

**UNIVERSIDAD NACIONAL DE INGENIERIA
FACULTAD DE INGENIERIA CIVIL
SECCION DE POST-GRADO**



**ENFOQUE GEOTÉCNICO TEORICO - EXPERIMENTAL
DE LOS HUAYCOS**

TESIS

**PARA OPTAR EL GRADO DE MAESTRO EN CIENCIAS
CON MENCIÓN EN INGENIERIA GEOTECNICA**

ING. ELIO ALEJANDRO MILLA VERGARA

**Lima - Perú
2000**

Agradecimientos

- ❖ *Al Msc. Alberto Martínez Vargas, Asesor de la presente Tesis. Por su apoyo invaluable en la elaboración del presente trabajo y por inculcarnos la investigación y la búsqueda de la verdad en la Geotécnica.*
- ❖ *Al C.E. Francisco Coronado del Águila, Director de la Sección de Post-Grado de la Facultad de Ingeniería Civil de la UNI. Por su preocupación y apoyo permanente en la formación y la obtención del Grado de los alumnos del Post - Grado.*
- ❖ *A los Docentes de la Sección de Post - Grado de la Facultad de Ingeniería Civil por su valioso aporte a la investigación y la enseñanza.*
- ❖ *A los Bach. Younger Muñoz Solís y Richard Cáceres Bejar por sus aportes en la diagramación.*

*A mis Padres: Francisco y Edilburga,
a mis Hermanos: Delia, Gladis, César e Hilda:
Por su continuo apoyo para el logro de mis objetivos
En memoria de mi Hermano Américo*

*A mi esposa: Rocío,
a mi adorada hija Eliana:
Por ser la razón de mi vida
y mis esfuerzos*

RESUMEN

El presente trabajo se basa en la revisión de información disponible de flujos de escombros tanto de experiencia Peruana como de otros países, teniendo en cuenta la forma de obtención y procesamiento de información y su uso para el estudio y previsión.

La revisión de casos ocurridos permite proponer modelos como medio de reflexión e impulso para futuras investigaciones a escala natural y de laboratorio.

Se definen dos rangos de ocurrencia de flujo de escombros: inercial (con tres tipos de flujo) y macro viscoso basados en velocidades, concentraciones de sólidos y la resistencia al corte.

A partir del conocimiento de las pendientes del talud y el espesor de sedimentos se definen seis casos de ocurrencia de flujo. Se proponen también la ocurrencia de flujo de escombros debido a colapso de presas naturales, proponiendo a su vez modelos de predicción.

Se plantea la formación de los respectivos hidrogramas a partir de la definición del desarrollo de flujo de escombros sobre lecho de pendiente variable exponiendo las condiciones del proceso de ocurrencia, las ecuaciones fundamentales y la comparación con experimentos Japoneses. Se incluye también la teoría de onda cinemática para falla instantánea de presas naturales y licuación de bloques de suelo en deslizamiento como deformación del hidrograma.

En flujos de escombros sobre lecho erosivo uniforme se plantea el modelo de flujo casi-uniforme, se explica la forma del frente, el mecanismo de segregación de partículas, el transporte de piedras grandes y bolonería y el flujo de escombros en curvas.

Finalmente se expone la detención del flujo de escombros pedregoso, proponiendo modelos para la simulación numérica, deposición del flujo lodoso turbulento, el proceso de formación del cono de escombros con propuesta de modelos para simulación numérica y modelos para obtener la distribución de tamaños de partículas en el cono de escombros.

ABSTRACT

The present work is based on the so much revision of available information of debris flow, of Peruvian experience as of other countries, keeping in mind the obtaining form and prosecution of information and its use for the study and research.

The revision of happened cases allows to propose models as half of reflection and impulse for future investigations to natural scale and of laboratory.

They are defined two ranges of occurrence of debris flow: inertial (with three types of flow) and macro viscous range based on velocity, concentrations of solids and the shear resistance.

Starting from the knowledge of the slopes and the thickness of sediments they are defined six cases of occurrence of flow. They also intend the occurrence of debris flow due to collapse of natural dams, proposing prediction models in turn.

It pose the formation of the respective hydrograph starting from the definition of the development of debris flow on the variable slope bed exposing the conditions of the occurrence process, the fundamental equations and the comparison with Japanese experiments. It is also included of kinematic wave theory for instantaneous failure of natural dams and liquefaction of soil blocks in slip like deformation of the hydrograph.

In debris flows on a uniform erosive bed it pose the model of quasy-steady flow, it is explained the shape of the snout, the mechanism of segregation of particles, the transport of huge stones and boulders and the debris flow in curved.

Finally the detention of the stony debris flow is exposed, proposing models for the numeric simulation, deposition of the turbulent muddy flow, the debris cone formation process with proposal of models for numeric simulation and models to obtain the distribution of sizes of particles in the debris cone.

CONTENIDO

Agradecimiento.....	iii
Dedicatoria.....	iv
Resumen	v
Abstract	vi
Contenido	vii
Indice de Figuras.....	x
Indice de Tablas	xiii
CAPITULO I; INTRODUCCION	
Introducción.....	1
CAPITULO II: HUAYCOS Y ALUVIONES EN EL PERU	
2.1 Definiciones.....	2
2.2 Análisis de Huaycos.....	4
2.3 Experiencia Peruana.....	4
2.4 Huaycos y Aluviones por Gravedad en el Perú	6
2.5 Huaycos y Aluviones por Sismos en el Perú.....	11
CAPITULO III: OCURRENCIA DE EVENTOS IMPORTANTES	
3.1 Eventos Importantes en el Perú	13
3.2 Eventos Importantes en otros Países	13
3.2.1 Observaciones en la Quebrada Kamikamihorizawa Yakedake – Japón.....	13
3.2.2 Observaciones en la Quebrada Jiang-Jia China	20
3.2.3 Observaciones en la Montaña Thomas, norte de Canterbury Nueva Zelandia	23
CAPITULO IV: MECANISMO DE FLUJO	
4.1 Ecuaciones de Conservación del Momento	25
4.2 Relaciones Constitutivas.....	26
4.3 Flujo de Escombros en el Rango Inercial	30
4.3.1 Flujo de Escombros Pedregoso.....	30
4.3.2 Flujo de Escombros Inmaduro	39

4.3.3 Flujo Turbulento de Lodos	45
4.3.4 Un Híbrido de los Flujos de Escombros Pedregoso y Lodoso.....	50
4.3.5 Criterio de la Existencia de Varios Tipos de Flujo	52
4.4 Flujo de Escombros en el Rango Macro-Viscoso	54
4.4.1 Mecanismo de Flujo.....	54
4.4.2 Criterio de la Existencia de Flujo en el Rango Viscoso	56
4.4.3 Concentración de Sólidos	57

CAPITULO V : PROCESO DE OCURRENCIA, DESARROLLO
Y DISMINUCION

5.1 Mecanismo de Ocurrencia	59
5.1.1 Flujo de Escombros Producido por la Aparición o Incremento del Flujo de Agua Superficial sobre el Lecho de la Quebrada.....	59
5.1.2 Licuación en Deslizamiento de Masas	64
5.1.3 Generación de Flujo de Escombros debido a Colapso de Presas Naturales	67
5.2 Formación del Hidrograma	68
5.2.1 Desarrollo de un Flujo de Escombros sobre Lecho de Pendiente Variable.....	68
5.2.2 Flujo de Escombros debido a Deslizamiento por Falla de Presas.....	76
5.3 Deformación del Hidrograma	82
5.3.1 Teoría de Onda Cinemática	82
5.3.2 El Gran Flujo Lodoso en el Río Stava, Italia	84

CAPITULO VI : CARACTERISTICAS DEL FLUJO TOTALMENTE
DESARROLLADO

6.1 Modelo de Flujo Casi-Uniforme y la Forma del Morro.....	70
6.2 Ondas Rodantes.....	92
6.3 Mecanismo de Acumulación de Bolonería en la Parte Frontal del Flujo de Escombros	92
6.3.1 Mecanismo de Segregación de Partículas en un Flujo de Escombros Pedregoso	93
6.4 Transporte de Piedras Enormes.....	99
6.5 Flujo de Escombros cerca de una Curva.....	102

CAPITULO VII: PROCESOS DE DEPOSICION

7.1 Detención del Flujo de Escombros Pedregoso Inercial	105
7.2 Análisis de Deposición en un Canal de Ancho Constante.....	107
7.2.1 Pendiente Superficial en los Depósitos de un Flujo de Escombros Pedregoso	107

7.2.2 Perfil Longitudinal del Depósito de un Flujo de Escombros Pedregoso	108
7.2.3 Simulación Numérica del Proceso de Deposición de Flujo de Escombros Pedregoso.....	113
7.2.4 Análisis de la Deposición del Flujo Lodoso Turbulento	115
7.3 El Proceso de Formación del Cono de Escombros.....	117
7.3.1 Descripción de Resultados Experimentales	117
7.3.2 Simulación Numérica	119
7.3.3 Distribución de Tamaños de Partículas en el Cono de Escombros	122
CAPITULO VIII : CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES	128
CAPITULO IX : BIBLIOGRAFIA.....	130

INDICE DE FIGURAS

Fig. 2.1 Esquema de Generación de un Huayco	5
Fig. 2.2 Ocurrencias Geodinámicas Externas en el Perú.....	5
Fig. 3.1 Sistema de Medición en Kamikamihorisawa Yakedake.Japón	14
Fig. 3.2 Flujo de Escombros pasando a través de una Estructura de Consolidación en la Quebrada.....	16
Fig. 3.3 Cambio en la Sección Transversal con el Tiempo	17
Fig. 3.4 Perfil Longitudinal Esquemático de un Flujo de escombros (Profundidad de Flujo y Tamaño de Bolonería).....	17
Fig.3.5 Distribución de Tamaño de Piedras y lecho de Valle en un Flujo de Escombros	18
Fig. 3.6 Cambios Topográficos en Varias Secciones Transversales	20
Fig. 3.7 La Cuenca Experimental de Jiang - Jia.....	21
Fig. 4.1 Relación entre Esfuerzos y Razón de Deformación	29
Fig. 4.2 Distribución de Velocidad en Flujo de Escombros sobre Fondo Rígido (arena Gruesa).....	31
Fig. 4.3 Distribución de Velocidad en Flujo de Escombros sobre Fondo Erosionable	32
Fig. 4.4 Velocidad de Traslación Adimensional versus Talud del Canal.....	33
Fig. 4.5 Concentración de Sólidos Teóricos y Datos Experimentales.....	37
Fig. 4.6 Comparación del Modelo de Flujo Dilatante con Datos de Campo	38
Fig. 4.7 Esquema de un Flujo de Escombros Inmaduro.....	39
Fig. 4.8 Espesor del Estrato de Mezcla de Partículas.....	41
Fig. 4.9 Distribución de Velocidad en un Flujo de Escombros Inmaduro.....	42
Fig. 4.10 U/u_* versus h/d	43
Fig. 4.11 Trayectoria de una Partícula.....	47
Fig. 4.12 Distribución de Velocidad Teórica y Experimental	47
Fig. 4.13 Distribución de Velocidades de los Modelos de Flujo Turbulento de Lodo y Fluido Dilatante.....	48
Fig. 4.14 U/u_* versus h/d	49
Fig. 4.15 Perfil de Velocidad en Flujo Híbrido.....	51
Fig. 4.16 Presión de Poros en Flujo Híbrido.....	52
Fig. 4.17 Existencia del Dominio de Varios Flujos en el Rango Inercial.....	52
Fig. 4.18 Perfiles de Varias Velocidades Teóricas y Datos Experimentales	55

Fig. 4.19 G_m^2 versus N_m de Experimentos en Canal Abierto.....	57
Fig. 4.20 Concentración de Sólidos en Flujo Viscoso.....	58
Fig. 5.1 Distribución Característica de Esfuerzos en un Estrato de Sedimentos.....	60
Fig. 5.2 Criterio de la Ocurrencia de Varios Tipos de Flujo sobre Lecho de Sedimentos no Cohesivos.....	65
Fig. 5.3 Bloque de Tierra en Movimiento y Notación.....	65
Fig. 5.4 Tipos de Colapso en una Presa Natural.....	67
Fig. 5.5 Lecho de Talud Variable y Agua de Filtración.....	69
Fig. 5.6 Acueducto Experimental (Takahashi y Fujii, 1988).....	74
Fig. 5.7 Erosión de Lecho para Varios Puntos de Medición (Ensayo 2).....	75
Fig. 5.8 Relación Profundidad versus Tiempo (Ensayo2).....	75
Fig. 5.9 Transformación del Cuerpo de la Presa con el Tiempo.....	76
Fig. 5.10 Profundidad de Flujo de Escombros Aguas Abajo de la Presa Colapsada.....	77
Fig. 5.11 Descarga del Flujo de Escombros Aguas Abajo de la Presa.....	77
Fig. 5.12 Flujo de Filtración en el Cuerpo de la Presa.....	78
Fig. 5.13 Nivel Freático y Superficie de Deslizamiento Inicial del Cuerpo de la Presa.....	78
Fig. 5.14 Transformación Inicial de la Presa Después de la Falla por Deslizamiento Instantáneo.....	80
Fig. 5.15 Transformación de la Presa Después del Deslizamiento Instantáneo.....	80
Fig. 5.16 Profundidad de Flujo de Escombros aguas Abajo de la Presa.....	81
Fig. 5.17 Descarga de Flujo de Escombros Aguas Abajo de la Presa.....	81
Fig. 5.18 Falla Progresiva.....	82
Fig. 5.19 Profundidad de Flujo de Escombros aguas Abajo de la Presa.....	82
Fig. 5.20 Esquema de Rotura de una Presa Natural.....	83
Fig. 5.21 Atenuación de la Profundidad por Choque Frontal.....	84
Fig. 5.22 Planta del Río Stava.....	85
Fig. 5.23 Perfil Longitudinal de Río Stava.....	85
Fig. 5.24 Cambios en el Flujo Lodoso a lo largo del Canal.....	86
Fig. 5.25 Perfil Longitudinal del Flujo Lodoso.....	87
Fig. 5.26 Avance de la Señal Frontal a lo Largo del Río y Registro de Choque.....	89
Fig. 6.1 Modelo de Propagación de Flujo de Escombros casi Uniforme.....	90
Fig. 6.2 Ondas Rodantes en un Flujo de Escombros.....	92
Fig. 6.3 Disposición de Partículas en el Flujo de Escombros.....	93
Fig. 6.4 Acueducto Experimental (Takahashi, 1991).....	97
Fig. 6.5 Concentración de Sólidos Calculados y Experimental y Diámetro Medio De Partículas.....	98
Fig. 6.6 Bolonería sobre la Superficie de Flujo de Escombros.....	100

Fig. 6.7 l_w/D_d versus D_d/d	101
Fig. 6.8 Acueducto Experimental y Detalle de Curva en Canal (Ashida et al 1981).....	102
Fig. 6.9 Perfiles de Superficie de Agua Experimental y Calculado en la Pared Exterior de la Curva	103
Fig. 6.10 Alturas de Onda Superpuesta sobre las Fases de Agua en la Pared Exterior.....	104
Fig. 7.1 Proceso de Detención del Frente de Flujo de Escombros.....	105
Fig. 7.2 Proceso de Deposición en el Cambio de Pendiente en un Canal.....	109
Fig. 7.3 Deposición en Rebote en el Cambio de Pendiente del Canal.....	109
Fig. 7.4 Comparación de Perfiles Superficiales de un Depósito.....	110
Fig. 7.5 Perfiles de Deposición en un Canal más Empinado que el Talud Estable De Deposición	113
Fig. 7.6 Perfil de Deposición	113
Fig. 7.7 Perfil de Deposición Experimental y el Modelo para Flujo de Escombros Pedregoso	115
Fig. 7.8 Perfil Longitudinal de Deposición.....	116
Fig. 7.9 Variación Temporal en los Bordos de un Flujo de Escombros	118
Fig. 7.10 Curvas de Nivel de un Cono de Escombros.....	118
Fig. 7.11 Croquis del Experimento de Takahashi, 1991.....	121
Fig. 7.12 Formas y Espesores de Conos de Escombros	123
Fig. 7.13 Distribución de Tamaños de Partículas en la Superficie de un Cono de Escombros	124
Fig. 7.14 Condiciones de Borde para el Cálculo.....	124
Fig. 7.15 Espesor de Profundidades de Flujo más Espesores de Depósito	126
Fig. 7.16 Distribución de Tamaños de Partículas Medias en el Estrato que Fluye	126
Fig. 7.17 Variación de Tamaños de Partículas y Espesores de Depósito en Puntos De Referencia	127
Fig. 7.18 Tamaño Medio de Partículas en el Depósito versus Espesor de Deposición	127
Fig. 7.19 Ubicación de los Puntos de Referencia.....	127

CAPITULO I

INTRODUCCION

Los países comprendidos dentro de la faja andina correspondiente a la parte occidental de América del Sur, abarcan desde el Norte de Colombia hasta la Tierra del Fuego, en una extensión de 800 Km y un ancho entre 200 y 700 Km. Dentro de esta configuración geográfica irregular se producen procesos geodinámicos unos más intensos que otros, dependientes de los patrones morfológicos, geológicos, climáticos, como el fenómeno de El Niño. Entre los países citados, nuestro territorio, dada su complejidad es prácticamente incorrelacionable por ser el más vulnerable a los desastres naturales.

De la evaluación realizada por muchas instituciones de nuestro país, basados en antecedentes históricos, se estima que de los fenómenos geodinámicos ocurridos en el Perú, los huaycos constituyen el 70%; por lo que consideramos necesario prestar la máxima atención de estudio de estos fenómenos, para lograr por lo menos proponer las mayores medidas de mitigación posibles.

En ese entender, el trabajo que presentamos tiende a renovar el enfoque anterior de los huaycos meramente descriptivos, que en las últimas evaluaciones in situ, han demostrado la necesidad de un enfoque teórico – experimental para el mejor conocimiento del comportamiento y tratamiento. Se aprovecha la experiencia de estudios básicos efectuados por el asesor de la tesis Ing. Alberto Martínez Vargas; así como la información más reciente sobre el tema, dentro de los logros de la tecnología Austriaca y Japonesa, que han venido trabajando por más de 100 años, tanto con experiencia de campo de fenómenos ocurridos y actualmente con modelos a escala natural y en laboratorio.

El enfoque que presentamos incluye las definiciones de huaycos, aluviones y alud - aluviones, con un análisis de las componentes de los huaycos al modo como se venía conociendo, una descripción de los antecedentes históricos de los huaycos y aluviones en el Perú, observaciones y experiencia en el Perú, una descripción de la ocurrencia de eventos importantes tanto en el Perú como en otros países y luego el planteamiento de estudio de las teorías de mecanismo de flujo, procesos de ocurrencia, desarrollo y disminución, características del flujo completamente desarrollado y el proceso de sedimentación, para finalmente elaborar las conclusiones y recomendaciones.

CAPITULO I I

HUAYCOS Y ALUVIONES EN EL PERU

2.1 DEFINICIONES

La denominación de Huayco tiene muchas acepciones, que se describen a continuación: Según las enciclopedias; Huayco es una palabra quechua del Perú, que se define como una masa enorme de peñas que se desprenden con las lluvias de las alturas de los Andes y que causan el desbordamiento de los ríos.

Según *José J. Bravo* (1903), se da el nombre de huayco en la sierra del Perú a la masa de lodo y piedras que descienden violentamente por las quebradas secundarias de la cordillera y sus ramificaciones, demoliendo cuanto hallan en su paso; son originados por lluvias excesivas, las que comiendo la superficie toda de la localidad en que se descuelgan arrastran enorme cantidad de arcilla y detritus, masa que a su vez, acarrea cuanta peña halla suelta o pueda acarrear.

Martínez, Alberto (1971) afirma que “Huaico”, “Llapana” o “Llocyac” que en la lengua quechua de los incas, significa una avalancha con características muy peculiares, como es su origen, mecanismo, material que moviliza y velocidad con que recorre dentro de su torrentera, así:

“Huaycos” son las avenidas periódicas que todos los años se presentan en las laderas de los valles interandinos entre 1,000 y 3,000 m.s.n.m. debido a fuertes lluvias después de un período largo de sequía, movilizan un material heterogéneo de lodo y rocas con movimiento lento a rápido y cuyos efectos son destructores.

“Aluviones” son avalanchas violentas cuya magnitud y velocidad son altas y cuyos efectos son devastadores se originan por las mismas causas que el “huaico” o por ruptura de presas artificiales de formación glaciaria en los Andes Peruanos.

“Alud-aluvión” es una combinación de Alud y “Aluvión” el primero se origina por el desprendimiento o ruptura de las cornisas de hielo de las cordilleras andinas a partir de 4,500 m.s.n.m., este hielo es pulverizado por el impacto de su caída y licuado, en su avance involucra material morrénico o antiguas acumulaciones de aluviones y forma el “Alud-aluvión” que siempre arrasa todo lo que encuentra en su camino; y muchas veces su cauce dentro de las torrenteras es insuficiente y las rebasa desviándose de su curso normal y afectan otras zonas.

Peñaherrera, Carlos (1981) define a los huaycos como fenómenos íntimamente relacionados con las lluvias y la falta de cobertura vegetal en las vertientes. Se originan cuando hay fuertes precipitaciones estacionales que caen después de prolongadas sequías. Su génesis es muy simple: tierras resacas y con escasa o ninguna vegetación, que reciban en forma violenta y masiva las aguas pluviales que por su energía cinética llegan con gran velocidad originan “feroz bombardeo” del suelo reseco y sin cohesión, poniendo en marcha partículas que son transportadas por las aguas de escurrimiento superficial, que rápidamente originan pequeños cauces que unidos entre sí, van formando cauces mayores por donde se desplazan en forma violenta grandes volúmenes de lodo que erosionan fuertemente las riberas y transportan rocas de variadas dimensiones, extraídas de las vertientes y riberas, así como árboles que caen al derrumbarse las orillas en la parte media y la cuenca torrencial.

La Comisión Técnica para la Prevención de Desastres en el Área de Chosica (Marzo, 87) define a los Huaicos como fenómenos naturales y frecuentes que consisten en masa de lodo y rocas, las cuales descienden con movimientos lentos a rápidos por las quebradas de los valles interandinos entre 1,000 a 3,000 msnm, afectando en corto tiempo centros poblados, vías de comunicación y obras de ingeniería ubicadas en su desembocadura.

Torres, Alberto (1989) define a los huaycos como eventos que se producen estacionalmente y siguen el cauce de las quebradas. Se caracterizan por su volumen y la heterometría del material constituyente que varía desde arcillas hasta rodados. Se ha podido observar que sus efectos son tan fuertes y violentos que inclusive han erosionado su propio cauce. En las zonas del cono de deyección han causado tantos daños personales como cuantiosas pérdidas materiales.

Define también a las Llocllas como que ocurren estacionalmente y se producen mayormente en los taludes con pendiente moderada y baja. Desarrollan pequeños conos cercanos al cauce, así como también dentro de éste y son posteriores al paso de los huaycos. En las zonas cercanas al canal de desagüe este efecto ha sido responsable de la total inundación de las viviendas allí ubicadas.

Carrillo, Arnaldo (1989) indica: los flujos de escombros y lodo, llamados en el Perú “Huaycos” se definen en general como grandes volúmenes de flujos rápidos de aguas turbias cargadas de clastos, bloques de roca, vegetación, troncos, etc., como materiales no consolidados en superficie que al humedecerse adquieren gran movilidad, desplazándose a través de las quebradas de régimen hídrico temporal o seco que sufren grandes precipitaciones pluviales en forma intermitente y tienen pendientes empinadas y escasez de vegetación.

2.2 ANÁLISIS DE LOS HUAYCOS

Dadas las características del fenómeno el análisis se puede hacer basándose en las zonas de torrenceras y el fenómeno considerarse como un torrente.

Los factores que intervienen en la generación de los huaycos son:

- Topográficos.- fuertes pendientes que varían entre 22° y 60° en las laderas y entre 3° y 8° en las quebradas.
- Litológicos.- Tipos de rocas que permiten rápida meteorización, alteración y consecuente desintegración formando importantes acumulaciones de material suelto, los cuales se localizan en las quebradas subsidiarias.
- Tectónicas.- Crean las zonas de debilidad a causa del intenso fracturamiento.
- Climatológicos.- Zonas de clima árido a semiárido con intensas precipitaciones en cortos periodos de tiempo, estacionarios y/o excepcionales.
- Antrópicos.- Producidos por acción del hombre, consiste en actividades ganaderas (sobrepastoreo) y tala indiscriminada de bosques naturales.

Para entender el mecanismo de estos fenómenos es necesario definir 3 zonas de diferentes características, como se pueden observar en la Fig. 2.1:

- a) Cuenca de recepción o zona de producción
- b) Cuenca media o zona de transporte y erosión y
- c) Cuenca baja o zona de acumulación (cono de deyección)

Las precipitaciones de alta intensidad (excepcionales en el área) que se producen en la cuenca de recepción, saturan los materiales sueltos produciendo luego la escorrentía superficial la cual acarrea materiales con relativa violencia. En la zona de transporte, estos flujos causan una intensa erosión lateral en la base del canal, produciendo derrumbes y embalses momentáneos, los cuales al romperse y ayudado por las fuertes pendientes adquieren gran energía que al llegar a la zona de menor pendiente (conos de deyección) y mayor extensión deposita bloques de gran dimensión en el vértice, así como lodo y materiales finos a los extremos del cono.

2.3 EXPERIENCIA PERUANA

De las evaluaciones realizadas por las instituciones dedicadas a los estudios de geodinámica externa, podemos observar que los huaycos constituyen los eventos de mayor frecuencia en nuestro país. Como se puede observar en la Fig. 2.2

2.2 ANÁLISIS DE LOS HUAYCOS

Dadas las características del fenómeno el análisis se puede hacer basándose en las zonas de torrenteras y el fenómeno considerarse como un torrente.

Los factores que intervienen en la generación de los huaycos son:

- Topográficos.- fuertes pendientes que varían entre 22° y 60° en las laderas y entre 3° y 8° en las quebradas.
- Litológicos.- Tipos de rocas que permiten rápida meteorización, alteración y consecuente desintegración formando importantes acumulaciones de material suelto, los cuales se localizan en las quebradas subsidiarias.
- Tectónicas.- Crean las zonas de debilidad a causa del intenso fracturamiento.
- Climatológicos.- Zonas de clima árido a semiárido con intensas precipitaciones en cortos periodos de tiempo, estacionarios y/o excepcionales.
- Antrópicos.- Producidos por acción del hombre, consiste en actividades ganaderas (sobrepastoreo) y tala indiscriminada de bosques naturales.

Para entender el mecanismo de estos fenómenos es necesario definir 3 zonas de diferentes características, como se pueden observar en la Fig. 2.1:

- a) Cuenca de recepción o zona de producción
- b) Cuenca media o zona de transporte y erosión y
- c) Cuenca baja o zona de acumulación (cono de deyección)

Las precipitaciones de alta intensidad (excepcionales en el área) que se producen en la cuenca de recepción, saturan los materiales sueltos produciendo luego la escorrentía superficial la cual acarrea materiales con relativa violencia. En la zona de transporte, éstos flujos causan una intensa erosión lateral en la base del canal, produciendo derrumbes y embalses momentáneos, los cuales al romperse y ayudado por las fuertes pendientes adquieren gran energía que al llegar a la zona de menor pendiente (conos de deyección) y mayor extensión deposita bloques de gran dimensión en el vértice, así como lodo y materiales finos a los extremos del cono.

2.3 EXPERIENCIA PERUANA

De las evaluaciones realizadas por las instituciones dedicadas a los estudios de geodinámica externa, podemos observar que los huaycos constituyen los eventos de mayor frecuencia en nuestro país. Como se puede observar en la Fig. 2.2

Este considerando hace necesario un estudio profundo de estos fenómenos, puesto que las pérdidas materiales y humanas como consecuencia de estos son bastantes altos.

Bajo esta consideración, muchos estudiosos han tratado el tema desde diversos puntos de vista, cada quién evaluando a su manera; describiendo el fenómeno y dando alternativas de mitigación de sus efectos. Casi la mayoría propone realizar un estudio más minucioso del problema, intentando explicar el fenómeno no solamente en forma descriptiva, sino más bien estableciendo modelos matemáticos que nos permitan explicar mejor el comportamiento de estos eventos; pero que en la literatura peruana no se ha realizado.

La mayoría de artículos relativos al tema indican que la mejor manera de mitigar los efectos de los huaycos y aluviones, es poner énfasis en el canal de escurrimiento evitando las velocidades altas mediante la construcción de diques, *Martinez (1989)* propone métodos de cálculo para la construcción de diques, a través del rescate de Tecnologías para el Diseño de Encauzamiento de Huaycos, con la construcción de diques de rocas, tecnología ancestral de nuestros incas.

Algunos autores han considerado diversas formas de mitigar los efectos de los huaycos, desde construir drenes horizontales transversales a las quebradas en la cuenca de recepción, al encauzamiento y construcción de diques en el canal de escurrimiento hasta medidas de prevención en las poblaciones o reubicación de las mismas en el cono de deyección. Todas estas medidas propuestas por quienes han tenido la oportunidad de experimentar en el Laboratorio Natural de Huaycos como lo es Chosica, de lo que muy pocos han logrado obtener mejores enseñanzas y han podido obtener conclusiones verdaderamente útiles para la ingeniería y que permitan proponer soluciones o bas.s para un estudio más minucioso en la que podamos utilizar estas experiencias.

En la Bibliografía referimos algunos autores, temas y títulos de artículos relacionados al tema, que han aportado de muy diferentes formas al estudio de los huaycos y aluviones.

2.4 HUAYCOS Y ALUVIONES POR GRAVEDAD EN EL PERU

A continuación presentamos un resumen de eventos importantes sucedidos en el Perú, relacionados a Huaycos y Aluviones, obtenidos de informaciones del Instituto de Defensa Civil (INDECI) y el Instituto de Geología, Minera y Metalúrgica del Perú (INGEMMET).

04 de Marzo de 1702

En la ciudad de Huaraz y el Callejón de Huaylas; Inundación de toda la ciudad hasta varias varas de altura

06 de Enero de 1725

Avalancha de hielo sobre una laguna produciendo su ruptura. Destrucción total del pueblo de Ancash con 1500 personas desaparecidas.

10 de Febrero de 1869

Monterrey; Callejón de Huaylas; Ruptura de una laguna; Destrucción de casas.

En 1874

Huayco de grandes dimensiones represó las aguas del río Santa, dañando muchas obras de arte.

24 de Junio de 1883

Macashca; Callejón de Huaylas; Desborde de la laguna Tambillo (Rajucolta); Destrucción de escuelas, casas, cultivos y desaparición de muchos pobladores.

En Marzo de 1889

Un Huayco con una densa corriente de lodos y piedras, destruyó el primer puente de Verrugas.

10 de Febrero de 1911

Marca; Cordillera Negra; Desborde del río Marca; Destrucción del pueblo de Marca y desaparición de muchos pobladores.

3 de Febrero de 1925

Desbordamiento e inundación en la Costa Peruana. Los principales ríos costeros aumentaron sus caudales, afectando los departamentos de Tumbes, Piura, Lambayeque, La Libertad, Lima, Ica y Arequipa, a causa de las intensas lluvias excepcionales. Ocasiónó la destrucción de carreteras, líneas férreas, viviendas y tierras de cultivo.

14 de Marzo de 1932

Quebrada Pacllón; Valle Pativilca; Ruptura de la laguna Solterococha.

20 de Enero de 1938

Quebrada Uta; Callejón de Huaylas; Ruptura de la laguna Arteza (Paclishcocha).

En el Año 1938

Ruptura de la laguna Magistral. Destrucción de 32 casas y 13 puentes de los pueblos del Callejón de Conchucos.

En el año 1940

Valle Pativilca; Ruptura de parte de la laguna Jurau; Destrucción de 32 casas y 13 puentes.

20 de Abril de 1941

Valle Pativilca; Ruptura de parte de la laguna de Suerococha; Daños en las áreas cultivadas.

13 de Diciembre 1941

Aluvión en Huaraz. Ruptura de las lagunas Acoshacocha y Palcacocha; Las masas de roca, hielo y lodo se desplazaron a través del río Quilcayhuanca, Destrucción de parte de la ciudad de Huaraz, varios caseríos y desaparición de más de 5,000 habitantes.

17 de Enero de 1945

Ruptura de la laguna Ayhuiñaraju y Carhuacocha por la caída de rocas; Destrucción de parte del pueblo de Chavín. Las ruinas quedaron sepultadas por lodo y escombros. Desaparecieron muchos habitantes.

16 de Agosto de 1945

Deslizamiento del Cerro Cóndor Senja (Departamento de Ayacucho). Represó el río Mantaro, formando una presa natural de 100 m de altura (compuesta de rocas granodioríticas y sedimentos), aguas arriba dieron origen a una laguna de 30 Km de longitud. Este represamiento duró 73 días. Durante el desembalse natural produjo un aluvión de grandes proporciones, llegando las aguas hasta el río Apurímac.

20 de Octubre de 1950

Ruptura de la laguna de Janca-Rurush por la caída de hielo; Destrucción de la Central Hidroeléctrica de los Cedros, parte de las obras de la Central Hidroeléctrica del Cañón del Pato y parte de los puentes y vía férrea a Chimbote.

16 de Julio de 1951

Ruptura de la laguna de Artesococha por la caída de hielo; El agua que se desbordó (1.2 MMC), se almacenó en la laguna de Parón sin causar daños.

20 de Octubre de 1951

Segunda ruptura de la laguna de Artesococha por la caída de hielo El agua desbordada de 2.8 MMC, se depositó en la laguna de Parón sin causar daños.

06 de Noviembre de 1952

Callejón de Huaylas; Ruptura de la laguna de Millua-Artesococha por caída de hielo; Escasos daños materiales.

01 de Marzo de 1953

Huacachi Provincia de Huari. Deslizamientos y Huaycos de los cerros Limpup, Lluclluy y Aparacra debido a las fuertes lluvias; Destrucción de 9 puentes y 6 molinos, sin causar daños personales.

13 de Febrero de 1959

Huayco en la quebrada Olivos, que represó el cauce del río Rímac, causando la inundación de la ciudad de Matucana. Causó la destrucción del Colegio Julio C. Tello. Perecieron 12 personas y quedó bloqueada la carretera central.

10 de Enero de 1962

Aluvión de Ranrahirca. El pico norte del Huascarán se desprendió, ocasionando la movilización de grandes masas de rocas, hielo y lodo, sepultando la población de Ranrahirca en un tiempo de 5 minutos, pereciendo más de 5,000 personas.

09 de Diciembre de 1965

Desborde de la laguna Tumarina (Huari) por la caída de hielo del nevado San Juan. En Olayán causó la muerte de 10 personas, destrucción de 2 casas y un molino. En Acopara, destrucción de 1 casa, 3 molinos, caminos de herradura y acequias.

22 de Diciembre de 1965

Aluvión de Huántar. Un alud de grandes proporciones se desplazó sobre la laguna Tumarina produciendo un aluvión a través de la quebrada, causando la pérdida de 15 personas.

9 de Febrero de 1971

Huayco en Huaccoto (Huancavelica). Se produjo en el Km 58 de la carretera: La Mejorada-Ayacucho. Arrasó y sepultó el ómnibus de la Empresa Hidalgo con 31 pasajeros hacia el río Mantaro.

18 de Marzo de 1971

Deslizamiento y Aluvión de Chungar (Pasco). El intenso fracturamiento de las calizas del cerro Chungar originó un deslizamiento sobre la laguna Yanahuín, provocando oleajes sobre la ribera y al retroceder las aguas arrasó el campamento de chungar y sepultó 400 personas y ocasionó un aluvión, que se desplazó por el valle de Chancay.

12 de Marzo de 1972

Desbordamientos e inundaciones, en los departamentos de Tumbes, Piura, Lambayeque, originado por incremento de los ríos de la Costa Peruana a causa de las intensas lluvias, ocasionando la destrucción de las viviendas y carreteras.

25 de Abril de 1974

Deslizamiento y Aluvión en Mayunmarca (Huancavelica). Se produjo un deslizamiento de grandes proporciones en el cerro Cusuro, arrasando la población de Mayunmarca con 450 habitantes. Represó el río Mantaro en los andes centrales, formando una presa natural de 170 m de altura, con una longitud de 4 Km y un ancho de 2 Km a una distancia de 15 Kms aguas abajo de la presa de Tablachaca.

El embalse duró 43 días, durante el desembalse produjo destrucción de puentes, caseríos y carreteras.

1° de Febrero de 1978

Deslizamiento y Aluvión de Colca (Arequipa). El cerro Lindero se desplazó sobre el río Colca, embalsando el cauce, produciéndose posteriormente un aluvión que ocasionó un saldo de 5 muertos y causó daños a la agricultura, puentes y obras de riego.

5 de Marzo de 1978

Deslizamiento y Aluvión de Yanatili (Cuzco). El desprendimiento del cerro Paccha, represó el río Yanatili, provocando un aluvión, ocasionando la pérdida de 5 vidas y la destrucción de 15 Km de carretera.

4 de Abril de 1980

Huaycos y Deslizamientos (Junín). Los flujos de huaycos afectó la carretera: La Merced-Satipo, un total de 54 huaycos destruyendo 15 Km de sector Ipoke-Satipo y viviendas, causando 16 pérdidas de vidas humanas.

10 de Enero de 1981.

Aluvión de Chilete (Cajamarca) a causa de las intensas lluvias se originó un embalse en una de las quebradas y al romperse se produjo un aluvión de grandes proporciones, ocasionando la desaparición de 24 personas y la destrucción de 20 Km de carretera.

12 de Febrero de 1981

Huaycos y desbordamientos (Lima) La crecida del río Rimac y la acción de los Huaycos en las principales quebradas fueron catalogados como una de las catástrofes más espectaculares en los últimos 30 años; originó la destrucción de la carretera central entre Tomamesa y Matucana. Este fenómeno causó la destrucción de los puentes "rio seco" y los ferroviarios la "Esperanza y Sombrero". La carretera fue destruida en una longitud de 15 Kms bloqueando la carretera y la línea férrea por más de 15 días que dio lugar a la instalación de un puente aéreo entre Lima y Jauja.

En Marzo de 1981

Valle Pativilca; Desborde de la laguna de Sarapacocha por la caída de hielo; escasos daños materiales.

21 de Enero de 1982

Deslizamiento y aluvión (Cuzco). A raíz de las intensas lluvias el cerro Sillarajo Mocco se desprendió sobre la quebrada Huamarcharpa (río Huatanay), formando una laguna artificial de 250 m de largo y un ancho de 500 m. Este represamiento duró 7 días, cuyo desembalse originó un aluvión controlado. Los desbordamientos del río Vilcanota, igualmente causó daños materiales y destrucción de viviendas de las localidades de Lucre, Urcos, Huaro y Quiquijana. Dejaron un saldo de 11 pérdidas de vidas humanas.

23 de Enero de 1982

Aluvión y desbordamiento (San Martín). En la parte alta del río Chontayacu tributario del río Huallaga, a raíz de las intensas lluvias en los contrafuertes orientales, se represó el cauce del río debido a un deslizamiento, produciéndose un aluvión de grandes proporciones. Por efecto del desbordamiento, arrasó la mayor parte de las viviendas ribereñas de la localidad de Uchiza, dejando un saldo de 45 pérdidas de vidas y 500 desaparecidos.

08 de Abril de 1983

Valle Pativilca; Segundo desborde de la laguna de Sarapacocha por la caída de hielo y escombros; escasos daños materiales.

2.5 HUAYCOS Y ALUVIONES POR SISMOS EN EL PERU

En lo que sigue presentamos una recopilación de información relacionada a eventos de Huaycos y Aluviones sucedidos en el Perú, producida como consecuencia de sismos.

28 de Febrero de 1600

Temblor en Arequipa por la explosión del crater del volcán Huaynaputina. El padre Descourt (1600) indicó que el 28 de Febrero quedaron en Omate sepultados 6 ó 7 pueblos pereciendo todos sus habitantes; debido a que el río Tambo quedó represado por los torrentes de escombros y lavas; la rotura posterior de ese dique terminó por asolar el valle.

6 de Enero de 1725

Silgado (1978) indica que en los nevados de la Cordillera Blanca el sismo de Trujillo, originó la rotura de una glaciar, la cual desbordándose, arrasó un pueblo cercano a Yungay, muriendo 1,500 personas.

9 de Abril de 1928

Terremoto de Ayapata (Puno). Del nevado Allinocapae se desprendieron con estrépito enormes masas de hielo. Los derrumbes de los taludes del río Esquilaya formaron una represa natural que más tarde se rompió.

31 de Mayo de 1970

A consecuencia del terremoto se produjo un gran aluvión que arrasó la población de Yungay, en el Callejón de Huaylas. La comisa norte del nevado Huascarán se desprendió arrastrando piedras, hielo y lodo y cubrió Yungay y parte de Ranrahirca. Martínez Vargas (1971) reporta que más de 30,000 personas quedaron sepultadas en Yungay y Ranrahirca bajo una masa de lodo y rocas con una velocidad de 400 Km/h, cuyo volumen se estimó en más de 250 millones de metros cúbicos y una altura de más de 6 metros.

Otros aludes de menor magnitud se produjeron sobre la laguna de Llanganuco y sobre la de Parón (Plafker et al, 1971). Los más grandes deslizamientos estuvieron concentrados en los cursos bajos del río Santa y tributarios (Ericksen et al, 1970). Un gran deslizamiento de forma rotacional se observó a lo largo de la margen derecha del río Santa, a la altura de Recuay, que represó al río (Silgado, 1978).

20 de Marzo de 1972

Sismo en el nororiente. Perales y Agramonte (1972) identificaron tres derrumbes alrededor de Saposoa. En Tarapoto se produjeron derrumbes de taludes en la banda derecha del Shilcayo. En Moyobamba se produjo un aluvión en Jepelacio.

CAPITULO III

OCURRENCIA DE EVENTOS IMPORTANTES

3.1 EVENTOS IMPORTANTES EN EL PERÚ

De la Experiencia Peruana de eventos relacionados con Huaycos y Aluviones, se pueden resaltar algunos que consideramos importantes por la información que contienen y por las enseñanzas que nos dejaron, para optar por estudiar más a fondo estos fenómenos y proponer medidas de mitigación, pues evitarlos es casi imposible. Es importantes referir en éste contexto la Publicación del CISMID FIC – UNI, Deslizamientos y Aluviones en el Perú (Chang, L y Alva J., Marzo 1991), que contiene la descripción de los eventos más importantes sucedidos en el Perú como:

- El Aluvión de Huaraz (13 de Diciembre de 1941)
- El Aluvión de Chavín de Huantar (17 de Enero de 1945)
- El Alud-Aluvión de Ranrahirca (10 de Enero de 1962)
- Alud-Aluvión de Yungay (31 de Mayo de 1970)
- El Deslizamiento de Mayunmarca (25 de Abril de 1975)
- Huaycos e Inundaciones en Chosica

3.2 EVENTOS IMPORTANTES EN OTROS PAISES

3.2.1 Observaciones en la Quebrada Kamikamihorizawa – Yakedake - Japón

Los flujos de escombros se producen varias veces al año con diversas magnitudes en las quebradas desarrolladas en los taludes del volcán activo “Yakedake” al norte de Japón. Okuda y colaboradores han realizado estudios de observación de esos flujos de escombros desde 1975. La distribución del sistema de medición se muestra en la Fig. 3.1

a) *Proceso de Generación del Flujo de Escombros*

La Ocurrencia

El 15 de Julio de 1977 ocurrió un pequeño flujo de escombros aguas arriba de la cuenca Kamikamihorizawa. Flujos lodosos que contenían piedras de más de 1 m de diámetro cayeron en el pequeño riachuelo y quebradas, inducidos por una súbita tormenta. Las corrientes fluían casi uniformemente en las pequeñas

Condiciones de Lluvia para la Ocurrencia del Flujo de Escombros

La ocurrencia de flujos de escombros en esta cuenca se dedujo que dependen de la intensidad de lluvia más que de la cantidad total de precipitación. A comienzo del año 1970, un flujo de escombros coincidió con aquel de la intensidad pico de lluvia de 10 minutos. La posibilidad de ocurrencia de un flujo de escombros se preveía cuando la cantidad de lluvia en 10 minutos excede los 4 mm y cuando se excedió los 7 mm ocurrió el flujo de escombros.

b) *Proceso de Flujo*

Comportamiento del Flujo

El flujo de escombros fue fotografiado con una cámara de 35 mm accionada por motor cada segundo hasta 250 fotos desde la ocurrencia hasta después de la inundación. La Fig. 3.2 muestra las fotografías cada 10 segundos desde antes de la llegada a la estructura de consolidación de la quebrada. El ancho de la estructura es de 16 m. La velocidad de la parte frontal fue 3.8 m/seg.

Se puede identificar en esas fotografías que: (1) la parte frontal es semejante a una ola grande y la profundidad de flujo se hace grande abruptamente, (2) la acumulación de piedras muy grandes en la parte frontal y hacia adelante contienen muy poca agua; a esto se puede llamar flujo de piedras, (3) el flujo se eleva mucho a lo largo de la margen derecha (exterior), presumiblemente porque esta estructura se ubica cerca aguas debajo de una suave inclinación en la corriente del canal y (4) la parte frontal del flujo, donde la bolonería más grande se concentra continúan solamente por unas pocas decenas de segundos y la siguiente parte se asemeja a un flujo lodoso de descarga que se decremента gradualmente. El flujo estuvo acompañado de un estrepitoso ruido y la tierra vibró violentamente.

El cambio temporal en el área de la sección transversal del flujo medido a partir de las fotografías se muestra en la Fig. 3.3. La máxima sección transversal apareció poco después del arribo de la parte frontal y luego la profundidad decremента gradualmente con el alejamiento. Esto parece ser el patrón general del hidrograma de los flujos de escombros pedregosos.

La Fig. 3.4 es un perfil longitudinal esquemático de un flujo de escombros en movimiento tomado a partir de un análisis detallado de las fotografías tomadas el 21 de Julio de 1985. Debido a que la profundidad se mide en el margen exterior de la curva, se deberá casi cortar en la mitad para lograr la profundidad principal normal de la sección transversal.

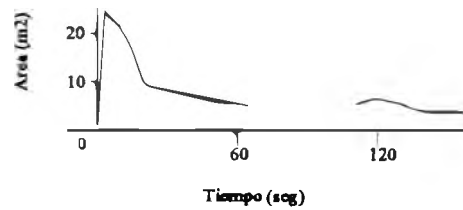


Fig. 3.3 Cambio en la Sección Transversal con el Tiempo

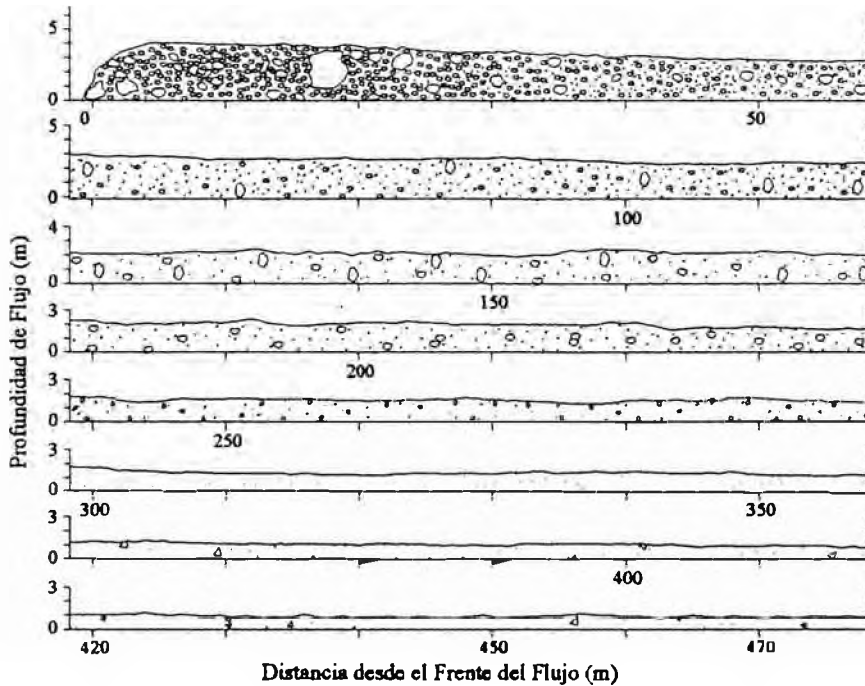


Fig. 3.4 Perfil Longitudinal Esquemático de un Flujo de Escombros (Profundidad de Flujo y Tamaño de Boloneria)

Velocidad de Traslación de la Parte Frontal

De las velocidades frontales medidas para 14 flujos de escombros y con los cambios en la elevación del lecho de la quebrada durante 15 años desde Octubre de 1962 a Octubre de 1977 y la distribución de la pendiente longitudinal del lecho en Octubre de 1977, indican que la tendencia general es como sigue: La velocidad frontal desacelera cerca a la "gran roca" y acelera gradualmente en el tramo del canal de contracción debajo de la "presa N° 02". Aguas abajo de esta presa se retarda nuevamente debido a que se convierte en un bolsillo de sedimentación "arriba de la presa N° 1". En el tramo aguas abajo de la presa N° 1, donde se encuentra la serie de estructuras de consolidación, la velocidad es casi constante. El flujo entonces forma un área de abanico y finalmente se detiene. La tendencia a la

erosión del lecho de la quebrada es evidente en el tramo aguas arriba, pero en el tramo donde se construyeron las presas y estructuras de consolidación el lecho no se erosiona. En la cima del área, posiblemente debido al efecto de deposición en el tramo que contiene las estructuras aguas arriba, la tendencia hacia la erosión reaparece pero luego el flujo empieza a depositar y desarrollar el abanico. La erosión del lecho aguas arriba del punto 1500 m sugiere que es en este tramo que el flujo se desarrolla rápidamente por ingreso de materiales del lecho.

Origen del Material de Flujo

La frecuencia del número de partículas en los materiales del lecho, más gruesos que 10 cm medidos en una posición en el área de río arriba, donde sucede la erosión está representado por el gráfico de barras de la Fig. 3.5. La distribución de tamaños acumulados calculados a partir de este gráfico de frecuencia se muestra también en la misma figura por la línea sólida. Si se compara esta línea con la línea discontinua, que muestra la distribución de tamaños acumulados en la parte frontal de un gran flujo de escombros, podríamos darnos cuenta que, aunque la línea sólida contiene partículas más grandes, los patrones de las dos curvas se parecen, lo que posiblemente significa que el flujo de escombros a gran escala erosiona el lecho y crece en tamaño en el tramo río arriba.

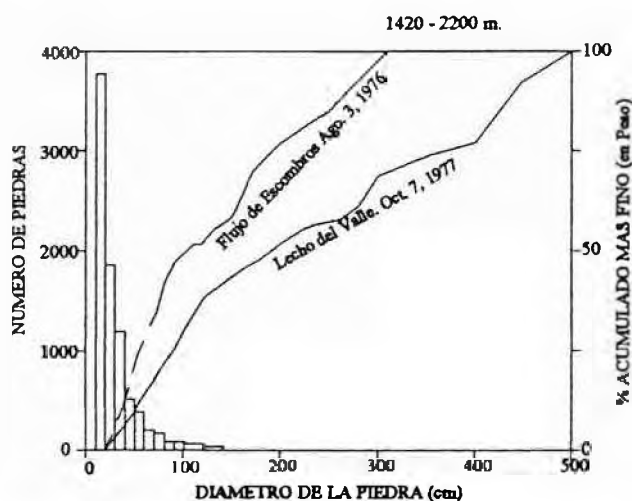


Fig. 3.5 Distribución de Tamaño de Piedras y Lecho del Valle en un Flujo de Escombros

Un muestreador de sedimentos colocado en la estructura de consolidación “más arriba del N° 6” interceptó en varias ocasiones una porción de la parte frontal de cada flujo de escombros. El análisis de la muestra reveló que las densidades aparentes de la mezcla de agua y sólidos estuvieron entre 1.4 y 1.85 gr/cm³. Se colocó también un medidor de presión en el tope de esta estructura que midió la presión hidrostática en el fluido intersticial en el fondo del flujo precisamente aguas arriba de la caída libre. La presión medida por éste equipo fue casi siempre más pequeña que aquel debido a un fluido continuo denso. Este déficit de presión fue mayor en la parte frontal pedregosa y menor en la parte posterior lodosa. Esto significa que algunas partes de la carga no son soportados por la presión de fluido sino se transmiten directamente al fondo posiblemente por el efecto de colisión de partículas.

c) *Proceso de Deposición*

Detención del Flujo de Escombros y la Distancia de Arribo

El proceso de deposición de un flujo de escombros fue observado el 21 de Setiembre de 1979. El comportamiento del flujo en el abanico de escombros fue similar al de la quebrada, excepto que se incrementó en ancho y se redujo el espesor de la parte frontal debido a la remoción lateral moderada en ambas paredes laterales. Sin embargo, la extensión de la distribución no fue tan grande como el flujo sobre todo el abanico de escombros, sino casi 2 a 3 veces el ancho de la quebrada (5 a 10 m). Este flujo de escombros continuó corriendo abajo hacia el área de pie del abanico antes de detenerse y finalmente formar un depósito en forma de lengüeta plana. Este flujo de escombros transportó grandes bolones cuyos diámetros fueron superiores a 5 metros en la parte frontal cuando pasaron a través del área inicial del abanico, pero hacia alrededor de la parte central del abanico los bolones más grandes encontrados tuvieron cerca de 2 metros de diámetro. Además, cerca al depósito de pie del abanico, el diámetro máximo fue menor de 1m. Esto significa que el flujo de escombros depositó la bolonería desde los más grandes a los más pequeños como proceden aguas abajo del abanico de escombros.

El flujo de escombros que ocurrió el 23 de Agosto de 1980 formó un “lóbulo de tipo P abultado”. Debido a que se bloqueó el canal a través de la cual fluyó, el siguiente flujo cambió su ruta para evitar el lóbulo y formó un nuevo canal.

En general, un gran flujo de escombros se mueve más lejos que los más pequeños.

Cambios Topográficos en el Abanico de Escombros

La Fig. 3.6 ilustra el cambio topográfico en el abanico de escombros desde Mayo a Octubre de 1979 debido a los efectos de tres flujos de escombros inmaduros y siete flujos de escombros. Cerca al inicio del abanico en las secciones transversales 1 y 2, el canal estrecho cortó el avance. No está claro, si el mismo flujo de escombros o el siguiente flujo de inundación fue más efectivo para cortar el canal. En las líneas 7 y 8, el hasta aquí dique natural, se rompió y el flujo de escombros inundó la superficie del abanico. Aguas abajo se observa la acumulación de sedimentos.

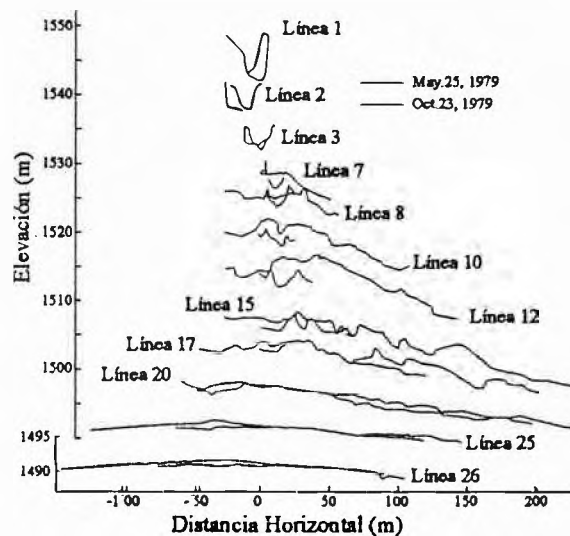


Fig. 3.6 Cambios Topográficos en Varias Secciones Transversales

3.2.2 Observación en la Quebrada Jiang – Jia, China

La cuenca experimental del Instituto de Investigación de Flujo de Escombros de la Academia China de Ciencia tiene un canal principal de 13.9 km, el área de la cuenca es de 48.6 km², la mayor altitud es 3,269 m y la menor altitud 1,088 m. Casi toda esta cuenca está ocupada por el área de deslizamiento como se ilustra en la Fig. 3.7 y el flujo de escombros ocurre diez o veinte veces al año. En la confluencia de esta quebrada con el río Xiaojian se construyó una presa de escombros debido a los flujos de escombros y causó daños a carreteras, ferrocarriles y establos.

a) *Proceso de Ocurrencia del Flujo de Escombros*

Muchos deslizamientos ocurrieron en el sismo de Febrero de 1966; uno trabó el canal principal de la quebrada Jiang Jia con 600,000 metros cúbicos de tierra. Esta presa de escombros tuvo una altura de 44 m y 50 m de ancho y una longitud de 100 m. En el verano de ese año la presa se quebró y ocurrió un gran flujo de escombros. Pero este tipo de eventos es inusual en esta cuenca y los flujos de escombros usualmente ocurren con una buena correlación con la cantidad de lluvias.

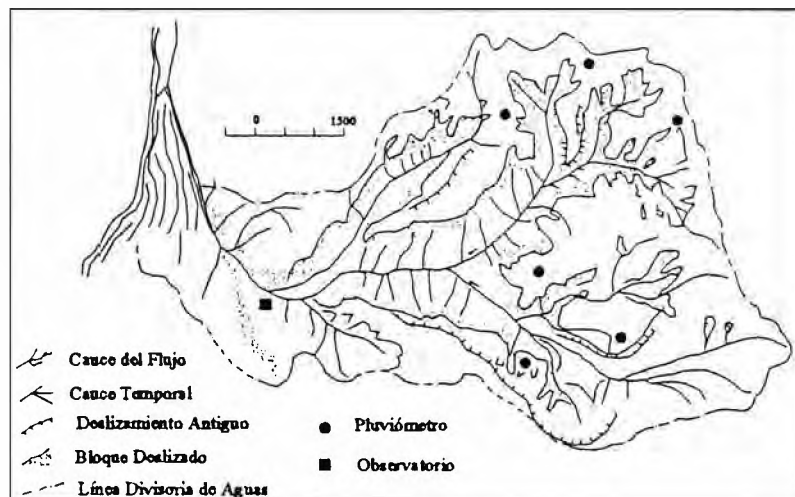


Fig. 3.7 Cuenca Experimental de Jiang - Jia

En esta cuenca hay 154 quebradas con anchos menores de 50 m, profundidades menores de 200 m, longitudes menores de 850 m y gradientes cercanas al 60%. Estas quebradas convergen a 46 quebradas más grandes cuya pendiente está entre 10 a 24 grados. Los sedimentos proceden del lecho de esas quebradas de los deslizamientos en ambos lados del talud que son fácilmente erosionados cuando aparece una corriente de agua luego de una lluvia. Esta erosión del lecho del canal y deslizamiento ocasional inducido por la erosión del margen del canal causa la producción de un flujo altamente cargado de sedimentos (flujo de escombros). La correlación entre la ocurrencia de flujo de escombros y una lluvia de 10 minutos es muy buena y además el flujo de escombros ocurre cuando la intensidad de lluvia se incrementa y no cuando la intensidad decrece. Esta última característica puede ser una de las causas de los flujos de escombros *intermitentes* en una serie de eventos de lluvias, lo que es *peculiarmente* muy evidente del flujo de escombros en esta cuenca (Tien et al. 1987).

Según Li et al (1983), describe el flujo intermitente como: una secuela de olas que ocurren por un período de tiempo y no hay flujo antes del primer oleaje de flujo lodoso o entre sucesivos grupos de olas. La interrupción del flujo normal en el valle se logra tan rápidamente como la descarga del fluido en el valle llega entre 4 a 6 m³/seg. La duración de la suspensión de flujo generalmente dura varios minutos. El mayor intervalo puede alcanzar de 25 a 30 minutos. La sensación de silencio se rompe cuando un sonido distante semejante a un trueno marca la siguiente convulsión de las quebradas contribuyentes y surgen olas de flujo lodoso precipitándose abajo una después de otra hasta que finaliza el episodio.

Un pequeño estallido dura de 10 o 30 minutos con 3 a 5 olas y uno grande puede durar más de 10 horas con más de 100 olas. La mayor altura de un oleaje de flujo lodoso es de 2 a 3 metros en el ancho y aún en el lecho del río y de 5 a 7 metros en la parte más angosta de la quebrada.

La mayor pausa entre 2 olas es entre 15 a 20 minutos. La máxima velocidad es en el frente o cabeza de la oleada. La velocidad en la línea media de la ola es siempre mayor que los de ambos lados y llega a ser cero en la cola donde se estrecha gradualmente y cambia casi a un hilo. La longitud general desde la cabeza a la cola de las olas es 20 m (el más pequeño) a 100 m (el más grande). Una ola dura de 20 a 60 segundos. Esto a veces se describe mejor por una analogía; la totalidad de la ola (oleaje) se asemeja al arrastre de una serpiente gigante con una gran cabeza y una cola delgada.

En Julio de 1984 se observó una ola de un flujo intermitente en el tramo 400 m aguas arriba de la Estación de Observación de la quebrada Jiang-Jia dividiendo el tramo en 3 secciones (Wu 1987). El tramo más alto fue casi recto, la inclinación del canal fue 6.3%, el ancho 22 m y la velocidad 7.23 m/seg, el tramo medio tuvo una garganta estrecha y curvada, la gradiente del canal 6.9%, ancho de 15 m y la velocidad de 6.34 m/seg, y el tramo más bajo tuvo una pendiente de 5.2 a 5.7%, 35 a 40 m de ancho y una velocidad de 3.23 a 5.55 m/seg. En el tramo más alto el flujo fue totalmente turbulento por el frente, en el cuerpo fue turbulento y en la cola fue laminar. En el inicio del tramo aguas abajo el flujo cambió a tipo ondular y luego en el momento cuando pasó por el punto usual de observación el flujo fue nuevamente del tipo intermitente cuyo frente fue turbulento y cuyo cuerpo y cola fue laminar.

b) *Tamaño de Partículas*

Los materiales son mezclas de dos componentes: uno de cerca de 20 mm en el diámetro principal y la otra de menos de 2 mm.

3.2.3 Observación en la Montaña Thomas, Norte de Canterbury, Nueva Zelandia.

Los oleajes del flujo de escombros se iniciaron en la mañana del 20 de Abril de 1978 y continuó por más de tres días. Lo que sigue es la descripción del flujo por Pierson (1980).

“El flujo de escombros llega abajo del canal atrincherado en sucesivos pulsos u oleajes, usualmente cerca de 10 a 20 minutos. Entre oleajes, el fluido podría caracterizarse como un fluido muy lechoso o agua muy lodosa. Esta agua cargada de sedimentos, que tenía la consistencia de aceite de motor, fluyó turbulentamente alrededor de la bolonería y corrientes de lecho irregular y desarrolló numerosas olas constantes y una muy irregular superficie agitada... Excepto por el color lodoso, la corriente se vio y sonó muy semejante a una corriente de montaña normal, cascada abajo sobre un lecho rocoso.

La llegada de un oleaje de escombros fue anunciada por un incremento repentino en el ruido profundo de la salpicadura del agua, rodadura, desgaste de rocas... Un oleaje frontal muy grande se observó el 22 de abril de aproximadamente 3 m de altura, que fue inmediatamente seguido de un rápido incremento en descarga (de 0.5 a 1 m³/seg), más un incremento gradual en la viscosidad de la pasta lechosa (a la consistencia de concreto húmedo). Las constantes olas y remolinos se contrajeron y la superficie agitada se hizo suave como flujo turbulento tendiendo a flujo laminar. El cambio de régimen de flujo fue también acompañado por un incremento en la velocidad superficial desde cerca de 1 m/seg a 2-3 m/seg. De acuerdo a los números de Froude calculados a partir de las velocidades medidas y estimación de la profundidad, el flujo permaneció subcrítico en esta transición. Luego de éste cambió de régimen de flujo, ocurrió otro cambio dentro del flujo; los guijarros y bolones fueron forzados lateralmente fuera del flujo por algún proceso de orden interno, que se acumularon como diques bien ordenados a lo largo de la fusión del flujo, contrajo el ancho de flujo... Continuó una descarga, la profundidad se incrementó más que el ancho y como consecuencia la velocidad llegó al pico sobre los 5 m/seg y el flujo se hizo supercrítico. Amortiguada la turbulencia reaparecieron las olas constantes en forma de punta V aguas abajo y agitando en el centro del flujo donde la V

convergió. En el pico del oleaje, la superficie de flujo fue de 1 a 2 m sobre lo que hubo solamente momentos antes.

Cuando el oleaje de escombros pasó, la descarga decreció, el flujo se volvió laminar nuevamente, el nivel cayó y el flujo superficial se redujo. Simultáneamente, los diques saturados empezaron a exudar dentro del canal. Los guijarros y bolones que permanecen en el flujo empiezan a asentarse en la suspensión moviendo el estrato de lecho de carga acumulado, luego disminuye cuando las piedras empiezan a entrelazarse. El fluido, acuoso y fluyendo turbulentamente nuevamente siguió sobre el lecho nuevamente formado.

La deposición sobre el abanico inferior ocurrió cuando una corriente de lechada de lodo y roca emergió desde el canal atrincherado; la separación lateral permitió que los escombros espesos decrecieran bajo flujo crítico. La corriente del fluido de escombros, en la parte inferior, cambiaba su curso frecuentemente como canales temporales que se cortaban en las recientes láminas de escombros que llegó a atascarse con el exceso de sedimentos. Durante la consolidación en los días siguientes de deposición, el agua lodosa emergió como pequeños manantiales en muchos lugares sobre la nueva lámina de escombros, que lavó los finos y talló una topografía erosional de bajo relieve. El espesor promedio de deposición a lo largo de las secciones inspeccionadas se incrementaron en la dirección inferior del abanico cerca de 2 m en el punto 700 – 800 m bajo el final del canal atrincherado, luego decreció nuevamente en el extremo del depósito.

En el extremo del abanico, los escombros fueron mejor ordenados, habiendo perdido más grava y el depósito fue completamente fino (0.1 a 0.2 m).

La densidad del fluido de material de flujo varió desde 1.59 g/cm^3 entre oleajes a 2.13 g/cm^3 durante oleajes. La concentración del volumen sólido de 33% entre oleajes y 66% durante oleajes. Los materiales recolectados de los oleajes tuvieron un diámetro promedio de 16 mm y la grava (material mayor de 2 mm de diámetro) fue de 70% (en peso) del sólido; alrededor de 20% fue arena, 6% de limo y 4% de arcilla. Entre oleajes, el material sólido en el fluido más acuoso consta aproximadamente de 20% de grava, 54% de arena, 15% de limo y 11% de arcilla, con la grava que se mueve como lecho de carga mejor que carga suspendida.

CAPITULO IV

MECANISMO DE FLUJO

4.1 ECUACIONES DE CONSERVACION DEL MOMENTO

Considerando que el flujo está compuesto de una fase de partículas sólidas y una fase líquida, se derivan las siguientes ecuaciones de conservación del momento para cada fase:

Para la dirección x (positivo en la dirección aguas abajo):

$$\sigma c \frac{d\vartheta_x}{dt} = \frac{\partial T}{\partial z} + \sigma c g \sin \theta - c \frac{\partial p}{\partial x} + F_x \quad (4.1.1)$$

$$\rho(1-c) \frac{d\dot{u}_x}{dt} = -(1-c) \frac{\partial p}{\partial x} + \rho(1-c)g \sin \theta - F_x + \frac{\partial T'}{\partial z} \quad (4.1.2)$$

Para la dirección z (positivo hacia arriba):

$$\sigma c \frac{d\vartheta_z}{dt} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \sigma c g \cos \theta + c \frac{\partial p}{\partial z} - F_z \quad (4.1.3)$$

$$\rho(1-c) \frac{d\dot{u}_z}{dt} = (1-c) \frac{\partial p}{\partial z} + \rho(1-c)g \cos \theta + F_z - (1-c) \frac{\partial P'}{\partial z} \quad (4.1.4)$$

Donde ϑ_x, ϑ_z son las componentes x y z de la velocidad de la partícula, \dot{u}_x, \dot{u}_z son las componentes x y z de la velocidad del fluido intersticial, T, P son las componentes x y z de los esfuerzos interpartículas, c es la concentración de sólidos en volumen en el flujo, θ es la pendiente de la gradiente del canal, g es la aceleración debido a la gravedad, p es la presión en el fluido intersticial, F_x, F_z son las componentes x y z de la interacción entre las partículas y el fluido, T', P' son las componentes x y z de los esfuerzos en el fluido intersticial debido a la turbulencia y viscosidad, x es el eje de coordenada en la dirección principal de flujo, z es el eje de coordenada en la dirección perpendicular al flujo principal (cero en el fondo del flujo), t es el tiempo, σ es la densidad de la partícula y ρ es la densidad del fluido.

Sumando cada lado de las Ecs. (4.1.1) y (4.1.2) y asumiendo que el flujo es permanente y uniforme, se obtiene la siguiente ecuación:

$$\{\sigma c + \rho(1-c)\}g \sin \theta + \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\partial T'}{\partial z} = 0 \quad (4.1.5)$$

Del mismo modo, de las Ecs. (4.1.3) y (4.1.4) y asumiendo que $\partial P'/\partial z \approx 0$, se obtiene:

$$-\frac{\partial P}{\partial z} + \{\sigma c + \rho(1-c)\}g \cos \theta + \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (4.1.6)$$

Además, de la Ec. (4.1.4) y considerando que para flujo permanente y uniforme $F_z = 0$ y con h que es la profundidad de flujo, se obtiene:

$$p = \rho g \cos \theta (h - z) \quad (4.1.7)$$

Sustituyendo la Ec. (4.1.7) en la Ec. (4.1.6), se tiene:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = (\sigma - \rho) c g \cos \theta \quad (4.1.8)$$

Integrando esta ecuación desde la altura z a h y considerando que P en h es cero, se obtiene:

$$P^z = -(\sigma - \rho) g \cos \theta \int_z^h c dz \quad (4.1.9)$$

Donde P^z es el valor de P a una altura z . De la misma manera, integrando la Ec.(4.1.5) desde z a h y considerando que $T^h = 0$ y $T'^h = 0$, se obtiene:

$$T^z + T'^z = g \operatorname{sen} \theta \int_z^h \{(\sigma - \rho)c + \rho\} dz \quad (4.1.10)$$

Donde T^z y T'^z son los valores de T y T' en z , respectivamente.

4.2 RELACIONES CONSTITUTIVAS

Desde los trabajos pioneros de *Bagnold* (1954); se han realizado muy pocas investigaciones para determinar las relaciones constitutivas en flujo de sólido - líquido altamente concentrados. *Bagnold* cortó el fluido Newtoniano en el espacio anular entre dos cilindros coaxiales, rotando el exterior para obtener un flujo Couette, dentro de la cual mezcló partículas de cera de flotación neutra de 0.132 cm de diámetro. Midió el exceso de presión hidrostática que actúa sobre las paredes del cilindro interior y encontró que es proporcional al torque necesario para rotar el cilindro. Presumió que el exceso de presión se producía por la fuerza dispersiva en las partículas resultante de las frecuentes colisiones de partículas y le llamó presión dispersiva. Esto es P en la Ecuación. (4.1.3). Considerando que el torque se relaciona directamente al esfuerzo de corte producido en la mezcla de fluido y partículas en el espacio anular, encontró la relación:

$$\tau = -P \tan \alpha \quad (4.2.1)$$

Donde τ es el esfuerzo de corte total en la mezcla y es igual a la suma de T y T' en las Ecs. (4.1.1) y (4.1.2). La constante de proporción; $\tan \alpha$ en la Ec.(4.2.1), depende del Número de *Bagnold*, N , definido como:

$$N = \frac{\sigma \lambda^{1/2} d^2}{\mu_f} \left(\frac{du}{dz} \right) \quad (4.2.2)$$

En la que $\tan \alpha = 0.75$ para $N < 40$; y para $N \geq 450$, con $\lambda < 12$, $\tan \alpha = 0.32$ y cuando $\lambda > 12$, $\tan \alpha \approx 0.4$. En la Ec. (4.2.2) d es el diámetro de la partícula, μ_f es la viscosidad del fluido intersticial, u es la velocidad de la mezcla y λ es la concentración lineal del sólido en la mezcla definido como:

$$\lambda = \left\{ \left(\frac{c_*}{c} \right)^{1/3} - 1 \right\}^{-1} \quad (4.2.3)$$

en la que c_* es la máxima concentración posible de sólidos cuando es empaquetado. El número de *Bagnold* es análogo al número de *Reynold* y representa la razón de la fuerza inercial a la fuerza de viscosidad; cuando $N > 450$ el flujo es totalmente inercial; mientras que, cuando $N < 40$ está en un rango macro-viscoso. Tanto de sus experimentos, como por las consideraciones teóricas, *Bagnold* encontró las siguientes relaciones semi-empíricas:

Para el rango totalmente inercial ($N > 450$):

$$\tau (\approx T) = a \operatorname{sen} \alpha \sigma \lambda^2 d^2 \left(\frac{du}{dz} \right)^2 \quad (4.2.4)$$

Para el rango macro-viscoso ($N < 40$):

$$\tau = 2.25 \lambda^{3/2} \mu_f \frac{du}{dz} \quad (4.2.5)$$

Savage y McKeown (1983) realizaron experimentos similares a los de *Bagnold* y también ensayaron los efectos de pared rugosa. Todos los experimentos fueron en el rango inercial y verificaron las relaciones de *Bagnold*. El coeficiente para relacionar el esfuerzo al término $(du/dz)^2$, sin embargo fue mayor que el que aparece en la ecuación de *Bagnold*.

Daido (1979) fabricó un aparato similar al de *Bagnold* y experimentó usando varios rangos de tamaños de materiales desde 0.295 cm a 0.585 cm. De acuerdo a sus resultados la relación entre du/dz y T ó P tuvieron una especie de esfuerzo de fluencia (cedencia) para el límite $du/dz = 0$. Escribiendo este esfuerzo de fluencia como T_y , obtuvo para el rango $N < 600$:

$$(T - T_y) = 1.25 \lambda^{3/2} \mu_f \left(\frac{du}{dz} \right) \quad (4.2.6)$$

Para el rango $N > 1000$, $(T - T_y)$ fue proporcional a $(du/dz)^2$ pero el coeficiente de proporción fue menor que el de *Bagnold* cerca del orden de 10. El esfuerzo de fluencia en su experimento lo describió como:

$$T_y = 0.133c^2 \text{ (gf/cm}^2\text{)} \quad (4.2.7)$$

En este experimento, las relaciones entre $(T - T_y)$ y $(P - P_y)$ en el rango inercial, fueron similares a la de *Bagnold*; es decir, $(P - P_y)$ fue principal y mayor que $(T - T_y)$. Mientras que en el rango macro-viscoso, $(P - P_y)$ y $(T - T_y)$ tuvieron casi los mismos valores y muy especialmente para el caso de partículas finas ($d = 0.295$ cm), $(T - T_y)$ fue mayor que $(P - P_y)$.

Shen y Ackerman (1982) en su consideración teórica para describir T y P en el rango inercial, obtuvieron el coeficiente de proporcionalidad a $(du/dz)^2$. Inicialmente consideraron el modelo de la colisión de dos partículas que resultó en un coeficiente demasiado pequeño comparado con experimentos anteriores, por lo que modificaron el modelo para el caso de múltiples colisiones de partículas, introduciendo un mayor diámetro hipotético de partícula.

Tsubaki et al. (1982) consideraron múltiples colisiones de partículas y obtuvieron que T es proporcional a $(du/dz)^2$. Sus teorías difieren de sus antecesores; en que P se escribe como una suma de esfuerzos debido a colisiones que son proporcionales a $(du/dz)^2$ y que se deben al movimiento de frotación durante el contacto entre partículas.

Miyamoto (1985) considerando los experimentos de *Daido*, discutió la pérdida de energía debido a colisiones inelásticas de partículas y propuso funciones que describen $(T - T_y)$ y $(P - P_y)$ que son proporcionales a $(du/dz)^2$. En esta teoría T_y y P_y fueron relacionados como:

$$T_y = P_y \tan \phi \quad (4.2.8)$$

Donde ϕ es el ángulo de fricción interna en la mezcla.

Para el rango macro-viscoso, *Shibata y Mei* (1986), propusieron una función independiente de la viscosidad del fluido intersticial:

$$T = \frac{\mu_s}{1 - c/c_s} \frac{du}{dz} \quad (4.2.9)$$

Donde μ_s es una constante ($= 16$ g/cm.seg) y tiene las mismas dimensiones que el de la viscosidad del fluido.

Como se ha descrito anteriormente las relaciones entre el esfuerzo y la razón de deformación se pueden dividir en rango inercial o macro-viscoso, dependiendo del valor de N . Muchas investigaciones concuerdan que T ó P es proporcional a $(du/dz)^2$ en el rango inercial y a (du/dz) en el rango macro - viscoso. Sin embargo el coeficiente de proporción y/o las relaciones entre T y P no se consideran en éste trabajo.

Considerando las relaciones constitutivas propuestas para el flujo sólido - líquido expuestos, se puede asumir que el esfuerzo y razón de deformación se relacionan como lo

ilustra la curva sólida en la Fig. 4.1. Se podría explicar el comportamiento del flujo sólido - líquido con concentraciones de sólidos considerablemente altos usando esta relación constitutiva.

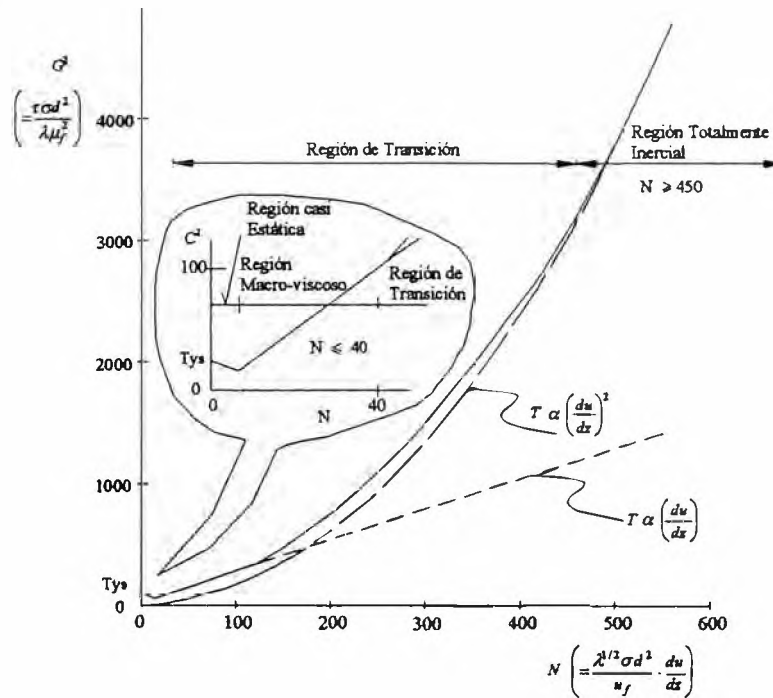


Fig. 4.1 Relación entre Esfuerzos y Razón de Deformación

En el supuesto que una mezcla estática de sólido y líquido (fluido Newtoniano) sobre un lecho rígido esté bajo la acción de esfuerzos de corte. En tanto que ese esfuerzo sea menor que la resistencia de fluencia de ese material, T_{ys} , no ocurrirá movimiento. Mientras que, si el esfuerzo aplicado es algo mayor que el esfuerzo de fluencia, entonces la mezcla empezará a fluir y las partículas sólidas de la mezcla se realinearán disminuyendo la resistencia de fluencia, lo suficiente, de modo que el flujo pueda tratarse virtualmente como fluido Newtoniano como fue observado por *Bagnold* o *Shibata y Mei*. Además del incremento de los esfuerzos de operación, las propiedades aparentes del fluido cambian de Newtoniano a dilatante. En el fluido dilatante, la razón de incremento de velocidad correspondiente a un incremento en el esfuerzo al corte aplicado es menor que en el fluido Newtoniano. Esto es, en el fluido Newtoniano, la relación entre T y du/dz es lineal, y en el fluido dilatante (Bagnoldiano), T es proporcional a $(du/dz)^2$.

La resistencia de fluencia de la mezcla estática, T_{ys} , se describirá por:

$$T_{ys} = s + P_s \tan \phi \quad (4.2.10)$$

Donde P_s es la presión debido al peso sumergido de las partículas y s , en el caso que el líquido intersticial es Newtoniano, es la cohesión interpartículas que es insignificativamente pequeño cuando las partículas son grandes. Si el líquido intersticial es hiperconcentrado con arcilla y limo, s será la resistencia de fluencia del fluido.

La sustitución de las relaciones constitutivas como la ilustrada en la Fig. 4.1, en la Ec. (4.1.10) o (4.1.9) hacen posible el análisis de la dinámica de un flujo de escombros en canal abierto ideal y permanente. "Un tratamiento más comprensivo probablemente se llevaría a cabo, expresando toda la curva constitutiva como un polinomio de du/dz " (Cheng 1986). Sin embargo, la relación constitutiva está aún en investigación y sería formidable expresarlo en una ecuación; además el análisis general es tan complicado como es intuitivamente difícil de entender las características del flujo de escombros. Por lo tanto, en lo que sigue el rango total se divide en rangos inercial y macro-viscoso y se discutirán las características del flujo de escombros en cada rango.

4.3 FLUJO DE ESCOMBROS EN EL RANGO INERCIAL

4.3.1 FLUJO DE ESCOMBROS PEDREGOSO

(a) La primera aproximación de Takahashi, 1978

Despreciando T^{zz} en comparación a T^z en la Ec. (4.1.10) y aproximando τ por T^z en la Ec. (4.2.4), se obtiene:

$$T^z = (\alpha \operatorname{sen} \alpha) \sigma d^2 \lambda^2 \left(\frac{du}{dz} \right)^2 = g \operatorname{sen} \theta \int_z^h \{(\sigma - \rho)c + \rho\} dz \quad (4.3.1)$$

Si se asume que c es constante, la Ec. (4.3.1) se integra bajo las condiciones de borde; para $z = 0$, $u = 0$:

$$u = \frac{2}{3d} \left[\frac{g \operatorname{sen} \theta}{\alpha \operatorname{sen} \alpha} \left\{ c + (1-c) \frac{\rho}{\sigma} \right\} \right]^{1/2} \left\{ \left(\frac{c_*}{c} \right)^{1/3} - 1 \right\} \left\{ h^{3/2} - (h-z)^{3/2} \right\} \quad (4.3.2)$$

Describiendo la velocidad de flujo superficial como u_s , la Ec. (4.3.2) se reescribirá:

$$\frac{u_s - u}{u_s} = \left(\frac{h-z}{h} \right)^{3/2} \quad (4.3.3)$$

La Fig. 4.2 muestra los resultados experimentales de Takahashi y la Ec. (4.3.2) muestra que la ecuación representa bien la distribución de velocidades experimental así como la profundidad de flujo. En este experimento, se suministró una mezcla de agua y partículas de sólido de; $d = 4.0 \text{ mm}$, $\sigma = 2.65 \text{ g/cm}^3$, $c_* =$

0.65 y $\phi = 37^\circ$, en un acueducto rectangular con lecho rígido de 20 cm de ancho y pendiente 18° . La descarga total de agua y sólidos fue $Q_T = 2.2$ l/seg y la concentración $c = 0.45$. Cada círculo en la figura representa la velocidad medida de una partícula para la altura indicada en un intervalo de tiempo. La curva teórica en la figura se obtuvo usando $\tan \alpha = 0.6$, $a = 0.04$.

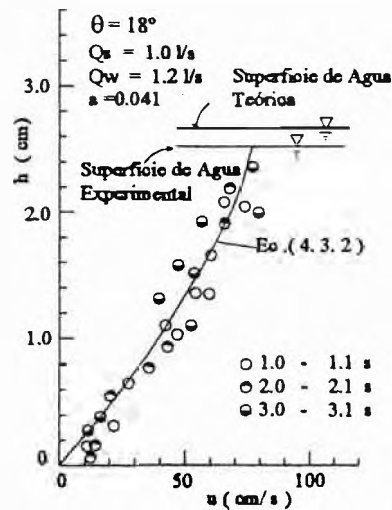


Fig. 4.2 Distribución de Velocidad en flujo de escombros sobre fondo rígido (arena gruesa)

La Fig. 4.3 muestra la distribución de velocidades teórica y experimental sobre un lecho erosionable. Los flujos de escombros en este caso fueron producidos por repentino suministro de agua con descarga de $Q_w = 2$ l/seg sobre lecho de 20 cms de ancho, 7 m de largo, 5 cm de espesor y 18° de pendiente, compuesto de material casi uniforme $\sigma = 2.65$ g/cm³, $\phi = 36^\circ$, $c_s = 0.65$ y $d_{50} = 5.05$ mm. Aunque la Ec. (4.3.2) ajusta bastante bien con cada distribución de velocidad experimental, existe alguna discrepancia para la parte más baja. El valor de a requerido para ajustar la curva teórica a los resultados experimentales es casi 10 veces más grande que el valor de 0.042 de *Bagnold*. Esas características de distribución de velocidades y una incertidumbre en el valor de a han sido las principales bases de refutación contra el modelo de fluido dilatante de *Bagnold*. La incertidumbre en el valor de a ; sin embargo, se origina por la variabilidad del grado de saturación del lecho, antes de la generación del flujo de escombros. Esto es, si el lecho estuvo seco, se produce filtración de agua desde el inicio del flujo dentro del lecho, reduciendo la velocidad media, por lo que fue necesario dar un valor mayor de a para ajustar las velocidades teóricas a las experimentales. La situación se explica a partir de la siguiente discusión.

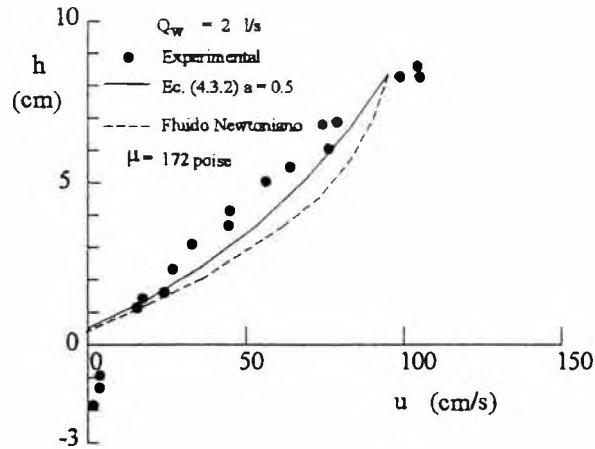


Fig. 4.3 Distribución de Velocidad en flujo de Escombros sobre fondo erosionable

La velocidad media en la sección transversal se obtiene de la Ec. (4.3.2) como:

$$U = \frac{2}{5d} \left[\frac{g \operatorname{sen} \theta}{a \operatorname{sen} \alpha} \left\{ c + (1-c) \frac{\rho}{\sigma} \right\} \right]^{1/2} \left\{ \left(\frac{c_*}{c} \right)^{1/3} - 1 \right\} h^{3/2} \quad (4.3.4)$$

Consideremos que un espesor e del material se erosiona desde el lecho y que parte del sedimento se mezcla con el agua suministrada para producir el flujo de escombros de profundidad h . Entonces, las ecuaciones de continuidad del agua y sedimentos son respectivamente:

$$q = Uh(1-c) = q_0 + Ue(1-c_*)s_b \quad (4.3.5a)$$

$$Uec_* = Uhc \quad (4.3.5b)$$

Donde q : descarga de agua en el flujo de escombros por unidad de ancho, q_0 : descarga de agua suministrada externamente por unidad de ancho y s_b : grado de saturación del lecho antes del paso del flujo de escombros.

La Ec. (4.3.5) puede reescribirse como:

$$q = \frac{c_*(1-c)}{c_* - \{s_b + (1-s_b)c_*\}c} q_0 \quad (4.3.6)$$

La forma adimensional de la Ec. (4.3.4) obtenida usando la Ec. (4.3.6) es:

$$\frac{(U/\sqrt{gd})}{\{q_0^2/(gd^3)\}^{0.3}} = \frac{0.693 \operatorname{sen}^{0.2} \theta \{(c_*/c)^{1/3} - 1\}^{0.4} \{c + (1-c)\rho/\sigma\}^{0.2}}{(a \operatorname{sen} \alpha)^{0.2} [1 - \{s_b + (1-s_b)c_*\}c/c_*]^{0.6}} \quad (4.3.7)$$

En la Fig. 4.4 se plotean los valores experimentales de la velocidad media adimensional dados en el lado izquierdo de la Ec. (4.3.7) versus la pendiente del

canal. En esta figura la velocidad experimental varia ampliamente. La Ec. (4.3.7) implica que el menor s_b o el mayor c , hace menor el valor de U . La amplia dispersión en los datos experimentales muestran la variabilidad de s_b . Si s_b del lecho antes del comienzo del flujo de escombros es pequeño, se produce infiltración dentro del lecho cuando se inicia el flujo de escombros, de modo que la velocidad se hace menor, tanto por los efectos del valor pequeño de s_b como por el incremento en el valor de c , como resultado de la infiltración. Si tratamos de evaluar la velocidad usando un valor constante de c , sin tener en cuenta la infiltración, obtendríamos un valor de a mayor que en el caso donde no se produce infiltración.

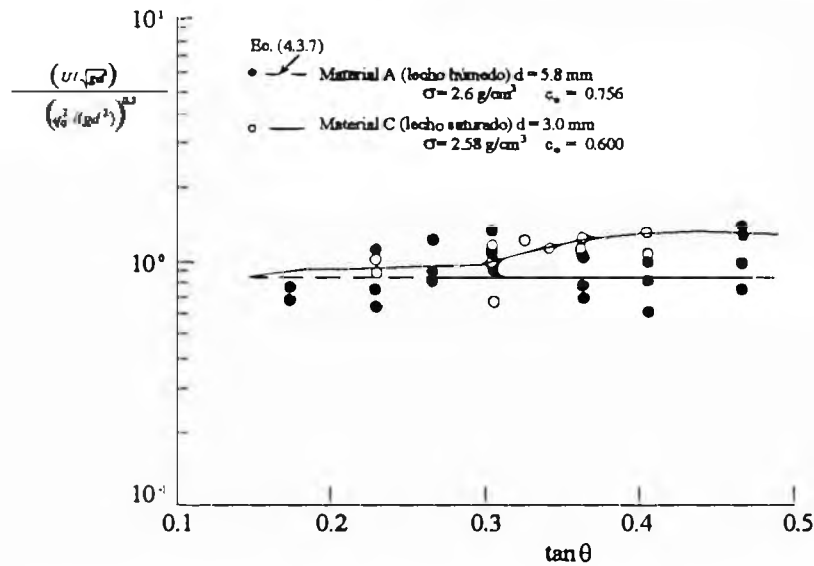


Fig. 4.4 Velocidad de Traslación Adimensional Versus Talud del Canal

La Ec (4.3.2) se derivó de la Ec. (4.1.10), pero podría deducirse igualmente de la Ec. (4.1.9), para lo cual se requiere la siguiente ecuación:

$$c = \frac{\rho \tan \theta}{(\sigma - \rho) (\tan \alpha - \tan \theta)} \quad (4.3.8)$$

Entonces se debe ~~satisfacer~~ la condición de la Ec. (4.3.8), cuando un flujo de escombros uniforme y permanente fluye hacia abajo, en la que el esfuerzo de corte asignado por el fluido intersticial es despreciable. Sin embargo, los datos experimentales, demuestran que la concentración de equilibrio de un flujo uniforme y permanente se describe mejor por la Ec. (4.3.9) que por la Ec. (4.3.8).

$$c = \frac{\rho \tan \theta}{(\sigma - \rho) (\tan \phi - \tan \theta)} (\equiv c_{\infty}) \quad (4.3.9)$$

En un canal muy empinado que satisface:

$$\tan \theta \geq \frac{(\sigma - \rho)c_*}{(\sigma - \rho)c_* + \rho} \tan \phi \quad (4.3.10)$$

La Ec. (4.3.9) da valores de c mayores que c_* . Pero no puede existir flujo con estas altas concentraciones y de acuerdo a los experimentos c es siempre menor que $0.9 c_*$.

Takahashi, 1991, demostró que la Ec. (4.3.9) también ajusta el caso en que, si el flujo de escombros contiene mucho material fino y consecuentemente la densidad aparente del fluido intersticial es mayor, el flujo es capaz de transportar concentraciones mucho mayores de partículas grandes faltantes al material fino.

El lado derecho de la Ec. (4.3.7) se calculó sustituyendo $a \sin \alpha$ por 0.02 ($a = 0.042$, $\tan \alpha = 0.6$) y los valores de c obtenidos de la Ec. (4.3.9) en el rango $c < 0.9c_*$ y de otros casos $c = 0.9 c_*$. Los valores de s_b se fijaron en 1.0 para lecho saturado y 0.7 para lecho húmedo. Las líneas sólidas y discontinuas en la Fig. 4.4 son los resultados de cálculos para lechos saturados y húmedos respectivamente. Esas curvas semi-teóricas explican bien el comportamiento de los experimentos e indican que los valores de $a \sin \alpha$ sobre lecho erosionable son casi los mismos como sobre los de lecho rígido.

(b) La Segunda Aproximación.

Como se aprecia en la Fig. 4.3 en la distribución de velocidad en flujo de escombros pedregoso, especialmente en lecho erosionable, hay un punto de inflexión cercano al fondo. Debido a que esa peculiar distribución de velocidad no puede explicarse con la primera aproximación; en lo que sigue se deriva la segunda aproximación.

En la segunda aproximación se toman en cuenta los efectos de variación de c , $\tan \alpha$ y T' . De aquí, como el corte normal al flujo turbulento se asigna al fluido intersticial, se asume que T' es proporcional al cuadrado de la gradiente de velocidad:

$$T' = \rho l^2 \left(\frac{du}{dz} \right)^2 \quad (4.3.11)$$

Donde l es la longitud de mezcla en los poros del fluido.

Sustituyendo las Ecs. (4.3.11) y (4.2.4) en la Ec. (4.1.10), se obtiene:

$$\left(\frac{du}{dz}\right)^2 = \frac{g \operatorname{sen} \theta}{\sigma \lambda^2 d^2 a \operatorname{sen} \alpha + \rho l^2} \int_z^h \{(\sigma - \rho)c + \rho\} dz \quad (4.3.12)$$

Mientras que, reemplazando las Ecs. (4.1.9) y (4.3.1) en la Ec. (4.2.1) y usando la ecuación (4.1.10) se obtiene:

$$g \operatorname{sen} \theta \int_z^h \{c(\sigma - \rho) + \rho\} dz = \tan \alpha (\sigma - \rho) g \cos \theta \int_z^h c dz + \rho l^2 \left(\frac{du}{dz}\right)^2 \quad (4.3.13)$$

De las ecuaciones (4.3.12) y (4.3.13) y con $Z = z/h$; se obtiene:

$$\int_1^Z c dZ = \frac{\rho \tan \theta}{\sigma - \rho} \frac{\{1 - \rho l^2 / (a \sigma \lambda^2 d^2 \operatorname{sen} \alpha + \rho l^2)\}}{[\tan \alpha - \tan \theta \{1 - \rho l^2 / (a \sigma \lambda^2 d^2 \operatorname{sen} \alpha + \rho l^2)\}]} (Z - 1) \quad (4.3.14)$$

Según los experimentos de *Savage y Sayed* (1984), el rango de c es un tanto menor que el de c_0 , contrario a lo que usualmente se observa en ensayos de mecánica de suelos casi-estáticos en los que $\tan \alpha$ crece, cuando c disminuye. Aunque la forma funcional de $\tan \alpha$ como función de c aún no se ha discutido teóricamente, se asume la siguiente ecuación en el rango $\lambda \geq 3$ ($c \geq 0.3$):

$$\tan \alpha = \left(1 + \frac{1}{\lambda}\right) \tan \alpha_0 \quad (4.3.15)$$

donde: α_0 es una constante equivalente al ángulo de fricción cinético y es menor que ϕ por las formas irregulares de las partículas.

La longitud de mezcla en el fluido intersticial puede tener un valor que esc proporcional a la distancia promedio de poros entre partículas; entonces con ξ como constante se asume que:

$$l = \xi \frac{d}{\lambda} \quad (4.3.16)$$

Sustituyendo las Ecs. (4.3.15) y (4.3.16) en la Ec. (4.3.14) y aproximando $\operatorname{sen} \alpha$ por $\tan \alpha$ se obtiene:

$$\int_1^Z dZ = \frac{\rho \tan \theta}{\sigma - \rho} \frac{1}{(1 + 1/\lambda) \tan \alpha_0 - \tan \theta + \rho \xi^2 / (\sigma a \lambda^4 \cos \alpha_0)} (Z - 1) \quad (4.3.17)$$

Derivando la Ec. (4.3.17) se obtiene la ecuación:

$$Z = 1 - \exp \left\{ - \frac{1(\sigma - \rho) \left(\frac{c_*}{c_b} \right)^{1/3}}{3 \rho \tan \theta} \int_{x_s}^1 \chi dx_s \right\} \quad (4.3.18)$$

Donde:

$$\chi = \bar{x}^2 \left(\frac{1}{x_s} \right)^{1/3} \left[\tan \alpha_0 + \frac{4 \rho \xi^2}{\sigma \alpha \cos \alpha_0} \left\{ \left(\frac{1}{x_s} \right)^{1/3} \left(\frac{c_*}{c_b} \right)^{1/3} - 1 \right\}^3 \right] \frac{1}{x_s^2 - x_s \bar{x}} \quad (4.3.19a)$$

$$\bar{x} = \frac{1}{c_b} \frac{\rho \tan \theta}{(\sigma - \rho) [(1/x_s)^{1/3} (c_* / c_b)^{1/3} \tan \alpha_0 - \tan \theta + \rho \xi^2 \{(1/x_s)^{1/3} - 1\}^4 / \sigma \cos \alpha_0]} \quad (4.3.19b)$$

$$c = c_b x_s \quad (4.3.19c)$$

y c_b es la concentración de sólidos en el fondo.

Takahashi, 1991 demostró la mezcla turbulenta en los poros del fluido no produce efectos y la distribución de concentración depende principalmente de las relaciones entre $\tan \alpha$ y c . Haciendo $\tan \alpha = \tan \alpha_0$, el valor de la constante c , que se obtiene al despreciar los efectos de turbulencia c'_∞ se deduce el equivalente a la concentración en la primera aproximación.

$$c'_\infty = \frac{\rho \tan \theta}{(\sigma - \rho)(\tan \alpha_0 - \tan \theta)} \quad (4.3.20)$$

Si se usa c'_∞ por c_b como condición de borde, c llega a ser c'_∞ para cualquier altura. Esto puede ser la razón del por qué la primera aproximación ajusta bien en el caso de un lecho rígido.

La Fig. 4.5 compara las distribuciones de concentración teórica con los resultados experimentales de *Tsubaki et al. (1982)* y *Nakajima et al. (1988)*. Las concentraciones en los experimentos fueron analizadas a partir de los registros de imágenes fotografiadas por el lado transparente de la pared del acueducto e inevitablemente contiene grandes errores. Pero, esos resultados pueden comprobar lo inapropiado de la teoría.

Para evitar cálculos tediosos en la Ec. (4.3.18) ξ puede aproximarse a cero, entonces para $Z = 1$, x_s viene a ser x . Escribiendo éste x como \bar{x} , la distribución de la concentración se aproxima con:

$$\frac{c}{c_*} = \bar{x}_s \left\{ (1 - \bar{x}_s) Z + \bar{x}_s \right\}^{-1} \quad (4.3.21)$$

Esta distribución está representada en la Fig. 4.5, por las líneas discontinuas.

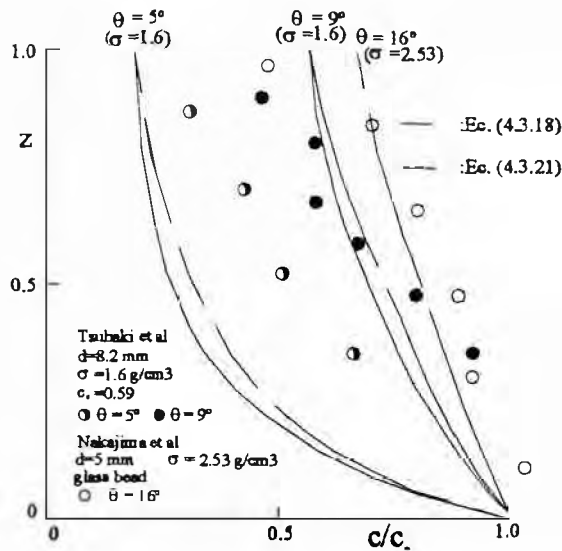


Fig. 4.5 Concentración de Sólidos Teórico y Datos Experimentales

El valor de \bar{x}_s de la Ec (4.3.21); se obtiene como solución de:

$$\frac{c_*(\sigma - \rho)}{\rho \tan \theta} \bar{x}_s \left\{ \left(\frac{1}{\bar{x}_s} \right)^{1/3} \tan \alpha_0 - \tan \theta \right\} = 1 \quad (4.3.22)$$

la que se deriva haciendo $\xi = 0$, $x_s = \bar{x}$ y $c_b = c_*$ en la Ec. (4.3.19b)

Como en el flujo de escombros pedregoso el efecto de turbulencia es pequeño, la Ec. (4.3.17) se aproxima bien por:

$$\int_1^Z c dZ = \frac{\rho \tan \theta}{(\sigma - \rho) (1 + 1/\lambda) \tan \alpha_0 - \tan \theta} (Z - 1) \quad (4.3.23)$$

Sustituyendo la Ec. (4.2.4) en la Ec. (4.2.1) y usando las Ecs. (4.1.9) y (4.3.23) se obtiene:

$$a \sigma \lambda^2 d^2 \left(\frac{du}{dz} \right)^2 \cos \alpha = \rho g h \sin \theta \frac{1 - Z}{(1 + 1/\lambda) \tan \alpha_0 - \tan \theta} \quad (4.3.24)$$

Esta ecuación puede re-escribirse usando la velocidad adimensional $\bar{u} (= u / \sqrt{gh})$ y las relaciones aproximadas:

$$(c_*/c)^{1/3} - 1 \approx (1 - x_s) Z / 3 \bar{x}_s; \sqrt[4]{(1 + c_*/c)^{2/3} \tan \alpha_0} \approx \sqrt[4]{1 + \tan^2 \alpha_0},$$

$$\left\{ \sqrt{(c_*/c)^{1/3} \tan \alpha_0 - \tan \theta} \right\}^{-1} \approx \left\{ \tan \alpha_0 - \tan \theta \right\}^{-1} \text{ Como:}$$

$$\frac{d\bar{u}}{dZ} = \frac{1}{3} \left(\frac{\sin \theta \rho}{a \sigma \tan \alpha_0 - \tan \theta} \right)^{1/2} (1 + \tan^2 \alpha_0)^{1/4} \frac{h}{d} \frac{1 - \bar{x}_s}{\bar{x}_s} - Z(1 - Z)^{1/2} \quad (4.3.25)$$

La solución de la Ec. (4.3.25) bajo las condiciones de borde: para $Z = 0$; $u = 0$, está dada por:

$$\frac{\bar{u}}{u_s} = \frac{u}{u_s} = 1 - \frac{1}{2}(1-Z)^{3/2}(2+3Z) \quad (4.3.26)$$

Tsubaki et al. (1982) y *Takahashi* (1991) demostraron con experimentos que esta ecuación explica bien la distribución de velocidad experimental

(c) Comparación con los Datos de Campo

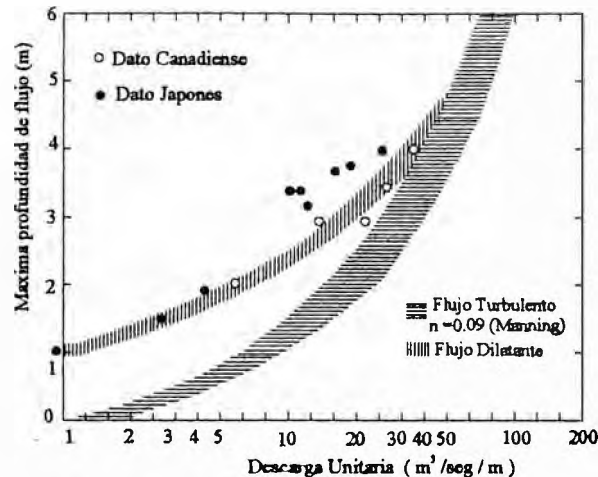


Fig. 4.6 Comparación del Modelo de Flujo Dilatante con Datos de Campo

La Fig. 4.6 muestra la comparación de los datos de campo con los del modelo de fluido dilatante y la ecuación de Manning (*Hungr et al.* 1984). En el modelo de fluido dilatante la descarga por unidad de ancho, q_T , se escribe:

$$q_T = \frac{2}{5} R h^{5/2} \text{sen}^{1/2} \theta \quad (4.3.27)$$

y la ecuación de Manning

$$q_T = \frac{1}{n_m} h^{5/3} \text{sen}^{1/2} \theta \quad (4.3.28)$$

Aunque R en la Ec. (4.3.27) es función de la concentración de sólidos, el diámetro de partículas y otros como se describió en la Ec. (4.3.4). En la figura, se da un valor constante de $5.4 \text{ m}^{-1/2} \text{ seg}^{-1}$ y se ha sombreado el rango de variación debido a los cambios en la pendiente $\theta = 10^\circ \sim 22^\circ$. Los datos de campo son ploteados dentro o alrededor del área representada en la Ec. (4.3.27). Esto demuestra que el modelo de fluido dilatante es apropiado para flujo de escombros pedregoso en el que domina el efecto de las colisiones de partículas.

4.3.2 FLUJO DE ESCOMBROS INMADURO

(a) Definición y Espesor de Estratos de Partículas en Flujo

Como se ha descrito anteriormente, la concentración de equilibrio de sólidos en el flujo de escombros pedregosos está dado por la Ec. (4.3.9). Esta ecuación calcula concentraciones menores cuando la inclinación del canal es muy pequeña. Sin embargo, para dispersar las partículas en todo el estrato de flujo por las acciones de encuentros y repulsiones inter-partículas, se necesitan comparativamente altas concentraciones. En realidad, bajo una menor concentración que el valor límite, c_l las partículas no son grandemente dispersadas en toda la profundidad, sino son concentradas en la parte más baja del flujo. Por encima de este estrato de mezcla de partículas aparece un estrato de agua que puede contener sedimentos en suspensión como se ilustra en la Fig. 4.7. *Takahashi* (1981) llamó inicialmente a esta clase de flujo '*flujo de sedimentos por gravedad*' pero luego lo renombró como '*Flujo inmaduro de escombros*', debido a que el anterior puede significar un flujo general masivo.

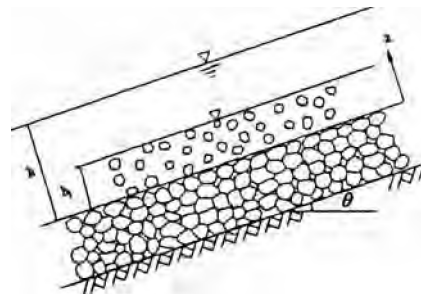


Fig. 4.7 Esquema de un Flujo de Escombros Inmaduro

Escribiendo el espesor y concentración del estrato de mezcla de partículas como h_i y c_i respectivamente, el esfuerzo de corte aplicado a la superficie del lecho T^0 está dado por:

$$T^0 = (\sigma - \rho)c_i h_i g \text{ sen } \theta + \rho g h \text{ sen } \theta \quad (4.3.29)$$

En un flujo en equilibrio en el que no se produce erosión ni deposición, el esfuerzo de corte aplicado deberá ser balanceado por la resistencia producida por los encuentros inter-partículas así como por la turbulencia y deformación en el

fluido intersticial. Por tanto, considerando la Ec. (4.2.1) se deberá satisfacer la siguiente ecuación.

$$T^0 = (\sigma - \rho)c_l h_l g \cos \theta \tan \alpha + T^{*0} \quad (4.3.30)$$

Para el caso de transporte de carga de lecho con arrastre de fondo, en el que la distancia libre media entre las partículas en movimiento es lo suficientemente grande como para ser capaz de levantar partículas del fondo, T^0 es necesariamente igual a la fuerza tractiva crítica inherente en las partículas individuales existente sobre la superficie del lecho (Bagnold 1957). Pero, cuando la concentración c^* de sólidos en el flujo es mayor de 0.1, la distancia libre media entre las partículas es menor que un diámetro de partícula y por lo tanto se le puede hacer bastante difícil al flujo levantar el sedimento del lecho aunque T^0 exceda la fuerza tractiva crítica. De este modo, tanto en flujo de escombros inmaduro como en flujo de escombros maduro se puede mantener un estado de equilibrio bajo T^0 considerablemente grande. Eso explicaría por qué la concentración de equilibrio está dada por la Ec. (4.3.9) más que por la Ec. (4.3.8) en la que se sustituye $T^0 = 0$.

Aplicando esta consideración al lado derecho de la Ec. (4.3.30) y de la Ec (4.3.29) se obtiene:

$$(\sigma - \rho)c_l h_l g \sin \theta + \rho g h \sin \theta \approx (\sigma - \rho)c_l h_l g \cos \theta \tan \phi \quad (4.3.31)$$

Esta ecuación también se deduce considerando que el estrato superficial del lecho está en estado crítico estable contra falla masiva bajo el esfuerzo de corte estático aplicado a partir del desborde del flujo de escombros inmaduro (Cap. 5).

De la Ec. (4.3.31) se obtiene la ecuación:

$$\frac{h_l}{h} = \frac{c_\infty}{c_l} \quad (4.3.32)$$

Para producir un flujo de escombros inmaduro en el laboratorio, se usó un acueducto de acero de 10 cm de ancho, se colocaron materiales de lecho casi uniformes: $d_{50} = 1.14$ mm, $\sigma = 2.61$ g/cm³, $c^* = 0.65$, $\tan \phi = 0.8$ (Takahashi 1982). Los datos del experimento revelaron que:

$$c_l \approx 0.4 c^* \quad (4.3.33)$$

La Fig. 4.8 compara la Ec. (4.3.32) con los datos experimentales. Considerando la dificultad en la determinación del lecho real (lugar donde u llega a ser cero) y la superficie del estrato de mezcla de partículas debido a las

características asintóticas de la distribución de velocidades hacia cero cerca al lecho y la natural indistinción del límite entre el estrato de mezcla de partículas y el estrato de agua, los datos experimentales parecen validar la Ec. (4.3.32).

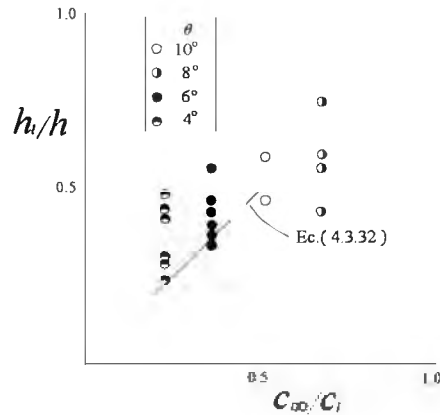


Fig. 4.8 Espesor del Estrato de Mezcla de Partículas

(b) Distribución de Velocidad

1) Estrato de Mezcla de Partículas ($z \leq h_i$)

Si se asume una distribución de concentración homogénea dentro del estrato de mezcla de partículas y que el esfuerzo de corte aplicado es balanceado por la resistencia producida tanto por los encuentros entre partículas como por la turbulencia en el fluido intersticial, se obtendrá la siguiente ecuación:

$$a\sigma\lambda^2 d^2 \left(\frac{du}{dz}\right)^2 \sin\alpha + \rho l^2 \left(\frac{du}{dz}\right)^2 = \{(\sigma - \rho)c_1(h_i - z) + \rho(h - z)\}g \sin\theta \quad (4.3.34)$$

Respecto a la longitud de mezcla, se puede aplicar la Ec. (4.3.16) y reemplazando ésta en la Ec. (4.3.34) se deduce la siguiente ecuación de distribución de velocidad.

$$\frac{u}{u_*} = \frac{2}{3} \frac{h}{d} \frac{1}{[\{(\sigma/\rho)\lambda^2 a \sin\alpha + \xi^2/\lambda^2\}^{1/2} \{c_1(\sigma - \rho)/\rho + 1\}]} \left[\left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} c_1 \frac{h_i}{h} + 1 \right)^{3/2} - \left\{ \left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} c_1 \frac{h_i}{h} + 1 \right) \left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} c_1 + 1 \right) \frac{z}{h} \right\}^{3/2} \right] \quad (4.3.35)$$

donde: $u_* (= \sqrt{gh \sin\theta})$ es la velocidad de corte.

2) Estrato de Agua ($z > h_i$)

Similar al del flujo turbulento normal, en el estrato de agua se deberá satisfacer:

$$\rho l^2 \left(\frac{du}{dz} \right)^2 = \rho g(h-z) \sin \theta \quad (4.3.36)$$

y la longitud de mezcla, con $k =$ coeficiente de Kármán, se puede asumir como:

$$l = \frac{\xi}{\lambda} d + k(z - h_1) \quad (4.3.37)$$

Reemplazando la Ec. (4.3.37) en (4.3.36) e integrando se obtiene la siguiente distribución de velocidad:

$$\frac{u}{u_*} = \frac{u_1}{u_*} + \frac{2}{k} \left\{ \left(1 - \frac{z}{h} \right)^{1/2} - \left(1 - \frac{h_1}{h} \right)^{1/2} \right\} \frac{1}{k} \left(\frac{d \xi}{kh \lambda} + 1 - \frac{h_1}{h} \right)^{1/2} \ln \left| \frac{\left\{ \left(1 - \frac{z}{h} \right)^{1/2} + \left(\frac{d \xi}{kh \lambda} + 1 - \frac{h_1}{h} \right)^{1/2} \right\} \left\{ \left(1 - \frac{h_1}{h} \right)^{1/2} - \left(\frac{d \xi}{kh \lambda} + 1 - \frac{h_1}{h} \right)^{1/2} \right\}}{\left\{ \left(1 - \frac{z}{h} \right)^{1/2} - \left(\frac{d \xi}{kh \lambda} + 1 - \frac{h_1}{h} \right)^{1/2} \right\} \left\{ \left(1 - \frac{h_1}{h} \right)^{1/2} + \left(\frac{d \xi}{kh \lambda} + 1 - \frac{h_1}{h} \right)^{1/2} \right\}} \right| \quad (4.3.38)$$

donde: u_1 es la velocidad en $z = h_1$ que se calcula con la Ec. (4.3.35)

La Fig. 4.9 muestra las distribuciones de velocidad teórica obtenidas con $\xi = 3$ y $k = 0.4$ y los resultados experimentales. Los valores experimentales h y h_1 se sustituyen para calcular la velocidad. En la figura, los círculos llenos indican las velocidades de partículas representativas, seleccionadas arbitrariamente en el estrato de mezcla de partículas y los círculos vacíos indican las velocidades de poliestireno con reborde poroso de flotación neutra dentro del estrato de agua para medir la velocidad dentro de él. Aunque la dispersión de velocidades en el estrato de agua es grande, la distribución de velocidades teóricas explican bien los datos experimentales.

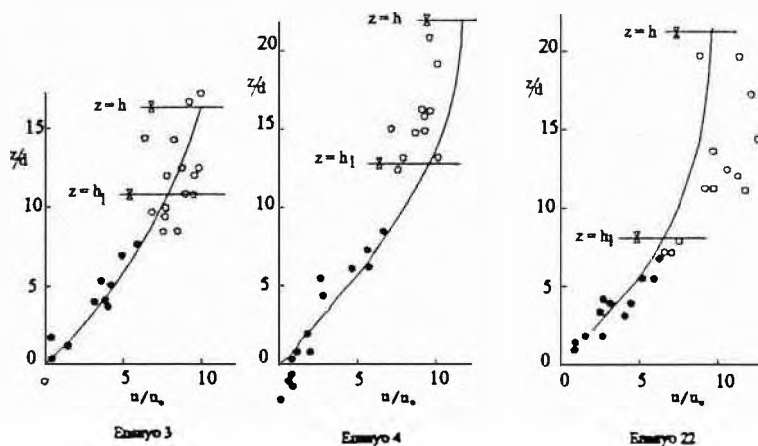


Fig. 4.9 Distribución de Velocidad en un Flujo de Escombros Inmaduro

(c) **Fórmula de Resistencia**

De la Ec. (4.3.35) la velocidad media en el estrato de mezcla de partículas;

U_1 es:

$$\frac{U_1}{u_*} = \frac{2h}{3d} \frac{1}{\left\{ (\sigma/\rho) \lambda^2 a \operatorname{sen} \alpha + \xi^2 / \lambda^2 \right\}^{1/2} \left\{ (\sigma - \rho) c_1 / \rho + 1 \right\}} \left[\left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} c_1 \frac{h_1}{h} + 1 \right)^{3/2} + \frac{2h}{5h_1} \frac{1}{\left\{ (\sigma - \rho) c_1 / \rho + 1 \right\}} \left\{ \left(1 - \frac{h_1}{h} \right)^{5/2} - \left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} c_1 \frac{h_1}{h} + 1 \right)^{5/2} \right\} \right] \quad (4.3.39)$$

De la Ec. (4.3.38), la velocidad media en el estrato de agua; U_u , es:

$$\frac{U_u}{u_*} = \frac{u_1}{u_*} \frac{1}{k} \left[\frac{2 \left\{ (\xi/\lambda) (1/k) (d/h) + 1 - (h_1/h) \right\}}{(1 - h_1/h)^{1/2}} \right] + \frac{2 \left(1 - \frac{h_1}{h} \right)^{1/2}}{3} + \left(\frac{\xi}{\lambda} \frac{1}{k} \frac{d}{h} + 1 - \frac{h_1}{h} \right)^{1/2} \left\{ 1 + \frac{\xi}{\lambda} \frac{1}{k} \frac{d}{h} \frac{1}{\left(1 - \frac{h_1}{h} \right)} \right\} \ln \left[\frac{\left\{ \left(1 - \frac{h_1}{h} \right)^{1/2} - \left(\frac{\xi}{\lambda} \frac{1}{k} \frac{d}{h} + 1 - \frac{h_1}{h} \right)^{1/2} \right\}}{\left\{ \left(1 - \frac{h_1}{h} \right)^{1/2} + \left(\frac{\xi}{\lambda} \frac{1}{k} \frac{d}{h} + 1 - \frac{h_1}{h} \right)^{1/2} \right\}} \right] \quad (4.3.40)$$

La velocidad media de toda la sección transversal; U , está dada por:

$$\frac{U}{u_*} = \frac{h_1}{h} \frac{U_1}{u_*} + \left(1 - \frac{h_1}{h} \right) \frac{U_u}{u_*} \quad (4.3.41)$$

Se puede calcular U/u_* para cualquier h/d usando las Ecs. (4.3.39), (4.3.40) y (4.3.41).

La Fig. 4.10 muestra los resultados de tales cálculos y los datos experimentales. Aunque en el rango de pequeños h/d se hacen evidentes algunas discrepancias, la tendencia de cambios en U/u_* con h/d se explican por la teoría. La línea discontinua en la figura representa una fórmula empírica simple.

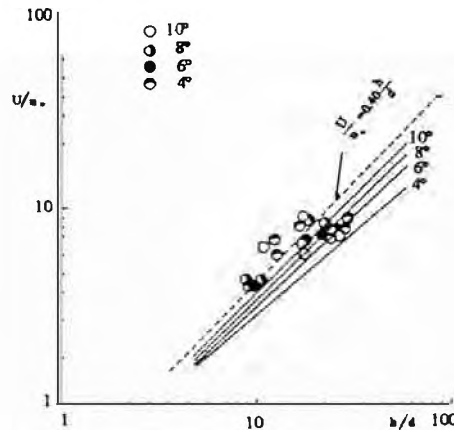


Fig. 4.10 U/u_* versus h/d

$$\frac{U}{u_*} = 0.4 \frac{h}{d} \quad (4.3.42)$$

Takahashi (1987) propuso que $U/u_* = 1.5 (h/d)^{0.56}$, pero la Ec. (4.3.42) es más simple. *Hashimoto et al.* (1986) obtuvieron a partir de resultados experimentales un coeficiente ligeramente mayor a 0.4, cerca a 0.5.

(d) Descarga de Sedimentos

Debido a que la descarga por unidad de ancho, q_s , se calcula como:

$$q_s = U_i h_i c_i \quad (4.3.43)$$

Sustituyendo la Ec. (4.3.39) en la Ec. (4.3.43) da:

$$q_{s*} = \left(\equiv \frac{q_s}{u_* d} \right) = \frac{2}{3} \left(\frac{h}{d} \right)^2 \frac{c_{\infty}}{\{(\sigma/\rho)\lambda^2 a \operatorname{sen} \alpha + \xi^2/\lambda^2\}^{1/2} \{(\sigma/\rho)c_i/\rho + 1\}} \left[\left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} c_i \frac{h_i}{h} + 1 \right)^{3/2} + \frac{2 h_i}{5 h (\sigma - \rho) c_i / \rho + 1} \left\{ \left(1 - \frac{h_i}{h} \right)^{5/2} - \left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} c_i \frac{h_i}{h} + 1 \right)^{5/2} \right\} \right] \quad (4.3.44)$$

Esta fórmula es muy complicada, pero puede aproximarse por

$$q_{s*} = \frac{2}{3} \frac{(4.2 - 0.75c_i)}{\cos^2 \theta (\tan \phi - \tan \theta)^2} \tau_*^2 \quad (4.3.45)$$

donde τ_* es el esfuerzo de corte adimensional definido por:

$$\tau_* = u_*^2 / \{(\sigma/\rho - 1)gd\}$$

Takahashi (1983) y *Mizuyama* (1980) demuestran que la Ec. (4.3.45) ajusta bien a los datos experimentales. El rango de τ_* dentro del que se puede producir el flujo de escombros inmaduro está dado por:

$$\tau_* \geq \cos \theta \left\{ \left(c_* + \frac{q_{s*}}{8.5} \right) (\tan \phi - \tan \theta) - \frac{\sigma - \rho}{\rho} \tan \theta \right\} \quad (4.3.46)$$

(e) Concentración Media de Sólidos en la Sección Transversal

Debido a que la concentración media de sólidos, c_{∞} , en todo el flujo está definida por q_s/q , las Ecs. (4.3.42) y (4.3.45) conducen a:

$$c_{\infty} = 6.7c_*^2 \quad (4.3.47)$$

Mizuyama (1981) propuso la siguiente fórmula empírica de flujo de escombros inmaduro:

$$c_{\infty} = 5.5 (\tan \theta)^2 \quad (4.3.48)$$

4.3.3 FLUJO TURBULENTO DE LODOS

(a) Modelamiento del Flujo

Aún en flujo de escombros del tipo lodoso, el contenido de tamaños de partículas de arcillas es frecuentemente menor y el diámetro representativo de todo el flujo es del orden de unos pocos milímetros o hasta un décimo de milímetro. En éste caso la fuerza adhesiva electro-química entre las partículas es despreciable. Además, si se considera el flujo cuya concentración de sólidos lineal es menor que 12, el efecto de la fricción por contacto interpartículas será menor que el efecto producido por colisión, de modo que el esfuerzo de corte total en el flujo, τ se describirá como:

$$\tau = \tau_t + T \quad (4.3.49)$$

donde τ_t es el esfuerzo originado por la mezcla turbulenta a gran escala de la masa del fluido incorporado con el sólido y agua.

El τ_t se expresaría por la siguiente ecuación:

$$\tau_t = \rho_m l_t^2 \left(\frac{du}{dz} \right)^2 \quad (4.3.50)$$

donde l_t es la longitud de mezcla y es diferente a l del flujo de escombros inmaduro, respecto a que l_t sería mucho más grande que l y ρ_m es la densidad aparente de la masa del fluido.

Si la concentración en el flujo tiene distribución homogénea y T se expresa por la Ec. (4.2.4); la Ec. (4.3.49) puede reescribirse como:

$$\rho_m g \sin \theta (h - z) = \rho_m l_t^2 \left(\frac{du}{dz} \right)^2 + a \sin \alpha \sigma (\lambda d)^2 \left(\frac{du}{dz} \right)^2 \quad (4.3.51)$$

Esta ecuación se integra bajo las condiciones de borde; para $z = z_0$, $u = u_0$, asumiendo que $l_t = kz$ en el rango $z \ll h$. El resultado es:

$$\frac{u - u_0}{u_*} = \frac{1}{k} \ln \left| \frac{Z + \sqrt{Z^2 + \Phi^2}}{Z_0 + \sqrt{Z_0^2 + \Phi^2}} \right| \quad (4.3.52)$$

Donde: $Z_0 = z_0 / h$ y $\Phi^2 = \lambda^2 (a \sin \alpha / k^2) (\sigma / \rho_m) (d / h)^2$

La Ec. (4.3.52) debe ser equivalente a la ecuación que representa el flujo de agua simple cuando λ tiende a cero o c tiende a cero. La distribución de velocidad del flujo de agua simple sobre un lecho liso está dada por:

$$\frac{u}{u_*} = 5.5 + \frac{1}{k_0} \ln \frac{u_* z}{\nu_0} \quad (4.3.53)$$

donde k_0 y ν_0 son la constante de Kármán y la viscosidad cinemática del agua, respectivamente. Dado que $u = 0$ para $z = z_0$ en la Ec. (4.3.53), se obtiene:

$$z_0 = \frac{a_0 \nu_0}{u_*}; \quad a_0 = \frac{1}{9.025} \quad (4.3.54)$$

Por lo tanto, la distribución de velocidad para flujo turbulento de lodo sobre un lecho liso a partir de la Ec. (4.3.52) está dado por:

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{k} \ln \left| \frac{z/h + \sqrt{(z/h)^2 + \lambda^2 (a \text{sen } \alpha / k^2) (\sigma / \rho_m) (d/h)^2}}{(a_0 / R_*) + \sqrt{(a_0 / R_*)^2 + \lambda^2 (a \text{sen } \alpha / k^2) (\sigma / \rho_m) (d/h)^2}} \right| \quad (4.3.55)$$

en la que $R_* = u_* h / \nu_0$

De modo que si la distribución de velocidad en el flujo de agua simple sobre un lecho rugoso está dada por:

$$\frac{u}{u_*} = 8.5 + \frac{1}{k_0} \ln \frac{z}{k_s} \quad (4.3.56)$$

Donde k_s es la altura de rugosidad. Por lo tanto, z_0 en la Ec. (4.3.52) está dado por:

$$z_0 = b_0 k_s; \quad b_0 \approx 1/30 \quad (4.3.57)$$

En consecuencia, la ecuación de distribución de velocidades para flujo turbulento de lodo sobre un lecho rugoso está dada por:

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{k} \ln \left| \frac{z/h + \sqrt{(z/h)^2 + \lambda^2 (a \text{sen } \alpha / k^2) (\sigma / \rho_m) (d/h)^2}}{(b_0 k_s / h) + \sqrt{(b_0 k_s / h)^2 + \lambda^2 (a \text{sen } \alpha / k^2) (\sigma / \rho_m) (d/h)^2}} \right| \quad (4.3.58)$$

La Ec. (4.3.55) o la Ec. (4.3.58) implican que, si no se cambian las otras condiciones, la contribución del término de mezcla turbulenta se hace mayor con el incremento de h/d o el decremento en la concentración de sólidos y la distribución de velocidad se aproxima al del flujo turbulento de agua simple.

El experimento para verificar la teoría lo llevaron a cabo *Arai y Takahashi* (1983, 1986). La Fig. 4.11 muestra la trayectoria seguida por una partícula seleccionada arbitrariamente, observada desde un sistema coordinado en movimiento, teniendo la velocidad u_0 la dirección del flujo principal, en la que la

velocidad media absoluta de la partícula en el intervalo de tiempo Δt ($= 0.04$ seg) es u . La flecha indica la dirección y la distancia de viaje en Δt en la coordenada en movimiento y se grafican dos círculos que muestran el diámetro representativo de la partícula y la distancia relativa media entre partículas vecinas. Admitiremos que la masa de fluido con la incorporación de partículas se mueve en remolino a gran escala.

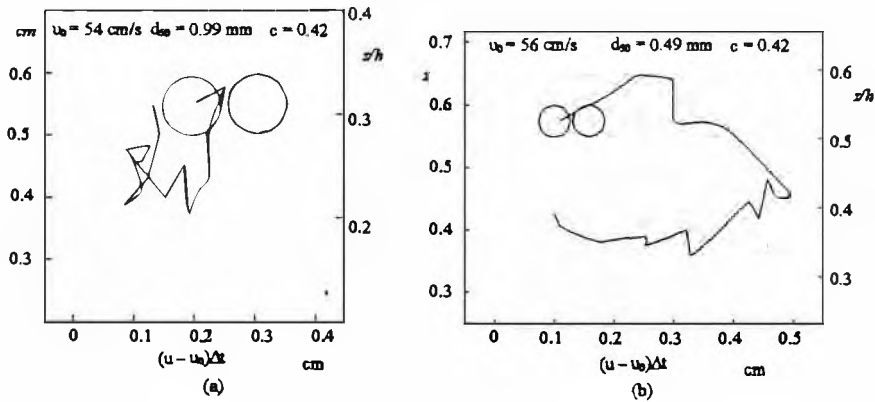


Fig. 4.11 Trayectoria de una partícula

La Fig. 4.12 compara las formas de distribución de velocidades teóricas y experimentales y la Fig. 4.13 compara las velocidades de las Ecs. (4.3.55) y (4.3.2) para el caso mostrado en la Fig. 4.11 (a). Estas dos figuras confirman que la Ec. (4.3.55) explica bien los datos experimentales, en la que el valor de $a \sin \alpha$ se establece como 0.022 y k se obtiene de la siguiente discusión.

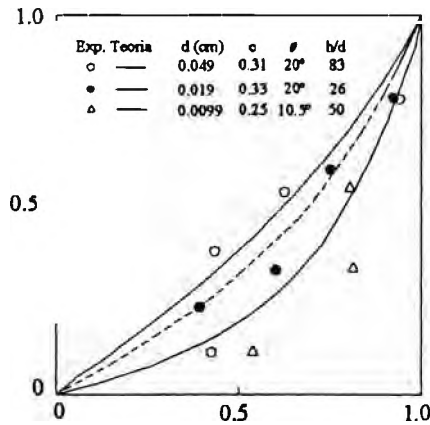


Fig. 4.12 Distribución de Velocidad Teórica y Experimental

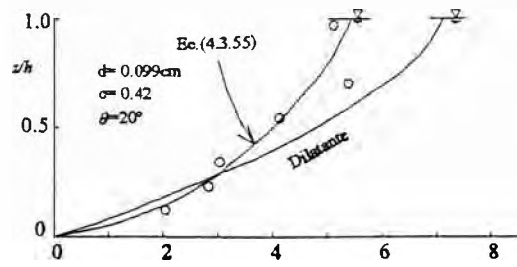


Fig. 4.13 Distribución de Velocidades de los Modelos de Flujo Turbulento de Lodo y Flujo Dilatante.

(b) Ley de Resistencia

La velocidad media en la sección transversal se obtiene integrando la Ec. (4.3.55) o la Ec. (4.3.58) como sigue:

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{k} \left[\ln \left| \frac{1 + \sqrt{1 + \lambda^2 (asen\alpha / k^2)(\sigma / \rho_m)(d/h)^2}}{Z_0 + \sqrt{Z_0^2 + \lambda^2 (asen\alpha / k^2)(\sigma / \rho_m)(d/h)^2}} \right| - \sqrt{1 + \lambda^2 \left(\frac{asen\alpha}{k^2} \right) \left(\frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left(\frac{d}{h} \right)^2} + \sqrt{\lambda^2 \left(\frac{asen\alpha}{k^2} \right) \left(\frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left(\frac{d}{h} \right)^2} \right] \quad (4.3.59)$$

La Fig. 4.14 muestra los resultados experimentales de Takahashi, 1991 y de las relaciones entre U/u_* y h/d comparado con la Ec (4.3.59), la fórmula de fluido dilatante y la Ec. (4.3.60).

$$\frac{U}{u_*} = \frac{2}{5} \left[\frac{1}{asen\alpha} \left\{ c + (1-c) \frac{\rho}{\sigma} \right\} \right]^{1/2} \left\{ \left(\frac{c_*}{c} \right)^{1/3} - 1 \right\} \left(\frac{h}{d} \right) \quad (4.3.60)$$

En el fluido dilatante U/u_* viene a ser mayor en proporción para incrementos de h/d , pero en este modelo de flujo turbulento de lodo se incrementa asintóticamente hacia el valor de agua simple. Aunque en la figura no hay muchos datos experimentales, estos aparecen dispersos alrededor de la curva que representa a la Ec. (4.3.58).

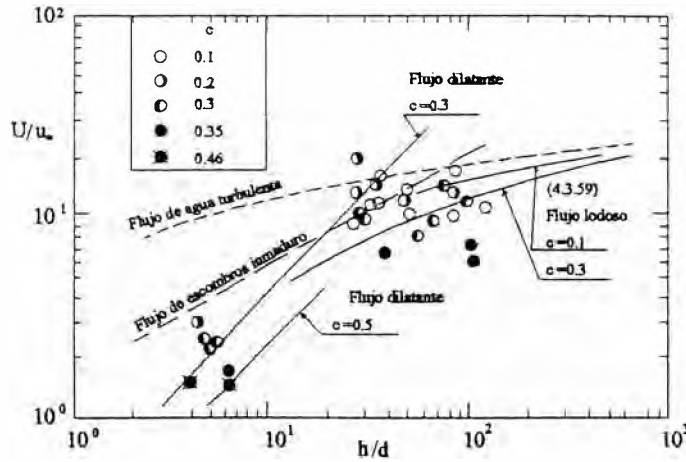


Fig. 4.14 U/u_* Versus h/d

(c) Constante de Kármán

La longitud de mezcla l indicado en el modelo de flujo turbulento de lodo que se asume igual a kz no refiere al valor de k . El valor de k se discutirá aquí. Hino (1963) obtuvo una fórmula para predecir la reducción de la constante de Kármán debido a efectos de sedimentos en suspensión en un rango de concentración de bajo porcentaje, que es:

$$\frac{k_0}{k} = \left(\frac{1+2c}{2} \right) \left[1 + \left\{ 1 + 52k_0(1+2c)s_1 \right\}^{1/2} \right] \quad (4.3.61a)$$

$$s_1 = \frac{g(\sigma / \rho - 1)w_0}{u_*^3 \ln h / \delta} c(h - \delta) \quad (4.3.61b)$$

donde δ es el espesor del sub-estrato viscoso y w_0 la velocidad de sedimentación de las partículas en agua pura.

Se modifica esta fórmula adecuándolo para el caso de fluidos altamente concentrados, la constante de Kármán puede obtenerse de la siguiente ecuación (Arai y Takahashi 1986b):

$$\frac{k_0}{k} = \frac{(1 + \beta_1 c + \beta_2 c^2)}{2} \left[1 + \left\{ 1 + 52k_0(1 + \beta_1 c + \beta_2 c^2)s_1 \right\}^{1/2} \right] \quad (4.3.62a)$$

$$s_1 = \frac{g(\sigma / \rho - 1)w_0 c(h - \delta)}{u_*^3 \ln(h / \delta) \{1 + (\sigma / \rho - 1)c\}} \quad (4.3.62b)$$

donde β_1 y β_2 son constantes numéricas obtenidas experimentalmente como $\beta_1 = 2$ y $\beta_2 = -4$. Hay un mínimo valor de k entre $c = 0.2 \sim 0.3$.

4.3.4 UN HÍBRIDO DE LOS FLUJOS DE ESCOMBROS PEDREGOSO Y LODOSO

Según los experimentos de *Takahashi, 1991* en acueducto en la que se usaron partículas de peso ligero, tanto en flujo de escombros maduro e inmaduro; en la parte superior del flujo aparece una región de velocidad aproximadamente uniforme cuando la pendiente del canal es empinado, la profundidad relativa (h/d) se hace mayor o cuando la concentración de sólidos se hace menor. La observación detallada del flujo reveló que se presenta una fuerte turbulencia en la región superior y que las partículas se mueven aleatoriamente, lo que significa que son suspendidas por la turbulencia en esta región mientras que en la región inferior se producía flujo dilatante.

Se considera un flujo inmaduro cuando el espesor del estrato de mezcla de partículas es h_i y la concentración de sólidos en este estrato es c_i , y se asume que las partículas que se mueven entre las alturas h_i y h_t están suspendidas por la turbulencia y las que se encuentran entre la altura cero (fondo) y h_i son sostenidas por la presión dispersiva. Entonces, la distribución de velocidad en la capa inferior ($0 \leq x \leq h_i$) se describirá por la Ec. (4.3.35). Si por motivo de simplicidad se asume que $\xi = 0$, se obtiene lo siguiente:

$$\frac{u}{u_*} = \frac{2h}{3d} \frac{1}{\left\{(\sigma/\rho)\lambda^2 a \text{sen } \alpha\right\}^{1/2} \left\{(\sigma - \rho)c_i/\rho + 1\right\}} \left[\left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} c_i \frac{h_i}{h} + 1\right)^{3/2} - \left\{ \left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} c_i \frac{h_i}{h} + 1\right) - \left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} c_i \frac{h_i}{h} + 1\right) \frac{z}{h} \right\}^{3/2} \right] \quad (4.3.63)$$

Asumiendo que la longitud de mezcla en el estrato turbulento con sedimentos en suspensión ($h_i < z \leq h_t$) está dada por

$$l = (z - h_i) \quad (4.3.64)$$

y escribiendo la velocidad en $z = h_t$ como u_t , se deduce la siguiente distribución de velocidades para el estrato en suspensión:

$$\frac{u - u_t}{u_*} = \frac{l}{k} \ln \frac{(z - h_i)/h + \sqrt{\left\{ \left((z - h_i)/h \right)^2 + \lambda^2 (a \text{sen } \alpha / k^2) (\sigma / \rho_m) (d/h)^2 \right\}}}{\sqrt{\lambda^2 (a \text{sen } \alpha / k^2) (\sigma / \rho_m) (d/h)^2}} \quad (4.3.65)$$

Ahora el problema es cómo determinar h_t . Se asume que va ser igual a la altura a la cual la velocidad media local, u_t , satisface la condición de la proposición de *Bagnold* para auto-suspensión;

$$u_t = \frac{w_s}{\text{sen } \theta} \quad (4.3.66)$$

donde w_s es la velocidad de sedimentación de partículas en un grupo.

Entonces, h_t puede obtenerse a partir de la Ec. (4.3.63) como:

$$h_t = \frac{c_1(\sigma - \rho) / \rho (h_t / h) + 1}{c_1(\sigma - \rho) / \rho + 1} \left[1 - \frac{3\lambda dw_s (a \operatorname{sen} \alpha)^{1/2}}{2h \operatorname{sen} \theta u_*} \left\{ \frac{c_1(\sigma - \rho) / \rho + 1}{c_1(\sigma - \rho) / \rho (h_t / h) + 1} \right\}^{2/3} \right] \quad (4.3.67)$$

En el flujo de escombros maduro ($h = h_t$):

$$h_t = 1 - \left[1 - \frac{3\lambda dw_s (a \operatorname{sen} \alpha)^{1/2}}{2h \operatorname{sen} \theta u_*} \left\{ \frac{\sigma / \rho}{c_1(\sigma / \rho) / \rho + 1} \right\}^{1/2} \right]^{2/3} \quad (4.3.68)$$

Las Figs. 4.15 (a) y (b) muestran los perfiles de velocidad obtenidos experimentalmente y el calculado sobre el canal de lecho rígido.

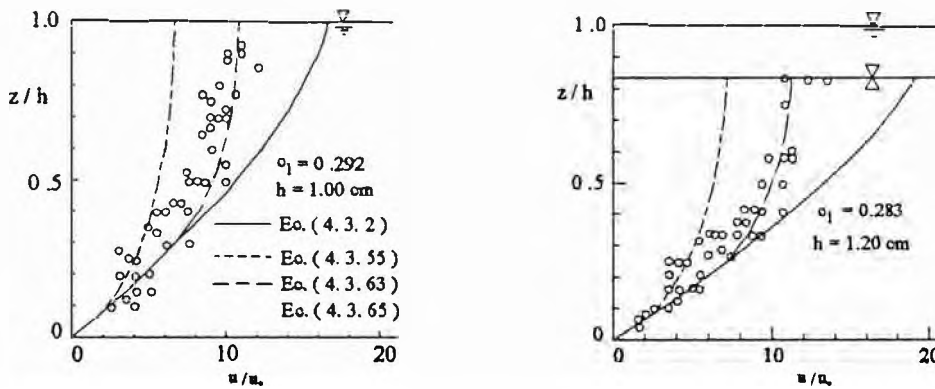


Fig. 4.15 Perfil de Velocidad en Flujo Híbrido

La presión en el fluido intersticial fue medida en una de las paredes a una altura de $z = h_p$. Este debe ser mayor que la presión hidrostática en el agua simple debido al efecto de la suspensión de las partículas. Este exceso de presión de poros se escribe como Δp , y está dado por:

$$\Delta p = \begin{cases} (\sigma - \rho)c_1(h_t - h_p)g \cos \theta, & (h_t \geq h_p) \\ (\sigma - \rho)c_1(h_t - h_p)g \cos \theta, & (h_t < h_p) \end{cases} \quad (4.3.69)$$

Takahashi, 1991 obtuvo la Fig. 4.16 en la que muestra las relaciones entre los valores de Δp experimentales, Δp_{ex} y los calculados, Δp_{th} . Los últimos valores lo obtuvo sustituyendo los valores c_1 y h_t medidos experimentalmente en la Ec. (4.3.69). La línea teórica en la figura parece validar el modelo. El experimento confirmó que c_1 satisface la Ec. (4.3.33).

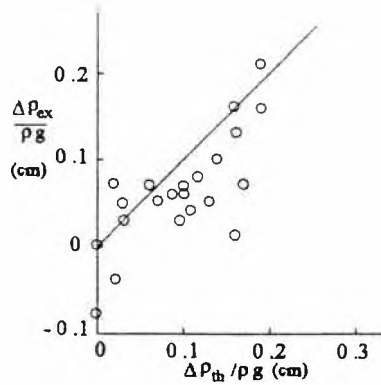


Fig. 4.16 Presión de Poros en Flujo Híbrido

4.3.5 CRITERIO DE LA EXISTENCIA DE VARIOS TIPOS DE FLUJO

Las Figs. 4.17 (a) y (b) demuestran la existencia de dominio para varios flujos en el rango inercial; el flujo de escombros pedregoso, el flujo de escombros inmaduro, el flujo turbulento de lodos y el flujo de escombros híbrido.

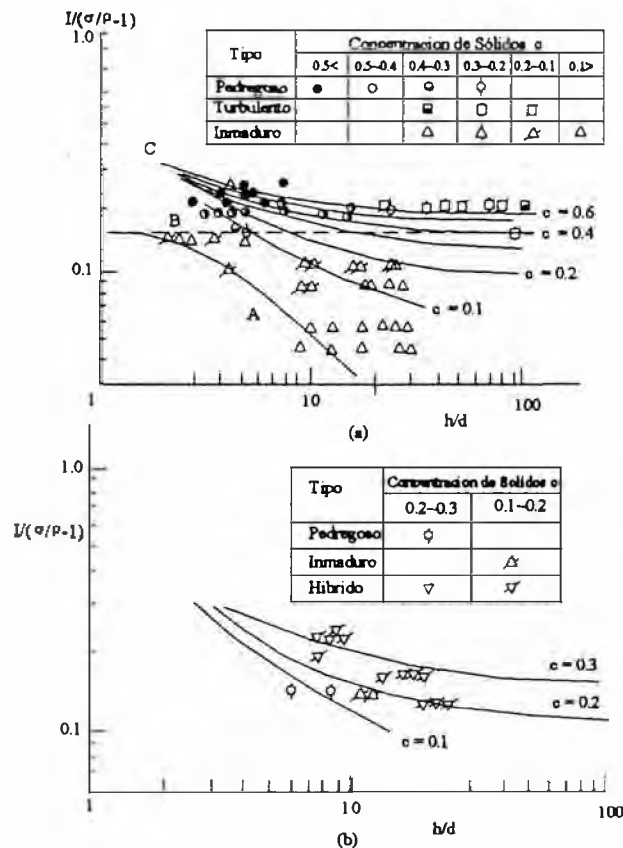


Fig. 4.17 Existencia del Dominio de Varios Flujos en el Rango Inercial

El flujo de escombros inmaduro aparece en el rango limitado por la línea $\text{sen } \theta / (\sigma/\rho-1) < 0.15$ (Curva B) y la línea que indica la Ec.(4.3.46) (Curva A). El flujo de escombros pedregoso (maduro) existe en el rango $\text{sen } \theta / (\sigma/\rho-1) > 0.15$.

El esfuerzo cortante en los poros del fluido en el flujo de escombros pedregoso o flujo de escombros pedregoso inmaduro en el fondo es (Takahashi, 1991):

$$\tau_{of} = \rho g h \sin \theta \left\{ \left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} \right) \left(1 - \frac{\tan \alpha}{\tan \theta} \right) c + 1 \right\} \quad (4.3.70)$$

Por lo tanto, la velocidad de corte producida por el fluido intersticial, u_{*f} , se escribirá:

$$u_{*f} = \sqrt{\frac{\tau_{of}}{\rho}} \quad (4.3.71)$$

Si la velocidad media de asentamiento de las partículas en el flujo es w_s , el límite entre el flujo de escombros pedregoso (inmaduro) y el flujo turbulento de lodo sería, por analogía con la discusión ordinaria sobre la carga suspendida:

$$u_{*f} \approx w_s \quad (4.3.72)$$

La Ec. (4.3.72) puede reescribirse usando la Ec. (4.3.70) y la fórmula de Rubey para la velocidad de sedimentación de las partículas (Rubey, 1973).

$$w_s = \sqrt{\left(\frac{\sigma - \rho}{\rho} \right) g d F} \quad (4.3.73)$$

$$\frac{h}{d} \approx \frac{\left\{ (\sigma - \rho) / \rho \right\} F^2}{\sin \theta \left\{ (\sigma - \rho) / \rho \left(1 - \tan \alpha / \tan \theta \right) c + 1 \right\}} \quad (4.3.74)$$

En la que F es una función de d y v_0 .

En la Fig. 4.17 (a) se presentan curvas (Curva C) con $F^2 = 2/3$, $(\sigma - \rho) / \rho = 1.6$, $\tan \alpha = 0.6$, para varios valores de c . Los valores experimentales también se clasifican por concentraciones. El flujo turbulento de lodo se muestra a la derecha de cada curva límite.

La Fig. 4.17 (b) es similar a la figura (a) pero para el caso de materiales más livianos. Las curvas límite en este caso se calculan sustituyendo $(\sigma - \rho) / \rho = 0.8$, $\tan \alpha = 0.6$ y $F^2 = 2/3$. El flujo híbrido aparece cercano a las curvas límite.

En consecuencia, si la profundidad relativa se incrementa gradualmente manteniendo constantes la concentración de sólidos y la pendiente del canal (en el rango $\sin \theta / (\sigma / \rho - 1) \geq 0.15$), debería aparecer primero el flujo de escombros pedregoso (maduro), luego el flujo híbrido (totalmente dispersado) y finalmente el flujo turbulento de lodo y si la pendiente del canal está en el rango $\sin \theta / (\sigma / \rho - 1) < 0.15$, aparecerá el flujo de escombros inmaduro, el flujo híbrido (parcialmente dispersado) y el flujo turbulento de lodo; en ese orden.

4.4 FLUJO DE ESCOMBROS EN EL RANGO MACRO - VISCOSO

4.4.1 MECANISMO DE FLUJO

Takahashi y Fujii (1988) realizaron una serie de experimentos en canal abierto para obtener las ecuaciones de flujo para flujo de escombros generado por un fluido cuya viscosidad es mucho mayor que la del agua simple. El procedimiento para producir el flujo de escombros fue similar al rango inercial sobre un lecho erosionable expuesto en 4.3. El perfil de velocidades y la profundidad de flujo fueron medidos para lecho rígido aguas abajo del lecho erosionable. La concentración media de sólidos dentro del flujo se obtuvo muestreando el flujo. La alta viscosidad del fluido en el experimento fue lograda mezclando polvo de resina altamente absorbente con agua. Este polvo puede absorber agua hasta mil veces su peso y la viscosidad del fluido depende de la cantidad de polvo presente. Las partículas usadas en el experimento fueron de arena silícica aproximadamente uniformes de cuatro tamaños; $d_m = 1.15, 1.6, 2.67$ y 5.23 mm.

La Fig. 4.18 muestra algunos ejemplos de la distribución de velocidades en el experimento y las distribuciones de velocidad teóricas obtenidas asumiendo una concentración uniforme a través de todo el flujo. Las fórmulas teóricas son:

- 1) La Ec. (4.3.2) que representa el flujo de escombros pedregoso inercial.
- 2) La ecuación de flujo laminar que no considera el efecto de las partículas:

$$\frac{u}{u_*^2} = \frac{\rho_T z(2h-z)}{2\mu_f h} \quad (4.4.1)$$

- 3) La ecuación de flujo macro-viscoso de *Bagnold*

$$\frac{u}{u_*^2} = \frac{\rho_T z(2h-z)}{2(1+\lambda)(1+\lambda/2)\mu_f h} \quad (4.4.2)$$

- 4) La ecuación de flujo laminar que toma en cuenta el incremento de la viscosidad debido al efecto de altas concentraciones de sólidos usando la ecuación (4.4.6) de *Mori y Ototake*:

$$\frac{u}{u_*^2} = \frac{\rho_T z(2h-z)}{2\{1+3/(1/c-1/c_*)\}\mu_f h} \quad (4.4.3)$$

- 5) Ecuación de flujo laminar propuesto por *Takahashi y Fujii* (1988);

$$\frac{u}{u_*^2} = \frac{\rho_T z(2h-z)}{2\{\mu_f + \mu_c/(1/c-1/c_*)\}h} \quad (4.4.4)$$

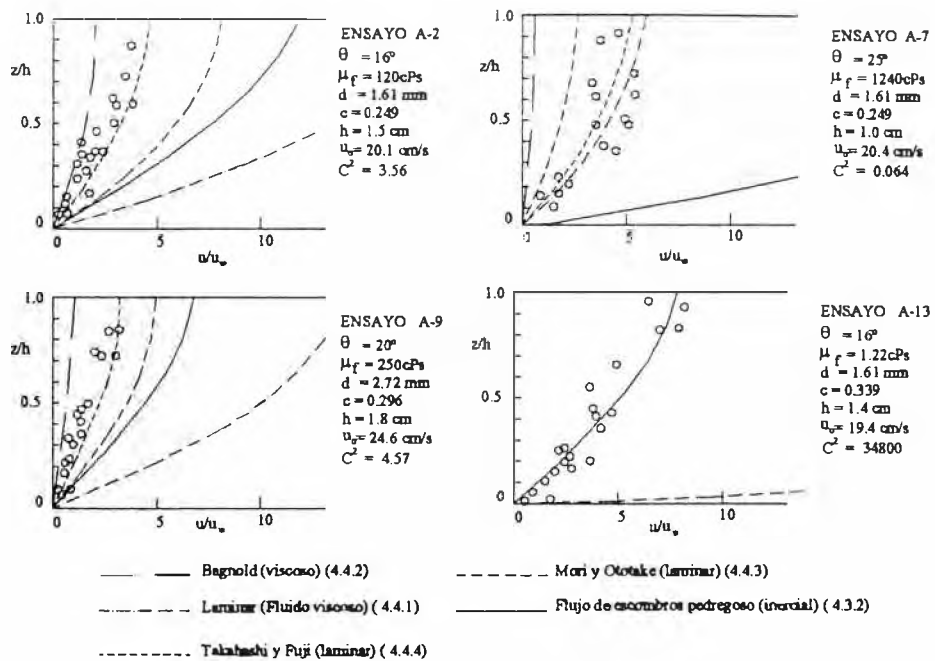


Fig. 4.18 Perfiles de Varias Velocidades Teóricas y Datos Experimentales

Para el caso de flujo inercial en el que la viscosidad del fluido es igual a aquel del agua simple (Corrida A-13), la Ec. (4.3.2) ajusta bien a la distribución de velocidad experimental. Pero, para el caso de un fluido de alta viscosidad, ningún perfil teórico, ajusta al experimento, excepto (5).

Mori y Ototake (1956) consideraron el incremento en la viscosidad, μ_s , debido al efecto de población densa de partículas y propusieron la siguiente fórmula:

$$\mu_s = \frac{S_d}{(1/c - 1/c_s)} \mu_f \quad (4.4.5)$$

en la que la viscosidad aparente de la masa del fluido, μ_T , se asume que es la suma de la viscosidad del fluido, μ_f y μ_s , que es proporcional a μ_f

$$\mu_T = \mu_f + \mu_s \quad (4.4.6)$$

En la Ec. (4.4.5) S_d es una constante. Bagnold también consideró μ_s como proporcional a μ_f . Sin embargo de acuerdo a los experimentos de Takahashi y Fujii (1988), la razón μ_s / μ_f disminuye cuando el valor de μ_f crece, lo que sugiere que μ_s es independiente de μ_f . Por lo tanto escribieron μ_s como:

$$\mu_s = f(c) \mu_c \quad (4.4.7)$$

donde μ_c es una constante que tiene las dimensiones de la viscosidad. Se asume que la función $f(c)$ satisface la siguiente ecuación:

$$f(c) = \frac{1}{(1/c - 1/c_*)} \quad (4.4.8)$$

Por tanto, para flujo laminar se deduce la Ec. (4.4.4)

Las curvas discontinuas en la Fig. 4.18 fueron obtenidas sustituyendo $\mu_c = 1$ Pa·s (10 Poise) en la Ec. (4.4.4). Esas curvas y otros casos experimentales; que no se indican aquí, aunque la mecánica del terreno presentado μ_r por la Ec. (4.4.7) no es muy clara aún, puede ser interesante que se use una proposición similar en la Ec. (4.2.9).

De los experimentos en canal abierto de *Takahashi y Fujii* (1988) y los experimentos en lecho fluidificado de *Shiono* y otros (*Shiono et. al.* 1979) confirman que la Ec. (4.4.7) con la Ec. (4.4.8) explican el incremento de viscosidad debido a población densa de partículas gruesas en el rango viscoso.

4.4.2 CRITERIO DE LA EXISTENCIA DE FLUJO EN EL RANGO VISCOSO

Debido a que μ_r obtenido por *Takahashi y Fujii* (1988) es diferente al obtenido por *Bagnold*, el número de *Bagnold* definido por la Ec. (4.2.2) y que representa la relación del esfuerzo inercial al esfuerzo viscoso será modificado como sigue:

$$\begin{aligned} N_m &= \frac{\text{esfuerzo inercial}}{\text{esfuerzo viscoso}} = \frac{\sigma \lambda^2 d^2 (du/dz)^2}{\mu_r (du/dz)} = \\ &= \frac{\sigma d^2 (du/dz)}{\mu_r \left\{ 1 + (\mu_c / \mu_f) c_* / (c_* / c - 1) \right\} \left\{ (c_* / c)^{1/3} - 1 \right\}^2} \end{aligned} \quad (4.4.9)$$

Similarmente, G^2 que representa la T adimensional puede ser modificada:

$$G_m^2 = \frac{T \sigma d^2}{\mu_f^2 \left\{ 1 + (\mu_c / \mu_f) c_* / (c_* / c - 1) \right\} \left\{ (c_* / c)^{1/3} - 1 \right\}^2} \quad (4.4.10)$$

En la Fig. 4.19 se plotean los valores de G_m^2 para los experimentos en canal abierto contra los valores correspondientes de N_m . La du/dz tuvo el valor nominal $2 (u_r/h)$ para el flujo en el rango viscoso y $(3/2) (u_r/h)$ para el flujo en el rango inercial en la que el rango para el cual cada flujo correspondiente se juzga a partir del patrón de la distribución de velocidades. La tendencia de los datos ploteados sugiere que el flujo en el rango viscoso aparece cuando N_m es mayor de 50. En referencia a la Fig. 4.1

para el rango viscoso debe existir un limite más bajo de N_m o G_m^2 pero se dispone de pocos datos experimentales para valores pequeños de N_m .

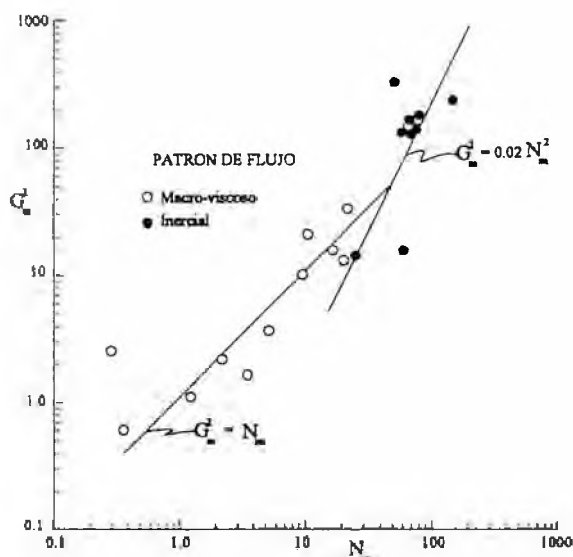


Fig. 4.19 G_m^2 Versus N_m de Experimentos en Canal Abierto

4.4.3 CONCENTRACION DE SOLIDOS

Si en el rango viscoso, se asume la siguiente relación entre T y P , como lo sugirió *Bagnold*;

$$T = \Psi P \quad (4.4.11)$$

se logrará un flujo en equilibrio cuando se satisfaga:

$$c = \frac{\rho \tan \theta}{(\sigma - \rho)(\Psi - \tan \theta)} \quad (4.4.12)$$

en la que Ψ es una constante.

La Fig. 4.20 muestra concentraciones de sólidos en el flujo viscoso obtenido en los experimentos de *Takahashi y Fujii* (1988). Debido a que la longitud del lecho de sedimentos en los experimentos fue solamente de 3m puede surgir el problema de que si la concentración de sólidos obtenida alcanzó su valor de equilibrio. Sin embargo, en cuanto concierne a los experimentos, para el caso de fluido de alta viscosidad los valores de c fueron menores que en los casos de agua simple (los valores de Ψ para los fluidos altamente viscosos se encuentran entre 1.0 a 2.0). Esto significa que, contrariamente al caso de flujo inercial, T es mayor que P . En los experimentos de

CAPITULO V

PROCESO DE OCURRENCIA, DESARROLLO Y DISMINUCION

5.1 MECANISMO DE OCURRENCIA

Un flujo de escombros se producirá, cuando se suministra suficiente agua para saturar los vacíos entre partículas y se mezcla con una masa de suelo y piedra, que inician el movimiento. En este fenómeno pueden haber dos procesos mayores. En primer lugar se encuentra aquel en el que bloques de tierra densamente empacados empiezan a moverse por alguna causa y cuando se va soltando, el bloque pierde su resistencia total y empieza a fluir. En este caso, como la cantidad de agua incluida dentro de la masa no es la suficiente para saturar los espacios vacíos que se han incrementado, se deberá adicionar más agua, después que se inició el movimiento o el mismo suministro de agua generará el movimiento. Entre las causas previas establecidas para la producción de flujo de escombros de esta categoría, se pueden atribuir las siguientes; 1) el deslizamiento de bloques se transforma en flujo de escombros mientras está en movimiento, 2) el colapso de una presa de escombros genera un flujo de escombros, y 3) el lecho de la quebrada se hace inestable y se produce un flujo de escombros cuando aparece un flujo de agua superficial.

La segunda categoría es aquel en la que el bloque de tierra con muchos vacíos se mueven y se transforman en flujo de escombros al disminuir los espacios vacíos netos. En este caso la cantidad de agua que ha sido confinada dentro del bloque de tierra será suficiente para saturar los vacíos cuando está fluyendo. Pertenecen a esta categoría el flujo de escombros y flujo de escombros lodoso originado por arcillas sensitivas en un área de deslizamientos.

5.1.1 FLUJO DE ESCOMBROS PRODUCIDO POR LA APARICION O INCREMENTO DEL FLUJO DE AGUA SUPERFICIAL SOBRE EL LECHO DE LA QUEBRADA.

Consideremos un estrato de sedimentos saturados con agua, uniforme e infinitamente largo cuyo espesor es D y pendiente es θ y sobre éste, agua fluyendo de profundidad h_0 , paralela a esa superficie. Si se asumen que tanto el esfuerzo hipotético al corte τ , y el esfuerzo resistente, τ_r , tienen distribución lineal, existirán seis casos que corresponden a la disposición relativa de esas dos líneas como se muestran en la Fig. 5.1. Los estratos de sedimentos del grupo (a), (b) y (c) tienen pequeña resistencia cohesiva y

aquellas del grupo (d), (e) y (f) tienen considerable resistencia cohesiva. En los casos (a), (b) y (d); τ_s excede a τ_L en la superficie del lecho rígido y consecuentemente todos los estratos de sedimentos son inestables y en el caso (c) la porción superior de espesor a_L es inestable. En estos casos; ocurrirá flujo de escombros si se asume que el movimiento del estrato de sedimentos se inicia bajo una cantidad satisfactoria de agua, como se ilustra en la Fig. 5.1. Sin embargo en el caso (d), la porción superior de espesor a_L dentro de la masa que empieza a moverse actúa como un bloque y no se nota el proceso de transformación en flujo de escombros.

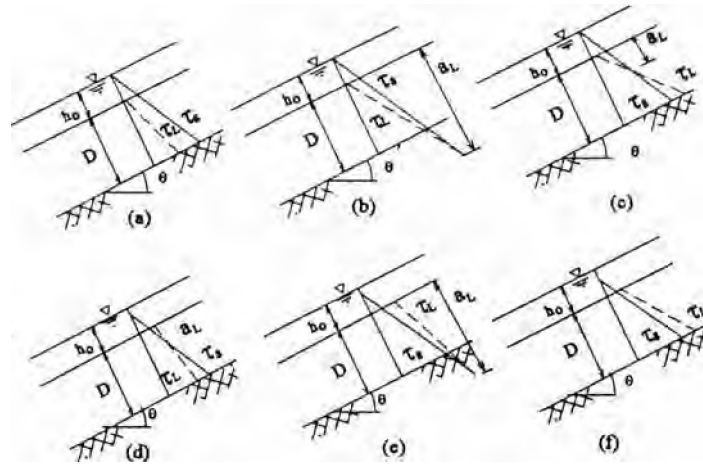


Fig. 5.1 Distribución Característica de Esfuerzos en un Estrato de Sedimentos

Si los efectos del exceso de presión de poros de agua y los debidos al transporte por arrastre del lecho por el flujo de agua superficial sean despreciables, la resistencia al corte a la profundidad a , medida desde la superficie del estrato de sedimentos, se escribe como:

$$\tau_s = g \operatorname{sen} \theta \{c_s (\sigma - \rho) a_s + \rho (a_s + h_0)\} \quad (5.1.1)$$

Despreciando los esfuerzos debido a la distorsión del fluido intersticial, el esfuerzo resistente a la profundidad a , se escribe como:

$$\tau_L = g \cos \theta c_s (\sigma - \rho) a_s \tan \phi + S_s \quad (5.1.2)$$

En la que S_s es la resistencia cohesiva aparente del estrato de sedimentos.

Como se muestra en la Fig. 5.1, los casos (a), (d) y (e) ocurren cuando se satisface $d\tau_s/da_s \geq d\tau_L/da_s$, y cuando $d\tau_s/da_s < d\tau_L/da_s$, ocurren los casos (b), (c) y (f). Cuando τ_s en la superficie del estrato de sedimentos ($= \rho g h_0 \operatorname{sen} \theta$) es mayor que S_s ,

ocurrirán los casos (a), (b) y (c) y en caso contrario ocurrirá (d), (e) y (f). Además, los casos (b) y (e) ocurren cuando $a_L \geq D$ y los casos (c) y (d) se presentan cuando se satisface $a_L < D$.

En el caso (c) la parte en la que a_s es menor que a_L será inestable, pero si a_L es menor que el diámetro representativo de partícula, el estrato de sedimento por sí misma es estable y solamente las partículas individuales existentes sobre la superficie del estrato de sedimentos serán levantadas por la fuerza dinámica del fluido del flujo superficial. Esto no es el flujo de escombros (flujo de sedimentos por gravedad) sino el transporte de partículas individuales (en fondo y en suspensión). Por lo tanto, para producir flujo de escombros, si asumimos $a_L = nd$, en la que d es el diámetro representativo de partícula del estrato de sedimento, n debe ser mayor que 1. Además, aún cuando se satisfaga la condición $n \geq 1$, si a_L es mucho menor que h_0 , entonces las partículas mayores no pueden dispersarse en el estrato total de flujo pero se mueven concentrándose solamente en la parte inferior formando un flujo de escombros inmaduro. Esto significa que a_L debe ser mayor que kh_0 en la que k es una constante numérica cercana a la unidad.

La pendiente del canal se establece como:

$$\tan \theta = \frac{c_s(\sigma - \rho)}{c_s(\sigma - \rho) + \rho} \tan \phi \quad (5.1.3)$$

En consecuencia, se producirá flujo de escombros con pequeñas cantidades de agua, menores S , y en canales casi horizontales donde ϕ se hace pequeño. Debido a que el efecto de S , es especialmente marcado, es muy importante la estimación real de S , en el lecho de escombros.

Recientes observaciones de campo (Suwa 1989), revelaron que si la permeabilidad del estrato de sedimentos es tan pequeña, puede aparecer un flujo de agua superficial aún si la parte más empinada del estrato de sedimentos no está saturado. Debido a que el lecho estable no saturado bajo el estrato saturado puede ser considerado virtualmente como rígido en vista del análisis de estabilidad, este mecánicamente corresponde al caso de un pequeño D en la que ocurrirá el caso (a) de la Fig. 5.1 con la aparición de h_0 . Pero en este caso el espesor de lecho erosionable es demasiado pequeño como para suministrar una cantidad lo suficientemente grande de partículas para dispersar en todo el estrato de flujo de repente y subsecuentemente se formaría un flujo de escombros inmaduro. La situación puede ser similar cuando la pendiente del canal es menor que θ_2

$$\theta_2 = \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{c_s(\sigma - \rho)}{c_s(\sigma - \rho) + \rho} \operatorname{tg} \phi \right) \quad (5.1.4)$$

La diferencia en este caso, está solamente en que ocurrirá el caso (b) en lugar del caso (a). Por tanto, sin considerar que si la pendiente del canal es más empinado que θ_2 o no, mientras que el talud que continua aguas abajo es más empinado que $\tilde{\theta}_1$ y con la suficiente acumulación de sedimentos sobre el lecho, el flujo de escombros inmaduro que erosiona el lecho se desarrollará progresivamente aguas abajo y finalmente llega a ser un flujo de escombros. Lo trascendente aquí es la importancia de establecer la permeabilidad del lecho de sedimentos así como las características de las partículas mismas y la resistencia del estrato de sedimentos en la predicción de la producción de flujos de escombros de una cierta cuenca.

El proceso de la producción de flujo de escombros sobre un lecho saturado para los casos (c) o (b) sería como sigue: un poco después del inicio de lluvias aparece un flujo de filtración longitudinal en el estrato de sedimentos, pero la gradiente del estrato de sedimentos no es lo suficientemente empinada como para generar un deslizamiento; de modo que el flujo de filtración se puede incrementar con profundidad hasta alcanzar la superficie del estrato de sedimentos estable. Si la lluvia continua y se incrementa en intensidad, en un determinado tiempo aparecerá el flujo de agua superficial. Mientras que la profundidad de flujo de agua superficial sea pequeña, solamente partículas relativamente pequeñas existentes sobre el lecho serán selectivamente transportadas como arrastre y permanecerá un lecho revestido, irregularmente formado. Bajo tales circunstancias cuando la intensidad de lluvia se incrementa abruptamente, la profundidad de flujo superficial se incrementa rápidamente. En ese instante el esfuerzo de corte aplicado y la resistente, en el estrato de sedimentos llegan a ser como se muestra en la Fig. 5.1 (c) y la parte superior del estrato de sedimentos se hace inestable. Los sedimentos que de este modo empiezan a moverse son mezclados con el flujo de agua superficial y forman un flujo cargado de sedimentos. Estos fluyen aguas abajo y causan inestabilidad en el estrato superior del lecho. Los sedimentos así movilizados serán adicionados y mezclados con el flujo y se desarrolla un mecanismo de flujo que alcanza un estado de equilibrio. La concentración de equilibrio en un flujo de escombros pedregoso se obtendrá por las siguientes consideraciones:

El esfuerzo de corte dentro del estrato de sedimentos saturados a una profundidad a , medida desde el fondo de un flujo de escombros cuyo espesor es h y concentración de sedimentos por volumen es c ; está dado por:

proviene de las paredes laterales. Cuando la cohesión es despreciable, los valores de $\bar{\theta}_1$ y θ se pueden obtener de:

$$\tan\theta (\equiv \tan\bar{\theta}_1) = \frac{c_*(\sigma - \rho)}{c_*(\sigma - \rho) + \rho(1 + k^{-1})} \tan\phi \quad (5.1.9)$$

$$\tan\theta = \frac{c_*(\sigma - \rho)}{c_*(\sigma - \rho) + \rho(1 + h_0 a_L^{-1})} \tan\phi \quad (5.1.10)$$

Las Ecs. (5.1.3), (5.1.9), (5.1.10) la ecuación que da la pendiente crítica sobre la que no puede existir lecho de sedimentos;

$$\theta = \phi \quad (5.1.11)$$

y la condición crítica para la iniciación del transporte de carga de lecho (*Ashida et al. 1977*);

$$\frac{\rho u_{*c}^2}{(\sigma - \rho)gd} = 0.034 \cos\theta \left\{ \tan\phi - \frac{\sigma}{(\sigma - \rho)} \tan\theta \right\} 10^{0.32(d/h_c)} \quad (5.1.12)$$

divide el plano h_0/d y $\tan\theta/(\sigma/\rho - 1)$ en varios dominios característicos del transporte de sedimentos no cohesivos como se muestra en la Fig. 5.2. La curva límite en la figura se calcularon bajo las condiciones $c_* = 0.7$, $\sigma = 2.65 \text{ g/cm}^3$, $\rho = 1.0 \text{ g/cm}^3$, $k = 0.7$ y $\tan\phi = 0.8$. En esta figura, el dominio (1) es aquel en el que no hay movimiento de partículas; (2) es el dominio del movimiento de partículas individuales efectuados por la fuerza dinámica del flujo de fluidos, por ejemplo, el transporte de carga de lecho; (3) es el dominio del flujo de escombros inmaduro. Los números adjuntos a las curvas en este dominio corresponden al espesor del estrato de sedimentos movilizados y si a_L/d excede a kh_0/d el flujo llega a ser un flujo de escombros inmaduro en el dominio (4). Note que el dominio del "régimen superior" definido por la configuración del lecho propuesto aquí (*Ashida y Michiue 1972*) contiene tanto el dominio de transporte de partículas individuales como el flujo de escombros inmaduro.

5.1.2 LICUACION EN DESLIZAMIENTO DE MASAS

Aunque la deformación dentro de un bloque de tierra deslizada, inmediatamente después de la iniciación de un deslizamiento es pequeña, excepto en los alrededores del plano de deslizamiento, la deformación dentro del bloque debe desarrollarse durante el deslizamiento y finalmente su disolución se distribuirá gradualmente a través de la masa.

Simultáneamente si en esa etapa se suministra suficiente agua para saturar la totalidad de los espacios vacíos, la masa será licuada como un flujo de escombros.

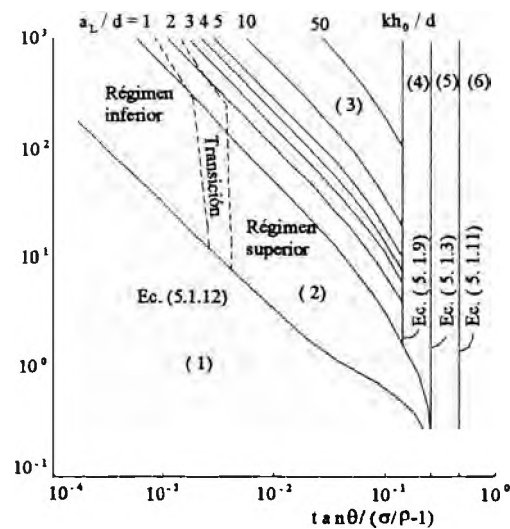


Fig. 5.2 Criterio de Ocurrencia de Varios Tipos de Flujo sobre Lecho de Sedimentos no Cohesivos

La disolución de la totalidad de la masa deslizando se asume que se va a completar cuando la energía de deformación ascienda a un cierto valor crítico E_d y se asume que se produce por fricción en el límite entre la superficie del suelo y el bloque de tierra. Entonces, escribiendo la deformación como α_d , E_d se escribirá como:

$$E_d = \alpha_d \left\{ \frac{1}{3} (1 - \lambda_0) (\sigma - \rho) g h_f A_f \cos \theta \cos \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi_s}{2} \right) \tan \phi_s + S_s A_f \right\} \quad (5.1.13)$$

donde A_f es la sección longitudinal del bloque de tierra en movimiento como se ilustra en la Fig. 5.3, λ_0 es la porosidad y z_0 es el valor de z en la superficie del bloque.

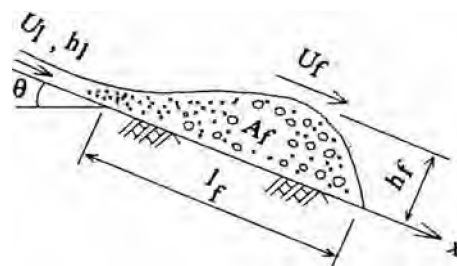


Fig. 5.3 Bloque de Tierra en Movimiento y Notaciones

La fuerza de fricción producida en el límite entre el bloque de tierra en deslizamiento y el suelo está dada por la fricción de Coulomb, y la energía E_μ , producida por esta fuerza de fricción en la distancia x_{f1} será:

$$E_{\mu} = k_{\mu} \mu_k \left\{ (1 - \lambda_0)(\sigma - \rho) g A_f \cos \theta \right\} x_{f1} \quad (5.1.14)$$

donde k_{μ} , es la razón de energía producida y μ_k es el coeficiente de fricción.

La condición para que se complete la destrucción de un bloque de tierra dentro de x_{f1} .

$$E_d \leq E_{\mu} \quad (5.1.15)$$

se reescribirá como:

$$\frac{x_{f1}}{h_f} \geq \frac{\alpha_d}{k_{\mu}} \left\{ \frac{\cos(\pi/4 + \phi_s/2) \tan \phi_s}{3\mu_k} + \frac{1}{\mu_k(1 - \lambda_0)(1 - \rho/\sigma) \cos \theta} \frac{f_{c^*}}{h_f} \right\} \quad (5.1.16)$$

donde $f_{c^*} = S_s / (\sigma g h_f)$ es la cohesión adimensional en el bloque de tierra. El factor (α_d/k_{μ}) en la Ec. (5.1.16) es difícil de estimar teóricamente. Sin embargo *Ashida et al.* 1983, mediante experimentos bajo la condición $f_{c^*} = 0$; es decir, no hay mezcla de arcilla en el bloque de tierra; sugiere que $\alpha_d/k_{\mu} = 23 \sim 27$.

La distancia necesaria para la licuación se obtiene bajo la premisa que el bloque de tierra continúa moviéndose. Para satisfacer esta premisa el talud del suelo sobre el que el bloque de tierra se desliza deberá ser más empinado que un valor crítico, θ_{α} .

Ashida et al. consideran un bloque de tierra deslizándose como se ilustra en la Fig. 5.3. Se asume que los espacios vacíos en el bloque están saturados y se tiene en cuenta el flujo de agua detrás del bloque. Si no ocurre erosión ni deposición, entonces:

$$\theta_{\alpha} = \tan^{-1} \left\{ \mu_k(1 - \lambda_0) \frac{\sigma - \rho}{\rho_f} - \frac{\rho}{\rho_f \cos \theta} \frac{h_1^2}{A_f} \left(F_{r1}^2 + \frac{1}{2} \right) \right\} \quad (5.1.17)$$

Donde F_{r1} es el número de Froude en el flujo detrás del bloque ($= U_1 / \sqrt{gh_1}$) U_1 es la velocidad de flujo de agua detrás del bloque de tierra deslizándose, ρ_f el peso específico medio del bloque.

Si el efecto del flujo detrás es despreciable $F_{r1} = 0$, la pendiente crítica está dada por:

$$\theta_{\alpha} = \tan^{-1} \left\{ \mu_k(1 - \lambda_0)(\sigma - \rho) / \rho_f \right\} \quad (5.1.18)$$

En consecuencia y en general, un bloque de tierra sólida licuará para una pendiente más empinada que 20° y mayor que unas pocas decenas de veces, el espesor del bloque existente aguas abajo del punto de iniciación del deslizamiento y si simultáneamente se suministra una cantidad adecuada de agua.

5.1.3 GENERACION DE FLUJO DE ESCOMBROS DEBIDO A COLAPSO DE PRESAS NATURALES

El proceso de destrucción de una presa de escombros (natural) es variado dependiendo de las propiedades de la presa misma así como de las condiciones de corriente del canal. De acuerdo a experiencias de laboratorio (*Takahashi y Yagi 1983, Takahashi y Kuang 1988a*) esos procesos pueden clasificarse aproximadamente en tres tipos como se ilustra en la Fig. 5.4; (a) la destrucción erosiva debido a rebose, (b) colapso abrupto del deslizamiento del cuerpo de la presa y (c) falla progresiva.

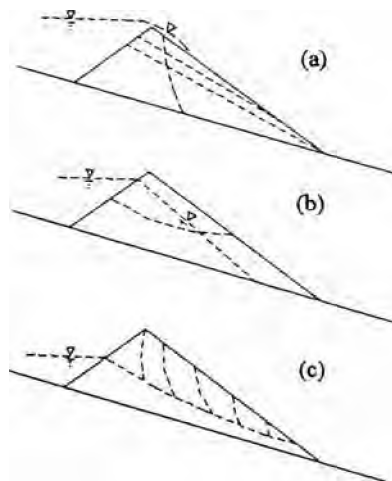


Fig. 5.4 Tipos de Colapso de una Presa Natural

(a) Destrucción Erosiva debida a Rebose (Fig. 5.4(a))

Este caso se produce cuando el cuerpo de la presa tiene una menor permeabilidad y una mayor resistencia y cuando el agua suministrada desde aguas arriba es grande. Como sucede a veces después que se crean esas características en la presa, la fase de agua, aguas arriba de la presa asciende más rápido que la filtración frontal de agua producida aguas abajo en el cuerpo de la presa. La presa por sí misma es tan fuerte que no colapsará antes del rebose del agua. La acción erosiva del flujo de rebose remueve materiales de la parte superior de la presa. Si el talud aguas abajo del cuerpo de la presa es tan empinado que satisface la condición crítica para la ocurrencia de un flujo de escombros y si su longitud es extensa, se desarrolla el flujo de rebose por adición del material de presa erosionado y finalmente crece hacia un flujo de escombros. La velocidad de reducción del cuerpo de la presa es al principio algo lenta, porque el cuerpo de la presa no está aún saturado, pero la filtración de agua desde aguas arriba y el que se ha filtrado desde el rebose, gradualmente saturan el cuerpo de la presa y una vez saturado produce la erosión rápidamente.

(b) Colapso Abrupto del Deslizamiento (Fig.5.4(b))

Cuando el cuerpo de la presa tiene una permeabilidad mayor y una resistencia más débil que en el caso (a), aunque la fase de agua detenida detrás de la presa ascienda rápidamente, el agua de filtración ingresa aguas arriba y continúa ascendiendo al mismo paso que la elevación de la fase de remanso y al alcanzar el agua una etapa crítica, el cuerpo de la presa colapsa abruptamente debido al deslizamiento en una superficie de deslizamiento inducido dentro del cuerpo. Debido a que el bloque deslizado no está totalmente saturado al momento de la iniciación del movimiento, éste no puede transformarse instantáneamente en un flujo de escombros, más bien se detiene cerca al pie del cuerpo de la presa. Inmediatamente después que el agua liberada masivamente desde detrás de la presa acomete sobre la presa ahora disminuida y lo erosiona, así como a la porción de presa detenida momentáneamente cerca al pie; se forma un inmenso flujo de escombros.

(c) Falla Progresiva (Fig.5.4(c))

Si la permeabilidad del cuerpo de la presa es muy grande, aparece filtración en un punto inferior de la cara del cuerpo aguas abajo antes de la evidente elevación de la fase del agua detenida. Si el cuerpo de la presa tiene un colapso débil en el punto de ocurrencia de la filtración, tal colapso parcial continúa avanzando hasta llegar al final en una gran falla en el momento en el que el colapso parcial alcanza el nivel del agua detenida detrás de la presa. Debido a que la descarga del flujo de filtración que causó la falla parcial no es usualmente suficiente para movilizar la masa que se desliza como un flujo de escombros, la falla progresiva actúa ensanchando la longitud de la base del cuerpo de la presa. El colapso final que ocurre cuando la fuerza del agua detenida llega a ser lo suficiente como para empujar la porción pequeña de la presa que permanece en la superficie de deslizamiento produce una descarga instantánea de agua y forma un flujo de escombros si el talud de la presa allanada es aún lo suficientemente empinado como para generar un flujo de escombros.

5.2 FORMACION DEL HIDROGRAMA

5.2.1 DESARROLLO DE UN FLUJO DE ESCOMBROS SOBRE UN LECHO DE PENDIENTE VARIABLE

(a) Descripción del Proceso

Consideremos un lecho de canal con una pendiente variando continuamente como se muestra en la Fig. 5.5, en la que $\bar{\theta}_1$ es el talud crítico en el inicio del flujo de

escombros definido por la Ec. (5.1.9) y θ_2 es el talud crítico para la ocurrencia de un deslizamiento definido por la Ec. (5.1.3). La totalidad del lecho será estable, mientras las superficies de flujo de filtración y sobre el terreno son como se ilustran en la Fig. 5.5.

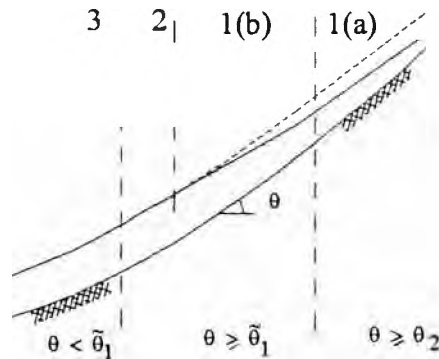


Fig. 5.5 Lecho de Talud Variable y Agua de Filtración

Cuando un flujo de agua superficial ingresa abruptamente aguas arriba del canal, el lecho será erosionado desde el estrato superior hacia el inferior. El sedimento erosionado se mezclará con el agua, incrementando la descarga y concentración de sólidos aguas abajo. En los tramos 1(a) y 1(b), el lecho es esencialmente estable (no se desliza) debido a que el agua de filtración superficial no alcanza la superficie del lecho. Luego el flujo alcanza el tramo 2, en el que el lecho se satura por el agua de filtración. Debido a que el flujo sobre el estrato de sedimentos y el agua de filtración están en contacto en esta región, la presión hidrostática y el esfuerzo tangencial se transmiten directamente al lecho. Entonces, la parte superior del estrato de lecho llega a ser inestable debido al desbalance entre los esfuerzos tangencial aplicado y el interno resistente. Si no hubiera obstáculo aguas abajo, este estrato cedería inmediatamente, pero el lecho estable aguas abajo del flujo frontal impide el movimiento simultáneo. Por lo tanto, solamente la parte superior del estrato inestable empieza a moverse y mezclarse con el flujo. El flujo de escombros que se desarrolla progresivamente en esta forma produce el tramo 3, donde, si la concentración de sedimentos en el flujo es demasiado grande, una parte de los sedimentos se depositarán y el resto continuará aguas abajo.

(b) Ecuaciones Fundamentales

Las ecuaciones de momento (5.2.1) y continuidad (5.2.2), describen un flujo unidimensional, no uniforme en un canal abierto:

$$\frac{1}{gh} \frac{\partial q_T}{\partial t} + \frac{2q_T}{gh^2} \frac{\partial q_T}{\partial x} = \text{sen } \theta - \left(\cos \theta - \frac{q_T^2}{gh^3} \right) \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{q_T^2}{C^2 h^2 R^{2p}},$$

$$- \frac{q_T}{gh^2} i \left\{ c_* + (1 - c_*) s_b \right\} \left\{ (1 + k_c) \frac{\rho_{*T}}{\rho_T} - 1 \right\} - \frac{q_T}{gh^2} r \left(2 \frac{\rho}{\rho_T} - 1 \right) \quad (5.2.1)$$

$$y \quad \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q_T}{\partial x} = i \left\{ c_* + (1 - c_*) s_b \right\} + r \quad (5.2.2)$$

donde C es el coeficiente de resistencia, R el radio hidráulico, i la velocidad de erosión (> 0) o deposición (< 0), ρ_T la densidad aparente del flujo de escombros, ρ_{*T} la densidad aparente del lecho estático $\{ = c_* \sigma + (1 - c_*) \rho s_b \}$, r la razón de infiltración por unidad de longitud, y k_c contribuye a incrementar o decrementar en el momento del flujo y se aproxima a 1 para erosión y cero para deposición. Para el fluido Newtoniano normal $p_p = 1/2$, mientras que $p_p = 3/2$ para el fluido dilatante Bagnoldiano. Las otras notaciones son las mismas presentadas en las secciones previas.

La constante C , que define el término de resistencia, también difiere con las características del flujo como se describió en el Capítulo 4; en un flujo de escombros lodoso, en el que la profundidad relativa h/d es alrededor de 30 o más, se aplica la fórmula usual de resistencia de Manning:

$$C = R^{1/6} / n_m \quad (5.2.3)$$

donde n_m es el coeficiente de rugosidad de Manning. En un flujo de escombros pedregoso en el que h/d es menor que 30, se da la fórmula de resistencia tipo dilatante:

$$C = \frac{2}{5d_L} \left[\frac{g}{002} \left\{ c_L + (1 - c_L) \frac{\rho_m}{\sigma} \right\} \right]^{1/2} \left\{ \left(\frac{c_{*DL}}{c_L} \right)^{1/3} - 1 \right\} \quad (5.2.4)$$

donde d_L es el diámetro promedio de sedimento grueso en el flujo de escombros que es soportado por la presión dispersiva, c_L la concentración en volumen de la fracción gruesa en el volumen total y c_{*DL} es la concentración en volumen de la fracción gruesa cuando se deposita en el lecho estático.

Cerca al extremo del canal aguas arriba, aún si la profundidad relativa es menor que 30, la cantidad de sedimento arrastrado en el flujo por erosión no será aún lo suficiente para ser dispersado a través del estrato que está fluyendo; consecuentemente aparecerá un flujo de escombros inmaduro, en el que:

$$C = 0.4g^{1/2}h/d_L \quad (5.2.5)$$

La concentración crítica de sedimentos que divide el flujo de escombros y el flujo de escombros inmaduro es alrededor de $0.4 c_{*L}$ donde c_{*L} es la concentración en volumen de la fracción gruesa en el lecho estático.

La Ec. (5.2.1) puede simplificarse considerablemente, despreciando todos los términos excepto los términos pérdida de fricción y la inclinación del lecho, obteniéndose:

$$q_T = ChR^{*p} \text{sen}^{1/2} \theta \quad (5.2.6)$$

Esta simplificación es válida cuando el número de Froude es pequeño, la superficie libre del flujo es casi paralelo al lecho y la magnitud de i y r son menores que la velocidad del flujo.

En esta sección, los componentes sólidos en el flujo se dividen en dos fracciones; una fracción gruesa cuyas partículas son sostenidas en el flujo por efecto de colisiones y una fracción fina cuyas partículas son suspendidas por la turbulencia en el fluido intersticial. Los diámetros de partículas para las dos fracciones pueden cambiar con la variación en la condición hidráulica del flujo, pero, aquí se asume que tienen valores fijos. Las ecuaciones de continuidad para cada fracción son, respectivamente,

$$\frac{\partial V_L}{\partial t} + \frac{\partial(q_T c_L)}{\partial x} = \begin{cases} ic_{*L}; & i \geq 0 \\ ic_{*DL}; & i < 0 \end{cases} \quad (5.2.7)$$

$$y \quad \frac{\partial V_F}{\partial t} + \frac{\partial(q_T(1-c_L))}{\partial x} = \begin{cases} ic_{*F}; & i \geq 0 \\ i(1-c_{*DL})c_F; & i < 0 \end{cases} \quad (5.2.8)$$

en la que V_L y V_F son los volúmenes de sedimentos gruesos y finos respectivamente en un espacio en forma apilada en el que el flujo tiene una altura h y una unidad de área de fondo, c_{*F} la concentración en volumen de la fracción fina en el lecho estático y c_F la concentración en volumen de la fracción fina en el fluido intersticial lodoso.

El cambio en el espesor del estrato de lecho se escribe como:

$$\frac{\partial D}{\partial t} + i = 0 \quad (5.2.9)$$

y la pendiente del lecho es:

$$\theta = \theta_0 - \tan^{-1}(\partial D / \partial x) \quad (5.2.10)$$

donde θ_0 es la pendiente del lecho original.

La fuerza de corte del flujo superficial sobre un lecho de sedimentos no saturados empinado, erosionará el lecho superficial como en el transporte de partículas individuales en un canal con pendiente plana.

Análogo a la fórmula de transporte de arrastre, se asume que

$$\frac{i}{u_{*f}} = K(\tau_{*f} - \tau_{*fc}) \quad (5.2.11)$$

donde τ_{*f} y τ_{*fc} son el esfuerzo de corte adimensional y el esfuerzo de corte crítico en el fluido intersticial. Como se ha descrito en la Ec. (4.3.70), el esfuerzo de corte en el elemento asignado por la turbulencia del fluido intergranular es:

$$\tau_f = \rho_m g h \operatorname{sen} \theta \left\{ 1 - \frac{\sigma - \rho_m}{\rho_m} c_L \left(\frac{\tan \phi}{\tan \theta} - 1 \right) \right\} \quad (5.2.12)$$

en la que, $\tan \alpha$ se aproxima como $\tan \phi$. En la Ec. (5.2.12) τ_f disminuye cuando se incrementa c_L . El valor crítico τ_f se escribe como τ_{fc} para valores menores que aquel en la que el flujo no puede erosionar mucho el lecho.

En un flujo diluido con transporte de partículas individuales, τ_{fc} es función del diámetro del material del lecho y se le llama fuerza de corte crítica, pero en un flujo muy denso con transporte masivo de partículas, aún si τ_f fuese mayor que la fuerza de corte crítica, las partículas de lecho no podrán ser ingresadas dentro del flujo si no hay suficientes espacios vacíos en el flujo. Esto confirma que τ_{fc} sería razonablemente asumido que es igual a aquel asignado por el fluido intersticial cuando c_L alcanza la concentración máxima de equilibrio. A partir de la Ec. (4.3.9), la concentración máxima de equilibrio es:

$$c_{L\infty} = \frac{\rho_m \tan \theta}{(\sigma - \rho_m)(\tan \phi - \tan \theta)} \quad (5.2.13)$$

Este valor de $c_{L\infty}$ se obtiene también sustituyendo $\tau_f = 0$ en la Ec. (5.2.12). Se deberá notar aquí que esto no necesariamente significa que $\tau_{fc} = 0$, debido a que el coeficiente de fricción dinámica se reemplaza por un valor estático mayor, $\tan \phi$, en la Ec. (5.2.12).

Para el caso $c_L < c_{L\infty}$, por sustitución de $c_{L\infty}$ en la Ec. (5.2.11) da:

$$\frac{i}{\sqrt{gh}} = K \operatorname{sen}^{3/2} \theta \left\{ 1 - \frac{\sigma - \rho_m}{\rho_m} c_L \left(\frac{\tan \phi}{\tan \theta} - 1 \right) \right\}^{1/2} \left(\frac{\tan \phi}{\tan \theta} - 1 \right) (c_{L\infty} - c_L) \frac{h}{d_L} \quad (5.2.14)$$

Nótese que sobre un lecho más empinado que θ_2 , el valor de $c_{L\infty}$ según la Ec. (5.2.13) excede a c_* y aún sobrepasa el valor de máxima compactación posible. Debido a que el flujo no es posible a tan alta concentración, c_L en la Ec. (5.2.14) deberá ser reemplazado por la máxima concentración de flujo posible y consecuentemente $i = 0$.

Luego, considerar un flujo de escombros moviéndose sobre un lecho saturado con agua cuya pendiente está entre θ_1 y θ_2 . El espesor a_L que se hace inestable bajo el efecto del movimiento del flujo de escombros definido por la Ec. (5.1.7) puede reescribirse como sigue:

$$a_L = \frac{c_{T\infty}}{c_* - c_{T\infty}} \left\{ 1 - \frac{c_L \rho_m \tan\phi - (c_T / c_{T\infty})(c_{L\infty} / c_L)(\rho / \rho_m) \tan\theta}{c_{L\infty} \rho \tan\phi - \tan\theta} \right\} h \quad (5.2.15)$$

donde c_T es la concentración total de sólidos en volumen en el flujo y $c_{T\infty}$ está definido por:

$$c_{T\infty} = \frac{\rho \tan\theta}{(\sigma - \rho)(\tan\phi - \tan\theta)} \quad (5.2.16)$$

Como se ha establecido en (a), la totalidad del estrato de lecho con un espesor de a_L no fluye tan pronto como el flujo frontal llega; hay un retraso antes de completar la erosión. Escribiendo este retraso como $(d_L/u)/\delta_e$, la velocidad erosiva que se obtiene a partir de la Ec. (5.2.16) está dada por:

$$i = \delta_e \frac{c_{T\infty}}{c_* - c_{T\infty}} \left\{ 1 - \frac{c_L \rho_m \tan\phi - (c_T / c_{T\infty})(c_{L\infty} / c_L)(\rho / \rho_m) \tan\theta}{c_{L\infty} \rho \tan\phi - \tan\theta} \right\} \frac{q_T}{d_L} \quad (5.2.17)$$

El valor de c_L que da $i = 0$ en las Ecs. (5.2.14) o (5.2.17) es $c_{L\infty}$. Por tanto, si un flujo de escombros que llega a un cierto lugar tiene un valor c_L mayor que el $c_{L\infty}$ calculado a partir de la Ec (5.2.13) en esa posición; este depositará algunas partículas gruesas pero continuará aguas abajo, reduciendo de este modo la concentración. La cantidad de partículas gruesas en esa posición es $h(c_L - c_{L\infty})$ por unidad de área. Describiendo el tiempo necesario para depositar esa cantidad como, $(d_L/u)/\delta_d$ la velocidad de deposición está dada por:

$$i = \delta_d \left(1 - \frac{u}{r_r U_c} \right) \frac{c_{L\infty} - c_L}{c_{*DL}} \frac{q_T}{d_L} \quad (5.2.18)$$

Los detalle del porqué aparece el término $(1 - u/r_r U_c)$ en la Ec. (5.2.18) se explicarán más adelante.

(c) Comparación de los Resultados Experimentales con los Calculados

Para verificar la validez del modelo teórico y determinar algunos coeficientes en las ecuaciones fundamentales, *Takahashi y Fujii* (1988), llevaron a cabo experimentos de laboratorio. La disposición del acueducto experimental usado se muestra en la Fig. 5.6. El agua suministrada al acueducto puede ser a partir de una derivación en el extremo aguas arriba o desde las paredes laterales vía el generador de precipitación.

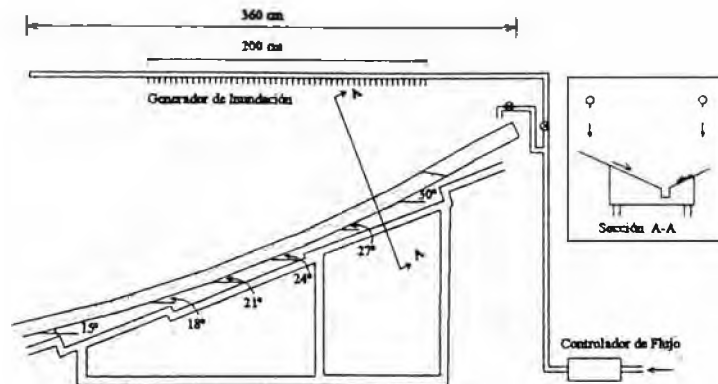


Fig. 5.6 Acueducto Experimental (*Takahashi y Fujii, 1988*)

El material de lecho fue tendido en el fondo del canal (7 cm de ancho) en un espesor de 10 cm. El límite entre las fracciones fina y gruesa se asumió como 0.3 mm; y con d_L de 1.8 mm.

Antes del inicio del experimento, se produjo sobre el lecho un flujo de filtración. La superficie libre de este flujo apareció sobre la superficie del lecho de sedimentos en una posición a 150 cm del extremo aguas abajo; por lo tanto, la parte del lecho aguas arriba desde este punto no fue saturado. El grado de saturación, s_b , se asumió 0.8 para el área no saturada.

Se introdujo una descarga predeterminada de agua en forma abrupta desde el extremo aguas arriba o lateralmente desde ambas paredes, después de la cual se generó un flujo de escombros sobre el lecho y se desarrolló aguas abajo. Los datos experimentales se dan en la Tabla 5.1.

Las Figs. 5.7 y 5.8 comparan los resultados experimentales del ensayo 2 con los valores numéricos obtenidos. Después de algunas pruebas y errores en los cálculos las constantes numéricas K y δ_0 se fijaron en 0.06 y 0.0007 respectivamente. Se puede observar que tanto la Ec. (5.2.14) para la zona no saturada como la Ec. (5.2.17) para la zona saturada predicen bien la velocidad de erosión del material de lecho.

Tabla 5.1 Datos Experimentales

Ensayo	Longitud del lecho (cm)	Espesor del lecho (cm)	Suministro de Agua		
			Posición	Descarga (cm ³ /seg)	Duración (seg)
1	270	10	Extremo Aguas arriba	200	40
2	270	10	Extremo Aguas arriba	350	40
3	270	10	Paredes Laterales	200	40

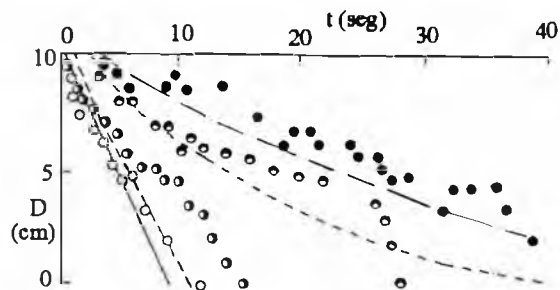


Fig. 5.7 Erosión del Lecho para Varios Puntos de Medición (Ensayo 2)

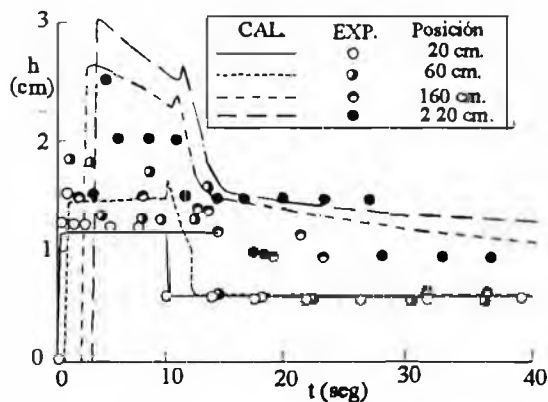


Fig. 5.8 Relación Profundidad versus Tiempo (Ensayo 2)

Los gráficos de comparaciones de las variaciones en la profundidad de flujo con el tiempo hacen evidente que los cálculos son comparables a los valores experimentales. Estos a su vez, prueban la validez de la ley de resistencia del flujo y el diámetro representativo del lecho adoptado en los cálculos. La profundidad de flujo en cada punto en la figura es asintótico hacia un valor constante. Esto se debe a la remoción de todos los sedimentos y que resultan de la exposición del fondo rígido del canal.

Los resultados de los cálculos de la variación de profundidad muestran como se desarrolla el hidrograma de flujo de escombros aguas abajo. La descarga pico se

incrementa y la forma del hidrograma llega a ser triangular cuando el flujo continúa aguas abajo. Esta tendencia se puede explicar porque en muchos flujos de escombros reales el pico de descarga aparece inmediatamente después de la ocurrencia y decrece con el tiempo.

5.2.2 FLUJO DE ESCOMBROS DEBIDO A DESLIZAMIENTO POR FALLA DE PRESAS

(a) Modelo de Predicción de Flujo de Escombros para el tipo de Falla por Rebose

El proceso de erosión de un cuerpo de presa y el desarrollo del hidrograma de flujo de escombros fue analizado por Takahashi (1991) usando un sistema de ecuaciones similares a los de un lecho de pendiente variable adicionándole algunas ligeras modificaciones. Las modificaciones tomaron en cuenta el hecho que la razón de suministro de flujo de la pendiente abajo de la presa es una función no solamente de la descarga de avenida en la corriente del canal, sino también del cambio en el agua almacenada aguas arriba, originado por la reducción del cuerpo de presa debido a la erosión y que la ubicación de la cresta de la presa; que es el punto de inicio de la erosión, se mueve aguas arriba cuando progresa la reducción del cuerpo de presa.

La Fig. 5.9 compara los procesos de reducción del cuerpo de la presa por cálculos con los resultados experimentales. Donde, t significa el tiempo en segundos transcurridos desde el inicio del rebose. Como muestra la figura, en la etapa anterior a la erosión, el calculado coincide con el experimental, pero luego la discrepancia se hace mayor. Esta inconsistencia presumiblemente se ocasiona por despreciar en los cálculos el flujo de filtración en el cuerpo de la presa. Con el transcurso del tiempo, la fase de agua de infiltración se eleva e incrementa la velocidad de erosión cuando éste alcanza la superficie del talud.

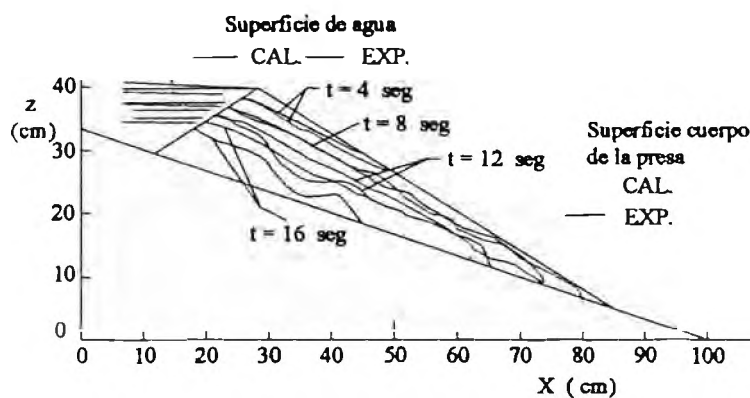


Fig. 5.9 Transformación del Cuerpo de la Presa con el Tiempo

Las Figs. 5.10 y 5.11, muestran las relaciones profundidad de flujo versus tiempo y el hidrograma de descarga respectivamente, en la posición 1.4 m aguas abajo de la presa. T_r significa el tiempo en segundos transcurrido después de la repentina formación de la presa de escombros; por lo tanto, $(T_r - t)$ es el tiempo necesario para que el agua almacenada se desborde. Aunque las mediciones en el experimento no son lo suficientemente precisas y hay variaciones en los cálculos, por causas desconocidas, generalmente los cálculos y el experimento ajustan bien y de este modo se puede concluir que el flujo de escombros, es generado según lo predicho por este modelo.

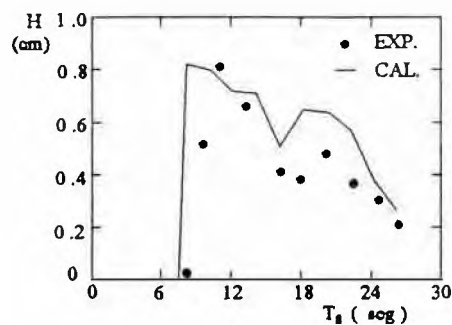


Fig. 5.10 Profundidad de Flujo de Escombros Aguas Abajo de la Presa Colapsada

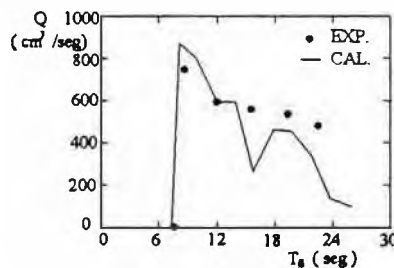


Fig. 5.11 Descarga del Flujo de Escombros Aguas Abajo de la Presa

(b) Modelo de Predicción de Flujo de Escombros para el tipo de Falla de Deslizamiento Instantáneo

Debido a que en este caso la variación de la fase de agua de filtración en el cuerpo de la presa influenciará críticamente la estabilidad de la masa de suelo, debe conocerse el flujo de filtración como función de la fase de agua retenida detrás de la presa y simultáneamente se debe analizar la estabilidad del cuerpo de la presa para obtener la primera superficie de deslizamiento.

El flujo de agua de infiltración se analiza usando la Ley de Darcy y la ecuación de continuidad está dada por:

$$\lambda_0(1-s_0)\frac{\partial H_{gw}}{\partial T_s} + K_s \text{sen } \theta \frac{\partial H_{gw}}{\partial X} = 0 \quad (5.2.19)$$

donde: λ_0 es la porosidad del cuerpo de la presa, s_0 es el grado de saturación inicial en el cuerpo de la presa, K_s el coeficiente de permeabilidad, H_{gw} la profundidad de flujo de infiltración medida verticalmente y X la distancia horizontal.

El H_w en la Fig. 5.12 se obtiene de:

$$\frac{dH_w}{dT_s} = \frac{\text{sen } \varphi_u \text{ sen } \theta q_w - K_s H_w \text{ sen } \theta}{\text{sen}(\varphi_u + \theta) H_w} \quad (5.2.20)$$

donde: q_w es la descarga de agua en el canal por unidad de ancho.

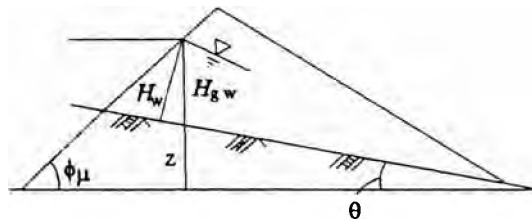


Fig. 5.12 Flujo de Filtración en el Cuerpo de la Presa

La superficie de deslizamiento inicial se puede obtener por el siguiente procedimiento. El factor de seguridad, F_s , para deslizamiento a lo largo de la superficie asumida AB en la Fig. 5.13 se obtiene por el método simplificado de Janbu como sigue:

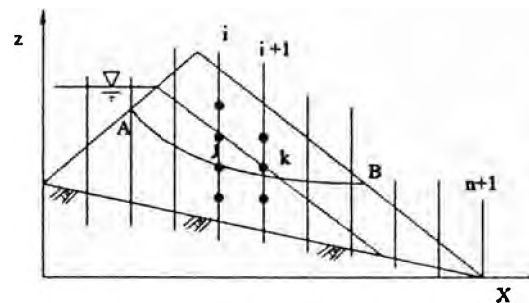


Fig. 5.13 Nivel Freático y Superficie de Deslizamiento Inicial del Cuerpo de la Presa

$$F_s = \frac{\sum R_i}{\sum T_i} \quad (i = 1, 2, 3, \dots, n) \quad (5.2.21)$$

$$R_i = \frac{sL_i \cos \alpha_i + (W_i - P_i L_i \cos \alpha_i) \tan \phi}{\cos^2 \alpha_i (1 + \tan \alpha_i \tan \phi / F_s)} \quad (5.2.22)$$

$$T_i = W_i \tan \alpha_i \quad (5.2.23)$$

donde: L_i es la longitud del fondo de cada dovela, W_i el peso de cada dovela, P_i la presión de poros actuando en el fondo de cada dovela, α_i la pendiente del fondo de cada dovela, s la cohesión y ϕ el ángulo de fricción interna.

La minimización de F_s es equivalente a minimizar la siguiente función:

$$G = \sum (R_i - F_s T_i) \quad (5.2.24)$$

Si se asume que la superficie AB satisface:

$$G_m = \min G = \min \left\{ \sum (R_i - F_s T_i) \right\} \quad (5.2.25)$$

y para ese tiempo F_s es menor que 1, entonces la superficie AB puede ser una superficie de deslizamiento. Para obtener la superficie de deslizamiento inicial por este procedimiento de programación dinámica, el cuerpo de la presa se divide en n dovelas como se muestra en la Fig. 5.13 y cada límite de dovela se divide en m segmentos. Una línea arbitraria jk que conecta los puntos (i, j) y $(i + 1, k)$, se considera como parte de la superficie de deslizamiento asumida. R_i y T_i sobre la superficie jk se obtiene a partir de las Ecs. (5.2.22) y (5.2.23) y se calcula la "función retorno"; $DG_i(j, k) = R_i - F_s T_i$. Si $A_i(j)$ es el mínimo valor de G del punto A al punto (i, j) , entonces el mínimo valor G de A hacia $(i + 1, k)$ es:

$$A_{i+1}(k) = \min \{ A_i(j) + DG_i(j, k) \} \quad (i = 1, 2, \dots, n, j = 1, 2, \dots, m_i, k = 1, 2, \dots, m_{i+1}) \quad (5.2.26)$$

Las condiciones de borde son:

$$A_1(j) = 0, \quad j = 1, 2, \dots, m_1 \quad (5.2.27)$$

$$G_m = \min G = \min \{ A_{n+1}(j) \} \quad \text{con } j = 1, 2, \dots, m_{n+1} \quad (5.2.28)$$

Si el valor F_s calculado con la Ec. (5.2.21) después de este procedimiento es menor que 1.0, entonces la superficie AB, que incluye jk se considera como la superficie de deslizamiento inicial. Sin embargo, la Ec. (5.2.22), también contiene F_s en el lado derecho por lo tanto, es necesario iterar para obtener el valor exacto de F_s .

La masa de suelo deslizado existente sobre la superficie de deslizamiento inicial no está totalmente saturada como se indica en la Fig. 5.14 (a) y se deposita inmediatamente aguas abajo como se muestra en la Fig. 5.14 (b). El talud superficial del depósito puede determinarse igualando el volumen del depósito con el de la masa deslizada.

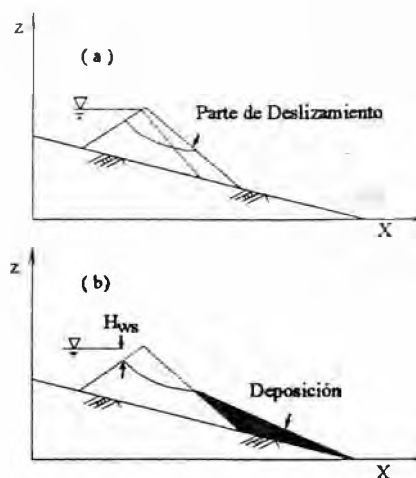


Fig. 5.14 Transformación Inicial de la Presa después de la Falla por Deslizamiento Instantáneo

El tiempo necesario para esa deformación se presume que será nulo y por tanto la profundidad de derrame en la superficie de deslizamiento se asume que será igual a H_{ws} en la Fig. 5.14 (b), que es la diferencia entre la fase del agua almacenada y la altura del origen de la superficie de deslizamiento en la pendiente aguas arriba del cuerpo de la presa. El cuerpo de la presa debajo de la superficie de deslizamiento se considera que está totalmente saturado y el proceso de erosión por derrame del agua se analiza similarmente como en el caso del tipo de falla por rebose.

La Fig. 5.15 compara los calculados con los experimentales en la que t es el tiempo en segundos después de la ocurrencia del primer deslizamiento. Tanto la forma de la superficie de deslizamiento como el proceso de erosión se predicen exitosamente.

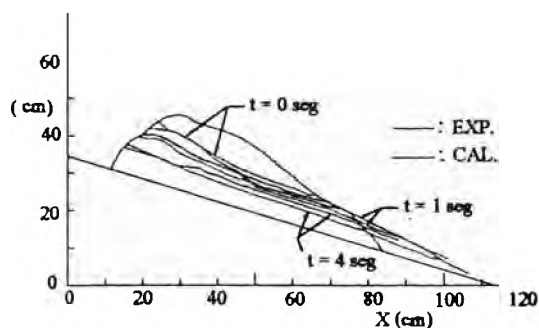


Fig. 5.15 Transformación de la Presa Después del Deslizamiento Instantáneo

Las Figs. 5.16 y 5.17 muestran las relaciones profundidad tiempo y los hidrogramas de descarga obtenidos por cálculos y experimentos respectivamente. Las cantidades experimentales fueron medidas a $x = 300$ cm. El tiempo de arribo y el tiempo pico de ocurrencia son algo menores en los experimentales que en el calculado.

Sin embargo, se predice bien la forma total del hidrograma. El tiempo T_s en esa figura significa el tiempo transcurrido después de la formación de la presa.

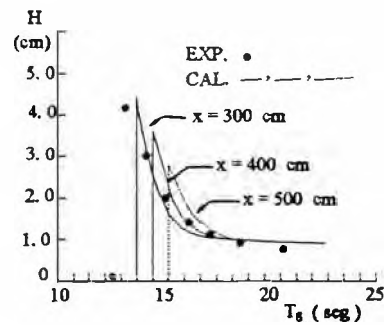


Fig. 5.16 Profundidad de Flujo de Escombros Aguas Abajo de la Presa

La comparación entre las figuras 5.11 y 5.17 revelan cómo una gran descarga puede producirse en el caso de falla por deslizamiento instantáneo.

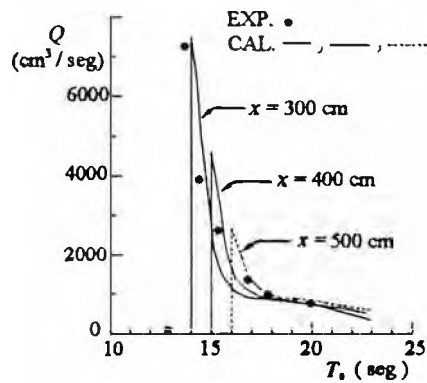


Fig. 5.17 Descarga del Flujo de Escombros Aguas Abajo de la Presa

(c) Modelo de Predicción de Flujo de Escombros para el tipo de Falla Progresivo

De acuerdo a observaciones en el experimento en acueducto, la falla progresiva parece proceder aguas arriba, manteniendo el nivel de base de deslizamiento aproximadamente coincidente con la superficie de agua de filtración. Por motivo de simplicidad, los procesos se modelan como se indican en la Fig. 5.18. El primer deslizamiento ocurre en los alrededores del pie, donde la superficie de agua de filtración intersecta la superficie del talud y entonces se produce un rápido deslizamiento arriba hacia la posición de la cresta de la presa. Esto no concuerda completamente con los experimentos debido a que el proceso de falla progresiva necesita algún tiempo que no es aún predecible. Para compensar esta discrepancia de tiempo por lo menos en alguna extensión, se adiciona el tiempo necesario para que el agua de filtración, que se inicia en el punto de intersección de la superficie de agua

detenida y el talud lateral aguas arriba de la presa (punto I en la Fig. (b)), llegue a la escarpa derecha bajo la cresta de la presa (punto D en la Fig. (b)) antes de que ocurra el colapso total. Se asume que el cuerpo deslizado se deposita aguas abajo como en el caso del tipo de deslizamiento instantáneo. La profundidad de desborde instantáneo H'_{ws} después del colapso es igual a la elevación de la superficie de agua detenida durante el tiempo hipotético necesario para la falla progresiva como se ha establecido anteriormente.

La Fig. 5.19 muestra la comparación del hidrograma obtenido de esta manera con el experimental. El proceso y el hidrograma son razonablemente bien predichos por este modelo simple.

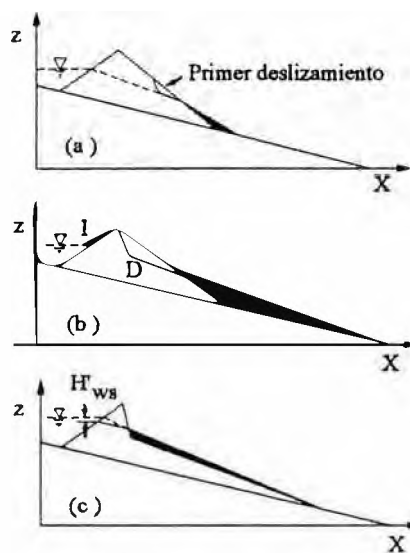


Fig. 5.18 Falla Progresiva

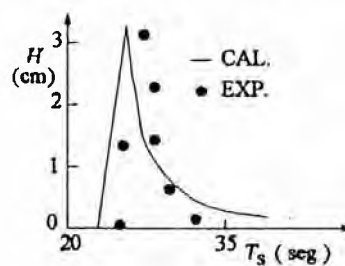


Fig. 5.19 Profundidad de Flujo de Escombros Aguas Abajo de la Presa

5.3 DEFORMACION DEL HIDROGRAMA

5.3.1 TEORIA DE ONDA CINEMATICA

En los casos de falla instantánea de presas naturales y la licuación de bloques de tierra en deslizamiento, los flujos de escombros resultantes tienen relativamente corta

duración y son fuertemente atenuados cuando corren abajo de la corriente del canal. En esta sección, se trata la deformación del hidrograma en esta clase de flujos de escombros.

Consideremos una presa natural y agua almacenada detrás de ésta, como se ilustra por la línea sólida en la Fig. 5.20. El colapso de la presa y la consiguiente mezcla del material componente de la presa con agua es tan abrupto que la totalidad de la mezcla podrá ser modelada como un continuo que empieza a moverse desde su estado inicial representado por el área triangular discontinua en la misma figura. El volumen de éste triángulo es el mismo que el volumen neto de la presa más el agua almacenada y su altura máxima es la misma que la de la altura de la presa. El movimiento de una cantidad finita de fluido puede ser analizado por el método de onda cinemática presentada por Hunt (1982), cuyas ecuaciones fundamentales son:

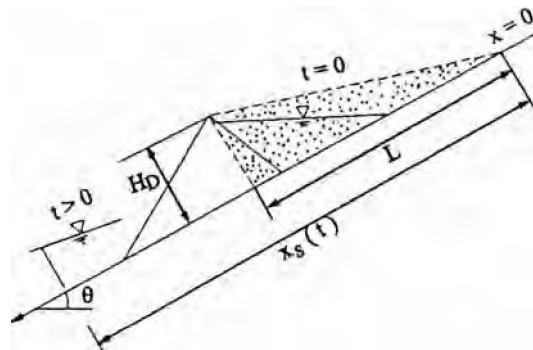


Fig. 5.20 Esquema de Rotura de una Presa Natural

La ecuación de flujo uniforme:

$$q_T = Ch^{(p_p + 1)} \text{sen}^{1/2} \theta \quad (5.3.1)$$

y la ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0 \quad (5.3.2)$$

donde p_p es $3/2$ para un fluido dilatante y $1/2$ para la ley de resistencia tipo Chézy. Las condiciones iniciales y de borde son:

$$h(x,0) = \frac{H_D x}{L}; \quad 0 \leq x < L \quad (5.3.3(a))$$

$$h(x,0) = 0; \quad -\infty < x \leq 0, \quad L < x < \infty \quad (5.3.3(b))$$

$$\frac{dx_s(t)}{dt} = u(x_s(t), t); \quad 0 \leq t < \infty \quad (5.3.3(c))$$

$$x_s(0) = L \quad (5.3.3(d))$$

donde: H_D y L son la máxima profundidad y la longitud de reunión hipotética de la mezcla, respectivamente y $x_s(t)$ es la distancia en la zona de mayor actividad.

La solución es:

$$X^* = H^* + (p_p + 1)T^*H^{*p_p} \quad (5.3.4)$$

donde: $X^* = x/L, H^* = h/H_D, T^* = Ut/L$ y $U = CH_D^{p_p} \text{sen}^{1/2} \theta$

La ubicación de la ocurrencia y su tiempo de aparición son:

$$X_s^* = \frac{p_p - 1}{2p_p} H_s^* + \frac{p_p + 1}{2p_p} H_s^{*p_p} \quad (5.3.5)$$

$$T_s^* = \frac{1}{2p_p} \frac{1 - H_s^{*2}}{H_s^{*p_p - 1}} \quad (5.3.6)$$

donde H_s^* es la profundidad adimensional inmediatamente después del choque frontal.

La Fig. 5.21 representa la Ec. (5.3.5) comparando los casos de fluidos dilatante y Newtoniano. La razón de atenuación del pico para un fluido dilatante es mayor que para el fluido Newtoniano.

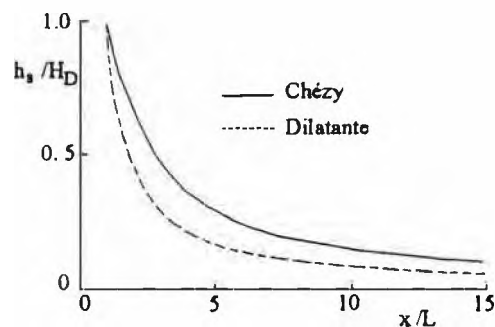


Fig. 5.21 Atenuación de la Profundidad para Choque Frontal

Para una gran X_s , la descarga pico q_p está dada por la fórmula (Wetr 1982)

$$q_p = \frac{LH_D}{2p_p t} \quad (5.3.7)$$

El “valor calculado” en la Fig. 5.12 demuestra la deformación del hidrograma estimado, usando este método.

5.3.2 EL GRAN FLUJO LODOSO EN EL RIO STAVA, ITALIA

El 19 de Julio de 1985 una presa de relaves colapsó repentinamente en Tesero, Italia y el relave almacenado junto con el material del cuerpo de la presa fluyeron hacia

abajo del río Stava como un gran flujo lodoso que demandó 268 vidas humanas y arrastró 48 casas. La planta y el perfil longitudinal del río Stava se dan en las Figs. 5.22 y 5.23.

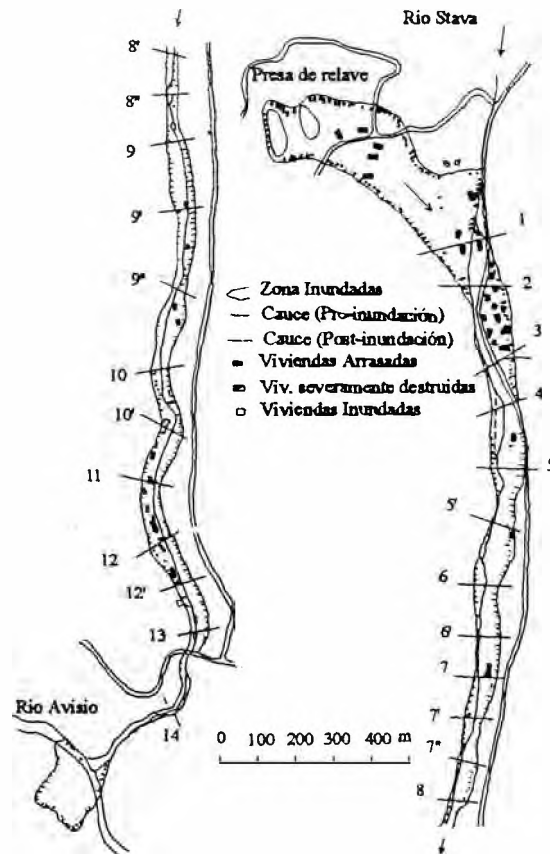


Fig. 5.22 Planta del Río Stava

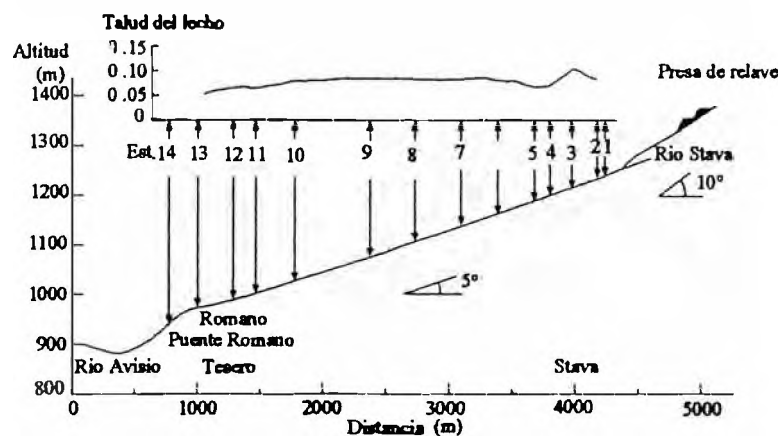


Fig. 5.23 Perfil Longitudinal del Río Stava

El río Stava antes del desastre fluía con una pendiente aproximadamente uniforme de 5° con ligeros meandros en el fondo del valle. Repentinamente aproximadamente en la sección 1, una enorme cantidad de masa de lodo surgió del lado

derecho y cambió la dirección de flujo chocando con el acantilado de la orilla izquierda, en ese momento se destrozaron muchos hoteles y otras viviendas. Aunque este flujo lodoso tuvo una energía destructiva intensa así como fluidez, el cauce del río Stava no sufrió mucha erosión o deposición. Este fenómeno presumiblemente fue causado por el hecho que la fracción de sólidos en el flujo fue tan alto, estimados cerca de 0.48, que el flujo no pudo fácilmente llegar a ser más denso por la erosión.

La Fig. 5.24 (a) muestra la variación longitudinal en las secciones de flujo. Entre la variabilidad natural se puede reconocer una tendencia a decrecer en la dirección aguas abajo entre las secciones 4 y 10. La sección transversal se incrementa abruptamente cerca a las secciones 10 a 10' y aguas abajo se mantiene casi constantes.

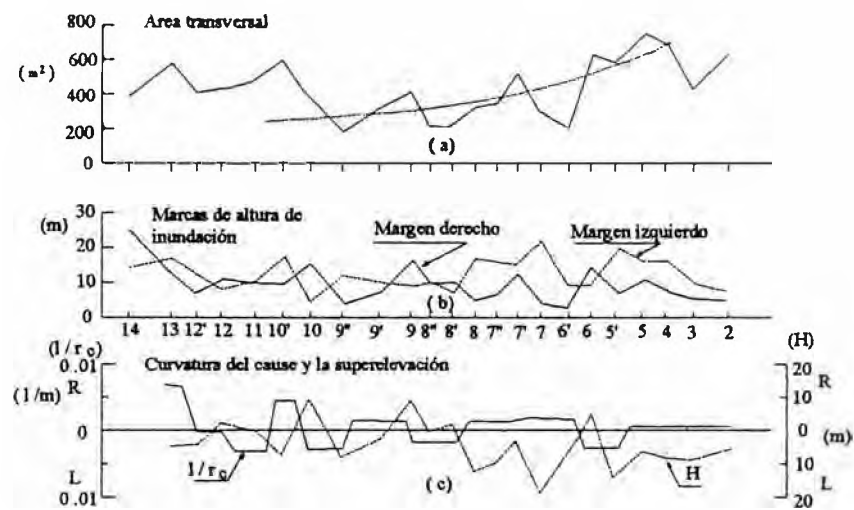


Fig. 5.24 Cambios en el Flujo Lodoso a lo Largo del Canal

La Fig. 5.24 (b) demuestra que hay evidentes diferencias entre las alturas de las marcas de inundación sobre las márgenes izquierda y derecha. La altura cero en esta figura es para el nivel más bajo de la sección transversal. La diferencia entre la altitud de las marcas de inundación en ambos lados de cada sección transversal, H es correlacionada a la curvatura de la línea central del cauce de la corriente, $1/r_c$ en la Fig. 5.24(c). R y L en el eje $(1/r_c)$ significa que el centro de los radios está sobre las márgenes derecha e izquierda respectivamente y R y L sobre el eje H significa la marca de inundación sobre las márgenes derecha o izquierda que es mayor que aquella de la margen opuesta. Se entiende en esta figura que la marca de inundación sobre la margen exterior de la curva del canal es en general mayor que aquel sobre la margen interior. Este es el efecto de la fuerza centrífuga. Esta super elevación en el margen exterior se estima bien por la fórmula de *Lenau* (1979) como se muestra en el capítulo 6. Los datos de super elevación a lo largo de la ribera del río Stava nos permite calcular la velocidad

de flujo usando la fórmula de Lenau, bajo la suposición que el flujo transversal es un triángulo con taludes de 1/3 en ambos lados. La velocidad estimada de cada sección a lo largo del canal se muestra en la Tabla 5.2.

Tabla 5.2 Velocidad de Flujo Medio y el Coeficiente de Rugosidad

Sección No.	Medio (m/sec)	Rugosidad de Manning (n)
2 - 3	18	0.04
3 - 5	23	0.04
6' - 7	31	0.04
7' - 8	25	0.04
8 - 9	22	0.04
9 - 9"	22	0.04
9" - 10	18	0.04
10 - 10'	11	0.08
10' - 12	6.2	0.13
12' - 13	6.8	0.12

El flujo lodoso tuvo una concentración de sólidos tan alto como 0.5 y el tamaño de partículas fue tan fino que la profundidad relativa, R/d , tuvo un valor del orden de 10^5 . En esta circunstancia como se ha discutido en el capítulo 4, la resistencia de flujo sería casi la misma como el del flujo de agua simple, en el que la ecuación de Manning sería aplicable. Se obtuvo un coeficiente de rugosidad de Manning en cada sección por un cálculo inverso de los datos de velocidad como se tabulan en la Tabla 5.2. El valor más alto de velocidad en la sección 10-10' sería producido por la curva extrema del canal existente allí y el valor de velocidad aún mayor aguas abajo de esa sección sería atribuible a las casas que fueron arrastradas por el flujo de lodos en el área de inundación.

Se asume que una masa de lodo ingresó al cauce aguas arriba del río Stava en la sección 4 como se ilustra en la Fig. 5.25, entonces, el área transversal en un punto arbitrario x se obtendrá aplicando la teoría de onda cinemática.

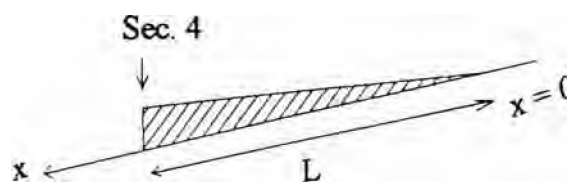


Fig 5.25 Perfil Longitudinal de Flujo

Considerando que la sección transversal es triangular y asumiendo que el cauce es prismático, entonces la solución se obtiene de la ecuación (Takahashi, 1991):

$$x^* = A^{*n/2} + \left(\frac{4}{3}\right)A^{*n/3}t^* \quad (5.3.8)$$

y la ubicación de la ocurrencia está dada por:

$$t_s^* = 1 - \frac{A_s^{*n/2}}{A_s^{*n/3}} \quad (5.3.9(a))$$

$$x_s^* = A_s^{*n/2} + \frac{(1 - A_s^{*n/2})}{A_s^*} \quad (5.3.9(b))$$

Donde $A^* = A/A_0$ (A_0 : área transversal en la sección 4 en $t = 0$)

Dado que el volumen de la pirámide triangular achurada se estimó como $185,220 \text{ m}^3$, $A_0 = 700 \text{ m}^2$ y $n_m = 0.04$, obtenemos $L = 794 \text{ m}$ y $U = 27.3 \text{ m/seg}$. Entonces, el área transversal máxima se puede calcular a partir de la Ec. (5.3.9) y se muestra en la Fig. 5.24(a) por la línea discontinua. La tendencia del área de flujo a decremento aguas abajo empareja los datos de campo.

El tiempo de partida inicial calculado por la teoría de onda cinemática y por el de velocidad calculada por la superelevación en la sección 4 son los mismos (Fig. 5.26). Ambos resultados concuerdan bien desde la sección 4 a la sección 10, pero aguas abajo de la sección 10 la discrepancia es evidente. Esto se debe a los efectos de curva extrema y las viviendas que no han sido tomadas en cuenta en la aproximación de onda cinemática. El área transversal media del flujo desde la sección 10 hasta la sección 13 es alrededor de 500 m^2 como se muestra en la Fig. 5.24(a) y si la máxima velocidad en este tramo se asume que es 7 m/seg como se da en la Tabla 5.2, entonces la descarga pico del flujo es calculada como $3,500 \text{ m}^3/\text{seg}$ que es aproximadamente igual a la descarga pico calculada en la sección 10 por la aproximación de onda cinemática. Esto a su vez significa que la descarga cerca a la sección 10 y 10' se estima casi con precisión.

La Fig. 5.26 muestra el resultado del análisis del sismograma registrado en Cavalese, localizado a 3.7 Km de la presa de relave colapsado. La primera gran vibración con una frecuencia de 2 a 3 Hz , se interpreta como aquel que surge de la colisión de la masa de lodos con el acantilado cerca a la sección 2, de modo que el tiempo de ocurrencia de esa vibración se iguala al origen del gráfico de la derecha, mostrando el gráfico tiempo de arribo versus distancia. La segunda gran vibración de 1 a 2 Hz , corresponde al tiempo en la que el flujo lodoso choca con la curva extrema cerca a

la sección 10. Este proporciona una estimación razonable de la velocidad de flujo lodoso. La tercera vibración, más débil continúa por un periodo largo y se puede explicar como aquel generado cuando el flujo lodoso pasa a través de la garganta angosta aguas abajo del Puente Romano (sección 13). El frente arribó al Puente Romano cerca a 225 segundos después que pasó la sección 1. La duración de la inundación de lodos en la sección 10 que rebasó el canal de trabajo se estima como cerca a 200 segundos. Por tanto, la duración en el Puente Romano no debería ser de este modo tan diferente, la duración total de la inundación de lodo a partir del flujo dentro del río Stava (sección 1) hasta el flujo bajo el Puente Romano se estima que es cerca a 425 segundos. Este valor concuerda con los patrones de vibración a partir de los registros sísmicos y también corresponde a los testimonios de los testigos.

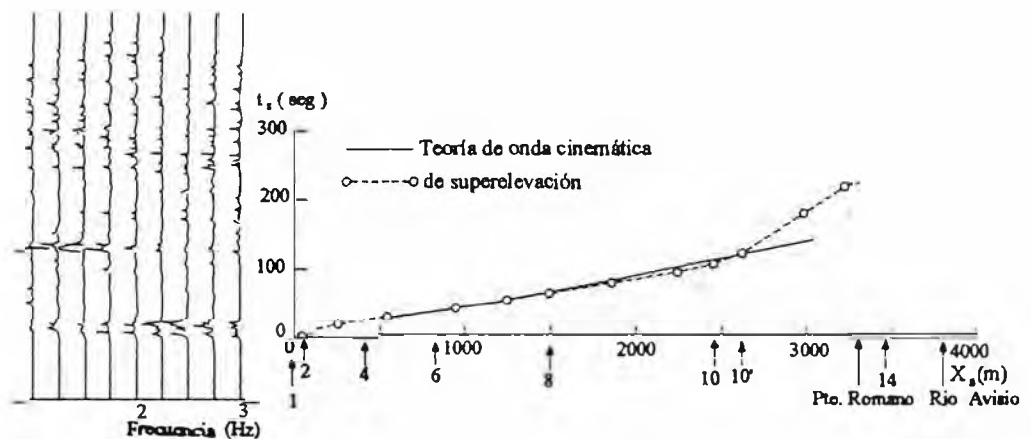


Fig. 5.26 Avance de la Señal Frontal a lo largo del Río y Registro de Choque

CAPITULO VI

CARACTERISTICAS DEL FLUJO TOTALMENTE DESARROLLADO

6.1 MODELO DE FLUJO CASI-UNIFORME Y LA FORMA DEL MORRO

La Fig. 6.1 muestra un modelo de la propagación del flujo de escombros casi-uniforme sobre un lecho erosivo uniforme cuya pendiente θ satisface $\bar{\theta}_1 < \theta < \theta_2$. La figura muestra un perfil del flujo en el tiempo t y se representa por la línea sólida y para el tiempo $(t + \Delta t)$ se muestra por la línea discontinua. Dado que la profundidad de flujo es constante, las dos partes achuradas deben tener la misma área. Entonces, las ecuaciones de conservación de la masa para granos y aguas son, respectivamente:

$$(U - U')hc_{\infty} = U'Dc_* \quad (6.1.1)$$

$$(U - U')h(1 - c_{\infty}) + U'h_0 = U_0h_0 + (1 - c_*)U'Ds_b \quad (6.1.2)$$

donde U' es la velocidad del extremo posterior de la parte de flujo uniforme (Región I).

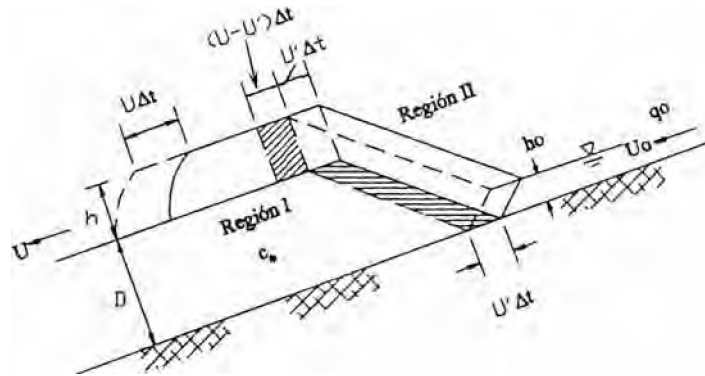


Fig. 6.1 Modelo de Propagación de Flujo de Escombros Casi-uniforme

Eliminando U' de las dos ecuaciones anteriores, se obtiene:

$$\frac{h}{h_0} = \frac{U_0}{U} \frac{c_*}{c_{\infty} - \{s_b + (1 - s_b)c_*\}c_{\infty} + (h_0/D)c_{\infty}(U - U_0)/U} \quad (6.1.3)$$

Este modelo implica que la longitud de la Región I debajo de la cual no hay erosión se extiende en proporción $U/\{1+(h/D)(c_{\infty}/c_*)\}$ cuando éste fluye hacia abajo. Cuando $h_0/D \ll 1$ o U no es muy diferente a U_0 , la Ec. (6.1.3) se aproxima por:

$$\frac{q_T}{q_0} = \frac{c_*}{c_{\infty} - \{s_b + (1 - s_b)c_*\}c_{\infty}} \quad (6.1.4)$$

donde q_T es la descarga del flujo de escombros por unidad de ancho y q_0 es la descarga del agua suministrada.

El perfil longitudinal del morro en el flujo casi-uniforme se obtiene de la siguiente discusión. Consideremos el fenómeno en un sistema de coordenadas que se mueve a una velocidad V , que es igual a la velocidad de recorrido del frente ($V=U$). Entonces:

$$h + h_{\infty} \ln \frac{|h - h_{\infty}|}{h_{\infty}} = X \tan \theta \quad (6.1.5)$$

donde $X = z - Vt$ y h_{∞} es la profundidad de flujo uniforme, que está dado por:

$$h_{\infty} = \frac{k' U^2}{g \sin \theta} \quad (6.1.6)$$

Note que en la Ec. (4.3.4) k' es función de la profundidad cuando d y c son constantes, pero por simplicidad se aplica una constante k' que corresponde a h_{∞} para todo el morro.

Chen (1987) demostró que el perfil longitudinal teórico del morro compara bien con el experimental.

El morro de un flujo de escombros uniforme continúa aguas abajo con una velocidad constante, manteniendo su forma bulbosa; mientras que la siguiente parte de flujo uniforme, aunque tiene la misma velocidad media en la sección transversal como el del morro, tiene una distribución de velocidad en la que la parte superior son más rápidos que el inferior, como se describió en el Capítulo 4. Esto significa que las partículas que son trasladadas más rápidamente que la velocidad de traslación del morro en la parte superior del flujo posterior caen necesariamente sobre el lecho cuando arriban con el mismo frente del morro. Por lo tanto, en la zona de mayor actividad, las partículas individuales tienen un movimiento de rotación, como si estuviesen adheridos a los rayos de una gran rueda rodando bajo la pendiente. Pero, en esta analogía, la rueda se distorsiona a una forma semi-ovalado cuyo eje está cerca a la superficie del terreno. Según esto, las partículas individuales en la porción sobre el eje continúan casi uniformemente a una mayor velocidad que la velocidad de traslación y las de debajo del eje continúan a una menor velocidad resultando en una gradiente muy empinada de velocidad en esta parte. La uniformización en el perfil de velocidad en la ocurrencia de un flujo de escombros fue primero señalada por *Hirano e Iwamoto* (1981), en sus observaciones en experimentos usando una faja transportadora tipo acueducto.

Los resultados de las mediciones de velocidad por *Suwa* (1988) en un experimento en acueducto de laboratorio demuestran que el perfil de velocidad cerca a la ocurrencia tiene una tendencia a ser uniforme.

El movimiento de rotación en la zona de mayor actividad puede ser complejo cuando las anteriores caídas de partículas son enterradas por sucesivas caídas de partículas. Sin embargo, cuando allí existen grandes bolones, no necesariamente son enterrados pero a veces permanecen en la zona de mayor actividad como si fuese empujada por el flujo posterior. Por lo tanto, el movimiento de las partículas individuales en la zona de mayor actividad es variable dependiendo entre otras cosas, del diámetro de las partículas. Se requiere de un análisis más preciso de este fenómeno.

6.2 ONDAS RODANTES

Las características resaltantes en algunos flujos de escombros/lodoso es su intermitencia. Aunque pueden haber varias causas, uno de ellos sería la inestabilidad inherente en el mismo flujo.

La Fig. 6.2 muestra la variación de la profundidad de flujo con el tiempo en un flujo de escombros experimental realizado por *Takahashi* (1991) en un acueducto de lecho rígido de 20 cm de ancho y pendiente 18°. Mezcló sedimento heterogéneo de $d_{50} = 1.2$ mm, $\sqrt{d_{84}} / d_{16} = 2.6$ y $\sigma = 2.65$ g/cm³ con agua a una concentración $c = 0.27$ y luego vertió dentro del acueducto con flujo a razón de 2.2 l/seg. Esta figura muestra evidencias de la existencia de ondas rodantes.

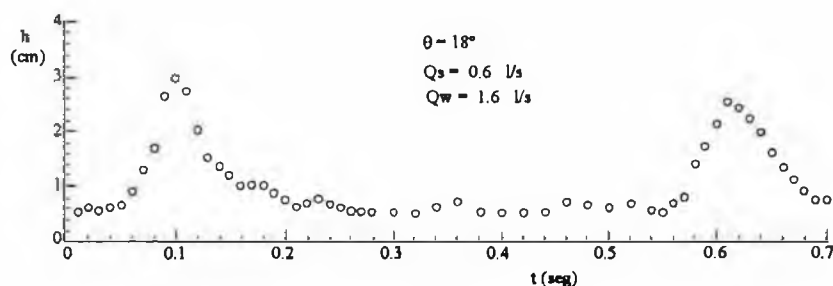


Fig. 6.2 Ondas Rodantes en un Flujo de Escombros

Davies (1986) afirmó que aplicando la teoría de onda rodante, el flujo pulsante aparece cuando el flujo es laminar y no aparece pulsación cuando el flujo es turbulento.

6.3 MECANISMO DE ACUMULACION DE BOLONERIA EN LA PARTE FRONTAL DEL FLUJO DE ESCOMBROS.

Como se ha establecido, la bolonería se acumula y hunde en la parte frontal del flujo de escombros pedregoso, detrás de la cual sigue el grano más fino del fluido de escombros. Frecuentemente se encuentran estratos depositados por el flujo de escombros en una estructura

de 'gradas inversas', en la que la secuencia de tamaños de granos es desde los más finos en el fondo a los más gruesos en el estrato superior. Se han propuesto algunos mecanismos para las gradas inversas, atribuyendo razones a la fuerza de elevación (Fisher y Mattinson 1968), la presión dispersiva de Bagnold (Sanders 1965, Schmincke 1967) y la flotación en la mezcla granular (Lowe 1976, Rodine y Johnson 1976). La mecánica de grada inversa está relacionada a la mecánica de la acumulación de bolonería en la parte frontal del flujo de escombros.

6.3.1 MECANISMO DE SEGREGACIÓN DE PARTICULAS EN UN FLUJO DE ESCOMBROS PEDREGOSO

Takahashi (1980) planteó un mecanismo para la segregación de partículas sobre la base del concepto de fuerza dispersiva. Mediante experimentos en canal abierto demostró que tan pronto como se produce el flujo de escombros sobre un lecho de sedimentos bien graduados, las partículas mayores se mueven hacia arriba o las partículas más pequeñas se mueven hacia abajo y la grada inversa en el flujo de escombros se hace evidente. Por lo tanto, si un flujo de escombros se detiene repentinamente, se presentará una grada inversa en los estratos depositados. Si continúa el flujo, debido a que las velocidades en los estratos superiores son mayores que en los estratos inferiores, las partículas mayores son movidas hacia adelante como si estuvieran encima de la llanta de un tractor caterpillar. La partícula que alcanza el frente del flujo es hundida y enterrada en el fondo del flujo. Poco después y si la partícula enterrada es mayor que las partículas circundantes, este aparece otra vez sobre el tope del flujo y se mueve hacia arriba. Los bolones más grandes se acumularán en la parte frontal por la repetición de tales procesos a lo largo de la distancia de recorrido.

Consideremos un grano esférico de diámetro d_1 , circundado por partículas uniformes de diámetro d_m en un flujo de escombros uniforme. Asumiendo que todas las distancias interpartículas medias son iguales a s_d (concentración uniforme) como se muestra en la Fig. 6.3, la ecuación de movimiento de la partícula d_1 perpendicular al fondo está dada por:

$$\frac{\pi}{6} d_1^3 \left[\sigma + \frac{1}{2} \{ (\sigma - \rho) c + \rho \} \right] \frac{d\vartheta_z}{dt} = -P_1 - P_2 + P_3 - P_4 \quad (6.3.1)$$

En la que ϑ_z es la velocidad de la partícula d_1 en la dirección z . P_1 es la componente z del peso sumergido de la partícula d_1 y está dada por:

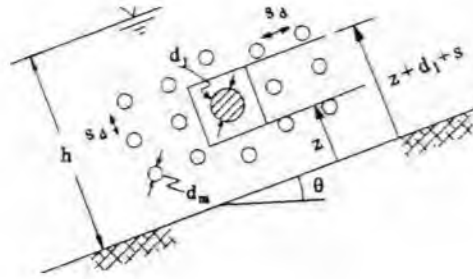


Fig. 6.3 Disposición de Partículas en el Flujo de Escombros

$$P_1 = \frac{\pi}{6} (\sigma - \rho) g d_1^3 \cos \theta \quad (6.3.2)$$

P_2 es la fuerza dispersiva producida por la colisión de la partícula d_1 con las partículas d_m existentes en el estrato superior.

$$P_2 = \frac{2r_d}{1+r_d} a \lambda^2 \sigma d_m^4 \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{d_1}{d_m} \right) + \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\lambda} \right) \right\}^2 \frac{(d_1/d_m + 1/\lambda)^2}{(1+1/\lambda)^2} \left(\frac{du}{dz} \Big|_{z+d_1+s_d} \right)^2 \cos \alpha \quad (6.3.3)$$

donde $(du/dz|_{z+d_1+s_d})$ es la gradiente de velocidad en la superficie superior de la partícula d_1 y $r_d = (d_1/d_m)^3$.

P_3 es la fuerza dispersiva actuando en la superficie inferior de la partícula debido a la colisión con los d_m en el estrato inferior y puede escribirse como:

$$P_3 = \frac{2r_d}{1+r_d} a \lambda^2 \sigma d_m^4 \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{d_1}{d_m} \right) + \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\lambda} \right) \right\}^2 \frac{(d_1/d_m + 1/\lambda)^2}{(1+1/\lambda)^2} \left(\frac{du}{dz} \Big|_z \right)^2 \cos \alpha \quad (6.3.4)$$

En el caso que $d_1 = d_m$, la condición para flujo uniforme requiere a partir de la Ec. (6.3.4) que:

$$a \lambda^2 \sigma d_m^2 \left(\frac{du}{dz} \Big|_z \right)^2 \cos \alpha = c (\sigma - \rho) (h - z) g \cos \theta \quad (6.3.5)$$

Por lo tanto, la fuerza dispersiva resultante que actúa sobre la partícula d_1 es:

$$P_3 - P_2 = \frac{2r_d}{1+r_d} d_m^3 \frac{\left\{ (d_1/2d_m) + (1/2 + 1/\lambda) \right\}^2 (d_1/d_m + 1/\lambda)^3}{(1+1/\lambda)^5} \frac{\pi}{6} (\sigma - \rho) g \cos \theta \quad (6.3.6)$$

P_4 es la fuerza de arrastre y puede escribirse como:

$$P_4 = \frac{1}{2} C_D \left\{ (\sigma - \rho) c + \rho \right\} \frac{\pi}{4} d_1^2 \varphi_z |\varphi_z| \quad (6.3.7)$$

Donde: C_D es el coeficiente de arrastre aparente y se asume que es constante.

Sustituyendo las Ecs. (6.3.2), (6.3.6) y (6.3.7) en la Ec. (6.3.1), se obtiene:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = K_1 g - \frac{K_2}{d_m} \frac{dz}{dt} \left| \frac{dz}{dt} \right| \quad (6.3.8)$$

en la que:

$$K_1 = \frac{(\sigma - \rho) \cos \theta}{[\sigma + \{(\sigma - \rho)c + \rho\}/2]} \left\{ \frac{2}{1+r_d} \frac{(0.5r_d^{1/3} + 0.5 + \lambda^{-1})^2 (r_d^{1/3} + \lambda^{-1})}{(1 + \lambda^{-1})^5} - 1 \right\} \quad (6.3.9a)$$

$$K_2 = \frac{3}{4} C_D \left[\sigma + \frac{(\sigma - \rho)c + \rho}{\{(\sigma - \rho)c + \rho\}/2} \right] r_d^{-1/3} \quad (6.3.9b)$$

Las soluciones de la Ec. (6.3.8) bajo la condición: para $z = 0$, $\varphi_z = 0$ que es aplicable cuando $\varphi_z \geq 0$ y para $z = h$, $\varphi_z = 0$ que es aplicable, cuando $\varphi_z \leq 0$, son respectivamente:

$$\frac{\varphi_z^2}{gd_m} = \frac{K_1}{K_2} \left\{ 1 - \exp\left(-K_2 \frac{h}{d_m} \frac{z}{h}\right) \right\} \quad (6.3.10)$$

$$\text{y} \quad \frac{\varphi_z^2}{gd_m} = \frac{K_1}{K_2} \left\{ 1 - \exp\left(-K_2 \frac{h}{d_m} \left(1 - \frac{z}{h}\right)\right) \right\} \quad (6.3.11)$$

Las Ecs. (6.3.10) y (6.3.11) implican que si $K_1 > 0$, $\varphi_z > 0$ y si $K_1 < 0$, $\varphi_z < 0$. El valor $K_1 > 0$ y $K_1 < 0$ corresponde a $r_d > 1$ y $r_d < 1$, respectivamente, que significa que cuando $d_1 > d_m$ se mueve ascendiendo y cuando $d_1 < d_m$ se mueve descendiendo.

Las características cualitativas de las velocidades asintóticas:

$$\frac{\varphi_z^2}{gd_m} = \left| \frac{K_1}{K_2} \right| = \frac{4}{3} \frac{1}{C_D} \frac{(\sigma - \rho) \cos \theta}{\{(\sigma - \rho)c + \rho\}} |V_d| \quad (6.3.12)$$

en la que:

$$|V_d| = r_d^{1/3} \left| \frac{2}{1+r_d} \frac{(0.5r_d^{1/3} + 0.5 + \lambda^{-1})^2 (r_d^{1/3} + \lambda^{-1})^3}{(1 + \lambda^{-1})^5} - 1 \right| \quad (6.3.13)$$

Si el d_1 de la partícula es mayor en comparación con d_m ; entonces la velocidad de ascenso aumenta. Sin embargo, en el caso cuando d_1 es menor que d_m su velocidad de descenso es menor. Aún no se conoce la extensión de r_d para la que la teoría es válida.

Para probar la teoría; *Takahashi* (1991) llevó a cabo ensayos de laboratorio en un acueducto, usando dos clases de materiales. Uno de $d_m = 5$ mm y $d_1 = 22$ mm, con una proporción de mezcla de partículas en peso de d_m a d_1 de 3:1 y la otra para $d_m = 5$ mm y $d_1 = 15$

mm, con una proporción de mezcla de partículas en peso de 2:1. La trayectoria de las partículas d_1 en el flujo vistos a través de la pared transparente del acueducto se registraron con una cámara de alta velocidad de 16 mm. Las posiciones de las partículas d_1 versus el tiempo experimentales y calculados con la Ec. (6.3.10) se ajustan bien.. El valor apropiado de C_D se encontró por tanteo y se adoptó un valor muy grande como 2000.

Observó que las partículas más pequeñas parecían caer dentro de los espacios de poros existentes entre las partículas grandes, lo que significa que el mecanismo de malla cinemática juega un rol tan importante como la fuerza dispersiva en la segregación de partículas.

La concentración de sólidos no se distribuye uniformemente en el flujo, especialmente sobre lechos erosionables y consecuentemente el perfil de velocidad tiene un punto de inflexión cerca al fondo, como se estableció en el Capítulo 4. Esto no concuerda con la hipótesis sobre la que se basa la teoría y en la parte inferior bajo el punto de inflexión, las partículas grandes no se levantan fácilmente aunque las que van más allá del punto de inflexión parece que son levantadas por el efecto dispersivo descrito aquí.

Hashimoto y Tsubaki (1983) discutieron el fenómeno usando su propia teoría de colisiones de múltiples partículas para deducir la fuerza dispersiva y obtuvieron las velocidades de ascenso y descenso de partículas más grandes y más pequeñas que el tamaño medio.

Suwa (1968) afirmó que, según observaciones de campo, la bolonería grande que se encuentra en el frente de un flujo de escombros tiene un tamaño cercanamente igual a la profundidad de flujo y que no pueden ser levantados por la fuerza dispersiva. Planteó que el mecanismo de acumulación de la bolonería hacia el frente del flujo es que los bolones grandes proceden más rápidos que los bolones más pequeños y que el fluido circundante debido a la fuerza de cuerpo para impulsarlos actúan en la tercera potencia de su radio mientras la fuerza de arrastre superficial actúa en la segunda potencia de sus radios.

Los procesos de segregación de partículas en la dirección vertical y la convergencia de las partículas más grandes hacia la zona de mayor actividad fue observada experimentalmente por *Takahashi*, usando material de lecho no uniforme. El acueducto experimental fue equipado con un muestreador de sedimentos en el extremo aguas abajo, capaz de recolectar muestras dividiendo la profundidad de flujo total en cuatro estratos como se ilustra en la Fig. 6.4. Los experimentos se condujeron en varias longitudes del estrato de lecho erosionable L , con pendiente, espesor de estrato de lecho y suministro de descarga de agua constantes. El material de lecho fue una mezcla de cinco materiales de tamaños casi uniformes $d_m = 1.66$ mm $\sqrt{d_{24} / d_{16}} = 3.87$ y $c_* = 0.655$.

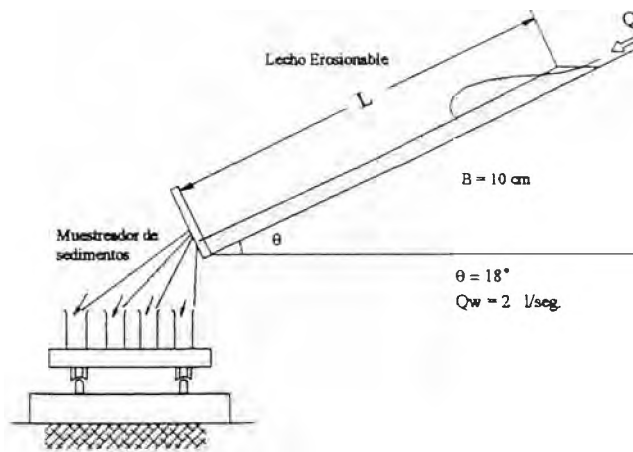


Fig. 6.4 Acueducto Experimental (Takahashi, 1991)

Demostro el proceso de cambio en la concentraci3n de s3lidos y la distribuci3n del tama1o medio en la parte frontal de un flujo de escombros a distancias de 1 m, 2m, 3m y 4 m. Las concentraciones de s3lidos, as3 como el contenido de fracciones grandes en el frente se incrementa cuando el flujo de escombros contin3a aguas abajo. Al principio, el tama1o medio de part3culas en el estrato superior del flujo es mayor que aquel del estrato m3s bajo, a3n en la parte de la zona de ocurrencia, pero despu3s de alguna distancia llega a ser casi uniforme y entonces se hace m3s grande. Aquellos factores probablemente validan que la convergencia de las part3culas mayores hacia el frente se debe a la segregaci3n de tama1os dentro de la profundidad de flujo.

Trat3 de hacer una simulaci3n num3rica para simular el proceso que apareci3 en el acueducto experimental. Calcul3 el proceso de producci3n de flujo de escombros sobre el lecho erosionable usando el m3todo uni-dimensional descrito en 5.2.1, usando el di3metro medio de la mezcla de sedimentos como di3metro representativo. As3, en la zona de mayor actividad, se obtuvieron: la profundidad media de flujo a lo largo del canal detr3s de la zona de mayor actividad y la velocidad media; y la concentraci3n de s3lidos en incrementos de tiempo arbitrario. En cada malla las part3culas mayores al di3metro medio en esa malla dieron velocidades ascendentes usando la Ec. (6.3.12). Las part3culas menores dieron velocidades descendentes que compensan el volumen neto de transporte ascendente de las part3culas mayores. La concentraci3n de cada tama1o de fracci3n $c_k(I, J)$ para un incremento de tiempo (Δt) , se obtuvo por la siguiente ecuaci3n de continuidad:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial(cv_x)}{\partial x} + \frac{\partial(cv_z)}{\partial z} = 0 \quad (6.3.14)$$

El sedimento que fluy3 desde la malla m3s aguas abajo (malla de la zona de mayor actividad) se almacen3 en un frente adyacente a la misma profundidad de la zona de mayor

actividad. Entonces la zona de mayor actividad continua la misma distancia $\Delta x'$ en Δt . Luego, el flujo se re-dividió en un mismo tamaño de mallas antes de iniciar la nueva posición de la zona de mayor actividad y después de que todo el flujo se movió aguas arriba en $\Delta x'$ para preparar el siguiente incremento de tiempo para el cálculo unidimensional del flujo de escombros desarrollado. En ese tiempo la concentración media de sólidos y el diámetro medio en toda la profundidad de cada 10 cm alcanzado fue calculado para tomarlos en cuenta en el siguiente cálculo unidimensional. Repitiendo este proceso se obtuvieron la distribución de tamaños así como otras cantidades de flujo.

La Fig. 6.5 compara las distribuciones de las concentraciones de sólidos calculados de cada tamaño de fracción y el diámetro medio de aquellos obtenidos por experimentos. La longitud de los estratos de sedimentos en el acueducto fue de 4 m. Las tres figuras de la izquierda corresponden a la parte frontal; los tres intermedios a la parte media y los tres de la derecha a la parte posterior del flujo. La mayor diferencia entre las distribuciones de concentraciones de sólidos calculado y experimental fue ocasionada por despreciar la distribución de concentración de sólidos del conjunto en el cálculo; por ejemplo la distribución uniforme se asumió contrario al descenso gradual hacia el estrato superior formado en el experimento. Pero la tendencia de la composición relativa de cada fracción de tamaño es mejor explicado por los cálculos; es decir la predominancia de partículas mayores y distribución de tamaños casi uniformes en toda la profundidad en la zona frontal y la predominancia de partículas menores y concentración de partículas mayores en la parte superior de la profundidad en la parte posterior.

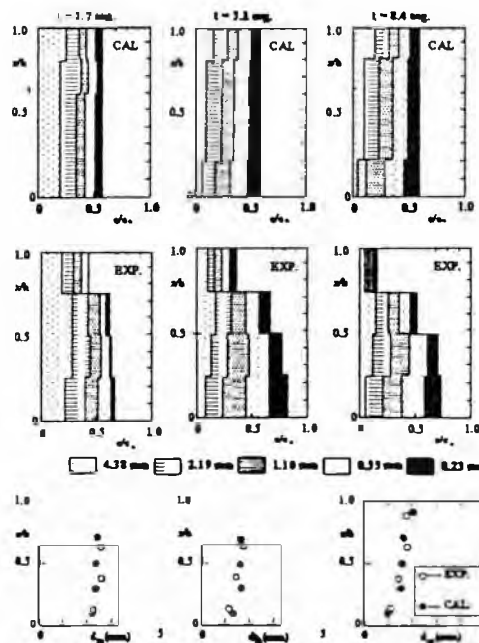


Fig. 6.5 Concentración de Sólidos Calculados y Experimental y Diámetro Medio de Partículas

6.4 TRANSPORTE DE PIEDRAS ENORMES.

Algunos testigos de flujos de escombros vieron que parecían flotar grandes piedras sobre la superficie del flujo. Seguramente, los grandes bolones se mueven saliendo de la superficie del flujo y no es raro que piedras grandes se asienten sobre la superficie de depósitos de partículas menores. Esto ha sido causa de varios argumentos cómo el flujo de escombros, cargado con material granular grueso puede transportar bloques grandes, aún si el flujo es sobre pendiente suave.

En el modelo de fluido de Bingham la resistencia de fluencia del fluido es tan fuerte que produce un tapón cerca a la superficie, de modo que los bolones son soportados por la resistencia de este tapón y pueden flotar, más que por turbulencia o presión dispersiva (*Johnson 1970*). Un flujo de escombros o un flujo lodoso en general contiene suficiente agua para saturar los grandes espacios vacíos, que en un lecho estático y por tanto la fracción de arcilla en el flujo debe también estar lo suficientemente saturada para llegar a ser una pasta aguada (lechada). (*Hampton 1975*), dice que la capacidad para transportar grandes partículas sobre la superficie de un flujo de lechada está más limitada a una partícula con un diámetro máximo de 3 mm. Esto significa que, para sostener piedras grandes usualmente encontrado en flujo de escombros pedregoso, es necesario una mayor resistencia a la fluencia producida por efecto de la interacción de granos y esto a su vez trae adjunto una dificultad para el flujo en espesores delgados de unos pocos metros o menos como en el caso de los usuales flujos de escombros. Para vencer esta dificultad *Rodine y Johnson (1976)* sugirieron que esto no es la resistencia del tapón sino la flotación que se incrementa en escombros pobremente clasificados. Sugirieron que el peso unitario de escombros necesario para soportar un clasto es el peso unitario que tendría el escombros si todas las partículas iguales y mayores que el clasto fueran removidas de los escombros. Si esta suposición es verdadera entonces la presión del fluido del flujo de escombros deberá ser mucho mayor que aquel en el flujo de agua simple. Sin embargo, de acuerdo a experimentos de laboratorio en acueducto, la presión de fluido en el flujo de escombros comprendido de partículas mayores que unos pocos milímetros no es diferente al de aquel en el flujo de agua simple; significando esto que casi todas las partículas cargadas son transmitidas directamente sobre el lecho via encuentros inter-partículas.

Imaginemos un gran bolón moviéndose aguas abajo en la superficie del flujo de escombros quedando una parte de su cuerpo fuera del flujo como se muestra en la Fig. 6.6. En este caso las fuerzas que actúan sobre el bolón perpendicular a la dirección de flujo principal son: su propio peso, la fuerza ascensional y la presión dispersiva ascendente debido a la colisión con muchas otras pequeñas partículas. Si el área de fondo efectivo por colisión de ese bolón se

asume que es un cuadrado de $(B+s_d)^2$ que es igual a $\left\{D_d \sqrt{1 - (1 - l_d / D_d)^2} + s_d\right\}^2$ y la velocidad de bolón se asume que es igual al del flujo de escombros en la mitad de la altura de la parte sumergida, l_d la condición para el equilibrio de las fuerzas que actúan se escribe como:

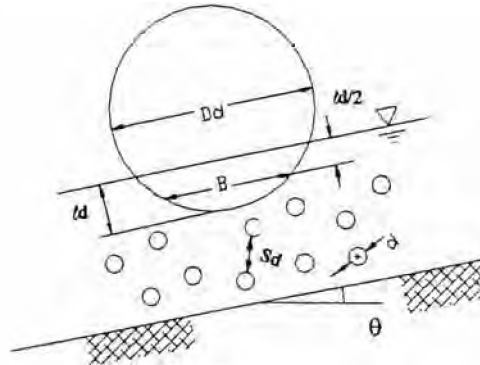


Fig. 6.6 Bolonería sobre la Superficie del Flujo de Escombros

$$\frac{2r_d}{1+r_d} c(\sigma - \rho)d^3 \left(\frac{l_d}{2d} + \frac{1}{\lambda} + \frac{1}{2} \right)^2 \frac{\left\{ r^{1/3} \sqrt{1 - (1 - l_d / D_d)^2} + 1 / \lambda \right\}^2}{1 + 1 / \lambda} g \cos \theta$$

$$= \frac{\pi}{6} \sigma D_d^3 g \cos \theta - \frac{\pi}{8} \rho D_d^3 g \cos \theta \left[\frac{2l_d}{D_d} - \frac{1}{3} \left\{ 1 - \left(1 - \frac{2l_d}{D_d} \right)^3 \right\} \right] \quad (6.4.1)$$

donde $r_d = (D_d/d)^3$. El lado izquierdo de la Ec. (6.4.1) es la fuerza ascendente debido a la presión dispersiva y el lado derecho es el peso neto del bolón.

La sustitución de d en D_d en la Ec. (6.4.1) corresponde a un flujo compuesto de un tamaño de grano uniforme y las partículas en este caso no deben moverse arriba ni abajo. En este caso la Ec. (6.4.1) requiere la siguiente relación:

$$\frac{1}{\lambda} = \left(\frac{\pi / 6}{c} \right)^{1/3} - 1 \quad (6.4.2)$$

Esto no es igual a la definición de λ de *Bagnold*, pero $\pi/6$ no es muy diferente a los valores de c . y por lo tanto la Ec. (6.4.1) puede ser satisfactoria para describir el fenómeno.

Las curvas en la Fig. 6.7 se dibujan bajo la condición $\sigma = 2.6 \text{ g/cm}^3$, $\rho = 1.0 \text{ g/cm}^3$, $c = \pi/6$ y los puntos son los resultados de experimentos de laboratorio, en los que se usó arena de cuarzo ($d = 0.38 \text{ cm}$, $\sigma = 2.61 \text{ g/cm}^3$) para el material de flujo de escombros y rebordes de vidrio ($d = 2.45, 1.67, 1.31 \text{ cm}$, $\sigma = 2.60 \text{ g/cm}^3$) para el bolón grande. Aunque hay una dispersión considerable en los valores experimentales, la tendencia se explica mejor. La razón del por qué los datos experimentales demuestran mejor trazo que la que predice la teoría en

rango menor de D_d/d puede ser atribuible a concentraciones de sólidos inferiores cerca a la superficie en los experimentos que en los teóricos en los que se asume una distribución de concentración uniforme. La Fig. 6.7 demuestra:

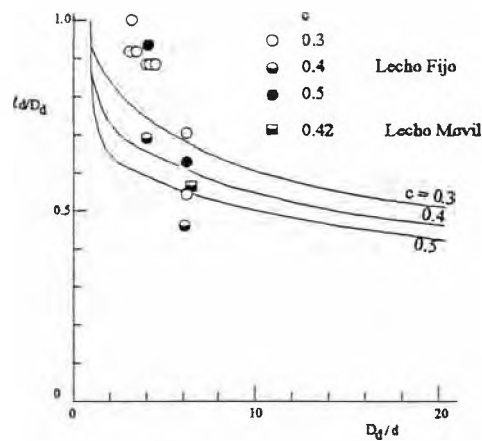


Fig. 6.7 l_d/D_d versus D_d/d

- 1) Las concentraciones de sólidos densas en un flujo de escombros tienen mayor probabilidad de que el flujo transporte grandes piedras.
- 2) Los diámetros mayores de bolones grandes hacen menor el hundimiento relativo (l_d/D_d). Sin embargo, la tendencia de las curvas demuestra que el hundimiento por si mismo se hace mayor, cuando se hace mayor el diámetro de los bolones y consecuentemente la mayoría de bolones cuyo diámetro es superior a cerca de 2 veces la profundidad del flujo pueden ser transportados.

La Ec. (6.4.1) nos indica que bajo una concentración de partículas constante, la mayor densidad del fluido intersticial hace mayor el hundimiento de los bolones grandes. Esto probablemente se opone a lo de la intuición que si la densidad del fluido intersticial es mayor la fuerza de flotación se hace mayor y el hundimiento necesariamente llega a ser pequeño. Este resultado es ocasionado por decremento en el ascenso de la fuerza de soporte de partículas debido al decremento en la densidad relativa entre la partícula y el fluido. Sin embargo, en realidad si la densidad de la fase fluida se hace grande, la concentración de la fase de partículas puede hacerse grande y consecuentemente como se representó en la Fig. 6.7, el hundimiento de bolones grandes pueden ser pequeños. Por lo tanto, la capacidad de un flujo de escombros para transportar piedras muy grandes no puede ser discutidos sólo a partir de los efectos de las fracciones finas.

Entonces, esta teoría no puede aplicarse a ningún flujo turbulento de lodos ni a un flujo de escombros macro-viscoso en los que los bolones grandes serán transportados en contacto con el lecho por el efecto de la fuerza dinámica de arrastre del fluido.

6.5 FLUJO DE ESCOMBROS CERCA A UNA CURVA

Ashida *et al* (1981) realizó una serie de experimentos para investigar la superelevación a lo largo de la margen exterior de una curva en un canal. El acueducto experimental (20 cm de ancho) como el ilustrado en la Fig. 6.8 tuvo una curva. Aguas arriba de la curva la pendiente del canal se varió desde 17° a 20° para varios ensayos y aguas abajo de la curva se fijó la pendiente en 10° en todos los ensayos. Para cada ensayo se instaló una de las tres clases de canal curvado en la parte aguas abajo, que tuvo una parte recta de 40 cm en el canal empinado aguas arriba, una curva de 45° con radios de curvatura de 40, 60 y 100 cm respectivamente en el centro del canal y nuevamente una parte recta de 40 cm aguas abajo de la curva. El lecho del canal fue horizontal en la dirección del radio y se usó grava de 5 mm de diámetro como elemento rugoso. Un diagrama detallado de la curva se muestra en la Fig. 6.8. El material experimental usado fue una mezcla de granos de mármol de 3 mm y arena cuarzosa de 0.15 mm en proporción 1:1 en peso.

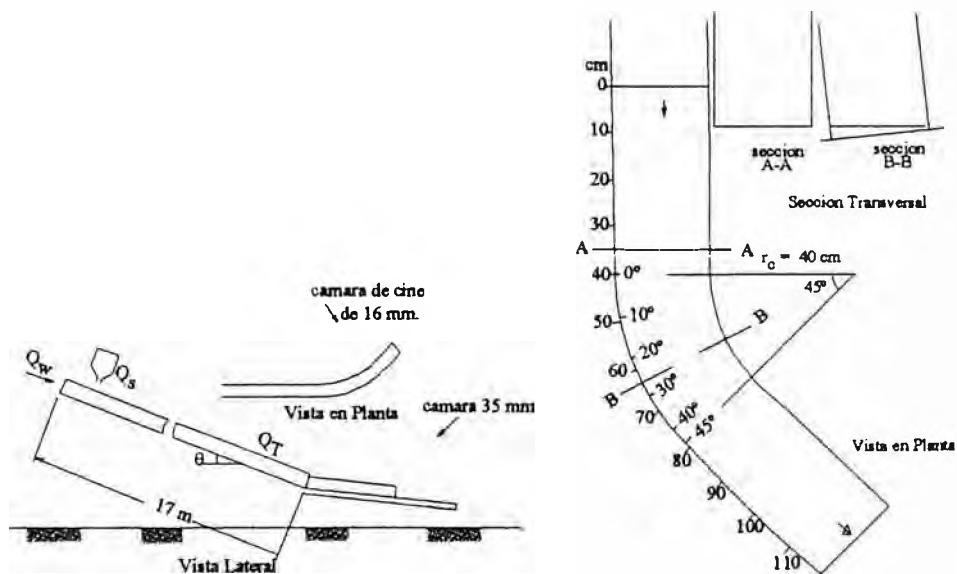


Fig. 6.8 Acueducto Experimental y Detalle de Curva en el Canal (Ashida *et al.* 1981)

Las Figs. 6.9(a) y (b) comparan las profundidades normales obtenidas experimentalmente (excluyendo las ondas rodantes) a lo largo de la pared exterior de la curva con las fórmulas previas que describen el flujo de agua simple de alta velocidad. En la figura, la fórmula de Knapp (1951) es:

$$h_s = \frac{U^2}{g} \operatorname{sen}^2 \left(\beta_1 + \frac{\theta_c'}{2} \right) \quad (6.5.1)$$

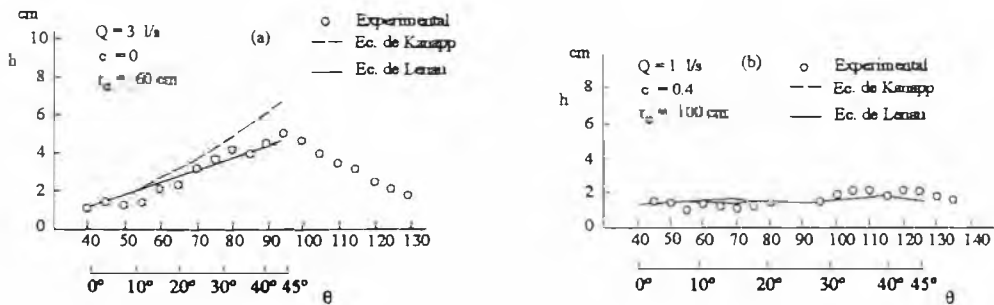


Fig. 6.9 Perfiles de Superficie de Agua Experimental y Calculado en la Pared Exterior de la Curva

Donde β_1 es el ángulo de onda original que corresponde a la profundidad h_{10} aguas arriba de la disturbancia; $\text{sen } \beta_1 = 1/F_1$, F_1 el número de Froude en la entrada a la curva, U es la velocidad en $\theta_c' = 0$, h_g el cambio en la profundidad a lo largo del margen exterior. Esta fórmula es aplicable solamente en el rango

$$\theta_c' < \theta_\infty = \tan^{-1} \frac{B}{(r_\infty + B/2)\tan\beta_1} \quad (6.5.2)$$

donde B es el ancho del canal, r_∞ el radio de curvatura en el centro del canal.

La fórmula de *Lenau* (1979) para el canal rectangular se escribe:

$$h = h_{10} + \varepsilon \quad (6.5.3a)$$

$$\varepsilon = \frac{Uh_{10}^2}{\sqrt{gh_{10}r_\infty}} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \left[\delta \left\{ x' - \sqrt{F_1^2 - 1} \left(kb' + \frac{1}{2}b' - y' \right) \right\} - \delta \left\{ x' - \sqrt{F_1^2 - 1} \left(kb' + \frac{1}{2}b' + y' \right) \right\} \right] \quad (6.5.3b)$$

donde $x' = r_c\theta_c'/h_{10}$, $y' = (r_o - r_\infty)/h_{10}$, $b' = b/h_{10}$ y

$$\delta(x') = \begin{cases} 0, & x' < 0 \\ x', & x' > 0 \end{cases} \quad (6.5.3c)$$

Debido a que $y' = b'/2$ a lo largo de la margen exterior el máximo ε ocurre para $x' = \sqrt{F_1^2 - 1}b'$, $3\sqrt{F_1^2 - 1}b'$, $5\sqrt{F_1^2 - 1}b'$, ..., y si $F_1 \gg 1$ ese valor está dado por:

$$\varepsilon_{\text{máx}} = \frac{U^2b}{gr_\infty} \quad (6.5.4)$$

Esto es equivalente a la deducida a partir de la condición de equilibrio ideal entre la fuerza centrífuga y la pendiente de superficie lateral de agua.

La fórmula de *Knapp* tiene tendencia a predecir profundidades muy grandes, especialmente para grandes valores de θ_c' . La fórmula de *Lenau* predice mejor todo el intervalo

del lecho. El efecto de la concentración de sólidos no parece mayor y los experimentos sugieren que la fórmula de Lenau puede ser aplicada para $c = 0.4$.

De las mediciones de la variación de la fase de agua a lo largo de la margen exterior. La amplitud de la variación incrementa con el incremento del ángulo de deflexión. Por lo que se considera que las ondas rodantes son también amplificadas a lo largo de la margen exterior debido a la fuerza centrífuga y la profundidad total de la margen exterior H_t se escribe como la suma de la profundidad normal y la profundidad de onda rodante, h_w :

$$H_t = h + h_w \quad (6.5.5)$$

La fórmula de *Lenau* fue aplicada también al cálculo de la amplificación de h_w donde la velocidad U para el flujo normal en la entrada de la curva está dada por las ondas rodantes como buenos. Como la altura de onda rodante significativa en la entrada de la curva es el valor de borde, la altura de onda significativa, definida se define como la mitad del tercio mayor de altura de onda, que fue medido en $\theta_c' = 0$. La Fig. 6.10 (a) y(b) compara esas alturas de onda significativas calculadas más las profundidades normales con las obtenidas experimentalmente. Aunque hay algunos desaciertos tales como los dados por la velocidad normal de flujo para la onda rodante, éstos resultados pueden ser útiles para los trabajos de diseño de canales.

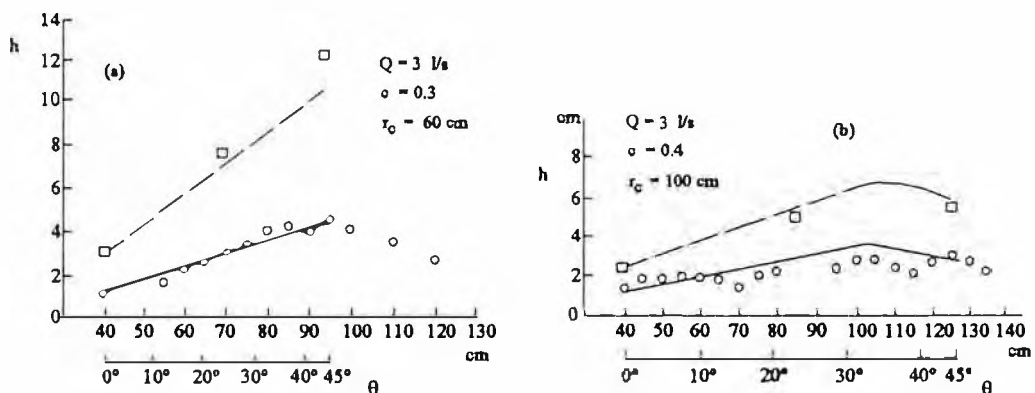


Fig. 6.10 Alturas de Onda Superpuesta sobre las Fases de Agua en la Pared Exterior.

CAPITULO VII

PROCESOS DE DEPOSICION

7.1 DETENCION DEL FLUJO DE ESCOMBROS PEDREGOSO INERCIAL

Cuando un flujo de escombros pedregoso inercial ingresa a un lugar donde la pendiente del canal disminuye abruptamente, aumenta de espesor y se detiene. El perfil de ese flujo de escombros en un tiempo t y $(t + \Delta t)$ puede modelarse por la forma transversal de la Fig. 7.1. Se asume que todo el flujo continúa a la misma velocidad u y tienen la misma concentración c_u que es la concentración en el canal aguas arriba. También se asume que el flujo continúa siendo inercial justo antes de la detención. Estrictamente hablando, el flujo debe cambiar su régimen de inercial a viscoso antes de detenerse, pero aquí el proceso en el rango viscoso es despreciable. Entonces, la conservación del momento entre la Sección I (en la zona de mayor actividad) y II (en el cambio de pendiente) se escribe como:

$$\frac{d}{dt} \left\{ \frac{1}{2} (h + h_{fr}) x \rho_T u B_d \right\} = \frac{1}{2} (h + h_{fr}) x \rho_T g \operatorname{sen} \theta_d B_d + \rho_T q_T u_u \cos(\theta_u - \theta_d) B_u + \frac{1}{2} g h_u^2 \cos \theta_u \cos(\theta_u - \theta_d) \{ (\sigma - \rho_m) c_u k_a + \rho \} B_u - F \quad (7.1.1)$$

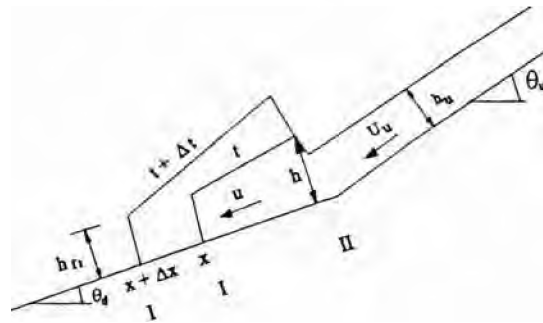


Fig. 7.1 Proceso de Detención del Frente del Flujo de Escombros

El lado izquierdo de la ecuación expresa el cambio temporal del momento, el primer término del lado derecho es la fuerza debido a la gravedad, el segundo es el momento de entrada desde aguas arriba del cambio de pendiente, el tercero es la suma de la presión hidrostática y suelo en el cambio de pendiente y la cuarta es la fricción en el fondo, k_a es un coeficiente similar al coeficiente de presión activa de tierra, B es el ancho del canal y los subíndices u y d indican los valores del cambio en la pendiente aguas arriba y aguas abajo, respectivamente.

El esfuerzo cortante en la superficie del lecho, τ_0 es la suma del esfuerzo granular T^0 y que es producido por la turbulencia y viscosidad de los poros del fluido, T^{*0} como se muestran en la Ec. (4.1.10) y en el flujo de escombros pedregoso T^0 es despreciable en comparación a T^{*0} . Por lo tanto usando la Ec. (4.1.9) y (4.2.1) se puede escribir:

$$\tau_0 \approx (\sigma - \rho_m) c g h \cos \theta \tan \alpha \quad (7.1.2)$$

En consecuencia, F en la Ec. (7.1.1) se escribe como:

$$F = \frac{1}{2} (\sigma - \rho_m) g c_u (h_{fr} + h) x \cos \theta_d B \tan \alpha B_d \quad (7.1.3)$$

Despreciando los términos pequeños, la ecuación de continuidad es:

$$\frac{1}{2} (h + h_{fr}) x B_d = q_T t B_u \quad (7.1.4)$$

Sustituyendo las Ecs. (7.1.3) y (7.1.4) en la Ec. (7.1.1) se obtiene:

$$\frac{du}{dt} + \frac{1}{t} u = \frac{v}{t} - \zeta \quad (7.1.5)$$

$$\text{donde: } v = u_u \cos(\theta_u - \theta_d) \left[1 + \frac{\{(\sigma - \rho_m) c_u k_a + \rho_m\} \cos \theta_u}{2\{(\sigma - \rho_m) c_u + \rho_m\}} \frac{g h_u}{u_u^2} \right] \quad (7.1.6a)$$

$$\zeta = \frac{(\sigma - \rho_m) g c_u \cos \theta_d \tan \alpha}{(\sigma - \rho_m) c_u + \rho_m} - g \sin \theta_d \quad (7.1.6b)$$

La solución de la Ec. (7.1.5) bajo la condición inicial

$$t = 0; \quad u = v \quad (7.1.7)$$

$$\text{es } u = -\frac{1}{2} \zeta t + v \quad (7.1.8)$$

$$\text{Entonces, la distancia de viaje } x \text{ es: } x = -\frac{1}{4} \zeta t^2 + v t \quad (7.1.9)$$

Por lo tanto, la distancia x_L dentro de la cual el flujo de escombros se detiene es:

$$x_L = \frac{v^2}{\zeta} \quad (7.1.10)$$

La Ec. (7.1.10) significa que si $\zeta \leq 0$, el flujo de escombros no se detiene ni deposita. A partir de la Ec. (7.1.6b) esto corresponde a:

$$\tan \theta_d \geq \frac{(\sigma - \rho_m) c_u}{(\sigma - \rho_m) c_u + \rho_m} \tan \alpha \quad (7.1.11)$$

$$\tan \theta_d < \frac{(\sigma - \rho_m) c_u}{(\sigma - \rho_m) c_u + \rho_m} \tan \alpha \quad (7.1.12)$$

Entonces el flujo de escombros se detiene o continua corriendo hacia abajo dejando algunos depósitos. La Ec. (7.1.12) muestra que al densificar el fluido intersticial y al disminuir la concentración de un flujo de escombros, se requiere una pendiente casi horizontal del canal para detener el flujo de escombros.

El análisis anterior asume que aguas arriba se suministra un flujo de escombros casi-uniforme que tiene una zona de mayor actividad. Sin embargo, en un flujo de escombros real la descarga se decrecienta con el tiempo, de modo que podríamos preguntarnos qué diferencia hay entre la distancia de arriba en un flujo de escombros casi-uniforme y uno que tiene un hidrograma triangular en la que el pico aparece en el instante inicial. Una revisión teórica reveló que hay una pequeña diferencia entre los dos.

7.2 ANALISIS DE DEPOSICION EN UN CANAL DE ANCHO CONSTANTE

7.2.1 PENDIENTE SUPERFICIAL EN LOS DEPOSITOS DE UN FLUJO DE ESCOMBROS PEDREGOSO

Cuando el flujo se detiene, la concentración de granos cambiará de c_u a c_D , lo que significa que el exceso de presión de poros de agua serán excluidos del depósito y fluirán sobre su superficie. Por lo tanto, si la pendiente de la superficie del depósito justo antes de la detención es mayor que la pendiente crítica para la ocurrencia de un flujo de sedimentos por gravedad, los granos en la superficie no puede mantener su posición y continuarán hacia abajo hasta formar una pendiente que es aproximadamente igual a la crítica. Sin embargo, si la pendiente superficial del depósito es menos empinado que la pendiente crítica, aunque existan algunas cantidades de transporte de carga de lecho, producido por el flujo de tierra excluido, la deposición continúa sobre la pila de sedimentos nuevamente depositado mientras continúe el suministro de flujo de escombros aguas arriba. Así, una pendiente estable de un depósito deberá ser igual a la crítica para producir un flujo de sedimentos por gravedad, la que está dada al sustituir d en a_L en la Ec. (5.1.10) o por la ecuación:

$$\tan \gamma = \frac{c_{DL} (\sigma - \rho_m) \tan \phi}{c_{DL} (\sigma - \rho_m) + \rho_m \{1 + 0.52(q_{0s}^2 / gd^3)^{1/3}\}} \quad (7.2.1)$$

Donde γ es la pendiente de la superficie del depósito y q_{0s} es la descarga superficial de agua excluida por unidad de ancho del depósito.

Takahashi, demostró con experimentos que a mayor descarga en un flujo de escombros y un fluido intersticial más denso entonces para un área menos empinada o más alejada, se produce el flujo de escombros.

Las Ecs. (7.1.12) y (7.2.1) significan que los procesos de flujo y deposición aguas abajo del cambio en la pendiente se dividen en los siguientes tres casos.

- 1) $\theta_d \leq \gamma$: El flujo de escombros se deposita con una pendiente superficial γ . Un flujo de escombros muy fluido y de corta duración puede depositarse aún con una pendiente menor que γ .
- 2) $\gamma < \theta_d < \theta_o$: Una parte del flujo de escombros que fluye hacia abajo se deposita y otra parte continúa fluyendo. La pendiente del depósito está entre θ_o y γ , en la que θ_o es igual al lado derecho de la Ec. (7.1.12).
- 3) $\theta_d \geq \theta_o$: El flujo de escombros continúa hacia abajo.

7.2.2 PERFIL LONGITUDINAL DEL DEPOSITO DE UN FLUJO DE ESCOMBROS PEDREGOSO

a) En el caso de $\theta_d \leq \gamma$

Si la distancia de llegada x_L de un flujo de escombros frontal es pequeña, los procesos de corta desaceleración y detención del frente pueden ser despreciados en comparación con el subsecuente proceso de deposición bastante largo. Por lo tanto, aquí consideraremos que el proceso de deposición se inicia tan pronto aparece un cambio en la pendiente. Cuando el flujo de escombros continúa hacia abajo desde aguas arriba, este flujo cubre la porción ya detenida y el depósito crece tanto en longitud como en altura. Una fase temprana de este proceso se modela en la Fig. 7.2, en la que la pendiente de confrontación aguas arriba δ_u se desconoce pero se asume como una constante. A partir de la continuidad de la fase de sólidos las variaciones en X_d , z_d y X_l están dadas por:

$$X_d = \sqrt{\frac{2g_T c_v t}{c_{sD} A}} \quad (7.2.3)$$

$$z_d = \frac{1}{\cos(\theta_u - \theta_d)} \frac{\tan(\gamma - \theta_d)}{\tan(\gamma - \theta_d) \tan(\theta_u - \theta_d) + 1} X_d \quad (7.2.4)$$

$$X_l = \frac{z_d}{\tan \delta_u} \quad (7.2.5)$$

Donde:

$$A = \frac{\tan(\gamma - \theta_d)}{\tan(\gamma - \theta_d)\tan(\theta_u - \theta_d) + 1} + \frac{1}{\tan\delta_u \cos^2(\theta_u - \theta_d)} \left\{ \frac{\tan(\gamma - \theta_d)}{\tan(\gamma - \theta_d)\tan(\theta_u - \theta_d) + 1} \right\}^2 \quad (7.2.6)$$

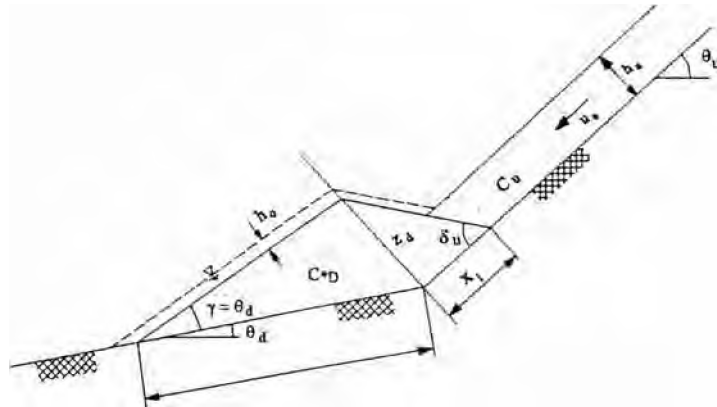


Fig. 7.2 Proceso de Deposición en el Cambio de Pendiente en un Canal

En este modelo, mientras el flujo de escombros desde aguas arriba continua descendiendo, la altura del depósito en el cambio de pendiente se incrementa. Pero, después que éste excede una cierta altura crítica, el flujo como un todo no puede detenerse por más tiempo y parte de los escombros empieza a depositarse aguas arriba. Entonces, en un instante la deposición se hace aguas arriba. Esta fase del proceso de deposición podría modelarse como se muestra en la Fig. 7.3.

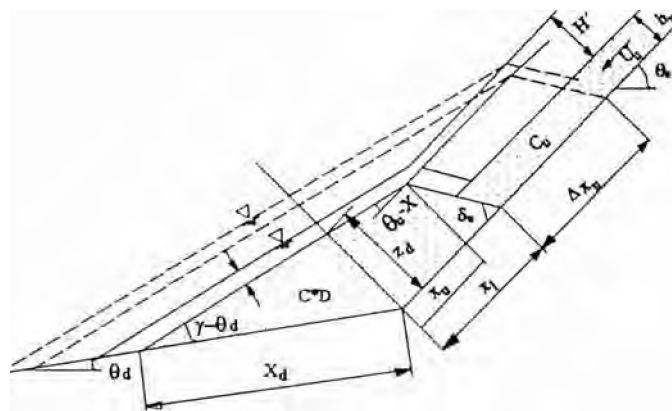


Fig. 7.3 Deposición en Rebote en el Cambio de Pendiente del Canal

Algunos experimentos han mostrado que hay pérdida de energía despreciable en el proceso predominante. Por lo tanto, la altura del resalto H' puede obtenerse por la siguiente ecuación:

$$H' = \alpha' \frac{u_u^2}{2g} \cos \theta_u - \frac{u_0^2}{2g} \cos(\theta_u - \gamma) \quad (7.2.7)$$

Donde α' es el coeficiente de energía igual a 1.7 para un flujo de escombros pedregoso dilatante, u_0 la velocidad de flujo de agua superficial sobre el depósito.

Refiriéndonos a la notación en la figura y considerando la ecuación de continuidad para la fracción sólida, se obtiene la siguiente ecuación aproximada, en la que $x_u = 0$ para $t = t_0$:

$$x_u^2 + H' \frac{2B}{A'} x_u - \frac{2C}{A'} (t - t_0) = 0 \quad (7.2.8)$$

donde:

$$A' = \frac{\cos(\theta_u - \theta_d)}{\sin(\gamma - \theta_d)} \tan(\theta_u - \gamma) + \frac{1}{\cos(\theta_u - \gamma)} \quad (7.2.9a)$$

$$B = \frac{\cos(\theta_u - \theta_d)}{\sin(\gamma - \theta_d)} + \frac{1}{\sin(\theta_u - \gamma)} \quad (7.2.9b)$$

$$C = q_r \frac{c_u}{c_{*D}} \frac{1}{\sin(\theta_u - \gamma)} \quad (7.2.9c)$$

$$y \quad X_d = \{H' + x_u \tan(\theta_u - \gamma)\} \frac{\cos(\theta_u - \gamma)}{\sin(\gamma - \theta_d)} \quad (7.2.10)$$

De ésta manera, el perfil del depósito en cualquier tiempo se puede calcular si se da la descarga del flujo. La Fig. 7.4 compara los cálculos teóricos con resultados experimentales, en la que el lecho erosionable tenía las características siguientes:

$d \approx 5mm, \sigma / \rho = 2.65, c_* = 0.7, \phi = 36^\circ, \theta_u = 17^\circ, \theta_d = 3^\circ, \gamma = 10.8^\circ, q_r = 418cm^2 / seg,$
 $u_u = 110cm / seg, h_u = 3.8cm, H' = 10cm$ y $\delta = 25^\circ$. En la fase temprana de deposición la diferencia entre ambos resultados es más bien mayor, debido posiblemente al efecto de despreciar el proceso de detención en el modelo teórico, pero la deposición en resalto se calcula satisfactoriamente.

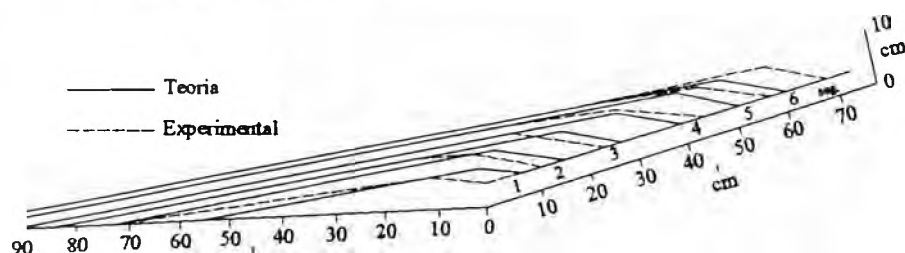


Fig. 7.4 Comparación de Perfiles Superficiales de un Depósito

b) En el caso de $\gamma < \theta_d < \theta_c$

En esta condición de pendiente, el flujo desacelerado continuará hacia abajo depositando algunas partes de la fracción sólida. Si esa deposición parcial ocurre, el agua excluida del depósito diluirá la parte de flujo inmóvil para incrementar su fluidez. Las ecuaciones de continuidad para el agua y la fracción sólida en el flujo de escombros son, respectivamente:

$$(1-c) \frac{\partial h}{\partial t} + (1-c_{*D}) \frac{\partial z_d}{\partial t} \frac{\partial q}{\partial x} = 0 \quad (7.2.11)$$

$$c \frac{\partial h}{\partial t} + c_{*D} \frac{\partial z_d}{\partial t} \frac{\partial q_s}{\partial x} = 0 \quad (7.2.12)$$

La relación entre q_s y q_w se escribe como:

$$q_s = \frac{c}{1-c} q_w \quad (7.2.13)$$

A partir de las ecuaciones (7.2.11), (7.2.12) y (7.2.13), se obtiene:

$$(c_{*D} - c) \frac{\partial z_d}{\partial t} \frac{q_w}{1-c} \frac{\partial c}{\partial x} = 0 \quad (7.2.14)$$

Para la concentración de sólidos c en la parte que está fluyendo, se asume que la concentración de equilibrio se alcanza en una posición y tiempo arbitrario, y además, la ecuación de concentración para un flujo de escombros maduro se aplica bien a un flujo de escombros inmaduro. Entonces:

$$c = \frac{\rho (\tan \theta_d - \partial z_d / \partial x)}{(\sigma - \rho)(\tan \phi - \tan \theta_d + \partial z_d / \partial x)} \quad (7.2.15)$$

Sustituyendo esto en la Ec. (7.2.14), considerando que $\partial z_d / \partial x$ es pequeño en comparación con $(\tan \phi - \tan \theta_d)$, y se obtiene:

$$\frac{\partial z_d}{\partial t} = \frac{q_w}{(c_{*D} - c)(1-c)} \frac{\rho \tan \phi}{\sigma - \rho \tan \phi - \tan \theta_d} \frac{\partial^2 z_d}{\partial x^2} \quad (7.2.16)$$

Si la diferencia entre las pendientes del canal agua arriba y aguas abajo son pequeñas, como en el caso que en consideración, los cambios en c y q_w son pequeños. Por lo tanto, se puede sustituir la constante c y q_w en c y q_w , respectivamente en la Ec. (7.2.16), donde:

$$c = \frac{c_w + c_d}{2} \quad q_w = \frac{q_{ws} + q_{wd}}{2} \quad (7.2.17)$$

$$c_d = \frac{\rho \tan \theta_d}{(\sigma - \rho)(\tan \phi - \tan \theta_d)} \quad (7.2.18a)$$

$$q_{wd} = \frac{c_{*D}(1 - c_d)}{c_{*D} - c_d} \quad (7.2.18b)$$

Entonces:

$$\frac{\partial z_d}{\partial t} = D \frac{\partial^2 z_d}{\partial x^2} \quad (7.2.19a)$$

$$D = \frac{q_w}{(c_{*D} - \bar{c})(1 - \bar{c})} \frac{\rho \tan \phi}{\sigma - \rho \tan \phi - \tan \theta_d} \quad (7.2.19b)$$

La solución de la Ec. (7.2.19) bajo la condición de borde:

$$x = 0; \quad \frac{\partial z_d}{\partial x} = \tan \theta_d - \tan \theta_u \quad (7.2.20)$$

Es:

$$\zeta = 2 \operatorname{ierfc}(X) \quad (7.2.21)$$

Donde:

$$\zeta = \frac{z_d}{M \sqrt{Dt}} \quad X = \frac{x}{2 \sqrt{Dt}} \quad (7.2.22a)$$

$$M = \tan \theta_u - \tan \theta_d \quad (7.2.22b)$$

La Fig. 7.5 es un ejemplo de comparación de la teoría con el experimental. En la fase temprana la teoría no ajusta el experimental debido a que se desprecia el proceso de detención, pero con el paso del tiempo la teoría ajusta aproximadamente al experimental. Pero en general, el espesor del depósito en el cambio de la pendiente es muy superficial y el menor espesor en el medio logra que la teoría y la línea discontinua en la figura ajustan mejor al experimento. Esta línea discontinua es:

$$\zeta = -X + 1 \quad (7.2.23)$$

Lo que es equivalente a:

$$z_d = -\frac{M}{2} x + M \sqrt{Dt} \quad (7.2.24)$$

Esto significa que la pendiente superficial del depósito es casi igual al promedio de las pendientes del canal aguas arriba y aguas abajo.

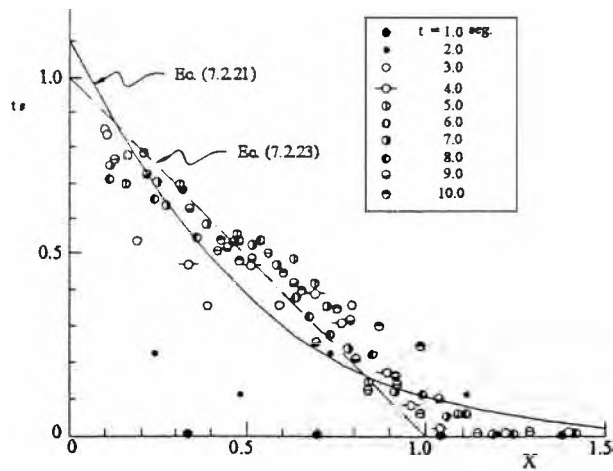


Fig. 7.5 Perfiles de Deposición en una Canal más Empinado que el Talud Estable de Deposición

7.2.3 SIMULACION NUMERICA DEL PROCESO DE DEPOSICIÓN DE FLUJO DE ESCOMBROS PEDREGOSO

La ecuación de conservación del momento uni-dimensional se escribe como:

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \eta \frac{\partial (uM)}{\partial x} = gh \sin \theta_{bxx} - gh \cos \theta_{bxx} \frac{\partial (z_d + h)}{\partial x} - \frac{\tau_{bx}}{\rho_T} \quad (7.2.25)$$

Donde $M = uh$ ($= q$), θ_{bxx} ; el ángulo de la pendiente en el eje x , τ_{bx} : la fricción del lecho en la dirección x (Fig. 7.6)

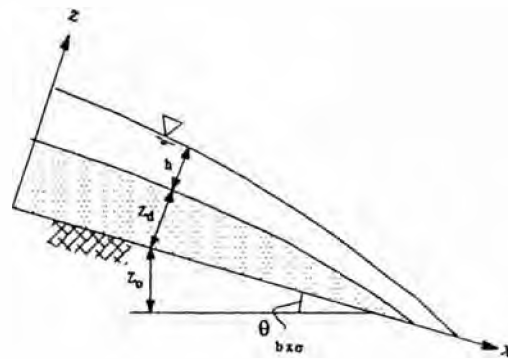


Fig. 7.6 Perfil de Deposición

La fricción en el lecho es la suma del tipo Coulumb, que es directamente transmitido por la colisión de partículas, y que son repartidos por el fluido intersticial:

$$\tau_{bx} = (\sigma - \rho_m) gh_{CL} \cos \theta_b \tan \alpha + \rho_m f_b u |u| \quad (7.2.26)$$

En la que θ_b es la inclinación de la superficie del depósito. El coeficiente de fricción del fluido f_b concuerda con el de Ashida et. al (1985).

$$f_b = A_0 \left\{ \frac{(1-c_L)}{c_L} \right\}^{2/3} \left(\frac{d_L}{h} \right)^2 \quad (7.2.27)$$

Se debe notar que el segundo término del lado derecho de la Ec. (7.2.26) se desprecia en la Ec. (7.1.2).

Se definió el término de fricción como proporcional al cuadrado de la velocidad, considerando que en la Ec. (7.2.26), excepto para el término de menor fricción en el fluido intersticial, este se escribe por el tipo Coulumb que no contiene velocidad. Esto es una aparente contradicción, pero en el modelo de fluido dilatante la fricción de Coulumb y U^2 son proporcionales mutuamente y por lo tanto ambas expresiones son equivalentes. Se discute un estado en desequilibrio; es decir los procesos de detención y deposición y de este modo la expresión que usa el tipo Coulumb es conveniente.

Las ecuaciones de continuidad para el volumen total para los materiales gruesos soportados por el efecto de colisión y para los materiales finos incorporado con agua intersticial son respectivamente las Ecs. (5.3.2), (5.2.7) y (5.2.8).

La Ec. (7.2.26) es aplicable al flujo de escombros pedregoso maduro y para un flujo de escombros inmaduro se debe usar la siguiente ley de resistencia empírica:

$$\tau_{bx} = \frac{\rho_T}{0.49} \left(\frac{d_L}{h} \right)^2 u |u| \quad (7.2.28)$$

Las máximas concentraciones de un flujo de escombros y un flujo de escombros inmaduro que pueden continuar hacia abajo sin deposición son dados por la Ec. (5.2.14) y la Ec. (4.3.47), respectivamente. En esas ecuaciones, si $c_{L\infty}$ se calcula que va a ser mayor a $c_{L\infty}$ este debe ser reemplazado por el último.

La razón de deposición esta dado por la Ec. (5.2.18). La proposición para deducir esta ecuación es como sigue: Como se ha establecido anteriormente, las fracciones sólidas mayores en un flujo de escombros son sostenidos por la fuerza dispersiva producida por la colisión de partículas. Debido a que la fuerza dispersiva es proporcional al cuadrado de la gradiente de velocidad, si un flujo de escombros que llega a depositar en un área menos empinada que la pendiente crítica aún tiene suficiente velocidad para producir un gradiente de velocidad capaz de poder soportar todas las partículas mayores, este continuará fluyendo sin deposición. De aquí, la pendiente crítica para producir deposición, θ_c a partir de la Ec. (7.1.11) es:

$$\tan \theta_c = \frac{c_L (\sigma - \rho_m) \tan \alpha}{c_L (\sigma - \rho_m) + \rho_m} \quad (7.2.29)$$

Por lo tanto, la velocidad crítica, U_c para un flujo de escombros, cuya profundidad es h y concentración de fracción mayor es c_L , para comenzar la deposición estará dado por la velocidad en flujo uniforme de ese flujo característico en un canal de pendiente crítica; entonces:

$$U_c = \frac{2}{5d_L} \left[\frac{g \operatorname{sen} \theta_c}{a \operatorname{sen} \alpha} \left\{ c_L + (1 - c_L) \frac{\rho_m}{\sigma} \right\} \right]^{1/2} \left\{ \left(\frac{c_{DL}}{c_L} \right)^{1/3} - 1 \right\} h^{3/2} \quad (7.2.30)$$

El flujo de escombros iniciará algún movimiento inercial más, después de que se aproxime a la velocidad crítica y la deposición empezará después de que la velocidad llegue a ser $r_r U_c$, en la que r_r es una constante menor a 1.0. Si se da un exceso en la cantidad de partículas gruesas y el tiempo necesario para depositar esa cantidad, la velocidad de deposición en unidad de tiempo se asume que va a estar dado por la Ec. (5.2.18). De hecho, si $(1 - u/r_r U_c)$ es negativo, $i = 0$. Esto no se puede determinar, porque no se conoce aún el valor de r_r , pero algunos experimentos revelaron que es apropiado usar $r_r \approx 1/3$, lo que significa que la deposición se produce después que el flujo de escombros viaja casi 8/9 de la distancia de arriba en la zona de ocurrencia.

En caso de un flujo de escombros inmaduro $c_{L\infty}$ en la Ec. (5.2.18) debe ser reemplazado por $c_{L\infty}$.

Un resultado del cálculo por diferencias finitas del sistema de ecuaciones introducido es el que se muestra en la Fig. 7.4.

7.2.4 ANALISIS DE LA DEPOSICION DEL FLUJO LODOSO TURBULENTO

Un flujo lodoso turbulento también deposita cuando alcanza una pendiente casi horizontal. La diferencia entre los perfiles de deposición del flujo de escombros pedregoso y el flujo turbulento de lodos es que el último comienza su deposición más lejos aguas abajo del cambio abrupto en la pendiente. Un ejemplo de esos perfiles de deposición se compara en la Fig. 7.7 con los cálculos por el modelo introducido en (7.2.2 a).

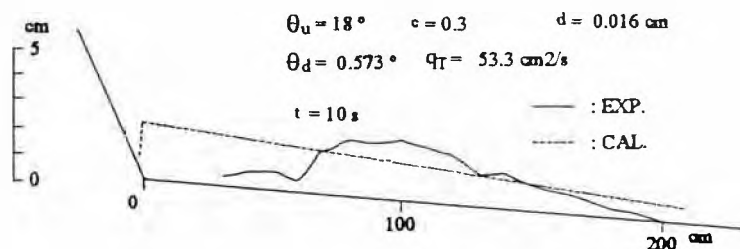


Fig. 7.7 Perfil de Deposición Experimental y el Modelo para un Flujo de Escombros Pedregoso

Esta evidente discrepancia en los dos resultados probablemente significa que la introducción de una velocidad para iniciar a depositar es más importante que en el caso de flujo de escombros pedregoso. La velocidad crítica en este caso se obtiene a partir de la Ec. (4.3.59) sustituyendo h , d , c y la pendiente crítica obtenida a partir de la Ec. (4.3.74). Escribiendo esta velocidad crítica como U_c la velocidad de deposición deberá expresarse análogamente a la Ec. (5.2.18):

$$i = -\delta'_d \left(1 - \frac{u}{U_c}\right) \frac{c}{c_{*DL}} w_s \quad (7.2.31)$$

En la que la velocidad del asentamiento de partículas se considera para determinar el proceso, δ'_d es una constante y cuando $u > U_c$, $i = 0$.

Las otras ecuaciones necesarias para analizar el proceso son las siguientes:

Ley de resistencia:

$$\tau_{bx} = \rho_m u_*^2 \quad (7.2.32)$$

Continuidad de volumen:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} = i \quad (7.2.33)$$

Continuidad de la fracción sólida

$$\frac{\partial V_s}{\partial t} + \frac{\partial (cM)}{\partial x} = i c_{*DL} \quad (7.2.34)$$

Espesor de deposición

$$\frac{\partial D}{\partial t} + i = 0 \quad (7.2.35)$$

La Fig. 7.8 compara el resultado del cálculo usando estas ecuaciones con resultados experimentales. En el cálculo se usaron $\delta'_d = 1.6$ y $n_m = 0.015$.

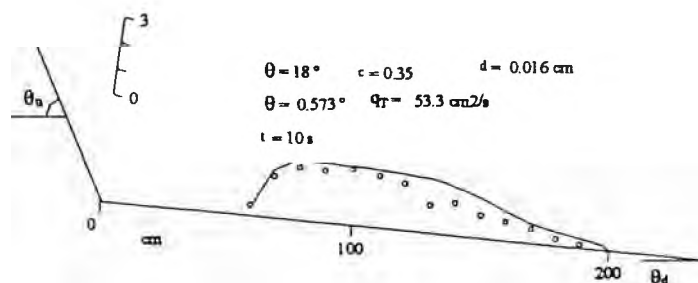


Fig. 7.8 Perfil Longitudinal de Deposición

7.3 EL PROCESO DE FORMACION DEL CONO DE ESCOMBROS

7.3.1 DESCRIPCION DE LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES

Takahashi (1991) realizó una serie de experimentos para observar el proceso de formación de un cono/abanico de escombros en la desembocadura de un torrente de montaña. En los experimentos conectó un acueducto de acero de 20 cm de ancho, 40 cm de profundidad y 10 m de largo con un tablero de 2 m de ancho y 6 m de longitud. La pendiente del acueducto variaba de 0° a 30° y la del tablero de 0° a 10°. Sobre el fondo del acueducto pegó gravas de 5 mm como elemento rugoso, mientras que el tablero fue cubierto por una suave placa de espuma (styrofoam).

Después que se colocaron el acueducto y el tablero a las pendientes prescritas, se suministró abruptamente agua a velocidad constante en el extremo aguas arriba del acueducto y vertió sedimentos dentro del flujo a una velocidad constante a través del alimentador de sedimentos. De este modo se desembocó en el tablero y se formó un cono de escombros. El material de sedimento usado tuvo las siguientes características: $d_{50} = 1.2\text{mm}$, $\sqrt{d_{84} / d_{16}} = 2.58$, $\sigma = 2.65\text{g/cm}^3$, $\tan\phi = 36^\circ$.

La Fig. 7.9 es un ejemplo de los resultados experimentales que muestran las variaciones temporales en las formas del borde del flujo de escombros. El número de cada curva indica el tiempo en segundos que transcurrió desde el momento del arribo de la zona de mayor actividad del flujo de escombros a la desembocadura. En la fase más temprana, la trayectoria del flujo aguas abajo desde la desembocadura es recta y el ancho de este es casi dos veces el ancho de la desembocadura, pero rápidamente alcanza su máxima longitud (4 seg). Luego empieza a depositar los escombros acompañados de un salto hidráulico en el límite del depósito y flujo. Después de un corto tiempo, cuando el salto hidráulico llega a la salida del acueducto (aproximadamente 5 seg), el flujo cambia su dirección hacia la derecha, luego a la izquierda y así sucesivamente. Consecuentemente, al final del proceso de agitación bastante largo como en el caso de un flujo de escombros a gran escala, el depósito se hace circular, con un diámetro aproximadamente igual a la distancia desde la salida a la distancia final del primer flujo.

La Fig. 7.10 muestra las curvas de nivel del cono de escombros formado en la Fig. 7.9 el depósito muestra un plano a lo largo de la línea central, que tuvo un ancho casi dos veces que el de la salida. La curva cero corresponde a la altura del fondo de la salida.

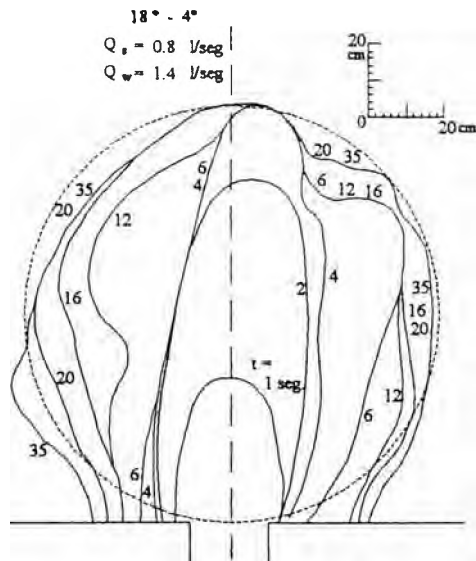


Fig. 7.9 Variación Temporal en los Bordes de un Flujo de Escombros

Los experimentos mostraron que el diámetro del cono de escombros puede calcularse por la Ec. (7.1.10) con un error de $\pm 8\%$ y también que la pendiente superficial longitudinal puede estimarse por la Ec. (7.2.1) sustituyendo el ancho del plano dentro del ancho del canal. En esos experimentos el flujo de escombros se detuvo dentro del interior del área circular (Fig. 7.9) y fue llenado completamente con sedimento. Si el flujo de escombros continúa después que esta área se llena completamente, el diámetro del cono debe incrementarse de la misma manera para acomodar el sedimento adicional mientras se mantiene la misma pendiente superficial longitudinal.

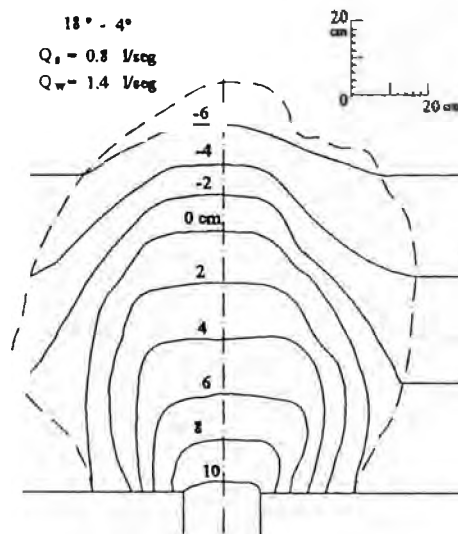


Fig. 7.10 Curvas de Nivel de un cono de Escombros.

Hooke (1967) indicó que hay dos clases de procesos de formación de cono de escombros. Uno lo llamó 'depósito de flujo de escombros' y el proceso es similar al de los

experimentos de *Takahashi* y el otro denominado 'lóbulo malla' o 'depósito malla'. En el último caso el flujo de escombros no podría seguir aguas abajo debido a la infiltración de agua del flujo dentro del cono de escombros ya depositado y la deposición continuaría aguas arriba. Esta situación se produjo también en los experimentos de *Takahashi*, cuando se cambió el material de sedimento a uno más grueso cuyo diámetro medio fue 4 mm. Este depósito malla, sin embargo raramente parece ocurrir en el campo.

7.3.2 SIMULACION NUMERICA

a) Ecuaciones Fundamentales

Como las características del flujo de escombros son muy similares a aquellos de un fluido continuo justo antes de la detención, puede ser aplicable un sistema de ecuaciones de conservación de masa y momento para flujo de fluido gradualmente variado.

Las ecuaciones de conservación de momento bi-dimensional para profundidad promedio son: Para la dirección x:

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \eta \frac{\partial(uM)}{\partial x} + \eta \frac{\partial(vM)}{\partial y} - gh \sin \theta_{bxo} - gh \cos \theta_{bxo} \frac{\partial(z_d + h)}{\partial x} = \frac{\tau_{bx}}{\rho_T} \quad (7.3.1)$$

Y para la dirección y:

$$\frac{\partial N_y}{\partial t} + \eta \frac{\partial(uN_y)}{\partial x} + \eta \frac{\partial(vN_y)}{\partial y} - gh \sin \theta_{byo} - gh \cos \theta_{byo} \frac{\partial(z_d + h)}{\partial y} = \frac{\tau_{by}}{\rho_T} \quad (7.3.2)$$

La ecuación de conservación de masa es:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N_y}{\partial y} = 0 \quad (7.3.3)$$

Donde $N_y = vh$, v la velocidad del flujo en la dirección y, θ_{byo} es la inclinación en el eje y, τ_{by} es la resistencia al corte en el fondo del flujo en la dirección y, y los otros símbolos son como los dados anteriormente.

Las ecuaciones de conservación para las fracciones sólidas más gruesas y más finas, respectivamente se escriben en forma similar a las Ecs. (5.2.7) y (5.2.8) y son como sigue:

$$\frac{\partial V_L}{\partial t} + \frac{\partial(c_L M)}{\partial x} + \frac{\partial(c_L N_y)}{\partial y} = ic_{DL} \quad (7.3.4)$$

$$\frac{\partial V_F}{\partial t} + \frac{\partial \{c_F(1-c_L)M\}}{\partial x} + \frac{\partial \{c_F(1-c_L)N_v\}}{\partial y} = i(1-c_{*DL})c_F \quad (7.3.5)$$

Por analogía a la Ec. (7.2.26) la fricción en el fondo para un flujo de escombros maduro se puede describir por:

$$\tau_{bx} = \frac{u}{\sqrt{u^2 + v^2}} (\sigma - \rho_m)gh_{CL} \cos\theta_b \tan\alpha + \rho_m f_b u \sqrt{u^2 + v^2} \quad (7.3.6)$$

$$\tau_{by} = \frac{v}{\sqrt{u^2 + v^2}} (\sigma - \rho_m)gh_{CL} \cos\theta_b \tan\alpha + \rho_m f_b v \sqrt{u^2 + v^2} \quad (7.3.7)$$

Y para un flujo de escombros inmaduro:

$$\tau_{bx} = \frac{\rho_r}{0.49} \left(\frac{d_L}{h} \right)^2 u \sqrt{u^2 + v^2} \quad (7.3.8)$$

$$\tau_{by} = \frac{\rho_r}{0.49} \left(\frac{d_L}{h} \right)^2 v \sqrt{u^2 + v^2} \quad (7.3.9)$$

El valor de θ que aparece en las Ecs. (5.2.14) y (4.3.47) que dan las máximas concentraciones requieren alguna discusión, pero de aquí, se considera que es aproximadamente igual a la inclinación de la superficie de flujo en la dirección del vector velocidad:

$$\tan\theta \approx \frac{u \operatorname{sen} \theta'_{bx} + v \operatorname{sen} \theta'_{by}}{\sqrt{u^2 \cos^2 \theta'_{bx} + v^2 \cos^2 \theta'_{by}}} \quad (7.3.10)$$

$$\text{Donde: } \tan'_{bx} = \tan(\theta_{bxo} + \theta_{btx}), \tan'_{by} = \tan(\theta_{byo} + \theta_{bty}), \tan\theta_{btx} \\ = -\partial(z_d + h)/\partial x, \tan\theta_{bty} = -\partial(z_d + h)/\partial y$$

Las velocidades de deposición son:

$$i = \delta_d \left(1 - \frac{\sqrt{u^2 + v^2}}{r_r U_c} \right) \frac{c_{L\infty} - c_L}{c_{*DL}} \frac{\sqrt{M^2 + N^2}}{d_L} \quad (7.3.11)$$

$$\text{o } i = \delta_d \left(1 - \frac{\sqrt{u^2 + v^2}}{r_r U_c} \right) \frac{c_{dL\infty} - c_L}{c_{*DL}} \frac{\sqrt{M^2 + N^2}}{d_L} \quad (7.3.12)$$

La integración del sistema de ecuaciones anterior puede lograrse numéricamente usando el esquema de diferencias finitas.

b) Verificación del Modelo Matemático por Experimentos

Para verificar el modelo matemático para el caso de material de tamaño uniforme Takahashi 1991, usó un acueducto de acero conectado a un tablero como se

muestra en la Fig. 7.11. El material cuyo diámetro medio $d_{50} = 1.28 \text{ mm}$ y la densidad específica $\sigma = 2.65 \text{ g/cm}^3$, fue distribuido en una distancia de 3 m desde 5.5 m a 8.5 m medido desde el punto de desembocadura con un espesor de 10 cm y mojado por el flujo de infiltración. Luego se introdujo una descarga abrupta de agua simple, $600 \text{ cm}^3/\text{seg}$, en el extremo aguas arriba del lecho para hacer un oleaje de mezcla de grava y agua. La velocidad y profundidad de flujo aguas arriba de la desembocadura fue medido por una cámara de TV-video de alta velocidad y las variaciones de la forma y espesor del depósito fueron medidas por otras dos cámaras de video. La cantidad de información necesaria para las condiciones de borde para el cálculo, las variaciones de la profundidad y velocidad con el tiempo en el canal aguas arriba de la desembocadura fueron medidas directamente en la grabación visual del video de alta velocidad, pero los otros; es decir, la variación de concentración de sólidos con el tiempo en el flujo fue dada indirectamente sustituyendo la profundidad medida, velocidad y pendiente en la Ec. (4.3.4), en la que se asumió $d_L = 1.36 \text{ mm}$, $c_{*DL} = 0.7$, $\rho_m = 1 \text{ g/cm}^3$, $\phi = 36^\circ$.

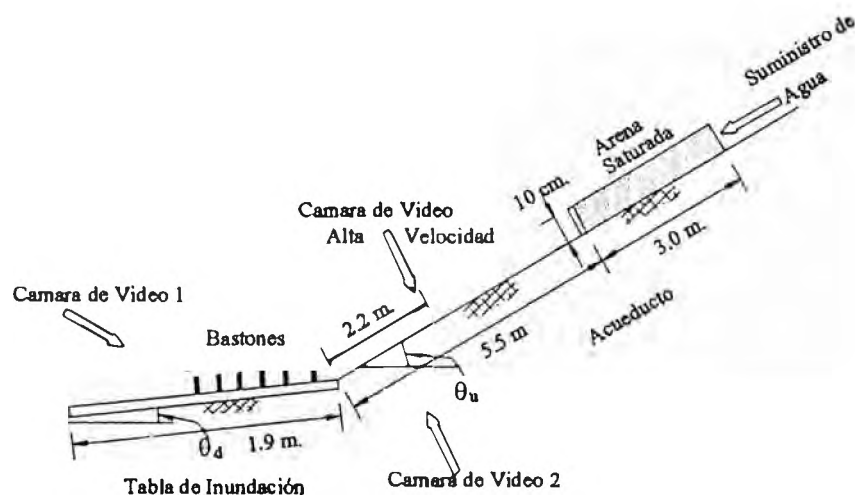


Fig. 7.11 Croquis del Experimento de Takahashi, 1991

La Fig. 7.12 compara las formas y espesores (profundidad de flujo + espesor de depósito) en el proceso de la formación del cono de escombros en un experimento en laboratorio con aquellos calculados mediante modelo matemático. Los números sobre las líneas de contorno indican los espesores en cm medidos desde la superficie del tablero de desborde. Las pendientes del canal y el tablero de desborde en este caso fueron 17° y 7° respectivamente. Los intervalos de malla en los cálculos fueron $\Delta x = \Delta y = 5 \text{ cm}$, $\Delta t = 1/500 \text{ seg}$ y se usaron los valores $\delta_d = 0.05$, $A_0 = 4$, $\tan \alpha = 0.45$ y $r_r = 1/3$. t en la figura significa el tiempo transcurrido desde el momento que la zona de mayor actividad del flujo de escombros llega a salir de la desembocadura. Se verá

comparativamente buena concordancia entre el experimento y los cálculos excepto para la existencia de un promontorio en el experimento, que posiblemente se formó por la erosión del depósito por el flujo recién diluido que no fue tomado en cuenta en el cálculo.

7.3.3 DISTRIBUCION DE TAMAÑOS DE PARTICULAS EN EL CONO DE ESCOMBROS

a) Datos Experimentales y de Campo

En un flujo de escombros real que fluye en un canal aguas arriba, los diámetros medios son máximos en la parte delantera y disminuyen hacia atrás. La distribución espacial de los tamaños de partículas en un depósito refleja aquellas características. La Fig. 7.13 es un ejemplo de distribución de tamaño de partículas en la superficie de un cono de escombros producido por un flujo de escombros (*Takei y Mizuhara, 1982*). La Fig. (a) demuestra las variaciones en el diámetro medio y los diámetros máximos versus distancia medida descendente desde el inicio de deposición. El máximo de los diámetros medios aparece en el tramo 120-130 m y en el tramo 110-130 m la acumulación de bolonería más grande. Estos factores sugieren que la parte delantera del flujo de escombros se detuvo cerca a este tramo y que una parte del flujo posterior se depositó aguas arriba deteniendo y otra parte sobrepasó la zona de mayor actividad detenida y se depositó aguas abajo.

La Fig. (b) muestra algunas distribuciones de tamaño típico en secciones laterales representativas. En el tramo aguas arriba (0-140 m), tanto el diámetro medio como el diámetro máximo se hacen mayores con el incremento de la distancia desde la línea central del cono, pero más alejado aguas abajo esta tendencia desaparece.

La mayor acumulación de partículas es cerca a la orilla y/o la parte más baja del cono y a lo largo del eje de flujo principal. Cerca al estrato superficial se reúnen las partículas más pequeñas.

b) Modelo Matemático

Para el análisis de distribuciones de tamaños de sedimentos sobre la superficie así como dentro del cono de escombros, se adicionará al sistema de ecuaciones introducido en 7.3.2 una ecuación para predecir el cambio en el tamaño de partículas. Si la discusión se enfoca a la distribución espacial del diámetro medio de la mezcla, la siguiente ecuación para la conservación del número de partículas es de importancia como una ecuación adicional necesaria. El cambio en el número de partículas en un área infinitesimal debido a entrada de flujo, salida de flujo y deposición está dada por:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{V_L}{k_v d_L^3} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q_{Lx}}{k_v d_L^3} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Q_{Ly}}{k_v d_L^3} \right) = \frac{ic_{*DL}}{k_v d_L^3} \quad (7.3.14)$$

Donde Q_{Lx} , Q_{Ly} son las descargas de la fracción de partículas gruesas por unidad de área en las direcciones x e y , respectivamente y $k_v d_L^3$ es el volumen de una partícula cuyo diámetro es d_L .

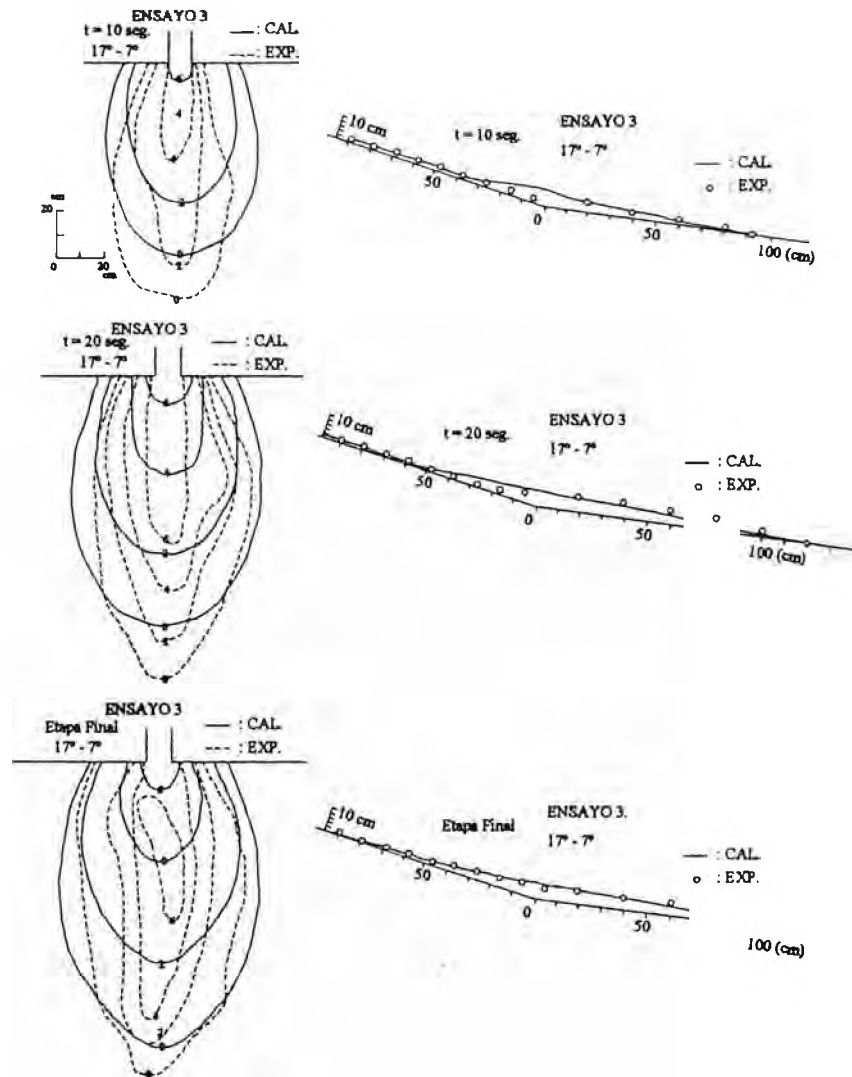


Fig. 7.12 Formas y Espesores de Conos de Escombros

La Fig. 7.14 muestra, un ejemplo de análisis de magnitud y forma de un cono de escombros, así como las distribuciones de tamaños de partículas, que se formarán bajo las condiciones de borde dadas a 1 m aguas arriba de la desembocadura. Los cálculos se han realizado bajo la condición: el ancho y la pendiente del canal aguas arriba son 10 cm y 17° , respectivamente, la pendiente del tablero de inundación aguas abajo es 7° , $\Delta x = \Delta y = 5$ cm, $\Delta t = 1/500$ seg.

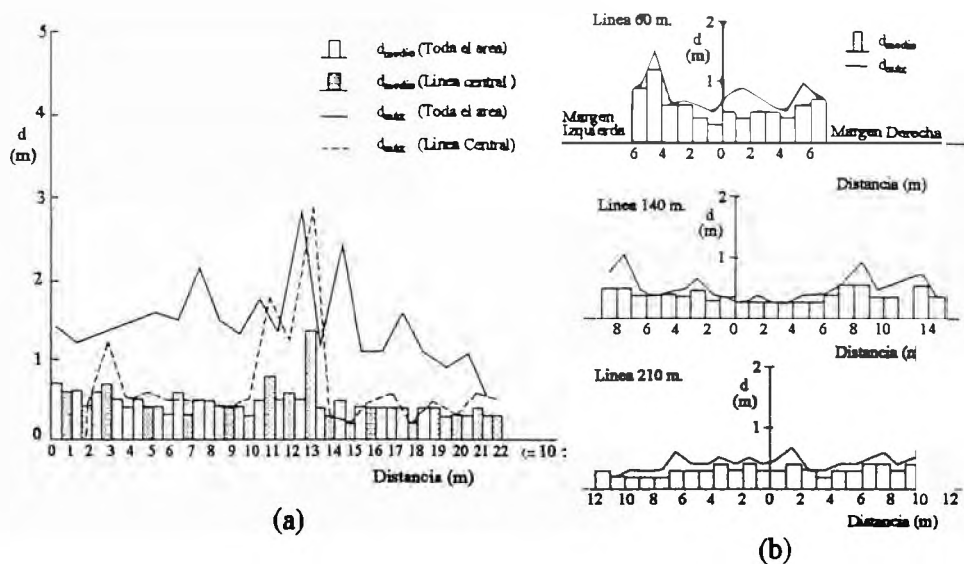


Fig. 7.13 Distribución de Tamaños de Partículas en la Superficie de un Cono de Escombros

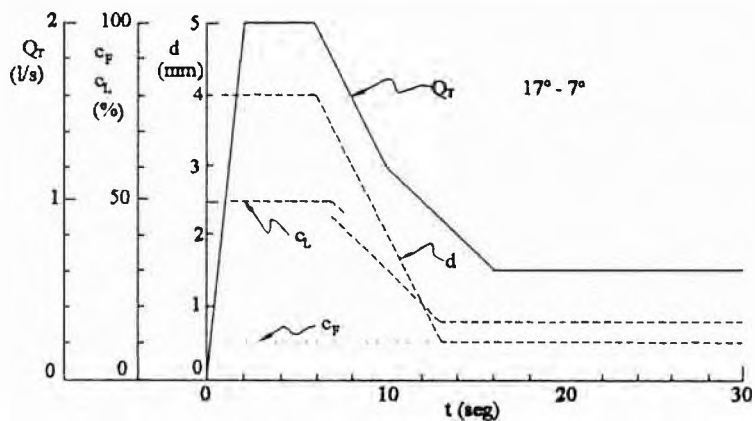


Fig. 7.14 Condiciones de Borde para el Cálculo

La Fig. 7.15 muestra la distribución en espesor de la profundidad de flujo más el espesor del depósito a 5, 15 y 30 segundos después del inicio del flujo de escombros. La Fig. 7.16 muestra las distribuciones de tamaños de partículas medios en el estrato que está fluyendo sobre el cono de escombros depositado recientemente y el cono de escombros en desarrollo. Las variaciones de tamaños de partículas en el depósito y los espesores de deposición con el tiempo en algunos lugares están dados en la Fig. 7.17. Esta figura es reordenada en la Fig. 7.18 para mostrar las relaciones entre el espesor del depósito y el diámetro de partículas. Los lugares representativos están dados en la Fig. 7.19.

Las figuras mencionadas indican las características siguientes: sobre la línea central del cono aparece deposición primero hasta la distancia final y luego continúa aguas arriba acompañado de un decremento en el diámetro de las partículas, las partículas más gruesas se acumulan en las partes más bajas del depósito y el tamaño de partículas decreciente aguas arriba, la amplitud del rango de tamaño de partículas es más amplia en el tramo aguas arriba que en las proximidades de la distancia final. Una similar tendencia se reconoce en los puntos de las márgenes b y g. En los puntos alejados de la línea central, los puntos c, e y h acumulan más partículas gruesas en la fase temprana, de modo que casi la mitad del depósito en esos puntos es ocupado por materiales más gruesos. A partir de esto y comparando la tendencia de los pares de curvas que representan puntos adyacentes en la Fig. 7.18; c y d, e y f, h e i se verificará que el dique natural se asemeja a los depósitos que aparecen en ambos lados de la línea central en el proceso de deposición. Este fenómeno se confirma con observaciones de campo. Este puede ser una razón del porque la incisión más profunda ocurre a lo largo de la línea central del cono de escombros, debido a que las partículas más pequeñas que se acumulan en la línea central son fácilmente erosionados por el torrente normal.

CAPITULO VIII

CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

1. De los fenómenos geodinámicos ocurridos en el Perú (huaycos, aluviones, deslizamientos e inundaciones) los huaycos constituyen el 91% y los aluviones y alud aluviones el 1%
2. De las definiciones de huaycos dado por varios autores, podemos apreciar concordancia en cuanto a su contenido de material sólido – líquido producido en pendientes grandes (cuenca de recepción), que fluyen a través de un canal de escurrimiento (cuenca media) y llegan a depositarse en un cono de deyección (cuenca baja).
3. Se tiene una buena cantidad de literatura sobre huaycos y aluviones ocurridas en el Perú, la mayor parte de ellas enfocadas de forma descriptiva; con algunos intentos de explicación teórica y pocas investigaciones experimentales en modelos hidráulicos.
4. Para flujo sólidos líquido se definen 2 clases de flujo, basados en el número de Bagnold (relación fuerza inercial / fuerza de viscosidad); cuando el $N < 40$ el flujo se encuentra en el rango macro – viscoso y $N > 450$ el flujo es totalmente inercial.
5. Muchas investigaciones concuerdan que los esfuerzos interpartículas son proporcionales a $(du/dz)^2$ en el rango inercial (fluido dilatante) y a (du/dz) en el rango macro viscoso (fluido Newtoniano).
6. Si el flujo de escombros contiene mucho material fino y la densidad aparente del fluido intersticial es mayor, el flujo es capaz de transportar concentraciones mucho mayores de partículas grandes que faltan al material fino.
7. En el rango inercial se demuestra la existencia de varios flujos: el flujo de escombros pedregoso, el flujo de escombros inmaduro, el flujo turbulento de lodos y el flujo de escombros híbrido.
8. Si la profundidad relativa se incrementa gradualmente manteniendo constante la concentración de sólidos y la pendiente del canal, debería aparecer primero el flujo de escombros pedregoso (maduro), luego el flujo híbrido (totalmente dispersado) y finalmente el flujo turbulento de lodo.

9. Entre las causas para la producción de flujo de escombros se pueden citar: (a) el deslizamiento de bloques se transforma en flujo de escombros mientras está en movimiento; (b) el colapso de una presa de escombros genera un flujo de escombros y (c) el lecho de la quebrada se hace inestable y se produce un flujo de escombros cuando aparece un flujo de agua superficial. También se produce cuando un bloque de tierra con muchos vacíos se mueven y se transforman en flujo de escombros al disminuir los espacios vacíos netos.
10. El proceso de destrucción de una presa de escombros (natural) se produce dependiendo de las propiedades de la presa misma y de las condiciones de corriente del canal y se pueden clasificar en: destrucción erosiva debida a rebose, colapso abrupto del deslizamiento del cuerpo de la presa y falla progresiva.
11. El flujo de escombros deposita material en una estructura de “grada inversa” en la que la secuencia de tamaño de granos son desde los más finos en el fondo a los más gruesos en el estrato superior y se relaciona con la mecánica de la acumulación de bolonería en la parte frontal del flujo de escombros.
12. Las concentraciones de sólidos densos en un flujo de escombros tienen mayor probabilidad de que el flujo transporte grandes piedras.
13. La deposición de los flujos turbulento lodoso y flujo de escombros pedregoso se produce cuando se alcanzan pendientes bajas y se diferencian porque el primero inicia su deposición más lejos aguas abajo.
14. El cono de escombros generalmente tiene la forma de un depósito circular con diámetro aproximadamente igual a la distancia desde la salida del canal a la distancia final del primer flujo.
15. Se recomienda continuar estos estudios, tratando de resolver los modelos matemáticos propuestos mediante métodos numéricos y realizar simulaciones numéricas tomando como base los estudios topográficos y geomorfológicos existentes de lugares en las que frecuentemente se producen huaycos y aluviones.

CAPITULO IX

BIBLIOGRAFIA

- ALVA HURTADO J.E. y CHANG Ch. L.A. (1991), "Deslizamientos y Aluviones en el Perú" Laboratorio Geotécnico CISMID – FIC – UNI. Lima Perú.
- ASHIDA K., MIZUYAMA, T. "Study on Hidraulic resistanse and bed-load transport rate in alluvial streams".
- BERG G. V. y HUSID L. R. (1970), "Engineering Aspects of the Perú Eartquake of May 31st, 1970". Report of the Regional Seismological Center for South America, Lima-Perú.
- BRAVO José (1903) "Los Huaycos"
- CALDERÓN N. C. (1990) "Evaluación del Impacto Ambiental del Agro en la Geodinámica de la Microcuenca de la Quebrada El Pedregal - Margen Derecha del Río Rimac Distrito de Chosica y Medidas de Control"
- CALIZAYA LUNA Juan (1979) "Planificando el Desarrollo de la Margen Izquierda de Chosica"
- CARRILLO G. A. (1989) "Flujo de Escombros en la Cuenca del Río Rimac – Perú"
- CARRILLO G. A. (1991) "Desastres Naturales y Riesgo Geotécnico" - VI CNMSIC
- CASAVARDE, Mateo (1970), "El Terremoto y la Avalancha en Yungay, Perú, el 31 de Mayo de 1970", Instituto Geofísico del Perú.
- CLUFF, L. S. (1971), "Perú earthquake of May 31, 1970: Engineering Geology Observation", Bulletin of the Seismological Society of America Vol. 61, N° 3, June 1971.
- COMISIÓN TÉCNICA (1987) "Informe Técnico Preliminar de la Zona Afectada por los Huaycos del 09-03-87 en Chosica".
- DAIDO, A. (1970) "Funtamental study of debris flow" Doctoral Thesis Kyoto.
- DOLLFUS, O. y PEÑAHERRERA DEL AGUILA, C. (1962), "Informe de la Comisión Peruana de Geomorfología sobre la catástrofe ocurrida en el Callejón de Huaylas, el 10 de Enero

- de 1962 originando la destrucción de Ranrahirca y otros centros poblados”, Boletín de la Sociedad Geográfica de Lima, Tomo LXXIX Enero-Abril 1962.
- ERICKSEN, G. E., PLAFKER, G. y FERNANDEZ CONCHA, J. (1970), “Informe preliminar de los eventos geológicos asociados con el terremoto del Perú ocurrido el 31 de Mayo de 1970”, U.S. Geological Survey, Circular 639.
 - GALDOS BUSTAMANTE, J. (1973), “Estudio Geodinámico el Area de Mayunmarca”, Ministerio de Energía y Minas, Servicio de Geología y Minería, División de Geotecnia, Lima, Noviembre 1973.
 - GHIGLINO L.(1971), “Alud de Yungay y Ranrahirca del 31 de Mayo de 1970” Comunicación Personal.
 - GIRÓN A. (1990) “Comentario del Aluvión de San Miguel del Río Mayo”
 - HEIM A. (1949), “Observaciones Geológicas en la Región del Terremoto de Ancash en Noviembre de 1946”, Vol. Jubilar de la Sociedad Geológica del Perú, Fascículo 6, Lima.
 - HUTCHINSON, J. N. y BHANDARI R. K. (1971), “Undrained Loading: A fundamental mechanism of mudflows and other mass movements”, *Geotechnique*, Vol. 21, N° 4, pp 353-358.
 - HUTCHINSON, J. N. y KOJAN E. (1975), “The Mayunmarca landslide of 25 Abril 1974”, Serial N° 3124/RMO.RD7SCE, París, February, UNESCO.
 - IBAÑEZ M. - GÓMEZ W. (1990) Los Desastres Torrenciales en la Cuenca del Rímac
 - INDACOCHEA, A e IBERICO M. (1947), “Aluvionamiento de Chavin de Huántar el 17 de Enero de 1945”, Boletín de la Sociedad Geológica del Perú, N° 20.
 - INGEMMET (1983), “Memoria Descriptiva del Mapa de Deslizamientos del Perú”, SISRA-CERESIS, Instituto Geológico, Minero y Metalúrgico, Lima-Perú.
 - JAEN H. y TAYPE V. (1976), “Ocurrencia de Fenómenos de Geodinámica Externa en el Perú”, Tomo 52, Pág. 27-38.
 - JAEN H., PERALES F. y TAYPE V. (1970), “Observaciones Geológicas del Sismo del 31 de Mayo de 1970”, Primer Congreso Latinoamericano de Geología, Lima-Perú.
 - LUCHTER T. Y KROMDIEK A. (1991) “El Derrumbe de Mayunmarca”
 - LLIBOUTRY, L.(1970), “Informe preliminar sobre los fenómenos glaciológicos que acompañaron el terremoto y sobre los peligros presentes”, UNESCO.

- MARTINEZ VARGAS, A. (1971), “Análisis sobre los Huaycos, aluviones y alud-aluviones ante el efecto sísmico en el Perú”, III Congreso Nacional de Ingeniería Sísmica, Noviembre del 10 al 13 de 1971, Acapulco, México.
- MARTINEZ VARGAS, A. (1974), “Represamiento del Mantaro. El aluvión de Huaccoto y su origen”, Ponencia presentada a la mesa redonda sobre el represamiento del Mantaro, CIP 8-12 Julio, Lima-Perú.
- MARTINEZ VARGAS, A. (1982) “Huaycos y Aluviones una Realidad Nacional aún no Comprendida”
- MARTINEZ VARGAS, A. (1989) Análisis de la Problemática de los Desastres Naturales en la Zona de Pedregal
- MARTÍNEZ V. A.; MARTÍNEZ J. (1989) Ingeniería Geotécnica en Zonas de Desastres Naturales Quebrada Pedregal Chosica, Lima-Perú
- MARTINEZ VARGAS, A. (1990) Rescate de Tecnología para el Diseño del Encauzamiento del Huayco
- MARTÍNEZ V. A.; MARTÍNEZ J. (1990) Aspectos Geotécnicos de los Huaycos – Chosica
- MARTÍNEZ V. A.; MARTÍNEZ J. (1991) Efectos de los Vórtices en Aluviones y Huaycos en el Perú
- MARTINEZ VARGAS, A. (1991) “Crisis Climáticas y Huaycos en Chosica”
- MARTINEZ VARGAS, A. (1994) “Evaluación de la Amenaza de la Quebrada de Santo Domingo”
- MARTINEZ VARGAS, A. (1994) “Diagnóstico del Modelo a Escala Natural de la Quebrada Santo Domingo”
- MARTINEZ VARGAS, A. (1994) “El Empleo de las Rocas como Alternativa para la Prevención y Mitigación de Desastres”
- MARTÍNEZ R., MARTÍNEZ DEL ROSARIO, NAKAMATSU, CORNEJO. (1994) “Proyecto de Investigación Integral de los Movimientos de Masas Huaycos en el Perú. Selección y diagnóstico del Modelo a Escala Natural”
- MARTINEZ VARGAS, A. (1995) “Proyecto para la construcción de 15 diques de Mampostería de Regulación – Cauce Alto de la sub cuenca Pedregal”
- MEDINA J. R. (1987) “Informe Técnico Preliminar Qda. Santo Domingo – Chosica”

- MEDINA J.; ARCE J. (1991) “Desastre del Río Shullcas-Huancayo Plan de Reconstrucción y Rehabilitación”
- MENDOZA MAURO (1989) “El SIG-ONERN como componente de un Sistema Integrado de Información sobre Desastres Naturales”
- MINISTERIO DE AGRICULTURA (1974), “Ensayos en modelo hidráulico del proceso de erosión de la presa de Mayunmarca-Huaccoto y la onda de ruptura en el río Mantaro”, Laboratorio Nacional de Hidráulica Informe Técnico N° 3-033, 3 de Junio.
- O’CONNOR H.; O. VÁSQUEZ (1988) “Investigación de los Huaycos de Chosica 1987, Efectos y Medidas de Mitigación”
- O’CONNOR H. (1989) “Los Huaycos de Chosica Eficacia de las medidas de Prevención desarrolladas y Alternativas de Solución”
- O’CONNOR H. (1991) “Términos de Referencia para el Estudio de Seguridad Física del AA.HH. ‘Santo Domingo’-Quebrada Santo Domingo”
- OPPENHEIM V.(1946), “El Aluvión de Huaraz”, Boletín Sociedad Geológica del Perú, Tomo XIX.
- PLAFKER, G., ERICKSEN, G.E. y FERNANDEZ-CONCHA, J. (1971), “Geological aspects of the May 31, 1970, Perú earthquake”, Seismological Society of America, Bulletin, Vol. 61, N° 3, pp. 543-578.
- PONCE (1992) “Informe Técnico sobre Medidas de Emergencia en la Quebrada de Santo Domingo – Chosica”
- SERVICIO DE GEOLOGIA Y MINERIA (1969), “Mapa Geológico Generalizado del Perú”, Lima-Perú, Hidrografía.
- SERVICIO DE HIDROLOGIA y NAVEGACION DE LA MARINA (1982), “Mapa Meteorológico del Perú”, Lima-Perú.
- SILGADO E. y CASTRO L. (1956), “Informe sobre los Sismos de Carhuaz”, Instituto Nacional de Investigación y Fomento Mineros, Ministerio de Fomento y Obras Públicas, Lima-Perú.
- SPANN J. (1947), “Informe sobre el origen de la catástrofe de Chavín de Huántar”, Boletín de la Sociedad Geológica del Perú, N° 20, año 1947.
- SUWA, H. (1988) “Sedimentary structure of debris flow deposits, at Kamikamihorizawa fan of Mt. Yakedake. Annuals of Disaster Prevention Reserch Institute, Kyoto Japón

- TAKAHASHI, T and FUJII, Y. (1988) "Debris flow control once under way, Annual Disaster Prevention Research Institute, Kyoto.
- TAYPE V. (1976) "Mecánica del Deslizamiento de Ccochacay en el río Mantaro"
- TAYPE V. (1979) "Los Desastres Naturales como Problema de la Defensa Civil"
- TAYPE V. (1982) "Las Catastrofes Naturales como Problema en el Desarrollo de la Ingeniería Nacional"
- TORRES G. J. (1989) "Estudio Geomorfológico de la Quebrada Cashahuacra y Alrededores"
- VARIOS (1988) "Plan Maestro Cuenca del Rimac". Reunión JICA
- VALDEAVELLANO F. (1983) "Previsiones que Debieron Tomarse para Minimizar la Catástrofe Nacional Ocurrida Ultimamente"
- VELÍZ J. (1989) "Tratamiento de las Cuencas en la Zona Intermedia del Valle del Rimac"
- VELIZ J. (1971), "Informe Geológico del Area Urbana y Sub-urbana de Recuay", CRYRZA.
- VERGARA, C. (1973), "Estudio Geológico de la Zona de Mayummarca, prov. de Acobamba, Dpto. de Huancavelica" (deslizamiento de rocas y tierras), Ministerio de Agricultura, Octubre de 1973.