

3.- Transporte de Sedimentos

En este capítulo se realiza una revisión y descripción de algunos de los procesos físicos hidro-morfodinámicos más relevantes en la evolución de las playas arenosas.

3.1.- Introducción

Las playas arenosas han sido tradicionalmente un lugar de gran interés recreativo y socio-económico para el hombre. Prueba de ello es que cerca de las dos terceras partes de la población mundial vive en o cerca de la costa. Quizás la característica más importante de las playas arenosas, desde el punto de vista físico, es la sensibilidad y capacidad de respuesta morfológica a las condiciones hidrodinámicas; la arena es transportada constantemente por la acción del oleaje, de las corrientes y por el viento. Sin embargo, la acción del hombre sobre su entorno ha dado lugar a grandes cambios en la zona costera, e.g. la construcción de presas, puertos, espigones y otros tipos de estructuras de estabilización (la mayoría, muy costosas y de escaso valor estético). Estos factores, junto con el hecho de que grandes cantidades de aguas residuales sean vertidas al mar, pueden provocar un impacto económico importante en las poblaciones costeras.

Otra función directa igualmente importante de una playa, es la protección a la zona costera, ya que aquí se concentra la energía del oleaje, donde se disipa en una zona relativamente estrecha cerca de la superficie del agua. En una tormenta, si la playa tiene la cantidad suficiente de arena, puede modificar su forma, generando una serie de barras sumergidas que pueden provocar que las olas grandes rompan y disipen su energía antes de llegar a la costa. Las actuaciones antes mencionadas del hombre en la zona costera, pueden minar y/o interrumpir el transporte de sedimentos, dando lugar a una intensificación de la acción del oleaje y a una mayor erosión. Si una playa se llega a destruir, repararla o reconstruirla es difícil y el proceso es muy costoso.

El estudio de los procesos físicos en la zona costera ha sido abordado tradicionalmente por dos escuelas con puntos de vista muy diferentes. Los estudios sedimentológicos y de morfología (básicamente cualitativos, aunque no por ello menos interesantes o importantes) han tenido un desarrollo importante, desde comienzos de la segunda mitad del siglo XX, llevados a cabo por geólogos y geomorfólogos costeros. Por otro lado, el estudio cuantitativo de los procesos físicos hidro-morfodinámicos en la zona cercana a la costa, ha sido realizado en profundidad sólo durante los últimos 30 años (aproximadamente) por investigadores dentro de los campos de la ingeniería y la oceanografía costeras. Los fenómenos observados en el área cercana a la costa son extremadamente complejos y no es fácil ningún tipo de tratamiento analítico. A finales de los años 40 comenzaron los estudios de estos problemas a través de experimentos de laboratorio y de campo, y se han encontrado numerosas relaciones o correlaciones semi-empíricas entre los fenómenos físicos que rigen la dinámica costera.

Desde la perspectiva de la ingeniería, los fenómenos costeros sedimentarios están estrechamente relacionados con varios problemas prácticos importantes, tales como la sedimentación de las dársenas de los puertos o la erosión de playas. Hasta no hace mucho tiempo, la mayoría de los proyectos en el litoral eran llevados a cabo mediante el procedimiento de prueba y error, debido a la falta de conocimiento de los mecanismos que rigen los procesos costeros. Muchas veces, el cálculo del transporte de sedimentos se realiza mediante el uso de una gran cantidad de ecuaciones que están calibradas para condiciones hidrodinámicas muy específicas o que no tienen un fundamento físico real (ecuaciones empíricas). Por lo anterior y debido a que se ha extendido el desarrollo de modelos numéricos para la evaluación del transporte de sedimentos y de evolución del fondo, es necesaria la obtención y análisis de una gran cantidad de datos experimentales. Durante las últimas décadas, se han tomado grandes cantidades de datos en estudios del transporte de sedimentos a través de investigaciones de campo y de laboratorio. Aunque todos estos datos son de gran ayuda, los procesos físicos en la zona cercana a la costa son de una complejidad extraordinaria, y la mayoría siguen siendo tan solo comprendidos en un sentido cualitativo. En este capítulo se lleva a cabo una revisión de algunos de los estudios relacionados con la presente tesis desde el punto de vista morfodinámico.

3.2.- Factores que regulan la variación de la morfología de playas

A pesar de que las playas varían ampliamente en apariencia y composición, los principios que gobiernan sus comportamientos son los mismos. El mecanismo básico del proceso de cambio es el levantamiento de millones de granos de arena del fondo debido a la fricción (tensiones de corte) generada principalmente por el flujo oscilatorio asociado al oleaje, la fricción de las corrientes y/o por la turbulencia generada al paso y rotura de la ola.

Mientras el sedimento se encuentra en suspensión, es susceptible de ser transportado a lo largo de la costa por las corrientes inducidas por el oleaje o por el viento. Por esto, las playas constantemente están cambiando de forma. Este transporte litoral a lo largo de la costa juega un papel importante en la evolución de su perfil transversal y es también el responsable de la mayoría de los cambios en la línea de orilla. Puesto que el uso de las zonas costeras por parte del hombre (usos turísticos, comerciales, etc.) se ha incrementado de una manera importante durante el último siglo, la alteración de la dinámica costera puede representar un grave problema para el hombre.

Se dice que una playa está en equilibrio cuando el volumen total de sedimentos movido en la misma, en un determinado intervalo de tiempo no presenta pérdidas ni ganancias, siendo precisamente este equilibrio en playas lo que el hombre ha querido mantener por diferentes medios para el mejor aprovechamiento de ellas. La erosión, acreción o estabilidad de las costas depende del balance sedimentario (las tasas de aporte o remoción de sedimento de la costa). El concepto de balance sedimentario consiste básicamente en la aplicación del principio de continuidad o conservación de masa al sedimento litoral de un área conocida, y sólo puede ser aplicado a aquellas situaciones donde están involucrados el material sedimentario y la transferencia de energía del oleaje a distintos fenómenos hidrodinámicos. Este es un fenómeno genérico para las playas de todo el mundo, que pueden ser consideradas como zonas de alta energía y de

migración activa de material sedimentario mucho mas intensa que en la mayoría de los lugares en tierra o a mayor profundidad en el mar.

Los principales factores involucrados en la morfodinámica son, el régimen hidrodinámico al que esta sometido la zona costera, las condiciones morfológicas y batimétricas, y las características del material sedimentario del que se compone la playa. Como se ha mencionado antes, las características del oleaje son básicamente las que determinan el régimen hidrodinámico que se retroalimentará con las variaciones morfodinámicas. Por ello es comúnmente aceptado que hay perfiles característicos para cada época del año, asociados a las variaciones estacionales de la energía del oleaje, debido a que hay un balance sutil y delicado entre las fuerzas que tienden a traer arena del mar y aquellas que se lo devuelven.

Uno de los primeros experimentos realizados para estudiar la evolución de un perfil de playa en función de las características del oleaje fue el realizado por Johnson (1956), que encontró que la forma de equilibrio del perfil de playa depende del peralte en aguas profundas (H_0 / L_0). Bajo trenes de oleaje con altura pequeña y periodo largo ($H_0 / L_0 < 0.03$), la arena procedente del pie del perfil se acumula por encima del nivel medio del mar en forma de berma, hasta alcanzar una forma de equilibrio con el perfil muy peraltado que favorece la reflexión del oleaje incidente, cesando la tendencia acumulativa. Por el contrario, para olas peraltadas, es decir, con mayor altura en relación al periodo ($H_0 / L_0 > 0.03$), el perfil inicial se erosiona transportando mar adentro la arena de la berma, acumulándola por debajo del nivel medio del agua en forma de barra sumergida. Esta barra puede provocar que el oleaje rompa y disipe su energía a mayor distancia de la línea de orilla, con lo que se reduce en gran medida la acción erosiva.

3.3.- Escalas de los procesos costeros

Los procesos costeros, hidrodinámicos y sedimentarios, son extremadamente complejos e incluyen fenómenos a escalas de espacio y tiempo completamente diferentes. Horikawa (1970) propone una forma práctica de clasificar los fenómenos costeros en tres categorías: macroescala, mesoescala y microescala (tabla 3.1).

Escala	Macroescala	Mesoescala	Microescala
Tiempo	Año	Día/hora	segundo
Espacio	Kilómetro	Metro	Milímetro

Tabla 3.1.- Clasificación de las escalas de los procesos costeros.

Teóricamente hablando, los fenómenos a mesoescala deben componerse de la superposición completa de los fenómenos a microescala, y los fenómenos a macroescala de la de los fenómenos a mesoescala. Los sistemas morfodinámicos costeros que componen una playa también se pueden clasificar jerárquicamente (Kroon, 1994), cada uno con su propia escala espacial y temporal (tabla 3.2).

Sistema Jerárquico	Celda Costera (unitaria)	Celdas Costeras (múltiples)	Tramo Costero	Línea de Costa
Escala	Pequeña Escala	Meso-Escala	Gran Escala	Meta-Escala

Tabla 3.2- Clasificación jerárquica de sistemas morfodinámicos en la costa.

Cada uno de estos sistemas se comporta como una unidad, particular y compleja, donde intervienen la hidrodinámica (los mecanismos impulsores), los procesos de transporte de sedimentos y los cambios morfológicos. Estos factores que controlan la morfodinámica, relacionan a cada una de estas escalas espacio-temporales y se manifiestan en forma de flujos, ciclos y transformaciones de materia y energía. Las adaptaciones mutuas entre estos factores (hidrodinámica, procesos de transporte de sedimentos, cambios morfológicos y las condiciones ambientales) es lo que se conoce como morfodinámica.

En un sistema morfodinámico costero, la hidrodinámica puede inducir un transporte de sedimentos, lo que, a lo largo del tiempo, dará lugar a un cambio morfológico en la costa. Este cambio tendrá una fuerte interacción e influencia sobre la hidrodinámica, lo que dará como resultado otra respuesta de los procesos de transporte de sedimentos, y una nueva adaptación morfológica a las nuevas condiciones hidrodinámicas (figura 3.1).

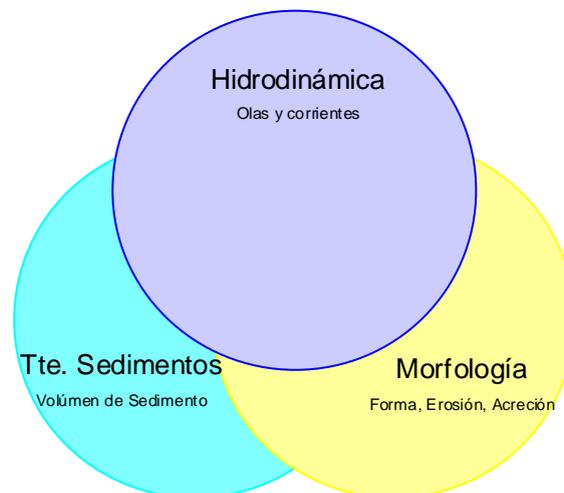


Figura 3.1.- Factores que intervienen en la morfodinámica.

Las relaciones entre la hidrodinámica, el transporte de sedimentos y la morfología son no-lineales. Por ejemplo, el transporte de sedimentos se lleva a cabo siempre que se supere un valor umbral de alguna de las variables hidrodinámicas (como se verá mas adelante) y además, el cambio morfológico no es inmediato, es decir, hay un desfase temporal entre las condiciones hidrodinámicas y la respuesta morfológica. Este periodo de tiempo incluye un tiempo de reacción y un tiempo de relajación (De Boer, 1992). La reacción es el intervalo de tiempo entre el cambio en el mecanismo impulsor (la hidrodinámica) y el comienzo del cambio morfológico, mientras que la relajación es el intervalo de tiempo desde el comienzo en el cambio morfológico hasta el ajuste y

acoplamiento total (forma final) de la morfología a la hidrodinámica (en particular, para una costa arenosa altamente energética, la reacción puede ser inmediata, es decir, tan rápida que puede considerarse despreciable). Los ambientes sedimentarios costeros son tan dinámicos que las adaptaciones morfodinámicas pueden llevarse a cabo de una forma inmediata a un cambio en las fuerzas hidrodinámicas. El periodo de relajación puede considerarse como una medida de la inercia morfológica dentro de cada uno de los sistemas costeros y es función de la intensidad de la hidrodinámica y del volumen de sedimentos involucrado en el cambio morfológico. De todo esto se deduce que la morfodinámica está regida por mecanismos de acoplamiento y retroalimentación de la hidrodinámica y los cambios morfológicos. Los mecanismos de retroalimentación son determinantes en la evolución de los sistemas costeros, pudiendo ser positivos (cuando las inestabilidades del sistema costero tienden a amplificarse) o negativos (cuando el sistema tiende a oponerse a las inestabilidades, permaneciendo en un estado de equilibrio dinámico estable). Además, por lo general, las variaciones hidrodinámicas ocurren en periodos de tiempo menores que la duración de los tiempos de reacción y relajación morfológica, por lo que las condiciones hidrodinámicas habrán cambiado antes de que la morfología se haya adaptado del todo a las condiciones iniciales. Los ambientes hidro-morfodinámicos costeros, tienden a buscar un estado de equilibrio con un máximo de estabilidad (Wright & Thom, 1977). No obstante, no parece que el concepto de equilibrio dinámico pueda aplicarse sobre un periodo largo de tiempo, debido a que los factores que intervienen en la hidro-morfodinámica son extremadamente variables y complejos, con interacciones no-lineales.

Los sistemas costeros se encuentran cambiando la mayor parte del tiempo, tendiendo a llegar a un estado *quasi*-equilibrado entre la hidrodinámica y la morfología (debido a que es difícil que se alcance un equilibrio dinámico en todos los componentes hidro-morfodinámicos). En el caso de los procesos a escalas pequeñas, las relaciones entre los procesos impulsores y la respuesta morfológica son muy rápidas, y actúan muy rápidamente sobre periodos de tiempo muy cortos, por lo que la morfodinámica a escalas pequeñas puede alcanzar rápidamente un estado de equilibrio dinámico. En el caso de los procesos a escalas mayores, las relaciones entre los procesos impulsores y la respuesta morfológica ocurren a tasas mas bajas, en ocasiones muy bajas (casi imperceptibles) y actúan sobre periodos de tiempo muy largos.

Los ambientes costeros son muy variados, y cada uno de ellos a su vez es único en cuanto a sus características dinámicas, por lo que las relaciones entre los procesos a distintas escalas espaciales y temporales son distintas también. Por ejemplo, una tormenta muy severa o una marea meteorológica de unas cuantas horas puede impactar de tal manera en la costa que el periodo de relajación sea de varios años. Parece claro que no hay una relación única y universal entre los procesos y los estados de equilibrio a las distintas escalas espaciales (longitudinal y transversal a la costa) y temporales para todos los ambientes costeros, aunque su importancia es evidente (figura 3.2). El estado actual del conocimiento de estas relaciones está aun lejos de estar completo, ya que como se ha mencionado antes, los procesos involucrados son numerosos y complejos y hay aun muchas incertidumbres en torno a ellos.

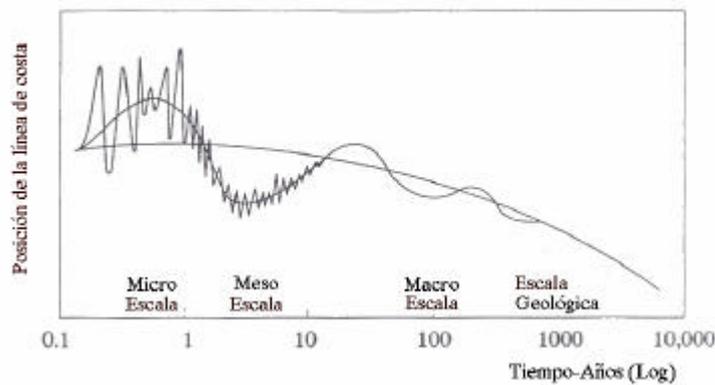


Figura 3.2.- Escala temporal de variaciones de la línea de costa y procesos costeros (Adaptado de Kroon, 1994).

Los procesos morfodinámicos son específicos de cada lugar (es decir, no hay una relación única entre los mecanismos y sus escalas espaciales y temporales involucradas) por lo que las características físicas de cada lugar son específicas. De aquí que una de las mayores incertidumbres que conllevan los estudios numéricos y experimentales de la costa para determinar algún patrón de comportamiento o evolución, es la selección de las escalas espaciales y temporales de los procesos físicos que ahí ocurren. Generalmente, la selección de estas escalas (en particular la escala espacial) se lleva a cabo de una manera mas bien intuitiva (y por lo tanto arbitraria), pero una vez que se han seleccionado, estas escalas establecen a su vez la escala temporal de las predicciones del desarrollo de la costa. Las escalas longitudinales a la costa generalmente serán mucho mayores que las escalas transversales, del orden de uno a varias decenas de kilómetros en el primer caso, mientras que las transversales serán de tan solo unos cuantos centenares de metros, generalmente desde la profundidad activa hasta la línea de dunas. Cabe señalar que las variaciones transversales en la zona cercana a la costa suelen ser mucho más rápidas que las variaciones longitudinales, por lo que estas a su vez se suelen subdividir en tramos:

- Desde la profundidad activa hasta la zona de rompientes.
- La zona de rompientes.
- Zona de *swash*.
- Zona de playa “seca”.

Las posiciones y límites entre dichas zonas no son fijas, sino mas bien graduales y pueden cambiar con el tiempo. Esto sugiere que los distintos grupos de investigación (especialmente en Geología e Ingeniería Marítima) dediquen sus esfuerzos a clarificar en paralelo, los mecanismos físicos que intervienen en los fenómenos hidromorfodinámicos a escala distintas, y que se traten de llenar los grandes huecos existentes entre ellos.

Las características morfológicas de una playa pueden clasificarse de acuerdo a las distintas escalas espaciales y temporales. En la escala espacial más pequeña, se encuentra la micromorfología del lecho marino: los *ripples* generados por olas y corrientes. La dinámica de los *ripples* es muy alta, el tiempo de reacción es despreciable

y el de relajación puede ser muy corto, del orden de segundos (asociado al flujo oscilatorio) o de unas cuantas horas en el caso de corrientes. A mesoescala, algunos de los rasgos morfológicos más característicos son, por ejemplo, la topografía rítmica a lo largo de una playa (*beach cusps*) o los *megaripples* (e.g. generados por las corrientes de marea). De cualquier manera, la dinámica de estos rasgos morfológicos sigue siendo muy alta y los tiempos de reacción despreciables y de relajación muy cortos, del orden de minutos a horas (por ejemplo un ciclo de marea). A macroescala, los rasgos morfológicos son en su mayoría zonas de gran erosión o depósito relacionadas con grandes eventos de tormenta o terrazas marinas relacionadas con variaciones periódicas en el nivel del mar. Aquí también existe una dinámica muy importante donde los tiempos de reacción son despreciables, pero los tiempos de relajación son más altos que en los casos de micro y meso escala, del orden de varias horas hasta algunas semanas.

Las interacciones entre las diferentes escalas de la morfodinámica de la zona costera pueden ser consideradas como eventos que se retro-alimentan, igual que entre la morfodinámica y la hidrodinámica. A menudo los rasgos “macro-morfológicos” del lecho marino pueden ser interpretados como la respuesta de los cambios morfológicos sucesivos a micro y meso-escala integrada en el tiempo a la vez que, los rasgos macro-morfológicos pueden determinar la posición y ocurrencia de los rasgos micro y meso-morfológicos. De todo esto se intuye que los estados (erosión o acreción) así como los tipos de playa dependerán de la composición global de los rasgos morfológicos en todas estas escalas. Así, cuando las condiciones energéticas (hidrodinámicas) sean bajas, es de esperar que la playa sea reflejante, con una pendiente alta (y posiblemente monótona, sin barras, al menos en la parte activa del perfil). El caso opuesto, donde las condiciones energéticas sean altas, la playa será disipativa por lo que el perfil tendrá una pendiente baja, y habrá una o más barras sumergidas en la parte activa del perfil. En definitiva, para poder correlacionar la tasa del transporte de sedimentos con los mecanismos hidrodinámicos impulsores, es preciso conocer los mecanismos detallados del movimiento de fluidos y la respuesta del sedimento. Sin embargo, el conocimiento en los mecanismos de transporte de sedimento es todavía muy limitado, ya que aún hay problemas importantes que deben ser resueltos, la mayoría de los cuales podrían considerarse como fenómenos a microescala. Algunos de estos problemas (Horikawa, 1981) son:

- i. Características del flujo oscilatorio en la capa límite, debido a la coexistencia de olas y corrientes, tales como la distribución de velocidades y la tensión de corte de fondo bajo distintas condiciones hidrodinámicas.
- ii. Distribución vertical del coeficiente de intercambio de *momentum* (o viscosidad turbulenta) y del coeficiente de difusión en el campo de las olas.
- iii. Distribución vertical de la velocidad del transporte de masa.
- iv. La deformación del oleaje y el campo de velocidades en un fondo con pendiente.
- v. Interacción entre olas y corrientes inducidas por el oleaje.
- vi. Formación, tamaño y desaparición de *ripples*, así como la formación del llamado *sheet flow*.
- vii. Distribución vertical de la concentración del sedimento en suspensión, dentro y fuera de la zona de rompientes.
- viii. Los mecanismos detallados del transporte de sedimentos debido a las olas y a las corrientes.

Aún cuando se han llevado a cabo numerosas investigaciones en estos temas, muchos de los detalles se comprenden únicamente en sentido cualitativo. El conocimiento y descripción cuantitativa de todos estos procesos es básico para entender y determinar los cambios a mesoescala (que son los que mas impacto tienen para el hombre), como las variaciones en la posición de la línea de costa, de la topografía del fondo marino, formación de barras, formas rítmicas y corrientes cercanas a la costa.

Debido a que el conocimiento de la dinámica de la zona cercana a la costa ha mejorado mucho desde la última década, los movimientos del fluido pueden ser predichos con bastante precisión bajo las suposiciones adecuadas. Se sabe que las partículas de sedimento son transportadas por el fluido en movimiento, el flujo oscilatorio asociado al oleaje y por las corrientes impulsadas por la rotura del oleaje, viento o mareas (los efectos de estas dos últimas quedan fuera de la presente discusión). Por lo tanto, la transformación del oleaje durante su propagación hacia aguas someras (refracción, *shoaling*, fricción con el fondo, rotura, etc.) deberá determinarse de antemano. El cálculo de dicha transformación del oleaje, bajo las simplificaciones adecuadas, puede realizarse exitosamente con los conocimientos hoy disponibles. El siguiente paso es una predicción precisa de las corrientes cercanas a la costa, lo cual también es actualmente posible. Sin embargo, debido a la complejidad de los mecanismos de transporte, sigue habiendo muchas incertidumbres en el campo de investigación de los procesos costeros sedimentarios y el tema seguirá abierto durante bastante tiempo aún. De aquí que, por ejemplo, aún no haya una expresión precisa para evaluar la tasa del transporte de sedimentos en la costa. Por esta razón, aun cuando se pueden combinar las ecuaciones fundamentales del movimiento de los fluidos y la conservación de la masa sedimentaria para calcular los cambios del fondo en el área cercana a la costa, hasta ahora los resultados tienen una precisión limitada.

Para poder superar este problema en aplicaciones prácticas, se han propuesto numerosas fórmulas de transporte longitudinal, basadas en gran medida en resultados empíricos. Combinando una de estas fórmulas y la ecuación de continuidad (o conservación del sedimento) obtenida bajo condiciones simplificadas, puede efectuarse una predicción de los cambios en la posición de la línea de costa. Esta clase de aproximación es muy útil para fines prácticos, pero no siempre las suposiciones hechas en los análisis antes mencionados son correctas, por lo que en ocasiones las predicciones están rodeadas de incertidumbres no despreciables, mismas que serán analizadas y discutidas mas adelante.

Para poder simular los cambios en la configuración del fondo marino, se parte de la siguiente ecuación genérica:

$$(1-p) \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right) - \frac{\partial q_x}{\partial x} - \frac{\partial q_y}{\partial y} = 0 \quad [3.1]$$

donde x e y denotan los ejes del plano horizontal, p es la porosidad del sedimento, h es la profundidad en un punto determinado (x, y) en un tiempo determinado (t) y q_x y q_y las tasas de transporte de sedimentos a través de una longitud unitaria en cualquiera de las direcciones (x o y respectivamente por unidad de tiempo). Para poder aplicar esta

ecuación, q_x y q_y deben evaluarse considerando las características del oleaje (altura, período y ángulo), profundidad del agua h y las características del sedimento (tamaño d_{50} , densidad, ρ_s y porosidad, p). Sin embargo, las ecuaciones disponibles para estimar las tasas de transporte de sedimentos no son suficientemente precisas para evaluar q_x y q_y .

En lo referente al estudio de los fenómenos a macroescala, el punto de vista geológico es de mucha ayuda para entender la tendencia general de los procesos costeros. Sin embargo, la escala de tiempo de interés geológico es por lo regular muy larga para los propósitos ingenieriles; de aquí que los grupos de investigación en Ingeniería Costera hayan desarrollado sus propias mediciones y dispositivos para obtener datos de los procesos costeros a un plazo relativamente corto. Este “corto” plazo, a grandes rasgos, el plazo de la vida humana, es aún bastante largo cuando se considera la práctica normal de la ingeniería. No obstante, para realizar una correcta explotación de los recursos que representa una playa, deberían ser tomados en cuenta los cambios históricos del nivel del mar, las variaciones en el nivel del suelo producto de los basculamientos del continente, así como los cambios debidos a perturbaciones ocasionadas por la actividad humana (e.g. construcción de estructuras costeras que son una de las causas principales de la erosión de playas en costas de todo el mundo).

Por lo tanto, la combinación de causas artificiales y naturales en una zona determinada pueden provocar cambios, en ocasiones irreversibles, sobre la línea de la costa. Pero en el futuro, los efectos antropogénicos pueden incrementar constantemente su contribución al problema de erosión de playas. Por lo tanto, los cambios costeros a corto y largo plazo deben ser predecibles con la precisión suficiente para cualquier actuación en la costa.

En la figura 3.3 se muestran las relaciones entre varios de los elementos discutidos anteriormente, tales como olas, corrientes cercanas a la costa, transporte de sedimentos, topografía, etc. con el fin de clarificar estas complejas relaciones. Dependiendo del problema específico que se quiera estudiar, es necesario establecer adecuadamente las escalas discutidas anteriormente.

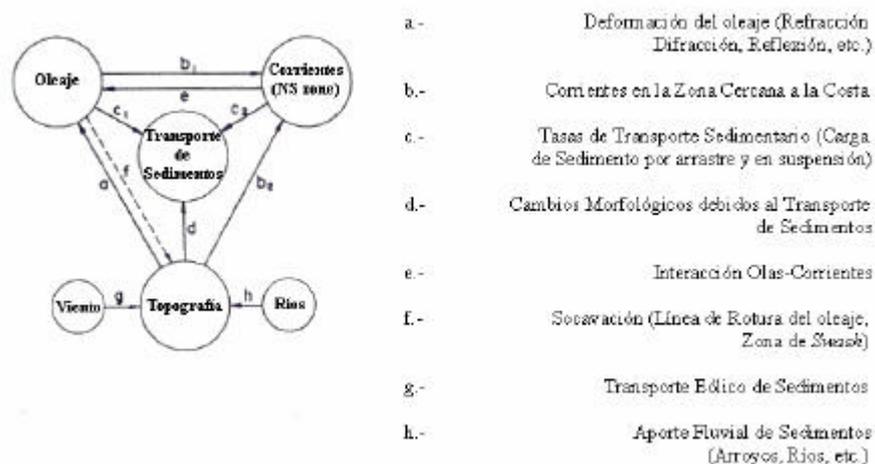


Figura 3.3.- Relación entre olas, corrientes cercanas a la costa, transporte de sedimentos y topografía (Adaptado de Horikawa, Harikai & Kraus 1979).

3.4.- Mecanismos de transporte de sedimentos

La razón principal de que la física del transporte de sedimentos no esté del todo aclarada se debe a la casi insuperable dificultad de medir la tasa y la dirección del transporte de sedimentos en la zona costera, conjuntamente con la medición de olas, corrientes, batimetría y la interacción entre ellos. Por lo tanto, en esta sección se discutirán brevemente algunos temas relacionados con los mecanismos del transporte de sedimentos en la costa desde la perspectiva de la mecánica de fluidos.

En el análisis del transporte de sedimentos en zonas costeras, por simplicidad, es muy común considerar por separado el transporte de perpendicular y el paralelo a la línea de la costa. Es obvio que ambos están muy relacionados entre si. No obstante, el transporte transversal es quizás más importante para los procesos costeros a corto plazo, mientras que el transporte longitudinal es más importante para la variación a medio y largo plazo de la topografía costera.

En el ámbito de la Ingeniería de Costas, el problema del transporte de sedimentos y evolución costera tradicionalmente se ha abordado desde una perspectiva individual (por separado de la hidrodinámica) y en muchos casos, empírica. Sin embargo, está claro que no se debe seguir tratando ambos aspectos por separado. La hidrodinámica es el mecanismo impulsor del transporte de sedimentos. Los granos del sedimento en el lecho se moverán cuando las tensiones de corte en el fondo ejercidas por el flujo excedan un cierto valor crítico. Estas tensiones de corte son provocadas por la fricción entre el flujo (no idealizado) y el fondo, creando una capa límite donde habrá una disipación de energía del oleaje y donde se producirá la interacción con el fondo y el inicio del movimiento del sedimento. Esta capa límite se puede definir intuitivamente como la capa dentro de la cual el flujo está totalmente influenciado por la presencia del fondo. Debido a la naturaleza oscilatoria del flujo asociado al oleaje (hay un cambio de dirección cada periodo), la capa límite del oleaje es una capa muy delgada, confinada a las cercanías del fondo, mientras que la capa límite de una corriente puede crecer hasta alcanzar la región donde el fluido se mueve, libre de la presencia del fondo. La altura de la capa límite del oleaje es por lo tanto mucho menor, lo que provoca que las tensiones de corte debido a la acción del oleaje sean mucho mayores que las debidas a una corriente, aun cuando las velocidades sean de magnitud comparable. Por lo tanto, el inicio del movimiento del sedimento en los ambientes costeros está mucho mas influenciado por el flujo oscilatorio asociado al oleaje.

La propia movilidad del sedimento puede afectar al desarrollo de la misma capa límite. Partiendo de un hipotético fondo plano, la rugosidad efectiva será función únicamente del tamaño de grano (d_{50}), sin embargo, una vez que se ha superado un valor crítico de las tensiones de corte y se inicia el movimiento, se crean *ripples* en el lecho, que a su vez aumentarán la rugosidad efectiva del fondo afectando al flujo. En este caso, la magnitud de la rugosidad efectiva dependerá del tamaño (altura) del *ripple*. De hecho, mediciones en campo de la atenuación de la energía del oleaje han arrojado resultados de los valores del factor de fricción del fondo de hasta un orden de magnitud mayor de lo esperado (Iwagaki & Kakinuma, 1963 y 1967; Treolar & Abernathy, 1978). Esto es debido a la presencia de *ripples* y otras formas en el lecho, que traen como resultado

una resistencia mucho mayor al movimiento del oleaje que en lechos planos y son consecuencia del mismo oleaje. Este incremento en la rugosidad efectiva provocará mayores tensiones de fondo y más disipación de energía dentro de la capa límite. Si aumenta la intensidad del oleaje, entonces se forman *ripples* bidimensionales muy regulares con alturas, longitudes de onda y peraltes muy bien definidos. Conforme se incrementa la amplitud orbital del flujo oscilatorio en el fondo (que es la escala de longitud del oleaje), también lo hace la altura y longitud del *ripple*, mientras que el peralte permanece aproximadamente constante. Un incremento importante en la acción del oleaje podría traer como resultado una disminución en el peralte de los *ripples*, que bajo estas condiciones dejan de ser regulares y comienzan a mostrar características tridimensionales y una cresta más redondeada (con respecto a su estado bidimensional), debido a que el flujo oscilatorio del oleaje la sobrepasa y la suaviza. Por lo tanto, se puede intuir que la geometría exacta de los *ripples* dependerá de las propiedades del oleaje, del fluido y de los sedimentos. Si la actividad del oleaje se incrementa, los *ripples* tienden a desaparecer, formándose una mezcla de agua y sedimento que se mueve en un vaivén constante con el paso del oleaje. Este fenómeno se conoce como “*sheet flow*”. La disipación de la energía de la ola traerá como consecuencia una disminución en su altura, por lo que para predecir la altura del oleaje en la zona costera, entre otras cosas, es importante cuantificar esta pérdida de energía, que está relacionada con las tensiones de corte en el fondo. Otro punto importante relacionado con la capa límite del oleaje es que provoca que las corrientes tengan mas resistencia con el fondo (Madsen 1994). En lo referente a los mecanismos de transporte de sedimento, las tensiones de corte en el fondo provocadas por el flujo oscilatorio del oleaje son mayores que las de las corrientes. Por lo tanto, el flujo oscilatorio del oleaje es capaz de movilizar el sedimento por si solo, de tal manera que en presencia de una corriente costera, se puede generar un transporte de sedimento importante (que puede ser por arrastre y/o en suspensión). El transporte por arrastre se lleva a cabo en la región cercana al fondo, donde existe la mayor concentración de sedimento, y es debido principalmente a la dislocación de los granos producida por las tensiones de corte, que ruedan y saltan sobre el fondo. Por su parte, el transporte de sedimento en suspensión se lleva a cabo en la columna de agua, donde la cantidad de sedimento que entra en la columna depende de las tensiones de corte y la turbulencia del flujo (que es el principal mecanismo de suspensión), mientras que la velocidad del flujo regulará la tasa de transporte. Al mismo tiempo, la velocidad del fluido y las tensiones de corte dependen a su vez de las formas de lecho, lo que demuestra la complicada naturaleza de la interacción entre el flujo y un fondo móvil. El levantamiento del sedimento del fondo puede provocar la generación de una capa estratificada de agua y sedimento, un gradiente importante de concentración de sedimentos y el amortiguamiento de la turbulencia dentro de la capa límite (Soulsby, 1997). Cabe mencionar que si el movimiento del sedimento se debiera a un oleaje lineal, no debería resultar un transporte neto de sedimento, aunque en la realidad, cerca de la costa el oleaje es no lineal y una parte importante del transporte transversal a la costa se debe precisamente a la no linealidad (asimetría) del oleaje.

De aquí se desprende la importancia de las tensiones de corte en el fondo para la cuantificación de la mayor parte de los procesos físicos que ocurren en la zona cercana a la costa. Una forma de hacerlo es relacionar las tensiones de corte en el fondo con las velocidades del flujo oscilatorio en las cercanías del lecho usando un factor de fricción similar al usado en capas límite de flujos estacionarios (Kajiura, 1964; Jonsson, 1966). Este factor de fricción puede ser determinado con la rugosidad relativa del fondo, que es

la relación entre la escala de rugosidad k_n y la amplitud A de la semi-excursión de la partícula del agua (que es la escala de longitud característica del oleaje). k_n se puede determinar experimentalmente a partir de un ajuste logarítmico de las velocidades medidas en la columna de agua y cerca del fondo como $k_n = 30 \cdot z_0$ (para flujos turbulentos), donde z_0 es la ordenada en el origen del ajuste logarítmico. Si el flujo es totalmente turbulento, como es en la mayoría de los casos en la naturaleza, el factor de fricción en el fondo dependerá únicamente de la rugosidad relativa del fondo.

Una suposición fundamental para esta aproximación (igual que como se hace para capas límite estacionarias turbulentas), es que la geometría del fondo puede ser representada por una única escala de longitud (Madsen, 1993). Esto, aunque es una simplificación muy grosera para un fondo con una geometría muy compleja, es una aproximación suficiente, ya que se ha visto que la dispersión de los datos experimentales es tal que no se justifica la utilización de esquemas más complejos para describir la geometría del fondo. Por lo tanto, cuando se conoce con antelación la geometría del lecho, se puede estimar la longitud de la rugosidad del fondo y para un oleaje dado, se puede calcular las tensiones de corte del oleaje.

Una vez se han generado, la rugosidad del fondo pasará a depender de las formas geométricas en el fondo (ya no del tamaño de grano). Bajo las condiciones de *sheet flow*, la rugosidad equivalente en el fondo será función (estará escalada) del grosor de la capa mezcla de agua y sedimentos cerca del fondo, por lo que habrá un incremento en la fricción entre el flujo y el fondo. Por lo tanto, la rugosidad del lecho para fondos arenosos no es constante y depende del oleaje, el fluido y los parámetros del sedimento, además de que la presencia de *ripples* puede cambiar la resistencia al flujo, tanto del oleaje, las corrientes como la acción combinada de ambos.

En lo referente al transporte de sedimento, este se puede llevar a cabo por la acción de las corrientes costeras (de marea, viento o inducidas por la rotura del oleaje) o por la acción del oleaje, aunque lo más común es que se vea transportado por la acción conjunta de las corrientes y del oleaje. El primer mecanismo de transporte es la entrada del sedimento del fondo en la columna de agua, como resultado de la fricción entre el fondo marino y el flujo (de las corrientes y/o el oleaje) junto con la difusión turbulenta que tiende a mantener los granos de arena en suspensión. Una vez movilizados (como respuesta a la fricción con el flujo y la turbulencia), los sedimentos se pueden transportar, dependiendo de las características del flujo y de las suyas propias, por arrastre, saltación o suspensión. El transporte por arrastre es el modo de transporte dominante para flujos lentos y/o granos de arena gruesos. En caso de que el flujo sea más rápido (oleaje alto o corrientes fuertes) el sedimento será puesto en suspensión en la columna de agua y será susceptible de ser transportado grandes distancias. De aquí se define la tasa de transporte de sedimentos como la cantidad de sedimento (en masa o volumen) que se mueve a través de un plano vertical con una anchura unitaria que es perpendicular a la dirección del flujo. Así, la tasa de erosión / depósito de sedimento en la zona costera dependerá de la diferencia entre las tasas de transporte de sedimento que entra y que sale de una zona en particular.

3.5.- Interacción Fluido-Sedimento

Los efectos de los mecanismos hidrodinámicos impulsores la sobre la dinámica sedimentaria tienen lugar principalmente en las proximidades del fondo debido a la fricción que se genera entre el lecho marino y el flujo. Esto es lo que se conoce como tensión de corte en el fondo, que es la fuerza que ejerce el flujo por unidad de área del fondo. De aquí la importancia de la revisión de los procesos que nacen de la interacción del fondo con el flujo, que son determinantes en la dinámica costera. Hay varias maneras de definir la tensión de corte en el fondo τ_b , que dimensionalmente es una fuerza por unidad de área $[\text{N}/\text{m}^2]$ y que también puede expresarse en términos de velocidad $[\text{m}/\text{s}]$, ya que la velocidad de corte u_* , se define como $\tau_b = \rho u_*^2$, donde ρ es la densidad del fluido. De aquí se define la velocidad de corte como $u_* = \sqrt{\tau_b / \rho}$. Esta definición debe tomarse con cierta cautela, ya que, aunque puede relacionarse con las fluctuaciones turbulentas de las componentes de la velocidad “real” del flujo, la velocidad de corte no representa una velocidad “real” del flujo.

En ocasiones es necesario utilizar las tensiones de corte de una forma adimensional para lo cual se las relaciona con el sedimento, dando lugar al parámetro adimensional de Shields, definido en términos de las tensiones de corte en el fondo o de la velocidad de corte respectivamente (ecuación [3.142]), involucrando la aceleración de la gravedad g , la densidad del agua (ρ), la densidad del sedimento (ρ_s) (o la relación entre ambas, definida como $s = \rho_s / \rho$) y el diámetro del sedimento d .

Las tensiones de corte generadas no solo dependen de la velocidad del flujo, también dependen de la rugosidad del fondo. Esta rugosidad se puede medir, ya sea por la rugosidad equivalente de Nikuradse, k_n (que esta relacionada con el tamaño del sedimento), o por la escala de rugosidad z_0 (que se puede derivar del perfil de velocidades) y que se pueden relacionar a través de la expresión $z_0 = k_n / 30$, por lo que $k_n = 30z_0$. Esta notación generalmente se emplea para definir valores no estacionarios (variables en el tiempo), por lo que es muy útil distinguir los diferentes mecanismos por los cuales se pueden generar las tensiones de corte: olas, corrientes y/o la acción combinada de ambas. Los valores del oleaje están relacionados con los valores de los parámetros del flujo oscilatorio, las corrientes involucran valores medios, y en el caso del flujo combinado de olas y corrientes, se pueden obtener valores promediados y/o los valores máximos en el periodo del oleaje. Aunque las fluctuaciones turbulentas pueden provocar grandes variaciones de los valores obtenidos en cualquiera de los flujos mencionados, para aplicaciones ingenieriles, generalmente es suficiente con los cálculos promediados.

Puesto que la naturaleza de los flujos debidos a corrientes “puras” y oleaje “puro” son totalmente distintos, los valores de z_0 y k_n pueden ser totalmente distintos entre ambos casos, sobre todo si la orientación del oleaje, las corrientes y la de los *ripples* del fondo son distintos (Mathisen & Madsen, 1996). Así, el valor de las tensiones de corte en el fondo τ_0 es producto de 3 contribuciones básicas: la fricción generada por y sobre el sedimento τ_{0s} , el arrastre producido por los campos de presión asociados al flujo sobre los *ripples* τ_{0f} y el transporte de sedimento τ_{0t} provocado por la transferencia de

momentum al movilizar al sedimento. Esto es igualmente aplicable al concepto de la velocidad de corte u_* , el parámetro adimensional de Shields θ y la escala de rugosidad del fondo z_0 .

Es importante recalcar que la fricción es la contribución relacionada con el sedimento (Van Rijn, 1993) y la manera usual de calcular esta contribución es por medio del perfil logarítmico de velocidades, donde el valor de z_0 (o de k_n) está relacionado sólo con el tamaño de grano. El valor resultante de las tensiones de corte en el fondo no es realmente el factor de fricción que estaría medido en la superficie de un fondo con *ripples*, aunque es similar, y es una medida convencional ($k_n = 2.5 d_{50}$) y práctica contra la cual la respuesta del sedimento puede correlacionarse. En el caso de que se trate de un fondo razonablemente plano (el caso más común para fondos con sedimentos gruesos, $0.8 \text{ mm} > d_{50}$), las tensiones de corte debidas a la fricción serán las tensiones de corte totales (es decir, solo tendrán como componente la fricción con el sedimento). En caso contrario, cuando el sedimento es más fino, generalmente se encuentra un fondo con *ripples* y/o puede presentar un flujo en capa más intenso, con lo cual las tensiones de corte serán las debidas a la fricción con el sedimento, más las debidas a las formas del fondo y/o las debidas a la transferencia de *momentum* del flujo al sedimento movilizado.

Ya que solo la fricción actúa directamente sobre el grano, es importante establecer su magnitud para evaluar el inicio del movimiento, transporte y tasa de captación de sedimento que se pone en suspensión. Por otra parte, la determinación de las tensiones de corte en el fondo sirve para calcular la resistencia al flujo con el fondo (que determina las intensidades turbulentas que influyen directamente en la difusión del sedimento en suspensión en la columna de agua).

En definitiva, la dinámica de la zona cercana a la costa involucra la complicada interacción de un gran número de fenómenos físicos, muchos de ellos comprendidos sólo desde una perspectiva cualitativa, por lo cual su estudio presenta muchas incertidumbres e imprecisiones. Las razones de dichas imprecisiones son muy variadas y se pueden agrupar “genéricamente” en las siguientes categorías:

- Los métodos predictivos no incluyen todos los procesos o mecanismos implicados.
- Algunos de los mecanismos no están bien comprendidos y/o las formulaciones de dichos mecanismos son imprecisas, muy simplificadas o incompletas.
- Uso de formulaciones (particularmente las empíricas) fuera de su propio rango de validez.
- Uso de datos de campo de una localidad distinta.

Así, cuando se hacen predicciones de la dinámica de la zona cercana a la costa, es importante llevar a cabo un análisis de sensibilidad para evaluar los errores en las estimaciones, que nacen a partir de las incertidumbres de las simplificaciones asumidas y de los parámetros y datos de entrada, así como un análisis comparativo de las distintas aproximaciones utilizadas (comparaciones entre distintos modelos predictivos).

Algunas de las incertidumbres “típicas” en los parámetros de entrada se deben a la combinación de los errores en la instrumentación de medida y en la “representatividad”

de un solo valor (e.g. en la altura del oleaje) sobre una zona muy grande o sobre periodos de tiempo largos (tabla 3.3).

Parámetro	Unidades	% Error
Densidad del agua	[kg/m ³]	±0.2
Viscosidad cinemática	[m ² /s]	±10
Densidad del sedimento	[kg/m ³]	±2
Tamaño del sedimento	[m]	±20
Profundidad (batimetría)	[m]	±5
Velocidad de la corriente	[m/s]	±10
Dirección de la corriente	grados	±10
Altura del oleaje	[m]	±10
Periodo del oleaje	[s]	±10
Dirección de aproximación del oleaje	grados	±15

Tabla 3.3.- Incertidumbres asociadas a algunos de los parámetros físicos involucrados en la dinámica costera (Soulsby, 1993).

Las incertidumbres relacionadas con la densidad y viscosidad del agua provienen de las variaciones espaciales y estacionales de la temperatura y salinidad del agua. Las del sedimento provienen de las variaciones espaciales y temporales de la composición y distribución de los granos de arena en una playa. Las debidas a la profundidad se deben a las variaciones en el nivel medio del mar, ya sea por la marea astronómica o meteorológica, o bien por la propia imprecisión del aparato de medida. En lo que se refiere al oleaje, las incertidumbres que hay provienen de las propias medidas (precisión del aparato), de las técnicas de análisis y de las variaciones interanuales del clima de oleaje. De todo esto se intuye que las diferencias entre distintos métodos o modelos predictivos son relativamente pequeñas cuando se trata de predecir mecanismos cuya física se conoce o se entiende bien, y por otra parte, las diferencias son relativamente grandes cuando se trata de mecanismos cuya física no se conoce del todo. Así por ejemplo, para la densidad y la viscosidad del agua, el error es del orden del 1%; para la velocidad orbital y velocidad de caída del sedimento es del orden del 10%; para el umbral de las tensiones de corte, velocidad de la corriente o altura de ola es del orden del 20%; para las tensiones de corte media y máxima bajo el flujo combinado de olas y corrientes es del orden del 50% y para las tasas de transporte de sedimento en suspensión para corrientes y para corrientes y oleaje combinados es de un factor de 3 a 5 respectivamente.

Otra fuente de incertidumbres asociada a la predicción de la dinámica de la zona cercana a la costa proviene de la misma selección de los parámetros representativos utilizados para describir el oleaje y los procesos de rotura. Las diferencias que se pueden encontrar al utilizar distintos parámetros pueden dar lugar a variaciones de más del 50% en las predicciones, aun cuando el método utilizado sea el mismo. Por otra parte, la variación de algunas de las propiedades del sedimento y del agua del mar puede presentar otra fuente de incertidumbre. Se sabe, por ejemplo, que la densidad del agua de mar generalmente decrece con la temperatura y aumenta con la salinidad. Así la máxima densidad del agua dulce se alcanza a los 4° C mientras que la del agua de mar

es a -1.9° C. En el proceso de movilización de sedimentos, cerca del fondo se puede formar una capa estratificada de agua-sedimento con una densidad diferente, lo que puede provocar un amortiguamiento de la turbulencia dentro de la capa límite (Soulsby, 1997) e incluso provocar una corriente de turbidez si hay una pendiente en el fondo. La viscosidad cinemática ν es una propiedad molecular del agua, cuyo valor decrece con la temperatura y se incrementa con la salinidad. Esta propiedad del agua de mar está fuertemente relacionada con las tensiones de corte.

3.5.1.- Relación entre la hidrodinámica y los mecanismos de transporte

Teniendo en cuenta que los procesos de transporte de sedimento se han estudiado durante muchos años y que aún no es posible predecir las tasas de transporte sin un grado muy alto de incertidumbre, se puede intuir la complejidad de la naturaleza de estos procesos. La gran mayoría de los estudios de laboratorio de transporte de sedimento se han llevado a cabo bajo condiciones del flujo y lecho totalmente idealizadas. En la realidad, la interacción del flujo con el sedimento (y su transporte) es un problema no lineal, complicado por las formas geométricas en el lecho, las características del material del fondo, la variabilidad de las corrientes, la superposición del oleaje, el desarrollo de flujos turbulentos en la capa límite del fondo y por la rotura del oleaje. El problema por lo tanto, es más complejo que un caso idealizado, y se complica aún más teniendo en cuenta que el transporte de sedimentos se lleva a cabo tanto por arrastre de fondo como en suspensión, y la separación cuantitativa de estos dos mecanismos de transporte es también, altamente compleja.

La forma más apropiada de abordar el problema de la predicción del transporte de sedimentos y la evolución del fondo, es relacionando la fricción ejercida por el fluido (debida a la viscosidad del fluido) y la generación de una capa límite (con la consecuente tensión de corte en el fondo τ_b), con la tasa de transporte de sedimento q . Para conseguir esto, hay básicamente dos caminos. Por una parte, las aproximaciones empíricas que usan medidas experimentales de los perfiles de velocidades del fluido (sus variaciones en la profundidad), así como la rugosidad del fondo y el tamaño de grano para determinar las relaciones de proporcionalidad que pueda haber entre los distintos parámetros sobre una gran variedad de distintas condiciones ambientales. Por otra parte, están las aproximaciones teóricas, donde normalmente se intenta usar la dinámica turbulenta del fluido para determinar los valores de proporcionalidad directamente. No obstante y a pesar de su gran utilidad, el análisis estocástico por sí solo no proporciona una teoría predictiva de flujo turbulento, y por lo tanto, tampoco de la mecánica de transporte de sedimento en flujos turbulentos. De aquí la necesidad de llevar a cabo experimentos de validación para determinar los coeficientes (por ejemplo, de difusión) que nacen de las distintas suposiciones incorporadas en cualquier formulación teórica predictiva sobre el transporte de sedimentos. Una de las mayores dificultades que trae consigo el estudio del transporte de sedimento (tanto empírica como analíticamente) es la dificultad de medir adecuadamente las tasas de transporte y las condiciones hidrodinámicas cerca del fondo. Consecuentemente las formulaciones existentes para predecir las tasas de transporte de sedimento muestran grandes discrepancias, aún cuando se apliquen a los mismos datos.

Debido a la naturaleza oscilatoria de las velocidades orbitales del oleaje, la capa límite tiene poco tiempo para desarrollarse (concretamente, la mitad del periodo del oleaje). Esto trae como resultado el desarrollo de una capa muy delgada justo encima del fondo, la capa límite del oleaje, dentro de la cual, la velocidad del fluido cambia desde su valor libre (a una cierta distancia z sobre el fondo) a cero (en el fondo mismo), donde hay condiciones de fricción. La gran velocidad de corte dentro de la capa límite del oleaje, que es del orden de unos cuantos centímetros de espesor, produce grandes niveles de turbulencia y grandes tensiones de corte en el fondo. En contraste con el movimiento inducido por el oleaje, la variación temporal de una corriente ocurre sobre una escala de tiempo mucho mayor, hasta del orden de unas cuantas horas. Por lo tanto, aún cuando la corriente no sea del todo estacionaria, la capa límite generada por dicha corriente tendrá una mayor escala vertical, del orden de varios metros. En consecuencia, la velocidad de corte, las intensidades turbulentas y las tensiones de corte generadas en el fondo serán mucho menores para una corriente que para el flujo asociado al oleaje, aun cuando tengan velocidades similares.

3.5.2.- Naturaleza de los flujos en la zona cercana a la costa

En la zona cercana a la costa, el flujo cercano al fondo estará determinado por la interacción no lineal de las olas y las corrientes. La superposición de flujos de diferentes escalas de tiempo y por lo tanto, de diferentes escalas espaciales de la capa límite traen como resultado que la capa límite del oleaje, considerablemente mas delgada, quede anidada dentro de la capa límite de las corrientes. El aumento de la turbulencia generada dentro de la capa límite debido al oleaje trae como consecuencia que las corrientes experimenten una mayor resistencia con el fondo en presencia del oleaje que en ausencia de éste. Por su parte, el flujo cercano al fondo, dentro de la capa límite del oleaje, también se verá afectado por la presencia de las corrientes, pero en mucho menor medida que lo que la corriente se ve afectada por la presencia del oleaje.

Debido a la naturaleza oscilatoria del flujo asociado al oleaje, la capa límite del fondo tiene un periodo de tiempo limitado para desarrollarse, aproximadamente la mitad del periodo del oleaje. Esto trae como resultado el desarrollo de una capa límite delgada, de unos cuantos centímetros de grosor, inmediatamente por encima del fondo (la llamada capa límite del oleaje), dentro de la cual las velocidades del fluido cambian desde su valor en la "corriente libre" a cero en el fondo de la capa límite. La gran velocidad de corte dentro de la capa límite del oleaje produce grandes niveles de turbulencia de gran intensidad y una gran tensión de corte en el fondo.

En contraste al movimiento del oleaje, una corriente (inducida por viento, marea, etc.) será mucho mas "estacionaria", con lo cual su periodo de variación es mucho mayor, pudiendo ser hasta del orden de horas. Por lo tanto, aún si la corriente es fuerte y varía poco en el tiempo, la capa límite del fondo asociada a la corriente tendrá una escala longitudinal mucho mayor que la capa límite del fondo asociada al oleaje, hasta del orden de varios metros. Así, como se ha mencionado antes, la velocidad de corte, las intensidades turbulentas y las tensiones de corte en el fondo serán mucho menores para una corriente que para el flujo asociado al oleaje, aún cuando tengan una velocidad comparable.

De acuerdo con lo anterior, parece claro que los procesos que rigen la física de la hidromorfodinámica cerca del fondo en la zona cercana a la costa (la interacción fluido-sedimento), estarán dominados por el oleaje. Por lo tanto, el oleaje es el responsable de iniciar el movimiento del sedimento (tanto por las tensiones de corte en el fondo, como por la turbulencia asociada a su rotura). Aunque las corrientes no tienen un papel tan importante en el inicio del movimiento del sedimento, si que lo tienen como mecanismo de transporte, ya que en principio y debido a la naturaleza oscilatoria del oleaje, el transporte neto de sedimento por acción del oleaje es casi nulo. Además de ser el mecanismo responsable del inicio del movimiento del sedimento para que las corrientes (que por si mismas no tienen gran capacidad de iniciar el movimiento) sean capaces de transportarlo, el movimiento del oleaje provoca que el fondo cambie su forma, generando *ripples*. La aparición de los *ripples* en un fondo arenoso incrementa la rugosidad física de la interfase fluido-sedimento, que para un fondo “plano” viene dada por el tamaño del grano, y pasa a depender de la geometría del *ripple*. Es decir, la rugosidad aumenta en algunos órdenes de magnitud. Por lo tanto, el oleaje no sólo afecta a la resistencia de las corrientes con el fondo al aumentar las intensidades turbulentas dentro de la capa límite del oleaje, si no que además, al propiciar la generación de *ripples*, incrementa la rugosidad física del fondo.

Una vez que se han alcanzado las condiciones para que el sedimento se ponga en movimiento, habrá un movimiento oscilatorio del sedimento acorde al oleaje con una componente neta de transporte asociada a la presencia de una corriente o de un fondo con pendiente. Para unas condiciones de flujo justo por encima del umbral de movimiento, el movimiento del sedimento se ve confinado a arrastre y un poco de saltación. A este modo de transporte se le conoce como transporte por arrastre de fondo.

Cuando el transporte por arrastre de fondo se hace más intenso, los granos que se encuentran en saltación (y cuya tendencia a volver al fondo esta asociada con su velocidad de caída) pueden escapar lo suficientemente lejos del fondo como para ser capturados por los vórtices turbulentos que transportan al sedimento hacia la columna de agua. Balanceando el transporte hacia el fondo asociado con la velocidad de caída del sedimento y el transporte hacia la columna de agua provocado por la mezcla turbulenta, se produce un perfil de concentración de sedimentos en la columna del agua. Una vez el sedimento ha sido puesto en suspensión, puede ser advechado por las corrientes en lo que se conoce como transporte de sedimentos en suspensión.

En buena parte de las aproximaciones para el estudio de estos fenómenos físicos se utiliza un modelo simple de viscosidad turbulenta propuesta por Grant & Madsen (1986) con el cual se obtiene una expresión de cierre analítica para flujos en la capa límite del fondo bajo la acción combinada de olas y corrientes. Otras teorías alternativas de interacción olas-corrientes que se aplican al transporte de sedimentos se pueden encontrar en Bijker (1967), Fredsøe (1984), Madsen (1993) y Davies *et al.* (1988).

Para describir la formación de una capa límite se considerarán sólo sedimentos no cohesivos, teoría lineal del oleaje antes de la rotura y corrientes unidireccionales y estacionarias. Esto implica que esta descripción dentro de la zona de rompientes es discutible, y no se puede aplicar si las corrientes presentan cambios apreciables en el vector velocidad en la columna del agua.

3.5.3.- Definición de tensiones de corte y capa límite

La mayoría de los flujos que transportan sedimentos presentan una capa límite con flujo de corte turbulento, donde las fuerzas que el fluido ejerce sobre el sedimento son debidas básicamente a la turbulencia. En una situación simplificada bidimensional, estos flujos se caracterizan por tener mayor variación horizontal que vertical. Esta diferencia en las escalas de longitud permite despreciar la aceleración vertical dentro de la capa límite (Schlichting, 1960). El concepto de capa límite, que es el vínculo entre el flujo de un fluido ideal (no viscoso) a un fluido real (viscoso) fue ideado en 1925 por Ludwig Prandtl, que propone que para fluidos con poca viscosidad, el efecto de la fricción interna en el fluido es apreciable solo en una delgada capa en las vecindades de los contornos del flujo. Sin embargo, es posible que la capa límite pueda desarrollarse en la totalidad de la columna de agua en algunos casos, como en corrientes estacionarias bien desarrolladas, donde las propiedades del flujo (e.g. densidad, velocidad, presión) en cualquier punto permanecen constantes en el tiempo. En la figura 3.4 se muestra el desarrollo de una capa límite, cuyo grosor (δ) se define como la distancia desde el contorno hasta un punto tal en la columna de agua donde $u = 0.995 U$ (donde U es la velocidad del flujo, libre de la influencia del fondo).

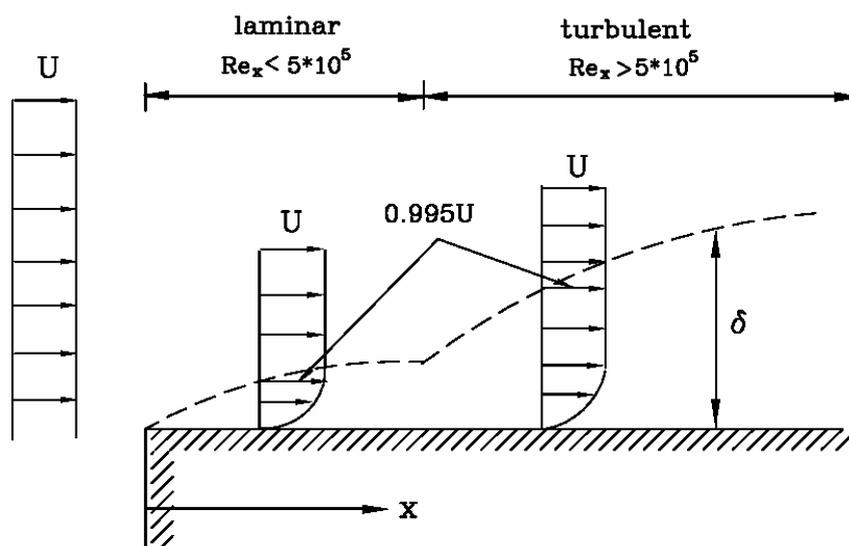


Figura 3.4.- Desarrollo de una capa límite (Liu, 2001).

El desarrollo de la capa límite puede expresarse como:

$$\begin{aligned}
 \text{flujo laminar} \quad \frac{\delta}{x} &= 5 \left(\frac{Ux}{\nu} \right)^{-0.5} & \text{donde } Re(x) &= \frac{Ux}{\nu} < 5 \cdot 10^5 \\
 \text{flujo turbulento} \quad \frac{\delta}{x} &= 0.4 \left(\frac{Ux}{\nu} \right)^{-0.2} & \text{donde } Re(x) &= \frac{Ux}{\nu} > 5 \cdot 10^5
 \end{aligned}
 \tag{3.2}$$

Prandtl (1925) propone el concepto de longitud de mezcla (teoría de mezcla de Prandtl) para poder calcular las tensiones de corte turbulentas en un flujo. En la figura 3.5 se muestra la estructura de la capa límite turbulenta y el perfil medio de velocidades para un flujo horizontal bidimensional fluyendo en el plano $x - z$, siendo x el plano horizontal y z el plano vertical.

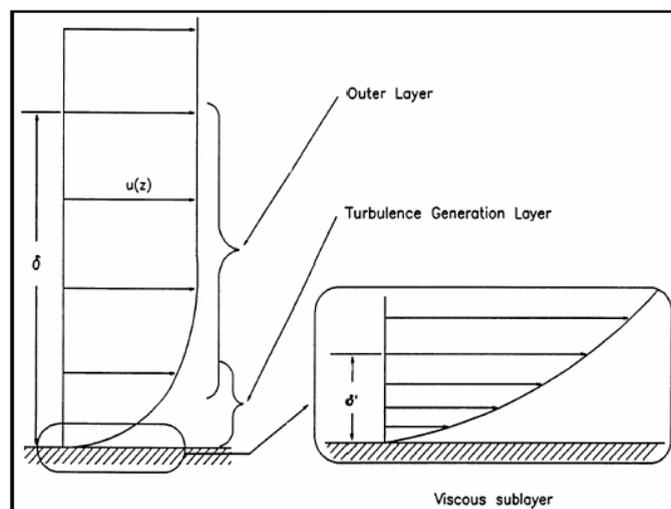


Figura 3.5.- Estructura de la capa límite turbulenta y del perfil medio de velocidades (CEM, 1998).

La capa límite turbulenta se compone de tres subcapas; la subcapa viscosa, la capa de generación de turbulencia y la capa exterior. Hidrodinámicamente, la capa de generación de turbulencia se caracteriza por una turbulencia muy energética y de pequeña escala y gran cizalladura. Los vórtices turbulentos que se generan en esta región se mueven hacia dentro y hacia fuera de la subcapa viscosa. Si los elementos rugosos del fondo (los granos de arena o las formas del lecho) tienen una mayor altura que la subcapa viscosa, entonces la capa de generación de turbulencia se extiende hasta el fondo.

La capa exterior constituye la mayor parte de la capa turbulenta y se caracteriza por vórtices más grandes, que son más eficientes para el transporte de *momentum*. Es esta gran eficiencia en el transporte de *momentum* lo que produce que el perfil medio de velocidad sea mucho más suave que la capa de generación de turbulencia.

La subcapa viscosa se caracteriza por tener fluctuaciones de velocidad (turbulencia), pero las fluctuaciones de velocidad en dirección normal al fondo (contorno) tienden a cero en sus proximidades. Por lo tanto, cerca del fondo, el transporte de *momentum* del fluido está dominado por la difusión molecular sobre la difusión turbulenta, y la tensión de corte τ en el fondo se puede suponer en principio como una aproximación a la tensión de corte de una capa límite de flujo laminar (aquellos que fluyen a muy poca velocidad). El flujo será entonces en capas que se deslizan suavemente unas sobre otras sin mezcla macroscópica de partículas de fluido entre ellas. Entonces las tensiones de corte en un flujo de esta naturaleza están dadas por la segunda ley de Newton (donde interviene la viscosidad del fluido):

$$\tau = \rho \nu \frac{\partial u}{\partial z} \quad [3.3]$$

donde ρ es la densidad del fluido, ν es la viscosidad cinemática ($\nu \approx 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$) y u es la velocidad horizontal. Para flujos con una capa límite turbulenta, los modelos de las tensiones de corte varían desde modelos muy simples (ecuación anterior) donde el valor de la viscosidad ν puede aumentarse artificialmente (con respecto a su valor laminar) para tomar en consideración el incremento de la mezcla asociada a los flujos turbulentos (viscosidad turbulenta ν_t), hasta modelos numéricos de cierre para la turbulencia muy sofisticados. Una revisión mas extensa de otros modelos alternativos que emplean esquemas mas sofisticados de cierre turbulento puede verse en Madsen & Wikramanayake (1991).

Los modelos de capa límite turbulenta pueden simplificarse artificialmente escogiendo un valor constante de la viscosidad turbulenta ν_t , que es mucho mayor que su valor laminar (molecular) y que refleja el tamaño y estructura de los vórtices asociados al flujo turbulento. Esta suposición resulta en un modelo muy simple y conceptual de viscosidad turbulenta para la tensión de corte turbulenta, que puede explicarse de la siguiente manera.

En la figura 3.6 se puede ver al fluido moviéndose en una serie de capas de espesor l' con velocidad variable $u = u(z)$ en dirección longitudinal al contorno del fondo, concretamente se muestran dos capas vecinas, en la que la capa inferior se mueve a u_1 , y la capa superior se mueve a $u_2 \approx u_1 + (\partial u / \partial z) l'$. En este flujo turbulento, $u(z)$ representa la velocidad promediada en el tiempo (es decir, sin las fluctuaciones de las velocidades turbulentas). Ya que el flujo medio es paralelo al contorno, la velocidad media en la componente vertical necesariamente es cero. No obstante, las fluctuaciones turbulentas en la vertical (w') darán lugar a un intercambio de fluido a través del límite entre ambas capas. Debido a que no hay transporte neto de fluido entre las dos capas (si lo hubiera, la velocidad vertical sería no nula), las tasas de transferencia vertical ascendente y descendente de volumen por unidad de área horizontal deben ser iguales.

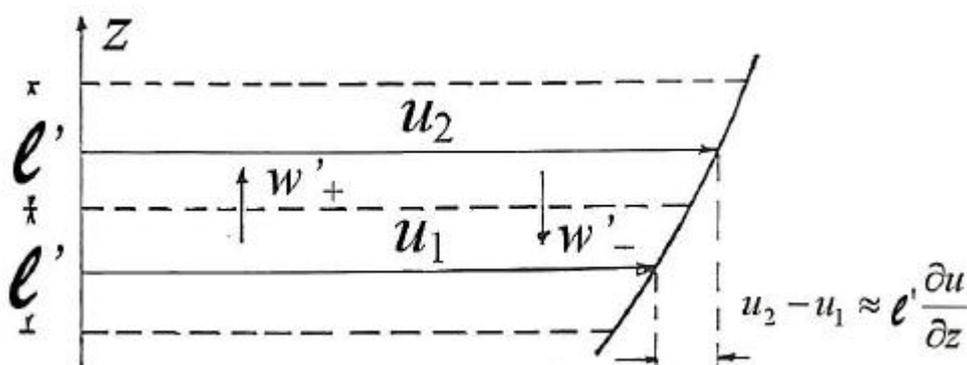


Figura 3.6.- Transferencia de *momentum* y mezcla (tensiones de corte) en capas límite turbulentas (Madsen, 1993).

Suponiendo que una parcela de fluido viaja una cierta longitud l' antes de que se transfiera su *momentum*, es decir, para que este fluido “recién llegado” forme parte de la capa superior, de acuerdo con la teoría de la longitud de mezcla de Prandtl, su velocidad debe incrementarse en:

$$u' = u_2 - u_1 \approx \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) l' \quad [3.4]$$

Por lo tanto, la capa superior acelerará al fluido proveniente de la capa inferior. De acuerdo con la segunda ley de Newton, la tasa de intercambio de *momentum* es igual a una fuerza, por lo que la transferencia vertical ascendente de fluido desde la capa inferior (con menor velocidad) hacia la capa superior (con mayor velocidad) es equivalente a una fuerza por unidad de área (es decir, la tensión de corte) que actúa sobre la capa superior en dirección opuesta al flujo. De igual manera, considerando el problema a la inversa, si hay una transferencia vertical descendente del fluido desde la capa superior (con mayor velocidad) hacia la capa inferior (con menor velocidad) se producirá una tensión de corte de igual magnitud, pero actuando en la misma dirección del flujo. Para simplificar las cosas, en el análisis de capas límite para flujos turbulentos, generalmente se adopta un modelo simple de viscosidad turbulenta. Este modelo puede ser derivado de la hipótesis de longitud de mezcla turbulenta clásica de Prandtl (Schlichting, 1960), en donde se supone que la fluctuación de velocidad instantánea vertical tiene la misma magnitud que la horizontal (es decir, las fluctuaciones turbulentas de la velocidad horizontal (u') y las fluctuaciones de la velocidad vertical (w') son comparables). A partir de la discusión anterior de la diferencia de velocidades horizontales asociadas con la transferencia vertical de fluido entre dos capas vecinas, se desprende que las fluctuaciones de la velocidad están determinadas por la diferencia de velocidades entre las dos capas, se tiene que

$$u' = (u_1 - u_2) = l' \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \approx w' \quad [3.5]$$

Por lo tanto, el producto de la magnitud de las fluctuaciones de velocidad turbulentas (w') con el grosor (l') de la capa individual (que está físicamente relacionado con la longitud de mezcla asociada con las fluctuaciones de la velocidad vertical) es un equivalente de la viscosidad cinemática ν (Madsen, 1993). Estos son los mismos argumentos presentados para conceptualizar la naturaleza de las tensiones de corte en flujos laminares (Bird, Stewart and Lighthfoot, 1960), en el cual, w' y l' están asociados al movimiento molecular. Sin embargo, para flujos turbulentos es necesario relacionar la escala de velocidades turbulentas w' y la longitud de mezcla l' con las propiedades del flujo turbulento:

$$\tau = \rho u' w' = \rho (l')^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \frac{\partial u}{\partial z} = \boxed{\rho (l')^2 \left(\frac{du}{dz} \right)^2} \quad [3.6]$$

Tanto físicamente como dimensionalmente, la viscosidad turbulenta se puede relacionar con las fluctuaciones de velocidad u' y w' como $\nu_t = (l')^2 (\partial u / \partial z)^2$.

Dado que los flujos de corte en una capa límite sobre un fondo horizontal están caracterizados por una mayor escala de variación en el plano horizontal con respecto a la escala de variación en el plano vertical, es posible despreciar las aceleraciones verticales dentro de la capa límite, por lo que el gradiente de presión horizontal es aquel impuesto en el borde exterior de la capa límite. Para flujos bidimensionales horizontales en el plano x - z siendo x la horizontal y z la vertical, la forma linealizada de la ecuación de la capa límite (figura 3.4) es:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = - \frac{\partial p_\delta}{\partial x} - \frac{\partial \tau}{\partial z} \quad [3.7]$$

donde ρ es la densidad del fluido, u es la velocidad horizontal, p_δ es la presión en el borde exterior de la capa límite, es decir en $z = \delta$, τ es la tensión de corte, y t es el tiempo. Integrando la ecuación [3.7] desde el fondo, donde $z = 0$, hasta una elevación z por encima del fondo, es decir:

$$\int_0^z \frac{\partial \tau}{\partial z} dz = \tau - \tau_b = \int_0^z \left(\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p_\delta}{\partial x} \right) dz \quad [3.8]$$

Si se impone que el límite superior de integración esté inmediatamente por encima del fondo (es decir en $z = 0^+$) el factor de la derecha se hace muy pequeño, con lo que inmediatamente por encima del fondo:

$$\tau \approx \tau_b = \text{tensión de corte en el fondo} \quad [3.9]$$

que es lo que se conoce como la “ley de la pared”.

Combinando las ecuaciones [3.6] y [3.9], se obtiene la expresión para la escala de las fluctuaciones de velocidades turbulentas:

$$w' = l' \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| = \sqrt{\frac{|\tau_b|}{\rho}} = u_* \quad [3.10]$$

donde u_* es la velocidad de corte. Por lo tanto, la escala de fluctuaciones de velocidades turbulentas está relacionada con la magnitud de la tensión de corte en el fondo, que a su vez depende del flujo.

Para terminar de definir las tensiones de corte turbulentas, es necesario parametrizar la longitud de mezcla l' . Tomando en cuenta que la validez de la "ley de la pared" se limita a las inmediaciones del fondo, donde el movimiento vertical de las partículas del fluido está limitado por la presencia del contorno (es decir, conforme $z \rightarrow 0$), es de esperar que $l' \rightarrow 0$. Por lo tanto, la longitud de mezcla en las vecindades del fondo debe ser proporcional a la distancia z por encima del fondo, es decir, $l' = k z$, donde la constante de proporcionalidad k es la constante de von Karman.

Con $l' = k z$ y $w' = u_*$ el modelo para las tensiones de corte turbulentas puede expresarse como:

$$\tau = \rho v_t \frac{\partial u}{\partial z} \quad [3.11]$$

donde la viscosidad turbulenta es :

$$v_t = k u_* z \frac{\partial u}{\partial z} \quad [3.12]$$

donde k es la constante de von Karman (≈ 0.41), y

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_b}{\rho}} \quad [3.13]$$

es la llamada velocidad de corte, donde τ_b es la tensión de corte en el fondo ($z = 0$). Propiamente dicho, u_* no es una velocidad real ($\sqrt{\tau_b/\rho}$ tiene unidades de [m/s]) pero está relacionada con el factor de fricción (de hecho, se considera una forma alternativa de expresar la fricción en términos de una velocidad).

Como se ha mencionado antes, las tensiones de corte en el fondo τ_b son debidas a las aportaciones de las tensiones de corte turbulentas y viscosas. No obstante, en el fondo no hay turbulencia (dado que $u = w = 0$, $u' = w' = 0$). Por lo tanto, de la ecuación [3.6] se tiene que $\tau = \rho(u'w') = 0$. Por lo tanto, en una capa muy delgada cerca del fondo, las tensiones de corte viscosas son dominantes sobre las tensiones de corte turbulentas y por lo tanto, el flujo es laminar. Esta delgada capa es la llamada subcapa viscosa. Por

encima de la subcapa viscosa, es decir, en la mayor parte del flujo, las tensiones de corte turbulentas son dominantes. Algunos resultados de medidas de las tensiones de corte en la subcapa viscosa muestran que esta es constante e igual a las tensiones de corte en el fondo (Liu, 2001).

Aunque el desarrollo de este modelo conceptual para las tensiones de corte fue llevado a cabo considerando las condiciones en las proximidades del fondo, en la capa límite (es decir, para valores pequeños de z), los resultados de los cálculos de las tensiones de corte, con v_t como se expresa en la ecuación [3.12] aplicada para todo el grosor de la capa límite, tienen un alto grado de precisión (Madsen, 1993).

3.6.- Corrientes

Las corrientes pueden ser provocadas por mareas, el viento, gradientes de presión atmosférica, la rotura del oleaje, descargas de ríos en el mar, gradientes de densidad, etc. En la zona cercana a la costa, las corrientes inducidas por la rotura del oleaje son las dominantes y tienen la capacidad de transportar grandes cantidades de sedimento en suspensión. Por ello es fundamental describir el perfil de velocidades de las corrientes.

El flujo (en la columna del agua) se puede clasificar desde el punto de vista físico y comenzando desde el fondo, (figura 3.7) de la siguiente manera:

- Subcapa viscosa. Una delgada capa por encima del fondo donde casi no hay turbulencia y las tensiones de corte viscosas son constantes. Por lo tanto, el flujo es laminar. Por encima de esta capa el flujo es turbulento.
- Capa de transición (también llamada capa *buffer*) donde la viscosidad y la turbulencia tienen la misma importancia relativa.
- Capa turbulenta con perfil logarítmico, donde las tensiones de corte viscosas son despreciables en comparación con las tensiones de corte turbulentas. Aquí las tensiones turbulentas son constantes e iguales que las tensiones de corte en el fondo. Es en esta capa donde Prandtl introdujo el concepto de longitud de mezcla y obtuvo el perfil de velocidades logarítmico.
- Capa exterior turbulenta, donde las velocidades son casi constantes debido a la presencia de grandes vórtices que producen una fuerte mezcla en el flujo.

En la capa turbulenta con perfil logarítmico de velocidades, las tensiones de corte son constantes e iguales a las tensiones de corte en el fondo. Prandtl obtuvo el perfil de velocidades logarítmico suponiendo que la longitud de mezcla es proporcional a la distancia con el fondo (es decir, $l = k z$).

Aun cuando se han propuesto varias expresiones para la distribución (perfil) de velocidades en la capa de transición y en la capa turbulenta exterior, en la actualidad ninguna de ellas está totalmente aceptada. No obstante, modificando la suposición de la longitud de mezcla (siguiente sección), el perfil logarítmico de velocidades se puede

aplicar también a la capa de transición y la capa exterior turbulenta, lo cual es razonablemente preciso cuando se comparan las medidas con los cálculos de velocidades en esta región.

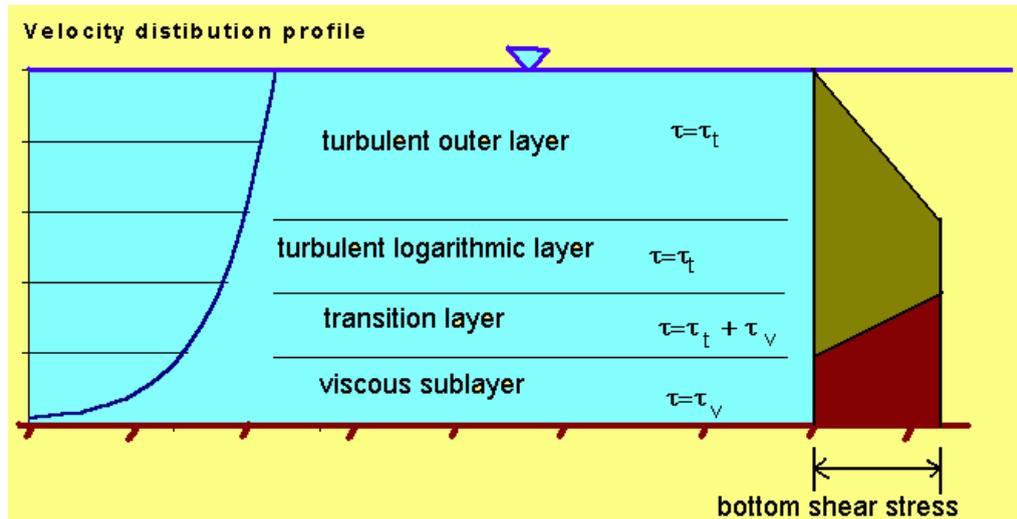


Figura 3.7.- Clasificación de las regiones de flujo. Los grosores no están a escala y la capa exterior turbulenta es del orden del 80 al 90% del flujo (Liu, 2001).

Así, desde el punto de vista ingenieril, la capa de transición y la capa exterior turbulenta pueden ser descritas con un perfil de velocidades logarítmico (figura 3.8) (como con la subcapa viscosa).

Nikuradse (1933) fue el primero en estudiar el efecto de la rugosidad de los contornos en la distribución de velocidades y fue él quien introdujo el concepto de la rugosidad equivalente de grano k_n (o Rugosidad de Nikuradse o rugosidad del fondo). Experimentalmente verificó los siguientes puntos:

- Flujos moderadamente turbulentos para $\frac{u_* k_n}{\nu} \leq 5$. La rugosidad del fondo es mucho mas pequeña que el grosor de la subcapa viscosa. Por lo tanto, la rugosidad del fondo no afectará la distribución de velocidades.
- Flujos altamente turbulentos para $\frac{u_* k_n}{\nu} \geq 70$. La rugosidad del fondo es tan grande que produce vórtices turbulentos cerca del fondo, por lo que no existe una subcapa viscosa y la velocidad del flujo no depende de la viscosidad.
- Flujos de transición para $5 \leq \frac{u_* k_n}{\nu} \leq 70$. La distribución de velocidades se ve afectada por la rugosidad del fondo y por la viscosidad.

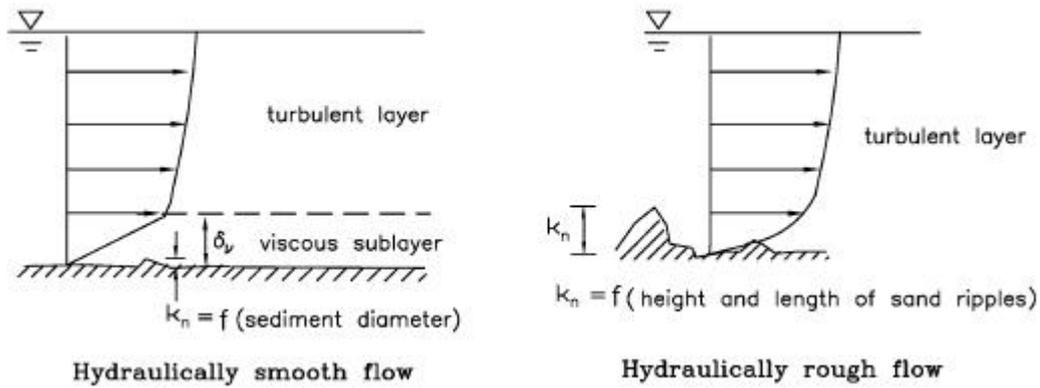


Figura 3.8.- Clasificación ingenieril de las distintas regiones del flujo (Liu, 2001). Nota: el grosor de las capas no está a escala.

En la capa turbulenta, las tensiones de corte se deben exclusivamente a la aportación de las tensiones de corte turbulentas τ_t (figura 3.9), donde las tensiones de corte totales se incrementan linealmente con la profundidad, es decir:

$$\tau_t(z) = \tau_b \left(1 - \frac{z}{h}\right) \quad [3.14]$$

De acuerdo con la teoría de la longitud de mezcla de Prandtl:

$$\tau_t = \rho l^2 \left(\frac{du}{dz}\right)^2 \quad [3.15]$$

y suponiendo que la longitud de mezcla es:

$$l = kz \left(1 - \frac{z}{h}\right)^{0.5} \quad [3.16]$$

donde k es la constante de von Karman ($k = 0.4$), podemos obtener:

$$\frac{du}{dz} = \frac{\sqrt{\tau_b}}{kz} = \frac{u_*}{kz} \quad [3.17]$$

Integrando la expresión anterior se obtiene el perfil de velocidades, cuya forma es logarítmica:

$$u(z) = \frac{u_*}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad [3.18]$$

donde el significado físico de la constante de integración z_0 es la elevación correspondiente a un valor nulo de velocidad, es decir, donde $u|_{z=z_0} = 0$, que según Nikuradse (1933) tiene los siguientes valores:

$$z_0 = \begin{cases} \frac{v}{9u_*} & \text{para flujos moderadamente turbulentos} \quad \left[\left(\frac{u_* k_n}{v} \right) \leq 5 \right] \\ \frac{k_n}{30} & \text{para flujos altamente turbulentos} \quad \left[\left(\frac{u_* k_n}{v} \right) \geq 70 \right] \\ \frac{v}{9u_*} + \frac{k_n}{30} & \text{para flujos de transición} \quad \left[5 < \left(\frac{u_* k_n}{v} \right) < 70 \right] \end{cases} \quad [3.19]$$

donde k_n es la rugosidad de equivalente de grano de Nikuradse. Es interesante notar que la velocidad de corte, que por definición no tiene nada que ver con la velocidad del flujo, es la velocidad del flujo a una elevación de $z = z_0 e^k$, es decir:

$$u_{z=z_0 e^k} = u_* \quad [3.20]$$

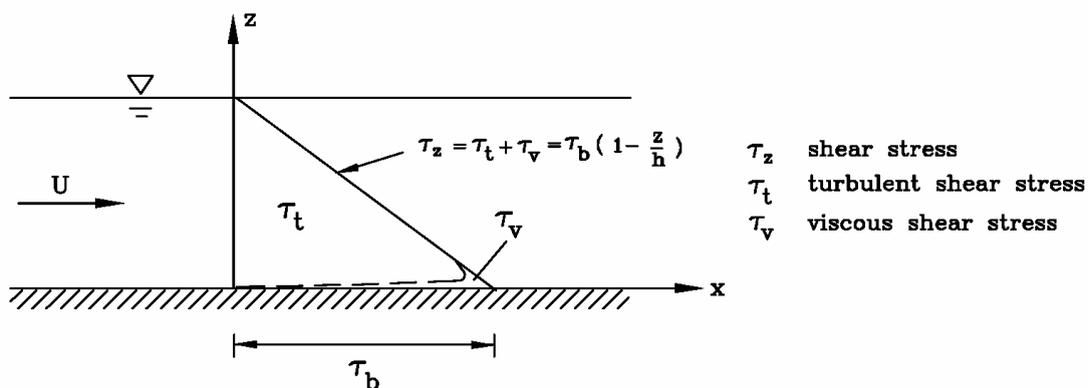


Figura 3.9.- Distribución de las componentes de las tensiones de corte en el fondo.

En los estudios relacionados con la cuantificación del transporte de sedimentos, es importante notar que la velocidad de corte, además de estar relacionada con la τ_b y la

fricción del flujo con el fondo, es la velocidad del flujo muy cerca del fondo (figura 3.10).

Por otra parte, en el caso de los flujos moderadamente turbulentos existe la subcapa viscosa. La tensión de corte viscosa es constante en esta capa e igual a las tensiones de corte en el fondo, es decir:

$$\tau_v = \rho \nu \frac{du}{dz} = \tau_b \quad [3.21]$$

Aplicando la definición que $u|_{z=0} = 0$ e integrando con respecto de z , se obtiene:

$$u(z) = \frac{\left(\frac{\tau_b}{\rho}\right)}{\nu} z = \frac{u_*^2}{\nu} z \quad [3.22]$$

lo que significa que el perfil de velocidades dentro de la subcapa viscosa es lineal. Esta distribución lineal de velocidades se intersecta con el perfil logarítmico de velocidades a una elevación de $z = 11.6(\nu/u_*)$. Estos perfiles de velocidades se muestran en la figura 3.10 con una descripción detallada de la velocidad del fluido cerca del fondo.

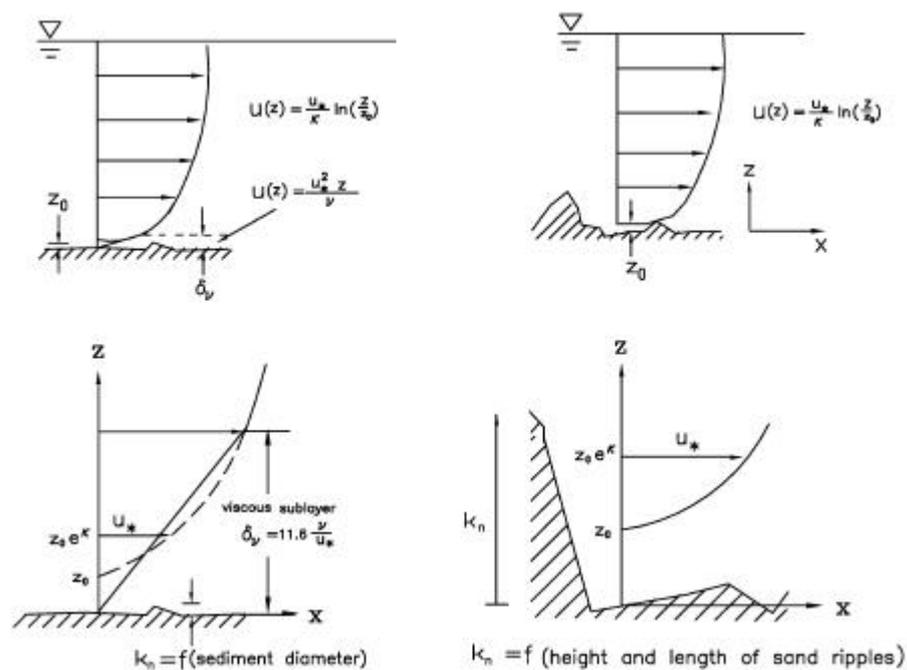


Figura 3.10.- Perfil de velocidades en flujos moderadamente y altamente turbulentos (Liu, 2001).

3.6.1.- Perfil de velocidades y rugosidad del fondo

Una corriente fluyendo sobre el fondo del mar experimenta una fricción con el fondo, lo que provoca la generación de una capa límite turbulenta, que en este caso puede ser del orden de varios metros de grosor. En aguas someras, la capa límite puede ocupar la totalidad de la profundidad, mientras que en aguas profundas, la capa límite puede ocupar tan solo la parte mas profunda de la columna de agua, por debajo de una capa donde la corriente no se ve afectada por la presencia del fondo. Dentro de la capa límite, la velocidad de la corriente se incrementa desde cero (su valor en el fondo) a un máximo en o cerca de la superficie del agua (perfil de velocidades), donde el mayor gradiente de velocidades se encuentra precisamente en las cercanías del fondo.

Debido a que la forma mas común de definir la velocidad de la corriente es su valor verticalmente integrado \bar{U} , se puede relacionar esta velocidad con el perfil de velocidades mediante su definición $\bar{U} = \frac{1}{h} \int_0^h u(z) dz$, donde \bar{U} es la velocidad de la corriente verticalmente integrada, h es la profundidad y $u(z)$ es la velocidad de la corriente a una cierta elevación sobre el fondo z . Cabe mencionar que si el perfil de velocidades tiende a cero a una profundidad $z = z_0$ (por ejemplo, para un perfil logarítmico de velocidades), el límite inferior de esta integral debe ser cambiado de 0 a z_0 .

En comparación con el flujo oscilatorio del oleaje, una corriente puede considerarse como un flujo razonablemente estacionario. Si la tensión del fondo debida a las corrientes es τ_c , el perfil de la velocidad de la corriente puede expresarse como:

$$u(z) = \frac{u_{*c}}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad [3.23]$$

donde $u_{*c} = \sqrt{\tau_{bc}/\rho}$ es la velocidad de corte de la corriente. Por lo tanto, suponiendo un flujo estacionario no estratificado sobre un fondo horizontal (que puede tener *ripples*), la velocidad de la corriente u varía con la altura sobre el fondo (z) en forma logarítmica. Esta ecuación es un perfil logarítmico clásico de velocidades donde la constante de integración (que representa una escala de longitud y es totalmente arbitraria) se expresa en términos z_0 , que es el valor de z en el cual el perfil logarítmico de velocidades predice una velocidad igual a cero. Resulta curioso que esta condición de fricción no se encuentre en $z = 0$, que es donde se localiza el contorno sólido.

Para un fondo no rugoso, esta condición tiene una posición bien definida, que es el propio contorno, es decir, $z_0 = z = 0$. Para este tipo de fondo, la viscosidad turbulenta (ecuación [3.12]) se hace mas pequeña que la viscosidad molecular ν para valores de $z < (\nu/(ku_*))$. Por lo tanto, el flujo en las inmediaciones del contorno, concretamente en la subcapa viscosa, es laminar y no turbulento. Para un contorno rugoso, la localización del contorno no es un valor único de z , por lo que fijar el valor $z = 0$, puede ser una definición un tanto ambigua de la posición "teórica" del fondo, ya que algunas

partes estarán localizadas en $z > 0$ y otras en $z < 0$. Por lo tanto, la aplicación de la ecuación [3.23] en las inmediaciones de un fondo sólido es únicamente una formalidad, y por lo tanto, la predicción de $u_c = 0$ en $z = z_0$ no tiene significado físico.

El rango de posiciones (alturas) sobre el fondo para las cuales la ecuación [3.23] es válida (lejos de estructuras costeras y fuera de la zona de rompientes) es desde unos cuantos centímetros por encima del fondo hasta una altura aproximada del 20 al 30% de la columna de agua (es decir, aproximadamente a $z = 2$ a 3 m en aguas someras o $z = 20$ a 30 m en aguas profundas). Soulsby (1990) propone una ecuación para describir el perfil de velocidades de una corriente de marea (que puede considerarse razonablemente estacionaria):

$$u(z) = \frac{\bar{U} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right)}{\ln\left(\frac{\delta}{2z_0}\right) - \frac{\delta}{2h}} \quad \text{para } z_0 < z < 0.5\delta$$

[3.24]a, b

$$u(z) = \frac{\bar{U} \ln\left(\frac{z}{2z_0}\right)}{\ln\left(\frac{\delta}{2z_0}\right) - \frac{\delta}{2h}} \quad \text{para } 0.5\delta < z < h$$

donde \bar{U} es la velocidad verticalmente integrada, h es la profundidad del agua y δ es el grosor de la capa límite. La ecuación [3.24]b es compatible con la ecuación [3.23] cerca del fondo.

Alternativamente a estas ecuaciones, se puede encontrar el perfil de velocidades de las corrientes de marea mediante las siguientes fórmulas empíricas:

$$U(z) = \left(\frac{z}{0.32h}\right)^{\frac{1}{7}} \bar{U} \quad \text{para } z_0 < z < 0.5\delta$$

[3.25]a, b

$$U(z) = 1.07\bar{U} \quad \text{para } 0.5\delta < z < h$$

La rugosidad del fondo k_n , conocida también como la rugosidad equivalente de arena de Nikuradse es una forma de medir la escala o longitud de la rugosidad del fondo.

En realidad la única situación donde se puede obtener directamente la rugosidad del fondo es aquella donde este consista de esferas uniformes, donde $k_s =$ diámetro de la esfera. Pero en la naturaleza, los fondos están compuestos de granos con distintos tamaños (irregulares) y rara vez son planos, con formas geométricas como *ripples* o

dunas que aparecerán dependiendo del tamaño del grano y de las características del flujo. En este caso, la rugosidad del fondo puede obtenerse indirectamente a partir de la medida de las velocidades, realizando un ajuste logarítmico del perfil de velocidades por mínimos cuadrados para obtener la velocidad de corte u_* , utilizando $k_s = 30 z_0$ (ecuación [3.19]) y $\tau_b = \rho u_*^2$. Madsen (1993) propone una pequeña simplificación del criterio del régimen del flujo, considerando únicamente flujos moderadamente turbulentos para valores de $k_n (u_* / \nu) \leq 3.3 \rightarrow z_0 = (\nu / 9u_*)$ y flujos altamente turbulentos para valores de $k_n (u_* / \nu) \geq 3.3 \rightarrow z_0 = (k_n / 30)$.

La suposición del perfil logarítmico de velocidades sugiere que la velocidad máxima ocurre en la superficie del flujo. No obstante, es común que las velocidades medidas indiquen que el máximo se encuentra a una cierta distancia de la superficie, debido a la fricción de la superficie con el aire. De hecho, el perfil de velocidades logarítmico se desarrolla básicamente para la capa turbulenta (logarítmica) cerca del fondo. Por lo tanto, para la determinación de las tensiones de corte en el fondo (τ_b) y de la rugosidad equivalente de Nikuradse (k_n) a partir de las velocidades deben realizarse preferentemente con medidas realizadas a una elevación de $k_n < z < 0.2 h$.

Por otra parte, Christoffersen & Jons son (1985) proponen una expresión de ajuste entre la viscosidad cinemática del agua, el número de Reynolds del Sedimento $Re_s = (u_* k_n / \nu)$ y la escala (longitud) de la rugosidad del fondo z_0 :

$$z_0 = \frac{k_n}{30} \left[1 - \exp\left(-\frac{u_* k_n}{27\nu}\right) \right] + \frac{\nu}{9u_*} \quad [3.26]a$$

Anteriormente, Colebrook & White (1937) propusieron una versión simplificada de la expresión anterior:

$$z_0 = \frac{k_n}{30} + \frac{\nu}{9u_*} \quad [3.26]b$$

que para un flujo altamente turbulento (para $\frac{u_* k_n}{\nu} > 70$), la expresión de Colebrook & White (1937) se reduce a una forma idéntica a las ecuaciones [3.19]:

$$z_0 = \frac{k_n}{30} \quad [3.26]c$$

mientras que si el flujo es moderadamente turbulento, (para $\frac{u_* k_n}{\nu} < 5$), la expresión de Colebrook & White (1937) se reduce a:

$$z_0 = \frac{v}{9u_*} \quad [3.26]d$$

Si el flujo se encuentra en transición, se debe usar la expresión completa.

Aún cuando las características propias de los materiales (potencialmente distintos) que componen el fondo pueden provocar que el régimen del flujo sea distinto (fondos de sedimentos finos o muy finos están asociadas a flujos suaves o de transición, mientras que las arenas gruesas y las gravas están asociados a flujos hidrodinámicamente más intensos), es común considerar todos los flujos sobre arenas como hidrodinámicamente intensos ya que es matemáticamente más simple realizar los cálculos. Las aproximaciones de la expresión de Colebrook & White (1937) conllevan un error de menos del 10% en los cálculos de u_* en la región posterior al umbral del movimiento para granos mayores a 60 μm (Soulsby, 1997).

Se han propuesto una gran cantidad de expresiones para la escala de rugosidad z_0 para un lecho de arena sin *ripples* en términos de la rugosidad de Nikuradse k_n y en función de la distribución granulométrica del sedimento (Sleath, 1984, Van Rijn, 1993, etc.) aunque quizás la más frecuente sea en función del diámetro medio del sedimento:

$$k_n = 2.5d_{50} \quad [3.27]$$

Es interesante notar que, aún cuando hay una discrepancia importante entre las distintas alternativas para el cálculo de k_n , y por lo tanto, del cálculo de las tensiones de corte, la incertidumbre será menor, ya que éstas dependen logarítmicamente de k_n .

Combinando las ecuaciones [3.26]c y [3.27], se obtiene una relación directa de z_0 con el tamaño del sedimento para flujos hidrodinámicamente intensos:

$$z_0 = \frac{d_{50}}{12} \quad [3.28]$$

Madsen (1993) sostiene que para flujos turbulentos sobre un fondo plano consistente en material granular, se suele tomar $k_n = d_{50}$ = tamaño de grano del sedimento del fondo. En cambio, para un flujo sobre un fondo irregular con elementos rugosos (por ejemplo, los *ripples*) el valor $k_n = 30 z_0$ se refiere a la rugosidad equivalente de los granos de arena de Nikuradse, donde z_0 se obtiene extrapolando el perfil logarítmico de velocidades por encima del fondo hasta un valor de $z = z_0$, donde la velocidad de la corriente $u(z)$ se desvanece.

Mathisen (1993) realizó unos experimentos de laboratorio donde obtuvo un perfil de velocidades de una corriente fluyendo sobre un fondo con barras triangulares de 1.5 cm

de altura y con una separación de 10 cm (mostrado en un gráfico semilogarítmico en la figura 3.11). Sus medidas mostraron que sobre las crestas y en medio de los elementos rugosos, las medidas de velocidades se desviaban de la línea recta prevista por debajo de los primeros 2.5 a 3 cm sobre el fondo y también por encima de ≈ 10 cm. Las desviaciones de las velocidades por encima de los 10 cm. (el perfil no-logarítmico de velocidades) se deben a que el flujo por encima de esta profundidad no se encuentra afectado por la resistencia del flujo con el contorno y la turbulencia de las paredes del canal. La desviación de las velocidades (del perfil logarítmico) cerca del fondo se debe a la propia configuración del fondo, es decir, a la proximidad de los elementos rugosos. Aquí, la velocidad es función de la posición, es decir, el flujo no es uniforme en las inmediaciones de los elementos rugosos.

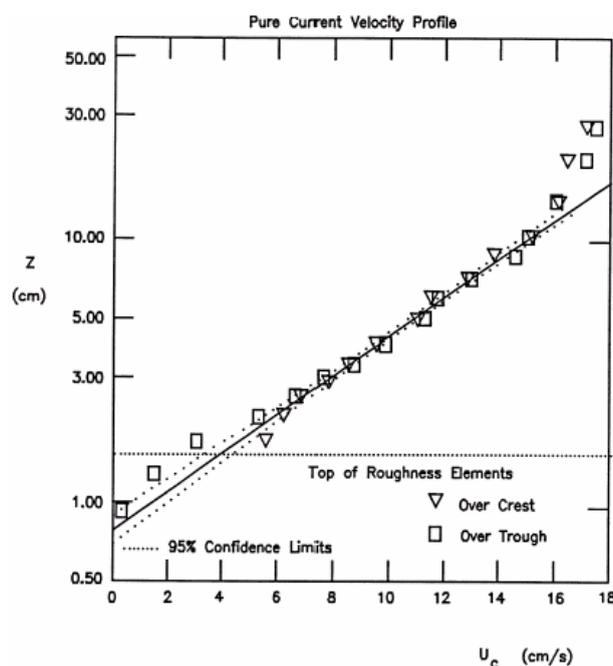


Figura 3.11.- Perfil de velocidades (semi logarítmico) de una corriente fluyendo sobre elementos rugosos bidimensionales (Mathisen, 1993).

El aumento logarítmico de la velocidad (u_c vs. $\log z$) queda bien definido en la región entre $3 \text{ cm} < z < 10 \text{ cm}$. A partir del perfil de velocidades de la corriente de esta región, se puede obtener, por extrapolación a $u(z) = 0$, el valor de $z = z_0 \approx 0.7 \text{ cm}$ o $k_n = 30 z_0 \approx 21 \text{ cm}$ (debido a que el flujo es altamente turbulento). Este ejemplo muestra claramente que k_n , la rugosidad equivalente de Nikuradse, es función de la configuración de la rugosidad del fondo, y no necesariamente refleja la escala física de las formas del fondo. Así, en los experimentos realizados por Mathisen (1993), donde la escala de rugosidad (la altura de las barras triangulares) de 1.5 cm, resultó en una rugosidad equivalente de Nikuradse de 21 cm. Este mayor valor de k_n está asociado a una mayor resistencia del flujo producido por las barras triangulares.

3.6.2.- Fuerzas del flujo sobre el sedimento

3.6.2.1.- Fuerzas de arrastre y sustentación

La tensión de corte en el fondo (o la fricción con el fondo) es la fuerza de fricción por unidad de área que ejerce una corriente al fluir. Por lo tanto, para los cálculos del transporte de sedimentos es de particular importancia su evaluación, ya que representa la fuerza inducida por el flujo sobre los granos de arena del fondo (aunque generalmente es más conveniente expresar la tensión de corte en el fondo asociada con el flujo en la capa límite en términos de la fricción de la corriente con el fondo a través de un factor de fricción f_c). Suponiendo que no hay formas geométricas del fondo y que el transporte de sedimento no es muy intenso, es razonable suponer que las tensiones de corte totales serán únicamente debidas a las provocadas por la fricción entre el fluido y el fondo. No obstante, considerando un fluido real moviéndose alrededor de un cuerpo sólido, el flujo ejerce una fuerza de arrastre sobre dicho cuerpo (figura 3.12).

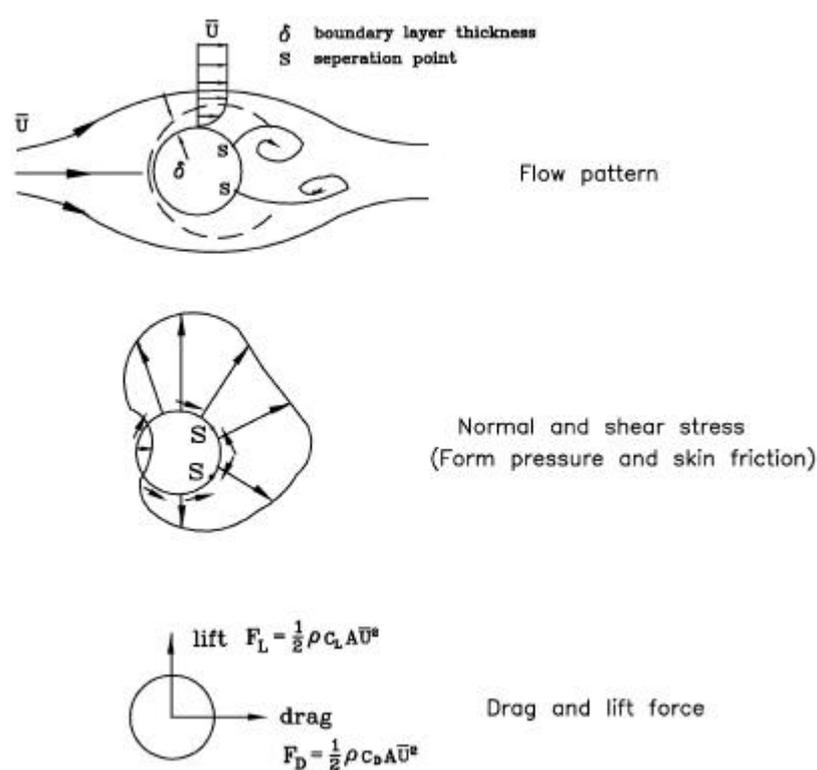


Figura 3.12.- Fuerzas de arrastre y sustentación ejercidas por el flujo sobre un cuerpo sólido (Liu, 2001).

La fuerza de arrastre se compone de la fricción de arrastre y de la fricción de la forma geométrica. La componente de la fricción de arrastre tiene su origen en la proyección de la fuerza de fricción en la dirección del flujo, mientras que la componente de la fricción de la forma geométrica tiene su origen en la proyección de la presión ejercida por el flujo sobre las formas (irregularidades) geométricas del cuerpo (sobre la misma dirección del flujo). Esta fuerza de arrastre total se puede escribir como:

$$F_D = \frac{1}{2} \rho C_D A \bar{U}^2 \quad [3.29]$$

Por su parte, la componente de sustentación se puede expresar de la misma manera:

$$F_L = \frac{1}{2} \rho C_L A \bar{U}^2 \quad [3.30]$$

donde \bar{U} es la velocidad media del flujo, A es el área proyectada del cuerpo al plano perpendicular a la dirección del flujo y C_D y C_L son los coeficientes de arrastre y sustentación, que dependen de la forma y de la rugosidad de la superficie del cuerpo en cuestión y del número de Reynolds, todos ellos, por lo regular, determinados experimentalmente.

3.6.2.2.- Coeficiente de fricción

El esquema de definición del coeficiente de fricción del flujo sobre los granos de arena depositados en el fondo se muestra en la figura 3.13.

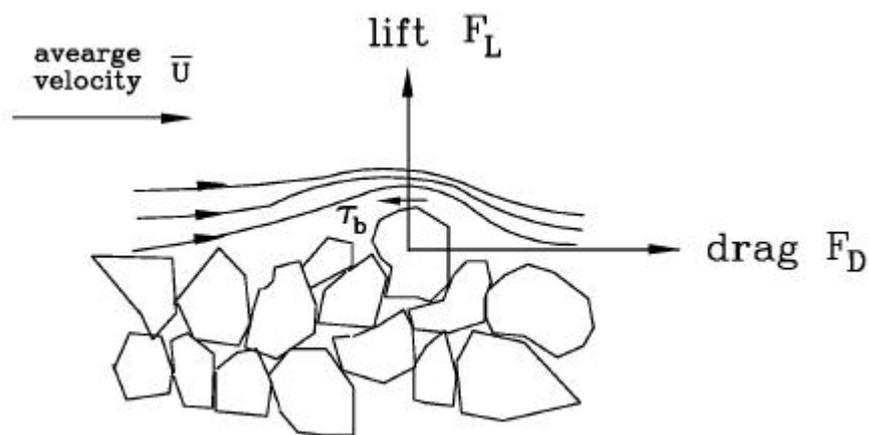


Figura 3.13.- Fuerzas del fluido actuando sobre los granos del fondo (Liu, 2001).

La fuerza de arrastre del flujo sobre el grano se puede expresar como:

$$F_D = \frac{1}{2} \rho C_D A (\alpha \bar{U})^2 \quad [3.31]$$

donde α es un término que se incluye debido a que la velocidad del fluido sobre el grano se desconoce, aunque es razonable suponer que es función de la velocidad media del flujo y de otros parámetros. De la misma manera se puede suponer que los granos ejercen una fuerza de resistencia F_D sobre el flujo. Considerando que el área del grano proyectada en el plano horizontal es A' , entonces las tensiones de corte en el fondo se pueden expresar como:

$$\tau_{bc} = \frac{F_D}{A'} = \frac{1}{2} \rho \left(C_D \alpha^2 \frac{A}{A'} \right) \bar{U}^2 = \frac{1}{2} f_c \rho \bar{U}^2 \quad [3.32]$$

donde f_c es el coeficiente (adimensional) de fricción del fondo. Ésta expresión de τ_{bc} también se puede expresar en términos de una cierta velocidad conocida u_c a un cierto nivel de referencia z_r , que indica que el factor de fricción de la corriente f_c es función del nivel de referencia, $z = z_r$, en el cual se define un valor para la velocidad de la corriente (Madsen, 1993).

$$\tau_{bc} = \frac{1}{2} f_c \rho (u_c(z_r))^2 \quad [3.33]$$

Combinando las ecuaciones [3.13] y [3.32], se obtiene el valor de las tensiones de corte debidas a las corrientes, que también se pueden expresar en términos del factor de fricción f_c y la velocidad media:

$$u_{*c} = \sqrt{\frac{\tau_{bc}}{\rho}} = \sqrt{\left(\frac{f_c}{2}\right)} \bar{U} \quad [3.34]$$

o de la velocidad a un cierto nivel de referencia $u_c(z_r)$:

$$u_{*c} = \sqrt{\left(\frac{f_c}{2}\right)} u_c(z_r) \quad [3.35]$$

Introduciendo esta última expresión en la ecuación [3.23], con $z = z_r$ y $k = 0.4$, se obtiene una ecuación para el factor de fricción de la corriente en términos de la elevación del nivel de referencia y la escala de rugosidad del fondo:

$$\frac{1}{4\sqrt{f_c}} \approx \log_{10} \frac{z_r}{z_0} \quad [3.36]$$

En flujos altamente turbulentos (donde se ha definido que $z_0 = k_n/30$), la ecuación [3.36] es una ecuación explícita para f_c en términos de la rugosidad relativa z_r/k_n . En flujos moderadamente turbulentos (donde se ha definido que $z_0 = \nu/9u_{*c}$), a partir de la ecuación [3.36] se deriva una ecuación implícita para f_c (Madsen 1993):

$$\frac{1}{4\sqrt{f_c}} + \log_{10} \left(\frac{1}{4\sqrt{f_c}} \right) = \log_{10} \frac{z_r u_c(z_r)}{\nu} + 0.20 \quad [3.37]$$

que muestra que cuando el flujo es moderadamente turbulento, el factor de fricción de la corriente f_c depende del número de Reynolds ($z_r u_c/\nu$).

Para la determinación del factor de fricción de una corriente definida por su velocidad $u_c(z_r)$ y una cierta rugosidad del fondo k_n , se puede suponer en primera instancia, que el flujo es altamente turbulento (como sucede en la mayor parte de los casos en la naturaleza), por lo que $z_0 = k_n/30$. Con esta suposición, se puede obtener fácilmente el factor de fricción de las corrientes f_c a partir de la ecuación [3.36] y u_{*c} de la ecuación [3.34]. Evaluando el régimen del flujo, si se confirma que $k_n u_{*c}/\nu > 3.3$, entonces el flujo es efectivamente altamente turbulento. Sin embargo, si $k_n u_{*c}/\nu < 3.3$, entonces el flujo es moderadamente turbulento, y se puede proceder de dos maneras. En primer lugar se puede resolver la ecuación implícita para f_c , (ecuación [3.37], de la misma manera que se determina la ecuación de fricción del oleaje (como se verá mas adelante), cuya forma es muy similar a la de f_c).

La segunda opción es un proceso iterativo para determinar $z_0 = \nu/9u_{*c}$, donde (en principio y suponiendo un flujo altamente turbulento) se obtiene u_{*c} , y con este valor de z_0 se resuelven las ecuaciones [3.36] y [3.34] para obtener un nuevo valor de u_{*c} . Este u_{*c} se puede usar de nuevo para recalcular $z_0 = \nu/9u_{*c}$ y así continuar con un proceso iterativo, en el cual, es de esperar que la convergencia sea rápida, ya que z_0 es parte del argumento de un logaritmo.

3.6.2.3.- Coeficiente de Chézy

Por otra parte, las tensiones de corte en el fondo se pueden relacionar con la velocidad de la corriente verticalmente integrada \bar{U} a través de un coeficiente de arrastre C_D por medio de una ley de fricción cuadrática:

$$\tau_{bc} = \rho C_D \bar{U}^2 \quad [3.38]$$

donde el coeficiente de arrastre puede expresarse de distintas formas, incluyendo el coeficiente de Darcy-Weisbach (f) el coeficiente de Chézy (C), o el coeficiente de Manning (n), que aplicados al agua de mar, se pueden relacionar matemáticamente de la manera siguiente:

$$C_D = \frac{f}{8} = \frac{g}{C^2} = \frac{gn^2}{h^{\frac{1}{3}}} \quad [3.39]$$

El coeficiente de Chézy se planteó originalmente como un coeficiente empírico para la velocidad media en un flujo uniforme en un canal:

$$\bar{U} = C\sqrt{RS} \quad [3.40]$$

donde R es el radio hidráulico, es decir el área de la sección transversal dividida por el parámetro mojado, S es la pendiente del fondo y C es el coeficiente empírico llamado coeficiente de Chézy (que en principio es constante) y para el cual se han propuesto varias fórmulas. Una de las formas en la que es posible obtener la expresión teórica del coeficiente de Chézy es a partir del perfil logarítmico de velocidades. Considerando que en el caso de flujos en canales, la velocidad de corte se expresa como:

$$u_* = \sqrt{gRS} \quad [3.41]$$

Entonces, combinando ambas ecuaciones ([3.40] y [3.41]), se obtiene una expresión para el coeficiente de Chézy en función de la velocidad media y la velocidad de corte:

$$C = \frac{\bar{U}}{u_*} \sqrt{g} \quad [3.42]$$

Ya que la velocidad media se puede obtener a partir de integración del perfil logarítmico de velocidades, es decir:

$$\begin{aligned} \bar{U} &= \frac{1}{h} \int_{z_0}^h u(z) dz = \frac{u_*}{kh} \int_{z_0}^h \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) dz \\ &\Rightarrow \frac{u_*}{k} \left(\ln\left(\frac{h}{z_0}\right) - 1 + \frac{z_0}{h} \right) \approx \boxed{\frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{h}{z_0 e}\right)} \end{aligned} \quad [3.43]$$

e insertando la ecuación [3.43] en la ecuación [3.42], y utilizando la expresión de z_0 y convirtiendo el logaritmo natural en logaritmo en base 10, se obtiene:

$$C = \frac{\sqrt{g}}{k} \ln \left(\frac{h}{z_0 e} \right) \approx \begin{cases} 18 \log \left(\frac{12h}{3.3 \frac{v}{u_*}} \right) & \text{flujos hidráulicamente suaves} \quad \left(\frac{u_* k_n}{v} \right) \leq 5 \\ 18 \log \left(\frac{12h}{k_n} \right) & \text{flujos hidráulicamente fuertes} \quad \left(\frac{u_* k_n}{v} \right) \geq 70 \end{cases} \quad [3.44]$$

de donde se desprende que C tiene unidades de $\left[\frac{\sqrt{m}}{s} \right]$.

Igualando el coeficiente de Chézy (ecuaciones [3.42] y [3.44]) con el factor de fricción de la corriente (ecuación [3.34]), ambos en términos de la velocidad de fricción u_* , se obtiene una expresión para el factor de fricción en función del coeficiente de Chézy:

$$f_c = \frac{2g}{C^2} = \begin{cases} \frac{0.06}{\left(\log \left(\frac{12h}{3.3 \frac{v}{u_*}} \right) \right)^2} & \text{flujos hidráulicamente suaves} \quad \left(\frac{u_* k_n}{v} \right) \leq 5 \\ \frac{0.06}{\left(\log \left(\frac{12h}{k_n} \right) \right)^2} & \text{flujos hidráulicamente intensos} \quad \left(\frac{u_* k_n}{v} \right) \geq 70 \end{cases} \quad [3.45]$$

De esta manera, (al igual que con el coeficiente de Chézy), se puede calcular el coeficiente de fricción (ecuación [3.45]) a partir de conocer la velocidad media y obtener así la tensión de corte en el fondo (ecuación [3.32]). Cabe recalcar que, debido a que el coeficiente de fricción f_c es adimensional, por lo regular se prefiere su uso sobre el coeficiente de Chézy.

Así, conociendo la velocidad media (ecuación [3.43]), que generalmente es el caso y las características del fondo (por ejemplo, el tamaño medio de grano y/o la altura estimada de *ripples* presentes), se puede obtener el coeficiente de Chézy (ecuación [3.44]), la velocidad de corte en el fondo a partir de este coeficiente (ecuación [3.42]) y la tensión de corte en el fondo (ecuación [3.13]).

Así, el término de fricción C_D depende entonces de la escala de rugosidad del lecho z_0 y de la profundidad del agua h . Una manera simple de establecer esta dependencia es mediante una ley potencial (Soulsby, 1997):

$$C_D = \alpha \left(\frac{z_0}{h} \right)^\beta \quad [3.46]$$

donde C_D es el coeficiente de fricción involucrado en las ecuaciones [3.38] y [3.39] y α y β son coeficientes para los que existen diversas expresiones:

Manning – Strickler (Soulsby, 1997): $\alpha = 0.0474$ y $\beta = 1/3$

Dawson *et al.*, (1983): $\alpha = 0.0190$ y $\beta = 0.208$

Mediante el ajuste de datos experimentales de $\frac{u_*}{U}$ contra $\frac{d_{50}}{h}$ se obtiene la siguiente expresión:

$$\frac{u_*}{U} = \frac{1}{7} \left(\frac{d_{50}}{h} \right)^{\frac{1}{7}} \quad [3.47]$$

Sustituyendo la ecuación [3.28] ($z_0 = d_{50} / 12$) en la ecuación [3.47] se obtienen valores de $\alpha = 0.0415$ y $\beta = 2/7$ en la ecuación [3.46]. Estos valores son recomendados (Soulsby, 1997) para calcular las tensiones de corte debidas a la fricción con el sedimento en lugar de los recomendados por Manning – Strickler (Soulsby, 1997) y Dawson *et al.* (1983) que fueron derivados para otros propósitos. La ecuación [3.47] es compatible con la ecuación para el perfil de velocidades para una corriente dada en la ecuación [3.25]. Igualando las ecuaciones [3.25] y [3.47] se obtiene una ecuación para la velocidad de corte a partir de la velocidad medida $u(z)$ a una altura z cerca del fondo:

$$u_* = 0.121 \left(\frac{d_{50}}{z} \right)^{\frac{1}{7}} u(z) \quad [3.48]$$

Alternativamente, para evaluar el factor de fricción se puede utilizar la siguiente ecuación:

$$C_D = \left[\frac{k}{B + \ln \left(\frac{z_0}{h} \right)} \right]^2 \quad [3.49]$$

Por lo general, se acepta que el perfil logarítmico de velocidades (ecuación [3.23]) se mantiene en la columna de agua, con lo cual los factores de la ecuación [3.49] serán k

(constante de von Karman) = 0.4 y $B = 1$, dando lugar a una ecuación ampliamente utilizada del coeficiente de arrastre:

$$C_D = \left[\frac{0.40}{1 + \ln\left(\frac{z_0}{h}\right)} \right] \quad [3.50]$$

En aguas profundas, el perfil de velocidades en la columna de agua se obtiene con la ecuación [3.24] y el coeficiente de arrastre con la ecuación [3.49] donde k es la constante de Von Karman ($k = 0.4$) y $B = (\delta/2h) - \ln(\delta/2h)$.

El método escogido depende del tipo de aplicación. La forma logarítmica (ecuación [3.49]) es la que tiene la justificación física más fuerte, sin embargo la forma de ley potencial es por lo regular más conveniente para cualquier manipulación matemática, y está mas o menos bien apoyada por datos. En caso de no tener información disponible, o de ser necesaria solo una estimación aproximada, se sugiere un valor del coeficiente de arrastre de $C_D = 0.0025$ (Soulsby, 1997).

Debido a que las corrientes pueden tener una variación vertical compleja, además de no ser estacionarias, y a que las tensiones de corte en el fondo están mas relacionadas con la corriente cerca del fondo, se puede relacionar τ_0 (de la ecuación [3.38]) con la velocidad de la corriente a 1 m (U_{100}) y un coeficiente de arrastre $C_{100} > C_D$, cuyos valores dependerán del tipo de fondo (tabla 3.4).

$$\tau_b = \rho C_{100} U_{100}^2 \quad [3.51]$$

3.6.2.4.- Tensiones de corte totales asociadas a una corriente

La mayor parte de las veces, el lecho sobre el cual fluye una corriente no es plano, sino que tendrá formas geométricas, como dunas, *ripples*, etc., que es el caso más común fuera de la zona de rompientes. Es evidente que la resistencia que pueda experimentar el flujo con el fondo, dependerá de la geometría del mismo. Sobre fondos no planos, (e.g. en presencia de *ripples*) donde el transporte de sedimentos sea limitado, las tensiones de corte totales estarán compuestas por dos contribuciones: la tensión de corte efectiva τ_{bcs} debida a la fricción que actúa directamente sobre los granos individuales, y la tensión de corte de arrastre τ_{bcf} debido al campo de presión que actúa sobre las formas del lecho (figura 3.14), de manera que:

$$\tau_{bc} = \tau_{bcs} + \tau_{bcf} \quad [3.52]$$

En el caso de un fondo plano, $\tau_{bcf} = 0$ y la rugosidad del fondo estaría definida por el tamaño de grano, como $k_s = 2.5 d_{50}$. En este caso, las tensiones de corte efectivas para un flujo hidrodinámicamente intenso estarían dadas por:

$$\tau_{bcs} = \tau_b = \frac{1}{2} \rho f_c \bar{U}^2 = \frac{1}{2} \rho \left(\frac{0.06}{\left(\log \left(\frac{12h}{2.5 d_{50}} \right) \right)^2} \right) \bar{U}^2 \quad [3.53]$$

donde h es la profundidad del agua, \bar{U} es la velocidad media de la corriente y el coeficiente de fricción f_c está dado por la ecuación [3.45]. En el caso de un fondo con *ripples*, la componente τ_{bcs} es la misma (ecuación [3.53]), pero las tensiones de corte totales son mayores debidas a la aportación de la presión ejercida por el flujo sobre las formas del fondo (donde la escala de rugosidad estará dada por la altura de las formas):

$$\tau_b = \frac{1}{2} \rho \left(\frac{0.06}{\left(\log \left(\frac{12h}{\Delta_r} \right) \right)^2} \right) \bar{U}^2 \quad [3.54]$$

donde se asume que la rugosidad del lecho es igual a la altura de los *ripples* Δ_r .

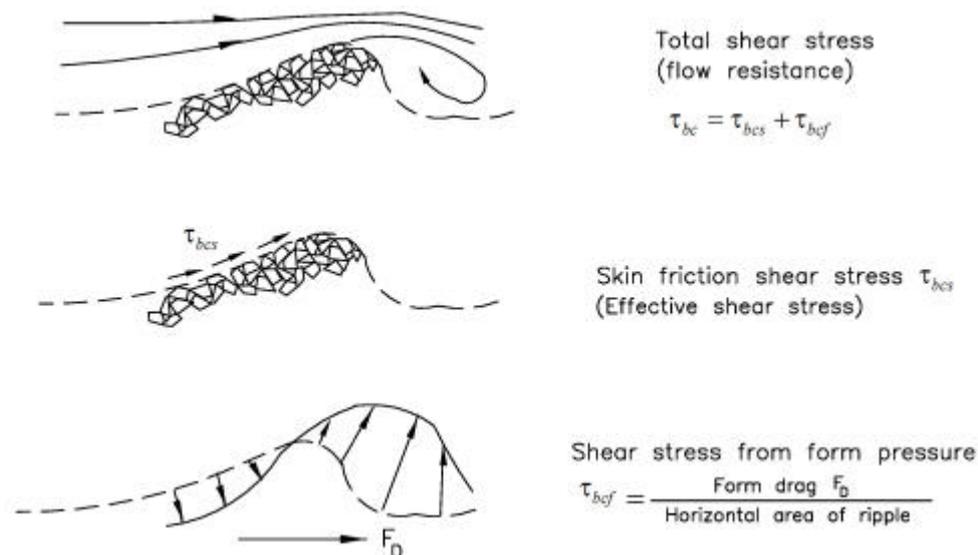


Figura 3.14.- Resistencia al flujo debida a un fondo con *ripples* (Liu, 2001).

La distinción entre τ_{bc} y τ_{bcs} explica el fenómeno de que, la aparición de los *ripples* en el fondo (y por lo tanto, un incremento en τ_b) no necesariamente trae consigo un incremento en el transporte de sedimento por arrastre de fondo (Liu, 2001).

Según Soulsby (1997), la relación entre τ_{bc} / τ_{bcs} es generalmente en el rango de 2 – 10 para un fondo con *ripples*. El mecanismo impulsor del movimiento de los granos de sedimento es τ_{bs} , de manera que es necesario calcular esta componente cuando se quiere determinar el umbral del inicio del movimiento, el transporte por arrastre de fondo, etc.

Sin embargo, en el mar, la componente debida únicamente a la fricción es difícil de calcular cuando hay formas geométricas presentes. Por lo tanto, generalmente las tensiones de corte y velocidad de fricción debida a los granos, se calcula como se describió anteriormente igual que si no hubiera formas geométricas presentes, y así se usa en los cálculos del transporte de sedimento (como si fuera el auténtico valor de la fricción con los granos).

El valor de la tensión de corte total τ_{bc} puede calcularse asignando una longitud de rugosidad total z_0 que incluya tanto las componentes de la fricción con los granos, como del arrastre debido a las formas geométricas (y la componente debida al transporte de sedimento, si es necesario). Estos valores se sustituyen en las ecuaciones descritas anteriormente (ecuaciones [3.46] o [3.50]) para obtener el coeficiente de arrastre total, las tensiones de corte en el fondo y la velocidad de corte. La velocidad de fricción total y la longitud de la rugosidad total se pueden obtener a partir de medidas de campo de los perfiles de velocidad cerca del fondo. Los valores de z_0 y C_{100} (tabla 3.4) dados por Soulsby (1983) pueden usarse para calcular las tensiones de corte totales.

Material del fondo	z_0 (mm)	C_{100}
Lodos	0.2	0.0022
Lodos / Arena	0.7	0.0030
Limos / Arena	0.05	0.0016
Arena (<i>s/ripples</i>)	0.4	0.0026
Arena (<i>c/ripples</i>)	6	0.0061
Arena / Conchas	0.3	0.0024
Arena / Gravas	0.3	0.0024
Lodos / Arenas / Gravas	0.3	0.0024
Gravas	3	0.0047

Tabla 3.4 .- Valores medios de z_0 y C_{100} para distintos materiales del fondo.

A velocidades de flujo altas, cuando se presentan condiciones de *sheet flow* intenso, aparece una tercera componente de la rugosidad, que proviene del intercambio de *momentum* entre el flujo y el sedimento, que se pone en movimiento. Esta componente de la escala de rugosidad debida al transporte de sedimento z_{0t} , está relacionada con la intensidad del transporte, que por su parte, está relacionada con las tensiones de corte asociadas a los granos del sedimento τ_{bcs} . Wilson (1989a) encontró una relación experimental entre τ_{bcs} y z_{0t} :

$$z_{0t} = \frac{5\tau_{bcs}}{30g(\rho_s - \rho)} \quad [3.55]$$

Las tensiones de corte totales pueden calcularse obteniendo primero la longitud de rugosidad total z_0 sumando las componentes relacionadas al sedimento, a las formas geométricas del fondo y al transporte de sedimento:

$$z_0 = z_{0s} + z_{0f} + z_{0t} \quad [3.56]$$

(donde z_{0s} está dado en la ecuación [3.28], z_{0t} por la ecuación [3.55] y $z_{0f} = a_r (\Delta_r^2 / \lambda_r)$ donde a_r es un coeficiente del orden de 1, aunque puede estar entre 0.3 y 3; Δ_r y λ_r son la altura y longitud del *ripple* respectivamente).

Debe hacerse hincapié en que, debido a la naturaleza no lineal de las ecuaciones, el valor de τ_b obtenido a partir de calcular z_0 (ecuación [3.56]) y luego la ecuación [3.50] será diferente del valor obtenido calculando por separado las tres componentes las tensiones de corte, τ_{bcs} , τ_{bcf} y τ_{bct} usando la ecuación [3.50] para obtener, z_{0s} , z_{0f} y z_{0t} y posteriormente sumarlos. El primer procedimiento es el correcto.

3.7.- Oleaje

Los efectos de fricción del flujo asociado al oleaje con el fondo producen una capa límite oscilatoria dentro de la cual, la magnitud de la velocidad orbital se incrementa rápidamente con la altura, desde cero en el lecho hasta el valor u_w en el borde exterior de la capa límite. Para un fondo plano y velocidades orbitales relativamente pequeñas, la capa límite puede ser laminar, aunque por lo regular, cuando hay sedimento en movimiento involucrado, la capa límite será turbulenta.

En ausencia de una corriente, la turbulencia se ve confinada dentro de la capa límite, que en el caso del flujo asociado al oleaje es de tan solo unos cuantos milímetros o centímetros de grosor, en contraste con la capa límite de un flujo estacionario que puede ser del orden de varios (hasta decenas) metros. Como consecuencia de esto, se produce una velocidad de corte mucho mayor en la capa límite del oleaje, lo que de hecho provoca que las tensiones de corte en el fondo debidas al flujo oscilatorio del oleaje cerca del fondo sean mucho mayores que las producidas por una corriente estacionaria. Precisamente, al igual que con las corrientes, la propiedad hidrodinámica mas importante del oleaje en el transporte de sedimentos es la tensión de corte en el fondo que produce, que en este caso también es oscilatoria y cuya amplitud es τ_{bwm} .

Debido a la naturaleza oscilatoria de las velocidades orbitales, la capa límite del oleaje será no estacionaria. No obstante, es válido suponer que el grosor de la capa límite δ_w debida al oleaje es lo suficientemente pequeño de tal manera que puede calcularse con teoría lineal. Debido a la naturaleza no estacionaria del flujo oscilatorio, es de esperar que las tensiones de corte en el fondo varíen en el tiempo y por lo tanto, la velocidad de corte sea función del tiempo:

$$u_* = \sqrt{\frac{|\tau_b|}{\rho}} = u_*(t) \quad [3.57]$$

por lo que es complicado aplicar un modelo simple de viscosidad turbulenta, ya que esta viscosidad turbulenta del oleaje es una variable dependiente del tiempo. Sin embargo, el efecto de la dependencia en el tiempo de la viscosidad turbulenta es muy pequeño si se comparan los resultados obtenidos con la aplicación de un modelo simple y no-dependiente en el tiempo, de la viscosidad turbulenta, en donde la velocidad de corte esté determinada por la máxima tensión de corte en el fondo τ_{bwm} durante un ciclo de ola (Towbridge & Madsen, 1984):

$$u_* = u_{*wm} = \sqrt{\frac{|\tau_{bwm}|}{\rho}} \quad [3.58]$$

3.7.1.- Perfil de velocidades del oleaje cerca del fondo

De acuerdo con la teoría lineal (figura 3.15), el desplazamiento del flujo oscilatorio en el fondo está dado por la ecuación:

$$A_{bm} = \frac{H}{2} \frac{1}{\sinh(kh)} \quad [3.59]$$

y la velocidad horizontal de la partícula de agua es:

$$u_b = u_{bwm} \sin(\omega t) \quad [3.60]$$

donde u_{bwm} es la velocidad horizontal máxima:

$$u_{bwm} = \frac{\pi H}{T} \frac{1}{\sinh(kh)} = A_{bm} \omega \quad [3.61]$$

La teoría lineal asume que el fluido es ideal (es decir, no viscoso), de tal manera que hay movimiento de las partículas de agua en el fondo (lo cual no sucede en la realidad).

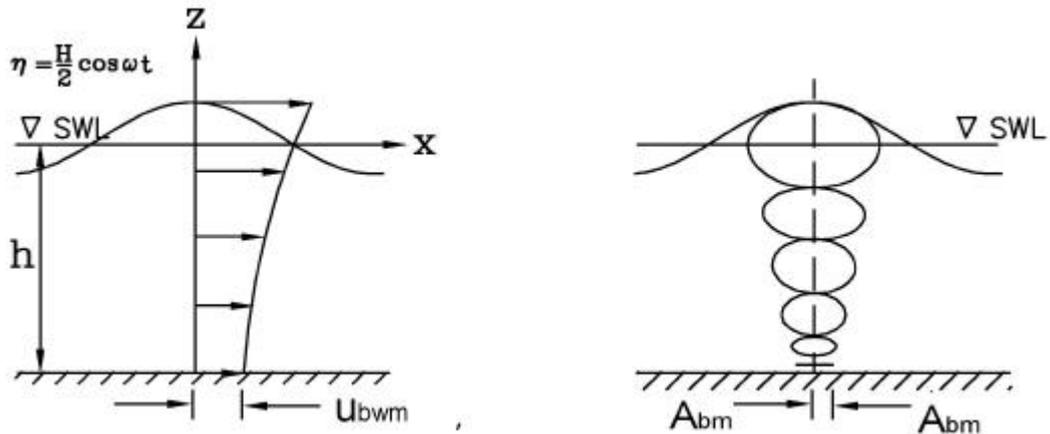


Figura 3.15.- Perfil de velocidades horizontales y flujo oscilatorio predicho por la teoría lineal de oleaje.

En el estudio del transporte de sedimento, el flujo cerca del fondo es de gran interés, por lo que nace el concepto de la capa límite (del oleaje, corrientes e interacción olas-corrientes) en el fondo. El concepto (genérico) de capa límite fue desarrollado por Prandtl (1925), que estableció que para los fluidos que tengan viscosidad, el efecto de la fricción interna en el flujo es apreciable solo en una delgada capa que se genera en las proximidades de los contornos del flujo. En el caso de los ambientes costeros, la capa límite desarrollada bajo la acción del oleaje es de especial interés en los procesos litorales.

Lundgren & Sorensen (1956) comprobaron experimentalmente el desarrollo de la capa límite con un flujo oscilatorio (no realizado con oleaje sino medido en un túnel oscilante, como se muestra en la figura 3.16) donde el agua era impulsada por un pistón cuyo movimiento simula el desplazamiento de las partículas del agua en el fondo del mar predicho por la teoría lineal del oleaje. El flujo en la sección del túnel es horizontal y uniforme. El grosor de la capa límite, aunque pequeño, varía con el tiempo, mientras que fuera de la capa límite, el flujo permanece imperturbado.

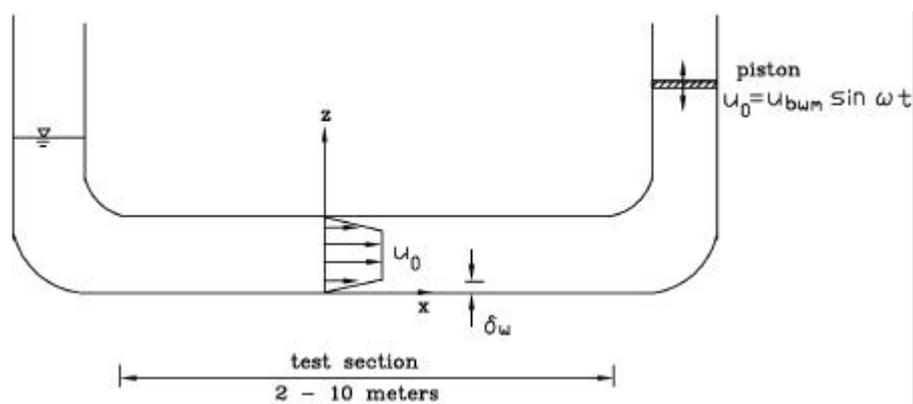


Figura 3.16.- Túnel con flujo oscilante (Lundgren & Sorensen, 1956).

La deducción de la expresión para la capa límite la realizan a partir de las ecuaciones de Navier-Stokes en la dirección horizontal, suponiendo que el flujo en la sección del

túnel es horizontal ($w = 0$) y uniforme ($\partial u / \partial x = 0$), y que fuera de la capa límite se tiene que $u = u_0$ y que $\tau = 0$. Dado que el flujo es laminar, las tensiones de corte se pueden expresar por la ley de Newton de la viscosidad (ecuación [3.3]):

$$\tau = \rho \nu \frac{\partial u}{\partial z}$$

De aquí, se obtiene la ecuación que gobierna el movimiento del fluido dentro del túnel:

$$\frac{\partial(u - u_0)}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad [3.62]$$

Imponiendo las condiciones de contorno:

$$\begin{aligned} u|_{z=0} &= 0 \\ u|_{z=\infty} &= u_{bwm} \sin(\omega t) \end{aligned} \quad [3.63]$$

La solución para la ecuación [3.62] es:

$$u_w(z) = u_{bwm} \sin(\omega t) - u_{bwm} \exp\left(-\frac{z}{\sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}}\right) \sin\left(\omega t - \frac{z}{\sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}}\right) \quad [3.64]$$

El primer término es el de la velocidad horizontal de la partícula de agua (ecuación [3.60]) y el segundo término es una onda amortiguada, que decae rápidamente lejos del fondo, como se puede ver en la figura 3.17. En este caso, las tensiones de corte en el fondo están dadas por:

$$\begin{aligned} \tau_{bw} &= \rho \nu \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=0} = \left(\frac{\rho \nu U_m}{\sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}} \right) (\sin(\omega t) + \cos(\omega t)) \\ &= \tau_{bwm} \sin(\omega t + 45^\circ) \end{aligned} \quad [3.65]$$

donde $\tau_{bwm} = \left(\frac{\rho \nu u_{bwm}}{\sqrt{\frac{\nu}{\omega}}} \right)$.

Ya que la velocidad del flujo es $u_0 = u_{bwm} \sin(\omega t)$, se puede ver que existe un desfase entre τ_{bw} y u_0 , es decir, τ_{bwm} aparecerá 45° por delante de u_{bwm} .

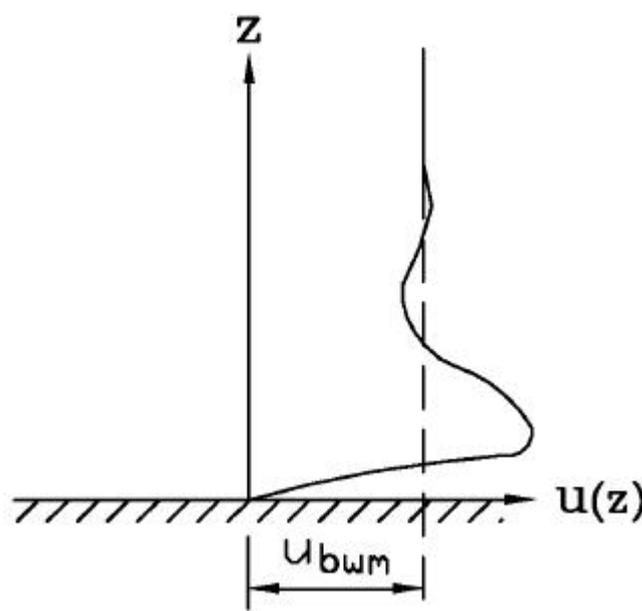


Figura 3.17.- Velocidad local del flujo oscilatorio alrededor de u_{bwm} (ecuación [3.61]).

Por otra parte, de acuerdo con Madsen (1993), la tensión de corte del oleaje obtenida del modelo simple de viscosidad turbulenta, es decir, sin considerar que la velocidad de corte sea dependiente del tiempo (ecuación [3.57]) sino función de la tensión de corte máxima (ecuación [3.58]), es:

$$\tau_{bwm} = \rho \nu_t \frac{\partial u_w}{\partial z} = \rho k u_{*wm} z \frac{\partial u_w}{\partial z} \quad [3.66]$$

donde u_w es la velocidad orbital del oleaje.

Usando la ecuación anterior, aplicando teoría lineal del oleaje a las condiciones de contorno y simplificando, se obtiene la solución para el perfil de velocidades (Madsen, 1993):

$$u_w(z) = \frac{2}{\pi} \sin \varphi u_{bwm} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \cos(\omega t + \varphi) \quad [3.67]$$

donde u_{bwm} es la velocidad orbital máxima cerca del fondo y ϕ es el desfase de la velocidad orbital del oleaje (con respecto de la superficie libre) cerca del fondo, dada por:

$$\tan \phi = \frac{\frac{\pi}{2}}{\ln \frac{ku_{*wm}}{z_0 \omega} - 1.15} \quad [3.68]$$

Cabe mencionar que el perfil de velocidades cerca del fondo para un flujo de capa límite de una onda periódica es logarítmico, igual que en el caso de una corriente estacionaria. Esto sugiere que hay un cierto grado de similitud entre los flujos estacionarios y los no estacionarios en la capa límite turbulenta inmediatamente por encima del fondo (por lo tanto, es válido usar la condición de fricción deducida experimentalmente para corrientes estacionarias).

3.7.2.- Grosor de la capa límite del oleaje

Con la inclusión del concepto de la capa límite del oleaje, el perfil de velocidades correspondiente a la cresta del oleaje se muestra en la figura 3.18

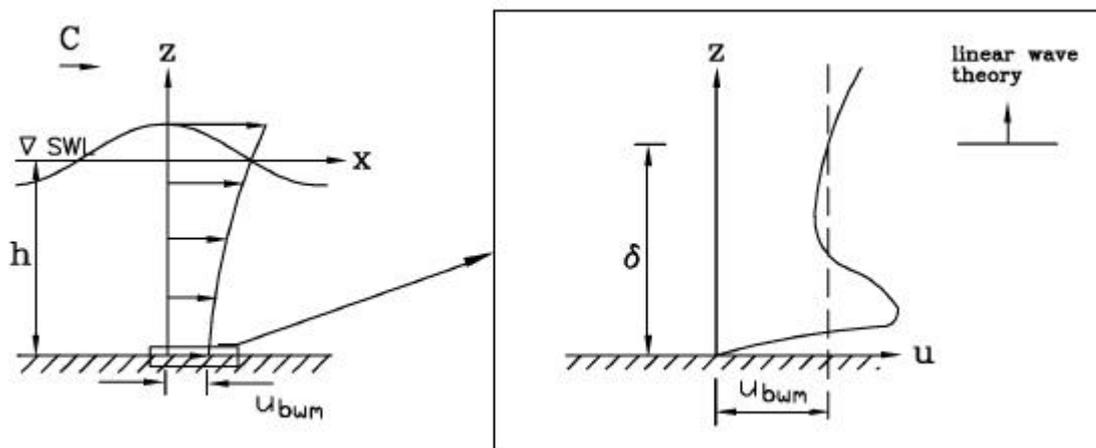


Figura 3.18.- Capa límite del oleaje para flujo laminar sobre un fondo no rugoso (Liu, 2001).

El grosor de la capa límite depende de como se defina el límite superior de la capa límite:

- i. Jonsson (1966) definió el límite superior de la capa límite como la elevación mínima donde la magnitud de la velocidad es igual a u_{bwm} , que de acuerdo con la ecuación [3.64], es de:

$$\delta_j = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} \quad [3.69]$$

- ii. Sleath (1987) define el límite superior de la capa límite como la elevación donde la magnitud de la velocidad es el 95% de u_{bwm} , es decir, existe una diferencia relativa del 5%, lo que da un grosor de la capa límite de:

$$\delta_{0.05} = 3 \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} \quad [3.70]$$

- iii. Madsen, (1993) propone que a partir de la aproximación logarítmica dada por la ecuación [3.67] (únicamente válida solo cerca del fondo y para valores altos de $(k u_{*wm} / z_0 \omega)$, la posición en la cual $|u_{bw}| = u_{bwm}$ es $z \approx (k u_{*wm} / \pi \omega)$. A pesar que el uso de la ecuación [3.67] para la predicción del grosor de la capa límite excede su validez, diversos resultados (Grant & Madsen, 1986) sugieren que:

$$\delta_w = \frac{k u_{*wm}}{\omega} = k \sqrt{\frac{f_w}{2}} A_{bm} \quad [3.71]$$

En la realidad, el flujo sobre un fondo con *ripples* es turbulento, por lo que el grosor de la capa límite se ve afectado por la rugosidad del fondo (figura 3.19). Por esto, Sleath (1987) propone la siguiente ecuación empírica para obtener el grosor de la capa límite en función de la rugosidad del fondo:

$$\frac{\delta_{0.05}}{k_n} = 0.26 \left(\frac{A_{bm}}{k_n} \right)^{0.70} \quad [3.72]$$

donde k_n es la rugosidad del fondo y A_{bm} es la amplitud de la excursión de la partícula del agua en el fondo (ecuación [3.59]).

Así, conociendo las características del oleaje (altura y longitud), la profundidad del agua y la altura de los *ripples*, es posible obtener el grosor de la capa límite del oleaje, encontrando la amplitud del desplazamiento de la partícula del agua (asociada al flujo oscilatorio) en el fondo (ecuación [3.59]) y aplicando las expresiones de Jonsson (1966)

o Sleath (1987), utilizando la rugosidad del fondo como la altura de los *ripples*. Cabe recalcar que el grosor de la capa límite del oleaje varía con el tiempo.

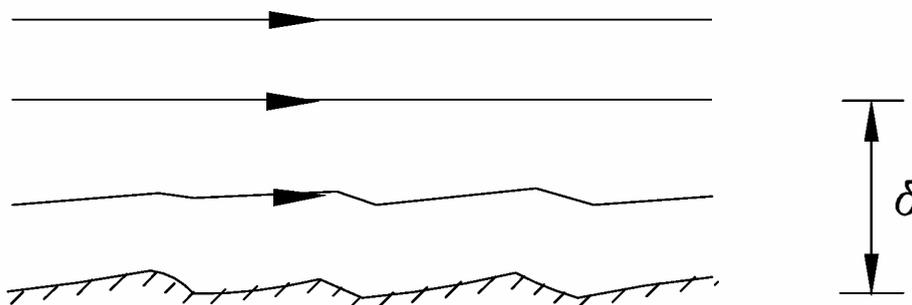


Figura 3.19.- Grosor de la capa límite del oleaje sobre un fondo con *ripples* (Liu, 2001).

El método descrito aquí es para determinar su anchura en el paso de la cresta de la ola, es decir, el grosor máximo de dicha capa. Si bien la capa límite generada por una corriente puede cubrir el total de la profundidad, la capa límite generada por el flujo oscilatorio del oleaje es muy delgada debido precisamente a la oscilación de las partículas de agua, ya que en medio periodo del oleaje, las partículas cerca del fondo se mueven en el sentido de propagación del oleaje (desarrollando una capa límite). Justo a la mitad del periodo del oleaje, las partículas del agua en el fondo se detienen por completo para comenzar a moverse en dirección contraria al avance del oleaje, por lo que la capa límite comienza a desarrollarse otra vez desde el principio.

3.7.2.1.- Factor de fricción del oleaje (f_w) en fondos no rugosos

De manera similar a la definición del coeficiente de fricción debido a las corrientes (ecuaciones [3.32] y [3.53]), Jonsson (1966) define el coeficiente de fricción del oleaje (tomando en cuenta que las tensiones de corte en el fondo debidas al oleaje son función del tiempo) como:

$$\tau_{bwm} = \frac{1}{2} \rho f_w u_{bwm}^2 \quad [3.73]$$

donde u_{bwm} es la velocidad horizontal máxima de la partícula de agua en el fondo, dada por la teoría lineal del oleaje y f_w es el coeficiente de fricción del oleaje. Es importante recalcar que τ_{bwm} y u_{bwm} no ocurren al mismo tiempo.

De forma análoga a la velocidad de corte debida a las corrientes (ecuación [3.34]), la velocidad de fricción del oleaje se define como:

$$u_{*w} = \sqrt{\frac{\tau_{bwm}}{\rho}} = \sqrt{\frac{f_w}{2}} u_{bwm} \quad [3.74]$$

donde f_w es el coeficiente de fricción del oleaje. Esta expresión es idéntica a la del coeficiente de fricción de la corriente f_c .

El coeficiente de fricción del oleaje (para una capa límite laminar y sobre un fondo no rugoso) se obtiene de la expresión teórica para la tensión de corte máxima en el fondo τ_{bwm} para una capa límite laminar de oleaje y un fondo no rugoso es

$$\tau_{bwm} = \left(\frac{\rho \nu u_{bwm}}{\sqrt{\frac{\nu}{\omega}}} \right) \quad [3.75]$$

combinando las ecuaciones [3.75] y [3.73], se obtiene una expresión del coeficiente de fricción:

$$f_w = \left(\frac{2}{u_{bwm}} \frac{\nu}{\sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}} \right) = \left(\frac{2}{A_{bm} \omega} \frac{\nu}{\sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}} \right) = 2 \left(\frac{\nu}{A_{bm}^2 \omega} \right)^{0.5} \quad [3.76]$$

De acuerdo con resultados experimentales, se ha encontrado que la capa límite laminar en fondos no rugosos corresponde a:

$$\frac{A_{bm}^2 \omega}{\nu} < 3 \times 10^5 \quad [3.77]$$

Por otra parte, para obtener el coeficiente de fricción del oleaje (para una capa límite turbulenta y sobre fondos no rugosos), Justensen (1988) sugiere que:

$$f_w = 0.024 \left(\frac{\nu}{A_{bm}^2 \omega} \right)^{-0.123} \quad [3.78]$$

para

$$10^6 < \frac{A_{bm}^2 \omega}{\nu} < 10^8 \quad [3.79]$$

3.7.2.2.- Factor de fricción del oleaje (f_w) en fondos rugosos

En la naturaleza, los flujos son en su mayoría, turbulentos y sobre fondos rugosos. Por lo tanto, las expresiones descritas anteriormente no suelen ser aplicadas en problemas costeros. Jonsson, (1966) propone una ecuación empírica implícita para el coeficiente de fricción para un flujo turbulento sobre un fondo rugoso, que fue posteriormente aproximada de forma explícita por Swart (1974):

$$f_w = \exp \left(5.213 \left(\frac{k_n}{A_{bm}} \right)^{0.194} - 5.977 \right) \quad [3.80]$$

Nielsen (1992) sostiene que la ecuación de Swart (1974) tiende a sobreestimar el coeficiente de fricción f_w para valores pequeños de k_n / A_{bm} (figura 3.20), y propone una expresión que proporciona un mejor ajuste:

$$f_w = \exp \left(5.5 \left(\frac{k_n}{A_{bm}} \right)^{0.2} - 6.3 \right) \quad [3.81]$$

Con estas expresiones es posible obtener el coeficiente de factor del oleaje a partir de la altura y longitud del oleaje, la profundidad y la altura de los *ripples*, encontrando la amplitud del desplazamiento de la partícula en el fondo (ecuación [3.59]) y evaluar directamente la ecuación [3.81].

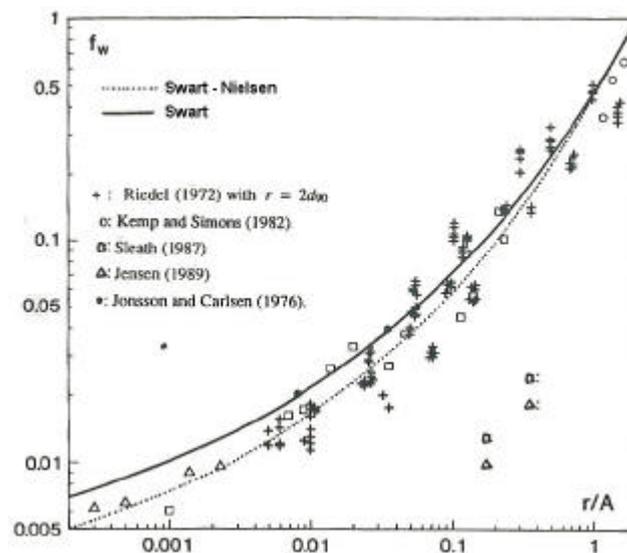


Figura 3.20.- Factores de fricción del oleaje observados para flujos turbulentos (Nielsen, 1992).

Por otra parte, Madsen (1993) sugiere que a partir del perfil de velocidades cerca del fondo $u_w(z)$ (ecuación [3.67]), la tensión de corte en el fondo puede obtenerse de

$$\tau_{bw} = \tau_{bwm} \cos(\omega t + \varphi) \quad [3.82]$$

en términos del factor de fricción del oleaje f_w , definido por Jonsson (1966), la máxima tensión de corte en el fondo (para el caso de un fondo plano) está dado por la ecuación [3.73]:

$$\tau_{bwm} = \frac{1}{2} f_w \rho u_{bwm}^2 \quad [3.83]$$

que, en términos de la velocidad de corte es:

$$u_{*wm} = \sqrt{\frac{\tau_{bwm}}{\rho}} = \sqrt{\frac{f_w}{\rho}} u_{bwm} \quad [3.84]$$

Este es generalmente el caso para la zona de rompientes, ya que por lo regular, el flujo es tan intenso que no permite la existencia de *ripples*. En este caso, la magnitud de la tensión de corte en el fondo es la debida a la fricción con el sedimento.

Usando la solución del modelo de Madsen (1993) del perfil de velocidades cerca del fondo (ecuaciones [3.66] a [3.68]) y las tensiones de corte y factor de fricción del oleaje derivadas de dicho perfil (ecuaciones [3.82] a [3.84]), se obtiene una ecuación implícita para el factor de fricción del oleaje:

$$k \sqrt{\frac{2}{f_w}} = \sqrt{\left(\ln \frac{k \sqrt{\frac{f_w}{2}} u_{bwm}}{z_0 \omega} - 1.15 \right)^2 + \left(\frac{\pi}{2} \right)^2} \quad [3.85]$$

donde $k = 0.4$ y la amplitud de la trayectoria de la partícula de agua predicha por la teoría lineal:

$$A_{bm} = \frac{u_{bwm}}{\omega} \quad [3.86]$$

Así, la ecuación [3.85] puede aproximarse por una relación implícita del factor de fricción del fondo propuesta por Grant y Madsen (1986) para flujos altamente turbulentos (cuando $k_n = 30 z_0$):

$$\frac{1}{4\sqrt{f_w}} + \log_{10} \frac{1}{4\sqrt{f_w}} = \log_{10} \frac{A_{bm}}{k_n} - 0.17 + 0.24 \left(4\sqrt{f_w} \right) \quad [3.87]$$

Si el flujo es suavemente turbulento, k_n se sustituye por $30z_0 = \frac{3.3\nu}{u_{*wm}}$ y la ecuación [3.87] puede describirse como:

$$\frac{1}{4\sqrt{4f_w}} + \log_{10} \frac{1}{4\sqrt{4f_w}} = \log_{10} \sqrt{\frac{Re}{50}} - 0.17 + 0.06 \left(4\sqrt{4f_w} \right) \quad [3.88]$$

donde

$$Re_w = \frac{u_{pwm} A_{bm}}{\nu} \quad [3.89]$$

es un número de Reynolds del oleaje. Finalmente, se puede usar el factor de fricción del oleaje para una capa límite laminar (Jonsson, 1966):

$$f_w = \frac{2}{\sqrt{Re_w}} \quad [3.90]$$

3.7.2.3.- Evaluación del factor de fricción

Myrhaug (1989) propone una expresión implícita para f_w que hace uso de la ecuación [3.26] y es válida para todos los regímenes turbulentos del oleaje:

$$\frac{0.32}{f_w} = \left(\ln(6.36 r f_w^{\frac{1}{2}}) - \ln \left(1 - \exp\left(-0.0262 \frac{Re_w f_w^{\frac{1}{2}}}{r}\right) + \frac{4.71 r}{Re_w f_w^{\frac{1}{2}}}\right) \right)^2 + 1.64 \quad [3.91]$$

donde Re_w es el número de Reynolds del oleaje ($u_{bw} A_{bm} / \nu$) y r es la rugosidad relativa del fondo (A_{bm} / k_n).

Se han definido una gran cantidad de expresiones para definir el factor de fricción del oleaje f_{wr} para flujos altamente turbulentos, entre las que se destacan las siguientes:

Swart (1974):

$$\begin{aligned} f_{wr} &= 0.3 \quad \text{para } r \leq 1.57 \\ f_{wr} &= 0.00253 \exp(5.21 r^{-0.19}) \quad \text{para } r > 1.57 \end{aligned} \quad [3.92]a, b$$

Nielsen (1992), para todos los posibles valores de r :

$$f_{wr} = \exp(5.5 r^{-0.2} - 6.3) \quad [3.93]$$

Soulsby (1993), para todos los posibles valores de r :

$$\begin{aligned} f_{wr} &= 1.39 \left(\frac{A_{bm}}{z_0} \right)^{-0.52} \\ \text{que en términos de } z_0 &= k_s / 30 \\ f_{wr} &= 0.237 r^{-0.52} \end{aligned} \quad [3.94]a, b$$

El factor de fricción para fondos no-rugosos f_{ws} se puede obtener a partir de la siguiente ecuación (Soulsby, 1997):

$$f_{ws} = B R_w^{-N} \quad [3.95]$$

donde:

$B = 2$ y $N = 0.5$ para $Re_w \leq 5 \times 10^5$ (flujo laminar).

$B = 0.0521$ y $N = 0.187$ para $Re_w > 5 \times 10^5$ (flujo suavemente turbulento) (Soulsby, 1997).

Valores alternativos para B y N :

$B = 0.035$ y $N = 0.16$ para $Re_w > 5 \times 10^5$ (flujo suavemente turbulento) (Fredsoe & Deigaard, 1992).

$B = 0.0450$ y $N = 0.175$ para $Re_w > 5 \times 10^5$ (flujo suavemente turbulento) (Myrhaug, 1995).

Por su parte, Madsen (1993) propone que, conociendo la rugosidad equivalente k_n , y las condiciones del oleaje descritas por A_{bm} y u_{bwm} , es posible calcular el factor de fricción del oleaje f_w por medio de 3 ecuaciones distintas. El f_w que se debe seleccionar es el mayor de los 3 valores. En este contexto cabe mencionar que en el calculo de f_w para flujos altamente turbulentos o suavemente turbulentos, los resultados predichos por las ecuaciones [3.88] y [3.90] son idénticos para $Re \approx 3 \times 10^4$, por lo cual, según Madsen (1993), puede considerarse un valor razonable para la transición del régimen del flujo, de laminar ($Re < 3 \times 10^4$) a turbulento.

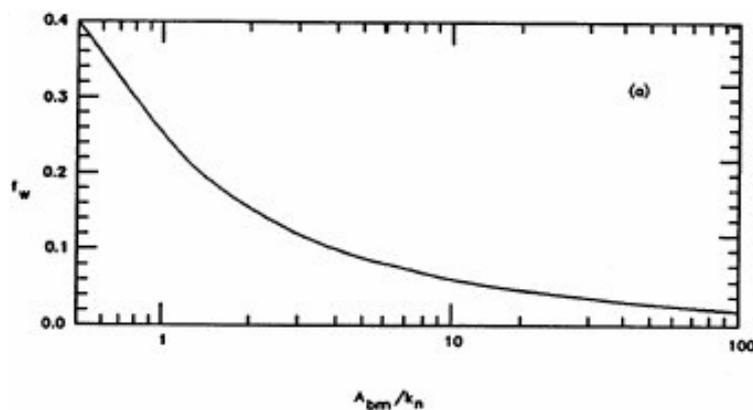
La evaluación de los factores de fricción del oleaje de las ecuaciones [3.87] y [3.88] puede realizarse mediante un proceso iterativo, que para la ecuación [3.87] es como sigue:

$$\frac{1}{x^{(n+1)}} = \left(\log_{10} \frac{A_{bm}}{k_n} - 0.17 \right) - \log_{10} \frac{1}{x^{(n)}} + 0.24 x^{(n)} \quad [3.96]$$

donde el supraíndice denota el paso iterativo ($x = 4\sqrt{f_w}$) y la iteración comienza desde $x^{(0)} = 0.4$.

Aquí se supone que el perfil de velocidades orbitales dentro de la capa límite puede expresarse por medio de la ecuación [3.67] y que esta expresión tan solo es válida para valores pequeños de $z_0 \omega / (k u_{*wm}) = (0.12 / \sqrt{f_w}) (k_n / A_{bm})$, es decir, para valores relativamente grandes de A_{bm} / k_n . Por esta razón y debido a que la solución iterativa de la expresión del factor de fricción del oleaje (ecuación [3.87]) converge lentamente para $A_{bm} / k_n < 100$, es posible obtener una solución exacta para f_w y ϕ (cuando $A_{bm} / k_n < 100$) a partir de la figura 3.21a,b.

Para capas limite de flujos moderadamente turbulentos, la ecuación [3.88] puede expresarse de una forma similar a la ecuación [3.96] y la solución iterativa se realiza como se ha señalado anteriormente, con ($x = 4\sqrt{4f_w}$).



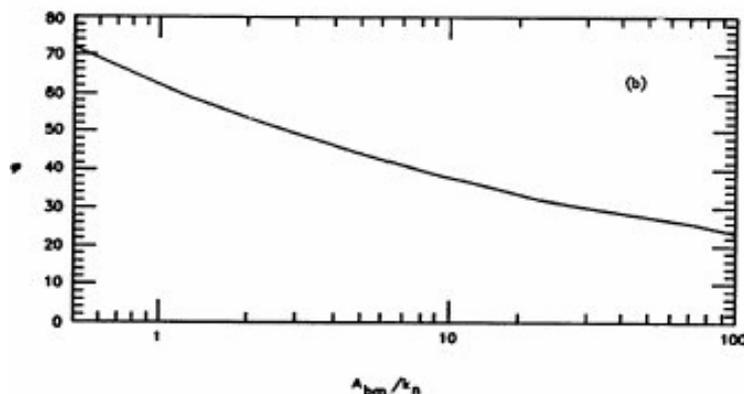


Figura 3.21.- Diagrama del factor de fricción del oleaje (a) y ángulo de fase de la fricción del fondo (b) (CEM, 1998).

3.7.2.4.- Tensiones de corte totales del oleaje

Los fondos en zonas de profundidades intermedias y someras (con excepción de la zona de rompientes) están generalmente formados por *ripples*, que pueden haberse generado por la acción del oleaje principalmente y mas ocasionalmente por las corrientes.

Al igual que en el caso de las corrientes sobre fondos no-planos con transporte de sedimento limitado, las tensiones totales inducidas por el oleaje τ_{bw} están compuestas por la debida a la fricción con la superficie del fondo τ_{bws} y por la fuerza de arrastre debida a las formas geométricas τ_{bwf} :

$$\tau_{bw} = \tau_{bws} + \tau_{bwf} \quad [3.97]$$

Se han propuestos varios métodos para calcular las dimensiones de la rugosidad de los *ripples* generados por la acción del oleaje que, por lo regular, involucran un valor de z_0 que para ser calculado puede necesitar los términos correspondientes a los efectos de un transporte de sedimentos intenso, así como los términos de la rugosidad por fricción de superficie (o granular) y la rugosidad por arrastre (asociado a las formas geométricas).

La dificultad en el cálculo de estas componentes es igual que en el caso de las corrientes, por lo que lo usual es aproximarlas a la tensión de corte de superficie o granular τ_{bws} obtenida usando el valor de $z_0 = d_{50}/12$ en los cálculos de las fricciones. La razón por la que se realiza de esta manera es que τ_{bws} puede ser calculada de una forma relativamente simple y sin ambigüedades y puede servir como variable independiente a otras variables dependientes tales como las dimensiones de los *ripples* o las concentraciones de referencia del sedimento, que se pueden relacionar con τ_{bws} .

3.7.3.- Perfil de velocidades del oleaje fuera de la capa límite

Teniendo en cuenta la limitación de la validez del perfil de velocidades dada por la ecuación [3.67], de la ecuación [3.85] se deduce que el perfil de velocidades dentro de la capa límite del oleaje puede expresarse de forma simple, con un límite superior de validez dado por el valor de z en el cual $|u_w| = u_{bm}$ o aproximadamente como $z = \delta_w/\pi$ (Madsen, 1993), es decir:

$$u_w(z) = \frac{\sqrt{\frac{f_w}{2}} u_{bwm}}{k} \ln \frac{z}{z_0} \cos(\omega t + \varphi) = \frac{u_{*wm}}{k} \ln \frac{z}{z_0} \cos(\omega t + \varphi) \quad [3.98]$$

En la figura 3.22 se comparan las amplitudes de las velocidades orbitales dentro de la capa límite obtenidas experimentalmente (Jonsson & Carlson, 1976) con la predicción obtenida a partir de la teoría de Madsen (1993) presentada aquí, y por la solución aproximada de la ecuación [3.98]. Claramente, el perfil aproximado de velocidades es muy similar al perfil (cerca del fondo) exacto y al perfil experimental. Aún cuando hay algunas diferencias entre los perfiles por encima del fondo, la solución aproximada proporciona una representación adecuada del perfil medio, en particular cuando se proyecta su uso para la predicción de las tasas de transporte de sedimento.

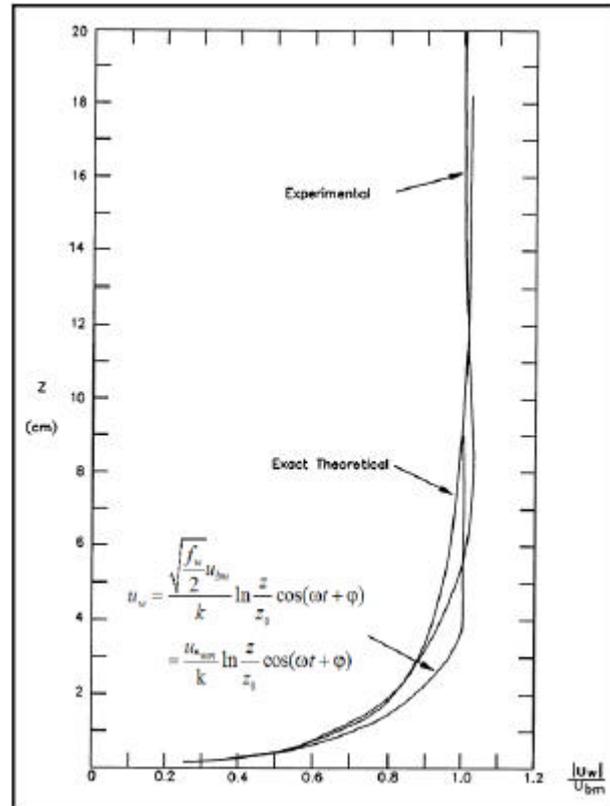


Figura 3.22.- Comparación entre el modelo de la predicción de la velocidad orbital del oleaje dentro de la capa límite del oleaje (ec. [3.98]) con medidas realizadas por Jonsson & Carlson (1976) (CEM, 1998).

El análisis descrito de la mecánica de la capa límite se basa en la suposición de ondas simples y periódicas. En la naturaleza, el oleaje irregular (real) se puede representar por la superposición de varias ondas individuales, con distintas alturas, frecuencias y direcciones de propagación, es decir, por un espectro direccional de oleaje. Madsen, Poon y Graber (1988) presentaron un modelo de capa límite para olas descritas por su espectro de velocidades orbitales cerca del fondo. En este análisis se utiliza una viscosidad turbulenta invariante en el tiempo, similar a la discutida anteriormente para ondas monocromáticas y las velocidades orbitales cercanas al fondo, $u_{bwm,i}$, y la frecuencia ω_i de la i -ésima componente del espectro del oleaje para calcular un valor representativo de las características del oleaje. Así por ejemplo, la velocidad orbital máxima en el fondo es

$$u_{bwr} = u_{bwm} = \sqrt{\sum u_{bwm,i}^2} \quad [3.99]$$

y la frecuencia (y por ende, el periodo) representativo es

$$\omega_r = \omega = \frac{\sum (\omega_i u_{bwm,i}^2)}{\sum u_{bwm,i}^2} \quad [3.100]$$

Aquí $u_{bwm,i}^2$ y ω_i son la velocidad orbital máxima cerca del fondo y la frecuencia de la i -ésima componente del espectro.

Estas características de una onda representativa pueden ser usadas junto con las ecuaciones derivadas anteriormente para olas periódicas, para obtener las características más importantes de flujos en capa límite turbulenta para olas espectrales. Dicho de otra forma, el uso de las condiciones representativas $u_{bwr} = u_{bwm}$ y $\omega_r = \omega$, junto con la información de rugosidad equivalente del fondo, k_n , permitirá la determinación de un factor de fricción representativo, $f_{wr} = f_w$, de las ecuaciones [3.87] o [3.88]. Con estos valores del factor de fricción del oleaje, las tensiones de corte máximas en el fondo asociadas con la componente espectral estarán dadas por:

$$\tau_{bwm,i} = \frac{1}{2} f_{wr} \rho u_{bwr} u_{bwm,i} \quad [3.101]$$

y para calcular el perfil de velocidades cerca del fondo (dentro de la capa límite del oleaje) de las componentes individuales del oleaje $u_{bw,i}$ (ecuación [3.98]), el término u_{bwm} se sustituye por $u_{bwm,i}$.

Es importante destacar que en este análisis, la característica representativa del oleaje descritas por Madsen (1993) no es la altura de ola significativa, sino la altura media

cuadrática. Por lo tanto, si las olas se describen mediante su altura y periodo significativo H_s y T_s , debe obtenerse la altura de ola media cuadrática $H_{rms} = H_s / \sqrt{2}$ y $T = T_s$, para así obtener la velocidad orbital representativa cercana al fondo.

3.8.- Flujos combinados de olas y corrientes

Dada la naturaleza de la interacción del flujo con el fondo, donde las corrientes generan una capa límite mas grande (que puede incluso abarcar la totalidad de la profundidad) que el oleaje, se desprende que la fricción ejercida por las corrientes (más estacionarias) es mucho menor que la fricción que ejerce el flujo oscilatorio del oleaje. De tal manera que en las regiones costeras, donde coexisten olas y corrientes, aún cuando la velocidad de la corriente sea mucho mayor, que la velocidad cerca del fondo inducida por el flujo oscilatorio, será ésta la que domine la situación en las proximidades del fondo (figura 3.23). Esto trae como consecuencia que el oleaje pueda poner en suspensión una mayor cantidad que las corrientes, aunque por su naturaleza oscilatoria, la capacidad de transporte es casi nula (salvo en la zona de rompientes), siendo las corrientes las que cumplen con esa función. Por lo tanto, en la gran mayoría de las áreas costeras, los flujos combinados de olas y corrientes juegan un papel protagonista en la dinámica de los sedimentos. La mayor dificultad en el estudio de estos temas es que las olas y las corrientes interactúan hidrodinámicamente de forma no lineal, de manera que los flujos resultantes no son una suma lineal de sus comportamientos. Las principales interacciones son:

- Modificación de la velocidad de fase y longitud de onda en su interacción con una corriente, dando lugar a una refracción importante.
- Interacción de las capas límite de olas y corrientes, dando lugar a un incremento en las tensiones de corte de ambas componentes (la estacionaria y la oscilatoria).
- Generación de corrientes costeras inducidas por la rotura del oleaje.

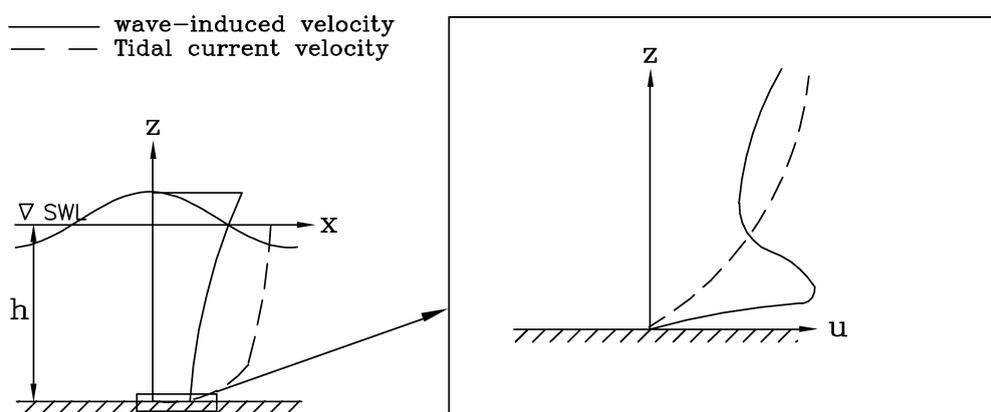


Figura 3.23.- Comparación entre perfiles verticales de velocidades de oleaje y corrientes (Liu, 2001).

Cabe notar sin embargo, que en las situaciones donde se presenten flujos combinados de olas y corrientes, la propagación del oleaje y las transformaciones de la longitud de

onda y velocidades orbitales requieren del uso de la relación de dispersión de olas en presencia de corrientes, pero al hacer los cálculos del comportamiento de la capa límite, es la frecuencia absoluta y no la relativa (en el caso de la interacción con una corriente) la que debe usarse (Soulsby, 1997).

Las tensiones de corte en el fondo bajo flujos combinados de olas y corrientes se ven fortalecidas con respecto a los valores que resultarían de una simple suma de sus valores individuales, ya que su interacción es no lineal. Se han propuesto una gran cantidad de teorías y modelos que describen este proceso. Soulsby (1997) realiza una comparación entre los valores predichos de las tensiones de corte medias $\bar{\tau}_{bwc}$ y máximas τ_{bwc} durante un ciclo de ola, donde se muestra que las diferencias entre los modelos son del orden de un 30 a 40%, y hasta de un factor de 3 para casos cuyas condiciones estaban fuertemente dominadas por el oleaje. Soulsby (1995) realiza una serie de comparaciones entre modelos parametrizados contra un gran número de datos de $\bar{\tau}_{bwc}$ obtenidos en laboratorio y en campo, usando varios criterios para mejorar la bondad de los ajustes, encontrando que ninguno de los resultados de los modelos comparados resultaba mejor, de acuerdo con todos los criterios. En el caso de los modelos analíticos, sugiere que el de Grant & Madsen (1979) y el Fredsøe (1984) son de los modelos analíticos que, en términos generales, ofrecen mejores resultados.

Por lo tanto, es posible encontrar las tensiones de corte del oleaje y las corrientes, conociendo la altura y longitud de onda del oleaje, la profundidad y tamaño de los *ripples*, encontrando la amplitud del desplazamiento de la partícula en el fondo (ecuación [3.59]), f_w (ecuación [3.81]), f_c (ecuación [3.45]), u_{bwm} (ecuación [3.61]) y evaluando τ_{bc} (ecuación [3.32]) y τ_{bwm} (ecuación [3.73]).

3.8.1.- Modelo de Madsen

El modelo conceptual de Madsen (1993) de la turbulencia generada cerca del fondo, sugiere que la viscosidad turbulenta en las inmediaciones del fondo es función del tiempo siempre que el flujo sea no-estacionario. Sin embargo, en el caso de un oleaje puro, es posible suponer una viscosidad turbulenta invariante (no dependiente) en el tiempo, basada en la velocidad de corte máxima. Esto da como resultado una gran simplificación en los análisis, sin sacrificar apreciablemente la exactitud de los cálculos (Towbridge & Madsen, 1984). En el caso de las capas límite de flujos combinados de olas y corrientes, la magnitud de la viscosidad turbulenta en las inmediaciones del fondo será función de la máxima velocidad de corte en dicho flujo. Ya que la extensión vertical de la turbulencia asociada a las olas está limitada por el grosor de la capa límite del oleaje, la contribución del oleaje a la mezcla turbulenta debe desvanecerse en algún nivel en el cual solo la velocidad de corte de la corriente contribuirá a la mezcla turbulenta.

Para el caso general del flujo combinado de olas y corrientes, con la corriente fluyendo a un cierto ángulo ϕ_{wc} con respecto a la dirección de propagación del oleaje, la máxima tensión de corte combinada en el fondo τ_{bwc} puede expresarse como:

$$\begin{aligned}\tau_{bwcm} &= |\tau_{bwm} - \tau_{bc}| = \sqrt{(\tau_{bwm} - \tau_{bc} |\cos \phi_{wc}|)^2 + (\tau_{bc} \sin \phi_{wc})^2} \\ &= \tau_{bwm} \sqrt{1 + 2 \frac{\tau_{bc}}{\tau_{bwm}} |\cos \phi_{wc}| + \left(\frac{\tau_{bc}}{\tau_{bwm}}\right)^2}\end{aligned}\quad [3.102]$$

lo que muestra que $\tau_{bwcm} \approx \tau_{bwm}$ ya que es de esperar que $\tau_{bc} \ll \tau_{bwm}$. Obteniendo τ_{bwcm} a partir de la ecuación [3.102] y las tensiones de corte en el fondo debidas a las corrientes τ_{bc} (ecuaciones [3.32] o [3.33]), el modelo de viscosidad turbulenta para flujos combinados de olas y corrientes de Grant y Madsen (1979, 1986):

$$v_t = \begin{cases} k u_{*wm} z & \text{para } z < \delta_{cw} \\ k u_{*c} z & \text{para } z > \delta_{cw} \end{cases}\quad [3.103]$$

donde $u_{*wm} = \sqrt{\frac{\tau_{bwm}}{\rho}}$, $u_{*c} = \sqrt{\frac{\tau_{bc}}{\rho}}$ y δ_{cw} es el nivel al cual la turbulencia debida al oleaje

se desvanece, es decir, el grosor de la capa límite del oleaje. Es interesante notar que para este caso, hay una discontinuidad en $z = \delta_{cw}$. Para evitar esta inconsistencia, se puede imponer una transición suave entre los dos segmentos no lineales. No obstante, la precisión lograda en los cálculos no justifica lo engorroso y complicado que se vuelven éstos cálculos, exactamente como ocurre con la consideración de una viscosidad turbulenta v_t variable en el tiempo. Por lo tanto, la utilización del modelo de v_t de Grant & Madsen (1979, 1986) es perfectamente justificable.

Debido a que la capa límite para flujos combinados de olas y corrientes interactuando con un cierto ángulo es tridimensional, el problema debe, en principio, resolverse para las 2 componentes del flujo horizontal. Sin embargo, cuando se escoge la dirección x como la dirección de propagación, sólo en esta dirección habrá flujo no estacionario. En este caso, se puede demostrar que todas las formulaciones derivadas para el caso del oleaje puro son válidas también para oleaje en presencia de una corriente cuando u_{*wm} (obtenida de la ecuación [3.102] con $u_{*wm} = \sqrt{\tau_{bwm}/\rho}$) es reemplazada por u_{*wcm} . Como se ha mencionado antes, $u_{*wm} \approx u_{*wcm}$, lo que indica que el movimiento del oleaje está muy poco influenciado por la presencia de una corriente.

El flujo estacionario estará completamente confinado a la dirección de la corriente, es decir, a un ángulo ϕ_{wc} con respecto a la dirección del oleaje. Tomando en cuenta la “ley de la pared”, la velocidad de la corriente se obtiene de

$$\frac{\tau_{bc}}{\rho} = u_{*c}^2 = \begin{cases} k u_{*wcm} z \frac{\partial u_c}{\partial z} & \text{para } z < \delta_{cw} \\ k u_{*c} z \frac{\partial u_c}{\partial z} & \text{para } z > \delta_{cw} \end{cases}\quad [3.104]$$

que para $z < \delta_{cw}$, tiene como solución:

$$u_c(z) = \frac{u_{*c}}{k} \frac{u_{*c}}{u_{*wcm}} \ln \frac{z}{z_0} \quad [3.105]$$

donde z_0 está dado por la ecuación [3.19] con u_{*wcm} sustituyendo u_*

Para $z > \delta_{cw}$, la solución es:

$$u_c(z) = \frac{u_{*c}}{k} \ln \frac{z}{z_{0a}} \quad [3.106]$$

donde z_{0a} es la rugosidad aparente del fondo (obtenida como la constante de integración arbitraria). Igualando las dos soluciones en $z = \delta_{cw}$ e introduciendo la expresión para z_{0a} en la ecuación [3.106], se obtiene una solución alternativa para $z > \delta_{cw}$

$$u_c(z) = \frac{u_{*c}}{k} \left(\ln \frac{z}{\delta_{cw}} + \frac{u_{*c}}{u_{*wcm}} \ln \frac{\delta_{cw}}{z_0} \right) \quad [3.107]$$

De aquí se desprende el importante efecto que las olas pueden tener en los perfiles de velocidad de una corriente. En primer lugar, los gradientes de velocidades dentro de la capa límite para flujos combinados de olas y corrientes, se reducen en un factor de u_{*c}/u_{*wcm} con respecto a su valor en ausencia de olas. Esto es consecuencia del incremento en la intensidad de la turbulencia dentro de la capa límite del oleaje que proviene precisamente de su acción.

En el caso (extremo) de que $u_{*c}/u_{*wcm} \approx 0$, entonces el valor de u_c será aproximadamente cero a lo largo de la capa límite del oleaje. Esto significa que la velocidad de la corriente fuera de la capa límite del oleaje debe alcanzar un valor cercano a cero a una profundidad $z = \delta_{cw}$, es decir, $\delta_{cw} \approx z_{0a}$, que es el valor de la rugosidad aparente. Esta misma conclusión puede obtenerse de la ecuación [3.107] en el límite de $u_{*c}/u_{*wcm} \rightarrow 0$. Por lo tanto, las corrientes en presencia del oleaje experimentarán una mayor rugosidad de fondo (es decir, para una corriente con la misma velocidad $u(z)$ a un nivel dado por encima del fondo, la velocidad de corte de la corriente y las tensiones de corte de dicha corriente se incrementarán en presencia del oleaje).

Si se compara el perfil de velocidades de una corriente en presencia del oleaje, predicha por esta teoría de interacción olas-corrientes con un perfil medio de velocidades de una

corriente (Bakker & Van Doorn, 1978), se concluye que la definición de δ_{cw} dada por la ecuación [3.71] puede adoptarse para la teoría de interacción olas-corrientes. Esta teoría también es aplicable para un oleaje descrito por su espectro de velocidades orbitales cerca del fondo, usando los parámetros representativos del tren de oleaje, con la dirección de propagación del oleaje tomada como la dirección pico (Madsen, 1993).

3.8.1.1.- Perfil de velocidades para flujos combinados de olas y corrientes

Imponiendo como marco de referencia que la dirección de propagación del oleaje se defina como el eje x , el perfil de velocidades justo por encima del fondo está definido por la ecuación [3.67], donde el ángulo de fase definido por la ecuación [3.68] se evalúa con $u_{*wm} = u_{*wcm}$.

El vector velocidad de la corriente está dado por:

$$u_c = u_c(z) \{ \cos \phi_{wc}, \sin \phi_{wc} \} \quad [3.108]$$

donde $u_c(z)$ está dado por las ecuaciones [3.105] y [3.107].

3.8.1.2.- Tensiones de corte para flujos combinados de olas y corrientes

De forma similar a lo expuesto anteriormente, la tensión de corte asociada a un flujo no estacionario combinado de olas y corrientes puede obtenerse de:

$$\tau_{bwc}(t) = \{ \tau_{bwm} \cos(\omega t + \varphi) + \tau_{bc} \cos \phi_{wc}, \tau_{bc} \sin \phi_{wc} \} \quad [3.109]$$

Para la aplicación de esta teoría para la interacción de olas y corrientes para oleaje irregular, se usa el espectro de velocidades orbitales cerca del fondo, definido por su velocidad orbital máxima en el fondo (ecuación [3.99]), es decir $u_{bwr} = u_{bwm} = \sqrt{\sum u_{bwm_i}^2}$ y su periodo representativo, obtenido a partir de la frecuencia representativa (ecuación [3.100]) $\omega = \omega_r = \sum (\omega_i u_{bwm_i}^2) / \sum u_{bwm_i}^2$.

3.8.2.- Modelo de Fredsøe

Para el modelado del transporte de sedimentos, es necesario estimar las tensiones de corte en el fondo y el perfil de velocidades bajo flujos combinados de olas y corrientes.

Hay varios modelos en el estado del arte que describen estos flujos, siendo uno de los más importantes el modelo de Fredsøe (1981). Este modelo sostiene que el grosor de la capa límite del oleaje es δ , y que el flujo se divide en dos zonas, fuera de la capa límite ($z < \delta$) donde el flujo no se ve sujeto a la fricción y dentro de la capa límite ($z > \delta$). Con la superposición de una corriente débil, se produce una cierta cantidad de turbulencia fuera de la capa límite del oleaje. Dentro de la capa límite del oleaje, la turbulencia es debida a la aportación tanto del oleaje como de las corrientes. Sin embargo, la corriente es tan débil que el grosor de la capa límite del oleaje es aproximadamente el mismo.

3.8.2.1.- Caso 1.- El oleaje y la corriente se propagan en la misma dirección

En el caso de oleaje puro, la máxima tensión de corte en el fondo está dada por la ecuación [3.73] y la velocidad de corte [3.74] (utilizando u_{bwm} que es la velocidad máxima en el fondo obtenida con teoría lineal). Ya que la capa límite del oleaje es muy delgada, u_{bwm} puede ser considerada como la velocidad en el borde superior de la capa límite. La velocidad instantánea de la capa límite y las tensiones de corte en el fondo están dadas por las ecuaciones [3.60] y [3.73] (modificada, es decir, cambiando u_{bwm} por u_{bw}) respectivamente.

Superponiendo una corriente, cuya magnitud en el borde superior de la capa límite es u_δ , la velocidad instantánea del flujo combinado es:

$$u_{wc} = (u_{bw} + u_\delta) = (u_{bwm} \sin(\omega t) + u_\delta) \quad [3.110]$$

donde las tensiones de corte combinadas son:

$$\tau_{bwc} = \frac{1}{2} \rho f_w u_{wc}^2 \quad [3.111]$$

y las tensiones de corte medias son:

$$\overline{\tau_{wc}} = \frac{1}{T} \int_0^T \tau_{bwc} dt \approx \frac{2}{\pi} \rho f_w u_{bwm} u_\delta \quad [3.112]$$

Así, conociendo las características del oleaje (H , T , h), y la velocidad media de la corriente (U) se pueden calcular δ , f_w y U_m (con los datos del oleaje), pero u_δ no es inmediato, ya que el perfil de velocidades de la corriente se ve afectado (distorsionado) por el oleaje.

3.8.2.1.1.- Perfil de velocidades fuera de la capa límite del oleaje

El perfil de velocidades de la corriente (sin oleaje) se puede describir con una combinación de las ecuaciones [3.18] y [3.19]:

$$u(z) = \frac{u_{*c}}{k} \ln \left(\frac{z}{0.033 k_n} \right) \quad [3.113]$$

donde u_{*c} es la velocidad de corte de la corriente, k_n es la rugosidad del fondo (que para flujos altamente turbulentos es $z_0 = 0.033 k_n$) y k es la constante de von Karman (= 0.4). En presencia del oleaje, Grant & Madsen (1979) sugieren que el perfil de velocidades es:

$$u(z) = \frac{u_{*wc}}{k} \ln \left(\frac{z}{0.033 k_{nw}} \right) \quad [3.114]$$

donde u_{*wc} es la velocidad de corte del flujo combinado de olas y corrientes, y está dado por la ecuación:

$$u_{*wc} = \sqrt{\frac{\tau_{bwc}}{\rho}} \approx \sqrt{\frac{2}{\pi} f_w u_{bwm} u_\delta} \quad [3.115]$$

dónde k_{nw} es la rugosidad del fondo bajo la acción combinada de olas y corrientes. Aplicando la condición de contorno $u|_{z=\delta} = u_\delta$ en la ecuación [3.114] se obtiene una expresión para la rugosidad del fondo k_{nw} :

$$k_{nw} = 30 \delta \exp \left(-\frac{k u_\delta}{u_{*wc}} \right) \quad [3.116]$$

El perfil promediado de velocidades es:

$$\begin{aligned} \bar{U} &= \frac{1}{h} \int_\delta^h u(z) dz = \frac{u_{*wc}}{k h} \int_\delta^h \ln \left(\frac{z}{k_{nw}} \right) dz \\ &\approx u_{*wc} \left(6.2 + \frac{1}{k} \ln \left(\frac{h}{k_{nw}} \right) \right) \end{aligned} \quad [3.117]$$

Combinando las ecuaciones [3.115] y [3.116] y [3.117] se obtiene una expresión explícita para u_{δ} :

$$u_{\delta} = C - \sqrt{C^2 - \bar{U}^2} \quad [3.118]$$

donde

$$C = \bar{U} + \frac{1}{\pi} f_w u_{bwm} \left(6.2 + \frac{1}{k} \ln \left(\frac{h}{30\delta} \right) \right)^2 \quad [3.119]$$

3.8.2.1.2.- Perfil de velocidades dentro de la capa límite del oleaje

Dentro de la capa límite del oleaje, la turbulencia es debida a la aportación del oleaje y de las corrientes. La viscosidad turbulenta combinada es:

$$\mathbf{v}_{twc} = (\mathbf{v}_{tc} + \mathbf{v}_{tw}) = k(u_{*wc} + u_{*w})z \quad [3.120]$$

Por lo tanto, (análogamente a la ecuación [3.11]) la tensión media de corte en el fondo es:

$$\overline{\tau}_{bwc} = \rho \mathbf{v}_{twc} \left(\frac{d\mathbf{u}_{wc}}{dz} \right) \quad [3.121]$$

Combinando las ecuaciones [3.120] y [3.121], se obtiene:

$$\frac{d\mathbf{u}_{wc}}{dz} = \frac{1}{z} \frac{u_{*wc}^2}{u_{*wc} + u_{*w}} \quad [3.122]$$

Integrando la ecuación [3.122] y resolviendo para u_{wc} :

$$u_{wc}(z) = \frac{1}{k} \frac{u_{*wc}^2}{u_{*wc} + u_{*w}} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad [3.123]$$

donde z_0 es una constante de integración correspondiente a la altura donde la velocidad es nula, es decir $u|_{z=z_0} = 0$, que de acuerdo con Nikuradse, $z_0 = 0.033 k_n$ (ecuación [3.19]). La figura 3.24 muestra un ejemplo del perfil de velocidades con y sin oleaje.

De esta manera, conociendo la velocidad media de una corriente y las características del oleaje (H, T, h) y la altura de los *ripples*, ambos viajando en la misma dirección, es posible calcular las tensiones de corte y el perfil de velocidades en flujos combinados de olas y corrientes, calculando la longitud de onda con teoría lineal, la amplitud del desplazamiento de la partícula de agua en el fondo (ecuación [3.59]) y la velocidad máxima del flujo oscilatorio (ecuación [3.61]). Considerando la escala de rugosidad del fondo como la altura de los *ripples*, se calcula el grosor de la capa límite δ (ecuación [3.72]), el factor de fricción del oleaje f_w (ecuación [3.81]), la velocidad de fricción $u_{*,w}$ (ecuación [3.74]) y la velocidad de la corriente en el borde superior de la capa límite (ecuaciones [3.118] y [3.119]). Con esto se obtiene la tensión de corte media en el fondo $\overline{\tau_{wc}}$ (ecuación [3.112]), la velocidad de corte asociada (ecuación [3.115]), la rugosidad bajo el flujo combinado de olas y corrientes k_{nw} (ecuación [3.116]) y finalmente el perfil de la corriente dentro de la capa límite (ecuación [3.114]) y el perfil de velocidades fuera de la capa límite (ecuación [3.123], con $z_0 = 0.033 k_n$).

Si solo se tratara de una corriente, el procedimiento sería calcular el factor de fricción de la corriente f_c (ecuación [3.45]), la velocidad de corte asociada u_{*c} (ecuación [3.34]) y finalmente el perfil de velocidades (ecuación [3.113]).

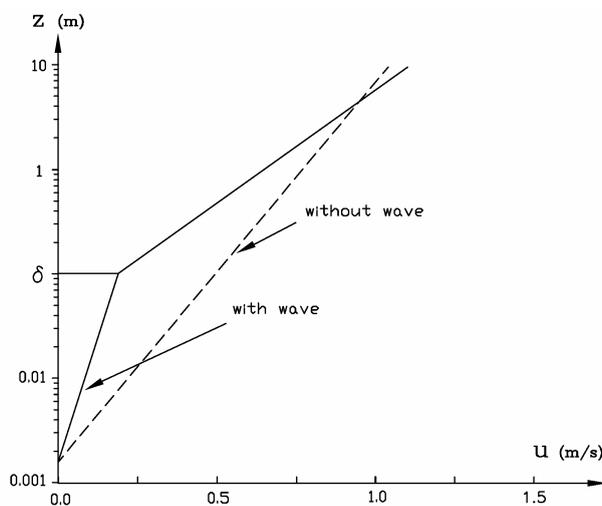


Figura 3.24.- Perfil de velocidades con y sin oleaje para una misma corriente (Liu, 2001).

3.8.2.2.- Caso 2.- El oleaje y la corriente se propagan con un ángulo β

Cuando el oleaje y las corrientes interactúan con un cierto ángulo β , (figura 3.25 que muestra el vector velocidad horizontal en $z = \delta$, es decir, en el límite superior de la capa límite del oleaje), la velocidad combinada de olas y corrientes u_{wc} , es:

$$u_{wc} = \sqrt{u_{\delta}^2 + u_w^2 + 2u_{\delta}u_w \cos \beta} \quad [3.124]$$

En este caso, las tensiones de corte (ecuación [3.111]) actúan en la misma dirección que u (ecuación [3.124]). Por lo tanto, las tensiones de corte que actúan en la misma dirección que la corriente son:

$$\tau_{bwc} = \frac{1}{2} \rho f_w u_{wc}^2 \cos \alpha = \frac{1}{2} \rho f_w u_{wc}^2 \frac{u_{\delta} + u_w \cos \beta}{u_{wc}} \quad [3.125]$$

mientras que la tensión de corte media en la dirección de la corriente es:

$$\overline{\tau_{bwc}} = \frac{1}{T} \int_0^T \tau_{bwc} dt = \frac{2}{\pi} \rho f_w u_{bwm} u_{\delta} \frac{1 + \cos^2 \beta}{2} \quad [3.126]$$

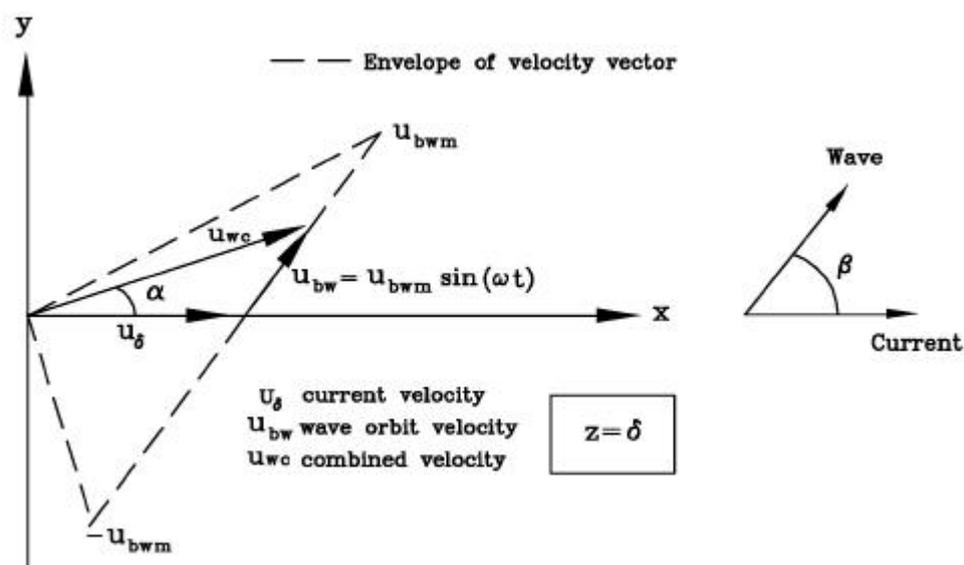


Figura 3.25.- Velocidad instantánea en el límite superior de la capa límite del oleaje (Liu, 2001).

3.8.3.- Modelo de Bijker

A diferencia de lo que asume Fredsøe, Bijker (1971) asume que el oleaje es tan débil que no afectará el grosor de la subcapa viscosa de la corriente.

Considerando únicamente la corriente, Bijker (1971) asume que la subcapa viscosa comienza desde $z = 0$ a $z = z_0$ e, donde el perfil lineal de la velocidad es tangente al perfil logarítmico (figura 3.26).

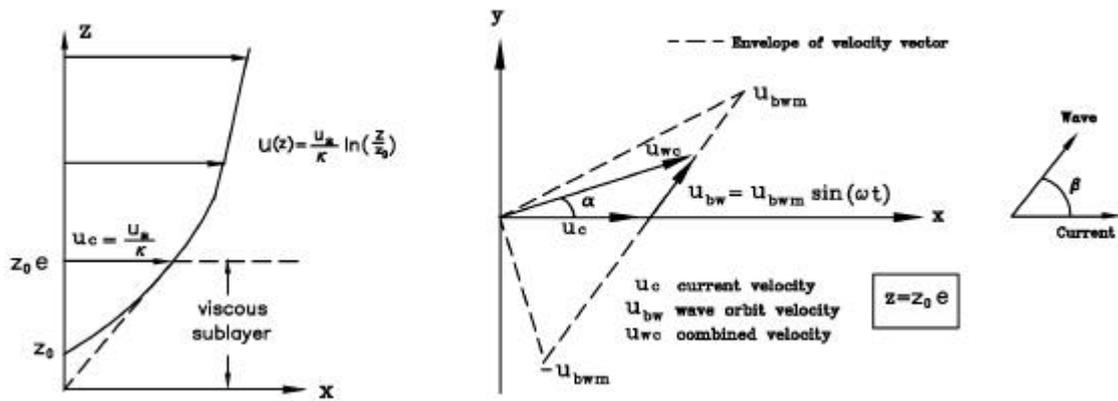


Figura 3.26.- Subcapa viscosa en flujos hidrodinámicamente intensos (Liu, 2001).

Del perfil logarítmico de velocidades se obtiene que:

$$u_c = u_{wc} \Big|_{z=z_0 e} = \frac{u_*}{k} \quad [3.127]$$

y que las tensiones de corte en el fondo son:

$$\tau_{bc} = \rho u_*^2 = \rho k^2 u_c^2 \quad [3.128]$$

Ahora, superponiendo el oleaje (figura 3.26), la velocidad instantánea del flujo combinado en la parte superior de la subcapa viscosa es.

$$u_{wc} = \sqrt{u_c^2 + u_{bw}^2 + 2u_c u_{bw} \cos \beta} \quad [3.129]$$

y las tensiones de corte combinadas son:

$$\tau_{bwc} = \rho k^2 u_{wc}^2 \quad [3.130]$$

y la tensión de corte media (que actúa en la misma dirección que la velocidad combinada u_{wc}) es:

$$\overline{\tau_{bwc}} = \frac{1}{T} \int_0^T \tau_{bwc} dt \approx \tau_{bc} + \frac{1}{2} \tau_{bwm} \quad [3.131]$$

donde T es el periodo del oleaje.

De esta manera, conociendo la velocidad media de una corriente y las características del oleaje (H, T, h) y la altura de los *ripples*, ambos viajando en la misma dirección, es posible calcular las tensiones de corte en flujos combinados de olas y corrientes, calculando la longitud de onda con teoría lineal, la amplitud del desplazamiento de la partícula de agua en el fondo (ecuación [3.59]) y la velocidad máxima del flujo oscilatorio (ecuación [3.61]). Considerando la escala de rugosidad del fondo como la altura de los *ripples*, se calcula el factor de fricción del oleaje f_w (ecuación [3.81]), las tensiones de corte máximas debidas a la velocidad máxima del flujo oscilatorio (ecuación [3.73]), el factor de fricción de la corriente (ecuación [3.45]), las tensiones debidas a la corriente (ecuación [3.32]) y la tensión media en el fondo $\overline{\tau_{wc}}$ (ecuación [3.131]).

Cabe mencionar que el modelo de Bijker (1971) da una mayor tensión de corte debida al flujo combinado de olas y corrientes que el modelo de Fredsøe (1981).

3.8.4.- Modelo de Soulsby

Por otra parte, Soulsby (1993) propone una aproximación algebraica para las tensiones de corte generadas bajo la acción combinada de olas y corrientes (con una precisión de $\pm 5\%$ en la mayoría de los casos):

$$\tau_{bwc} = \tau_{bc} \left[1 + 1.2 \left(\frac{\tau_{bw}}{\tau_{bc} + \tau_{bw}} \right)^{3.2} \right] \quad [3.132]$$

donde τ_{bc} y τ_{bw} son respectivamente las tensiones de corte que tendrían las corrientes y las olas por separado.

La expresión correspondiente a las tensiones de corte máximas τ_{bwcm} está dada por la suma vectorial de τ_{bw} (obtenida a partir de las ecuaciones de f_{wr} [3.94]a y τ_{bw} [3.73]) y τ_{bwc} (ecuación [3.132]):

$$\tau_{bwcm} = \left((\tau_{bwc} + \tau_{bw} \cos \phi)^2 + (\tau_{bw} \sin \phi)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad [3.133]$$

Para determinar el umbral de inicio de movimiento del sedimento y la difusión del sedimento, es necesario el cálculo de $\tau_{b_{wcm}}$ y $\tau_{b_{wc}}$ respectivamente.

Los métodos pueden aplicarse igualmente para calcular las tensiones de corte totales en el fondo y la contribución de la fricción de superficie. En el primer caso, se usa la z_0 total, mientras que en el segundo caso se usa $z_0 = z_{0s} = d_{50}/12$.

3.9.- Umbral de inicio de movimiento

En los puntos anteriores se describió la naturaleza de los flujos en la capa límite turbulenta del fondo desde un punto de vista puramente hidrodinámico, de donde se dedujo que la interacción fluido-sedimento puede representarse por las tensiones de corte en el fondo τ_b , que para el caso general de flujos inducidos por la acción combinada de olas y corrientes puede expresarse por la ecuación [3.109] (Madsen, 1993) o la ecuación [3.133] (Soulsby, 1997). Debido a que, tanto la componente del oleaje $\tau_{b_{wm}} \cos(\omega t + \phi)$ como de la corriente τ_{bc} , están asociadas con perfiles logarítmicos de velocidad inmediatamente por encima del fondo, (ecuaciones [3.98] y [3.105] respectivamente), se deduce que la velocidad combinada inmediatamente por encima del fondo es logarítmica.

La figura 3.27 muestra, para un fondo consistente en material granular, las condiciones físicas del fluido en las cercanías de los granos individuales.

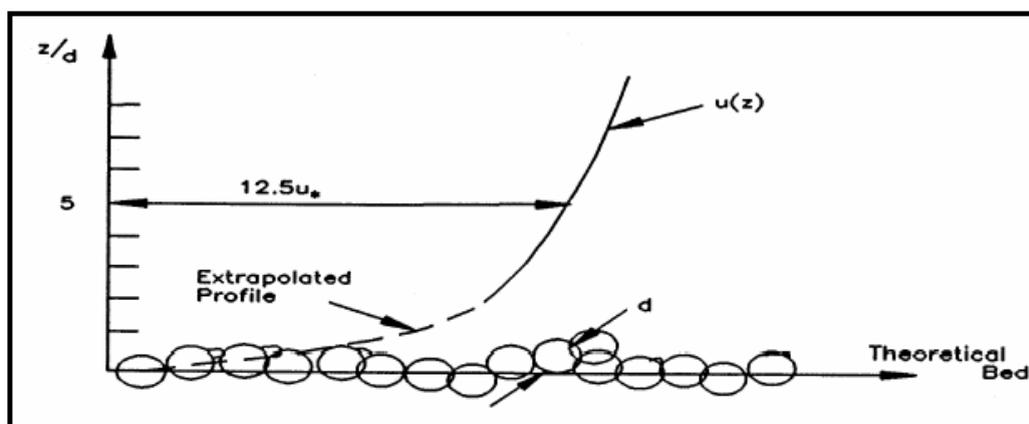


Figura 3.27.- Esquema de un flujo turbulento con perfil logarítmico sobre un fondo granular rugoso (CEM, 1998).

Tomando en cuenta que el perfil logarítmico en esta región es una mera extrapolación de las condiciones del flujo obtenidas fuera de la frontera, es evidente que la resistencia real experimentada por el fluido no es una fuerza por unidad de área distribuida de forma uniforme, sino una suma de fuerzas de arrastre sobre los granos de arena individuales, es decir:

$$\tau_b = \left(\sum_{\text{unidad de area}} \overline{F_{D,\text{grano}}} \right)$$

donde F_D es la fuerza de arrastre sobre los granos.

No es sino hasta un cierto nivel por encima de los elementos rugosos individuales que es razonable asumir que los vórtices, que se forman alrededor de los granos individuales y que son arrojados hacia el flujo, se han combinado para producir un flujo de corte turbulento, como el considerado en el modelo conceptual de las tensiones de corte analizado anteriormente.

Además de la variabilidad espacial de la interacción real entre un flujo turbulento y un fondo granular, también debe tenerse en cuenta que el flujo turbulento (incluso cuando se trate de una corriente estacionaria), es básicamente no estacionario. Por lo tanto, las fuerzas de arrastre sobre los granos individuales no son constantes, sino que varían con el tiempo debido a las fluctuaciones turbulentas. No obstante, debido a que el perfil logarítmico representa el perfil de velocidades promediado en el tiempo (y por lo tanto, las fluctuaciones turbulentas han sido eliminadas durante el proceso de promediado), las fuerzas de arrastre sobre los granos individuales deben evaluarse como sus valores promediados (como lo indica la barra superior en la expresión anterior).

Parece claro que para describir la compleja naturaleza de la interacción entre el fluido y el sedimento en la interfase entre ambos, es necesario un riguroso tratamiento matemático a menos que se emplee un modelo hidrodinámico que resuelva la estructura del flujo alrededor de los granos individuales, incluyendo la variación temporal de los procesos físicos asociados a las fluctuaciones turbulentas. Debido a la obvia dificultad que entraña el desarrollo de un modelo de estas características, es necesario adoptar modelos conceptuales heurísticos (basados en la física que rige el problema), que sean consistentes con el nivel de descripción del flujo para derivar relaciones cuantitativas que describan la interacción fluido-sedimento y contar con evidencias empíricas para determinar las constantes necesarias para obtener las relaciones predictivas.

Considerando un flujo estacionario sobre un fondo con sedimento no cohesivo, las fuerzas que actúan sobre el grano se ilustran en la figura 3.28.

En esta situación, el mecanismo impulsor del movimiento del grano es la fuerza de fricción (arrastre) que ejerce el flujo sobre éste (similar a las ecuaciones [3.29] y [3.31]):

$$F_D = \frac{1}{2} \rho C_D \frac{\pi d^2}{4} (\alpha u_*)^2 \quad [3.134]$$

donde u_* es la velocidad de corte (o velocidad de fricción) que es la velocidad del flujo en las inmediaciones del fondo, α es un coeficiente usado para modificar el valor de u_* de tal manera que el término $(\alpha \cdot u_*)$ indica la velocidad del flujo característica que pasa por el grano. La fuerza estabilizadora puede considerarse como la fuerza de fricción que actúa sobre el grano.

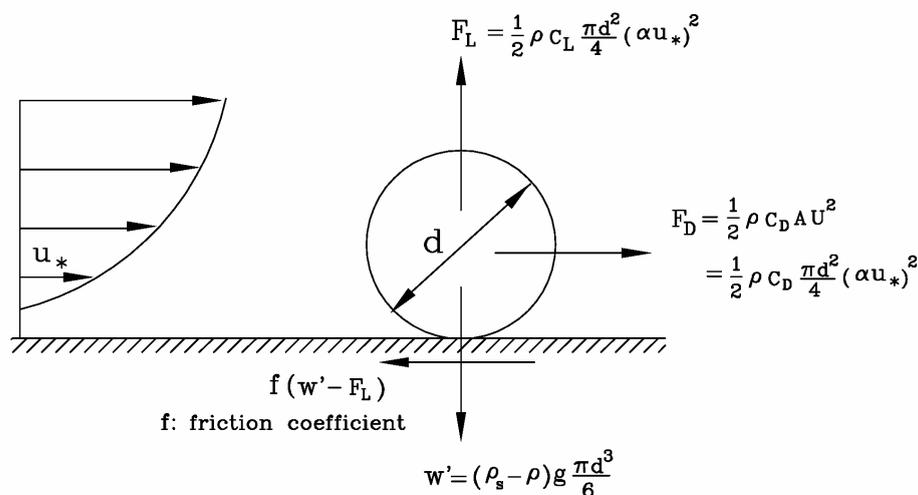


Figura 3.28.- Fuerzas que actúan sobre el sedimento en el fondo debidas a una corriente estacionaria (Liu, 2001).

El umbral del movimiento del sedimento en el fondo marino es uno de los factores más importantes en los cálculos relacionados con la respuesta del sedimento a la acción de las olas y las corrientes. Es de especial importancia en los problemas que involucran erosión alrededor de las estructuras, cálculos de la movilidad del sedimento en rellenos o extracciones de arena y transporte del sedimento en general.

Para flujos con poca velocidad sobre fondos arenosos, la arena permanece básicamente inmóvil. Al incrementarse la velocidad del flujo de forma paulatina es evidente que llega un punto en el cual el fluido es capaz de movilizar al sedimento. Este punto es el llamado umbral del movimiento del sedimento. Este umbral se puede alcanzar igualmente por el flujo oscilatorio asociado al oleaje y al flujo combinado de olas y corrientes.

Para una corriente estacionaria, la velocidad umbral verticalmente integrada \overline{U}_{cr} necesaria para mover un grano de diámetro d en un fondo plano, horizontal, sin *ripples*, a una profundidad h , puede ser predicha por distintos métodos. Por ejemplo, Van Rijn (1984) propone una ecuación válida para agua dulce a 15° de temperatura y una densidad del sedimento de $\rho_s = 2650 \text{ kg / m}^3$:

$$\overline{U}_{cr} = 0.19(d_{50})^{0.1} \log_{10} \left(\frac{4h}{d_{90}} \right) \text{ para } 100 \leq d_{50} \leq 500 \mu\text{m}$$

[3.135]a, b

$$\overline{U}_{cr} = 8.5(d_{50})^{0.6} \log_{10} \left(\frac{4h}{d_{90}} \right) \text{ para } 500 \leq d_{50} \leq 2000 \mu\text{m}$$

Soulsby (1997) propone una expresión para calcular esta velocidad crítica en función de una tensión de corte umbral en el fondo y de la ley de fricción (ecuación [3.47]), válida para sedimentos no cohesivos y para condiciones para en las cuales el tamaño adimensional del grano $D_* > 0.1$:

$$\bar{U}_{cr} = 7 \left(\frac{h}{d_{50}} \right)^{\frac{1}{7}} (g(s-1)d_{50}f(D_*))^{\frac{1}{2}} \quad (\text{para } D_* > 0.1)$$

donde: [3.136]a, b

$$f(D_*) = \frac{0.30}{1+1.2D_*} + 0.055(1 - \exp(-0.020D_*)) \quad \text{y} \quad D_* = \left[\frac{g(s-1)}{v^2} \right]^{\frac{1}{3}} d_{50}$$

donde s = relación entre las densidades del agua y del sedimento y v es la viscosidad cinemática del agua.

Bajo la acción del oleaje, el umbral de movimiento del sedimento depende de la magnitud de la velocidad orbital en el fondo u_{bwm} , el periodo del oleaje T , el diámetro del tamaño de grano d y su densidad ρ_s . La velocidad orbital umbral u_{bwcr} puede obtenerse a partir de las ecuaciones propuestas por Komar & Miller (1974):

$$u_{bwcr} = (0.11g(s-1))^{\frac{2}{3}} d^{\frac{1}{3}} T^{\frac{1}{3}} \quad \text{para } d < 0.5 \text{ mm} \quad [3.137]a$$

$$u_{bwcr} = (1.09g(s-1))^{\frac{4}{7}} d^{\frac{3}{7}} T^{\frac{1}{7}} \quad \text{para } d > 0.5 \text{ mm} \quad [3.137]b$$

donde g es la gravedad y s la relación entre las densidades del grano y del agua.

Estas ecuaciones son ampliamente utilizadas, pero tienen la desventaja de tener una gran discontinuidad en $d = 0.5$ mm. Como alternativa, la velocidad orbital umbral también puede deducirse a partir de la tensión umbral de corte en el fondo.

Soulsby (1997) propone un método continuo en todo el rango de tamaños de sedimento y bajo condiciones de flujo laminar, suave y altamente turbulento que es totalmente compatible con el método del umbral de movimiento inducido por corrientes (ecuación [3.136]). Este método consiste en una familia de curvas de u_{bwcr} como función del tamaño del sedimento para un rango de periodos de oleaje en caso específico de granos de cuarzo en agua de mar a 10 °C y 35 ppm. Estas curvas fueron calculadas para cada tamaño de grano, incrementando paulatinamente la velocidad orbital u_{bw} y obteniendo de ahí las tensiones de corte. Cuando las tensiones de corte calculadas son iguales al valor umbral, entonces $u_{bwcr} = u_{bw}$. Estos cálculos, sin embargo, no permiten la obtención de una expresión analítica debido a la complejidad de incluir las expresiones del factor de fricción bajo flujos laminares, suave o altamente turbulentos. La figura

3.29 muestra una comparación entre las predicciones con una serie de datos experimentales (Van Rijn, 1989). Cabe notar que las curvas teóricas sub-predicen los datos experimentales, debido posiblemente a que es más representativo comparar los umbrales bajo corrientes con las tensiones de corte medias del oleaje en lugar de compararlas con las tensiones de corte de pico. Como es de esperar, u_{bwcr} se incrementa con el periodo, tal como lo indican las curvas teóricas (tal como sucede con las ecuaciones de Komar y Miller, 1974).

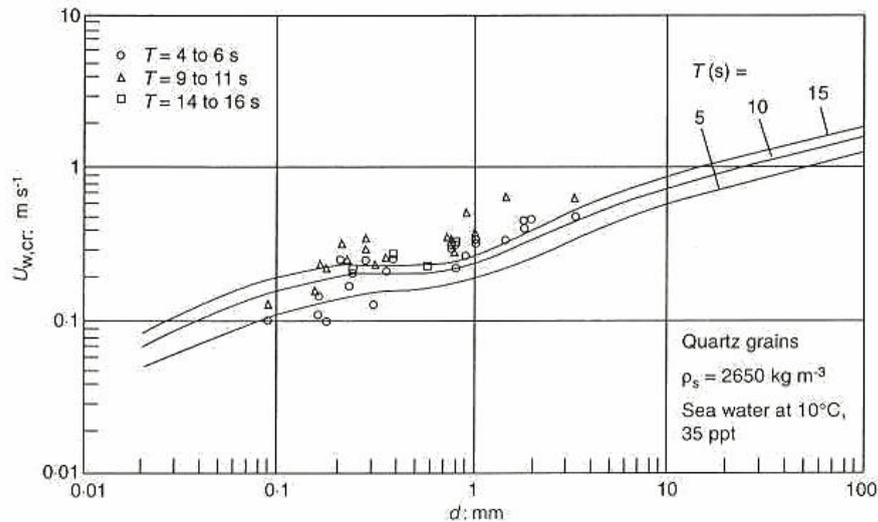


Figura 3.29.- Velocidad oscilatoria umbral asociada al oleaje para el movimiento de sedimentos (Van Rijn, 1989).

3.9.1.- Inicio del movimiento. Parámetro de Shields

A partir de la descripción anterior de la naturaleza de los flujos turbulentos en las cercanías del fondo, se puede deducir que las tensiones de corte en el fondo se pueden considerar como una magnitud física relacionada con las fuerzas de arrastre, es decir, la fuerza que al actuar sobre el sedimento en la superficie del fondo lo pone en movimiento. Aceptando que para un sedimento con un diámetro d hay aproximadamente $1/d^2$ granos por unidad de área, entonces la fuerza que actúa sobre los granos del fondo es:

$$\overline{\overline{F}}_{D,\text{grano}} \propto \tau_b d^2 \quad [3.138]$$

la doble barra indica que está espacial y temporalmente promediado.

Para un sedimento no cohesivo, los granos individuales de sedimento yacen y permanecen en el fondo debido a su propio peso, y resisten al movimiento horizontal debido a la interacción (fricción) con los granos adyacentes. Por lo tanto, para un

sedimento no cohesivo, la fuerza estabilizadora está asociada con el peso sumergido de los granos individuales:

$$W_{\text{grano}} \propto (\rho_s - \rho) g d^3 \quad [3.139]$$

donde ρ_s es la densidad del sedimento ($\approx 2650 \text{ kg / m}^3$ para cuarzo).

La relación entre las fuerzas movilizadoras (fuerzas de arrastre) y la fuerza estabilizadora (peso sumergido) es un concepto físico fundamental en la interacción fluido-sedimento para sedimento no cohesivo. Esta relación es lo que se conoce como el parámetro de Shields (Shields, 1936).

Considerando que, a partir de una cierta tensión de corte (fuerza) crítica (que se puede expresar en términos de la velocidad de corte crítica $u_{*,c}$), el sedimento puede comenzar a moverse, el parámetro de Shields es una expresión que denota la situación donde el sedimento está a punto de ponerse en movimiento, justo donde la fuerza de arrastre es igual a la velocidad de fricción, es decir:

$$\frac{1}{2} \rho C_D \frac{\pi d^2}{4} (\alpha u_{*,c})^2 = f \left((\rho_s - \rho) g \frac{\pi d^3}{6} - \frac{1}{2} \rho C_L \frac{\pi d^2}{4} (\alpha u_{*,c}) \right) \quad [3.140]$$

Ésta ecuación puede ser re-ordenada como:

$$\frac{u_{*,c}^2}{(s-1) g d} = \frac{f}{\alpha^2 C_D + f \alpha^2 C_L} \frac{4}{3 \alpha^2} \quad [3.141]$$

donde el parámetro de Shields se define como:

$$\theta = \frac{u_*^2}{(s-1) g d} = \frac{\tau_b}{(s-1) \rho g d} = \frac{\tau_b}{(\rho_s - \rho) g d} \quad [3.142]$$

donde $s = (\rho_s / \rho)$ es la densidad relativa del sedimento con respecto al fluido.

De tal manera que, el sedimento comienza a moverse cuando:

- $u_* > u_{*,cr}$, es decir, que la velocidad de corte del flujo es mayor que la velocidad de corte crítica.
- $\tau_b > \tau_{b,cr}$, es decir, que la tensión de corte crítica es mayor que la tensión de corte umbral ($\tau_b = \rho u_{*,c}^2$).

- $\theta > \theta_{cr}$, es decir, que el parámetro de Shields es mayor que el parámetro de Shields crítico (ecuación [3.142]).

Para un flujo turbulento sobre un fondo no rugoso, consistente en sedimento no cohesivo, con diámetro d , la rugosidad de grano equivalente de Nikuradse es $k_n = d$. De la descripción de la naturaleza de flujos turbulentos en la capa límite, se vio que la escala o magnitud de la rugosidad experimentada por el flujo, z_0 (ecuación [3.19]) depende del régimen (moderadamente o altamente turbulento) del flujo. El parámetro que determina las características (régimen) del flujo en las cercanías del fondo y por lo tanto de la fuerza movilizadora que actúa sobre los granos individuales del sedimento es el número de Reynolds en el fondo:

$$\text{Re}_s = \frac{u_* k_n}{\nu} = \frac{u_* d}{\nu} \quad [3.143]$$

De aquí se deduce que las condiciones de estabilidad de un grano de sedimento en una interfase fluido – sedimento puede expresarse como un valor crítico del parámetro de Shields, el cual a su vez, es función de un número de Reynolds crítico (Re_s^*) que ha de ser determinado a partir de modelos numéricos o datos experimentales:

$$\theta_{cr} = \frac{\tau_{bcr}}{\rho g(s-1)d} = \frac{u_{*cr}^2}{g(s-1)d} = f(\text{Re}_s) \quad [3.144]$$

La figura 3.30 muestra el diagrama tradicional del parámetro de Shields (ecuación [3.144]) contrastado con datos experimentales obtenidos de un flujo uniforme y estacionario (Raudkivi, 1990) y que relaciona al parámetro de Shields con el número de Reynolds. Esto muestra que $\theta_{cr} \approx 0.06$ es aproximadamente constante para $\text{Re}_s > 100$, es decir, para flujos totalmente turbulentos, mientras que el parámetro crítico de Shields, θ_{cr} aumenta desde un valor mínimo de 0.035 para valores de $\text{Re}_s < 10$, correspondiente a un régimen de flujo suavemente turbulento. En la figura 3.30 se distinguen 3 zonas bien diferenciadas, correspondientes a 3 situaciones de flujo distintas:

- Flujo hidrodinámicamente suave, para $\text{Re}_s \leq 2$, donde d_n es mucho más pequeño que el grosor de la subcapa viscosa, por lo que el sedimento se encuentra dentro de la subcapa viscosa y por lo tanto, θ_{cr} es independiente del diámetro del grano. Experimentalmente se ha encontrado que $\theta_{cr} = 0.1/\text{Re}_s$.
- Flujos en transición, para $2 \leq \text{Re}_s \leq 500$, donde el tamaño del grano es del mismo orden que el grosor de la subcapa viscosa. Hay un valor mínimo para $\theta_c = 0.032$ correspondiente a un $\text{Re}_s = 10$.
- Flujos hidrodinámicamente fuertes, para $\text{Re}_s \geq 500$, donde no existe la subcapa viscosa y por lo tanto θ_{cr} es independiente de la viscosidad del fluido. θ_{cr} tiene un valor constante de 0.06

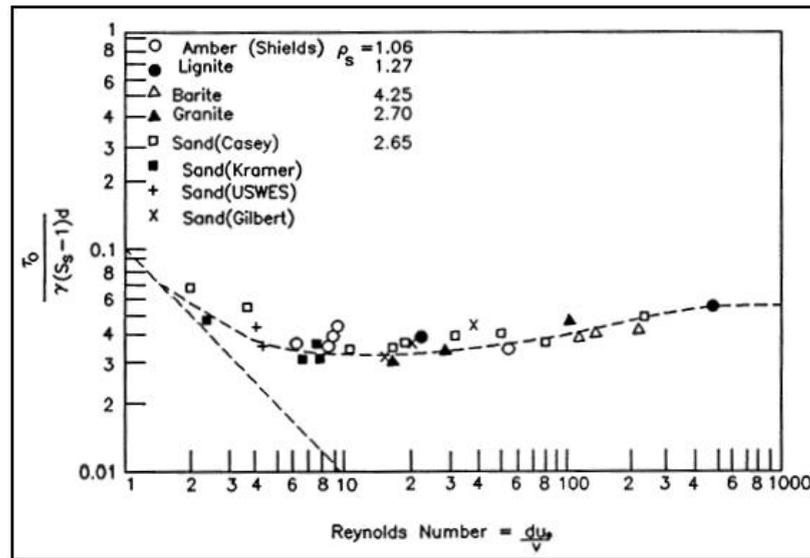


Figura 3.30.- Diagrama de Shields para inicio de movimiento en un flujo turbulento estacionario (Raudkivi, 1990) de donde se obtiene el valor crítico θ_c en función del número de Reynolds del grano (sedimento uniforme y no cohesivo).

Para establecer las condiciones críticas (umbrales) de inicio de movimiento, (ecuación [3.144]), es importante tener en cuenta la naturaleza de la interacción entre el fluido y el sedimento. Para valores de $\theta > \theta_{cr}$ las fuerzas de movimiento son mayores que las fuerzas estabilizadoras, por lo que el sedimento estará en movimiento. Sin embargo, esto no significa que para valores de θ ligeramente menores que θ_{cr} , el sedimento no se mueva en absoluto. Para un flujo turbulento, en las proximidades de $\theta \approx \theta_{cr}$, las fuerzas de arrastre sobre algunos granos de sedimento pueden incrementarse momentáneamente por vórtices turbulentos (especialmente fuertes) provenientes de la capa de generación de turbulencia, por lo que si el tiempo de respuesta de los granos individuales es menor que la duración de la fluctuación (pulso turbulento), puede provocarse una dislocación de los granos desde su posición de reposo e iniciarse el movimiento. La curva empírica de un diagrama de θ vs. Re_s que exprese la condición crítica de movimiento (la curva de Shields o el criterio de Shields), debe de ser interpretada como un área difusa alrededor de la propia curva. Para un flujo cuyas condiciones se encuentren dentro de esta área, el movimiento del sedimento puede tener lugar, pero será cada vez más esporádico conforme θ caiga debajo de la curva que define θ_{cr} .

3.9.2.- Diagrama modificado de Shields

Para poder predecir las condiciones del flujo que provocarán el movimiento del sedimento con un cierto tamaño (diámetro) conocido, la utilización del diagrama (convencional) de Shields puede ser un tanto engorrosa, debido a que la característica más importante del flujo involucrada en el movimiento del sedimento, la velocidad de corte crítica u_{*cr} está incluida en ambos ejes. Este problema puede solucionarse si se

toma en cuenta que la curva de Shields define una única relación entre θ_{cr} y Re_* . Así, a partir de la definición de θ_{cr} (ecuación [3.144]) se obtiene que:

$$u_{*cr} = \sqrt{(s-1)gd} \sqrt{\theta_{cr}} \quad [3.145]$$

Aplicando esto en la definición del número de Reynolds en el fondo Re_* , se obtiene el parámetro:

$$S_* = \frac{d\sqrt{(s-1)gd}}{4\nu} = \frac{Re_s}{4\sqrt{\theta_{cr}}} \quad [3.146]$$

Tomando los valores correspondientes de Re_s y θ_{cr} del diagrama “tradicional” de Shields, se puede obtener el valor del parámetro sedimento - fluido S_* que luego puede usarse para reemplazar a Re_s en el diagrama de Shields. De esta manera se obtiene el diagrama modificado de Shields (Madsen y Grant, 1976) tal como se muestra en la figura 3.31. Cabe mencionar que la razón de que aparezca el factor 4 en la definición de S_* es para obtener valores numéricos de S_* comparables con los valores de Re_* en el diagrama de Shields tradicional. Esto está hecho meramente por conveniencia sin tener ningún significado físico (Madsen, 1993).

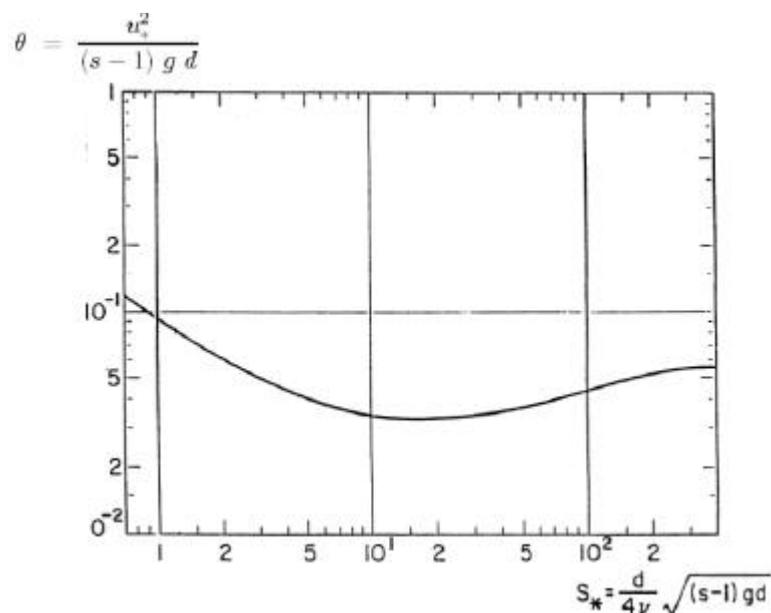


Figura 3.31.- Diagrama modificado de Shields que muestra θ_c en función de S_* (Madsen & Grant, 1976).

El límite inferior del diagrama modificado de Shields, en $S_* = 1$, es una región que, para sedimento compuesto por cuarzo en agua de mar, corresponde a un diámetro de sedimento ≈ 0.1 mm, es decir, una arena muy fina. Aunque la cohesión puede ser

importante para diámetros menores que 0.1 mm, si estos se encuentran limpios de materia orgánica, pueden ser considerados como no cohesivos y por lo tanto, estar gobernados por el criterio de inicio de movimiento de Shields.

Ajustando los datos experimentales sobre condiciones del umbral de inicio de movimiento presentados por Raudkivi (1990), obtenidos para valores bajos del número de Reynolds del sedimento Re_s (en el rango de 0.03 a 1), se obtiene que:

$$\theta_{cr} = 0.1 Re_s^{-\frac{1}{3}} \text{ para } Re_s < 1 \quad [3.147]$$

que interpretado en el diagrama modificado de Shields (propuesto por Madsen y Grant, 1976), puede describirse como:

$$\theta_{cr} = 0.1 S_*^{-\frac{2}{7}} \text{ para } S_* < 0.1 \quad [3.148]$$

Para valores grandes de S_* , el régimen del flujo correspondiente a las condiciones de inicio del movimiento son totalmente turbulentas, es decir, $Re_s > 100$, y se puede usar un valor de $\theta_{cr} \approx 0.06$ para valores de S_* mayores que el rango cubierto en la figura 3.32.

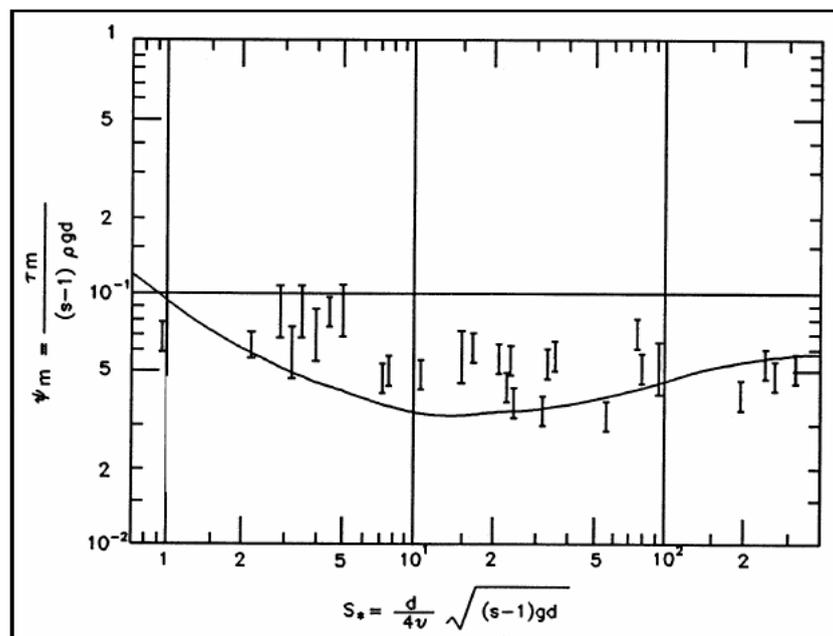


Figura 3.32.- Comparación de la curva de Shields con datos experimentales de las condiciones de inicio de movimiento en flujos turbulentos oscilatorios (Madsen & Grant, 1976).

El criterio modificado de Shields para el inicio de movimiento para sedimento no cohesivo mostrado en la figura 3.32 se obtuvo a partir de experimentos con flujos

estacionarios turbulentos. No obstante, no debe sorprender el hecho de que este criterio pueda ser también aplicable a flujos turbulentos en capa límite no estacionarios, como se demuestra en la misma figura 3.32 (Madsen y Grant, 1976) si se considera la naturaleza de la puesta en movimiento del sedimento. Para las condiciones de flujo en las proximidades de $\theta \approx \theta_{cr}$, el movimiento esporádico de algunos granos se debe a las fluctuaciones turbulentas de alta frecuencia de la fuerza movilizadora que actúa sobre los granos. Debido a que el perfil medio de velocidades cerca del fondo es logarítmico, tanto para el flujo asociado al oleaje como para corrientes, es físicamente razonable esperar que la turbulencia cercana al fondo sea similar para ambos casos, es decir, que sea función de los valores instantáneos de la velocidad de corte en el fondo. Por lo tanto, dado que el tiempo de respuesta de los granos individuales del sedimento es relativamente corto con respecto a la escala de tiempo de las fluctuaciones turbulentas (que se espera que sea la misma para olas y corrientes, si sus velocidades de corte son iguales), el inicio de movimiento tan sólo se verá afectado por las inestabilidades si el periodo del oleaje es del mismo orden que la escala temporal de las fluctuaciones turbulentas. Debido a que esto en general no sucede, los efectos de las inestabilidades del flujo medio son despreciables y los granos del sedimento reaccionan de forma casi instantánea a las tensiones de corte, es decir, el inicio de movimiento se obtiene de:

$$\theta_m = \frac{u_{*m}^2}{(s-1)gd} = \theta_{cr} \quad [3.149]$$

donde θ_m es el parámetro de Shields que denota movimiento, u_{*m} denota la máxima velocidad de corte, es decir, $u_{*m} = u_{*c}$, u_{*wm} y u_{*cwm} para corrientes puras, oleaje puro y flujos combinados de olas y corrientes respectivamente.

El efecto de la pendiente del fondo en el inicio de movimiento de sedimento en la interfase fluido-sedimento puede ser tomada en cuenta considerando una modificación (Madsen, 1991) en el balance entre la fuerzas de arrastre, gravedad y fricción (resistencia al movimiento) a lo largo de un fondo inclinado con un cierto ángulo β con respecto a la horizontal en la dirección del flujo, donde β es positiva si la pendiente del fondo es cuesta arriba en la dirección del flujo. Este balance de fuerzas es (Madsen, 1993):

$$\frac{1}{2}\rho C_D \left[\frac{\pi}{4} d^2 \right] u_{cr,\beta}^2 - (\rho s - \rho) g \left[\frac{\pi}{6} d^3 \right] \sin \beta = (\rho s - \rho) g \left[\frac{\pi}{6} d^3 \right] \cos \beta \tan \phi_s \quad [3.150]$$

donde C_D y ϕ_s son el coeficiente de arrastre y el ángulo de fricción respectivamente, para un grano de arena esférico en la interfase fluido-sedimento, y $u_{cr,\beta}$ es una velocidad representativa del fluido que se usa en la evaluación de la fuerza de arrastre. Reordenando la ecuación [3.150] se obtiene:

$$\frac{u_{cr,\beta}^2}{(s-1)gd} = \frac{4}{3C_D} \tan \phi_s \left(\cos \beta \left(1 + \frac{\tan \beta}{\tan \phi_s} \right) \right) \quad [3.151]$$

donde los términos en el paréntesis representan los efectos de la pendiente del fondo, con β positivo si la pendiente del fondo es cuesta arriba en la dirección del flujo, mientras que los términos restantes expresan el balance de fuerzas para un fondo horizontal. Aceptando que este balance de fuerzas sobre un fondo horizontal expresa el criterio de Shields, este resultado sugiere que el parámetro crítico de Shields para un flujo sobre un fondo con pendiente puede expresarse como:

$$\theta_{cr,\beta} = \theta_{cr} \left(\cos \beta \left(1 + \frac{\tan \beta}{\tan \phi_s} \right) \right) \quad [3.152]$$

De hecho, este esquema simple (ecuación [3.151]) puede ser usado para obtener una expresión teórica para el parámetro crítico de Shields, tomando u_{cr} como la velocidad dada por el perfil logarítmico de velocidades evaluado en $z = z_r$. Entonces, la ecuación [3.151] para un fondo horizontal con $\beta = 0$ cambia a:

$$\frac{u_{cr}^2}{(s-1)gd} = \theta_{cr} = \frac{4}{3C_D} \left(\frac{k}{\ln \frac{z_r}{z_0}} \right)^2 \tan \phi_s \quad [3.153]$$

Aunque de manera menos intuitiva que los argumentos físicos presentados para la deducción de la ecuación [3.144] (parámetro crítico de Shields), esta expresión muestra que θ_{cr} es función de Re_s , ya que z_0 (ecuación [3.19]) también es función de Re^* . Para una flujo totalmente turbulento (con $z_0 = k_n / 30 = d / 30$), la ecuación [3.153] lleva a un valor constante de θ_{cr} para $Re_s > 100$, que coincide cualitativamente con diversas observaciones realizadas. Tomando valores “razonables” de $z_r = 0.8$ y $C_D = 0.4$, este modelo simple sugiere un valor de $\theta_{cr} = 0.051 \tan \phi_s$, el cual también concuerda cuantitativamente con las observaciones para $\phi_s \approx 50^\circ$ (Madsen, 1991), ya que $\theta_{cr} \approx (0.051 \tan 50^\circ) \approx 0.06$ para un flujo totalmente turbulento.

El diagrama modificado de Shields (figura 3.31) es mas fácil e intuitivo de usar que el diagrama tradicional ya que, conociendo las características del fluido y del sedimento, s , d y v_t , se puede obtener S^* a partir de la ecuación [3.146]. A partir de aquí, conociendo S^* , puede obtenerse θ_{cr} a partir de la figura 3.31 o de la ecuación [3.148] para $S^* < 0.8$, mientras que la velocidad de corte crítica puede obtenerse de la ecuación [3.145]. De igual manera, conociendo la densidad del sedimento, y la viscosidad del fluido, se puede estimar la tensión de corte en el fondo crítica para el inicio de movimiento τ_{bcr} para un diámetro dado, encontrando el parámetro del fluido – sedimento (S^*) (ecuación [3.146]), encontrando u_{*cr} con la figura 3.31 y finalmente la τ_{bcr} (ecuación [3.13]).

3.10.- Formas geométricas y rugosidad del fondo

Para situaciones de flujo estacionario, como una corriente, el sedimento comienza a moverse cuando se supera un valor umbral del parámetro de Shields (parámetro crítico de Shields), definido anteriormente en la ecuación [3.142] y en la figura 3.31.

Para estimar el inicio del movimiento bajo la acción del oleaje, es posible utilizar directamente el diagrama de Shields, sustituyendo las tensiones de corte inducidas por la corriente por las tensiones de corte máximas (definidas por Jonsson, 1966) inducidas por el flujo oscilatorio del oleaje (ecuación [3.73]), así como el Parámetro del fluido-sedimento S^* (ecuación [3.146]). Para calcular las tensiones de corte máximas inducidas por el oleaje, se calcula la velocidad máxima de la partícula de agua cerca del fondo y la amplitud del desplazamiento por medio de las ecuaciones [3.61] y [3.59] respectivamente, y el coeficiente de fricción del oleaje por medio de la ecuación [3.81].

Una vez el sedimento ha comenzado a moverse, comienzan a generarse formas geométricas del fondo. En estudios de laboratorio se ha visto que, en función del régimen hidrodinámico, la geometría evoluciona de ser plano a tener *ripples*, a dunas, a condiciones de *sheet flow* y a antidunas (figura 3.33):

- i. *Ripples*.- Se forman en regimenes hidrodinámicos relativamente suaves, de baja intensidad y están asociados a sedimentos relativamente finos, con $d_{50} < 0.7$ mm. El tamaño de los *ripples* está controlado principalmente por el tamaño del grano. Las alturas y longitudes típicas de los *ripples* están dadas por las siguientes expresiones empíricas:

$$\begin{aligned} H_{\text{ripples}} &\approx 100d_{50} \\ L_{\text{ripples}} &\approx 1000d_{50} \end{aligned} \quad [3.154]$$

En flujos de baja intensidad, los *ripples* tienen formas muy regulares (2D), con una pendiente de $\approx 6^\circ$ en la cara expuesta del *ripple* y una pendiente \approx de 32° en la cara protegida del *ripple*. Con un incremento en la intensidad del flujo, los *ripples* se vuelven tridimensionales.

- ii. Dunas.- La forma de las dunas es muy similar a la de los *ripples*, pero son mucho más grandes. El tamaño de las dunas está controlado por la profundidad del fondo y se asocia a tamaños de grano gruesos, con un d_{50} mayor que 0.6 mm. Con el incremento en la intensidad del flujo, las dunas crecen y la profundidad del agua donde están las dunas disminuye. Esto da lugar a un incremento en la velocidad del flujo en las crestas de las dunas, lo que puede provocar que, en caso de un aumento en el régimen hidrodinámico, las dunas sean lavadas, el fondo se vuelva plano y se generen condiciones de flujo en capas (“*sheet flow*”).

- iii. Antidunas.- Se forman cuando el número de Froude es mayor a 1. En estas condiciones, la altura del oleaje formado en la superficie es del mismo orden de magnitud que la altura de la anti-duna. La superficie ondulada del fondo se vuelve inestable y puede crecer y romper en contra de la dirección del flujo, lo que provoca que las antidunas se muevan en dirección contraria al flujo.

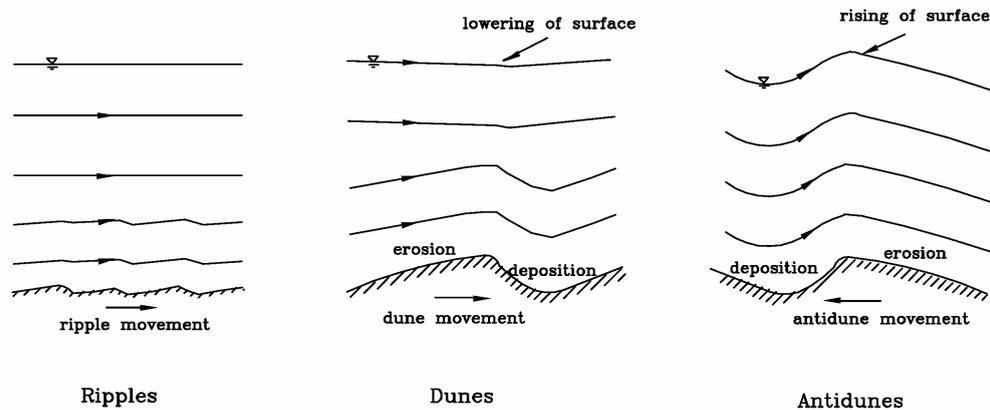


Figura 3.33.- Flujo sobre *ripples*, dunas y antidunas (Liu, 2001).

De tal manera que conociendo la velocidad media de la corriente, la profundidad del agua y el tamaño del sedimento, es posible predecir las posibles formas generadas en el fondo por medio de diagramas empíricos (e.g. Znamenskaya, 1969), donde el tamaño del sedimento se representa por medio de la velocidad de caída del sedimento (w_s). La velocidad de movimiento de los *ripples* también se muestra en dicho diagrama (figura 3.34).

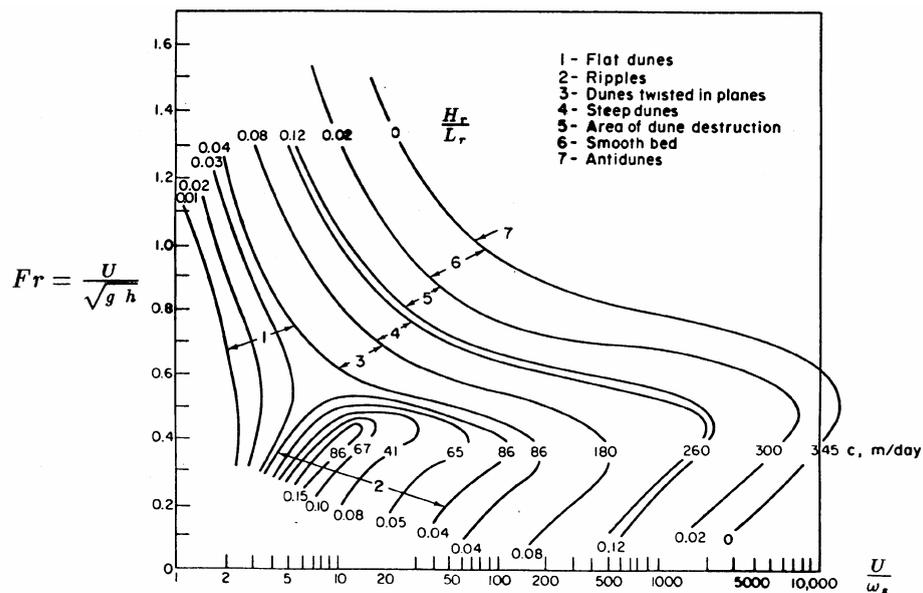


Figura 3.34.- Formas del fondo en función de la velocidad de caída, velocidad de la corriente y el número de Froude (Raudkivi, 1990).

3.10.1.- Generación de formas del fondo por acción del oleaje

Cuando la intensidad del flujo (expresada en términos del parámetro de Shields, θ) excede una condición crítica de inicio de movimiento, θ_{cr} , los granos de sedimento comenzarán a moverse de manera instantánea. Sin embargo, para valores de θ que excedan ligeramente (del 10 al 20%) el valor de θ_{cr} , comenzará la formación de formas geométricas en el lecho.

La aparición de formas en la interfase fluido – sedimento en el fondo marino provoca un cambio obvio en su geometría. Mas que provocar un incremento en la resistencia del flujo asociada a las fuerzas de arrastre que se generan sobre los granos individuales (es decir, la rugosidad dada por el diámetro del sedimento), el flujo se separará en la cresta de las formas del lecho y entonces, la resistencia del flujo se deberá principalmente a las fuerzas de presión del flujo sobre las formas geométricas del lecho. En otras palabras, la rugosidad pasará a depender de la geometría de los *ripples*. La aparición de los *ripples* en el fondo cambia la rugosidad del fondo en algunos órdenes de magnitud.

A pesar del incremento en la rugosidad del fondo debida a la presencia de los *ripples*, son las fuerzas de arrastre que actúan sobre los granos individuales (no las fuerzas de arrastre sobre las formas del lecho) las responsables del movimiento del sedimento inducido por el flujo.

La fricción con el fondo, en términos de las tensiones de corte en el fondo, es la tensión de corte promedio que actúa sobre el sedimento. La idea de dividir las tensiones de corte en el fondo en las debidas a la fricción y las debidas a la presión sobre las formas del fondo, es decir:

$$\tau_b = \tau_{bs} + \tau_{bf} \quad [3.155]$$

(donde τ_{bs} denota la componente debida a la fricción y τ_{bf} la componente de presión del flujo sobre las formas del fondo, como se puede observar en la figura 3.35) ha recibido una atención considerable en el contexto de la mecánica del transporte de sedimentos en flujos turbulentos estacionarios (Raudkivi, 1990).

Para un oleaje puro, las tensiones de corte debidas a la fricción, se pueden obtener de forma simple (Madsen y Grant, 1976) evaluando las tensiones de corte en el fondo a partir de las condiciones de oleaje dadas por u_{bm} y ω , y suponiendo que la escala de rugosidad del fondo sea el diámetro del sedimento d . Así, las tensiones de corte debidas a la fricción se obtienen como:

$$\tau_{bws} = \frac{1}{2} \rho f_{ws} u_{bwm}^2 \quad [3.156]$$

donde f_{ws} es el factor de fricción del oleaje obtenido de las ecuaciones [3.87], [3.88] o [3.90] para una rugosidad de:

$$k_n = k_n' = d \quad [3.157]$$

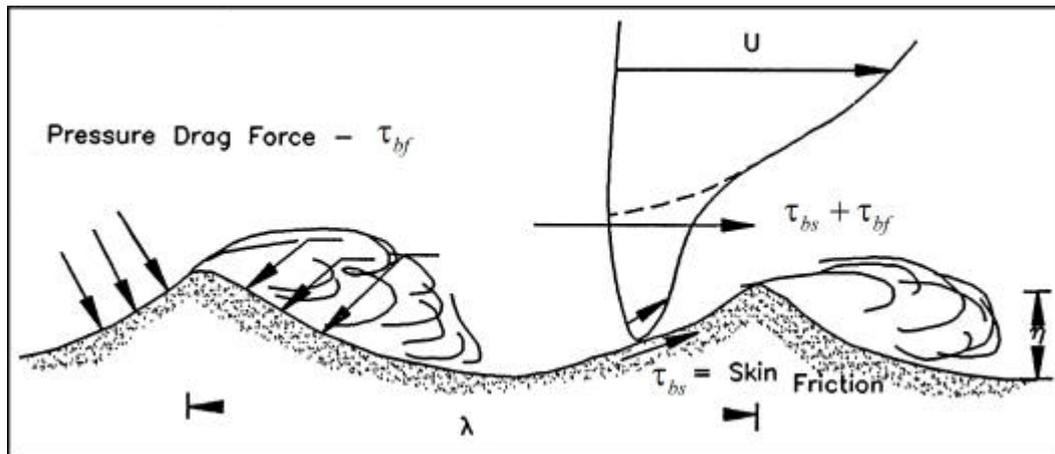


Figura 3.35.- Esquemización de las componentes de fricción con el fondo y presión de arrastre en un flujo turbulento sobre un fondo arenoso con formas geométricas (CEM, 1998).

Para flujos combinados de olas y corrientes, Glenn & Grant (1987) proponen la evaluación de las tensiones de corte debidas a la fricción de una forma similar, es decir, usando el modelo de interacción olas y corrientes descrito anteriormente, con la rugosidad del fondo definida por la ecuación [3.157]. Sin embargo, si un flujo de capa límite combinado por olas y corrientes se define por la velocidad de la corriente fuera de la capa límite del oleaje, es decir, por $u_c(z_r)$, con $z_r > \delta_{cw}$, la utilización directa de esta información para describir la capa límite para flujos combinados de olas y corrientes, puede dar lugar a una determinación un tanto ambigua de la fricción. Ello es debido a que esta aproximación supone que la variación de la velocidad de la corriente fuera de la capa límite del oleaje estará en función de la rugosidad determinada por el tamaño de grano, es decir, por $k_n = k_n' = d$, lo cual es sólo cierto para un fondo plano (sin formas geométricas), es decir, en ausencia de fuerzas de presión sobre las formas geométricas del fondo.

Para solucionar este problema, primero se aplica la teoría desarrollada para flujos combinados de olas y corrientes utilizando k_n como la rugosidad total de los granos de arena equivalente de Nikuradse, para tomar en cuenta la presencia de formas del lecho al predecir la velocidad de la corriente en el borde exterior de la capa límite:

$$u_c(z_r) \quad \text{con } z_r = \delta_{cw} \quad [3.158]$$

se obtiene a partir de un modelo que considere las tensiones totales de corte en el fondo.

Con la corriente definida por la ecuación [3.158], las tensiones de corte debidas a la fricción del flujo con el fondo se calculan a partir de la teoría descrita para flujos combinados, usando la rugosidad del grano $k_n = k_n' = d$. De esta manera se evita la ambigüedad en la predicción de las tensiones de corte debidas a la fricción (Wikramanayake & Madsen, 1994).

3.10.2.- Generación de *ripples*

Wikramanayake & Madsen (1994) realizaron un estudio comparando datos de la geometría de los *ripples* en condiciones de campo contra el parámetro de Shields basado en la tensión de corte máxima debida a la fricción θ'_m , y encontraron que, aunque hay una dispersión importante en los resultados, el parámetro que proporcionaba una mejor correlación entre la geometría de los *ripples* y los datos de campo era:

$$Z = \frac{\theta'_m}{S_*} \quad [3.159]$$

donde S_* es el parámetro fluido – sedimento (ecuación [3.146]). Wikramanayake & Madsen (1994) realizaron una comparación de este parámetro contra la altura normalizada η/A_{bmr} (donde $A_{bmr} = u_{bwr}/\omega_r$), y el peralte η/λ de los *ripples*, adquiridos en experimentos de campo, obteniendo las siguientes relaciones empíricas

$$\frac{\eta}{A_{bmr}} = \begin{cases} 1.8 \times 10^{-2} Z^{-0.5} & \text{para } 0.0016 < Z < 0.012 \\ 7.0 \times 10^{-4} Z^{-1.23} & \text{para } 0.012 < Z < 0.18 \end{cases} \quad [3.160]$$

y

$$\frac{\eta}{\lambda} = \begin{cases} 1.5 \times 10^{-1} Z^{-0.009} & \text{para } 0.0016 < Z < 0.012 \\ 1.05 \times 10^{-2} Z^{-0.65} & \text{para } 0.012 < Z < 0.18 \end{cases} \quad [3.161]$$

donde A_{bmr} es la amplitud de la trayectoria de la partícula de agua predicha por la teoría lineal (ecuación [3.86] evaluada con los parámetros representativos del oleaje irregular), η y λ son la altura y longitud de onda del *ripple* respectivamente, y los rangos superior e inferior de validez indican el rango cubierto por los datos experimentales.

Los datos de campo muestran una dispersión considerablemente mas grande con respecto a los datos de laboratorio. Esto en realidad es una situación esperable si se toman en consideración las dificultades asociadas a la obtención de datos de campo con respecto a los datos de laboratorio, aunque los datos de campo (altura y peralte de los *ripples*) muestran la misma tendencia general que los datos de laboratorio. Para el rango inferior de las intensidades del flujo, $0.0012 < Z < 0.016$, la variación de la geometría normalizada de los *ripples* con respecto de Z es relativamente baja, mientras que la geometría varía rápidamente para valores altos de Z . Finalmente, cuando Z excede el valor de 0.018, el fondo se vuelve plano de nuevo, dando lugar a lo que se conoce como *sheet flow*.

3.10.3.- Geometría de los *ripples*

A partir de la descripción del oleaje irregular mediante sus parámetros representativos (periodo representativo y la altura de ola media cuadrática) y las características del sedimento, se puede obtener las tensiones de corte $\tau_{bwm,s}$ debidas a la fricción del flujo oscilatorio (ecuación [3.156]).

Una vez conocido el parámetro $\tau_{bwm,s}$, se puede obtener el parámetro de Shields basado en la máxima tensión de corte debida a la fricción $\theta_{m,s}$:

$$\theta_{m,s} = \frac{\tau_{bwm,s}}{(s-1)\rho g d} = \frac{u_{*wm}^2}{(s-1)gd} \quad [3.162]$$

y si $\theta_{m,s} > 2\theta_{cr}$ (obtenido a partir de la curva modificada de Shields, figura 3.31), se puede suponer que se inicia el movimiento del sedimento y se puede obtener el parámetro Z (ecuación [3.159]).

Así, una vez conocido Z , se pueden usar las relaciones empíricas dadas en las ecuaciones [3.160] y [3.161] para obtener la geometría de los *ripples*. Si $\theta_{m,s} > 0.35$ o si $Z > 0.18$, se supone que el fondo se vuelve plano de nuevo y que hay condiciones de *sheet flow*.

3.10.4.- Rugosidad del fondo en presencia de *ripples*

La rugosidad del fondo k_n , también llamada rugosidad de grano equivalente de Nikuradse es una forma de medir la irregularidad del fondo. La única situación en la que se puede obtener directamente la rugosidad del fondo es en un lecho plano consistente en esferas uniformes, donde $k_n =$ diámetro de la esfera. Como se mencionó anteriormente, la rugosidad del fondo se puede obtener indirectamente a partir de medidas del perfil de velocidades (realizando un ajuste logarítmico). A partir de una gran cantidad de datos sobre los valores de la escala de rugosidad del fondo, obtenidos por medio de medidas del perfil de velocidades, en distintas situaciones de régimen

hidrodinámico y tamaños de sedimento, se han obtenido los valores aproximados de la escala de rugosidad del fondo:

$$k_n \approx \begin{cases} (1-10)d_{50} & \text{fondo plano} \\ 100d_{50} \approx H_{\text{ripple}} & \text{fondo con ripples} \end{cases} \quad [3.163]$$

En un flujo estacionario, la secuencia de formas del fondo que se forman una vez se han superado las condiciones umbrales para el inicio del movimiento:

- i. Fondo plano.
- ii. *Rolling grain ripples* (que se forman en las proximidades del umbral de inicio de movimiento, cuando los granos comienzan a moverse, pero no se levantan del fondo).
- iii. *Vortex ripples* (se dan en condiciones de $\theta > 2 \cdot \theta_{cr}$).
- iv. flujo en capas (en condiciones de $\theta > 0.413 d_{[cm]}$. El fondo se vuelve plano).

Los *ripples* inducidos por el flujo oscilatorio del oleaje se pueden distinguir de los *ripples* formados por las corrientes gracias a sus características geométricas. Los *ripples* inducidos por el oleaje tienden a ser más simétricos debido a la oscilación de la partícula del agua (figura 3.36).

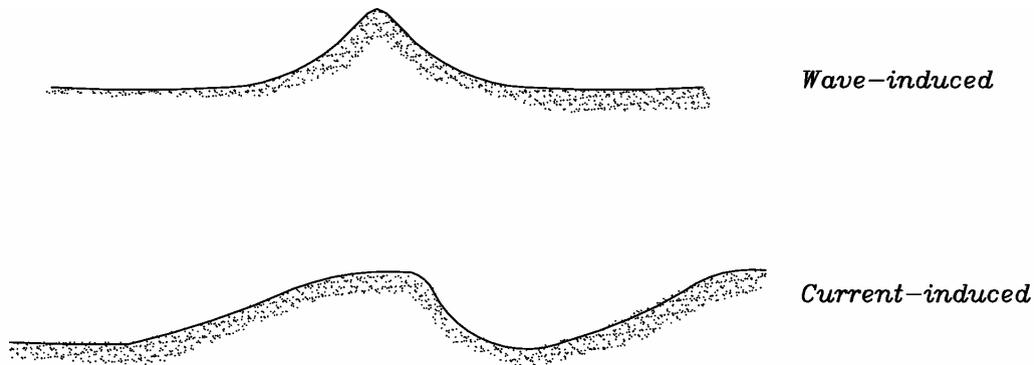


Figura 3.36.- Geometría de los *ripples* inducidos por el oleaje y por las corrientes respectivamente.

Desde el punto de vista hidrodinámico, la rugosidad equivalente de Nikuradse de un fondo con *ripples* es más importante que la propia geometría de los *ripples*. Sin embargo, es obvio que la geometría de los *ripples* debe jugar un papel importante en la determinación de la resistencia al flujo que experimenta el fluido en su interacción con el fondo. Para traducir la geometría de los *ripples* en términos de la rugosidad equivalente de Nikuradse (es decir, la determinación de la rugosidad de un fondo móvil), es necesario tener información y datos experimentales de la resistencia del flujo sobre un fondo natural móvil con presencia de *ripples*. Desafortunadamente la falta de datos experimentales bajo condiciones de oleaje natural limitan seriamente la posibilidad de la determinación de la rugosidad de un fondo móvil.

Para el caso de los *ripples* generados por el oleaje, su longitud (L_r) es aproximadamente 2 veces la amplitud del desplazamiento de la partícula del agua A_{bm} (ecuación [3.59]):

$$L_r = 2 \cdot A_{bm} \quad [3.164]$$

y el peralte está dado por (Nielsen, 1979):

$$\frac{H_r}{L_r} = 0.182 - 0.24 (\theta_{m,s})^{\frac{3}{2}} \quad [3.165]$$

donde H_r es la altura del *ripple* y $\theta_{m,s}$ es el parámetro de Shields efectivo debido a la fricción, es decir, el parámetro de Shields calculado tomando en cuenta la rugosidad del fondo como $2.5 d_{50}$. La escala de rugosidad del fondo (con *ripples*) estará escalada por la altura de los *ripples*:

$$k_{nr} = (1 - 4) H_r \quad [3.166]$$

Para determinar la rugosidad del fondo en condiciones de campo, Madsen, (1993) sugiere que para condiciones de oleaje irregular definido en términos del periodo representativo, la altura de los *ripples* se determine usando la ecuación [3.160] y la rugosidad del fondo móvil k_{nr} a partir de la ecuación [3.166]. Si el valor de $\theta_{m,s}$ no indica inicio de movimiento, es decir, $2 \theta_{m,s} < \theta_{cr}$, a menos que haya información del fondo disponible, la rugosidad del fondo será $k_n = k_n' = d$.

Si $\theta_{m,s} > \approx 0.35$ o si $Z > 0.18$, es de esperar que el fondo sea plano, es decir, que haya condiciones de *sheet flow*. Algunos resultados de Madsen (1993) sugieren un valor aproximado de $k_n = (15 d)$ en condiciones de *sheet flow*. Debido a que las condiciones a partir de las cuales fueron obtenidos estos resultados corresponden a valores de $\theta_{m,s} \approx 1$ y a que es físicamente razonable suponer que la rugosidad de un fondo móvil para condiciones de “*sheet flow*” depende de la intensidad del transporte de sedimento sobre un fondo plano (que de hecho está relacionado con la magnitud de $\theta_{m,s}$), es válido suponer un valor tentativo de:

$$k_n = 15 \theta_{m,s} d \quad [3.167]$$

Esta expresión tiene la misma forma de otras propuestas (e.g. Wilson, 1989), aunque los coeficientes difieren.

Así, a partir de conocer la densidad y diámetro del sedimento, la densidad y viscosidad del agua, y las características del oleaje (H , T , h) es posible calcular la rugosidad del

fondo, calculando la longitud de onda (teoría lineal), la amplitud del desplazamiento de la partícula A_{bm} (ecuación [3.59]), la velocidad máxima de la partícula de agua u_{bwm} (ecuación [3.61]), el factor de fricción del oleaje correspondiente a $k_n = 2.5 d_{50}$ (ecuación [3.81]), las tensiones de corte efectivas en el fondo τ_{bwm} (ecuación [3.73]), el parámetro de Shields efectivo $\theta_{m,s}$ (ecuación [3.142] para τ_{bwm}), la longitud del *ripple* (ecuación [3.164]), el peralte del *ripple* (ecuación [3.165]) con lo que se encuentra la altura Δ_r y finalmente la rugosidad con *ripples* k_{nr} (ecuación [3.166]).