de corte relativamente elevadas para erosionar una “partícula” y, dado el tamaño pequeño de las mismas, tensiones relativamente bajas para transportarla directamente en suspensión. En primer lugar, debemos distinguir entre los sedimentos cohesivos compactos consolidados y aquellos recientemente depositados no consolidados.

Generalmente el proceso de “movimiento incipiente” en sedimentos cohesivos consolidados se inicia repentinamente, en una zona determinada del lecho, después de un período medianamente prolongado de la acción hidrodinámica del flujo hídrico. El desprendimiento masivo de partículas en bloque (aglomerado de partículas) se produce generalmente sin reposición de material desde aguas arriba. Es por eso que nos referimos a erosión y no a movimiento incipiente, cuyo concepto se ajusta mejor a los sedimentos granulares incoherentes que estuvimos analizando anteriormente.

El mecanismo de erosión en sedimentos cohesivos consolidados involucra la interacción de procesos físicos, químicos y electroquímicos muy complejos. Si bien se han producido avances, el mecanismo no está todavía entendido completamente y se necesitan más investigaciones en dicha temática.

Hoffmans y Verheij (1997) describen experimentos donde se evidencia que la erosión en suelos arcillosos compactos ocurre en diferentes fases. En una fase inicial son

erosionadas partículas individuales. Más tarde se separan bloques y algunos conglomerados con uniones débiles son erosionados y transportados aguas abajo.

Este proceso continúa y 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 de mayores dimensiones son progresivamente debilitadas y destruidas, hasta que el agregado en bloque falla por fatiga y es instantáneamente desprendido y transportado por el flujo. Tal comportamiento, de la erosión en suelos cohesivos, que no se desarrolla partícula por partícula sino agregado de partículas por agregado de partículas, ha sido descripto en investigaciones precedentes (Karasev, 1964; Mirtskhoulava, 1966).

Los sedimentos cohesivos recientemente depositados (estuarios, embalses, etc.), que no se encuentran consolidados, resisten tensiones de corte críticas relativamente más bajas que los sedimentos cohesivos compactos consolidados y presentan una cierta similitud con los sedimentos incoherentes, ya que puede existir un transporte activo de los mismos y consecuentemente reposición de material desde aguas arriba.

5.4.1 Sedimentos cohesivos consolidados

Un aporte importante, desde el punto de vista del diseño de canales en suelos cohesivos, fue realizado por Fortier y Scobey (1926), cuando publicaron velocidades medias permisibles, las que variaron entre 0.5 m/s - 1.0 m/s para arcillas con arena fina y marga, y entre 0.75 m/s - 1.50 m/s para arcillas compactas.

Una expresión general para la tensión de corte crítica de sedimentos cohesivos puede obtenerse considerando las ecuaciones (5.9) y (5.10) e incluyendo el efecto de la cohesión:

$$\tau_{bc} = \rho u_{*c}^2 = f_1(d, \gamma_s, \gamma, \dots, \text{etc.}) + f_2(C_o, e, I_p, \dots, \text{etc.}) \quad (5.57)$$

La función f_1 surge del análisis realizado para sedimentos granulares incoherentes y juega un rol sustancial cuando se trata de sedimentos heterogéneos formados por fracciones con características cohesivas. Mientras que, en el caso de suelos finos cohesivos, la influencia de la función f_1 es poco significativa y, en ese caso, la función f_2 representa casi exclusivamente la contribución de la cohesión en la determinación de la tensión de corte crítica.

Muchos investigadores han tratado de correlacionar la tensión de corte crítica con las propiedades mecánicas de los suelos cohesivos, como por ejemplo, con

el índice de plasticidad Ip (diferencia entre el límite líquido y el límite plástico) y el porcentaje de arcilla (Dunn, 1959; Smerdon y Beasley, 1961; Briaud et al., 2001; Wan y Fell, 2002), la cohesión C_o (Mirtskhoulava, 1966), la resistencia al corte no confinada y la resistencia al corte con veleta manual (Flaxman, 1963; Kamphuis y Hall, 1983; Raudkivi y Tan, 1984), las fuerzas de Van der Waals (Gargani, 2004; Ternat et al., 2008), la relación de vacíos e (Ven Te Chow, 1959; Chang y Zhang, 2010).

Paaswell (1973) demostró que el umbral crítico de inicio de erosión es función de las propiedades físicas y electroquímicas del suelo, como así también, de las características químicas y la temperatura del agua. La resistencia a la erosión muestra una cierta tendencia a incrementarse con el aumento del índice de plasticidad, aunque las relaciones funcionales no muestran correlaciones satisfactorias.

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, 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 N/m² ($u^*_c=0.032$ a 0.1 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 agua sobre las tasas de erosión.

Chang y Zhang (2010) relacionaron la tensión de corte crítica con parámetros intrínsecos del suelo como la relación de vacíos, el índice de plasticidad, el porcentaje de arcilla y el diámetro medio del sedimento.

5.4.1.1 Curvas de tensión de corte crítica de Ven Te Chow

Ven Te Chow (1959) elaboró datos de investigadores Rusos y presentó curvas de tensión de corte crítica (τ_{bc}) en función de la relación de vacíos (e), para distintos tipos de suelos arcillosos. En la Figura 5.14 se presentan algunas de dichas curvas, las cuales han sido re-elaboradas en términos de velocidad de corte crítica versus cohesión.

En la Figura 5.14 se observa que, por ejemplo, para una arcilla compacta con una cohesión $C_0=73000$ N/m², la velocidad de corte crítica es aproximadamente $u^*_c=0.13$ m/s ($\tau_{bc}=16.9$ N/m²). Considerando $h=1$ m y $n=0.028$ s/m^{1/3}, de (5.24) y (5.26b) se obtiene que la velocidad media crítica de erosión es $U_c = 1.48$ m/s.

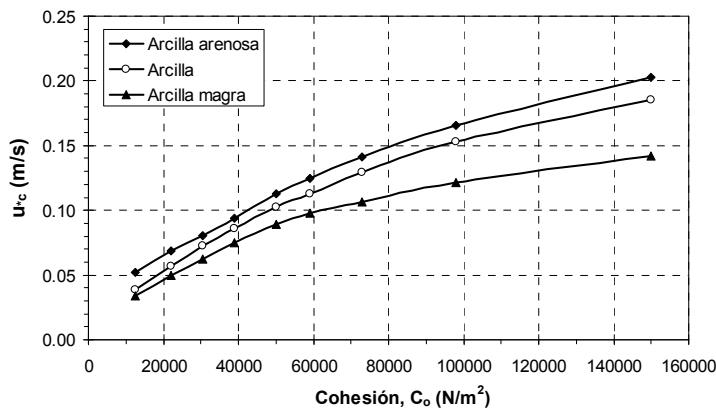


Figura 5.14 Velocidad de corte crítica versus cohesión en suelos arcillosos.

Obsérvese, además, la elevada velocidad de corte crítica de una arcilla muy compacta ($C_0=125000 \text{ N/m}^2$), cuyo valor es aproximadamente $u_{*c}=0.18 \text{ m/s}$ ($\tau_{bc}=32.4 \text{ N/m}^2$), igual a la que presenta una grava uniforme muy gruesa de diámetro $d=67 \text{ mm}$ (considerando $\tau_{*c}=0.03$ para flujo turbulento completamente desarrollado). Por lo tanto, análogamente al ejemplo anterior, considerando $h=1 \text{ m}$ y $n=0.028 \text{ s/m}^{1/3}$, la velocidad media crítica es $U_c=2.05 \text{ m/s}$.

La curva para arcilla, que se observa en la Figura 5.14, puede ser parametrizada mediante una función exponencial, obteniéndose la siguiente ecuación ($R^2=0.99$):

$$u_{*c} = \alpha \left(\frac{C_o}{\rho} \right)^\beta \quad (5.58)$$

donde, para arcilla arenosa: $\alpha=0.012$, $\beta=0.569$; para arcilla: $\alpha=0.0078$, $\beta=0.648$ y para arcilla magra: $\alpha=0.0083$, $\beta=0.587$; C_o es la cohesión en (N/m^2) , ρ es la densidad del agua en (kg/m^3) y u_{*c} queda expresada en (m/s) .

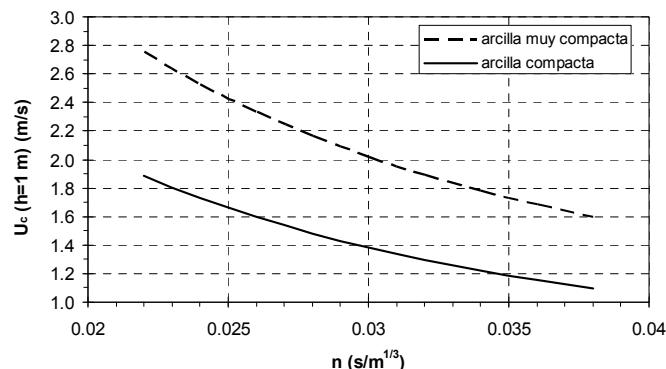


Figura 5.15 Velocidad media crítica ($h=1 \text{ m}$) en función del coeficiente de rugosidad de Manning, para arcillas compactas y muy compactas.

En la Figura 5.15 se presentan curvas de velocidad media crítica, para $h=1$ m y distintos valores del coeficiente de rugosidad de Manning, considerando arcillas compactas (curva inferior) y arcillas muy compactas (curva superior). Los casos descriptos precedentemente están obviamente incluidos en dichas curvas.

5.4.1.2 Ecuación de Mirtskhoulava

La ecuación de Mirtskhoulava (1997), que brinda la velocidad de corte crítica para suelos cohesivos, contempla explícitamente la cohesión del sedimento. La misma puede expresarse como:

$$u_{*c} = \sqrt{k_1(s-1)gd_a + k_2 \frac{C_o}{\rho}} \quad (5.59)$$

donde s es la gravedad específica del sedimento (-), es decir, $s=\rho_s/\rho$, siendo ρ_s la densidad del sedimento; g es la aceleración de la gravedad (m/s^2), d_a es el diámetro del agregado de partículas dispersas (m), el cual, de acuerdo a las investigaciones del autor, el valor es $d_a \approx 0.004$ m; y los coeficientes k_1 y k_2 adoptan los valores 0.0121 y 0.000254, respectivamente.

La ec. (5.59) indica que la velocidad de corte crítica en suelos cohesivos depende del diámetro d_a y de la cohesión C_o . Sin embargo, siempre prevalece el segundo término del segundo miembro de la ec. (5.59). En efecto, en la Figura 5.16 se representa la ecuación (5.59), considerando $\rho_s=2700 \text{ kg/m}^3$, $\rho=1000 \text{ kg/m}^3$ y tres valores de d_a , es decir, el sugerido por el autor ($d_a=4 \text{ mm}$), otro 100 % mayor ($d_a=8 \text{ mm}$) y otro 100 % menor ($d_a=2 \text{ mm}$). Para estos tres valores de d_a se observa que la variación de u_{*c} es muy pequeña, lo cual comprueba que la cohesión C_o es la que domina el proceso de inicio de erosión. Esos tres valores comprenden el rango de variación de d_a observado experimentalmente por Mirtskhoulava (Karasev, 1964).

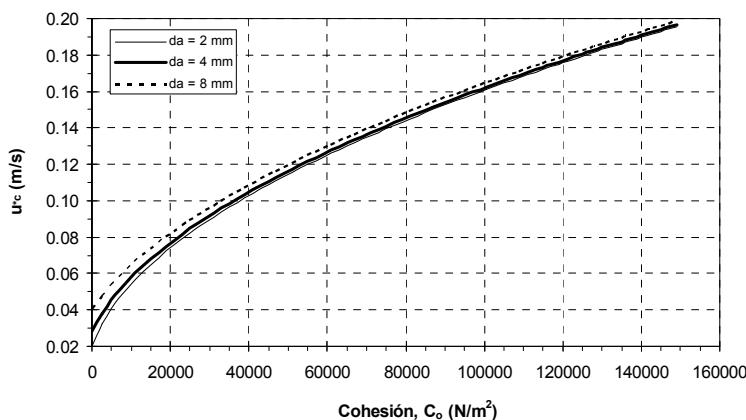


Figura 5.16 Velocidad de corte crítica en función de la cohesión, para la ecuación de Mirtskhoulava (1997), considerando $\rho_s=2700 \text{ kg/m}^3$, $\rho=1000 \text{ kg/m}^3$ y tres valores de d_a .

Con la ecuación de Mirtskhoulava, para una arcilla compacta, con $C_o=73000 \text{ N/m}^2$, se estima una velocidad de corte crítica $u_{*c}=0.139 \text{ m/s}$ ($\tau_{bc}=19.3 \text{ N/m}^2$), muy similar a la obtenida con la curva para arcilla presentada por Ven Te Chow (1959).

A partir de la ec. (5.59), y de acuerdo a Mirtskhoulava, la velocidad media crítica de sedimentos cohesivos, se obtiene mediante:

$$U_c = \left[5.75 \log\left(\frac{11h}{k_s}\right) \right] u_{*c} \quad (5.60)$$

donde h es la profundidad de flujo en (m) y $k_s=1.25 d_a$, es la altura de rugosidad equivalente (m). El término entre corchetes de la ec. (5.60) es el coeficiente de Chezy adimensional, que surge a partir del perfil logarítmico de distribución de velocidad en vertical (ver Capítulo 2). Por lo tanto, d_a interviene en las condiciones de inicio de erosión a través del primer término del segundo miembro de la ec. (5.59), el cual vimos que no tiene un peso dominante, y en la resistencia al flujo a través de k_s .

El valor de d_a sugerido por el autor ($d_a=4 \text{ mm}$), para $h=1 \text{ m}$, se asocia a un coeficiente de Manning $n=0.0166 \text{ s/m}^{1/3}$, el cual representaría las condiciones de resistencia al flujo experimentales, más que las condiciones que se observan en un curso de agua natural.

Una alternativa para realizar el pasaje de velocidad de corte crítica a velocidad media crítica, es utilizar las ecuaciones (5.59), (5.24) y (5.26b), adoptando un valor físicamente plausible para el coeficiente de rugosidad de Manning o un valor del mismo ajustado a partir de una modelación hidráulica del curso de agua en estudio. Para turbulencia mayor que la normal, la velocidad media crítica reducida es: $U_{cr}=U_c/K_t$, donde K_t es dado en Tabla 5.4.

5.4.1.3 Consistencia de suelos cohesivos

A los efectos prácticos, en los estudios de suelos es muy común contar con datos del número de golpes del ensayo de penetración estándar (SPT) ejecutado en suelos finos cohesivos, los cuales pueden relacionarse, a su vez, con la consistencia de los mismos en su estado natural y con valores aproximados de la cohesión.

En la Tabla 5.5 se presenta dicha relación, la cual, en conjunción con la ecuación (5.57) o con la (5.58), resulta de gran utilidad práctica para estimar la velocidad de corte crítica de suelos cohesivos.

Tabla 5.5 Caracterización de consistencia de suelos cohesivos en función de SPT y C_o .

Caracterización	Nº Golpes (SPT)	C_o (N/m ²)
Muy blanda	< 2	< 12500
Blanda	2 - 4	12500 - 25000
Medianamente compacta	4 - 8	25000 - 50000
Compacta	8 - 15	50000 - 100000
Muy Compacta	15 - 30	100000 - 200000
Dura	> 30	> 200000

Melville y Coleman (2000), presentaron valores de velocidad media crítica (inicio de erosión) para distintas consistencias de arcillas, las cuales se observan en la Tabla 5.6.

Tabla 5.6 Velocidades medias de erosión para arcillas (Melville y Coleman, 2000).

h (m)	U_c (m/s)		
	Erodibilidad alta	Erodibilidad media	Erodibilidad baja
Arcillas muy blandas a blandas	Arcillas firmes a espesas	Arcillas espesas a duras	
1.0	0.5	0.9	1.6
1.5	0.6	1.0	1.8
3.0	0.6	1.2	2.0
6.0	0.7	1.3	2.3
15.0	0.8	1.5	2.6

Aproximadamente, en Tabla 5.6 la especificación de erodibilidad alta se corresponde con las caracterizaciones de las primeras dos filas de Tabla 5.5, mientras que, erodibilidad media a las dos filas siguientes y erodibilidad baja a las últimas dos filas de Tabla 5.5.

5.4.2 Depósitos de sedimentos cohesivos no consolidados

Para sedimentos recientemente depositados, no adecuadamente consolidados, tales como sedimentos finos en estuarios (lodos), varios autores: Krone (1962), Partheniades (1970), Courmault (1971), Thorn y Parsons (1980), Parchure (1984), Parchure y Metha (1985), Metha y Parchure (2000), entre 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 la siguiente ecuación para estimar u_{*c} (m/s):

$$u_{*c} = 5.5 \times 10^{-5} C + 2.6 \times 10^{-8} C^2 \quad (5.61)$$

donde $C = \rho_s / (\rho_b - \rho_w)$ es la concentración en el lecho o densidad seca expresada en (kg/m^3), siendo ρ_s : densidad del sedimento (kg/m^3), ρ_b : densidad global in situ (kg/m^3) y ρ_w : densidad del agua (kg/m^3). La ec. (5.61) es válida para $150 \text{ kg/m}^3 < C < 450 \text{ kg/m}^3$. Las tasas de erosión asociadas en (kg/s m^2) fueron:

$$E = 2 \times 10^{-4} \left(\frac{\tau_b}{\tau_{bc}} - I \right) \quad (5.62)$$

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

$$u_{*c} = 7.4 \times 10^{-5} C^{1.14} \quad (5.63)$$

donde C se expresa en (kg/m^3) y u_{*c} en (m/s), la ec. (5.63) es válida para $80 \text{ kg/m}^3 < C < 200 \text{ kg/m}^3$. Las tasas de erosión asociadas en (kg/s m^2) fueron:

$$E = 2.6 \times 10^{-3} (\tau_b - \tau_{bc}) \quad (5.64)$$

Parchure (1984), Parchure y Metha (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 incrementan los valores de u_{*c} . Los valores de u_{*c} para muestras superficiales fueron del orden de 0.01 m/s ($\tau_{bc}=0.1 \text{ N/m}^2$), mientras que, a profundidades de 1 m, $u_{*c}=0.02-0.025 \text{ m/s}$ ($\tau_{bc}=0.4 - 0.625 \text{ N/m}^2$).

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:

$$E = M \left(\frac{\tau_b}{\tau_{bc}} - I \right) \quad (5.65)$$

obteniendo: $M=3.48 \times 10^{-5} \text{ kg/s m}^2$ y $\tau_{bc}=0.2 \text{ N/m}^2$ ($u_{*c}=0.014 \text{ m/s}$).

En general, se observa que la velocidad de corte crítica y las tasas de erosión de lodos son extremadamente variables, dependiendo del tipo de sedimento y el tiempo de consolidación. En situaciones prácticas, es recomendable obtener valores más certeros mediante la realización de ensayos de laboratorio con los sedimentos del lugar donde se realiza el estudio.

5.5 BIBLIOGRAFÍA

Ackers, P. y White, W. (1973). *Sediment Transport: New Approach and Analysis*. Journal of the Hydraulic Division-ASCE, 99(HY11), 2041-2060.

- Andrews, E.D. (1983). *Entrainment of Gravel from Naturally Sorted River-Bed Material*. Geological Society of America Bulletin, 94(10), 1225-1231.
- Ashida, K. y Michiue, M. (1972). *Study on Hydraulic Resistance and Bed Load Transport Rate in Alluvial Streams*. Transactions JSCE , 206, 59-69.
- Ashworth P.J. y Ferguson, R.I. (1989). *Size-Selected Entrainment of Bed Load in Gravel Bed Streams*. Water Resources Research, 25(4), 627-634.
- Ashworth, P.J., R.I. Ferguson, P.E. Ashmore, C. Paola, D.M. Powell, y K.L. Prestegaard (1992). *Measurements in a braided river chute and lobe, 2, Sorting of bed load during entrainment, transport, and deposition*. Water Resources Research, 28, 1887-1896.
- 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*. 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 Congreso Latinoamericano de Hidráulica - IAHR, Córdoba. Tomo I, 369-378.
- Basile, P.A. (2001). *On the Number of Fractions to Compute Transport of Sediment Mixtures*. International Journal of Sediment Research, 16 (3), 399-407.
- Bonnefille, R. (1963). *Essais de synthese des lois de debut d'entrainment des sediment sous l'action d'un courant en regime uniform*. Bull. du CREC, N° 5, Chatou.
- Breusers, H.N.C. y Raudkivi, A.J. (1991). *Scouring*. IAHR Hydraulic Structures Design Manual 2. Balkema, Rotterdam.
- Briaud J.L., Ting, F.C.K., Chen H.C., Cao Y., Han S.W. y Kwak K.W. (2001). *Erosion function apparatus for scour rate predictions*. J. of Geotechnical and Geoenvironmental Engineer., 127(2), 105-113.
- Bridge, J.S. y Dominic, D.F. (1984). *Bed load grain velocities and sediment transport rates*. Water Resources Research, 20, 476-490.
- Brownlie, W. R. (1981). *Prediction of flow depth and sediment discharge in open channels*. Report KH-R-43A, W.M. Keck Lab. Hydraul. and Water Resour., Calif. Inst. of Technol., Pasadena, 232 p.
- Buckingham, E. (1914). *On physically similar systems: Illustrations of the use of dimensional equations*. Physical Review, 4(4), 345-376.
- Buffington, J.M. (1999). *The Leyend of A.F. Shields*. Journal of Hydraulic Engineering, 125 (4), 376-387.
- Buffington, J.M., Dietrich, W.E. y Kirchner, J.W. (1992). *Friction angle measurements on a naturally formed gravel streambed: Implications for critical boundary shear stress*. Water Resour. Res., 28, 411-425.
- Carling, P.A. (1983). *Threshold of coarse sediment transport in broad and narrow natural streams*. Earth Surf. Processes Landforms, 8, 1-18.
- 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.
- Casey, H. (1935). *Über geschiebebewegung*. Mitt. Preuss. Versuchsanst. Wasserbau Schiffbau, 19, 86.

- Chang D.S. y Zhang L.M. (2010). *Simulation of the erosion process of landslide dams due to overtopping considering variations in soil erodibility along depth*. Nat. Hazards Earth Syst. Sci., 10:933–946, 2010.
- Cheng, N.S. (1997). *Simplified settling velocity formula for sediment particle*. Journal of Hydraulic Engineering, 123(2), 149-152.
- Chien, N. y Wan, Z.H. (1983). *Mechanics of Sediment Movement*. Science Publications, Beijing.
- Chow, Ven Te (1959). *Open Channels Hydraulics*. McGraw-Hill, New York.
- CIRIA, CUR, CETMEF (2007). *The Rock Manual. The use of rock in hydraulic engineering (2nd edition)*. C683, CIRIA, London.
- Claudin P. y Andreotti B. (2006). *A scaling law for aeolian dunes on Mars, Venus, Earth; and for subaqueous ripples*. Earth and Planetary Science Letters, 252, 30-44.
- Courmault, P. (1971). *Détermination Expérimentale du Débit Solide D'Erosion de Séments Fins Cohésifs*. Proc. 14th IAHR Congress, Paris, 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*. Journal of Hydraulic Engineering, 122(4), 184-193.
- Diplas, P. (1987). *Bed Load Transport in Gravel Bed Streams*. J. of Hydr. Engineering, ASCE, 113(3), 277-292.
- Dunn I.S. (1959). *Tractive resistance of cohesive channels*. J. Soil Mech. & Foundations Div., ASCE, 1-24.
- Egiazaroff, I. (1965). *Calculation of Nonuniform Sediment Concentrations*. Journal of the Hydraulic Division-ASCE, 91(HY14).
- Flaxman, E.M. (1963). *Channel Stability in Undisturbed Cohesive Soils*. Journal of the Hydraulic Division, ASCE, 89(HY2), 87-96.
- Folk, R.L. y Ward, W.C. (1957). *Brazos River bar, a study in the significance of grain-size parameters*. Journal of Sedimentary Petrology, 27, 3-27.
- Fortier, S. y Scobey, F.C. (1926). *Permissible canal velocities*. Trans. ASCE. Paper 1588.
- 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.
- Gargani J. (2004). *Contribution à l'étude de la vitesse critique d'érosion des sols cohésifs*. C. R. Geosciences, 336, 561-566.
- Gessler, J. (1971). *Beginning and ceasing of sediment motion*. River Mechanics, edited by H. W. Shen, 7:1-7:22, H. W. Shen, Fort Collins, Colorado.
- Gilbert, G.K. (1914). *The transportation of debris by running water*. U.S. Geol. Surv. Prof. Paper 86, 263 p.
- Graf, W.H. (1989). *Flow Resistance over a Gravel Bed: Its Consequence on Initial Sediment Movement*. International Workshop on Fluvial Hydraulics of Mountain Regions, Univ. of Trent, Italy, A1-A17.
- Grass, A.J. (1970). *Initial instability of fine bed sand*. Journal of Hydraul. Division, ASCE, 96, 619-632.
- Guy, H.P., Simons, D.B. y Richardson, E.V. (1966). *Summary of alluvial channel data from flume experiments, 1956-61*. U.S. Geol. Surv. Prof. Pap. 462-I, 96.
- Hager, W.H. y Oliveto, G. (2002). *Shields entrainment criterion in bridge hydraulics*. Journal of Hydraulic Eng. 128 (5), 538-542.
- Hoffmans, G.J.C.M. y Verheij, H.J. (1997). *Scour Manual*. Balkema, Rotterdam.

- Hoffmans, G.J.C.M. (2006). *Stability of Stones Under Non-Uniform Flow*. Report DWW-2006-085. Rijkswaterstaat, Delft, Netherlands.
- Ikeda, S. (1982). *Incipient Motion of Sand Particles on Side Slopes*. Journal of the Hydraulic Division-ASCE, 108(HY1), 95-114.
- Jiang, Z. y Haff, P.K. (1993). *Multiparticle simulation methods applied to the micromechanics of bed load transport*. Water Resources Research, 29, 399-412.
- Kamphuis, J.W. y Hall, K.R. (1983). *Cohesive Material Erosion by Unidirectional Current*. Journal of Hydraulic Engineering, 109(1), 49-61.
- Karasev, I.F. (1964). *The regimes of eroding channels in cohesive materials*. Soviet Hydrology 6, 551-579.
- Kirchner, J.W., Dietrich, W.E., Iseya, F. y Ikeda, H. (1990). *The variability of critical shear stress, friction angle, and grain protrusion in water worked sediments*. Sedimentology, 37, 647-672.
- Komar, P. D. y Carling, P.A. (1991). *Grain sorting in gravel-bed streams and the choice of particle sizes for flow-competence evaluations*. Sedimentology, 38, 489-502.
- Komar, P.D. (1987). *Selective gravel entrainment and the empirical evaluation of flow competence*. Sedimentology, 34, 1165-1176.
- Kramer, H. (1935). *Sand mixtures and sand movement in fluvial models*. Trans., ASCE, 100(1909), 798-838.
- Krone, R.B. (1962). *Flume studies of the transport of sediment in estuarial shoaling processes*. Final Report. Hydraulic Engineering Laboratory. University of California, Berkeley.
- Li, M.Z. y Komar, P.D. (1986). *Laboratory measurements of pivoting angles for applications to selective entrainment of gravel in a current*. Sedimentology, 33, 413-423.
- McQuivey, R.S. (1973). *Summary of turbulence data from rivers, conveyance channels and laboratory flumes*. Turbulence in Water, Geological Survey Professional Paper N° 802-B.
- Melville, B.W. y Coleman, S.E. (2000). *Bridge Scour*. Water Resources Publications.
- Metha, A.J. y Parchure, T.M. (2000). *Surface erosion of fine-grained sediment revisited*. Muddy Coast Dynamics and Resource Management. Flemming, B.W.; Delafontaine, M.T. and Liebezeit, G. (Eds.). Elsevier, Oxford, UK, 55-74.
- Meyer-Peter, E. y Müller, R. (1948). *Formulas for bed-load transport*. 2nd Meeting of the International Association for Hydraulic Structures Research, pp. 39-64, Inter. Assoc. for Hydraul. Res., Delft, Netherlands.
- Milhous, R.T. (1973). *Sediment Transport in Gravel-Bottomed Stream*. PhD Thesis, Oregon State Univ., Corvalis, Oregon, USA.
- Miller, M.C., McCave, I.N. y Komar, P.D. (1977). *Threshold of sediment motion under unidirectional currents*. Sedimentology, 24, 507-527.
- Mirtskhoulava, T.Y. (1966). *Erosional stability of cohesive soil*. Journal of Hydraulic Div., Vol. 4.
- Mirtskhoulava, T.Y. (1997). *Erosion of cohesive materials*. IHP-V. Technical Documents in Hydrology N° 10. UNESCO, París.
- Montgomery, D.R. y Buffington, J.M. (1997). *A systematic analysis of eight decades of incipient motion studies, with special reference to gravel-bedded rivers*. Water Resources Research, 33 (8), 1993-2029.

- Neill, C.R. (1967). *Mean-velocity criterion for scour of coarse uniform bedmaterial*. XII Congress of the International Association of Hydraulics Research, 3, 46–54, Delft, Netherlands.
- Neill, C.R. (1968). *A Re-Examination of the Beginning of Movement for Coarse Granular-Bed Materials*. Hydraul. Res. Station, Wallingford.
- Neill, C.R. y Yalin, M.S. (1969). *Quantitative definition of beginning of bed movement*. J. Hydraul. Division, ASCE, 95, 585–588.
- Nezu, I. y Nakagawa, H. (1993). *Turbulence in open channel flows*. Balkema publishers, Rotterdam, Holanda.
- Nezu, I. y Rodi, W. (1986). *Open channel flow measurements with a Laser Doppler anemometer*. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 112(5), 335-355.
- Paaswell, E. (1973). *Causes and Mechanisms of Cohesive Soils Erosion: The State of the Art*. Special report 135, Highway Research Board, National Research Council, D.C., 52-74.
- Paintal, A.S. (1971). *Concept of critical shear stress in loose boundary open channels*. Journal of Hydraulic Research, 9, 91-113.
- Paintal, A.S. (1971). *Concept of Critical Shear Stress in Loose Boundary Open Channels*. Journal of Hydraulic Research, 9(1), 91-113.
- Parchure, T.M. (1984). *Erosional behavior of deposited cohesive sediments*. PhD Thesis, University of Florida, Gainesville.
- Parchure, T.M. y Metha, A. (1985). *Erosion of Soft Cohesive Sediment Deposits*. Journal of Hydraulic Engineering, 111(10), 1308-1326.
- Parker, G. (1990). *Surface-based bedload transport relation for gravel rivers*. J. Hydraul. Res., 28, 417–436.
- Parker, G. y Klingeman, P.C. (1982). *On why gravel bed streams are paved*. Water Resour. Res., 18, 1409–1423.
- Parker, G.; Klingeman, P. y McLean, D. (1982). *Bed Load and Size Distribution in Paved Gravel-Bed Streams*. Journal of the Hydraulic Division, ASCE, 108(HY4).
- Partheniades, E. (1970). *Erodibility of Channels with Cohesive Boundary*. Journal of the Hydraulic Division, ASCE, 96(HY3), 755-771.
- Pilotti, M. y Menduni, G. (2001). *Beginning of sediment transport of incoherent grains in shallow shear flows*. Journal of Hydraulic Research, 39(2), 115-124.
- Raudkivi, A.J. y Tan, S.K. (1984). *Erosion of Cohesive Soils*. Journal of Hydr. Research, 22(4), 217-233.
- Schweim, C.; Prochnow, J.V. y Königter, J. (2002). *Combined Experimental and Numerical Investigation of Formulae for Erosion and Deposition of Cohesive Sediments*. International Journal of Sediment Research, 16(2), 258-267.
- Sheppard, D. y Renna, R. (2005). *Florida Bridge Scour Manual*. Florida Department of Transportation, 605 Suwannee Street, Tallahassee, FL 32399-0450.
- 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, Berlin.
- Smerdon E.T. y Beasley R.P. (1961). *Critical tractive forces in cohesive soils*. Agric. Eng., 26-29.

- 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.
- Ternat F., Boyer P., Anselmet F. y Amielh M. (2008). *Erosion threshold of saturated natural cohesive sediments: Modelling and experiments*. Water Resources Research, 44, W11434.
- Thorn, M.F.C. y Parsons, J.G. (1980). *Erosion of Cohesive Sediment in Estuaries*. Third International Sym. on Dredging Technology, Bordeaux, 349-358.
- USWES (1935). *Study of river-bed material and their use with special reference to the Lower Mississippi River*. U.S. Waterways Experimental Station, Paper 17, 161 p., Vicksburg, Mississippi.
- van Rijn, L.C (1984). *Sediment Transport, Part I: Bed Load Transport*. Journal of Hydraulic Engineering, 110 (10), 1431-1456.
- Vanoni, V.A. (1964). *Measurements of critical shear stress for entraining fine sediments in a boundary layer*. Report KH-R-7, W.M. Keck Lab. Hydraul. and Water Resour., Calif. Inst. of Technol., Pasadena.
- Wan C.F. y Fell, R. (2002). *Investigation of internal erosion and piping of soils in embankment dams by the slot erosion test and the hole erosion test*. UNICIV Report N° R-412, 3-18.
- Wathen, S. J., R. I. Ferguson, T. B. Hoey y A. Werritty, (1995). *Unequal mobility of gravel and sand in weakly bimodal river sediments*. Water Resources Research, 31, 2087-2096.
- White, C. M. (1940). *The equilibrium of grains on the bed of a stream*. R. Soc. London A, 174, 322-338, 1940.
- 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.
- Wiberg, P.L. y Smith, J.D. (1987). *Calculations of the critical shear stress for motion of uniform and heterogeneous sediments*. Water Resources Research, 23, 1471-1480.
- Wilcock, P. R. (1988). *Methods for estimating the critical shear stress of individual fractions in mixed-size sediment*. Water Resources Research, 24, 1127-1135.
- Wilcock, P.R. (1992). *Flow competence: A criticism of a classic concept*. Earth Surface Processes and Landforms, 17, 289-298.
- Wilcock, P.R. y Southard, J.B. (1988). *Experimental study of incipient motion in mixed-size sediment*. Water Resour. Res., 24, 1137-1151.
- Yalin, M. y Ferreira da Silva, A. (2001). *Fluvial Processes*. Int. Assoc. of Hydraul. Eng. and Res., Delft, Netherlands.
- Yalin, M.S. (1977). *Mechanics of Sediment Transport*. Pergamon, Tarrytown, N. Y., 1977.
- Yalin, M.S. y Karahan, E. (1979). *Inception of sediment transport*. Journal of the Hydraulic Division, ASCE, 105, 1433-1443.

CAPÍTULO 6

MECANISMOS DE TRANSPORTE, FORMAS DE FONDO Y RUGOSIDAD ALUVIAL

6.1 INTRODUCCIÓN

El flujo turbulento que se desarrolla sobre un lecho fijo puede ser descripto a través de ecuaciones que tienen origen en relaciones de cierre de tipo empírico (concepto de longitud de mezcla, etc., tal como descripto en el Capítulo 2). La rugosidad del fondo, la velocidad y la profundidad del flujo son las variables más importantes que intervienen en el proceso. La descripción del movimiento de las partículas bajo la acción de la corriente hídrica es también de naturaleza empírica. Por lo tanto, es entendible que las bases teóricas para representar la compleja interacción entre el flujo hídrico y el sedimento que conforma el lecho móvil de un río aluvial sean limitadas.

La mayor parte del conocimiento sobre transporte de sedimentos y morfología fluvial ha sido obtenido a partir de investigación experimental y argumentaciones con base física de carácter general. Un buen ejemplo de esto lo constituye el criterio obtenido por Shields para definir el movimiento incipiente de sedimentos.

En un río aluvial, para valores de la tensión de corte sobre el fondo mayores que la crítica, se establecerá el transporte de sedimentos y el lecho sufrirá ciertas deformaciones u ondulaciones (formas de fondo). Consecuentemente, el flujo moldeará la geometría del cauce y modelará su rugosidad hidráulica, pero a su vez, esta perturbación inducirá cambios en las variables de flujo (de las cuales depende el transporte) y por extensión, cambios en el transporte de sedimentos. En este Capítulo se describen los distintos mecanismos de transporte de sedimentos, las formas de fondo y la resistencia al flujo a fondo móvil. Se presentan metodologías de evaluación de resistencia al flujo en ríos aluviales con lechos de arena y con lechos de sedimentos gruesos.

6.2 MECANISMOS DE TRANSPORTE

6.2.1 División del transporte según la modalidad del movimiento

De acuerdo al modo en que las partículas de sedimento se mueven en el campo de flujo, el transporte de sedimentos puede ser dividido en *transporte de fondo* y *transporte en suspensión*.

En el transporte de fondo las partículas ruedan o saltan por distancias comparables al diámetro de las mismas. La magnitud del transporte depende de la tensión de corte y del diámetro, y es confinado en un estrato de espesor igual a la altura de la forma de fondo o, en el caso de fondo plano, a la dimensión de los mayores diámetros (d_{90}) del sedimento del lecho. El transporte de fondo es independiente del diámetro solo para tensión de corte aplicada mucho mayor que la crítica.

En el transporte en suspensión las partículas pierden contacto con el fondo efectuando trayectorias relativamente largas, es decir, no comparables al diámetro sino a la profundidad del flujo, sostenidas por las pulsaciones turbulentas de la corriente hídrica. La tendencia a la sedimentación de una partícula en suspensión es continuamente compensada por la acción difusiva del campo de flujo turbulento. Tal transporte depende sustancialmente de la relación entre la velocidad de corte y la velocidad de caída de las partículas. De esta manera, el transporte en suspensión siempre depende del diámetro del sedimento.

6.2.1.1 Iniciación del transporte en suspensión

De acuerdo a Bagnold (1966) una partícula de sedimento permanece en suspensión cuando la intensidad de turbulencia en vertical σ_w (ec. (2.112 c), Capítulo 2) es mayor que la velocidad de caída de la partícula w_s :

$$\sigma_w = \sqrt{w'^2} \geq w_s \quad (6.1a)$$

La distribución de intensidad de turbulencia en la vertical $\sigma_w(z)$, para $(zu^*/v) > 50$, puede expresarse como (Nezu, 1977):

$$\sigma_w(z) = D_w u_* e^{-\lambda_w(z/h)} \quad (6.1b)$$

donde $D_w=1.27$ y $\lambda_w=1$ (ver punto 2.5.4, Capítulo 2). Adoptando el valor de σ_w para $z/h \approx 0.25$, de (6.1b) y (6.1a) se obtiene:

$$\sigma_w \approx u_* \geq w_s \quad (6.1c)$$

Por lo tanto, en el límite, la velocidad de corte crítica para la iniciación del transporte en suspensión u_{*cs} , resulta según Bagnold (1966):

$$u_{*cs} = w_s \quad (6.2)$$

La ec. (6.2) puede expresarse en términos de tensión de corte adimensional crítica para la iniciación del transporte en suspensión τ_{*cs} , como:

$$\tau_{*cs} = \frac{u_{*cs}^2}{(s-1)gd} = \frac{w_s^2}{(s-1)gd} \quad (6.3)$$

Otro criterio para la iniciación de suspensión fue propuesto por Engelund (1965), basándose en un análisis de estabilidad obtuvo:

$$u_{*cs} = 0.25 w_s \quad (6.4)$$

Van Rijn (1984a) elaboró datos de una investigación experimental realizada en el Delft Hydraulics Laboratory y determinó la condición de flujo crítico para el inicio de suspensión, asociada al movimiento vertical turbulento instantáneo de partículas de sedimento (explosiones turbulentas). Los resultados experimentales pueden expresarse como:

$$u_{*cs} = \begin{cases} \frac{4}{D_*} w_s & I < D_* \leq 10 \\ 0.4 w_s & D_* > 10 \end{cases} \quad (6.5)$$

Los criterios de inicio de suspensión de Bagnold, Engelund y van Rijn se presentan en la Figura 6.1, conjuntamente con el criterio de movimiento incipiente de Shields (visto en el Capítulo 5). La región comprendida entre la curva de Shields y cada una de las distintas curvas de inicio de suspensión delimitan la zona donde se da el transporte de fondo, mientras que, por encima de las curvas de inicio de suspensión se verifica el transporte en suspensión.

El criterio de Bagnold parecería que establece un límite superior a partir del cual comienza a desarrollarse completamente el perfil vertical de concentración, mientras que, el criterio de van Rijn define una situación intermedia a partir de la cual las explosiones turbulentas ejectan localmente las partículas del lecho directamente en suspensión. El criterio de Engelund es definitivamente muy bajo.

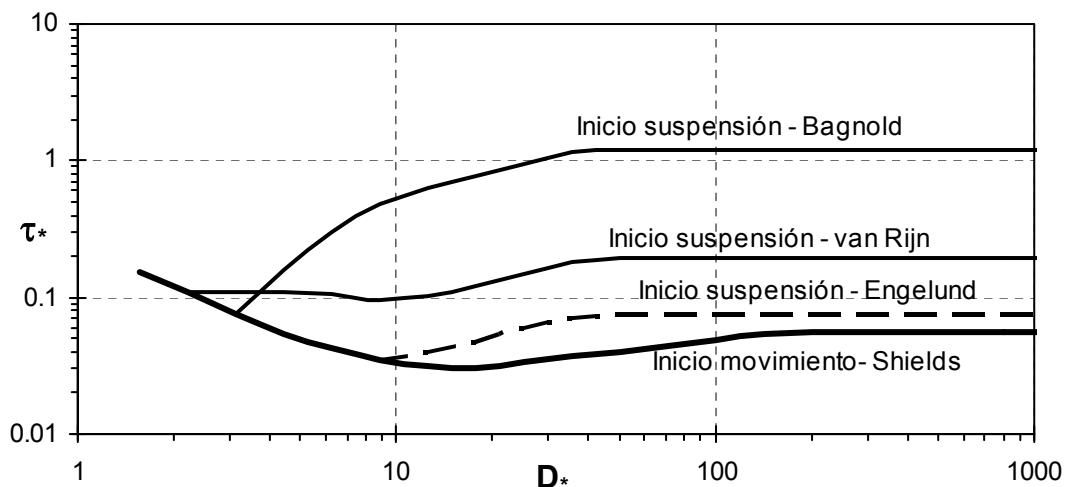


Figura 6.1 Criterios de inicio de movimiento e inicio de transporte en suspensión.

6.2.2 División del transporte según el origen del sedimento transportado

De acuerdo al *origen* del material transportado, el transporte de sedimentos puede ser dividido en *transporte de sedimentos del lecho* y en *carga foránea* (o carga de lavado).

El transporte de sedimentos del lecho se origina precisamente a partir del material que compone el lecho, el mismo depende de las condiciones hidrodinámicas y de la composición sedimentológica del lecho. Tal como se describió en el punto anterior, dicho transporte puede consistir en transporte de fondo y transporte en suspensión.

La carga foránea está constituida por partículas extremadamente finas, cuya presencia en el lecho es prácticamente despreciable ya que son mantenidas en suspensión con gran facilidad por parte de la corriente hídrica. La carga foránea resulta en buena medida independiente de los parámetros hidrodinámicos y sedimentológicos locales, siendo gobernada sustancialmente por la modalidad de abastecimiento de la cuenca superior (erosión en la zona de producción). La carga foránea no es importante para las variaciones del nivel del lecho de los cursos de agua, sin embargo, es muy importante en la sedimentación de embalses, planicies de inundación y, en general, en todos aquellos lugares donde la velocidad de flujo es inferior a 0.15-0.2 m/s. Además, desde el punto de vista ambiental es muy importante, ya que los sedimentos finos ($d<62 \mu\text{m}$), que constituyen la carga foránea, tienen la capacidad de adsorber sustancias contaminantes.

6.3 FORMAS DE FONDO

Existe abundante información en la literatura sobre criterios de clasificación y dimensiones de formas de fondo, se trata principalmente de relaciones empíricas.

Las formas de fondo que se desarrollan en el lecho de un río aluvial son importantes por diversas razones:

- i) Las formas de fondo determinan la rugosidad del lecho. Un cambio en las dimensiones de las formas de fondo puede dar lugar a variaciones en el factor de fricción ($C_f=C/g^{0.5}$) de 5 veces o más, por ejemplo, durante el tránsito de una crecida.
- ii) Las formas de fondo y el transporte de sedimentos tienen una influencia mutua. Al variar sus dimensiones (en una crecida) varía la rugosidad del lecho, lo cual modifica la profundidad y velocidad de flujo, variables de las cuales depende el transporte de sedimentos.

Una descripción de las distintas formas de fondo, que pueden encontrarse en el lecho de un río aluvial, es la siguiente:

Régimen inferior (Número de Froude: $F<0.6\pm0.2$; no hay transición brusca)

Lecho plano

Para valores de la velocidad justo por encima de la crítica para movimiento incipiente, es posible que se desarrolle el transporte de fondo sin deformación apreciable del lecho, las partículas se deslizan, ruedan o dan pequeños saltos.

Rizos

Para un leve incremento de la velocidad aparecen pequeñas ondulaciones regulares denominadas rizos, las cuales se verifican en lechos con diámetros de sedimentos $d<0.6$ mm. Progresivamente se tornan irregulares y tridimensionales (Figura 6.2 a).

Dunas

Incrementando aún más la velocidad se observan ondulaciones que presentan longitudes del orden de $7 h$ y alturas del orden de $h/6$, siendo h la profundidad media de flujo. La cresta de las ondulaciones son aproximadamente perpendiculares a la dirección del flujo, la forma es más o menos triangular con una pendiente suave aguas arriba de la cresta y una pendiente más fuerte aguas abajo de la misma (Figura 6.2 b y c).

Régimen superior (Número de Froude: $F>0.6\pm0.2$)

Lecho plano

Incrementando todavía más la velocidad, las dunas son progresivamente barridas, gradualmente desaparecen (Figura 6.2 d) y el lecho retorna plano pero con elevadas tasas de transporte (Figura 6.2 e).

Antidunas

Un mayor incremento de la velocidad, para valores del número de Froude cercano a 1, la superficie del agua se torna inestable. La interacción de las ondas superficiales y el lecho da lugar a formas de fondo quasi sinusoidales denominadas antidunas, con longitudes del orden de $2\pi U^2/g$, siendo U la velocidad media de flujo (Figura 6.2 f). Las antidunas, al crecer en amplitud, pueden generar ondas rompientes en la superficie del agua (Figura 6.2 g).

Hoyas y rápidos

Para velocidades todavía mayores se forman hoyas y rápidos, formas características de ríos con fuertes pendientes (Figura 6.2 h).

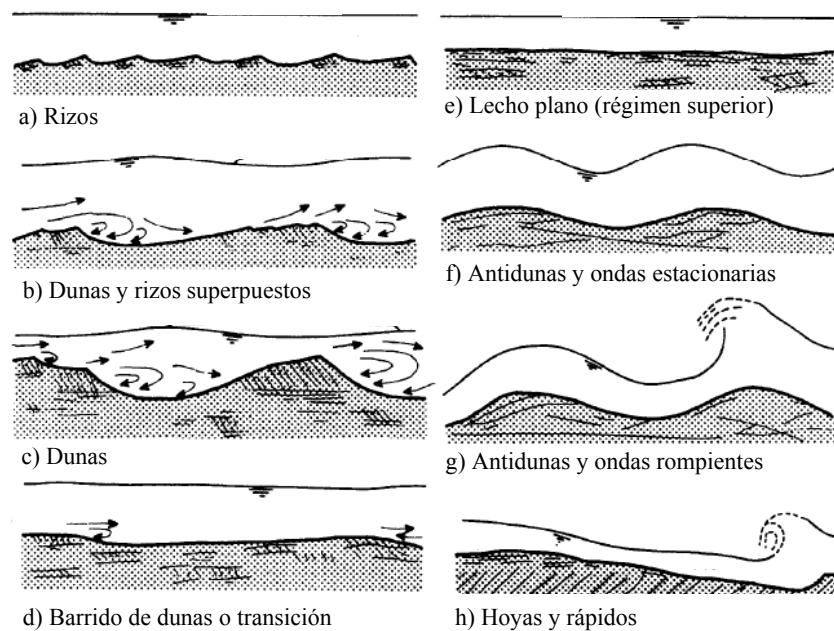


Figura 6.2 Descripción de formas de fondo en ríos aluviales (Simons y Richardson, 1961).

La condición de dunas progresivamente barridas puede considerarse como la condición de inicio de la transición, que vincula el régimen inferior (lecho plano, rizos, dunas) con el régimen superior (lecho plano, antidunas, hoyas y rápidos).

En ríos aluviales se encuentran, además, otras formas de fondo que pueden coexistir con las mencionadas precedentemente, se trata por ejemplo de barras alternadas, barras de punta, barras tridimensionales linguoidales, etc. (Parker y Peterson, 1980; Garde et al., 1980; García, 2008).

6.3.1 Conceptualización de la propagación de dunas y antidunas

Las dunas son formas de fondo típicas de ríos con lechos de arena, donde el régimen de flujo puede ser caracterizado como subcrítico ($F<1$).

En este caso, la profundidad de flujo está fuera de fase con el nivel del lecho (Kennedy, 1963). Consecuentemente el flujo se acelera desde el valle a la cresta de la duna y, por lo tanto, se genera un gradiente espacial positivo del transporte de sedimentos, que produce erosión del lecho aguas abajo de la cresta.

Viceversa, el flujo se desacelera desde la cresta al valle y genera un gradiente negativo del transporte de sedimentos, propiciando la deposición en esa zona. Como resultado de este proceso, se observa que la duna se propaga aguas abajo (Figura 6.3).

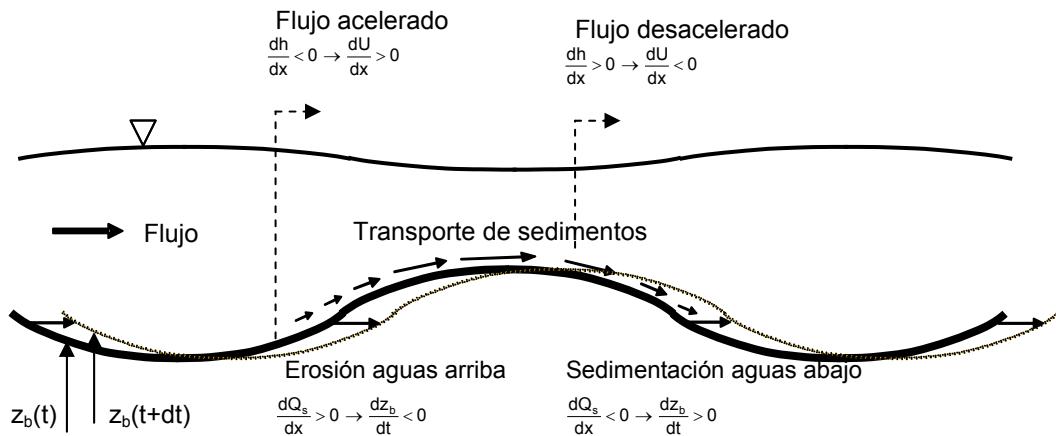


Figura 6.3 Representación esquemática de migración aguas abajo de una duna.

En el caso de formas de fondo tipo antidunas, en régimen superior supercrítico, la profundidad de flujo está en fase con el nivel del lecho (Kennedy, 1963). Consecuentemente el flujo se desacelera desde el valle a la cresta de la antiduna y, por lo tanto, se genera un gradiente espacial negativo del transporte de sedimentos que produce deposición aguas arriba de la cresta. Viceversa, el flujo se acelera desde la cresta al valle y genera un gradiente positivo del transporte de sedimentos, propiciando la erosión del lecho en esa zona. Como resultado, la antiduna se propaga, como forma, aguas arriba (Figura 6.4)

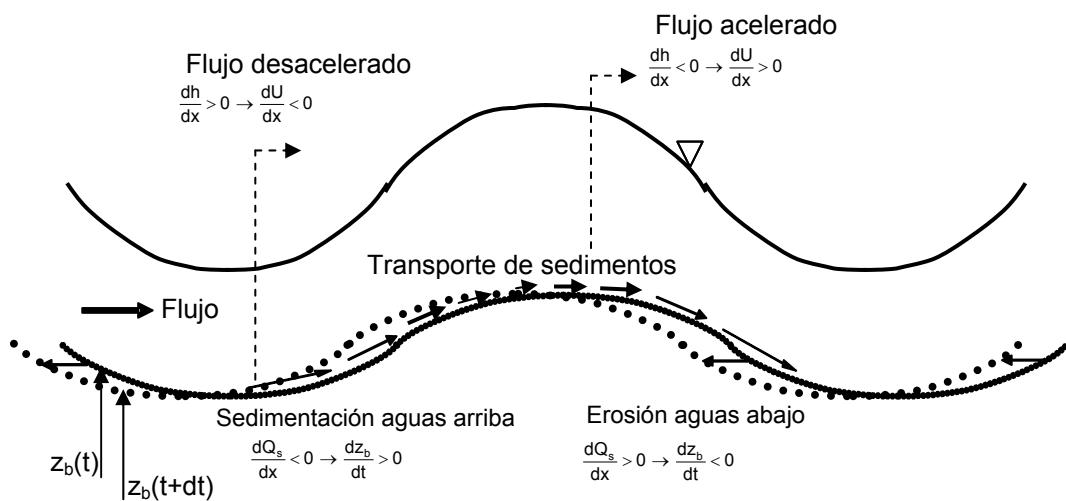


Figura 6.4 Representación esquemática de migración aguas arriba de una antiduna.

6.3.2 Criterios de clasificación de formas de fondo

6.3.2.1 Formación de rizos en el diagrama de Shields

El primer criterio para clasificar la formación de rizos fue dado por Liu (1957), que propuso una correlación empírica entre, la relación de velocidad de corte y velocidad de caída (u^*/w_s) y el número de Reynolds de la partícula (Re_{ep}). Engelund y Hansen (1967) consideraron que los rizos pueden formarse si existe una subcapa viscosa bien definida y sugirieron que para la formación de los mismos, el diámetro del lecho debe ser menor o igual a la altura de la subcapa viscosa: $d \leq \delta$. Sustituyendo δ por d en la ecuación que define la altura de la subcapa viscosa se obtiene:

$$\delta = 11.5 \frac{v}{u_*} \rightarrow \frac{u_* d}{v} = R_{e_{ep}} = 11.5 \quad (6.6a), (6.6b)$$

Considerando la definición de diámetro adimensional D_* y remplazando en su expresión el valor de $Re_{ep}=11.5$ se obtiene:

$$D_* = \left(\frac{R_{e_{ep}}^2}{\tau_*} \right)^{1/3} \rightarrow \tau_* = \frac{11.5^2}{D_*^3}, \quad D_* = d \left[\frac{(s-1)g}{v^2} \right]^{1/3} \quad (6.7a), (6.7b), (6.7c)$$

Como se observa en la Figura 6.5, en el diagrama de Shields (D_*, τ_*), la recta dada por la ecuación (6.7b) intersecta la curva de Shields, dada por la expresión parametrizada de Brownlie (Capítulo 4), en $D_*=16.05$, al cual le corresponde un diámetro $d=0.64$ mm. Es decir, para $d>0.64$ mm no se forman rizos, ya que se destruye la subcapa viscosa para cualquier valor de $\tau_* > \tau_{*c}$.

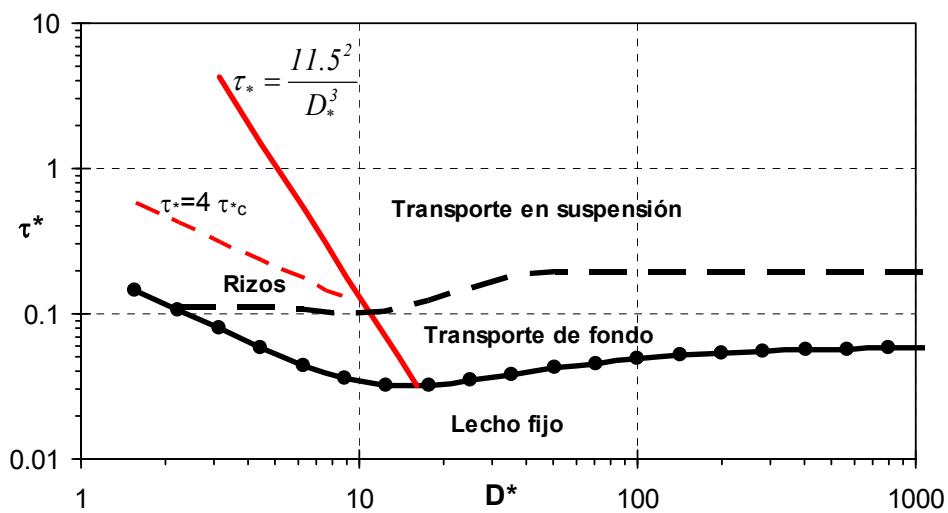


Figura 6.5 Diagrama de Shields con criterio de formación de rizos.

Por otra parte, de acuerdo al diagrama de van Rijn (1984b), que veremos más adelante, el límite entre rizos y dunas se observa para valores del parámetro de transporte $T=3$. A partir de la expresión de T y considerando $T=3$, se deduce que el límite superior de τ^* para que se formen rizos es: $\tau^*=4\tau_c^*$. Queda así definida una región de formación de rizos en el diagrama de Shields, tal como se observa en la Figura 6.5. Los mismos pueden ser formados en presencia de transporte de fondo y transporte en suspensión, pero siempre para valores bajos de intensidad de flujo y diámetros de sedimento.

6.3.2.2 Diagrama de Simons y Richardson

Simons y Richardson (1966) presentaron un diagrama basado en la potencia de la corriente (producto entre la tensión de corte sobre el fondo y la velocidad media de flujo, $\tau_b U$) y el diámetro, tal como se presenta en la Figura 6.6.

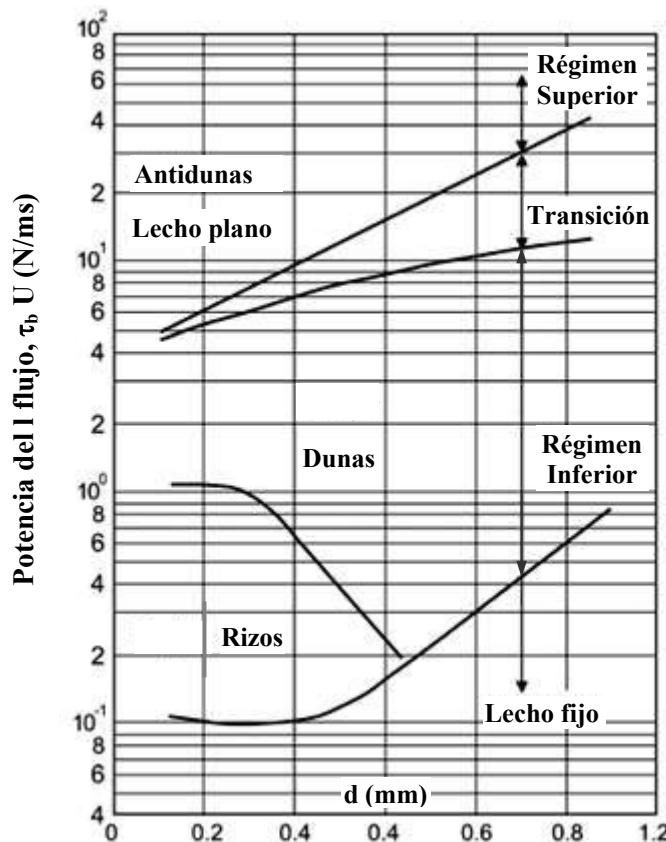


Figura 6.6 Criterio para formas de fondo en ríos aluviales (Simons y Richardson, 1966). Adaptado de García (2008).

En el diagrama de la Figura 6.6 se pone en evidencia la existencia de un régimen inferior, una transición y un régimen superior, que identifican las distintas

formas de fondo, definidas en la Figura 6.2. Como determinado anteriormente, se verifica que los rizos no se forman en lechos con $d>0.6$ mm aproximadamente, ni tampoco se forman para valores de potencia de la corriente superiores a 0.8-1.0 N/ms aproximadamente. Es decir, los rizos no se forman para tamaños de sedimentos o condiciones de flujo que impiden el desarrollo de una subcapa viscosa en el fondo.

6.3.2.3 Diagrama de Engelund

El número de Froude F es un parámetro importante, los primeros en introducir tal parámetro fueron Garde y Albertson (1959), más tarde, Engelund (1966) presentó un diagrama de clasificación de formas de fondo en función de la relación entre la velocidad media de flujo y la velocidad de corte (U/u^*) y F , tal como se observa en la Figura 6.7.

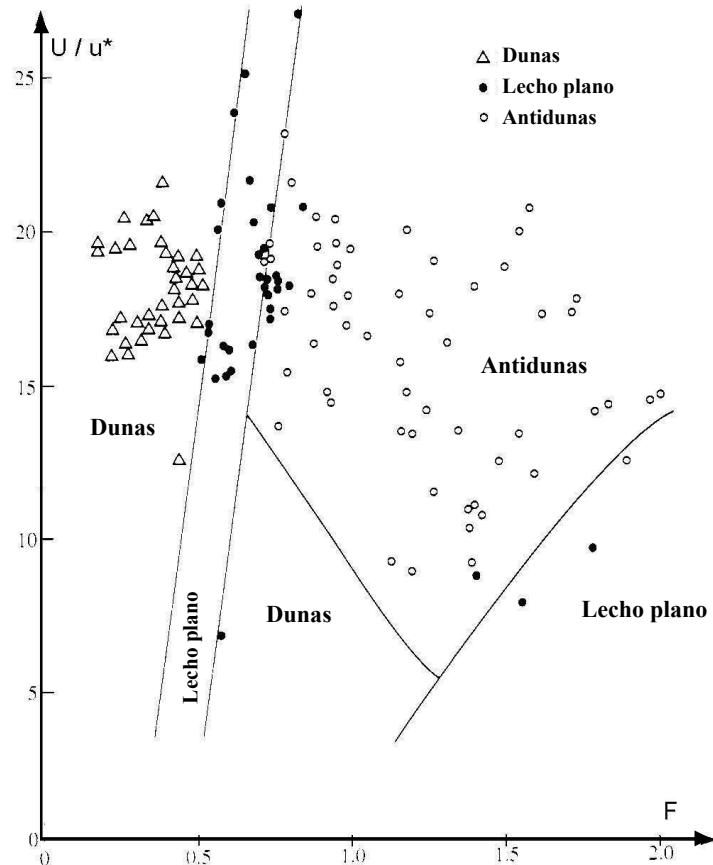


Figura 6.7 Diagrama para clasificación de formas de fondo (Engelund, 1966).

El diagrama de Figura 6.7 no incorpora explícitamente el diámetro, aunque es válido solo para arenas. Contempla un amplio rango de condiciones de flujo para

$5 < U/u_* < 25$ y $0.1 < F < 2$, incluyendo la formación de antidunas. La región de lecho plano, entre la zona de dunas y antidunas, indica lecho plano en régimen superior.

La formación de antidunas, en ríos aluviales con lechos de arena, se ilustra en la Figura 6.8, donde se observa un tren de antidunas de gran amplitud en el centro del cauce del Río Cuarto, a la altura de la ciudad del mismo nombre en la provincia de Córdoba.



Figura 6.8 Formación de antidunas en el Río Cuarto (Gentileza Dr. Nelso Doffo).

6.3.2.4 Diagrama de van Rijn

Van Rijn (1984b) consideró que las dimensiones de las formas de fondo, en régimen inferior y transicional, son controladas por el transporte de fondo y propuso una clasificación en función del diámetro adimensional D_* y un parámetro de transporte T , expresados como:

$$D_* = d_{50} \left[\frac{(s-I)g}{v^2} \right]^{1/3}, \quad T = \left(\frac{u'_*}{u_{*c}} \right)^2 - I \quad (6.8a) \text{ y } (6.8b)$$

En (6.8b) u_{*c} es la velocidad de corte crítica y u'_* es la velocidad de corte asociada a la resistencia superficial o de grano (no confundir el superíndice con el de una

pulsación turbulenta), la cual se calcula adoptando $k_s=3d_{90}$, mediante la siguiente ecuación de resistencia al flujo de tipo logarítmico:

$$\frac{U}{u'_*} = 5.75 \log\left(\frac{12h}{3d_{90}}\right) \quad (6.9)$$

Van Rijn (1984b) estableció su diagrama de clasificación de formas de fondo, utilizando un gran número de datos de experimentos en laboratorio y también datos observados en diversos ríos aluviales, el cual se presenta en la Figura 6.9.

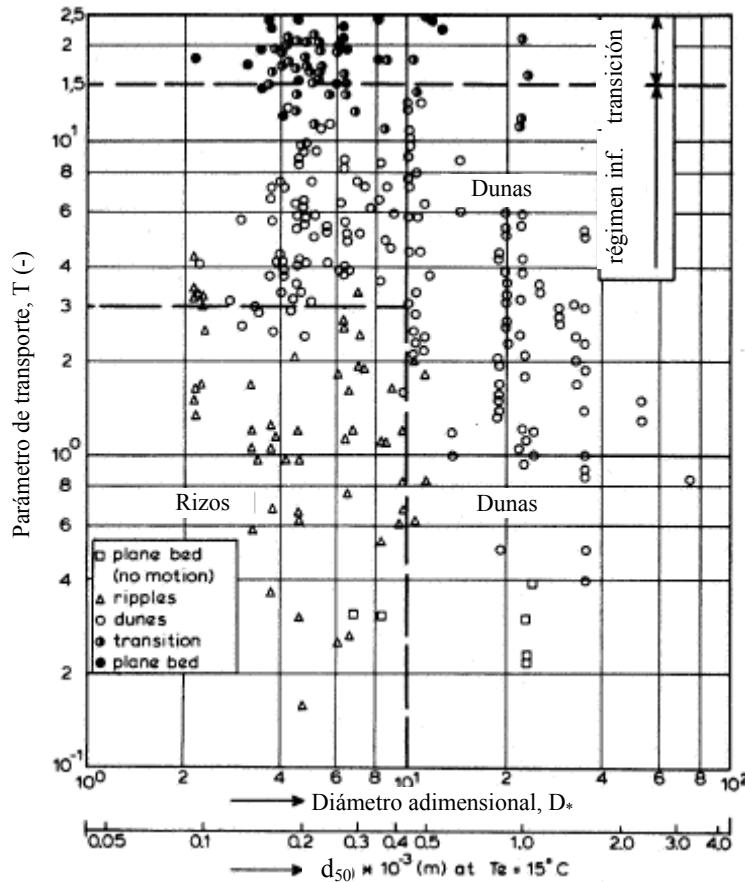


Figura 6.9 Diagrama para clasificación de formas de fondo (van Rijn, 1984b).

Prácticamente todos los datos utilizados por van Rijn se corresponden con lechos de arena ($2 < D_* < 50 \mapsto 0.08 \text{ mm} < d_{50} < 2 \text{ mm}$), para régimen inferior y transicional, tal como se observa en el diagrama de Figura 6.9. El diagrama muestra que los rizos se forman para $T < 3$ y solo para $D_* < 10$. Por otra parte, el barrido de dunas o transición se presenta para $15 < T < 25$ y para $T > 25$ comienza el régimen superior. Sin embargo, en grandes ríos aluviales de llanura (Paraná, Mississippi, etc.), aún en crecidas, el régimen inferior se mantiene ($F \approx 0.2-0.3$) y se observa la presencia

de dunas para $T > 25$ (García, 2008). En el río Mississippi, por ejemplo, se observan grandes dunas para valores de T del orden de 50 (van Rijn, 1996).

6.4 RUGOSIDAD ALUVIAL

6.4.1 Resistencia al flujo en ríos aluviales con lechos de arena

La presencia de formas de fondo modifica en modo sustancial la resistencia al flujo y la magnitud del transporte de sedimentos. Esto es significativo en el caso de lechos con dunas y reviste particular importancia ya que se da en condiciones de régimen subcrítico, en ríos de llanura con lechos de sedimentos preponderantemente arenosos, generalmente navegables.

La evaluación de la rugosidad es un aspecto que adquiere fundamental importancia en muchos problemas de hidráulica fluvial, tales como la estimación del transporte de sedimentos, la determinación de las tasas de erosión o depósito de un río, la determinación de la curva altura-caudal en una determinada sección de un río aluvial, etc.

Cada una de las formas de fondo, descriptas en el punto anterior producen distintas rugosidades, dependiendo del tipo, dimensiones de las mismas y material del lecho.

Para un lecho plano puede asumirse que la altura de rugosidad equivalente k_s , es del orden de los diámetros más gruesos presentes en el lecho: $k_s = k_s(d)$, con d representado, por ejemplo, mediante d_{65} , d_{84} o d_{90} .

En el caso de formas de fondo presentes en el lecho, y tomando el ejemplo de un flujo que se desarrolla sobre dunas (ver Figura 6.10), la resistencia al flujo consiste en dos partes:

- i) La resistencia superficial asociada al tamaño de las partículas de sedimento, como en el caso de fondo plano, denominada *resistencia de grano*, la cual es función del diámetro d , es decir, $k_s'(d)$.
- ii) La resistencia asociada a las ondulaciones del fondo, denominada *resistencia de forma*, producida por la disipación de energía localizada aguas abajo de la cresta, la cual es función de la longitud de la duna λ y de su altura Δ , es decir, $k_s''(\lambda, \Delta)$. En este caso, la altura de rugosidad equivalente se puede expresar como (van Rijn, 1984b): $k_s = k_s'(d) + k_s''(\lambda, \Delta)$.

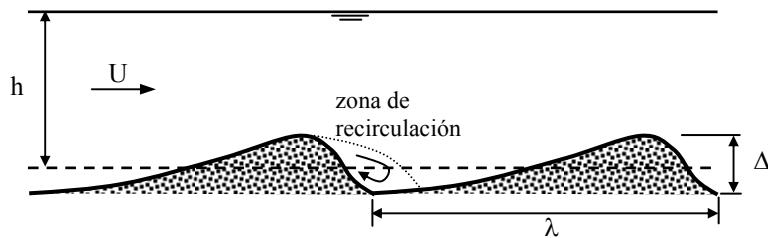


Figura 6.10 Esquematización de un lecho con dunas.

Por otra parte, el fenómeno de resistencia al flujo en lecho móvil descripto anteriormente, puede abordarse considerando que la tensión de corte total sobre el fondo τ_b , se representa mediante la suma de una componente asociada a la resistencia de grano: τ_b' y una componente asociada a la resistencia de forma: τ_b'' , tal como se esquematiza en la Figura 6.11 (Einstein, 1950; Einstein y Barbarossa, 1952; Engelund y Hansen, 1967, Engelund y Fredsoe, 1982).

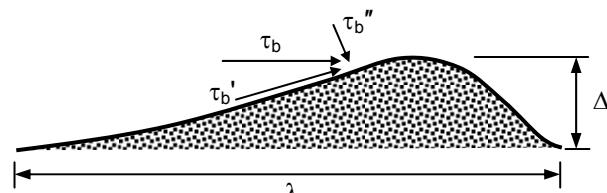


Figura 6.11 Descomposición de la tensión de corte total sobre el fondo.

Las mayores resistencias de forma son producidas por dunas, tal como se observa en el diagrama conceptual de Engelund y Hansen (1967) de Figura 6.12, el cual relaciona las formas de fondo con las dos componentes de la tensión de corte total sobre el fondo y la velocidad media de flujo.

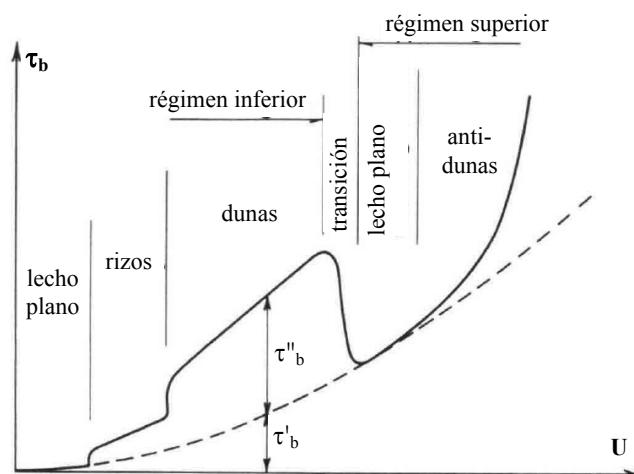


Figura 6.12 Relación entre la tensión de corte total sobre el fondo y la velocidad, en ríos con lecho móvil (Engelund y Hansen, 1967).

La tensión de corte total media sobre el fondo, en condiciones de flujo permanente uniforme en un río aluvial ancho ($R=h$), puede expresarse como:

$$\tau_b = \rho g h S \quad (6.10)$$

por lo tanto, a dicha descomposición se le puede hacer corresponder una descomposición de la profundidad h o de la pendiente S , de la siguiente manera:

$$\tau_b = \tau'_b + \tau''_b = \rho g (h' + h'')S = \rho g h (S' + S'') \quad (6.11)$$

consecuentemente, se puede realizar también una descomposición de la velocidad de corte u^* , como se indica en las siguientes relaciones:

$$u'_* = \sqrt{\tau'_b / \rho} = \sqrt{g h' S} = \sqrt{g h S'} \quad (6.12)$$

$$u''_* = \sqrt{\tau''_b / \rho} = \sqrt{g h'' S} = \sqrt{g h S''} \quad (6.13)$$

y el factor de fricción C_f (coef. adimensional de Chezy) se puede descomponer considerando $\tau_b = \tau_b' + \tau_b''$, con $\tau_b = \rho u^{*2} = \rho U^2 / C_f^2$, como:

$$\tau'_b = \rho \frac{U}{C'^2} \quad , \quad \tau''_b = \rho \frac{U}{C''^2} \quad (6.14a), (6.14b)$$

$$\frac{I}{C^2} = \frac{I}{C'^2} + \frac{I}{C''^2} \quad (6.15)$$

Es evidente que en lecho fijo (no deformable), se puede especificar de antemano un coeficiente de rugosidad acorde con las características del cauce y utilizar, por ejemplo, la ecuación de Manning, para determinar alguna variable de flujo conociendo otras. Por ejemplo, si se conoce la pendiente, se puede asignar una profundidad y determinar la velocidad. En lecho móvil, en cambio, el valor del coeficiente de rugosidad no puede conocerse a priori, porque depende de las formas de fondo, las cuales varían con la intensidad de flujo y por ende con el transporte de sedimentos que le confiere sus características.

Numerosas metodologías de cálculo han sido desarrolladas para evaluar la resistencia al flujo, en ríos aluviales de lecho móvil con dunas, para condiciones de flujo uniforme. A continuación se presentan las más significativas.

6.4.1.1 Método de Einstein y Barbarossa

Einstein y Barbarossa (1952), (E&B), propusieron dividir: $h=h'+h''$, por lo tanto, de (6.12) y (6.13) se puede escribir que:

$$u'_* = \sqrt{\tau'_b / \rho} = \sqrt{g h' S} \quad (6.16)$$

$$u''_* = \sqrt{\tau''_b / \rho} = \sqrt{g h'' S} \quad (6.17)$$

El factor de fricción asociado a la resistencia de grano se calcula mediante:

$$C'_f = \frac{U}{u'_*} = 5.75 \log \left(\frac{I I h'}{d_{65}} \right) \quad (6.18)$$

A partir de datos de campo, especialmente de ríos pertenecientes a la cuenca del río Missouri, E&B determinaron la siguiente relación empírica para el factor de fricción asociado a la resistencia de forma:

$$C''_f = \frac{U}{u''_*} = 30 \sqrt{\frac{I}{\Psi'}} + 10 \left(\frac{I}{\Psi'} \right)^2 \quad (6.19)$$

donde:

$$\Psi' = \frac{I}{\tau'_*} = \frac{(s-1)g d_{35}}{u'^2_*} = \frac{(s-1)d_{35}}{h' S} \quad (6.20)$$

con: $0.5 < \Psi' < 40$. Como ya mencionado precedentemente, el método se aplica en lechos arenosos con formas de fondo tipo dunas.

Procedimientos de cálculo (E&B)

Si S y h son datos, U y C_f deben calcularse (caso construcción h-Q lecho móvil):

- (a) Estimar h' (valor inicial menor que h);
- (b) Calcular u'_* con (6.16);
- (c) Calcular U con (6.18);
- (d) Calcular Ψ' con (6.20);
- (e) Calcular u''_* con (6.19);
- (f) Calcular h'' con (6.17);
- (g) Calcular: $h=h'+h''$;
- (h) Comparar h calculado con h dato, si son distintos estimar un nuevo h' y repetir desde (b) hasta que concuerden;
- (i) Usar el último valor de U calculado;
- (j) Calcular $C_f=U/u'_*$ (Coef. rugosidad de Manning: $n=h^{1/6}/C_f g^{0.5}$).
- (k) Calcular $q=U h$.

Si q y h son datos, S y C_f deben calcularse:

- (a) Estimar h' ;
- (b) Calcular $U=q/h$;
- (c) Calcular u'_* con (6.18);
- (d) Calcular Ψ' con (6.20);
- (e) Calcular u''_* con (6.19);
- (f) Calcular: $h''=h'(u''_*/u'_*)^2$

- (g) Calcular: $h=h'+h''$;
- (h) Comparar h calculado con h dato, si son distintos estimar un nuevo h' y repetir desde (c) hasta que concuerden;
- (i) Calcular $u_*=(u_*'^2+u_*''^2)^{0.5}$;
- (j) Calcular $S=u_*'^2/gh$;
- (k) Calcular $C_f=U/u_* \mapsto (n=h^{1/6}/C_f g^{0.5})$.

Si q y S son datos, h y C_f deben calcularse:

- (a) Estimar h' ;
- (b) Calcular $u_*'^1$ con (6.16);
- (c) Calcular U con (6.18);
- (d) Calcular $h=q/U$;
- (e) Calcular Ψ' con (6.20);
- (f) Calcular u_*'' con (6.19);
- (g) Calcular: $h''=h'(u_*''/u_*'^1)^2$
- (h) Calcular: $h=h'+h''$;
- (i) Comparar h calculado en (h) con h calculado en (d), si son distintos estimar un nuevo h' y repetir desde (b) hasta que concuerden;
- (j) Calcular $u_*=(ghS)^{0.5}$;
- (k) Calcular $C_f=U/u_* \mapsto (n=h^{1/6}/C_f g^{0.5})$.

6.4.1.2 Método de Engelund

El método de Engelund (1966), (ENG), también descripto en Engelund y Hansen (1967), utilizado por los autores como predictor de resistencia al flujo acoplado a su ecuación de transporte de sedimentos, se basa en las siguientes relaciones:

$$\frac{h'}{h} = \frac{\tau'_*}{\tau_*} = \left(\frac{u'_*}{u_*} \right)^2 \quad (6.21)$$

donde τ_* es la tensión de corte adimensional total y τ'_* es la tensión de corte adimensional asociada a la resistencia de grano:

$$\tau_* = \frac{\tau_b}{(\rho_s - \rho)g d_{50}} = \frac{u_*^2}{(s-1)g d_{50}} = \frac{h S}{(s-1)d_{50}} \quad (6.22)$$

$$\tau'_* = \frac{\tau'_b}{(\rho_s - \rho)g d_{50}} = \frac{u'^2}{(s-1)g d_{50}} = \frac{h' S}{(s-1)d_{50}} \quad (6.23)$$

La relación empírica propuesta por Engelund para vincular τ'_* con τ_* , válida para el caso de régimen inferior con formas de fondo tipo dunas; $0.1 < \tau_* < 1$, es:

$$\tau'_* = 0.06 + 0.4 \tau_*^2 \quad (6.24)$$

Posteriormente, Engelund y Fredsoe (1982), modificaron ligeramente la relación dada por (6.24) mediante: $\tau'_* = 0.06 + 0.3 \tau_*^{3/2}$.

A partir de datos experimentales Engelund (1966) propuso la siguiente ecuación para el factor de fricción asociado a la resistencia de grano:

$$C'_f = \frac{U}{u'_*} = 5.75 \log \left(\frac{11h'}{2d_{65}} \right) \quad (6.25)$$

Procedimientos de cálculo (ENG)

Si S y h son datos, U y C_f deben calcularse (caso construcción h-Q lecho móvil):

- (a) Calcular τ_* con (6.22);
- (b) Calcular τ'_* con (6.24);
- (c) Calcular h' con (6.21);
- (d) Calcular u'_* con (6.23);
- (e) Calcular U con (6.25)
- (f) Calcular u_* con (6.22);
- (g) Calcular $C_f = U/u_*$ (Coef. rugosidad de Manning: $n=h^{1/6}/C_f g^{0.5}$).

Si q y h son datos, S y C_f deben calcularse:

- (a) Estimar h' ;
- (b) Calcular $U=q/h$;
- (c) Calcular u'_* con (6.25);
- (d) Calcular τ'_* con (6.23);
- (e) Calcular τ_* con (6.24);
- (f) Calcular: $h'=h (\tau'_*/\tau_*)$, relación (6.21);
- (g) Comparar h' calculado con h' estimado, si son distintos estimar un nuevo h' y repetir desde (c) hasta que concuerden;
- (h) Calcular u_* con (6.22);
- (i) Calcular S con (6.22): $S=u_*^2/gh$;
- (j) Calcular $C_f = U/u_* \mapsto (n=h^{1/6}/C_f g^{0.5})$.

Si q y S son datos, h y C_f deben calcularse:

- (a) Estimar h' ;
- (b) Calcular u'_* con (6.16) o (6.23);
- (c) Calcular U con (6.25);
- (d) Calcular $h=q/U$;
- (e) Calcular τ'_* con (6.23)
- (f) Calcular τ_* con (6.24);
- (g) Calcular: $h= h' (\tau_*/\tau'_*)$, relación (6.21);

- (h) Comparar h calculado en (g) con h calculado en (d), si son distintos estimar un nuevo h' y repetir desde (b) hasta que concuerden;
- (i) Calcular u_* con (6.22);
- (j) Calcular $C_f = U/u_* \mapsto (n = h^{1/6}/C_f g^{0.5})$.

6.4.1.3 Método de White, Paris y Bettes

Basándose en datos experimentales White, Paris y Bettes (1981), (WP&B), propusieron la siguiente relación empírica:

$$\frac{F_{gr} - A}{F_{fg} - A} = Z_* \quad (6.26)$$

Donde F_{gr} es el parámetro de movilidad general de Ackers y White (1973):

$$F_{gr} = \frac{u_*^n}{\sqrt{(s-1)gd_{35}}} \left[\frac{U}{5.65 \log(10h/d_{35})} \right]^{l-n} \quad (6.27)$$

F_{fg} es la raíz cuadrada de la tensión de corte adimensional:

$$F_{fg} = \frac{u_*}{\sqrt{(s-1)gd_{35}}} \quad (6.28)$$

Donde Z_* , n y A son parámetros que depende del diámetro adimensional D_* :

$$Z_* = 1 - 0.76 \left(1 - e^{-(\log D_*)^{1.7}} \right) \quad (6.29)$$

$$1 < D_* < 60 \rightarrow \begin{cases} n = 1 - 0.56 \log D_* \\ A = \frac{0.23}{\sqrt{D_*}} + 0.14 \end{cases} \quad (6.30)$$

$$D_* \geq 60 \rightarrow \begin{cases} n = 0 \\ A = 0.17 \end{cases} \quad (6.31)$$

$$D_* = d_{35} \left[\frac{(s-1)g}{v^2} \right]^{1/3} \quad (6.32)$$

Procedimientos de cálculo (WP&B)

Si S y h son datos, U y C_f deben calcularse (caso construcción h - Q lecho móvil):

- (a) Calcular D_* , Z_* , n y A con (6.29 – 6.32);
- (b) Calcular $u_* = (ghS)^{0.5}$;
- (c) Calcular F_{fg} con (6.28);

- (d) Calcular F_{gr} con (6.26);
- (e) Calcular U con (6.27);
- (f) Calcular $C_f = U/u^*$. (Coef. rugosidad de Manning: $n = h^{1/6}/C_f g^{0.5}$).

Si q y h son datos, S y C_f deben calcularse:

- (a) Calcular D^*, Z^*, n y A con (6.29 – 6.32);
- (b) Estimar S
- (c) Calcular $U = q/h$;
- (d) Calcular $u^* = (ghS)^{0.5}$;
- (e) Calcular F_{fg} con (6.28);
- (f) Calcular F_{gr} con (6.26);
- (g) Calcular U con (6.27);
- (h) Comparar U calculado en (c) con U calculado en (g), si son distintos estimar un nuevo valor de S y repetir desde (b) hasta que concuerden;
- (i) Calcular $C_f = U/u^* \mapsto (n = h^{1/6}/C_f g^{0.5})$.

Si q y S son datos, h y C_f deben calcularse:

- (a) Calcular D^*, Z^*, n y A con (6.29 – 6.32);
- (b) Estimar h
- (c) Calcular $U = q/h$;
- (d) Calcular $u^* = (ghS)^{0.5}$;
- (e) Calcular F_{fg} con (6.28);
- (f) Calcular F_{gr} con (6.26);
- (g) Calcular U con (6.27);
- (h) Comparar U calculado en (c) con U calculado en (g), si son distintos estimar un nuevo h y repetir desde (b) hasta que concuerden;
- (i) $C_f = U/u^* \mapsto (n = h^{1/6}/C_f g^{0.5})$.

6.4.1.4 Método de L.C. van Rijn

Van Rijn (1984b), (VR), analizó un gran número de datos sobre dimensiones de formas de fondo, principalmente en lechos arenosos con formas de fondo de tipo dunas, y las correspondientes rugosidades, proponiendo:

$$\frac{\Delta}{h} = 0.11 \left(\frac{d_{50}}{h} \right)^{0.3} (I - e^{-0.5T})(25 - T) \quad (6.33)$$

$$\frac{\Delta}{\lambda} = 0.015 \left(\frac{d_{50}}{h} \right)^{0.3} (I - e^{-0.5T})(25 - T) \quad (6.34)$$

donde Δ es la altura de duna y λ es su longitud. Por lo tanto, de (6.33) y (6.34) se deduce que la longitud de la duna es 7.3 veces la profundidad de flujo h . El

parámetro de transporte T ya fue definido precedentemente mediante la ecuación (6.8b). En (6.33) y (6.34) se asume que para $T \leq 0$ y $T \geq 25$ el lecho es plano, $\Delta=0$.

Considerando la resistencia de grano y la resistencia de forma, van Rijn propone evaluar la altura de rugosidad equivalente k_s , de un lecho móvil en régimen inferior y transicional mediante:

$$k_s = 3d_{90} + 1.1\Delta(1 - e^{-25\Delta/\lambda}) \quad (6.35)$$

Se nota que en condición de lecho plano la relación Δ/λ es igual a cero, y por lo tanto, $k_s=3 d_{90}$ (solo rugosidad superficial o de grano).

El coeficiente adimensional de Chezy o factor de fricción se calcula mediante:

$$C_f = \frac{U}{u_*} = 5.75 \log \left(\frac{12h}{k_s} \right) \quad (6.36)$$

Procedimientos de cálculo (VR)

Si S y h son datos, U y C_f deben calcularse (caso construcción h-Q lecho móvil):

- (a) Calcular D^* con (6.8a);
- (b) Calcular u^*_c (curva de Shields parametrizada por van Rijn, Capítulo 5);
- (c) Estimar un valor inicial de U;
- (d) Calcular $u^!$ con (6.9);
- (e) Calcular T con (6.8b);
- (f) Calcular k_s con (6.35)
- (g) Calcular $u^* = (ghS)^{0.5}$;
- (h) Calcular U con (6.36)
- (i) Comparar U calculado en (h) con U estimado en (c), si son distintos iterar repitiendo desde (c) hasta que concuerden;
- (j) Calcular $C_f = U/u^*$. (Coef. rugosidad de Manning: $n = h^{1/6}/C_f g^{0.5}$).

Si q y h son datos, S y C_f deben calcularse:

- (a) Calcular D^* con (6.8a);
- (b) Calcular u^*_c (curva de Shields parametrizada por van Rijn, Capítulo 5);
- (c) Calcular $U = q/h$;
- (d) Calcular $u^!$ con (6.9);
- (e) Calcular T con (6.8b);
- (f) Calcular k_s con (6.35)
- (g) Calcular u^* con (6.36);
- (h) Calcular $S = u^{*2}/gh$;
- (i) Calcular $C_f = U/u^* \mapsto (n = h^{1/6}/C_f g^{0.5})$.

Si q y S son datos, h y C_f deben calcularse:

- (a) Calcular D^* con (6.8a);
- (b) Calcular u_{*c} (curva de Shields parametrizada por van Rijn, Capítulo 5);
- (c) Estimar h
- (d) Calcular $U=q/h$;
- (e) Calcular u^* con (6.9);
- (f) Calcular T con (6.8b);
- (g) Calcular k_s con (6.35)
- (h) Calcular $u^*=(ghS)^{0.5}$;
- (i) Calcular U con (6.36);
- (j) Calcular $h=q/U$
- (k) Comparar h calculado en (j) con h estimado, si son distintos estimar un nuevo h y repetir desde (c) hasta que concuerden;
- (l) Calcular $C_f=U/u^* \mapsto (n=h^{1/6}/C_f g^{0.5})$.

6.4.1.5 Comparación de la capacidad de predicción de distintos métodos

White et al. (1981) compararon varios métodos de predicción de resistencia al flujo en ríos aluviales. Considerando el porcentaje de los valores calculados de los coeficientes de rugosidad total, que están dentro de un factor de 2 veces los valores observados; White et al. (1981) concluyeron que el método de Einstein y Barbarossa (1952) presenta el 21 %, el de Engelund (1966) el 83 % y el de White et al. (1981) el 89 %.

Van Rijn (1984b) utilizó 1544 datos, divididos en 786 datos medidos en diversos ríos aluviales y 758 datos de laboratorio ($h>0.1$ m y $0.1 \text{ mm} < d < 1.5 \text{ mm}$), para comparar la capacidad de predicción de los métodos de Engelund (1966), White et al. (1981) y su propio método, Van Rijn (1984 b). Los resultados se muestran en la Tabla 6.1, donde se observa el porcentaje del número total de datos, que presentan errores en la predicción de C_f en los rangos $\pm 10\%$, $\pm 20\%$ y $\pm 30\%$.

Tabla 6.1 Porcentaje de datos que presentan errores de C_f en distintos rangos.

Número de Datos	Error $\pm 10\%$ en C_f			Error $\pm 20\%$ en C_f			Error $\pm 30\%$ en C_f		
	VR	ENG	WP&B	VR	ENG	WP&B	VR	ENG	WP&B
Ríos (786)	43 %	25 %	33 %	74 %	47 %	58 %	89 %	62 %	79 %
Lab. (758)	34 %	37 %	33 %	56 %	65 %	54 %	71 %	75 %	66 %
Tot. (1544)	39 %	31 %	33 %	65 %	56 %	56 %	80 %	68 %	73 %

En la Tabla 6.1 se observa que el método de Van Rijn predice algo mejor que los restantes métodos para el caso de datos de ríos, mientras se observan resultados comparables entre los tres métodos para el caso de datos de laboratorio.

Asimismo, en la literatura se encuentran diversos antecedentes sobre comparaciones de diferentes métodos de evaluación de la resistencia al flujo en lecho móvil, como por ejemplo, Karim (1995), Wu y Wang (1999), Yu y Lim (2003), Yang et al. (2005), entre otros.

6.4.2 Resistencia al flujo en ríos aluviales con lechos de sedimentos gruesos

Los ríos aluviales con lechos de sedimentos gruesos (gravas, cantos rodados, etc.) se distinguen de los ríos aluviales de llanura con lechos de arena por la mayor variabilidad espacial y temporal de sus parámetros hidráulicos y morfo-sedimentológicos. El flujo, generalmente supercrítico, puede variar desde altamente no-uniforme durante períodos de caudales medios y bajos a medianamente uniforme durante las crecidas (Basile, 1995a,b; Bellos et al., 1995).

En dichos ríos, caracterizados por pendientes elevadas, la profundidad de flujo es generalmente baja. Consecuentemente, se observan fenómenos de rugosidad a grande escala, a escala intermedia y a escala pequeña (Bathurst, 1981; Jarret, 1984). La escala de rugosidad puede variar desde pequeña (lechos heterogéneos de arena y grava) a grande (lechos heterogéneos de guijarros y cantos rodados). Bathurst et al. (1981) y Bathurst (1982) distingue las diferentes escalas de rugosidad en función de la sumergencia relativa h/d_{84} :

- Pequeña sumergencia relativa (rugosidad a grande escala): $h/d_{84} < 1.2$
- Sumergencia relativa intermedia (rugosidad intermedia): $1.2 \leq h/d_{84} \leq 4.0$
- Alta sumergencia relativa (rugosidad a pequeña escala): $h/d_{84} > 4.0$

En el caso de pequeña sumergencia relativa ($h/d_{84} < 1.2$) la resistencia al flujo se debe principalmente al impacto de la corriente hídrica con los cantos rodados grandes presentes en el fondo, a la perturbación de la superficie libre del agua y a los resaltos hidráulicos locales (Thorne, 1985).

La formación de una estructura de vórtices aguas abajo de cada obstáculo (cantos rodados grandes) y la incorporación de aire originan fuertes pérdidas de energía. En este caso la corriente hídrica puede considerarse del tipo a chorro y estela con una estructura sustancialmente tridimensional del campo de flujo (Bray, 1982). El perfil logarítmico de velocidad es fuertemente perturbado (Bayazit, 1976; Jarret, 1990).

Para sumergencia relativa intermedia ($1.2 \leq h/d_{84} \leq 4$) los efectos de perturbación de la superficie del agua son bastante modestos, mientras que en el caso de alta sumergencia relativa ($h/d_{84} > 4$), dichos efectos son prácticamente despreciables (Bathurst, 1985). Para alta sumergencia relativa ($h/d_{84} > 4$) la resistencia al flujo es originada principalmente por la fricción sobre el sedimento del fondo (resistencia de grano) y por la eventual presencia de micro y macro formas de fondo (resistencia de forma), que originan separación de la vena líquida, formación de vórtices, etc. En los flujos caracterizados por sumergencias relativas pequeñas e intermedias discriminar entre los dos tipos de resistencia es arbitrario.

La turbulencia inducida por los elementos rugosos del fondo ha sido considerada a través de la identificación de una zona de estela en proximidad del fondo (Nakagawa et al., 1989; Aguirre -Pe y Fuentes, 1990). Aguirre-Pe y Fuentes (1990) identifican dos zonas en el perfil vertical de velocidades; en la zona de estela el perfil es constante, mientras por encima de ésta el perfil se considera logarítmico.

La resistencia al flujo se refiere al proceso por el cual la rugosidad del lecho controla la profundidad y velocidad de la corriente hídrica. Los coeficientes de resistencia o rugosidad globales incluyen factores tales como inestabilidad de la superficie libre, micro y macro formas de fondo, corrientes secundarias, distribución no uniforme de la tensión de corte sobre el fondo, irregularidad de las secciones, vegetación, configuración planimétrica, transporte sólido, etc. (Jarret, 1984).

La resistencia al flujo es generalmente mayor en los tramos caracterizados por pendientes elevadas. Jarret (1984), en función de las mediciones efectuadas en 21 ríos en la región de Colorado (EE.UU.), propuso la siguiente ecuación empírica para evaluar el coeficiente de rugosidad de Manning:

$$n = 0.32 S_b^{0.3} R^{-0.16} \quad (6.37)$$

La ec. (6.37) es válida para $0.002 \leq S_b \leq 0.052$ y $0.15 \text{ m} \leq R \leq 2.2 \text{ m}$, donde S_b es la pendiente del fondo y R es el radio hidráulico.

6.4.2.1 Ecuaciones empíricas para evaluar la resistencia al flujo en fondo plano

Numerosas ecuaciones empíricas han sido propuestas para evaluar la resistencia al flujo en condiciones de fondo plano (resistencia de grano). La mayoría de las ecuaciones son expresadas en función de los coeficientes n de Manning, C de Chezy o f de Darcy-Weisbach, los cuales se relacionan de la siguiente manera:

$$\frac{U}{u_*} = \frac{C}{\sqrt{g}} = \frac{R^{1/6}}{n\sqrt{g}} = \sqrt{\frac{8}{f}} \quad (6.38)$$

Las ecuaciones de resistencia desarrolladas son del tipo semilogarítmico o del tipo de potencia y hacen referencia a los mayores diámetros presentes en el lecho. Bathurst (1981) sugiere utilizar ecuaciones del tipo semilogarítmico en el caso de flujos con sumergencia relativa intermedia y alta, mientras que propone utilizar ecuaciones del tipo de potencia en el caso de flujos con pequeña sumergencia relativa. En general, el perfil logarítmico de distribución de velocidades se desarrolla para flujos con $h/d_{84} > 5$ (Bayazit, 1982; Pitlick, 1992).

6.4.2.1.1 Ecuaciones del tipo semilogarítmico

- Bathurst (1985):

$$\frac{U}{u_*} = 4 + 5.62 \log \left(\frac{h}{d_{84}} \right), \quad 0.3 < \frac{R}{d_{84}} < 1 \quad (6.39)$$

- Bray (1979):

$$\frac{U}{u_*} = 0.70I + 6.68 \log \left(\frac{h}{d_{50}} \right), \quad 2.5 \leq \frac{h}{d_{65}} \leq 120 \quad (6.40)$$

- Hey (1979):

$$\frac{U}{u_*} = 15.9 \log \left(\frac{\alpha_m h}{3.5 d_g} \right), \quad \alpha_m = 11.1 \left(\frac{R}{h_{max}} \right)^{-0.314}, \quad \frac{R}{d_{84}} > 1 \quad (6.41)$$

- Thompson e Campbell (1979):

$$\frac{U}{u_*} = 5.66 - 0.566 \left(\frac{k_s}{R} \right) \log \left(12 \frac{R}{k_s} \right), \quad \frac{h}{d_{84}} > 1.2 \quad (6.42)$$

donde: $k_s = \alpha d_{50}$, con α variando entre 1.5 y 8.2.

- Griffiths (1981):

$$\frac{U}{u_*} = 2.15 + 5.6 \log \left(\frac{R}{d_{50}} \right), \quad I \leq \frac{R}{d_{50}} \leq 200 \quad (6.43)$$

- Bathurst et al. (1981):

$$\frac{U}{u_*} = 14.7 \beta_2 + 1.842 \left(\frac{B}{d_{84}} \right) \beta_2 \log \left(\frac{R}{1.2 d_{84}} \right), \quad \frac{h}{d_{84}} > 1.2 \quad (6.44)$$

con: $\beta_2 = (B/h)^{7\lambda_2 - 0.08}$, donde λ_2 es el área frontal de los elementos rugosos (cantos rodados) por m^2 de lecho, B es el ancho de la sección transversal y h es la profundidad de flujo.

- Bray y Davar (1987):

$$\frac{U}{u_*} = 3.1 + 5.7 \log\left(\frac{R}{d_{84}}\right), \quad \frac{h}{d_{50}} > 1 \quad (6.45)$$

6.4.2.1.2 Ecuaciones del tipo de potencia

- Bathurst (1978):

$$\frac{U}{u_*} = \beta_1 \left(\frac{R}{0.365 d_{84}} \right)^{2.34}, \quad \frac{R}{d_{84}} < 1.5 \quad (6.46)$$

con: $\beta_1 = (B/h)^{7(\lambda_1 - 0.08)}$, donde λ_1 es el área basal de los cantes rodados por m² de lecho.

- Bray y Davar (1987):

$$\frac{U}{u_*} = 5.4 \left(\frac{R}{d_{84}} \right)^{1/4}, \quad \frac{h}{d_{50}} > 1 \quad (6.47)$$

- Bray (1979):

$$\frac{U}{u_*} = 5.03 \left(\frac{h}{d_{65}} \right)^{0.268}, \quad 2.5 \leq \frac{h}{d_{65}} \leq 120 \quad (6.48)$$

Para los ríos aluviales con lechos de sedimentos gruesos las ecuaciones de resistencia del tipo de potencia, muestran que, el exponente adopta valores de 1/4 en vez de 1/6 como sugiere la ecuación de Manning-Strickler (1923). En efecto, la ecuación de Manning se expresa como (ver Capítulo 2):

$$\frac{U}{u_*} = \frac{R^{1/6}}{n' \sqrt{g}} \quad (6.49)$$

donde n' es el coeficiente de rugosidad de Manning asociado a resistencia de grano, propuesto por Strickler (1923), expresado en función de d₉₀ (Meyer-Peter y Müller, 1948):

$$n' = \frac{d_{90}^{1/6}}{26} \quad (6.50)$$

Reemplazando (6.50) en (6.49) se obtiene:

$$\frac{U}{u_*} = 8.3 \left(\frac{R}{d_{90}} \right)^{1/6} \quad (6.51)$$

La ec. (6.51) es idéntica a la ec. (2.109), obtenida en el Capítulo 2 a partir de la ley potencial de distribución de velocidades en vertical, si en ella se considera $h=R$ y $k_s=d_{90}$.

En la Figura 6.13 se exponen algunas de las ecuaciones de resistencia presentadas en este Capítulo conjuntamente con la ecuación (6.51) de Manning-Strickler.

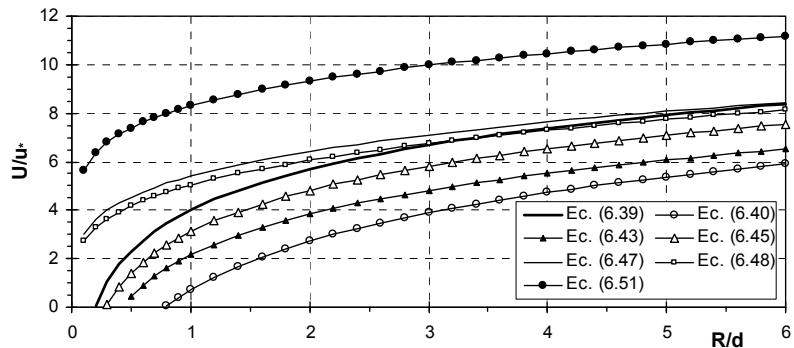


Figura 6.13 Comparación de ecuaciones de resistencia al flujo para sedimentos gruesos.

6.4.2.2 Resistencia al flujo asociada a micro-formas de fondo

La resistencia al flujo asociada a micro-formas de fondo se observa cuando la corriente hídrica logra modificar el cauce que la contiene, debido principalmente al transporte del material incoherente que constituye el lecho; o cuando el lecho, aún permaneciendo fijo, está conformado por micro-formas de fondo estáticas, las cuales se desarrollaron durante el tránsito de una crecida anterior.

La formación de formas de fondo relativamente planas no influyen significativamente en la resistencia al flujo (Bathurst et al., 1983; Smart y Jaeggi, 1983). Datos presentados por Pitlick (1992) y Dinehart (1992) indican que para transporte de sedimentos establecido, no muy elevado, la altura de rugosidad equivalente k_s es proporcional a un diámetro representativo de las clases más gruesas presentes en el lecho.

La resistencia de forma se torna importante para valores de la tensión de corte sobre el fondo 3 veces mayor que la tensión de corte crítica ($\tau_b > 3 \tau_{bc}$), (Griffiths, 1989). Debido al transporte de fondo intenso y a las formas de fondo, la rugosidad equivalente k_s aumenta considerablemente (Dinehart, 1992). En tales circunstancias k_s debería ser igual a la altura de la forma de fondo (Pitlick, 1992).

Griffiths (1989), basándose en los datos de Smart y Jaeggi (1983), propuso la siguiente ecuación para la relación entre la tensión de corte adimensional asociada a la resistencia de forma, τ''_* , y aquella referida a la resistencia de grano, τ'_* :

$$\frac{\tau''_*}{\tau'_*} = \frac{\tau_* - \tau'_*}{\tau'_*} = \exp \left[-0.066 \tau_*^{-0.455} \left(\frac{h}{d_{84}} \right)^{1.3} \right] \left[\frac{\tau_* - \tau_{*c}}{\tau_{*c}} \right] \quad (6.52)$$

La ec. (6.52) es válida para $1.09 < F < 2.94$; $5 < h/d_{84} < 25$ y $3 \% < S_b < 20 \%$; donde F es el número de Froude.

6.4.2.3 Resistencia al flujo asociada a macro-formas de fondo

La longitud de las micro-formas de fondo puede considerarse del orden de la profundidad de flujo, mientras que la longitud de las macro-formas de fondo (barras alternadas, secuencia de hoyas y rápidos, secuencia de escalones, etc.) es del orden del ancho de la sección transversal. Además, a grande escala espacial, las pérdidas de energía de la corriente hídrica pueden ser causadas por variaciones de la sección transversal (contracciones y expansiones), etc.

Para caudales bajos, las formas de fondo influyen significativamente sobre el perfil de la superficie del agua, la corriente hídrica presenta una fuerte no uniformidad como resultado de secuencias de hoyas y rápidos (Parker y Peterson, 1980; Jaeggi, 1984; Griffiths, 1989). El flujo sobre macro-formas de fondo estáticas experimenta pérdidas de energía originadas por la formación de vórtices, la incorporación de aire, la tensión de corte sobre el fondo, las contracciones, las expansiones y la formación de resaltos hidráulicos (Egashira y Ashida, 1989).

Jaeggi (1983) propuso una descomposición de la pendiente de fricción S_f en una componente asociada a la resistencia de grano S'_f y otra asociada a la resistencia de forma S''_f : $S_f = S'_f + S''_f$. En función de datos experimentales Jaeggi derivó la siguiente ecuación para el coeficiente de resistencia total de Darcy-Weisbach:

$$\sqrt{\frac{8}{f}} = 2.5 \left[1 - \exp \left(-\frac{\zeta h}{d_{90} S_b^{0.5}} \right) \right] \ln \left(12.27 \frac{h}{\alpha d_{90}} \right) \quad (6.53)$$

En los experimentos la pendiente del fondo varió entre $2 \% < S_b < 12 \%$, mientras la sumergencia relativa varió entre $4 < h/d_{90} < 30$. Los coeficientes empíricos ζ y α se relacionan con la distribución granulométrica del sedimento del lecho.

Egashira y Ashida (1989) modelaron el flujo en una secuencia de escalones, con altura de los escalones igual a Δ_s , considerando separadamente los correspondientes procesos de disipación de energía en el tramo del río. La resistencia de grano la consideraron dominante en el tramo ($L-l_e$) y la resistencia de forma en el tramo l_e (ver Figura 6.14).

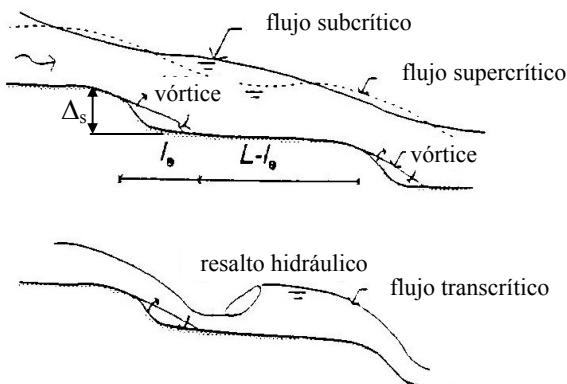


Figura 6.14 Flujo sobre una secuencia de escalones (Egashira y Ashida, 1989).

Egashira y Ashida propusieron determinar el coeficiente de Darcy-Weisbach f' asociado a la resistencia de grano, mediante:

$$f' = \frac{8}{[6 + 2.5 \ln(h/k_s)]^2} \quad (6.54)$$

Mientras que, en el tramo de longitud l_e el coeficiente de Darcy-Weisbach f'' , asociado a la resistencia de forma, fue expresado mediante la siguiente ecuación:

$$f'' = 4 K E_n \left(\frac{\Delta_s}{h} \right) \quad (6.55)$$

donde h es la profundidad del flujo promediada en el tramo de longitud L . Los coeficientes empíricos $K=6$ y $E_n=0.08$ se vinculan con los efectos disipativos inducidos por la estructura de vórtices y por la incorporación de aire respectivamente.

El coeficiente de resistencia total f de Darcy-Weisbach, ponderado en el tramo de longitud L , se expresa como:

$$f = \left(\frac{l_e}{L} \right) f'' + \left(1 - \frac{l_e}{L} \right) f' \quad (6.56)$$

sustituyendo (6.54) y (6.55) en (6.56) se obtiene:

$$f = \left(\frac{l_e}{L} \right) 4 K E_n \left(\frac{\Delta_s}{h} \right) + \left(1 - \frac{l_e}{L} \right) \frac{8}{[6 + 2.5 \ln(h/k_s)]^2} \quad (6.57)$$

El coeficiente de Darcy-Weisbach asociado a la resistencia de grano puede ser expresado en función de las ecuaciones presentadas en el punto 6.4.2.1. Por ejemplo, utilizando la ecuación del tipo de potencia de Bray (1979), válida para $2.5 < h/d_{65} < 120$, se obtiene:

$$f' = 0.316 \left(\frac{d_{65}}{h} \right)^{0.536} \quad (6.58)$$

sustituyendo (6.54) e (6.58) en (6.56) se determina f para el tramo de longitud L como:

$$f = \left(\frac{l_e}{L} \right) 4K E_n \left(\frac{A_s}{h} \right) + 0.316 \left(1 - \frac{l_e}{L} \right) \left(\frac{d_{65}}{h} \right)^{0.536} \quad (6.59)$$

Para $0.3 < h/d_{84} < 1$, Bathurst (1985) propuso la siguiente ecuación para la resistencia de grano:

$$f' = \frac{8}{[4 + 5.62 \log(h/d_{84})]^2} \quad (6.60)$$

Análogamente a los casos precedentes, el coeficiente f en función de la ecuación de resistencia de grano de Bathurst resulta:

$$f = \left(\frac{l_e}{L} \right) 4K E_n \left(\frac{A_s}{h} \right) + \left(1 - \frac{l_e}{L} \right) \frac{8}{[4 + 5.62 \log(h/d_{84})]^2} \quad (6.61)$$

En el caso de resalto hidráulico, Egashira y Ashida sugieren adicionar a f el siguiente término:

$$\frac{8 \Delta H_r}{F^2 L} \quad (6.62)$$

donde ΔH_r es la pérdida introducida por el resalto.

6.5 BIBLIOGRAFÍA

- Ackers, P. y White, W. (1973). *Sediment Transport: New Approach and Analysis*. Journal of the Hydraulic Division-ASCE, 99(HY11), 2041-2060.
- Aguirre-Pé, J. y Fuentes, R. (1990). *Resistance to Flow in Steep Rough Streams*. Journal of Hydraulic Engineering, 116(11), 1374-1387.
- Ashida, K. y Michiue, M. (1972). *Study on Hydraulic Resistance and Bed Load Transport Rate in Alluvial Streams*. Transactions JSCE, 206, 59-69.
- Bagnold, R.A. (1966). *An Approach to the Sediment Transport Problem for General Physics*. USGS Professional Paper 422-1, Washington, D.C.
- Basile, P.A. (1995a). *Resistenza al Moto Indotta dalla Presenza della Vegetazione nelle Zone Golenali dei Corsi d'acqua Naturali*. RAT-GEOTEC 9-95, ISMES-DTA.
- Basile, P.A. (1995b). *Resistenza al Moto nei Corsi d'acqua in Alvei Grossolani Eterogenei*. RAT-GEOTEC 5-95, ISMES-DTA, Italia.

- Bathurst J.C. (1985). *Flow Resistance Estimation in Mountain Rivers*. Journal of Hydraulic Engineering, 111(4), 625-643.
- Bathurst J.C.; Graf W.H. y Cao (1982). *Bedforms and Flow Resistance in Steep Gravel-Bed Channels*. In Summer e Muller (Eds.), Mechanics of Sediment Transport.
- Bathurst J.C.; Li, R.M. y Simons, D.B. (1981). *Resistance Equation for Large-Scale Roughness*. Journal of the Hydraulic Division, 107(12), 1593-1613.
- Bayazit, M. (1982). *Free Surface Flow in a Channel of Large Relative Roughness*. Journal of Hydraulic Research, 14(2), 115-126.
- Bellos, C.; Basile, P.A. y Peviani, M. (1995). *Flood Wave Propagation Models for Mountain Rivers: An Application to the Torrent Mallero (Italy)*. IV Workshop on Flooding Risk in Mountain Areas, FRIMAR, Delft, Netherlands.
- Bray, D.I. (1982). *Flow Resistance in Gravel-Bed Rivers*. In Hey, Bathurst y Thorne (Eds.), Gravel Bed Rivers, John Wiley and Sons, New York.
- Dinehart, R.L. (1992). *Evolution of Coarse Gravel Bed Forms: Field Measurements at Flood Stage*. Water Resources Research, 28(10), 2667-2689.
- Egashira, S. y Ashida, K. (1989). *Flow Resistance and Sediment Transportation in Streams with Step-Pool Bed Morphology*. Inter. Workshop on Fluvial Hydraulics of Mountain Regions, Univ. of Trent, Italy.
- Einstein, H.A. (1950). *The Bed Load Function for Sediment Transportation in Oppen Channel Flows*. Technical Bulletin 1026, USDA, Soil Conservation Service.
- Einstein, H.A. y Barbarossa N.L. (1952). *River Channel Roughness*. Trans. ASCE, 117.
- Engelund, F. (1965). *A Criterion for the Occurrence of Suspended Load*. La Houille Blanche, N°8.
- Engelund, F. (1966). *Hydraulic Resistance of Alluvial Streams*. Journal of the Hydraulic Division-ASCE, Vol. 92, HY2. También: Closure to the paper, JHD (93)4, 1967.
- Engelund, F. y Fredsoe, J. (1982). *Sediment Ripples and Dunes*. Annual Reviews in Fluid Mechanics, 14, 13-37.
- Engelund, F. y Hansen, E. (1967). *A monograph on sediment transport in alluvial streams*. Report, Technical University of Denmark, Hydraulic Lab., January 1967, Copenhagen, Denmark.
- García, M.H. (2008). *Sediment Transport and Morphodynamics*. Sedimentation Engineering: Processes, Measurements, Modeling and Practice. ASCE Manual and Reports on Engineering Practice N° 110. Marcelo H. García (Ed.), Chapter 2, 21-163.
- Garde, R.J. y Ranga Raju, K.G. (1985). *Mechanics of Sediment Transportation and Alluvial Streams Problems*. Second Edition, John Wiley & Sons, ISBN 0-470-20109-6.
- Garde, R.J. y Albertson, M.L. (1959). *Sand Waves and Regimes of Flow in Alluvial Channels*. Proc. IAHR Congress, Montreal, (4) paper 28.
- Griffiths, G.A. (1981). *Flow Resistance in Coarse Gravel Bed Rivers*. Journal of Hydraulic Division, 107(7), 899-918.
- Griffiths, G.A. (1989). *Form Resistance in Gravel Channels with Mobile Beds*. Journal of Hydraulic Engineering, 115(3), 340-355.
- Jaeggi, M.N.R (1984). *Formation and Effect of Alternate Bars*. J. of Hydr. Engineering, 110(2), 142-156.
- Jarret, R.D. (1984). *Hydraulics of High Gradient Streams*. J. of Hydr. Engineering, 110(11), 1519-1539.

- Karim, F. (1995). *Bed configuration and hydraulic resistance in alluvial channel flows*. Journal of Hydraulic Engineering, 121(1), 15– 25.
- Kennedy, J.F. (1963). *The mechanics of dunes and antidunes in erodible bed channels*. Journal of Fluid Mechanics, 16(4).
- Liu, H.K. (1957). *Mechanics of Sediment-Ripple Formation*. Journal of the Hydraulic Division-ASCE, Vol. 87, HY3, pp. 87-105.
- Meyer-Peter, E. y Müller, R. (1948). *Formulas for Bed load Transport*. II Congress IAHR, Estocolmo, 39-64.
- Nakagawa, H.; Tsujimoto, T. y Shimizu, Y. (1989). *Turbulent Flow with Small Relative Submergence*. International Workshop on Fluvial Hydraulics of Mountain Regions, Trento, Italia.
- Nezu, I. (1977). *Turbulence Structure in Open-Channel Flows*. Doctoral Thesis. Department of Civil Engineering, Kyoto University, Japan, 156 p.
- Parker, G. y Peterson, W. (1980). *Bar Resistance of Gravel-Bed Streams*. Journal of the Hydraulic Division, 106(10), 1559-1575.
- Pitlick, J.C. (1992). *Flow Resistance Under Conditions of Intense Gravel Transport*. Water Resources Research, 28(3), 891-903.
- Simons, D.B. y Richardson, E.V. (1961). *Forms of Bed Roughness in Alluvial Channels*. Journal of the Hydraulic Division, ASCE, 87(3), 87-105.
- Simons, D.B. y Richardson, E.V. (1966). *Resistance to Flow in Alluvial Channels*. Professional Paper 422-J, US Geological Survey, Washington, DC.
- Thorne, C.R. y Zevenbergen, L.W. (1985). *Estimating Mean Velocity in Mountain Rivers*. Journal of Hydraulic Engineering, 111(4), 612-623.
- van Rijn, L.C (1984a). *Sediment Transport, Part II: Suspended Load Transport*. Journal of Hydraulic Engineering, 110 (11), 1613-1641.
- van Rijn, L.C (1984b). *Sediment Transport, Part III: Bed Forms and Alluvial Roughness*. Journal of Hydraulic Engineering, 110 (12), 1733-1754.
- van Rijn, L.C (1996). *Combining laboratory, field, and mathematical modeling research for bed forms, hydraulic roughness and sediment transport during floods*. Issues and Directions in Hydraulics, Nakato, T; Ettema, R. (Eds.), Balkema, Rotterdam, 55-73.
- White, W.; Paris, E. y Bettes, R. (1981). *The Frictional Characteristics of Alluvial Streams: A New Approach*. Proc. Inst. of Civil Eng., 69, 737-750.
- Wu, W.M., and Wang, S.S.Y. (1999). *Movable bed roughness in alluvial rivers*. Journal of Hydraulic Engineering, 125(12), 1309– 1312.
- Yang, S.Q.; Tan, S.K. y Lim S.Y. (2005). *Flow resistance and bed form geometry in a wide alluvial channel*. Water Resources Research, 41 (9), 1-8.
- Yu, G.L. y Lim, S.Y. (2003). *Modified Manning formula for flow in alluvial channels with sand-beds*, Journal of Hydraulic Research, 41(6), 597-608.

CAPÍTULO 7

TRANSPORTE DE SEDIMENTOS DEL LECHO

7.1 INTRODUCCIÓN

El transporte de sedimentos del lecho puede ser dividido en *transporte de fondo* y *transporte en suspensión*. Los dos modos de transporte de material del lecho tienen influencia en los procesos de erosión y sedimentación de ríos aluviales. Numerosas ecuaciones han sido propuestas para calcular el transporte de sedimentos en función de las características morfológicas, hidráulicas y sedimentológicas locales de los cursos de agua. La validez de las mismas es limitada al rango de variación de los parámetros hidrodinámicos y sedimentológicos para los cuales han sido verificadas. Generalmente, cuando se superan dichos límites, proporcionan valores de transporte notablemente distintos a los medidos.

Tal comportamiento es comprensible si se piensa en la variabilidad de los parámetros en juego cuando se pasa, por ejemplo, de ríos aluviales de llanura (régimen subcrítico, velocidad del orden del metro al segundo, no-uniformidad granulométrica moderada, diámetro medio del orden del milímetro), a ríos aluviales montanos y pedemontanos (régimen supercrítico, velocidad de varios metros por segundo, acentuada no-uniformidad granulométrica, diámetro medio del orden del decímetro). Es decir, en condiciones extremadamente diferentes en lo que respecta al rol de las fuerzas viscosas, la influencia de las formas de fondo sobre la resistencia al escurrimiento, los efectos de la no-uniformidad granulométrica, etc. (Basile, 2000b). Este último efecto juega un rol fundamental porque condiciona en buena medida las características de resistencia al flujo, degenera el perfil de velocidad cercano al fondo, induce fenómenos de protección y exposición, acorazamiento dinámico, etc. Es recomendable que, para aplicaciones prácticas de las ecuaciones, se realicen ciertos ajustes y calibraciones con datos medidos (ver Capítulo 4).

Las ecuaciones proporcionan el transporte de sedimentos en condiciones de equilibrio, es decir, en condiciones de flujo permanente y uniforme tanto para la corriente hídrica como para el sedimento. El transporte sólido en condiciones de equilibrio se denomina también *capacidad de transporte*, es decir, la cantidad de sedimentos del lecho que la corriente hídrica puede movilizar aguas abajo en función de los parámetros hidrodinámicos y sedimentológicos locales del río.

Las ecuaciones desarrolladas para sedimentos uniformes y quasi-uniformes ($\sigma_g < 1.4$), aplicadas en los casos de sedimentos fuertemente no-uniformes, esquematizando el lecho como monogranular mediante la utilización de un diámetro representativo (por ejemplo, d_{50} , d_m o d_g) no han conducido a resultados satisfactorios, en particular para condiciones hidrodinámicas no muy distantes de las críticas para el inicio de movimiento (Basile, 1990). En estos casos es necesario adaptar las ecuaciones existentes para el cálculo del transporte por clases granulométricas o derivar nuevas relaciones, como la de Parker (1990).

7.2 TRANSPORTE DE FONDO

La mayoría de las ecuaciones pueden presentarse básicamente como relaciones entre dos grupos adimensionales. Uno de ellos relacionado al transporte y otro relacionado al flujo. El relacionado al transporte se denomina *transporte adimensional de Einstein* (Einstein, 1950):

$$\Phi = \frac{q_b}{\sqrt{(s-1)g d^3}} \quad (7.1)$$

donde q_b : transporte de fondo volumétrico (volumen sólido, es decir, sin vacíos) por unidad de ancho de las partículas de diámetro d , g : aceleración de la gravedad y s : gravedad específica del sedimento ($s = \rho_s / \rho$), siendo ρ_s : densidad del sedimento y ρ : densidad del agua (definida en el Capítulo 3).

El otro grupo relacionado con el flujo hídrico es el *parámetro de Shields* o *tensión de corte adimensional*, definido en el Capítulo 5:

$$\tau_* = \frac{\tau_b}{(\rho_s - \rho) g d} = \frac{u_*^2}{(s-1) g d} \quad (7.2)$$

donde τ_b : tensión de corte sobre el fondo, u_* : velocidad de corte, y las demás variables ya han sido definidas.

De manera tal que, el transporte adimensional es una cierta función de la tensión de corte adimensional:

$$\Phi = f(\tau_*) \quad (7.3)$$

En el Capítulo 6 se vio que la tensión de corte total sobre el fondo puede ser dividida en tensión de corte asociada a la resistencia de grano y tensión de corte asociada a la resistencia de forma. En caso de formas de fondo, sobre todo dunas, tal discriminación es muy importante. Es evidente que la tensión de corte asociada a la resistencia de forma no contribuye al transporte, solo la tensión de corte asociada a la resistencia de grano tiene importancia en el proceso.

La medición de profundidad y pendiente brindan la tensión de corte total sobre el fondo, por lo tanto, en el caso de formas de fondo, las ecuaciones de transporte requieren una reducción de la tensión de corte total, a un valor relevante para el transporte. El factor de reducción, μ_r , se denomina factor de formas de fondo y muchos autores lo usan como un término de cierre o factor de ajuste. El mismo se puede determinar a partir de la relación entre la tensión de corte adimensional asociada a la resistencia de grano τ'_* y la total τ_* .

Reemplazando en (7.2) la velocidad de corte asociada a la resistencia de grano, $u'^* = U/C_f' = U/(C'/g^{0.5})$, donde U es la velocidad media de flujo, C_f' es el factor de fricción para resistencia de grano o coeficiente de Chezy C' adimensional (ver Capítulo 6), y haciendo lo mismo, pero con la velocidad de corte para la resistencia total, se obtiene:

$$\tau'_* = \frac{U^2}{C'^2(s-1)d}, \quad \tau_* = \frac{U^2}{C^2(s-1)d} \quad (7.4a), (7.4b)$$

Realizando la relación entre (7.4a) y (7.4b) se determina:

$$\tau'_* = \mu_r \tau_*, \quad \mu_r = \left(\frac{C}{C'} \right)^2 \quad (7.5a), (7.5b)$$

En caso de lecho plano: $C=C' \mapsto \mu_r=1 \mapsto \tau'_*=\tau_*$; en caso de lecho con formas de fondo: $C < C' \mapsto \mu_r < 1 \mapsto \tau'_* < \tau_*$. Cabe señalar que, el coeficiente de Chezy es un coeficiente de resistencia por “conducción”, es decir, un aumento de la resistencia implica una disminución de C y viceversa.

Debido a la interacción mutua entre variables de flujo, dimensiones de formas de fondo y transporte de sedimentos; la rugosidad del lecho no puede especificarse a priori, por lo tanto, las ecuaciones de transporte generalmente están asociadas a un predictor de resistencia, como los que se presentaron en el Capítulo 6.

7.2.1 Ecuación de Meyer-Peter y Müller

La ecuación de Meyer-Peter y Müller (1948), MP&M, es una relación empírica basada en el exceso de tensión de corte adimensional. La misma fue verificada con datos experimentales utilizando sedimentos uniformes y no uniformes con diámetros comprendidos entre 0.4 mm y 28.65 mm.

$$\Phi = \frac{q_b}{\sqrt{(s-1)gd^3}} = 8(\tau'_* - \tau_{*c})^{3/2} \quad (7.6)$$

donde la tensión de corte adimensional crítica es: $\tau_{*c}=0.047$, es decir, ligeramente inferior al valor de 0.06 que da la curva de Shields para flujo turbulento

completamente desarrollado (ver Capítulo 5) y τ^* ya fue definido anteriormente como: $\tau'^* = \mu_r \tau^*$. Para $\tau'^* < 0.047$ el transporte es nulo.

Por comparación de resultados de transporte con lecho plano y con formas de fondo, MP&M propusieron la siguiente expresión para el factor de formas de fondo:

$$\mu_r = \left(\frac{n'}{n} \right)^{3/2} \quad (7.7)$$

donde n' : coeficiente de rugosidad de Manning-Strickler asociado a la resistencia de grano y n : coeficiente de rugosidad total, dados por:

$$n' = \frac{d_{90}^{1/6}}{26}, \quad n = \frac{R^{2/3} S_b^{1/2}}{U} \quad (7.8a), (7.8b)$$

La relación (7.7), que expresa el factor de formas de fondo, puede derivarse a partir de la ecuación de Manning y de la ecuación de tensión de corte adimensional o parámetro de Shields. Se observa que, en caso de lecho plano: $n=n' \rightarrow \mu_r=1 \rightarrow \tau'^*=\tau^*$; en caso de lecho con formas de fondo: $n>n' \rightarrow \mu_r<1 \rightarrow \tau'^*<\tau^*$. Cabe recordar que, un aumento de la resistencia al flujo implica un aumento del coeficiente de rugosidad de Manning y viceversa.

Para sedimentos no uniformes o heterogéneos, MP&M sugieren esquematizar el sedimento lecho como monogranular utilizando en (7.1) y (7.2) el diámetro medio aritmético, d_m , como diámetro característico o representativo. Para sedimentos heterogéneos quasi-uniformes ($\sigma_g < 1.4$) tal esquematización puede ser válida, en cambio, la misma no es adecuada para sedimentos del lecho no uniformes con elevados valores de σ_g , especialmente cuando se verifica una condición de flujo cercana a la crítica para el movimiento incipiente (Gómez et al., 1989; Basile, 1990, 2000).

Wong (2003) y Wong y Parker (2006) efectuaron una revisión, limitada exclusivamente a los datos de MP&M (1948) correspondientes a lecho plano, y obtuvieron una expresión de la ecuación de MP&M que mejor ajusta a dichos datos:

$$\Phi = \frac{q_b}{\sqrt{(s-1)gd^3}} = 4.93 (\tau_* - 0.047)^{1.6} \quad (7.9)$$

En el caso de conservar el valor original del exponente del término de exceso de tensión de corte adimensional, propusieron:

$$\Phi = \frac{q_b}{\sqrt{(s-1)gd^3}} = 3.97 (\tau_* - 0.0495)^{3/2} \quad (7.10)$$

Es decir, propusieron modificar el coeficiente de proporcionalidad y el exponente, ec. (7.9), o el coeficiente de proporcionalidad y la tensión de corte adimensional crítica, ec. (7.10); demostrando que la corrección de τ^* introducida por MP&M es innecesaria en el caso de lecho plano.

Aunque señalan que la ecuación original (7.6) de MP&M ajusta bien para todos los datos utilizados para su calibración (incluidos los de lecho plano), ya que al especificar un coeficiente de proporcionalidad casi el doble del consignado en (7.10), deben forzar el ajuste en esa zona disminuyendo innecesariamente la tensión de corte adimensional total.

7.2.1.1 Ecuación de MP&M modificada para sedimentos no uniformes

La ecuación de MP&M (1948), adaptada para calcular el transporte por clases granulométricas corrigiendo la tensión de corte crítica de cada clase e introduciendo la correspondiente fracción f_i , puede ser expresada de la siguiente manera (Basile, 2000b):

$$\Phi_i = \frac{q_{bi}}{\sqrt{(s-1)g d_i^3}} = 8 f_i (\tau'_{*i} - \xi_{ci} 0.047)^{3/2} \quad (7.11)$$

con:

$$\tau'_{*i} = \mu_r \tau_{*i} = \mu_r \frac{u_*^2}{(s-1)g d_i} \quad (7.12)$$

donde el subíndice i está indicando la i-ésima clase en que se divide la distribución granulométrica del sedimento del lecho ($i=1,2,\dots,N$) y ξ_{ci} es el coeficiente de protección-exposición de Egiazarov (1965), modificado por Ashida y Michiue (1972) para valores de $d_i/d_m \leq 0.4$, el cual puede ser expresado como (ver Capítulo 5):

$$\xi_{ci} = \begin{cases} 0.85(d_i/d_m)^{-1} & (d_i/d_m) \leq 0.4 \\ [1 + 0.782 \log(d_i/d_m)]^{-2} & (d_i/d_m) > 0.4 \end{cases} \quad (7.13)$$

El coeficiente dado por la ec. (7.13) producirá un aumento (disminución) de la tensión de corte adimensional crítica para aquellas partículas que presentan diámetros menores (mayores) que el diámetro de referencia d_m .

El transporte global se obtiene efectuando la sumatoria sobre el número total de clases granulométricas N:

$$q_b = \sum_{i=1}^N q_{bi} \quad (7.14)$$

La composición granulométrica del transporte (f_i^T ; $i=1,2,\dots,N$) puede ser calculada como:

$$f_i^T = \frac{q_{bi}}{q_b} = \frac{q_{bi}}{\sum_{i=1}^N q_{bi}} \quad (7.15)$$

Para evaluar el número mínimo de clases granulométricas (N mínimo), que debe utilizarse para acotar el error en el cálculo del transporte (error debido a una discretización insuficiente de la distribución granulométrica); se puede utilizar la siguiente fórmula asociada a la ec. de MP&M (Basile, 2001):

$$N = 0.15 \sigma_g + 5.48 \beta + 3.96 \quad (7.16)$$

donde σ_g es el desvío estándar geométrico de la distribución granulométrica y β la asimetría adimensional elevada al cuadrado: $\beta = (S_{\kappa\phi}/\sigma_\phi^3)^2$, ver Capítulo 3.

La ec. (7.16) es útil para optimizar tiempos de cálculo en los modelos de simulación numérica de procesos de erosión/sedimentación y cambios de composición granulométrica del lecho. La misma puede utilizarse como criterio para fijar el N mínimo cuando se utilizan ecuaciones de transporte que se basan en el exceso de tensión de corte (Basile, 2001).

7.2.2 Ecuación de Ashida y Michiue

Ashida y Michiue (1972), A&M, propusieron una ecuación semiempírica para evaluar el transporte de fondo y la verificaron utilizando sedimentos uniformes, en el rango de arenas y gravas, con diámetros comprendidos entre 0.3 mm y 7 mm. La misma puede expresarse como:

$$\Phi = 17 \tau_*^{3/2} \left(1 - \frac{\tau_{*c}}{\tau_*} \right) \left(1 - \sqrt{\frac{\tau_{*c}}{\tau_*}} \right) \quad (7.17)$$

donde Φ y τ_* se evalúan con (7.1) y (7.2) respectivamente, especificando $d=d_m$, siendo d_m el diámetro medio aritmético del sedimento del lecho. La tensión de corte adimensional crítica es: $\tau_{*c}=0.05$. La ecuación (7.17) es similar a la ecuación propuesta por Engelund y Fredsøe (1982) para arenas.

Para calcular el transporte de fondo por clases granulométricas; A&M introdujeron una modificación en el coeficiente de protección-exposición de Egiazarov (1965), ya presentado en la ec. (7.13). La ecuación se expresa como (Ashida y Michiue, 1972; Fujita et al., 1989, Suzuki y Kato, 1989):

$$\frac{\Phi_i}{\tau_{*i}^{3/2}} = \frac{q_{bi}[(s-1)g]}{u_*^3} = 17 f_i \left(1 - \frac{\xi_{ci} 0.05}{\tau_{*i}} \right) \left(1 - \sqrt{\frac{\xi_{ci} 0.05}{\tau_{*i}}} \right) \quad (7.18)$$

Se observa que el transporte adimensional (primero dos términos) es independiente del diámetro. El coeficiente de protección-exposición es definido por la ec. (7.13).

En caso de reducción de la tensión de corte total sobre el fondo, la velocidad de corte asociada a la resistencia de grano se expresa como (Fujita et al., 1989):

$$u'_* = U \left[5.75 \log \left(\frac{11 h}{d_m (1 + 2\tau_*)} \right) \right]^{-1} \quad (7.19)$$

donde τ_* es la tensión de corte adimensional asociada a d_m .

Análogamente al caso anterior, se puede aplicar la fórmula (7.16) para estimar el número mínimo de clases granulométricas. La (7.14) permite determinar el transporte global y la (7.15) la composición granulométrica del transporte de fondo.

7.2.3 Ecuación de L.C. van Rijn

La ecuación de van Rijn (1984a) fue derivada a través de análisis teóricos, y verificada con datos de laboratorio y de campo, utilizando arenas cuasi-uniformes con diámetros comprendidos entre 0.2 mm y 2 mm:

$$\frac{q_b}{\sqrt{(s-1)g d_{50}^3}} = 0.053 \frac{T^{2.1}}{D_*^{0.3}} \quad (7.20)$$

El diámetro adimensional D_* y el parámetro de transporte, ya definidos en el Capítulo 5, se expresan mediante:

$$D_* = d_{50} \left[\frac{(s-1)g}{v^2} \right]^{1/3}, \quad T = \left(\frac{u'_*}{u_{*c}} \right)^2 - 1 \quad (7.21a) \text{ y } (7.21b)$$

donde d_{50} es el diámetro del sedimento del lecho para el cual el 50 % es más fino, u'_* es la velocidad de corte asociada a la resistencia de grano, la cual se calcula adoptando $k_s = 3d_{90}$, mediante:

$$u'_* = U \left[5.75 \log \left(\frac{12 h}{3d_{90}} \right) \right]^{-1} \quad (7.22)$$

y u_{*c} es la velocidad de corte crítica:

$$u_{*c} = \sqrt{\tau_{*c}(s-1)gd_{50}} \quad (7.23)$$

donde τ_{*c} se determina a partir de la curva de Shields, parametrizada por van Rijn (1984a) en función de D^* (ver Capítulo 5).

Van Rijn (1984c), también propuso una segunda ecuación simplificada en función del exceso de velocidad media del flujo U:

$$\frac{q_b}{Uh} = 0.005 \left\{ \frac{U - U_c}{[(s-1)gd_{50}]^{0.5}} \right\}^{2.4} \left(\frac{d_{50}}{h} \right)^{1.2} \quad (7.24)$$

con la velocidad media crítica U_c , expresada mediante:

$$U_c = u_{*c} \left[5.75 \log \left(\frac{12h}{3d_{90}} \right) \right] \quad (7.25)$$

donde u_{*c} se determina con (7.23). Basile (2000b) adaptó la ecuación (7.24) para calcular el transporte por clases granulométricas corrigiendo la velocidad media crítica con un coeficiente de protección-exposición del tipo de potencia. Posteriormente la evaluó utilizando datos medidos de laboratorio y de campo, obteniendo resultados satisfactorios.

7.2.4 Ecuación de Parker

Parker (1990) desarrolló una ecuación de transporte fraccional de sedimentos no uniformes gruesos (gravas, guijarros, etc.), a partir de los datos de transporte de fondo medidos en el Oak Creek (Milhous, 1973). La ecuación se expresa como:

$$W_i^* = 0.00218 f_i G(\varphi_i) \quad (7.26)$$

donde W_i^* es el transporte adimensional para la i-ésima clase, dado por:

$$W_i^* = \frac{\Phi_i}{\tau_{*i}^{3/2}} = \frac{q_{bi} [(s-1)g]}{u_*^3} \quad (7.27)$$

y la función $G(\varphi_i)$ se expresa mediante:

$$G(\varphi_i) = \begin{cases} 5474[1 - (0.853/\varphi_i)] & \varphi_i > 1.59 \\ \exp[14.2(\varphi_i - 1) - 9.28(\varphi_i - 1)^2] & 1 \leq \varphi_i \leq 1.59 \\ \varphi_i^{14.2} & \varphi_i < 1 \end{cases} \quad (7.28)$$

donde φ_i se expresa mediante el producto entre un parámetro ω , la relación entre la tensión de corte adimensional (τ_*) y la tensión de corte adimensional de referencia (τ_{*r}) y un coeficiente de protección-exposición (d_i/d_g)^b:

$$\varphi_i = \omega \left(\frac{\tau_*}{\tau_{*,r}} \right) \left(\frac{d_i}{d_g} \right)^{-0.0951} \quad (7.29)$$

donde d_g es el diámetro medio geométrico del sedimento del estrato superior del lecho (ver Capítulo 3), $\tau_{*,r}=0.0386$, τ^* se determina con (7.2) adoptando $d=d_g$ y ω se expresa como:

$$\omega = 1 + \frac{\sigma_\phi}{\sigma_{\phi_o}} (\omega_o - 1) \quad (7.30)$$

donde σ_ϕ es el desvío estándar aritmético del sedimento en escala ϕ (ver Capítulo 3) y ω_o y σ_{ϕ_o} se determinan en función de $\zeta=\tau^*/\tau_{*,r}$, mediante las siguientes expresiones, derivadas a partir del ajuste de curvas de regresión por tramos a las representaciones gráficas de Parker (1990):

$$\omega_o = \begin{cases} 1.011 & 0 < \zeta \leq 0.94 \\ 0.8433\zeta^3 - 3.2609\zeta^2 + 3.8652\zeta - 0.4414 & 0.94 < \zeta \leq 1.5 \\ -0.0294\zeta^3 + 0.297\zeta^2 - 1.0408\zeta + 1.8583 & 1.5 < \zeta \leq 3 \\ 0.453(1 + 0.94\zeta^{-0.9326}) & \zeta > 3 \end{cases} \quad (7.31)$$

$$\sigma_{\phi_o} = \begin{cases} 0.816 & 0 < \zeta \leq 0.94 \\ -1.204\zeta^3 + 4.7165\zeta^2 - 5.5559\zeta + 2.8706 & 0.94 < \zeta \leq 1.5 \\ 0.0873\zeta^3 - 0.7120\zeta^2 + 2.0172\zeta - 0.6318 & 1.5 < \zeta \leq 3 \\ 1.501(1 - 0.3065\zeta^{-1.169}) & \zeta > 3 \end{cases} \quad (7.32)$$

La ecuación (7.26) se aplica solo a la fracción gruesa del sedimento que compone el estrato superior del lecho, es decir, si el mismo presenta una cierta cantidad de arena, ésta debe ser removida a partir de una normalización de la distribución granulométrica: $f_{i,nor}=f_i(d_i>2 \text{ mm})/(1-\sum f_i(d_i\leq 2 \text{ mm}))$. El transporte global se calcula con la (7.14) y la composición del transporte de fondo con la (7.15).

7.2.5 Ecuación de Rickenmann

A partir de estudios en canales experimentales con fuerte pendiente (7 %-20 %), sedimentos en el rango de gravas con $d_m=10 \text{ mm}$ y arcillas en suspensión, Rickenmann (1989) propuso la siguiente ecuación:

$$\Phi = \frac{3.1}{(s-I)^{1/2}} \left(\frac{d_{90}}{d_{30}} \right)^{0.2} \tau_*^{1/2} (\tau_* - \tau_{*c}) F^{1.1} \quad (7.33)$$

donde Φ y τ^* se evalúan con (7.1) y (7.2) respectivamente adoptando $d=d_m$; d_{90} y d_{30} son los diámetros del sedimento del lecho para los cuales el 90 % y 30 % son más finos, respectivamente.

Rickenmann (1989) contrastó la ec. (7.33) con sus datos experimentales, conjuntamente con los datos de transporte diluido de MP&M (1948) y Smart y Jaeggi (1983), estableciendo el valor de tensión de corte adimensional crítica de acuerdo a ambos autores; los resultados obtenidos fueron muy satisfactorios.

7.2.6 Dirección del transporte de fondo

En presencia de un lecho con pendiente transversal, la influencia de la gravedad actuando sobre el sedimento que se mueve por el fondo hace que la dirección del vector transporte de fondo no coincida con la dirección del vector de tensión de corte sobre el fondo (ver Figura 7.1).

Cuando se plantea la continuidad sólida en un esquema bidimensional horizontal (2DH), es necesario representar esta situación para poder descomponer el vector de transporte de fondo en sus componentes longitudinal y transversal, es decir:

$$q_{bx} = |q_b| \cos \psi, \quad q_{by} = |q_b| \sin \psi \quad (7.34a) \text{ y } (7.34.b)$$

donde $|q_b|$ es el módulo del vector transporte de fondo, q_{bx} y q_{by} son las componentes del vector transporte de fondo en las direcciones x (longitudinal) e y (transversal) respectivamente y ψ es el ángulo que forma el vector transporte de fondo con la dirección x.

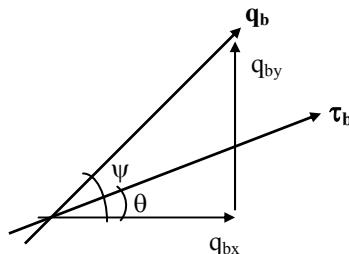


Figura 7.1 Representación de direcciones de τ_b y q_b .

El ángulo ψ se obtiene a partir de la siguiente expresión (Olesen, 1987; Crosato, 1990; Tsujimoto, 1999):

$$\operatorname{tg} \psi = \operatorname{tg} \theta - G \frac{\partial z_b}{\partial y} \quad (7.35)$$

donde z_b es la cota del fondo; θ es el ángulo entre el vector de tensión de corte sobre el fondo y la dirección x;

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{V}{U} \quad (7.36)$$

con U y V: velocidades medias en la vertical (componentes del vector velocidad) en las direcciones x (longitudinal) e y (transversal) respectivamente (ver Capítulo 2).

En (7.35) G es una función del módulo del vector tensión de corte adimensional:

$$|\tau_*| = \frac{|\tau_b|}{(\rho_s - \rho_w) g d_{s0}} = \frac{U^2 + V^2}{C^2 (s - I) d_{s0}} \quad (7.37)$$

donde $|\tau_b|$ es el módulo del vector de tensión de corte sobre el fondo, $|\mathbf{U}| = (U^2 + V^2)^{1/2}$ es el módulo del vector velocidad y C es el coeficiente de Chezy.

Algunas de las expresiones que se encuentran en literatura para la función G son las siguientes:

$$\text{- Ikeda y Nishimura (1985): } G = \frac{I + \mu_d (C_L/C_D)}{\lambda_s \mu_d} \sqrt{\frac{\tau_{*c}}{|\tau_*|}} \quad (7.38)$$

con λ_s : factor de corrección (≈ 0.59); μ_d : coeficiente de fricción dinámica de Coulomb (0.4 - 0.7); C_L/C_D : relación entre el coeficiente de alzamiento y el de arrastre (≈ 0.85).

$$\text{- Odgaard (1986): } G = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2}}{1.27} \kappa \frac{I}{\sqrt{\tau_{*c}} \sqrt{|\tau_*|}}, \quad \kappa = 0.4 \quad (7.39)$$

$$\text{- Struiksma (1988): } G = \frac{E}{0.85 \sqrt{|\tau_*|}} \quad (7.40)$$

con E=1 (ríos aluviales), E=0.5 (canales de laboratorio).

$$\text{- Parker y Johannesson (1989): } G = \frac{I + \mu_d (C_L/C_D)}{f_* \mu_d} \sqrt{\frac{\tau_{*c}}{|\tau'_*|}} \quad (7.41)$$

con f_* : coeficiente de corrección (0.59-1.19).

- Hasegawa (1989):
$$G = \frac{I}{\sqrt{\mu_s \mu_d}} \sqrt{\frac{\tau_{*c}}{|\tau_*|}} \quad (7.42)$$

con μ_s : coeficiente de fricción estática de Coulomb.

- Sekine y Parker (1992):
$$G = 0.75 \left(\frac{\tau_{*c}}{|\tau_*|} \right)^{1/4} \quad (7.43)$$

- Talmon et al. (1995):
$$G = \frac{I}{9} \left(\frac{h}{d_{50}} \right)^{0.3} \frac{I}{\sqrt{|\tau_*|}} \quad (7.44)$$

7.3 TRANSPORTE EN SUSPENSIÓN

A diferencia del transporte de fondo, el transporte en suspensión puede ser sujeto a procesos de difusión debido a la turbulencia del campo de flujo. La ecuación de advección-difusión de sedimentos en suspensión 3D, promediada en el período de la turbulencia, se expresa como (García y Parker, 1991):

$$\frac{\partial \bar{c}_s}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u} \bar{c}_s}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v} \bar{c}_s}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w} \bar{c}_s}{\partial z} - \frac{\partial w_s \bar{c}_s}{\partial z} = - \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}' c'_s) - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v}' c'_s) - \frac{\partial}{\partial z} (\bar{w}' c'_s) \quad (7.45)$$

donde w_s es la velocidad de caída de la partícula de sedimento (Capítulo 3); $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ y \bar{c}_s son las velocidades de flujo y la concentración volumétrica de sedimentos en suspensión, promediadas en el período de la turbulencia (en el sentido de Reynolds, ver Capítulo 2); $\bar{u}' c'_s, \bar{v}' c'_s, \bar{w}' c'_s$ representan el producto de las fluctuaciones turbulentas de velocidad y concentración en x, y, z , respectivamente, promediado en el período de la turbulencia.

7.3.1 Perfil de distribución de concentración de sedimentos en la vertical

La ecuación que describe el perfil vertical de concentración de sedimentos en suspensión en condiciones de equilibrio, es decir, flujo permanente y uniforme en un canal rectangular ancho con transporte en suspensión invariable en el tiempo y el espacio, se escribe como:

$$- w_s \bar{c}_s + \overline{w' c'_s} = 0 \quad (7.46)$$

Como relación de cierre se puede utilizar la ley de Fick (ver Capítulo 2):

$$\overline{w' c'_s} = -\varepsilon_s \frac{d\bar{c}_s}{dz} \quad (7.47)$$

Por lo tanto, reemplazando (7.47) en (7.46) se obtiene:

$$w_s \bar{c}_s + \varepsilon_s \frac{d\bar{c}_s}{dz} = 0 \quad (7.48)$$

La ec. (7.48) está indicando que el flujo de sedimentación (primer término), se equilibra con el flujo hacia arriba producido por el efecto de la turbulencia (segundo término). Este último se dirige hacia arriba para gradientes de concentración negativos (ver ec. (7.47)), consecuentemente, la concentración de sedimentos en suspensión en equilibrio decrece a medida que z se incrementa (ver Figura 7.2). La turbulencia produce la difusión de sedimento desde las zonas de alta concentración (cerca del lecho) hacia las zonas de baja concentración (cerca de la superficie del agua).

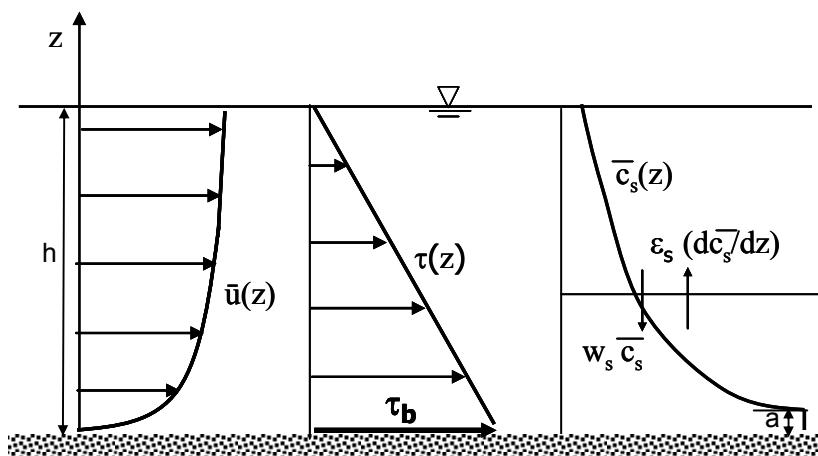


Figura 7.2 Perfil de concentración de sedimentos en suspensión en equilibrio.

Para resolver la ec. (7.48), Rouse (1937) asumió que el coeficiente de difusión turbulenta del sedimento ε_s es igual al coeficiente de difusión turbulenta de momentum de la fase fluida ε_m , obtenido en el Capítulo 2:

$$\varepsilon_s(z) = \varepsilon_m(z) = \kappa u_* z \left(1 - \frac{z}{h} \right) \quad (7.49)$$

donde $\kappa=0.4$ (constante de von Karman) y la velocidad de corte total es $u_*=(ghS)^{0.5}$.

Reemplazando (7.49) en (7.48) y presentando la integración:

$$\int_a^z \frac{d\bar{c}_s}{\bar{c}_s} = -\alpha_r \int_a^z \frac{h}{z(h-z)} dz \quad (7.50)$$

donde \underline{a} es un nivel de referencia a partir del fondo y α_r es un coeficiente adimensional denominado *parámetro de suspensión o número de Rouse* (Rouse, 1937):

$$\alpha_r = \frac{w_s}{\kappa u_*} \quad (7.51)$$

Integrando se obtiene:

$$\frac{\bar{c}_s(z)}{\bar{c}_{sa}} = \left[\left(\frac{h-z}{z} \right) \left(\frac{a}{h-a} \right) \right]^{\alpha_r} \quad (7.52)$$

donde \bar{c}_{sa} es la concentración en correspondencia con el nivel de referencia \underline{a} cerca del lecho.

El coeficiente de difusión turbulenta, dado por (7.49), describe una función parabólica en vertical. Para representar mejor los perfiles de concentración observados, van Rijn (1984b) adoptó un valor constante de $\varepsilon_m(z)$ para $z/h \geq 0.5$, o sea, especificó un perfil parabólico en la mitad inferior de la vertical y un perfil constante en la mitad superior.

El valor constante de $\varepsilon_m(z)$ para $z/h \geq 0.5$ fue igual al máximo, el cual se presenta para $z/h=0.5$, es decir, de (7.49) se obtiene: $\varepsilon_{máx}=0.25\kappa u_* h$. Realizando la integración se obtiene (van Rijn, 1984b):

$$\frac{\bar{c}_s(z)}{\bar{c}_{sa}} = \left[\frac{a(h-z)}{z(h-a)} \right]^{\alpha_r}, \quad z/h < 0.5 \quad (7.53a)$$

$$\frac{\bar{c}_s(z)}{\bar{c}_{sa}} = \left(\frac{a}{h-a} \right)^{\alpha_r} \exp \left[-4\alpha_r \left(\frac{z}{h} - 0.5 \right) \right], \quad z/h \geq 0.5 \quad (7.53b)$$

La ec. (7.52) es idéntica a la (7.53a) solo que esta última se aplica para $z/h < 0.5$.

En la Figura 7.3, en línea continua, se observa la representación de la ec. (7.52) derivada por Rouse (1937), conjuntamente con la modificación de van Rijn (1984b), dada por (7.53a) y (7.53b), representada en línea de trazos y puntos.

Se nota que la modificación introducida por van Rijn rectifica el perfil en la parte superior. Dicha rectificación no es significativa para valores elevados de α_r , digamos $\alpha_r > 1$, es decir, para perfiles de concentración poco desarrollados, o sea para valores bajos de la relación u_*/w_s .

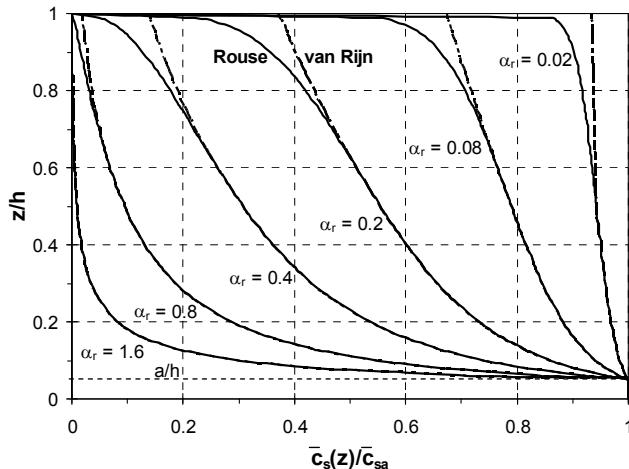


Figura 7.3 Representación de (7.52) y (7.53) para diferentes valores de α_r .

A partir de la Figura 7.3, es posible fijar un criterio aproximado para describir el desarrollo del perfil de concentración de sedimentos en suspensión, tal como se observa en la Tabla 7.1.

Tabla 7.1. Criterio para describir desarrollo de perfil de sedimentos en suspensión.

α_r	u^*/w_s	Descripción
3.0	0.83	Fase inicial de la suspensión (no representado en Fig. 7.3)
1.6	1.56	Comienzo de desarrollo del perfil de concentración
0.8	3.13	Concentración en superficie mayor que cero
0.2	12.5	Perfil de concentración completamente desarrollado
0.02	125	Perfil de concentración quasi-uniforme en vertical

7.3.2 Transporte en suspensión determinado integrando el producto $\bar{u}(z) \bar{c}_s(z)$

Si el perfil de velocidades $\bar{u}(z)$ y el perfil de concentración de sedimentos en suspensión $\bar{c}_s(z)$ son conocidos, el transporte de sedimentos en suspensión por unidad de ancho q_s puede ser calculado por integración de la siguiente manera:

$$q_s = \int_a^h \bar{c}_s(z) \bar{u}(z) dz \quad (7.54)$$

La resolución de (7.54) no puede ser realizada por integración analítica, sino por integración numérica. Para realizar la integración numérica se requiere determinar la distribución de velocidad en la vertical $\bar{u}(z)$, la cual puede obtenerse a partir del perfil logarítmico o potencial, con algunas de las ecuaciones vistas en el Capítulo 2. Por otra parte, el perfil de concentración $\bar{c}_s(z)$ se puede determinar a partir de (7.52) o (7.53a,b), para lo cual es necesario

conocer la concentración en correspondencia con el nivel de referencia a cerca del lecho, c_{sa} , no especificada en el análisis de Rouse (1937). Algunas fórmulas prácticas para determinarla son:

- Van Rijn (1984b): $\bar{c}_{sa} = 0.015 \frac{d_{50}}{a} \frac{T^{1.5}}{D_*^{0.3}}$ (7.55)

con $a=0.5 \Delta$ (Δ : altura de duna) o $a=3d_{50}$ si no existen formas de fondo y considerando que a no debe ser menor que un valor mínimo dado por $a_{min}=0.01h$; D_* y T fueron definidos precedentemente mediante las ecs. (7.21a) y (7.21b).

- García y Parker (1991): $\bar{c}_{sa} = \frac{AZ_u^5}{\left(1 + \frac{AZ_u^5}{0.3}\right)}, Z_u = \frac{u'_*}{w_s} D_*^{0.9}$ (7.56)

donde $a=0.05 h$, $A=1.3 \times 10^{-7}$, la velocidad de corte asociada a la resistencia de grano u'_* se determina con (7.22) considerando $k_s=2d_{50}$, la velocidad de caída w_s y el diámetro adimensional D_* se calculan considerando $d=d_{50}$ (García, 2008).

- Zyberman y Fredsøe (1994): $\bar{c}_{sa} = \frac{0.331 (\tau'_* - \tau'_{*c})^{1.75}}{1 + 0.72(\tau'_* - \tau'_{*c})^{1.75}}$ (7.57)

con $a=2d_{50}$, τ'_{*c} se evalúa para d_{50} y la tensión de corte adimensional asociada a la resistencia de grano $\tau'^*=u'^*{}^2/(s-1)gd_{50}$.

Una vez determinados $\bar{u}(z)$ y $\bar{c}_s(z)$, ambas expresiones se discretizan en vertical adoptando un Δz , tal como se observa en la Figura 7.4.

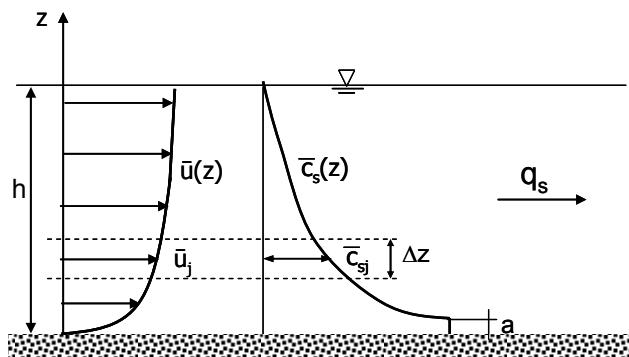


Figura 7.4 Representación de integración numérica del producto $u_j c_{sj}$.

El transporte en suspensión por unidad de ancho se calcula mediante:

$$q_s = \sum_{j=1}^M \bar{c}_{sj} \bar{u}_j \Delta z \quad (7.58)$$

donde $j=1, M$ es un índice asociado a cada una de las franjas en las que se divide la profundidad de flujo $h-a$. Es necesario señalar que, debajo del nivel de referencia se considera que el transporte es de fondo (van Rijn, 1984b): $q_b=c_{sa} \bar{u}_{a/2} a$.

7.3.3 Ecuación de L.C. van Rijn

L.C. van Rijn (1984b) desarrolló un método para calcular el transporte en suspensión a partir de la integración expresada por (7.54); para lo cual utilizó perfiles de concentración medidos para calibrar el método y más de 800 datos para validarla. El transporte en suspensión volumétrico por unidad de ancho es dado por:

$$q_s = U h F_c c_{sa} \quad (7.59)$$

donde U es la velocidad media y h la profundidad de flujo; la concentración volumétrica (m^3 de sedimento/ m^3 de agua) en correspondencia con el nivel de referencia se determina con la ecuación (7.55) y la función F_c se expresa mediante:

$$F_c = \frac{(a/h)^{Z'} - (a/h)^{1.2}}{[1 - (a/h)]^{Z'} - (1.2 - Z')} \quad (7.60)$$

El parámetro de suspensión modificado se determina con:

$$Z' = \frac{w_s}{\beta \kappa u_*} + \varphi \quad (7.61)$$

donde $\kappa=0.4$ (constante de von Karman), la velocidad de corte total es $u_*=ghS^{0.5}$ y los coeficientes β y φ son dados por:

$$\beta = 1 + 2(w_s/u_*)^2, \quad 0.1 < w_s/u_* < 1 \quad (7.62)$$

$$\varphi = 2.5(w_s/u_*)^{0.8} (\bar{c}_{sa}/c_o)^{0.4}, \quad c_o=0.65, \quad 0.01 \leq w_s/u_* \leq 1 \quad (7.63)$$

La velocidad de caída se determina para un diámetro representativo del transporte en suspensión, d_s , determinado mediante:

$$\frac{d_s}{d_{50}} = 1 + 0.011(\sigma_g - 1)(T - 25) \quad (7.64)$$

donde d_{50} es el diámetro del sedimento del lecho para el cual el 50 % es más fino (mediana de la curva granulométrica), σ_g es el desvío estándar geométrico de la distribución granulométrica del sedimento del lecho y T es el parámetro de transporte dado por (7.21b).

Por otra parte, van Rijn (1984c) propuso una relación simplificada, que reemplaza a la (7.59), la cual permite calcular el transporte en suspensión mediante una ecuación de exceso de velocidad media:

$$\frac{q_s}{U h} = 0.012 \left\{ \frac{U - U_c}{[(s-1)g d_{50}]^{0.5}} \right\}^{2.4} \left(\frac{d_{50}}{h} \right) D_*^{-0.6} \quad (7.65)$$

donde q_s es el transporte en suspensión volumétrico por unidad de ancho (volumen sólido por unidad de tiempo y de ancho), U es la velocidad media del flujo y U_c se determina con (7.25). Las ecuaciones (7.59) y (7.65) son válidas para $h=1$ m - 20 m; $U=0.5$ m/s - 2.5 m/s; $d_{50}=0.1$ mm - 2 mm.

7.3.4 Dirección del transporte en suspensión

Cuando se plantea la continuidad sólida en un esquema bidimensional horizontal (2DH) es necesario descomponer el vector de transporte en suspensión en sus componentes longitudinal y transversal. Como se vio anteriormente, punto 7.2.4, la dirección del vector transporte de fondo es influenciada por la pendiente transversal del lecho. En cambio, para el transporte en suspensión generalmente se considera que la dirección del mismo coincide con la dirección del vector velocidad (o tensión de corte), es decir:

$$q_{sx} = |q_s| \cos \theta \quad (7.66)$$

$$q_{sy} = |q_s| \sin \theta \quad (7.67)$$

donde $|q_s|$ es el módulo del vector transporte en suspensión, q_{sx} y q_{sy} son las componentes del vector transporte en suspensión en las direcciones x (longitudinal) e y (transversal) respectivamente y θ es el ángulo que forma el vector transporte en suspensión con la dirección x, dado por (7.36).

7.3.5 Transporte en suspensión en desequilibrio. Longitud de adaptación

En condiciones de desequilibrio, el transporte en suspensión efectivo o real y la capacidad de transporte en suspensión correspondiente a las condiciones hidrodinámicas y sedimentológicas locales, no coinciden. Estas dos magnitudes son iguales solo en condiciones de equilibrio.

Si el transporte en suspensión que ingresa a un tramo de un río aluvial es mucho mayor o mucho menor que la capacidad de transporte en suspensión de la corriente hídrica, se requerirá una cierta distancia para que el transporte se adapte a las condiciones hidrodinámicas y sedimentológicas locales. Tal situación se muestra en la Figura 7.5, donde se observa el perfil vertical de distribución de concentración de sedimentos en suspensión, el flujo vertical de sedimentos que

intercambia la corriente hídrica con el lecho en el proceso de adaptación y el transporte de sedimentos en suspensión efectivo o real comparado con la capacidad de transporte.

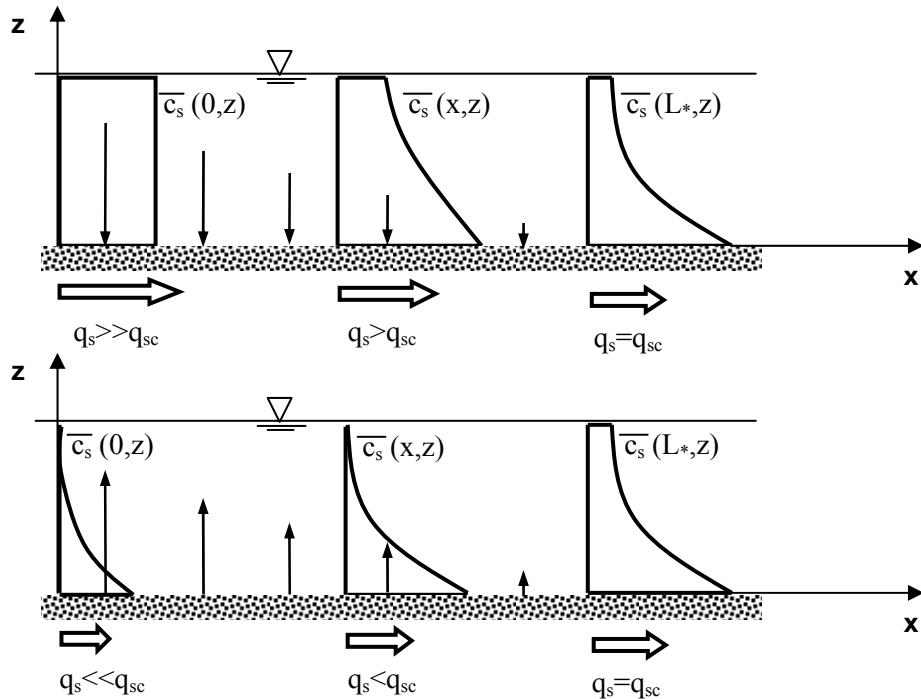


Figura 7.5 Adaptación del transporte en suspensión efectivo (q_s) a la capacidad de transporte en suspensión (q_{sc}): Sobrealmacenamiento sólido (arriba) y subalimentación sólida (abajo).

En condiciones de desequilibrio el transporte en suspensión efectivo tiende a la capacidad de transporte en suspensión (es decir, al transporte en equilibrio que brindan las ecuaciones disponibles) a través de un proceso de adaptación que puede ser descripto mediante una ecuación de reacción lineal de primer orden:

$$\frac{\partial q_s}{\partial x} = \frac{I}{L_*} (q_{sc} - q_s) \quad (7.68)$$

Armanini y Di Silvio (1988) propusieron la siguiente ecuación para representar la longitud de adaptación L_* del transporte en suspensión:

$$L_* = \frac{hU}{w_s} \left\{ \frac{a}{h} + \left(1 - \frac{a}{h} \right) \exp \left[-1.5(a/h)^{-1/6} (w_s/u_*) \right] \right\} \quad (7.69)$$

donde las distintas variables intervintes ya han sido descriptas anteriormente.

El transporte de fondo también experimenta un proceso de adaptación. Sin embargo, su longitud de adaptación es mucho menor que la correspondiente al transporte en suspensión. El proceso de adaptación del transporte de fondo tiene cierta influencia en la formación, desarrollo y barrido de formas de fondo (Nakagawa y Tsujimoto, 1983) y es prácticamente irrelevante a escalas espaciales mayores. Es decir, el transporte de fondo evidencia, en cualquier caso, una longitud de adaptación mucho menor que la longitud de las formas de fondo. Generalmente se considera que el transporte de fondo efectivo es igual a la capacidad de transporte de fondo que brindan las ecuaciones ($q_b = q_{bc}$).

7.4 TRANSPORTE TOTAL

El transporte de sedimentos volumétrico total por unidad de ancho, q_t , se calcula mediante la suma del transporte de fondo y el transporte en suspensión:

$$q_t = q_b + q_s \quad (7.70)$$

Por ejemplo, sumando las ecuaciones simplificadas (7.24) y (7.65) propuestas por van Rijn (1984a,b) se obtiene:

$$\frac{q_t}{U h} = \left(\frac{d_{50}}{h} \right) \left[0.005 \left(\frac{d_{50}}{h} \right)^{0.2} + 0.012 D_*^{-0.6} \right] \left\{ \frac{U - U_c}{[(s - I)g d_{50}]^{0.5}} \right\}^{2.4} \quad (7.71)$$

La relación entre el transporte de fondo y el transporte en suspensión se obtiene dividiendo (7.24) por (7.65):

$$rt_{bs} = \frac{q_b}{q_s} = \frac{5}{12} \left(\frac{d_{50}}{h} \right)^{0.2} D_*^{0.6} \quad (7.72)$$

A partir de (7.70) y (7.72) pueden deducirse las siguientes relaciones:

$$\frac{q_b}{q_t} = \frac{rt_{bs}}{I + rt_{bs}} \quad , \quad \frac{q_s}{q_t} = \frac{I}{I + rt_{bs}} \quad (7.73a) \text{ y } (7.73b)$$

Conocido el transporte total, las relaciones (7.73a) y (7.73b) pueden utilizarse para determinar el transporte de fondo y el transporte en suspensión respectivamente.

Existen además ecuaciones que proporcionan directamente el transporte total en función de parámetros hidrodinámicos y de características del sedimento. Tal es el caso de las ecuaciones de Engelund y Hansen (1967) y de Ackers y White (1973), en las cuales, el transporte total adimensional puede expresarse como:

$$\Phi = \frac{q_t}{\sqrt{(s-1)g d^3}} \quad (7.74)$$

7.4.1 Ecuación de Engelund y Hansen

La ecuación de Engelund y Hansen (1967), E&H, fue derivada mediante consideraciones teóricas y verificada con datos experimentales de sedimentos uniformes con diámetros comprendidos entre 0.19 mm y 0.93 mm. Se trata de una ecuación sin umbral crítico de tensión de corte y puede expresarse como:

$$\Phi = 0.05 C_f^2 \tau_*^{5/2} \quad (7.75)$$

La fórmula se aplica en el caso de lecho con dunas o antidunas, utilizando los valores totales de la tensión de corte adimensional τ_* y del factor de fricción o coeficiente adimensional de Chezy C_f . El transporte adimensional dado por (7.74) y la tensión de corte adimensional dada por (7.2) se evalúan utilizando $d=d_{50}$.

7.4.1.1 Ecuación de E&H modificada para sedimentos no uniformes

Basile (2000b) adaptó la ecuación de E&H, para calcular el transporte por clases granulométricas, realizando una corrección de la tensión de corte adimensional que exhibe cada partícula presente en el lecho. La ecuación adaptada fue posteriormente evaluada con datos de campo y de laboratorio (Basile; 2000b, 2002).

Introduciendo el transporte adimensional para la clase i-ésima W_i^* , la ecuación corregida de E&H puede ser expresada como:

$$W_i^* = 0.05 f_i C_f^2 \tau_{*i} \xi_{oi} \quad (7.76)$$

donde

$$W_i^* = \frac{\Phi_i}{\tau_{*i}^{3/2}} = \frac{q_{t_i} [(s-1)g]}{u_*^3} \quad (7.77)$$

En (7.76), τ_{*i} es la tensión de corte adimensional referida a la partícula de diámetro d_i y ξ_{oi} es el coeficiente de protección-exposición correspondiente a la clase i-ésima:

$$\tau_{*i} = \frac{\tau_b}{g(\rho_s - \rho)d_i} \quad , \quad \xi_{oi} = \left(\frac{d_i}{d_m} \right)^b \quad (7.78a) \text{ y } (7.78b)$$

donde d_m es el diámetro medio aritmético de la distribución granulométrica del sedimento del lecho.

La corrección de la tensión de corte adimensional referida a una partícula de diámetro d_i es expresada en la ec. (7.76) mediante el producto entre (7.78a) y (7.78b), es decir: $\tau_{*i}^{corr.} = \tau_{*i} \xi_{oi}$. El exponente b en (7.78b) puede adoptar valores comprendidos entre 0 y 1. Dichos valores establecen dos comportamientos extremos del transporte:

- i) $b = 0 \rightarrow \xi_{oi} = 1 \rightarrow \tau_{*i}^{corr.} = \tau_{*i}$: No existen efectos de protección-exposición, es decir, no existe interacción entre partículas de diámetros diferentes, razón por la cual cada partícula conserva la movilidad intrínseca sugerida por su diámetro absoluto y el transporte es completamente selectivo. En este caso se observa un fuerte desvío de la composición del transporte hacia partículas finas y un incremento del transporte global.
- ii) $b = 1 \rightarrow \xi_{oi} = d_i/d_m \rightarrow \tau_{*i}^{corr.} = \tau_{*m}$: Los efectos de protección-exposición son tan fuertes que anulan completamente la movilidad intrínseca sugerida por el diámetro absoluto de cada partícula, conduciendo a la condición de igual movilidad. Con respecto a la situación analizada anteriormente, en este caso se observa que la composición del transporte es idéntica a la del fondo y que el transporte global es drásticamente reducido.

El coeficiente de protección-exposición simula una disminución (aumento) de la tensión de corte adimensional para aquellas partículas que presentan diámetros menores (mayores) que el diámetro media aritmético, d_m , para el cual no es necesaria ninguna corrección. Adoptando $b=0.8$ se obtuvieron resultados satisfactorios (Basile; 2000a, 2000b, 2002).

El transporte global se determina a partir de la sumatoria sobre el número total de clases granulométricas N:

$$q_t = \sum_{i=1}^N q_{ti} \quad (7.79)$$

La composición granulométrica del transporte (f_i^T ; $i=1,2,\dots,N$) puede ser calculada mediante:

$$f_i^T = \frac{q_{ti}}{q_t} = \frac{q_{ti}}{\sum_{i=1}^N q_{ti}} \quad (7.80)$$

Basile (2001) propuso una ecuación para evaluar el número mínimo de clases granulométricas que debe utilizarse para acotar el error en el cálculo del transporte (error debido a una discretización insuficiente de la distribución). Para la ecuación de E&H modificada obtuvo la siguiente fórmula:

$$N = 0.19 \sigma_g + 3.88 \beta + 2.13 \quad (7.81)$$

donde σ_g es el desvío estándar geométrico y β la asimetría adimensional de la distribución granulométrica, ver ec. (7.16). La ec. (7.81) es de utilidad en los modelos de simulación numérica de procesos de erosión/sedimentación y cambios de composición granulométrica del lecho. La misma puede utilizarse como criterio para fijar el N mínimo cuando se utilizan ecuaciones de transporte que no presentan umbral crítico de tensión de corte (Basile, 2000a; 2001).

7.4.2 Ecuación de Ackers y White

La ecuación de Ackers y White (1973), A&W, se basa en el exceso de tensión de corte y puede expresarse como:

$$\Phi = k \tau_*^{l/2} C_f^{n+1} \left(\frac{F_{gr}}{A} - 1 \right)^m \quad (7.82)$$

con F_{gr} : parámetro de movilidad general y A: parámetro de movilidad crítico:

$$F_{gr} = \sqrt{\tau'_* \left(\frac{\tau'_*}{\tau'_*} \right)^n} \quad , \quad A = \sqrt{\tau'_{*c}} \quad (7.83a) \text{ y } (7.83b)$$

donde τ'_* es la tensión de corte adimensional total (ec. (7.2)) y τ'_{*c} es la tensión de corte adimensional asociada a la resistencia de grano:

$$\tau'_* = \frac{u'^2}{(s-l)gd} \quad , \quad u'_* = U \left[5.65 \log \left(\frac{10h}{d} \right) \right]^{-l} \quad (7.84a) \text{ y } (7.84b)$$

Por lo tanto, F_{gr} puede ser expresado como:

$$F_{gr} = \frac{u'^n}{\sqrt{(s-l)gd}} \left[\frac{U}{5.65 \log(10h/d)} \right]^{l-n} \quad (7.85)$$

Los coeficientes k, n, m y el parámetro de movilidad crítico, A, dependen del diámetro adimensional D_* :

$$I \leq D_* \leq 60 \rightarrow \begin{cases} k = 10^{2.86 \log D_* - (\log D_*)^2 - 3.53} \\ n = 1 - 0.56 \log D_* \\ m = \frac{9.66}{D_*} + 1.34 \\ A = \frac{0.23}{\sqrt{D_*}} + 0.14 \end{cases}, \quad D_* > 60 \rightarrow \begin{cases} k = 0.025 \\ n = 0 \\ m = 1.5 \\ A = 0.17 \end{cases} \quad (7.86a), (7.86b)$$

donde:

$$D_* = d \left[\frac{(s-1)g}{v^2} \right]^{1/3} \quad (7.87)$$

Para sedimentos con $d_{84}/d_{16} < 5$, A&W sugieren considerar $d=d_{35}$. Para granulometrías extendidas sugieren realizar un cálculo por clases granulométricas.

7.4.2.1 Ecuación de A&W modificada para sedimentos no uniformes

White y Day (1982) propusieron un coeficiente de protección-exposición para corregir el parámetro de movilidad crítico de A&W (1973). La ecuación de transporte, adaptada para calcular el transporte por clases granulométricas, puede expresarse como:

$$\Phi_i = k f_i \tau_{*i}^{1/2} C_f^{n+1} \left(\frac{F_{gr_i}}{\sqrt{\xi_{ci}} A_i} - 1 \right)^m \quad (7.88)$$

El parámetro de movilidad general de cada clase se expresa como:

$$F_{gr_i} = \frac{u_*^n}{\sqrt{(s-1)g d_i}} \left[\frac{U}{5.65 \log(10 h/d_{35})} \right]^{1-n} \quad (7.89)$$

Los coeficientes k , n , m y el parámetro de movilidad crítico de la i -ésima clase, A_i , se calculan con (7.86a,b), en función de D_{*i} dado por (7.87) adoptando $d=d_i$.

El coeficiente de protección-exposición de White y Day (1982), (ver Capítulo 5) es:

$$\xi_{ci} = \left[0.4 \left(\frac{d_i}{d_u} \right)^{-0.5} + 0.6 \right]^2 \quad (7.90)$$

donde el diámetro de referencia d_u es dado por:

$$\frac{d_u}{d_{50}} = 1.6 \left(\frac{d_{84}}{d_{16}} \right)^{-0.28} \quad (7.91)$$

El transporte global y la composición del transporte pueden calcularse mediante las ecuaciones (7.79) y (7.80) respectivamente.

Proffitt y Sutherland (1983) también adaptaron la ecuación de A&W para calcular el transporte por clases granulométricas; pero corrigiendo, con un coeficiente de protección-exposición, el parámetro de movilidad general de cada partícula

dado por (7.89); en vez de corregir el parámetro de movilidad crítico de cada clase como lo hicieron White y Day (1982). Basile (1990) utilizó ambas correcciones separadamente y evaluó la ecuación de A&W con los datos de transporte fraccional del East Fork River (Emmett, 1980) y los datos experimentales de White y Day (1982), obteniendo resultados similares con los dos tipos de correcciones de la movilidad de cada clase.

7.4.3 Transporte de sedimentos a distintas escalas temporales

Las ecuaciones presentadas anteriormente brindan el transporte instantáneo de sedimentos. Las mismas también pueden ser utilizadas para determinar el transporte a distintas escalas temporales (una crecida, un año, etc.), integrándolas numéricamente.

Sin embargo, es interesante derivar relaciones funcionales simplificadas, a partir de una integración analítica, que puedan ser ajustadas en función de la información morfológica, sedimentológica e hidrológica disponible y utilizadas para aplicaciones prácticas a diferentes escalas temporales.

7.4.3.1 Transporte instantáneo

El transporte instantáneo puede representarse, en general, mediante una relación entre el transporte adimensional y la tensión de corte adimensional:

$$\frac{Q_t}{B \sqrt{(s-I)g d_{50}^3}} = \alpha \left[\frac{h S_b}{(s-I)d_{50}} \right]^\beta \quad (7.92)$$

donde Q_t : transporte instantáneo volumétrico, B : ancho de la sección transversal, h : profundidad de flujo, S_b : pendiente del fondo y las demás variables ya fueron definidas.

Mediante la ecuación de resistencia de Manning-Strickler, adoptando un coeficiente de rugosidad: $n=d_{90}^{1/6}/26$, se puede eliminar la influencia de la profundidad de flujo en la relación (7.92), obteniéndose:

$$Q_t = \alpha_s \frac{d_{90}^v}{d_{50}^w} \frac{S_b^x}{B^y} Q^z \quad (7.93a)$$

donde Q : caudal líquido, α_s : coeficiente de proporcionalidad y los exponentes son:

$$z = \frac{3}{5}\beta \quad , \quad y = \frac{3}{5}\beta - 1 \quad , \quad x = \frac{7}{10}\beta \quad , \quad w = \beta - \frac{3}{2} \quad , \quad v = \frac{I}{10}\beta \quad (7.93b)$$

Por ejemplo, para los datos de transporte del río San Francisco en la Estación Caimancito, se obtiene $z=1.453$ (Basile, 2004). Por lo tanto, despejando el valor de β de la primera expresión de (7.94) se obtiene: $\beta=2.422$, valor cercano a 2.5, es decir, al valor del exponente de τ^* en la ecuación de Engelund y Hansen (1967). Reemplazando el valor de β , en las restantes expresiones, se tiene: $y=0.453$, $x=1.695$, $w=0.922$, $v=0.242$. El valor del coeficiente de proporcionalidad ajustado a los datos es $\alpha_s=0.00254$. La ecuación (7.93) es similar a la derivada por Di Silvio (1983) y ajustada con datos del río Imera meridionale.

La ecuación (7.93a) puede adaptarse para el cálculo del transporte por clases granulométricas introduciendo la fracción f_i de la i -ésima clase presente en el lecho y un coeficiente de protección/exposición: $\xi_i=(d_i/d_m)^b$ que modifica el transporte de la misma clase, donde d_i : diámetro representativo de la i -ésima clase y $d_m=\sum f_i d_i$: diámetro medio aritmético (Di Silvio et al., 1993; Basile, 2000b, 2004):

$$Q_{ti} = \alpha_s \frac{f_i d_i^y}{d_m^b d_i^{w'}} \frac{S_b^x}{B^y} Q^z \quad (7.94)$$

donde $w'=w-b$, considerando $b=0.8$, $w'=0.122$. Efectuando en la ecuación (7.94) la sumatoria sobre el número de clases granulométricas N , el transporte global se expresa como:

$$Q_t = \sum_{i=1}^N Q_{ti} = \alpha_s \Pi_S \Pi_M \Pi_{HI} \quad (7.95)$$

donde Π_S : factor sedimentológico, Π_M : factor morfológico y Π_{HI} : factor hidrológico instantáneo, dados por:

$$\Pi_S = \frac{d_{90}^y}{d_m^b} \sum_{i=1}^N \frac{f_i}{d_i^{w'}} , \quad \Pi_M = \frac{S_b^x}{B^y} , \quad \Pi_{HI} = Q^z \quad (7.96a,b,c)$$

7.4.3.2 Transporte de sedimentos durante el tránsito de una crecida

Para determinar el transporte global producido por una crecida es necesario integrar la ecuación (7.94) sobre la duración del hidrograma. Considerando que durante el tránsito de la crecida el factor morfológico y el sedimentológico no sufren sustanciales modificaciones (la cual es una hipótesis razonable en el caso de eventos hidrológicos ordinarios) y asumiendo un hidrograma simplificado de forma triangular, con caudal pico Q_p , caudal base Q_b , tiempo al pico t_p y tiempo de base t_b , se obtiene:

$$Q_{tF} = \int_0^{t_b} Q_t dt = \eta \Pi_S \Pi_M \Pi_{HF} \quad (7.97)$$

donde $\eta = (2\alpha_s)/(z+1) = 0.002071$, el factor sedimentológico Π_S es dado por (7.96a), el factor morfológico Π_M es dado por (7.96b) y el factor hidrológico a escala temporal de un evento de crecida Π_{HF} se expresa como:

$$\Pi_{HF} = \frac{(Q_p^{z+1} - Q_b^{z+1})}{(Q_p^2 - Q_b^2)} V_F \quad (7.98)$$

donde V_F es el volumen del hidrograma de crecida. Si $Q_b=0$, como en ríos intermitentes y efímeros, el factor hidrológico queda expresado como una función del caudal pico y del volumen de la crecida:

$$\Pi_{HF} = Q_p^{z^*} V_F \quad (7.99)$$

con $z^*=z-1$. Considerando el valor de z para el río San Francisco se obtiene $z^*=1.453-1=0.453$. Se nota que la estructura funcional de (7.97) es igual a la de (7.95). Sin embargo, en la ec. (7.95) el factor hidrológico es función del caudal líquido instantáneo Q , mientras que en la ec. (7.97) el factor hidrológico es función del caudal pico Q_p y del volumen V_F del hidrograma de crecida, como lo indica la ec. (7.99).

7.4.3.3 Transporte de sedimentos a escala temporal anual

El transporte de sedimentos a escala temporal anual puede determinarse a partir de la integración de la ecuación (7.95) sobre la duración de un año. A escala intra-anual puede pensarse que, en años hidrológicos ordinarios, la cantidad de sedimento que alcanza la red hidrográfica es aproximadamente igual a la cantidad de material transportado por la corriente hídrica.

De esta manera, a parte de modestos procesos estacionales de erosión y depósito (compensados en un período relativamente breve, generalmente dentro del mismo año) las características sedimentológicas del lecho y la morfología del curso de agua permanecen invariables. Es decir, en cada sección del curso de agua, la pendiente del fondo, el ancho de la sección y la composición del lecho asumen valores tales que permiten transportar el aporte ordinario de sedimentos originado en la cuenca de influencia. Esto se puede definir como el equilibrio morfoclimático entre la configuración morfosedimentológica del curso y las características de clima, relieve, litología, suelo y cobertura vegetal de la cuenca que lo alimenta (ver Capítulo 1).

La curva de duración de caudales líquidos, en ríos caracterizados por crecidas de gran magnitud y baja permanencia de caudales, puede ser representada analíticamente mediante una función exponencial rápidamente decreciente del tipo (Di Silvio, 1983):

$$Q(t) = Q_0 \exp[-\gamma(t/t_a)] \quad (7.100)$$

donde $Q(t)$ es el caudal líquido instantáneo de duración t (es decir, igualado o superado durante un tiempo t), γ es un coeficiente de distribución ($\gamma >> 1$), Q_0 es el caudal máximo anual y t_a es la duración total igual a un año. Reemplazando (7.100) en (7.95) e integrando se obtiene el transporte anual expresado como:

$$Q_{tA} = \int_0^{tA} Q_t dt = \psi \Pi_S \Pi_M \Pi_{HA} \quad (7.101)$$

donde el coeficiente de proporcionalidad es: $\psi = \alpha_s / z$, el factor sedimentológico Π_S es dado por (7.96a), el factor morfológico Π_M es dado por (7.96b) y el factor hidrológico a escala temporal anual Π_{HA} se expresa como:

$$\Pi_{HA} = Q_0^{z^*} V_A \quad (7.102)$$

donde V_A es el volumen de escurrimiento anual y z^* ya fue definido anteriormente ($z^* = z - 1$). Se observa que la estructura funcional de (7.101) es igual a la de (7.97), sin embargo, en el caso de la ecuación (7.101), el factor hidrológico es función del caudal líquido máximo anual Q_0 y del volumen de escurrimiento anual V_A , como lo expresa la ecuación (7.102). La integral en (7.101) fue simplificada considerando $\gamma >> 1$.

El valor de z^* obtenido a partir de la correlación entre el factor hidrológico (7.102) y el transporte anual determinado por integración numérica con datos del río San Francisco es $z^* = 0.443$ (Basile, 2004), valor similar al obtenido por integración analítica: $z^* = z - 1 = 1.453 - 1 = 0.453$. El coeficiente de proporcionalidad a escala anual puede ser estimado como: $\psi = \alpha_s / z = 0.0017$.

7.5 BIBLIOGRAFÍA

- Ackers, P. y White, W. (1973). *Sediment Transport: New Approach and Analysis*. Journal of the Hydraulic Division, ASCE, 99(HY11), 2041-2060.
- Armanini, A. y Di Silvio, G. (1988). *A one-dimensional Model for the Transport of Sediment Mixture in Nonequilibrium Condition*. Journ. Hydr. Research, IAHR, 26(3), 275-292.
- Ashida, K. y Michiue, M. (1972). *Study on Hydraulic Resistance and Bed Load Transport Rate in Alluvial Streams*. Transactions JSCE, 206, 59-69.
- Basile, P.A. (1990). *Sediment Transport of Non-uniform Grainsize Materials*. XXV International Course on Hydrology, University of Padua, Italy.
- Basile, P.A. (2000a). *Transporte Sólido en Ríos con Lechos de Sedimentos Heterogéneos*. XVIII Congreso Nacional del Agua, Santiago del Estero. ISBN 987-99083-4-1.
- Basile, P.A. (2000b). *Revisión de Ecuaciones de Transporte Modificadas para Sedimentos Heterogéneos*. XIX Congreso Latinoamericano de Hidráulica - IAHR, Córdoba, Tomo I, 369-378.
- Basile, P.A. (2001). *On the Number of Fractions to Compute Transport of Sediment Mixtures*. International Journal of Sediment Research, 16 (3), 399-407.

- Basile, P.A. (2002). *Simulación numérica de eventos hidro-sedimentológicos extremos en ambientes fluviales montanos y pedemontanos*. Cuadernos del Curiham, 8 (1), 11-25.
- Basile, P.A. (2004). *Transporte de Sedimentos a Distintas Escalas Temporales*. XXI Congreso Latinoamericano de Hidráulica, San Pablo, Brasil, CD-Rom/DVD. ISBN: 85-904853-2-3.
- Crosato, A. (1990). *Simulation of Meandering River Processes*. Communic. on hydraulic and geotech. engineering, Report 90-3, Delft University of Technology, Holanda.
- Di Silvio, G. (1983). *Modelli matematici per lo studio di variazioni morfologiche dei corsi d'acqua a lunga e breve scala temporale*. Studi e Ricerche N° 356, Univ. di Padova, Italia.
- Di Silvio, G.; Basile, P.A.; Marion, A. y Peviani, M. (1993). *Overaggradation and Flooding in Mountain Basins: Prevention and Control*. XXV Congress of the IAHR. Tokio, Japón, A-14-4, 493-500.
- Egiazaroff, I. (1965). *Calculation of Non uniform Sediment Concentrations*. Journal of the Hydraulic Division-ASCE, 91(HY14), 73-80.
- Einstein, H.A. (1950). *The Bed Load Function for Sediment Transportation in Open Channel Flows*. Technical Bulletin 1026, USDA, Soil Conservation Service.
- Emmett, W. (1980). *A field calibration of the sediment-trapping characteristics of the Helleys-Smith bedload sampler*. U. S. Geological Survey, professional paper 1139.
- Engelund, F. y Fredsøe, J. (1982). *Hydraulic Theory of Alluvial Rivers*. Advances in Hydrosciences, Vol. 13, ISBN 0-12-021813-5, 187-215.
- Engelund, F. y Hansen, E. (1967). *A monograph on sediment transport in alluvial streams*. Report, Technical University of Denmark, Hydraulic Lab., January 1967, Copenhagen, Denmark.
- Fujita, M; Michiue, M. y Ashida, K. (1989). *Simulations of Reservoir Sedimentation in Mountain Regions*. Int. Workshop on Fluvial Hydr. of Mountain Regions, B63-B75, Univ. of Trent, Italy.
- García, M.H. (2008). *Sediment Transport and Morphodynamics*. Sedimentation Engineering: Processes, Measurements, Modeling and Practice. ASCE Manual and Reports on Engineering Practice N° 110. Marcelo H. García (Ed.), Chapter 2, 21-163.
- García, M.H. y Parker, G. (1991). *Entrainment of Bed Sediments into Suspension*. Journal of Hydraulic Engineering, 117(4), 414-435.
- Gomez, B. y Church, M. (1989). *An Assessment of Bed Load Sediment Transport Formulae for Gravel Bed Rivers*. Water Resources Research, 25(6).
- Hasegawa, K. (1989). *Universal Bank-erosion Coefficient for Meandering Rivers*. Journal of Hydraulic Engineering, 115(6), 744-765.
- Ikeda, S. y Nishimura, T. (1985). *Bed Topography in Bends of Sand-Silt Rivers*. Journal of Hydraulic Engineering, 111(11), 1397-1410.
- Meyer-Peter, E. y Müller, R. (1948). *Formulas for Bed load Transport*. Proc. 2nd Congress IAHR, Estocolmo, 39-64.
- Milhous, R.T. (1973). *Sediment tansport in a gravel-bottomed stream*. PhD Thesis, Oregon State University, Corvalis.
- Nakagawa, H. y Tsujimoto, T. (1983). *Lag Behaviour of Unsteady Flow with Sand Dunes*. Proc. 2nd Symposium on River Sedimentation, 11-16 October, Nanjing (China).
- Nakagawa, H.; Tsujimoto, T. y Shimizu, Y. (1989). *Turbulent Flow with Small Relative Submergence*. Int. Workshop on Fluvial Hydraulics of Mountain Regions, A19-A30, Univ. of Trent, Italy.

- Odgaard, A.J. (1986). *Meander Flow Model, II: Applications*. Journal of Hydraulic Engineering, 112 (12), 1137-1150.
- Olesen, K.W. (1987). *Bed Topography in Shallow River Bends*. Communic. on hydraulic and geotech. engineering, Report 87-1, Delft University of Technology, Holanda.
- Parker, G. (1990). *Surface Based Bedload Transport Relation for Gravel Rivers*. Journal of Hydraulic Research, 28(4), 417-436.
- Parker, G. y Johannesson, H. (1989). *Observations of Recent Theories of Resonance and Overdeepening in Meandering Channels*. River meandering, Water Resources Monograph, AGU, 12, 379-415.
- Proffitt, G.T. y Sutherland, A.J. (1983). *Transport of non-uniform sediments*. Journal of Hydraulic Research, 21(1), 33-43.
- Rickenmann, D. (1989). *Bed Load Transport and Hyperconcentrated Flow at Steep Slopes*. International Workshop on Fluvial Hydraulics of Mountain Regions, C83-C95, University of Trent, Italy.
- Rouse, H. (1937). *Modern Conceptions of Mechanics of Fluid Turbulence*. Trans. ASCE. Vol. 102, 1937.
- Sekine, M. y Parker, G. (1992). *Bed Load Transport on Transverse Slope*. Journal of Hydraulic Engineering, 118(4), 513-535.
- Smart, G.M. y Jaeggi, M.N.R. (1983). *Sediment Transport on Steep Slopes*. Mitteilungen. Hydrologie und Glaziologie, ETH Zurich, Switerzland, 64, 19-76.
- Struiksma, N.; Olesen, K.W.; Flokstra, C. y de Vriend, H.J. (1985). *Bed Deformation in Alluvial Channels Bends*. Journal of Hydraulic Research, 23(1), 57-79.
- Suzuki, K. y Kato, K. (1989). *Mobile Armor of the Bed Surface in Steep Sloped River with Gravel and Sand Mixture*. Int. Workshop on Fluvial Hydr. of Mountain Regions, C47-C58, Univ. of Trent, Italy.
- Talmon, A.M.; Struiksma, N. y Van Mierlo (1995). *Laboratory measurements of the direction of sediment transport on transverse alluvial-bed slopes*. Journal of Hydraulic Research, 33(4), 495-517.
- Tsujimoto, T. (1999). *Fluvial Processes in Streams with Vegetation*. Journal of Hydraulic Research, 37(6), Special Issue on Fluvial Hydraulics.
- van Rijn, L.C. (1984a). *Sediment Transport, Part I: Bed Load Transport*. Journal of Hydraulic Engineering, 110 (10), 1431-1456.
- van Rijn, L.C. (1984b). *Sediment Transport, Part II: Suspended Load Transport*. Journal of Hydraulic Engineering, 110 (11), 1613-1641.
- van Rijn, L.C. (1984c). *Sediment Transport, Part III: Bed Forms and Alluvial Roughness*. Journal of Hydraulic Engineering, 110 (12), 1733-1754.
- White, W. y Day, T. (1982). *Transport of Graded Gravel Bed Material*. Gravel-Bed Rivers. Edited by Hey, Bathurst and Thorne. John Willey & Sons, NY.
- Wong, M. (2003). *Does the bedload equation of Meyer-Peter and Müller fit its own data?*. Proc. 30th Congress, International Association of Hydraulic Research, Thessaloniki, 73-80.
- Wong, M. y Parker, G. (2006). *Re-analysis and correction of bedload relation of Meyer-Peter and Müller using their own database*. Journal of Hydraulic Engineering, 132(11), 1159-1168.
- Zyserman, J. y Fredsøe, J. (1994). *Data analysis of bed concentration of suspended sediment*. Journal of Hydraulic Engineering, 120, 1021-1042.

CAPÍTULO 8

MODELACIÓN DE PROCESOS DE EROSIÓN-DEPOSICIÓN DE SEDIMENTOS

8.1 INTRODUCCIÓN

Cuando en un río aluvial se producen cambios en el aporte sólido y/o líquido, se realizan contracciones o expansiones (reducción del ancho o ensanchamiento de la sección), se construyen presas, se rectifican meandros, se modifica el nivel de base, etc.; el nivel del lecho del río experimentará variaciones, en el espacio y en el tiempo, para adaptarse a las nuevas condiciones impuestas. Durante la evolución morfológica se observarán procesos de erosión-deposición de sedimentos a lo largo del río. En el Capítulo 1, mediante la analogía de la balanza de Lane, se realizó un análisis cualitativo de la respuesta de un río aluvial ante la variación de sus condiciones de equilibrio. La balanza permitió analizar la tendencia del comportamiento morfodinámico, es decir, la dirección del ajuste sin cuantificar el mismo.

Para cuantificar la evolución de los procesos morfodinámicos en un río aluvial es necesario resolver conjuntamente las ecuaciones que describen la hidrodinámica (presentadas en el Capítulo 2) y la ecuación de continuidad de sedimentos, en sus distintas versiones, que veremos en este Capítulo.

Diferentes simplificaciones pueden ser introducidas en las ecuaciones que gobiernan el proceso morfodinámico, ya sea en función de las características hidro-morfo-sedimentológicas del sistema fluvial, como así también, según el grado de resolución espacio-temporal que requiere el problema en estudio (Di Silvio, 1992a; De Vries, 1993). A partir del original trabajo de De Vries (1959, 1965, 1969) distintos modelos morfodinámicos han sido desarrollados y utilizados para el estudio de los procesos de erosión y sedimentación en ríos aluviales.

Algunos modelos morfodinámicos no tienen en cuenta la influencia de la no-uniformidad granulométrica del lecho en los procesos de erosión/sedimentación. En general, dichos modelos consideran un diámetro representativo (por ejemplo: d_{50} , d_g , d_m) de la distribución granulométrica del sedimento del lecho. Diferentes diámetros representativos pueden ser introducidos como dato inicial, el cual se mantiene invariado en el tiempo en cada punto computacional del dominio modelado. Por lo tanto, tales modelos morfodinámicos no pueden simular

cambios espacio-temporales de la composición granulométrica del lecho y pueden ser aplicados en ríos con lechos de sedimentos uniformes o cuasi-uniformes, es decir aquellos para los cuales el desvío estándar geométrico $\sigma_g < 1.4$, y además, con la condición de que la composición granulométrica no cambie significativamente en el tiempo. Estas condiciones son bastante restrictivas y en muchos casos resulta imposible flexibilizarlas, sobre todo cuando tanto el sedimento del fondo como el sedimento en ingreso por los contornos del dominio modelado poseen granulometrías no-uniformes o heterogéneas y además diferentes composiciones entre cada una de ellas.

Por tal motivo, han sido desarrollados modelos morfodinámicos para sedimentos no-uniformes, muchos de los cuales son descriptos en Parker (2008), Thorne et al. (2010) y Williams et al. (2016). Tales modelos han sido aplicados en diferentes investigaciones, como por ejemplo, la simulación de procesos de acorazamiento del lecho, ingresos de sedimentos desde tributarios y pulsos de transporte debido a deslizamientos, composición más fina del lecho aguas abajo, efecto de remoción de presas, cambios del nivel de base, etc. (Hardy, 2013; Williams et al., 2016). Asimismo, han sido utilizados para simular procesos hidromorfológicos por efecto de cambio climático (Gómez et al., 2009; Coulthard y Van De Wiel, 2012) y analizar la dinámica de ríos trenzados (Sun et al., 2015; Williams et al., 2016).

8.2 CONSIDERACIONES GENERALES

Los modelos morfodinámicos se basan en: a) Ecuaciones de continuidad y cantidad de movimiento para la fase líquida, b) Ecuación de continuidad de sedimentos para la fase sólida, c) Ecuaciones de cierre para la rugosidad aluvial y la capacidad de transporte de sedimentos. Distintos tipos de modelos surgen de considerar varias combinaciones, como por ejemplo:

Número de dimensiones consideradas para la representación de los procesos físicos relevantes: i) unidimensionales (1D), ii) bidimensionales en horizontal (2DH), iii) bidimensionales en vertical (2DV), iv) tridimensionales (3D), v) cuasi-2DH, vi) cuasi-3D, etc.

Representación hidrodinámica: i) impermanente (FI), ii) permanente (FP), iii) cuasi-permanente (FCP), iv) uniforme (FU), v) cuasi-uniforme (FCU).

Esquematización del sedimento del lecho: i) sedimentos uniformes o cuasi-uniformes (SU/SCU) y ii) sedimentos no-uniformes (SNU).

Representación del transporte de sedimentos y la continuidad sólida: i) transporte de fondo (TF), ii) transporte total con sedimento en suspensión en

equilibrio (TTSSEQ), iii) transporte total con sedimento en suspensión en desequilibrio (TTSSNEQ), iv) transporte en suspensión (TS).

Escala espacial: i) escala de tramo (ET), ii) escala de cuenca (EC). Escala temporal: i) corto plazo (CP), ii) largo plazo (LP). Método de resolución: i) numéricos, ii) analíticos.

Para la elección de un modelo concreto, a utilizar en un estudio o proyecto, aparecen previamente condicionantes fundamentales, entre las más relevantes se pueden citar: i) el tipo de problema, ii) la escala temporal/espacial del problema estudiado, iii) el ambiente geográfico de aplicación, iv) la disponibilidad de datos (caudales, aforos sólidos, relevamientos batimétricos, composición del material del lecho, etc.), v) la cantidad y calidad de dichos datos, vi) el tiempo disponible para realizar la implementación computacional.

El transporte de sedimentos y la morfodinámica de ríos aluviales son procesos muy complejos y cuyo grado de conocimiento es, aún hoy, limitado. Ningún modelo morfodinámico es apropiado para todos los problemas y ambientes fluviales. Por lo tanto, las investigaciones en la temática se orientan al mejoramiento de los modelos existentes y a la generación de nuevas herramientas de cálculo. Los últimos desarrollos y los desafíos pendientes en modelación morfodinámica han sido analizados por Mosselman (2012), Siviglia y Crosato (2016), Williams et al. (2016). Algunos de los tópicos que se destacan, se refieren al acoplamiento de procesos y de modelos, y a su prueba y validación.

8.3. ECUACIONES DE CONTINUIDAD DE SEDIMENTOS

A continuación se presenta la ecuación de continuidad de sedimentos, en algunas de sus distintas versiones, de acuerdo a la esquematización del sedimento del lecho, el transporte de sedimentos y las direcciones 1D o 2DH.

8.3.1 Sedimentos uniformes/cuasi-uniformes y transporte de fondo (o total)

El balance del volumen de sedimentos V_s circunscripto a un volumen de control, tal como el que se observa en la Figura 8.1, permite derivar la ecuación de continuidad de sedimentos, la cual puede ser expresada en palabras mediante:

$$[\text{Entrada } V_s] - [\text{Salida } V_s] = [\text{Variación temporal } V_s] \quad (8.1)$$

La continuidad expresada por (8.1), para sedimentos uniformes y cuasi-uniformes, considerando flujo unidimensional (1D), con ancho constante y aporte lateral nulo, se puede plantear en símbolos a partir del volumen de control como:

$$\frac{\Delta t}{(I-p)} [q_b(x) - q_b(x + \Delta x)] = \Delta x [z_b(t + \Delta t) - z_b(t)] \quad (8.2)$$

donde x es la coordenada espacial longitudinal; t es la coordenada temporal, Δx y Δt son los intervalos, espacial y temporal respectivamente, para los que se plantea el balance; p es la porosidad del sedimento; z_b el nivel del lecho y q_b el transporte de fondo volumétrico por unidad de ancho. Reordenando (8.2) y dividiendo por $\Delta x \Delta t$, se obtiene:

$$(1-p) \frac{z_b(t + \Delta t) - z_b(t)}{\Delta t} + \frac{q_b(x + \Delta x) - q_b(x)}{\Delta x} = 0 \quad (8.3)$$

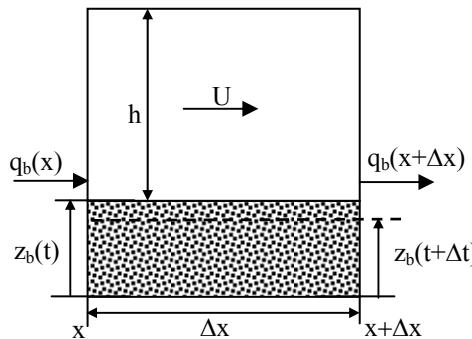


Figura 8.1 Volumen de control para continuidad sólida.

El primer término de (8.3) es el cociente incremental del nivel del lecho respecto al tiempo y el segundo es el cociente incremental del transporte de fondo respecto al espacio, pasando al límite para $\Delta x \rightarrow 0$, $\Delta t \rightarrow 0$, se obtiene (Exner, 1925):

$$(1-p) \frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{\partial q_b}{\partial x} = 0 \quad (8.4)$$

De la (8.4) se deduce que un incremento del transporte a lo largo de un curso de agua (gradiente espacial del transporte positivo, $\partial q_b / \partial x > 0$) se traduce en una erosión del lecho (gradiente temporal del nivel del lecho negativo, $\partial z_b / \partial t < 0$). Viceversa, una disminución del transporte a lo largo de un curso de agua (gradiente espacial del transporte negativo, $\partial q_b / \partial x < 0$) se traduce en una sedimentación del lecho (gradiente temporal del nivel del lecho positivo, $\partial z_b / \partial t > 0$). La (8.4) representa un modelo 1D-SU/SCU-TF.

El volumen de control de Figura 8.1 puede representarse en dos dimensiones x e y , lo cual permite extender la ecuación de continuidad (8.4) para simular procesos morfodinámicos en un esquema bidimensional horizontal (2DH). La misma se expresa como:

$$(1-p) \frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{\partial q_{bx}}{\partial x} + \frac{\partial q_{by}}{\partial y} = 0 \quad (8.5)$$

donde x es la coordenada longitudinal e y la coordenada transversal, q_{bx} y q_{by} son las componentes del vector transporte de fondo en x e y respectivamente (ver Capítulo 7).

Si el transporte en suspensión se asume como una función de parámetros hidrodinámicos y sedimentológicos locales (capacidad de transporte), lo cual es válido para intervalos espaciales de discretización Δx mayores que la longitud de adaptación de las partículas transportadas en suspensión L^* , la (8.4) puede expresarse como:

$$(1-p) \frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{\partial q_t}{\partial x} = 0 \quad (8.6)$$

Es decir, se puede agrupar el transporte de fondo q_b y en suspensión q_s en el transporte total q_t , el cual puede ser calculado con algunas de las ecuaciones de transporte total presentadas en el Capítulo 7. La (8.6) configura un modelo 1D-SU/SCU, TTSSEQ.

Para simular los procesos morfodinámicos es necesario asociar a la (8.4) u (8.6), las ecuaciones del flujo, como por ejemplo, las ecuaciones de continuidad y cantidad de movimiento del modelo hidrodinámico unidimensional (1D) presentadas en el Capítulo 2 y una ecuación de transporte (de fondo o total, dependiendo de lo descripto anteriormente) como las vistas en el Capítulo 7. Lo mismo puede decirse para la (8.5), en este caso con las ecuaciones de flujo 2DH.

En el caso 1D, las incógnitas del sistema de ecuaciones son las asociadas al flujo hídrico (profundidad h y velocidad U) y la asociada al sedimento (nivel del lecho z_b), las cuales se obtienen mediante resolución numérica del conjunto de ecuaciones (Cunge et al., 1980; Vreugdenhil, 1982; De Vries, 1993). Las ecuaciones de cierre de tal modelo consisten en una expresión para la resistencia al flujo y una ecuación que calcula la capacidad el transporte de sedimentos esquematizando el lecho como monogranular. El sistema así planteado posee celeridades características para la fase líquida y la fase sólida, que se verán más adelante.

8.3.2 Sedimentos quasi-uniformes y suspensión en desequilibrio

En este caso, el volumen de control se representa mediante tres estratos superpuestos como se indica en la Figura 8.2. En la parte superior, la corriente hídrica se divide en un estrato de transporte en suspensión y un estrato de transporte de fondo (Basile, 1997).

El lecho de sedimentos quasi-uniformes, se esquematiza mediante un diámetro característico o representativo (d_{50} , d_m , d_g , etc.).

La continuidad expresada por (8.1), considerando flujo unidimensional, ancho constante y aporte lateral nulo, se puede plantear para cada uno de los estratos.

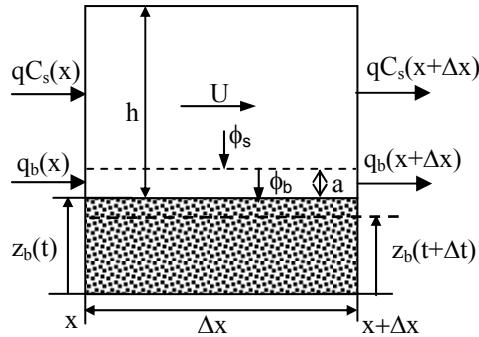


Figura 8.2 Volumen de control y flujos de sedimento para suspensión en desequilibrio.

Balance en el estrato de transporte en suspensión

La ecuación de continuidad de sedimentos en suspensión considera el almacenamiento en la corriente hídrica y además plantea que el transporte en suspensión no se adapta instantáneamente a las condiciones hidrodinámicas locales, por lo tanto:

$$[qC_s(x) - qC_s(x + \Delta x) - \phi_s \Delta x] \Delta t = [hC_s(t + \Delta t) - hC_s(t)] \Delta x \quad (8.7)$$

donde $qC_s = q_s$ es el transporte en suspensión volumétrico efectivo por unidad de ancho, siendo q el caudal líquido específico y C_s la concentración volumétrica de sedimentos en suspensión media en el estrato; h es la profundidad de flujo y ϕ_s es el flujo vertical de sedimentos entre el estrato de transporte en suspensión y el estrato de transporte de fondo. Reordenando (8.7) y dividiendo todo por $\Delta x \Delta t$, se obtiene:

$$\frac{hC_s(t + \Delta t) - hC_s(t)}{\Delta t} + \frac{qC_s(x + \Delta x) - qC_s(x)}{\Delta x} + \phi_s = 0 \quad (8.8)$$

El primer término de (8.8) es el cociente incremental del almacenamiento de sedimento en suspensión en la columna de agua respecto al tiempo y el segundo es el cociente incremental del transporte en suspensión respecto al espacio, pasando al límite para $\Delta x \rightarrow 0$, $\Delta t \rightarrow 0$, se obtiene:

$$\frac{\partial(hC_s)}{\partial t} + \frac{\partial(qC_s)}{\partial x} + \phi_s = 0 \quad (8.9)$$

Considerando que $C_s = q_s / q = q_s / Uh \mapsto hC_s = q_s / U$ y $qC_s = q_s$, reemplazando en (8.9):

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{q_s}{U} \right) + \frac{\partial q_s}{\partial x} + \phi_s = 0 \quad (8.10)$$

En (8.10) U es la velocidad media de la corriente hídrica y ϕ_s se expresa mediante la siguiente ecuación de reacción lineal (Armanini y Di Silvio, 1988):

$$\phi_s = \frac{l}{L_*} (q_s - q_{sc}) \quad (8.11)$$

donde L_* es la longitud de adaptación del transporte en suspensión; q_s es el transporte en suspensión efectivo por unidad de ancho y q_{sc} es la capacidad de transporte en suspensión (transporte en equilibrio) por unidad de ancho, determinado con una ecuación de las presentadas en el Capítulo 7. La longitud de adaptación, puede ser definida como (Armanini y Di Silvio, 1988):

$$L_* = \frac{hU}{w_s} \left\{ \frac{a}{h} + \left(1 - \frac{a}{h} \right) \exp \left[-1.5(a/h)^{-1/6} (w_s/u_*) \right] \right\} \quad (8.12)$$

donde u_* es la velocidad de corte; w_s es la velocidad de caída asociada a un diámetro característico del transporte en suspensión, el cual se determina en función de d_{50} y σ_g del sedimento del lecho y del parámetro de transporte T de van Rijn (ver Capítulo 7); a es el espesor del estrato de transporte de fondo, el cual es del orden de 0.01-0.05 h o la mitad de la altura de duna Δ , y en caso de lecho plano se adopta $a=3d_{90}$, con $a_{\min}=0.03$ h, de acuerdo a Armanini y Di Silvio (1988).

Cabe aclarar que en (8.8) la difusión longitudinal no se tuvo en consideración por ser generalmente despreciable respecto al término que expresa el intercambio neto con el estrato de fondo, especialmente para sedimentos en suspensión provenientes del material del lecho, que es el caso analizado (es decir, excluyendo partículas muy finas de carga de lavado).

Balance en el estrato de transporte de fondo

Planteando adaptación instantánea del transporte de fondo a las condiciones hidrodinámicas locales, es decir, el transporte de fondo efectivo es igual a la capacidad de transporte ($q_b=q_{bc}$), el balance expresado por (8.1) en el estrato de transporte de fondo se traduce en:

$$[q_b(x) - q_b(x + \Delta x) + \phi_s \Delta x - \phi_b \Delta x] \Delta t = [a C_b(t + \Delta t) - a C_b(t)] \Delta x \quad (8.13)$$

donde C_b es la concentración volumétrica de sedimentos en el estrato de transporte de fondo y ϕ_b es el flujo vertical de sedimentos entre el estrato de transporte de fondo y el lecho. Reordenando (8.13) y dividiendo por $\Delta x \Delta t$, se obtiene:

$$\frac{a C_b(t + \Delta t) - a C_b(t)}{\Delta t} + \frac{q_b(x + \Delta x) - q_b(x)}{\Delta x} - \phi_s + \phi_b = 0 \quad (8.14)$$

El primer término de (8.14) representa la variación temporal del almacenamiento en el estrato de transporte de fondo, dado el pequeño espesor del mismo en cercanía del fondo donde la concentración es siempre elevada, tal variación temporal puede considerarse despreciable. El segundo término representa el cociente incremental de la capacidad de transporte de fondo respecto al espacio. Por lo tanto, eliminando el primer término y pasando al límite para $\Delta x \rightarrow 0$, $\Delta t \rightarrow 0$, se obtiene:

$$\frac{\partial q_b}{\partial x} + \phi_b - \phi_s = 0 \quad (8.15)$$

Gradiente temporal del nivel del lecho. Erosión/Sedimentación del lecho

Los cambios temporales del nivel del lecho se expresan como:

$$\frac{\phi_b \Delta x}{(I-p)} \Delta t = [z_b(t + \Delta t) - z_b(t)] \Delta x \quad (8.16)$$

Dividiendo todo por $\Delta x \Delta t$, pasando al límite para $\Delta t \rightarrow 0$ y utilizando la (8.14) se obtiene:

$$(I-p) \frac{\partial z_b}{\partial t} = \phi_b = \phi_s - \frac{\partial q_b}{\partial x} \quad (8.17)$$

Las incógnitas, en esta representación de la continuidad de sedimentos válida para $\Delta x < L_s$, son el transporte en suspensión efectivo o real (q_s) y el nivel del lecho (z_b), en cada punto computacional. Queda así conformado un modelo 1D-SCU-TTSSNEQ, donde se necesitan ecuaciones de capacidad de transporte de fondo y suspensión, o una ecuación de transporte total con relaciones adicionales que permitan dividirlo en fondo y suspensión.

8.3.3 Sedimentos no uniformes y transporte de fondo (o total)

En los casos anteriores no se tuvo en cuenta la influencia de la no-uniformidad granulométrica del lecho en la continuidad sólida. A partir de la introducción del concepto de capa activa o estrato de mezcla (Hirano, 1971) es posible representar los procesos de erosión/sedimentación y los cambios espacio-temporales que experimenta la composición granulométrica de los sedimentos del lecho.

El balance para la i-ésima clase granulométrica en el volumen de control (v_c) esquematizado en la Figura 8.3, puede expresarse como:

$$\begin{bmatrix} \text{Variación temporal masa} \\ \text{de sedimentos en el } v_c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Entrada transporte} \\ \text{másico al } v_c \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \text{Salida transporte} \\ \text{másico del } v_c \end{bmatrix} \quad (8.18)$$

Traduciéndo en símbolos lo expresado por (8.18), considerando flujo unidimensional, ancho constante y aporte lateral nulo:

$$\int_{vc}^{} \left[f_i^* dm_s(t + \Delta t) - f_i^* dm_s(t) \right] = \rho_s [q_{bi}(x) - q_{bi}(x + \Delta x)] \Delta t I \quad (8.19)$$

donde dm_s es un diferencial de masa de sedimentos, ρ_s es la densidad del sedimento, q_{bi} es el transporte volumétrico de fondo por unidad de ancho correspondiente al diámetro d_i cuya fracción es $f_i^*(x, z, t)$ con $i=1,2,\dots,N$; donde N es el número total de clases granulométricas; z es la coordenada vertical respecto a un plano de referencia (para $z=z_b$ se tiene la superficie del lecho).

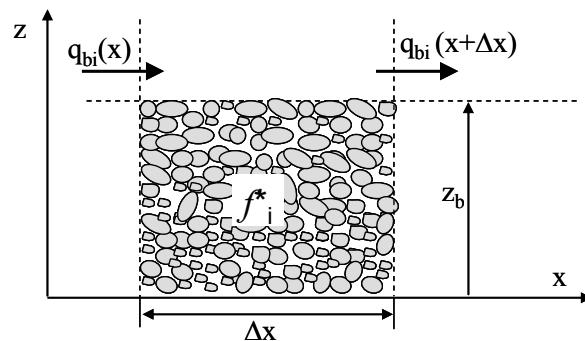


Figura 8.3 Volumen de control para continuidad de sedimentos no uniformes.

Dividiendo ambos miembros de (8.19) por Δt , pasando al límite para $\Delta t \rightarrow 0$:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{vc}^{} f_i^* dm_s = \rho_s [q_{bi}(x) - q_{bi}(x + \Delta x)] I \quad (8.20)$$

Asumiendo que todas las partículas tienen la misma densidad, el diferencial de masa sedimentos se expresa como:

$$dm_s = \rho_s dV_s = \rho_s (1-p) dV_t = \rho_s (1-p) dz \Delta x I \quad (8.21)$$

Sustituyendo (8.21) en (8.20) y reordenando la ecuación de continuidad para una fracción específica i puede ser expresado como:

$$(1-p) \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{z_b} f_i^* dz = \frac{q_{bi}(x) - q_{bi}(x + \Delta x)}{\Delta x} \quad (8.22)$$

Pasando al límite para $\Delta x \rightarrow 0$:

$$(1-p) \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{z_b} f_i^* dz = - \frac{\partial q_{bi}}{\partial x} \quad (8.23)$$

Habiendo supuesto que el volumen de control tiene una composición $f_i^*(x,z,t)$ con $i=1,2,\dots,N$, integrando la (8.23), resulta:

$$(1-p) \frac{\partial}{\partial t} f_i^* \int_0^{z_b} dz = (1-p) \frac{\partial}{\partial t} (f_i^* z_b) = - \frac{\partial q_{bi}}{\partial x} \quad (8.24)$$

Es decir, se nota que $f_i^*(z_b)$ representa la composición granulométrica de las partículas expuestas en la superficie del lecho. Dicha composición no es un parámetro adecuado para describir la granulometría del sedimento disponible directamente para el transporte. En efecto, en presencia de formas de fondo, la propagación de las mismas definirán una profundidad a lo largo de la cual todos los sedimentos serán re-mezclados; alternativamente, en lechos "planos" fuertemente no uniformes la movilización de las partículas de mayor diámetro también crean un estrato de mezcla. Por consiguiente, existirá una *capa activa* o *estrato de mezcla* cuya altura δ estará relacionada con la altura de las formas de fondo o, en el caso de sedimentos gruesos, con las partículas de mayor diámetro.

Con esta premisa se puede realizar la siguiente suposición:

$$f_i^*(x,z,t) = \begin{cases} f_i(x,t) & \text{si } z_b - \delta < z < z_b \\ f_{np_i}(x,z) & \text{si } z < z_b - \delta \end{cases} \quad (8.25)$$

Esto implica que el estrato de mezcla, de altura δ y composición f_i , constituye un estrato de sedimentos directamente disponibles para el transporte (ver Figura 8.4). En dicho estrato los sedimentos están bien mezclados a través del proceso de transporte, de modo tal que se puede asumir una composición granulométrica media f_i , la cual no depende de z . Sin embargo, dicho estrato evidencia una dependencia espacial en el sentido longitudinal y temporal ya que f_i sufre modificaciones durante el proceso de transporte, es decir, $f_i(x,t)$.

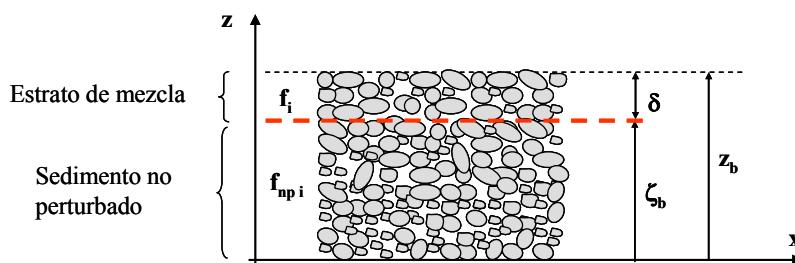


Figura 8.4 Esquematización del estrato de mezcla y del sedimento no perturbado.

Debajo del estrato de mezcla se encuentra el sedimento no perturbado (substrato) con composición f_{np_i} . Dicha composición puede variar arbitrariamente en (x,z) pero no puede cambiar directamente en el tiempo ya que en el substrato no se

verifica transporte longitudinal, es decir, $f_{npi}(x,z)$. Existe sin embargo la posibilidad de intercambio de sedimentos entre el estrato de mezcla y el substrato a través de los procesos de erosión o sedimentación.

Sustituyendo (8.25) en (8.23) se obtiene:

$$(I - p) \left[\frac{\partial}{\partial t} \int_0^{z_b - \delta} f_{npi}(x,z) dz + \frac{\partial}{\partial t} \int_{z_b - \delta}^{z_b} f_i(x,t) dz \right] = - \frac{\partial q_{bi}}{\partial x} \quad (8.26)$$

Debido al intercambio de sedimentos entre estrato de mezcla y substrato, a través de los procesos de erosión o sedimentación (ver Figura 8.5), es posible especificar una composición de intercambio f_{ei} evaluada en la interfase entre ambos. En el caso de erosión el sedimento del substrato es incorporado al estrato de mezcla. En el caso de sedimentación se puede asumir que el sedimento es transferido directamente al substrato. Esto conduce a la siguiente relación para la composición de intercambio:

$$f_{ei} = \begin{cases} f_i & \text{si } \frac{\partial \zeta_b}{\partial t} > 0 & \text{(sedimentación)} \\ f_{npi} & \text{si } \frac{\partial \zeta_b}{\partial t} < 0 & \text{(erosión)} \end{cases} \quad (8.27)$$

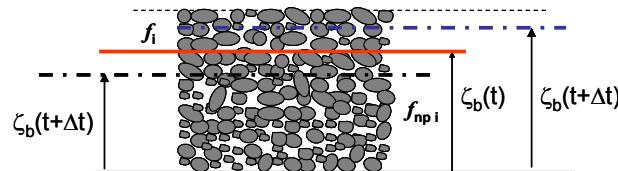


Figura 8.5 Estrato de mezcla y sedimento no perturbado.

Teniendo en cuenta la (8.27), el primer término del miembro izquierdo entre corchetes de (8.26) resulta:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_0^{z_b - \delta} f_{npi}(x,z) dz = f_{ei} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{z_b - \delta} dz = f_{ei} \frac{\partial}{\partial t} (z_b - \delta) \quad (8.28)$$

y el segundo término, dado que $f_i(x,t)$ no depende de z (estrato de mezcla homogéneo), resulta:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{z_b - \delta}^{z_b} f_i(x,t) dz = \frac{\partial}{\partial t} f_i \int_{z_b - \delta}^{z_b} dz = \frac{\partial}{\partial t} (f_i \delta) \quad (8.29)$$

Sustituyendo (8.28) y (8.29) en (8.26), se obtiene la ecuación que describe los cambios temporales de composición granulométrica del lecho:

$$(1-p) \left[\frac{\partial(f_i\delta)}{\partial t} + f_{ei} \frac{\partial(z_b - \delta)}{\partial t} \right] = - \frac{\partial q_{bi}}{\partial x} \quad (8.30)$$

Los cambios temporales del nivel del lecho z_b se pueden obtener a partir de la ecuación (8.30) efectuando la sumatoria sobre el número total de clases granulométricas N. Recordando que:

$$\sum_{i=1}^N f_{ei} = \sum_{i=1}^N f_i = I \quad (8.31)$$

y efectuando dicha sumatoria en la ecuación (8.30), se obtiene:

$$(1-p) \frac{\partial z_b}{\partial t} = - \frac{\partial q_b}{\partial x} \quad (8.32)$$

donde el transporte de fondo volumétrico por unidad de ancho q_b está representado por la suma de los transportes fraccionales de las N clases granulométricas:

$$q_b = \sum_{i=1}^N q_{bi} \quad (8.33)$$

Por lo tanto, el modelo puede tipificarse como 1D-SNU-TF, para su resolución, con la ecuación (8.32) es posible determinar los cambios temporales del nivel del lecho z_b y con la ecuación (8.30) determinar los cambios temporales de la composición granulométrica del lecho f_i ($i=1,\dots,N$), en cada punto computacional.

La altura del estrato de mezcla δ puede ser relacionada con la profundidad de flujo $\delta=0.15 h$ (Rahuel et al., 1989) o puede relacionarse con las partículas de mayor diámetro $\delta=2 d_{90}$ (Di Silvio, 1991; Parker, 1992). Ribberink (1987) la define como $\delta=0.5 \Delta$, donde Δ es la altura de duna. En el caso de sedimentos fuertemente no uniformes es recomendable adoptar una expresión de δ que la relacione con los mayores diámetros del lecho (d_{90} , etc.). De la (8.30) se observa que, para valores muy grandes de δ , el lecho va a ser algo insensible a los cambios temporales de su composición granulométrica, es decir, los mismos van a ser muy lentos; por el contrario, para valores pequeños de δ el lecho va a responder más rápido a los cambios de su composición granulométrica.

En la ecuación (8.30) de evolución de composición granulométrica del lecho y en la ecuación de evolución del nivel del lecho (8.32), el transporte de sedimentos por clases granulométricas q_{bi} debe ser evaluado en función de las variables de flujo y de las características sedimentológicas del lecho, las cuales son funciones del tiempo y del espacio, y por ende dinámicas igual que el transporte.

Para el caso bidimensional (2DH) la continuidad (8.30) se expresa como:

$$(1-p) \left[\frac{\partial(f_i \delta)}{\partial t} + f_{ei} \frac{\partial(z_b - \delta)}{\partial t} \right] = -\frac{\partial q_{bi_x}}{\partial x} - \frac{\partial q_{bi_y}}{\partial y} \quad (8.34)$$

donde q_{bi_x} y q_{bi_y} son las componentes del vector transporte de fondo de la i -ésima clase (ver dirección del transporte de fondo, Capítulo 7) y la (8.32) se obtiene realizando el mismo procedimiento descrito anteriormente.

Si se considera equilibrio para el transporte en suspensión, en las ecuaciones anteriores se puede sustituir el *transporte de fondo fraccional* q_{bi} por el *transporte total fraccional* q_{ti} (por clases granulométricas), configurando un modelo 1D o 2DH, SNU-TTSSEQ. Tal representación de la continuidad de sedimentos es válida para Δx mayor que la longitud de adaptación L^* asociada a las partículas más finas (Basile, 2000a, 2002a,b,c).

8.3.4 Sedimentos no uniformes y suspensión en desequilibrio 1D

En este caso, el volumen de control se representa mediante tres estratos superpuestos como se indica en la Figura 8.6 (Basile, 2002a,b,c).

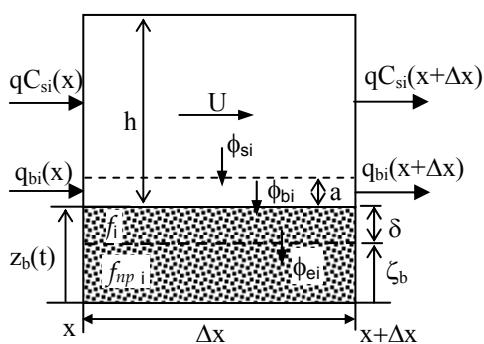


Figura 8.6 Esquematización de flujos de sedimento de la i -ésima clase.

En la parte superior, la corriente hídrica se divide en un estrato de transporte en suspensión y un estrato de transporte de fondo. El lecho del cauce se esquematiza con un estrato de mezcla de altura δ , debajo del cual se encuentra el sedimento no perturbado o substrato.

Para cada estrato y para cada clase granulométrica se pueden determinar las correspondientes ecuaciones de continuidad de sedimentos y asociarles las ecuaciones que representan el flujo hídrico, para conformar un modelo morfodinámico.

Teniendo en cuenta las mismas consideraciones realizadas en el punto 8.2.2, aplicadas en este caso para cada clase granulométrica, y el balance de sedimentos no uniformes realizado en el punto 8.2.3; las ecuaciones de balance para los tres

estratos: i) transporte en suspensión, ii) transporte de fondo y iii) mezcla, más la ecuación de cambios temporales del nivel del lecho, son las siguientes.

Balance en el estrato de transporte en suspensión

El transporte en suspensión se considera en condiciones de desequilibrio. Por lo tanto, el transporte en suspensión efectivo o real es distinto que la capacidad de transporte. Se considera además el almacenamiento en la columna de agua. De este modo, la continuidad en el estrato de transporte en suspensión se expresa como:

$$\frac{\partial(q_{si}/U)}{\partial t} + \frac{\partial q_{si}}{\partial x} + \phi_{si} = 0 \quad (8.35)$$

El término $q_{si}/U = C_{si}h_s$, representa la cantidad de sedimento almacenado en el estrato de suspensión, siendo C_{si} la concentración de sedimentos asociada a la clase i -ésima en dicho estrato. La difusión longitudinal no se tiene en consideración por ser generalmente despreciable (inclusive para sedimentos finos) respecto al término que expresa el intercambio neto con el estrato de fondo.

En (8.35) t es la coordenada temporal, x es la coordenada espacial, q_{si} es el transporte en suspensión efectivo por unidad de ancho correspondiente a la clase i -ésima, U es la velocidad media de la corriente hídrica y ϕ_{si} es el flujo de sedimentos de la clase i -ésima entre el estrato de transporte en suspensión y el estrato de transporte de fondo, el cual se expresa mediante:

$$\phi_{si} = \frac{I}{L_{*i}}(q_{si} - q_{sci}) \quad (8.36)$$

donde q_{sci} es la capacidad de transporte en suspensión por unidad de ancho correspondiente a la clase i -ésima y L_{*i} es la longitud de adaptación de la clase i -ésima transportada en suspensión, la cual puede expresarse como:

$$L_{*i} = \frac{hU}{w_{si}} \left\{ \frac{a}{h} + \left(1 - \frac{a}{h} \right) \exp \left[-1.5(a/h)^{-1/6} (w_{si}/u_*) \right] \right\} \quad (8.37)$$

donde w_{si} es la velocidad de caída asociada a la clase i -ésima, u_* es la velocidad de corte y a es el espesor del estrato de transporte de fondo.

Balance en el estrato de transporte de fondo

Se asume que el transporte de fondo depende exclusivamente de los parámetros hidrodinámicos y sedimentológicos locales (es decir condiciones de equilibrio). Por lo tanto el transporte de fondo efectivo es igual a la capacidad de transporte. Se desprecian además las variaciones temporales del almacenamiento en este

estrato. En estas condiciones la ecuación de continuidad para los sedimentos presentes en el estrato de transporte de fondo es:

$$\frac{\partial q_{bi}}{\partial x} + \phi_{bi} - \phi_{si} = 0 \quad (8.38)$$

donde $q_{bi}=q_{bci}$ es la capacidad de transporte de fondo por unidad de ancho correspondiente a la clase i-ésima y ϕ_{bi} es el flujo de sedimentos de la clase i-ésima entre el estrato de transporte de fondo y el estrato de mezcla.

Balance en el estrato de mezcla

En el estrato de mezcla no se produce ningún tipo de transporte longitudinal de sedimentos, solo se producen flujos verticales, debido a los procesos de erosión/sedimentación, que inducen cambios en la composición granulométrica del mismo. La ecuación de continuidad en este estrato se expresa como:

$$(1-p) \left[\frac{\partial(f_i \delta)}{\partial t} + \phi_{ei} \right] = \phi_{bi} \quad , \quad \phi_{ei} = f_{ei} \frac{\partial(z_b - \delta)}{\partial t} \quad (8.39a), (8.39b)$$

donde p es la porosidad del sedimento, f_i es la fracción correspondiente a la clase i-ésima presente en el estrato de mezcla, ϕ_{ei} es el flujo de sedimentos de la clase i-ésima entre el estrato de mezcla y el estrato de sedimentos no perturbados o substrato, z_b es la cota del fondo, f_{ei} es la fracción de intercambio de la clase i-ésima entre el estrato de mezcla y el substrato: $f_{ei}=f_i$ si en un determinado intervalo de tiempo la superficie de separación entre dichos estratos, posicionada en cota ($z_b-\delta$), se desplaza hacia arriba o $f_{ei}=f_{np}$ si tal superficie se desplaza hacia abajo.

Gradiente temporal del nivel del lecho. Erosión/sedimentación del lecho

Introduciendo la ec. (8.39b) en la ec. (8.31a), realizando la sumatoria sobre el número total de clases granulométricas y sucesivamente utilizando la ec. (8.38) para expresar el flujo de sedimentos ϕ_{bi} , se obtiene la ecuación que describe el gradiente temporal de la cota del fondo como:

$$(1-p) \frac{\partial z_b}{\partial t} = \sum_{i=1}^N \phi_{bi} = \sum_{i=1}^N \phi_{si} - \frac{\partial \sum_{i=1}^N q_{bi}}{\partial x} \quad (8.40)$$

donde N es el número total de clases granulométricas, el cual puede ser evaluado en función del desvío estándar geométrico y la asimetría adimensional de la distribución granulométrica de los sedimentos del fondo, según la ecuación de transporte fraccional seleccionada (Basile, 2001).

Las incógnitas son el transporte en suspensión efectivo q_{si} (N incógnitas, $i=1,N$), la composición del lecho f_i (N incógnitas, $i=1,N$) y el nivel del lecho z_b , en cada sección de cálculo del dominio modelado. Tal representación de la continuidad de sedimentos es válida para $\Delta x < L^*$ asociada a las partículas más finas y conforma un modelo 1D-SNU-TTSSNEQ.

8.3.5 Sedimentos no uniformes y suspensión en desequilibrio 2DH

Considerando una esquematización igual a la de la Figura 8.6, pero en dos direcciones, se pueden establecer las siguientes ecuaciones de continuidad para cada uno de los estratos y los cambios temporales del nivel del lecho:

Balance en el estrato de transporte en suspensión

$$\frac{\partial(C_{si}h_s)}{\partial t} + \frac{\partial q_{s_ix}}{\partial x} + \frac{\partial q_{s_iy}}{\partial y} + \phi_{si} = 0 \quad (8.41)$$

$$\phi_{si} = \frac{I}{L^*_i} (|q_{si}| - |q_{sci}|) \quad (8.42)$$

donde $|q_{si}| = (q_{s_ix}^2 + q_{s_iy}^2)^{0.5}$ es el módulo del vector transporte en suspensión efectivo de la clase i -ésima, L^*_i se calcula mediante (8.37) utilizando el valor del módulo del vector velocidad y $|q_{sci}|$ es el módulo del vector capacidad de transporte en suspensión de la clase i -ésima, que se calcula mediante una ecuación de transporte utilizando el módulo de la tensión de corte adimensional sobre el fondo.

Balance en el estrato de transporte de fondo

$$\frac{\partial q_{bi_x}}{\partial x} + \frac{\partial q_{bi_y}}{\partial y} + \phi_{bi} - \phi_{si} = 0 \quad (8.43)$$

donde q_{bi_x} y q_{bi_y} son las componentes del vector capacidad de transporte de fondo de la i -ésima clase (ver Capítulo 7).

Balance en el estrato de mezcla

$$(1-p) \left[\frac{\partial(f_i\delta)}{\partial t} + \phi_{ei} \right] = \phi_{bi} \quad , \quad \phi_{ei} = f_{ei} \frac{\partial(z_b - \delta)}{\partial t} \quad (8.44a), (8.44b)$$

donde ϕ_{bi} es definido por la ecuación (8.38).

Gradiente temporal del nivel del lecho. Erosión/sedimentación del lecho

Introduciendo (8.44b) en (8.44a), realizando la sumatoria sobre el número total de clases granulométricas y sucesivamente utilizando la ec. (8.38) para expresar el flujo de sedimentos ϕ_{bi} , se obtiene la ecuación que describe el gradiente temporal de la cota del fondo como:

$$(I - p) \frac{\partial z_b}{\partial t} = \sum_{i=1}^N \phi_{bi} = \sum_{i=1}^N \phi_{si} - \frac{\partial \sum_{i=1}^N q_{bi_x}}{\partial x} - \frac{\partial \sum_{i=1}^N q_{bi_y}}{\partial y} \quad (8.45)$$

Las incógnitas son el módulo del vector transporte en suspensión efectivo $|q_{si}|$ (N incógnitas, $i=1,N$), la composición del lecho f_i (N incógnitas) y z_b , en cada punto computacional, configurando un modelo 2DH-SNU-TTSSNEQ.

8.4 MODELOS MORFODINÁMICOS

Distintos modelos morfodinámicos pueden establecerse, acoplando a las representaciones de la continuidad sólida vistas anteriormente, las ecuaciones hidrodinámicas. Se describen a continuación algunos, limitados a márgenes fijas. El caso de márgenes erosionables es fundamental, por ejemplo, para la representación morfodinámica de ríos meándricos (Olesen, 1987; Crosato, 1990).

8.4.1 Modelo morfodinámico FI-1D-SU/SCU-TTSSEQ

Las ecuaciones del modelo morfodinámico de flujo impermanente (FI), unidimensional (1D), para sedimentos uniformes/cuasi-uniformes (SU/SCU) y transporte total con sedimentos en suspensión en equilibrio (TTSSEQ), son las siguientes:

$$\text{- Continuidad flujo hídrico: } \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(Uh)}{\partial x} = 0 \quad (8.46)$$

$$\text{- Dinámica flujo hídrico: } \frac{1}{g} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{U}{g} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial z_b}{\partial x} + S_f = 0 \quad (8.47)$$

$$\text{- Continuidad sedimentos: } (I - p) \frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{\partial q_t}{\partial x} = 0 \quad (8.48)$$

$$\text{- Transporte de sedimentos: } q_t = f(U) \quad (8.49)$$

Es importante determinar las celeridades del modelo, ya que esto permite conocer donde se especifican las condiciones al contorno, sus límites de validez, la determinación del intervalo de integración temporal, etc. Para realizar el análisis de celeridades, del conjunto de ecuaciones (8.46)-(8.49), debemos agregar las derivadas totales de las variables dependientes h , U y z_b , re-escribiendo dichas ecuaciones, el sistema resultante es el siguiente:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x} + h \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad (8.50)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + g \frac{\partial h}{\partial x} + g \frac{\partial z_b}{\partial x} = -g S_f \quad (8.51)$$

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{1}{(1-p)} \frac{\partial q_t}{\partial U} \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad (8.52)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + c \frac{\partial h}{\partial x} = \frac{dh}{dt} \quad (8.53)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + c \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{dU}{dt} \quad (8.54)$$

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + c \frac{\partial z_b}{\partial x} = \frac{dz_b}{dt} \quad (8.55)$$

donde la celeridad de pequeñas perturbaciones es $c=dx/dt$ y, dado que el transporte total de sedimentos es función de la velocidad $U(x,t)$, la ecuación de continuidad de sedimentos (8.48) puede reemplazarse por la (8.52). En notación matricial el sistema de ecuaciones (8.50)-(8.55) se expresa como:

$$\left| \begin{array}{cccccc} 1 & U & 0 & h & 0 & 0 \\ 0 & g & 1 & U & 0 & g \\ 0 & 0 & 0 & q_t^!,U & 1 & 0 \\ 1 & c & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & c & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & c \end{array} \right| \bullet \left| \begin{array}{c} h_{,t} \\ h_{,x} \\ U_{,t} \\ U_{,x} \\ z_{b,t} \\ z_{b,x} \end{array} \right| = \left| \begin{array}{c} 0 \\ -g S_f \\ 0 \\ dh/dt \\ dU/dt \\ dz_b/dt \end{array} \right|$$

donde con $h_{,t}$ y $h_{,x}$ se indican las derivadas parciales de h respecto a t y a x respectivamente; y lo mismo vale para las variables U y z_b . Además, $q_t^!,U$ indica la derivada parcial del transporte total (incluyendo porosidad) respecto a U .

Para obtener las tres celeridades se debe resolver el determinante de la matriz de coeficientes, con lo cual se obtiene la siguiente ecuación cúbica (de Vries, 1965, 1969):

$$\Phi^3 - 2\Phi^2 + (I - F^{-2} - \psi F^{-2})\Phi + \psi F^{-2} = 0 \quad (8.56)$$

- Celeridad adimensional: $\Phi = \frac{c}{U}$ (8.57)

- Número de Froude:

$$F = \frac{U}{\sqrt{gh}} \quad (8.58)$$

- Parámetro de transporte adimensional: $\psi = \frac{I}{(I-p)h} \frac{\partial q_t}{\partial U}$ (8.59)

La relevancia del parámetro de transporte adimensional ψ se observa cuando el transporte total q_t se expresa en función de la velocidad:

$$q_t = \alpha U^\beta \quad (8.60)$$

Derivando (8.60) respecto a U , multiplicando el resultado por U en denominador y numerador, se obtiene:

$$\frac{\partial q_t}{\partial U} = \frac{\partial(\alpha U^\beta)}{\partial U} = \alpha \beta U^{\beta-1} \left(\frac{U}{U} \right) = \beta \frac{q_t}{U} \quad (8.61)$$

Sustituyendo (8.61) en (8.59):

$$\psi = \frac{\beta}{(I-p)} \frac{q_t}{q} , \quad q = Uh \quad (8.62)$$

La relación q_t/q representa la concentración media de sedimentos en la sección transversal, la cual en la mayoría de los ríos aluviales es mucho menor que 1 ($q_t/q \ll 1$, transporte diluido), con excepción de ríos sujetos a flujos de detritos o flujos de barro ($q_t/q \approx 1$, transporte hiperconcentrado).

Por ejemplo, considerando un aforo en el río Paraná (km 452) del 19/06/97: $Q=17235 \text{ m}^3/\text{s}$, $Q_t=0.236 \text{ m}^3/\text{s}$ (transporte de sedimentos del lecho), por lo tanto: $Q_t/Q=1.37 \times 10^{-5}$. Adoptando $\beta=5$ (ec. de Engelund y Hansen, 1967) y porosidad $p=0.4$, el parámetro de transporte adimensional resulta: $\psi=1.14 \times 10^{-4} \approx 0.0001$. Es decir, $\psi \ll 1$ en la mayoría de los ríos aluviales, exceptuando torrentes y ríos con flujos hiperconcentrados. Más adelante utilizaremos esta particularidad para comparar las tres celeridades y establecer un orden de importancia.

Volviendo a la (8.56), podemos analizar primero las celeridades del flujo hídrico solamente, es decir, considerando transporte nulo o sea lecho fijo y luego la situación para lecho móvil.

8.4.1.1 Celeridades para lecho fijo

Considerando $q_t=0$, lo cual implica $\psi=0$, la (8.56) se reduce a:

$$\Phi^2 - 2\Phi + (I - F^{-2}) = 0 \quad (8.63)$$

Aplicando la resolvente:

$$\Phi_{1,2} = \frac{2 \pm \sqrt{4 - 4(I - F^2)}}{2} \Rightarrow \Phi_{1,2} = I \pm F^{-1} \quad (8.64)$$

Multiplicando (8.64) por U, se obtienen las celeridades dimensionales para el flujo hídrico (Capítulo 2, 2.7.5.1):

$$c_{1,2} = U \pm \sqrt{gh} \quad (8.65)$$

Es decir, para el flujo hídrico existen dos celeridades reales que transmiten información en el plano x,t. En el caso de flujo subcrítico, existe una celeridad c_1 positiva que transmite información aguas abajo y una c_2 negativa que transmite aguas arriba:

$$F < I \Rightarrow U < \sqrt{gh} \Rightarrow c_1^+, c_2^- \quad (8.66)$$

En el caso de flujo supercrítico, las dos celeridades son positivas, transmitiendo información aguas abajo:

$$F > I \Rightarrow U > \sqrt{gh} \Rightarrow c_1^+, c_2^+ \quad (8.67)$$

8.4.1.2 Celeridades para lecho móvil

Las celeridades adimensionales del flujo hídrico dadas por (8.64) se mantienen. Considerando que la (8.56) es una ecuación cúbica, se puede plantear:

$$(\Phi - \Phi_1)(\Phi - \Phi_2)(\Phi - \Phi_3) = 0 \quad (8.68)$$

Desarrollando la (8.68):

$$\Phi^3 - (\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3)\Phi^2 + (\Phi_1\Phi_2 + \Phi_1\Phi_3 + \Phi_2\Phi_3)\Phi - \Phi_1\Phi_2\Phi_3 = 0 \quad (8.69)$$

Comparando (8.69) con (8.56), y teniendo en cuenta que Φ_1 , Φ_2 y Φ_3 son raíces que satisfacen ambas ecuaciones, del último término de (8.56) y (8.69) se obtiene el valor de la celeridad adimensional de la perturbación del lecho:

$$-\Phi_1\Phi_2\Phi_3 = \Psi F^{-2} \Rightarrow \Phi_3 = \frac{\Psi}{I - F^2} \quad (8.70)$$

Multiplicando (8.70) por U, se obtiene la celeridad dimensional:

$$c_3 = U \frac{\Psi}{(I - F^2)} \quad (8.71)$$

Es decir, para una perturbación del lecho existe una celeridad real c_3 que transmite información en el plano x,t. En el caso de flujo subcrítico, la celeridad c_3 es positiva y transmite información aguas abajo:

$$F < I \Rightarrow c_3^+ \quad (8.72)$$

En el caso de flujo supercrítico, la celeridad c_3 es negativa y transmite información aguas arriba:

$$F > 1 \Rightarrow c_3^- \quad (8.73)$$

Las tres celeridades para lecho móvil se representan en el plano x,t como se observa en la Figura 8.7.

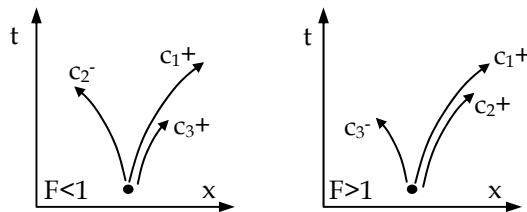


Figura 8.7 Representación de celeridades para lecho móvil.

Si en alguna sección del río se produce una perturbación de las variables de flujo y del lecho: i) En flujo subcrítico ($F < 1$) tales perturbaciones se propagarán aguas abajo con celeridad c_1 y aguas arriba con celeridad c_2 (flujo) y aguas abajo con celeridad c_3 (lecho). ii) En flujo supercrítico ($F > 1$) tales perturbaciones se propagarán aguas abajo con celeridad c_1 y c_2 (flujo) y aguas arriba con celeridad c_3 (lecho).

8.4.1.3 Condiciones iniciales y al contorno

Para la resolución de las ecuaciones se requieren condiciones iniciales y al contorno. Las condiciones iniciales (para $t=0$) se representan como $Q(x,0)$ y $h(x,0)=$ perfil flujo permanente y $z_b(x,0), q_t(x,0)$.

De acuerdo al análisis de celeridades realizado previamente, en cualquier sección de cálculo las variables del flujo y del lecho móvil se verán afectadas por la propagación de perturbaciones que se produzcan aguas arriba y aguas abajo, y entren al dominio modelado $x=(0,L)$.

Por lo tanto, como condiciones al contorno se especifican (ver Figura 8.8):

$F < 1$. Flujo hídrico: $Q(x=0,t)$ en el contorno aguas arriba y la curva $h(x=L)=f(Q)$ en el contorno aguas abajo (podría reemplazarse por una $h(x=L)=h(t)$). Sedimentos: $z_b(x=0,t); q_t(x=0,t)$.

$F > 1$. Flujo hídrico: $Q(x=0,t)$ y $h(x=0,t)=f(Q)$, es decir, ambas condiciones en el contorno aguas arriba. Sedimentos: $z_b(x=L,t); q_t(x=0,t)$.

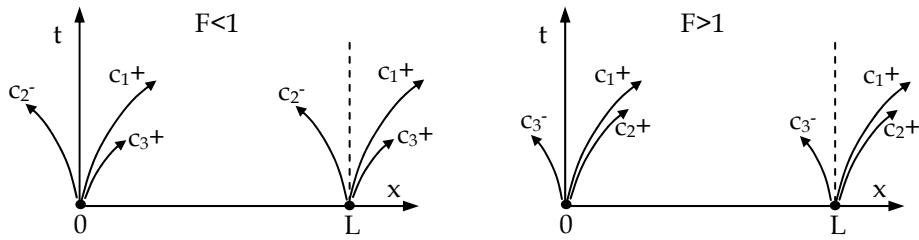


Figura 8.8 Representación de celeridades para condiciones al contorno en lecho móvil.

8.4.1.4 Relevancia de las distintas celeridades

Las tres celeridades adimensionales para lecho móvil, derivadas anteriormente son:

$$\Phi_{I,2} = \frac{c_{I,2}}{U} = I \pm F^{-l} \quad (8.74)$$

$$\Phi_3 = \frac{c_3}{U} = \frac{\Psi}{I - F^2}, \quad \Psi = \frac{\beta}{(I-p)} \frac{q_t}{q} \quad (8.75)$$

En la Figura 8.9 se representa el valor absoluto de las tres celeridades en función del número de Froude y asociando a Φ_3 distintos valores del parámetro de transporte adimensional ψ . En símbolos cuadrados negros se observan los valores correspondientes al río Paraná (en Rosario, $S_w=2.85 \times 10^{-5}$), para un caudal $Q=17235 \text{ m}^3/\text{s}$ cercano al módulo, mientras que, los símbolos triangulares negros corresponden al Torrente Mallero (en Sondrio, $S_w=2.2 \times 10^{-2}$), para un caudal de crecida $Q=263 \text{ m}^3/\text{s}$ con transporte ordinario. Para dos casos de ríos aluviales bien diferenciados, se observa que $|\Phi_3|$ es mucho menor que $|\Phi_{I,2}|$.

Es decir, en la mayoría de los ríos aluviales, $q_t/q \ll 1$ (transporte diluido) y $\psi \ll 1$; consecuentemente, agregando la condición que el número de Froude no esté aproximadamente en el rango 0.8-1.2, se observa que:

$$|\Phi_3| \ll |\Phi_{I,2}| \Rightarrow |c_3| \ll |c_{I,2}| \quad (8.76)$$

La primera conclusión que se obtiene de (8.76) es que c_1 y c_2 no son influenciadas por la movilidad del lecho, por lo tanto, si lo que interesa es la simulación hidrodinámica, puede considerarse que:

$$|c_{I,2}| \gg c_3 \quad o \quad c_3 = 0 \quad (8.77)$$

Es decir, en el arco de tiempo de la simulación hidrodinámica se asume que el lecho es fijo. En la Figura 8.10 se observan las celeridades para la situación general y la esquematización a partir de la simplificación introducida al suponer $c_3=0$.

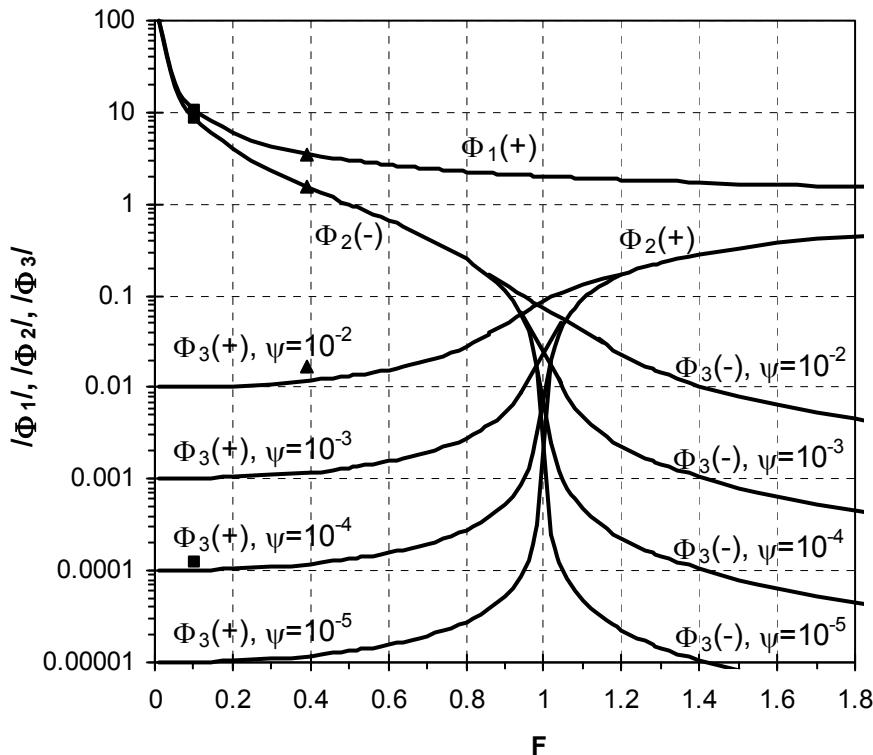


Figura 8.9 Celeridades adimensionales (valor absoluto) en función de F (De Vries, 1969).

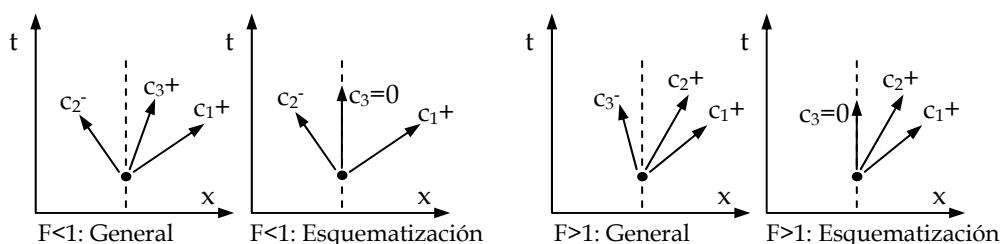


Figura 8.10 Representación de celeridades caso general y simplificación $c_3=0$.

Por otra parte, si lo que interesa es la simulación morfodinámica (evolución de procesos de erosión-deposición del lecho), puede considerarse que:

$$|c_{I,2}| \gg c_3 \quad o \quad c_{I,2} = \pm\infty \quad (8.78)$$

La celeridad infinita de una perturbación en el flujo implica la adaptación instantánea a lo largo del dominio modelado. Si al dominio ingresa un hidrograma, que genera obviamente un flujo impermanente, puede considerarse que cada caudal del mismo, considerado constante en un intervalo de tiempo, es igual a lo largo de todo el tramo. En el Capítulo 2, esto fue tipificado como flujo

cuasi-permanente. Las ventajas de tal representación (igual que la anterior) son importantes ya que permiten desacoplar hidrodinámica y morfodinámica.

En la Figura 8.11 se observan las celeridades para la situación general y la esquematización a partir de la simplificación introducida al suponer flujo cuasi permanente para la simulación morfodinámica (De Vries, 1993).

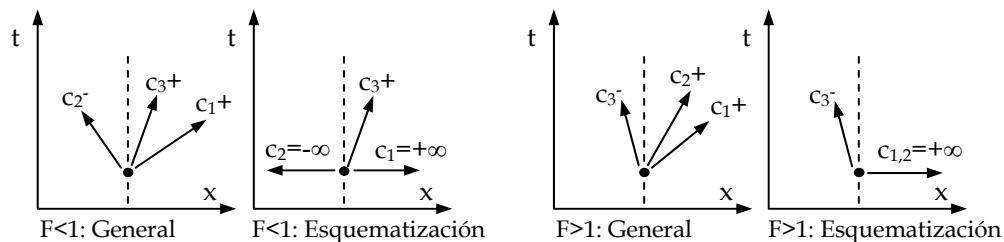


Figura 8.11 Representación de celeridades caso general y simplificación $c_{1,2}=\pm\infty$.

A los fines de simular procesos morfodinámicos, *desacoplar* hidrodinámica y morfodinámica en ríos de llanura, como por ejemplo el río Paraná, donde $F \ll 1$, sedimentos quasi-uniformes, crecidas de larga duración, con gradientes temporales de caudal modestos y $c_3 \ll |c_{1,2}|$; ayuda a mejorar la eficiencia computacional permitiendo adoptar Δt grandes para los cálculos morfodinámicos.

En general, y no solo para grandes ríos de llanura como el Paraná, si el flujo se representa como quasi permanente, el intervalo de tiempo morfológico puede adoptarse como: $\Delta t_m = \Delta x / |c_3|$.

Nada impide que se pueda calcular el flujo como impermanente (a costa de un mayor esfuerzo computacional), en ese caso el intervalo de tiempo morfológico se adopta: $\Delta t_m = N \Delta t_h$, donde Δt_h es el intervalo de tiempo hidrodinámico y N entero mayor que 1. En cualquiera de los dos casos, mientras se calcula la hidrodinámica, se calculan contemporáneamente los transportes de sedimentos y se acumulan. Una vez que se alcanza el Δt_m , el cálculo de las variaciones del nivel del lecho se realiza con los transportes acumulados hasta ese momento.

En el caso de flujo impermanente, $N=1$ implica condición de *acoplamiento* entre hidrodinámica y morfodinámica. La condición de *acoplamiento total* solo se logra cuando se resuelven conjuntamente las variables de flujo y variaciones del lecho, contemporáneamente un único sistema de ecuaciones.

Cui et al. (1996) y Cui y Parker (1997), realizaron numéricamente experimentos de laboratorio, para condiciones al contorno bruscamente variadas y F cercano a

la unidad ($F=1.086$ y $F=0.974$), constatando que el desacoplamiento puede ser factible, incluso en tales condiciones a priori restrictivas.

Sin embargo, en ríos aluviales con lechos fuertemente no uniformes y pendientes elevadas, las posibilidades de desacoplar hidrodinámica y morfología son limitadas, sobre todo si, durante crecidas extraordinarias, se producen alimentaciones elevadas de sedimentos desde afluentes debido a deslizamientos o flujos de detritos; los cuales aún sin producir flujos hiperconcentrados en el cauce principal, hacen que ψ varíe entorno a 0.1-0.5. En tales circunstancias se requieren modelos *acoplados* o *totalmente acoplados*.

8.4.1.5 Esquemas numéricicos para resolver morfodinámica

Para el modelo de flujo impermanente (FI) o cuasi permanente (FCP) unidimensional (1D), para sedimentos uniformes (SU) o cuasi uniformes (SCU) y transporte total con sedimentos en suspensión en equilibrio (TTSSEQ), se pueden utilizar esquemas del método de diferencias finitas, de tipo explícito, implícito o de predicción-corrección. Los de tipo explícito se utilizan frecuentemente en modelos desacoplados, mientras los implícitos y los de predicción-corrección en modelos acoplados.

8.4.1.5.1 Esquema explícito de Lax

Lax (1954) propuso el esquema explícito de diferencias finitas centrado que se observa en la Figura 8.12, donde n es un índice temporal y j un índice espacial.

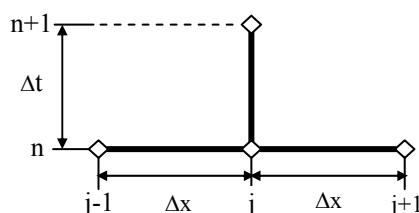


Figura 8.12 Esquema explícito del MDF centrado, Lax (1954).

Como se observa en la Figura 8.12, en un esquema explícito la incógnita en el tiempo $t=(n+1)\Delta t$ se calcula exclusivamente con información proveniente del tiempo anterior $t=n\Delta t$.

A los efectos de garantizar estabilidad e incrementar la exactitud, se introduce un término de carácter difusivo en la ecuación de continuidad de sedimentos (8.48):

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{1}{(1-p)} \frac{\partial q_t}{\partial x} - \alpha' \frac{\partial^2 z_b}{\partial x^2} = 0 \quad (8.79)$$

Cuando el valor de este término adicional es igual al término de segundo orden del error de truncamiento, se obtiene una mayor exactitud de cálculo. Podemos hacer α' función de x , luego:

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{I}{(1-p)} \frac{\partial q_t}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\alpha' \frac{\partial z_b}{\partial x} \right) = 0 \quad (8.80)$$

De acuerdo al esquema explícito de Lax, el primer y segundo término de ecuación (8.80) se discretiza mediante:

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} = \frac{z_{bj}^{n+1} - z_{bj}^n}{\Delta t}, \quad \frac{\partial q_t}{\partial x} = \frac{q_{tj+1}^n - q_{tj-1}^n}{2 \Delta x} \quad (8.81a), (8.81b)$$

El tercer término implica una derivada segunda, por lo tanto, se discretizan las derivadas primeras en $j+1/2$ y $j-1/2$:

$$\alpha' \frac{\partial z_b}{\partial x} \Big|_{j+\frac{1}{2}} = \alpha'_{j+\frac{1}{2}} \left(\frac{z_{bj+1}^n - z_{bj}^n}{\Delta x} \right), \quad \alpha' \frac{\partial z_b}{\partial x} \Big|_{j-\frac{1}{2}} = \alpha'_{j-\frac{1}{2}} \left(\frac{z_{bj}^n - z_{bj-1}^n}{\Delta x} \right) \quad (8.82a), (8.82b)$$

Y luego, se obtiene:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\alpha' \frac{\partial z_b}{\partial x} \right)_j = \alpha'_{j+\frac{1}{2}} \left(\frac{z_{bj+1}^n - z_{bj}^n}{\Delta x^2} \right) - \alpha'_{j-\frac{1}{2}} \left(\frac{z_{bj}^n - z_{bj-1}^n}{\Delta x^2} \right) \quad (8.83)$$

Denominando $\alpha' = \alpha (\Delta x^2 / 2 \Delta t)$, la (8.83) queda expresada como:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\alpha' \frac{\partial z_b}{\partial x} \right)_j = \frac{I}{2 \Delta t} \left[\alpha_{j+\frac{1}{2}} \left(z_{bj+1}^n - z_{bj}^n \right) - \alpha_{j-\frac{1}{2}} \left(z_{bj}^n - z_{bj-1}^n \right) \right] \quad (8.84)$$

donde: $\alpha_{j+1/2} = 0.5(\alpha_{j+1} + \alpha_j)$, $\alpha_{j-1/2} = 0.5(\alpha_j + \alpha_{j-1})$

Introduciendo (8.81a), (8.81b) y (8.84) en (8.80) y despejando el valor del nivel del lecho en el tiempo $t=(n+1)\Delta t$ se obtiene:

$$z_{bj}^{n+1} = z_{bj}^n - \frac{\Delta t (q_{tj+1}^n - q_{tj-1}^n)}{2 \Delta x (1-p)} + \frac{I}{2} \left[\alpha_{j+\frac{1}{2}} \left(z_{bj+1}^n - z_{bj}^n \right) - \alpha_{j-\frac{1}{2}} \left(z_{bj}^n - z_{bj-1}^n \right) \right] \quad (8.85)$$

El coeficiente α puede ser especificado en función del número de Courant σ asociado a la celeridad de la perturbación del nivel del lecho c_3 , que se obtiene reemplazando (8.59) en (8.71) como:

$$c_3 = \frac{I}{(1-p)} \frac{U}{h(1-F^2)} \frac{\partial q_t}{\partial U} \quad (8.86)$$

Y por lo tanto:

$$\sigma = \frac{c_3 \Delta t}{\Delta x} \quad (8.87)$$

Diferentes esquemas se obtienen a partir del valor que asume el coeficiente α : i) $\alpha=1$, esquema original de Lax (1954), ii) $\alpha=\sigma$, esquema del tipo Godunov (1959), iii) $\alpha=\sigma^2$, esquema del tipo Lax-Wendroff (1960), iv) $\alpha=\sigma^2+b$, esquema del tipo Lax-Wendroff modificado (Vreugdenhil y De Vries, 1973).

Un análisis de estabilidad lineal, basado en series de Fourier, conduce a la siguiente condición de estabilidad del esquema numérico: $\sigma^2 < \alpha < 2$. El valor de $\alpha=\sigma^2$ da la estabilidad marginal del esquema, por lo tanto, Vreugdenhil y de Vries (1967) propusieron sumar un coeficiente b de ajuste para asegurar la estabilidad: $\alpha=\sigma^2+b$ con $b=0.01-0.08$. Un esquema del tipo Lax-Wendroff modificado, con coeficiente de ajuste $b=0.01$, es utilizado en el modelo morfodinámico desacoplado Hydro II-MB (Basile y Peviani, 1990).

8.4.1.5.2 Esquema de predicción-corrección

Los esquemas de Predicción-Corrección, realizan la primera predicción con un esquema explícito y corren sucesivamente con un esquema implícito, hasta que la solución converge en cada punto computacional. En la Figura 8.13 se observa: a) un esquema explícito regresivo en el espacio progresivo en el tiempo para predicción y b) el esquema de Preissmann (1961) para corrección, donde θ es un coeficiente de peso $0 \leq \theta \leq 1$ y $\Psi=0.5$.

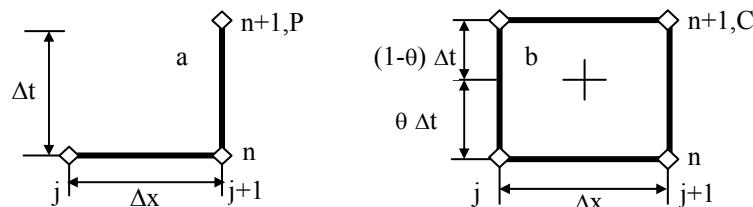


Figura 8.13 Esquema predicción-corrección del MDF: a) Predicción, b) Corrección.

En la fase de predicción, la ecuación de continuidad de sedimentos (8.48) se discretiza de la siguiente manera:

$$\frac{z_{b,j+1}^{n+1,P} - z_{b,j}^n}{\Delta t} + \frac{I}{(1-p)} \frac{(q_{t,j+1}^n - q_{t,j}^n)}{\Delta x} = 0 \quad (8.88)$$

Con (8.88) se obtiene el valor de predicción del nivel del lecho en $t=(n+1)\Delta t$, $x=(j+1)\Delta x$. Con dichos valores de predicción, la hidrodinámica determina valores de predicción de las variables de flujo y con ellas se calcula el transporte de sedimentos de predicción.

Luego, en la fase de corrección, utilizando el esquema de Figura 8.13b, la ecuación de continuidad de sedimentos discretizada, se expresa como:

$$\frac{z_{bj+1}^{n+1C} - z_{bj+1}^n}{\Delta t} + \frac{I}{(I-p)\Delta x} \left[\theta \left(q_{tj+1}^{n+1P} - q_{tj}^{n+1P} \right) + (I-\theta) \left(q_{tj+1}^n - q_{tj}^n \right) \right] = 0 \quad (8.89)$$

con la cual se obtiene el valor corregido del nivel del lecho en $t=(n+1)\Delta t$, $x=(j+1)\Delta x$.

Se debe establecer un control de convergencia, fijando una tolerancia adecuada para la diferencia de los niveles del lecho corregidos, que se obtienen en las sucesivas iteraciones que se realizan con la (8.89). El esquema es estable y convergente si el número de Courant, asociado a la celeridad de la perturbación del nivel del lecho c_3 , dada por la ec. (8.86), es menor que la unidad y el coeficiente de peso $\theta>0.5$.

8.4.2 Modelo morfodinámico FI-1D-SNU-TTSSEQ/TTSSNEQ

En este apartado se describe un modelo de flujo impermanente unidimensional (FI-1D) para sedimentos no uniformes (SNU) y transporte total con sedimentos en suspensión en equilibrio y en desequilibrio (TTSSEQ/TTSSNEQ), apropiado para simulación de procesos hidrológicos, hidrodinámicos y morfodinámicos, a escala de cuenca, denominado TEDRI-1D7C_Transporte y Erosión-Deposición en RIos - 1 Dimensional 7 Clases granulométricas (Basile, 2016; Basile y Riccardi, 2016; Basile et al., 2017).

8.4.2.1 Conceptualización de la representación de procesos

El modelo simula integralmente, desde la transformación lluvia-caudal y la alimentación sólida, en forma espacialmente agregada a escala de subcuenca, hasta la propagación distribuida de caudales (líquidos y sólidos) y los procesos de erosión-deposición en el curso principal. En la Figura 8.14 se observa la esquematización de una cuenca genérica con las entradas espacialmente semidistribuídas de agua y sedimentos al cauce principal.

El modelo es capaz de representar, a lo largo del río, la evolución espacial y temporal de: i) caudal líquido (y variables de flujo asociadas), ii) transporte de sedimentos (fondo, suspensión y total) por clases granulométricas, iii) procesos de erosión/sedimentación del fondo del río y iv) cambios de composición granulométrica del lecho; en cuencas relativamente grandes y morfológicamente complejas. Se destaca el concepto de simulación integral a escala de cuenca, mediante el acoplamiento de procesos hidrológicos, hidrodinámicos y morfodinámicos en un solo modelo operativo.

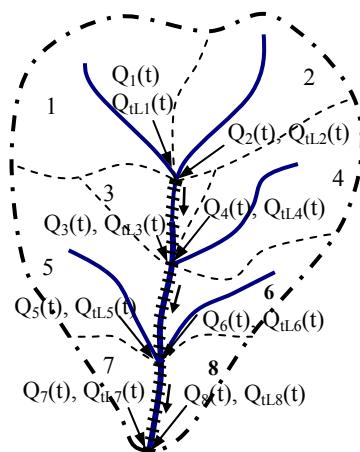


Figura 8.14 Esquematización de entradas espacialmente semidistribuidas de agua y sedimentos en el modelo TEDRI-1D7C.

Los caudales líquidos que ingresan a través de los tributarios se determinan mediante la convolución del HUI de Nash o el HUS triangular equivalente del SCS con el hietograma de lluvia neta, obtenido mediante el método del número de curva CN. Alternativamente, pueden especificarse como caudales laterales externos. El aporte sólido, en correspondencia con cada tributario, puede ser representado en forma de transporte ordinario o extraordinario, dependiendo de las características morfológicas y sedimentológicas de cada afluente y de los eventuales deslizamientos que pudieran haber ocurrido.

El modelo realiza en primer lugar la transformación lluvia-caudal por subcuenca y la suma de hidrogramas en las confluencias. Sucesivamente, los mismos se propagan en forma distribuida a lo largo del cauce principal, obteniéndose valores de caudales (y variables de flujo asociadas) en las distintas secciones de cálculo.

El aporte de sedimentos, en función del tiempo, se calcula a partir de la hidrodinámica y de las características sedimentológicas de los tramos terminales de cada afluente; según distintas modalidades que se describen más adelante. Los transportes de sedimentos que ingresan lateralmente se van generando a medida que el proceso de cálculo avanza en el tiempo. Los sedimentos que ingresan al cauce principal, se combinan con los transportes encauzados y se propagan, produciendo variaciones del nivel del lecho y cambios de su composición granulométrica.

La representación de los procesos hidrológicos, hidrodinámicos y morfodinámicos, descriptos precedentemente, son resueltos numéricamente e implementados computacionalmente en algoritmos de cálculo desarrollados en Lenguaje Visual Fortran 5.0 (Basile, 2016). En el cauce principal, las ecuaciones

que describen la hidrodinámica y la morfodinámica, se resuelven conjuntamente en forma acoplada, a través de aproximaciones en diferencias finitas, utilizando esquemas de predicción-corrección. Para la fase de predicción se utiliza un esquema progresivo en el tiempo y regresivo en el espacio, mientras que, para la fase de corrección se aplica el esquema de Priessmann. Todos los parámetros físicos y numéricos son provistos por el usuario y pueden ser cambiados a través de un archivo Excel®, con extensión csv, de entrada de datos. El primer bloque computacional incluye la gestión de datos de entrada, la generación de datos en secciones de cálculo interpoladas, la transformación lluvia-caudal (Hidrología), la inicialización de rugosidades del lecho, variables de flujo (Hidrodinámica) y Transporte de Sedimentos en el cauce principal.

El bloque computacional de Morfodinámica, se activa después de la inicialización, llamando secuencialmente a los bloques de Hidrodinámica y Transporte de Sedimentos, de acuerdo al esquema numérico de predicción-corrección, para calcular los procesos de erosión-deposición y cambios de la composición del lecho. Con tales resultados se actualizan en $t=t_0+\Delta t$ las rugosidades y pendientes del lecho y se determinan las variables de flujo y transporte de sedimentos, en un loop de avance temporal ascendente, con adaptación dinámica del paso de integración temporal Δt . El modelo utiliza 26 subrutinas que ejecutan todas las operaciones de gestión de datos, los cálculos y las salidas de resultados hidrológicos, hidrodinámicos y morfodinámicos en archivos Excel® con extensión csv.

El modelo ha sido aplicado para simular satisfactoriamente procesos morfodinámicos ya sea en canales experimentales, como en ríos aluviales a escala de cuenca (Basile 2016, Basile y Riccardi, 2016; Basile et al., 2017).

8.4.2.2 Ecuaciones gobernantes

8.4.2.2.1 Procesos hidrológicos

La transformación lluvia-caudal se realiza para cada subcuenca mediante la convolución del HUI de Nash o el HUS triangular equivalente del Servicio de Conservación de Suelos (SCS) de EE.UU, con el hietograma de lluvia neta. Este último se obtiene mediante el método del número de curva (CN) del SCS de EE.UU (Chow et al., 1994). Alternativamente, los mismos pueden especificarse como caudales laterales externos. Se pueden simular hasta cincuenta afluentes.

HUI de Nash

El HUI de Nash (1957) es expresado mediante la siguiente ecuación (Basile y Zimmermann, 2008):

$$u(t) = \frac{V_0}{K(n-1)!} e^{-t/K} \left(\frac{t}{K}\right)^{n-1} \quad (8.90)$$

donde t: tiempo (s), u(t): ordenada del HUI ($\text{m}^3/\text{s.mm}$), V_0 : volumen asociado a 1 mm de lluvia neta uniformemente distribuida en la subcuenca (m^3), K: coeficiente de embalse lineal ($1/\text{s}$) y n: número de embalses (-).

Los parámetros del HUI, n y K, pueden ser especificados por el usuario, a partir de su determinación con mediciones en cuencas aforadas. Alternativamente, especialmente en cuencas no aforadas, el modelo los calcula, para cada subcuenca, en función de las características morfológicas de las mismas (Basile, 2016).

HUS triangular del SCS

La ordenada pico del HUS triangular equivalente del SCS de EE.UU. (Mockus, 1972) es dada por:

$$u_p = \frac{0.5556 V_p^* A}{T_p} \quad (8.91)$$

donde V_p^* : volumen adimensional acumulado en correspondencia del pico del HUS adimensional (igual a 0.375 en el método original), A es el área de la subcuenca (km^2) y T_p : tiempo al pico (hs):

$$T_p = 0.5 t_n + t_p = 0.5 t_n + \beta T_c \quad (8.92)$$

donde t_n : tiempo de lluvia neta unitaria (hs), t_p : tiempo de retardo (hs), β : coeficiente cuyo valor puede ser especificado y en el método original es igual a 0.6.

El tiempo de concentración de la subcuenca T_c (hs) se estima mediante la fórmula de Ventura: $T_c = \alpha(A/S_{bm})^{0.5}$, con A (km^2), S_{bm} : pendiente media del curso principal (m/m) y α : coeficiente especificado por el usuario, el cual puede ser ajustado ($0.03 \leq \alpha \leq 0.15$).

El tiempo de base del HUS se determina mediante:

$$t_b = \frac{I}{V_p^*} T_p \quad (8.93)$$

Los parámetros de calibración son: β y V_p^* . El tiempo de lluvia neta unitaria del HUS se determina considerando: $t_n \leq (1/20)T_c$.

Hietograma de lluvia neta

En el método del número de curva, el valor del CN se relaciona con las condiciones de escurrimiento a través de la diferencia potencial máxima S (en mm), mediante la siguiente expresión:

$$CN = \frac{25400}{254 + S} \quad (8.94)$$

A cada complejo suelo-vegetación, su morfología (pendiente sustancialmente), su uso y condición de humedad antecedente, le corresponde un valor de CN. Por lo tanto, de la ecuación (8.94) se calcula S. Luego, la parte de la lluvia total P_{tot} que produce escurrimiento (lluvia neta P_{net}) se determina como:

$$P_{net} = \frac{(P_{tot} - 0.2S)^2}{P_{tot} + 0.8S} \quad (8.95)$$

A partir de la curva de lluvia total acumulada en cada subcuenca, el modelo discretiza dichas curvas con un Δt igual a la duración de lluvia del hidrograma unitario seleccionado y calcula la infiltración acumulada F mediante la ecuación propuesta por Chow et al. (1994):

$$F(t) = \frac{S[P_{ac}(t) - IA(t)]}{P_{ac}(t) - IA(t) + S} \quad (8.96)$$

donde $IA_{tot}=0.2 S$, es la abstracción inicial. Si, $P_{ac}(t) \leq IA_{tot}$. entonces $IA(t)=P_{ac}(t)$ y $F(t)=0$. Por el contrario, si $P_{ac}(t) > IA_{tot}$. entonces $IA(t)=IA_{tot}$ y $F(t)$ se calcula con la ec. (8.96). Luego se calcula la lluvia neta acumulada $P_{net\ ac}(t)=P_{ac}(t)-IA(t)-F(t)$, y sucesivamente, mediante un proceso de desacumulación, determina el hietograma de lluvia neta para cada subcuenca.

Ecuación de convolución discreta

Los caudales de escurrimiento directo de cada subcuenca se determinan realizando la convolución entre el hidrograma unitario sintético seleccionado y el hietograma de lluvia neta. El procedimiento se realiza aplicando la ecuación de convolución discreta:

$$Q_n = \sum_{m=1}^{n \leq M} P_m u_{n-m+1} \quad (8.97)$$

donde M: número total de pulsos de lluvia m que componen el hietograma de lluvia neta ($m=1,2,\dots,M$). Para un total de L ordenadas no nulas del HU ($l=1,2,\dots,L$) quedan definidas N ordenadas del hidrograma de escurrimiento directo $N=L+M-1$ con ($n=1,2,\dots,N$).

Finalmente, se suman los caudales base de cada subcuenca y se determinan los correspondientes hidrogramas de escurrimiento global que alimentan el cauce principal.

8.4.2.2.2 Procesos hidrodinámicos

La hidrodinámica del cauce principal se representa mediante las ecuaciones de flujo impermanente gradualmente variado 1D de De Saint Venant, donde se desprecian los términos iniciales y de gradiente de presión en la ecuación dinámica, es decir, se asume flujo localmente uniforme:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = q_L \quad (8.98)$$

$$Q = \frac{I}{n} AR^{2/3} S_b^{1/2} \quad (8.99)$$

donde t (s): coordenada temporal, x : coordenada espacial (m), A : área mojada de la sección transversal (m^2), Q : caudal (m^3/s), q_L : caudal lateral por unidad de ancho (m^2/s), R : radio hidráulico (m), S_b : pendiente de fondo (-) y n : coeficiente de rugosidad de Manning ($s/m^{1/3}$), definido como: $n=\alpha(d_{90})^{1/6}$, con $\alpha\approx 0.04$ y d_{90} : diámetro del material del lecho para el cual el 90 % es más fino (m). El coeficiente α es constante y puede ser calibrado, mientras d_{90} puede variar durante la evolución de la composición del lecho, induciendo de este modo una variación espacio-temporal del coeficiente n . Tal abordaje es totalmente justificado para ríos con pendientes $S_b\geq 0.002$ (Henderson, 1963; Bellos et al., 1995; Chiari, 2010).

La ec. (8.99) establece que existe una relación unívoca entre áreas y caudales, en una sección determinada x_0 , por lo tanto, reemplazando la derivada temporal del área en la ec. (8.98), se obtiene:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + c_w \frac{\partial Q}{\partial x} = c_w q_L \quad (8.100)$$

La (8.100) representa un proceso de advección pura donde el caudal Q es propagado aguas abajo con una celeridad c_w . Donde c_w está representada por $dQ/dA|_{x_0}$ y es función de la velocidad $U(x,t)$. Efectuando la derivada del caudal Q , dado por la ec. (8.99), respecto al área A , se obtiene:

$$c_w = (5/3) U \quad (8.101)$$

Las condiciones iniciales son del tipo $Q(x,0)$ y se necesita una sola condición de borde $Q(x_1,t)$ especificada en el contorno aguas arriba. Las profundidades $h(x,t)$, en cada sección de cálculo a lo largo del cauce principal (y demás variables hidráulicas asociadas: $A(x,t)$ y $R(x,t)$), se obtienen a partir de la relación $h-Q$ una

vez calculados los caudales $Q(x,t)$, y sucesivamente se determinan las velocidades medias $U(x,t)$ y tensiones de corte sobre el fondo $\tau_b(x,t)$.

8.4.2.2.3 Morfodinámica del cauce

A partir del concepto de capa activa o de mezcla (Hirano, 1971), distintos modelos, cada uno con diferentes grados de simplificación, han sido desarrollados para simular los procesos morfodinámicos en ríos con lechos de sedimentos no-uniformes (Ribberink, 1987; Armanini y Di Silvio, 1988; Di Silvio y Peviani, 1991; Parker, 1992; Basile y Di Silvio, 1994; Cui et al., 1996; Cui y Parker, 1997; Tsujimoto, 1999; Basile, 2000a, 2002a,b,c; Wu y Wang, 2008; Parker, 2008; Fasolato et al., 2009; Di Silvio, 2009; Chiari et al., 2010; Sun et al., 2015; Lauer et al., 2016; Stecca et al., 2016).

El modelo TEDRI-1D7C representa los procesos de transporte fraccional, erosión-deposición y cambios de composición del lecho, mediante modelos de dos y tres estratos, como se muestra en la Figura 8.15.

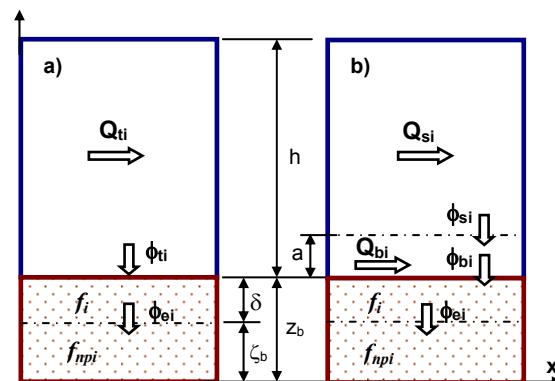


Figura 8.15 Esquematización del flujo de sedimentos en: a) modelo de dos estratos, b) modelo de tres estratos.

Modelo de dos estratos (SNU-TISSEQ)

Simula adaptación instantánea del transporte en suspensión a las condiciones hidrodinámicas locales, por lo tanto, el transporte en suspensión puede ser conglomerado en el transporte total, el cual se asume en condiciones de equilibrio (capacidad de transporte). Este abordaje se utiliza cuando el paso de integración espacial es mayor que la longitud de adaptación de las partículas más finas transportadas en suspensión ($\Delta x > L_{*i}$); y en general, en todos aquellos casos donde el transporte es predominantemente de fondo. En la parte superior, la corriente hídrica constituye el estrato de transporte total de sedimentos. Por otra parte, el lecho del río se esquematiza mediante un estrato de mezcla de altura δ , debajo del cual se encuentra el sedimento no perturbado o substrato (Parker y Sutherland, 1990; Di

Silvio, 1992a; Parker, 1992; Basile, 1999; Parker, 2008). El balance de sedimentos para la clase i -ésima en el estrato de transporte total se expresa como:

$$\frac{\partial Q_{ti}}{\partial x} + B \phi_{ti} = q_{tL_i} \quad (8.102)$$

donde Q_{ti} es la capacidad de transporte volumétrico total de sedimentos de la i -ésima clase (m^3/s), B es el ancho mojado de la sección transversal (m), ϕ_{ti} es el correspondiente flujo vertical de sedimentos entre el estrato de transporte y el estrato de mezcla (m/s) y q_{tL_i} es el transporte volumétrico total por unidad de longitud de la misma fracción que ingresa lateralmente (m^2/s).

En el estrato de mezcla solo se producen flujos verticales de sedimentos, debido a los procesos de erosión-deposición, los cuales inducen cambios en su composición granulométrica. El balance sólido para la clase i -ésima en dicho estrato se expresa como:

$$(1-p) \left[\frac{\partial(f_i \delta)}{\partial t} + \phi_{ei} \right] = \phi_{ti} \quad , \quad \phi_{ei} = f_{ei} \frac{\partial(z_b - \delta)}{\partial t} \quad (8.103a), (8.103b)$$

donde p : porosidad del sedimento (-), f_i : fracción de la clase i -ésima presente en el estrato de mezcla (-), ϕ_{ei} : flujo de sedimentos (m/s) entre el estrato de mezcla y el substrato de sedimentos no perturbados de composición f_{npi} , z_b : nivel del fondo (m) y f_{ei} : fracción de intercambio entre el estrato de mezcla y el substrato (-): $f_{ei}=f_i$ si en un determinado intervalo de tiempo la superficie de separación, posicionada en cota ($z_b-\delta$), se desplaza hacia arriba (deposición) o $f_{ei}=f_{npi}$ si tal superficie se desplaza hacia abajo (erosión).

La altura del estrato de mezcla se relaciona con las partículas más gruesas presentes en el mismo mediante: $\delta=2 d_{90}$. El valor de d_{90} puede variar durante la evolución de la composición granulométrica del estrato de mezcla, produciendo, por lo tanto, cambios en el tiempo y en el espacio del valor de δ .

Introduciendo la ecuación (8.103b) en la ecuación (8.103a), realizando la sumatoria sobre el número total de clases granulométricas N (recordando que $\sum^N f_i = \sum^N f_{ei} = 1$) y sucesivamente utilizando la ecuación (8.102) para expresar el flujo de sedimentos ϕ_{ti} , se obtiene la ecuación que describe el gradiente temporal del nivel del fondo como:

$$(1-p) \frac{\partial z_b}{\partial t} = \sum_{i=1}^N \phi_{ti} = \frac{1}{B} \left(\sum_{i=1}^N q_{tL_i} - \frac{\partial \sum_{i=1}^N Q_{ti}}{\partial x} \right) \quad (8.104)$$

donde N : número total de clases granulométricas. El modelo puede representar hasta un máximo de 7 clases granulométricas. Con un intervalo de clase $\Delta\phi=2$, en escala sedimentológica ϕ ($d=2^{-\phi}$), puede representar granulometrías extendidas

desde arenas: $2 < \phi < 4$ hasta cantos rodados ($-8 < \phi < -10$). De cualquier manera, es posible adoptar diferentes tipos de distribuciones, de acuerdo a las necesidades que requiera cada simulación en particular, modificando $\Delta\phi$.

Por lo tanto, en cada sección de cálculo y para cada intervalo de integración temporal, el modelo determina primero, con la ecuación (8.102) el flujo vertical de sedimentos ϕ_{ti} , luego con la (8.104) calcula los cambios temporales del nivel del lecho Δz_b y actualiza los niveles del lecho z_b . Sucesivamente, con la ecuación (8.103a), determina los cambios temporales de la composición granulométrica del estrato de mezcla f_i .

Modelo de tres estratos (SNU-TTSSNEQ)

Simula transporte en suspensión en condiciones de no-equilibrio, por lo tanto, el transporte en suspensión es una incógnita. Este abordaje es útil para simular los procesos morfodinámicos cuando en el aporte sólido preponderan fracciones de sedimentos finos, en el rango de arenas muy finas a finas, y es aplicable en todos aquellos casos donde el paso de integración espacial adoptado es menor que la longitud de adaptación del sedimento en suspensión ($\Delta x < L_{*i}$).

La corriente hídrica se divide en un estrato de transporte en suspensión y en un estrato de transporte de fondo. Por otra parte, el lecho del río se esquematiza mediante un estrato de mezcla, debajo del cual se encuentra el sedimento no perturbado o substrato.

Para el sedimento presente en el estrato de transporte en suspensión es necesario distinguir entre el transporte sólido efectivo de la clase i -ésima, Q_{si} , y la capacidad de transporte de la misma clase, Q_{sci} . Estos dos transportes coinciden solo en condiciones de equilibrio. En el caso general, en cambio, el flujo vertical neto de la clase i -ésima entre el estrato de transporte en suspensión y el estrato de transporte de fondo se expresa como:

$$\phi_{si} = \frac{I}{B L_{*i}} (Q_{si} - Q_{sci}) \quad (8.105)$$

donde B : ancho de la sección y L_{*i} : longitud de adaptación de la clase i -ésima, que se expresa mediante la siguiente fórmula (Armanini y Di Silvio, 1988):

$$L_{*i} = \frac{U h}{w_{si}} \left[\frac{a}{h} + \left(1 - \frac{a}{h} \right) e^{-1.5 \left(\frac{a}{h} \right)^{-1/6} \left(\frac{w_{si}}{u^*} \right)} \right] \quad (8.106)$$

donde w_{si} : velocidad de caída asociada a la clase i-ésima (m/s), u_* : velocidad de corte (m/s) y $a=2 d_{90}$ o $a=0.05 h$ (se adopta el mínimo). La velocidad de caída asociada a la clase i-ésima se estima con la ecuación de Cheng (1997):

$$w_{si} = \frac{v}{d_i} \left[(25 + 1.2 D_{*i}^2)^{1/2} - 5 \right]^{3/2}, \quad D_{*i} = d_i \left[\frac{(s-1)g}{v^2} \right]^{1/3} \quad (8.107a), (8.107b)$$

donde d_i : diámetro representativo de la i-ésima clase (m), D_{*i} : diámetro adimensional, v : viscosidad cinemática (m^2/s), $s=\rho_s/\rho$: gravedad específica del sedimento y g : aceleración de la gravedad (m/s^2).

Consecuentemente, el balance de sedimentos para la clase i-ésima en el estrato de transporte en suspensión se expresa como:

$$\frac{\partial(Q_{si}/U)}{\partial t} + \frac{\partial Q_{si}}{\partial x} + B\phi_{si} = q_{sLi} \quad (8.108)$$

donde U : velocidad media de la corriente hídrica, q_{sLi} : transporte en suspensión, por unidad de longitud, que ingresa lateralmente. El término $Q_{si}/U=C_{si}hB$, representa la cantidad de sedimento almacenado en el estrato de suspensión, siendo C_{si} la concentración de sedimentos asociada a la clase i-ésima en dicho estrato. La dispersión longitudinal no se tiene en consideración, por ser generalmente despreciable (inclusive para sedimentos muy finos), respecto al término que expresa el intercambio neto con el estrato de fondo.

La ecuación de continuidad de sedimentos para la clase i-ésima en el estrato de transporte de fondo se expresa como:

$$\frac{\partial Q_{bi}}{\partial x} + B(\phi_{bi} - \phi_{si}) = q_{bLi} \quad (8.109)$$

donde ϕ_{bi} es el flujo vertical de sedimentos entre el estrato de transporte de fondo y el estrato de mezcla y q_{bLi} es el transporte de fondo por unidad de longitud que ingresa lateralmente.

Para la derivación de la ecuación (8.109) se ha considerado que el transporte de fondo es controlado por las condiciones hidrodinámicas y sedimentológicas locales, por lo tanto, $Q_{bi}=Q_{bci}$, donde este último es la capacidad de transporte de fondo. Además, no se ha incorporado el gradiente temporal del almacenamiento por ser despreciable respecto a los restantes términos involucrados.

Análogamente al modelo anterior, en el estrato de mezcla solo se producen flujos verticales de sedimentos:

$$(I-p) \left[\frac{\partial(f_i \delta)}{\partial t} + \phi_{ei} \right] = \phi_{bi}, \quad \phi_{ei} = f_{ei} \frac{\partial(z_b - \delta)}{\partial t} \quad (8.110a), (8.110b)$$

donde las variables intervenientes ya han sido definidas.

Introduciendo la ecuación (8.110b) en la ecuación (8.110a), realizando la sumatoria sobre el número total de clases granulométricas y sucesivamente utilizando la ecuación (8.109) para expresar el flujo de sedimentos ϕ_{bi} , se obtiene la ecuación que describe el gradiente temporal del nivel del fondo como:

$$(1-p)\frac{\partial z_b}{\partial t} = \sum_{i=1}^7 \phi_{bi} = \sum_{i=1}^7 \phi_{si} + \frac{I}{B} \left(\sum_{i=1}^7 q_{bL_i} - \frac{\partial \sum_{i=1}^7 Q_{bi}}{\partial x} \right) \quad (8.111)$$

Por lo tanto, en cada sección de cálculo y para cada intervalo de integración temporal, el modelo determina primero, con la ecuación (8.108) el transporte en suspensión efectivo y el flujo vertical de sedimentos ϕ_{si} , después con la (8.109) determina el flujo vertical ϕ_{bi} , luego con la (8.111) calcula los cambios temporales del nivel del lecho Δz_b y actualiza los niveles del lecho z_b . Sucesivamente, con la ecuación (8.110a), determina los cambios temporales de la composición granulométrica del estrato de mezcla f_i .

Ecuaciones de transporte de sedimentos

La capacidad de transporte fraccional de sedimentos se determina con cualquiera de las siguientes cuatro ecuaciones: i) Engelund y Hansen (1967), ii) Di Silvio (1983), iii) Van Rijn (1984a,b,c) y iv) Meyer-Peter y Müller (1948), todas modificadas para calcular el transporte de sedimentos no uniformes por fracciones granulométricas (Basile, 2000c, 2016), varias de las cuales se presentaron en el Capítulo 7. La división del transporte total, en fondo y suspensión, se realiza con la relación de transportes de Van Rijn.

Ecuación de Engelund y Hansen modificada

La ecuación de Engelund y Hansen (1967), modificada para sedimentos heterogéneos (Basile, 2000c) se expresa como:

$$\frac{Q_{ti}[(s-1)g]}{Bu_*^3} = \alpha_{eh} f_i C_f^2 \tau_{*i} \xi_{oi} \quad (8.112)$$

donde $s=\rho_s/\rho$ es la gravedad específica del sedimento, siendo ρ_s la densidad del sedimento y ρ la densidad del agua; g es la aceleración de la gravedad; α_{eh} es un coeficiente de proporcionalidad que puede ser especificado y cuyo valor original es 0.05; u_* es la velocidad de corte $u_*=(\tau_b/\rho)^{0.5}$, siendo τ_b la tensión de corte sobre el fondo ($\tau_b=\rho g R S_b$); f_i es la fracción correspondiente a la clase i -ésima presente en el lecho, C_f es el factor de fricción $C_f=U/u_*$, siendo U la velocidad media de flujo.

En (8.112) τ_{*i} es la tensión de corte adimensional referida a la partícula de

diámetro d_i y ξ_{oi} es el correspondiente coeficiente de protección-exposición:

$$\tau_{*i} = \frac{\tau_b}{g(\rho_s - \rho)d_i} , \quad \xi_{oi} = \left(\frac{d_i}{d_m} \right)^b \quad (8.113a), (8.113b)$$

con d_m : diámetro medio aritmético de la distribución granulométrica del sedimento del lecho:

$$d_m = \sum_{i=1}^N f_i d_i \quad (8.114)$$

La corrección de la tensión de corte adimensional referida a una partícula de diámetro d_i es expresada en la ec. (8.112) mediante el producto de las ecs. (8.113a) y (8.113b), es decir: $\tau_{*i}^{corr.} = \tau_{*i} \xi_{oi}$. El exponente b puede adoptar valores comprendidos entre 0 y 1 (Capítulo 7).

División del transporte total en fondo y suspensión

En el modelo de dos estratos, la continuidad de sedimentos se resuelve considerando la capacidad de transporte en suspensión y de fondo, agregadas en Q_{ti} . Resulta útil dividir Q_{ti} en capacidad de transporte de fondo y en suspensión. Por un lado, esto es útil ya que generalmente, para calibrar las fórmulas solo se tienen datos medidos de uno de ellos (usualmente de transporte en suspensión).

Por otro lado, en el modelo de tres estratos, se requiere estimar la capacidad de transporte en suspensión, la cual puede ser distinta que el transporte en suspensión efectivo (el cual es una incógnita en dicho modelo), mientras que, el transporte de fondo se supone igual a la capacidad de transporte.

Por lo tanto, en el modelo la capacidad de transporte total de la clase i -ésima Q_{ti} se divide en fondo y suspensión en función de la relación de transportes de fondo y suspensión rt_{bsi} de Van Rijn (1984c):

$$rt_{bsi} = \frac{\alpha_b}{\alpha_s} \left(\frac{d_i}{h} \right)^{0.2} D_{*i}^{0.6} \quad (8.115)$$

$$Q_{bci} = \left(\frac{rt_{bsi}}{1 + rt_{bsi}} \right) Q_{ti} , \quad Q_{sci} = \left(\frac{1}{1 + rt_{bsi}} \right) Q_{ti} \quad (8.116a), (8.116b)$$

donde $\alpha_b=0.005$ y $\alpha_s=0.012$ (valores originales). Si se cuentan con mediciones, los mismos pueden ser especificados a los fines de calibrar las ecuaciones. Si para la simulación se selecciona el modelo de dos estratos: $Q_{bi}=Q_{bci}$ y $Q_{si}=Q_{sci}$. En cambio, si se adopta el modelo de tres estratos: $Q_{bi}=Q_{bci}$ y Q_{si} es una incógnita, que se determina a partir del balance en el estrato de transporte en suspensión.

Ecuación de Di Silvio modificada

La ec. de Di Silvio (1983), fue desarrollada a partir de la relación entre el transporte adimensional de Einstein y la potencia cúbica de la tensión de corte adimensional. Eliminando la profundidad de esta última, mediante el uso de la ecuación de resistencia de Manning-Strickler, el transporte fue expresado como una función del caudal líquido Q , la pendiente del fondo S_b , el ancho de la sección transversal B y el diámetro del sedimento d . La versión original para sedimentos uniformes fue verificada con datos de campo y sucesivamente modificada para sedimentos heterogéneos introduciendo la fracción f_i referida a la clase i -ésima y un coeficiente de protección-exposición. En la versión para sedimentos heterogéneos, dada por Di Silvio y Brunelli (1989), la misma se expresa como:

$$Q_{ti} = \alpha_{ds} f_i \frac{Q^m S_b^n}{B^p d_i^q} \xi_{oi} \quad (8.117)$$

donde los coeficientes adoptan los siguientes valores: $m=1.8$, $n=2.1$, $p=0.8$, $q=1.2$ y $\alpha_{ds}=0.08$. El coeficiente de protección-exposición es determinado con la ec. (8.113b). El transporte Q_{ti} es dividido en fondo y suspensión mediante las ecs. (8.116a) y (8.116b).

Ecuaciones de Van Rijn modificadas

Para determinar el transporte total de sedimentos en el modelo, se modificaron las versiones simplificadas de las ecs. de transporte de fondo y en suspensión de Van Rijn (1984), mediante la corrección de la velocidad media crítica de cada partícula:

$$Q_{bi} = f_i \alpha_b Q \left(\frac{d_i}{h} \right)^{1.2} \left\{ \frac{U - U_{ci}^{corr.}}{[(s-1)g d_i]^{0.5}} \right\}^{2.4} \quad (8.118a)$$

$$Q_{si} = f_i \alpha_s Q \left(\frac{d_i}{h} \right) D_{*i}^{-0.6} \left\{ \frac{U - U_{ci}^{corr.}}{[(s-1)g d_i]^{0.5}} \right\}^{2.4} \quad (8.118b)$$

donde $\alpha_b=0.005$ y $\alpha_s=0.012$ (valores originales) y el transporte total se obtiene como: $Q_{ti}=Q_{bi}+Q_{si}$. Si se cuentan con mediciones, los mismos pueden ser especificados por el usuario a los fines de calibrar las ecuaciones. La velocidad media crítica corregida para la clase i -ésima se expresa como:

$$U_{ci}^{corr.} = U_{ci} \sqrt{\xi_{ci}} , \quad \xi_{ci} = (d_i/d_m)^{-b} \quad (8.119a), (8.119b)$$

con U_{ci} velocidad media crítica, referida a la movilidad del diámetro absoluto d_i , determinada con:

$$\frac{U_{ci}}{u_{*ci}} = 5.75 \log\left(\frac{12R}{3d_{90}}\right), \quad u_{*ci} = \sqrt{\tau_{*ci}(s-1)gd_i} \quad (8.120a), (8.120b)$$

donde u_{*ci} es velocidad de corte crítica para la i-ésima clase.

En (8.120b) la tensión de corte adimensional crítica de la i-ésima clase se estima con la ecuación parametrizada de la curva de Shields (Basile et al., 2016):

$$\tau_{*ci} = [9 D_{*i}^{-1.6} + 0.19 \exp(-16 D_{*i}^{-1.16})]^2 \left(\sqrt{25 + 1.2 D_{*i}^2} - 5 \right)^3 D_{*i}^{-3} \quad (8.121)$$

con D_{*i} : diámetro adimensional dado por la ec. (8.107b) El transporte total Q_{ti} es dividido en fondo y suspensión mediante las ecs. (8.116a) y (8.116b), que tienen origen a partir justamente de las ecs. (8.118a) y (8.118b).

Ecuación de Meyer-Peter y Müller modificada

En aquellos casos donde el transporte de fondo es predominante, en el modelo se puede seleccionar la ecuación de Meyer-Peter y Müller (1948), adaptada para calcular el transporte por clases granulométricas, corrigiendo la tensión de corte adimensional crítica mediante el coeficiente de protección-exposición de Egiazaroff (1965) e introduciendo la fracción f_i correspondiente a cada clase, Capítulo 7.

$$\frac{Q_{ti}}{B\sqrt{(s-1)gd_i^3}} = \alpha_{mpm} f_i (\tau_{*i} - \xi_{ci} 0.047)^{3/2} \quad (8.122)$$

donde el subíndice i está indicando la i-ésima clase en que se divide la distribución granulométrica del sedimento del lecho ($i=1,2,\dots,N$) y ξ_{ci} es el coeficiente de protección-exposición de Egiazaroff (1965), modificado por Ashida y Michiue (1972):

$$\xi_{ci} = \begin{cases} 0.85(d_i/d_m)^{-1} & (d_i/d_m) \leq 0.4 \\ [1 + 0.782 \log(d_i/d_m)]^{-2} & (d_i/d_m) > 0.4 \end{cases} \quad (8.123)$$

El coeficiente dado por la ec. (8.123) producirá un aumento de la tensión de corte adimensional crítica para aquellas partículas que presentan valores de la relación de diámetros $d_i/d_m \leq 0.4$ y una disminución de la misma para $d_i/d_m > 0.4$, respecto a la tensión de corte adimensional crítica que sugiere su diámetro absoluto. El coeficiente de proporcionalidad α_{mpm} puede ser especificado y τ_{*i} puede ser reducida con un factor de formas de fondo.

La ecuación de MP&M se utiliza en el modelo TEDRI-1D7C cuando el transporte de fondo es predominante y se adapta a las condiciones hidrosedimentológicas locales del río, con longitudes de adaptación menores que el paso de integración

espacial de la simulación. Por lo tanto, siempre se utiliza en conjunción con la selección del modelo de dos estratos (TTSSEQ). Dado que el transporte Q_{ti} determinado con la ec. (8.122) se asocia integralmente al transporte de fondo, en este caso no se realiza ninguna división de dicho transporte.

Aporte lateral de sedimentos desde afluentes

Caso TL1: Ingreso de transporte ordinario de sedimentos

El ingreso de transporte ordinario se verifica cuando no existen deslizamientos en el afluente. En este caso (TL1), el ingreso lateral de sedimentos, transportados por la corriente hídrica de un afluente, es calculado mediante la ecuación de transporte en función de los parámetros hidrodinámicos y de las características sedimentológicas locales del tramo final del mismo (Di Silvio, 1989a,b; Di Silvio y Peviani, 1991).

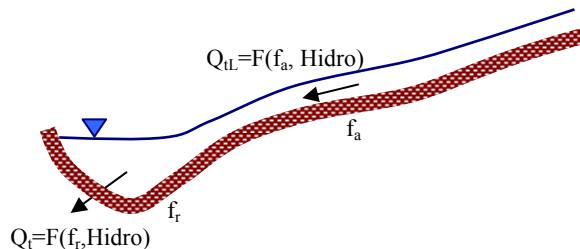


Figura 8.16 Representación del ingreso de transporte ordinario en afluente.

El procedimiento de cálculo consiste en considerar el caudal líquido generado por transformación lluvia-caudal o asignado, la rugosidad y la morfología del cauce del afluente en su tramo terminal, con los cuales se determinan los parámetros hidráulicos (profundidad, velocidad y tensión de corte sobre el lecho). Sucesivamente, en función de la composición granulométrica del lecho del afluente f_{ai} ($i=1,2,\dots,7$), se calcula el transporte de sedimentos que ingresa lateralmente y se agrega al transporte del curso principal (ver Figura 8.16).

Caso TL2: Ingreso de transporte extraordinario de sedimentos I

El ingreso de transporte extraordinario I se aplica cuando se verifican deslizamientos en un afluente cuya pendiente es $S_b < 15\%$. En este caso (denominado TL2), el ingreso lateral de sedimentos se calcula con la ecuación de transporte de sedimentos, asumiendo que la composición granulométrica del fondo del afluente f_{ai} ($i=1,2,\dots,7$) en su tramo terminal, inmediatamente después de ocurrido un deslizamiento, es igual a aquella que posee el sedimento que constituye el cuerpo del deslizamiento f^{*}_i , ($i=1,2,\dots,7$). En la Figura 8.17 se observa una esquematización del ingreso de transporte extraordinario I (Di Silvio, 1989a,b).

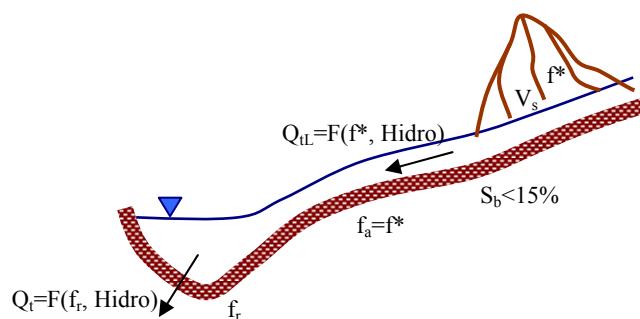


Figura 8.17 Representación del ingreso de transporte extraordinario en afluente I.

La composición granulométrica del fondo del afluente permanece igual a la del sedimento que compone el deslizamiento hasta que el volumen total deslizado (V_s) es eventualmente transportado por el hidrograma que ingresa al curso principal. Es decir, la composición del lecho del afluente es:

$$fa_i = \begin{cases} f^*_i (i = 1, 2, \dots, 7) & \text{si } \int_0^t Q_{il} dt \leq V_s , \quad Q_{il} = \sum_{i=1}^7 Q_{til} \\ fa_i (i = 1, 2, \dots, 7) & \text{si } \int_0^t Q_{il} dt > V_s , \quad Q_{il} = \sum_{i=1}^7 Q_{til} \end{cases} \quad (8.124)$$

Caso TL3: Ingreso de transporte extraordinario de sedimentos II.

En el modelo, es posible simular el ingreso de transporte extraordinario de sedimentos bajo forma de flujo de detritos proveniente de un afluente. Este caso (denominado TL3), se aplica cuando se verifica un deslizamiento en un afluente cuya pendiente es mayor que 15-20 % (Takahashi, 1981; Wang et al., 1999).

En este caso, la composición granulométrica del fondo del curso principal, en la zona de la confluencia, es modificada asumiendo que la misma es igual a la composición del material que ingresa f^*_i ($i=1,2,\dots,7$). Se asume además una tasa de entrada constante del flujo de detritos (Di Silvio, 1989a,b; Di Silvio y Peviani, 1991).

En la Figura 8.18 se observa una esquematización del ingreso de transporte extraordinario II. La composición granulométrica del fondo del cauce principal (en la zona de la confluencia) permanece igual a la del sedimento que compone el flujo de detritos hasta que el volumen total (V_s) es eventualmente transportado por el flujo del curso principal. Es decir, la composición del lecho del cauce principal es dada por (8.125).

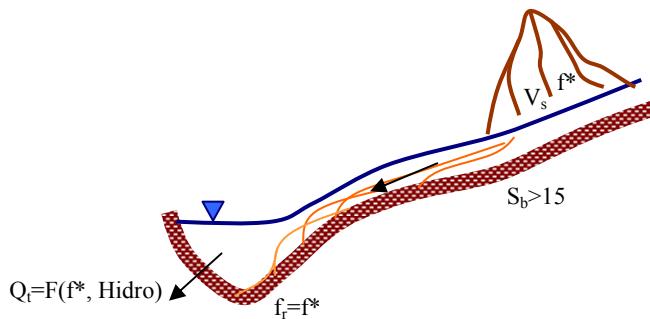


Figura 8.18 Representación del ingreso de transporte extraordinario en afluente II.

$$f_i = \begin{cases} f^*_{\cdot i} & (i=1,2,\dots,7) \text{ si } \int_0^t Q_t dt \leq V_s \\ f_{r_i} & (i=1,2,\dots,7) \text{ si } \int_0^t Q_t dt > V_s \end{cases}, \quad Q_t = \sum_{i=1}^7 Q_{ti} \quad (8.125)$$

En los dos casos de ingreso de transporte extraordinario (I-TL2 y II-TL3) los datos requeridos son la localización, el tiempo de ocurrencia, el volumen de sedimentos (V_s) y su correspondiente composición granulométrica f^*_i ($i=1,2,\dots,7$).

En el caso de no contar con la composición granulométrica correspondiente al volumen deslizado V_s , la misma se puede estimar asumiendo que es igual a la composición del transporte ($f^*_i=f_i^t$ con $i=1,2,\dots,7$), (Di Silvio, 1992a), la cual se obtiene a partir de la ec. (3.36) como:

$$f_i^t = \frac{f a_i d_i^{b-1}}{\sum_{i=1}^N f a_i d_i^{b-1}}, \quad i=1,2,\dots,7 \quad (8.126)$$

donde $f a_i$ es, en este caso, la fracción de la i -ésima clase presente en el fondo del tramo terminal del afluente, antes de que se produzca el deslizamiento.

Tratamiento de sectores no aluviales del cauce

En cursos de agua montanos es usual encontrar tramos no aluviales con afloramientos rocosos en el fondo (rock outcrops) tal como se esquematiza en la Figura 8.19.

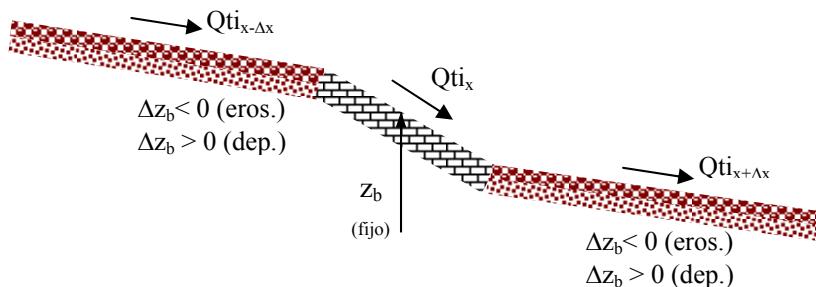


Figura 8.19 Esquematización de un tramo intermedio del cauce no aluvial con afloramiento rocoso.

En dichos tramos se puede producir deposición, aunque es poco probable debido a la significativa capacidad de transporte que poseen los ríos en esos sectores. En el caso eventual, que en un tiempo dado se produzca la deposición, en el paso de tiempo sucesivo se determina la capacidad de transporte y, si el balance determina erosión, se compara el volumen erosionado con el volumen de sedimento disponible (Di Silvio y Peviani, 1991).

En tal situación, eventualmente parte o todo el volumen depositado con anterioridad puede ser erosionado. Por lo tanto, se actualiza el nivel del lecho. Si todo el volumen es erosionado el nivel del lecho actualizado es igual al nivel dato del afloramiento rocoso.

Es decir, el modelo no permite que la erosión progrese por debajo del nivel del fondo rocoso en el tramo especificado. Si no existe deposición, a los efectos de asegurar la continuidad del transporte de aguas arriba, el mismo se transfiere directamente aguas abajo ($Qti_x = Qti_{x-\Delta x}$).

Mapeo estratigráfico de los depósitos

Los procesos de sedimentación dan lugar, sobre todo bajo condiciones hidrológicas y sedimentológicas fuertemente variables en el espacio y en el tiempo, a fenómenos de estratificación de los depósitos que se traducen, en definitiva, en una estructura vertical no homogénea del fondo del río.

A los efectos de contemplar este proceso, en el modelo se almacena la "historia" del proceso de deposición en función de niveles y composiciones granulométricas, para que en el caso de eventuales erosiones de los mismos se asigne correctamente la composición granulométrica en el cálculo del transporte de cada clase (Di Silvio, 1989a,b; Di Silvio y Peviani, 1991).

Representación de las secciones transversales

Las secciones transversales se representan en el modelo como se observa en la Figura 8.20. Los datos a suministrar son los anchos de fondo para el cauce central y las zonas laterales de expansión, las relaciones H/V para los taludes del canal central y para los laterales y la altura de margen llena del cauce central (H_{bf}).

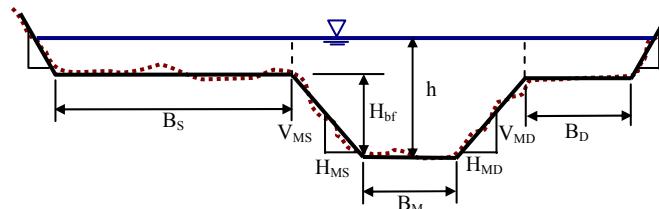


Figura 8.20 Esquematización de una sección transversal genérica.

De esta manera es posible representar una variedad de secciones transversales, desde compactas triangulares, cuadrangulares, rectangulares y trapezoidales; hasta estas mismas tipologías pero compuestas, ya sea con una o con dos zonas laterales de expansión.

Se especifican además, la pendiente del fondo y los coeficientes de rugosidad de Manning, los cuales se determinan a partir del d_{90} del sedimento del lecho. En los datos de entrada, a cada sección se le asigna un número y su progresiva dato. Las secciones relevadas, que se ingresan como dato, no necesariamente deben estar equidistantes según el Δx de cálculo, ya que el modelo mediante rutinas de interpolación genera las secciones equidistantes, según el Δx adoptado, interpolando linealmente entre dos secciones consecutivas ingresadas como dato. Lo mismo hace con las demás características morfológicas y sedimentológicas.

8.4.2.3 Resolución numérica de las ecuaciones gobernantes

8.4.2.3.1 Transformación lluvia-caudal

Hidrograma unitario instantáneo de Nash

La ecuación del HUI de Nash, se expresa en forma discreta como:

$$u(i\Delta t) = \frac{0.2777 A}{K \Gamma(n)} e^{-\frac{i\Delta t}{K}} \left(\frac{i\Delta t}{K}\right)^{n-1} \quad (8.127)$$

donde i es un índice temporal: $i=1,2,3,\dots,L$; $u(i\Delta t)$ es la i -ésima ordenada del HUI en $(m^3/s.mm)$; A es el área de la subcuenca (km^2); Δt es el intervalo de tiempo (hs); K es la constante de almacenamiento o coeficiente de embalse lineal (hs); n es el número de embalses (-) y $\Gamma(n)$ es la función Gamma, la cual para n entero positivo es:

$$\Gamma(n) = (n - 1)! \quad (8.128)$$

Sin embargo, para darle mayor versatilidad al modelo, en lo que respecta a su calibración, la función Gamma se aproxima con un polinomio de cuarto grado que permite, además, considerar valores no enteros de n, con $1 \leq n \leq 6$ (Basile y Zimmermann, 2008):

$$\Gamma(n) = a_1 n^4 + a_2 n^3 + a_3 n^2 + a_4 n + a_5 \quad (8.129)$$

donde los coeficientes adoptan los valores de Tabla 8.1 (correlación $r^2=1$):

Tabla 8.1 Coeficientes de la Función Gamma.

Coeficientes	$1 \leq n \leq 4$	$4 < n \leq 6$
a_1	0.15131	9.6532
a_2	-1.17493	-171.5042
a_3	3.75721	1153.8571
a_4	5.32255	-3467.2083
a_5	3.60513	3918.3932

Los parámetros del modelo de Nash son n y K, los mismos pueden ser especificados por el usuario a partir de una calibración con mediciones en cuencas aforadas.

Alternativamente, especialmente en cuencas no aforadas, el modelo los calcula, para cada subcuenca, en función de las características morfológicas de las mismas, mediante las siguientes ecuaciones, cuyos rangos de aplicación están delimitados por la relación H_t/L .

$$H_t/L \leq 1.6\%: \quad t_p = 0.97 A^{0.4} H_t^{-0.2} L^{0.2}, \quad K = 4.5 A^{0.4} H_t^{-0.8} L^{0.4} \quad (8.130a)$$

$$1.6 < H_t/L \leq 2.45\%: \quad t_p = 1.74 A^{0.3} H_t^{-0.3} L^{0.2}, \quad K = 1.48 A^{0.3} H_t^{-0.4} L^{0.4} \quad (8.130b)$$

$$H_t/L > 2.45: \quad t_p = 1.51 A^{0.3} H_t^{-0.4} L^{0.5}, \quad K = 0.48 A^{0.2} H_t^{-0.1} L^{0.3} \quad (8.130c)$$

donde K y t_p se expresan en horas; A es el área de la subcuenca en (km^2); L es la longitud de la subcuenca en (km) y H_t es la diferencia de altitud en la subcuenca, definida entre la altura máxima en cabeceras y la mínima a la salida (m). En la relación H_t/L ambas variables deben considerarse en una misma unidad (m/m o km/km). Una vez calculados el tiempo de retardo t_p y K, el modelo calcula el parámetro n con la relación que vincula el t_p con n y K en el HUI de Nash:

$$t_p = (n - 1)K \quad (8.131)$$

Para cada subcuenca, se fija el tiempo de base t_b y el Δt :

$$t_b = 20 T_p, \quad \Delta t = T_p/10 \quad (8.132), (8.133)$$

Sucesivamente, se determina el número L de ordenadas no nulas del HUI:

$$L = t_b / \Delta t \quad (8.134)$$

Es decir, reemplazando (8.132) y (8.133) en (8.134), se obtiene que el número entero de ordenadas no nulas del HUI es igual a $L=200$. Sucesivamente, los valores de cada una de las mismas (u_l , $l=1,2,\dots,L$) se calculan aplicando la ecuación discreta (8.127).

Finalmente, a los efectos de asegurar la continuidad en términos de volúmenes, se controla que la lluvia neta unitaria (1 mm) sea igual a la determinada a partir de la integración del HUI:

$$P_{nHUI} = \frac{V_{HUI}}{A} = \frac{1}{A} \sum_{l=1}^L u_l \Delta t \quad (8.135)$$

Hidrograma unitario sintético triangular del SCS

Para determinar el HUS el modelo estima T_c de cada subcuenca: $T_c = \alpha(A/S_{bm})^{0.5}$, con A (km^2), S_{bm} : pendiente media del curso principal de la subcuenca (m/m) y T_c (hs), especificando el valor del coeficiente α , que de acuerdo a Ventura varía en el rango 0.03-0.15, aunque puede ser calibrado con datos de alguna cuenca similar aforada.

Luego, se fija el tiempo de lluvia neta unitaria, $t_n = T_c / 20$ y se calculan T_p , u_p y t_b :

$$T_p = 0.5 t_n + \beta T_c \quad , \quad u_p = \frac{0.5556 \frac{V_p^* A}{T_p}}{\Delta t} \quad , \quad t_b = \frac{T_p}{V_p^*} \quad (8.136,a,b,c)$$

El valor de β puede ser especificado por el usuario (0.6 es el valor por default en el modelo), T_p (hs), u_p ($\text{m}^3/\text{s.mm}$) y t_b (hs). El valor de V_p^* puede ser especificado (0.375 es el valor por default en el modelo).

Se determina el número de ordenadas L no nulas del HUS, considerando el valor entero de la relación entre el tiempo de base y el tiempo de lluvia neta unitaria:

$$L = \text{NINT}(t_b / t_n) \quad (8.137)$$

Luego se discretiza el HUS triangular equivalente considerando el intervalo de discretización $\Delta t = t_n$ y se determinan las ordenadas no nulas: u_l , $l=1,2,\dots,L$.

Finalmente, a los efectos de asegurar la continuidad en términos de volúmenes, se controla que la lluvia neta unitaria (1 mm) sea igual a la determinada a partir de la integración del HU:

$$P_{nHU} = \frac{V_{HU}}{A} = \frac{1}{A} \sum_{l=1}^L u_l \Delta t \quad (8.138)$$

Histograma de lluvia neta

A partir de la relación entre CN y la diferencia potencial máxima S (mm), del método del SCS, para cada subcuenca se determina:

$$S = \frac{25400}{CN} - 254 \quad (8.139)$$

Sucesivamente, a partir de S y la lámina de lluvia total P_{tot} , se calcula la lámina de lluvia neta (P_{net}) como:

$$P_{net} = \frac{(P_{tot} - 0.2S)^2}{P_{tot} + 0.8S} \quad (8.140)$$

A partir del dato de la curva de lluvia total acumulada en cada subcuenca, mediante subrutinas de interpolación, se discretizan dichas curvas con un Δt igual a la duración de lluvia del método de transformación lluvia-caudal seleccionado.

De esta manera se obtiene la lluvia total acumulada interpolada:

$P_{ac}(i\Delta t)$, $i=1,2,\dots,NMT$, con NMT: número entero de intervalos de tiempo, dado por $NMT=NINT(TL/\Delta t)$, siendo TL la duración de lluvia total de cada subcuenca.

Luego se calcula la abstracción inicial total: $IA_{tot}=0.2 S$ y se plantea el cálculo, en función del tiempo, de la abstracción inicial acumulada $IA(i\Delta t)$ y de la infiltración acumulada $F(i\Delta t)$:

$$P_{ac}(i\Delta t) \leq IA_{tot} \Rightarrow \begin{cases} IA(i\Delta t) = P_{ac}(i\Delta t) \\ F(i\Delta t) = 0 \end{cases} \quad , \quad i=1,2, \dots, NMT \quad (8.141)$$

$$P_{ac}(i\Delta t) > IA_{tot} \Rightarrow \begin{cases} IA(i\Delta t) = IA_{tot} \\ F(i\Delta t) = \frac{S[P_{ac}(i\Delta t) - IA(i\Delta t)]}{P_{ac}(i\Delta t) - IA(i\Delta t) + S} \end{cases}$$

Sucesivamente el modelo calcula la lluvia neta acumulada:

$$P_{net ac}(i\Delta t) = P_{ac}(i\Delta t) - IA(i\Delta t) - F(i\Delta t) \quad (8.142)$$

Posteriormente, se determinan los pulsos de lluvia neta P_m que conforman el histograma de lluvia neta para cada subcuenca, como:

$$P_m(i\Delta t) = P_{net ac}[(i+1)\Delta t] - P_{net ac}(i\Delta t) \quad (8.143)$$

y se controla que la sumatoria de los mismos sea igual a la lluvia neta P_{net} calculada con la ec. (8.140).

Hidrograma de escurrimiento directo y global

Los caudales de escurrimiento directo de cada subcuenca se determinan con la ecuación de convolución discreta:

$$Q_n = \sum_{m=1}^{n \leq M} P_m u_{n-m+1} \quad (8.144)$$

donde M es el número total de pulsos de lluvia m que componen el hietograma de lluvia neta (P_m , $m=1,2,\dots,M$).

Para un total de L ordenadas no nulas del hidrograma unitario sintético (u_l , $l=1,2,\dots,L$) quedan definidas N ordenadas no nulas del hidrograma de escurrimiento directo $N=L+M-1$ (Q_n , $n=1,2,\dots,N$).

Por lo tanto, el procedimiento de convolución discreta programado para cada subcuenca, se expresa mediante:

$$\begin{aligned} Q_1 &= P_1 u_1 \\ Q_2 &= P_2 u_1 + P_1 u_2 \\ Q_3 &= P_3 u_1 + P_2 u_2 + P_1 u_3 \\ &\vdots \\ Q_M &= P_M u_1 + P_{M-1} u_2 + \dots + P_1 u_M \\ Q_{M+1} &= 0 + P_M u_2 + P_2 u_M + \dots + P_1 u_{M-1} \\ &\vdots \\ Q_{N-1} &= 0 + 0 + \dots + P_M u_{N-M} + P_{M-1} u_{N-M+1} \\ Q_N &= 0 + 0 + \dots + P_M u_{N-M+1} \end{aligned} \quad (8.145)$$

A los efectos de asegurar la continuidad en términos de volúmenes, se controla que la lluvia neta de cada subcuenca (P_{net}) sea igual a la determinada a partir de la integración del HED:

$$P_{nHED} = \frac{V_{HED}}{A} = \frac{I}{A} \sum_{n=1}^N Q_n \Delta t \quad (8.146)$$

Los caudales del hidrograma de escurrimiento global se obtienen sumando el caudal base asociado a cada subcuenca: $Q_{HG} = Q_{HED} + Q_{base}$.

8.4.2.3.2 Procesos Hidrodinámicos y Morfodinámicos

Las ecuaciones que gobiernan los procesos hidrodinámicos y morfodinámicos son resueltas mediante la implementación de un método de predicción-

corrección en diferencias finitas. Para la fase de predicción se utiliza un esquema progresivo en el tiempo y regresivo en el espacio (Figura 8.21a), mientras que, para la fase de corrección se aplica el esquema de Preissmann (1961) (Figura 8.21b), (Basile, 1997, 2000a, 2002a,b,c).

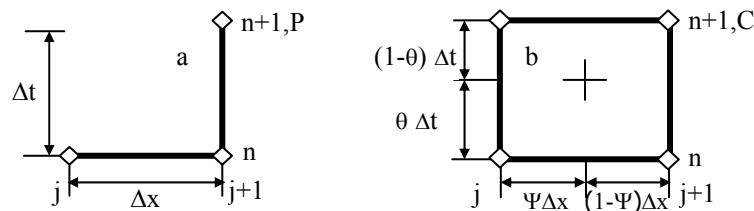


Figura 8.21 Esquema predicción-corrección del MDF: a) Predicción, b) Corrección.

El esquema numérico es robusto y eficiente. El paso de integración temporal es variable y se ajusta dinámicamente en función de las celeridades de la fase sólida y de la fase líquida. El mismo se obtiene a partir del número de Courant, utilizando la celeridad máxima y manteniendo el paso de integración espacial constante. En el caso de simulaciones a fondo fijo el número de Courant puede llegar hasta 10 sin que el modelo evidencie ningún tipo de inestabilidad.

En simulaciones a fondo móvil se deben tener en cuenta, además, las celeridades de perturbaciones del transporte (suspensión), del nivel del fondo y de la composición granulométrica del estrato de mezcla. En este caso, el número de Courant se especifica con valores cercanos a la unidad para evitar eventuales errores de fase y de amplitud.

Resolución de la hidrodinámica del cauce

Para resolver la hidrodinámica del cauce principal, el modelo numérico efectúa la primera predicción con el esquema explícito que se observa en la Figura 8.21a, determinándose a partir de la discretización de la (8.100), el caudal de predicción en $t=(n+1)\Delta t$, $x=(j+1)\Delta x$, mediante las siguientes expresiones:

$$\frac{Q_{j+1}^{n+1,P} - Q_{j+1}^n}{\Delta t} + \tilde{c}_w \frac{(Q_{j+1}^n - Q_j^n)}{\Delta x} = \tilde{c}_w q_{Lj+1}^{n+1/2} \quad (8.147)$$

donde:

$$\tilde{c}_w = \frac{c_w^n_{j+1} + c_w^n_j}{2} \quad (8.148)$$

explicitando el caudal en $Q_{j+1}^{n+1,P}$ de la (8.147):

$$Q_{j+1}^{n+1,P} = Q_{j+1}^n - \sigma(Q_{j+1}^n - Q_j^n - Q_{Lj+1}^{n+1/2}) \quad (8.149)$$

donde σ es el número de Courant: $\sigma = \tilde{c}_w \Delta t / \Delta x$, con la celeridad dada por (8.148) a partir del promedio espacial de c_w dada por (8.101).

De esta forma, con las condiciones iniciales ($n=0, j=1,2,\dots,J$) y las condiciones al contorno ($j=0; n=0,1,2,\dots,M$) y los ingresos laterales desde los afluentes, el cálculo avanza en el tiempo y se desarrolla desde el contorno aguas arriba hacia aguas abajo, utilizando siempre información del nivel de tiempo inferior.

Una vez que se obtiene el caudal de predicción en ($j+1, n+1$), con el mismo se predice la profundidad h (y demás variables hidráulicas asociadas, A, P, R) y la celeridad c en cada punto computacional del dominio modelado:

$$Q_{j+1}^{n+1,P} \rightarrow h_{j+1}^{n+1,P} = f(Q_{j+1}^{n+1,P}) \rightarrow c_{w,j+1}^{n+1,P} = f(Q_{j+1}^{n+1,P}, h_{j+1}^{n+1,P}) \quad (8.150)$$

En la fase de corrección, se utiliza el esquema de Figura 8.21b, con el cual la (8.100) queda expresada en forma discreta como:

$$\begin{aligned} & \left[(1 - \Psi) \frac{Q_j^{n+1,C} - Q_j^n}{\Delta t} + \Psi \frac{Q_{j+1}^{n+1,C} - Q_{j+1}^n}{\Delta t} \right] + \\ & + \tilde{c}_w \left[(1 - \theta) \frac{Q_{j+1}^n - Q_j^n}{\Delta x} + \theta \frac{Q_{j+1}^{n+1,C} - Q_j^{n+1,C}}{\Delta x} \right] = \tilde{c}_w q_{L,j+1}^{n+1/2} \end{aligned} \quad (8.151)$$

donde:

$$\tilde{c}_w = \theta \frac{c_{w,j+1}^{n+1,P} + c_{w,j}^{n+1,P}}{2} + (1 - \theta) \frac{c_{w,j+1}^n + c_{w,j}^n}{2} \quad (8.152)$$

Los coeficientes de peso asumen valores en el rango $0 \leq \theta \leq 1, 0 \leq \Psi \leq 1$. Para $\Psi = \theta = 1/2$ se obtiene un esquema implícito y perfectamente centrado en $(j+1/2, n+1/2)$. Generalmente se adopta $\Psi = 1/2$ y $\theta > 1/2$ Priessmann (1961).

Con la ecuación algebraica (8.151) se determina el caudal corregido en $(j+1, n+1)$. Operando algebraicamente se obtiene:

$$\alpha Q_{j+1}^{n+1,C} + \beta Q_{j+1}^n + \delta Q_j^{n+1,C} - \gamma Q_j^n - \eta Q_{L,j+1}^{n+1/2} = 0 \quad (8.153)$$

donde $\alpha, \beta, \delta, \gamma$ y η son coeficientes dados por:

$$\alpha = \left[\frac{\Psi}{\Delta t} + \frac{\tilde{c}_w \theta}{\Delta x} \right], \quad \beta = \left[\frac{\tilde{c}_w (1 - \theta)}{\Delta x} - \frac{\Psi}{\Delta t} \right], \quad \delta = \left[\frac{(1 - \Psi)}{\Delta t} - \frac{\tilde{c}_w \theta}{\Delta x} \right],$$

$$\gamma = \left[\frac{(I - \Psi)}{\Delta t} + \frac{\tilde{c}_w(I - \theta)}{\Delta x} \right], \quad \eta = \left[\frac{\tilde{c}_w}{\Delta x} \right]$$

Por lo tanto, de (8.153) se despeja el caudal corregido en $j+1$ al tiempo $n+1$:

$$Q_{j+1}^{n+1,C} = \frac{I}{\alpha} \left(\gamma Q_j^n + \eta Q_{L_{j+1}}^{n+1/2} - \beta Q_{j+1}^n - \delta Q_j^{n+1,C} \right) \quad (8.154)$$

con el cual se corrige la profundidad h (y demás variables hidráulicas asociadas, A, P, R) y la celeridad c_w :

$$Q_{j+1}^{n+1,C} \rightarrow h_{j+1}^{n+1,C} = f(Q_{j+1}^{n+1,C}) \rightarrow c_{w,j+1}^{n+1,C} = f(Q_{j+1}^{n+1,C}, h_{j+1}^{n+1,C}) \quad (8.155)$$

Posteriormente, para una especificada tolerancia ε , se controla:

$$\left| c_{w,j+1}^{n+1,P} - c_{w,j+1}^{n+1,C} \right| \begin{cases} \leq \varepsilon \rightarrow \begin{bmatrix} c_{w,j+1}^{n+1} = c_{w,j+1}^{n+1,C} \\ Q_{j+1}^{n+1} = Q_{j+1}^{n+1,C} \end{bmatrix} \rightarrow \text{próximo } j \\ > \varepsilon \rightarrow \begin{bmatrix} c_{w,j+1}^{n+1,P} = c_{w,j+1}^{n+1,C} \end{bmatrix} \rightarrow \text{recalcular desde (8.151)} \end{cases} \quad (8.156)$$

Una vez que converge, en el sentido expresado en (8.156), queda determinado el caudal en el tiempo $n+1$ en $j+1$. En el nivel de tiempo $n+1$, todo el espacio es barrido calculando desde aguas arriba a aguas abajo, a partir de conocer la condición inicial (o la condición en el nivel de tiempo inferior n) y la condición de borde aguas arriba (o el caudal en la sección de cálculo anterior j).

Posteriormente, con los caudales calculados se determinan y almacenan todas las variables de flujo asociadas: profundidad, área, perímetro mojado, radio hidráulico y celeridad. La velocidad media U y la tensión de corte media sobre el fondo τ_b se determinan como:

$$U_j^{n+1} = \left(\frac{Q}{A} \right)_j^{n+1}, \quad \tau_b^{n+1} = \rho g \left(n^2 \frac{U^2}{R^{1/3}} \right)_j^{n+1} \quad j = 0, 1, \dots, N \quad (8.157a,b)$$

El esquema descripto es eficiente, robusto y estable, en numerosas pruebas y aplicaciones, se ha observado que el número de Courant puede llegar hasta 10 sin que el modelo evidencie ningún tipo de inestabilidad.

Resolución de la morfodinámica del cauce

Análogamente a lo descripto para la resolución de la hidrodinámica, las ecuaciones que representan la morfodinámica, se resuelven con el mismo método de predicción-corrección acoplado a la hidrodinámica, en el mismo intervalo de

integración temporal Δt . La primera predicción se realiza con el esquema de Figura 8.13a y luego se corrige con el esquema de Figura 8.13b) con $\Psi=0.5$.

Modelo de dos estratos

Considerando la resolución del modelo de dos estratos (TTSSEQ), en la fase de predicción se determinan:

- Flujo vertical de sedimentos entre el estrato de transporte y el estrato de mezcla de la i-ésima clase ($i=1,2,\dots,7$):

$$\phi_{t_i j+1}^{n+I,P} = \frac{I}{B_{j+1} \Delta x} \left(Q_{t_i j}^n - Q_{t_i j+1}^n + Q_{t L_i j+1}^n \right) \quad (8.158)$$

- Variación temporal del nivel del lecho y actualización:

$$\Delta z_{b j+1}^{n+I,P} = \frac{\Delta t}{(1-p)} \sum_{i=1}^7 \phi_{t_i j+1}^{n+I,P} , \quad z_{b j+1}^{n+I,P} = z_{b j+1}^n + \Delta z_{b j+1}^{n+I,P} \quad (8.159a), (8.159b)$$

- Composición granulométrica del estrato de mezcla:

$$f_{i j+1}^{n+I,P} = f_{i j+1}^n + \frac{\Delta t}{\delta_{j+1}^n} \left(\frac{\phi_{t_i j+1}^{n+I,P}}{(1-p)} - f_{e_i j+1}^n \frac{I}{(1-p)} \sum_{i=1}^7 \phi_{t_i j+1}^{n+I,P} \right) \quad (8.160)$$

$$\delta_{j+1}^n = 2(d_{90})_{j+1}^n \quad (8.161)$$

$$f_e^n_{ij+1} = \begin{cases} f_{i j+1}^n & \text{si } \frac{I}{(1-p)} \sum_{i=1}^7 \phi_{t_i j+1}^n > 0 \\ f_{np i j+1}^n & \text{si } \frac{I}{(1-p)} \sum_{i=1}^7 \phi_{t_i j+1}^n < 0 \end{cases} \quad (8.162)$$

En la fase de predicción la altura del estrato de mezcla se considera constante. Con las variables hidráulicas ya calculadas en $t=(n+1)\Delta t$ y las variables morfosedimentológicas de predicción, se predicen los transportes de sedimentos de cada clase a lo largo del cauce, utilizando la ecuación de transporte seleccionada y sucesivamente se pasa a la fase de corrección de la morfodinámica:

- Flujo vertical de sedimentos entre el estrato de transporte y el estrato de mezcla de la i-ésima clase ($i=1,2,\dots,7$):

$$\phi_{t_i j+1}^{n+I} = \frac{I}{B_{j+1} \Delta x} \left[(1-\theta) \left(Q_{t_i j}^n - Q_{t_i j+1}^n + Q_{t L_i j+1}^n \right) + \theta \left(Q_{t_i j}^{n+I,P} - Q_{t_i j+1}^{n+I,P} + Q_{t L_i j+1}^{n+I} \right) \right] \quad (8.163)$$

- Variación temporal del nivel del lecho y actualización:

$$\Delta z_{b,j+1}^{n+1} = \frac{\Delta t}{(I-p)} \sum_{i=1}^7 \phi_{t_i,j+1}^{n+1}, \quad z_{b,j+1}^{n+1} = z_{b,j+1}^n + \Delta z_{b,j+1}^{n+1} \quad (8.164a), (8.164b)$$

- Composición granulométrica del estrato de mezcla de la i-ésima clase ($i=1,2,\dots,7$):

$$\frac{(\delta f_i)_{j+1}^{n+1} - (\delta f_i)_{j+1}^n}{\Delta t} = \frac{\phi_{t_i,j+1}^{n+1}}{(I-p)} - f_{e_i,j+1}^n \left[\frac{I}{(I-p)} \sum_{i=1}^7 \phi_{t_i,j+1}^{n+1} - \frac{(\delta_{j+1}^{n+1} - \delta_{j+1}^n)}{\Delta t} \right] \quad (8.165a)$$

$$\delta_{j+1}^{n+1} = 2(d_{90})_{j+1}^{n+1,P} \quad (8.165b)$$

$$f_{e_i,j+1}^n = \begin{cases} f_{i,j+1}^{n+1,P} & \text{si } \frac{I}{(I-p)} \sum_{i=1}^7 \phi_{t_i,j+1}^{n+1,P} - \frac{(\delta_{j+1}^{n+1,P} - \delta_{j+1}^n)}{\Delta t} > 0 \\ f_{np,j+1}^{n+1,P} & \text{si } \frac{I}{(I-p)} \sum_{i=1}^7 \phi_{t_i,j+1}^{n+1,P} - \frac{(\delta_{j+1}^{n+1,P} - \delta_{j+1}^n)}{\Delta t} < 0 \end{cases} \quad (8.166)$$

En la fase de corrección la altura del estrato de mezcla se considera variable en el tiempo. Con las variables hidráulicas en $(n+1)\Delta t$ y las composiciones granulométricas en $(n+1)\Delta t$, utilizando la ecuación de transporte seleccionada, se determinan los transportes de sedimentos de cada clase a lo largo del cauce en $(n+1)\Delta t$. Se realizan dos iteraciones, recalculando a partir de (8.164a) y asignando al flujo vertical de predicción el valor del flujo vertical corregido en $(n+1)$.

En cada paso de tiempo el modelo actualiza la curva granulométrica del sedimento del lecho. De esta manera se determinan los parámetros estadísticos más relevantes para el cálculo del transporte y la rugosidad del lecho. Por ejemplo, el d_{90} se determina interpolando linealmente en escala sedimentológica $\phi = -\log_{10} d / \log_{10} 2$ (logarítmica en d).

Modelo de tres estratos

Considerando el caso del modelo de tres estratos (TTSSNEQ), en la fase de predicción se determinan:

- Transporte de sedimentos en suspensión efectivo y flujo vertical entre el estrato de suspensión y el estrato de fondo:

$$L_{*,j+1}^{n+1,P} = f(U_{j+1}^n, h_{j+1}^n, d_i, w_{si}, a, \text{etc.}) \quad (8.167)$$

$$\phi_{si,j+1}^{n+I,P} = \frac{I}{B_{j+1} L_{*j+1}^{n+I,P}} (Q_{si,j+1}^n - Q_{sci,j+1}^n) \quad (8.168)$$

$$Q_{si,j+1}^{n+I,P} = Q_{si,j+1}^n + U_{j+1}^n \Delta t \left[-B_{j+1} \phi_{si,j+1}^{n+I,P} + \frac{I}{\Delta x} (Q_{si,j}^n - Q_{si,j+1}^n + Q_{sLi,j+1}^n) \right] \quad (8.169)$$

- Flujo vertical de sedimentos entre el estrato de transporte de fondo y el estrato de mezcla de la i-ésima clase ($i=1,2,\dots,7$), ($Q_{bi}=Q_{bci}$):

$$\phi_{bi,j+1}^{n+I,P} = \phi_{si,j+1}^{n+I,P} + \frac{I}{B_{j+1} \Delta x} (Q_{bi,j}^n - Q_{bi,j+1}^n + Q_{bLi,j+1}^n) \quad (8.170)$$

- Variación temporal del nivel del lecho y actualización:

$$\Delta z_{b,j+1}^{n+I,P} = \frac{\Delta t}{(I-p)} \sum_{i=1}^7 \phi_{bi,j+1}^{n+I,P} = \frac{\Delta t}{(I-p)} \left[\sum_{i=1}^7 \phi_{si,j+1}^{n+I,P} + \frac{(Q_{bi,j}^n - Q_{bi,j+1}^n + Q_{bLi,j+1}^n)}{B_{j+1} \Delta x} \right] \quad (8.171)$$

$$z_{b,j+1}^{n+I,P} = z_{b,j+1}^n + \Delta z_{b,j+1}^{n+I,P} \quad (8.172)$$

- Composición granulométrica del estrato de mezcla:

$$f_{i,j+1}^{n+I,P} = f_{i,j+1}^n + \frac{\Delta t}{\delta_{j+1}^n} \left(\frac{\phi_{bi,j+1}^{n+I,P}}{(I-p)} - f_{ei,j+1}^n \frac{I}{(I-p)} \sum_{i=1}^7 \phi_{bi,j+1}^{n+I,P} \right) \quad (8.173)$$

$$\delta_{j+1}^n = 2(d_{90})_{j+1}^n \quad (8.174)$$

$$f_{e,i,j+1}^n = \begin{cases} f_{i,j+1}^n & \text{si } \frac{I}{(I-p)} \sum_{i=1}^7 \phi_{bi,j+1}^n > 0 \\ f_{np,i,j+1}^n & \text{si } \frac{I}{(I-p)} \sum_{i=1}^7 \phi_{bi,j+1}^n < 0 \end{cases} \quad (8.175)$$

En la fase de predicción el espesor del estrato de mezcla se considera constante. Con las variables hidráulicas y las variables morfosedimentológicas de predicción, se predicen los transportes de sedimentos de cada clase a lo largo del cauce, utilizando la ecuación de transporte seleccionada y sucesivamente se pasa a la fase de corrección de la morfodinámica:

- Transporte de sedimentos en suspensión efectivo y flujo vertical entre el estrato de suspensión y el estrato de fondo:

$$\phi_{si,j+1}^{n+1} = \frac{I}{B_{j+1} L_{j+1}^{n+1}} (Q_{si,j+1}^{n+1,P} - Q_{sci,j+1}^{n+1,P}) \quad (8.176)$$

$$\tilde{\phi}_{si,j+1} = 0.5 (\phi_{si,j+1}^{n+1} + \phi_{si,j+1}^n) \quad (8.177)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{Q_{si}}{U} \right) = \frac{I}{\Delta t} \left\{ \Psi \left[\left(\frac{Q_{si}}{U} \right)_{j+1}^{n+1} - \left(\frac{Q_{si}}{U} \right)_{j+1}^n \right] + (I - \Psi) \left[\left(\frac{Q_{si}}{U} \right)_j^{n+1} - \left(\frac{Q_{si}}{U} \right)_j^n \right] \right\} \quad (8.178)$$

$$\frac{\partial Q_{si}}{\partial x} = \frac{I}{\Delta x} \left[\theta (Q_{si,j+1}^{n+1} - Q_{si,j}^{n+1}) + (I - \theta) (Q_{si,j+1}^n - Q_{si,j}^n) \right] \quad (8.179)$$

$$\tilde{q}_{sL_i,j+1} = \frac{\theta}{\Delta x} Q_{sL_i,j+1}^{n+1} + \frac{(I - \theta)}{\Delta x} Q_{sL_i,j+1}^n \quad (8.180)$$

Reemplazando (8.177), (8.178), (8.179) y (8.180) en la ecuación diferencial (8.108), y reagrupando términos, el transporte en suspensión efectivo incógnita resulta:

$$Q_{sL_i,j+1}^{n+1} = \frac{I}{\alpha_I} (\alpha_2 - \alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_5 - \alpha_6) \quad (8.181)$$

donde:

$$\alpha_I = \frac{\Psi}{\Delta t U_{j+1}^{n+1}} + \frac{\theta}{\Delta x} \quad (8.182)$$

$$\alpha_2 = \frac{\Psi}{\Delta t U_{j+1}^n} Q_{sL_i,j+1}^n \quad (8.183)$$

$$\alpha_3 = \frac{(I - \Psi)}{\Delta t} \left[\left(\frac{Q_{si}}{U} \right)_j^{n+1} - \left(\frac{Q_{si}}{U} \right)_j^n \right] \quad (8.184)$$

$$\alpha_4 = \frac{\theta}{\Delta x} (Q_{sL_i,j+1}^{n+1} + Q_{sL_i,j+1}^n) \quad (8.185)$$

$$\alpha_5 = \frac{(I - \theta)}{\Delta x} (Q_{sL_i,j+1}^n - Q_{sL_i,j+1}^n + Q_{sL_i,j+1}^n) \quad (8.186)$$

$$\alpha_6 = B_{j+1} \tilde{\phi}_{sL_i,j+1} \quad (8.187)$$

Luego, se recalcula el flujo vertical:

$$\begin{aligned} \phi_{si,j+1}^{n+1} = & \frac{I}{B_{j+1}} \left\{ -\frac{\Psi}{\Delta t} \left[\left(\frac{Q_{si}}{U} \right)_{j+1}^{n+1} - \left(\frac{Q_{si}}{U} \right)_{j+1}^n \right] - \frac{(I-\Psi)}{\Delta t} \left[\left(\frac{Q_{si}}{U} \right)_j^{n+1} - \left(\frac{Q_{si}}{U} \right)_j^n \right] - \right. \\ & \left. - \frac{\theta}{\Delta x} (Q_{si,j+1}^{n+1} - Q_{si,j}^{n+1}) - \frac{(I-\theta)}{\Delta x} (Q_{si,j+1}^n - Q_{si,j}^n) + \frac{\theta}{\Delta x} Q_{sL_i,j+1}^{n+1} + \frac{(I-\theta)}{\Delta x} Q_{sL_i,j+1}^n \right\} \quad (8.188) \end{aligned}$$

- Flujo vertical de sedimentos entre el estrato de transporte de fondo y el estrato de mezcla de la i-ésima clase ($i=1,2,\dots,7$):

$$\frac{\partial Q_{bi}}{\partial x} = \frac{I}{\Delta x} \left[\theta (Q_{bi,j+1}^{n+1} - Q_{bi,j}^{n+1}) + (I-\theta) (Q_{bi,j+1}^n - Q_{bi,j}^n) \right] \quad (8.189)$$

$$\tilde{q}_{bL_i,j+1} = \frac{\theta}{\Delta x} Q_{bL_i,j+1}^{n+1} + \frac{(I-\theta)}{\Delta x} Q_{bL_i,j+1}^n \quad (8.190)$$

Reemplazando (8.189) y (8.190), en la ecuación diferencial (8.109), y reagrupando términos, se obtiene:

$$\phi_{bi,j+1}^{n+1} = \phi_{si,j+1}^{n+1} + \frac{\theta (Q_{bi,j}^{n+1} - Q_{bi,j+1}^{n+1} + Q_{bL_i,j+1}^{n+1})}{B_{j+1} \Delta x} + \frac{(I-\theta) (Q_{bi,j}^n - Q_{bi,j+1}^n + Q_{bL_i,j+1}^n)}{B_{j+1} \Delta x} \quad (8.191)$$

- Variación temporal del nivel del lecho y actualización:

$$\Delta z_{b,j+1}^{n+1} = \frac{\Delta t}{(I-p)} \sum_{i=1}^7 \phi_{bi,j+1}^{n+1} \quad (8.192)$$

$$z_{b,j+1}^{n+1} = z_{b,j+1}^n + \Delta z_{b,j+1}^{n+1} \quad (8.193)$$

- Composición granulométrica del estrato de mezcla:

$$\frac{(\delta f_i)_{j+1}^{n+1} - (\delta f_i)_{j+1}^n}{\Delta t} = \frac{\phi_{bi,j+1}^{n+1}}{(I-p)} - f_{ei,j+1}^n \left[\frac{I}{(I-p)} \sum_{i=1}^7 \phi_{bi,j+1}^{n+1} - \frac{(\delta_{j+1}^{n+1} - \delta_{j+1}^n)}{\Delta t} \right] \quad (8.194)$$

$$\delta_{j+1}^{n+1} = 2(d_{90})_{j+1}^{n+1,P} \quad (8.195)$$

$$f_e^n_{ij+1} = \begin{cases} f_{ij+1}^{n+1,P} & \text{si } \frac{I}{(1-p)} \sum_{i=1}^7 \phi_{bi}^{n+1,P} - \frac{(\delta_{j+1}^{n+1,P} - \delta_{j+1}^n)}{\Delta t} > 0 \\ f_{np\ ij+1} & \text{si } \frac{I}{(1-p)} \sum_{i=1}^7 \phi_{bi}^{n+1,P} - \frac{(\delta_{j+1}^{n+1,P} - \delta_{j+1}^n)}{\Delta t} < 0 \end{cases} \quad (8.196)$$

En la fase de corrección el espesor del estrato de mezcla se considera variable en el tiempo. Con las variables hidráulicas en $(n+1)\Delta t$ y las composiciones granulométricas en $(n+1)\Delta t$, se determinan los transportes de sedimentos de cada clase a lo largo del cauce en $(n+1)\Delta t$, utilizando la ecuación de transporte seleccionada. Se realizan dos iteraciones, recalculando a partir de (8.169) y asignando al flujo vertical de predicción de sedimento en suspensión el valor del flujo vertical corregido en $(n+1)$.

8.5 CONFIGURACIÓN FINAL DEL PERFIL LONGITUDINAL DEL LECHO

En algunas ocasiones es de interés práctico determinar la situación de equilibrio final de un proceso de erosión o sedimentación. Es decir, estimar los niveles del lecho que se alcanzarán en un tramo de un río aluvial al final de un proceso de erosión o sedimentación, sin simular la fase transitoria de evolución morfodinámica de los mismos con modelos más complejos, como los descriptos precedentemente.

Por ejemplo, en algunos tramos de ríos aluviales es usual producir una contracción larga del flujo para incrementar la profundidad y permitir la navegación de los mismos, o realizar ensanchamientos para aumentar la capacidad hidráulica (expansiones). La configuración de equilibrio final, de los perfiles longitudinales del lecho y de la superficie del agua, pueden estimarse considerando flujo permanente gradualmente variado.

Las situaciones de equilibrio final pueden ser determinadas en forma expeditiva y son importantes ya que sirven para controlar los resultados que proporcionan modelos más sofisticados.

8.5.1 Ecuación de continuidad de sedimentos

Consideremos el caso de un canal rectangular de ancho no necesariamente constante. La configuración de equilibrio del perfil longitudinal del lecho, en condiciones de flujo permanente, es determinada por la siguiente condición:

$$B q_t = \text{const.} \quad (8.197)$$

la cual se obtiene multiplicando la ecuación (8.6) por el ancho B e imponiendo que la derivada temporal del nivel del fondo sea nula. Es decir, como consecuencia del equilibrio alcanzado, el nivel del fondo no varía en el tiempo.

8.5.2 Ecuaciones de flujo permanente gradualmente variado

A la ecuación (8.197) se le asocia la ecuación de continuidad y la ecuación dinámica, para flujo permanente gradualmente variado (FPGV) de la corriente hídrica:

$$Q = UA = \text{const.} \quad (8.198)$$

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{Q^2}{2gA^2} \right) + \frac{dh}{dx} + \frac{dz_b}{dx} = -\frac{Q^2}{A^2 C^2 R} = -S_f \quad (8.199)$$

donde Q es el caudal líquido, A el área mojada de la sección transversal, U la velocidad media en la sección, S_f es la pendiente de fricción; C el coeficiente de Chezy; R el radio hidráulico; h la profundidad del flujo; z_b el nivel del lecho; con $z_w = z_b + h$, donde z_w es el nivel de la superficie del agua.

8.5.3 Ecuación de transporte de sedimentos

Si se conoce la variación del ancho B a lo largo del río, la (8.197) permite calcular el transporte sólido q_t de equilibrio final en cada una de las secciones del mismo. Por otra parte, el transporte de sedimentos q_t (ver por ejemplo, la ecuación de Engelund y Hansen (1967), Capítulo 7) es generalmente expresado como una función de la tensión de corte adimensional o parámetro de Shields:

$$\tau_* = \frac{\tau_b}{(\rho_s - \rho_w) g d_{50}} = \frac{u_*^2}{(s-1) g d_{50}} = \frac{Q^2}{A^2 C^2 (s-1) d_{50}} \quad (8.200)$$

donde τ_b : tensión de corte media sobre el fondo, u_* : velocidad de corte. Por lo tanto; conociendo el caudal Q, la geometría rectangular de la sección y la característica del sedimento (diámetro d_{50} y gravedad específica s); la tensión de corte adimensional resulta ser función solo de la profundidad h. Por lo tanto, conocido el transporte de equilibrio final q_t en cada sección se puede determinar también la profundidad de equilibrio final h.

Si el ancho es constante y la pendiente de fondo es constante la única configuración final posible esta dada por una profundidad h y una velocidad media ambas constantes a lo largo del canal (flujo uniforme).

En el caso de ancho variable, como por ejemplo el caso de un río al que se le produce una contracción o una expansión larga de la sección transversal, la (8.169) puede ser resuelta numéricamente y proporciona el valor del nivel del

lecho en cada sección del curso de agua a partir del valor conocido del nivel del lecho y de los parámetros de flujo en una sección inicial no perturbada.

8.5.4 Descripción del proceso de cálculo

Considerando que son conocidas las características de un cierto número de secciones del curso de agua e identificando con el subíndice j a una genérica sección donde se conocen: B_j , q_{tj} , h_j , A_j , R_j , z_{bj} ; el valor del transporte sólido en una sección sucesiva $j+1$ se calcula, a partir de (8.197), como:

$$q_{tj+1} = \frac{B_j}{B_{j+1}} q_{tj} \quad (8.201)$$

Utilizando la ecuación de transporte de sedimentos, expresada en función de la (8.200), se determina el valor de la profundidad de flujo h_{j+1} con la cual se calculan los valores A_{j+1} , R_{j+1} , $S_{f,j+1}$.

La ec. (8.199) discretizada permite calcular el valor del nivel del lecho z_{bj+1} como:

$$z_{bj+1} = z_{bj} - (h_{j+1} - h_j) - \frac{Q^2}{2g} \left(\frac{1}{A_{j+1}^2} - \frac{1}{A_j^2} \right) - \frac{\Delta x}{2} (S_{f,j+1} + S_{f,j}) \quad (8.202)$$

donde Δx es la distancia entre dos secciones consecutivas j y $j+1$ (constante). De esta manera, para $j=0,1,\dots,N$ (0: sección inicial y N: sección terminal) se obtiene la configuración final del perfil longitudinal del lecho y de la superficie libre del agua.

8.6 EQUILIBRIO EN CONTRACCIONES Y EXPANSIONES LARGAS

Si utilizar la metodología descripta en el punto anterior, también es posible estimar la profundidad de equilibrio (un único valor) y demás variables del flujo y del sedimento, al final del proceso de erosión en contracciones o sedimentación en expansiones, con relaciones simplificadas, que se derivan a partir de considerar flujo uniforme, sedimento uniforme, Chezy constante y sección rectangular.

8.6.1 Ecuaciones constitutivas simplificadas

Como en todo modelo morfodinámico se necesitan ecuaciones de la fase líquida, continuidad y momentum, esta última simplificada a una ecuación de flujo uniforme; conjuntamente con la ecuación de continuidad de sedimentos simplificada para condición de equilibrio final y una ecuación de transporte.

- Continuidad de la corriente hídrica: $Q = U B h = const.$ (8.203)

- Resistencia al flujo: $U = C \sqrt{h S_b}$ (8.204)

- Continuidad de sedimento: $B q_t = const.$ (8.205)

- Ecuación de transporte sólido: $q_t = \alpha U^\beta$ (8.206)

El exponente β en (8.206) depende de la ecuación de transporte utilizada, para la ecuación de Engelund y Hansen (1967): $\beta=5$.

8.6.2 Derivación de las relaciones funcionales

Consideremos el tramo de río aluvial de ancho inicial B_1 y caracterizado por velocidad U_1 , profundidad h_1 y pendiente S_{b1} . Consideremos además que se realiza una contracción (o expansión) larga del flujo con un ancho B_2 (ver Figura 8.22), y en la condición de equilibrio, al final del proceso erosivo (depositacional) del lecho en esa zona, se tiene U_2 , h_2 y S_{b2} .

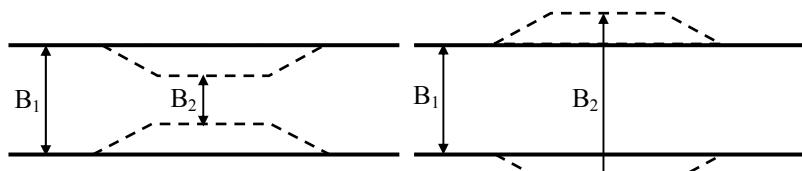


Figura 8.22 Esquematización de una contracción y expansión larga.

Por continuidad de la fase líquida y sólida se tiene que:

$$U_1 B_1 h_1 = U_2 B_2 h_2 \quad (8.207)$$

$$B_1 q_{t1} = B_2 q_{t2} \quad (8.208)$$

Además, considerando C constante:

$$U_1 = C \sqrt{h_1 S_{b1}} , \quad U_2 = C \sqrt{h_2 S_{b2}} \quad (8.209a), (8.209b)$$

De (8.207) se obtiene:

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{B_2}{B_1} \frac{h_2}{h_1} \quad (8.210)$$

De (8.209a) y (8.209b) se obtiene:

$$\frac{U_1}{U_2} = \left(\frac{h_1}{h_2} \right)^{1/2} \left(\frac{S_{b1}}{S_{b2}} \right)^{1/2} \quad (8.211)$$

Introduciendo (8.206) en (8.208) y operando se obtiene:

$$\frac{U_1}{U_2} = \left(\frac{B_2}{B_1} \right)^{l/\beta} \quad (8.212)$$

Introduciendo (8.212) en (8.210) y operando, la relación de profundidades puede expresarse en función de la relación de anchos como:

$$\frac{h_2}{h_1} = \left(\frac{B_1}{B_2} \right)^{\frac{\beta-l}{\beta}} \quad (8.213)$$

Para $\beta=5$ (E&H, 1967), el exponente en (8.213) es 0.8.

Por definición, el nivel de la superficie del agua es: $z_w = z_b + h$ (8.214)

Derivando respecto al tiempo la expresión (8.214), considerando que al final del proceso morfodinámico el gradiente temporal de la superficie libre es cero y luego discretizando, se obtiene:

$$\Delta z_b = -\Delta h = h_1 - h_2 \quad (8.215)$$

Introduciendo (8.213) en (8.215) se obtiene la variación total del nivel del lecho como:

$$\Delta z_b = h_1 \left[1 - \left(\frac{B_1}{B_2} \right)^{\frac{\beta-l}{\beta}} \right] \quad (8.216)$$

Además, igualando (8.210) con (8.211) y utilizando (8.213) se obtiene la relación de pendientes en función de la relación de anchos como:

$$\frac{S_{b2}}{S_{b1}} = \left(\frac{B_2}{B_1} \right)^{\frac{\beta-3}{\beta}} \quad (8.217)$$

Para $\beta=5$ el exponente en (8.217) es 0.4.

De las relaciones funcionales obtenidas se observa que en un río aluvial, una disminución del ancho (contracción) se compensa con un incremento de la profundidad, una erosión del lecho y una disminución de la pendiente. Por otra parte, un aumento del ancho (expansión) se compensa con una disminución de la profundidad, una deposición en el lecho y un aumento de la pendiente.

Las relaciones obtenidas también pueden servir para estimar expeditivamente los valores finales de profundidades y niveles del lecho, y controlar además, los

resultados de modelos más detallados en términos de complejidad de procesos simulados.

8.7 MODELO MORFODINÁMICO ANALÍTICO PARABÓLICO

Ribberink y Van der Sande (1984) estudiaron el problema de sedimentación del lecho debido a sobrealmacenamiento sólido y analizaron las soluciones analíticas proporcionadas por los siguientes tres tipos de modelos morfológicos:

- Modelo de onda simple (o modelo cinemático): válido para pequeños x y t .
- Modelo parabólico (o modelo difusivo): válido para grandes x y t
- Modelo hiperbólico: de validez general.

La desventaja de las soluciones analíticas es que se obtienen después de linealizar las ecuaciones y, por lo tanto, la solución proporcionada es una estimación aproximada de la solución real (el proceso es fuertemente no lineal). Sin embargo, estas soluciones se han demostrado útiles para analizar el comportamiento de distintos tipos de procesos morfodinámicos en ríos aluviales (De Vries, 1993).

El modelo parabólico puede derivarse directamente a partir de las ecuaciones básicas como se describe a continuación. Consideremos condición de flujo permanente y uniforme en un canal ancho:

$$\frac{\partial z_b}{\partial x} = -\frac{U^2}{C^2 h} = -\frac{U^3}{C^2 q} \quad (8.218)$$

donde q es el caudal líquido específico y las demás variables ya han sido definidas.

Derivando (8.218) respecto a x :

$$\frac{\partial^2 z_b}{\partial x^2} = -\frac{3U^2}{C^2 q} \frac{\partial U}{\partial x} \quad (8.219)$$

de (8.219) puede despejarse el gradiente espacial de la velocidad, obteniendo:

$$\frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{C^2 q}{3U^2} \frac{\partial^2 z_b}{\partial x^2} \quad (8.220)$$

Si el transporte de sedimentos es una cierta función de U , como lo indica la ecuación (8.206), es posible escribir que:

$$\frac{\partial q_t}{\partial x} = \frac{\partial q_t}{\partial U} \frac{\partial U}{\partial x} \quad (8.221)$$

Introduciendo (8.220) en (8.221) se obtiene:

$$\frac{\partial q_t}{\partial x} = - \left(\frac{C^2 q}{3U^2} \frac{\partial q_t}{\partial U} \right) \frac{\partial^2 z_b}{\partial x^2} \quad (8.222)$$

Considerando que el transporte de sedimentos incluye la porosidad, la ecuación de continuidad (8.6) puede ser escrita de la siguiente manera:

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{\partial q_t}{\partial x} = 0 \quad (8.223)$$

Introduciendo (8.222) en (8.223) se obtiene la ecuación del modelo parabólico o difusivo:

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} - K \frac{\partial^2 z_b}{\partial x^2} = 0 \quad (8.224)$$

donde el coeficiente de difusión K es:

$$K = \frac{C^2 q}{3U^2} \frac{\partial q_t}{\partial U} \quad (8.225)$$

Si se quiere utilizar la ec. (8.224) para analizar los cambios morfológicos inducidos por la modificación de una situación de equilibrio inicial debemos linealizar K. Consideraremos una perturbación de pequeña amplitud en U:

$$U = U_0 + U' \quad (8.226)$$

donde $U_0 \gg U' \Rightarrow (U_0/U) \approx 1$.

La pendiente de equilibrio inicial S_{b0} puede expresarse como:

$$S_{b0} = \frac{U_0^3}{C^2 q} \quad (8.227)$$

Introduciendo (8.227) en (8.225) y operando algebraicamente se obtiene:

$$K = \frac{U}{3S_{b0}} \frac{\partial q_t}{\partial U} \quad (8.228)$$

Derivando la ecuación de transporte de sedimentos dada por (8.206) respecto a U, se obtiene:

$$\frac{\partial q_t}{\partial U} = \alpha \beta U^{\beta-1} \quad (8.229)$$

Introduciendo (8.229) en (8.228) K se expresa como:

$$K = \frac{\beta q_t}{3 S_{b0}} \quad (8.230)$$

La ecuación (8.224) es una clásica ecuación parabólica que describe un proceso de tipo difusivo, la cual, para determinadas condiciones iniciales y al contorno, puede ser resuelta analíticamente mediante el método de separación de variables (Churchil y Brown, 1978; Kreyszig, 1967).

La misma puede ser aplicada para analizar la respuesta morfodinámica, de un río aluvial, ante una reducción repentina del caudal sólido a partir de una cierta sección del río, como se muestra en la Figura 8.23. Las condición inicial para esta situación es: $z_b(x,0)=0$. Las condiciones de borde son: $z_b(0,t)=z_{b0}$ y el límite para $x \rightarrow \infty$ de $z_b(x,t)=0$. La solución es:

$$z_b(x,t) = z_{b0} \left[1 - erf\left(\frac{x}{2\sqrt{Kt}}\right) \right] \quad (8.231)$$

donde $erf(\xi)$ es la función error, la cual se encuentra tabulada. Comparando soluciones del modelo hiperbólico con las del modelo parabólico, Vreugdenhil y De Vries (1973) concluyeron que este último resulta válido para:

$$\frac{x S_{b0}}{h_0} \geq 2 \quad (8.232)$$

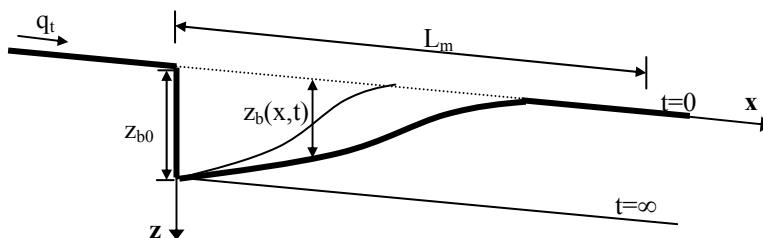


Figura 8.23 Esquematización respuesta morfodinámica del lecho a una reducción abrupta del transporte de sedimentos.

8.7.1 Escala de tiempo morfológico de un río aluvial

De Vries (1975), utilizando la ec. (8.231) definió la *escala de tiempo morfológico* (t_{50}) de un río aluvial, como el tiempo necesario para que el lecho del río, a una distancia $x=L_m$, se erosione 50 % de la erosión inicial en $x=0$, z_{b0} . Es decir, de (8.231) se obtiene:

$$\frac{z_b(L_m, t_{50})}{z_{b0}} = \left[1 - erf\left(\frac{L_m}{2\sqrt{Kt_{50}}}\right) \right] = 0.5 \quad (8.233)$$

y por lo tanto:

$$\operatorname{erf}\left(\frac{L_m}{2\sqrt{K t_{50}}}\right) = 0.5 \quad (8.234)$$

De tabla, para $\operatorname{erf}(\xi)=0.5$ se obtiene $\xi=0.48$. Por lo tanto:

$$t_{50} = \frac{L_m^2}{0.92 K} \quad (8.235)$$

con K dado por la ec. (8.230), donde el exponente $\beta=5$ (ecuación de Engelund y Hansen, 1967). Considerando una longitud estándar: $L_m=200$ km, De Vries (1975) estableció mediante la (8.235), la escala de tiempo morfológico para diversos ríos aluviales de Sudamérica, África, Asia y Europa, la cual resultó variable entre algunas décadas y varias centurias.

8.8 BIBLIOGRAFÍA

- Armanini, A. y Di Silvio, G. (1988). *A one-dimensional Model for the Transport of Sediment Mixture in Nonequilibrium Condition*. Journ. Hydr. Research, 26(3), 275-292.
- Ashida, K. y Michiue, M. (1972). *Study on Hydraulic Resistance and Bed Load Transport Rate in Alluvial Streams*. Transactions JSCE, 206, 59-69.
- Basile, P.A. (1997). *Un Modelo Matemático Morfológico Unidimensional para Ríos Aluviales*. Cuadernos CURIHAM, 3(4), 1-13.
- Basile, P.A. (1999). *Modelación de Procesos de Erosión-Sedimentación en Ríos con Lechos de Sedimentos Heterogéneos*. Cuadernos CURIHAM, 5(2), 89-105.
- Basile, P.A. (2000a). *Modelación Matemática Hidromorfológica en Ríos con Lechos de Sedimentos Heterogéneos*. XIX Congreso Latinoamericano de Hidráulica - IAHR División Latinoamérica, Córdoba, Argentina. Tomo III, 565-574.
- Basile, P.A. (2000b). *Transporte Sólido en Ríos con Lechos de Sedimentos Heterogéneos*. XVIII Congreso Nacional del Agua, Santiago del Estero.
- Basile, P.A. (2000c). *Revisión de Ecuaciones de Transporte Modificadas para Sedimentos Heterogéneos*. XIX Congreso Latinoamericano de Hidráulica - IAHR División Latinoamérica, Córdoba, Argentina, Tomo I, 369-378.
- Basile, P.A. (2001). *On the Number of Fractions to Compute Transport of Sediment Mixtures*. International Journal of Sediment Research, 16(3), 399-407.
- Basile, P.A. (2002a). *Modelación Matemática del Transporte de Sedimentos en Condiciones de Desequilibrio*. XIX Congreso Nacional del Agua. T53, Morfodinámica de Sistemas Hídricos.
- Basile, P.A. (2002b). *Modelo Matemático Hidro-morfo-sedimentológico para Ríos con Lechos Constituídos por Sedimentos de Granulometría Extendida*. XX Congreso Latinoamericano de Hidráulica, IAHR Div. Latinoamérica, La Habana, Cuba.

- Basile, P.A. (2002c). *Simulación Numérica de Eventos Hidro-sedimentológicos Extremos en Ambientes Fluviales Montanos y Pedemontanos*. Cuadernos CURIHAM, 8(1), 11-25.
- Basile, P.A. (2016). *Modelo Hidromorfodinámico TEDRI-1D7C*. Informe DH-C 01 (06-16), 146p. Departamento de Hidráulica, Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura (FCEIA), Universidad Nacional de Rosario.
- Basile, P.A. y Riccardi, G. (2016). *Desarrollo y Aplicación del Modelo Hidromorfodinámico TEDRI-1D7C*. X Jornadas de Ciencia y Tecnología 2016. Universidad Nacional de Rosario.
- Basile, P.A.; Riccardi, G. y Rodríguez, J. (2017). *Modelación Hidro-Morfodinámica a Escala de Cuenca en Ríos Aluviales con Sedimentos No-Uniformes*. VIII Simposio Regional sobre Hidráulica de Ríos. Córdoba. Argentina.
- Basile, P.A. y Peviani, M. (1990). *A One Dimensional Mathematical Model for Movable Bed Rivers*. Rapporto Annuale dei Gruppi di Ricerca ISMES-ENEL, Seriate (BG), Italia.
- Basile, P.A. y Riccardi, G.A. (1998). *Desarrollo y Aplicación de un Modelo Morfológico Cuasi-2D para Simular Numéricamente los Procesos Dinámicos de Erosión y Sedimentación en Ríos Aluviales*. XVII Congreso Nacional del. Tomo III, 472-482.
- Basile, P.A. y Zimmermann, E.D. (2008). *Transferencia LLuvia-Caudal: Parte II*. In: *Hidrología: Procesos y Métodos*. H. Orsolini; E. Zimmermann; P.A. Basile. (Eds.). 2da Ed., Capítulo VII, 163-208.
- Basile, P.A; Riccardi, G. y Garcia, M. (2016). *Parametrizaciones de la Curva de Shields para Aplicaciones en Problemas de Ingeniería Fluvial*. X Jornadas de Ciencia y Tecnología. Universidad Nacional de Rosario.
- Bellos, C.; Basile, P.A. y Peviani, M. (1995). *Numerical Models for Flood Wave Propagation in Mountain Rivers: An Application to the Torrent Mallero (Italy)*. III Workshop FRIMAR, Technological University of Delft, The Netherlands.
- Cheng, N.S. (1997). *Simplified settling velocity formula for sediment particle*. Journal of Hydraulic Engineering, 123(2), 149-152.
- Chiari, M.; Friedl, K. y Rickenmann, D. (2010). *A one-dimensional bedload transport model for steep slopes*. Journal of Hydraulic Research, 48(2), 152-160.
- Chow, V.T.; Maidment, D.R. y Mays, L.W. (1994). *Hidrología Aplicada*. McGraw-Hill Interamericana S.A.
- Churchill, R.V. y Brown, J.W. (1978). *Fourier Series and Boundary Value Problems*. Third Edition, ISBN 0-07-010843-9, McGraw-Hill Book Company.
- Coulthard, T.J. y Van De Wiel, M.J. (2012). *Modelling river history and evolution*. Philosophical Transactions of the Royal Society, A: Math., Physical and Engineering Sci. 370(1966), 2123-2142.
- Crosato, A. (1990). *Simulation of Meandering River Processes*. Communic. on hydraulic and geotech. engineering, Report 90-3, Delft University of Technology, The Netherlands.
- Cui, Y. y Parker, G. (1997). *A quasi-normal simulation of aggradation and downstream fining with sock fitting*. International Journal of Sediment Research, 12(2), 68-82.
- Cui, Y., Parker, G. y Paola, C. (1996). *Numerical simulation of aggradation and downstream fining*. Journal of Hydraulic Research 34, 184-204.

Cunge, J.A.; Holly, F.M. y Verwey, A. (1980). *Practical Aspects of Computational River Hydraulics*. Pitman Publishing Limited, Londres.

Di Silvio G. (2009). *Simulating long-term river morphodynamics at watershed scale*. Canadian Journal of Civil Engineering, 36(10), 1680-1688.

Di Silvio, G. (1983). *Modelli matematici per lo studio di variazioni morfologiche dei corsi d'acqua a lunga e breve scala temporale*. Studi e Ricerche N° 356, Università di Padova, Italia.

Di Silvio, G. (1989a). *Excessive Sediment Transport and Overaggradation of Streams Following Major Earth Movements in Alpine Watersheds: A simplified Mathematical Model*. International Symposium on River Sedimentation, Beijing.

Di Silvio, G. (1989b). *L'evento in Valtellina del Luglio 1987*. Informe U.O. 1.5, Gruppo Nazionale per le Difese delle Catastrofi Idrogeologiche. Consiglio Nazionale delle Ricerche, Italia.

Di Silvio, G. (1991). *Averaging Operations in Sediment Transport Modelling: Short-Step versus Long-Steps Morphological Simulations*. International Symposium on Transport of Suspended Sediments and its Mathematical Modelling, Florencia, Italia.

Di Silvio, G. (1992a). *Modelling Sediment Transport under Different Hydrological and Morphological Circumstances*. Dynamics of Gravel-Bed Rivers. Edit. P. Billy, R.D. Hey, C.R. Thorne y P. Tacconi. John Wiley & Sons Ltd.

Di Silvio, G. (1992b). *Influence of bottom aggradation in Alps rivers on floods. A case study: The torrent Mallero (Italy)*. NATO Advanced Study Institute on "Coping with floods". Erice, Italia.

Di Silvio, G. y Brunelli, S. (1989). *Experimental investigation on bed load and suspended load transport in mountain streams*. International Workshop on Fluvial Hydraulics of Mountain Regions, University of Trent, Italy.

Di Silvio, G. y Peviani, M. (1991). *Modelling short and long-term evolution of mountain rivers: an application to the torrent Mallero (Italy)*. Lectures Notes in Earth Sciences 37, Springer-Verlag. A. Armanini, G. Di Silvio (Eds.). Fluvial Hydraulics of Mountain Regions.

Egiazaroff, I. (1965). *Calculation of Non uniform Sediment Concentrations*. Journal of the Hydraulic Division-ASCE, 91(HY14), 73-80.

Engelund, F. y Hansen, E. (1967). *A monograph on sediment transport in alluvial streams*. Report, Technical University of Denmark, Hydraulic Lab., January 1967, Copenhagen, Denmark.

Exner, F.M. (1925). *On the interaction between water and sediment fluxes*. (en Alemán). Sitzber. Akad. Wiss. Wien, Bd. 134.

Fasolato G., Ronco P., Di Silvio, G. (2009). *How fast and how far do variable boundary conditions affect river morphodynamics?*. Journal of Hydraulic Research, 47(3), 329-339.

Godunov, S. K. (1959). *A Difference Scheme for Numerical Solution of Discontinuous Solution of Hydrodynamic Equations*. Math. Sbornik, 47, 271-306.

Gomez, B., Cui, Y., Kettner, A. J., Peacock, D. H. y Syvitski, J. P. M. (2009). *Simulating changes to the sediment transport regime of the Waipaoa River, New Zealand, driven by climate change in the twenty-first century*. Global and Planetary Change 67(3-4), 153-166.

- Hardy, R.J. (2013). *Process-based sediment transport modeling*. In: Shroder, J.F. (ed-in-chief). Treatise on geomorphology, Baas, A. (ed.) Quantitative modeling of geomorphology. San Diego: Academic Press, 147–159.
- Henderson, F.M. (1963). *Flood waves in prismatic channels*. Journal of the Hydraulic Division, ASCE, 89(HY4).
- Hirano, M. (1971). *River Bed Degradation with Armouring*. Transactions of Japan Society of Civil Engineering (JSCE), 3(2), 194-195.
- Kreyszig, E. (1967). *Matemáticas Avanzadas para Ingeniería*. Vol. II, Editorial Limusa-Wiley, S.A., México.
- Lauer, J.W.; Viparelli, E. y Piégay, H. (2016). *Morphodynamics and sediment tracers in 1-D (MAST-1D): 1-D sediment transport that includes exchange with an off-channel sediment reservoir*. Advances in Water Resources, 93(A), 135-139.
- Lax, P.D y Wendroff, B. (1960). *Systems of conservation laws*. Communications in Pure and Applied Mathematics, 13 (2), 217-237.
- Lax, P.D. (1954). *Weak solutions of Non Linear Hyperbolic Equations and their Numerical Computation*. Communications on Pure and Applied Mathematics, 7(1), 159-193.
- Meyer-Peter, E. y Müller, R. (1948). *Formulas for Bedload Transport*. Proc. 2nd Congress of the International Association of Hydraulic Research, IAHR, Estocolmo, 39-64.
- Mockus, V. (1972). *Estimation of direct runoff from storm rainfall*. National Engineering Handbook, NEH Notice 4-102, U.S. Department of Agriculture, Soil Conservation Service, Washington, DC, USA (1972).
- Mosselman, E. (2012). *Modelling sediment transport and morphodynamics of gravel-bed rivers*. In: Church, M., Biron, P.M. y Roy, A.G. (Eds.), Gravel-bed Rivers: Processes, tools, environments. Chichester: Wiley, 101-115.
- Nash, J.E. (1957). *The form of the instantaneous unit hydrograph*. International Assoc. of Scientific Hydrology Publication 45, 114-121.
- Olesen, K.W. (1987). *Bed topography en shallow river bends*. PhD Thesis, T.U. Delft, Communications on Hydraulic and Geotechnical Engineering, R. 87-1, The Netherlands.
- Parker, G. (1992). *Some random notes on grain sorting*. International Seminar on Grain Sorting. Ascona, Suiza. Mitteilungen 117 der Versuchsanstalt für Wasserbau, 19-76.
- Parker, G. (2008). *Transport of Gravel and Sediment Mixtures*. Sedimentation Engineering: Processes, Measurements, Modeling and Practice. ASCE Manual and Reports on Engineering Practice n° 110. Marcelo H. García (Ed.), Chapter 3, 165-251.
- Parker, G. y Sutherland, A.J. (1990). *Fluvial armor*. Journal of Hydraulic Research. 28(5), 529-544.
- Preissmann, A. (1961). *Propagation des intumescences dans le canaux et rívieras*. Primer Congreso de la Asociación Francesa de Computación, Grenoble, Francia.
- Rahuel, J.L.; Holly, J.M.; Chollet, J.P.; Belleudy, P.J. y Yang,G. (1989). *Modeling of River-Bed Evolution for Bedload Sediment Mixtures*. Journal of Hydraulic Engineering, 115(11), 1521-1542.

- Ribberink J.S. y Van der Sande, J.T.M. (1984). *Aggradation in Rivers due to Overloading*. Communications on Hydraulics, Report N° 84-1. Department of Civil Engineering. Delft University of Technology.
- Ribberink, J.S. (1987). *Mathematical Modelling of One-dimensional Morphological Changes in Rivers with Non-uniform Sediment*. Communications on Hydr. and Geotechnical Engrg. R. 87-2, T.U. Delft, The Netherlands.
- Siviglia, A. y Crosato, A. (2016). *Numerical modelling of river morphodynamics: Latest developments and remaining challenges*. Advances in Water Resources, 93(A), 1-3.
- Stecca, G.; Siviglia, A. y Blom, A. (2016). *An accurate numerical solution to the Saint-Venant-Hirano model for mixed-sediment morphodynamics in rivers*. Advances in Water Resources, 93(A), 39-61.
- Sun, J., Lin, B. y Yang, H. (2015). *Development and application of a braided river model with non-uniform sediment transport*. Advances in Water Resources, 81, 62-74.
- Takahashi, T. (1981). *Debris Flow*. Annual Review of Fluid Mechanics. Vol. XIII, 57-77.
- Thorne,C., Wallerstein, N., Soar, P., Brookes, A., Wishart,D., Biedenharn, D.,Gibson, S., Little, C.,Mooney, D.,Watson, C. C., Green, T. y Coulthard, T. (2010). *Accounting for sediment in flood risk management*. In: Pender, G. and Faulkner, H. (Eds.), Flood risk science and management. Chichester: Wiley-Blackwell, 87-113.
- Tsujimoto, T. (1999). *Fluvial processes in streams with vegetation*. Journal of Hydraulic Research, IAHR. Special Issue on Fluvial Hydraulics, 37(6), 789-803.
- van Rijn, L.C. (1984a). *Sediment Transport, Part I: Bed Load Transport*. Journal of Hydraulic Engineering, 110 (10), 1431-1456.
- van Rijn, L.C. (1984b). *Sediment Transport, Part II: Suspended Load Transport*. Journal of Hydraulic Engineering, 110 (11), 1613-1641.
- van Rijn, L.C. (1984c). *Sediment Transport, Part III: Bed Forms and Alluvial Roughness*. Journal of Hydraulic Engineering, 110 (12), 1733-1754.
- Vreugdenhil, C.B y De Vries, M. (1973). *Analytical Approaches to Non-Steady Bed-Load Transport*. Report S78-IV, Delft Hydraulics Laboratory.
- Vreugdenhil, C.B. (1982). *Numerical Effects in Models for River Morphology*. In Engineering Applications of Computational Hydraulics. Vol. 1. M.B. Abbot y J.A. Cunge (Eds). Pitman Advanced Publishing Program.
- Vries, M. de (1959). *Transients in bed-load transport (basic considerations)*. Delft Hydraulics, Report N° R3.
- Vries, M. de (1965). *Considerations about non-steady bed-load transport in open channels*. XIth Congress of the International Association of Hydraulic Research (IAHR), Leningrad, 3.8.1-3.8.8.
- Vries, M. de (1969). *Solving river problems by hydraulic and mathematical models*. Delft Hydraulics, Publ. N° 76-II.
- Vries, M. de (1975). *A Morphological Time Scale for Rivers*. XVIth Congress of the International Association of Hydraulic Research (IAHR), San Pablo, Brasil, 2, 17-23.

Vries, M. de (1993). *River Engineering*. Lectures notes f10, Faculty of Civil Engineering, Department of Hydraulic Engineering, Delft University of Technology, The Netherlands.

Wang, Z.Y.; Wai, O.W.H. y Cui, P. (1999). *Field Investigation into Debris Flow Mechanism*. International Journal of Sediment Research, 14(4), 10-22.

Williams, R.D.; Brasington, J. y Murray Hicks, D. (2016). *Numerical Modelling of Braided River Morphodynamics: Review and Future Challenges*. Geography Compass 10/3 (2016): 102-127, Geography Compass © 2016 John Wiley & Sons Ltd.

Wu, W. y Wang, S.S.Y. (2008). *One-dimensional explicit finite-volume model for sediment transport with transient flows over movable beds*. Journal of Hydraulic Research, 46(1), 87-98.

CAPÍTULO 9

PROCESOS DE EROSIÓN LOCAL

9.1 INTRODUCCIÓN

La erosión local del lecho de un río aluvial se origina como consecuencia de la perturbación del campo de flujo y del transporte de sedimentos, en las inmediaciones de i) elementos estructurales ubicados en el cauce, como por ejemplo, pilas y estribos de puentes, pilotes de embarcaderos, espigones, vertederos, compuertas, etc. y ii) singularidades fluviales, tales como, confluencias, zona externa de curvas, estrechamientos cortos, cascadas, penínsulas consolidadas, etc. Los procesos de erosión local se superponen con los procesos de erosión-deposición general del lecho que ocurren a lo largo del río.

El término socavación se refiere a la erosión local del lecho principalmente en estructuras u obstáculos al flujo ubicadas en el cauce. Por otra parte, el término erodibilidad o erosionabilidad se asocia a la magnitud de la tasa de erosión resultante de la acción hidrodinámica y las características del suelo que la resiste. En general, las arenas y limos presentan erodibilidad alta; gravas finas-medias y arcillas de baja plasticidad erodibilidad media; gravas gruesas, cantos rodados, arcillas consolidadas tienen baja erodibilidad.

Para una determinada condición de flujo, mantenida en el tiempo, la erosión local o socavación puede alcanzar el valor máximo en el orden de horas-días en un lecho de arena o grava y en el orden de semanas-meses para lechos cohesivos y suelos con distintos grados de cementación. De cualquier manera, en el largo plazo, la profundidad de erosión final en un lecho cohesivo va a ser igual a la de un lecho de arena. Sin embargo, dado el diferente comportamiento de las fuerzas que resisten la acción hidrodinámica en sedimentos incoherentes y cohesivos, no es posible extraer la aplicación de métodos para suelos granulares incoherentes al caso de suelos cohesivos. Es decir, no es posible aplicar un método para arenas o gravas en un suelo cohesivo sustituyendo el d_{50} por el correspondiente d_{50} del suelo cohesivo.

En este Capítulo se presentan diversas ecuaciones empíricas para determinar la profundidad de erosión general y local, la mayoría de las cuales han sido derivadas a partir de experimentación en laboratorio, algunas válidas para lechos de sedimentos incoherentes, que componen mayormente los lechos de los ríos aluviales, y otras válidas para sedimentos cohesivos.

9.2 CONCEPTUALIZACIÓN DE PROCESOS EROSIVOS

En un tramo de un río aluvial donde se emplaza una estructura, cuyos elementos de fundación involucran el cauce, como por ejemplo: puentes, espigones para protección de márgenes, espigones de encauzamiento, galerías o conductos transversales al río, etc.; pueden presentarse erosiones naturales del lecho, independientemente de la presencia de la estructura. Se trata de una *erosión general*, es decir, que involucra grandes longitudes y se desarrolla a corto plazo o a largo plazo.

El proceso a corto plazo se desarrolla durante la propagación de crecidas (sobre todo extraordinarias), debido a un desbalance entre la capacidad de transporte y el transporte efectivo, originado por un desfasaje temporal entre el hidrograma y el sedimentograma efectivo. Durante la rama ascendente del hidrograma, el aumento de la capacidad de transporte no es acompañado por el transporte efectivo. Por lo tanto, se verifica el descenso general del lecho en el arco de horas/días, al que se le pueden sumar otros procesos erosivos, tales como erosión por thalweg, erosión en confluencias, erosión por curvatura y erosión por migración de formas de fondo (Coleman y Melville, 2001).

A largo plazo, en cambio, la escala temporal es mucho mayor que la de una crecida, es decir, dependiendo del sistema fluvial, puede insumir décadas o centurias (De Vries, 1975). Los procesos morfodinámicos a largo plazo incluyen degradación progresiva del lecho y eventual ensanchamiento del cauce por erosión de márgenes, relacionándose con el ajuste morfodinámico del río en respuesta a, por ejemplo, descensos del nivel de base (erosión se propaga aguas arriba), rectificación artificial o natural (corte de meandro, regularización de alineamiento por curva pronunciada, etc., en cuyos casos la erosión se propaga aguas arriba), construcción de presas (interrupción del transporte y consecuentemente la erosión se propaga aguas abajo), cascadas no estabilizadas (erosión retrogradante, se propaga aguas arriba), cambio en la alimentación líquida y/o sólida en la cuenca de influencia, extracción de áridos, y demás tipos de controles o intervenciones en el sistema fluvial.

Por otra parte, en el mismo lugar de emplazamiento de la estructura puede producirse un cierto estrechamiento de la sección (por ej., puentes), lo cual inducirá una erosión de la sección transversal debido a una contracción del flujo. La *erosión por contracción* del flujo es totalmente atribuible a la estructura, y se verifica durante las crecidas cuando el ancho de paso resulta insuficiente, por lo tanto, la *erosión general de corto plazo* y la debida a *contracción* se dan conjuntamente. O sea, durante el tránsito de la crecida la erosión aumenta respecto a la condición natural sin estructura. Se trata de un descenso general del lecho en correspondencia de la obra, el cual en ríos aluviales puede ser cíclico, es

decir, se produce erosión en la fase de crecimiento de caudales y durante los caudales de punta, seguido por un proceso de deposición en la fase de descenso de caudales y períodos de caudales ordinarios.

La *erosión local* se debe principalmente a los vórtices originados por la interacción entre el flujo y los elementos de fundación de la estructura (por ejemplo, en un puente: pilas y estribos). La erosión local siempre se adiciona a la eventual erosión general y por contracción que pueda producirse en la sección. Este tipo de erosión en ríos aluviales también puede ser cíclica, alcanzando las mayores profundidades de erosión local en crecidas extraordinarias y depositando sedimentos en las hoyas de erosión durante la fase de recesión y durante períodos de caudales ordinarios.

La erosión general de largo plazo puede ser evaluada a través de estudios gomorfológicos y análisis cuantitativos expeditivos, complementados con la aplicación de modelos morfodinámicos apropiados, que brindan la evolución espacio temporal del proceso (Capítulo 8). Mediante tales análisis se puede establecer la celeridad de los procesos morfodinámicos y estimar el tiempo necesario para que la perturbación alcance o no la sección de emplazamiento de las estructuras, estimar un valor esperado de profundidad de erosión, etc.

Si el río está en equilibrio hidromorfológico a escala temporal histórica (ver Capítulo 1), es decir, no se está ajustando morfodinámicamente debido a los procesos a largo plazo mencionados anteriormente, solo las erosiones: general de corto plazo debida a crecidas y por contracción de flujo, más eventuales incrementos debidos a efectos de thalweg, curvatura, confluencia y formas de fondo, y local en los elementos estructurales, deben ser tenidas en cuenta.

9.2.1 Conceptos de erosión de equilibrio sin y con transporte

Los conceptos de erosión de equilibrio denominados *agua clara* y *lecho vivo*, se refieren respectivamente a la inexistencia o existencia de *transporte de sedimentos del lecho* aguas arriba, que tiene influencia en los procesos de erosión-deposición, y no al sedimento fino en la columna de agua transportado como *carga de lavado*.

Por ejemplo, en el caso de la erosión local en una pila o en la punta de un espigón, el incremento de tensión de corte, velocidad media y/o intensidad de turbulencia local origina un incremento en la capacidad de transporte local y un gradiente espacial positivo del transporte, o sea, sale más de lo que entra a la hoyuela de erosión. Considerando la ecuación de continuidad de sedimentos para el caso de transporte de fondo (8.4, Capítulo 8), en conjunción con la hipótesis de flujo permanente: $\partial z_w / \partial t = 0 \rightarrow \partial z_b / \partial t = -\partial h / \partial t$, se tiene que localmente:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{I}{(I-p)} \frac{\partial q_b}{\partial x} > 0 \quad (9.1)$$

Es decir, se produce la erosión del lecho en correspondencia de la hoyo ya que aumenta la profundidad en el tiempo (gradiente temporal positivo de la profundidad local del agua). La erosión continua hasta que la profundidad local se incrementa de manera tal que hace reducir la velocidad a un valor de equilibrio o régimen, la hoyo “entra en régimen”, o sea se obtiene:

$$\frac{I}{(I-p)} \frac{\partial q_b}{\partial x} = 0 \quad (9.2)$$

Es decir, el gradiente espacial del transporte se anula y el proceso erosivo se detiene. En la situación de equilibrio, el transporte de sedimentos puede ser nulo, configurando lo que se llama erosión en *agua clara* o sin transporte de sedimento desde aguas arriba ($U < U_c$) o puede presentar un valor constante, es decir, lo que se denomina erosión en *lecho vivo* o con transporte de sedimento establecido aguas arriba ($U > U_c$).

9.3. EROSIÓN GENERAL

El descenso generalizado del lecho, originado por una crecida (corto plazo) más la eventual contracción de flujo, puede ser evaluado conjuntamente con métodos semiempíricos que determinan, para un caudal de diseño, la situación de equilibrio final de una sección representativa del tramo del río en estudio.

9.3.1 Método de Listchvan Lebediev

El método de Listchvan Lebediev (Juárez Badillo y Rico Rodríguez, 1984) postula que el proceso erosivo se detiene cuando la velocidad media del flujo U_r iguala a la velocidad U_e que mantiene a la sección en equilibrio o en régimen, tal velocidad es mayor que la velocidad crítica de inicio de movimiento, por lo tanto, el método asume implícitamente condición de lecho vivo. Para extenderlo a agua clara, la velocidad de equilibrio U_e debería sustituirse por la velocidad crítica U_c .

La hipótesis fundamental del método consiste en asumir que la distribución transversal de caudales específicos se mantiene constante durante el desarrollo del proceso erosivo. Esto puede no cumplirse si la sección presenta importantes variaciones granulométricas tanto en sentido transversal como en sentido vertical.

Dividiendo la sección transversal en franjas de ancho ΔB constante (ver Figura 9.1), para la j -ésima franja se puede plantear que el caudal ΔQ_j es:

$$\Delta Q_j = \frac{I}{n} \Delta B h_j^{5/3} S_f^{l/2} \quad (9.3)$$

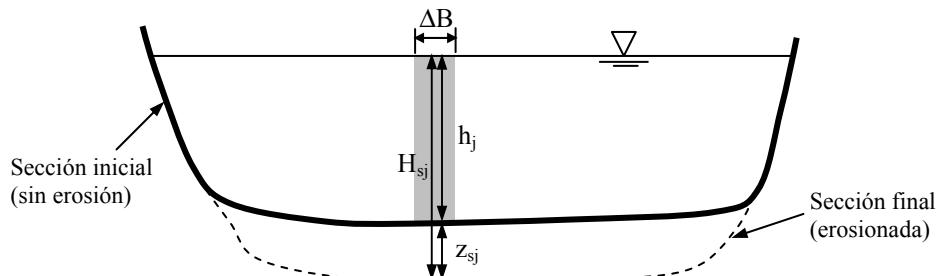


Figura 9.1 Sección transversal inicial sin erosión y final erosionada.

El caudal total que transita por la sección contraída puede escribirse como:

$$Q_d = \frac{I}{n} C_c B_{ef} h_m^{5/3} S_f^{l/2} \quad (9.4)$$

donde Q_d es el caudal de diseño; h_m es la profundidad media del flujo antes de la erosión general en la sección, definida como la relación entre el área mojada y el ancho superficial; B_{ef} es el ancho efectivo, definido como la diferencia entre el ancho superficial y, en el caso de puentes, el ancho de pilas y estribos proyectados sobre un plano perpendicular a la dirección de la corriente; C_c es el coeficiente de contracción entre estructuras. Dividiendo (9.3) por (9.4) se obtiene:

$$\frac{\Delta Q_j}{Q_d} = \frac{\Delta B}{C_c B_{ef}} \left(\frac{h_j}{h_m} \right)^{5/3} \quad (9.5)$$

Por lo tanto, a partir de (9.5) se determina el caudal específico para la j-ésima franja como:

$$q_j = \frac{\Delta Q_j}{\Delta B} = \alpha' h_j^{5/3} \quad , \quad \alpha' = \frac{Q_d}{C_c B_{ef} h_m^{5/3}} \quad (9.6a) \text{ y } (9.6b)$$

El coeficiente de contracción C_c se obtiene en función de la velocidad media en la sección $\bar{U}=Q_d/A$ y de la separación media entre estructuras de fundación L , mediante:

$$C_c = 1 - 0.387 \frac{U}{L} \quad (9.7)$$

Considerando que al final del proceso erosivo la profundidad de flujo en la j-ésima franja es H_{sj} (ver Figura 9.1), la correspondiente velocidad media es:

$$U_{rj} = \frac{q_j}{H_{sj}} \quad (9.8)$$

Reemplazando (9.6a) en (9.8) se obtiene:

$$U_{rj} = \alpha' \frac{h_j^{5/3}}{H_{sj}} \quad (9.9)$$

Para poder determinar H_{sj} es necesario establecer una expresión para la velocidad de equilibrio U_{ej} , la cual, al final del proceso erosivo, será igual a U_{rj} dada por (9.8).

La velocidad de equilibrio propuesta por Listchvan Lebediev para *sedimentos incoherentes* se expresa como:

$$U_{ej} = 4.7 \beta d^{0.28} H_{sj}^x \quad (9.10)$$

donde d es el diámetro representativo del sedimento del lecho (m), el cual para sedimentos en el rango de las arenas, quasi-uniformes ($\sigma_g < 1.4$): $d=d_{50}$ (mediana de la distribución granulométrica del sedimento del lecho); para sedimentos no uniformes, gravas, etc.: $d=d_m$ (diámetro medio aritmético); H_s se expresa en (m) y U_e en (m/s); β es un coeficiente adimensional, que depende de la recurrencia R asociada al caudal Q_d , para $10 \text{ años} \leq R \leq 1000 \text{ años}$:

$$\beta = 0.8217 + 0.0369 \ln R \quad (9.11)$$

y el exponente x es función del diámetro representativo d . Para d expresado en (mm), las siguientes ecuaciones brindan el valor de x :

$$x = \begin{cases} 0.4007 d^{-0.0262} & \rightarrow 0.2 < d (\text{mm}) \leq 1 \\ 0.4050 d^{-0.0778} & \rightarrow 1 < d (\text{mm}) < 100 \\ 0.5235 d^{-0.1359} & \rightarrow 100 \leq d (\text{mm}) < 500 \end{cases} \quad (9.12)$$

Igualando (9.9) y (9.10) y despejando H_{sj} se obtiene:

$$H_{sj} = \left(\frac{\alpha' h_j^{5/3}}{4.7 \beta d^{0.28}} \right)^{\frac{1}{1+x}} \quad (9.13)$$

Las ecuaciones (9.6a) y (9.6b) definen la distribución transversal de caudales específicos en función de la morfología inicial de la sección y los efectos de contracción de flujo.

Cuando se cuentan con aforos de crecidas reales puede resultar interesante utilizar la distribución de caudales específicos efectivamente medida, con la cual se puede evaluar la erosión general de corto plazo producida por una determinada crecida, sin que necesariamente se verifique una contracción de flujo por una estructura. En tal caso, igualando (9.8) y (9.10) se obtiene:

$$H_{sj} = \left(\frac{q_j}{4.7 \beta d^{0.28}} \right)^{\frac{l}{l+x}} \quad (9.14)$$

Por otra parte, en el caso de un puente por ejemplo, si se simula el flujo a través de la estructura con algún modelo numérico, como por ej. HEC-RAS (Feldman, 2000; Scharffenberger, 2013), es posible obtener valores de velocidad U y profundidad de flujo h , distribuidos en la sección contraída (Inside Bridge Upstream) aguas arriba del puente, y por lo tanto, se puede determinar la distribución de caudales específicos $q_j = U_j h_j$, los cuales ya incorporan el efecto de contracción de flujo. De esta manera, con la (9.14) se evalúan conjuntamente la erosión general de corto plazo y por contracción de flujo. Las profundidades de erosión, en cada vertical j , se determinan como: $z_{sj} = H_{sj} - h_j$ (ver Figura 9.1).

Para sedimentos cohesivos, la velocidad de equilibrio, se expresa como:

$$U_{ej} = 0.6 \beta \gamma_s^{l/18} H_{sj}^x \quad (9.15)$$

donde γ_s es el peso específico seco del sedimento del lecho (t/m^3), β coeficiente adimensional ya definido mediante la (9.12), H_s es la profundidad de flujo después de la erosión del lecho (m) y el coeficiente x es función de γ_s . Para γ_s expresado en (t/m^3), las siguientes ecuaciones brindan el valor de x :

$$x = \begin{cases} 0.4423 \gamma_s^{-0.7260} & \rightarrow 0.9 \leq \gamma_s (t/m^3) < 1.2 \\ 0.4363 \gamma_s^{-0.6433} & \rightarrow 1.2 \leq \gamma_s (t/m^3) \leq 2 \end{cases} \quad (9.16)$$

Igualando (9.9) y (9.15) y despejando H_{sj} se obtiene:

$$H_{sj} = \left(\frac{\alpha' h_j^{5/3}}{0.6 \beta \gamma_s^{l/18}} \right)^{\frac{l}{l+x}} \quad (9.17)$$

Análogamente al caso anterior, si se simula el flujo a través de la estructura con HEC-RAS por ejemplo, se puede determinar la distribución de caudales específicos que ya contemplan el efecto de contracción de flujo, por lo tanto, igualando (9.8) y (9.15) se obtiene:

$$H_{sj} = \left(\frac{q_j}{0.6 \beta \gamma_s^{1.18}} \right)^{\frac{l}{l+x}} \quad (9.18)$$

El concepto de velocidad de equilibrio, expresado precedentemente, en el caso de sedimentos cohesivos debe ser considerado con cautela. En los ríos y arroyos no aluviales, con lechos cohesivos muy consolidados, la condición de lecho vivo (tal como definida en 9.2.1) es rara. Por lo tanto, cuando se realizan los cálculos, si la velocidad de flujo no perturbada aguas arriba de la estructura no excede la velocidad crítica de erosión (ver Capítulo 5), la velocidad de equilibrio para sedimentos cohesivos debe sustituirse por la correspondiente velocidad crítica de erosión (ver comentarios al respecto en el Capítulo 5).

9.3.2 Fórmula de Maza Álvarez y Echavarría Alfaro

Maza Álvarez y Echavarría Alfaro (1973), propusieron una fórmula válida para arenas y gravas con $d_{50} < 6$ mm, en *lecho vivo*, la cual se expresa como:

$$H_{sj} = 0.365 \left(\frac{q_j^{0.784}}{d_{50}^{0.157}} \right) \quad (9.19)$$

Igual que en el caso anterior, la (9.19) puede incorporar los efectos de contracción de flujo si los q_j son obtenidos a partir de una simulación numérica que incluye la estructura.

9.3.3 Fórmula de Blench

Blench (1969) propuso dos fórmulas, una para arenas y otra para gravas, en *lecho vivo*, que brindan la profundidad de flujo después de producida la erosión del lecho:

$$H_{sj} = \begin{cases} 1.2 \left(\frac{q_j^{0.667}}{d_{50}^{0.167}} \right) & 0.063 < d_{50} (\text{mm}) \leq 2 \\ 1.23 \left(\frac{q_j^{0.667}}{d_{50}^{0.083}} \right) & d_{50} (\text{mm}) > 2 \end{cases} \quad (9.20)$$

9.3.4 Fórmulas de Laursen modificadas

La fórmula de Laursen (1960) para erosión de *lecho vivo* en contracciones largas, es idéntica a la obtenida en el Capítulo 8, ec. (8.183) pero con exponente variable entre 0.64-0.8. La fórmula de Laursen (1960) modificada por Richardson y Davis (1995) e implementada en el modelo HEC-RAS (Feldman, 2000; Scharffenberger,

2013), determina la profundidad media de flujo h_2 después de la erosión en la sección contraída mediante:

$$h_2 = h_1 \left(\frac{Q_2}{Q_1} \right)^{0.857} \left(\frac{B_1}{B_2} \right)^{k_1} \quad (9.21)$$

donde h_1 , Q_1 y B_1 son la profundidad media de flujo, el caudal y el ancho de la base de fondo del canal principal en una sección de aproximación inmediatamente aguas arriba y Q_2 , B_2 son el caudal total y el ancho de la base de fondo en la sección contraída en correspondencia de la estructura, tal como se esquematiza en la Figura 9.2.

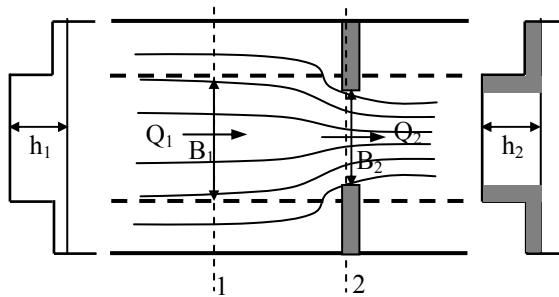


Figura 9.2 Representación de variables para la fórmula de Laursen (1960) modificada.

El coeficiente k_1 varía aproximadamente entre 0.6 y 0.7, en función de la modalidad del transporte de sedimentos: $k_1=0.59$ (mayormente de fondo, $u^*/w_s < 0.5$), $k_1=0.64$ (algo en suspensión, $0.5 \leq u^*/w_s \leq 2$), $k_1=0.69$ (mayormente en suspensión, $u^*/w_s > 2$), con u^* : velocidad de corte y w_s : velocidad de caída. La (9.21) es idéntica a la ((8.183), Capítulo 8) si se considera $Q_1=Q_2$ y $k_1=0.8$.

Para erosión en *agua clara*, la fórmula Laursen (1963), implementada en el modelo HEC-RAS, fue modificada y expresada en unidades del S.I. (Richardson et al., 2001):

$$h_2 = \left(\frac{0.025 Q_2^2}{d_{me}^{2/3} B_2^2} \right)^{3/7} \quad (9.22)$$

donde $d_{me}=1.25 d_{50}$ es el diámetro medio efectivo (m), Q_2 (m^3/s) y B_2 (m).

El valor límite inferior para d_{50} es 0.2 mm, valores de $d_{50} < 0.2$ mm conducen a sobreestimaciones significativas de la profundidad de erosión.

La (9.21) y (9.22) son válidas para sedimentos no cohesivos y brindan la profundidad de erosión media en la sección: $z_s=h_2-h_{2,0}$, siendo $h_{2,0}$ la profundidad de flujo media inicial en la sección contraída.

9.3.5 Fórmulas para sedimentos cohesivos

La profundidad de erosión en suelos cohesivos se tipifica generalmente, sobre todo para sedimentos cohesivos consolidados, en condiciones de agua clara. Por lo tanto, la profundidad de erosión final puede ser calculada, para una determinada condición de flujo, una vez que se determina la velocidad de corte crítica de erosión u_{*c} (ver Capítulo 5). La fórmula derivada por Briaud et al. (2011) a partir del análisis de datos experimentales, puede ser utilizada para determinar la profundidad de erosión en el centro del cauce, en correspondencia de la estructura:

$$z_s = 0.94 h_l \left(\frac{1.83 U_2}{\sqrt{g h_l}} - \frac{u_{*c}}{g n h_l^{1/3}} \right) \quad (9.23)$$

donde h_l : profundidad de flujo media en la sección de aproximación (m), U_2 : velocidad media en la sección contraída (m/s), g : aceleración de la gravedad (m/s^2), n : coeficiente de rugosidad de Manning ($s/m^{1/3}$).

A partir de la velocidad de corte crítica de erosión en suelos cohesivos de Mirtskhoulava (1997), la profundidad de flujo en la j -ésima vertical de la sección transversal, después de producida la erosión del lecho, puede determinarse mediante (Basile et al., 2016):

$$H_{sj} = \left(\frac{n \sqrt{g} q_j}{u_{*c}} \right)^{6/7}, \quad u_{*c} = \sqrt{k_1(s-1)g d_a + k_2 \frac{C_o}{\rho}} \quad (9.24a), (9.24b)$$

con q_j : caudal específico en la j -ésima vertical de la sección contraída (sección 2 de Figura 9.2); C_o : cohesión (N/m^2); $s = \rho_s / \rho$, ρ_s : densidad del sedimento (kg/m^3), ρ : densidad del agua (kg/m^3); d_a : diámetro del agregado de partículas dispersas $d_a \approx 0.004$ m (Mirtskhoulava, 1997), los coeficientes k_1 y k_2 adoptan los valores 0.0121 y 0.000254, respectivamente; las demás variables ya fueron definidas.

9.4. EROSIÓN LOCAL EN FUNDACIONES DE PUENTES

Existe una importante cantidad de trabajos de investigación sobre metodologías de evaluación de procesos erosivos en correspondencia de puentes (Breusers et al., 1977; Raudkivi, 1986, Melville y Sutherland, 1988; Arneson, 1998; Melville y Coleman, 2000; Jones y Sheppard, 2000; Basile et al., 2013), como así también, sobre medidas de protección (Maynard et. al, 1989; Maynard, 1990, 1995; Pilarczyk, 1995; Lagasse et al., 2009a,b). Muchos trabajos, tienen como antecedentes las investigaciones iniciadas en la década del 50 por Carl Izzard en la Agencia de Carreteras Públicas de EE.UU (predecesora de la Federal Highway

Administration-FHWA) y por Emmett Laursen en el Departamento de Carreteras del Estado de Iowa, EE.UU. (Laursen y Toch, 1956; Laursen, 1960, 1963).

Algunas de las metodologías de cálculo existentes, utilizadas frecuentemente en el diseño hidráulico de puentes, se basan sustancialmente en la Hydraulic Engineering Circular N° 18 (HEC N° 18) de la FHWA de EE.UU. (Arneson et al., 2012), la cual tiene como complementos la HEC N° 20 (Lagasse et al., 2012) y la HEC N° 23 Vol. 1 y Vol. 2 (Lagasse et al., 2009a,b). Asimismo, diversas metodologías de cálculo han sido propuestas en el manual CIRIA C551 (May et al., 2002).

Las metodologías propuestas por la FHWA, combinan la simulación de la transformación lluvia-caudal en las cuencas de influencia, mediante modelos hidrológicos como el HEC-HMS (Brunner, 2010), con la simulación del comportamiento hidráulico en correspondencia de las estructuras, mediante la implementación del modelo HEC-RAS (Feldman, 2000; Scharffenberger, 2013). Inclusive, este último modelo contempla la estimación de erosión general y por contracción de flujo y erosión local en pilas y estribos; mediante rutinas internas de diseño hidráulico.

Las metodologías de evaluación de tales procesos (incorporadas en el modelo HEC-RAS) muestran ciertas limitaciones, sobre todo en la esquematización del sedimento que compone el lecho donde son emplazados los puentes (material no cohesivo, quasi-uniforme) y la geometría de los elementos estructurales de fundación (elementos aislados de geometría simple). Por tal motivo, las mismas muestran ciertas restricciones a la hora de ser implementadas en diferentes ámbitos geográficos y para estimar dichos procesos en fundaciones de geometría compleja (Basile, 2014).

Por otra parte, los métodos de predicción de erosión, incluidos en el modelo HEC-RAS, no contemplan procesos erosivos que se desarrollan en el arco de horas, durante la propagación de crecidas extraordinarias: erosión por thalweg, confluencias, curvas y migración de formas de fondo (solo la ecuación CSU de erosión local en pilas, que veremos más adelante, contempla un incremento por dunas). Asimismo, tampoco consideran los procesos a largo plazo (escala temporal mucho mayor que la de una crecida extraordinaria), los cuales, dependiendo del sistema fluvial, pueden insumir décadas o centurias, como descripto precedentemente en el punto 9.2 (Basile et al., 2013).

A pesar del importante volumen de bibliografía sobre el tema, aún hoy las mediciones in-situ de procesos erosivos en puentes (monitoreo), son muy limitadas. Cabe señalar que, tales mediciones son necesarias, tanto para lograr una

mejor comprensión de los problemas de socavación, en vistas al mantenimiento de las obras; como para contrastar las metodologías de predicción existentes, en vistas a un mejor diseño, sobre todo teniendo en cuenta que los colapsos de puentes se asocian principalmente a causas hidráulicas (Richardson y Richardson, 2008).

Para evaluar los procesos de erosión general de corto plazo y por contracción de flujo se utilizan las metodologías descriptas anteriormente, mientras que, la erosión local en pilas y estribos pueden evaluarse con distintas ecuaciones que brindan la profundidad de erosión máxima de equilibrio, las cuales se describen a continuación.

9.4.1 Erosión local en pilas

La erosión local alrededor de pilas es el resultado de la interacción entre la pila, el flujo y el sedimento erosionable del lecho. La presencia de la pila crea un campo de flujo turbulento 3D caracterizado por un flujo vertical dirigido hacia el lecho en el frente aguas arriba de la pila, un vórtice tipo hendidura de caballo en la base de la pila y una estela de vórtices de eje vertical que se desprenden de la pila, como se muestra esquemáticamente en la Figura 9.3. La erosión es iniciada por el flujo vertical dirigido hacia el lecho y posteriormente sostenida por el vórtice de hendidura de caballo en el lecho que abraza la base de la pila y los vórtices de eje vertical que actúan como "pequeños tornados".

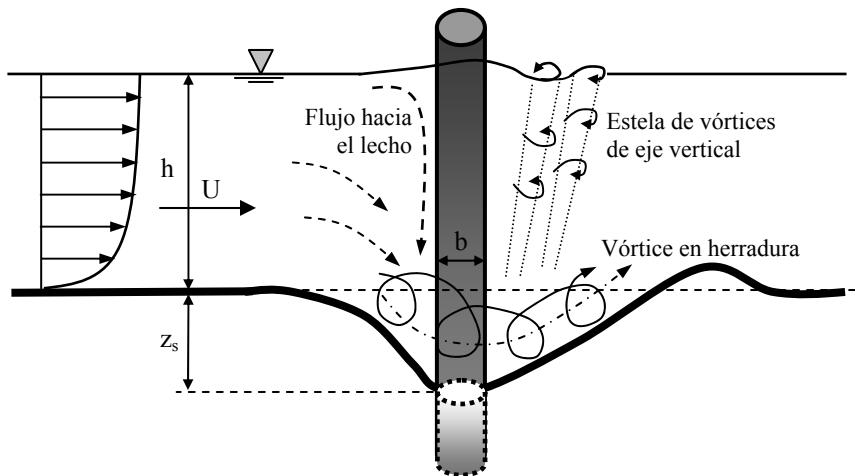


Figura 9.3 Representación esquemática del flujo y la erosión en una pila simple.

Mediciones del campo de velocidades 3D en planos a distintas alturas de una pila simple circular (Istiarto y Graf, 2001), muestran que la componente longitudinal u es dominante en todos los planos. La componente w es particularmente pronunciada a medida que uno se acerca a la pila, alcanzando valores $w=0.6 U_1$, siendo U_1 la velocidad media del flujo no perturbado. Aguas

abajo de la pila se observa un débil flujo hacia arriba. El patrón del campo de flujo muestra una separación de flujo al comienzo de la hoyo de erosión. Cerca de la pila un gradiente de presión adverso crea el flujo hacia el lecho el cual alcanza el fondo de la hoyo de erosión y produce el vórtice en hendidura. La representación 3D de la energía cinética turbulenta: $k=0.5 \langle u'_i u'_i \rangle$, $i=1,2,3$; muestra que para las zonas de separación de flujo y de formación del vórtice en hendidura, en los planos de aguas arriba, los valores de k son muy elevados. En los planos de aguas abajo la energía cinética turbulenta adquiere valores elevados en toda la profundidad de flujo. En la zona de estela el patrón es caótico.

La evolución temporal de la erosión local presenta características diferentes según se trate de erosión en *agua clara* o erosión en *lecho vivo*, de acuerdo al concepto ya establecido en el punto 9.2.1. La erosión en agua clara se presenta cuando la velocidad del flujo aguas arriba de la estructura es menor que la velocidad crítica para el movimiento incipiente del sedimento del lecho ($U < U_c$). La erosión se desarrolla alrededor de la estructura cuando el aumento local de la velocidad y de la turbulencia es tal que comienza a transportar el sedimento, el cual se deposita inmediatamente aguas abajo. La profundidad de la hoyo de erosión continúa incrementándose hasta que el flujo no es capaz de remover más sedimento de la hoyo. A medida que la profundidad en la hoyo se acerca a la profundidad de equilibrio el proceso se torna más lento, prolongándose en el tiempo, hasta alcanzar el valor de equilibrio sin ningún tipo de fluctuación (ver Figura 9.4a).

La erosión en lecho vivo se presenta cuando la velocidad del flujo aguas arriba de la estructura es mayor que la velocidad crítica para el movimiento incipiente del sedimento del lecho ($U > U_c$). La hoyo se desarrolla en manera similar al caso anterior con la excepción que existe un suministro continuo de sedimento que ingresa a la hoyo desde aguas arriba. Por lo tanto, el equilibrio se alcanza cuando la tasa de suministro desde aguas arriba iguala a la tasa de exportación de sedimentos de la hoyo. Debido al transporte de sedimentos y la propagación de formas de fondo, la tasa de material que entra a la hoyo fluctúa en el tiempo. Por tal motivo la profundidad de erosión oscila alrededor de un valor de equilibrio medio temporal (ver Figura 9.4b).

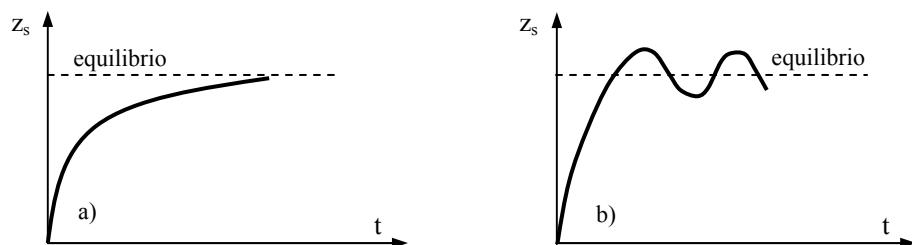


Figura 9.4 Evolución temporal de profundidad de erosión: (a) agua clara (b) lecho vivo.

La curva superior de la Figura 9.5 presenta la erosión adimensional, z_s/b , donde z_s es la profundidad de erosión máxima de equilibrio medida a partir del nivel del lecho inicial y b el diámetro de la pila, en función de la relación U/U_c , donde U es la velocidad media de flujo inmediatamente aguas arriba de la pila y U_c es la velocidad media crítica para el movimiento incipiente del sedimento. Se observan, además, los datos experimentales de Chiew (1984) para flujo subcrítico, pilas cilíndricas y sedimentos uniformes con d_{50} variando entre 0.24 mm y 3.2 mm. La erosión comienza para $U/U_c \geq 0.5$. Luego, la erosión se incrementa con la velocidad hasta alcanzar un pico para $U/U_c = 1$, es decir, cuando el sedimento del lecho se encuentra en condiciones de movimiento incipiente. Para $U/U_c > 1$ (lecho vivo) la profundidad de erosión inicialmente decrece y luego se incrementa alcanzando un nuevo pico (pico de lecho vivo), cuyo valor es aproximadamente igual al 90% del pico asociado al umbral crítico ($U/U_c = 1$).

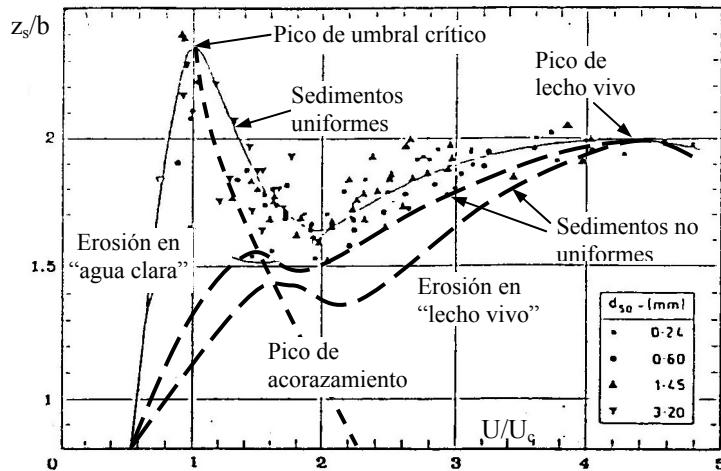


Figura 9.5 Profundidad de erosión adimensional en función de U/U_c .

En la Figura 9.5 se observan dos curvas (en línea de trazos) que esquematizan el comportamiento de la erosión en sedimentos no uniformes. Para valores de $U/U_c < 1$ se desarrolla un acorazamiento estático del lecho (la composición se hace más gruesa y se reduce la erosión). Para $U/U_c = 1$ se observa un pico, pero no tan marcado como en el caso de sedimentos uniformes. Para $U/U_c > 1$ se rompe el acorazamiento y, a medida que la velocidad se incrementa, se observa una tendencia a alcanzar el pico de lecho vivo de sedimentos uniformes o quasi-uniformes.

La Figura 9.5 muestra que la profundidad de erosión local máxima que puede ocurrir se corresponde con el valor de equilibrio para sedimentos uniformes y condición de agua clara ($U/U_c = 1$), $z_s = 2.4 b$. Esto vale aún para velocidades que exceden la velocidad crítica durante una crecida. En estas condiciones, a los efectos del diseño, la profundidad z_s de equilibrio proporciona un valor de

seguridad. La velocidad de flujo influye en el tiempo de evolución del proceso de erosión. Si U es ligeramente superior a U_c , la duración de la crecida puede no ser suficiente para que se alcance la profundidad de equilibrio. Si U es considerablemente mayor que U_c , profundidades de erosión del orden del 90 % de la máxima posible pueden ser alcanzadas en uno o dos días.

Para pilas cilíndricas o de nariz redondeada alineadas al flujo, el análisis de datos de laboratorio indican que la erosión de equilibrio es $z_s/b=2.4$ para $F<1$ (Melville y Sutherland, 1988). Por otra parte, en régimen de hoyas y rápidos $z_s/b\approx3$ para $F>1$ y para antidunas $z_s/b=2.5$, $F=1.2$ (Jain y Fisher, 1979). En este sentido, para este tipo de pilas, la HEC N° 18 de la FHWA de EE.UU. (Arneson et al., 2012), sugieren como criterio aproximado, estimar los valores máximos de erosión como: $z_s/b=2.4$ para $F\leq0.8$ y $z_s/b=3$ para $F>0.8$.

9.4.1.1 Ecuación de la Universidad Estatal de Colorado (CSU)

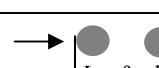
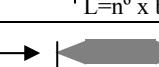
La ecuación de CSU (Arneson et al., 2012) se expresa como:

$$\frac{z_s}{h_l} = 2 K_1 K_2 K_3 K_4 \left(\frac{b}{h_l} \right)^{0.65} F_l^{0.43} \quad (9.25)$$

donde z_s es la profundidad de erosión local referida al nivel inicial del lecho; b es el ancho de la pila y $F_l=U_1/(gh_l)^{0.5}$ es el número de Froude, siendo U_1 y h_l la velocidad y profundidad del flujo respectivamente, no perturbadas inmediatamente aguas arriba de la pila y g la aceleración de la gravedad, ver representación de variables en Figura 9.3.

K_1 es un factor que tiene en cuenta la forma de la nariz de la pila expuesta al flujo, el cual se presenta en la Tabla 9.1.

Tabla 9.1 Factor K_1 .

Forma de nariz de la pila	K_1
Cuadrada 	1.1
Redondeada 	1.0
Cilíndrica 	1.0
Grupo de cilindros 	1.0
Triangular 	0.9

K_2 es el factor de corrección por ángulo de ataque del flujo:

$$K_2 = \left(\cos \theta + \frac{L}{b} \operatorname{sen} \theta \right)^{0.65} \quad (9.26)$$

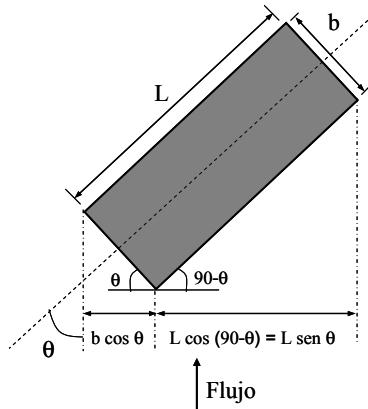


Figura 9.6. Pila no alineada al flujo.

donde θ es el ángulo de ataque del flujo con respecto al eje de la pila y L la longitud de la pila (Figura 9.6). Si $\theta > 5^\circ$ el factor K_2 es dominante respecto a K_1 , por lo tanto, se fija $K_1=1$ y se determina K_2 con (9.26), considerando que si $L/b > 12$ se utiliza $L/b=12$. Para pila cilíndrica aislada $K_2=1$ para cualquier ángulo de ataque.

El factor K_3 considera la condición del lecho, dado en la Tabla 9.2.

Tabla 9.2 Factor K_3 .

Condición del lecho	Altura duna Δ (m)	K_3
Erosión en agua clara	N/A	1.1
Lecho plano y antidunas	N/A	1.1
Dunas pequeñas	$0.6 \leq \Delta < 3$	1.1
Dunas medianas	$3 \leq \Delta < 9$	1.1 a 1.2
Dunas grandes	$\Delta \geq 9$	1.3

K_4 es un factor de corrección que reduce la profundidad de erosión debido a efectos de acorazamiento estático del lecho. Esto se verifica en procesos erosivos de lechos con sedimentos de granulometría extendida. Cuando la velocidad de aproximación no perturbada, inmediatamente aguas arriba de la pila U_1 es menor que la velocidad crítica $U_{c,d95}$, el d_{95} del material del lecho limitará la profundidad de erosión ($K_4 < 1$).

Si $d_{50} < 2$ mm o $d_{95} < 20$ mm, no se consideran efectos de acorazamiento: $K_4=1$. Si $d_{50} \geq 2$ mm o $d_{95} \geq 20$ mm, el factor K_4 se determina como:

$$K_4 = 0.4 U_R^{0.15} \quad , \quad U_R = \frac{U_I - U_{icd_{50}}}{U_{cd_{50}} - U_{icd_{95}}} > 0 \quad (9.27a), (9.27b)$$

donde $U_{ic dx}$ es la velocidad de inicio de erosión en proximidad de la pila para sedimento de diámetro d_x , dada por:

$$U_{icd_x} = 0.645 U_{cd_x} \left(\frac{d_x}{b} \right)^{0.053} \quad , \quad U_{cd_x} = 6.19 h^{1/6} d_x^{1/3} \quad (9.28a), (9.28b)$$

La velocidad crítica, para movimiento incipiente, dada por (9.28b) se obtiene a partir de $U_c/u_* = h^{1/6}/ng^{0.5}$, considerando tensión de corte adimensional crítica $\tau_{*c}=0.04$ y coeficiente de rugosidad de Manning-Strickler $n=d_x^{1/6}/24$. El valor mínimo del factor de corrección por acorazamiento es: $K_4=0.4$.

Corrección por pilas muy anchas en flujos de poca profundidad

En el caso de pilas muy anchas en flujos someros se ha observado que la ecuación sobreestima los valores de profundidad de erosión, por lo tanto, en la (9.25) se debe introducir un factor de corrección por pila ancha K_w :

$$K_w = \begin{cases} 2.38 \left(\frac{h_I}{b} \right)^{0.34} F_I^{0.65} \quad , \quad U_I/U_c < 1 \\ 1.00 \left(\frac{h_I}{b} \right)^{0.13} F_I^{0.25} \quad , \quad U_I/U_c \geq 1 \end{cases} \quad (9.29)$$

La (9.29) se aplica para: $h_I/b < 0.8$, $b/d_{50} > 50$ y flujo subcrítico $F_I < 1$.

9.4.1.2 Ecuación de Breusers et al.

La ecuación de Breusers, Nicollet y Shen (1977) se expresa como:

$$\frac{z_s}{b} = f_I \left(\frac{U_I}{U_c} \right) f_2 \left(\frac{h_I}{b} \right) K_I (\text{forma}) K_2 \left(\theta, \frac{L}{b} \right) \quad (9.30)$$

donde U_c es la velocidad crítica para movimiento incipiente del sedimento del lecho, la cual puede determinarse a partir de la curva parametrizada de Shields en conjunción con una fórmula de resistencia al flujo, considerando el d_{50} del sedimento del lecho (Capítulo 5) o aplicando la (9.28b) y las restantes variables interviniientes ya fueron definidas en el punto anterior.

La función f_1 de intensidad de flujo contempla la erosión en agua clara o en lecho vivo y se expresa de la siguiente manera:

$$f_l\left(\frac{U_l}{U_c}\right) = \begin{cases} 0 & \rightarrow U_l/U_c \leq 0.5 \\ 2\left(\frac{U_l}{U_c} - \frac{1}{2}\right) & \rightarrow 0.5 < U_l/U_c < 1 \\ 1 & \rightarrow U_l/U_c \geq 1 \end{cases} \quad (9.31)$$

La función f_2 contempla el efecto de la relación profundidad/ancho de pila simple, y es dada por:

$$f_2\left(\frac{h_l}{b}\right) = 2 \operatorname{tgh}\left(\frac{h_l}{b}\right), \quad \operatorname{tgh} \alpha = \frac{e^\alpha - e^{-\alpha}}{e^\alpha + e^{-\alpha}} \quad (9.32a), (9.32b)$$

K_1 es el factor de corrección por forma de nariz de la pila y se determina mediante la Tabla 9.3.

Tabla 9.3 Factor de forma K_1 .

Forma nariz de pila	K_1
Perfil hidrodinámico	0.75
Circular	1.00
Redondeada	1.00
Rectangular	1.30

El factor K_2 y se determina con la ecuación (9.26).

9.4.1.3 Ecuación de Melville

La ecuación de Melville (1997) brinda la profundidad de erosión de equilibrio en función de cinco factores:

$$z_s = K_s K_\theta K_{hb} K_{if} K_d \quad (9.33)$$

donde K_s : factor de corrección por forma de nariz de la pila (Tabla 9.1); K_θ : factor de corrección por ángulo de ataque del flujo, dado por la ecuación (9.26); K_{hb} : factor que considera la relación entre profundidad de flujo y ancho de la pila:

$$K_{hb} = \begin{cases} 2b & h_l/b \leq 0.7 \\ 2\sqrt{h_l b} & 0.7 < h_l/b < 5 \\ 4.5 h_l & h_l/b \geq 5 \end{cases} \quad (9.34)$$

El factor K_{if} de intensidad de flujo, para sedimentos uniformes $\sigma_g < 1.4$, se expresa como:

$$K_{if} = \begin{cases} U/U_c & \text{si } U/U_c \leq 1 \\ 1 & \text{si } U/U_c > 1 \end{cases} \quad (9.35)$$

Mientras que, para sedimentos no uniformes $\sigma_g > 1.4$, K_{if} es dado por:

$$K_{if} = \begin{cases} \frac{U_l - (U_a - U_c)}{U_c} & \rightarrow \frac{U_l - (U_a - U_c)}{U_c} < I \\ I & \rightarrow \frac{U_l - (U_a - U_c)}{U_c} \geq I \end{cases} \quad (9.36)$$

donde U_a es la velocidad de transición de agua clara a lecho vivo: $U_a = 0.8U_{ca}$, siendo U_{ca} la velocidad de estabilización del acorazamiento del lecho, dada por:

$$\frac{U_{ca}}{u_{*c50a}} = 5.75 \log\left(\frac{5.53 h_l}{d_{50a}}\right) \quad (9.37)$$

donde d_{50a} es la mediana de la composición granulométrica del acorazamiento $d_{50a} = d_{84}/1.8$ y la velocidad de corte crítica u_{*c50a} se determina utilizando la curva de Shields parametrizada (ver Capítulo 5) o mediante las expresiones propuestas por Melville para la curva de Shields:

$$u_{*c} = \begin{cases} 0.0115 + 0.0125 d^{1.4} & \rightarrow 0.1 \leq d \text{ (mm)} \leq 1 \\ 0.0305 \sqrt{d} - 0.0065 d^{-1} & \rightarrow 1 < d \text{ (mm)} \leq 100 \end{cases} \quad (9.38)$$

Para d (mm) la (9.38) brinda u_{*c} (m/s). La (9.37) en conjunción con la (9.38) se utilizan para determinar U_{ca} introduciendo en (9.38) $d = d_{50a}$ o también U_c , introduciendo en (9.38) $d = d_{50}$ asociado a la composición granulométrica inicial del lecho.

El Factor K_d contempla la relación entre el ancho de la pila y el d_{50} de la composición granulométrica inicial del lecho y se expresa como:

$$K_d = \begin{cases} 0.57 \log(2.24 b/d_{50}) & b/d_{50} \leq 25 \\ 1 & b/d_{50} > 25 \end{cases} \quad (9.39)$$

9.4.1.4 Ecuación para sedimentos no uniformes gruesos

En la ecuación CSU (9.25), para el caso de lechos de sedimentos no uniformes gruesos, el factor K_4 contempla la reducción de la erosión por efectos de acorazamiento del lecho. FHWA (2012) desarrollaron una ecuación específica para sedimentos no uniformes gruesos, aplicable para condiciones de agua clara, y sedimentos con $d_{50} > 20$ mm y coeficiente de gradación $\chi_g = d_{84}/d_{50} > 1.5$, la cual se expresa como:

$$z_s = 1.1 K_1 K_2 b^{0.62} h_l^{0.38} \operatorname{tgh} \left(\frac{F_*^2}{1.97 \chi_g^{1.5}} \right), \quad F_* = \frac{U_l}{\sqrt{(s-1)gd_{50}}} \quad (9.40a), (9.40b)$$

donde z_s : profundidad de erosión local (m); K_1 : factor de corrección por forma (-), dado en Tabla 9.1; K_2 : factor de corrección por ángulo de ataque del flujo (-), dado por (9.26); b : ancho de la pila simple (m); h_l (m) y U_l (m/s): profundidad y velocidad de flujo no perturbado inmediatamente aguas arriba de la pila; g : aceleración de la gravedad (m/s^2); s : gravedad específica del sedimento (-) y F_* : número de Froude densimétrico de la partícula asociado al d_{50} . La tangente hiperbólica del término entre corchetes se evalúa mediante la (9.32b).

9.4.1.5 Ecuación para sedimentos cohesivos

Briaud et al. (2011) propusieron una ecuación para evaluar la erosión local en lechos cohesivos, que incorpora la velocidad crítica de inicio de erosión de sedimentos cohesivos. Dicha ecuación, recomendada en la Circular HEC N° 18 de la FHWA (Arneson et al., 2012), se expresa como:

$$z_s = 2.2 K_1 K_2 b^{0.65} \left(\frac{2.6 U_l - U_c}{\sqrt{g}} \right)^{0.7} \quad (9.41)$$

donde z_s : profundidad de erosión local (m); K_1 : factor de corrección por forma (-), dado en Tabla 9.1; K_2 : factor de corrección por ángulo de ataque del flujo (-), dado por (9.26); b : ancho de la pila (m); U_l : velocidad media de flujo no perturbado inmediatamente aguas arriba de la pila (m/s); g : aceleración de la gravedad (m/s^2); U_c : velocidad crítica de inicio de erosión del lecho cohesivo (m/s). Una manera de determinar U_c es a partir de: $U_c/u_{*c} = h^{1/6}/ng^{0.5}$, considerando u_{*c} dada por (9.24b), tal como descripto en el Capítulo 5.

9.4.1.6 Erosión local en pilas formadas por grupo de columnas

En una pila formada por varias columnas, la profundidad de erosión de una columna aislada (pila simple) debe ser corregida por la influencia que ejercen las columnas adyacentes. Para una pila formada por dos columnas se pueden distinguir cuatro tipos de interacciones (Raudkivi, 1986):

Refuerzo: si la erosión en la columna de aguas abajo alcanza la hoyuela de la columna de aguas arriba entonces más sedimento puede ser removido de la de aguas arriba. Esto hace que la erosión en la de aguas arriba sea mayor que la erosión de la de aguas abajo y a su vez mayor que la erosión de una columna aislada. Este efecto decrece a medida que aumenta la separación entre columnas.

Ocultamiento: si la de aguas arriba reduce la velocidad de aproximación a la de aguas abajo y además, si el sedimento erosionado de la de aguas arriba se deposita en las inmediaciones del frente de la de aguas abajo, la erosión en esta última disminuye respecto a la erosión de la columna simple.

Desprendimiento de vórtices verticales: los vórtices que se desprenden de la columna aguas arriba se propagan aguas abajo y actúan como pequeños tornados que remueven sedimento del lecho. Si la de aguas abajo se ubica cerca de la zona de influencia de los vórtices la profundidad de erosión en la misma se incrementa respecto a la erosión de la columna simple.

Interferencia de los vórtices en herradura: si la distancia transversal entre dos columnas es tal que los vórtices en forma de herradura interactúan superponiéndose, entonces la profundidad de erosión se incrementa en ambas columnas respecto a la columna simple.

Para pila compuesta de dos columnas existen gráficos propuestos por Raudkivi (1986) que proporcionan un factor de corrección para la profundidad de erosión de la columna simple, el cual es función de la relación entre la separación entre columnas, el diámetro de la columna simple y el ángulo de ataque del flujo.

Existen metodologías que determinan la erosión en pilas compuestas por múltiples columnas calculando la erosión, con alguna de las ecuaciones anteriores, pero considerando un determinado factor de forma y un ancho efectivo para la pila compuesta (Sheppard et al., 1995; May et al., 2002).

9.4.1.7 Pilas de columnas múltiples no alineadas al flujo

La erosión en pilas formadas por columnas múltiples, denominado grupo de cilindros en Tabla 9.1, depende de la separación s entre columnas. Para $s=5b$, la erosión máxima es igual a 1.2 veces la estimada para una columna simple (Raudkivi, 1986).

Para $s < 5b$, la erosión se determina, por ejemplo, con la (9.25) aplicada a la pila equivalente (Figura 9.7), especificando $K_1=1$, determinando K_2 con (9.26) para L/b =número de pilas y utilizando en la relación (b/h) el ancho de columna simple b .

Alternativamente, se puede especificar $K_1=1$, $K_2=1$ y en la relación (b/h) utilizar el ancho efectivo de la pila equivalente b_{ef} . El ancho efectivo es el ancho compuesto de todas las columnas colapsadas en una sola y proyectado sobre un plano perpendicular a la dirección del flujo, tal como se observa en la Figura 9.10. Aproximando a un rectángulo $b_{ef}=b \cos \theta + L \sin \theta$, para $0 < \theta \leq 90^\circ \rightarrow b < b_{ef} \leq L$. El

factor $K_2=1$ porque el efecto de corrección por ángulo de ataque del flujo es contemplado mediante la introducción del ancho efectivo en la relación (b/h) .

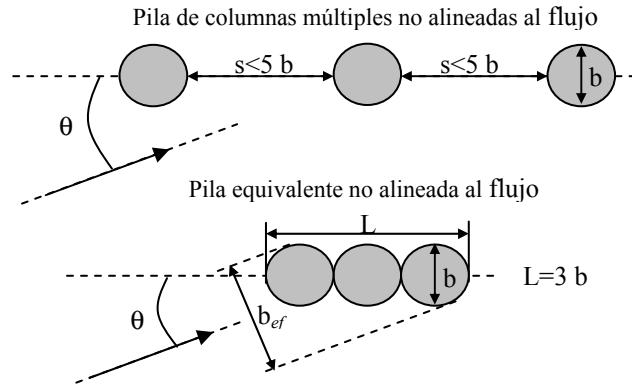


Figura 9.7. Pila equivalente a partir de la pila de columnas múltiples.

9.4.1.8 Pilas de geometría compleja

Las pilas de geometría compleja se componen de columnas (pueden ser varias o una simple tipo tabique), cabezal y un grupo de pilotes, tal como se esquematiza en la Figura 9.8. Jones y Sheppard (2000) desarrollaron una metodología según la cual, la erosión en pilas de geometría compleja puede ser estimada mediante la sumatoria de las contribuciones a la erosión de cada uno de éstos elementos estructurales aislados. Es decir, superponen los efectos de cada elemento estructural.

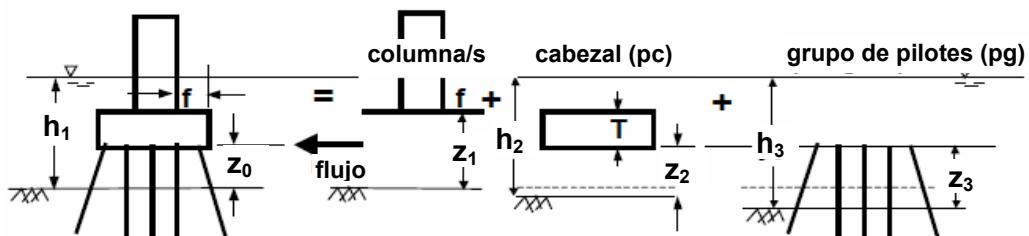


Figura 9.8 Esquematización de la descomposición de una pila de geometría compleja (columna+cabezal+piroles), para evaluar la erosión asociada a cada elemento estructural.

Las variables indicadas en la Figura 9.8 y otras que serán introducidas a continuación para describir la metodología de cálculo, representan:

f : distancia entre el borde del cabezal y la columna (m),

z_0 : distancia desde la base del cabezal al lecho, antes de la erosión (m),

T : altura del cabezal (m),

$z_1 = z_0 + T$: distancia desde el borde superior del cabezal al lecho, antes de la erosión asociada a la columna (m),

$z_2 = z_0 + 0.5 z_{s\ col}$: distancia desde el borde inferior del cabezal al lecho, después de la erosión asociada a la columna (m),

$z_3 = z_0 + 0.5 z_{s\ col} + 0.5 z_{s\ pc}$: distancia desde el borde inferior del cabezal al lecho, después de la erosión asociada al cabezal (m),

h_1 : profundidad de flujo de aproximación al inicio del cálculo de erosión asociada a la columna (m),

$h_2 = h_1 + 0.5 z_{s\ col}$: profundidad de flujo ajustada para el cálculo de la erosión asociada al cabezal (m),

$h_3 = h_1 + 0.5 z_{s\ col} + 0.5 z_{s\ pc}$: profundidad de flujo ajustada para el cálculo de la erosión asociada al grupo de pilotes (m),

U_1 : velocidad de flujo de aproximación al inicio del cálculo de erosión asociada a la columna (m/s),

$U_2 = U_1 (h_1/h_2)$: velocidad de flujo ajustada para el cálculo de la erosión asociada al cabezal (m/s),

$U_3 = U_1 (h_1/h_3)$: velocidad de flujo ajustada para el cálculo de la erosión asociada al grupo de pilotes (m/s),

S : separación, de centro a centro, entre pilotes (m),

$z_s = z_{s\ col} + z_{s\ pc} + z_{s\ pg}$: erosión local total por superposición de efectos (m),

$z_{s\ col}$: profundidad de erosión asociada a la columna/s (m),

$z_{s\ pc}$: profundidad de erosión asociada al cabezal (m),

$z_{s\ pg}$: profundidad de erosión asociada al grupo de pilotes (m),

Las profundidades de erosión asociadas a cada uno de los elementos estructurales que componen la pila de geometría compleja se determinan con la ecuación (9.25) utilizando una pila equivalente para cada elemento, después de ajustar las profundidades de flujo y las velocidades, tal como definido anteriormente.

Erosión asociada a la columna

La erosión de la columna (varias circulares o una sola rectangular) es necesaria cuando el cabezal se encuentra dentro del flujo y la columna esta sujeta a una profundidad y velocidad de flujo suficientes como para causar erosión. En primer lugar, para determinar la erosión $z_{s\ col}$, se asume que la columna llega al lecho (toda la profundidad h_1), se utiliza el ancho de la columna b_{col} y un factor de corrección $K_{h\ col}$, que tiene en cuenta la distancia de la base de la columna al lecho mediante el coeficiente $\eta = z_1/b_{col}$ y la protección que ejerce el cabezal al interceptar el flujo hacia el lecho, mediante $\xi = f/b_{col}$:

$$\frac{z_{s\ col}}{h_1} = K_{h\ col} \left[2 K_1 K_2 K_3 K_4 \left(\frac{b_{col}}{h_1} \right)^{0.65} \left(\frac{U_1}{\sqrt{gh_1}} \right)^{0.43} \right] \quad (9.42)$$

$$K_{h_{col}} = (0.4075 - 0.0669\xi) - (0.4271 - 0.0778\xi)\eta + (0.1615 - 0.0455\xi)\eta^2 - (0.0269 - 0.012\xi)\eta^3 \quad (9.43)$$

donde $\xi = f/b_{col}$, $\eta = z_1/b_{col}$.

La expresión entre corchetes en (9.42) representa la profundidad de erosión adimensional asociada a la columna, considerando que la misma llega hasta el lecho, la cual multiplicada por K_h col, brinda la profundidad de erosión adimensional corregida, asociada a la parte de la columna efectivamente sujeta a la acción del flujo. Si la columna está formada por varias columnas no alineadas al flujo, la expresión entre corchetes se determina con la metodología descripta anteriormente en el punto 9.4.1.7.

Erosión asociada al cabezal

La necesidad de determinar la erosión asociada al cabezal surge cuando el mismo se encuentra expuesto al flujo, ya sea por diseño o debido a la erosión general, por contracción y local producida por la columna. Existen dos casos posibles para determinar la erosión asociada al cabezal, dependiendo si el mismo se encuentra totalmente expuesto al flujo (caso 1) o parcialmente expuesto al flujo con una parte de T debajo del nivel del lecho (caso 2), en ambos casos se utiliza el factor de corrección K_w por pila ancha (9.29).

Caso 1: Cabezal totalmente expuesto al flujo. La base del cabezal se encuentra elevada sobre el mismo, ver Figura 9.8. En este caso, en la (9.25) se utiliza un ancho de cabezal reducido, equivalente para toda la profundidad de flujo h_2 , b_{pc}^* , dado por:

$$\frac{b_{pc}^*}{b_{pc}} = EXP\left(-2.705 + 0.51\ln\psi - 2.783\zeta^3 + \frac{1.751}{EXP\zeta}\right) \quad (9.44)$$

donde b_{pc} es el ancho original del cabezal, $\psi = T/h_2$, $\zeta = z_2/h_2$, con el valor máximo de h_2 igual a $h_{2\max} = 3.5 b_{pc}$.

$$\frac{z_{spc}}{h_2} = 2 K_1 K_2 K_3 K_4 K_w \left(\frac{b_{pc}^*}{h_2}\right)^{0.65} \left(\frac{U_2}{\sqrt{gh_2}}\right)^{0.43} \quad (9.45)$$

Para cabezal no alineado al flujo K_2 se determina con (9.26) utilizando la relación L/b_{pc} del cabezal original. Las variables de flujo ajustadas h_2 y U_2 se determinan como definido previamente en la lista de variables. El factor de corrección por pila ancha K_w se determina con (9.29) y se aplica con h_2/b_{pc}^* solo si: $h_2 < 0.8b_{pc}^*$, $b_{pc}^* > 50 d_{50}$ y el flujo es subcrítico $F_2 = U_2/gh_2^{0.5} < 1$.

El paso siguiente consiste en ajustar las variables de flujo h_3 y U_3 , como definido previamente en la lista de variables, y estimar la erosión asociada al grupo de pilotes.

Caso 2: Cabezal parcialmente expuesto al flujo. La base del cabezal se encuentra debajo del nivel del lecho, dejando expuesta al flujo una altura de cabezal h_f , ver Figura 9.9. En este caso la profundidad de erosión se determina mediante:

$$\frac{z_{spc}}{h_f} = 2 K_1 K_2 K_3 K_4 K_w \left(\frac{b_{pc}}{h_f} \right)^{0.65} \left(\frac{U_f}{\sqrt{gh_f}} \right)^{0.43} \quad (9.46)$$

donde, b_{pc} es el ancho original del cabezal y U_f es la velocidad de flujo a una altura 0.5 h_f , la cual se determina mediante:

$$\frac{U_f}{U_2} = \frac{\ln \left(10.93 \frac{h_f}{k_s} + 1 \right)}{\ln \left(10.93 \frac{h_2}{k_s} + 1 \right)} \quad (9.47)$$

donde la altura de rugosidad equivalente: $k_s=d_{84}$ (arenas) y $k_s=3 d_{84}$ (gravas y sedimentos más gruesos), h_f : distancia desde el borde superior del cabezal al lecho después de la erosión general, por contracción y local debida a la columna.

Para cabezal no alineado al flujo K_2 se determina con la (9.26) utilizando la relación L/b_{pc} del cabezal original. El factor de corrección por pila ancha K_w se aplica con h_2/b_{pc} si: $h_2 < 0.8b_{pc}$, $b_{pc} > 50 d_{50}$, y el flujo es subcrítico $F_2=U_2/gh_2^{0.5} < 1$.

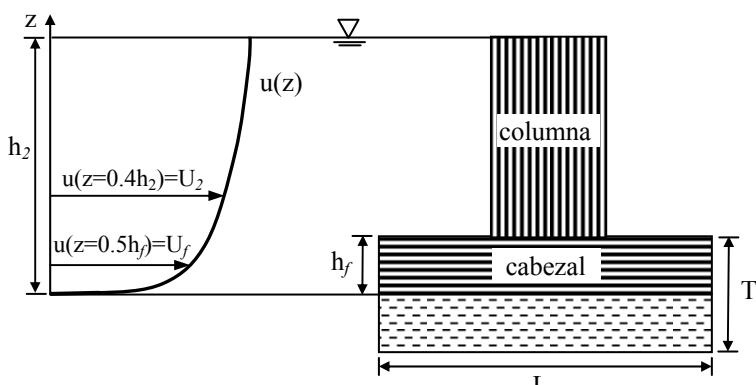


Figura 9.9 Variables de flujo y geométricas para evaluar la erosión del cabezal en el caso 2.

Los casos 1 y 2 pueden ser aplicados cuando la base del cabezal se encuentra apoyada sobre el lecho. Sin embargo, no necesariamente dan el mismo resultado, por tal motivo, se sugiere utilizar los dos procedimientos y adoptar un criterio ingenieril para definir el más adecuado. Solamente para el caso 2, se considera

que la erosión asociada al cabezal incluye la erosión asociada al grupo de pilotes, por lo tanto, la erosión total queda definida como: $z_s = z_{s\ col} + z_{s\ pc}$.

Erosión asociada al grupo de pilotes

La profundidad de erosión asociada al grupo de pilotes se determina con:

$$\frac{z_{s\ pg}}{h_3} = K_{h\ pg} \left[2 K_1 K_3 K_4 \left(\frac{b_{pg}^*}{h_3} \right)^{0.65} \left(\frac{U_3}{\sqrt{gh_3}} \right)^{0.43} \right] \quad (9.48)$$

donde el factor de corrección por altura expuesta al flujo del grupo de pilotes $K_{h\ pg}$, se expresa en función de $\delta = z_3/h_3$, mediante:

$$K_{h\ pg} = (3.08\delta - 5.23\delta^2 + 5.25\delta^3 - 2.1\delta^4)^{1.54} \quad (9.49)$$

La expresión entre corchetes en (9.48) representa la profundidad de erosión adimensional del grupo de pilotes, considerando que los mismos se extienden desde la superficie del agua hasta el lecho, la cual multiplicada por $K_{h\ pg}$, brinda la profundidad de erosión adimensional corregida, asociada a la parte del grupo de pilotes efectivamente sujeto a la acción del flujo. El factor K_2 no ha sido incluido en (9.48) ya que se utiliza el ancho efectivo del grupo de pilotes b_{pg}^* y por lo tanto $K_2=1$. El valor máximo de h_3 en (9.49) es $h_3 \text{ máx} = 3.5 b_{pg}^*$.

El ancho efectivo del grupo de pilotes reducido, equivalente para toda la profundidad de flujo h_3 , b_{pg}^* , es dado por:

$$b_{pg}^* = b_{proj} K_{SP} K_m \quad (9.50)$$

donde b_{proj} : ancho proyectado sobre un plano normal a la dirección de flujo. Para pilotes alineados al flujo $b_{proj} = \sum b_i$, como se observa en la Figura 9.10.

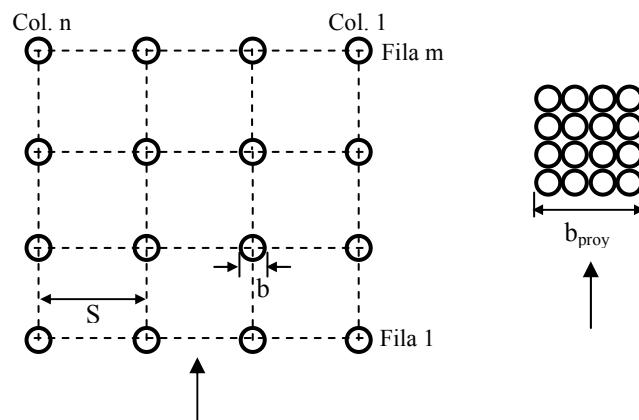


Figura 9.10 Pilotes alineados al flujo, ancho proyectado $b_{proj} = \sum b_i$.

Mientras que, para grupo de pilotes no alineados al flujo, b_{proy} se determina como se indica en la Figura 9.11, utilizando la primera columna y las dos primeras filas de pilotes, para proyectar los anchos x_i sobre un plano normal al flujo: $b_{\text{proy}} = \sum x_i$.

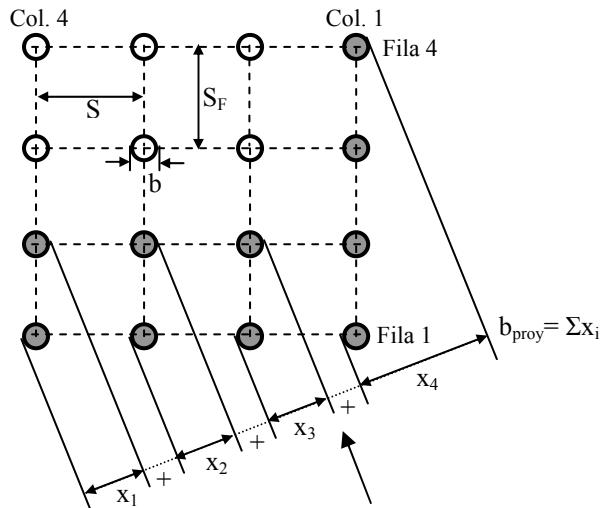


Figura 9.11 Pilotes no alineados al flujo, ancho proyectado $b_{\text{proy}} = \sum x_i$.

El coeficiente de separación de pilotes K_{SP} se utiliza para pilotes alineados y no alineados al flujo, el mismo se expresa en función de $\beta = b_{\text{proy}}/b$ y $\sigma = S/b$, mediante:

$$K_{SP} = 1 - \frac{4}{3}(1 - \beta^{-1})(1 - \sigma^{-0.6}) \quad (9.51)$$

El coeficiente de número de filas K_m , se expresa en función del número de filas m y de $\sigma = S/b$, mediante:

$$K_m = 0.9 + 0.1m - 0.0714(m-1)(2.4 - 1.1\sigma + 0.1\sigma^2) \quad (9.52)$$

Para el caso general de grupo de pilotes no alineados al flujo $K_m=1$. Es decir, se utiliza solo para grupo de pilotes alineados, en tal caso, cuando $m>6$ su valor se considera constante para cualquier valor de σ , adoptando $m=6$ en (9.52).

Erosión total por superposición de efectos

La profundidad de erosión total, determinada por superposición de las erosiones asociadas a cada uno de los elementos estructurales que componen la pila de geometría compleja es:

$$z_s = z_{scol} + z_{spc} + z_{spg} \quad (9.53)$$

La metodología descripta para pilas de geometría compleja puede ser utilizada para el cálculo de erosiones en muelles de atraque y dolfines de amarre, en

general, formados por cabezal y grupos de pilotes. En tal caso, no se considera la primera componente en (9.53). Además, dependiendo del nivel del agua para la recurrencia de diseño y del nivel de la base del cabezal, puede eventualmente descartarse la influencia de la segunda componente en (9.53).

En el caso de pilas de geometría compleja en puentes de gran envergadura, y en general, en todos aquellos casos donde el costo de las fundaciones puede representar una parte importante del costo total de la obra, la metodología descripta brinda una estimación preliminar, que debería ser complementada con estudios en un modelo físico a fondo móvil. El tema de modelación física a fondo móvil se abordará en el Capítulo 10.

9.4.1.9 Ancho superficial de la hoyo de erosión

El ancho superficial de la hoyo de erosión, a cada lado de una pila fundada en sedimentos incoherentes puede ser estimado mediante (Arneson et al., 2012):

$$B_{0.5s} = z_s \left[\left(\frac{B_{fh}}{z_s} \right) + \cot g \varphi \right] \quad (9.54)$$

donde z_s : profundidad de erosión local, B_{fh} : ancho del fondo de la hoyo de erosión y φ ángulo de reposo del sedimento, el cual varía entre 29° y 42° (ver Tabla 3.20 del Capítulo 3).

Para $B_{fh}=z_s$, y considerando la variación de φ , resulta $2.1 z_s \leq B_{0.5sh} \leq 2.8 z_s$. Por otra parte, para la misma variación de φ , si $B_{hf}=0$ se tiene que $1.1 z_s \leq B_{0.5sh} \leq 1.8 z_s$. Por lo tanto, dependiendo del ancho de fondo de la hoyo y del ángulo de reposo del sedimento, el ancho superficial a cada lado de la pila variará entre $1.1 z_s \leq B_{0.5sh} \leq 2.8 z_s$. En la práctica se recomienda adoptar $B_{0.5sh}=2 z_s$.

9.4.1.10 Evolución temporal de la erosión local en pilas

Las ecuaciones vistas anteriormente brindan la profundidad de erosión local máxima de equilibrio final. El tiempo de equilibrio completo es muy difícil de alcanzar en experimentos de laboratorio. Por lo tanto, dados los tiempos extremadamente prolongados que requieren los experimentos para alcanzar el “equilibrio”, existen diferentes definiciones para el mismo. Por ejemplo, el tiempo de equilibrio se alcanza cuando, después de un tiempo prolongado de ensayo, el desarrollo de la hoyo de erosión es tal que, en el término de las 24 hs subsiguientes, la erosión no excede el 5 % del ancho de la pila (Melville y Chiew, 1999).

La evolución temporal de la erosión local en pilas $z_s(t)$ puede estimarse con diferentes fórmulas obtenidas a través de experimentos en laboratorio.

Franzetti et al. (1982) propusieron la siguiente ecuación para determinar la evolución temporal de la erosión local en pilas cilíndricas:

$$z_s(t) = z_{se} \left(1 - e^{-\alpha t_*^\beta} \right) \quad , \quad t_* = \frac{U_l}{b} t \quad (9.55a), (9.55b)$$

donde z_{se} : profundidad de erosión local de equilibrio, t_* : tiempo adimensional, t : tiempo (s), U_l : velocidad de flujo no perturbado inmediatamente aguas arriba de la pila (m/s), b : ancho de la pila (m), $\alpha=0.028$ y $\beta=1/3$. Se observa que $z_s(t)$ tiende asintóticamente a z_{se} , por lo cual nunca se alcanzaría el equilibrio completo, tal como descripto por Mellvile y Chiew (1999).

Ettema (1980) desarrolló una fórmula que describe la evolución temporal de la erosión en pilas cilíndricas:

$$z_s(t) = k_1 b \log \left(\frac{d_{50} v}{b^3} t \right) + \log k_2 \quad (9.56)$$

donde t : tiempo (s), b : ancho de la pila (m), v : viscosidad cinemática (m^2/s), d_{50} : mediana de la composición granulométrica del lecho (m), k_1 y k_2 son coeficientes que dependen de d_{50}/b y u^*/u_{c*} , siendo u^* : velocidad de corte y u_{c*} : velocidad de corte crítica del sedimento del lecho (Ettema, 1980).

Melville y Chiew (1999) utilizaron datos de experimentos propios y de otros autores, en condiciones de agua clara ($0.4 < U/U_c \leq 1$), con pilas cilíndricas de ancho $16 \text{ mm} < b < 200 \text{ mm}$, fundadas en sedimentos con $0.8 \text{ mm} < d_{50} < 5.35 \text{ mm}$. La fórmula propuesta para la evolución temporal de la erosión local se expresa como:

$$z_s(t) = z_{se} \exp \left[-0.03 \left| \frac{U_c}{U_l} \ln \left(\frac{t}{t_e} \right) \right|^{1.6} \right] \quad (9.57a)$$

$$t_e(\text{días}) = \begin{cases} 48.26 \frac{b}{U_l} \left(\frac{U_l}{U_c} - 0.4 \right) & , \frac{h_l}{b} > 6 \\ 30.89 \frac{b}{U_l} \left(\frac{U_l}{U_c} - 0.4 \right) \left(\frac{h_l}{b} \right)^{0.25} & , \frac{h_l}{b} \leq 6 \end{cases} \quad (9.57b)$$

La (9.57b) es válida para $0.4 < U_l/U_c \leq 1$, por lo tanto, en (9.57a) U_c/U_l debe variar entre 1 y 2.5, con $0 < t/t_e \leq 1$.

9.4.1.11 Evolución temporal de la erosión en pilas durante una crecida

Durante una crecida, la erosión de equilibrio se alcanza generalmente si la duración (permanencia de caudales) es suficiente como para que la hoyo de erosión entre en régimen o equilibrio. En grandes ríos aluviales con lechos de arena, perennes y con baja irregularidad de caudales, es factible que durante crecidas se alcancen valores de erosión local cercanos a los máximos de equilibrio. Por el contrario, en ríos con sedimentos más gruesos y sujetos a crecidas esporádicas de relativamente breve duración, la erosión local máxima es muy probable que no sea alcanzada.

La evolución temporal de la erosión local efectiva en una pila $z_s(t)$, durante el tránsito de un hidrograma $Q(t)$, puede ser determinada considerando condición de flujo quasi-permanente, es decir, el caudal se mantiene constante en cada Δt de discretización del mismo. A tales efectos es necesario determinar el hidrograma de crecida, por ejemplo mediante modelación hidrológica, y para cada uno de los caudales del hidrograma discretizado: $Q(n\Delta t)$, donde n es un índice temporal $n=1,2,3$, etc., determinar las variables de flujo correspondientes con un modelo hidráulico (por ej., HEC-RAS) y los correspondientes valores de z_{se} con alguna de las ecuaciones de erosión local en pilas. Luego se pueden aplicar las ecuaciones (9.55a) y (9.55b) en forma recursiva:

Para el primer caudal del hidrograma ($t=1\Delta t$):

$$z_s^n = z_{se}^n \left\{ 1 - \text{EXP} \left[-\alpha \left(\frac{U_l^n \Delta t}{b} \right)^\beta \right] \right\} \quad (9.58)$$

Para los caudales sucesivos ($t=2\Delta t, 3\Delta t$, etc..), utilizando las ecs. (9.55a) y (9.55b), y considerando la erosión efectiva obtenida en el tiempo anterior, se determina un tiempo de referencia t_r como:

$$t_r = \frac{b}{U_l^{n+1}} \left[-\frac{1}{\alpha} \ln \left(1 - \frac{z_s^n}{z_{se}^{n+1}} \right) \right]^{1/\beta} \quad (9.59)$$

La función del tiempo de referencia es determinar el tiempo que le insume al flujo, con las nuevas condiciones hidráulicas en $t=(n+1)\Delta t$, alcanzar una erosión efectiva igual a la calculada en el tiempo anterior $t=n\Delta t$. De esta manera, la profundidad de erosión efectiva en $t=(n+1)\Delta t$ se determina mediante:

$$z_s^{n+1} = z_{se}^{n+1} \left\{ 1 - \text{EXP} \left[-\alpha \left(\frac{U_l^{n+1}}{b} (t_r + \Delta t) \right)^\beta \right] \right\} \quad (9.60)$$

En general, se observa que la profundidad de erosión efectiva z_s aumenta durante la rama ascendente del hidrograma de crecida, hasta alcanzar en forma asintótica un valor máximo, menor a la erosión de equilibrio, inmediatamente después que transita el pico del hidrograma, y se detiene cuando su valor es igual a la profundidad de erosión de equilibrio correspondiente a un cierto caudal de la rama descendente del hidrograma.

9.4.2. Erosión local en estribos

Análogamente al caso de pilas, el principal mecanismo que genera la erosión local en estribos se relaciona con la generación de vórtices, como se esquematiza en la Figura 9.12. La presencia del estribo induce un flujo hacia el lecho y origina un vórtice horizontal principal, de gran poder erosivo, que se desarrolla en la base del estribo, en inmediaciones de la punta del mismo. Por otra parte, cuando el flujo se separa por efecto de la contracción y luego empieza a expandirse, se desprenden vórtices de eje vertical que forman una estela aguas abajo del mismo. Estribos largos y flujo en la planicie pueden crear zonas de recirculación aguas arriba y aguas abajo del estribo. Los procesos de erosión en estribos de puentes y en espigones son similares (Melville, 1992).

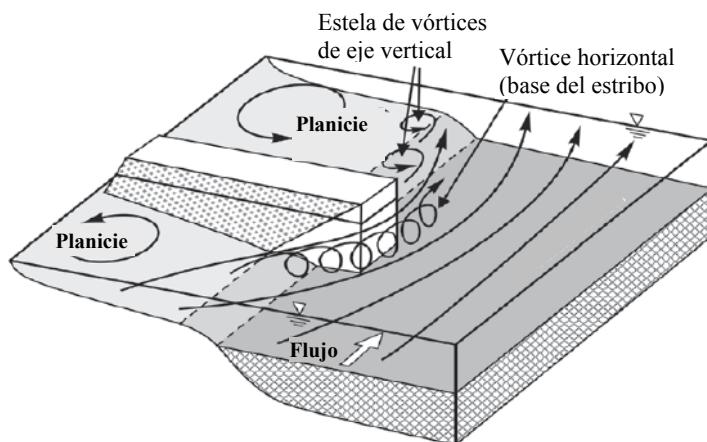


Figura 9.12 Representación esquemática del flujo en un estribo vertical con muros de ala (adaptado de Barkdoll, Ettema y Melville, 2007).

La profundidad de erosión en estribos depende de la forma del estribo, del patrón morfológico del río y de la morfología de la sección de emplazamiento, de la localización de su extremo (planicie, borde del canal principal, en el cauce), de la orientación del mismo respecto a la dirección principal del flujo, de las características del sedimento del lecho y de las variables de flujo relevantes, como profundidad y velocidad (de aproximación y en el canal principal), fracción del caudal total interceptado, relación de caudales específicos aguas arriba y en la sección contraída, etc.

Las ecuaciones disponibles, para estimar la profundidad de erosión de equilibrio en la punta de estribos de puentes, han sido derivadas mayormente a través de experimentos de laboratorio. En general se observa que las ecuaciones disponibles en literatura, que incorporan como variable geométrica principal la longitud total del estribo, sobreestiman las profundidades de erosión. Esto se debe a que en los experimentos de laboratorio el caudal interceptado por el estribo se relaciona directamente con la longitud del mismo, lo cual no es común en estribos de puentes reales (Richardson y Richardson, 2008). En este sentido, es recomendable la aplicación de fórmulas que se independizan de esta variable, o en su defecto, utilizar una longitud efectiva asociada al caudal realmente interceptado. En cualquier caso, para el diseño de las fundaciones de estribos (y pilas) de puentes siempre se requiere cierto criterio ingenieril y mucho trabajo interdisciplinario entre áreas de hidrología, hidráulica, estructuras, geotécnica, vial y geomorfología fluvial.

9.4.2.1 Ecuación de Chang y Davis

La ecuación de Chang y Davis (en Richardson y Davis, 1995), se basa en una modificación de la ecuación de Laursen de erosión por contracción, considerando el incremento de erosión por el vórtice horizontal al pie del estribo, la cual se expresa como:

$$H_s = h_1 k_f \left(\frac{k_v q_2}{q_1} \right)^{k_2} \quad (9.61)$$

donde H_s : profundidad de flujo en la punta del estribo después de la erosión del mismo (m); h_1 : profundidad del flujo de aproximación inmediatamente aguas arriba del estribo (m), q_1 : caudal específico en la sección de aproximación (m^2/s), q_2 : caudal específico en la sección contraída (m^2/s).

El coeficiente k_f es dado por: $k_f=0.35+3.2 F_1$ (lecho vivo, $\tau_{bc}>\tau_{b1}$) o $k_f=0.1+4.5 F_1$ (agua clara, solo si $\tau_{b1}=\tau_{bc}$); con F_1 : número de Froude del flujo de aproximación $F_1=U_1/(gh_1)^{0.5}$; τ_{bc} : tensión de corte crítica del sedimento del lecho, τ_{b1} : tensión de corte sobre el fondo en la sección de aproximación. El coeficiente $k_v=0.8 (q_1/q_2)^{1.5}+1$.

El coeficiente $k_2=0.11 [(\tau_{bc}/\tau_{b1}) + 0.4]^{2.2} + 0.623$. La (9.61) es válida para lecho vivo, aunque puede ser aplicada para agua clara solo si $\tau_{bc}/\tau_{b1}=1$, en cuyo caso $k_2=0.854$. Para lecho vivo, $\tau_{bc}/\tau_{b1}<1$, el valor de k_2 varía entre 0.638 y 0.853.

Si $\tau_{bc}/\tau_{b1}>1$, es decir con agua clara o con el lecho de la sección de aproximación acorazado, la fórmula propuesta es:

$$H_s = k_f k_v^{0.854} \left(\frac{q_2}{U_c} \right) \quad (9.62)$$

donde U_c es la velocidad crítica de inicio de movimiento del sedimentos del lecho y las restantes variables ya fueron definidas.

9.4.2.2 Ecuación de Richardson et al.

A partir de datos de erosión observados en espigones ubicados en el río Mississippi, Richardson et al. (2001) presentaron una ecuación para estimar erosión en estribos de puentes, la cual se expresa como:

$$z_s = 4 \left(\frac{K_1}{0.55} \right) K_2 h_l F_l^{0.33} \quad (9.63)$$

donde z_s : profundidad de erosión de equilibrio en la punta del estribo, F_l : número de Froude del flujo de aproximación $F_l = U_l / (gh_l)^{0.5}$, K_1 : factor de corrección por geometría del estribo dado en Tabla 9.4.

Tabla 9.4 Factor de corrección por geometría del estribo K_1 .

Tipo de estribo	K_1
Tabique vertical s/muros de ala	1.00
Tabique vertical con muros de ala	0.82
Hidrodinámico	0.55

El factor K_2 considera el ángulo θ que forma el eje del estribo con respecto a la dirección de flujo, dado en Tabla 9.5.

Tabla 9.5 Factor de corrección por ángulo de ataque K_2 .

θ	30°	45°	60°	90°	120°	135°
K_2	0.60	0.80	0.90	1.00	1.05	1.10

Para $\theta=90^\circ$: estribo perpendicular al flujo ($K_2=1$), para $\theta<90^\circ$: estribo apunta aguas abajo ($K_2<1$) y para $\theta>90^\circ$: estribo apunta aguas arriba ($K_2>1$), ver Figura 9.13.

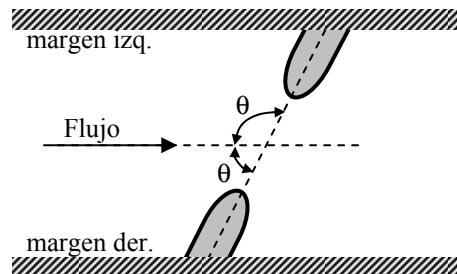


Figura 9.13 Representación del ángulo de ataque para estribo de margen derecha e izquierda.

9.4.2.3 Ecuación de Melville

La ecuación propuesta por Melville (1997) para estimar la profundidad de erosión de equilibrio alrededor de estribos de puentes, se expresa como:

$$z_s = K_{hL} K_{if} K_d K_s^* K_\theta^* K_G \quad (9.64)$$

El factor K_{hL} contempla la relación longitud del estribo/profundidad de flujo; para estribos cortos, intermedios y largos, se dado por:

$$K_{hL} = \begin{cases} 2L & L/h \leq 1 \\ 2(hL)^{0.5} & 1 < L/h < 25 \\ 10h & L/h \geq 25 \end{cases} \quad (9.65)$$

donde L: longitud del estribo proyectada sobre un plano normal a la dirección del flujo y h: profundidad del flujo de aproximación.

El factor de intensidad de flujo K_{if} , para sedimentos uniformes $\sigma_g < 1.4$, se expresa como:

$$K_{if} = \begin{cases} U/U_c & si \ U/U_c \leq I \\ I & si \ U/U_c > I \end{cases} \quad (9.66)$$

donde U es la velocidad del flujo de aproximación y U_c es la velocidad crítica del sedimento del lecho. Para sedimentos no uniformes K_{if} se determina utilizando la metodología de Melville (1997), descripta para pilas, mediante las ecuaciones (9.36)-(9.38).

El factor de tamaño del sedimento K_d :

$$K_d = \begin{cases} 0.57 \log\left(\frac{2.24L}{d_{50}}\right) & L/d_{50} \leq 25 \\ 1 & L/d_{50} > 25 \end{cases} \quad (9.67)$$

El factor de forma del estribo K_s^* , contempla estribos cortos, intermedios y largos mediante la relación L/h :

$$K_s^* = \begin{cases} K_s & L/h \leq 10 \\ K_s + 0.667(I - K_s)[0.1(L/h) - I] & 10 < L/h < 25 \\ I & L/h \geq 25 \end{cases} \quad (9.68)$$

donde K_s se determina a partir de la Figura 9.14.

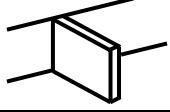
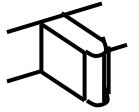
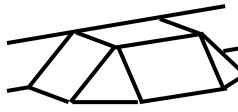
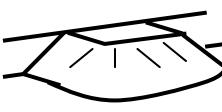
Modelo de estribo	Forma	K_s
	Estribo vertical estrecho	1.00
	Estribo vertical con punta semicircular	0.75
	Estribo con taludes a 45°	0.85
	Hidrodinámico (H:V) 0.5:1 1.0:1 1.5:1	0.60 0.50 0.45

Figura 9.14 Factor de forma del estribo K_s .

El factor K_θ^* considera el ángulo θ que forma el eje del estribo con respecto a la dirección de flujo ($\theta=90^\circ$: estribo perpendicular al flujo, $\theta<90^\circ$: estribo apuntando aguas abajo, $\theta>90^\circ$: estribo apuntando aguas arriba), ver Figura 9.13.

$$K_\theta^* = \begin{cases} K_\theta & L/h \geq 3 \\ K_\theta + (1-K_\theta)[1.5 - 0.5(L/h)] & 1 < L/h < 3 \\ 1 & L/h \leq 1 \end{cases} \quad (9.69)$$

donde K_θ se determina con los valores de Tabla 9.6.

Tabla 9.6 Factor de corrección por ángulo de ataque K_θ .

θ	30°	45°	60°	90°	120°	150°
K_θ	0.85	0.90	0.95	1.00	1.05	1.10

El factor K_G considera la geometría del canal y es dado por:

$$K_G = \sqrt{1 - \left(\frac{L^*}{L}\right) \left[1 - \left(\frac{h^*}{h}\right)^{5/3} \frac{n}{n^*} \right]} \quad (9.70)$$

donde n y n^* son los coeficientes de rugosidad de Manning asociados al canal principal y a la zona de expansión lateral (planicie aluvial); L y L^* son las longitudes del estribo y de la planicie aluvial; h y h^* son las profundidades de flujo en el canal principal y en la planicie aluvial, correspondientes al flujo de aproximación. Dependiendo de la geometría del canal y de la ubicación del estribo, existen cuatro casos posibles para definir el factor K_G , tal como se observa en la Figura 9.15.

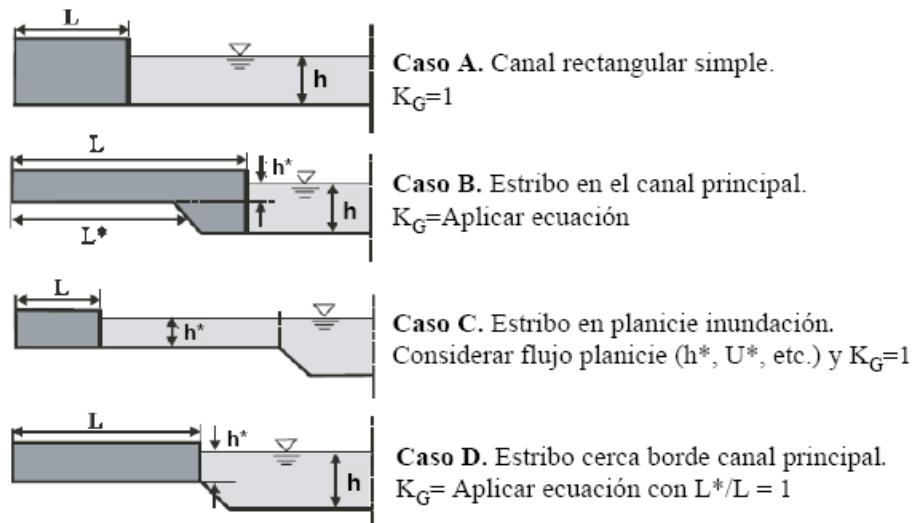


Figura 9.15 Consideración de casos posibles para determinación de K_G .

9.4.2.4 Ecuación de Artamonov

La ecuación de Artamonov (1956) (en Juárez Badillo y Rico Rodríguez, 1984) para estimar la erosión de equilibrio en estribos se expresa mediante:

$$H_s = K_Q K_\theta K_m h_1 \quad (9.71)$$

donde H_s : profundidad de flujo en la punta del estribo después de la erosión (m); h_1 : profundidad del flujo de aproximación (m), inmediatamente aguas arriba del estribo antes de la erosión y K_Q , K_θ , K_m ; factores de flujo, ángulo de ataque y talud del estribo, respectivamente.

El factor K_Q considera la fracción del caudal total que es interceptado por el estribo, el cual se expresa como:

$$K_Q = -7.2648 R_Q^4 + 19.481 R_Q^3 - 20.493 R_Q^2 + 11.668 R_Q + 1 \quad (9.72)$$

donde $R_Q = Q_0 / Q_{\text{tot}}$, siendo Q_0 el caudal interceptado por el estribo y Q_{tot} el caudal total, como se esquematiza en la Figura 9.16. La (9.72) es válida para $0.05 \leq R_Q \leq 0.85$.

El factor K_θ considera el ángulo formado entre el eje del estribo y la dirección principal del flujo, para $\theta=90^\circ$, $K_\theta=1$:

$$K_\theta = -3.516 \times 10^{-7} \theta^2 + 2.74 \times 10^{-3} \theta + 0.757 \quad (9.73)$$

donde $20 \leq \theta(\text{grados}) \leq 150$.

El factor K_m considera la relación Horizontal:Vertical del talud del estribo, es decir la relación $m:1$, donde m representa la longitud horizontal y 1 la vertical:

$$K_m = -0.02343m^2 - 0.10394m + 1 \quad (9.74)$$

válida para $0 \leq m \leq 2.5$.

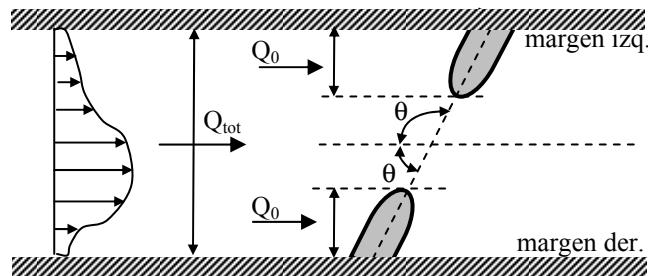


Figura 9.16 Esquematización de variables de flujo y geométricas, fórmula de Artomonov.

Considerando estribo vertical ($m=0$), $K_m=1$; alineado al flujo ($\theta=90^\circ$), $K_\theta=1$ y $0.05 \leq R_Q \leq 0.85$, el parámetro K_Q varía entre 1.54 y 4.28, es decir, la profundidad de flujo al pie del estribo después de la erosión varía entre $H_s=1.54 h_1$ a $4.28 h_1$.

9.4.2.5 Evolución temporal de la erosión local en estribos

Las ecuaciones presentadas estiman la profundidad de erosión local máxima de equilibrio final. Cardoso y Bettes (1999) realizaron experimentos de erosión en estribos y utilizaron diferentes fórmulas de evolución temporal de erosión en pilas, adaptándolas para estimar la evolución temporal de la erosión en estribos de puentes.

En la fórmula de Franzetti et al. (1982) modificaron el tiempo adimensional introduciendo la longitud del estribo L:

$$z_s(t) = z_{se} [1 - EXP(-\alpha t_*^\beta)] \quad , \quad t_* = \frac{U}{L} t \quad (9.75a), (9.75b)$$

donde z_{se} : profundidad de erosión local de equilibrio, t_* : tiempo adimensional, t: tiempo (s), U: velocidad de flujo de aproximación al estribo (m/s), L: longitud del estribo (m). Los coeficientes α y β , ajustados a sus datos experimentales, resultaron: $\alpha=0.0152 (h_f/L)+0.1046$ y $\beta=0.353$, donde h_f : profundidad del flujo de aproximación en la planicie.

En la fórmula de Ettema (1980) introdujeron como longitud característica la longitud del estribo L y determinaron los valores de k_1 y k_2 :

$$z_s(t) = k_1 L \log\left(\frac{d_{50} v}{L^3} t\right) + \log k_2 \quad (9.76)$$

donde t: tiempo (s), L: longitud del estribo (m), v: viscosidad cinemática (m^2/s), d_{50} : mediana de la composición granulométrica del lecho (m). Los coeficientes k_1 y k_2 fueron expresados como: $k_1=0.595 (h_f/L)^{-0.716}$ y $k_2=2.697 (h_f/L)^{-0.564}$.

Cardoso y Bettes (1999) también adaptaron la fórmula desarrollada en ambientes marinos, para cilindros verticales y horizontales, por Whitehouse (1997), resultando:

$$z_s(t) = z_{se} \left[1 - \text{EXP}\left(-1.025 \frac{t}{T}\right)^p \right] \quad (9.77)$$

donde T es un parámetro de tiempo para el cual $z_s=0.632z_{se}$, que se expresa mediante: $T=T_* L^2 / [(s-1)gd_{50}^3]^{0.5}$ y $T*=A\tau^* B$, donde τ^* es la tensión de corte adimensional asociada al d_{50} . El valor ajustado de p es: $p=0.35$ con $A=0.02$ y $B=-0.167$, aunque dada la dispersión de los resultados, señalaron la posible dependencia de A y B de otras variables geométricas, de flujo y del sedimento.

Para determinar la evolución temporal de la erosión en estribos durante una crecida se puede aplicar la metodología descripta para pilas en el punto 9.4.1.11

9.5 EROSIÓN POR THALWEG

Cuando se determina una profundidad de erosión general media en la sección, es necesario considerar una revancha por sobre la misma; de esta manera se tiene en cuenta la profundidad máxima de erosión en la sección, es decir, la profundidad del thalweg. En el caso de un canal recto, el thalweg puede presentar un patrón recto o meandriforme dentro del canal principal (Melville y Coleman 2000):

$$H_{st\max} = \alpha_t h_{mg} \quad (9.78)$$

donde h_{mg} es la profundidad media de flujo después de producida la erosión general en la sección, $H_{st\max}$: profundidad de flujo máxima después de la erosión. Para un thalweg recto, el parámetro α_t es igual a 1.58, mientras que, para un thalweg meandriforme, Mahmood (en Melville y Coleman 2000), propuso:

$$\alpha_t = 1 + \frac{4B_c S_f}{1650 d_{50}} \quad (9.79)$$

donde B_c es el ancho de la sección transversal contraída (m), S_f la pendiente de fricción (-) y d_{50} (m).

9.6 EROSIÓN LOCAL EN CURVAS

El término erosión en curva se refiere a la erosión adicional del lecho de un río aluvial debido a la curvatura del flujo. Un rasgo característico de la curvatura del flujo es la generación de una corriente secundaria en el plano de la sección o flujo helicoidal. Este flujo helicoidal, cuya magnitud es aproximadamente 10-15 % de la velocidad media longitudinal, en la parte superior fluye hacia la margen cóncava (zona externa de la curva) y en la parte inferior (lecho) fluye hacia la margen convexa (zona interna de la curva). Como consecuencia de esto, se produce el transporte lateral de sedimentos desde la zona externa a la interna y, por lo tanto, adyacente a la margen cóncava se desarrollan hoyas profundas y en la zona de la margen convexa se originan barras puntuales. El transporte lateral se anula cuando la pendiente transversal alcanza un valor de equilibrio en cada sección de la curva. Este proceso produce una redistribución de flujo, con las mayores velocidades recostadas sobre la zona externa de la curva.

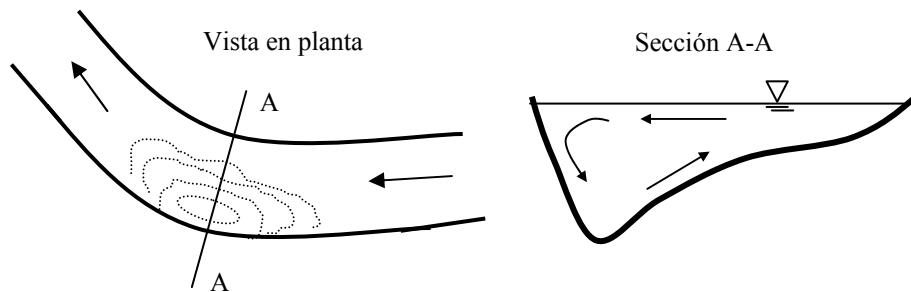


Figura 9.17 Representación de la erosión máxima en curvas.

La determinación de la máxima erosión en curvas es importante para el diseño de protecciones de márgenes en las zonas externas de las curvas (Maynard, 1996) y para el diseño de fundaciones de puentes (Coleman y Melville, 2001).

Para estimar la máxima profundidad de erosión que se puede producir en una curva es necesario determinar primero la erosión general del lecho, correspondiente al caudal de diseño Q_d , mediante Listchvan Lebediev, Laursen, Blench, etc. (vistas anteriormente) y adicionarle el valor de erosión asociado a la curvatura del flujo.

9.6.1 Ecuación de Thorne et al.

La fórmula propuesta por Thorne et al. (1995), se expresa como:

$$H_{sbmáx} = h_{mg} \left[2.07 - 0.19 \log \left(\frac{r_c}{B_b} - 2 \right) \right] \quad (9.80)$$

donde r_c : radio de curvatura, B_b : ancho superficial, h_{mg} : profundidad media de flujo después de producida la erosión general en la sección de aproximación a la curva (crossing), $H_{sb \text{ máx}}$: profundidad de flujo máxima después de la erosión en la curva. La (9.80) fue derivada utilizando datos de laboratorio y de campo, con profundidades de flujo de hasta 17 m, diámetros de sedimento variando entre 0.3 - 63 mm y $2 < r_c / B_b < 22$. La banda de error para los valores pronosticados fue de $\pm 25\%$.

9.6.2 Ecuación de Maynord

Maynord (1996) derivó una ecuación a partir de datos observados en el río Mississippi, la cual se expresa como:

$$H_{sb \text{ máx}} = F_s h_{mg} \left[1.8 - 0.051 \left(\frac{r_c}{B_b} \right) + 0.0084 \left(\frac{B_b}{h_{mg}} \right) \right] \quad (9.81)$$

donde F_s es un factor de seguridad $F_s=1.08$ y las restantes variables intervinientes fueron definidas anteriormente. De acuerdo al conjunto de datos utilizados, de erosiones en curvas del río Mississippi, la (9.81) es válida para $1.5 < r_c / B_b < 10$ y $20 < B_b / h_{mg} < 125$ y lechos de arena.

9.6.3 Erosión lateral de margen en meandros

La migración de un meandro origina erosión de la margen en la zona externa de la curva y deposición de sedimento que genera una barra puntual en la zona interna de la curva. La erosión lateral de margen puede poner en riesgo la seguridad de infraestructuras. Por lo tanto, puede ser necesario estudiar medidas de protección directas o eventualmente realizar el diseño del corte del meandro.

El método de Hickin (Melville y Coleman, 2000) puede utilizarse para estimar la tasa de erosión anual de la margen en la zona externa de la curva mediante:

Método 1:

$$dB_r = \begin{cases} 2.0(B_b / r_c) & 0.125 < B_b / r_c \leq 0.32 \\ 0.2(r_c / B_b) & B_b / r_c > 0.32 \end{cases} \quad (9.82)$$

donde dB_r : tasa de erosión de la margen (m/año), B_b (m) y r_c (m), ya fueron definidos.

Método 2:

$$dB_r = \begin{cases} \frac{2}{3} \left(\frac{r_c}{B_b} - 1 \right) dB_{2.5} & 1 \leq r_c / B_b < 2.5 \\ 2.5 \left(\frac{B_b}{r_c} \right) dB_{2.5} & r_c / B_b \geq 2.5 \end{cases} \quad (9.83)$$

donde $dB_{2.5}$ es la tasa de erosión (m/año) correspondiente a $r_c/B_b=2.5$, dada por:

$$dB_{2.5} = \frac{\rho g Q S_f}{h_m \xi} \quad (9.84)$$

donde ρ : densidad del agua (kg/m^3), g : aceleración de la gravedad (m/s^2), Q : caudal (m^3/s), S_f : pendiente de fricción, h_m : profundidad media de flujo (m). El parámetro ξ se expresa en función del d_{50} (mm) mediante:

$$\xi = \begin{cases} 950 - 425(\log d_{50} + 4) & d_{50} \leq 0.01 \\ 100 + (\log d_{50} + 2)[-61.5 + 75.7(\log d_{50} + 1.19)] & 0.01 < d_{50} \leq 0.065 \\ 50 + 24.84(\log d_{50} + 1.19)^2 & 0.065 < d_{50} \leq 1 \\ 85 + 115 \log d_{50} & 1 < d_{50} \leq 10 \\ 200 + (\log d_{50} - 1)[55 - 27.5(\log d_{50} - 3)] & 10 < d_{50} \leq 1000 \\ 310 & d_{50} > 1000 \end{cases}$$

9.7 EROSIÓN EN CONFLUENCIAS

Cuando dos ríos, o dos brazos de un mismo río, se encuentran en una confluencia se crea un vórtice que genera un flujo helicoidal, como se indica esquemáticamente en la Figura 9.18. Dicho flujo helicoidal es responsable de erosionar el lecho y realizar localmente, inmediatamente aguas abajo de la confluencia, un profundo canal, similar a las hoyas de erosión que se encuentran en las zonas externas de la curvas.

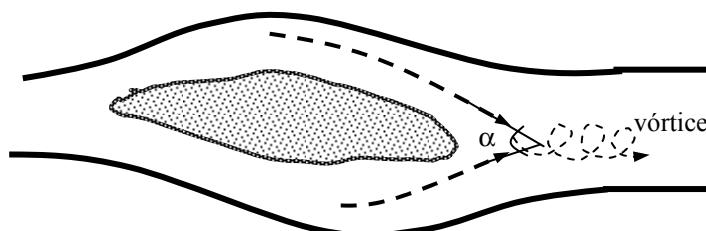


Figura 9.18 Confluencia de dos brazos en un río aluvial.

Esta es una erosión adicional a la erosión general que puede experimentar el lecho durante una determinada crecida. Por lo tanto, primero se debe evaluar la

erosión general asociada al caudal de diseño Q_d , analizando una sección inmediatamente aguas abajo de la confluencia, y después adicionar la erosión debido a la confluencia.

La profundidad máxima de erosión en confluencias, para diferentes características sedimentológicas del lecho, puede ser estimada mediante las siguientes fórmulas (Ashmore y Parker, 1983; Klaassen y Vermeer, 1988).

Para sedimentos no uniformes en el rango de arenas y gravas:

$$H_{sc\max} = h_{mg} (2.24 + 0.031\alpha) \quad (9.85)$$

donde $H_{sc\max}$: profundidad de flujo máxima después de la erosión en la confluencia, h_{mg} : profundidad media de flujo después de producida la erosión general en la sección inmediatamente aguas abajo y α : ángulo (expresado en grados) que forman las direcciones de flujo de los dos brazos, $\alpha=30^\circ-90^\circ$.

Para sedimentos cohesivos:

$$H_{sc\max} = h_{mg} (1.01 + 0.03\alpha) \quad (9.86)$$

Para arenas cuasi-uniformes:

$$H_{sc\max} = h_{mg} (1.29 + 0.037\alpha) \quad (9.87)$$

Esta última es válida para $0.15 < d_{50}(\text{mm}) < 0.25$ y $0.6 < Q_s/Q_l < 1$, donde Q_s : transporte de sedimentos en el brazo de menor jerarquía, Q_l : caudal en el brazo de mayor jerarquía.

9.8 EROSIÓN ADICIONAL POR PROPAGACIÓN DE FORMAS DE FONDO

En presencia de formas de fondo que se propagan en un río aluvial, las profundidades de erosión general y por contracción, por ejemplo en un puente, deben incrementarse en un valor igual a la mitad de la altura de la forma de fondo.

Las dunas de importantes dimensiones, que se propagan en grandes ríos aluviales con lechos de arena, representan un caso muy relevante en la práctica. Asimismo, las barras alternadas que se propagan en lechos de arena o gravo-arenosos pueden desarrollar alturas significativas. A los efectos de tipificar las formas de fondo que pueden desarrollarse, distintos diagramas y criterios de clasificación fueron presentados en el Capítulo 6.

9.8.1 Ecuación de L.C. van Rijn

La ecuación de van Rijn (1984), presentada en el Capítulo 6 para determinar la altura de duna, es:

$$\frac{\Delta_d}{h_m} = 0.11 \left(\frac{d_{50}}{h_m} \right)^{0.3} (I - e^{-0.5T}) (25 - T) \quad (9.88)$$

donde Δ_d : altura de duna (m), h_m : profundidad media de flujo (m), d_{50} : mediana de la distribución granulométrica del lecho (m) y T : parámetro de transporte:

$$T = \left(\frac{u'_*}{u_{*c}} \right)^2 - I \quad (9.89)$$

donde u'_* : velocidad de corte asociada a la resistencia superficial o de grano, u_{*c} : velocidad de corte crítica asociada al d_{50} , dadas por:

$$u'_* = \frac{U}{5.75 \log(I2h_m/3d_{90})} \quad , \quad u_{*c} = \sqrt{\tau_{*c50}(s-1)gd_{50}} \quad (9.90a), (9.90b)$$

donde U : velocidad media de flujo (m/s), d_{90} : diámetro para el cual el 90 % del sedimento del lecho es más fino (m), s : gravedad específica del sedimento, g : aceleración de la gravedad (m/s^2), τ_{*c50} : tensión de corte adimensional crítica asociada al d_{50} , la cual se obtiene a partir de la curva de Shields parametrizada (Capítulo 5).

9.8.2 Ecuación de Julien y Klaassen

La ecuación propuesta por Julien y Klaassen (1995) para estimar la altura de duna Δ_d se expresa como:

$$\frac{\Delta_d}{h_m} = 2.5 \left(\frac{d_{50}}{h_m} \right)^{0.3} \quad (9.91)$$

donde h_m y d_{50} se expresan en (m).

9.8.3 Ecuación de Jaeggi

Jaeggi (1984) propuso la siguiente ecuación para estimar la altura de barras alternadas Δ_{ab} :

$$\frac{\Delta_{ab}}{B} = 0.22 \left(\frac{B}{d_{50}} \right)^{-0.15} \quad (9.92)$$

donde B : ancho de la sección transversal (m).

9.8.4 Ecuación de Yalin

Yalin (1992) propuso la siguiente ecuación para estimar la altura de barras alternadas Δ_{ab} :

$$\frac{\Delta_{ab}}{B} = 0.18 \left(\frac{h_m}{d_{50}} \right)^{-0.45} \quad (9.93)$$

La condición para formación de barras alternadas puede ser estimada con la ecuación propuesta por Sukegawa (1973):

$$\left(\frac{u_*}{u_{*c}} \right)^2 \leq 5 \left(\frac{S_b \sqrt{gB}}{u_{*c}} \right)^{2/3} \quad (9.94)$$

donde u_* : velocidad de corte (m/s), S_b : pendiente del fondo (-), u_{*c} : velocidad de corte crítica dada por (9.90b) y las demás variables ya fueron definidas.

9.9 EROSIÓN LOCAL EN ESTRUCTURAS HIDRÁULICAS

Si el lecho erosionable donde se emplaza una estructura hidráulica no es adecuadamente protegido, al pie de las mismas se producen hoyas de erosión que pueden comprometer su estabilidad. A continuación se presentan ecuaciones que brindan la profundidad de erosión máxima (de equilibrio) en diferentes estructuras hidráulicas. Si las estimaciones realizadas con dichas fórmulas indican que la erosión local puede representar un riesgo serio, es recomendable realizar estudios más detallados y proveer medidas de protección. En los proyectos que involucran estructuras importantes o en casos de diseños no convencionales, se recomienda el estudio mediante modelación física a fondo móvil, para evaluar tanto la profundidad de erosión como la extensión de la erosión local esperada.

9.9.1 Erosión en espigones

Los espigones son estructuras similares a los estribos de puentes, cuyos objetivos pueden ser, por ejemplo, proteger las márgenes de los ríos de procesos erosivos, regenerar zonas de costas, reducir el ancho en secciones inestables o proclives a sedimentación a los efectos de la navegación (encauzamientos), generar hoyas que mejoren el hábitat fluvial para peces, etc. (Kothyari et al., 2002; Kuhnle et al., 2002). Como mencionado anteriormente, los procesos de erosión en estribos de puentes y en espigones son prácticamente iguales, por lo tanto, las ecuaciones para estribos pueden ser en principio aplicadas para espigones.

9.9.1.1 Ecuación de Ahmad

La erosión de equilibrio en espigones puede estimarse mediante la ecuación de Ahmad (1953) modificada por Breusers (Breusers y Raudkivi, 1991):

$$H_s = 2.3 \Pi_1 \Pi_2 \Pi_3 q^{2/3} \quad (9.95)$$

donde H_s : profundidad de flujo en la punta del espigón después de la erosión (m), q : caudal específico promedio en la sección contraída (m^2/s):

$$q = \frac{Q}{(B - L)} \quad (9.96)$$

con Q : caudal (m^3/s), B : ancho del río (m) y L : longitud del espigón proyectada según la perpendicular a la dirección del flujo (m).

El factor Π_1 tiene en cuenta el ángulo θ que forma el eje del espigón con la dirección del flujo, dado en Tabla 9.7:

Tabla 9.7 Factor de corrección por ángulo de ataque del flujo.

θ	30°	45°	60°	90°	120°	150°
Π_1	0.80	0.90	0.95	1.00	1.05	1.10

El factor Π_2 considera la forma de la sección transversal del espigón, Tabla 9.8:

Tabla 9.8 Factor de corrección por geometría del espigón.

Sección transversal del espigón	Π_2
Rectangular estrecha	1.00
Rectangular ancha	1.00
Trapezoidal con taludes a 45°	0.85

El factor Π_3 contempla el lugar de emplazamiento del espigón, Tabla 9.9:

Tabla 9.9 Factor de corrección por lugar de emplazamiento.

Ubicación del espigón	Π_3
Tramo de río o canal recto	1.0
Parte cóncava de una curva (zona externa)	1.1
Parte convexa de una curva (zona interna)	0.8
<i>Aguas abajo de una curva, parte cóncava</i>	
- Curva abrupta	1.4
- Curva moderada	1.1

9.9.1.2 Ecuación de Kuhnle, Alonso y Shields Jr.

Kuhnle et al. (2002) realizaron experimentos en laboratorio donde analizaron las profundidades de erosión en espigones, con diferentes ángulos de ataque del flujo, para condiciones de agua clara y espigones sumergidos (flujo sobre la cresta). El sedimento utilizado fue arena con $d_{50}=0.8$ mm y desvío estándar geométrico $\sigma_g=(d_{84}/d_{16})^{0.5}=1.37$. La ecuación que brinda la profundidad de erosión máxima (de equilibrio) en la punta del espigón se expresa mediante:

$$z_s = 2 h_l K_M \left(\frac{L}{h_l} \right)^{1-\delta} \quad (9.97)$$

donde h_1 : profundidad del flujo de aproximación (m), L : longitud de la cresta del espigón perpendicular a la dirección del flujo (m). El coeficiente δ se expresa en función de la relación L/h_1 , como:

$$\delta = \begin{cases} 0 & L/h_1 \leq 1 \\ 0.5 & 1 < L/h_1 < 25 \\ 1 & L/h_1 \geq 25 \end{cases} \quad (9.98)$$

K_M : parámetro que considera el efecto combinado de ángulo de ataque, intensidad de flujo, forma del espigón, gradación del sedimento, etc., de acuerdo a Melville (1992, 1997). Kuhnle et al. (2002) lo expresaron como: $K_M = K_{if} K_\theta$, con los factores restantes igual a 1.

A partir de los experimentos determinaron una ecuación que brinda la evolución temporal del volumen de sedimentos $V_s(t)$ erosionados de la hoyuela formada alrededor de la punta del espigón:

$$\frac{V_s(t)}{V_{s30}} = 0.98 \left(\frac{t}{t_{30}} \right)^{0.653} \quad (9.99)$$

donde t : tiempo (hs), V_{s30} y t_{30} , volumen de sedimentos erosionados después de $t_{30}=30$ hs de ensayo.

9.9.2 Erosión al pie de vertederos y caídas hidráulicas

Las estructuras de control de flujo como vertederos y caídas hidráulicas verticales (Figura 9.19), originan chorros bidimensionales de alto poder erosivo. Si el lecho erosionable no es adecuadamente protegido, al pie de las estructuras se producen hoyas de erosión que pueden comprometer la estabilidad de las mismas.

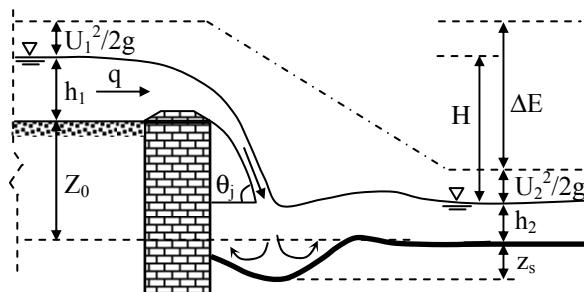


Figura 9.19 Esquematización de variables de flujo y erosión al pie de una caída (chorros 2D).

Diferentes ecuaciones han sido propuestas para determinar la erosión de equilibrio al pie de tales estructuras, ya sea con descarga libre (chorros 2D zambullidos): Schoklitsch (1932), Veronese (1937), Damle et al. (1966), Rajaratnam

y MacDougall (1983), Fahlbusch (1994); o ahogada (chorros 2D sumergidos): Breusers (1967), Bormann y Julien (1991), Hoffmans (1997), entre otros (Riccardi y Basile, 2017).

9.9.2.1 Ecuación de Schoklitsch

Schoklitsch (1932), en Garde y Ranga Raju (1985), propuso una ecuación, derivada a partir del análisis de erosiones por chorros zambullidos en ríos con lechos no protegidos:

$$z_s = \frac{c_1}{d_{90}^{c_4}} q^{c_2} H^{c_3} - h_2 \quad (9.100)$$

donde z_s : profundidad de erosión respecto al lecho original (m), $c_1=4.72$, $c_2=0.5$, $c_3=0.57$, $c_4=0.32$; d_{90} : diámetro para el cual el 90 % del sedimento del lecho es más fino (mm), q : caudal específico (m^2/s), H : diferencia entre el nivel de flujo normal aguas arriba y aguas abajo del salto (m) y h_2 : profundidad de flujo normal aguas abajo (m).

9.9.2.2 Ecuación de Veronese

Veronese (1937) desarrolló una ecuación a partir del análisis de datos en modelos físicos, la cual se expresa como (Lagasse et al., 2012):

$$z_s = c_1 q^{c_2} H^{c_3} - h_2 \quad (9.101)$$

donde $c_1=1.9$, $c_2=0.54$ y $c_3=0.225$, las variables tienen el mismo significado y unidades mencionados previamente.

9.9.2.3 Ecuaciones de Damle et al. y Martin

Damle et al. (1966), en Garde y Ranga Raju (1985), analizaron datos de modelos físicos y vertederos reales con sistema de disipación de energía tipo salto esquí y propusieron:

$$z_s = c_1 q^{c_2} H^{c_3} \quad (9.102)$$

donde $c_1=0.54$, $c_2=c_3=0.5$, las variables tienen el mismo significado y unidades anteriores.

Martin (1975), en Garde y Ranga Raju (1985), analizó datos recopilados de 18 presas de distintos países con vertederos dotados de sistema de disipación salto esquí y derivó la siguiente ecuación:

$$z_s = c_1 q^{c_2} z_u^{c_3} - h_2 \quad (9.103)$$

donde $c_1=1.5$, $c_2=0.6$ y $c_3=0.1$, z_u : altura del extremo aguas abajo del salto esquí respecto al fondo no perturbado (m). Las restantes variables tienen el mismo significado y unidades anteriores.

9.9.2.4 Ecuación de Fahlbusch

Para estimar la erosión máxima debida a chorros bidimensionales zambullidos, Fahlbusch (1994) propuso la siguiente ecuación, también recomendada por Hoffmans (1997):

$$z_s = \frac{20}{\kappa} \sqrt{\frac{q U_{1j} \operatorname{sen} \theta_j}{g}} - h_2 \quad (9.104)$$

con U_{1j} : velocidad del chorro (m/s), $U_{1j}=(2gH)^{0.5}$; θ_j : ángulo de ataque del chorro respecto a la horizontal (grados), (ver Figura 9.19), g : aceleración de la gravedad (m/s^2) y κ : factor de erosión que se expresa en función de d_{90} (mm):

$$\kappa = \begin{cases} 2.95 d_{90}^{1/3} & 0.1 < d_{90} (\text{mm}) < 12.5 \\ 6.85 & d_{90} (\text{mm}) \geq 12.5 \end{cases} \quad (9.105)$$

Las restantes variables en (9.104) tienen el mismo significado y unidades indicados para las ecuaciones anteriores.

9.9.2.5 Ecuación de Bormann y Julien

En el caso de vertederos bajos o escalones de fondo de alturas pequeñas, que generan chorros bidimensionales sumergidos, se puede utilizar la fórmula de Bormann y Julien (1991), la cual se expresa como:

$$z_s = \left\{ 1.8 \left[\frac{\operatorname{sen} \phi}{\operatorname{sen}(\theta_j + \phi)} \right]^{0.8} \frac{q^{0.6} U_1 \operatorname{sen} \theta_j}{[(s-1)g]^{0.8} d_{50}^{0.4}} \right\} - z_f \quad (9.106)$$

donde ϕ : ángulo de reposo del sedimento del lecho (grados), s : gravedad específica del sedimento del lecho (-), d_{50} : diámetro para el cual el 50% del sedimento del lecho es más fino (m), z_f : altura del vertedero o escalón respecto al lecho no erosionado aguas abajo (m), U_1 : velocidad del chorro (m/s), $U_1=q/h_c$, con h_c : profundidad de flujo crítico en la cresta del vertedero $h_c=(q^2/g)^{1/3}$. Las restantes variables ya fueron definidas.

9.9.3 Erosión en compuertas y alcantarillas rectangulares anchas

Las compuertas y las alcantarillas rectangulares anchas generan chorros horizontales bidimensionales (2D) de alta velocidad. Aguas abajo de tales

estructuras se pueden producir erosiones locales del lecho, si el mismo no está adecuadamente protegido (Figura 9.20).

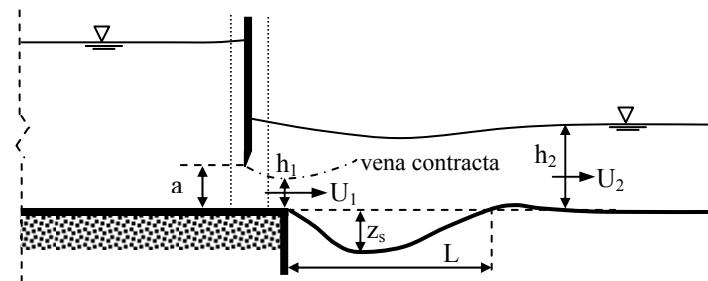


Figura 9.20 Esquematización de variables de flujo y erosión producida en compuertas y alcantarillas anchas (chorros 2D).

9.9.3.1 Ecuación de Breusers

La ecuación propuesta por Breusers (en Breusers y Raudkivi, 1991) es dada por:

$$z_s = 0.008 h_1 \left(\frac{U_1}{u_{*c}} \right)^2 \quad (9.107)$$

donde h_1 : espesor de la vena contracta, $h_1=0.6 a$, con a : apertura de la compuerta o altura de la alcantarilla ancha (m); U_1 : velocidad en la vena contracta, $U_1=q/h_1$ (m/s) y u_{*c} : velocidad de corte crítica (m/s), dada por (9.90b).

9.9.3.2 Ecuación de Hoffmans

Hoffmans (1997) desarrolló una ecuación para erosión de chorros bidimensionales que contempla la velocidad del chorro y la velocidad del flujo aguas abajo:

$$z_s = \frac{50}{\kappa} \left[1 - \frac{U_2}{U_1} \right] h_1 \quad (9.108)$$

donde U_2 : velocidad de flujo normal aguas abajo (m/s) y κ : factor de erosión, dado por (9.105). Las restantes variables tienen el mismo significado y unidades indicados para la ecuación (9.107).

La longitud total de la hoyo de erosión, producida por chorros horizontales bidimensionales sumergidos, es $L \approx 5 z_s - 7 z_s$ (ver Figura 9.20). Por otra parte, los chorros no sumergidos producen hoyas más largas y menos profundas; en esos casos, Rajaratnam y MacDougall (1983) observaron que la longitud se incrementa en 25-50 % y la profundidad de erosión máxima disminuye un 50% aproximadamente.

9.9.4 Erosión en alcantarillas circulares y rectangulares estrechas

Las alcantarillas circulares y rectangulares estrechas generan chorros horizontales tridimensionales (3D) de alta velocidad, capaces de producir erosiones locales significativas, si el lecho aguas abajo no se encuentra protegido.

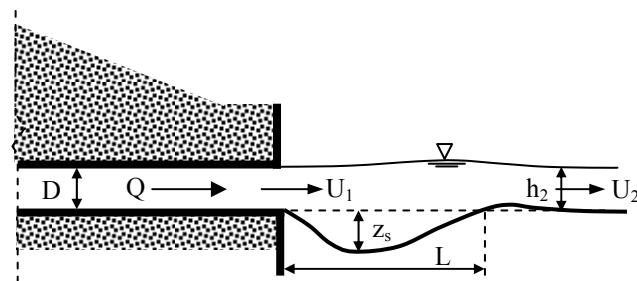


Figura 9.21 Esquematización de variables de flujo y erosión producida en alcantarillas estrechas (chorros 3D).

9.9.4.1 Ecuación de Ruff et al.

Ruff et al. (1982) estudiaron la erosión producida por alcantarillas circulares estrechas y propusieron la siguiente ecuación:

$$z_s = 2.07D \left(\frac{Q}{\sqrt{gD^5}} \right)^{0.45} \quad (9.109)$$

donde z_s: profundidad de erosión respecto al lecho original (m), Q: caudal (m³/s), D: diámetro del conducto (m) y g: aceleración de la gravedad (m/s²).

9.9.4.2 Ecuación de Breusers

La fórmula de Breusers (en Breusers y Raudkivi, 1991) se expresa como:

$$z_s = 0.08 \frac{DU_1}{u_{*c}} \quad (9.110)$$

donde U₁: velocidad a la salida de la alcantarilla (m/s) y u_{*c}: velocidad de corte crítica (m/s), dada por (9.90b).

En (9.109) y (9.110), D es el diámetro de la alcantarilla circular expresado en (m). Para secciones diferentes a la circular (en arco, cuadradas, rectangulares, etc.), que generan chorros 3D, se recomienda utilizar un valor equivalente de D, correspondiente a un círculo cuya área es igual a la del conducto real: D_{eq}=(4A_c/π)^{0.5}, donde A_c es el área del conducto real.

9.9.4.3 Ecuación de Hoffmans

Hoffmans (1997) propuso la siguiente ecuación:

$$z_s = \frac{\gamma}{\kappa} \left[\frac{Q(U_1 - U_2)}{g} \right]^{1/3} \quad (9.111)$$

donde U_2 : velocidad de flujo normalizado aguas abajo (m/s) y κ : factor de erosión, dado por (9.105). Las restantes variables tienen el mismo significado y unidades indicados para las ecuaciones anteriores

La longitud total de la hoya de erosión, producida por chorros horizontales tridimensionales, es $L \approx 7 z_s$ y el ancho máximo de la misma es $W \approx 5 z_s$. La pendiente de la cara aguas arriba de la hoya puede generar la socavación de la base del conducto a la salida, esto puede verificarse si no existe un talón vertical de la platea de apoyo, tal como se observa en la Figura 9.19. El mismo efecto de descalce por socavación puede producirse en el caso de chorros horizontales bidimensionales vistos precedentemente.

9.10 EROSIÓN RETROGRADANTE POR MIGRACIÓN DE CASCADAS

La erosión retrogradante, asociada a la migración aguas arriba de cascadas, puede causar un gran número de problemas económicos y ambientales, tales como pérdida de suelo, colapso de infraestructuras por erosión masiva del lecho (puentes, acueductos, gasoductos, edificaciones, etc.), alteración de hábitats acuáticos, captura de cursos de otras cuencas, etc.; además, la deposición aguas abajo del sedimento generado puede condicionar las profundidades náuticas disponibles para la navegación, la capacidad funcional de estructuras de control de inundaciones y obras de toma para abastecimiento de agua. La distancia de la cascada respecto a una estructura y la celeridad de migración de la misma, determinan el riesgo de que ésta alcance la estructura en un cierto intervalo de tiempo y comprometa su estabilidad.

El proceso de erosión retrogradante es complejo e involucra la acción morfodinámica combinada de erosión fluvial localizada al pie de la cascada y el mecanismo de colapso masivo por inestabilidad geotécnica. Los primeros análisis de estabilidad geotécnica aplicados en taludes, consideraban geometrías simples de la cuña de deslizamiento y no tenían en cuenta el efecto de la erosión de lecho en el mecanismo de colapso (Lohnes y Handy, 1968; Spangler y Handy, 1982; Huang, 1983).

Contribuciones posteriores, han extendido el análisis de estabilidad geotécnica de taludes al caso de márgenes de ríos (Thorne y Tovey, 1981; Osman y Thorne, 1988; Darby y Thorne, 1996; Darby et al., 1996a,b, 2000; Simon et al., 1999; Wan y

Xia, 2001; Basile, 2005; Patsinghasanee et al., 2015, 2016a,b; Wang et al., 2016), considerando perfiles más reales asociados a deformación de márgenes por erosión lateral al pié y erosión de lecho en proximidad de la margen.

Describiremos brevemente la formulación de un modelo morfodinámico simplificado, que extiende el análisis de estabilidad de márgenes de ríos al caso de cascadas; y permite simular el proceso de erosión retrogradante de cascadas en suelos cohesivos, ubicadas en arroyos y ríos sujetos a crecidas de corta duración. El modelo, denominado ERCAS-SC, Erosión Retrogradante CAscadas-Suelos Cohesivos (Basile y Riccardi, 2017), contempla el efecto morfodinámico combinado de la erosión efectiva del lecho al pié de la cascada, la socavación de la base por el vórtice de retroceso, la profundidad de la grieta de tracción, el contenido de agua en el suelo y el mecanismo de colapso masivo por inestabilidad geotécnica asociada a falla por ménsula (cantilever).

9.10.1 Evolución temporal de la erosión local al pié de la cascada

La profundidad de erosión local de equilibrio, z_{se} (m), al pié de la cascada, respecto al nivel del lecho no perturbado, se calcula mediante la ec. (9.101):

$$z_{se} = c_1 q^{c_2} H^{c_3} - h_2 \quad (9.112)$$

donde $c_1=1.9$, $c_2=0.54$ y $c_3=0.225$, q : caudal específico (m^2/s), h_2 : profundidad de flujo normal aguas abajo (m). En (9.112) H (m) se adopta igual a la diferencia entre la energía aguas arriba y aguas abajo del salto (Lagasse et al., 2009b).

Durante una crecida, la erosión de equilibrio se alcanza generalmente si la duración (permanencia de caudales) es suficiente como para que la hoya de erosión entre en régimen o equilibrio. Si el sedimento del lecho es no cohesivo, en el rango de las arenas, esto puede ser factible incluso para crecidas de relativamente breve duración.

Por el contrario, en lechos cohesivos consolidados y crecidas de corta duración, típicas de los arroyos (no aluviales) del sur de Santa Fe (Saladillo, Ludueña, etc.), es improbable que se alcance tal erosión, es decir, la profundidad de erosión efectiva está limitada por la duración de cada caudal que conforma el hidrograma y es menor que la profundidad de erosión de equilibrio.

Por lo tanto, para determinar la evolución temporal de la erosión efectiva $z_s(t)$, al pié de la cascada, se propuso la siguiente ecuación, modificada a partir de la fórmula de Franzetti et al. (1982):

$$z_s(t) = z_{se} \left(1 - e^{-\alpha t_*^\beta} \right) \quad , \quad t_* = \frac{t U_1}{\delta Z_0} \quad (9.113a), (9.113b)$$

donde $\alpha=0.025$, $\beta=0.33$ y $\delta=0.25$, son coeficientes adimensionales, ajustados con observaciones de la cascada del Aº Saladillo (Parque Regional Sur, Rosario); t_* : tiempo adimensional, siendo t : tiempo (s), U_1 : velocidad media aguas arriba del salto (m/s), Z_0 : altura del salto (m), ver Figura 9.22.

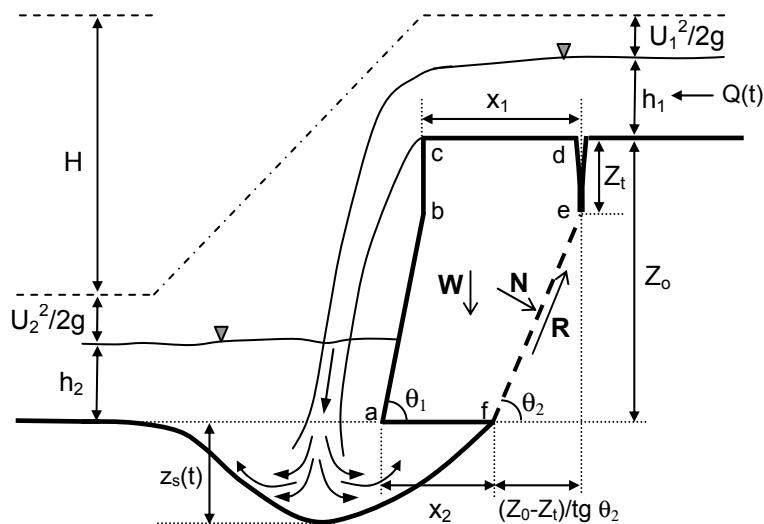


Figura 9.22 Representación esquemática de variables de flujo, geometría del perfil y fuerzas intervinientes en el proceso morfodinámico de erosión retrogradante.

La evolución temporal de la erosión efectiva al pie de la cascada $z_s(t)$, durante el tránsito de un hidrograma $Q(t)$, se determina considerando condición de flujo cuasi-permanente, es decir, el caudal se mantiene constante en cada Δt de discretización del mismo. En primer lugar, para cada uno de los caudales del hidrograma discretizado: $Q(n\Delta t)$, $n=1,2,3$, etc., se determinan las variables hidráulicas y los correspondientes valores de z_{se} (ec. (9.112)). Luego se aplican las ecuaciones (9.113a) y (9.113b) en forma recursiva:

Para el primer caudal del hidrograma ($t=1\Delta t$):

$$z_s^n = z_{se}^n \left\{ 1 - EXP \left[-\alpha \left(\frac{U_1^n \Delta t}{\delta Z_0} \right)^\beta \right] \right\} \quad (9.114)$$

Para los caudales sucesivos ($t=2\Delta t$, $3\Delta t$, etc.), utilizando las ecs. (9.113a) y (9.113b), y considerando la erosión efectiva obtenida en el tiempo anterior, se determina un tiempo de referencia t_r como:

$$t_r = \frac{\delta Z_0}{U_l^{n+1}} \left[-\frac{1}{\alpha} \ln \left(1 - \frac{z_s^n}{z_{se}^{n+1}} \right) \right]^{1/\beta} \quad (9.115)$$

La función del tiempo de referencia es determinar el tiempo que le insume al flujo, con las nuevas condiciones hidráulicas en $t=(n+1)\Delta t$, alcanzar una erosión efectiva igual a la calculada en el tiempo anterior $t=n\Delta t$. De esta manera, la profundidad de erosión efectiva en $t=(n+1)\Delta t$ se determina mediante:

$$z_s^{n+1} = z_{se}^{n+1} \left\{ 1 - \text{EXP} \left[-\alpha \left(\frac{U_l^{n+1}}{\delta Z_0} (t_r + \Delta t) \right)^\beta \right] \right\} \quad (9.116)$$

En general, se observa que la profundidad de erosión efectiva durante la crecida, va aumentando en el tiempo hasta alcanzar en forma asintótica un valor máximo, inmediatamente después que transita el pico del hidrograma, y se detiene cuando su valor es igual a la profundidad de erosión de equilibrio correspondiente a un cierto caudal de la rama descendente del hidrograma.

Tal evolución de la profundidad de erosión efectiva es posible solo si la cascada se mantiene fija en su posición original. En cambio, si la profundidad de erosión efectiva, en un tiempo genérico $t=n\Delta t$, es de tal magnitud que induce el colapso masivo (que describiremos a continuación), se asume que parte del bloque de suelo colapsado llena completamente la hoyuela de erosión al pie y otra parte se vuelca aguas abajo de la hoyuela. En ese caso, en el modelo se anula el tiempo de referencia en $t=(n+1)\Delta t$ y se recomienza el cálculo desde allí, hasta que eventualmente se produzca un nuevo colapso masivo, y así sucesivamente.

9.10.2 Evolución temporal del colapso masivo de la cascada

La estabilidad geotécnica se determina mediante un modelo de colapso masivo por ménsula (cantilever), considerando los efectos de cohesión y fricción del suelo. La geometría del perfil de la cascada considera la profundidad de la grieta de tracción Z_t ; la erosión efectiva del lecho al pie $z_s(t)$, la socavación de la base del bloque x_2 , la erosión retrogradante x_1 y los ángulos θ_1 y θ_2 , como se esquematiza en la Figura 9.22.

Las fuerzas actuantes sobre el bloque de suelo que puede colapsar son: el peso del bloque W , la fuerza resistente actuante a lo largo de la superficie de falla R y la fuerza normal a la superficie de falla N .

La estabilidad geotécnica se modela definiendo un factor de seguridad F_s , que se expresa mediante la relación entre la fuerza resistente R y la fuerza desestabilizadora D , actuantes sobre el bloque:

$$F_s = \frac{R}{D} \quad (9.117)$$

Si $F_s > 1$ el bloque es estable y si $F_s < 1$ es inestable y colapsa. La fuerza resistente R por unidad de longitud de margen puede expresarse como:

$$R = \frac{c(Z_0 - Z_t)}{\sin \theta_2} + N \tan \phi \quad (9.118)$$

con c: cohesión (N/m^2), Z_t : profundidad de la grieta de tracción (m), θ_2 : ángulo de la superficie de falla (grados), N: fuerza normal al plano de falla (N) y ϕ : ángulo de fricción interna del suelo (grados). La fuerza D, paralela al plano de falla $e-f$ (Figura 9.22) y opuesta a R, es expresada como:

$$D = W \sin \theta_2 \quad (9.119)$$

Reemplazando (9.118) y (9.119) en (9.117) se obtiene:

$$F_s = \frac{c(Z_0 - Z_t)}{W \sin^2 \theta_2} + \frac{N \tan \phi}{W \sin \theta_2} \quad (9.120)$$

La fuerza N dada por: $N = P \cos \theta_2$, es la componente normal, de una fuerza vertical P, transmitida sobre el plano de falla por el suelo contenido en el volumen $abcdef$ (Figura 9.22). La fuerza W en (9.119) es la fuerza asociada al peso total del mismo volumen. Reemplazando N en (9.120) se obtiene:

$$F_s = \frac{c(Z_0 - Z_t)}{W \sin^2 \theta_2} + \frac{P \cos \theta_2 \tan \phi}{W \sin \theta_2} \quad (9.121)$$

Si se considera bloque de suelo seco P y W son idénticas, adoptan el mismo valor, es decir, son iguales al peso de las partículas de suelo contenidas en el volumen $abcdef$ (Figura 9.22). En este caso, la ecuación (9.121) queda expresada como:

$$F_s = \frac{c(Z_0 - Z_t)}{\gamma_b V \sin^2 \theta_2} + \frac{\tan \phi}{\tan \theta_2} \quad (9.122)$$

donde V es el volumen por unidad de ancho (m^3/m), contenido en $abcdef$ (ver Figura 9.22) y $\gamma_b = \rho_s g (1-p)$ es el peso específico global del suelo (N/m^3), siendo p: porosidad (-), g: aceleración de la gravedad (m/s^2) y ρ_s : densidad del suelo (kg/m^3).

Para tener en cuenta la saturación del lecho, en el modelo se determina un factor de seguridad que contempla el efecto del agua en el suelo. Si se considera suelo saturado P y W son diferentes. En este caso, la fuerza ejercida por el bloque de suelo (cuyo volumen total es V) sobre el plano de falla, es reducida por el efecto de flotación, mientras que, el peso total del volumen V aumenta debido a la

presencia del agua. En general, las fuerzas P y W pueden expresarse como:

$$P = \gamma_f V , \quad W = \gamma_g V \quad (9.123a) \quad (9.123b)$$

donde γ_f y γ_g son los pesos específicos globales asociados al volumen V en lo que concierne a las fuerzas de fricción y gravedad. Reemplazando (9.123a) y (9.123b) en (9.121) se obtiene:

$$F_s = \frac{c (Z_0 - Z_t)}{\gamma_g V \operatorname{sen}^2 \theta_2} + \frac{\gamma_f}{\gamma_g} \frac{\operatorname{tg} \phi}{\operatorname{tg} \theta_2} \quad (9.124)$$

Si el suelo está seco ambos pesos específicos son iguales:

$$\gamma_f = \gamma_g = \rho_s g (I - p) \quad (9.125)$$

Si el suelo está saturado, a la fuerza de fricción se le debe sustraer el efecto de flotación:

$$\gamma_f = g [\rho_s (I - p) - \rho_w (I - p)] = g (\rho_s - \rho_w) (I - p) \quad (9.126)$$

donde ρ_w : densidad del agua (kg/m^3). Por otra parte, en este caso, a la fuerza de gravedad se le debe adicionar el peso del agua contenida en los poros, es decir:

$$\gamma_g = g [\rho_s (I - p) + \rho_w p] \quad (9.127)$$

Para darle mayor versatilidad al modelo, se han definido los pesos específicos globales γ_{g^*} y γ_{f^*} , mediante un coeficiente η , que simula condiciones de humedad intermedias:

$$\gamma_{g^*} = g [\rho_s (I - p) + \eta \rho_w p] \quad (9.128)$$

$$\gamma_{f^*} = g (\rho_s - \eta \rho_w) (I - p) \quad (9.129)$$

Para suelo seco: $\eta=0$, γ_{f^*} y γ_{g^*} son iguales a (9.125). Para suelo saturado: $\eta=1$, γ_{f^*} y γ_{g^*} son iguales a (9.126) y (9.127) respectivamente. Para simular valores intermedios de humedad (bloque de suelo parcialmente saturado), en el modelo se especifica: $0 < \eta < 1$, entonces γ_{f^*} varía entre los límites dados por (9.125) y (9.126), mientras que, γ_{g^*} varía entre los valores límites dados por (9.125) y (9.127).

Consecuentemente, el factor de seguridad generalizado puede expresarse como:

$$F_s = \frac{c Z_0 (I - z_{ta})}{\gamma_{g^*} V \operatorname{sen}^2 \theta_2} + \frac{\gamma_{f^*}}{\gamma_{g^*}} \frac{\operatorname{tg} \phi}{\operatorname{tg} \theta_2} \quad (9.130)$$

donde z_{ta} : profundidad adimensional de la grieta de tracción, $z_{ta} = Z_t / Z_0$, la cual varía entre 0 y 0.5 y puede ser sujetada a calibración. En cada tiempo $t = n \Delta t$, $n = 1, 2, \dots, M$; se determina la geometría del bloque susceptible de colapsar, computándose las

longitudes x_2 (socavación de la base) y x_1 (erosión retrogradante potencial), y el correspondiente volumen por unidad de ancho V, mediante:

$$x_2 = \xi z_s (n\Delta t) \quad (9.131)$$

$$x_1 = x_2 + \frac{Z_0 - Z_t}{\operatorname{tg} \theta_2} - \frac{Z_0 - Z_t}{\operatorname{tg} \theta_1} \quad (9.132)$$

$$V = x_1 Z_t + \left(x_2 + \frac{Z_0 - Z_t}{\operatorname{tg} \theta_2} \right) (Z_0 - Z_t) - \frac{I}{2} \frac{(Z_0 - Z_t)^2}{\operatorname{tg} \theta_2} - \frac{I}{2} \frac{(Z_0 - Z_t)^2}{\operatorname{tg} \theta_1} \quad (9.133)$$

El vórtice de retroceso (antihorario, ver Figura 9.22), que se desarrolla en la hoya de erosión, tiene un gran poder erosivo y produce el ensanchamiento de la hoya por debajo del pié de la cascada. En el modelo, la socavación de la base de la cascada, indicada como x_2 , se relaciona con la erosión efectiva $z_s(t)$ mediante un parámetro de amplificación ξ . En principio, el mismo es mayor que 1 y puede ser considerado como un parámetro de calibración.

De esta manera, mediante (9.130) se calcula la evolución temporal del factor de seguridad, que determina la estabilidad geotécnica al colapso masivo. Durante el tránsito del hidrograma $Q(t)$, a medida que se incrementa la profundidad de erosión efectiva al pié de la cascada $z_s(t)$, se van incrementando los valores de x_2 (esta socavación va dejando al bloque superior sin soporte en la base) y de x_1 ; por lo tanto, se va incrementando el volumen del bloque. El factor de seguridad va disminuyendo progresivamente, hasta que para $F_s < 1$ el bloque colapsa, produciendo la erosión retrogradante efectiva x_1 .

Como explicado anteriormente, el bloque que colapsa llena la hoya de erosión localizada al pié de la cascada y recomienza el proceso de erosión al pié, iniciando nuevamente el proceso que conducirá a otro episodio de colapso masivo, y la consiguiente migración de la cascada aguas arriba. El proceso morfodinámico implica una erosión del lecho efectiva cuya magnitud puede ser de varios metros, dependiendo de la altura de la cascada (desnivel del salto) y la erosión efectiva al pié de la misma.

El modelo fue calibrado y validado para simular la migración aguas arriba que experimentó la cascada del Aº Saladillo, cuya altura es del orden de los 7 m, ubicada en la zona del Parque Regional Sur de Rosario, para lo cual se seleccionaron 6 crecidas, 3 se utilizaron para la calibración del modelo y las 3 restantes para la validación (Basile y Riccardi, 2017). Para la calibración se ajustaron los valores de la profundidad adimensional de la grieta de tracción z_{ta} y del parámetro de amplificación ξ . Los valores ajustados de dichos parámetros, en el proceso de calibración, fueron: $z_{ta}=0.32$ y $\xi=1.15$. Para la validación del modelo; todas

las variables, coeficientes y parámetros se mantuvieron invariados respecto a los obtenidos en la calibración. Los desplazamientos aguas arriba observados, de aproximadamente 400 m para las crecidas de validación, fueron muy bien reproducidos por el modelo.

9.11 MEDIDAS DE PROTECCIÓN CONTRA EROSIÓN

Las medidas de protección contra erosión se realizan para que una estructura sea menos vulnerable al colapso o a los daños producidos por los procesos de socavación. Existen diferentes medidas de protección contra erosión, las cuales se aplican en forma anticipada o como remediación una vez que los procesos erosivos han sido detectados, para lo cual es necesario el monitoreo de los mismos a los fines del mantenimiento de las condiciones de seguridad de las estructuras.

Las medidas de protección directa tienen como objetivo aumentar la resistencia a la erosión de la zona afectada, del lecho o de las márgenes del río, mediante la implementación de distintos tipos de revestimientos flexibles o rígidos. Los revestimientos flexibles, como por ejemplo, enrocados (riprap), colchonetas, gaviones, etc., se adaptan mejor ya que pueden absorber las deformaciones originadas por posibles erosiones del lecho en las inmediaciones de la protección.

Por otra parte, existen distintas estructuras y elementos adicionales, que permiten contrarrestar procesos erosivos disminuyendo la acción del flujo, como por ejemplo, collares en pilas para interceptar el flujo hacia el lecho, vanos sumergidos deflectores de flujo para pilas, pilas de sacrificio, espigones para redirecciónamiento de flujo, espigones para alejar velocidades máximas de las márgenes afectadas, muros de guía para estribos de puentes, etc.. Asimismo, se pueden utilizar saltos de fondo o vertederos de poca altura, aguas abajo de puentes principalmente, para crear puntos fijos del lecho y controlar procesos de degradación longitudinal.

Sin embargo, las primeras acciones para evitar o reducir los efectos erosivos deben adoptarse en la etapa de diseño. Tales acciones tienen como objetivo mejorar la condición de flujo en correspondencia de la estructura para disminuir la magnitud de la erosión. Se deben considerar: i) localización de la estructura: característica de la cuenca de influencia; morfología del río, tramos rectos, confluencias, curvas, estrechamientos naturales del río; características sedimentológicas del lecho; etc.; ii) abertura de paso del caudal de diseño: para puentes, alcantarillas, espigones, etc., iii) alineamiento de los elementos estructurales respecto a la dirección del flujo: en pilas, estribos, espigones, etc., iv) forma de las estructuras: para pilas, estribos, embocadura y desembocadura de alcantarillas, punta de espigones, etc.

El diseño estructural de los elementos de fundación deben resistir las profundidades de erosión pronosticadas en la etapa de diseño y las consecuentes fuerzas adicionales que se crean sobre la estructura debido a la erosión (aumento de presión dinámica, aumento de la esbeltez y propensión al pandeo de pilas, disminución de la longitud de fricción suelo-pilotes, etc.). Las acciones para evitar o reducir la erosión, adoptadas en la etapa de diseño, a largo plazo son generalmente las más efectivas y las menos costosas, ya que las reparaciones estructurales (refuerzo y extensión de fundaciones, recalce de zapatas, etc.) conjuntamente con las medidas de protección descriptas precedentemente tratan de remediar situaciones no adecuadamente previstas en la fase de diseño.

Sugerencias, guías y detalles constructivos para la implementación de diferentes medidas de protección contra erosión, incluyendo diversas técnicas de reparación estructural, pueden encontrarse en May et al. (2002), Melville et al. (2008) y Lagasse et al. (2007, 2009a,b).

9.11.1 Dimensionamiento de protecciones con revestimientos flexibles

Uno de los revestimientos flexibles más utilizados son los enrocados (riprap). Conceptualmente, el diámetro característico del enrocado d_n puede dimensionarse considerando que, en el límite, la velocidad de corte aplicada u^* es igual a la velocidad de corte crítica del enrocado u_{*c} .

Planteando $u^*=u_{*c}$ y despejando d_n se obtiene:

$$\frac{U}{C_f} = \sqrt{\tau_{*cr}(s-I)gd_n} \rightarrow d_n = \frac{I}{(s-I)} \frac{U^2}{\tau_{*cr} g C_f^2} \quad (9.134a), (9.134b)$$

donde U : velocidad de diseño media en la vertical (m/s), C_f : factor de fricción o coeficiente adimensional de Chezy (-), τ_{*cr} : tensión de corte adimensional crítica reducida (-), $s=\rho_s/\rho$: gravedad específica del enrocado (-), g : aceleración de la gravedad (m/s^2).

De acuerdo a lo descripto en el Capítulo 5 (puntos 5.3.3 y 5.3.4), el valor de τ_c reducido (τ_{*cr}) es función de los factores $K_{\alpha\beta}$ y K_t , asociados respectivamente a los efectos de pendiente y turbulencia de flujo mayor que la normal:

$$\tau_{*cr} = \frac{\tau_c K_{\alpha\beta}}{K_t^2} \quad (9.135)$$

donde para pendiente moderada $K_{\alpha\beta}=1$ y para turbulencia normal $K_t=1$ (ver comentarios al respecto en el Capítulo 5).

Por otra parte, C_f para régimen hidráulicamente rugoso (flujo turbulento completamente desarrollado), puede expresarse mediante la ec. (2.89) del Capítulo 2 como:

$$C_f = 5.75 \log\left(\frac{11h}{k_s}\right) \quad (9.136)$$

Reemplazando (9.135) y (9.136) en (9.134b) se obtiene:

$$d_n = \frac{I}{(s-1)} \frac{K_t^2}{\tau_{*c} K_{\alpha\beta}} \frac{I}{5.75^2 [\log(11h/k_s)]^2} \frac{U^2}{g} \quad (9.137)$$

Multiplicando y dividiendo por 2 la (9.137) se obtiene:

$$d_n = \frac{I}{(s-1)} \frac{0.03}{\tau_{*c}} \frac{K_h K_t^2}{K_{\alpha\beta}} \frac{U^2}{2g} \quad (9.138)$$

donde $K_h=2 [\log(11h/k_s)]^2$, es un factor asociado al perfil logarítmico de distribución de velocidad totalmente desarrollado, con k_s : altura de rugosidad equivalente: $k_s=\alpha d_n$, con $\alpha=1-3$.

Dado que el problema ha sido planteado en el límite, es decir, para condiciones de movimiento incipiente, el miembro derecho de (9.138) puede multiplicarse por un factor de seguridad: $F_s=1.1-1.3$. Además, en la (9.138) se observa que la incógnita d_n interviene también en K_h , de donde es difícil explicitarla, por lo tanto, la misma debe resolverse por tanteos.

9.11.1.1 Fórmula de Pilarczyk

Pilarczyk (1995) propuso una fórmula unificada para el dimensionamiento de distintos tipos de protecciones flexibles (enrocados, bloques sueltos de hormigón, mantas de bloques de hormigón adheridos a geotextil o atados, colchonetas, etc.), contra la erosión del lecho o de las márgenes.

La fórmula fue ajustada con experimentos en laboratorio y su estructura es similar a la (9.138):

$$d_n = \frac{\phi_s}{\Delta_s} \frac{0.035}{\tau_{*c}} \frac{K_h K_t^2}{K_{\alpha\beta}} \frac{U^2}{2g} \quad (9.139)$$

donde Δ_s : densidad relativa del elemento de protección (-), d_n : tamaño característico del elemento de protección (m), ϕ_s : factor de estabilidad (-), K_t^2 : factor de turbulencia (-), τ_{*c} : tensión de corte adimensional crítica (-), K_h : factor de perfil de velocidad de flujo (-), $K_{\alpha\beta}$: factor de pendiente combinado de fondo y de margen (-), U : velocidad media en la vertical del flujo sobre la protección (m/s), g : aceleración de la gravedad (m/s²).

Densidad relativa Δ_s

- Enrocado, bloques sueltos de hormigón y mantas de bloques adheridos a geotextil o atados: $\Delta_s = (s-1)$, con s : gravedad específica de la piedra (enrocados) o bloques de hormigón utilizados (-), $s = \rho_s / \rho$, con ρ_s : densidad del elemento (kg/m^3) y ρ : densidad del agua (kg/m^3).
- Colchonetas y gaviones: $\Delta_s = (1-p)(s-1)$, con p : porosidad de la piedra utilizada para llenar las colchonetas o los gaviones (-).

Tamaño característico del elemento de protección d_n

- Enrocado, bloques de hormigón sueltos: $d_n = d_{n50}$.
- Bloques de hormigón adheridos/atados: $d_n = \text{altura del bloque}$.
- Colchonetas: $d_n = \text{espesor de la colchoneta}$.
- Gaviones: $d_n = \text{altura del gavión}$.

donde d_{n50} : diámetro característico (cubo equivalente), $d_{n50} = 0.84d_{50r}$, con d_{50r} : mediana de la composición granulométrica de la piedra del enrocado.

Factor de estabilidad ϕ_s

- Bordes, transiciones: $\phi_s = 1.0 - 1.50$
- Protección continua: $\phi_s = 0.5 - 0.75$
- Valor común para enrocado: $\phi_s = 0.75$

Factor de turbulencia K_t^2

- Turbulencia normal (flujo uniforme en ríos quasi-rectos, etc.): $K_t^2 = 1$
- Turbulencia aumentada (plateas de disipación, zona externa de curvas moderadas, pilas de puentes, etc.): $K_t^2 = 1.5 - 2.0$
- Turbulencia alta (punta de espigones, pilas y estribos de puentes, zona externa de curvas abruptas, etc.): $K_t^2 = 2.0 - 2.5$
- Turbulencia muy alta (aguas abajo de vertederos, alcantarillas, chorros de alta velocidad, hélices de embarcaciones cerca del lecho): $K_t^2 = 2.5 - 4.0$

Tensión de corte adimensional crítica τ_c^*

- Enrocados: $\tau_c^* = 0.035$
- Bloques de hormigón sueltos: $\tau_c^* = 0.05$
- Mantas de bloques adheridos/atados $\tau_c^* = 0.05 - 0.07$
- Colchonetas tipo reno: $\tau_c^* = 0.05 - 0.07$
- Gaviones: $\tau_c^* = 0.07 - 0.1$

Factor de perfil de velocidad de flujo K_h

- Perfil logarítmico completamente desarrollado (turbulencia normal):

$$K_h = 2 \left[\log(12h/k_s) \right]^{-2} \quad (9.140)$$

- Perfil parcialmente desarrollado (turbulencia alta):

$$K_h = (h/k_s)^{-0.2} \quad (9.141)$$

- Para un flujo muy rugoso ($h/k_s < 5$):

$$K_h = 1 \quad (9.142)$$

donde h : profundidad de flujo (m), k_s : altura de rugosidad equivalente (m), $k_s = d_n$ (elementos lisos, bloques fijos adheridos/atados), $k_s = d_n$ a $3d_n$ (elementos rugosos, enrocados con piedra partida, rocas, etc.).

Factor de pendiente combinado $K_{\alpha\beta}$

El factor de pendiente combinado, por pendiente longitudinal del fondo y pendiente transversal de margen, se expresa como (ver Capítulo 5):

$$K_{\alpha\beta} = K_\alpha K_\beta \quad (9.143)$$

$$K_\alpha = \frac{\sin(\phi - \alpha)}{\sin\phi} , \quad K_\beta = \cos\beta \sqrt{1 - \frac{\tan^2\beta}{\tan^2\phi}} \quad (9.144a), (9.144b)$$

donde α : ángulo que forma el fondo del río con la horizontal (sentido longitudinal), β : ángulo que forma la margen del río con la horizontal (sentido transversal) y ϕ : ángulo de fricción interna del elemento de revestimiento; todos expresados en forma homogénea (grados). Los valores de ϕ pueden ser estimados como: $\phi=40^\circ$ para enrocados y bloques sueltos, $\phi=90^\circ$ para colchonetas y mantas de bloques de hormigón atados/adheridos si están anclados. Para revestimientos flexibles no anclados $\phi=20^\circ-30^\circ$, dependiendo de la fricción revestimiento y material subyacente. Para el dimensionamiento de la protección del lecho (no de margen) $K_\beta=1$ y si el río tiene pendiente moderada $K_\alpha=1$, por lo tanto $K_{\alpha\beta}=1$ (ver Capítulo 5).

9.11.1.1 Comentarios sobre la aplicación de la fórmula de Pilarczyk

En el caso de dimensionamiento de la protección de un talud (margen del río), en (9.139) se utiliza la velocidad media en la vertical en inmediaciones del pie del talud. Si no se cuenta con la distribución de velocidad en la sección transversal, la misma puede estimarse a partir de la velocidad media en la sección $U_m=Q/A$. Para tramos rectos: $U_t=(2/3)U_m$, para zona externa de curvas y en todos aquellos

casos donde el flujo ataca la margen: $U_t = (4/3)U_m$ (Neill, 1973). Una vez dimensionado el elemento de protección de margen, debe recalcularse la velocidad de diseño con el revestimiento colocado, sobre todo si éste genera una disminución de la resistencia al flujo.

En (9.139) el valor de la incógnita d_n , interviene en el factor de perfil de velocidad de flujo K_h vía la altura de rugosidad equivalente k_s . Por lo tanto, la (9.134) debe resolverse por tanteos (prueba-error), a partir de un valor inicial asignado a d_n para evaluar K_h .

En el caso de dimensionamiento de un enrocado, si se requieren piedras de tamaños importantes, para los cuales no es posible realizar análisis convencionales de granulometría por tamizado o a través del conteo de clastos, etc. (ver Capítulo 3), se recomienda obtener una muestra (por ejemplo extraída de un camión completamente cargado de material) y pesar cada elemento de la muestra. De esa manera, el d_{n50} queda definido a partir del diámetro característico asociado al cubo equivalente, también denominado diámetro nominal. A partir de la ec. (3.2a) del Capítulo 3, el mismo se expresa como:

$$d_{n50} = \left(\frac{M_{50}}{\rho_s} \right)^{1/3} \quad (9.145)$$

donde M_{50} es la masa del elemento para el cual el 50 % de la muestra del enrocado es menor (kg) y ρ_s es su densidad en (kg/m^3). Por ejemplo, si se determina $d_{n50}=0.72$ m y se dispone de cantes rodados medianos-grandes ($\rho_s=2650 \text{ kg}/\text{m}^3$) la masa requerida es $M_{50} \approx 1000 \text{ kg}$. Para el caso de protección con bloques sueltos de hormigón, éstos pueden ser prefabricados con las dimensiones correspondientes para obtener la masa requerida, conociendo que para el hormigón $\rho_s=2400 \text{ kg}/\text{m}^3$.

En el caso de colchonetas, se recomienda realizar primero el dimensionamiento del tamaño de la piedra de relleno de la colchoneta, considerando τ_c^* en el entorno de 0.05-0.07, es decir, valores críticos para que la piedra no se mueva dentro de la malla de alambre. Luego, el espesor de la colchoneta se adopta igual a 2 veces el diámetro característico "nominal" d_{n50} de la piedra de relleno.

Supongamos que se dimensiona una protección del lecho con colchonetas, para pendiente de fondo moderada ($K_{\alpha\beta}=1$), turbulencia aumentada ($K_t^2=1.7$) y flujo muy rugoso ($K_h=1$). Para dimensionar primero la piedra de relleno de la colchoneta se adopta: $\phi_s=0.75$, $\Delta_s=(s-1)=(2.65-1)=1.65$ y $\tau_c^*=0.07$, resultando: $d_{n50}=0.386 (U^2/2g)$.

Luego, se adoptan los mismos valores, excepto que, suponiendo $p=0.4$, la densidad relativa para la colchoneta es: $\Delta_s=(1-p)(s-1)=(1-0.4)(2.65-1)=0.99$, por lo tanto, se obtiene: Espesor colchoneta=0.644 ($U^2/2g$). A paridad de velocidad (deben resistir la misma velocidad de flujo) se tiene que el espesor de la colchoneta es 1.7 veces el d_{n50} de la piedra de relleno. Es decir que, el valor recomendado de 2 veces d_{n50} es adecuado. Si se determinan espesores de colchonetas mayores a 0.4-0.5 m, se recomienda adoptar gaviones para realizar la protección (May et al., 2002). Los gaviones permiten resistir mayores velocidades, aunque presentan un grado de flexibilidad menor que las colchonetas y mucho menor que los enrocados.

9.11.1.2 Fórmula de Escarameia y May

Escarameia y May (1992) realizaron experimentos con protecciones flexibles compuestas por enrocados, bloques sueltos de hormigón, mantas de bloques de hormigón atados y colchonetas tipo reno. La fórmula propuesta para el dimensionamiento se expresa como:

$$d_n = \frac{C_I}{(s-1)} \frac{u_b^2}{2g} \quad (9.146)$$

donde d_n : tamaño característico del elemento de protección (m), C_I : factor de estabilidad, u_b : velocidad media temporal a una altura desde el fondo igual al 10 % de la profundidad de flujo en la vertical sobre la protección (m/s), s : gravedad específica del material de protección (-), g : aceleración de la gravedad (m/s^2).

Tamaño característico del elemento de protección d_n

- Enrocados y bloques sueltos de hormigón: $d_n = d_{n50}$.
- Bloques de hormigón atados: $d_n = \text{altura del bloque}$.
- Colchonetas tipo reno: $d_n = \text{espesor de la colchoneta}$.

donde d_{n50} : diámetro característico (cubo equivalente), $d_{n50}=0.9d_{50r}$, con d_{50r} : mediana de la composición granulométrica de la piedra utilizada para el enrocado (riprap). Tal como comentado para la fórmula de Pilarczyk, el d_{n50} es dado por la (9.145).

Factor de estabilidad C_I

- Enrocados en márgenes con taludes 1V:2H o menores y pendiente longitudinal del fondo baja:

$$C_I = 12.3 r_u - 0.20 \quad , \quad r_u > 0.05 \quad (9.147)$$

- Bloques sueltos de hormigón en márgenes con taludes 1V:2.5H o menores y pendiente longitudinal del fondo baja:

$$C_I = 9.22 r_u - 0.15 \quad , \quad r_u > 0.05 \quad (9.148)$$

- Mantas de bloques de hormigón atados:

$$C_I = \begin{cases} 0.05 & r_u \leq 0.43 \\ 1.79 r_u - 0.72 & 0.43 < r_u < 0.90 \end{cases} \quad (9.149)$$

- Colchonetas tipo reno

$$C_I = 12.3 r_u - 1.65 \quad , \quad r_u > 0.15 \quad (9.150)$$

El factor de estabilidad depende de la intensidad de turbulencia relativa r_u , asociada a la componente longitudinal de la intensidad de turbulencia (ver Capítulo 2), definida como: $r_u = \sigma_u / u_b$ y evaluada a una distancia desde el fondo $z=0.1h$. La intensidad de turbulencia relativa r_u es dada en la Tabla 9.10.

Tabla 9.10 Valores de intensidad de turbulencia relativa (May et al., 2002).

Descripción	Turbulencia	r_u
Tramos rectos de ríos con flujo uniforme	Normal	0.12
Zona externa de curvas, etc.	Aumentada	0.20
Alrededor de estructuras, tales como, pilas, estribos, punta de espigones, cofferdams, etc.	Alta	0.35
Aguas abajo de vertederos, alcantarillas, escalones de fondo, chorros de alta velocidad, etc.	Muy alta	0.5-0.6

Velocidad de flujo u_b

La velocidad de flujo u_b se determina a partir de la distribución de velocidad en la vertical $\bar{u}(z)$ para $z=0.1h$. Considerando la ley de distribución potencial dada por la ec. (2.103) del Capítulo 2 (se omite la barra que indica velocidad media temporal \bar{u} , es decir, promediada en el período de la turbulencia):

$$\frac{u(z)}{U} = (m+1) \left(\frac{z}{h} \right)^m \quad (9.151)$$

El coeficiente m puede variar entre $m=1/5$ para flujo normal muy rugoso a $m=1/9$ para flujos acelerados causados por estructuras o disminuciones de rugosidad. Por lo tanto, en (9.151) para $z=0.1h$ y con dichos valores de m , se determina que $u_b=0.76 U$ a $0.86 U$. La velocidad media en vertical U puede determinarse a partir de simulaciones con modelos 2DH o distribuyendo los valores medios obtenidos con un modelo 1D. Alternativamente, se puede estimar con $U=u^* (h/k_s)^m$, donde u^* : velocidad de corte (m/s).

En el caso de dimensionamiento de la protección de un talud (margen del río), U se adopta igual a la velocidad media en la vertical en inmediaciones del pie del talud. Análogamente a lo comentado para la fórmula de Pilarczyk, si no se cuenta con la distribución de velocidad en la sección transversal, la misma puede estimarse a partir de la velocidad media en la sección $U_m=Q/A$. Para tramos rectos: $u_b=(0.76 \text{ a } 0.86) (2/3) U_m$, para zona externa de curvas y en todos aquellos casos donde el flujo ataca la margen: $u_b=(0.76 \text{ a } 0.86) (4/3) U_m$.

9.11.1.3 Fórmula de Maynord

Maynord (1990, 1995) desarrolló una fórmula para el dimensionamiento de protecciones del lecho y márgenes, con enrocados y colchonetas:

$$d_s = F_s C_s C_v h \left(\frac{U}{\sqrt{K_1(s-I)gh}} \right)^{2.5} \quad (9.152)$$

donde d_s : tamaño característico del elemento de protección (m), F_s : factor de seguridad (-), C_s : coeficiente de estabilidad (-), C_v : coeficiente de distribución de velocidad (-), h : profundidad de flujo local (m), U : velocidad media en la vertical sobre la protección (m/s), K_1 : factor de corrección por pendiente de margen (-), s : gravedad específica del material de protección (-), g : aceleración gravedad (m/s^2).

Tamaño característico del elemento de protección d_s

- Enrocados: $d_s = d_{s30}$.
- Colchonetas: $d_s = \text{espesor de la colchoneta}$.

donde d_{s30} : diámetro característico para el cual el 30% en de la muestra es más fina (ver comentarios más adelante).

Coeficiente de estabilidad C_s

- Enrocados con piedras angulares: $C_s=0.3$
- Enrocados con piedras redondeadas: $C_s=0.375$

Coeficiente de distribución de velocidad C_v

- Cauces rectos, zona interna de curvas: $C_v=1$
- Zona externa de curvas: $C_v=1.283-0.2 \log (r_c/B)$ $r_c/B \leq 26$
 $C_v=1$ $r_c/B > 26$
- Aguas abajo estructuras, punta espigones: $C_v=1.25$

Velocidad de diseño U

Si no se cuenta con la distribución de velocidades medias en la vertical a través de la sección transversal, se pueden utilizar las siguientes ecuaciones que estiman U en función de la velocidad media en la sección U_m :

- Cauces naturales:

$$U = \begin{cases} U_m [1.74 - 0.52 \log(r_c / B)] & r_c / B \leq 26 \\ U_m & r_c / B > 26 \end{cases} \quad (9.153)$$

- Canales trapezoidales:

$$U = \begin{cases} U_m [1.71 - 0.78 \log(r_c / B)] & r_c / B \leq 8 \\ U_m & r_c / B > 8 \end{cases} \quad (9.154)$$

donde r_c : radio de curva (m), B: ancho superficial (m).

Factor de corrección por pendiente de margen K_1

$$K_1 = 0.045(\operatorname{ctg}\beta)^3 - 0.449(\operatorname{ctg}\beta)^2 + 1.492(\operatorname{ctg}\beta) - 0.672 \quad (9.155)$$

β : ángulo que forma la margen del río con la horizontal en sentido transversal (grados), $\beta \geq 14^\circ$.

9.11.1.3.1 Comentarios sobre la fórmula de Maynord

La fórmula de Maynord es válida para valores de intensidad de turbulencia relativa $r_u < 0.2$ en ríos con pendientes de fondo longitudinales $S_b < 2\%$.

Análogamente a lo comentado para la fórmula de Pilarczyk (1995), en el caso de dimensionamiento de un enrocado, si se requieren piedras de tamaños importantes, para los cuales no es posible realizar análisis convencionales de granulometría por tamizado o a través del conteo de clastos, etc. (ver Capítulo 3), se recomienda obtener una muestra y pesar cada elemento de la muestra. De esa manera, el d_{s30} queda definido a partir del diámetro característico asociado a la esfera equivalente. A partir de la ec. (3.2b) del Capítulo 3, el mismo se expresa como:

$$d_{s30} = \left(\frac{6}{\pi} \frac{M_{30}}{\rho_s} \right)^{1/3} \quad (9.156)$$

donde M_{30} es la masa del elemento para el cual el 30 % de la muestra del enrocado es menor (kg) y ρ_s es su densidad en (kg/m^3). La densidad mínima recomendada es de $2500 \text{ kg}/\text{m}^3$ (Lagasse et al., 2009b).

El valor mínimo recomendado del coeficiente de seguridad es $F_s=1.1$ (Maynard, 1995; Lagasse et al., 2009b). May et al. (2002), compararon las tres fórmulas aquí presentadas y recomiendan valores de $F_s=1.5$ para la fórmula de Maynard.

El espesor del enrocado debe ser igual al valor más grande entre: $1.5d_{s50}$ y d_{s100} , donde $d_{s50}=2d_{s30}$ y d_{s100} es el diámetro máximo de la muestra. Por razones constructivas, el espesor no puede ser inferior a 0.3 m (Lagasse et al., 2009b). Para colchonetas, el espesor recomendado es $2d_{s50}$.

En el caso de protección de pilas de puentes con enrocados, pueden mencionarse, además, las fórmulas de Breusers y Raudkivi (1991), Richardson y Davis (1995), Lauchlan (1999) y para estribos las de Pagán-Ortiz (1991), Richardson y Davis (1995), entre otras disponibles. Una serie de recomendaciones y detalles constructivos, respecto a la composición granulométrica del enrocado, el espesor, la extensión de cobertura areal, el nivel de colocación, etc., pueden encontrarse en May et al. (2002), Melville et al. (2008) y Lagasse et al. (2007, 2009a,b).

9.12 BIBLIOGRAFÍA

- Ahmad, M. (1953). *Experiments on Design and Behaviour of Spur Dikes*. Proc. Intern. Hydr. Convention, ASCE, New York, 145-169.
- Arneson, L.A., L.W. Zevenbergen, P.F. Lagasse y P.E. Clopper (2012). *Evaluating Scour at Bridges*. Hydraulic Engineering Circular Nº 18 (HEC Nº 18), Publication N. FHWA-HIF-12-003, 5th Edition, Federal Highway Administration (FHWA), Washington, DC.
- Arneson, L.A., (1998). *Vertical Contraction Scour at Bridges With Water Flowing Under Pressure Conditions*. Compendium on Stream Stability and Scour Papers from ASCE Water Resources Conferences (1991 to 1998), Richardson and Lagasse (eds.), ASCE, Reston, VA.
- Ashmore, P. y Parker, G. (1983). *Confluence Scour in Coarse Braided Streams*. Water Resources Research, 19(2), 392-402.
- Barkdoll, B.D.; Ettema, R. y Melville, B.W. (2007). *Countermeasures to Protect Bridge Abutments from Scour*. National Cooperative Highway Research Program, NCHRP Report Nº 587. Washington DC.
- Basile, P.A. (2005). *Modelación de la Erosión de Márgenes por Mecanismo de Colapso Masivo Asociado a Falla Plana*. XX Congreso Nacional del Agua, Mendoza, Argentina.
- Basile, P.A. (2014). *Estudio de Erosión: Puentes Autovía Ruta Nacional N-A012 y Arroyo Saladillo. Provincia de Santa Fe*. Memoria Descriptiva, Departamento de Hidráulica, FCEIA-UNR.
- Basile, P.A. y Riccardi, G. (2017). *Modelación morfodinámica del proceso de erosión retrogradante: Aplicación a la cascada del Aº Saladillo*. VIII Simposio Regional sobre Hidráulica de Ríos. Córdoba. Argentina.
- Basile, P.A., Zimmermann E., Riccardi G. y Swistoniuk L. (2013). *Análisis hidrológico-hidráulico y evaluación de procesos erosivos en fundaciones de puentes*. VI Simposio Regional sobre Hidráulica de Ríos. Santa Fe.
- Basile, P.A.; Riccardi, G.A.; Stenta, H.R. y Scuderi, C.M. (2016). *Estudio de Erosión del Cauce del Canal Ibarlucea para Obra de Interconexión de Redes en Media Presión-Barrios Cristalería-Fisherton*. Informe técnico cruce Gasoducto, Brumont S.A., Departamento de Hidráulica, FCEIA-UNR.

- Blench, T. (1969). *Mobile Bed Fluviology*. University of Alberta Press, Canada.
- Bormann, N.E. y Julien, P.Y. (1991). *Scour Downstream of grade-control structures*. Journal of Hydraulic Engineering, 117, 579-594.
- Bresusers, H.N.C. y Raudkivi, A.J. (1991). *Scouring*. IAHR Hydraulic Structures Design Manual 2. Balkema, Rotterdam.
- Bresusers, H.N.C.; Nicllet, G. y Shen, H.W. (1977). *Local Scour Around Cylindrical Piers*. Journal of Hydraulic Research, 15(3), 211-252.
- Breusers, H.N.C. (1967). *Two-dimensional local scour in loose sediment*. Closure of Estuarine Channels in Tidal Regions. Delft Hydraulics Publ. N° 64. Delft, The Netherlands.
- Briaud, J.L., Chen, H.C.; Chang, K.A.; Oh, S.J.; Chen, S.; Wang, J.; Li, Y.; Kwak, K.; Nartjaho, P.; Gudaralli, R.; Wei, W.; Pergu, S.; Cao, Y.W. y Ting, F. (2011). *The Sricos - EFA Method*. Summary Report, Texas A&M University.
- Brunner, G.W. (2010). *HEC-RAS River Analysis System*. Technical Reference Manual. Version 4.1. Report N° CPD-69. Jan. 2010. US Army Corps of Engineers. Hydrologic Engineering Center. USA
- Cardoso, A.H. y Bettes, R. (1999). *Effects of time and channel geometry on scour at bridge abutments*. Journal of Hydraulic Engineering, April, 1999, 388-399.
- Chiew, Y.M. (1984). *Local Scour at Bridge Piers*. Report 355, University of Auckland, N.Z.
- Coleman, S.E. y Melville, B.W. (2001). *Case study: New Zealand bridge scour experiences*. Journal of Hydraulic Engineering, 127(7), 535-546.
- Coleman, S.E. y Melville, B.W. (2001). *Case Study: New Zealand Bridge Scour Experiences*. Journal Hydraulic Engineering, ASCE, 127(7), 535-546.
- Darby, S.E. y Thorne, C.R. (1996a). *Numerical simulation of widening and bed deformation of straight sand-bed rivers I: Model development*. Journal Hydraulic Engineering, ASCE, 122(4), 184-193.
- Darby, S.E., Thorne, C.R. y Simon, A. (1996b). *Numerical simulation of widening and bed deformation of straight sand-bed rivers II: Model evaluation*. Journal Hydraulic Engineering, ASCE, 122(4), 194-202.
- Escarameia, M. y May, R.W.P. (1992). *Channel protection: Turbulence Downstream of structures*. Report SR313, HR Wallingford, Wallingford, U.K.
- Ettema, R. (1980). *Scour at bridge piers*. Report 216, School of Engineering, University of Auckland, Auckland, New Zealand.
- Fahlbusch, F.E. (1994). *Scour in rock riverbeds Downstream of large dams*. The International Journal on Hydropower & Dams, IAHR, 1(4), 30-32.
- Feldman, A.D. (2000). *HEC-HMS Hydrologic Modeling System*. Technical Reference Manual. Version 4. Rep. N° CPD 74B. March 2000. US Army Corps of Engineers. Hydr. Engineering Center. USA.
- FHWA (2012). *Pier Scour in Clear-Water Conditions with Nonuniform Bed Materials*. Federal Highway Administration. Report N° FHWA-HRT-12-022, Guo, J., O. Suaznabar, H. Shan, Z. Xie, J. Shen and K. Kerenyi.
- Franzetti, S., Larcan, E. y Mignosa, P. (1982). *Influence of tests duration on the evaluation of ultimate scour around circular piers*. Int. Conf. on the Hydr. Modelling of Civ. Engrg. Struct., BHRA Fluid Engineering, Cranfield, Bedford MK43 OAJ, England, 381-396.
- Garde, R.J. y Ranga Raju, K.G. (1985). *Mechanics of sediment transportation and alluvial streams problems*. Second Edition, John Wiley & Sons.
- Hoffmans, G.J.C.M. (1997). *Jet scour in the equilibrium phase*. Journal of Hydraulic Engineering, 124 (4), 430-437.
- Huang, Y.H. (1983). *Stability analysis of earth slopes*. Van Nostrand Reinhold, New York, USA.

- Istiarto, I. y Graf, W.H. (2001). *Experiments on Flow Around a Cylinder in a Scoured Channel Bed*. International Journal of Sediment Research. 16(4), 431-444.
- Jaeggi, M.N.R. (1984). *Formation and effects of alternate bars*. J. of Hydraulic Engineering, 110, 142-156.
- Jain, S.C. y Fisher, E.E. (1979). *Scour Around Circular Bridge Piers at High Froude Numbers*. FHWA-RD-79-104 NTIS, Springfield, Va.
- Jones, J.S. y Sheppard, D.M. (2000). *Local Scour at Complex Pier Geometries*. Joint Conference on Water Resources Engineering and Water Resources Planning and Management, ASCE, 2000.
- Juárez Badillo, L. y Rico Rodríguez, A. (1984). *Mecánica de Suelos, Tomo III: Flujo de Agua en Suelos*. Apéndice III Socavación. Editorial Limusa, México.
- Julien, P.Y. y Klaassen, G.J.R. (1995). *Sand-dune geometry of large rivers during floods*. Journal of Hydraulic Engineering, 121, 657-663.
- Klaassen, G.J.R. y Vermeer, K. (1988). *Confluence Scour in Large Braided Rivers with Fine Bed Material*. International Conference on Fluvial Hydraulics, Budapest, Hungria.
- Kothiyari, U.C. y Ranga Raju, K.G. (2002). *Scour Around Spur Dikes and Bridge Abutments*. Journal of Hydraulic Research, 39(4), 367-374.
- Kuhnle, R.A.; Alonso, C.V. y Shields Jr., F.D. (2002). *Local Scour Associated with Angled Spur Dikes*. Journal of Hydraulic Engineering, 128(12), 1087-1093.
- Lagasse, P.F., Clopper, P.E., Zevenbergen, L.W., y Girard, L.G., (2007). *Countermeasures to Protect Bridge Piers from Scour*. NCHRP Report 593, Transportation Research Board, National Academies of Science, Washington, D.C.
- Lagasse, P.F., L.W. Zevenbergen, W.J. Spitz, L.A. Arneson (2012). *Stream Stability at Highway Structures*. Hydraulic Engineering Circular Nº 20 (HEC Nº 20). Publication N. FHWA-HIF-12-004, 4th Edition, Federal Highway Administration, Washington (FHWA), DC.
- Lagasse, P.F., P.E. Clopper, J.E. Pagán-Ortiz, L.W. Zevenbergen, L.A. Arneson, J.D. Schall, L.G. Girard (2009a). *Bridge Scour and Stream Instability Countermeasures: Experience, Selection and Design Guidance*. Hydraulic Engineering Circular Nº 23 (HEC 23), Vol. 1. Publication FHWA-NHI-09-111, 3rd Edition, Federal Highway Administration (FHWA), Washington, DC.
- Lagasse, P.F., P.E. Clopper, J.E. Pagán-Ortiz, L.W. Zevenbergen, L.A. Arneson, J.D. Schall, L.G. Girard (2009b). *Bridge Scour and Stream Instability Countermeasures: Experience, Selection and Design Guidance*. Hydraulic Engineering Circular Nº 23 (HEC 23), Vol. 2. Publication FHWA-NHI-09-112, 3rd Edition, Federal Highway Administration (FHWA), Washington, DC.
- Lauchlan, C.S. (1999). *Countermeasures for pier scour*. PhD Thesis. The University of Auckland, Auckland, New Zealand.
- Laursen, E.M. (1960). *Scour at Bridge Crossings*. Journal Hydraulic Division, ASCE, 86(HY2), 39-54.
- Laursen, E.M. (1963). *An Analysis of Relief Bridges Scour*. Journal of Hydraulic Division, ASCE, 89(HY3), 93-118.
- Laursen, E.M. y Toch, A. (1956). *Scour Around Bridge Piers and Abutments*. Bulletin Nº 4, Iowa Highway Research Board. Iowa Institute of Hydraulic Research, State University of Iowa.
- Lohnes, R. y Handy R.L. (1968). *Slope angles in friable loess*. Journal of Geology, 76, 247-258.
- May, R.W.; Ackers, P. y Kirby, A.M. (2002). *Manual on Scour at Bridges and other Hydraulic Structures*. Construction Industry Research and Information Assoc., Manual C551, Londres, UK.
- Maynard, S. T. (1996). *Toe-scour estimation in stabilized bendways*. J. Hydr. Engrg., ASCE, 122(8), 460-464.

- Maynard, S.T. (1990). *Riprap Stability Results from Large Test Channel*. Hydraulic Engineering, Proc. of the 1990 ASCE National Conference, Vol. 1, Chang, H.H. y Hill, J.C. (Eds.), San Diego, CA.
- Maynard, S.T. (1995). *Gabion Mattress Channel-Protection Design*. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 121(7), 519 -522.
- Maynard, S.T., Ruff, J.F., y Abt, S.R. (1989). *Riprap Design*. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 115(7), 937-939.
- Maza Álvarez, J.A. y Echavarría Alfaro, F.J. (1973). *Contribution to the study of general scour*. Proc. International Symposium on River Mechanics, IAHR, Bangkok, Thailand, 795-803.
- Melville, B.W. (1992). *Local Scour at Bridges Abutments*. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 118(4), 615-631.
- Melville, B.W. (1997). *Pier and Abutment Scour an Integrated Approach*. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 123(2), 125-136.
- Melville, B.W. y Chiew, Y.M. (1999). *Time Scale for Local Scour at Bridge Piers*. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 125(1), 59-65.
- Melville, B.W. y Coleman, S.E. (2000). *Bridge Scour*. Water Resources Publications, LLC, Highlands Ranch, CO.
- Melville, B.W. y Sutherland, A.J. (1988). *Design Method for Local Scour at Bridge Piers*. Journal Hydraulic Division, ASCE, 114(10), 1210-1226.
- Melville, B.W.; Parola, A.C. y Coleman, S.E. (2008). *Bridge-Scour Prevention and Countermeasures*. Sedimentation Engineering: Processes, Measurements, Modeling and Practice. ASCE Manual and Reports on Engineering Practice N° 110. Marcelo H. García (Ed.), Chapter 11, 543-577.
- Mirtskhoulava, T.Y. (1997). *Erosion of cohesive materials*. IHP-V, Technical Documents in Hydrology N° 10, 104-115, UNESCO, Paris.
- Neill, C.R. (1973). *Guide to bridge hydraulics*. Roads Transportation Association of Canadá. University of Toronto Press.
- Osman, A.M. y Thorne, C.R. (1988). *Riverbank stability analysis I: Theory*. Journal of Hydraulic Engineering, 114(2), 134-150.
- Pagán-Ortiz, J.E. (1991). *Stability of rock riprap for protection at the toe of abutments located at the flood plain*. FHWA-RD-91-057. U.S. Department of Transportation, Washington, DC.
- Patsinghasanee, S., Kimura, I. y Shimizu, Y. (2016b). *Numerical simulation of a cantilever failure with the effect of slump blocks for cohesive riverbanks*. J. of Japan Soc. of Civil Engineers, S. B1 (Hydr. Engineering), 72(4), 493-498.
- Patsinghasanee, S., Kimura, I., Shimizu, Y. y Nabi, M. (2015). *Cantilever failure investigations for cohesive riverbanks*. Proc. Inst. Civil. Eng.-Water Manag., 1-16.
- Patsinghasanee, S., Kimura, I., Shimizu, Y. y Todate, T. (2016a). *Experimental investigation on cantilever failure for cohesive riverbanks*. J. of Japan Society of Civil Engineers, S. B1 (Hydraulic Engineering), 72 (4), 769-774.
- Pilarczyk, K.W. (1995). *Design tools related to revetments including riprap, river, coastal and shoreline protection: erosion control using riprap and armour stone*. Wiley, New York.
- Rajaratnam, N. y MacDougall, R.K. (1983). *Erosion by plane wall jets with minimum tailwater*. Journal of Hydraulic Engineering, 109, 1061-1064.
- Raudkivi, A.J. y Sutherland (1981). *Scour at Bridges Crossings*. Road Research Unit Bulletin 54, Wellington, N.Z.

- Raudkivi, A.J., (1986). *Functional Trends of Scour at Bridge Piers*. Journal of the Hydraulics Division, ASCE, 112(1), 1-13.
- Riccardi, G.A. y Basile, P.A. (2017). *Evaluación de la profundidad de erosión de equilibrio aguas abajo de caídas hidráulicas en lechos cohesivos de llanura*. VIII Simposio Regional sobre Hidráulica de Ríos, Córdoba, Argentina.
- Richardson, E.V. y Davis, S.R. (1995). *Evaluating Scour at Bridges*. HEC N° 18, 3rd Edition. FHWA IP-90-017, Federal Highway Administration, U.S. Department of Transportation, Washington, D.C.
- Richardson, E.V., Simons, D.B. y Lagasse, P.F. (2001). *River Engineering for Highway Encroachments, Highways in the River Environment*. FHWA NHI-01-004, Federal Highway Administration, Hydraulic Design Series N° 6, U.S. Department of Transportation, Washington, D.C.
- Richardson, J.R. y Richardson, E.V. (2008). *Bridge Scour Evaluation*. Sedimentation Engineering: Processes, Measurements, Modeling and Practice. ASCE Manual and Reports on Engineering Practice N° 110. Marcelo H. García (Ed.), Chapter 10, 505-542.
- Ruff, J.F; Abt, S.R.; Mendoza, C.; Shaik, A. y Kloberdanz, R. (1982). *Scour at culverts outlets in mixed bed materials*. FHWA/RD-82/011, Colorado State University, Fort Collins, Co.
- Scharffenberger, W.A. (2013). *HEC-HMS Hydrologic Modeling System*. User Manual. Version 4. Report N° CPD 74A. Dec. 2013. US Army Corps of Engineers. Hydrologic Engineering Center. USA.
- Sheppard, D.M.; Zhao, G. y Copps, T.H. (1995). *Local Scour Near Multiple Pile Piers in Steady Currents*. ASCE Conference on Water Resources Engineering, San Antonio, Texas, 2, 1804-1808.
- Simon, A.; Curini, A., Darby, S.E. y Langendoen, E.J. (1999). *Streambank mechanics and the role of bank and near-bank processes in incised channels*. In Incised River Channels. John Wiley, Chichester. Darby & Simon Eds., 123-152.
- Spangler, M.G. y Handy, R.L. (1982). *Soil engineering*. 4ta Ed., Intext Educational, New York, USA.
- Sukewaga, N. (1973). *Condition for the formation of alternate bars in straight alluvial channels*. Int. Symp. on River Mechanics, IAHR, Bangkok, Thailand, A58, 1-11.
- Thorne, C.R. y Tovey, N.K. (1981). *Stability of composite river banks*. Earth Surface Proc. & Landforms, 6(5), 469-484.
- Thorne, C.R.; Abt, S.R. y Maynord, S.T. (1995). *Prediction of Near-Bank Velocity and Scour Depth in Meander Bends for Design of Riprap Revetments*. International Riprap Workshop, Fort Collins, USA.
- van Rijn, L.C (1984). *Sediment Transport, Part III: Bed Forms and Alluvial Roughness*. Journal of Hydraulic Engineering, 110 (12), 1733-1754.
- Veronese, A. (1937). *Erosioni di Fondo a Valle di uno Scarico*. Annali dei Lav. Pubblici. 75(9), 717-726.
- Vries, M. de (1975). *A Morphological Time Scale for Rivers*. XVIth Congress of the International Association of Hydraulic Research (IAHR), San Pablo, Brasil, 2, 17-23.
- Wan, G. y Xia, J. (2001). *Channel widening during degradation of alluvial rivers*. International Journal of Sediment Research, 16(2), 139-149.
- Wang, Y., Kuang, S. y Su, J. (2016). *Critical caving erosion width for cantilever failures of river bank*. International Journal of Sediment Research, 31, 220-225.
- Whitehouse, R. J. S. (1997). *Scour at marine structures: A manual for engineers and scientists*. Research Report SR417, HR Wallingford Ltd., Wallingford, U.K.
- Yalin, M.S. (1992). *River Mechanics*. Pergamon Press, New York.

CAPÍTULO 10

MODELACIÓN FÍSICA A FONDO MÓVIL

10.1 INTRODUCCIÓN

La modelación física, de procesos hidrodinámicos y morfodinámicos, se realiza para ensayar distintos tipos de estructuras hidráulicas y también para desarrollar investigaciones experimentales en condiciones controladas de laboratorio. A tales fines, con el modelo físico se trata de representar en escala reducida, el flujo y el sedimento del río en escala real o prototipo; analizando por ejemplo el comportamiento de estructuras hidráulicas y distintas medidas alternativas que mejoren el diseño hidráulico final.

Los modelos físicos hidráulicos Froudianos, o sea aquellos escalados respetando la igualdad del número de Froude en modelo y prototipo, pueden ser clasificados en dos grandes grupos: i) de fondo fijo y ii) de fondo móvil. Así como en la modelación matemática morfodinámica se requiere una correcta representación de las variables de flujo (hidrodinámica), en la modelación física a fondo móvil (morfodinámica), también se necesita que la hidrodinámica sea representada correctamente, es decir, no se generen o se minimicen los “efectos de escala” en el modelo físico, que puedan inducir errores en la reproducción de la dinámica del flujo y del sedimento.

Por otra parte, existen modelos físicos hidráulicos analógicos o micro-modelos desarrollados en “mesas morfodinámicas”, generalmente no escalados de acuerdo a Froude, que intentan reproducir solo algunas características del prototipo (Peakall et al., 1996). Es decir, simulan ciertas características de un sistema natural, aunque los procesos, las formas, la dinámica, el comportamiento, los materiales y/o las geometrías no se ajusten rigurosamente al escalamiento del sistema real (Chorley, 1967). Se trata de modelos descriptivos simples, basados en “afinidad de procesos” y no en estrictas leyes de semejanza (Hooke, 1968; Tal y Paola, 2007). Dichos modelos presentan dificultades para extrapolar los resultados de las mediciones a las situaciones del sistema real (Hooke, 1968, Isidoro et al., 2012). De todos modos, los mismos permiten la visualización de procesos morfodinámicos en forma expeditiva, los cuales son difíciles de observar directamente en la naturaleza, por lo cual son herramientas muy útiles para comunicación y educación (Maynord, 2006).

La elección del tipo de modelo físico depende de varios factores, incluidos los objetivos y la justificación del proyecto, así como las limitaciones de costo y espacio disponible en laboratorio (Frostick et al., 2011). Efectivamente, las dimensiones de un modelo físico están limitadas por la disponibilidad de espacio en el laboratorio. Grandes tramos de ríos son en principio excluyentes para este tipo de modelación, para los cuales resulta más conveniente la modelación matemática. En contraposición, los procesos hidrodinámicos y morfodinámicos locales en estructuras hidráulicas pueden ser adecuadamente simulados mediante modelación física.

En cualquier caso, la modelación física (a fondo fijo o móvil) puede ser complementada con modelación matemática de detalle, en un proceso de retroalimentación, en donde el modelo físico aporta datos fundamentales para calibrar un modelo matemático, con el cual re-analizar la performance del modelo físico e inclusive extender el dominio de modelación y realizar una mayor cantidad de pruebas con un costo logístico menor.

En este Capítulo se describen algunas aplicaciones de modelos físicos en hidráulica fluvial y se presentan conceptos introductorios para desarrollar relaciones de escala en modelos físicos Froudianos unidimensionales y bidimensionales.

10.2 APPLICACIONES DE MODELOS FÍSICOS EN HIDRÁULICA FLUVIAL

El modelado físico se ha utilizado ampliamente en el campo de la hidráulica fluvial y la geomorfología. No es objeto de este Capítulo realizar una revisión histórica exhaustiva de todos los estudios llevados a cabo, solo se citarán algunos de ellos, haciendo hincapié en los diferentes procesos abordados.

Los estudios en modelos físicos hidráulicos han abordado la reproducción del transporte de sedimentos y la dinámica del lecho (Ikeda, 1983; Jain, 1987; Southard y Boguchwal, 1990, Warburton y Davies, 1998; Wong y Parker, 2006; Ettmer y Orlik, 2012; Viparelli et al., 2015), la erosión local en pilas y/o estribos de puentes (Tsujimoto y Nakagawa, 1986; Tsujimoto, 1990; Ettema, 2002; Scacchi et al., 2007; Brea et. al., 2007; Ettmer et al., 2015), la morfodinámica en curvas de meandros (Struiksma, 1987; Rahman et al., 1996; Smith, 1998; Peakall et al., 2007), la erosión en espigones (Kuhnle et al., 2002; Nath y Misra, 2017), el comportamiento de revestimientos flexibles para protección de lecho y/o márgenes (Maynard, 1995; Escarameia y May, 1992; Brea et al., 2002), el efecto de diques permeables para retención de sedimentos (Basile y Di Silvio, 1994; Armanini y Larcher, 2001; Itoh, 2013), la medición de transporte de fondo en ríos con lechos de grava (Sawai, 1990; Basile et al., 1996; Mizuyama et al., 2010), la morfodinámica de abanicos aluviales (Whipple et al., 1998; Jolly, 2001; Clarke et al., 2010, 2015), los procesos de sedimentación de embalses, corrientes de

densidad y maniobras de vaciado de los sedimentos (Westrich, 1990; Di Silvio, 1990; García, 1994), la inundación producida por el colapso de presas (Rushmer, 2007; Soares-Frazão y Zech, 2008), el desvío y cierre de ríos con ataguías de enrocado (Lopardo y Bacchega, 2011) y la restauración funcional de ríos (Grant et al., 2008; El kadi Abderrezak et al., 2009; Die Moran et al., 2013).

En ríos aluviales de tipo trenzado; donde la evolución morfológica implica el cierre parcial o total de algunos brazos, el ensanchamiento vía erosión y jerarquización de otros, a través de procesos de avulsión; se han realizado modelos físicos a fondo móvil para lechos de arena y/o grava para analizar distintos aspectos morfodinámicos (Ashmore, 1982, 1991, 1993; Klaassen, 1990; Moreton et al., 2002; Ashworth et al., 2007, 2009). Por otra parte, algunos estudios en modelos físicos han analizado el efecto morfodinámico de la vegetación en cauces trenzados (Gran y Paola, 2001; Coulthard, 2005; Hooke et al., 2005; Tal y Paola, 2010). En tales casos, generalmente se ha resignado (o a veces directamente ignorado) el cumplimiento de ciertas leyes de escala y se han privilegiado otros aspectos considerados más importantes.

Por ejemplo, en el modelo físico construido para el estudio del puente sobre el río Jamuna en India (Klaassen, 1990), se privilegió la reproducción del número y el ancho de los brazos, las relaciones entre la curvatura y el ancho, la condición de rugosidad (aproximadamente) y una celeridad elevada para la reproducción de los procesos de divagación horizontal de los brazos (modelo “rápido”, que definiremos más adelante). Mientras que, se consideró menos importante satisfacer la condición del número de Froude y la relación de escala para el transporte de sedimentos.

10.3 RELACIONES DE ESCALA PARA MODELOS FÍSICOS FROUDIANOS

Las variables del prototipo se indican con el subíndice p y se refieren al río en escala real, para el cual debe construirse un modelo físico, cuyas variables se indican con el subíndice m. Por ejemplo, si g_p y g_m son la aceleración de la gravedad en prototipo y modelo respectivamente, la relación entre ambas variables se indica mediante $g_r = g_p/g_m$ y dado que son iguales $g_r = 1$.

Las leyes de similitud o semejanza se puede dividir en tres tipos: i) geométricas ii) cinemáticas y iii) dinámicas (Yalin, 1971). Para que exista semejanza geométrica entre prototipo y modelo, las escalas de longitud deben guardar una cierta proporción. Las escalas de longitud se refieren a las relaciones existentes entre dos sistemas de referencia en coordenadas cartesianas ortogonales (x,y,z), tal como el de Figura 10.1, donde x: coordenada horizontal longitudinal, y: coordenada horizontal transversal y z: coordenada vertical. La relación de escala horizontal longitudinal es $x_r = x_p/x_m$, la cual para $x_r = 50$ indica que 1 m en el

modelo físico es igual a 50 m en el prototipo. De la misma manera, $y_r=y_p/y_m$ y $z_r=z_p/z_m$.

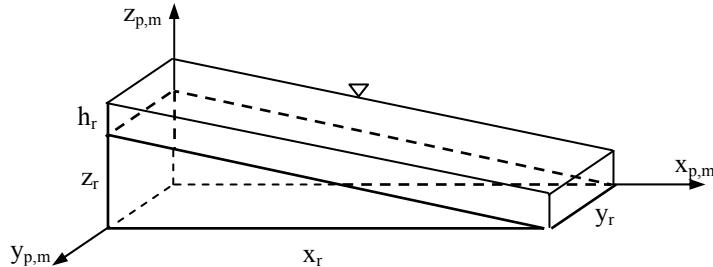


Figura 10.1 Sistema de referencia y relaciones de escala para semejanza geométrica.

La semejanza geométrica exacta o completa en un modelo físico hidráulico se obtiene cuando las relaciones de escala de longitudes (en horizontal y vertical) son idénticas. En tal caso se dice que el modelo físico es *no distorsionado*, es decir, se define una única escala L_r para todo el espacio: $L_r=x_r=y_r=z_r=h_r$.

Por otra parte, en un modelo *distorsionado*, las escalas horizontales x e y son generalmente iguales y se expresan como: $L_r=x_r=y_r$, la cual es distinta a la escala vertical: $z_r=h_r$. El factor de distorsión es $\delta=L_r/z_r$. La mayoría de los ríos aluviales presentan dimensiones horizontales significativamente mayores que la profundidad de flujo, por lo tanto, adoptando un modelo no distorsionado, la profundidad de flujo en el modelo físico puede resultar muy pequeña. Más allá de la dificultad de realizar mediciones en tal situación, es probable que el flujo en el modelo sea laminar mientras que en el prototipo sea turbulento o en el modelo no se alcancen valores de velocidad y profundidad compatibles para el transporte de sedimento (fondo móvil). En tal caso, se debe adoptar $L_r=x_r=y_r>z_r=h_r$ (modelo distorsionado), que analizaremos más adelante.

La semejanza cinemática implica que las líneas de corriente y trayectorias en prototipo y modelo deben ser geométricamente semejantes. Para lo cual es necesaria la semejanza geométrica y una única escala de tiempo.

Para que exista semejanza dinámica entre prototipo y modelo, los polígonos de fuerzas deben ser geométricamente semejantes. Para lograr una similitud dinámica, se requiere similitud geométrica y cinemática. El grado en que se satisfacen las leyes de similitud depende de: i) los fines y objetivos del estudio, ii) si se requiere que el modelo físico genere datos cuantitativos o cualitativos y iii) si el modelo puede ser calibrado y ajustado usando los datos disponibles del prototipo.

Los modelos físicos hidráulicos utilizan agua, o sea, la densidad del agua ρ y la viscosidad dinámica μ , son iguales en prototipo y modelo: $\rho_r=1$, $\mu_r=1$, lo cual implica que, para la viscosidad cinemática vale $\nu_r=1$. Además, dado que $g_r=1$, para el peso específico vale $\gamma_r=1$.

En el Capítulo 2 se analizó el significado dimensional de las ecuaciones de Navier-Stokes y surgieron los números de Reynolds (Re) y Froude (F), (ecuaciones (2.7) y (2.9), Capítulo 2). Para el flujo a superficie libre en ríos y canales se adopta la profundidad de flujo h como longitud característica del fenómeno en estudio, cuya relación de escala es $h_r=h_p/h_m$, en concordancia con la escala de longitud vertical z_r (ver Figura 10.1). Por lo tanto, las relaciones de escala para ambos números adimensionales son:

$$Re_r = \frac{U_r h_r}{\nu_r} = I \Rightarrow U_r = I / h_r \quad (10.1)$$

$$F_r = \frac{U_r}{\sqrt{g_r h_r}} = I \Rightarrow U_r = \sqrt{h_r} \quad (10.2)$$

Aquí surge un conflicto entre (10.1) y (10.2). La única manera de solucionarlo es satisfaciendo las dos condiciones simultáneamente, lo cual conduce a la solución trivial $U_r=1$ si $h_r=1$, es decir, el modelo físico debe ser una réplica 1:1 del prototipo. Esto es posible en sistemas muy pequeños (Moss y Walter, 1978; Wilson et al., 2013) y es ciertamente inviable en ríos aluviales con dimensiones espaciales importantes.

El número de Reynolds representa la relación entre fuerzas iniciales y viscosas, y determina si el flujo es laminar o turbulento. Por otra parte, el número de Froude representa la relación entre fuerzas iniciales y gravitacionales, y determina si el flujo es subcrítico o supercrítico. El flujo en ríos y canales es turbulento, por lo tanto, una manera de prescindir de la condición (10.1) es asegurar flujo turbulento en el modelo físico, es decir, $Re_m > 600$.

Las relaciones de escala pueden obtenerse mediante análisis dimensional vía la aplicación del teorema π (Buckingham, 1914) o a partir del análisis de las ecuaciones que gobiernan el problema en estudio. La determinación de relaciones de escala vía análisis dimensional no dan una idea de la magnitud de los eventuales efectos de escala inducidos, por lo cual, es recomendable derivarlas mediante las ecuaciones que representan los procesos físicos involucrados.

La regla de escalado de una suma indica que, solo si dos términos tienen la misma escala, la suma de los términos tiene una idéntica escala. Por lo tanto, los

efectos de escala son inexistentes si los términos de la ecuación diferencial que gobierna el proceso físico tienen una idéntica escala.

10.3.1 Hidrodinámica

Analicemos la ecuación de continuidad y la ecuación dinámica que rigen el flujo unidimensional impermanente en un canal prismático.

Ecuación de continuidad

La ecuación de continuidad se expresa como:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial Uh}{\partial x} = 0 \quad (10.3)$$

donde h : profundidad de flujo (m), U : velocidad media en la sección (m/s), x : coordenada espacial (m) y t : coordenada temporal (s).

Igualando ambos términos de (10.3) y considerando $L_r=x_r$ se obtiene la relación de escala de tiempo t_r :

$$\frac{h_r}{t_r} = \frac{U_r h_r}{L_r} \Rightarrow t_r = L_r / U_r \quad (10.4a), (10.4b)$$

Además, $Q=A U$, donde A : sección transversal (m^2). Planteando la relación de escala entre prototipo y modelo, y considerando $L_r=y_r$, se obtiene:

$$Q_r = L_r h_r U_r \quad (10.5)$$

Considerando que se debe satisfacer la condición de Froude (10.2), las relaciones de escala para el tiempo y el caudal son:

$$t_r = L_r h_r^{-1/2} \quad , \quad Q_r = L_r h_r^{3/2} \quad (10.6a), (10.6b)$$

Ecuación dinámica

La ecuación que describe la dinámica del flujo se expresa como:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + g \frac{\partial h}{\partial x} + g \frac{\partial z}{\partial x} + g \frac{U^2}{C^2 h} = 0 \quad (10.7)$$

donde U : velocidad de flujo (m/s), h : profundidad de flujo (m), z : nivel del fondo (m), g : aceleración de la gravedad (m/s^2), C : coeficiente de Chezy ($m^{1/2}/s$), x : coordenada espacial longitudinal (m), t : tiempo (s).

Igualando el primer término (aceleración local) con el segundo (aceleración convectiva) se obtiene la relación de escala de tiempo, ya determinada a partir de (10.4b) mediante el análisis de la ecuación de continuidad:

$$\frac{U_r}{t_r} = \frac{U_r^2}{L_r} \Rightarrow t_r = L_r / U_r \quad (10.8a), (10.8b)$$

Igualando el segundo término (aceleración convectiva) con el tercero (gradiente de fuerza de presión hidrostática) se obtiene la relación de escala de velocidad de flujo, ya vista anteriormente en (10.2) a partir de la condición de igualdad del número de Froude en prototipo y modelo ($F_r=1$):

$$\frac{U_r^2}{L_r} = \frac{h_r}{L_r} \Rightarrow U_r = \sqrt{h_r} \quad (10.9a), (10.9b)$$

Igualando el segundo término (aceleración convectiva) y el quinto (resistencia friccional) se obtiene la relación de escala para la resistencia al flujo (condición de rugosidad):

$$\frac{U_r^2}{L_r} = \frac{U_r^2}{C_r^2 h_r} \Rightarrow \frac{C_r^2 h_r}{L_r} = 1 \quad (10.10a), (10.10b)$$

El cuarto término de (10.7) escalado es $z_r/L_r=S_r$, es decir, es la relación de escala para la pendiente de fondo. Igualando en (10.7) el tercer término (gradiente de fuerza de presión hidrostática) con el cuarto término (acción de la gravedad) se obtiene:

$$h_r = z_r \quad (10.11)$$

Se observa que, para un modelo físico que cumple la condición de Froude: $F_r=F_p/F_m=1$, con semejanza geométrica completa, es decir, no distorsionado: $L_r=x_r=y_r=z_r=h_r$, se obtiene que: i) La relación de escala para pendiente de fondo es $S_r=1$, ii) La condición de rugosidad (10.10b) es igual a la unidad, consecuentemente la relación de escala para el coeficiente de Chezy es $C_r=1$. Todos los términos que intervienen en (10.7) tienen la misma escala L_r .

Sin embargo, el modelo físico admite cierta distorsión, por ejemplo, adoptando: $L_r=x_r=y_r$ distinto de $z_r=h_r$ (escala horizontal \neq escala vertical). Esto puede realizarse porque una de las hipótesis básicas de la ecuación dinámica (10.7) es que la distribución de presión en la vertical es hidrostática. Por lo tanto, si en el prototipo las líneas de corriente no experimentan curvaturas pronunciadas en el plano vertical, tal distorsión no implica efectos de escala sustanciales. El motivo principal para utilizar un modelo físico distorsionado es obtener valores de profundidad en el modelo compatibles con la condición $Re_m>600$ (flujo turbulento), y además, contemplar la condición de $Re^*_m>70$ (flujo turbulento

hidráulicamente rugoso), dos hipótesis básicas en (10.7). Esta distorsión no produce efectos de escala sustanciales si se cumple la condición de Froude (10.9b) y se satisface la ecuación de resistencia al flujo escalada.

Un modelo distorsionado se realiza en la práctica cuando se intenta incrementar la profundidad de flujo en el modelo respecto a la de semejanza completa, por las razones expresadas anteriormente. Esto se realiza adoptando $z_r=h_r < L_r$, por ejemplo, si $L_r=60$ y $z_r=h_r=30$, para una determinada profundidad h_p en el prototipo resulta $h_m=h_p/h_r$, es decir, en el modelo h se incrementa dos veces respecto a la correspondiente de semejanza completa $h_r=L_r$. También se incrementa la pendiente en el modelo: $S_m=2S_p$ y aumenta la velocidad $U_m=U_p/h_r^{1/2}$. Esto permite al modelador, por ejemplo, modificar la rugosidad del fondo para lograr reproducir valores de profundidad observados en el prototipo para diferentes caudales, es decir, calibrar el modelo físico. El procedimiento de calibración puede realizarse generalmente en un modelo físico hidráulico a fondo fijo, ya que en un modelo físico a fondo móvil, la rugosidad aluvial no puede ser especificada a priori (solo estimada), dado que es función del sedimento empleado para materializar el fondo y de las condiciones de flujo en el modelo.

10.3.2 Transporte de sedimentos y morfodinámica

La simulación física de procesos morfodinámicos en ríos aluviales requiere obviamente que la dinámica del flujo, vista precedentemente, sea correctamente simulada. Por lo tanto, a las consideraciones realizadas anteriormente se deben agregar las siguientes.

En primer lugar, el transporte adimensional de Einstein Φ puede expresarse en función de la tensión de corte adimensional τ^* como $\Phi=f(\tau^*)$, ver Capítulo 7:

$$\Phi = \frac{q_b}{\sqrt{(s-1)g d^3}} \quad , \quad \tau^* = \frac{h S}{(s-1)g d} \quad (10.12a),(10.12b)$$

donde q_b : transporte volumétrico de sedimentos de fondo por unidad de ancho (m^2/s); d : diámetro del sedimento del lecho (m); s : gravedad específica del sedimento $s=\rho_s/\rho$, siendo ρ_s : densidad del sedimento (kg/m^3) y ρ : densidad del agua (kg/m^3); g : aceleración de la gravedad (m/s^2).

La regla de escalado de una función indica que, la relación de escala de la función es igual a la unidad si su argumento es igual a la unidad. Aplicando tal regla a la función $\Phi=f(\tau^*)$ implica que, para que no existan efectos de escala, se debe verificar:

$$\tau_{*,r} = 1 \Rightarrow \Phi_r = 1 \quad (10.13a),(10.13b)$$

Utilizando la ecuación de resistencia de Chezy: $U=C(hS)^{0.5}$, reemplazando en (10.12b) el valor de hS , la relación de escala para la tensión de corte adimensional resulta:

$$\tau_{*r} = \frac{U_r^2}{C_r^2(s-1)_r d_r} = I \quad (10.14)$$

Por otra parte, reemplazando en (10.14) la condición de rugosidad $C_r^2=L_r/h_r$ dada por (10.10b), se obtiene:

$$U_r^2 = \frac{L_r}{h_r} (s-1)_r d_r \quad (10.15)$$

Considerando que para un modelo no distorsionado ($L_r=h_r$), se cumple la condición de rugosidad (10.10b), es decir si no existe distorsión ($C_r=1$) de (10.15) resulta:

$$U_r^2 = (s-1)_r d_r \quad (10.16)$$

Aquí aparece un conflicto con la condición de Froude $F_r=1$, la cual implica $U_r^2=h_r$, tal como lo expresa la (10.9b). Consecuentemente, para satisfacer simultáneamente la condición de Froude y la condición (10.16) para el transporte, se debe considerar $(s-1)_r=1$, con lo cual resulta: $d_r=h_r$. Esto es posible en lechos de sedimentos gruesos, como gravas gruesas, guijarros, cantos rodados, etc. En efecto, suponiendo un modelo físico no distorsionado con $L_r=h_r=40$ y $d_r=h_r$, si en el prototipo tenemos $d_p=200$ mm (guijarros grandes), en el modelo resulta $d_m=d_p/d_r=5$ mm (grava fina de acuerdo a la escala de Udden-Wentworth), con lo cual se puede utilizar sedimento que tiene la misma densidad ($s=2.65$) en prototipo y modelo, satisfaciéndose simultáneamente las condiciones: $F_r=1$, $C_r=1$ y $\tau_{*r}=1$.

Por otra parte, en el mismo caso anterior, si en el prototipo tenemos $d_p=1$ mm (arena), en el modelo resulta $d_m=d_p/d_r=25$ μm (limo de acuerdo a la escala de Udden-Wentworth). Es decir, en el modelo se obtiene un diámetro muy pequeño con características sedimentológicas totalmente diferentes a las del prototipo, ya que puede exhibir cohesión y/o desarrollar formas de fondo inexistentes en el prototipo.

En tal caso es necesario adoptar un diámetro mayor en el modelo, pero con una densidad menor que la del sedimento del prototipo, es decir: $(s-1)_r>1$. Esto conduce a que $d_r\neq h_r$, originando una distorsión $h_r/d_r=(s-1)_r=\varepsilon>1$, que produce efectos de escala en el flujo, particularmente en la reproducción de la pendiente de energía, pero no en las profundidades de flujo (Nicolett, 1990; De Vries, 1993).

Generalmente, se prefiere cumplir con (10.13a), aunque es posible utilizar relaciones de escala adecuadas para la densidad del sedimento y distintos grados de distorsión geométrica, para tratar de igualar lo más posible la escala de velocidad de Froude ($F_r=1$) con la escala de velocidad que surge de $\tau_{*r}=1$, denominada velocidad ideal (Jansen, 1979), asegurando además, que la ecuación de resistencia al flujo de Chezy escalada cumpla: $U_r/C_r (h_r S_r)^{0.5}=1$, donde U_r es la velocidad ideal y $C_r=(L_r/h_r)^{0.5}$.

Realizando el escalado de la tensión de corte adimensional dada por (10.12b) e igualando a la unidad, resulta:

$$\tau_{*r} = \frac{(h_r^2/L_r)}{(s-1)_r d_r} = 1 \quad (10.17)$$

Es decir, en el caso más general que incluye la posibilidad de utilizar un modelo no distorsionado o distorsionado: $L_r \geq h_r$ y densidad de sedimento en el modelo igual o distinta a la del prototipo: $(s-1)_r \geq 1$, cumplir con $\tau_{*r}=1$ implica:

$$(s-1)_r d_r = h_r^2 L_r^{-1} \quad (10.18)$$

Recordando que el factor de distorsión geométrica es $\delta=L_r/h_r$ y habiendo definido el factor de distorsión de densidad del sedimento como $\varepsilon=(s-1)_r$, la (10.18) puede expresarse como:

$$d_r = \frac{h_r}{\varepsilon \delta} = \frac{d_p}{d_m} \Rightarrow d_m = \frac{\varepsilon \delta d_p}{h_r} \quad (10.19a), (10.19b)$$

En general, δ varía entre 1 (modelo no distorsionado) y 4. Por otra parte, considerando que la densidad del material sustituto debe ser mayor que la del agua, ε varía entre 1: $(s-1)_m=(s-1)_p$ y 50: $(s-1)_m=(s-1)_p/50$.

Por lo tanto, definiendo en primer lugar la escala vertical $z_r=h_r$, la relación de escala de diámetros se determina con (10.19a), y el diámetro en el modelo se determina con (10.19b). En (10.19b) se observa que, tanto la distorsión geométrica ($\delta>1$), como la distorsión en la densidad del sedimento ($\varepsilon>1$), permiten aumentar el diámetro en el modelo. Considerando el ejemplo anterior ($\delta=1$, $h_r=40$ y $d_p=1$ mm) si $\varepsilon=10$ se tiene: $d_m=0.25$ mm (tamaño de arena media). Para la arena del prototipo $s_p=2.65$, se tiene: $(s-1)_m=(2.65-1)_p/\varepsilon$, entonces la gravedad específica del material sustituto en el modelo será $s_m=1+(1.65/10)=1.165$.

Si se quisiera aumentar todavía más el diámetro en el modelo, se podría aumentar ε o, si es necesario incrementar también h_m , introducir distorsión geométrica ($\delta>1$) lo cual también contribuye a incrementar el d_m . Sin embargo, se debe considerar que a medida que se incrementa d_m , disminuye la densidad del

material sustituto a utilizar en el modelo, la cual obviamente no puede ser inferior a la del agua.

En la Tabla 10.1 se presentan valores de gravedad específica para distintos materiales livianos utilizados en la modelación física a fondo móvil (Bettes, 1990).

Tabla 10.1 Gravedad específica de materiales livianos.

Material	s=ρ/ρ
Poliestireno	1.04 - 1.10
Nailon, Plexiglas, PVC	1.10 - 1.20
PVC, Baquelita	1.20 - 1.30
Baquelita, Antracita	1.30 - 1.60

La adopción de escalas adecuadas para tratar de disminuir los efectos de escala en el flujo, deben considerar también la relación de escala de tiempo morfológico, ya que una escala de tiempo morfológico muy grande origina un modelo "rápido", no dando lugar a realizar mediciones en el modelo o exagerando los procesos de erosión/deposición. Por otra parte una escala de tiempo morfológico pequeña conduce a un modelo "lento", dando lugar a experimentos muy prolongados.

10.3.2.1 Relación de escala para el transporte de fondo

La relación de escala para el transporte q_{br} se obtiene a partir de (10.12a) y (10.12.b), considerando que $\Phi=\alpha \tau^{\beta}$, con α coeficiente de proporcionalidad que puede ser ajustado con datos disponibles y $\beta=3/2$ para transporte de fondo.

$$\frac{q_{br}}{(s-l)_r^{1/2} d_r^{3/2}} = \frac{(h_r^2 / L_r)^{3/2}}{(s-l)_r^{3/2} d_r^{3/2}} \quad (10.20a)$$

Despejando q_{br} de (10.20a) se obtiene:

$$q_{br} = \frac{h_r^3}{(s-l)_r L_r^{3/2}} \quad (10.20b)$$

10.3.2.2 Relación de escala para el tiempo morfológico

La ecuación que gobierna los procesos morfodinámicos de erosión-deposición es la ecuación de continuidad de sedimentos:

$$\frac{\partial z}{\partial t} + \frac{l}{(l-p)} \frac{\partial q_b}{\partial x} = 0 \quad (10.21)$$

donde p es la porosidad del sedimento, la cual no es mayormente afectada por el escalado y las demás variables ya fueron definidas. Por lo tanto, igualando ambos términos escalados, se obtiene:

$$\frac{z_r}{T_r} = \frac{l}{(l-p)_r} \frac{q_{br}}{L_r} \Rightarrow T_r = \frac{(l-p)_r L_r z_r}{q_{br}} \quad (10.22a), (10.22b)$$

donde $T_r = T_p/T_m$ es la relación de escala de tiempo morfológico. Dado que $z_r = h_r$ y considerando que $(l-p) \approx 1$, sustituyendo en (10.22b) la expresión de q_{br} (10.20) se obtiene:

$$T_r = (s - l)_r L_r^{5/2} h_r^{-2} \quad (10.23)$$

La relación de escala de tiempo para la hidrodinámica $t_r = t_p/t_m$ es dada por la (10.6a) como $t_r = L_r h_r^{-1/2}$.

En la Tabla 10.2 se presentan las relaciones de escala de tiempo para la hidrodinámica y la morfodinámica, considerando modelos físicos no distorsionados ($L_r = h_r$) y distorsionados ($L_r > h_r$), como así también, el material utilizado en modelo y prototipo: $(s-1)_r = 1$ (misma densidad de sedimento en modelo y prototipo) y $(s-1)_r > 1$ (material más liviano en el modelo que en el prototipo).

Tabla 10.2 Relaciones de escala para tiempos (hidrodinámica y morfodinámica).

Modelo físico	Sedimento	$t_r = t_p/t_m$	$T_r = T_p/T_m$	T_r/t_r
No distorsionado $L_r/h_r=1$ ($\delta=1$)	$(s-1)_r = 1$ ($\varepsilon=1$)	$h_r^{1/2}$	$h_r^{1/2}$	1
	$(s-1)_r > 1$ ($\varepsilon > 1$)	$h_r^{1/2}$	$(s-1)_r h_r^{1/2}$	$(s-1)_r$
Distorsionado $L_r/h_r > 1$ ($\delta > 1$)	$(s-1)_r = 1$ ($\varepsilon=1$)	$L_r h_r^{-1/2}$	$L_r^{5/2} h_r^{-2}$	$(L_r/h_r)^{3/2}$
	$(s-1)_r > 1$ ($\varepsilon > 1$)	$L_r h_r^{-1/2}$	$(s-1)_r L_r^{5/2} h_r^{-2}$	$(s-1)_r (L_r/h_r)^{3/2}$

Se observa que, la escala de tiempo para la hidrodinámica y la morfología son idénticas solo para un modelo no distorsionado, que utiliza material en el modelo con igual densidad que la del prototipo. En todos los demás casos, la diferencia entre ambas es más o menos importante dependiendo del grado de distorsión geométrica y sedimentológica introducido.

Ejemplo 10.1. Determinar las relaciones de escala para construir el modelo físico a fondo móvil de un tramo $L_p=360$ m de un río aluvial de ancho $B_p=15$ m, diámetro del lecho $d_p=210$ mm y pendiente $S_p=0.014$, con $U_p=4.06$ m/s y $h_p=1.62$ m. El valor del coeficiente α ajustado a los datos de transporte de sedimentos del prototipo es $\alpha=2.3$ con $\beta=3/2$. Se asume porosidad del sedimento $p=0.4$ en prototipo y modelo. El espacio disponible en el laboratorio es de 12 m. Viscosidad cinemática: $v=1\times10^{-6}$ m²/s.

Solución. Se plantea un modelo no distorsionado: $L_r=360$ m/12 m=30. En la Tabla 10.3 se resumen los cálculos realizados, donde se observa que se cumple la condición de Froude:

$F_r=1$ y la condición de rugosidad: $C_r=1$. La profundidad de flujo en el modelo es adecuada $h_m=5.4$ cm. El diámetro del sedimento en el modelo es $d_m=7$ mm (grava media), por lo tanto, es posible adoptar sedimento con la misma densidad en prototipo y modelo ($s-1_r=\varepsilon=1$). El flujo en el prototipo y en el modelo es turbulento hidráulicamente rugoso. Además, dado que el modelo es no distorsionado ($\delta=1$) y $\varepsilon=1$, la escala de velocidad ideal es idéntica a la que se obtiene a partir de la condición de Froude. Por otra parte, la tensión de corte adimensional en el prototipo y en el modelo es mayor que la crítica para inicio de movimiento (fondo móvil) y se cumple la condición $\tau_{*r}=1$. La relación de tiempos entre morfodinámica e hidrodinámica es $T_r/t_r=1$. El caudal ha introducir en el modelo es $Q_m=20$ l/s y el transporte de sedimentos $Q_{bm}=120$ g/s.

Tabla 10.3 Resumen de cálculos del Ejemplo 10.1.

Rel. Esc. Horiz.: $x_r=yr=L_r$	30	Q_m (l/s)	Q_{bm} (g/s)	
Rel. Esc. Vert.: $z_r=hr=dr$	30			
Rel. Esc. Velocidad: U_r	5.48			
Variable	Símbolo	Prototipo	Modelo	Escala
Caudal	Q (m ³ /s)	98.7	0.020	4929.5
Profundidad	h (m)	1.62	0.054	30
Ancho	B (m)	15	0.5	30
Longitud	L (m)	360	12	30
Pendiente	S (-)	0.014	0.014	1
Diámetro del sedimento	d (m)	0.21	0.007	30
Velocidad	U (m/s)	4.06	0.741	5.48
Nº de Froude	F	1.018	1.018	1
Coef. de Chezy	C (m ^{1/2} /s)	26.96	26.96	1
Coef. rugosidad de Manning	n (s/m ^{1/3})	0.0402	0.0228	1.76
Tensión de corte adimensional	τ_*	0.07	0.07	1
Velocidad de corte	u_* (m/s)	0.4717	0.086	5.48
Nº de Reynolds (U, h)	Re	6577200	40028	164.3
Nº Reynolds (u_*, d)	Re_*	99054.8	602.8	164.3
Densidad sedimento	(s-1)	1.65	1.65	1
Velocidad ideal	U (m/s)	4.06	0.741	5.48
Transporte de sedimentos	q_b (kg/s.m)	39.52	0.240	164.3
Tiempo hidrodinámica	t (s)	88.7	16.2	5.48
Tiempo morfodinámica	T (hs)	6.5	1.2	5.48

Ejemplo 10.2. Determinar las relaciones de escala para construir el modelo físico a fondo móvil de un tramo $L_p=1500$ m de un río aluvial de ancho $B_p=100$ m, diámetro del lecho $d_p=5$ mm y pendiente $S_p=0.0003$, con $U_p=2$ m/s y $h_p=5$ m. El valor del coeficiente α ajustado a los datos de transporte de sedimentos del prototipo es $\alpha=9.5$ con $\beta=3/2$. Se asume porosidad del sedimento $p=0.4$ en prototipo y modelo. El espacio disponible en el laboratorio es de 15 m. Viscosidad cinemática: $v=1\times10^{-6}$ m²/s.

Solución. Se plantea inicialmente un modelo no distorsionado: $L_r=1500$ m/15 m=100. Por lo tanto, $B_m=B_p/100=1$ m, $h_m=h_p/100=5$ cm, $U_r=100^{0.5}=10$, $U_m=U_p/10=0.2$ m/s. El

diámetro del sedimento escalado para el modelos es $d_m = d_p / 100 = 0.05$ mm (muy pequeño, posibles efectos de cohesión). Si bien el flujo es turbulento en el prototipo ($Re_p = 10^7$) y en el modelo ($Re_m = 10^5$), es conveniente incrementar la profundidad de flujo en el modelo introduciendo distorsión geométrica, lo cual permite realizar las mediciones con más facilidad y además, conjuntamente con la utilización de material más liviano en el modelo, ayuda a aumentar el diámetro. En la Tabla 10.4 se resumen los cálculos realizados, donde se observa que se cumple la condición de Froude: $F_r = 1$.

Tabla 10.4 Resumen de cálculos del Ejemplo 10.2.

Rel. Esc. Horiz.: $xr=yr=Lr$	100	Q_m (l/s)	Q_{bm} (g/s)	
Rel. Esc. Vert.: $zr=hr$	30			
Rel. Esc. Velocidad: Ur	5.48			
Variable	Símbolo	Prototipo	Modelo	Escala
Caudal	Q (m^3/s)	1000	0.06086	16431.7
Profundidad	h (m)	5	0.167	30
Ancho	B (m)	100	1	100
Longitud	L (m)	1500	15	100
Pendiente	S (-)	0.0003	0.001	0.3
Diámetro sedimento	d (m)	0.005	0.000167	30
Velocidad	U (m/s)	2	0.365	5.48
Nº de Froude	F	0.286	0.286	1
Coef. de Chezy	C ($m^{1/2}/s$)	51.64	28.28	1.826
Coef. rugosidad de Manning	n ($s/m^{1/3}$)	0.0253	0.0262	0.965
Tensión de corte adimensional	τ_*	0.18	0.61	0.3
Velocidad de corte	u_* (m/s)	0.1213	0.0404	3.0
Nº de Reynolds (U, h)	Re	10000000	60858	164.3
Nº de Reynolds (u_*, d)	Re_*	606.5	6.74	90
Densidad sedimento	(s-1)	1.65	0.262	6.3
Diámetro sedimento ($p/\tau_* = 1$)	d (m)	0.005	0.0035	1.429
Nº de Reynolds (u_*, d)	Re_*	606.5	141.5	4.286
Velocidad ideal	U (m/s)	2	0.365	5.48
Tensión de corte adimensional	τ_*	0.18	0.18	1
Transporte de sedimentos	q_b ($kg/s \cdot m$)	2.776	0.648	4.286
Tiempo para hidrodinámica	t (s)	750	41	18.26
Tiempo para morfodinámica	T (hs)	1193	1.7	700

La profundidad de flujo en el modelo es adecuada $h_m = 16.7$ cm. La distorsión geométrica introducida ($\delta = 3.33$) aumenta el diámetro en el modelo, pero no lo suficiente, ya que es arena muy fina y $Re^* < 70$, por lo tanto, se adopta material con menor densidad en el modelo ($s-1)_r = \varepsilon = 6.3$, con lo cual resulta $d_m = 3.5$ mm y $s_m = 1.262$ (se podría utilizar Baquelita, ver Tabla 10.1). El flujo en el prototipo y en el modelo es turbulento hidráulicamente rugoso. Además, la escala de velocidad ideal es idéntica a la que se obtiene a partir de la condición de Froude. Por otra parte, la tensión de corte adimensional en el prototipo y en el modelo es mayor que la crítica para inicio de movimiento (fondo móvil) y se cumple la condición $\tau_{*r} = 1$. La relación de tiempos entre

morfodinámica e hidrodinámica es $T_r/t_r=38.34$. El caudal ha introducir en el modelo es $Q_m=60.86 \text{ l/s}$ y el transporte de sedimentos $Q_{bm}=647.8 \text{ g/s}$. La distorsión geométrica introduce distorsión en la condición de rugosidad, pero puede verificarse que se cumple: $U_r/C_r (h_r S_r)^{0.5}=1$.

10.3.2.3 Relaciones de escala para el transporte en suspensión

Para que exista semejanza en la distribución de concentración de sedimentos en la vertical, se requiere que el parámetro de suspensión o número de Rouse (ver ec. (7.51), Capítulo 7) sea idéntico en prototipo y modelo, es decir:

$$\alpha_r = \frac{w_{sr}}{\kappa_r u_{*r}} = I \quad (10.24)$$

Considerando que la relación de la constante de von Karman es $\kappa_r=1$ y que $U/u_* = C/g^{0.5}$, y utilizando la condición de rugosidad (10.10b) se obtiene:

$$w_{sr} = u_{*r} \Rightarrow w_{sr} = \delta^{-1/2} U_r \quad (10.25a), (10.25b)$$

donde δ es el factor de distorsión $\delta=L_r/h_r$.

Por otra parte, para flujo permanente no uniforme o suspensión en desequilibrio la longitud de adaptación adimensional de una partícula deben ser iguales en prototipo y modelo, por lo tanto:

$$\frac{L_r w_{sr}}{h_r U_r} = I \Rightarrow w_{sr} = \delta^{-1} U_r \quad (10.26a), (10.26b)$$

Evidentemente, se presenta un conflicto entre (10.25b) y (10.26b), el cual puede ser solucionado solo si el modelo físico es no distorsionado ($\delta=1$) y se cumple la condición de rugosidad ($C_r=1$). Sin embargo, en ríos aluviales con dimensiones geométricas horizontales mucho mayores que la dimensión vertical, siempre se requiere cierta distorsión ($\delta>1$). Consecuentemente, si el transporte en suspensión es relevante, no es posible satisfacer las dos relaciones de escala simultáneamente. Los diferentes efectos de escala, que se observan en los modelos físicos a fondo móvil, particularmente cuando son distorsionados, no ocurren en la modelación matemática hidrodinámica y morfodinámica.

10.4 RELACIONES DE ESCALA PARA MODELOS FÍSICOS 2DH

Las relaciones de escala descriptas precedentemente se refieren a una representación unidimensional (1D) de la hidrodinámica y la morfodinámica, en ríos aluviales con sedimentos uniformes. La representación bidimensional horizontal (2DH) es necesaria cuando se requiere conocer la distribución de la velocidad media en vertical a lo largo de la sección transversal y la variación de

niveles del lecho, por ejemplo, para determinar parámetros de flujo y valores de erosión del lecho para el dimensionamiento de protecciones de márgenes.

Para una representación 2DH, donde se mantiene la hipótesis de distribución hidrostática de presión en vertical, se obtienen las mismas relaciones de escala descriptas precedentemente. El cumplimiento de la condición de rugosidad ($C_r=1$) asegura la correcta reproducción de los niveles del agua y de la curvatura de las líneas de corriente (Bijker et al., 1957; De Vries, 1993).

La dirección del transporte de fondo debe ser igual en prototipo y modelo, por lo cual, considerando la ec. (7.35) del Capítulo 7: $(\tan \psi)_r=1$, cuya relación de escala es: $(\tan \psi)_r=h_r/L_r$ (Struiksma et al., 1985). Es decir, en modelos físicos 2DH a fondo móvil distorsionados, aparecen conflictos de escala que repercuten en la dinámica del flujo, en la simulación del transporte y en los valores simulados de los niveles del lecho.

Por otra parte, la simulación morfodinámica en curvas de meandros requiere asimismo una representación 2DH del flujo y del sedimento. En tal caso, las características de los niveles del lecho están determinadas por el flujo helicoidal inducido por la curvatura (Struiksma et al., 1985; Struiksma, 1987). Además de los conflictos de escala mencionados precedentemente, en modelos físicos distorsionados a fondo móvil de curvas de meandros, surgen otros conflictos cuando no es respetada la condición de rugosidad ($C_r=1$), lo cual se traduce en errores en las batimetrías del lecho (Struiksma, 1987). Dada la dificultad de representar la erodibilidad de márgenes en un modelo físico, los resultados presentados por Struiksma se refieren a márgenes fijas (no erosionables) o con tasas de erosión mucho menores que las del lecho.

Los conflictos de escala, que surgen en los modelos físicos distorsionados, no se observan en los modelos matemáticos, por lo tanto, estos últimos resultan ser más adecuados para simular los procesos hidrodinámicos y morfodinámicos 2DH en ríos aluviales, particularmente con lechos de sedimentos no-uniformes.

Efectos de escala en los modelos físicos fluviales se describen, entre otros, en Yalin (1971), De Vries et al. (1990), De Vries (1993), Ettema y Muste (2002) y Heller (2011). Frecuentemente, los modelos físicos se diseñan manteniendo las leyes de escala más importantes y relajando otras consideradas menos significativas para el fenómeno investigado. Los efectos de escala son más relevantes a medida que aumenta la relación de escala geométrica, por tal motivo, los modelos analógicos o micro-modelos no Froudianos desarrollados en "mesas morfodinámicas" están sujetos a fuertes efectos de escala.

Los modelos físicos Froudianos no distorsionados producen resultados cuantitativos satisfactorios, tanto para la simulación del transporte de fondo en lechos con dunas como para los procesos de erosión-deposición, cuando el sedimento del prototipo es mayor que 2 mm. Generalmente, en ríos aluviales con $d_p < 2$ mm es necesario construir un modelo físico distorsionado, en cuyo caso la capacidad de reproducción de procesos con el modelo es restringida. En tal caso es recomendable observar las tendencias generales y no focalizar la atención en los procesos locales (Nicollet, 1990).

10.5 BIBLIOGRAFÍA

- Armanini, A. y Larcher, M. (2001). *Rational criterion for designing opening of slit-check dam*. Journal of Hydraulic Engineering, 127(2), 94–104.
- Ashmore, P.E. (1982). *Laboratory modelling of gravel braided stream morphology*. Earth Surface Processes and Landforms, 7(3), 201-225.
- Ashmore, P.E. (1988). *Bed load transport in braided gravel-bed stream models*. Earth Surface Processes and Landforms, 13(8), 677-695.
- Ashmore, P.E. (1991). *Channel morphology and bed load pulses in braided, gravel-bed streams*. Geografiska Annaler 68, 361 - 371.
- Ashmore, P.E. (1993). *Anabranch confluence kinetics and sedimentation processes in gravel-braided streams*. In: Best J.L., Bristow C.S. (Eds.), Braided Rivers. Geological Society Special Publications, 75, 129 – 146.
- Ashworth P.J.; Best J.L.; Leddy J.O. y Geehan G.W. (1994). *The physical modelling of braided rivers and deposition of fine-grained sediment*. Process Models and Theoretical Geomorphology. Kirkby M.J. (Ed.), John Wiley & Sons, Chichester, 115-139.
- Ashworth, P.J.; Best, J.L.; Peakall, J. y Lorsong, J.A. (2009). *The Influence of Aggradation Rate on Braided Alluvial Architecture: Field Study and Physical Scale-Modelling of the Ashburton River Gravels, Canterbury Plains, New Zealand*. Fluvial Sedimentology VI, Blackwell Publishing Ltd., 331-346.
- Ashworth, P.J.; Best J.L. y Jones M.A. (2007). *The relationship between channel avulsion, flow occupancy and aggradation in braided rivers: Insights from an experimental model*. Sedimentology, 54, 497-513.
- Basile, P.A. y Di Silvio, G. (1994). *Interception and Release of Sediments by Permeable Check Dams*. International Workshop on Flood and Inundations Related to Large Earth Movements. University of Trent, Italy. C3.1-C3.17.
- Basile, P.A.; Testa, G.; Moia, F.; Peviani, M. y Saccardo, I. (1996). *Studio Sperimentale sulla Misura del Trasporto Solido di Fondo Mediante l'utilizzo di Geofoni*. XXV Convegno di Idraulica e Costruzioni Idrauliche. Turín, Italia. Vol. II, 97-108.
- Bettes, R. (1990). *Survey of lightweight sediments for use in mobile-bed physical models*. In: Movable Bed Physical Models. H.W. Shen (Ed.). Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 115-123.
- Bijker, E.W.; Stapel, D.R.A. y De Vries, M. (1957). *Some scale effects in models with bedload transportation*. Proceedings of IAHR, Lisboa, Portugal, Al. I-Al. 13.

- Brea, J.D.; Loschacoff; C.; Busquets, M.; Pérez, F. y Porri, P. (2002). *Comportamiento de diferentes elementos de control de la erosión en márgenes fluviales*. XX Congreso Latinoamericano de Hidráulica, La Habana, Cuba.
- Brea, J.D.; Spalletti, P.D.; Rodríguez, L. y Jaime, P.R. (2007). *Erosión en estribos de puentes en planicies aluviales*. Workshop on Morphodynamic Processes in Large Lowland Rivers. FICH-UNL, Santa Fe, Argentina.
- Buckingham, E. (1914). *On physically similar systems; Illustrations of the use of dimensional equations*. Physical Review, 4(4), 345-376.
- Chorley, R.J. (1967). *Models in geomorphology*. In: Models in Geography. Chorley, R.J., Haggett P. (Eds.), Methuen, London, 59 - 96.
- Clarke, L.E., Quine, T.A., Nicholas, A.P. (2010). *An experimental investigation of autogenic behaviour during alluvial fan evolution*. Geomorphology, 115, 278-285.
- Clarke, L.E. (2015). *Experimental alluvial fans: Advances in understanding of fan dynamics and processes*. Geomorphology, 244, 135-145.
- Coulthard T. (2005). *Effects of vegetation on braided stream pattern and dynamics*. Water Resources Research, 41, 1-9.
- De Vries, M. (1993). *Use of models for river problems*. UNESCO Publishing, Paris. ISBN 92-3-102861-8.
- De Vries, M.; Klaassen, G.J. y Struiksma, N. (1990). *On the use of movable-bed models for river problems: A state-of-the-art*. Publication N° 441, Delft Hydraulics.
- Di Silvio, G. (1990). *Modelling disiltation of reservoirs by bottom-outlet flushing*. In: Movable Bed Physical Models. H.W. Shen (Ed.). Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 159-171.
- Die Moran, A.; El kadi Abderrezzak, K.; Mosselman, E.; Habersack, H.; Lebert, F.; Aelbrecht, D. y Laperrousaz, E. (2013). *Physical model experiments for sediment supply to the old Rhine through induced bank erosion*. International Journal of Sediment Research, 28(4), 431-447.
- El kadi Abderrezzak, K.; Bouchard, J.P. y Jodeau, M. (2009). *Re-establishing sediment transport in the Upper Rhine River: a physical model investigation*. River, Coastal and Estuarine Morphodynamics, RCEM 2009, Santa Fe, Argentina.
- Escarameia, M. y May, R.W.P. (1992). *Channel protection: Turbulence Downstream of structures*. Report SR313, HR Wallingford, Wallingford, U.K.
- Ettema, R. (2002). *Flume Experiments on Abutment Scour: Confronting Complexities in Process and Similitude*. First International Conference on Scour of Foundations. Texas A&M University, Vol. I, 383-394.
- Ettema, R. y Muste, M. (2002). *Scale effect trends in hydraulic models of flow at a dike in a flat-bed channel*. Report, IIHR Hydroscience and Engineering, Iowa City.
- Ettmer, B. y Orlík, S. (2012). *Nachbildung von Sieblinien aus künstlichen Sohlenmaterialien in experimentellen Untersuchungen*. Magdeburg, Hochschule Magdeburg-Stendal.
- Ettmer, B.; Orth, F. y Link, O. (2015). *Live-Bed Scour at Bridge Piers in a Lightweight Polystyrene Bed*. Journal of Hydraulic Engineering, 141(9), 04015017.
- Frostick, L.E.; McLelland, S.J. y Mercer, T.G. (2011). *User guide to physical modelling and experimentation: experience of the HYDRALAB network*. CRC Press, Leiden: 245.

- García, M.H. (1994). *Depositional turbidity currents laden with poorly-sorted sediment*. Journal of Hydraulic Engineering, 120, 1240-1263.
- Gran, K. y Paola, C. (2001). *Riparian vegetation controls on braided stream dynamics*. Water Resources Research, 37, 3275-3283.
- Grant, G.; Marr, J.; Hill, C. y Johnson, S. (2008). *Experimental and field observation of breach dynamics accompanying erosion of Marmot cofferdam, Sandy River, Oregon*. World Environmental and Water Resources Congress, Ahupua'a, Hawaii.
- Heller, V. (2011). *Scale effects in physical hydraulic engineering models*. Journal of Hydraulic Research, 49, 293-306.
- Hooke, J.M., Brookes, C.J., Duane, W., y Mant, J.M. (2005). *A simulation model of morphological, vegetation and sediment changes in ephemeral streams*. Earth Surface Processes and Landforms, 30(7), 845-866.
- Hooke, R.L. (1968). *Model Geology: prototype and laboratory streams – discussion*. Geological Society of America Bulletin, 79, 391 - 394.
- Ikeda, H. (1983). *Experiments in bed load transport, bed forms, and sedimentary structures using fine gravel in the 4-meter-wide flume*. Environmental Research Center, Univ. of Tsukuba, Japan, Paper N° 3.
- Isidoro, J.; de Lima J. y Leandro, J. (2012). *The study of rooftop connectivity on the rainfall-runoff process by means of a rainfall simulator and a physical model*. Zeitschrift für Geomorphologie, 57, 177 - 191.
- Itoh, T.; Horiuchi, S.; Mizuyama, T. y Kaitsuka, K. (2013). *Hydraulic model test for evaluating control function with a grid-type Sabo dam in mountainous torrents*. International Journal of Sediment Research, 28(4), 511-522.
- Jain, S.C. (1990). *Sediment Transport Under Non-Equilibrium Conditions*. In: Movable Bed Physical Models. H.W. Shen (Ed.). Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 91-96.
- Jansen, P.Ph.; van Bendegom, L.; van den Berg, J.; de Vries, M. y Zanen, A. (1979) *Principles of River Engineering*. Pitman, London.
- Jolly, F.T. (2001). *A rough-turbulent Froude law physical hydraulic model of the Waiho alluvial fan head*. Masters Thesis: Department of Engineering, Lincoln University, New Zealand.
- Kuhnle, R.A.; Alonso, C.V. y Shields Jr., F.D. (2002). *Local Scour Associated with Angled Spur Dikes*. Journal of Hydraulic Engineering, 128(12), 1087-1093.
- Klaassen, G.J. (1990). *On the Scaling of Braided-Sand-Bed Rivers*. In: Movable Bed Physical Models. H.W. Shen (Ed.). Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 59-72.
- Lopardo, R.A. y Bacchigia, J.D. (2011). *Modelos Físicos de Ataguías de Enrocado en el Laboratorio de Hidráulica del INA*. V Simposio Regional sobre Hidráulica de Ríos. Santiago del Estero, Argentina.
- Maynard, S.T. (1990). *Riprap Stability Results from Large Test Channel*. Hydraulic Engineering, Proc. of the 1990 ASCE National Conference, Vol. 1, Chang, H.H. y Hill, J.C. (Eds.), San Diego, CA.
- Maynard, S. (2006). *Evaluation of the micromodel: An extremely small-scale movable bed model*. Journal of Hydraulic Engineering, 132(4), 343-353.
- Mizuyama, T.; Oda, A.; Laronne, J.B.; Nonaka, M. y Matsuoka, M. (2010). *Laboratory Tests of a Japanese Pipe Geophone for Continuous Acoustic Monitoring of Coarse Bedload*. In: Bedload-surrogate monitoring technologies, J.R. Gray, J.B. Laronne, and J.D. Marr (Eds), 319-335. USGS Scientific Investigations Report 2010-5091, Reston, VA.

- Moreton, D.J. (2001). *Characterising alluvial architecture using physical models, subsurface data and field analogues*. PhD dissertation, University of Leeds, Leeds.
- Moreton, D.J.; Ashworth, P.J. y Best, J.L. (2002). *The physical scale modelling of braided alluvial architecture and estimation of subsurface permeability*. Basin Research, 14, 265–285.
- Moss, A.J. y Walker, P.H. (1978). *Particle transport by continental water flows in relation to erosion, deposition, soils and human activities*. Sedimentary Geology, 20, 81 - 139.
- Nath, D. y Misra, U.K. (2017). *Experimental Study of Local Scour around Single Spur Dike in an Open Channel*. International Research Journal of Engineering and Technology. 4(6), 2728-2734.
- Nicollet, G. (1990). *The Practice of the Chatou Laboratory in Movable Bed Modelling*. In: Movable Bed Physical Models. H.W. Shen (Ed.). Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 141-148.
- Peakall J.; Ashworth, P.J. y Best, J.L. (1996). *Physical Modelling in Fluvial Geomorphology: Principles, Applications and Unresolved Issues*. The Scientific Nature of Geomorphology. Rhoads B.L., Thorn C.E. (Eds.). John Wiley & Sons, Chichester, 221-254.
- Peakall, J.; Ashworth, J.P. y Best, J.L. (2007). *Meanderbend evolution, alluvial architecture, and the role of cohesion in sinuous river channels: a flume study*. Journal of Sedimentary Research 77(3), 197-212.
- Rahman, M.M.; Nagata, N.; Hosoda, T. y Oto, Y. (1996). *Experimental study on morphological process of meandering channels with bank erosion*. Annual Journal of Hydraulic Engineering, JSCE, 40 (1996), 947-952.
- Rushmer, L.E. (2007). *Physical-scale modelling of jökulhlaups (glacial outburst floods) with contrasting hydrograph shapes*. Earth Surface Processes and Landforms 32, 954 - 963.
- Sawai, K. (1990). *Techniques for Sediment Discharge Measurement in Laboratories*. Bulletin Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University. 40(349), Part 3, 91-109.
- Scacchi, G.; Schreider, M.; Reynares, M. y Franco, F. (2007). *Scour processes in relief bridges placed in a flood plain of alluvial rivers*. Workshop on Morphodynamic Processes in Large Lowland Rivers. FICH-UNL, Santa Fe, Argentina.
- Smith, C. (1998). *Modelling high sinuosity meanders in a small flume*. Geomorphology, 25, 19–30.
- Soares-Frazão, S. y Zech, Y. (2008). *Dam-break flow through an idealised city*. Journal of Hydraulic Research, 46, 648 – 658.
- Southard, J.B. y Boguchwal, L.A. (1990). *Bed configurations in steady unidirectional water flows, Part 2: Synthesis of flume data*. Journal of Sedimentary Petrology, 60, 658 – 679.
- Struiksmma, N. (1990). *Scale Effects in the Reproduction of the Overall Bed Topography in River Models*. In: Movable Bed Physical Models. H.W. Shen (Ed.). Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 49-58.
- Struiksmma, N. (1985). *Prediction of 2-D Bed Topography in Rivers*. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 8, 1169.
- Tal, M. y Paola, C. (2010). *Effects of vegetation on channel morphodynamics: results and insights from laboratory experiments*. Earth Surface Processes and Landforms, 35, 1014 – 1028.
- Tsujimoto, T. (1990). *Distorted Model and Time Scale Evaluation of Multiscale Subjected Fluvial Processes*. In: Movable Bed Physical Models. H.W. Shen (Ed.). Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 31-48.

- Tsujimoto, T. y Nakawaga, (1986). *Physical modelling of local scour around a bridge pier and prediction of fluctuation scour depth due to dune migration.* IAHR Symposium on Scale Effects in Modelling Sediment Transport Phenomena, Toronto, Ontario, Canada.
- Viparelli, E.; Solari, L. y Hill, K.M. (2015). *Downstream lightening and upward heavying: Experiments with sediments differing in density.* Sedimentology 62(5), 1384-1407.
- Warburton, J. y Davies, T.R.H. (1998). *The use of hydraulic models in the management of braided gravel-bed rivers.* Gravel-bed Rivers in the Environment. Klingeman P.C., Beschta R.L., Komar R.D., Bradley J.B. (Eds.), John Wiley & Sons, New York.
- Westrich, B. (1990). *Aspects of Modelling Suspended Sediment Transport in Non-Uniform Flow.* In: Movable Bed Physical Models. H.W. Shen (Ed.). Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 97-106.
- Wilson, A.; Hovius, N. y Turowski, J.M. (2013). *Upstream-facing convex surfaces: Bedrock bedforms produced by fluvial bedload abrasion.* Geomorphology, 180, 187 - 204.
- Whipple, K.X.; Parker, G.; Paola, C. y Mohrig, D.C. (1998). *Channel dynamics, sediment transport, and the slope of alluvial fans: Experimental study.* J. Geol., 106, 677-694.
- Wong, M. y Parker, G. (2006). *One-dimensional modeling of bed evolution in a gravel bed river subject to a cycled flood hydrograph.* Journal of Geophysical Research, Vol. 111, F03018.
- Yalin, S.M. (1971). *Theory of Hydraulic Models.* Macmillan Press LTD, London, 1971.

Pedro Abel Basile

Ingeniero Civil. Doctor en Hidrodinámica.

Profesor Titular. Departamento de Hidráulica.

Escuela de Ingeniería Civil.

Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura.

Universidad Nacional de Rosario.

Rosario, Provincia de Santa Fe, Argentina.



**EDITORIAL DE LA
UNIVERSIDAD NACIONAL DE ROSARIO
Secretaría de Extensión Universitaria**

ISBN 978-987-702-257-5

A standard linear barcode representing the ISBN number 978-987-702-257-5.

9 789877 022575