



**UNIVERSIDAD DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS Y MATEMATICAS
DEPARTAMENTO DE INGENIERIA CIVIL**

ESTUDIO EXPERIMENTAL DE FLUJOS GRANULARES DENSOS

MEMORIA PARA OPTAR AL TITULO DE INGENIERO CIVIL

FRANCISCO JAVIER MARTINEZ CARREAUX

**PROFESOR GUIA:
ALDO TAMBURRINO TAVANTZIS**

**MIEMBROS DE LA COMISION:
CAROLINA MERUANE NARANJO
YARKO NIÑO CAMPOS
JORGE CLAVERO RIBES**

SANTIAGO DE CHILE

AGOSTO 2008

AGRADECIMIENTOS

Durante el desarrollo de esta memoria quiero agradecer muy sinceramente a las siguientes personas. En primer lugar deseo agradecer a mi profesor guía Aldo Tamburrino por haberme ofrecido este tema e introducirme en una de las áreas mas interesantes y complejas que han surgido en los últimos años, como es el estudio de los flujos granulares. Agradezco su acogida, ayuda e interesantes discusiones y enseñanzas surgidas a lo largo de este trabajo.

También deseo agradecer a mi profesora co-guía la Srta. Carolina Meruane por sus valiosos aportes, comentarios y sugerencias no solo en la interpretación de los resultados sino que también en la redacción de este informe. Asimismo doy las gracias al Sr. Jorge Clavero por sus comentarios acerca de la validez de estos resultados en flujos geofísicos ocurridos en la naturaleza.

Agradezco al personal que trabaja en las dependencias del laboratorio de Hidráulica de esta facultad, no sólo por la ayuda prestada durante las etapas del montaje y desarrollo experimental, sino que también por su enorme calidad técnica y humana. En especial dedico estas líneas al Sr. Manuel Cáceres y al Sr. Juan Donoso por la cálida acogida que me dieron y la grata compañía que recibí durante este tiempo. Juan nunca olvidaré tu amistad, confianza y consejos, sin duda tienes en mí a un amigo.

También me gustaría agradecer al Sr. Lautaro Rayo por su valiosa cooperación en la etapa de experimentación y análisis de resultados, al igual que el Sr. Cristián Godoy por su buena disposición a colaborar en diversos aspectos de esta memoria. A ambos mi admiración, no solo por su gran calidad como estudiantes, sino que también como personas. Del mismo modo, aprovecho para agradecer la amistad y ayuda desinteresada prestada por mis compañeros de universidad y en especial a los de mi especialidad. A todos ellos mis más sinceros deseos de éxito en sus vidas.

El autor agradece el financiamiento parcial otorgado por el Departamento de Ingeniería Civil de la Universidad de Chile y por el Fondo Nacional de Desarrollo Científico y Tecnológico de Chile a través del Proyecto Fondecyt 1070162 (Investigador responsable Jorge Clavero Ribes).

Finalmente quiero ocupar este espacio para agradecer a las personas más importantes de mi vida: mi familia. En ustedes encontré la fortaleza para surgir y soportar la distancia todos estos años que he vivido lejos de casa. En especial a ti mamá y hermano les agradezco infinitamente su incondicional apoyo, amor, sacrificio y amistad brindada incluso en los momentos más difíciles. A ambos, los amo con todo mi corazón.

“ESTUDIO EXPERIMENTAL DE FLUJOS GRANULARES DENSOS”

El estudio de los flujos granulares ha adquirido gran interés en las últimas décadas, no sólo por su impacto económico, ambiental y científico, sino también porque su ocurrencia a escala geológica genera grandes riesgos sobre la población y la infraestructura alrededor del mundo. Esto ha originado dentro del ámbito de la ingeniería la necesidad de contar con modelos dinámicos que sean capaces de predecir en forma confiable la evolución espacio temporal de estos fenómenos, para lo cual es fundamental identificar, caracterizar y cuantificar los mecanismos de interacción entre los granos.

En este contexto, el presente trabajo tiene por objeto mostrar los resultados cuantitativos y cualitativos de un estudio experimental de flujos de materiales granulares densos y secos, generados en un canal de fondo deslizante. Este canal posee un largo útil de 3 m, paredes de vidrio de 40 cm de altura, un ancho útil de 18.6 cm y una cinta que desliza por el fondo a una velocidad que varía en el rango de 0 a 180 cm/s. Los materiales granulares utilizados en este experimento correspondieron a gravas finas, medianas y gruesas y esferas plásticas. A modo de comparación, se condujeron en forma paralela experimentos consistentes en flujos de esferas plásticas en un canal de fondo fijo de inclinación variable. Este canal posee un largo útil de 3 m, paredes de acrílico de 50 cm de altura y ancho útil de 20 cm.

En ambas instalaciones, leyes de resistencia y parámetros adimensionales característicos fueron determinados a partir de las mediciones de altura, velocidad y pendiente del canal. También se obtuvieron imágenes del movimiento de las partículas en la pared del canal y en la superficie del flujo, usando una cámara de video de alta velocidad. Estas fueron analizadas posteriormente en forma cualitativa y cuantitativa, mediante procesos de tratamiento de imágenes y la aplicación de técnicas PIV (“Particle Image Velocimetry”) y PTV (“Particle Tracking Velocimetry”) para la obtención de la distribución de velocidades.

A partir de las mediciones realizadas en esferas y sedimentos en el canal de fondo deslizante, se calcularon los números de Froude, Savage y Coulomb resultando ellos en el rango $0 < Fr < 3$, $0 < Sa < 0.11$ y $0 < Co < 1$ para sedimentos y $0 < Fr < 2.5$, $0 < Sa < 0.036$ y $0 < Co < 0.05$ para esferas, lo que indica que en los flujos experimentados domina la fricción intergranular por sobre las colisiones. Las relaciones entre el Fr y la altura relativa h/d determinadas para esferas y sedimentos, indican que la velocidad de la cinta depende débilmente de la altura de escurrimiento. Estos resultados no concuerdan con los obtenidos en el canal de fondo fijo.

En el canal de fondo deslizante, la aplicación al flujo de sedimento natural de las técnicas de velocimetría condujo a resultados que no concuerdan con las observaciones y mediciones visuales, lo que llevó a descartarlos para la determinación de los perfiles de velocidad. Esto no sucedió con el flujo de esferas plásticas, donde los perfiles de velocidad revelaron la influencia de las paredes ubicadas en los extremos del canal, generando esfuerzos confinantes del flujo y contribuyendo al comportamiento friccional de éste.

Se postula que los resultados globales de este estudio están fuertemente influenciados por las paredes ubicadas en ambos extremos del canal, los que generan esfuerzos de confinamiento que constriñen el movimiento del flujo y afectan por lo tanto la estructura cinemática de éstos, cuestionando la validez del uso de instalaciones de fondo deslizante como transformación galileana del flujo generado en canales de fondo fijo.

INDICE DE CONTENIDOS

| | | |
|----------|--|------------|
| 1 | INTRODUCCION | 9 |
| 1.1 | OBJETIVOS | 11 |
| 1.1.1 | <i>Objetivo general</i> | 11 |
| 1.1.2 | <i>Objetivos específicos</i> | 11 |
| 1.2 | METODOLOGIA | 12 |
| 2 | FLUJOS DE MATERIAL GRANULAR | 13 |
| 2.1 | FLUJOS GEOLOGICOS EN LA NATURALEZA | 13 |
| 2.2 | PROPIEDADES GENERALES DE LOS FLUJOS GRANULARES | 15 |
| 2.3 | REGIMENES DE FLUJO | 18 |
| 2.4 | PARAMETROS ADIMENSIONALES TIPICOS | 20 |
| 2.5 | OTRAS PROPIEDADES | 24 |
| 2.6 | BREVE REVISION DE LOS MODELOS DINAMICOS CLASICOS | 27 |
| 2.7 | LEYES DE RESISTENCIA EN MEDIOS GRANULARES | 28 |
| 2.8 | EXISTENCIA DE CONDICIONES UNIFORMES Y PERMANENTES | 32 |
| 2.9 | MEDICION DEL CAMPO DE VELOCIDADES EN FLUJOS GRANULARES | 33 |
| 2.10 | ESTUDIOS EN CANALES DE FONDO DESLIZANTE | 35 |
| 2.10.1 | <i>Aspectos generales</i> | 35 |
| 2.10.2 | <i>Experiencia de Concha</i> | 37 |
| 2.10.3 | <i>Experiencia de Larcher et al.</i> | 38 |
| 2.10.4 | <i>Experiencia de Perng et al.</i> | 40 |
| 3 | LEY DE RESISTENCIA DEL MEDIO GRANULAR DENSO Y SECO QUE ESCURRE POR UN PLANO INCLINADO | 42 |
| 3.1 | ESCALAMIENTO DE VARIABLES | 42 |
| 3.2 | NUMEROS DE FROUDE, SAVAGE Y COULOMB | 42 |
| 3.3 | LEYES DE RESISTENCIA | 43 |
| 3.3.1 | <i>Análisis dimensional</i> | 43 |
| 3.3.2 | <i>Ecuaciones de movimiento del flujo granular denso y seco</i> | 47 |
| 3.3.3 | <i>El caso permanente uniforme</i> | 49 |
| 4 | EXPERIMENTACION | 52 |
| 4.1 | CANAL DE FONDO DESLIZANTE. CARACTERISTICAS GENERALES | 52 |
| 4.2 | CANAL DE FONDO FIJO. CARACTERÍSTICAS GENERALES | 53 |
| 4.3 | INSTRUMENTACION EXPERIMENTAL | 54 |
| 4.3.1 | <i>Elección de la cinta transportadora</i> | 54 |
| 4.3.2 | <i>Materiales granulares usados en la experimentación</i> | 55 |
| 4.3.3 | <i>Diámetro representativo de los materiales granulares</i> | 57 |
| 4.3.4 | <i>Angulo de reposo y de fricción sobre el fondo</i> | 57 |
| 4.4 | PROTOCOLO EXPERIMENTAL | 59 |
| 4.5 | EXPERIMENTACION | 60 |
| 4.5.1 | <i>Objetivo de las experiencias</i> | 60 |
| 4.5.2 | <i>Ensayos con material artificial</i> | 61 |
| 4.5.3 | <i>Ensayos con sedimento natural</i> | 62 |
| 4.6 | MEDICION DEL CAMPO DE VELOCIDADES | 65 |
| 4.6.1 | <i>Tratamiento de imágenes</i> | 65 |
| 4.6.2 | <i>Técnicas de velocimetría de partículas</i> | 65 |
| 5 | RESULTADOS EXPERIMENTALES | 68 |
| 5.1 | ANALISIS CUALITATIVO DE LOS RESULTADOS | 68 |
| 5.1.1 | <i>Aspectos generales observados durante la experimentación</i> | 68 |
| 5.1.2 | <i>Esferas plásticas en canal de fondo deslizante</i> | 69 |
| 5.1.3 | <i>Esferas plásticas en canal de fondo fijo</i> | 74 |
| 5.1.4 | <i>Sedimentos naturales en canal de fondo deslizante</i> | 76 |
| 5.2 | ANALISIS CUANTITATIVO DE LOS RESULTADOS | 87 |
| 5.2.1 | <i>Esferas plásticas en canal de fondo deslizante</i> | 87 |
| 5.2.2 | <i>Esferas plásticas en canal de fondo fijo</i> | 93 |
| 5.2.3 | <i>Sedimentos naturales en canal de fondo deslizante</i> | 96 |
| 5.2.4 | <i>Comparación de resultados obtenidos con esferas plásticas y sedimentos naturales</i> | 113 |
| 5.2.5 | <i>Leyes de resistencia obtenidas a partir de las ecuaciones de movimiento</i> | 116 |
| 5.3 | CAMPOS DE VELOCIDAD | 119 |

| | | |
|------------|---|------------|
| 5.3.1 | <i>Aplicabilidad de PIV y PTV</i> | 119 |
| 5.4 | ANÁLISIS DE SERIES TEMPORALES DE VELOCIDAD. | 123 |
| 5.4.1 | <i>Consideraciones generales</i> | 123 |
| 5.4.2 | <i>Velocidad media</i> | 123 |
| 5.4.3 | <i>Fluctuaciones aleatorias de velocidad</i> | 124 |
| 5.4.4 | <i>Promedios acumulados de velocidad</i> | 124 |
| 5.4.5 | <i>Promedios acumulados de las fluctuaciones aleatorias cuadráticas de velocidad.</i> | 124 |
| 5.4.6 | <i>Auto-correlaciones de velocidad</i> | 125 |
| 5.4.7 | <i>Promedio espacial de la velocidad media del flujo</i> | 125 |
| 5.4.8 | <i>Distribución local del número de Savage y el número de Coulomb</i> | 126 |
| 5.5 | RESULTADOS DEL ANÁLISIS DE SERIES TEMPORALES | 127 |
| 5.5.1 | <i>Esferas plásticas en el canal de fondo deslizante. Determinación del período de análisis</i> | 127 |
| 5.5.2 | <i>Perfiles de velocidad en el canal de fondo deslizante con esferas</i> | 128 |
| 5.5.3 | <i>Perfiles de velocidad en canal de fondo fijo con esferas</i> | 131 |
| 5.5.4 | <i>Números locales de Savage y Coulomb en esferas plásticas en canal de fondo deslizante.</i> | 132 |
| 5.5.5 | <i>Funciones de auto-correlación de velocidad en esferas plásticas</i> | 134 |
| 6 | CONCLUSIONES | 137 |
| 6.1 | OBTENCIÓN DE CONDICIONES UNIFORMES Y PERMANENTES | 137 |
| 6.2 | LEYES DE RESISTENCIA EN FLUJOS GRANULARES | 137 |
| 6.3 | CINEMÁTICA DEL FLUJO DE ESFERAS | 139 |
| | REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS | 142 |

INDICE DE FIGURAS

| | |
|---|----|
| FIGURA 1-1: EJEMPLOS DE FLUJOS GEOFISICOS EN LA NATURALEZA | 10 |
| FIGURA 2-1: CLASIFICACION DE SHARPE..... | 13 |
| FIGURA 2-2: FLUJOS DE ORIGEN GEOLOGICO EN LA NATURALEZA..... | 16 |
| FIGURA 2-3: PROPIEDADES DE MEDIOS GRANULARES..... | 19 |
| FIGURA 2-4: ESPACIO DE REGÍMENES ESTUDIADOS POR CAMPBELL. | 21 |
| FIGURA 2-5: VARIACION DE LA PRESIÓN VERTICAL EN FUNCIÓN DE LA ALTURA DE LA CAPA GRANULAR. | 25 |
| FIGURA 2-6: REDES DE ESFUERZOS EN UN FLUJO GRANULAR SECO. | 25 |
| FIGURA 2-7: CORTE LONGITUDINAL TÍPICO DEL FRENTE DE UN FLUJO GEOFÍSICO | 30 |
| FIGURA 2-8: CONFIGURACIONES EXPERIMENTALES | 33 |
| FIGURA 2-9: EXISTENCIA DE FLUJOS UNIFORMES Y PERMANENTES..... | 34 |
| FIGURA 2-10: APLICACIONES DE PIV..... | 35 |
| FIGURA 2-11: APLICACIONES DE PTV..... | 38 |
| FIGURA 2-12: INSTALACIÓN EXPERIMENTAL DE LARCHER ET AL. | 39 |
| FIGURA 2-13: TECNICAS DE VELOCIMETRIA EN EL ESTUDIO LARCHER ET AL. | 39 |
| FIGURA 2-14: RESULTADOS DE LARCHER ET AL | 40 |
| FIGURA 2-15: INSTALACIÓN EXPERIMENTAL USADA POR PERNG ET AL | 41 |
| FIGURA 2-16: TECNICAS DE VELOCIMETRIA USADA POR PERNG ET AL..... | 41 |
| FIGURA 2-17: RESULTADOS DE PERNG ET AL..... | 41 |
| FIGURA 3-1: VOLUMEN DE CONTROL CONSIDERADO PARA LA IDENTIFICACIÓN DE ESFUERZOS | 47 |
| FIGURA 4-1: VISTA GENERAL DEL CANAL DE PRUEBAS. | 52 |
| FIGURA 4-2: CANAL DE FONDO FIJO. ESQUEMA EXPERIMENTAL. | 53 |
| FIGURA 4-3: ESQUEMA DE UN CORTE TRANSVERSAL DE LA CINTA. | 54 |
| FIGURA 4-4: MEDIOS GRANULARES ARTIFICIALES | 55 |
| FIGURA 4-5: MEDIOS GRANULARES NATURALES. GRAVA TIPO A Y GRAVA FINA..... | 56 |
| FIGURA 4-6: MEDIOS GRANULARES NATURALES. GRAVA TIPO B Y GRAVA GRUESA. | 56 |
| FIGURA 4-7: DEFINICIÓN DEL ÁNGULO DE REPOSO Y DE FRICCIÓN CON EL FONDO. | 58 |
| FIGURA 4-8: ESQUEMA DE LA CONFIGURACIÓN EXPERIMENTAL | 59 |
| FIGURA 4-9: CUADRO RESUMEN DE LAS EXPERIENCIAS REALIZADAS. | 64 |
| FIGURA 4-10: TRATAMIENTO DE IMÁGENES..... | 65 |
| FIGURA 4-11: ESQUEMA DEL FUNCIONAMIENTO DE PIV. | 66 |
| FIGURA 5-1: COMPORTAMIENTO DE ESFERAS PLÁSTICAS A BAJAS VELOCIDADES DE LA CINTA..... | 69 |
| FIGURA 5-2: PERCOLAN DE ESFERAS | 70 |
| FIGURA 5-3: COMPORTAMIENTO DE ESFERAS PLÁSTICAS A ALTAS VELOCIDADES DE LA CINTA Y BAJA ALTURA DE ESCURRIMIENTO..... | 71 |
| FIGURA 5-4: VISTA SUPERIOR DEL FLUJO DE ESFERAS..... | 72 |
| FIGURA 5-5: REPRESENTACIÓN DE LOS PERFILES DE VELOCIDAD MEDIA EN ESFERAS..... | 73 |
| FIGURA 5-6: ESQUEMA DE LOS PERFILES DE VELOCIDAD MEDIA EN LA SUPERFICIE | 74 |
| FIGURA 5-7: ESQUEMA INTERPRETATIVO DE LA DILATANCIA DEL MEDIO. | 77 |
| FIGURA 5-8: ESQUEMA INTERPRETATIVO DE LA SALTACIÓN DE GRANOS. | 78 |
| FIGURA 5-9: ESQUEMA DEL MECANISMO DE EXPULSION..... | 78 |
| FIGURA 5-10: ZONAS AFECTADAS POR LA PARED | 79 |
| FIGURA 5-11: DIAGRAMA DE TRAYECTORIAS DE GRANOS EN SUPERFICIE..... | 79 |
| FIGURA 5-12: SEDIMENTOS NATURALES A BAJAS VELOCIDADES DE CORTE | 81 |
| FIGURA 5-13: SEDIMENTOS NATURALES VELOCIDADES DE CORTE INTERMEDIAS | 82 |
| FIGURA 5-14: SEDIMENTOS NATURALES A ALTAS VELOCIDADES DE CORTE | 83 |
| FIGURA 5-15: REPRESENTACION DE PERFILES MEDIOS DE VELOCIDAD EN SEDIMENTO NATURAL | 84 |
| FIGURA 5-16: REPRESENTACION DE PERFILES MEDIOS DE VELOCIDAD EN SEDIMENTO NATURAL | 86 |
| FIGURA 5-17: LEY DE RESISTENCIA PARA ESFERAS PLÁSTICAS | 87 |
| FIGURA 5-18: DEPENDENCIA ENTRE LA CONSTANTE α Y LA VELOCIDAD DE LA CINTA..... | 88 |
| FIGURA 5-19: VALORES DE n VERSUS LA VELOCIDAD DE LA CINTA TRANSPORTADORA | 88 |
| FIGURA 5-20: FROUDE VERSUS INCLINACION DEL CANAL EN ESFERAS | 89 |
| FIGURA 5-21: RELACION ENTRE h/d Y $\tan(\theta)$ | 90 |
| FIGURA 5-22: ESFERAS EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. NUMERO DE FROUDE LOCAL DE LOS GRANOS | 90 |
| FIGURA 5-23: ESFERAS EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. NÚMERO DE SAVAGE VERSUS EL ÁNGULO DE INCLINACIÓN DEL CANAL. | 91 |
| FIGURA 5-24: ESFERAS EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. NÚMERO DE COULOMB EN FUNCIÓN DE LA INCLINACIÓN DEL CANAL. | 92 |
| FIGURA 5-25: ESFERAS EN CANAL DE FONDO FIJO. NÚMERO DE FROUDE GLOBAL EN FUNCIÓN DE h/d | 93 |

| | |
|--|-----|
| FIGURA 5-26: ESFERAS EN CANAL DE FONDO FIJO. NÚMERO DE FROUDE GLOBAL EN FUNCIÓN DE LA INCLINACIÓN DEL CANAL. | 94 |
| FIGURA 5-27: ESFERAS EN CANAL DE FONDO FIJO. COMPORTAMIENTO DEL NÚMERO DE FROUDE LOCAL DE LOS GRANOS. | 94 |
| FIGURA 5-28: SEDIMENTO NATURAL EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. NUMERO DE FROUDE GLOBAL EN FUNCIÓN DE LA RELACIÓN h/d_{50} | 96 |
| FIGURA 5-29: SEDIMENTO NATURAL EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. NUMERO DE FROUDE GLOBAL EN FUNCIÓN DE LA RELACIÓN h/d_{50} | 97 |
| FIGURA 5-30: SEDIMENTO NATURAL EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. NUMERO DE FROUDE GLOBAL EN FUNCIÓN DE LA RELACIÓN h/d_{50} | 97 |
| FIGURA 5-31: SEDIMENTO NATURAL EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. NUMERO DE FROUDE GLOBAL EN FUNCION DE LA RELACIÓN h/d_{50} | 98 |
| FIGURA 5-32: SEDIMENTO NATURAL EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. VARIACION DEL COEFICIENTE α' CON LA VELOCIDAD DE LA CINTA. | 99 |
| FIGURA 5-33: SEDIMENTO NATURAL EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE.VARIACIÓN DE n' EN FUNCIÓN DE LA VELOCIDAD DE LA CINTA TRANSPORTADORA..... | 99 |
| FIGURA 5-34: SEDIMENTO NATURAL EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE NÚMERO DE FROUDE EN FUNCIÓN DE LA INCLINACIÓN DEL CANAL. L=3M. | 100 |
| FIGURA 5-35: SEDIMENTO NATURAL EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE RELACION ENTRE h/d_{50} EN FUNCIÓN DE LA INCLINACIÓN DEL CANAL. | 101 |
| FIGURA 5-36: SEDIMENTO NATURAL EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. NUMERO DE SAVAGE EN FUNCIÓN DE LA INCLINACIÓN DEL CANAL ($SA<0.1$) | 107 |
| FIGURA 5-37: SEDIMENTO NATURAL EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. NÚMERO DE SAVAGE EN FUNCIÓN DE LA INCLINACIÓN DEL CANAL. ($SA>0.1$) | 108 |
| FIGURA 5-38: SEDIMENTO NATURAL EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE NUMERO DE COULOMB GLOBAL EN FUNCIÓN DEL ÁNGULO DE INCLINACIÓN DEL CANAL. | 109 |
| FIGURA 5-39: SEDIMENTO NATURAL EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE.NUMERO DE FROUDE EN FUNCIÓN DE LA RAZÓN ENTRE ESCALAS h/d_{50} ($D50=6MM$)..... | 101 |
| FIGURA 5-40: SEDIMENTO NATURAL EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. NUMERO DE FROUDE EN FUNCIÓN DE LA RAZÓN h/d_{50} ($D50=11MM$). | 102 |
| FIGURA 5-41: SEDIMENTO NATURAL EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. NUMERO DE FROUDE EN FUNCIÓN DE LA RAZÓN h/d_{50} ($D50=15MM$) | 102 |
| FIGURA 5-42: VARIACIÓN DEL COEFICIENTE α'' EN FUNCIÓN DE LA VELOCIDAD DE LA CINTA..... | 103 |
| FIGURA 5-43: SEDIMENTOS NATURALES EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE ($L=1.5M$). VARIACIÓN DE n'' EN FUNCIÓN DE LA VELOCIDAD DE LA CINTA. | 104 |
| FIGURA 5-44: NÚMERO DE FROUDE GLOBAL VERSUS h/d_{50} PARA TODOS LOS TIPOS DE SEDIMENTO..... | 105 |
| FIGURA 5-45: SEDIMENTOS NATURALES EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. NUMERO DE FROUDE VERSUS $H/D50$ EN GRANOS CON $D50=6MM$, PARA $L=3M$ Y $L=1.5M$ | 105 |
| FIGURA 5-46: SEDIMENTOS NATURALES EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. NUMERO DE FROUDE VERSUS $H/D50$ EN GRANOS CON $D50=11MM$, PARA $L=3M$ Y $L=1.5M$ | 106 |
| FIGURA 5-47: SEDIMENTOS NATURALES EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. NUMERO DE FROUDE VERSUS $H/D50$ EN GRANOS CON $D50=15 MM$, PARA $L=3M$ Y $L=1.5M$ | 106 |
| FIGURA 5-48: SEDIMENTOS NATURALES EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. NUMERO DE COULOMB GLOBAL EN FUNCION DE $\cos(\theta)$ PARA $L=1.5 M$ | 110 |
| FIGURA 5-49: SEDIMENTOS NATURALES EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. NUMERO DE SAVAGE GLOBAL EN FUNCIÓN DE $\sin(\theta)$ PARA $L=1.5 M$ | 111 |
| FIGURA 5-50: SEDIMENTOS NATURALES EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. NUMERO DE FROUDE GLOBAL EN FUNCIÓN DE $\sin(\theta)$ PARA $L=1.5 M$ | 112 |
| FIGURA 5-51: NUMERO DE FROUDE VERSUS INCLINACIÓN DEL CANAL COMPARANDO TODOS LOS TIPOS DE GRANOS | 113 |
| FIGURA 5-52: NUMERO DE FROUDE EN FUNCIÓN DE h/d_{50} . COMPARACIÓN DE RESULTADOS ENTRE ESFERAS Y SEDIMENTOS NATURALES..... | 114 |
| FIGURA 5-53: COMPORTAMIENTO DEL NÚMERO DE SAVAGE EN FUNCIÓN DE LA INCLINACIÓN DEL CANAL PARA SEDIMENTOS NATURALES Y ESFERAS..... | 114 |
| FIGURA 5-54: COMPORTAMIENTO DEL NÚMERO DE COULOMB EN FUNCIÓN DE LA INCLINACIÓN DEL CANAL PARA SEDIMENTOS NATURALES Y ESFERAS..... | 115 |
| FIGURA 5-55: VARIACIÓN DEL PARÁMETRO ζ EN FUNCIÓN DEL NÚMERO DE COULOMB PARA ESFERAS Y SEDIMENTOS EN CANAL DE FONDO FIJO Y DESLIZANTE..... | 116 |

| | |
|--|-----|
| FIGURA 5-56: VARIACIÓN DEL PARÁMETRO ζ EN FUNCIÓN DEL NÚMERO DE SAVAGE | 117 |
| FIGURA 5-57: RESULTADOS DE PTV. | 120 |
| FIGURA 5-58: DISTRIBUCIONES DE VELOCIDAD EN LA PARED EN SEDIMENTOS NATURALES. A) CON PIV B) CON PTV. | 121 |
| FIGURA 5-59: DISTRIBUCIONES DE VELOCIDAD EN LA PARED EN SEDIMENTOS NATURALES. A) CON PIV B) CON PTV. | 122 |
| FIGURA 5-60: MATERIAL ARTIFICIAL EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. PROMEDIOS ACUMULADOS DE VELOCIDAD EN EL FONDO DEL CANAL. | 127 |
| FIGURA 5-61: MATERIAL ARTIFICIAL EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. PROMEDIOS ACUMULADOS CERCA DEL PUNTO MEDIO DEL FLUJO. | 128 |
| FIGURA 5-62: DISTRIBUCIÓN DE VELOCIDADES DEL FLUJO DE ESFERAS EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE PARA BAJAS VELOCIDADES DE LA CINTA TRANSPORTADORA. | 129 |
| FIGURA 5-63: DISTRIBUCIÓN DE VELOCIDADES EN LA PARED DEL CANAL DE FONDO DESLIZANTE PARA ALTAS VELOCIDADES DE LA CINTA TRANSPORTADORA. | 129 |
| FIGURA 5-64: DISTRIBUCIÓN DE VELOCIDADES EN LA SUPERFICIE DEL CANAL DE FONDO DESLIZANTE PARA BAJAS VELOCIDADES DE LA CINTA TRANSPORTADORA. | 130 |
| FIGURA 5-65: DISTRIBUCIÓN DE VELOCIDADES EN LA SUPERFICIE DEL CANAL DE FONDO DESLIZANTE PARA ALTAS VELOCIDADES DE LA CINTA TRANSPORTADORA. | 130 |
| FIGURA 5-66: PERFIL DE VELOCIDAD EN CANAL DE FONDO FIJO. ABERTURA DE LA COMPUERTA DE LA TOLVA $h_0 = 19d$ | 131 |
| FIGURA 5-67: PERFIL DE VELOCIDAD DE LAS ESFERAS EN EL CANAL DE FONDO FIJO. ABERTURA DE LA COMPUERTA DE LA TOLVA $h_0 = 32d$ | 132 |
| FIGURA 5-68: SITUACIÓN DE BAJAS VELOCIDADES DE LA CINTA. PERFIL DEL NÚMERO DE COULOMB LOCAL. . | 133 |
| FIGURA 5-69: SITUACIÓN DE BAJAS VELOCIDADES DE LA CINTA. PERFIL DEL NÚMERO DE SAVAGE LOCAL. | 133 |
| FIGURA 5-70: MEDIO ARTIFICIAL EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. COMPORTAMIENTO DE LA FUNCIÓN DE AUTOCORRELACIÓN CERCA DE LA SUPERFICIE DEL FLUJO. | 134 |
| FIGURA 5-71: MEDIO ARTIFICIAL EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. COMPORTAMIENTO DE LA FUNCIÓN DE AUTOCORRELACIÓN CERCA DE LA MITAD DEL FLUJO | 135 |
| FIGURA 5-72: MEDIO ARTIFICIAL EN CANAL DE FONDO DESLIZANTE. COMPORTAMIENTO DE LA FUNCIÓN DE AUTOCORRELACIÓN CERCA DEL FONDO DEL FLUJO. | 136 |

1 INTRODUCCION

El estudio de los medios granulares densos y secos ha adquirido creciente interés en las últimas décadas, no sólo por la complejidad de su dinámica, sino que también, por su importancia en diversas áreas de desarrollo económico y científico. En la naturaleza y en la industria podemos encontrar varios ejemplos que reflejan esta importancia, algunos de ellos son descritos por Pouliquen (2001):

- A escala industrial, se presentan en diferentes procesos tecnológicos como la manipulación, transporte, almacenamiento, acopio, mezcla y empaquetamiento de polvos, piedras, combustibles sólidos, harinas, sales, granos, semillas y fabricación de agro alimentos .
- En la actividad minera aparecen en la propia extracción de minerales.
- En la construcción se aplican en la fabricación de cemento y en las
- Ciencias de la Tierra, algunos flujos de origen geológico involucran materiales granulares.

Entre los ejemplos mencionados en esta lista, la ocurrencia de flujos granulares de origen geológico (avalanchas de rocas, deslizamientos, flujos de detritos, avalanchas volcánicas, etc.), constituyen una fuente de potenciales riesgos para el medio ambiente, la infraestructura y la población, ocasionando en algunos casos catastróficas consecuencias. Este hecho ha motivado que el estudio de estos fenómenos se vuelva un objeto de mucha importancia, tanto desde el punto de vista geológico como ingenieril.

En Chile podemos encontrar varios ejemplos documentados, que dan cuenta de la ocurrencia de estos flujos. Por nombrar algunos, se encuentran depósitos de flujos de detritos acontecidos en Antofagasta el año 1991 y Lago Ranco el 2004 (Sepúlveda et al., 2006), los aluviones de Santiago el año 1993 (Naranjo et al., 1996) y depósitos de flujos piroclásticos generados en la erupción del volcán Lascar el año 1993 descritos por Calder et al. (1999).

Las Figuras 1-1 muestran varios ejemplos de flujos granulares de origen geológico. En a), se observa las enormes dimensiones que pueden alcanzar los flujos piroclásticos, el ejemplo en particular corresponde a los flujos generados durante la erupción del Volcán Mayon en 1984, Filipinas. En b), tenemos depósitos de de avalanchas de detritos ocurridas en la Quebrada Coquimbo en Lago Ranco, Chile documentas por Sepúlveda et al. (2004). En c) y d) se muestran algunos flujos de detritos acontecidos en Lago Ranco, Chile el año 2004, cuyas características fueron detalladas por Sepúlveda et al. (2006). En el se pueden apreciar depósitos y cortes de caminos causados por el paso de estos flujos.

Precisamente, con el objeto de evitar gran parte de estas consecuencias, existe la necesidad de contar con modelos dinámicos que sean capaces de predecir de manera confiable la evolución de las propiedades dinámicas de estos flujos tanto a escala espacial como temporal. Para ello, previamente es fundamental identificar, caracterizar y cuantificar propiedades y mecanismos de interacción entre los granos, como también las variables externas que los afectan, lo que se puede lograr recurriendo a la experimentación. Existen varias razones que justifican el uso de esta metodología de estudio, pero la más importante se debe a la dificultad y los

riesgos inherentes asociados a la medición de campo de las propiedades de estos flujos.



a)



b)



c)



d)

Figura 0-1: a) Flujos piroclásticos generados durante la erupción del Volcán Mayon en 1984, Filipinas (gentileza United States Geological Survey, USGS) b) Avalanchas de rocas, producidas en Quebrada Coquimbo, X Región, Chile (Sepúlveda et al., 2004) c) Depósitos de flujos de detritos en Llifén, Lago Ranco, Chile (Sepúlveda et al., 2006) d) Consecuencias del paso de flujo de de detritos en Lago Ranco, Chile (Sepúlveda et al., 2006).

En este contexto, este trabajo tiene por objeto estudiar en forma teórica y experimental, las características que presentan los mecanismos de interacción que gobiernan la dinámica de flujos de materiales granulares secos y densos generados en un canal de fondo deslizante bajo condiciones permanentes. Considerando la definición dada por Wang y Hutter (2001), estos flujos corresponden básicamente a un gran número de partículas sólidas cuyos intersticios se encuentran saturados por un fluido que puede ser gaseoso o líquido.

Cuando los efectos de la viscosidad del fluido intersticial son despreciables, lo que por ejemplo sucede con los gases como el aire, el flujo se denomina seco y si además la fase sólida se encuentra altamente concentrada, estos flujos se denominan densos.

1.1 OBJETIVOS

1.1.1 Objetivo general

Realizar un estudio experimental sobre flujos granulares densos y secos generados en un canal de fondo deslizante, con el objeto de identificar los mecanismos que gobiernan la dinámica del flujo en condiciones permanentes y uniformes.

1.1.2 Objetivos específicos

Los objetivos específicos de esta memoria son los siguientes:

- i. Habilitar una instalación experimental, consistente en un canal de fondo deslizante e inclinación variable.
- ii. Estudiar las condiciones experimentales que permiten obtener un flujo granular estacionario y uniforme, con medios compuestos por esferas plásticas y por sedimentos naturales de origen fluvial.
- iii. Caracterizar cualitativamente la dinámica del flujo e identificar los parámetros que la gobiernan.
- iv. Identificar los parámetros adimensionales que representan los mecanismos responsables de la difusión de cantidad de movimiento para diferentes regímenes del flujo.
- v. Comparar los resultados anteriores con el observado con el flujo de esferas plásticas en el canal de fondo fijo.
- vi. Analizar la validez de una transformación galileana del sistema de referencia.

1.2 METODOLOGIA

Para lograr los objetivos propuestos se adoptó la siguiente metodología general de trabajo:

- i. Se recopilaron antecedentes generales relativos al comportamiento mecánico de los flujos granulares densos y secos y la factibilidad de obtener condiciones uniformes y permanentes en canales inclinados. En particular, se investigaron experiencias anteriores realizadas con medios granulares en canales de fondo deslizante.
- ii. Se habilitó una instalación experimental consistente en un estanque de fondo deslizante, acondicionado especialmente para el estudio de flujos de granos secos.
- iii. Durante la fase de experimentación, se buscó la condición de flujo uniforme y permanente y se midieron sus características: altura media de escurrimiento, velocidad de la cinta transportadora, ángulo de inclinación del canal y determinación de parámetros adimensionales característicos de flujos granulares tales como los números de Froude, Savage y Coulomb.
- iv. Se grabaron imágenes de video a través de una de las paredes del canal y desde la parte superior del canal. Estas imágenes fueron sometidas posteriormente a un tratamiento, con el objeto de mejorar la calidad de éstas.
- v. Una vez terminado el tratamiento, se aplicaron técnicas de velocimetría de partículas, PIV y PTV, con el objeto de determinar los perfiles de velocidad que gobiernan el movimiento de los granos en una de las paredes laterales del canal y en la superficie del flujo.
- vi. Los resultados cualitativos y cuantitativos obtenidos con los flujos de granos generados en el canal de fondo fueron comparados con los resultados obtenidos con el flujo de esferas generados en el canal de fondo fijo.

2 FLUJOS DE MATERIAL GRANULAR

2.1 FLUJOS GEOLOGICOS EN LA NATURALEZA

Los flujos granulares de origen geológico, también denominados movimientos de remoción en masa, han sido analizados desde diferentes disciplinas, entre las que destacan la Geología y la Hidráulica. A juicio de Brea et al. (2005), se aprecia que los enfoques de ambas especialidades, respecto del tratamiento de los procesos de transporte por flujos granulares y de sus productos, han seguido caminos paralelos encontrándose escasos puntos de convergencia. Brea et al. explica que los motivos de ello pueden deberse a que los geólogos hacen hincapié en los productos (sedimentos y depósitos) a los que conducen estos procesos, mientras que los ingenieros han prestado mucha mayor atención a las cuestiones hidrológicas y reológicas, es decir, al funcionamiento de estos mecanismos de transporte de masa.

Una clasificación de estos fenómenos a escala geológica no se puede llevar a cabo, sin tomar partido por algunas de estas ciencias o de algún autor en particular (Brea et al., 2005). En este contexto, la categorización propuesta por Sharpe sobre movimientos de remoción en masa publicada en 1960, sigue siendo una valiosa referencia, tanto para geólogos como ingenieros. Esta clasificación se observa en detalle en el esquema de la Figura 2-1.

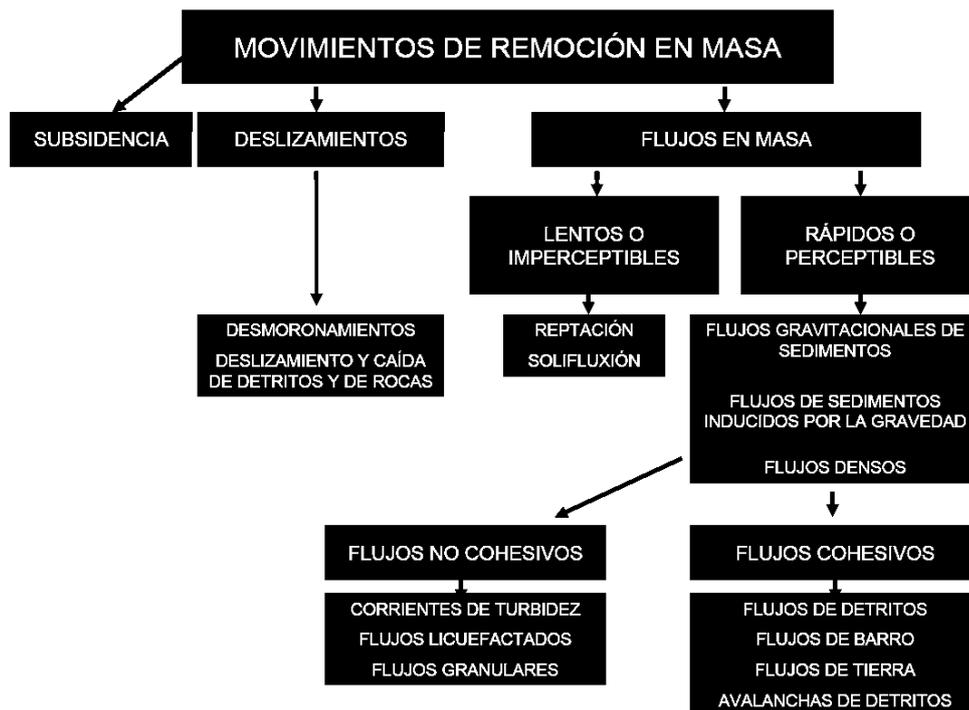


Figura 0-2: Clasificación propuesta por Sharpe en 1960 (Brea et al., 2005)

Sharp reconoce dentro de los flujos en masa: los deslizamientos, los flujos lentos y los flujos rápidos o perceptibles y la subsidencia, siendo importantes en este caso los dos primeros. La diferencia se encuentra en que, mientras en los deslizamientos no hay deformación interna en la masa que se desplaza, en los flujos si la hay, tratándose de fluidos viscosos o plásticos. Entre los deslizamientos se ubican por ejemplo las caídas de rocas, mientras que entre los flujos rápidos tenemos a los

flujos densos. En estos últimos Sharpe reconoce como no cohesivos las corrientes de turbidez, los flujos licuefactados y los flujos granulares. (Brea et al., 2005)

En el contexto del presente trabajo, dentro de la clasificación propuesta por Sharpe, nos interesa estudiar los flujos granulares densos y secos, es decir flujos gravitacionales altamente concentrados de sedimentos no cohesivos cuyos intersticios se encuentran saturados con aire. Como ejemplos de estos flujos en la naturaleza, tenemos a los deslizamientos secos, las avalanchas de rocas y los flujos piroclásticos. Estos últimos distinguen a su vez dos fenómenos denominados corrientes de densidad piroclástica y las avalanchas volcánicas.

Dentro de los fenómenos señalados, los deslizamientos de detritos (húmedos o secos) son los más frecuentes y particularmente peligrosos porque pueden ocurrir en zonas muy pobladas, dañando la infraestructura y lo que es peor, la propia población. Los deslizamientos corresponden a desplazamientos de masas de terreno que se mueven pendiente abajo y son movilizadas principalmente por la acción de la gravedad.

Los factores que gatillan su movimiento son varios, entre los más comunes destacan: la cantidad de lluvia en el área de ocurrencia, el tipo de rocas, la pendiente del terreno, la actividad sísmica y la presencia de fallas o fracturas del suelo. Estos factores, actuando en forma individual o conjunta, pueden originar esfuerzos de corte de magnitud tal que exceden el esfuerzo de resistencia del material, ocasionando el deslizamiento del terreno. En nuestro país, en ejemplo reciente de deslizamiento con características secas ocurrió en la Región Aysén (ver Figura 2-2, b) el año 2006, causando graves consecuencias en la zona

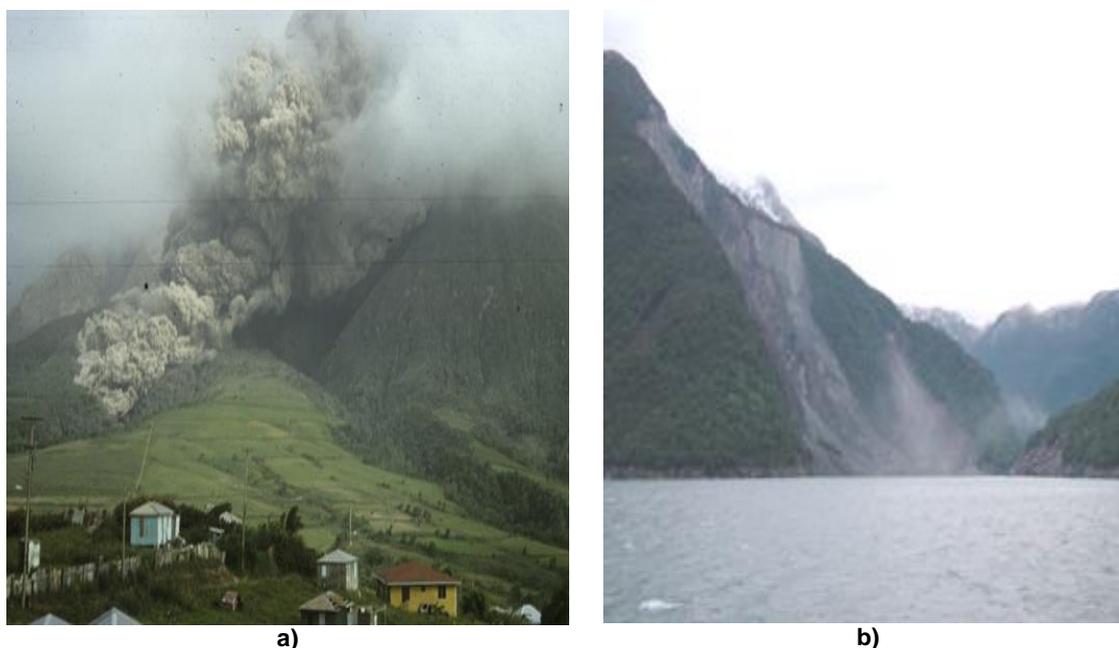


Figura 0-3: a) Propagación de un flujo piroclástico durante la erupción del Volcán Montserrat (gentileza J. Clavero) b) Deslizamiento seco en Aysén, Chile (gentileza J. Clavero).

Los flujos piroclásticos, afortunadamente no son tan comunes. Los flujos piroclásticos son mezclas muy calientes (de varios cientos de grados centígrados) de gases, ceniza y fragmentos de roca, que descienden por los flancos de un volcán, desplazándose a grandes velocidades y que ocurren generalmente en erupciones

grandes y explosivas. Debido a su masa, altas temperaturas, altas velocidades y gran energía potencial presentan una amenaza de muerte por asfixia, enterramiento, incineración e impacto. Un ejemplo de estos flujos, se aprecia en la Figura 2-2, a), correspondiente a flujos piroclásticos causados por el colapso de la gran columna de cenizas volcánicas durante la erupción del Volcán Montserrat, Montserrat.

Branney y Kokelaar (2002), distingue dentro de estos flujos a las corrientes de densidad piroclástica, que corresponden a mezclas no homogéneas de partículas volcánicas y gas que fluyen de acuerdo a su densidad relativa al fluido ambiente (generalmente la atmósfera) y debido a la gravedad de la Tierra.

Las avalanchas también involucran materiales granulares. Las avalanchas de roca por ejemplo, corresponden a extensas masas de rocas altamente disgregadas comúnmente mezcladas con tierra, detritos y fluidos que viajan largas distancias a grandes velocidades. El mecanismo que gatilla su movimiento aun continua siendo objeto de considerable estudio y debate actualmente (Vargas, 2002).

Desde el punto de vista físico, los deslizamientos, avalanchas de rocas y los flujos piroclásticos pueden catalogarse como *avalanchas granulares*. Una avalancha granular se puede definir como un flujo de un medio granular que escurre en altas pendientes y que es movilizado fundamentalmente por la acción de la gravedad (Pudasaini, 2003). Las avalanchas granulares, son flujos gravitacionales multifásicos donde las fases interactúan entre sí y cuyas propiedades además cambian en el tiempo y el espacio.

A escala natural estos fenómenos representan verdaderos procesos geológicos que configuran la morfología del entorno (ver Figura 2-2, a) y b)). Un buen número de estos fenómenos suceden en zonas montañosas de alta pendiente y están caracterizados por un rápido descenso sobre las laderas, sin embargo los mecanismos exactos que provocan su generación y dominan el movimiento aún continúan siendo objeto de intenso estudio.

En general, los deslizamientos y las avalanchas (de rocas, de nieve y volcánicas) son capaces de acarrear millones de toneladas de granito u otros materiales que conforman la geología de las zonas montañosas. Las avalanchas son un fenómeno muy común en zonas montañosas de Europa, EE.UU y también en la cordillera de nuestro país, razón por la que el estudio de su dinámica y los efectos que la influyen es particularmente importante con el objeto de perfeccionar el diseño de las obras destinadas para su contención.

2.2 PROPIEDADES GENERALES DE LOS FLUJOS GRANULARES

Los flujos de material granular corresponden básicamente a flujos compuestos por un gran número de partículas sólidas más un fluido intersticial, que puede ser gas o líquido (Wang & Hutter, 2001). Cuando los efectos del fluido intersticial sobre las partículas sólidas son despreciables, como ocurre con el aire, estos flujos reciben la denominación de flujos granulares secos. Si además, la concentración de la fase sólida es muy alta (igual o superior al 50%), se les denomina altamente concentrados o simplemente densos.

En general los flujos granulares poseen un gran número de propiedades no compartidas por los sólidos ordinarios, fluidos o gases, tanto así que dependiendo de los mecanismos externos aplicados, estos flujos pueden comportarse a veces como sólidos (medio granular altamente compactado) y otras como fluidos (descarga de silos o flujos de arenas) incluso en un mismo proceso y en forma intermitente (Wang & Hutter, 2001).

Algunas propiedades típicas que experimentan los medios granulares son la dilatación, comportamiento cuasi-coulombico, fluidización, liquefacción por ondas sísmicas y segregación de partículas. La dilatación por ejemplo, describe el proceso en el cual arreglos o empaquetamientos granulares se deforman volumétricamente al ser sometidos a esfuerzos de compresión o de corte (Figura 2-3-a)). Este concepto fue introducido por Reynolds en 1885 y lo descubrió a través de un sencillo experimento, el que consistió en gruesos términos, en llenar un contenedor flexible con partículas solidas, sometido posteriormente a esfuerzos de compresión (Figura 2-3-b)).

Reynolds pudo concluir que: “un medio granular altamente compactado en el interior de un envoltorio flexible incrementa su volumen cuando el envoltorio es deformado. Si el envoltorio es inextensible pero deformable, la configuración del medio granular no se puede deformar a no ser que se rompa el envoltorio o se fracture el medio granular”. Es decir, si se ejerce una presión sobre un medio granular, éste se puede dilatar disminuyendo así la fracción de compactación (Zuriguél, 2005).

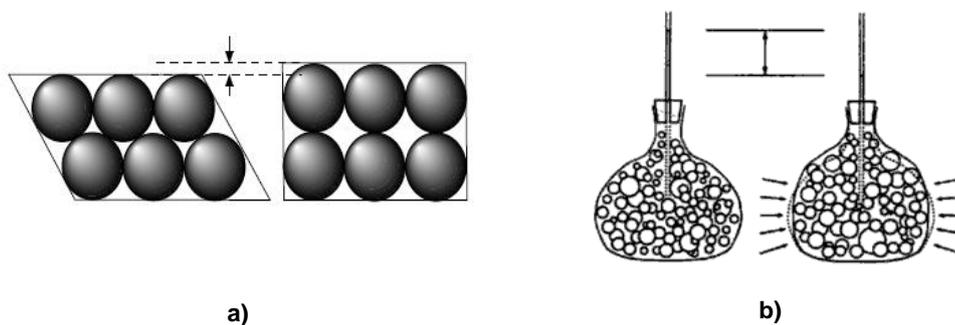


Figura 0-4: a) Dilatación experimentada por un arreglo granular al ser sometido a esfuerzo de corte (Pouliquen, 2001) b) Esquema del experimento de Reynolds (Wang & Hutter, 2001)

Por su parte, la fluidización es un fenómeno en el cual las partículas sólidas tienden a separarse unas de otras debido a la presión ejercida por el fluido intersticial y depende básicamente del tamaño de los granos y del grado de cohesión entre ellos. Es bien sabido que las avalanchas de rocas y los flujos piroclásticos son capaces de viajar distancias bastante más largas que las esperadas bajo el supuesto de balance energético. Según Wang & Hutter (2001), la explicación más aceptable para este fenómeno tiene relación con la fluidización, la que lleva a un incremento en la distancia media que separa los granos y por lo tanto reduce la fricción efectiva entre ellos.

En el caso particular de flujos piroclásticos, Branney y Kokelaar (2002) explican que la fluidización ha sido considerada desde hace tiempo como una explicación válida para la gran movilidad que experimentan estos flujos y describen seis formas distintas de fluidización, entre ellas las debidas: a los granos, al propio flujo y a la sedimentación.

Respecto de los comportamientos coulómicos o aproximadamente coulómicos, estos han ayudado enormemente a modelar y describir la dinámica de estos flujos, siendo la teoría de Coulomb (de ahí el nombre) el eje central en torno al cual se ha modelado este comportamiento. Esta teoría permite modelar en forma aceptable los esfuerzos originados por la fricción que experimentan las mezclas no cohesivas durante la fase de propagación, en base a una relación esfuerzo medio de corte τ versus esfuerzo medio de compresión normal σ , descrita por la siguiente ecuación¹ (Wang & Hutter, 2001):

$$(2.1) \quad \tau = \sigma \tan \phi$$

donde ϕ es el ángulo de fricción interno del material granular. Precisamente, el esfuerzo medio de compresión normal se puede determinar a partir de la siguiente expresión:

$$(2.2) \quad \sigma = (\rho_s - \rho_f) c_v g h \cos \theta - p'$$

donde ρ_s y ρ_f representan la densidad media de las partículas sólidas y del fluido intersticial respectivamente, c_v es la concentración volumétrica de los granos promediada entre 0 y h , donde h es la altura del flujo, θ la inclinación del fondo y p' es la presión de poros efectiva. En general los medios granulares se caracterizan por ser fuertemente disipativos, en especial la energía cinética asociada a estos flujos puede reducirse drásticamente por la magnitud de las colisiones intergranulares (Pouliquen, 2001).

¹ Detalles de esta teoría en Anexo A, Sección A.

2.3 REGIMENES DE FLUJO

Basándose en el campo de velocidades que desarrollan los flujos granulares durante su propagación, GDR Midi (2004) reconoce tres grandes regímenes de flujo. El primero de estos describe un régimen cuasi-estático donde la inercia de los granos es despreciable y la dinámica del material puede ser descrita usando modelos basados en la teoría de la plasticidad. Un segundo régimen describe el proceso en el cual las partículas se encuentran fuertemente agitadas y separadas unas de otras, asimilándose bastante al comportamiento de los gases. En éste régimen las partículas interactúan entre ellas por medio de colisiones binarias y el modelo teórico que las describe se basa precisamente en las ecuaciones provenientes de la teoría cinética de los gases. El tercer y último régimen, describe un comportamiento que se encuentra en medio de los dos anteriores, es decir, un régimen de flujo denso donde tanto la inercia de los granos como las colisiones íter-granulares son dominantes.

En 1954, Bagnold introdujo el concepto de esfuerzos dispersivos, reconociendo así el efecto que tienen las colisiones internas entre las partículas inmersas en el flujo. Los esfuerzos dispersivos consisten en los esfuerzos que resultan de las interacciones entre las partículas sólidas (fase dispersa). Este concepto resultó muy importante en el desarrollo y entendimiento de esta área, ya que identifica claramente el rol de los granos en el movimiento de las mezclas granulares.

Este investigador llevó a cabo un conocido experimento (detalles en Anexo A, 2.) consistente en inducir un flujo de rotación de una mezcla líquida-sólida, en el espacio anular entre dos cilindros concéntricos con el objeto de obtener una relación constitutiva entre el esfuerzo de corte τ_{xy} y la deformación angular resultando la conocida expresión:

$$(2.3) \quad \tau_{xy} = \rho_s \delta^2 f(c_v) \dot{\gamma}^2$$

Donde ρ_s y δ representan la densidad y tamaño medio de los granos respectivamente, $\dot{\gamma} = du/dy$ es la tasa de deformación del medio, u es la velocidad media de éste y $f(c_v)$ es una función que depende de la concentración volumétrica de sólidos. La fase sólida es las experiencias de Bagnold, estaba compuesta por partículas neutralmente boyantes, de manera que sus resultados esconden los efectos de la gravedad y la fricción entre los granos (esfuerzos de tipo Coloumb) (Montserrat, 2004)

Recientemente, C. S. Campbell ha buscado unificar varias teorías de flujos granulares, pudiendo establecer una clasificación de ellos basada en las propiedades mecánicas del material granular, las escalas de tiempo asociadas a los contactos entre granos y la tasa de deformación del flujo (Campbell, 2002; ver detalles en Anexo A, Sección C).

Este autor distingue dos grandes regímenes: el “elástico” y el “inercial”. Ambos, se diferencian por el grado de dependencia entre el esfuerzo de corte característico τ y la tasa de deformación $\dot{\gamma}$. Según este autor, la existencia de ambos regímenes se encuentra fuertemente supeditada al valor del parámetro $K/\rho_s d^3 \dot{\gamma}^2$, donde K es

una constante de restitución elástica debido a contactos entre granos (ver Figura 2-4).

Este parámetro representa una relación entre fuerzas elásticas asociadas a los contactos entre granos y los esfuerzos dispersivos de Bagnold asociados a las colisiones entre partículas.

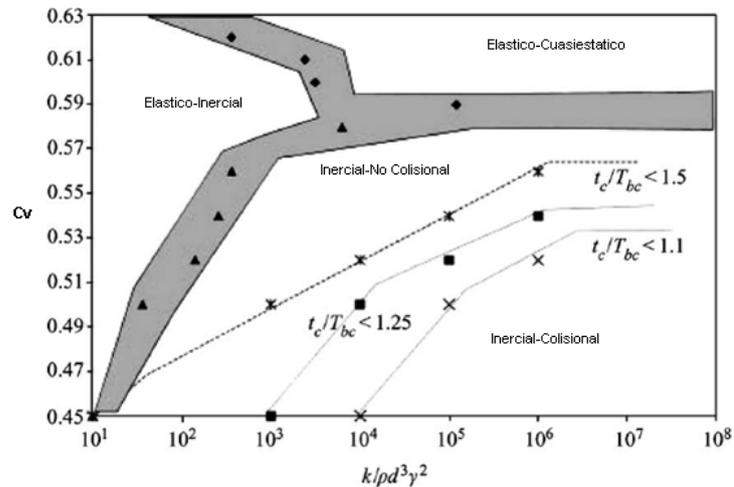


Figura 0-5: Espacio de regímenes estudiados por Campbell en función de C_v . Aquí, t_c denota el tiempo de contacto y t_{bc} el tiempo típico de duración de una colisión binaria (Campbell, 2002).

Campbell atendiendo los parámetros involucrados en cada uno de estos regímenes, estudió mediante simulaciones numéricas con esferas, la influencia que ejercen en ellos variables tales como la concentración de sólidos, la fricción y el coeficiente de restitución de los granos.

2.4 PARAMETROS ADIMENSIONALES TIPICOS

Una manera de abordar numéricamente el estudio de los flujos de granos es mediante el cálculo de ciertos parámetros adimensionales característicos. Al combinar las expresiones existentes para los esfuerzos inerciales y de fricción atribuibles a la fase granular y los esfuerzos viscosos atribuibles a la fase fluida, se obtienen dos parámetros ampliamente conocidos y denominados números de Bagnold y Savage.

El número de Bagnold esencialmente distingue la razón de esfuerzos debidos a colisiones entre granos y los esfuerzos debidos a la viscosidad del fluido intersticial y se define de la siguiente manera:

$$(2.4) \quad Ba = \frac{\lambda \rho_s \dot{\gamma} d^2}{\mu}, \text{ con } \lambda = \left[\left(\frac{c_{v,\max}}{c_v} \right)^{1/3} - 1 \right]^{-1/2}$$

Donde μ es la viscosidad dinámica del fluido intersticial y λ la concentración lineal. Según el estudio de Bagnold, valores del $Ba \geq 450$ indican que el flujo se encuentra dominado por colisiones entre granos. Para valores de este parámetro $Ba \leq 40$, el régimen se clasifica como macroviscoso, reconociendo así los efectos de la viscosidad del fluido intersticial. Iverson y Denlinger (2001) señalan que en este último régimen, los esfuerzos normales, tanto de corte como de compresión, son proporcionales a la tasa de deformación².

Por su parte, el número de Savage mide básicamente la razón entre los esfuerzos originados por colisiones y los esfuerzos de origen coulombico, que surgen por los contactos entre granos inducidos por gravedad. Iverson (1997) señala que este parámetro usualmente se evalúa en el fondo del flujo, resultando:

$$(2.5) \quad Sa = \frac{\rho_s \dot{\gamma}^2 d^2}{(\rho_s - \rho_f) g h \tan(\phi)}$$

Donde ρ_f es la densidad del fluido intersticial, ϕ el ángulo de fricción interno de los granos, h la altura media del flujo y $\dot{\gamma}$ se evalúa en el fondo del flujo. Valores de $Sa \geq 0.1$ indican que las colisiones entre granos podrían afectar significativamente la dinámica del flujo. Para $Sa < 0.1$, los contactos intergranulares del flujo se encuentran dominados por la gravedad más que por colisiones y el número de Bagnold se torna irrelevante.

A la luz de estos dos importantes parámetros surge otro ampliamente señalado en la literatura y conocido como número de Coulomb. Este parámetro da cuenta de la relación entre los esfuerzos dispersivos debido a colisiones y los esfuerzos de compresión normal actuando sobre el medio granular, lo que se expresa analíticamente de la siguiente forma (Ancy, 2001):

² Más detalles acerca del estudio de Bagnold en Anexo A, Sección B.

$$(2.6) \quad Co = \frac{\rho_s \dot{\gamma}^2 d^2}{\sigma_{yy}}$$

El esfuerzo de compresión normal promediado en la profundidad del flujo, $\langle \sigma_{yy} \rangle$, para flujos que no son afectados por efectos de presión del fluido intersticial se estima a partir de la relación $\sigma_{yy} = c_v \rho_m g (h - y) \cos(\theta)$, donde c_v y ρ_m representan la concentración y la densidad promediadas en la profundidad del flujo. Esta última igualdad es sólo una aproximación, dado que, la linealidad entre σ_{yy} e y sólo se mantiene para pequeñas alturas de flujo.

Se puede demostrar analíticamente que, para grandes alturas de escurrimiento la tendencia entre σ_{yy} y y puede ser no lineal, pero limitadas por la presión de saturación del medio, tal como se muestra en la Figura 2-5. A partir de ensayos de compresión triaxial, algunos autores han concluido que la relación entre σ_{yy} e y queda bien representada por un ajuste exponencial, esto es $\sigma_{yy} = \sigma_o (1 - e^{-\chi y})$, donde χ es un parámetro que depende de la profundidad y de las dimensiones geométricas del aparato donde se conducen dichos ensayos y σ_o es una constante que representa la presión de saturación del medio (Duran, 1997).

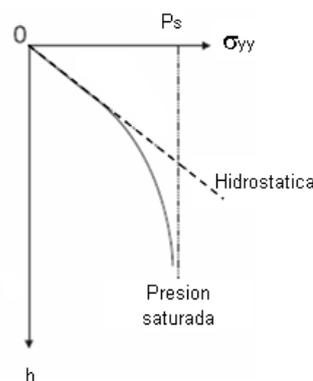


Figura 0-6: Variación de la presión vertical en función de la altura de la capa granular. La línea discontinua vertical representa la presión límite o de "saturación" y la línea de trazos la presión hidrostática que ejercería un fluido real (Zuriguel, 2005)

En el caso de flujos de sedimentos altamente concentrados, la concentración media $\langle c_v \rangle$ es prácticamente constante en la vertical excepto en la zona cercana a la superficie libre. El valor de este parámetro oscila en el rango 0.60 a 0.65, donde este último corresponde a la concentración de empaquetamiento.

Valores del $Co \ll 1$ indican que el régimen de flujo se encuentra dominado por fricción y el comportamiento de este puede ser descrito dentro del contexto de la mecánica de suelos (Teoría de Coulomb). Por el contrario, valores del $Co \gg 1$ indican que las interacciones entre granos se encuentran dominadas por colisiones mas que por fricción y por lo tanto el comportamiento del medio granular puede ser descrito usando la teoría cinética de los gases.

Una variante del número de Coulomb viene dada por el número de Inercia que corresponde a la raíz cuadrada del número de Coulomb, esto es:

$$(2.7) \quad I = \frac{\dot{\gamma}d}{\sqrt{\sigma_{yy} / \rho_s}}$$

De acuerdo a Jop et al. (2006), esta definición representa una relación entre escalas de tiempo asociadas a las interacciones entre los granos. Por un lado, Jop et al. describe una escala de tiempo microscópica asociada con la caída de una partícula de diámetro medio d y densidad ρ_s , desde un vacío a otro bajo la influencia de una fuerza que escala con $\sigma_{yy}d^2$, esto es $t_{micro} \sim d / \sqrt{\sigma_{yy} / \rho_s}$. Por otro lado, existe una escala de tiempo macroscópica asociada al tiempo medio que le toma a una partícula moverse de un vacío a otro, esto es $t_{macro} \sim 1 / \dot{\gamma}$. La relación entre estas dos escalas forma el adimensional definido en (2.7).

En flujos que escurren a superficie libre otro parámetro que surge en forma natural es el número de Froude. Este número da cuenta de la relación entre las fuerzas de inercia debido al movimiento del medio y la fuerza de gravedad que actúa sobre este, dando como resultado la siguiente definición:

$$(2.8) \quad Fr = \frac{U^*}{\sqrt{gL^*}}$$

Donde U^* y L^* representan una escala de velocidad y longitud características del flujo. La elección apropiada de estas escalas será discutida mas adelante. Combinando los esfuerzos atribuibles a la fase fluida y la sólida, se pueden generar otros parámetros adicionales. Entre éstos figuran por ejemplo el número de Masa, el de Reynolds, el de Darcy y el de Fricción cuyas definiciones se resumen en la tabla 2-1.

Tabla 2-1: Resumen de parámetros característicos de flujos granulares (Iverson, 2001)

| Parámetro | Expresión | Describe |
|--------------------|---|--|
| Numero de Masa | $N_{masa} = \frac{v_s}{1-v_s} \cdot \frac{\rho_s}{\rho_f}$ | Relación entre la inercia de los sólidos e inercia del fluido |
| Numero de Darcy | $N_{Dar} = \frac{\mu}{v_s \cdot \rho_s \cdot \dot{\gamma} \cdot k}$ | Tendencia de la presión de poros a restringir interacciones entre granos durante el movimiento |
| Numero de Reynolds | $N_{Re} = \frac{Ba}{N_{masa}} = \frac{\rho_f \cdot \dot{\gamma} \cdot d^2}{\mu}$ | Relación entre inercia de los granos y esfuerzos viscosos del fluido intersticial |
| Numero de Fricción | $N_{fricc} = \frac{Ba}{Sa} = \frac{C_s}{1-C_s} \frac{(\rho_s - \rho_f) \cdot g \cdot d \cdot \tan(\phi)}{\mu \cdot \dot{\gamma}}$ | Relación entre esfuerzos de corte sostenidos por contactos intergranulares y esfuerzos de corte viscosos |

En la Tabla 2-1, k es la permeabilidad del medio y c_s la concentración volumétrica de la fracción sólida.

La gran variabilidad en magnitud que pueden presentar estas propiedades revela una complejidad inherente a la elaboración de los modelos dinámicos. Representar las fuertes fluctuaciones parámetros tales como la viscosidad del fluido intersticial, concentración de sólidos, ángulos de fricción, entre otros configuran un escenario complejo, lo que queda demostrado con algunos datos característicos de flujos a escala geofísica reportados en la Tabla 2-2. Estos valores han sido documentados en base a investigaciones en terreno en EE.UU. (Iverson, 1997).

Tabla 2-2: Algunas propiedades físicas medidas en flujos geofísicos (Iverson & Denlinger, 2001)

| PARAMETROS FÍSICOS | Notación | Unidad | Ubicación y tipo de flujo | | | |
|----------------------------------|-------------------------|---------------------|----------------------------|------------------------|---------------------------------|-----------------------|
| | | | Canaleta USGS ^b | Yake Dake ^c | Mount Saint Helens ^d | Elm Rock ^e |
| | | | Flujos detríticos | Flujos detríticos | Flujos piroclásticos | Avalanchas |
| Angulo de fricción | ϕ_{int}, ϕ_f | o | 28-42 | 25-50 | 25-50 | 25-50 |
| Fracción volumétrica sólida | V_s | - | 0,6 | 0,6 | 0,4 | 0,5 |
| Fracción volumétrica fluida | V_f | - | 0,4 | 0,4 | 0,6 | 0,5 |
| Densidad sólidos | ρ_s | kg / m ³ | 2700 | 2600 | 2600 | 2400 |
| Densidad fluido | ρ_f | kg / m ³ | 1200 | 1200 | 2 | 2 |
| Viscosidad fluido | μ_f | Pa-s | 0,1 | 0,1 | 2x10 ^{-5g} | 2x10 ^{-5g} |
| Diámetro típico granos | δ | <i>m</i> | 0,01 | 0,2 | 0,01 | 0,5 |
| Densidad mezcla | ρ_m | kg / m ³ | 2000 | 2000 | 1000 | 1200 |
| Permeabilidad hidráulica | <i>k</i> | m ² | 10 ⁻¹¹ | 10 ⁻⁹ | 10 ⁻¹¹ | 10 ⁻⁸ |
| Difusividad hidráulica | <i>D</i> | m ² / s | 10 ⁻⁴ | 0,001 | 0,001 | 0,1 |
| Tasa deformación | $\dot{\gamma}$ | 1 / s | 50 | 3 | 10 | 5 |
| Altura de flujo | <i>h</i> | <i>m</i> | 0,2 | 2 | 1 | 10 |
| Longitud del flujo | <i>L</i> | <i>m</i> | 100 | 1000 | 2000 | 2000 |
| PARAMETROS ADIMENSIONALES | | | | | | |
| Numero de Savage | <i>Sa</i> | - | 0,2 | 0,03 | 0,001 | 0,06 |
| Numero de Bagnold | <i>Ba</i> | - | 600 | 10 ⁴ | 3 x10 ⁴ | 4 x 10 ⁵ |
| Cuasi Numero de Reynolds | <i>N_{Re}</i> | - | 3x10 ⁵ | 10 ⁷ | 10 ¹⁰ | 8x10 ¹⁰ |
| Numero de Masa | <i>N_{masa}</i> | - | 4 | - | 600 | 1000 |

^a Supuso una concentración de sólidos máxima igual a 0.7 para el calculo del Bagnold

^b Iverson (1997)

^c Takahashi (1997)

^d Rowley et al. (1981), Wilson & Head (1981) y Hoblitt (1986)

^e Se asumió una concentración de sólidos máxima igual a 0.7 para el calculo del Bagnold

^f Agua con barro

^g Aire con polvo

2.5 OTRAS PROPIEDADES

Para valores de $Ba \geq 450$ se ha señalado que el número de colisiones es lo suficientemente alto como para disipar, mediante este mecanismo, gran parte de la energía del flujo y el movimiento relativo de los granos se debe principalmente a la intensidad de las colisiones.

Según Montserrat et al. (2005) , una de las teorías que mejores resultados ha dado en la modelación del régimen colisional, corresponde a la basada en la teoría cinética de los gases. Despreciando los efectos inerciales asociados al fluido, la relación entre movimiento aleatorio de las partículas granulares y el movimiento térmico de moléculas, según la descripción de la teoría cinética, es tan directa que usualmente se define el valor cuadrático medio de las fluctuaciones aleatorias de velocidad de los granos $\sum_i \langle u_i^2 \rangle$ como la temperatura granular, donde $u_i' = u_i - \langle u \rangle$ y $\langle u \rangle$ es la velocidad media temporal del flujo.

Sin embargo, las colisiones entre las partículas sólidas son altamente inelásticas, lo que hace que los sistemas granulares posean grandes diferencias en comparación con los sistemas moleculares. En particular, la energía asociada con la existencia de temperatura granular es siempre disipada por colisiones. En el caso de flujos sometidos a esfuerzo de corte, la temperatura granular puede ser generada y mantenida únicamente por una conversión continua de energía cinética de traslación de la mezcla en energía cinética de fluctuación de los granos sólidos. Es decir, la temperatura granular es generada por el mismo flujo, de lo que se desprende que las condiciones del flujo medio y de las fluctuaciones de velocidad de las partículas sólidas se encuentran relacionadas (Iverson, 1997).

Estudios experimentales y numéricos muestran la existencia de redes de esfuerzos conectadas a través de todo el medio granular, como las que se observan en la Figura 2-6. Estas redes que mantienen contactos por periodos prolongados, i.e. tiempos de contacto superiores a los tiempos que duran las colisiones binarias entre partículas, reciben el nombre de “cadenas de contacto” (Ancey et al., 1999; citado por Montserrat, 2006) y su aparición se debe a la existencia de gradientes de densidad que hacen aumentar el grado de colisiones en las regiones de mayor densidad.

Se ha comprobado empíricamente y también mediante simulación numérica que estas redes de esfuerzos de partículas que están en contacto cercano, son regiones donde la magnitud de la temperatura granular es relativamente baja y una vez que éstas son formadas pueden perdurar en el tiempo al menos que interactúen con otra cadena, además cubren todo el flujo y son capaces de transmitir grandes fuerzas (Ancey, 2001).

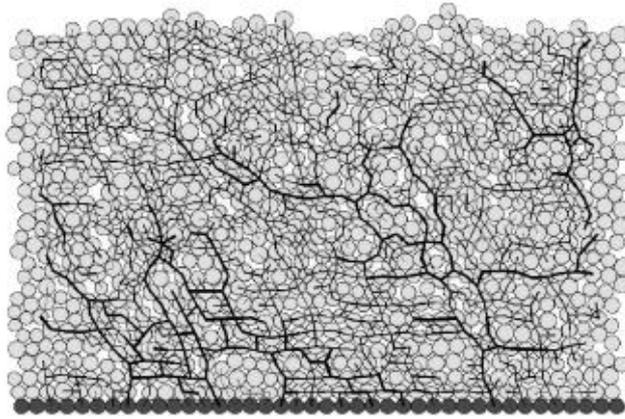


Figura 0-7: Diagrama de fuerzas normales en un flujo granular seco generado en un canal inclinado. El grosor de las líneas es proporcional a la magnitud del esfuerzo (Ancey, 2001).

Las partículas que pertenecen a una red de contacto experimentan fuerzas de fricción sostenidas tal como sucede en flujos granulares densos, a diferencia de lo que ocurre con los “clusters” (flujos de baja densidad) que se encuentran sujetos principalmente a colisiones (Ancey, 2001). En canales, la interacción de las partículas con el fondo incrementan la temperatura granular en el sector cercano al fondo, empujando las partículas hacia arriba donde se concentran aumentando la densidad del medio. Este mecanismo fuerza la aparición de redes de contactos sobre el fondo (citado por Montserrat, 2006).

Otra propiedad particular en flujos de granos es la segregación de partículas y que consiste en un proceso de continuo reordenamiento de la fase sólida a medida que los flujos se ven sometidos a la aplicación de esfuerzos cortantes o compresivos durante su propagación.

La segregación de partículas se manifiesta cuando en un medio granular coexisten partículas de diferentes tamaños, formas y densidades, sin embargo las causas que la originan aún permanecen sin explicación satisfactoria, por esta razón es importante mencionar algunos aspectos teóricos de este fenómeno en este trabajo.

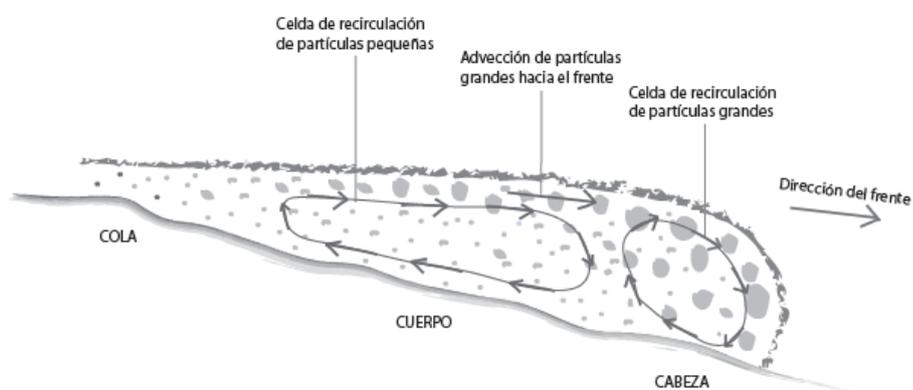


Figura 0-8: Corte longitudinal típico del frente de un flujo geofísico. Segregación y convección de partículas en la vertical y longitudinal (Meruane, 2007).

La segregación reviste suma importancia en los flujos de material granular dado que ésta interactúa significativamente con la dinámica de estos escurrimientos, además que ayuda a explicar las grandes variaciones en la resistencia friccional que

experimentan estos flujos desde su fase de generación hasta su depositación (Meruane, 2007).

Los mecanismos más comunes de segregación de partículas se han podido documentar a través de experimentación, estudio de depósitos de flujos geofísicos, simulación computacional y procesos industriales. Estos mecanismos corresponden esencialmente al llenado de vacíos, formación de arcos, percolación y condensación, flotación, inercia y convección; este último se puede apreciar en el esquema de la Figura 2-7. En su gran mayoría, estos mecanismos pueden ser observados en medios vibrados pero algunos también pueden observarse en flujos conducidos por gravitación (Godoy, 2006; Duran, 1997).

La influencia de la segregación sobre la dinámica de avalanchas secas es aún un punto que continúa siendo objeto de investigación y cuyo entendimiento podría explicar las grandes diferencias encontradas en modelos promediados verticalmente sobre mezclas homogéneas (Savage & Hutter, 1989). Estos modelos desprecian la velocidad vertical del flujo, componente fundamental en la segregación de partículas.

2.6 BREVE REVISION DE LOS MODELOS DINAMICOS CLASICOS

La mayoría de los modelos dinámicos que han sido formulados, aún no han logrado obtener resultados que representen satisfactoriamente la evolución completa de los flujos granulares. Esto se debe a la complejidad asociada a la conjunción de los diversos factores (presión de poros, segregación de partículas, reología, cambios de régimen, etc.) y campos de estudio (mecánica de fluidos, mecánica de suelos, teoría de la plasticidad y reología) que intervienen en la dinámica de estos fenómenos. A pesar de ello, algunos de estos modelos han tenido bastante aceptación dentro de la comunidad científica e ingenieril como el de Savage y Hutter(1989) o el de Iverson y Denlinger(2001).

Precisamente, el modelo reportado por Savage y Hutter (1989) es uno de los modelos clásicos. Estos investigadores apoyándose en las ecuaciones de Saint-Venant, lograron describir el movimiento de una masa de material granular no cohesivo inicialmente estacionaria y en reposo, a través de un fondo rugoso, geoméricamente curvo seguido por un segmento horizontal. Los resultados de dichas ecuaciones fueron contrastados experimentalmente de forma exitosa y dada la importancia del modelo es de interés poner de manifiesto estas relaciones:

$$(2.9) \quad \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(h\bar{u})}{\partial x} = 0$$

$$(2.10) \quad \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = g \sin \zeta - g \tan \delta \operatorname{sgn}(\bar{u}) \cdot (\cos \zeta + \lambda \kappa \bar{u}^2) - \varepsilon g K_{actpass} \cos \zeta + g \frac{\partial h}{\partial x}$$

Donde h es la altura del flujo, $\bar{u} = (1/h) \int_0^h u(y) dy$ es la velocidad media del flujo, $\varepsilon = h/L$ es una relación entre escalas de longitud, ζ el ángulo de fricción interno del material, δ el ángulo de fricción basal, $\lambda = L/R$ con R el radio de curvatura de la superficie, $\kappa = -d\zeta/dx$ la curvatura del fondo y $K_{actpass}$ es un coeficiente que relaciona los esfuerzos activo-pasivos que se desarrollan debido a la interacción entre el flujo y el fondo.

Una de las mayores ventajas de este modelo es la relativa sencillez en su formulación sin embargo este hecho hace que su aplicabilidad se vea limitada a casos donde los efectos de la topografía sólo son relevantes en una dirección y además sea válida la condición $h/L \ll 1$ (Savage y Hutter, 1995).

Hasta 1989 uno de los modelos ampliamente utilizados era el de masa puntual. Este modelo trata mecánicamente el fenómeno, como si se tratara de una masa puntual que desliza por el plano inclinado. La ventaja de este modelo consiste en que puede ser aplicado a una gran variedad de flujos pero esta flexibilidad lo hace también difícil de manipular (Pudasaini, 2003). Una extensión a este modelo plantea que la velocidad media se escribe de la siguiente manera en régimen permanente:

$$(2.11) \quad \bar{u} = \sqrt{\xi h \cos(\theta) (\tan(\theta) - \mu)}$$

Donde \bar{u} es la velocidad media del flujo granular, μ el coeficiente de fricción con el fondo, θ el ángulo de inclinación del plano por donde escurre la avalancha, m la

masa liberada, h es la altura del flujo y ξ un coeficiente de fricción dinámico que depende de la rugosidad del fondo.

Los modelos basados en la teoría cinética y la dinámica molecular fueron diseñados con el objeto de describir la reología de los materiales granulares, sin embargo estas teorías aun son difíciles de aplicar en vista de la complejidad inherente asociada al planteamiento y solución de sus ecuaciones, cuya derivación se basa en un enfoque netamente probabilístico.

A modo de ejemplo, algunos parámetros como el campo de velocidades $\vec{V}(\vec{r}, t)$ o la temperatura granular $T(\vec{r}, t)$ se expresan de la siguiente manera para el caso de una sola partícula (Goldhirsch, 2003):

$$(2.12) \quad \vec{V}(\vec{r}, t) = \frac{1}{n(\vec{r}, t)} \int \vec{v} \cdot f(\vec{v}, \vec{r}, t) \cdot d\vec{v}$$

$$(2.13) \quad T(\vec{r}, t) = \frac{1}{n(\vec{r}, t)} \int (\vec{v} - \vec{V})^2 \cdot f(\vec{v}, \vec{r}, t) \cdot d\vec{v}$$

Donde $n(\vec{r}, t) = \int f(\vec{v}, \vec{r}, t) d\vec{v}$ es el número de densidad y $f(\vec{v}, \vec{r}, t)$ una función de distribución para una sola partícula que depende de la posición \vec{r} de ésta en el instante t . Una de las limitantes de la teoría cinética es que ésta necesita la solución de una ecuación adicional de energía para la temperatura granular, la velocidad y las variaciones de densidad además de involucrar el uso de complejas condiciones de borde para cada una de estas variables lo que hace que la construcción de soluciones sea muy difícil incluso para el caso de flujos en canales en régimen permanente (Hutter et al., 1986, citado por Pudasaini, 2003).

Finalmente, en los últimos 30 años varios modelos más han sido presentados con el objeto de mejorar los ya existentes o mostrar nuevas propuestas. Modelos más recientes están caracterizados por un retorno a la descripción hidrodinámica, basada en las ecuaciones de Saint-Venant pero integrando los mecanismos de erosión y deposición de partículas. Este apronte fue iniciado por Douady et al. y recientemente reconsiderado por Khakar et al. y Gray (citados por Aradian et al., 2001).

2.7 LEYES DE RESISTENCIA EN MEDIOS GRANULARES

Uno de los aspectos centrales en el entendimiento de la dinámica de los flujos granulares está dado por el conocimiento de la evolución espacio-temporal de sus propiedades cinemáticas durante el movimiento. Conocer dicho campo no es sencillo incluso para un medio compuesto por partículas homogéneas tanto en densidad como tamaño, por lo que se ha vuelto fundamental contar con mediciones de laboratorio y métodos de procesamiento digital de imágenes que permitan contrastar estos resultados con la predicción teórica.

En la literatura existente se han reportado diversos perfiles de velocidad para el caso de flujos granulares que escurren a superficie libre en canales rectangulares inclinados bajo condiciones uniformes y estacionarias dependiendo de las

condiciones de borde que impone la instalación y las características de los granos que conforman el material.

Pouliquen (1999) realizó ensayos de deslizamientos de medios granulares en canales inclinados (Figura 2-8, a)). Los granos consistieron de partículas de vidrio de geometría esférica, con diámetros 0.5, 1.15 y 1.3 mm. La rugosidad de fondo del canal se obtuvo pegando partículas esféricas. De esta forma, se obtuvo un tamaño de la rugosidad de fondo proporcional al tamaño de los granos. Pouliquen, midió la altura de escurrimiento para la cual se obtenía un régimen permanente, el ángulo de inclinación del canal y la velocidad media del flujo, y determinó que estos parámetros se relacionaban a través de la siguiente ley de resistencia:

$$(2.14) \quad Fr = \frac{\bar{u}}{\sqrt{gh}} = \beta \frac{h}{h_{stop}(\theta)}$$

donde h es la altura de escurrimiento uniforme, β un coeficiente empírico y $h_{stop}(\theta)$ la altura mínima de escurrimiento para la cual se observa uniformidad a la inclinación θ . El ajuste lineal entre los parámetros exhibidos en (2.14) determinó experimentalmente que $\beta = 0.136$, valor que además mostró independencia de la pendiente del canal, del tamaño de los granos y de la rugosidad de fondo. Pouliquen estableció que esta ley de resistencia es válida sólo para valores de $Fr > \beta$, no existiendo flujo uniforme para $Fr < \beta$. Nótese que ésta relación induce una relación de potencia entre \bar{u} y h del tipo $\bar{u} \sim h^{3/2}$.

GDR Midi (2003) realizó ensayos con medios homogéneos compuestos de partículas esféricas que escurren bajo condiciones uniformes y permanentes, usando diversas configuraciones, entre ellas usaron la que se muestra en la Figura 2-8, b)). GDR Midi, obtuvo para el caso de canales inclinados de fondo rugoso el siguiente perfil de velocidades:

$$(2.15) \quad \frac{u(y)}{\sqrt{gd}} = A(\theta) \cdot \frac{(h^{3/2} - (h - y)^{3/2})}{d^{3/2}}$$

donde $A(\theta) = \frac{2 \tan(\theta)}{3 \mu} \sqrt{\cos(\theta)}$, y representa un eje con origen en el fondo y normal a él, $u(y)$ es la velocidad del flujo a una distancia y del fondo, d es el diámetro de los granos, h es la altura de escurrimiento del flujo, μ es el coeficiente de fricción de los granos con el fondo y $A(\theta)$ es una función que depende del ángulo de inclinación θ .

Al integrar la ecuación (2.15) entre 0 y h se obtiene la siguiente expresión para la velocidad media del flujo \bar{u} :

$$(2.16) \quad \frac{\bar{u}}{\sqrt{gd}} = \frac{3}{5} \cdot A(\theta) \cdot \left(\frac{h}{d}\right)^{3/2}$$

La ecuación (2.16) lleva a que $\bar{u} \sim h^{3/2}$, lo que concuerda con el perfil de velocidad obtenido a partir del escalamiento de Bagnold (ver Anexo A, 2.). Los autores concluyeron además que la fricción en los flujos estudiados en cada una de estas configuraciones depende fuertemente del número de inercia $I = \dot{\gamma}d / \sqrt{\sigma_{yy} / \rho_s}$ que es equivalente a la raíz del número de Coulomb. Como resultado de este estudio se propone una proporcionalidad entre los esfuerzos de corte y normal del tipo $\tau_{xy} = \mu(I) \cdot \sigma_{yy}$ y $c_v = c_v(I)$, donde $\mu(I)$ es un coeficiente de fricción que depende de I , σ_{yy} representa el esfuerzo de compresión medio normal al fondo y $c_v(I)$ la concentración de sólidos, la que también depende de I .

Börszönyi & Ecke (2007) observaron que la expresión propuesta por Pouliquen, si bien provee resultados razonables, no ofrece un buen ajuste para un rango más amplio de inclinaciones de fondo y diámetros de los granos. De esta forma al ensayar con cuatro tipos de material granular compuestos por arenas y esferas de vidrio de cuatro tamaños distintos cada uno, estos autores pudieron generalizar la ley de resistencia propuesta por Pouliquen a la forma siguiente:

$$(2.17) \quad \frac{\bar{u}}{\sqrt{gh}} = \beta \cdot \frac{h}{h_s(\theta)} \cdot \left(\frac{\tan \theta}{\tan \theta_1} \right)^2$$

Donde \bar{u} es la velocidad media del flujo, β es un coeficiente de ajuste, $h_s(\theta)$ es la altura del flujo bajo condiciones uniformes que depende del ángulo de inclinación del plano por donde escurre el flujo θ y θ_1 es el ángulo a partir del cual la curva que relaciona h_s con θ diverge. El ajuste obtenido por estos autores, reporta mejores resultados respecto del propuesto inicialmente por Pouliquen, sin embargo el autor señala que esta mejora no está garantizada en otros materiales y que un mejor conocimiento de la dinámica interna parece esencial para determinar la reología de flujos granulares generales.

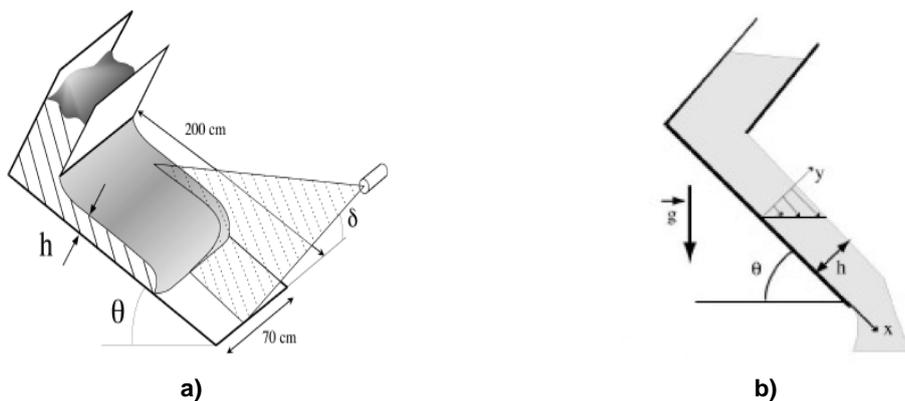


Figura 0-9: a) Configuración utilizada por Pouliquen (1999). b) Configuración usada por GDR Midi (2003)

Un enfoque más amplio se basa en utilizar las ecuaciones de conservación de masa y momentum. Para el caso de flujos granulares unidimensionales donde el cociente $\varepsilon = h/L$ es pequeño, estas expresiones se pueden promediar en la profundidad tal como se hace en la deducción de las ecuaciones de movimiento de aguas poco profundas, obteniendo las ecuaciones de Saint-Venant:

$$(2.18) \quad \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(h\bar{u})}{\partial x} = 0$$

$$(2.19) \quad \rho_m \frac{\partial(h\bar{u})}{\partial t} + \rho_m \frac{\partial(h\bar{u}^2)}{\partial x} = \rho_m g h \sin\theta - \tau_{fondo} + \frac{\partial(h\bar{\sigma}_{xx})}{\partial x}$$

Donde x es un eje longitudinal que crece en el sentido del escurrimiento, y es un eje perpendicular a x y que se considera positivo desde el fondo del flujo hacia la superficie, t es el tiempo, ρ_m es la densidad de la mezcla sólido-fluida, $\tau_{fondo} = \sigma_{xy}|_{y=0}$ es el esfuerzo de corte sobre el fondo, $\bar{\sigma}_{xx}$ el esfuerzo normal ejercido por el flujo en el sentido del escurrimiento.

Este conjunto de ecuaciones se puede reducir a la siguiente forma más simplificada (ver detalles en Ancy et al., 2006):

$$(2.20) \quad \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + (2\beta - 1) \cdot \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = g \sin\theta - \frac{\tau_{fondo}}{\rho_m h} - \left(k g \cos\theta + (\beta - 1) \frac{\bar{u}^2}{h} \right) \cdot \frac{\partial h}{\partial x}$$

Donde $\beta = \bar{u}^2 / \bar{u}^2$ es el coeficiente de Boussinesq el cual se supuso constante y k un coeficiente que relaciona los esfuerzos activo/pasivo $\bar{\sigma}_{yy}$ y $\bar{\sigma}_{xx}$, a través de la relación $\bar{\sigma}_{xx} = k \bar{\sigma}_{yy} = -k \rho_m g h \cos(\theta) / 2$ (Ancy et al., 2006).

Para el caso de régimen permanente ($\partial/\partial t = 0$) y uniforme ($\partial/\partial x = 0$) la ecuación (2.20) muestra que el esfuerzo de corte sobre el fondo adopta la conocida forma $\tau_{fondo} = \rho_m g h \sin\theta$.

A diferencia de lo que ocurre con los fluidos clásicos, donde el esfuerzo de corte τ depende solamente de la tasa de deformación $\dot{\gamma}$, en los flujos de material granular algunos autores sugieren una relación constitutiva del tipo $[\tau] = [\sigma] \cdot f(\dot{\gamma})$, donde $[\sigma]$ es un tensor de esfuerzos que generaliza la ley de Coulomb (Ancy et al., 2006).

Teniendo en cuenta este hecho se puede replantear la expresión para el esfuerzo de corte sobre el fondo, esto es $\tau_{fondo} = \tan\theta \cdot \rho g h \cos\theta = \sigma_{fondo} \cdot \tan\theta$, con lo que C. Ancy propone la siguiente relación para \bar{u} y que resuelve la ecuación planteada en (2.20) en el caso de un flujo uniforme en régimen permanente:

$$(2.21) \quad \bar{u} = A h^n (\tan\theta)^m$$

Donde A, n, m son parámetros constitutivos. Usando las mediciones experimentales del estudio de Pouliquen (1999), Ancy et al. (2006) determinó el siguiente ajuste para los parámetros anteriores $A = 10034$, $n = 1.42$ y $m = 4.74$.

2.8 EXISTENCIA DE CONDICIONES UNIFORMES Y PERMANENTES

A diferencia de lo que ocurre en fluidos clásicos, la existencia de flujos granulares escurriendo bajo condiciones uniformes y estacionarios en canales inclinados, se encuentra limitada en un cierto rango de condiciones experimentales.

Ancey (2001) y Pouliquen (1999) han reportado algunos resultados obtenidos en ensayos de escurrimientos de granos en canales inclinados. De acuerdo a estos estudios, la condición de equilibrio y la permanencia dependen básicamente de la inclinación del canal y de la tasa de flujo $q = \bar{u}/h$, donde \bar{u} es la velocidad del flujo promedio en el intervalo $[0, h]$.

Pouliquen (1999) notó que para pendientes muy altas, i.e. superiores al ángulo de fricción interno del material, o pequeñas alturas de flujo, los granos parecen acelerar a lo largo del canal. Si la pendiente es muy pequeña simplemente no hay flujo (Figura 2-9, a)).

En tanto, Ancey et al. (2001) experimentó con deslizamientos de flujos granulares secos compuestos de esferas de vidrio y determinó que la uniformidad y permanencia del flujo también se encuentra supeditada a la inclinación del canal y a la tasa de flujo volumétrico (Figura 2-9, b)), definida en términos adimensionales como $q_* = \bar{u}h / (d\sqrt{gd})$. Ancey, postula que para que ocurra un flujo uniforme permanente la inclinación del canal debe ser superior a un ángulo crítico θ_1 determinado experimentalmente. Para inclinaciones $\theta_2 \geq \theta_1$, pero cercanas al ángulo de fricción interno del material, nuevamente se obtiene una condición uniforme y permanente, pero estable solamente para un rango de tasas de flujo volumétrico mucho más estrecho.

Para inclinaciones del canal $\theta_3 > \theta_2$ y del orden de los 35° , se obtuvo un flujo que el autor denominó “flujo uniforme-estacionario plenamente desarrollado” donde la densidad del flujo mostró bastante uniformidad en la profundidad del medio granular, a excepción de la zona cercana a la superficie libre.

Otros estudios experimentales han demostrado que el coeficiente de fricción no es constante como el caso de dos sólidos en contacto, sino que se incrementa a medida que aumenta el número de Froude Fr . Patton et al. (1987) comprobó empíricamente que este coeficiente adoptó un valor igual al coeficiente de fricción coulombica, i.e. $\mu = \tan(\delta)$, donde δ es el ángulo de fricción interno de los granos, para valores bajos del Fr y se desvió de este valor para grandes velocidades del flujo, es decir Fr altos. Este hecho prueba nuevamente que la existencia de flujos uniformes estables en el tiempo es posible pero para un cierto rango de inclinaciones.

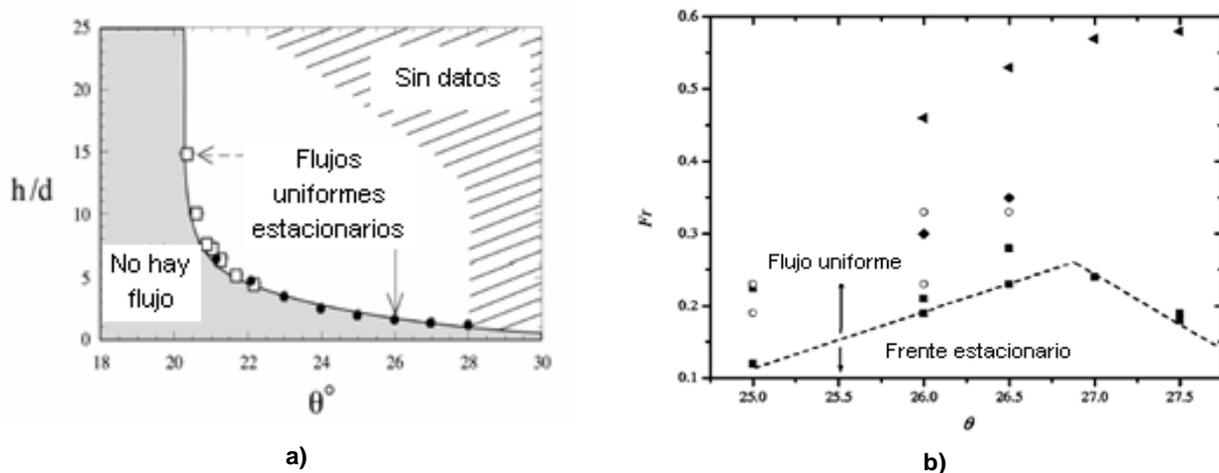


Figura 0-10: a) Espacio de parámetros donde se delimita la existencia de flujos uniformes y estacionarios (Pouliquen, 1999). b) Estimación de los valores críticos del número de Froude para los cuales se tienen regímenes permanentes y uniformes a lo largo del canal (Ancey, 2001).

Los trabajos anteriores demuestran que en general el esfuerzo de corte sobre el fondo no puede ser modelado como una simple ley de fricción entre sólidos, sino que también se debe tener en cuenta la dependencia de la velocidad con el fin de balancear los efectos de la gravedad para distintas inclinaciones (Pouliquen & Forterre, 2002).

2.9 MEDICION DEL CAMPO DE VELOCIDADES EN FLUJOS GRANULARES

Para verificar la validez de las predicciones teóricas respecto de las propiedades cinemáticas de los flujos granulares, es necesario conocer el perfil de velocidad que caracteriza a los granos ya sea en la pared o en la superficie del flujo. Las técnicas de velocimetría se han transformado en las herramientas más potentes para la determinación de la distribución de velocidad en flujos granulares, durante los últimos 15 a 20 años. Las aplicaciones de estos métodos son variadas y van desde mediciones de velocidad y concentración en canales abiertos a experimentos en cilindros rotatorios (Jesuthasan et al., 2006).

Existen dos métodos de velocimetría ampliamente conocidos y usados para estos efectos: PIV (Particle Image Velocimetry) y PTV (Particle Tracking Velocimetry). La técnica PIV es un método que requiere visualizar todo o una parte del flujo donde se desea obtener información acerca del campo de velocidades (ver ejemplo en la Figura 2-10). Usualmente, se añaden algunos trazadores dentro del medio y se hace un registro visual del movimiento de estos trazadores mediante imágenes captadas con cámaras de video de alta velocidad de captura (ver Figura 2-11,a)). Estos registros son transferidos y procesados en el computador mediante algún software apropiado.

Finalmente, PIV opera usando un algoritmo computacional sobre las imágenes procesadas, deduciendo el campo de velocidades con técnicas de correlación de posición (Jesuthasan et al., 2006).

Una de las limitantes en el uso de métodos PIV sigue siendo su casi exclusiva aplicabilidad a planos bidimensionales, aunque se han logrado ciertos avances para la medición en tres dimensiones usando técnicas estereoscópicas. Pese a ello, hoy en día estos métodos se han vuelto tan populares, que varios de estos softwares son de libre acceso, algunos de ellos incorporando rutinas y funciones especiales para un refinamiento de los resultados.

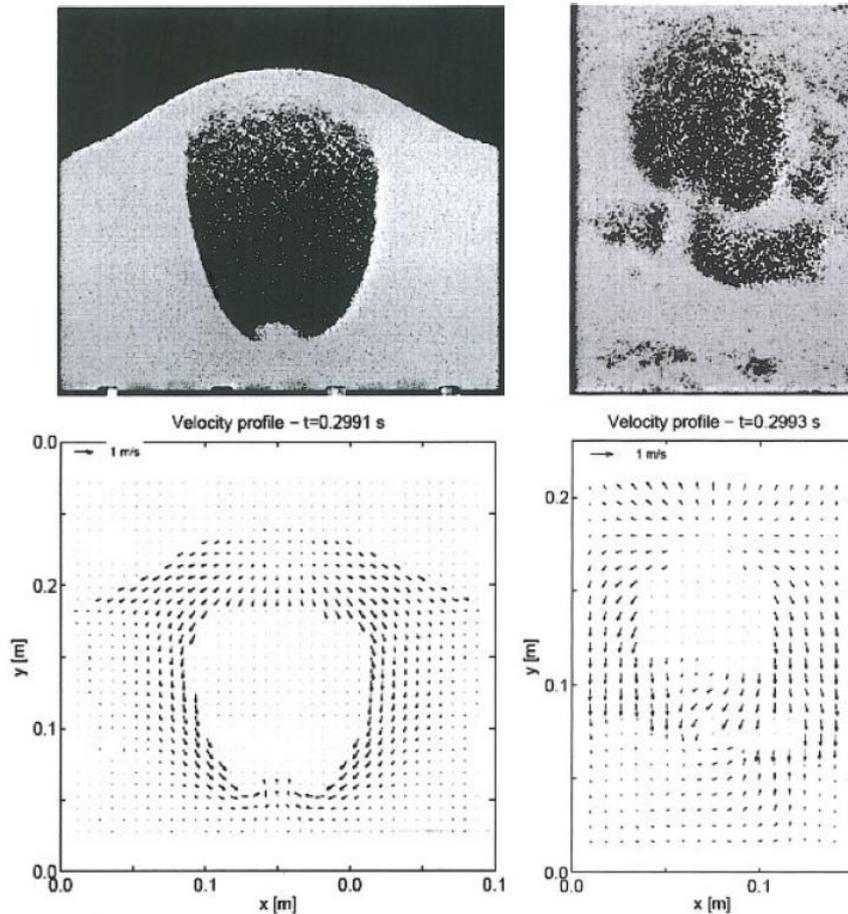


Figura 0-11: a) Las aplicaciones de PIV son variadas. En esta figura se muestra el campo de velocidades resultante al inyectar una burbuja por medio de un chorro a un medio fluidizado. Los resultados fueron utilizados para calcular la temperatura granular del medio (Dijkhuizen et al., 2007).

La técnica PTV opera de una forma distinta en flujos de granos. Esta técnica determina las trayectorias que siguen algunas de las partículas sólidas, eventualmente trazadores, que componen el flujo y a partir de estas trayectorias deduce el campo de velocidades asociado a cada una de los granos identificados. La construcción de estas trayectorias requiere fundamentalmente una correcta identificación de estas partículas y un número de granos lo suficientemente grande de éstas como para caracterizar correctamente el perfil de velocidad. Una buena identificación se logra delimitando la geometría de los granos, dentro de regiones poligonales que pueden ser construidas usando por ejemplo la técnica conocida como teselación de Voronoi (ver Figura 2-11, b)).

El algoritmo que representa esta técnica, identifica los centros de gravedad de estas regiones, calculando el desplazamiento de estos centros entre cuadros sucesivos y por consiguiente la velocidad de estos dividiendo dicho desplazamiento por el intervalo de tiempo que separa dos imágenes consecutivas. La cantidad de puntos

que posee cada trayectoria no es necesariamente la misma que el número de imágenes que compone el video en análisis.

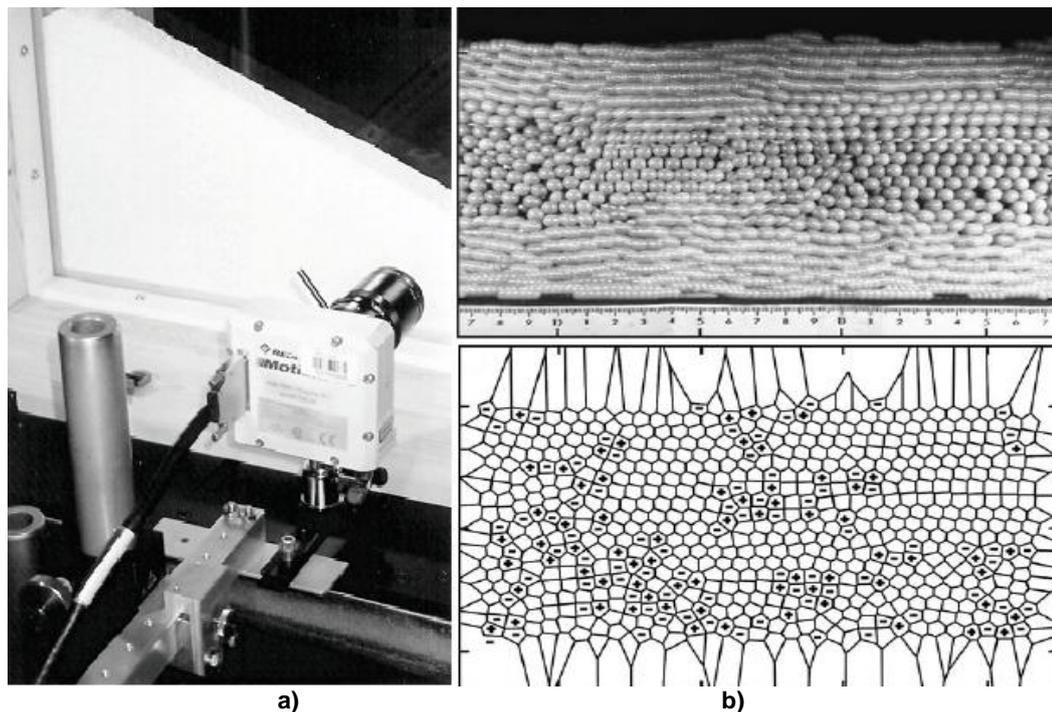


Figura 0-12: a) Captación de las propiedades de flujos granulares desde una vista lateral usando cámaras de alta velocidad (Jesuthasan et al., 2006). Figura superior, imagen del flujo compuesto por esferas resultante de la superposición de 5 cuadros. Figura inferior, identificación de centros de gravedad de granos determinados usando la técnica de teselación e Voronoi (Perng et al., 2006).

Los vectores que componen los campos de velocidad resultantes, se encuentran heterogéneamente distribuidos en el espacio, razón por la que se hace necesario aplicar métodos de interpolación para derivar el campo de velocidades del flujo entero en una grilla de coordenadas uniformemente distribuidas.

2.10 ESTUDIOS EN CANALES DE FONDO DESLIZANTE

2.10.1 Aspectos generales

En los canales de fondo deslizante, el lecho se mueve en dirección paralela a la pendiente del canal y en sentido contrario. Si la velocidad del lecho es tal que, el fenómeno en estudio se mantiene estacionario, se facilita la adquisición de datos. Por otra parte al aumentar el tiempo de residencia en la sección de trabajo disminuyen las incertezas en el tiempo asociadas a los fenómenos impermanentes (Gutiérrez, 1997).

Experimentalmente, es difícil lograr una condición permanente en canales inclinados, sean estos de fondo fijo o deslizante, no obstante las ventajas de experimentar bajo éste régimen son variadas. Larcher et al. (2007) indica por ejemplo, que estas instalaciones permiten estimar esfuerzos dentro la mezcla haciendo simples balances de fuerzas y facilitan la adquisición de grandes series de datos en el tiempo, que pueden ser usados para extraer estimaciones estadísticas que aportan gran información acerca de las propiedades macro y micro-estructurales del flujo.

Si bien, las experiencias realizadas en canales de fondo deslizante son menos numerosas en comparación a las de fondo fijo, sí son más ventajosas y se han utilizado para el estudio y caracterización de ondas superficiales en flujos de mezclas sólido-líquidas, analizar los efectos de la segregación en flujos granulares secos, validación de leyes de resistencia y estudio de propiedades micro y macroscópicas en flujos bifásicos. En este sentido, Concha (1998) destaca que la experimentación en canales de fondo deslizante permite mantener por tiempo prolongado el material sometido a prueba y el frente del flujo en la zona de pruebas, lo que permite captar con facilidad las características dinámicas de éste.

Riabouchinsky, en 1909, fue el primero en realizar una investigación en este tipo de instalaciones. Si bien, la instalación no era precisamente un canal, estaba dotada de una cinta que era movilizada por un motor. Así, Riabouchinsky pudo obtener la distribución de velocidades de los flujos de aire (Tamburrino y Gulliver, 2002).

En 1974, Bagnold documentó el primer estudio realizado en un canal de fondo deslizante, el que consistió en un estudio de las fuerzas que actúan sobre cuerpos inmersos en flujos de corte. En 1978, Britter y Simpson usaron una instalación de estas características para estudiar la dinámica del frente de una corriente conducida por gravedad. En 1987, Falco también usó un canal de este tipo para estudiar movimientos coherentes, a microescala, en la región exterior a la capa límite turbulenta (Tamburrino y Gulliver, 2002).

En un canal de fondo deslizante, si la cinta se mueve a una rapidez constante, el flujo que resulta corresponde a un cambio de un sistema de referencia inercial (canal tradicional) a otro que se mueve con la velocidad de la cinta. Si los efectos de pared son despreciables, entonces los cambios afectan sólo la cinemática del flujo y no su dinámica. Por lo tanto, la naturaleza y estructura del flujo es la misma en ambos tipos de canales, estando relacionadas por medio de una transformación galileana (Tamburrino et al, 2002):

$$(2.22) \quad \vec{u} = \vec{V} - \vec{u}$$

Donde \vec{V} es la velocidad de la cinta y \vec{u} la velocidad media del flujo medida en el sistema de referencia que se mueve a la velocidad de la cinta.

2.10.2 Experiencia de Concha

Concha (1998) realizó un estudio experimental en el mismo canal que se ha utilizado para el desarrollo de esta memoria. El objetivo de estos experimentos consistió en estudiar las características hidráulicas de frentes de ondas asociados a flujos de barro generados en este canal.

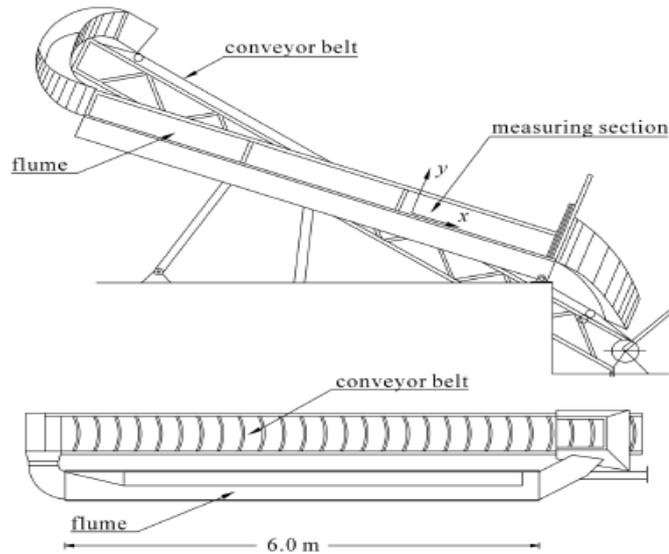
En el trabajo de Concha se ensayaron mezclas de agua con pumacita con tres niveles de concentración: 41.4%, 46.3% y 50.1%, midiendo un cierto número de perfiles longitudinales instantáneos los que posteriormente, fueron digitalizados para obtener los perfiles longitudinales medios representativos de las series de datos.

En estos perfiles se pudieron identificar dos zonas de escurrimiento: un frente y una cola. Precisamente, en la cola la altura de escurrimiento tiende a ser uniforme observando además una fuerte dependencia en las características hidráulicas del flujo cuando las concentraciones de la mezcla superaban el 46%.

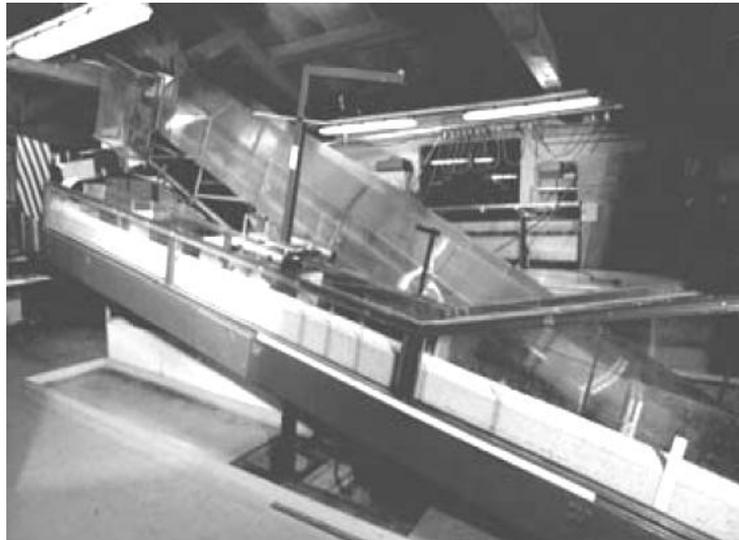
2.10.3 Experiencia de Larcher et al.

Larcher et al. (2007) presentaron un conjunto de datos obtenidos al generar en un canal de fondo deslizante flujos de partículas sólidas en régimen permanente. Los detalles de la instalación experimental se pueden apreciar en la Figura 2-12, a) y b).

El flujo, fue generado mezclando agua con un medio granular compuesto de “pellets” de PVC con un diámetro esférico equivalente de 3.5 mm, un ángulo de fricción estático de 35° y una densidad de 1540 kg/m^3 .



a)



b)

Figura 0-13: a) Esquema de la instalación experimental. b) Vista de la instalación usada en el estudio (Larcher et al., 2007)

Para la identificación de partículas se hizo uso de técnicas de teselación de Voronöi. Las regiones poligonales construidas con estas técnica, permitieron encerra los granos identificados en la pared y seguir su movimiento en el tiempo mediante la aplicación de técnicas PIV y PTV obteniendo el campo de velocidades del flujo (ver Figura 2-13).

Se generaron datos acerca de la estructura macroscópica del flujo, como la relación entre la concentración de equilibrio y la inclinación del fondo permitiendo distinguir la existencia de al menos 3 regímenes de flujo distintos y también los perfiles de velocidad promediados en la profundidad del flujo, las fluctuaciones de velocidad, los perfiles de concentración y esfuerzos intergranulares.

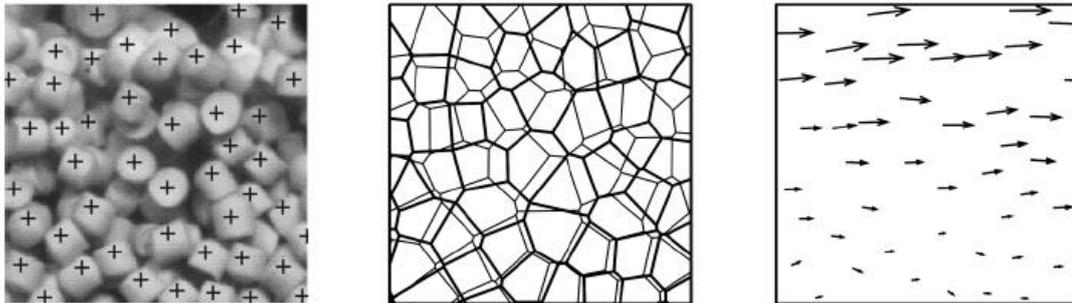


Figura 0-14: Identificación de centros de gravedad de partículas. Regiones poligonales que encierran a los granos y posterior identificación de campos de velocidad mediante PTV (Larcher et al., 2007).

En este estudio se obtuvo información a nivel microestructural la que permitió obtener patrones del movimiento de las partículas flujo y correlaciones estadísticas de velocidad. La generación de estos conjuntos de datos pretende ayudar a caracterizar los diversos tipos de régimen de flujo según el perfil de velocidad $\bar{u}(y)$ (ver Figura 2-14).

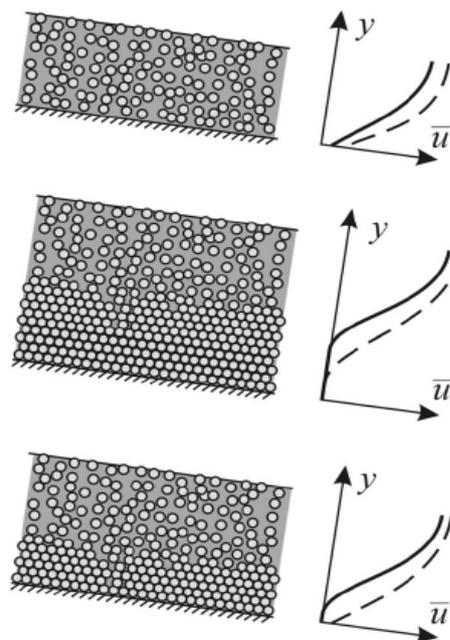


Figura 0-15: Perfiles de velocidad media en función de la profundidad dependiendo del régimen que caracteriza al flujo. a) Fondo sólido. b) Fondo móvil. c) Fondo en transición (Larcher et al., 2007).

2.10.4 Experiencia de Perng et al.

Perng et al. (2007) reportan un estudio que posee esencialmente las mismas características que el trabajo desarrollado en esta memoria, a excepción de la composición del material granular. Este trabajo tuvo por objeto examinar el comportamiento de flujos granulares lentos focalizándose en los patrones exhibidos por los granos y el movimiento observado a través de la profundidad del flujo sometido al esfuerzo de corte ejercido por la cinta transportadora.

El experimento consistió básicamente en generar flujos uniformes y permanentes de material granular seco, compuesto por partículas esféricas de plástico de diámetro uniforme $d = 5.85 \text{ mm}$, densidad $\rho = 1915 \text{ kg/m}^3$ y ángulo de reposo $\phi_{\text{reposo}} = 22.5^\circ$. Todos los ensayos fueron realizados usando el mismo volumen de partículas alcanzando el flujo una altura media de 12 cm. El canal tiene por dimensiones un largo de 150 cm, un ancho de 12 cm y paredes laterales de 35 cm de altura (ver Figura 2-15).

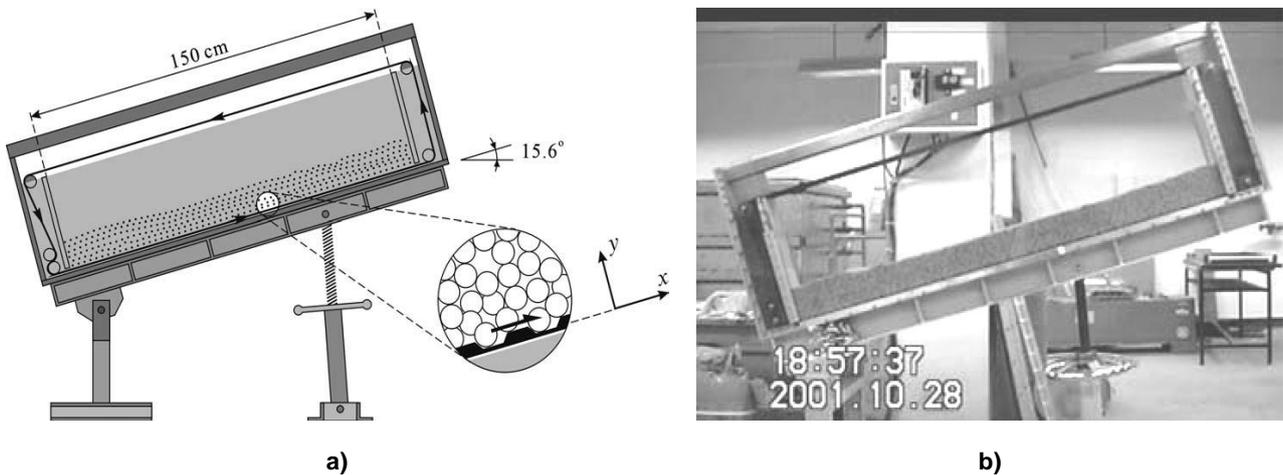


Figura 0-16: a) Esquema de la instalación usada en el estudio de Perng et al. b) Fotografía de un ensayo realizado en la instalación (Perng et al., 2007)

Usando diagramas de Voronöi para identificación de partículas y la técnica PTV para generar perfiles de velocidad promediados en el tiempo (ver Figura 2-16 y 2-17), se pudo obtener una gran cantidad de información acerca de las propiedades macroscópicas del flujo granular, como también la dependencia de éste respecto de variaciones en la pendiente, de la velocidad y rugosidad del fondo.

En líneas generales, el estudio de Perng et al. establece que para el caso de flujos de granos que escurren lentamente, i.e. $V_{\text{cinta}} \leq 12 \text{ cm/s}$, existe un alto grado de dependencia respecto de la tasa de deformación, una característica muy distintiva del régimen dominado por fricción. Por otra parte, los perfiles de velocidad media $\bar{u}(y)$ mostraron una fuerte autosimilaridad, colapsando prácticamente en una sola curva cuando éstos eran escalados respecto de la velocidad media de la cinta u_0 (Figura 2-17, b)).

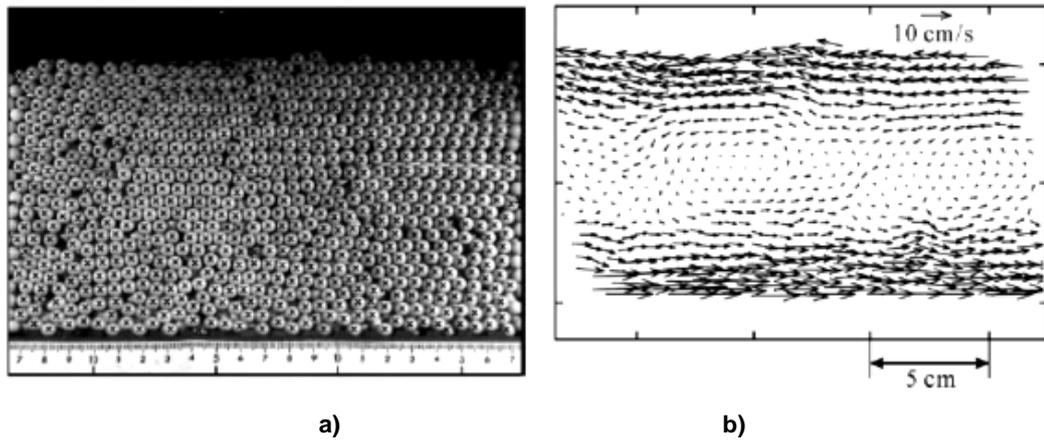


Figura 0-17: a) Identificación de centros de gravedad de las esferas después de realizar los diagramas de Voronoi. b) Campos de velocidad generados aplicando técnicas PIV (Perng et al., 2007)

Desde el punto de vista estadístico, Perng et al. señala que la función de autocorrelación temporal exhibe un comportamiento oscilatorio, lo que al parecer obedece a una estructura del flujo altamente ordenada a escala microscópica. Los autores concluyen que se observa que, a pesar de la presencia de vacíos, la fase sólida se comporta de manera muy similar a un fluido incompresible y las fluctuaciones de velocidad medidas en los granos adoptan patrones que dan cuenta de la presencia de vórtices, como los encontrados cuando se estudia el movimiento de fluidos clásicos turbulentos.

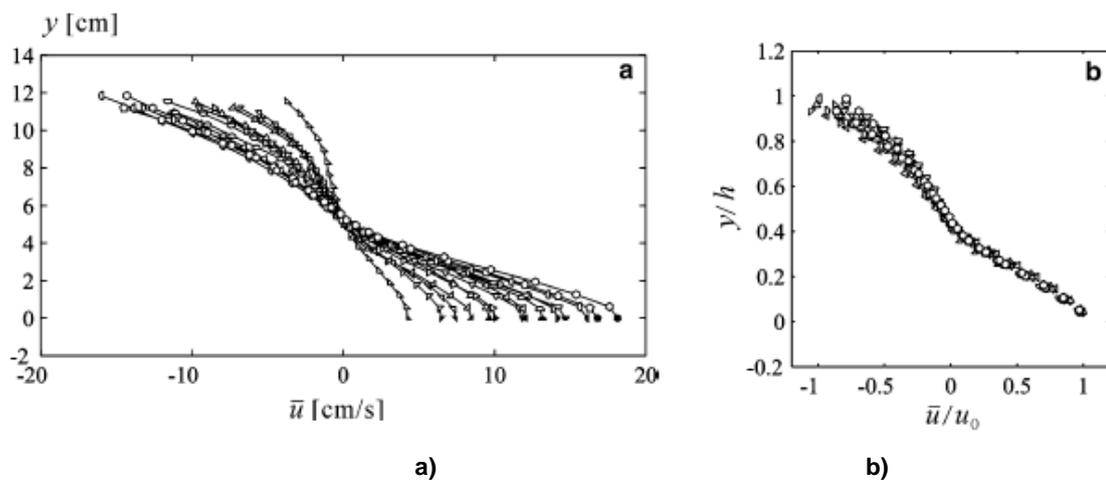


Figura 0-18: a) Perfiles de velocidad $\bar{u}(y)$ obtenidos en los flujos de esferas. b) Perfiles de velocidad adimensionalizados. Los parámetros usados en el escalamiento corresponden a la velocidad de la cinta u_0 y la altura del flujo h (Perng et al., 2007)

3 LEY DE RESISTENCIA DEL MEDIO GRANULAR DENSO Y SECO QUE ESCURRE POR UN PLANO INCLINADO

3.1 ESCALAMIENTO DE VARIABLES

En flujos de medios granulares se pueden definir diversas escalas dependiendo del tipo de parámetro que se desee cuantificar. En nuestro caso, las siguientes variables intervienen en la definición de los parámetros: la altura de media de escurrimiento (h), el diámetro medio de los granos (δ), velocidad de la cinta (V) y la inclinación del canal (θ), la concentración de sólidos (c_s) y el ángulo de reposo de los granos (ϕ). Estos tres últimos parámetros son, por definición, adimensionales.

Usualmente h y δ son parámetros que determinan las escalas de longitudes características en flujos granulares. La velocidad de la cinta V , la velocidad del flujo promediada en la profundidad U o la velocidad media de la superficie U_{sup} , pueden ser usadas como escalas de velocidad características del flujo granular.

La pendiente del canal también puede ser introducida en el escalamiento de parámetros mediante alguna función trigonométrica apropiada, tal como se hace en la definición del número de Froude en escurrimientos de agua en canales inclinados. Los resultados que se entregan en este trabajo hacen uso de estas variables con el objeto de evaluar los adimensionales típicos que caracterizan estos medios.

3.2 NUMEROS DE FROUDE, SAVAGE Y COULOMB

A partir de los antecedentes explicados en el Capítulo 2, se desprende que un buen punto de partida para el estudio preliminar de las características globales del flujo granular, consiste en estimar el valor de los números de Savage, Coulomb y Froude.

Para estimar el Savage se ha tenido en cuenta que la densidad del fluido intersticial $\rho_f = \rho_{\text{aire}} = 1 \text{ (kg/m}^3\text{)}$ es muy inferior a la de los sólidos con los que interactúa, $\rho_s \sim 2600 \text{ (kg/m}^3\text{)}$, de manera que la relación entre densidades ρ_f / ρ_s puede despreciarse.

La tasa de deformación es un parámetro que escala como $\dot{\gamma} \sim U^* / L^*$, donde U^* y L^* son escalas de velocidad y longitud respectivamente. A nivel global, puede usarse la velocidad de la cinta transportadora V como escala de velocidad y la altura de escurrimiento uniforme h y δ como escalas de longitud. Por lo tanto, una estimación preliminar de la tasa de deformación se obtiene aproximando $\dot{\gamma} \sim V / h$.

Luego, el número de Savage global evaluado en el fondo del flujo, se escribe como:

$$(3.1) \quad Sa = \frac{V^2 \delta^2}{(1 - \rho_f / \rho_s) g h^3 \tan(\phi)} = \frac{V^2 \delta^2}{g h^3 \tan(\phi)}$$

Por su parte el número de Coulomb se puede expresar de la siguiente forma:

$$(3.2) \quad Co = \frac{\rho_s \gamma^2 \delta^2}{\overline{\sigma_{yy}}} = \frac{\rho_s V^2 \delta^2}{\overline{\sigma_{yy}} \rho_m g h^3 \cos(\theta)}$$

Donde $\overline{\sigma_{yy}}$ representa el esfuerzo normal promediado en el intervalo $[0, h]$. Finalmente, si se usa h y V como escalas globales de longitud y velocidad respectivamente, el número de Froude global se expresa de la siguiente manera:

$$(3.3) \quad Fr = \frac{U^*}{\sqrt{gL^*}} = \frac{V}{\sqrt{gh}}$$

Si es el comportamiento a escala local el más importante, entonces conviene usar δ , el diámetro medio de los granos, como escala de longitud y reemplazarlo en la expresión (3.3).

3.3 LEYES DE RESISTENCIA

Para deducir las leyes de resistencia que gobiernan el comportamiento del medio granular denso y seco que escurre por un plano inclinado, se ha realizado un planteamiento teórico apoyado en las siguientes herramientas:

- Análisis dimensional, donde se identifican las variables relevantes del fenómeno y las fuerzas que gobiernan la dinámica del medio, se construyen parámetros adimensionales a partir de estas variables y se trata de encontrar la forma analítica en que se conectan dichos parámetros.
- Ecuaciones de movimiento, donde se plantean los principios de continuidad, conservación de masa y de cantidad de movimiento mas algunos supuestos adicionales relativos a la modelación de esfuerzos en medios granulares.

3.3.1 Análisis dimensional

Las leyes de resistencia que serán establecidas para los flujos de granos en el canal de fondo deslizante, pueden ser deducidas teóricamente aplicando los conceptos del análisis dimensional. Siguiendo la metodología explicada en Iverson (1997), en este estudio se postula que los esfuerzos que intervienen en la dinámica de los flujos de material granular denso y seco dependen de las siguientes variables:

- La gravedad: g
- La altura media de escurrimiento: h
- El tamaño medio de los granos: δ
- La velocidad media de la cinta transportadora: V
- La inclinación del canal: θ
- El ángulo de fricción interno de los granos: ϕ
- La densidad relativa de los sólidos: $\rho_s - \rho_f$

- La viscosidad dinámica del fluido intersticial: μ_f
- La concentración media de sólidos: $\langle c_s \rangle$

Iverson (1997) siguiendo el enfoque planteado por Savage (1984), plantea que la permeabilidad hidráulica k , la compresibilidad E y la temperatura T del medio granular, también intervienen en la dinámica del medio. En nuestro caso, esto no es así. Los factores, k y E respectivamente, son variables de interés en estudios relacionados con la difusión de la presión de poros, un fenómeno que no es relevante en este estudio y que además escapa a los alcances de esta memoria. Por otra parte, la temperatura granular T es un parámetro que tiene mas relevancia en fenómenos donde el régimen de flujo o el comportamiento de los granos, se encuentra dominado casi exclusivamente por colisiones, un fenómeno que no es compartido por los flujos generados en nuestras experiencias. Por esta razón, este parámetro tampoco se tomará en cuenta.

Considerando lo anterior, se plantea entonces que los parámetros recién definidos se relacionan a través de una dependencia funcional representada por F :

$$(3.3) \quad F(g, h, \delta, V, \langle c_s \rangle, \rho_s - \rho_f, \mu_f, \theta, \phi) = 0$$

Adoptando el Sistema Físico como sistema de unidades, todas las dimensiones de las variables involucradas pueden escribirse como una determinada combinación dimensional, es decir, si λ es la variable en cuestión, su dimensión queda dada por:

$$(3.4) \quad [\lambda] = [L]^a [M]^b [T]^c$$

Donde a, b y c son potencias enteras. Para los parámetros en estudio, los valores de estas constantes se encuentran en la Tabla 3-1.

Tabla 3-1: Valores de a, b y c para los parámetros involucrados

| Variable | Potencias | | |
|-----------------------|-----------|---|----|
| | a | b | c |
| g | 1 | 0 | -2 |
| h | 1 | 0 | 0 |
| δ | 1 | 0 | 0 |
| V | 1 | 0 | -1 |
| ϕ | 0 | 0 | 0 |
| θ | 0 | 0 | 0 |
| $\langle c_s \rangle$ | 0 | 0 | 0 |
| $\rho_s - \rho_f$ | -3 | 1 | 0 |
| μ_f | -1 | 1 | -1 |

Contabilizamos de esta forma las **3 unidades** del sistema físico que intervienen en el problema y **9 variables** involucradas. Según el Teorema de Buckingham podemos generar a lo más **6 parámetros adimensionales** $\{\Pi_1, \dots, \Pi_6\}$, los que se determinan siguiendo el procedimiento que se explica a continuación:

- i. Del conjunto de variables, se escoge un subconjunto de él que contenga todas las unidades involucradas en el problema. A este subconjunto, no necesariamente único, usualmente se le denomina base y permite construir los parámetros adimensionales haciendo determinadas combinaciones entre los elementos de este subconjunto y las restantes variables. En nuestro caso se ha escogido $B = \{V, \rho_f, \delta\}$.
- ii. Una vez escogida la base, se proceden a formar los adimensionales. En vista de lo repetitivo del proceso, este procedimiento solo se detallará para el caso del primer adimensional.
- iii. Para comenzar, el primer adimensional Π_1 lo podemos formar con alguna variable que no pertenezca a la base, por ejemplo g . De acuerdo al Teorema Pi, Π_1 puede expresarse como $\Pi_1 = V^a \rho_f^b \delta^c g = (LT^{-1})^a (L^{-3}M^1)^b (L^1)^c (LT^{-2}) = L^0 M^0 T^0$.
- iv. La última igualdad nos lleva a un sistema de tres ecuaciones con tres incógnitas a , b y c , que expresado matricialmente se escribe como
$$\begin{pmatrix} 1 & -3 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 2 \end{pmatrix}$$
, de donde obtenemos $a = -2, b = 0, c = 1$.
- v. Luego, el primer adimensional queda $\Pi_1 = V^{-2} \rho_f^0 \delta^1 g = \frac{g\delta}{V^2}$.
- vi. El procedimiento para determinar Π_2, \dots, Π_6 es idéntico al explicado en los pasos precedentes.

El Teorema de Buckingham nos garantiza además que, estos parámetros adimensionales se encuentran relacionados, a través de una expresión dimensionalmente homogénea representada por Φ :

$$(3.5) \quad \Phi(\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_6) = \Phi\left(\frac{g\delta}{V^2}, \frac{h}{\delta}, \frac{\rho_s - \rho_f}{\rho_f}, \frac{\mu_f / \rho_f}{V\delta}, c_s, \text{sen}(\theta), \tan(\phi)\right) = 0$$

La raíz del inverso de Π_1 puede considerarse como un número de Froude asociado a los granos. El parámetro Π_2 es la relación entre escalas de longitud del flujo. Por su parte, Π_3 es la relación entre la densidad relativa versus la de los sólidos. En nuestro caso, esta relación toma un valor cercano a 1. El inverso del número Π_4 puede interpretarse como un número de Reynolds asociado al flujo y Π_5 es la relación entre la permeabilidad respecto del cuadrado del diámetro medio de los granos. Este último parámetro identifica el rol que juega el diámetro de los granos y el empaquetamiento del material en las interacciones sólida-fluida. Los parámetros Π_4 , Π_5 y Π_6 son, por definición, parámetros adimensionales.

Con estas consideraciones, la dependencia funcional determinada en (3.5) se reduce a la siguiente igualdad:

$$(3.6) \quad \Phi\left(\frac{g\delta}{V^2}, \frac{h}{\delta}, \frac{\rho_s - \rho_f}{\rho_s}, c_s, \text{sen}(\theta), \tan(\phi)\right) = 0$$

Siguiendo nuevamente el enfoque planteado por Iverson (1997), es posible usando una adecuada combinación de los parámetros involucrados en (3.6), estimar los esfuerzos que resultan de la interacción entre las fases sólida y fluida y a partir de estos recuperar los parámetros adimensionales característicos definidos en el Capítulo 2.

Si en (3.6), combinamos algunos de estos adimensionales, podemos obtener una expresión que cuantifica la relación entre los esfuerzos de inercia versus los de fricción entre sólidos. Esta relación se escribe como $\left(\frac{\rho_s}{\rho_s - \rho_f}\right) \frac{V^2 \delta^2}{gh^3 \tan(\phi)}$ y, por definición, es una estimación del número de Savage.

Del mismo modo, si combinamos el primer adimensional con el segundo se obtiene $\frac{V^2}{gh}$, cuya raíz cuadrada representa el número de Froude global del flujo. Sin embargo, en canales inclinados se debe tener en cuenta la componente de la gravedad que actúa en el sentido del escurrimiento, por lo cual se puede definir una variante del número de Froude $\frac{V^2}{gh \sin(\theta)}$

Al trabajar con flujos bifásicos, es apropiado usar la densidad de la mezcla definida como $\rho_m = c_s \rho_s + (1 - c_s) \rho_f$. Combinando los parámetros adimensionales indicados en (3.6), obtenemos otro parámetro adimensional de la forma $\frac{\rho_s V^2 \delta^2}{c_s \rho_m g h^3 \cos(\theta)}$, que representa la relación entre el esfuerzo de compresión en el fondo del flujo debido al peso del medio granular versus el esfuerzo de corte típico asociado a los granos. En canales inclinados, se debe considerar sólo la componente perpendicular al fondo, es decir $\frac{c_s \rho_m g h \cos \theta}{\rho_s \dot{\gamma}^2 \delta^2}$. Invirtiendo este parámetro, recuperamos la definición del número de Coulomb global evaluado en el fondo del flujo.

De acuerdo a lo que aquí se ha expuesto, se deduce entonces que la relación funcional definida en (3.6), puede ser expresada también en términos de los números de Froude, Savage y Coulomb. Por lo tanto la relación (3.6) es equivalente a la representada por Φ^* :

$$(3.7) \quad \Phi^* \left(Fr, Sa, Co, \frac{h}{\delta} \right) = 0$$

La relación (3.7) puede simplificarse aun mas, puesto que los números de Coulomb y Savage pueden ser obtenidos a partir del número de Froude haciendo algunas manipulaciones algebraicas. Por ejemplo, el número de Coulomb se escribe:

$$(3.8) \quad Co = \frac{\rho_s V^2 \delta^2}{c_s \rho_m g h^3 \cos(\theta)} = \left(\frac{V^2}{gh} \right) \left(\frac{\delta}{h} \right)^2 \frac{\rho_s}{c_s \rho_m \cos \theta} = Fr^2 \left(\frac{\delta}{h} \right)^2 \frac{\rho_s}{c_s \rho_m \cos \theta}$$

Y el número de Savage:

$$(3.9) \quad Sa = \frac{V^2 \delta^2}{gh^3 \tan(\phi)} = \left(\frac{V^2}{gh} \right) \left(\frac{\delta}{h} \right)^2 \frac{1}{\tan(\phi)} = Fr^2 \left(\frac{\delta}{h} \right)^2 \frac{1}{\tan(\phi)}$$

La razón entre estos dos parámetros nos lleva a:

$$(3.10) \quad Co = \left(\frac{\rho_s}{c_s \rho_m} \right) \frac{\tan(\phi)}{\cos(\theta)} Sa$$

La ecuación (3.10) demuestra que el estudio de la dinámica de los flujos granulares densos y secos se encuentra relacionada fuertemente con el comportamiento del número de Coulomb, dado que, el resto de los adimensionales característicos se pueden deducir a partir de este número.

3.3.2 Ecuaciones de movimiento del flujo granular denso y seco

La Figura 3-1 muestra el volumen de control considerado para la aplicación de las ecuaciones de conservación y continuidad en medios granulares:

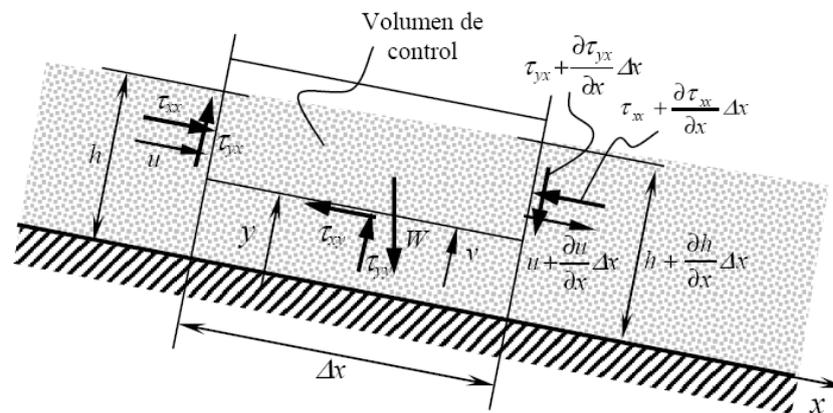


Figura 0-19: Volumen de control considerado para la identificación de esfuerzos

La ecuación de continuidad plantea que:

$$(3.11) \quad \frac{\partial m}{\partial t} + G_e - G_s = 0$$

Donde $\partial m / \partial t$ representa la tasa de cambio temporal de la masa almacenada dentro del volumen de control y G_e , G_s denotan el gasto másico que entra y sale desde el volumen de control, respectivamente. Usando el volumen de control indicado, esta ecuación se reduce a:

$$(3.12) \quad \frac{\partial \overline{\rho_m^y} (h-y)}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho_m^y} u^y (h-y)}{\partial x} - \overline{\rho_m^y} v^y = 0$$

Donde ρ_m es la densidad de la mezcla s3lida-fluida, (u, v) son las velocidades en las direcciones x e y , h es la altura del flujo. La notaci3n $(\cdot)^y$ indica el promedio de una cantidad entre la posici3n h e y :

$$(3.13) \quad (\cdot)^y = \frac{1}{h-y} \int_y^h (\cdot) dy$$

La densidad de la mezcla esta dada por $\rho_m = c_s \rho_s + (1-c_s) \rho_f$, donde c_s y ρ_s denotan la concentraci3n y la densidad de los s3lidos respectivamente y ρ_f la densidad de la fase fluida. Al promediar esta cantidad entre h e y : se obtiene:

$$(3.14) \quad \overline{\rho_m}^y = \overline{c_s}^y \rho_s + (1-\overline{c_s}^y) \rho_f$$

Los flujos granulares densos se caracterizan por que la densidad de la fase s3lida se puede considerar pr3cticamente constante a trav3s de todo el medio (esto no es necesariamente valido cerca de la superficie). Por esta raz3n $\overline{\rho_m}^y$ y $\overline{c_s}^y$ pueden considerarse constantes e iguales a ρ_m y c respectivamente. Con esta consideraci3n la ecuaci3n de continuidad se reduce a:

$$(3.15) \quad \frac{\partial(h-y)}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u}^y (h-y)}{\partial x} - \overline{v}^y = 0$$

Por su parte, la ecuaci3n de conservaci3n de movimiento se expresa de la siguiente forma:

$$(3.16) \quad \sum \overline{F} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_c} \rho_m \overline{U} dV + \int_{S_c} \rho_m \overline{U} \overline{U} \cdot \hat{n} dS$$

Donde $\sum \overline{F}$ es la suma de las fuerzas externas actuando sobre el volumen de control, \overline{U} es el vector velocidad, y \hat{n} es el vector normal unitario a la superficie S_c que define el volumen de control V_c . La aplicaci3n de (3.16), de acuerdo al volumen de control considerado, nos lleva a las siguientes expresiones en las direcciones x e y respectivamente:

$$(3.17) \quad \begin{aligned} \rho_m \frac{\partial}{\partial t} (\overline{u}^y (h-y)) + \rho_m \frac{\partial}{\partial x} \left(\beta_u (\overline{u}^y)^2 (h-y) \right) &= -\overline{\tau_{xy}}^y - \frac{\partial}{\partial x} (\overline{\tau_{xx}}^y (h-y)) + \rho_m g (h-y) \text{sen}(\theta) \\ \rho_m \frac{\partial}{\partial t} (\overline{v}^y (h-y)) + \rho_m \beta_v (\overline{v}^y)^2 &= \overline{\tau_{yy}}^y - \frac{\partial}{\partial x} (\overline{\tau_{yx}}^y (h-y)) - \rho_m g (h-y) \text{cos}(\theta) \end{aligned}$$

Donde β_u y β_v corresponden a los coeficientes de Boussinesq asociados a las componentes de la velocidad u, v respectivamente. Usando el marco conceptual de la mec3nica de suelos, usualmente el esfuerzo $\overline{\tau_{yy}}^y$ se considera proporcional al

esfuerzo actuando en la dirección perpendicular $\overline{\tau_{xx}^y}$, es decir $\overline{\tau_{yy}^y} = k\overline{\tau_{xx}^y}$. Donde k es un coeficiente de presión activo pasivo.

3.3.3 El caso permanente uniforme

Al usar la condición de flujo uniforme ($\partial/\partial x=0$) y permanente ($\partial/\partial t=0$), las ecuaciones anteriores se reducen al siguiente sistema:

$$(3.18) \quad \overline{v^y} = 0$$

$$(3.19) \quad \overline{\tau_{xy}^y} = \rho_m g (h-y) \text{sen}(\theta)$$

$$(3.20) \quad \overline{\tau_{yy}^y} = \rho_m g (h-y) \text{cos}(\theta)$$

La problemática fundamental de este planteamiento, consiste en una adecuada modelación del esfuerzo $\overline{\tau_{xy}^y}$. En estricto rigor, este término debe considerar todos los agentes actuando sobre el flujo: interacciones entre sólidos, sólido-fluido y esfuerzos generados por la fase fluida. En el caso particular de flujos granulares secos, el fluido intersticial (en este caso aire), juega un rol marginal en las propiedades de transporte y transferencia de momentum del flujo. Por esta razón $\overline{\tau_{xy}^y}$, solo debería tomar en cuenta las interacciones de la fase sólida consigo misma.

Para el caso de medios granulares, $\overline{\tau_{xy}^y}$ puede considerarse como la superposición de esfuerzos de fricción, del tipo coulombico ($\overline{\tau_{xy}^{yC}}$), más los esfuerzos dinámicos resultantes del roce y choque entre los granos ($\overline{\tau_{xy}^{yD}}$), es decir:

$$(3.21) \quad \overline{\tau_{xy}^y} = \overline{\tau_{xy}^{yC}} + \overline{\tau_{xy}^{yD}}$$

Los esfuerzos de tipo Coulomb se relacionan con $\overline{\tau_{yy}^y}$ por medio de la siguiente ley:

$$(3.22) \quad \overline{\tau_{xy}^{yC}} = \overline{\tau_{yy}^y} \tan(\phi)$$

Donde ϕ es el ángulo de fricción interno del material.

Diversos modelos han sido propuestos con el objeto de evaluar las interacciones dinámicas. Entre estos, existe uno que considera que el medio granular se comporta de manera similar al de un fluido dilatante:

$$(3.23) \quad \tau_{xy}^D = K \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^n$$

Donde K es una constante que depende de las propiedades de la fase sólida y que pueden representarse a través de los números de Coulomb, Savage u otros. Integrando (3.23) entre h e y se obtiene que:

$$(3.24) \quad \overline{\tau_{xy}^D} = \frac{K}{h-y} \int_y^h \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^n dy$$

Sin pérdida de generalidad, se puede escribir una expresión alternativa para $\overline{\tau_{xy}^D}$:

$$(3.25) \quad \overline{\tau_{xy}^D} = a_0 \left(\frac{\bar{u}^y}{h-y} \right)^n$$

Donde a_0 es un factor que involucra las características de la ley constitutiva y la forma del perfil de velocidades. Las ecuaciones (3.21), (3.22) y (3.25) nos conducen a la siguiente expresión:

$$(3.26) \quad a_0 \left(\frac{\bar{u}^y}{h-y} \right)^n = \rho_m g (h-y) \frac{\text{sen}(\theta - \phi)}{\cos(\phi)}$$

En el fondo del canal la expresión (3.26) se convierte en:

$$(3.27) \quad a_0 \left(\frac{\bar{u}}{h} \right)^n = \rho_m g h \frac{\text{sen}(\theta - \phi_0)}{\cos(\phi_0)}$$

Donde $\bar{u} = \bar{u}^y (y=0)$ y ϕ_0 el ángulo de fricción entre el material y el fondo del canal. Esta expresión puede reordenarse convenientemente para obtener:

$$(3.28) \quad \frac{a_0}{\rho_m g h} \left(\frac{g}{h} \right)^{n/2} Fr^n = \frac{\text{sen}(\theta - \phi_0)}{\cos(\phi_0)}$$

Donde $Fr = \bar{u} / \sqrt{gh}$ es el número de Froude del flujo. Denotando el parámetro

$$A = \frac{a_0}{\rho_m g h} \left(\frac{g}{h} \right)^{n/2} \text{ se obtiene:}$$

$$(3.29) \quad Fr^n = \frac{1}{A} \frac{\text{sen}(\theta - \phi_0)}{\cos(\phi_0)}$$

El adimensional AFr^n no se conoce, pero se sabe que es una función de las propiedades de la ley constitutiva y del flujo. En este tipo de medios los únicos adimensionales relevantes son el Coulomb y el Savage. Suponiendo AFr^n es una función del número de Coulomb, la expresión (3.29) queda como:

$$(3.30) \quad \frac{\text{sen}(\theta - \phi_0)}{\cos(\phi_0)} = \psi(Co)$$

Donde $\psi(\cdot)$ denota la dependencia funcional. Aplicando la definición del número de Coulomb dada en (2.6) se tiene que:

$$(3.31) \quad Co = \frac{1}{\cos \theta} \frac{\rho_s}{\rho_m} \frac{\bar{u}^2}{gh} \left(\frac{d}{h} \right)^2$$

El número de Coulomb puede escribirse en términos del número de Froude de la siguiente forma:

$$(3.32) \quad Co = \frac{1}{\cos \theta} \frac{\rho_s}{\rho_m} Fr^2 \left(\frac{d}{h} \right)^2$$

Si denotamos por \underline{Co} la función inversa de ψ y denotamos por $\zeta = \frac{\text{sen}(\theta - \phi_0)}{\cos(\phi_0)}$ y se

hace uso de (3.32) se llega finalmente a la siguiente ley de resistencia de un medio granular denso que escurre por un plano inclinado:

$$(3.33) \quad Fr = \left[\underline{Co}(\zeta) \frac{\rho_m}{\rho_s} \cos \theta \right]^{1/2} \left(\frac{h}{d} \right)$$

Se obtiene así una ley de flujo talque $Fr \sim h$, o sea $\bar{u} \sim h^{3/2}$. Si se conocen h, d, θ y ϕ se puede establecer la forma que posee la dependencia funcional determinada en (3.33) y así conocer también los parámetros a_0 y n .

4 EXPERIMENTACION

4.1 Canal de fondo deslizante. Características generales

Las instalaciones experimentales usadas en este estudio se encuentran ubicadas en el Laboratorio de Hidráulica del Departamento de Ingeniería Civil. El canal de fondo deslizante consiste básicamente en un canal de paredes de vidrio de 50 cm de altura, de 2.5 m de longitud y 30 cm de ancho sujeto a una plataforma metálica. En el fondo del canal, se dispone de una cinta transportadora la cual desliza en forma paralela al fondo y desde aguas abajo hacia aguas arriba del canal, lugar donde se encuentra un motor de velocidad variable que moviliza la cinta. Una vista general de la instalación se puede apreciar en la Figura 4-1.

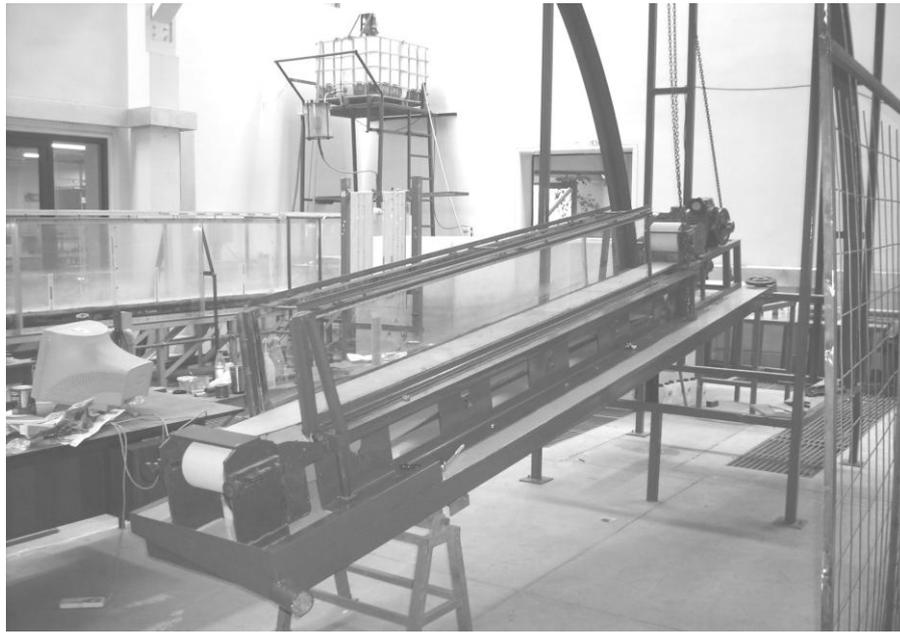


Figura 0-20: Vista general del canal de pruebas.

La instalación puede modificar su inclinación en un rango que va de 0° a 45° aproximadamente. Preliminarmente el ángulo de inclinación puede ser medido mediante un marcador lateral en grados sexagesimales, no obstante con nivelación taquimétrica se obtienen las pendientes definitivas, lo que arrojo como resultado la siguiente calibración:

$$(4.1) \quad \theta_{real}^{nat} = -0,0005\theta_{obs,nat}^3 + 0,0477\theta_{obs,nat}^2 - 0,5886\theta_{obs,nat} + 16,829$$

$$(4.2) \quad \theta_{real}^{art} = -0,0144\theta_{obs,nat}^3 + 0,7324\theta_{obs,nat}^2 - 11,335\theta_{obs,nat} + 68,369$$

Donde θ_{real}^{nat} y θ_{real}^{art} denotan los ángulos asociados a sedimentos naturales y artificiales respectivamente, obtenidos mediante taquimetría y θ_{obs} denota el ángulo observado en la graduación existente en el canal. Para aplicar las expresiones (4.1) y (4.2) hay que considerar que $\theta_{obs,nat} \in [28.6^\circ, 32.4^\circ]$ y $\theta_{obs,art} \in [15.0^\circ, 17.6^\circ]$.

4.2 Canal de fondo fijo. Características generales

En el laboratorio se encuentra un canal de fondo fijo fabricado íntegramente en acrílico y provisto de una tolva. Las paredes del canal son de acrílico, tienen 50 cm. de altura y el canal tiene 20 cm. de ancho. Un esquema de la instalación experimental usada se observa en la Figura 4-2, donde se muestra la abertura de la tolva representada por h_0 , el ángulo de inclinación del canal θ , la dirección en que actúa la aceleración de gravedad g , la dirección aproximada de la velocidad media de escurrimiento U y la definición de la altura media de escurrimiento h .

La tolva se puede cargar en forma vertical y descargar el material granular en forma manual y controladamente a través de una compuerta. El largo total del plano inclinado por donde escurre el flujo, medido desde la salida de la tolva, es de 3 m. El canal posee un trozo de la misma cinta usada en el canal de fondo deslizante adosada al fondo, con el objeto de generar las mismas condiciones de aspereza de fondo respecto del canal de fondo deslizante.

La inclinación del canal puede ser modificada, subiendo o bajando el canal mediante un montacargas. La medición del ángulo de inclinación del canal, se hizo usando un transportador metálico de grandes dimensiones, que puede adosarse a la base del canal.

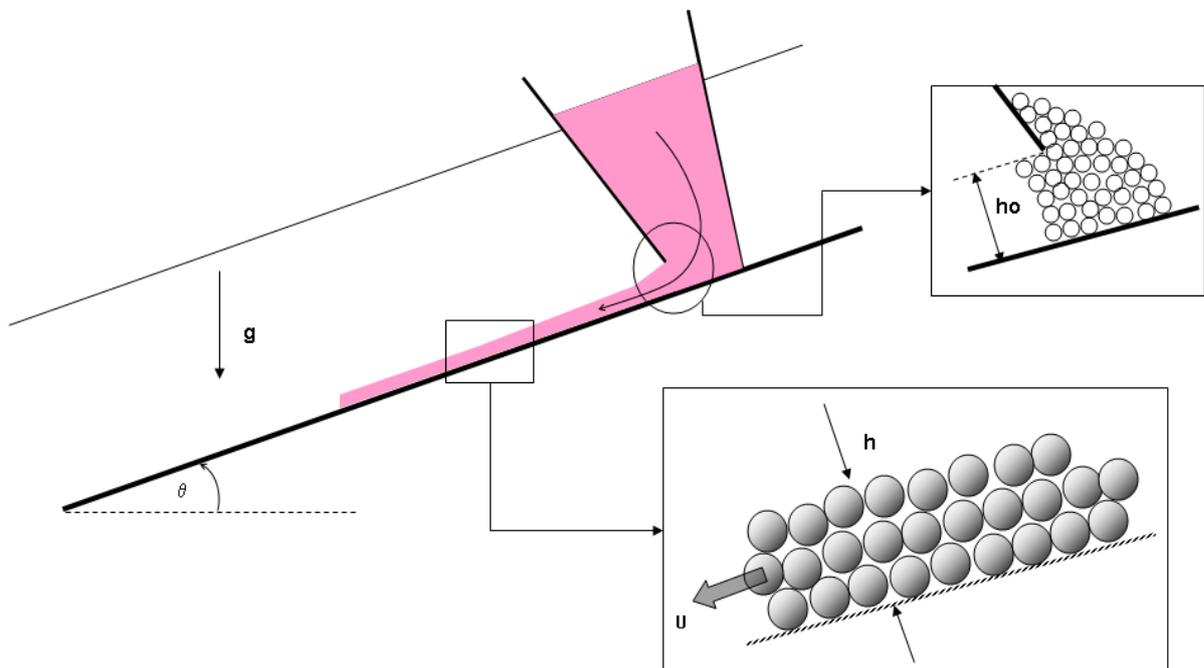


Figura 0-21: Canal de fondo fijo. Esquema experimental.

4.3 INSTRUMENTACION EXPERIMENTAL

Para la realización de los ensayos se cuenta con un equipamiento descrito en el siguiente listado:

- Sedimentos naturales de tres tamaños medios.
- Esferas plásticas de un solo diámetro medio.
- Mallas para tamizado.
- Tacómetro digital de contacto.
- Regla.
- Transportador metálico.
- Cámara de alta velocidad modelo VFC 300 de FOR.A Company Ltda.
- Focos halógenos para iluminación.
- PC y para procesamiento de datos y tratamiento de imágenes.

4.3.1 Características de la cinta transportadora

La cinta transportadora posee una aspereza tal, que se encuentra uniformemente distribuida y de tamaño aproximado del orden $k_s \sim 1mm$ y está compuesta por cuatro capas de distintos materiales, en donde la capa que se encuentra en contacto con los granos es de un material similar a la goma (ver esquema en la Figura 4-3).

Las características de esta cinta, hacen que ésta logre movilizar al flujo de sedimentos sin inconvenientes, concordando así con el patrón observado en flujos granulares a escala geológica, donde los efectos de la topografía subyacente, compuesta por sedimentos de formas y tamaños diferentes, son muy importantes.

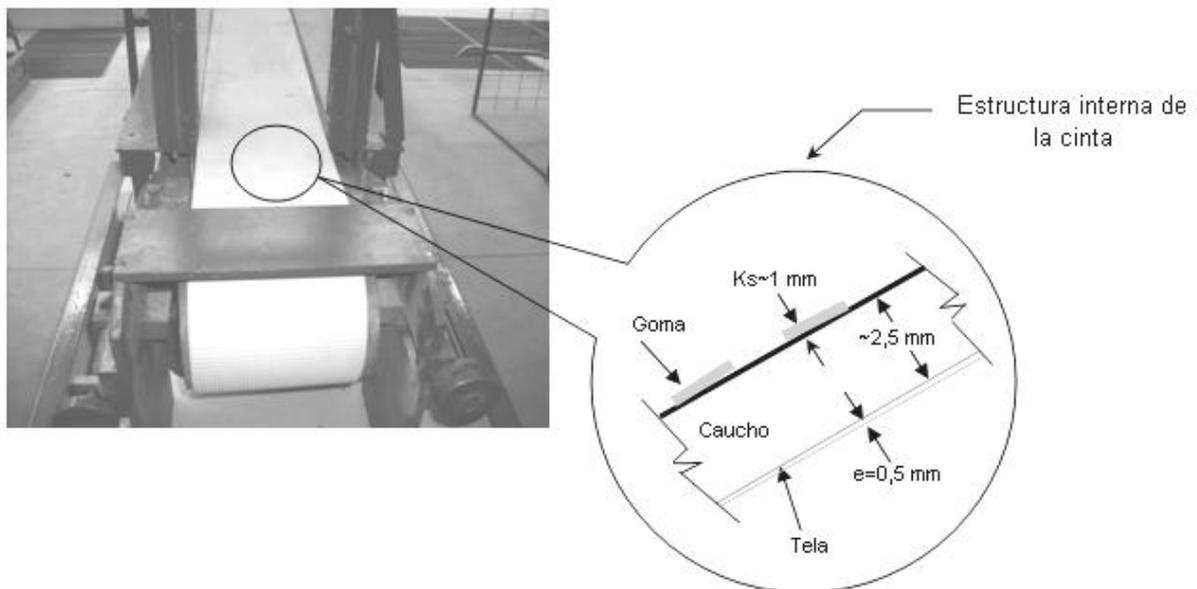


Figura 0-22: Esquema de un corte transversal de la cinta. En la figura $k_s \sim 1mm$ indica aproximadamente la magnitud de la rugosidad de la cinta y $e = 0.5mm$ da cuenta del espesor de la cara más lisa de la cinta.

4.3.2 Materiales granulares usados en la experimentación

En las experiencias llevadas a cabo se utilizaron dos tipos de materiales: artificiales y naturales. Los materiales artificiales consistieron de perlas plásticas dotadas de aspereza superficial reducida, pero suficiente como para generar las condiciones requeridas y con esfericidad prácticamente igual a la unidad. Por su parte los materiales naturales, consistieron en sedimentos de origen fluvial dotados de texturas ásperas, geometrías muy irregulares y, en general, de bordes redondeados.

En términos generales la selección de los materiales se basó fundamentalmente en la forma y densidad para el caso de los medios artificiales y en la textura, densidad y tamaño para los naturales. Se comprobó empíricamente que en estos últimos tamaños medios inferiores a 5 mm y la presencia de fuertes angulosidades provocó algunas dificultades experimentales difíciles de soslayar corriendo el riesgo por ejemplo de dañar la cinta transportadora.



Figura 0-23: a) Esferas plásticas usadas en ambas instalaciones. b) Bolitas de vidrio usadas en el canal de fondo deslizante

A modo de comentario cabe señalar que la selección de materiales adoptada surgió como resultado de una exhaustiva prueba la que además contempló, por ejemplo, ensayos con fertilizantes granulados secos de granulometrías variables y cuyos tamaños medios en el rango de 1 y 3 mm, esferas de sílice de 10 mm de diámetro (ver Figura 4-4, b)) y sedimentos naturales consistentes en arena gruesa de tamaño medio 2 mm aproximadamente, granos chancados dotados de fuertes angulosidades y con tamaños del orden de 20 mm o superiores y algunos tipos de gravas. Se descartó el uso de todos estos materiales tomando en cuenta las propiedades señaladas previamente tales como carencia de aspereza superficial, tamaños muy reducidos en comparación a la rugosidad media de la cinta o angulosidades muy pronunciadas en el caso de los sedimentos de origen fluvial.

Con los ensayos de prueba se determinó que los materiales granulares naturales más idóneos para la fase de experimentación definitiva correspondían esencialmente a esferas plásticas de plástico de 5.7 ± 0.2 mm. y densidad 1.17 gr/cm^3 , para la experimentación tanto en el canal de fondo deslizante como en el de fondo fijo (ver Figura 4-4, a)) y gravas de tres granulometrías distintas y formas heterogéneas (ver Figuras 4-5 y 4-6). Para conocer la granulometría específica que caracteriza a cada uno de los sedimentos fluviales ensayados, se efectuaron mediciones granulométricas en el Laboratorio de Mecánica de Suelos del IDIEM (ver Anexo B).

Se comprobó la presencia de irregularidades en la distribución de tamaños de las esferas probablemente debido a errores del fabricante, las que debieron ser descartadas del estudio después de un prolijo trabajo de selección mediante tamizado. De esta forma, se logró homogeneizar bastante el tamaño medio de las esferas, posibilitando de esta manera la definición de un diámetro único asociado a este material.

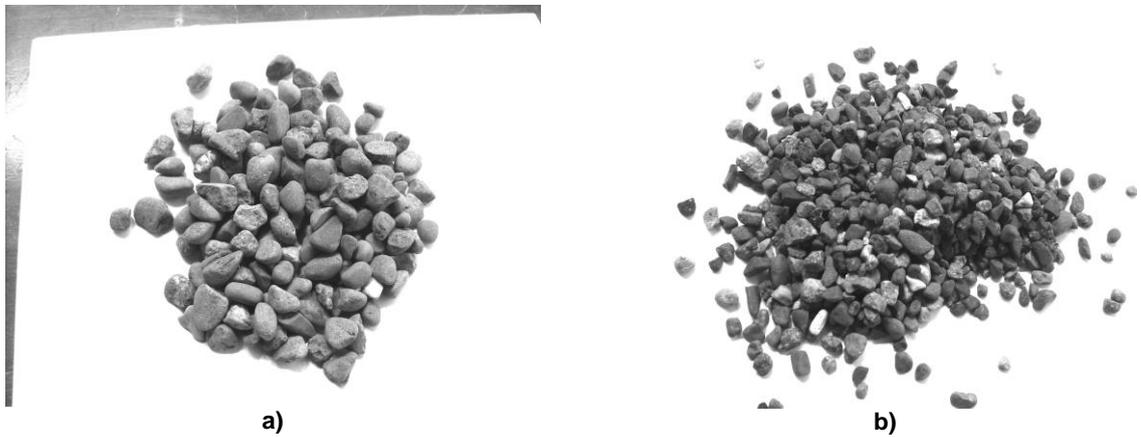


Figura 0-24: a) Grava tipo A, $d_{50}= 11\text{mm}$. b) Grava fina, $d_{50}=3\text{mm}$.

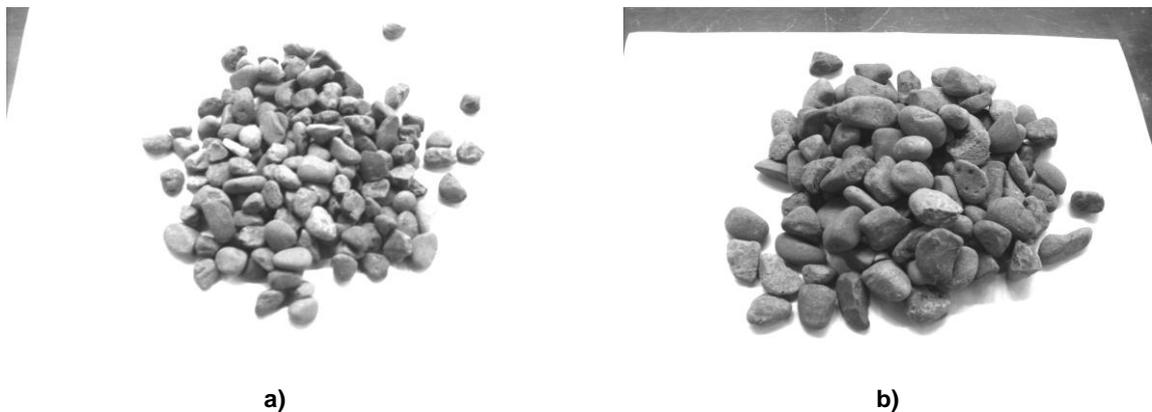


Figura 0-25: a) Grava tipo B, $d_{50}=6\text{mm}$. b) Grava gruesa, $d_{50}=15\text{mm}$.

En general cualquier suelo granular puede caracterizarse a través de los parámetros C_u , que representa la desviación estándar de las curvas granulométricas y d_g el diámetro geométrico. Estos parámetros se definen como:

$$(4.3) \quad C_u = \frac{d_{60}}{d_{10}}$$

$$(4.4) \quad d_g = \sqrt{d_{84}d_{16}}$$

Donde d_N representa el diámetro asociado a las partículas mas finas que el $N\%$ del material. Valores del C_u bajo 4 indican un suelo de características homogéneas en distribución de tamaños, lo que se confirma en cada una de las muestras analizadas.

Según la clasificación de suelos propuesta por la ASTM, se deduce que las gravas de tamaño medio más pequeño corresponden básicamente a gravas finas, mientras que las de tipo A y B son medianas y las más grandes son gravas gruesas.

4.3.3 Diámetro representativo de los materiales granulares

Para el caso de las esferas plásticas se ha determinado que el diámetro es prácticamente uniforme en todas las muestras ensayadas, a excepción de algunos granos que fueron descartados de los ensayos por su tamaño. El diámetro determinado para las esferas corresponde a $d = 5.85mm$.

Respecto de los sedimentos de origen fluvial, la definición de un tamaño medio no resulta tan directa. En este caso existen dos candidatos posibles: el $d_g = \sqrt{d_{16}d_{84}}$ que representa el diámetro geométrico y el d_{50} , cuyas diferencias en magnitud se pueden visualizar en el Anexo B. Considerando que las muestras ya han sido clasificadas mediante tamizado, se pudo lograr una buena uniformidad en composición de tamaños, por lo que las discrepancias en magnitud entre ambos diámetros no son tan significativas.

Las curvas granulométricas muestran que el d_{50} es una buena caracterización de la de la distribución granulométrica de la curva asociada a los sedimentos. Por esta razón, cada vez que se haga referencia al tamaño medio de los granos que componen los sedimentos fluviales, se entenderá a éste como el d_{50} .

4.3.4 Angulo de reposo y de fricción sobre el fondo

Todos los materiales granulares se caracterizan no sólo por su granulometría, sino que también por su textura. Este último factor influye directamente en el ángulo de reposo del material.

Los granos que componen los sedimentos naturales poseen un alto grado de aspereza superficial y trabazón interna entre ellos, lo que obliga a definir dos tipos de ángulos: el ángulo de fricción interno del material ϕ_i , que depende esencialmente de la angulosidad de los granos y el ángulo de fricción sobre el fondo ϕ_f que depende de la rugosidad de la superficie de deslizamiento y en cierto grado de la forma de los granos que componen el material.

Debido a que las presiones máximas actuando sobre los granos son pequeñas, se consideró que el ángulo de fricción interno es similar al ángulo de reposo del material. Este último se determinó dejando caer suavemente y sobre una superficie plana y horizontal, compuesta por el mismo material compactado, un determinado volumen almacenado inicialmente en una probeta plástica de diámetro 6 veces el diámetro medio del material.

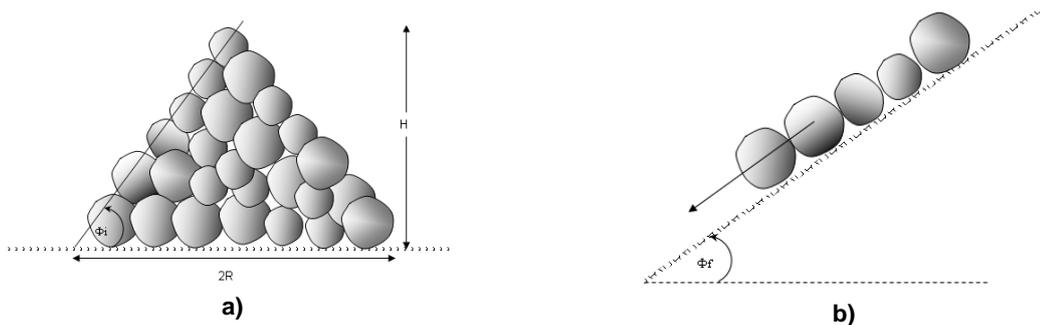


Figura 0-26: a) Definición del ángulo de reposo b) Definición del ángulo de fricción con el fondo.

Los medios granulares no cohesivos forman conos relativamente bien definidos cuando son depositados sobre superficies planas. En esta situación, el ángulo de reposo ϕ puede determinarse mediante la siguiente relación:

$$(4.5) \quad \tan(\phi) \sim \frac{H}{R}$$

Donde H es la altura y R el radio basal medio del cono generado por el material depositado. Al ángulo determinado por este método se le debe añadir 2° o 3° más para obtener el ángulo de fricción interno representativo de cada tipo de grano. Un esquema de este procedimiento se aprecia en la Figura 4-7, a).

Para determinar el ángulo de fricción sobre el fondo del canal se depositó una capa de material a lo largo de un tramo del canal y se aumentó progresivamente la pendiente de fondo hasta observar el movimiento generalizado de los granos. Un esquema de esta metodología se aprecia en la Figura 4-7, b). El ángulo asociado a este movimiento se adoptó como el ángulo de reposo del material sobre el fondo.

Los valores de estos ángulos se incluyen en la Tabla 4-1.

Tabla 4-1: Ángulos de reposo y de fricción con el fondo

| Material | d_{50} (mm) | $\phi_{\text{reposo}}(^{\circ})$ | $\phi_{\text{fondo}}(^{\circ})$ |
|-------------------|---------------|----------------------------------|---------------------------------|
| Grava B | 6 | 32.36 | 33.31 |
| Grava A | 11 | 26.81 | 34.16 |
| Grava gruesa | 15 | 30.78 | 33.83 |
| Esferas plásticas | 5.85 | 11.1 | 15.1 |

4.4 PROTOCOLO EXPERIMENTAL

El procedimiento experimental aplicado tanto al flujo de sedimentos como de esferas en el canal de fondo deslizante, se puso en práctica una vez superadas las dificultades experimentales encontradas en los ensayos de prueba, esta metodología de trabajo se explica a continuación. Se comienza depositando una cierta cantidad arbitraria de material granular tamizado (esferas o sedimentos) a lo largo del canal. Posteriormente se pone en movimiento la cinta transportadora, la tendencia natural del material es acumularse en un extremo del canal, por lo tanto la inclinación de la instalación se modifica respecto de la adoptada inicialmente hasta observar que la inclinación de la superficie libre del flujo sea aproximadamente igual a la del fondo del canal, lo que muestra que se ha alcanzado, a priori, un estado de equilibrio. Se registró la inclinación para la cual se obtiene esta condición. Este régimen además no debe presentar variaciones en el tiempo.

Una vez generado el flujo, se midió la velocidad de la cinta lo que se hizo con la ayuda de un tacómetro digital de contacto, el que registra durante 1 minuto aproximadamente la velocidad mínima y máxima de esta en m/min., observándose en promedio diferencias inferiores al 4% entre ambos valores.

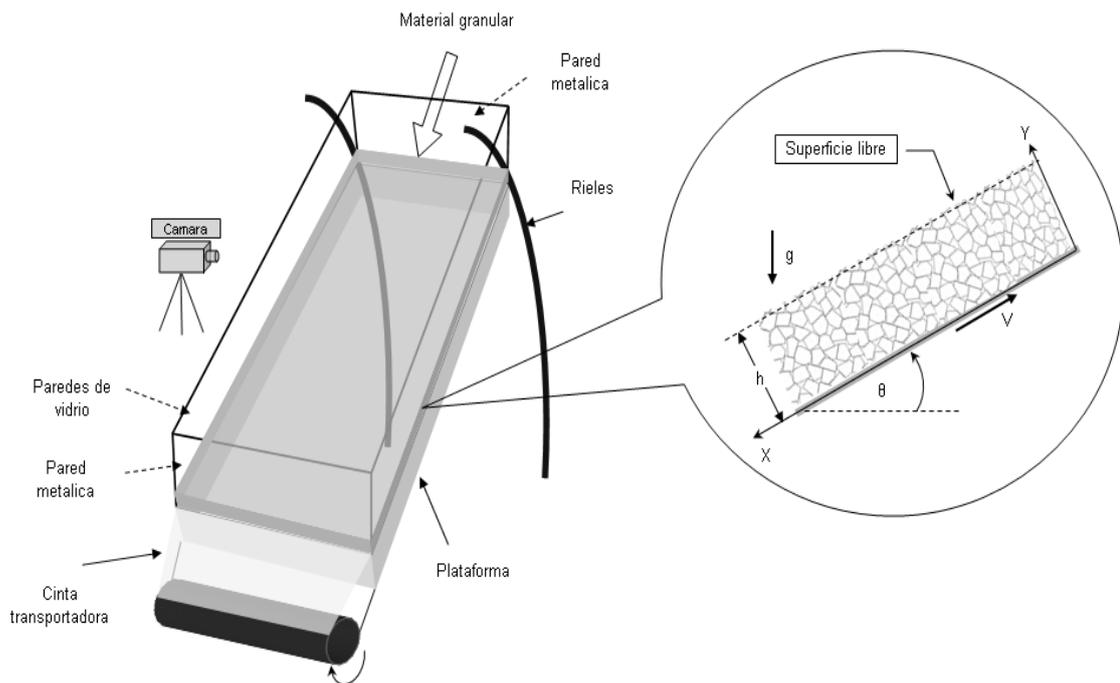


Figura 0-27: Esquema de la configuración experimental. Se detalla un esquema interpretativo del flujo visto a través de una de las paredes laterales del canal.

Se midió la altura de escurrimiento en tres puntos diferentes a lo largo del canal: el extremo superior, el extremo inferior y el punto medio del canal. La medición se hizo con una regla y se definió la altura media del flujo como el promedio aritmético de las alturas registradas en estos tres puntos. Para obtener otra altura de escurrimiento, se extrajo una cantidad arbitraria de material desde el canal y luego se varió la pendiente hasta lograr nuevamente una condición de equilibrio, repitiendo la metodología.

Una serie de medición cualquiera está asociada a una determinada velocidad de la cinta, la que se trató de mantener aproximadamente constante. Cada serie contempla tres registros distintos de alturas de escurrimiento y ángulos de inclinación del canal, siempre bajo condiciones de equilibrio. Se repitieron estas series de mediciones para tres velocidades distintas de la cinta, comenzando siempre con la velocidad mínima que proporciona el motor e incrementándola sucesivamente.

Con el objeto de dejar un registro visual de estos ensayos y poder efectuar un estudio más acabado acerca de las propiedades cinemáticas del flujo, se realizaron grabaciones de estos flujos repitiendo los ensayos anteriores y ubicando una cámara de alta velocidad a aproximadamente 1.5 m de uno de los costados del canal, procurando una buena iluminación en un amplio tramo de éste.

Es importante señalar que dadas las malas condiciones en que se encuentra una de las paredes laterales del canal, sólo se pudo captar imágenes de video desde la pared contraria a una distancia no menor a 40 cm. Por ende, la representatividad en la medición de las distribuciones de velocidad u otras propiedades de interés que exhiba el flujo se encuentran supeditadas a la posición desde donde fueron captadas dichas imágenes.

Similar procedimiento se adoptó para las grabaciones sobre la superficie del flujo. Se tuvo cuidado de mantener la perpendicularidad entre la cámara y el fondo del canal y captar todo el ancho de éste. Dado que el flujo es uniforme, en teoría cualquier punto a lo largo del canal puede ser utilizado para registrar las características del flujo, sin embargo, por limitaciones espaciales resultó más cómodo efectuar las grabaciones desde una posición cercana a la mitad del canal y por un lapso de 10 segundos aproximadamente.

4.5 EXPERIMENTACION

4.5.1 Objetivo de las experiencias

Las experiencias llevadas a cabo tuvieron por objeto medir datos de altura, velocidad e inclinación de fondo con el objeto de analizar cualitativa y cuantitativamente el comportamiento global del flujo de granos.

En base a estas pruebas, se estudió la variación de las propiedades cinemáticas del flujo para distintos tipos de material y bajo diversas condiciones experimentales. Para estos efectos, se hicieron filmaciones del escurrimiento del material granular a través de las paredes laterales del canal y también desde la parte superior de éste. El análisis computacional de las imágenes obtenidas mediante estos registros permitirá establecer un buen escenario de partida para el estudio de estos flujos.

4.5.2 Ensayos con material artificial

4.5.2.1 Ensayos en canal de fondo deslizante

Los ensayos llevados a cabo exhibieron un comportamiento de aparente aparentemente equilibrio y el flujo se pudo considerar estacionario durante todo el horizonte de experimentación. El protocolo experimental aplicado para este caso, ya fue detallado en la sección 4.4 de este informe.

Una dificultad inherente asociada al ensayo con esferas plásticas, es que éstos debido a roces internos entre granos, inducen la aparición de efectos electrostáticos. Esto provocó en varias ocasiones acumulaciones excesivas de material en ambos extremos del canal y obstaculizando además la visualización del flujo a través de las paredes laterales de éste. Estos efectos pudieron aminorarse aplicando líquidos antiestáticos sobre las superficies de contacto.

Debido a la limitada cantidad de material, los ensayos fueron conducidos usando sólo la mitad del largo útil del canal. Las grabaciones tanto laterales como superiores fueron realizadas usando 160 fps como frecuencia de grabación. Las condiciones generales de experimentación se resumen en la Tabla 4-2.

Tabla 4-2: Condiciones experimentales en material artificial en canal de fondo deslizante

| Material | $D(mm)$ | $\theta_{canal}(^\circ)$ | $V_{cinta}(cm/s)$ |
|-------------------|---------|--------------------------|-------------------|
| Esferas plásticas | 5.85 | 15.0-17.2 | 38.7-83.4 |

4.5.2.2 Ensayos en canal de fondo fijo

Una serie de ensayos fueron conducidos en forma paralela en un canal de fondo fijo cuyas características han sido descritas previamente. Al fondo del canal le fue adherida una tira de cinta de las mismas características de la usada en la instalación de fondo deslizante.

Las experiencias consistieron en llenar la tolva con esferas, y abrir la compuerta de fondo una cierta altura definida por el experimentador, generando flujos de granos que escurren por un plano inclinado. Se estableció para el canal una inclinación de iniciación de flujo $\theta_{start}(h_0/d)$ como función exclusiva de compuerta de la tolva adimensionalizada h_0/d . Para un rango de inclinaciones $\theta > \theta_{start}$ se obtuvieron condiciones uniformes y permanentes para el flujo de esferas plásticas. Las condiciones generales de experimentación se resumen en la Tabla 4-3.

Tabla 4-3: Condiciones experimentales en material artificial en canal de fondo fijo

| Material | $D(mm)$ | $\theta_{canal}(^\circ)$ | $U_{flujo}(cm/s)$ |
|-------------------|---------|--------------------------|-------------------|
| Esferas plásticas | 5.85 | 18.0-20.0 | 7.2-12.9 |

En los experimentos, se usó todo el largo del canal ($L=3m$) y se hicieron grabaciones de video sólo desde una de las paredes laterales. Se midieron alturas de escurrimiento, velocidades del flujo y ángulos de inclinación del canal.

Los escurrimientos se registraron a través de una cámara de video de alta velocidad, orientada perpendicular a la pared del canal y a 1.5 m. de distancia del punto de lanzamiento del material. La duración de las filmaciones analizadas se estableció para cada experiencia verificando condiciones estadísticas de flujo permanente-uniforme.

Usando un algoritmo PTV las imágenes fueron escaladas a través de una grilla cuadrículada filmada en la profundidad del escurrimiento tras cada experiencia. La altura del escurrimiento se calculó como la altura media del flujo registrado por los videos.

4.5.2.3 Fuentes de error en el canal de fondo deslizante y fondo fijo

Las fuentes de error en el canal de fondo deslizante provienen básicamente de la medición de las alturas de flujo y velocidad. Por un lado esto se debe a que el tiempo que perduran los efectos del líquido antiestático es muy limitado; transcurrido este tiempo las esferas comienzan inmediatamente a adherirse a las paredes laterales del canal invalidando cualquier medición.

Los errores asociados a la medición de la velocidad de la cinta son marginales en vista que fueron hechas con un taquímetro de contacto de gran precisión, con un error del orden 0.05% de la velocidad leída.

Se ha estimado que el error en la medición de alturas de flujo resulta ser una función creciente respecto de la velocidad aplicada y la pendiente del canal. En promedio el error máximo observado es del orden de la mitad del diámetro de los granos $\varepsilon \sim d/2$. Por lo tanto los valores de h/d se corrigieron en un factor $\pm\varepsilon/d$, resultando en los valores definitivos dados por $(h \pm \varepsilon)/d$.

En el canal de fondo fijo, las fuentes de error son distintas en relación a las encontradas en el canal de fondo deslizante y están asociadas básicamente a la medición de velocidades y de alturas debido a efectos electrostáticos que surgen por rozamiento entre los granos. No obstante estos efectos son marginales en las mediciones y prácticamente pueden descartarse del análisis.

4.5.3 Ensayos con sedimento natural

Si bien los ensayos con medios naturales fueron conducidos en forma aceptable las dificultades asociadas a su experimentación fueron distintas comparadas con el medio artificial. En sedimentos naturales la influencia de efectos electrostáticos es despreciable y son más bien la trabazón entre partículas y la fricción los parámetros que controlan fuertemente el comportamiento del medio. Se pudo comprobar empíricamente que fondos rugosos facilitan bastante la generación de flujos con las condiciones requeridas, pero las dimensiones del canal pueden jugar un rol importante en la evolución de estas condiciones.

Como se explicó anteriormente, los ensayos se realizaron utilizando grava de tres tamaños distintos. A modo de prueba también se experimentó con grava fina, sin embargo dichos ensayos demostraron que la presencia de angulosidades muy pronunciadas en los granos inducen potenciales daños sobre la cinta, lo que motivó el descarte de este tipo particular de sedimento.

4.5.3.1 Primera serie de experimentos

La primera serie de ensayos se llevó a cabo esparciendo el material a lo largo de todo el canal, i.e. $L=3m$ y los valores medidos sirvieron para estudiar no solo las características cualitativas del flujo sino que también la forma analítica que adoptan las leyes de resistencia.

Las grabaciones desde un costado se realizaron a 90 cuadros por segundo bajo condiciones experimentales distintas. Las grabaciones desde la parte superior se hicieron bajo las mismas condiciones experimentales que las laterales, sin embargo la frecuencia de grabación adoptada fue de 160 fps.

Las condiciones generales de experimentación se incluyen en la Tabla 4-4.

Tabla 0-4: Condiciones experimentales generales de la primera serie de ensayos (L=3m.)

| Material | $d_{50}(mm)$ | $\theta_{canal}(^{\circ})$ | $V_{cinta}(cm/s)$ |
|--------------|--------------|----------------------------|-------------------|
| Grava A | 11 | 30.0-33.0 | 38-107 |
| Grava B | 6 | 29.7-31.9 | 38-141 |
| Grava gruesa | 15 | 32.8-34.1 | 38-150 |

4.5.3.2 Segunda serie de experimentos

Con el objeto de verificar la posible influencia de las dimensiones del canal sobre las mediciones se optó por realizar una segunda serie de ensayos pero esta vez acortando la longitud del canal a la mitad, es decir $L=1.5m$. Estos ensayos se hicieron siguiendo exactamente el mismo protocolo anterior y las imágenes de video captadas tanto desde la pared como desde la superficie, se efectuaron a una frecuencia de 160 fps y en ambos casos, bajo las mismas condiciones experimentales.

Las condiciones generales de experimentación se incluyen en la Tabla 4-5.

Tabla 0-5: Condiciones experimentales generales de la segunda serie de ensayos (L=1.5 m.)

| Material | $d_{50}(mm)$ | $\theta_{canal}(^{\circ})$ | $V_{cinta}(cm/s)$ |
|--------------|--------------|----------------------------|-------------------|
| Grava A | 11 | 29.2-31.6 | 38-103 |
| Grava B | 6 | 29.0-31.2 | 38-118 |
| Grava gruesa | 15 | 29.4-31.3 | 38-99 |

4.5.3.3 Fuentes de error durante la experimentación

Al igual que en el caso de las esferas plásticas las fuentes de error están asociadas principalmente a la medición de las alturas de flujo mientras que los errores asociados a la medición de la velocidad de la cinta transportadora son marginales. No obstante, a diferencia del caso anterior ahora los errores ya no solo se incrementan por efectos de velocidad y pendiente, sino que también por el diámetro de los granos y la altura de escurrimiento.

Cuando la altura decrece, los movimientos de los granos en la capa superficial se hacen más intensos y en algunos casos críticos se vuelve muy difusa la superficie libre. Se estima que el error máximo observado, teniendo en cuenta todas las variables anteriores, es del orden de $\varepsilon_{\max} = \pm 0.5d_{50}$. Existe un caso especial, que corresponde a los granos de $d_{50} = 15\text{mm}$, donde este error puede ser un tanto superior llegando incluso hasta $\pm 0.8d_{50}$.

Para el resto de los casos donde la velocidad aplicada es inferior a 70cm/s o cuando la altura de escurrimiento $h_u \geq 6d_{50}$ los errores, si bien no pueden descartarse, no son muy significativos.

A modo de resumen, las características generales de las experiencias llevadas a cabo en ambos tipos de materiales, se condensan en el siguiente cuadro explicativo de la Figura 4-9:

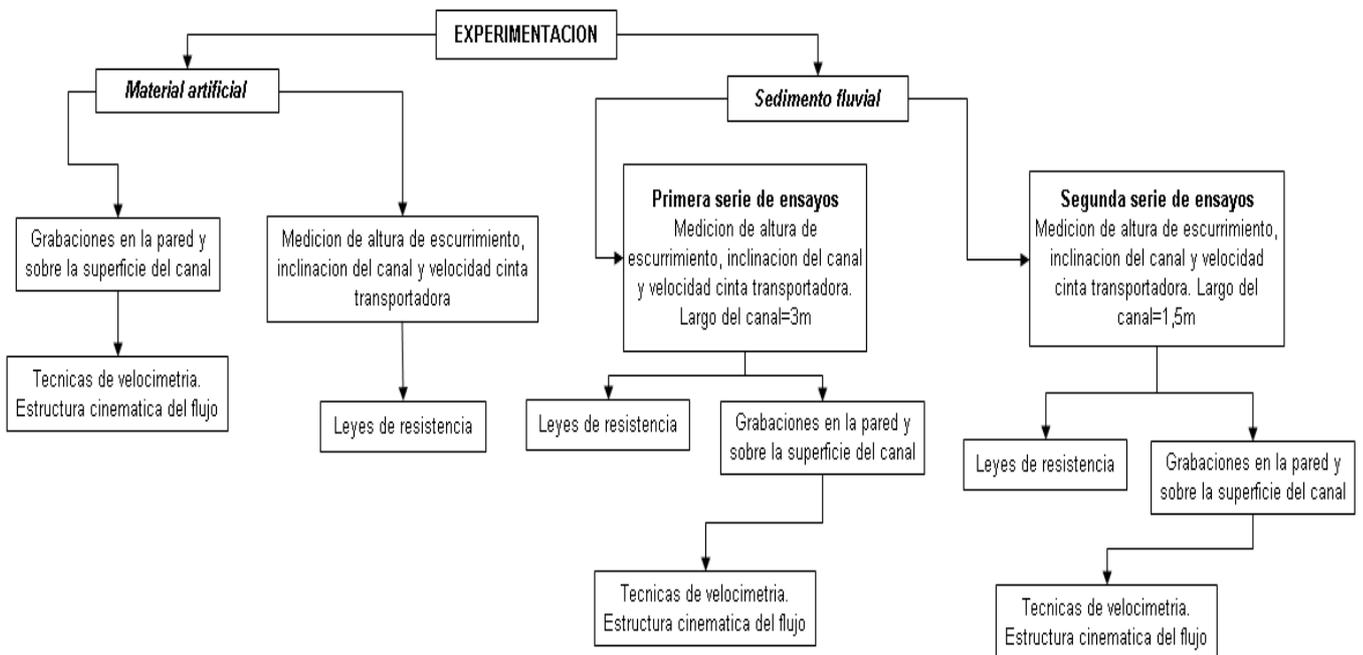


Figura 0-28: Cuadro resumen de las experiencias realizadas.

4.6 MEDICION DEL CAMPO DE VELOCIDADES

4.6.1 Tratamiento de imágenes

Para el tratamiento de imágenes se hizo uso de un software de libre acceso denominado VirtualDub. Este software contiene un conjunto de herramientas, que permiten modificar automáticamente la escala e intensidad de colores y la resolución de cada imagen, entre otros.

El objeto fundamental del tratamiento de imágenes consiste en optimizar la calidad de las imágenes y así facilitar la identificación de los granos para los algoritmos PIV y PTV. Para el primero, esta transformación se hace a escala de colores grises. Para el segundo, este tratamiento consiste en individualizar las partículas mediante una transformación a una escala de colores binarios, es decir colores blancos y negros.

Una secuencia normal de tratamiento se hizo mediante los siguientes pasos, detallados en la Figura 4-10.

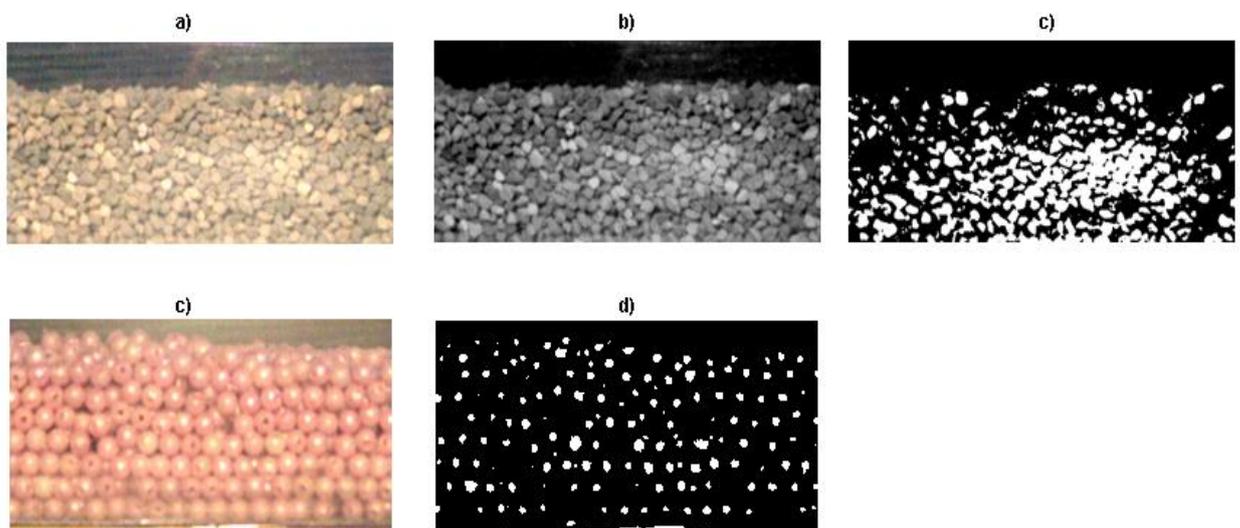


Figura 0-29: Tratamiento de imágenes. Medio natural. a) Figura en escala de colores RGB. b) Cuadro en escala de colores grises (sólo para aplicación en PIV). c) Cuadro en escala de colores binaria (solo para aplicación en PTV). Medio artificial. Tratamiento con PTV. d) Cuadro en escala de colores RGB. e) Cuadro en escala de colores binaria.

4.6.2 Técnicas de velocimetría de partículas

Para determinar el campo de velocidades que caracteriza al flujo, tanto en un costado como en la superficie, se hizo uso de técnicas de velocimetría de partículas, representadas a través de los algoritmos PIV y PTV.

El software PIV es un algoritmo que, al comparar dos imágenes de un fenómeno, captadas consecutivamente, establece mediante técnicas de correlación el campo de velocidades asociado a partículas distinguibles dentro del medio. El cálculo se hace usando ventanas de interrogación, que recorren todo el cuadro en análisis.

Estas ventanas encierran un conjunto de granos y aplicando métodos de correlación respecto de la posición (“cross correlation”, “minimum quadratic difference”, etc.), determinan el desplazamiento medio más probable de estas partículas entre dos

cuadros consecutivos. El enfoque de cálculo de este método es netamente euleriano.

En el análisis, el tiempo es un parámetro discreto, es decir, su valor depende del cuadro donde está siendo analizado el flujo. Matemáticamente esto se traduce en la condición $t \in \{t^{(1)}, \dots, t^{(M)}\}$, donde $t^{(1)} < \dots < t^{(m)} < \dots < t^{(M)}$. Bajo esta notación, $t^{(m)}$ corresponde al instante en que fue capturado el cuadro m -ésimo y M es el número total de cuadros que componen la secuencia.

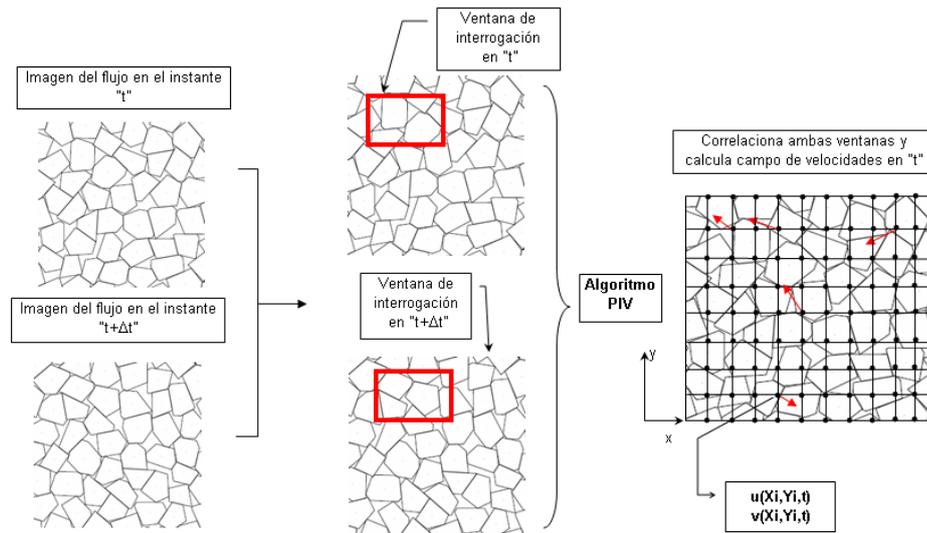


Figura 0-30: Esquema del funcionamiento de PIV. En cada punto de dicha grilla se evalúa la velocidad de los granos y se obtiene la distribución de velocidad en cada posición X_i .

Usando métodos de interpolación, las velocidades se pueden conocer en posiciones fijas en el espacio (X_i, Y_j) , para cada instante $t^{(m)}$:

$$(3.6) \quad u^{(m)}(X_i, Y_j) = \Delta X^{(m)} / \Delta t$$

$$(3.7) \quad v^{(m)}(X_i, Y_j) = \Delta Y^{(m)} / \Delta t$$

Donde $\Delta X^{(m)}$ y $\Delta Y^{(m)}$ denotan los desplazamientos medios en las direcciones "x" e "y" respectivamente y $\Delta t = 1/f$, con f la frecuencia de grabación del video. La densidad de la grilla de coordenadas está íntimamente asociada al tamaño de la ventana de interrogación usada.

La técnica PTV opera de una forma distinta. El algoritmo basa su cálculo en la identificación de cada partícula mediante "spots". Estos "spots" son pequeños círculos que marcan el centro de gravedad de ciertas partículas escogidas según ciertos criterios. Estos criterios se basan en discriminar partículas según rango de área ($[A_{\min}, A_{\max}]$), rango de colores en escala binaria ($[0, 256]$) y desplazamiento máximo entre frames. Cada uno de estos parámetros puede y debe ser definido previamente por el usuario.

Este método entrega como resultado las trayectorias de cada uno de estos "spots", los que se encuentran heterogéneamente distribuidos en el espacio, es

decir, $\vec{r}_i(t^{(m)}) = (X_i(t^{(m)}), Y_i(t^{(m)}))$, donde el subíndice i denota la partícula i -ésima. Cada punto de dicha trayectoria está calculado en un tiempo en particular $t^{(m)}$, donde m denota el cuadro m -ésimo del video.

La cantidad de puntos que componen cada trayectoria, no siempre coincide con la cantidad total de cuadros. Esto se debe a las partículas pueden aparecer y desaparecer en una secuencia de cuadros consecutivos, debido a fuertes variaciones en la intensidad de colores o de áreas que las pueden excluir de los rangos impuestos inicialmente por el usuario.

El campo de velocidades $(u_i^{(m)}, v_i^{(m)})$ se obtiene derivando las trayectorias en cada instante. Esto equivale, aproximadamente, a calcular el desplazamiento de la partícula entre dos cuadros consecutivos separados temporalmente por un instante Δt :

$$(3.8) \quad u_i^{(m)} \approx (X_{j(i)}(t^{(m+1)}) - X_i(t^{(m)})) / \Delta t$$

$$(3.9) \quad v_i^{(m)} \approx (Y_{j(i)}(t^{(m+1)}) - Y_i(t^{(m)})) / \Delta t$$

Donde $(x_i^{(m)}, y_i^{(m)})$ y $(x_{j(i)}^{(m+1)}, y_{j(i)}^{(m+1)})$ denotan la posición de la partícula en el frame m y en el $m+1$ respectivamente. Debido a la heterogeneidad en la distribución espacial de los vectores de velocidad obtenidos, se debe recurrir a algún método de interpolación en 2-D para obtener el campo de velocidades en una malla de coordenadas uniformemente distribuidas. De esta forma se puede trabajar de la misma manera que se hace con la información generada por PIV.

Los algoritmos PIV que se han aplicado, se denominan MPIV y MATPIV y son softwares libres. El primero de ellos opera con el software numérico Matlab. Además, permite escoger la técnica de correlación más adecuada al tipo de medio y el tamaño de la ventana de interrogación. El software requiere imágenes sometidas a un tratamiento previo, de buena calidad y en escala de colores binaria (i.e. blanco y negro).

MATPIV, también es un algoritmo que opera directamente con Matlab. El programa fue diseñado inicialmente para el estudio de turbulencia en fluidos. Su uso puede extenderse a medios granulares bajo ciertas restricciones. Este programa también requiere imágenes sometidas a un tratamiento previo, de buena calidad y en escala de colores grises y es flexible en la elección de las técnicas de correlación y tamaño de la ventana de búsqueda. Además cuenta con métodos adicionales de filtrado de datos, los que permiten eliminar resultados locales que no son coherentes con el campo de velocidad global.

El PTV escogido está programado para operar con Matlab y, a diferencia de los métodos PIV, este PTV requiere una mayor cantidad de información inicial. El programa cuenta con funciones específicas que pueden operar con imágenes tratadas tanto en escala de colores grises como binarias.

Las técnicas PIV y PTV se usaron en los dos tipos de materiales. La elección del método definitivo de cálculo, se hizo comparando las magnitudes de ambas componentes de la velocidad, calculadas con estas técnicas, con las que resultan del cálculo por inspección visual.

5 RESULTADOS EXPERIMENTALES

El análisis de los resultados experimentales se ha abordado esencialmente de dos maneras distintas, a través de un análisis cualitativo y por medio de un análisis cuantitativo:

- En el análisis cualitativo, se describen las principales características y comportamientos de los flujos generados, obtenido de forma directa de las observaciones experimentales. Además, se comparan los resultados con los ensayos realizados por otros autores bajo condiciones semejantes.
- En el análisis cuantitativo, se establecen las leyes de resistencia que gobiernan el comportamiento de estos flujos y se estudian las propiedades cinemáticas de éstos, mediante la aplicación de técnicas de velocimetría de partículas.

5.1 ANALISIS CUALITATIVO DE LOS RESULTADOS

5.1.1 Aspectos generales observados durante la experimentación

Los ensayos conducidos en el canal de fondo deslizante, han demostrado que la generación de flujos uniformes y estacionarios en canales de fondo deslizante depende esencialmente de cuatro factores: la rugosidad de fondo k_s , aspereza y tamaño de los granos y la pendiente del canal θ .

La experimentación llevada a cabo en el canal de fondo deslizante, muestra que cuando el tamaño medio de los granos es inferior a 2 mm, se observa una tendencia del material a acumularse en un extremo del canal, restringiendo la experimentación a pendientes muy altas o muy bajas para lograr que el flujo alcance un estado de aparente equilibrio.

Por otro lado, la carencia de aspereza superficial de los granos muestra ser un factor de gran influencia en la dinámica de estos flujos. Durante la experimentación de prueba, se comprobó que las esferas de sílice tienden a rodar, resbalar sobre el fondo y sobre si mismas, lo que demuestra que el esfuerzo cortante ejercido por la cinta no afecta mayormente el desplazamiento de estas partículas, impidiendo la obtención de condiciones uniformes.

En tanto, ensayos de prueba llevados a cabo con granos de angulosidades muy pronunciadas, muestran que éstas inducen efectos de trabazón muy intensos lo que en algunos casos reduce notablemente el movimiento relativo entre ellos. Lo mismo ocurre al experimentar con granos de gran tamaño (>15mm) o muy pesados, observándose que éstos incluso no son afectados por el movimiento de la cinta.

Finalmente, la instalación experimental posee ciertas dificultades intrínsecas a su estructura, como la distancia entre paredes laterales, así como también la extensión longitudinal del canal, que aparentemente intensifican los esfuerzos de confinamiento, los que influyen en la escasa variabilidad que exhiben algunos parámetros tales como la pendiente del canal. La real importancia de este hecho debe ser verificada con el análisis cuantitativo de los resultados.

5.1.2 Esferas plásticas en canal de fondo deslizante

Las esferas plásticas se caracterizan principalmente por su baja densidad, lo que dio lugar a que algunos movimientos, tales como el de saltación, se acentúen comparados con el movimiento observado en materiales de granos más pesados. Ensayos de prueba mostraron que a altas velocidades de la cinta (>100 cm/s) las esferas exhiben saltos y choques sobre la capa superficial lo que restringió la experimentación en un rango limitado de velocidades de fondo, con el objeto de reducir el error experimental asociado a la definición de alturas de escurrimiento.

En general el movimiento relativo entre las partículas tiende a reducirse a medida que aumenta la altura de escurrimiento. Cuando $h \geq 7d$ se forma un gran "bloque" de granos que se desplaza a una velocidad muy baja y que al parecer no percibe ni transmite significativamente hacia la superficie los esfuerzos inducidos por los granos que se mueven en las capas cercanas al fondo. Además los granos en la superficie libre no experimentan considerables movimientos verticales.

Este comportamiento se mantiene para un amplio rango de velocidades, observando que sólo los granos que pertenecen a la capa inferior del flujo, cuya profundidad puede llegar hasta $3d$, se mueven con gran rapidez. Algunas características particulares del comportamiento descrito pueden visualizarse en la Figura 5-1.

En general, la pendiente de la superficie libre responde rápidamente ante cambios en la inclinación del canal o la velocidad de fondo, sin embargo, esta dependencia se reduce a medida que aumenta la altura del flujo.

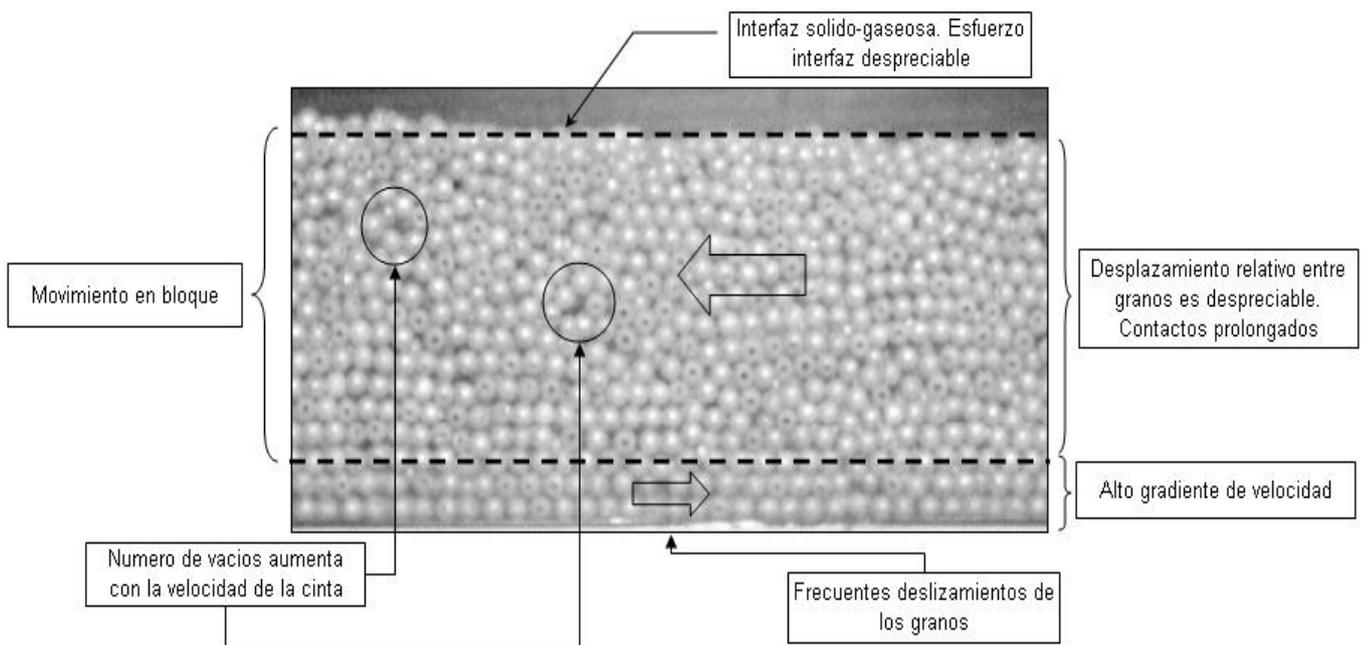


Figura 0-31: Comportamiento de esferas plásticas a bajas velocidades. $V = 38.22 \text{ cm/s}$, $\theta = 15.5^\circ$ y $h = 8.5 \text{ cm}$. Las flechas indican sentido de escurrimiento.

Un comportamiento mucho más interesante se produce a medida que se reduce la altura del flujo. En este caso la dinámica interna de los granos se enriquece, dando lugar a un mayor número de interacciones y favoreciendo a la percolación como mecanismo preferente de intercambio de partículas entre capas. El llenado de

vacíos se aprecia en forma frecuente mientras más rápida es la velocidad aplicada y a medida que más nos acercamos al fondo del flujo. Esto se debe a que algunas partículas que avanzan por el fondo tienden a deslizarse induciendo la aparición de espacios o vacíos, cuyo tamaño es igual o mayor que el diámetro de los granos ubicados alrededor, produciéndose entonces la percolación (ver esquema en Figura 5-2).

Cuando se reduce la altura de escurrimiento, al parecer se facilita la transmisión de esfuerzos a través del medio, afectando significativamente la dinámica en toda la profundidad de flujo. No obstante, debido a que la superficie de las partículas es muy lisa, hace que la intensidad con la que se propagan estos esfuerzos no sea tan pronunciada si se compara con el movimiento de granos de texturas más ásperas. En general, los contactos entre granos son muy prolongados y dominantes dentro del rango de condiciones experimentales, transformándose así en el mecanismo preferente de disipación energética del flujo.

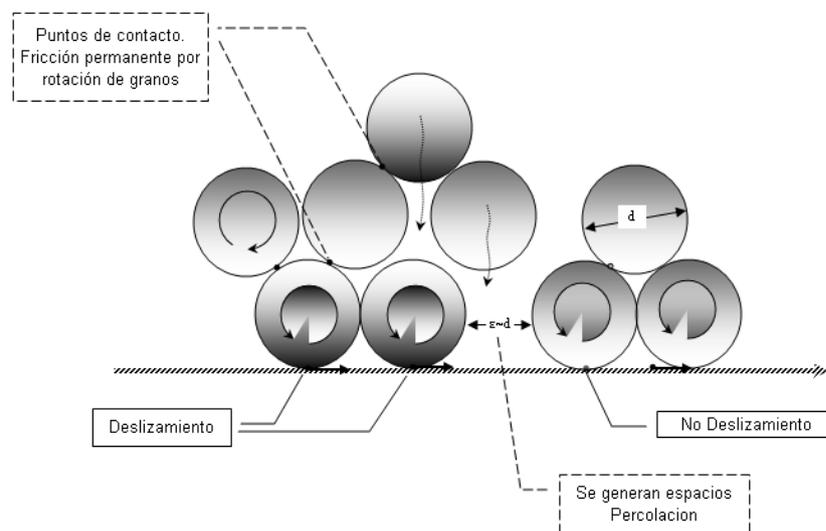


Figura 0-32: Esquema que sintetiza una de las formas mediante la cual las esferas percolan a capas más profundas. En este diagrama ϵ representa una escala del espaciamiento medio entre granos.

A nivel global se pudo observar que el régimen del flujo depende significativamente de la magnitud de la velocidad de la cinta transportadora generando, bajo determinadas condiciones, tres comportamientos distintos en la vertical. En las capas más cercanas al fondo, los granos tienden a percolar rápidamente hacia la cinta siguiendo un camino tortuoso y otros tienden a subir hacia la superficie, alejándose de la cinta. En este sentido, es razonable plantear que los granos disipan su energía debido a las interacciones sostenidas con los granos circundantes. En cambio, los granos que están en contacto con la cinta pierden energía debido a la fricción cinta-grano.

Un segundo régimen se observa a través de una gran capa, que separa la superficie libre del fondo, y donde el movimiento relativo de los granos es muy reducido. En esta capa los granos se agrupan formando prácticamente un sólido que se mueve a una velocidad muy baja y que desliza sobre la capa en contacto con la cinta. Los granos que pertenecen a esta capa usualmente rotan sobre sí mismos, lo que nuevamente da lugar para pensar que estas partículas disipan energía debido al roce con las esferas vecinas. La percolación de granos es poco frecuente en esta zona.

Por ultimo un tercer régimen, que solamente pudo ser apreciado en ensayos de prueba, describe un comportamiento de choques de baja intensidad y saltación entre granos en la capa superficial del flujo. La frecuencia de las colisiones depende fuertemente de la velocidad de la cinta y de la altura de escurrimiento. Dicha frecuencia aumenta cuando la velocidad de la cinta crece y la altura de escurrimiento decrece. Las características descritas en éste y el párrafo anterior pueden visualizarse en la Figura 5-3.

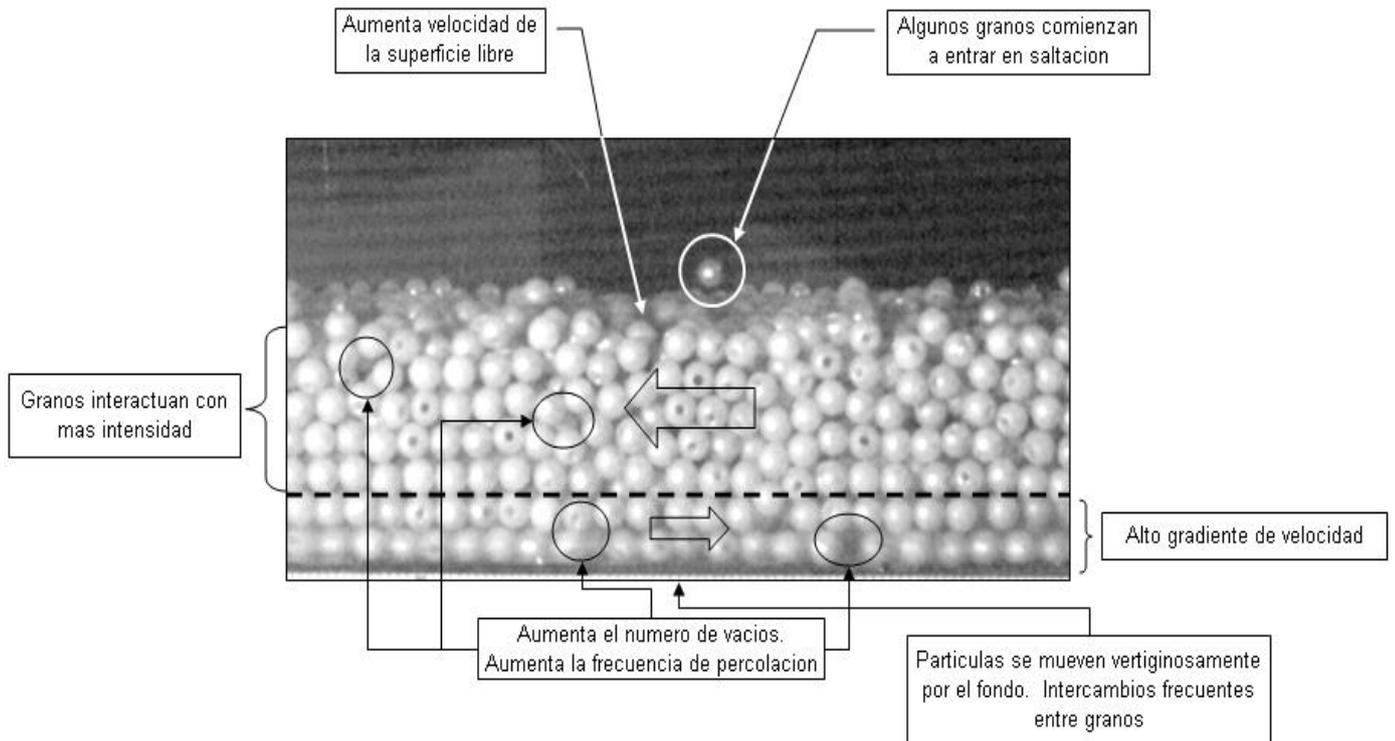


Figura 0-33: Comportamiento de esferas plásticas a altas velocidades de la cinta y baja altura de escurrimiento. $V = 83.44\text{cm/s}$, $\theta = 17.6^\circ$ y $h = 4\text{cm}$. Las flechas indican sentido de escurrimiento.

Imágenes captadas desde la superficie revelan que los granos que pertenecen a la capa superficial se movilizan con una rapidez considerable, dejando al descubierto en forma frecuente algunas regiones que pertenecen a la capa sub-superficial del medio, compuesta por granos que se encuentran agrupados en forma muy compacta y que se desplazan a una velocidad bastante reducida. Esto puede apreciarse en la Figura 5-4.

Los granos de la capa superficial usualmente ruedan sobre los granos ubicados en la capa inmediatamente inferior y lo hacen a una velocidad que depende de la distancia que los separa de la pared. Los granos que se mueven por la zona central, lo hacen usualmente a una rapidez mayor que la de los granos que se mueven cerca de las paredes. Esta diferencia de velocidad se incrementa debido a que, los granos que se mueven lejos del centro tienden a concentrarse en torno a las paredes laterales entorpeciendo las trayectoria de los granos mas cercanos y por lo tanto reduciendo la rapidez de estos.

Cuando la velocidad de la cinta es mínima, usualmente no quedan espacios al descubierto y los granos se tienden a agruparse de manera compacta moviéndose

tan lentamente que incluso los granos más cercanos a la pared adquieren una velocidad despreciable.

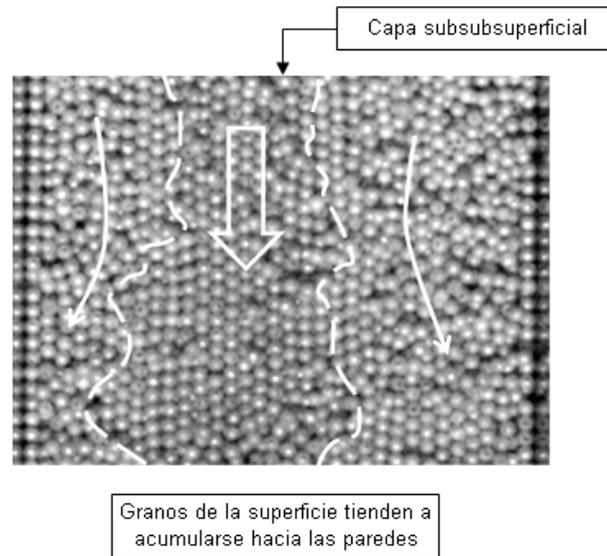


Figura 0-34: Vista superior muestra que los granos tienden a moverse hacia las paredes laterales. Capa subsuperficial (entre líneas punteadas) revela una estructura del flujo muy organizada.

Resumiendo, se pudo concluir empíricamente que el comportamiento del medio se encuentra fuertemente supeditado a la velocidad de la cinta transportadora, la altura del flujo y la pendiente del canal. La ausencia de roce superficial de los granos al parecer afecta la transmisión de esfuerzos a través del medio y los mecanismos de disipación energética. Los contactos prolongados se observan prácticamente en todo el medio granular lo que reafirma la validez de la formación de cadenas de esfuerzos como mecanismo dominante de interacción entre granos y que atraviesan todo el medio granular para un amplio rango de velocidades de la cinta.

Para complementar los resultados anteriores, las figuras siguientes exhiben algunas distribuciones de velocidad de las esferas medidas en el canal de fondo deslizante. En general, la distribución de velocidades en granos artificiales muestra una fuerte uniformidad en una gran parte del medio, lo que podría deberse no solo a la influencia de las propiedades físicas del material, sino que también a esfuerzos de confinamiento ejercidos por el canal. Perfiles de velocidad media típicos obtenidos desde la pared lateral del canal se pueden visualizar en la Figura 5-5 a) y b) para dos condiciones experimentales distintas.

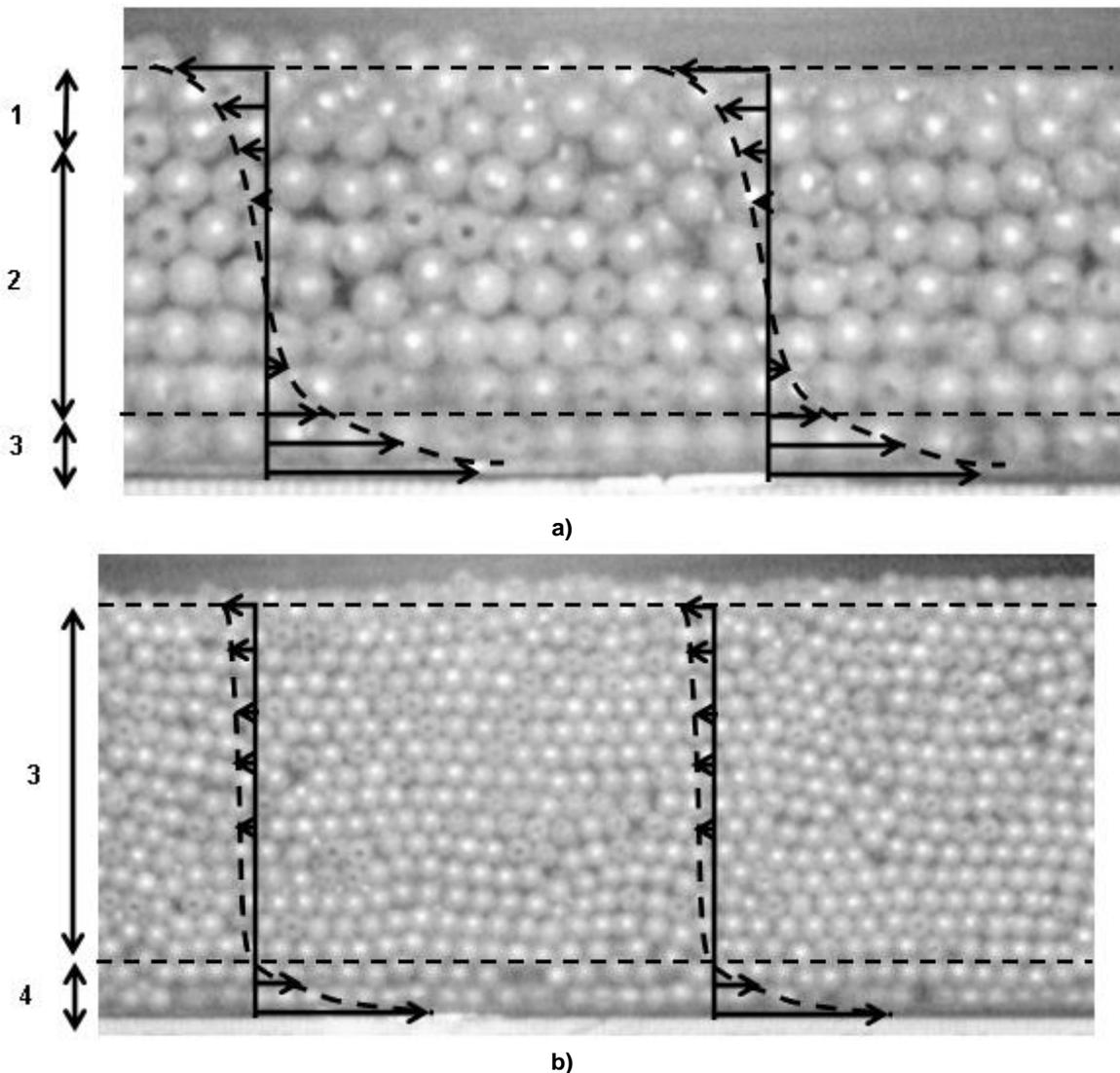


Figura 0-35: Representación de los perfiles de velocidad media, obtenidos usando la técnica PTV. Esferas plásticas, $D=5.85$ mm. Distinción de zonas características a) Situación con V (cinta)= 37.22 cm/s y $h \sim 7d$ b) Situación con V (cinta)= 83.41 cm/s y $h \sim 15d$.

La Figura 5-5 a) representa la situación donde la altura del flujo es pequeña y la velocidad de la cinta es la mínima. En este caso, se obtienen perfiles curvos en forma de "S". La rapidez de los granos decae fuertemente, desde la capa en contacto con la cinta (zona 3) hacia las capas intermedias (zona 2). Desde la zona 2 hacia la zona 1, la rapidez de los granos crece suavemente, pero con una magnitud inferior a la de los granos que se mueven cerca del fondo. Por esta razón el perfil no es tan pronunciado cerca de la superficie.

Por su parte la Figura 5-5 b), da cuenta de una situación donde la altura del medio y la velocidad de la cinta crecen drásticamente. El perfil de velocidad en la pared lateral se empina significativamente. Este perfil muestra la existencia de una zona central donde la rapidez de los granos es muy uniforme y de pequeña magnitud (zona 3) y otra donde se produce un fuerte gradiente de velocidad (zona 4), debido al contacto de los granos con la cinta. La uniformidad en la distribución de velocidad en las capas intermedias es coherente con la observación experimental. Para alturas de escurrimiento superiores a $10d$, el medio se comporta casi como un sólido que desliza sobre un plano inclinado rugoso en movimiento.

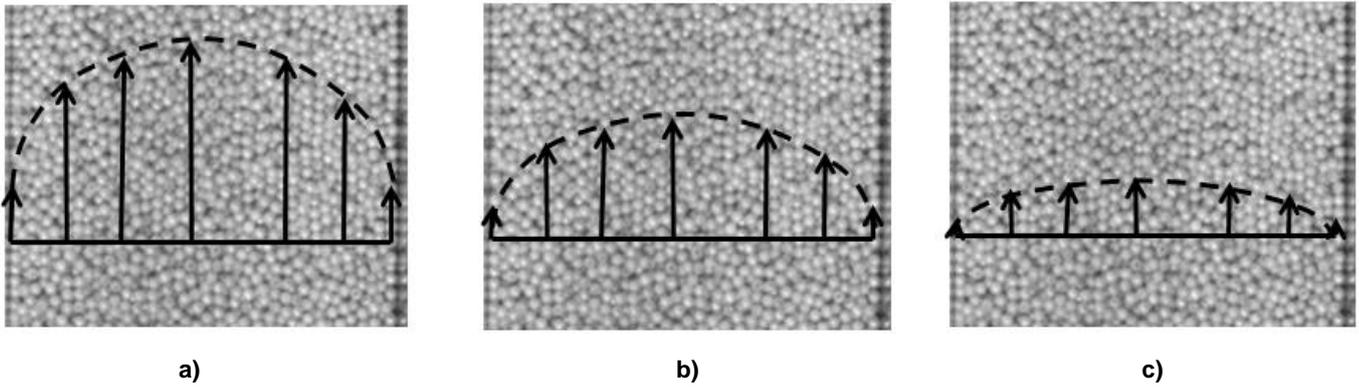


Figura 0-36: Esquema de los perfiles de velocidad media en la superficie, obtenidos usando la técnica PTV. Esferas plásticas, $D=5.85$ mm, V (cinta)= 38.23 cm/s. a) $h\sim 7d$ b) $h\sim 10d$ c) $h\sim 15d$

Los perfiles de velocidad observados en la superficie del flujo reafirman el comportamiento uniforme del flujo. La Figura 5-6, muestra estos perfiles obtenidos para una velocidad de la cinta relativamente constante y tres alturas de escurrimiento distintas. Cuando la altura es pequeña, los perfiles son prácticamente cóncavos, pero cuando crece la altura de escurrimiento esta distribución tiende a achatarsé significativamente.

Resultados similares a éste último, también se obtienen para un rango más amplio de velocidad de la cinta.

5.1.3 Esferas plásticas en canal de fondo fijo

Los ensayos conducidos con esferas en el canal de fondo fijo, muestran que la condición de no resbalamiento puede ser válida en esta instalación. El comportamiento del flujo desde el punto de vista cualitativo muestra las siguientes características:

- i. Las esferas que conforman la capa en contacto con el fondo tienden a rotar sobre si mismas más que a desplazarse en el sentido del escurrimiento.
- ii. La saltación de granos en la superficie es un fenómeno que se aprecia en forma poco frecuente. Este hecho se mantiene incluso en las capas superiores.
- iii. Los fenómenos de percolación y encaramamiento de granos, se hacen más frecuentes a medida que, aumenta la inclinación del canal y la tasa de flujo volumétrico evacuada desde la tolva.
- iv. También se observa la formación de *clusters*, es decir, granos que se agrupan espontáneamente y que se comportan como una unidad, conectada a través de cadenas de contactos. Estas formaciones son más comunes a medida que aumenta la altura de escurrimiento y se posicionan en las zonas medias del flujo, donde los gradientes de velocidad decrecen a cero. En estas regiones, la dinámica del flujo está influenciada por redes de esfuerzos entre partículas y el movimiento es altamente ordenado, y caracterizado por una tendencia de los granos a trepar sobre otros. Solo se observaron algunos granos que percolaron en forma aislada.
- v. Cerca de la superficie, los gradientes de velocidad aumentan. El flujo se caracteriza fundamentalmente por contactos de larga duración y la percolación es frecuente y surgen colisiones aisladas.

- vi. Cerca del fondo, las partículas ruedan sobre la cinta a intervalos regulares de tiempo. En estos intervalos se producen detenciones repentinas, las que favorecen la entrada de partículas que percolan desde capas superiores.

5.1.4 Sedimentos naturales en canal de fondo deslizante

En términos generales, la inclinación del canal mostró una escasa variación durante todo el horizonte de experimentación, incluso ante amplios cambios en los rangos de velocidad, altura de escurrimiento y tamaño de las partículas. Este patrón no coincide con los resultados experimentales obtenidos por otros autores (ver Pouliquen, 1999; Ancey, 2001; Larcher et al., 2007) en canales tradicionales, lo que hace sospechar la influencia de otros factores no deducibles por simple inspección que contribuyen al aparente equilibrio del flujo.

En concordancia con los estudios de Pouliquen (1999) y Ancey (2001), se comprobó que a pendientes muy superiores al ángulo de fricción interno del material, los granos pertenecientes a las capas cercanas a la superficie libre tienden a acelerar hacia aguas abajo respecto del sentido de movimiento de la cinta. Esto último, podría hacer fallar la hipótesis de régimen permanente.

Para pendientes inferiores al ángulo de fricción con el fondo los materiales tienden a acumularse en un extremo del canal imposibilitando la obtención de condiciones uniformes. En líneas generales, las condiciones buscadas se obtuvieron en forma aceptable para inclinaciones que fluctuaron entre el ángulo de fricción con el fondo y ángulos que superaban entre 2° y 3° al ángulo de reposo del material.

A altas inclinaciones los granos que pertenecen a la superficie libre se desplazan rápidamente y algunos de ellos saltan y ruedan sobre los granos ubicados en las capas inmediatamente inferiores transfiriendo momentum y ganando energía para saltar a otras posiciones aguas abajo en un proceso similar al que experimentan los sedimentos fluviales en el fondo de un río al ser transportados por la corriente.

Ensayos de prueba mostraron que la rugosidad de fondo también juega un papel importante en la generación de flujos granulares. Experimentos conducidos con gravas pequeñas y angulosas movilizadas sobre la cara más lisa de la cinta transportadora, muestran que cuando la rugosidad de fondo es pequeña comparada con el tamaño de las asperezas del material, el esfuerzo de corte ejercido por la cinta no es lo suficientemente grande como para movilizar el flujo. Los granos tienden a deslizarse sobre el fondo haciendo que el movimiento relativo entre ellos sea de pequeña magnitud.

Por el contrario ensayando sobre la cara más rugosa de la cinta, se observó que los granos pertenecientes a la capa en contacto con el fondo tienden a moverse prácticamente junto con la cinta, aunque a velocidades menores por efectos de concentración y trabazón con los granos aledaños. En este caso se induce una movilidad completa del flujo, enriqueciéndose la dinámica interna de los granos.

El análisis de los videos captados desde la parte superior revela que los granos ubicados lejos del centro tienden a reducir su velocidad lo que podría deberse a efectos de borde ejercidos por las paredes laterales.

Al igual que el caso de los medios artificiales la velocidad de la cinta influencia fuertemente el régimen de flujo. Cuando la velocidad aplicada es cercana a la mínima (37.8 cm/s aprox.) se observan contactos entre partículas de bastante duración, es decir con tiempos muy superiores al tiempo que dura una colisión

binaria entre granos (típicamente del orden de décimas de segundo). Dichos contactos se extienden prácticamente a través de todo el medio granular manteniendo este comportamiento hasta velocidades del orden de los 50 cm/s. En este caso la altura media del flujo queda bien definida y no hay mayores problemas para identificar la superficie libre.

Cabe señalar que para este rango de velocidad, la dilatación del medio se hace más notoria. Cuando un grano rota y trepa sobre los granos aledaños, produce inmediatamente un reacomodamiento de todas las partículas cercanas a él, lo que induce una variación de la altura media de escurrimiento del flujo.

Si bien, éste fenómeno se presenta durante todos los experimentos, la magnitud de él depende fuertemente de la velocidad de la cinta transportadora, debido a que la frecuencia e intensidad con que los granos tienden a rotar y trepar sobre los granos en contacto aumenta con la velocidad. Un esquema de esto se observa en la Figura 5-7.

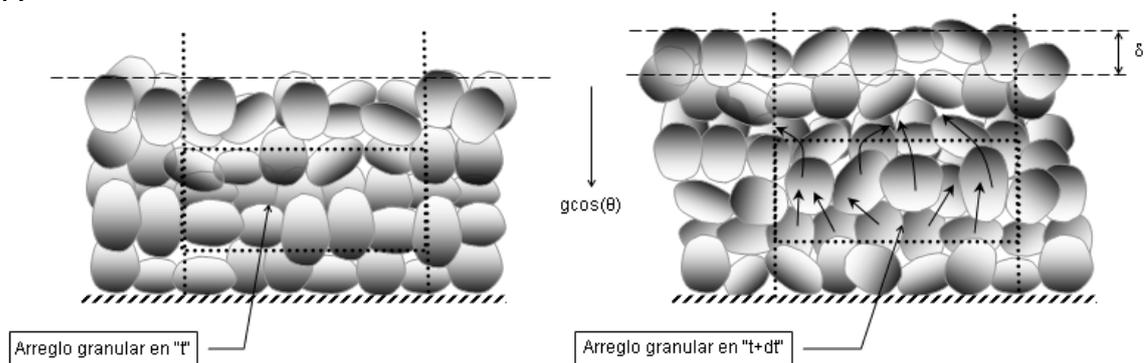


Figura 0-37: Esquema interpretativo de la dilatación del medio. Las flechas indican como algunos granos trepan, rotan y otros empujan desde el fondo a sus pares más cercanos, provocando un cambio en la altura de escurrimiento igual a δ .

Para velocidades entre 50 cm/s y 70 cm/s se observa que las partículas adosadas al fondo se mueven a gran velocidad junto a éste y algunos granos pertenecientes a la superficie libre tienden a despegar y otros ruedan desde el extremo superior del canal. Sin embargo en una gran parte del flujo, que separa la superficie del fondo y que podríamos denominar "capa intermedia", los contactos entre partículas si bien son frecuentes, tienen una duración no tan larga como la de una cadena de contacto, pero más duradera que la de una colisión binaria, con tiempos que van de 2 a 5 segundos inclusive.

En esta capa, que tiene una profundidad de 7 a 8 diámetros aproximadamente, los granos experimentan desplazamientos de pequeña magnitud y frecuentes reordenamientos producto de los contactos prolongados con los granos vecinos, basta con que uno de los granos rote o gire para perturbar significativamente la magnitud y dirección del desplazamiento, y por consiguiente la velocidad, de los granos aledaños. En esta zona la magnitud de la velocidad decrece drásticamente respecto de la velocidad de la capa superficial y del fondo.

Para velocidades de fondo superiores a los 70 cm/s, los contactos entre partículas siguen manteniéndose aunque sus tiempos de duración decrecen y pueden ir desde 1 a 2 segundos aproximadamente. Los granos tienden ahora a desprenderse con mayor facilidad de la superficie libre lo que la hace más difusa y por consiguiente

difícil una definición clara de la altura media de escurrimiento. Una representación de este fenómeno se observa en la Figura 5-8.

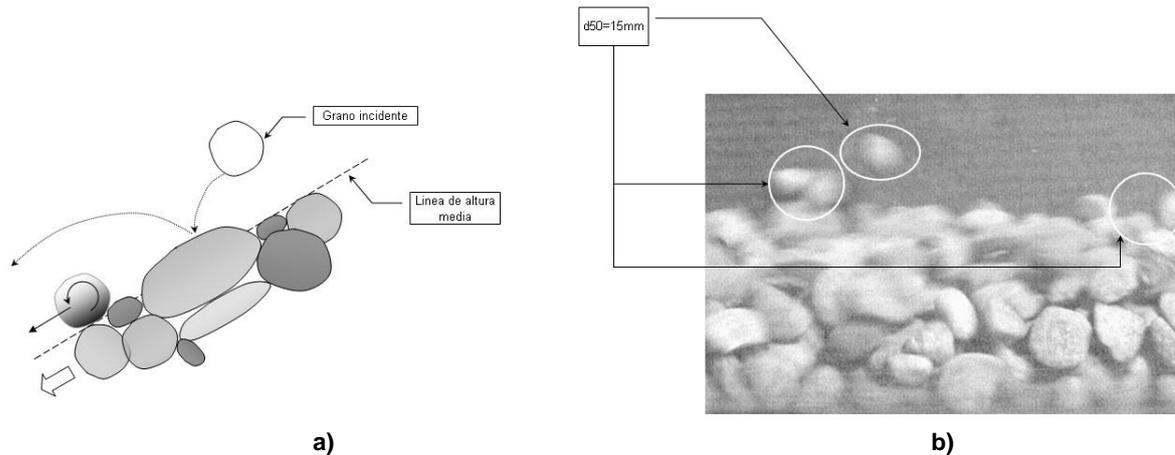


Figura 0-38: a) Esquema interpretativo de la saltación basado en observaciones experimentales. Algunos granos saltan y otros ruedan desde el extremo superior del canal. b) Saltación observada durante una de las experiencias ($D_{50}=15\text{mm}$).

A escala mesoscópica, las partículas más grandes ubicadas en las capas inferiores del flujo, son afectadas significativamente por las fuerzas que le ejercen los granos circundantes. A bajas alturas de escurrimiento y altas velocidades de la cinta, estos granos comienzan a ascender verticalmente a través del medio hasta ser expulsadas de éste. Este fenómeno se denomina mecanismo de expulsión por apriete o estrangulamiento (“squeeze” según la denominación inglesa).

La velocidad con la que ascienden estos granos no sólo está controlada por la magnitud de las fuerzas ejercidas en los contactos sino que también por la tortuosidad del medio. Savage et al. (1988) propone que este mecanismo se debe al desbalance que se produce entre las fuerzas ejercidas por los granos más pequeños que rodean al grano más grande cuando este se ubica en las capas inferiores del flujo lo que genera una fuerza resultante neta positiva hacia arriba y que empuja al grano más grande hasta que eventualmente éste logra ser expulsado del medio (ver esquema de la Figura 5-9).

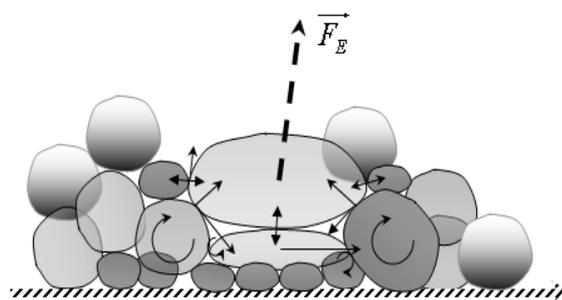


Figura 0-39: Esquema interpretativo basado en observaciones experimentales. Las fuerzas ejercidas en los contactos intergranulares generan una resultante \vec{F}_e que expulsa el grano más grande hacia la superficie

Otro aspecto a señalar consiste en el movimiento que poseen las partículas desde la superficie el que permite inferir interesantes conclusiones. Los granos que se movilizan por la zona central del flujo tienden por lo general a permanecer en esta

zona mientras que los granos que se ubican fuera de esta región tienden a dirigirse hacia la pared donde la velocidad de los granos si bien se reduce, no puede despreciarse en lo absoluto.

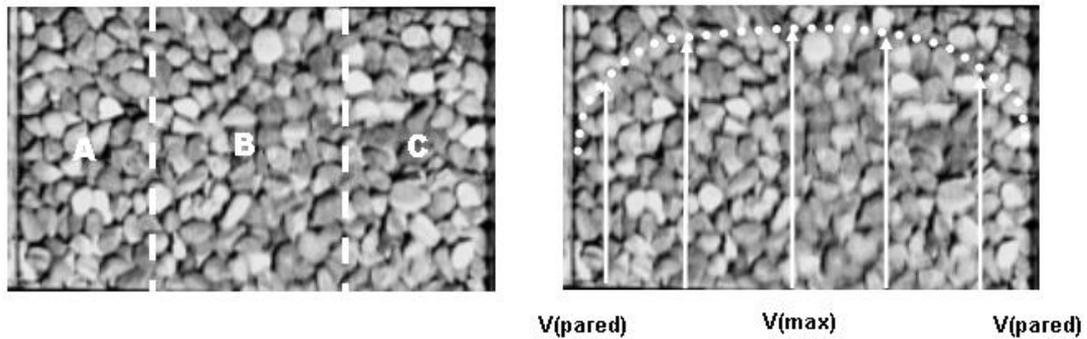


Figura 0-40: Vista superior del flujo. a) Identificación de zonas A y C influenciadas por la condición de pared. Zona B sin influencia de la pared. b) Perfil aproximado de la velocidad media en la superficie. Identificación de velocidades medias máximas y mínimas.

La Figura 5-10 ayuda a describir el comportamiento de los granos en la superficie. La figura distingue esencialmente tres zonas diferenciadas por los efectos que ejerce la pared sobre ellas. Las zonas A y C delimitan una región donde los granos se mueven a una velocidad inferior a la de la zona central y que además se encuentra influenciada por la pared del flujo. Se puede decir que es esta zona la que percibe significativamente los posibles esfuerzos de confinamiento ejercidos por el canal. La zona B describe una región en donde los granos se mueven a gran velocidad. En esta región los granos, usualmente, no escapan hacia las paredes.

Una vez que los granos alcanzan la pared no necesariamente permanecen sobre la superficie sino que, algunos se hunden en dirección a capas más profundas llegando incluso a emerger nuevamente hacia la superficie pero en otra posición lejos de la pared, un hecho que puede estar indicando la presencia de *corrientes convectivas* en la dirección transversal al flujo (ver esquema en Figura 5-11).

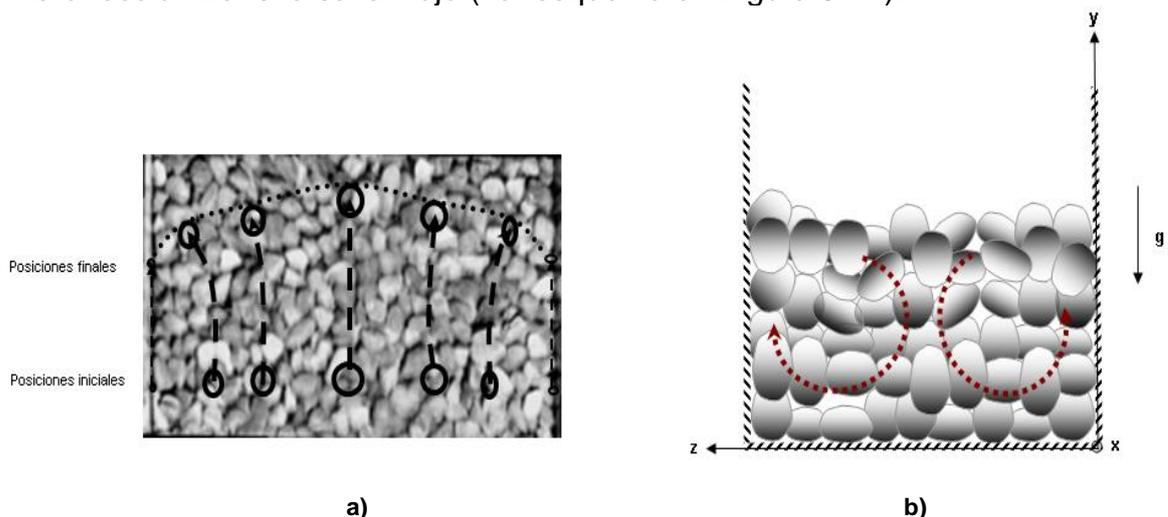


Figura 0-41: a) Diagrama de trayectorias que usualmente experimentan los granos que pertenecen a la capa superficial. b) Esquema interpretativo que muestra la existencia de corrientes convectivas en la dirección transversal del flujo.

Algunos granos que se mueven adosados a la pared lateral también experimentan un comportamiento similar. En ciertos instantes, dichos granos, que provienen desde el interior del flujo, emergen y se hunden en la dirección transversal al sentido del

escurrimiento. Este proceso ocurre en forma intermitente. La permanencia de estos granos emergentes, tanto en la superficie como en los costados del flujo, depende fuertemente de la magnitud de la distribución de velocidades del flujo.

Las Figuras 5-12 a 5-14, establecen un cuadro comparativo del comportamiento del flujo de sedimentos naturales para distintas magnitudes de la cinta transportadora.

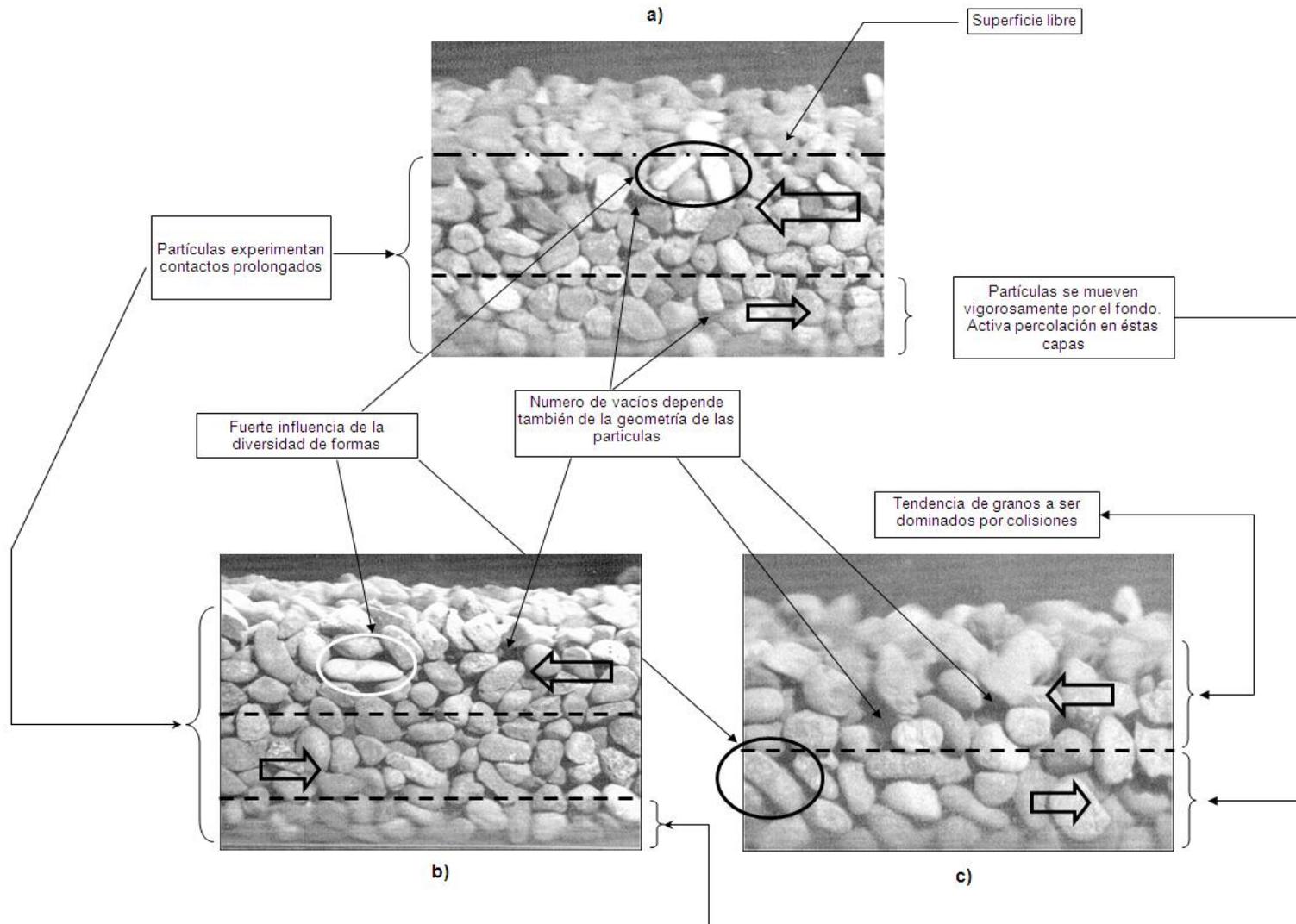


Figura 0-42: Características observadas en sedimentos naturales a bajas velocidades de corte. a) $d_{50}=6mm, V_{cinta} = 37.5cm/s, \theta = 31.5^\circ$ y $h=6.3cm$. Nótese la irregularidad de formas y la ubicación aproximada de la línea que separa la dirección del movimiento. b) $d_{50}=11mm, V_{cinta} = 37.22cm/s, \theta = 29.7^\circ$ y $h=8.4cm$. c) $d_{50}=15mm, V_{cinta} = 37.18cm/s, \theta = 31.7^\circ$ y $h=5.4cm$

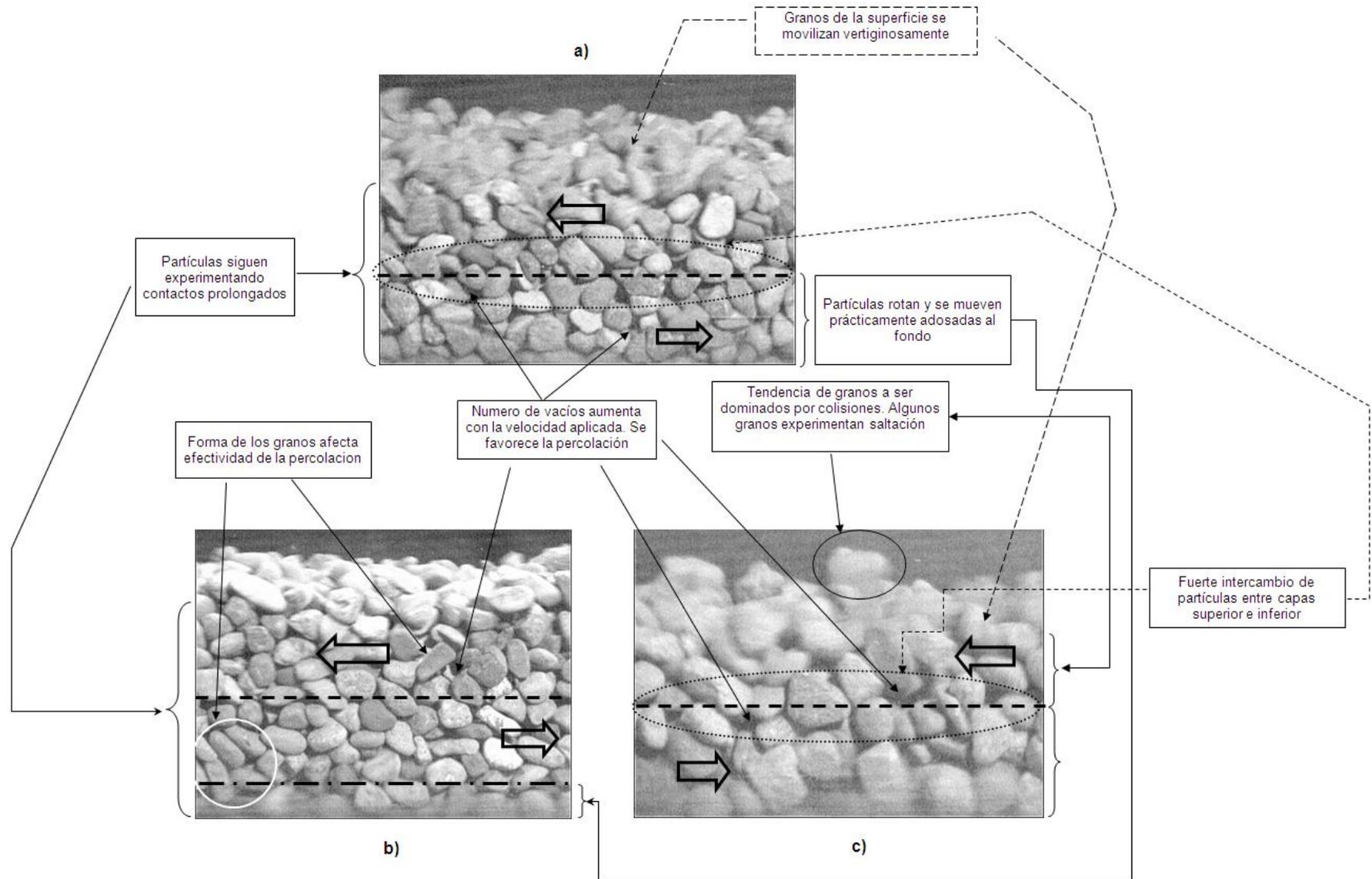


Figura 0-43: Características observadas en sedimentos naturales velocidades de corte intermedias. a) $d_{50}=6mm, V_{cinta}=56.82cm/s, \theta=30.4^\circ, h=6.7cm$
b) $d_{50}=1mm, V_{cinta}=73.72cm/s, \theta=30.3^\circ$ y $h=8.1cm$. **c)** $d_{50}=15mm, V_{cinta}=66.03cm/s, \theta=31.8^\circ$ y $h=5.4cm$.

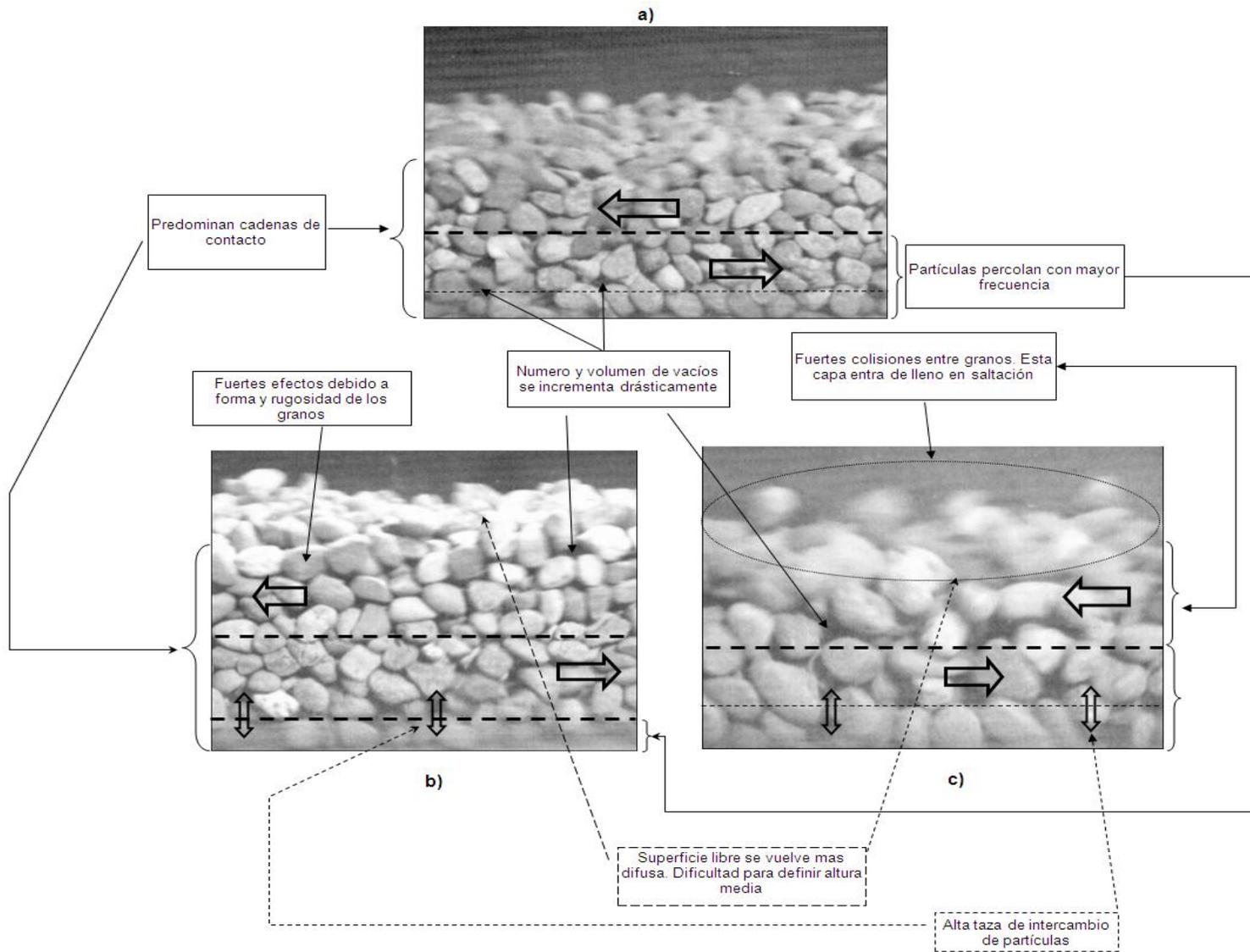
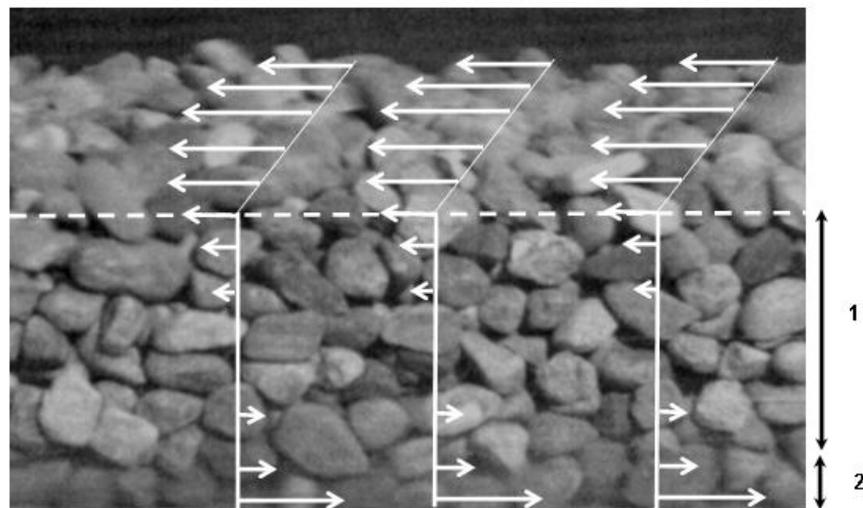


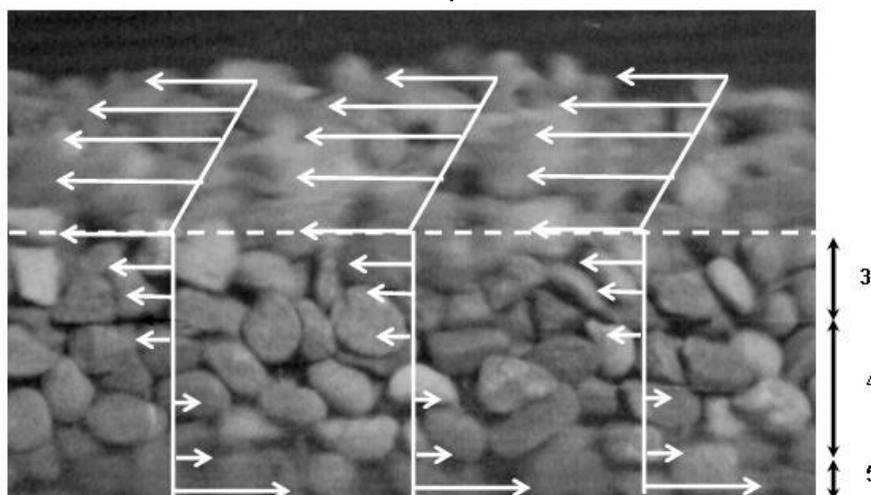
Figura 0-44: Características observadas en sedimentos naturales a altas velocidades de corte. a) $d_{50}=6mm$, $V_{cinta}=72.24cm/s$, $\theta=30.5^\circ$, $h=5.2cm$. **b)** $d_{50}=1mm$, $V_{cinta}=111.87cm/s$, $\theta=30.5^\circ$, $h=8cm$. **c)** $d_{50}=15mm$, $V_{cinta}=91.15cm/s$, $\theta=31.5^\circ$, $h=5.4cm$

A modo de complementar los análisis anteriores, los párrafos sucesivos muestran y explican cualitativamente mediante esquemas, algunas características de la estructura cinemática del flujo a escala vertical deducidas por simple observación. Las líneas a trazos representan, aproximadamente, el perfil de velocidad en la pared lateral y permiten diferenciar tres zonas diferenciadas por la relación entre u_{granos} e y .

La Figura 5-15 a), describe una situación donde la altura de escurrimiento es relativamente grande (i.e $h \geq 8d_{50}$) y la velocidad de la cinta es baja. Se distinguen en este caso, dos zonas con distintos gradientes de velocidad. La zona 1, donde se desarrollan bajos gradientes de velocidad, debido a contactos prolongados entre granos y donde además se observa localmente la presencia de circulación de partículas o remolinos. En cambio, en la zona 2, los granos tienden a moverse con una rapidez mucho mayor respecto de la superficie, lo que nos hace pensar inmediatamente que el perfil de velocidad podría pronunciarse ostensiblemente en esta parte.



a)



b)

Figura 0-45: Representación de los perfiles medios de velocidad obtenidos usando la técnica PIV. Sedimento natural, $D_{50}=6\text{mm}$. Distinción de zonas características a) Situación con $V(\text{cinta})= 37.22 \text{ cm/s}$ b) Situación con $V(\text{cinta})= 72.75 \text{ cm/s}$.

En general, los resultados muestran que la distribución $\bar{u}(y)$, debería tender a empinarse a medida que aumenta la altura de flujo y disminuye la velocidad de la cinta. Esto es consistente con las observaciones experimentales, que indican una tendencia de los granos a moverse como un sólido que desliza sobre una capa de granos en movimiento. Por lo tanto, es esperable una distribución de velocidad más uniforme en una gran parte del flujo.

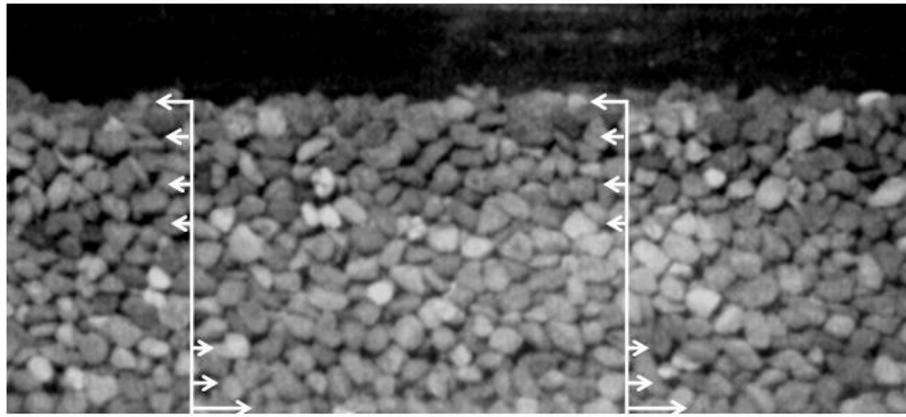
Por su parte, los perfiles de velocidad en la superficie deberían ser bastante pronunciados hacia el centro, debido a que la diferencia de velocidad entre los sedimentos que se mueven por el centro respecto de los que se mueven cercanos a las paredes, es grande. En este sentido, se puede deducir que los efectos de pared influyen significativamente en la distribución de velocidades y la condición de no resbalamiento cobra mayor validez en esta situación.

La Figura 5-15 b), representa la situación donde la altura del medio decrece y la velocidad de fondo aumenta fuertemente. En este caso los perfiles tienden a achatarse significativamente. Esta figura distingue tres regiones diferenciadas por su estructura cinemática. En la superficie, las velocidades de los granos que se mueven por el centro y los que se mueven en contacto con la pared, tienden a igualarse, lo que nos lleva pensar en distribuciones de velocidad más achatadas en la superficie.

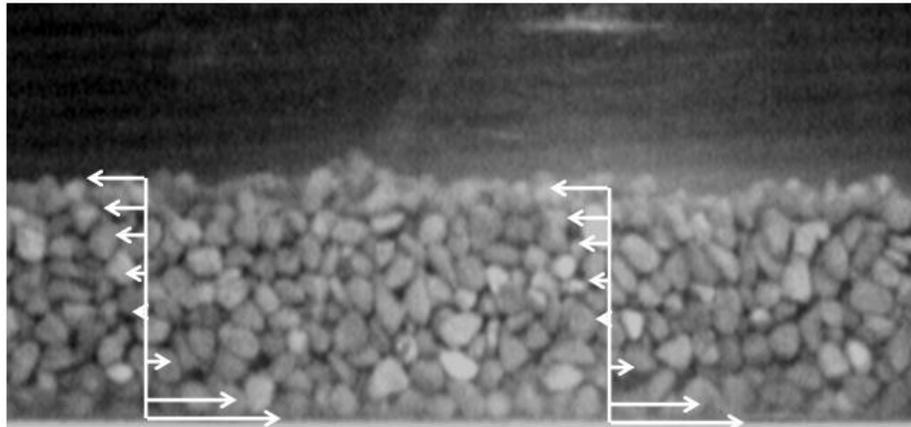
Resultados similares se obtienen en ensayos realizados usando la mitad de la longitud del canal. Cuando $h \geq 10d_{50}$, se distingue en la pared un perfil de velocidad muy uniforme y empinado y que puede extenderse a capas muy profundas. En esta región se observa que los gradientes de velocidad son pequeños.

En las capas cercanas al fondo, la velocidad crece bruscamente y el perfil debería pronunciarse significativamente. Lo anterior da cuenta de un comportamiento del flujo, similar al de un sólido deslizando sobre una capa de granos en movimiento, lo que es consistente con la observación experimental. La Figura 5-16 a), refleja esta situación.

La Figura 5-16, b) muestra en cambio, el caso donde la velocidad de la cinta es muy alta y la altura decrece. El resultado es el mismo obtenido anteriormente, es decir, el perfil se achata mostrando una leve curvatura cerca de la superficie libre y fuertes gradientes de velocidad cerca del fondo. Sin embargo, a medida que crece la altura de escurrimiento, los esfuerzos de constreñimiento causados por el canal podrían ayudar a acentuar el empinamiento del perfil.



a)



b)

Figura 0-46: Representación de los perfiles medios de velocidad obtenidos usando la técnica PIV. Sedimento natural, $D_{50}=11\text{mm}$. a) Situación con $V(\text{cinta})= 38.0 \text{ cm/s}$, $h\sim 13d_{50}$ b) Situación con $V(\text{cinta})= 103.4 \text{ cm/s}$, $h\sim 9d_{50}$

Experimentos llevados a cabo usando solo la mitad de la longitud del canal no difieren sustantivamente de los resultados anteriores y el comportamiento global depende de los mismos parámetros anteriores. En este caso, la variación de la pendiente ante cambios sustantivos de velocidad de la cinta y pendiente del canal, se hace más escasa respecto del caso anterior. Aparentemente, esto podría deberse a efectos de confinamiento ejercidos por las paredes verticales del canal.

5.2 ANALISIS CUANTITATIVO DE LOS RESULTADOS

5.2.1 Esferas plásticas en canal de fondo deslizante

Para el análisis del comportamiento macroscópico del flujo, se comenzará estudiando la relación funcional determinada en el análisis dimensional. Para estos efectos se define el número de Froude global del flujo como $Fr = V / \sqrt{ghsen\theta}$, donde V es la velocidad de la cinta, que a su vez representa la escala de velocidades característica de estos experimentos. Siguiendo esta formulación, nos interesa estudiar la relación entre el Fr y la altura media de escurrimiento h dividida por el diámetro medio de los granos d , es decir, h/d .

El gráfico de la Figura 5-17 permite apreciar la forma en la que se relacionan $Fr = V / \sqrt{ghsen\theta}$ y h/d para distintas velocidades de la cinta transportadora.

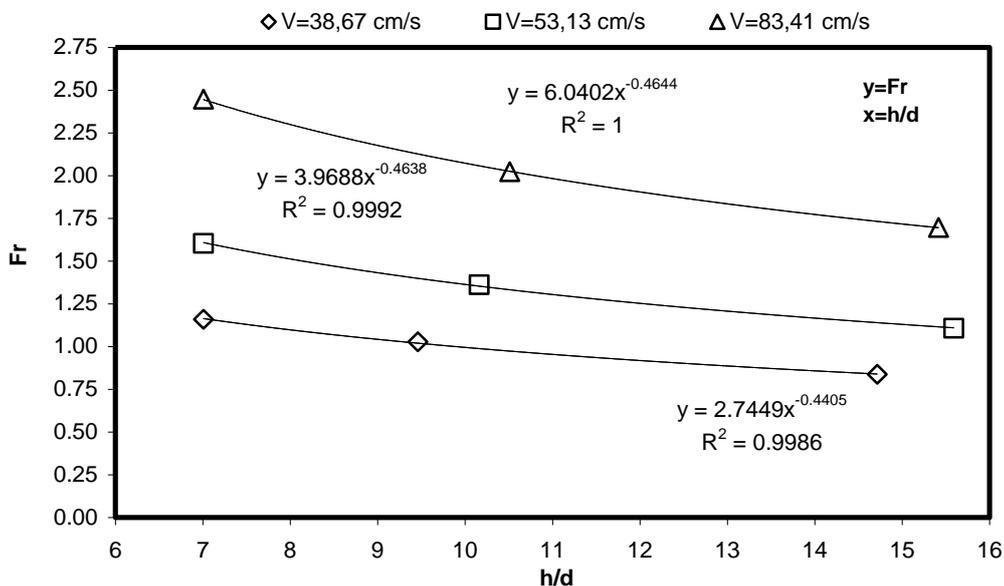


Figura 0-47: Ley de resistencia para esferas plásticas. $D=5.85$ mm.

Esta figura muestra que una relación de potencia es la mejor tendencia que se ajusta a la distribución de estos parámetros, definiendo la siguiente ecuación entre Fr y h/d :

$$(5.1) \quad \frac{V}{\sqrt{ghsen(\theta)}} = \alpha \cdot \left(\frac{h}{d}\right)^n$$

En la ecuación (5.1) α, n son constantes que varían de una serie de mediciones a otra. Los valores de estas constantes se muestran en la Tabla 5-1.

Tabla 5-1: Variación de los coeficientes α y n

| $d = 5.85mm$ | | |
|--------------|----------|------------|
| n | α | V (cm/s) |
| -0,4449 | 6,019 | 38,67 |
| -0,4668 | 3,9399 | 53,13 |
| -0,4678 | 2,734 | 83,41 |

La tendencia descrita en la ecuación (5.1), demuestra que la relación entre Fr y h/d depende fuertemente de la velocidad de la cinta transportadora. Esta tendencia, difiere de los resultados logrados en estudios en canal de fondo fijo, como el estudio de Pouliquen (1999), Börzsönyi et al. (2007), Douady et al. (1999) y Deboeuf et al. (2006). En estos estudios, la velocidad media de escurrimiento (que en nuestro caso corresponde a la velocidad de la cinta) es proporcional a $h^{3/2}$.

De acuerdo al gráfico de la Figura 5-18, el coeficiente α que interviene en la ecuación (5.1) muestra ser dependiente de la velocidad de la cinta y tiende a decrecer a medida que esta última aumenta. Puesto que, los ensayos fueron conducidos con esferas de un solo tamaño, no es posible deducir algún tipo de tendencia entre α y el diámetro medio de los granos.

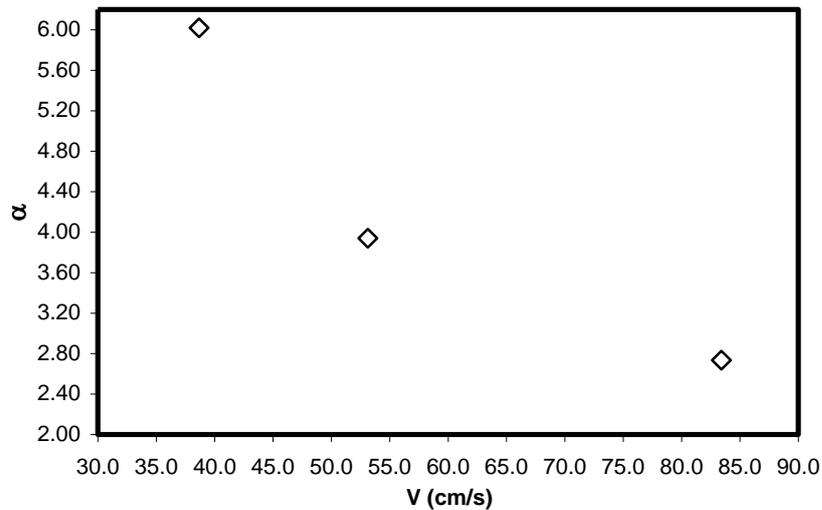


Figura 0-48: Dependencia entre la constante α y la velocidad de la cinta.

La Figura 5-19, muestra la dependencia que existe entre el coeficiente n presente en la ecuación (5.1) y la velocidad de la cinta V . La tendencia entre estos parámetros permite apreciar el estrecho rango en el que varía n .

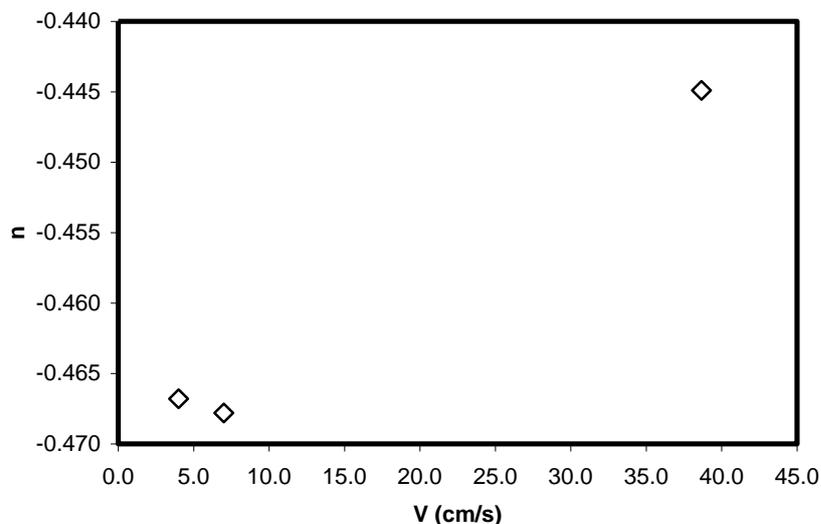


Figura 0-49: Valores de n versus la velocidad de la cinta transportadora

Nótese que si n se aproxima por $-1/2$, la ecuación (5.1) lleva a que la velocidad media del flujo es constante, es decir, se independiza de la altura de escurrimiento. Este resultado ha sido reportado anteriormente por Félix et al. (2005), en ensayos con esferas en cilindros rotatorios.

A contrastar los valores del Fr con $\text{sen}(\theta)$, se aprecia que ambos parámetros se relacionan casi linealmente para un amplio espectro de velocidades de la cinta, tal como muestra la Figura 5-20. Los tendencias entre el número de Froude y el parámetro $\text{sen}(\theta)$ tienden a ser similar cuando la velocidad de la cinta transportadora es muy grande. Se cumple que $Fr < 1$, sólo cuando $V \sim 38\text{cm/s}$. Para velocidades superiores a ésta, es decir sobre los 50 cm/s, siempre se tiene que $Fr > 1$.

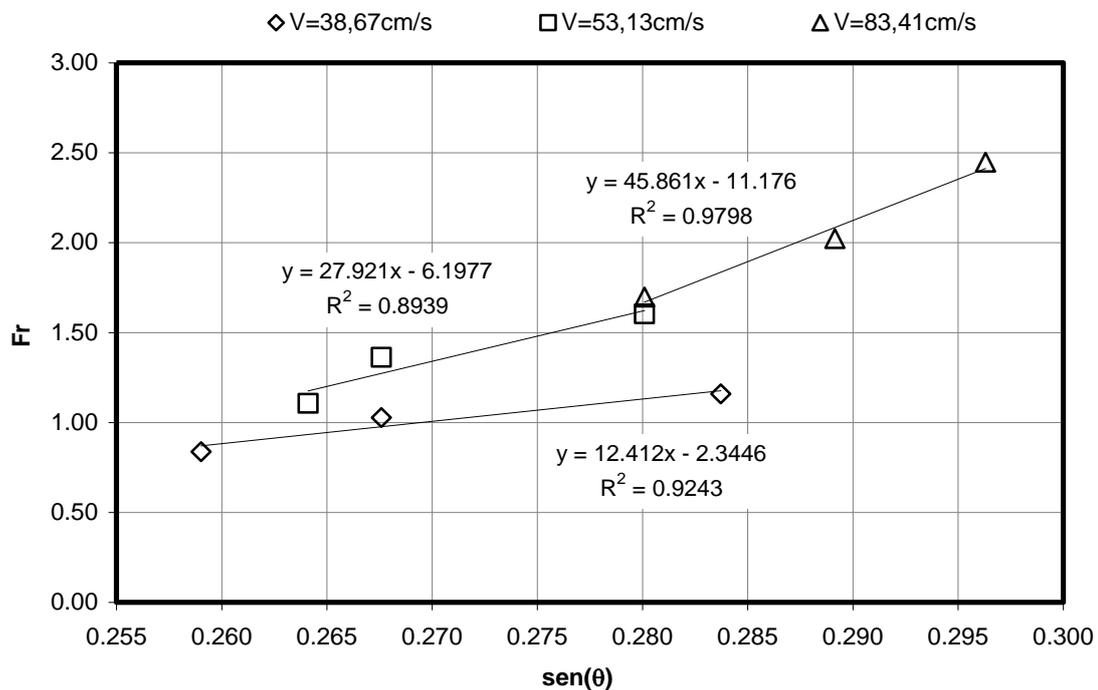


Figura 0-50: Froude versus $\text{sen}(\theta)$ en esferas plásticas para tres distintas velocidades de la cinta.

El gráfico de la Figura 5-21 muestra que el parámetro h/d tiende a decrecer con el ángulo de inclinación del canal θ . De acuerdo a Pouliquen (1999), gráficamente ambas variables definen un espacio de parámetros, que identifica regiones del espacio en las cuales el flujo se moviliza bajo condiciones uniformes y permanentes. En nuestro caso, la interpretación dada por Pouliquen podría no ser necesariamente aplicable.

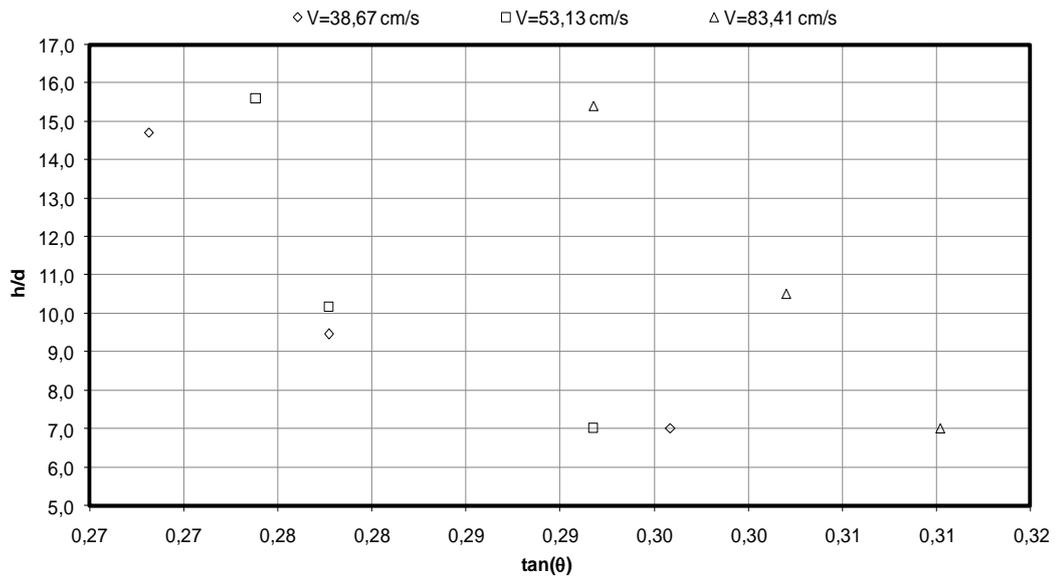


Figura 0-51: Relación entre h/d y $\tan \theta$ para esferas en canal de fondo deslizante.

A escala microscópica es conveniente definir una escala de velocidad adimensional como:

$$(5.2) \quad U_o = u(y)/U_*$$

Donde $U_* = \sqrt{gh \sin \theta}$. La Figura 5-22 muestra el perfil que adopta U_o en función de la distancia de los granos al fondo también adimensional y/h , para distintas inclinaciones de fondo. El signo negativo del número de Froude, hace alusión a la dirección de la velocidad en esa posición.

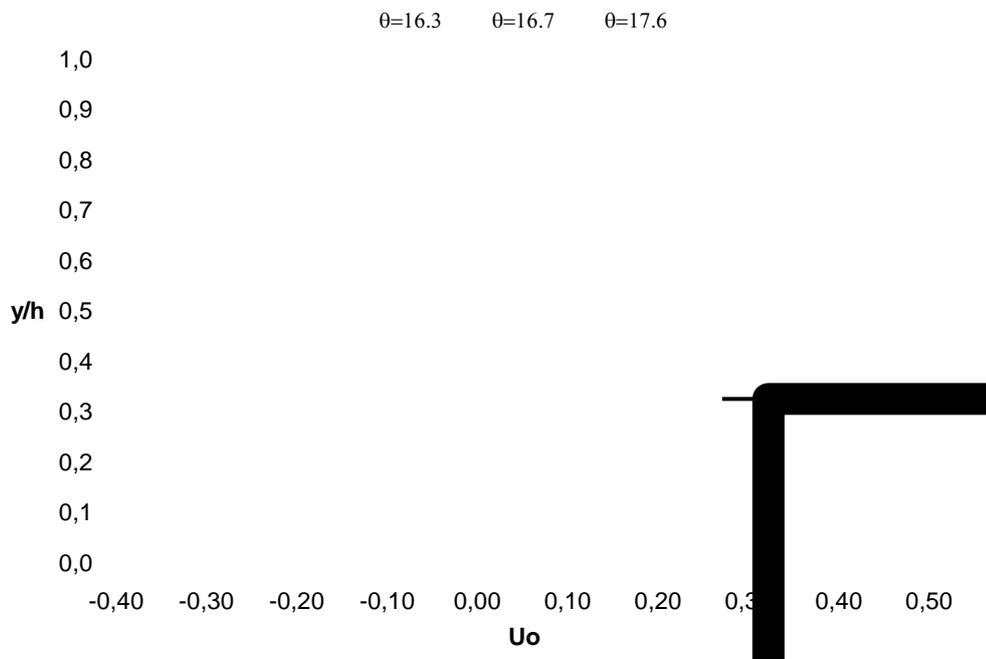


Figura 0-52: Esferas en canal de fondo deslizante. Numero de Froude local de los granos ($h=3.8$ cm)

Este último gráfico muestra que los granos ubicados cerca de la superficie libre del flujo experimentan velocidades de escurrimiento muy altas, pero similares a la de los granos que se mueven por el fondo. Por otra parte, los valores locales del número de Froude son muy similares excepto en los datos medidos cerca de la superficie libre y en el fondo.

5.2.1.1 Régimen del flujo de esferas en canal de fondo deslizante

Un buen aporte para entender el régimen global de escurrimiento que gobierna el flujo de granos, ya sean éstos esferas o sedimentos, pasa por analizar la magnitud de los números globales de Savage y Coulomb, los que ya han sido definidos previamente en la Sección 3.1 del presente informe.

El gráfico de la Figura 5-23, muestra los resultados generados al contrastar el número de Savage con la pendiente θ . Este gráfico muestra que, $Sa \ll 0.1$ para todo el rango de velocidades de la cinta lo que indica según el criterio que los contactos entre los granos se encuentran dominados principalmente por la gravedad, una de las características del régimen inercial o cuasiestático. Este resultado muestra ser plenamente coherente con las observaciones experimentales.

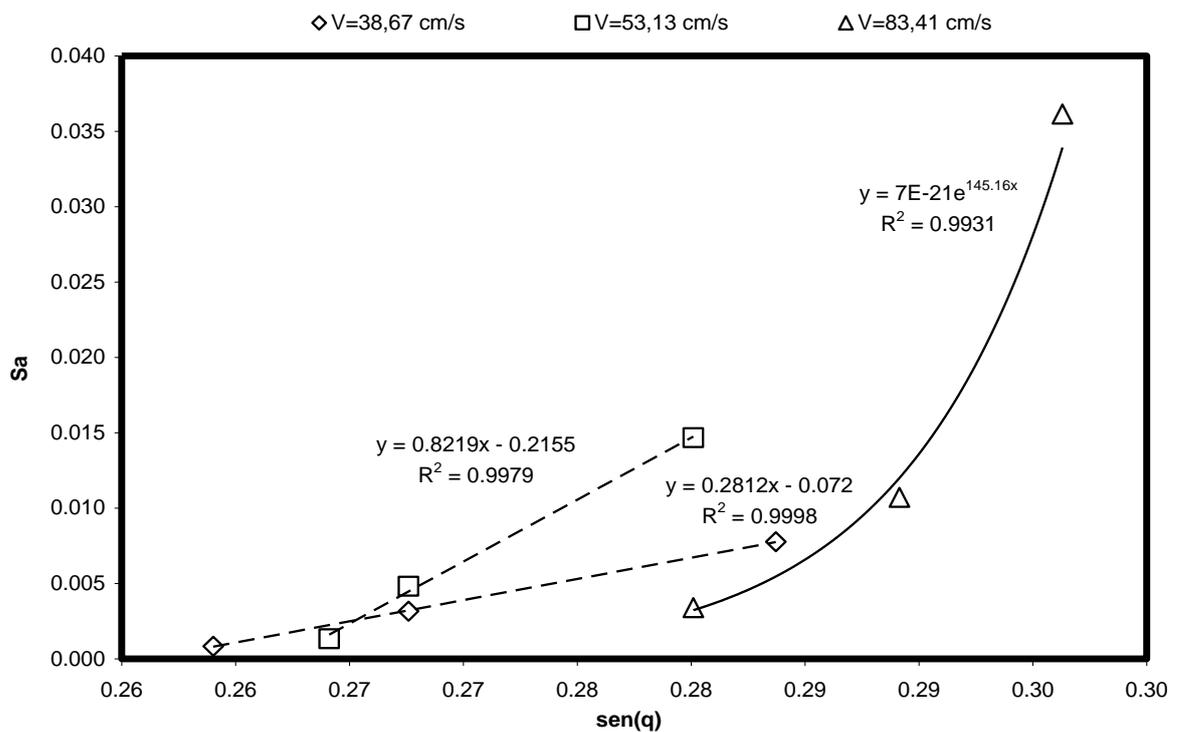


Figura 0-53: Esferas plásticas en canal de fondo deslizante. Número de Savage en función de $\text{sen}(\theta)$

Este gráfico revela que el Savage global tiende a crecer con la inclinación de fondo, exhibiendo una dependencia casi lineal con $\text{sen}(\theta)$ cuando la velocidad de la cinta es inferior o igual a 53 cm/s. Para valores de V superiores a 53 cm/s, la relación entre V y $\text{sen}(\theta)$ es de tipo potencial.

El gráfico de la Figura 5-24 muestra el comportamiento del número de Coulomb respecto de la inclinación del canal. Este gráfico demuestra que $Co \ll 1$ para distintas velocidades de la cinta transportadora. De acuerdo al criterio establecido para este parámetro, esto significa que el régimen de flujo se encuentra dominado por la fricción coulombica a escala macroscópica. Analíticamente, esta condición se traduce en la desigualdad $h^3 \cos \theta \gg \frac{V^2 \delta^2 \rho_s}{c_s g \rho_m}$.

$$h^3 \cos \theta \gg \frac{V^2 \delta^2 \rho_s}{c_s g \rho_m}$$

Al igual que el numero de Savage, éste gráfico indica que es posible establecer una dependencia del tipo lineal entre Co y θ para velocidades de la cinta $V < 60$ cm/s. Para velocidades de la cinta superiores a este último valor, esta linealidad se pierde y el número de Coulomb tiende a crecer drásticamente.

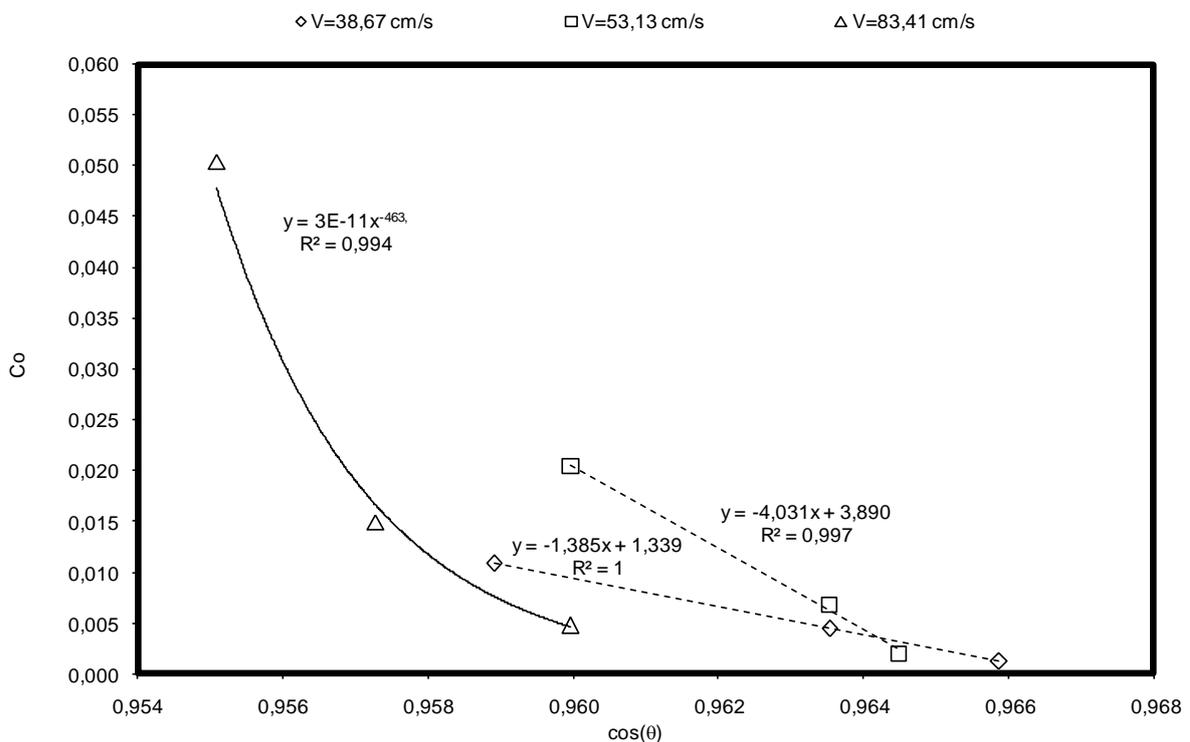


Figura 0-54: Esferas en canal de fondo deslizante. Número de Coulomb en función de $\cos(\theta)$

El análisis conjunto de los números de Coulomb y Savage globales, muestran que la interacción dinámica entre los granos esta controlada básicamente por colisiones y por la fricción coulombiana para un amplio espectro de velocidades de la cinta. No obstante, esta aseveración puede no ser necesariamente cierta para los granos que componen la capa superficial cuando son movilizados a altas velocidades de la cinta, donde otros mecanismos de interacción se vuelven dominantes.

Las diferencias entre estos resultados y los reportados en la literatura indican, al parecer, que factores como la rugosidad de fondo, la textura superficial de los granos y las dimensiones de la instalación experimental, podrían estar afectando los resultados.

5.2.2 Esferas plásticas en canal de fondo fijo

En el canal de fondo fijo, es más apropiado usar como escala de velocidad característica, el promedio espacial de este parámetro $U = \frac{1}{h} \int_0^h u dy$. El número de Froude global se define en este caso como:

$$(5.3) \quad Fr^* = \frac{U}{\sqrt{gh \sin \theta}}$$

Precisamente, el gráfico de la Figura 5-25 muestra la relación entre Fr^* y la relación h/d . Se observa que $Fr < 1$ para ambas relaciones de h_o/d . Estableciendo una analogía con los flujos de agua, éste resultado nos indicaría que los esfuerzos globales que dominan la dinámica del flujo están asociados principalmente a la gravedad, que es la fuerza motriz del flujo. Analíticamente este hecho queda representado por la condición $g_x h > U^2$, con $g_x = g \sin \theta$. Los datos de éste gráfico, indican además que el tamaño de la abertura de la tolva afecta la tendencia entre Fr^* y la razón h/d .

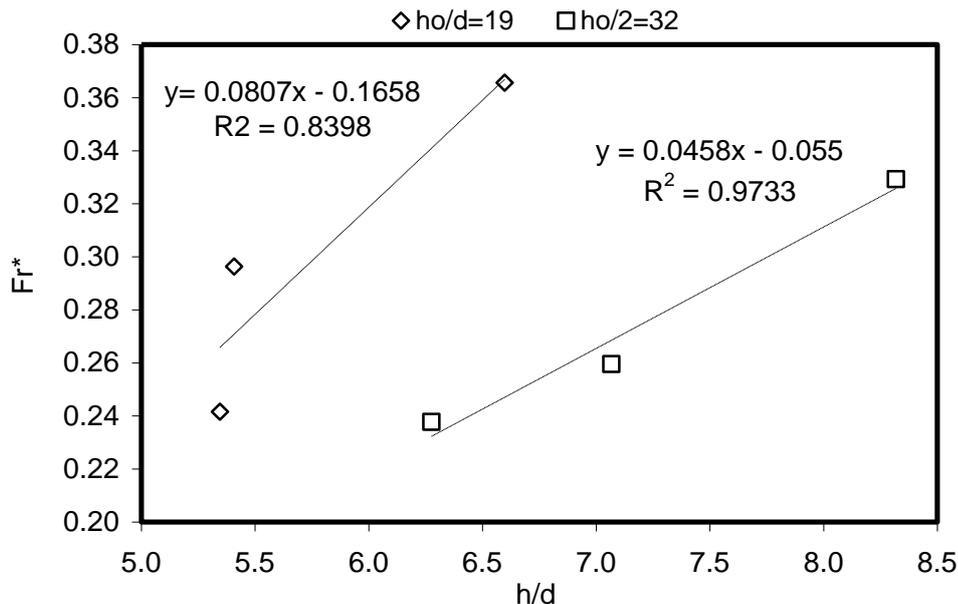


Figura 0-55: Esferas en canal de fondo fijo. Número de Froude global en función de h/d

Para complementar el resultado anterior, el gráfico de la Figura 5-26 muestra la distribución entre el número de Froude Fr^* y el ángulo de inclinación del canal θ . Ambos parámetros se relacionan mediante rectas de pendiente positiva, lo que revela la tendencia de Fr^* a aumentar con la pendiente del canal. Por otro lado, ambos parámetros se agrupan fundamentalmente por la magnitud de h_o/d , lo que muestra que la abertura de la tolva h_o puede controlar el comportamiento del número de Froude.

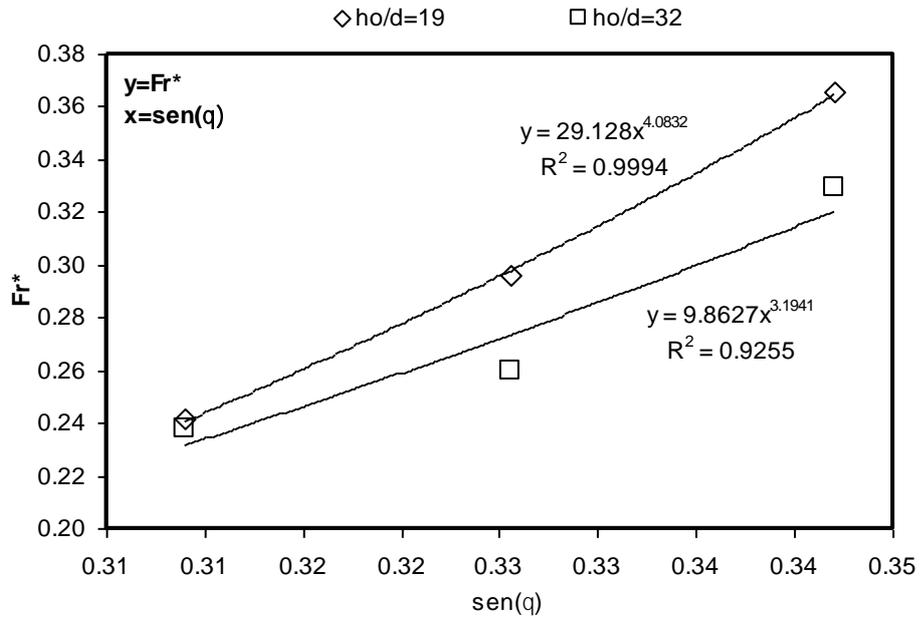


Figura 0-56: Esferas en canal de fondo fijo. Número de Froude global en función de la inclinación del canal.

Sólo para $\theta = 18^\circ$, los valores de Fr^* son prácticamente coincidentes para ambas aperturas de la compuerta de la tolva. Para valores de $\theta > 18^\circ$, se tiene que $Fr_{h_o/d=19}^* > Fr_{h_o/d=32}^*$.

A escala microscópica, es decir la escala asociada al tamaño de los granos, es conveniente analizar el comportamiento de los granos mediante el número de Froude local, definido en (5.2). La dependencia entre éste parámetro y y/h se observa en la Figura 5-27.

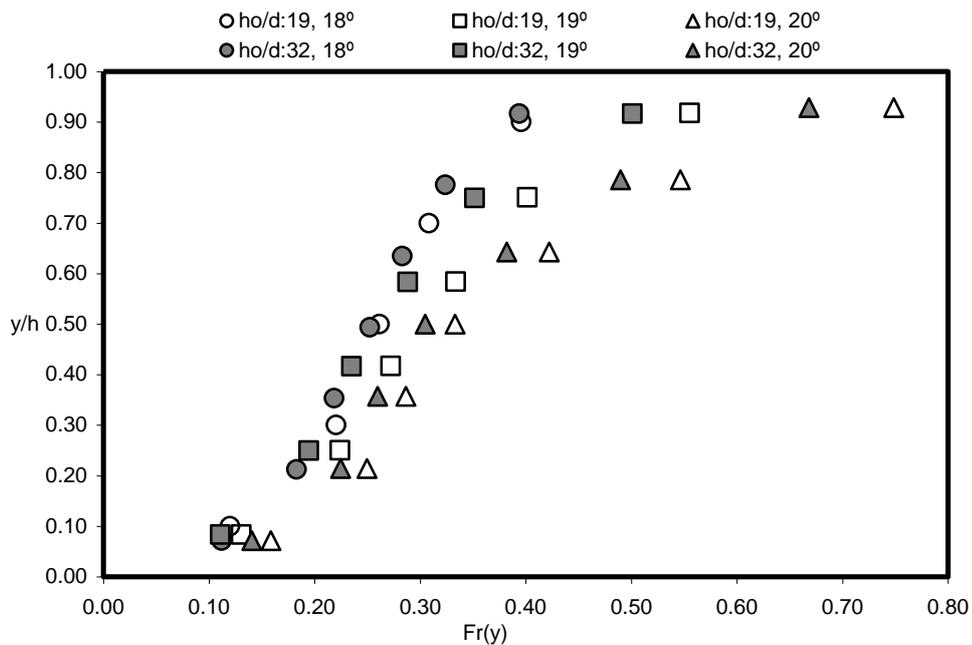


Figura 0-57: Esferas en canal de fondo fijo. Comportamiento del número de Froude local de los granos.

Este último gráfico indica que el comportamiento del Froude local, prácticamente no depende de la relación h_o/d para $\theta=18^\circ$. Las diferencias entre el número de Froude calculado para ambas aberturas, comienzan a aumentar a medida que aumenta la inclinación del canal.

Esto significa, que el flujo de granos se independiza del caudal volumétrico evacuado por la tolva para bajas inclinaciones de fondo. Dicha independencia se pierde, a medida que aumenta la inclinación del canal y el número de Froude local se aproxima a la unidad para los granos ubicados cerca de la superficie libre.

Recordando los resultados obtenidos para este mismo material en el canal de fondo deslizante, se puede observar las grandes diferencias en el rango de velocidades medidas en estas dos instalaciones. Estas es una de las características que diferencian notoriamente los resultados obtenidos en ambos canales y confirma que la condición de no resbalamiento no se cumple plenamente en el canal de fondo deslizante.

5.2.3 Sedimentos naturales en canal de fondo deslizando

Los resultados que se entregan a continuación han sido obtenidos en base a las mediciones hechas usando dos espaciamentos distintos entre las paredes transversales: $L=3m$ y $L=1.5m$. Al igual que en el caso de las esferas en el canal de fondo deslizando, se define para efectos de cálculo el número de Froude global del flujo como $Fr = V / \sqrt{gh \sin \theta}$, donde V es la velocidad media de la cinta.

Siguiendo la formulación teórica basada en el análisis dimensional explicada en la Sección 3.1 de éste informe, nos interesa estudiar la relación entre el Fr y la altura media de escurrimiento dividida por el diámetro medio de los granos h/d_{50} . Precisamente, el gráfico de la Figura 5-28 esta relación, para sedimento natural de tamaño medio $d_{50} = 6mm$ y velocidades variables de la cinta transportadora.

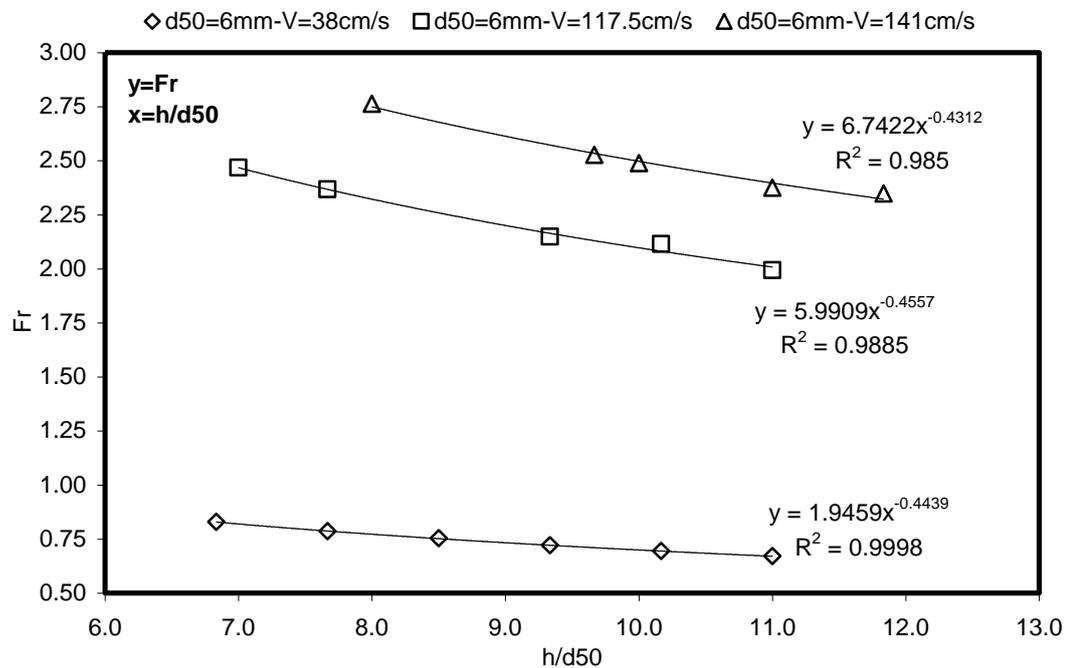


Figura 0-58: Sedimento natural en canal de fondo deslizando. $D_{50}=6mm$. Comportamiento del número de Froude global en función de la relación h/d_{50} para $L=3m$.

Esta misma relación se ha graficado para sedimentos naturales de tamaño medio $d_{50}=11mm$, que se muestra en la Figura 5-29.

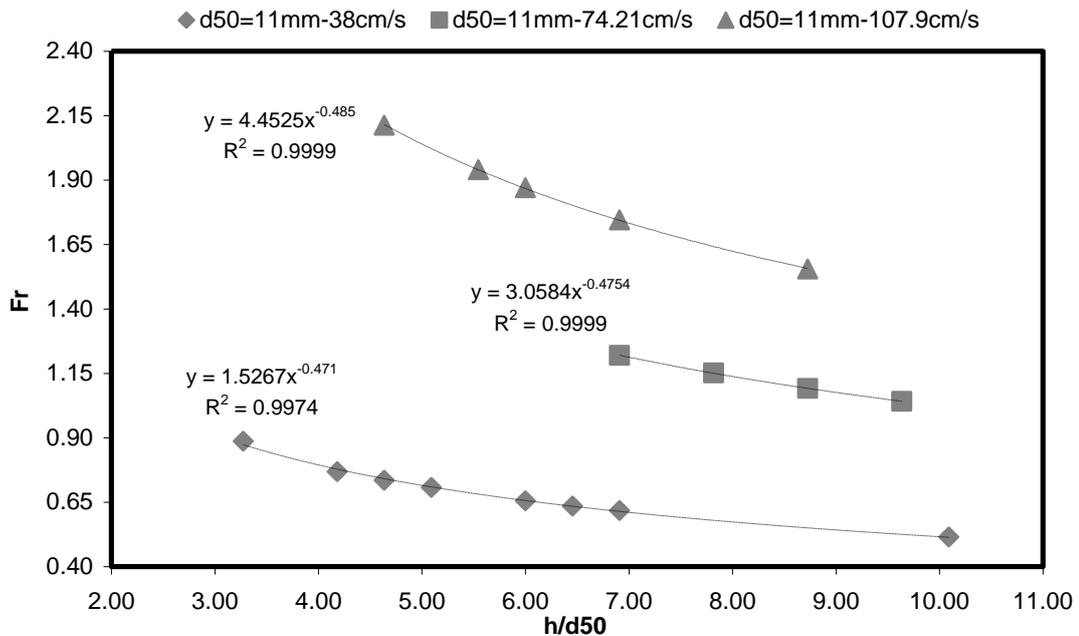


Figura 0-59: Sedimento natural en canal de fondo deslizante. D50=11 mm. Comportamiento del número de Froude global en función de la relación h/d50 para L=3m.

Asimismo el gráfico de la Figura 5-30 muestra estas tendencias asociadas al sedimento natural de tamaño medio d50=15 mm.

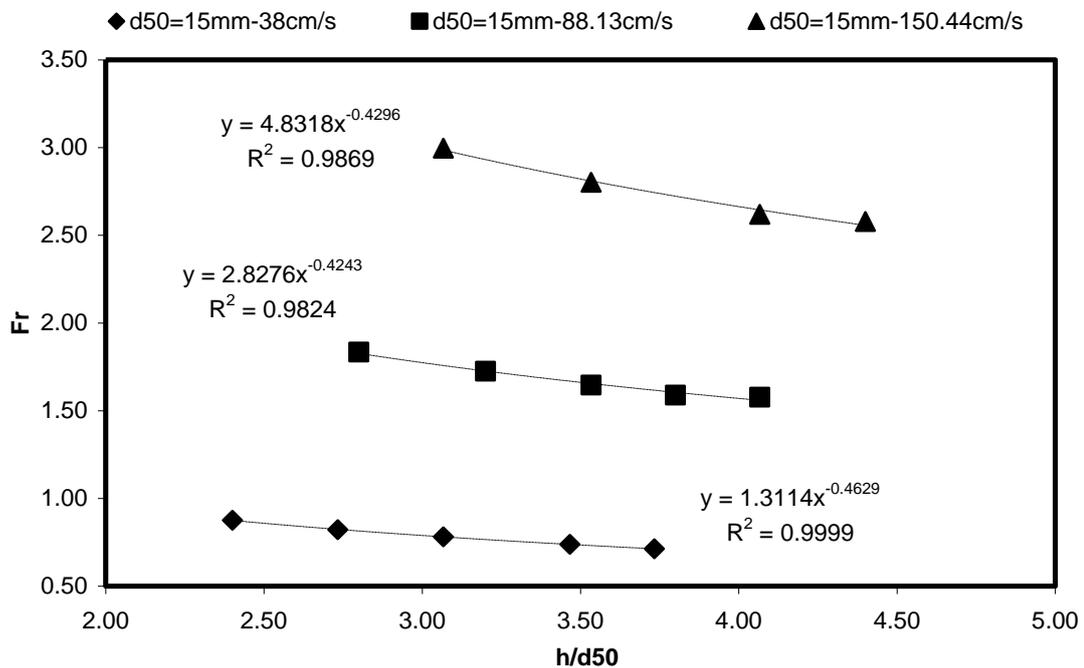


Figura 0-60: Sedimento natural en canal de fondo deslizante. D50=15 mm. Comportamiento del número de Froude global en función de la relación h/d50 para L=3m.

Al agrupar los gráficos de las Figuras 5-28, 5-29 y 5-30 resulta el gráfico de la Figura 5-31, el que permite apreciar la forma global en que se relacionan el Froude y h/d50 para todos los tipos de sedimento.

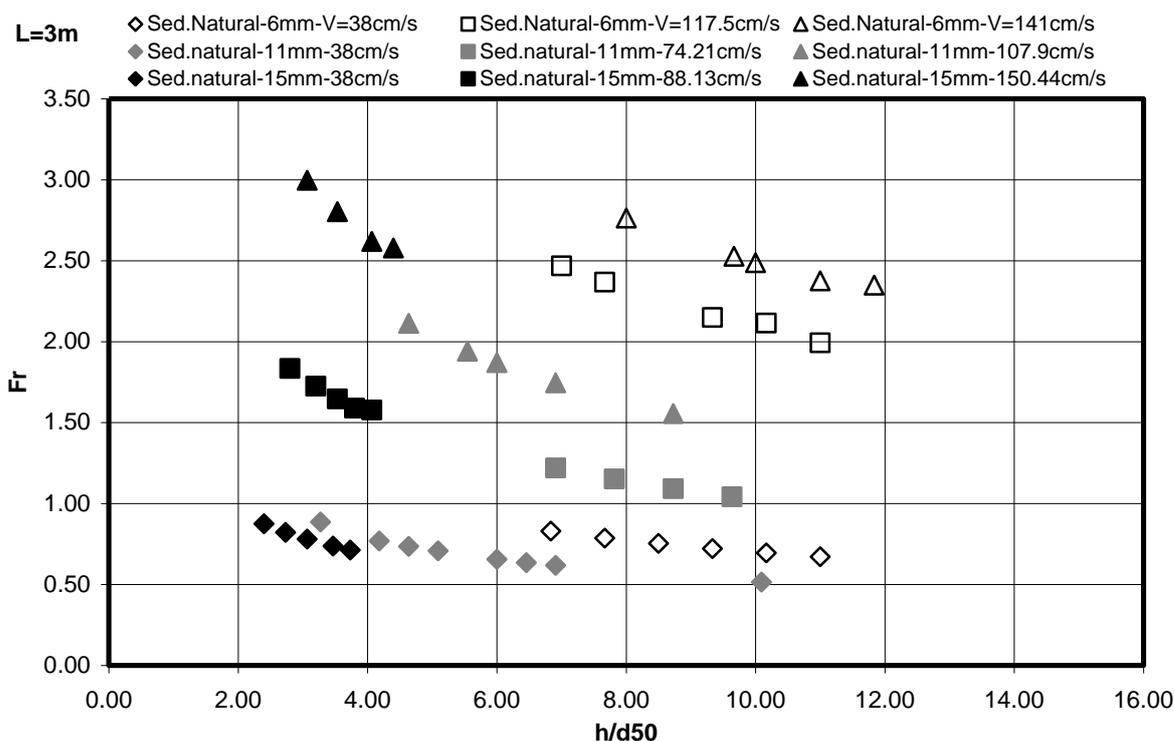


Figura 0-61: Sedimentos naturales en canal de fondo deslizante. Numero de Froude global en funcion de la relación h/d_{50} para $L=3m$.

Este gráfico muestra que para un diámetro medio de los granos fijo, el Froude global se agrupa de acuerdo a la magnitud velocidad de la cinta transportadora. En general el número de Froude no tiende a agruparse por diámetro medio. Cuando $V=38$ cm/s, se tiene que los valores del Froude son prácticamente coincidentes, pero los grupos de datos asociados a esta velocidad se desplazan hacia la derecha a medida que crece el diámetro medio de los granos.

A partir de los gráficos de las Figuras 5-28 a 5-30, se determinó que una línea de tendencia del tipo potencial se ajusta mejor a cada distribución de puntos, lo que resulta en la siguiente ecuación que relaciona Fr con h/d_{50} :

$$(5.4) \quad \frac{V}{\sqrt{gh \sin(\theta)}} = \alpha' \left(\frac{h}{d_{50}} \right)^{n'}$$

A diferencia del caso de las esferas plásticas, ahora el coeficiente α' depende, no sólo de la velocidad de la cinta, sino que también del diámetro medio de los granos. El grafico de la Figura 5-32, muestra que éste parámetro incrementa su valor con V , pero su dependencia con d_{50} no es muy clara, excepto para velocidades pequeñas donde exhibe una tendencia decreciente con el d_{50} .

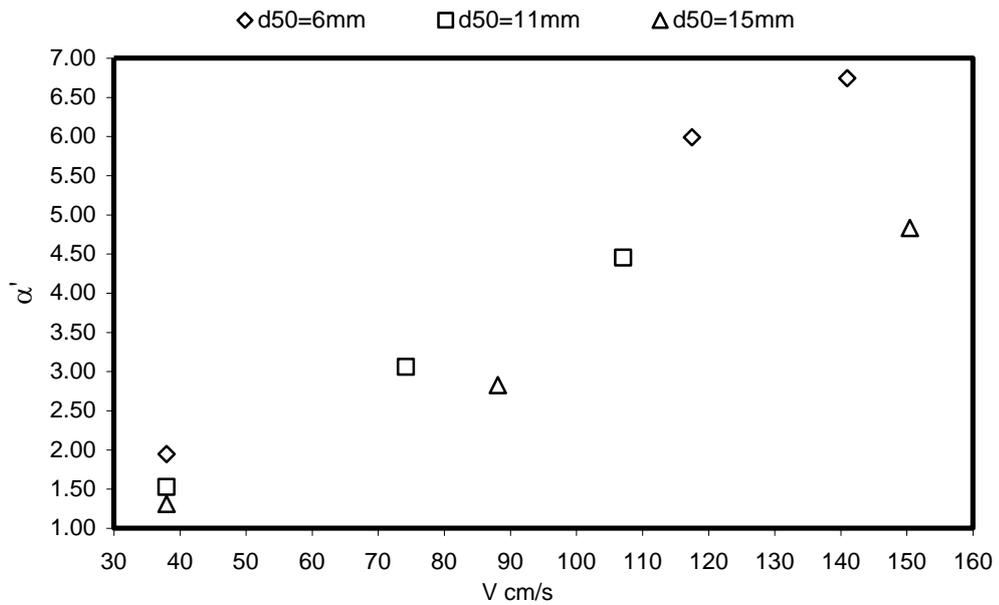


Figura 0-62: Sedimentos naturales en canal de fondo deslizante. Variación del coeficiente α' con la velocidad de la cinta para $L=3$ m.

Por su parte, el comportamiento del coeficiente n' que intervienen en la ecuación (5.4) no muestra una clara dependencia ni con la velocidad de la cinta ni con el diámetro medio de los granos. A diferencia del coeficiente n de las esferas (ecuación (5.1)), el rango de variación de n' es mas extendido. Este hecho, se observa en la Figura 5-33.

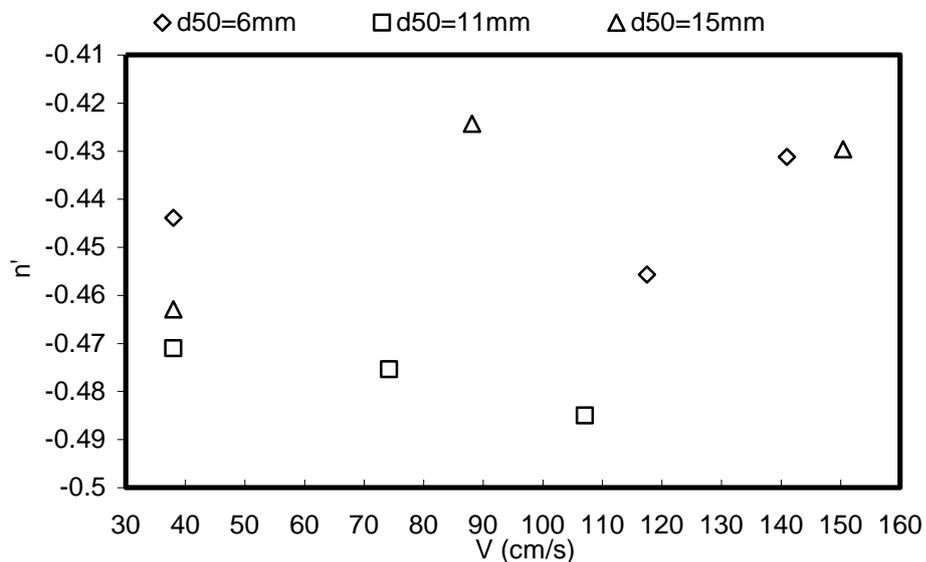


Figura 0-63: Variación de n' en función de la velocidad de la cinta transportadora para $L=3$ m.

A partir de éste último gráfico, se deduce que el exponente n' exhibe poca variación de una medición a otra, adoptando valores en el rango -0.42 a -0.49, para todo el espectro de velocidades de la cinta y diámetros de los granos.

A modo de resumen, los valores de α' y n' se han agrupado en la Tabla 5-2.

Tabla 5-2: Variación del coeficiente α' y n'

| $d_{50} = 6mm$ | | | $d_{50} = 11mm$ | | | $d_{50} = 15mm$ | | |
|----------------|-----------|---------|-----------------|-----------|---------|-----------------|-----------|---------|
| V(cm/s) | α' | n' | V(cm/s) | α' | n' | V(cm/s) | α' | n' |
| 38,00 | 1,9459 | -0,4439 | 38,00 | 1,5267 | -0,471 | 38,00 | 1,3114 | -0,4629 |
| 117,50 | 5,9909 | -0,4557 | 74,21 | 3,0584 | -0,4754 | 88,13 | 2,8276 | -0,4243 |
| 141,00 | 6,7422 | -0,4312 | 107,09 | 4,4525 | -0,485 | 150,44 | 4,8318 | -0,4296 |

Nótese que si aproximamos nuevamente n' por $-1/2$, se tiene a partir de (5.4), que la velocidad media del flujo no depende de la altura de escurrimiento. Este hecho, si bien coincide con el obtenido para esferas, es contradictorio con lo observado experimentalmente, puesto que la velocidad media del flujo y la altura media de escurrimiento son parámetros relacionados entre sí.

Al contrastar los valores del Froude con $\text{sen}(\theta)$ (Figura 5-34) los resultados indican que $Fr < 1$ sólo para la velocidad mínima de la cinta. El resto de los datos muestran que $Fr > 1$ independientemente del tamaño medio de los granos. En general los valores más altos del Fr se concentran en los granos cuyo tamaño medio es $d_{50} = 15$ mm y los más bajos para aquellos con $d_{50} = 6$ mm. Un ajuste de tipo lineal describe apropiadamente la tendencia entre éstos parámetros.

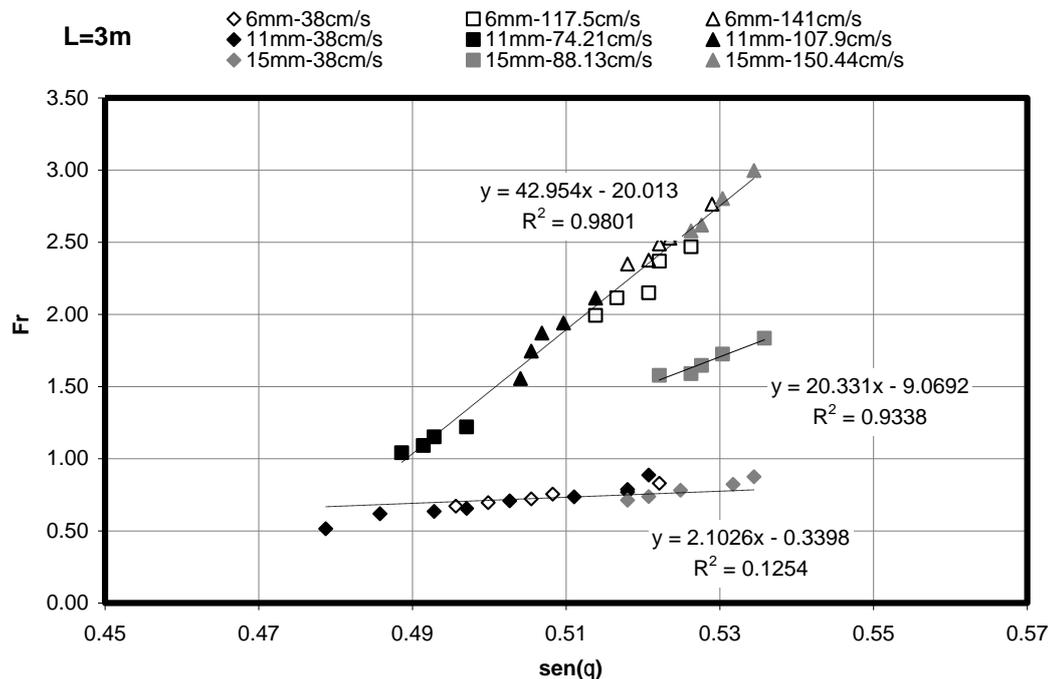


Figura 0-64: Sedimentos naturales en canal de fondo deslizante. Número de Froude en función de la inclinación del canal para L=3m.

El gráfico de la Figura 5-35 muestra el espacio de parámetros definido al contrastar la relación entre escalas h_u/d_{50} con $\tan\theta$. Los datos tienden a agruparse preferentemente según el diámetro medio de los granos.

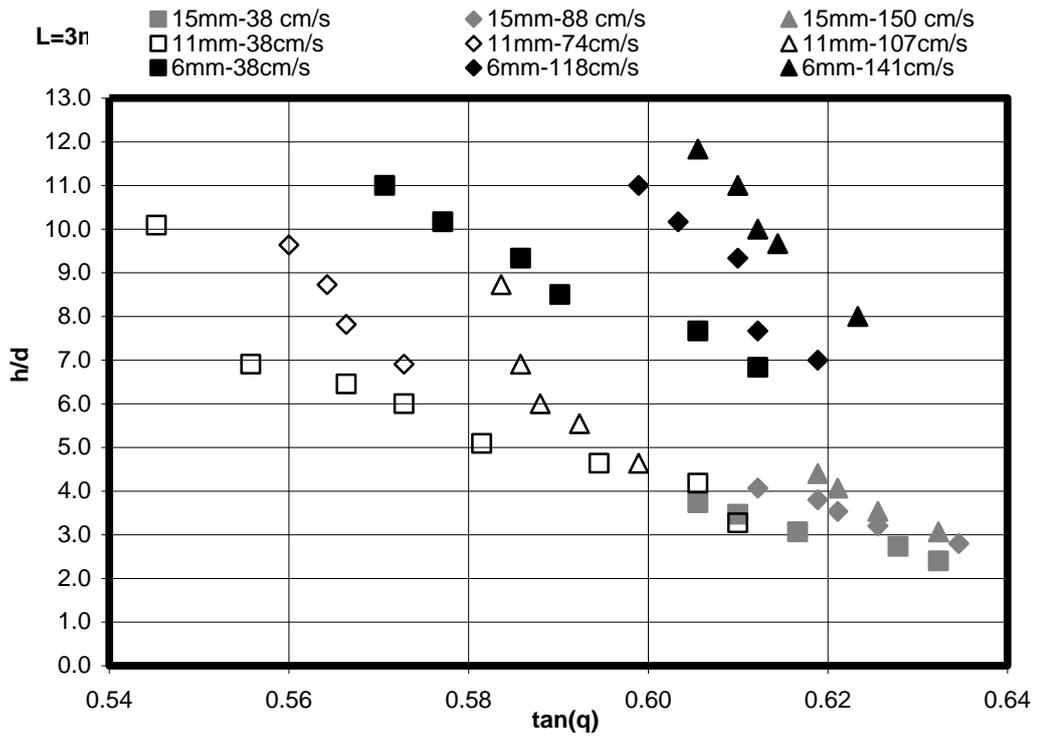


Figura 0-65: Sedimentos naturales en canal de fondo deslizante. Relación entre h/d_{50} y el ángulo de inclinación del canal para $L=3m$.

Los resultados que se muestran a continuación corresponden a la serie de ensayos realizados en el canal de fondo deslizante, pero usando una longitud mas corta, $L=1.5m$. En este caso, nuevamente se ha definido el número de Froude global del flujo como $Fr = V / \sqrt{gh \text{sen} \theta}$, donde V es la velocidad media de la cinta.

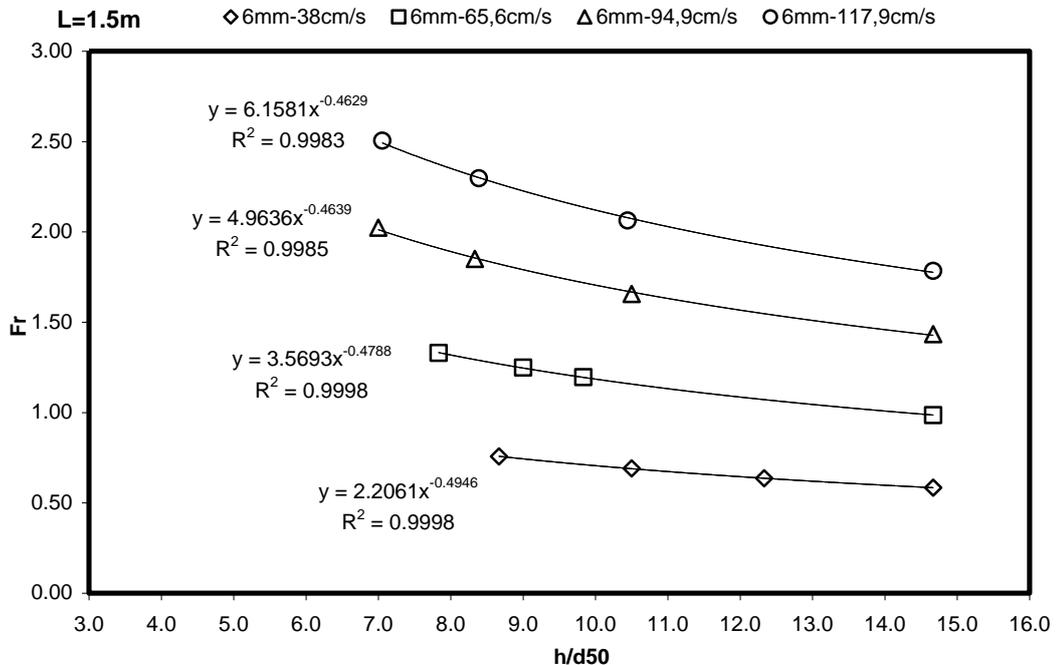


Figura 0-66: Sedimento natural en canal de fondo deslizante. $D_{50}=6mm$. Numero de Froude en función de h/d_{50} para $L=1.5m$.

El gráfico de la Figura 5-36 muestra la forma en que se distribuye el número de Froude cuando es contrastado con el ángulo de inclinación del canal, para el caso de los sedimentos naturales de tamaño medio $d_{50} = 6 \text{ mm}$. Asimismo, el gráfico de la Figura 5-37 muestra la tendencia entre estos parámetros para el caso de los sedimentos naturales de tamaño medio $d_{50} = 11 \text{ mm}$.

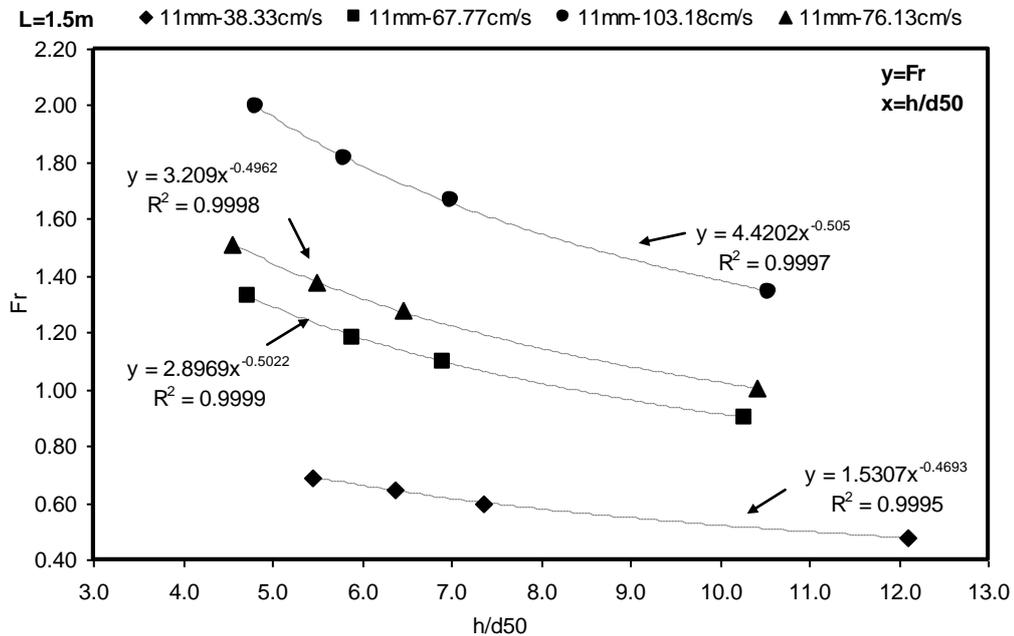


Figura 0-67: Sedimento natural en canal de fondo deslizante. $D_{50}=11\text{mm}$. Número de Froude en función de h/d_{50} para $L=1.5\text{m}$.

Finalmente la Figura 5-38 muestra la tendencia entre los parámetros de Froude y h/d_{50} , para el caso de los sedimentos naturales de tamaño medio $d_{50} = 15 \text{ mm}$.

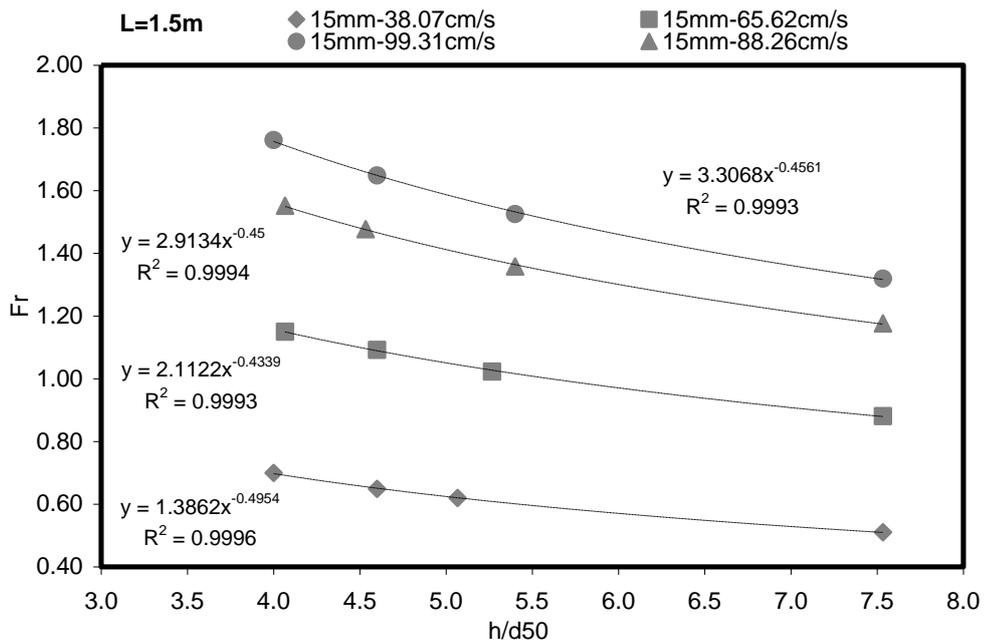


Figura 0-68: Sedimento natural en canal de fondo deslizante. $D_{50}=15\text{mm}$. Número de Froude en función de la razón h/d_{50} para $L=1.5\text{m}$.

Precisamente, de acuerdo a los gráficos exhibidos es razonable plantear que:

$$(5.5) \quad \frac{V}{\sqrt{gh \sin(\theta)}} = \alpha'' \cdot \left(\frac{h}{d_{50}} \right)^{n''}$$

La expresión (5.5) posee la misma forma que la determinada en (5.4). A diferencia de los resultados obtenidos con sedimentos naturales cuando $L=3\text{m}$, los coeficientes α'' y n'' que intervienen en esta ecuación varían ligeramente. Si bien α'' también depende de V y d_{50} , su magnitud promedio es levemente inferior comparado con el coeficiente α' de la relación (5.3). No obstante n'' posee en promedio, una magnitud similar a n' . El gráfico de la Figura 5-39 muestra la distribución de α'' cuando es contrastado con la velocidad de la cinta.

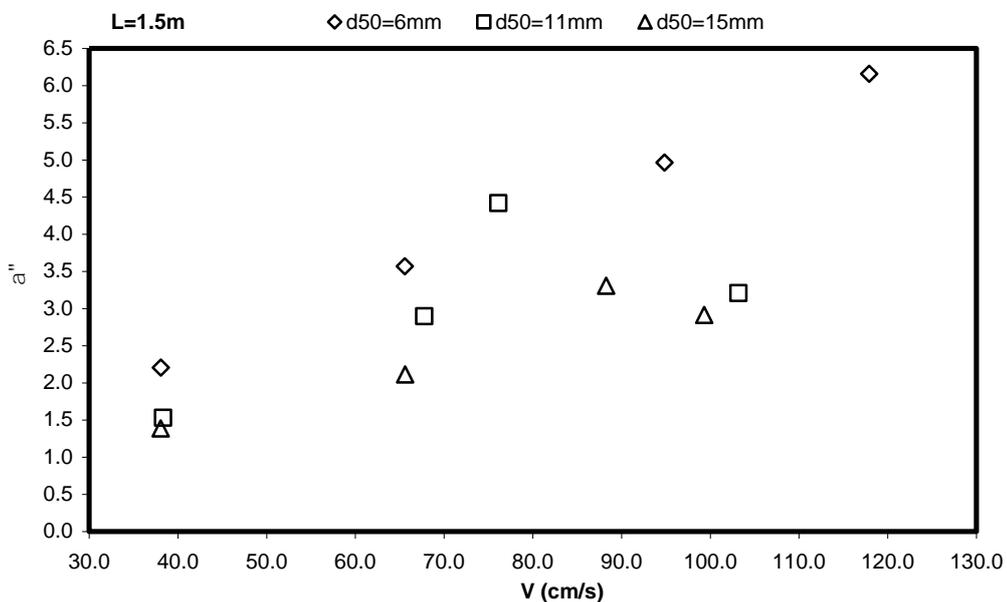


Figura 0-69: Sedimento natural en canal de fondo deslizante. Variación del coeficiente α'' en función de la velocidad de la cinta para $L=1.5\text{m}$

La distribución de n'' en función de la velocidad de la cinta se observa en el gráfico de la Figura 5-40. En este último gráfico se observa que el rango en el cual se mueve este coeficiente es más cercano a $-1/2$ para un amplio rango de velocidad de la cinta. Por lo tanto, es razonable suponer que $n = -1/2$ y así, a partir de (5.5), nuevamente se independiza la velocidad media de flujo respecto de la altura de escurrimiento.

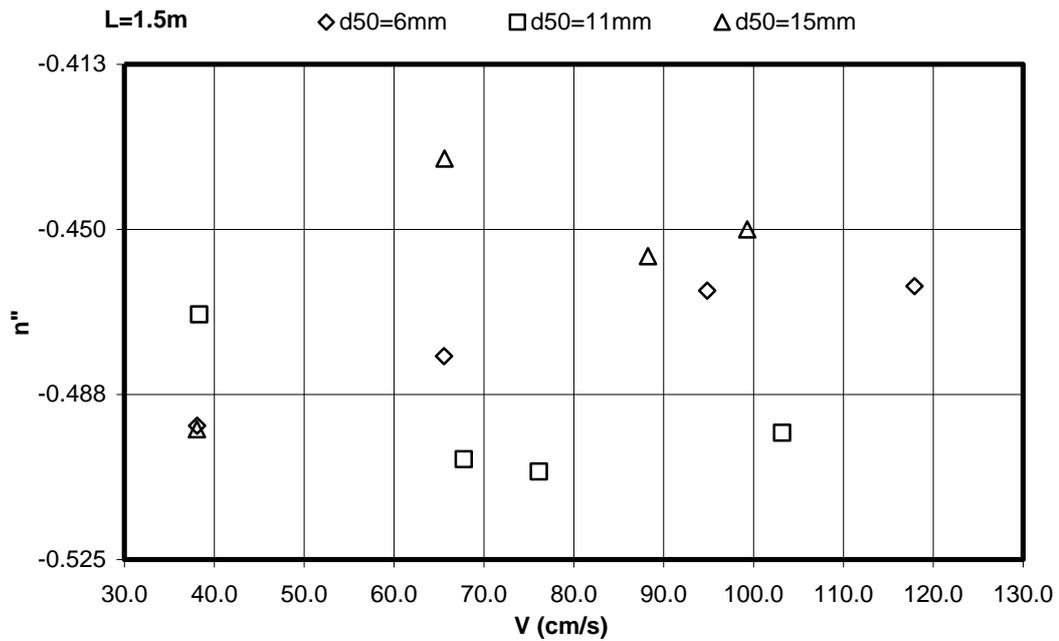


Figura 0-70: Sedimentos naturales en canal de fondo deslizante. Variación de n'' en función de la velocidad de la cinta para $L=1.5m$.

Como resumen, la Tabla 5-4 incluye los valores de los coeficientes α'' y n'' obtenidos a partir de la dependencia representada por la ecuación (5.5).

Tabla 5-4: Valores de los coeficientes α'' y n''

| $d_{50} = 6mm$ | | | $d_{50} = 11mm$ | | | $d_{50} = 15mm$ | | |
|----------------|------------|---------|-----------------|------------|---------|-----------------|------------|---------|
| V(cm/s) | α'' | n'' | V(cm/s) | α'' | n'' | V(cm/s) | α'' | n'' |
| 38,09 | 2,2061 | -0,4946 | 38,33 | 1,5307 | -0,4693 | 38,07 | 1,3862 | -0,4954 |
| 65,57 | 3,5693 | -0,4788 | 67,77 | 2,8969 | -0,5022 | 65,62 | 2,1122 | -0,4339 |
| 94,85 | 4,9636 | -0,4639 | 76,13 | 4,4202 | -0,505 | 88,26 | 3,3068 | -0,4561 |
| 117,92 | 6,1581 | -0,4629 | 103,18 | 3,209 | -0,4962 | 99,31 | 2,9134 | -0,45 |

Al comparar el número de Froude con la relación h/d_{50} , para todos los tipos de sedimento fluvial, se obtiene el gráfico de la Figura 5-41. El resultado obtenido en este caso es muy similar al logrado con los flujos de sedimentos naturales cuando escurrían por un canal de mayor longitud. Este hecho muestra en parte, que la extensión longitudinal de la instalación, no ejerce influencia significativa en la magnitud del número de Froude ni en su relación con el parámetro h/d_{50} .

Para corroborar ésta última afirmación, los gráficos de las Figuras 5-42 a 5-44 muestran como y cuanto varían los resultados obtenidos a partir de la ecuación (5.5). En este contexto, estos gráficos superponen los valores del numero de Froude versus h/d_{50} , asociados a $L=1.50 m$ y $L=3.00 m$

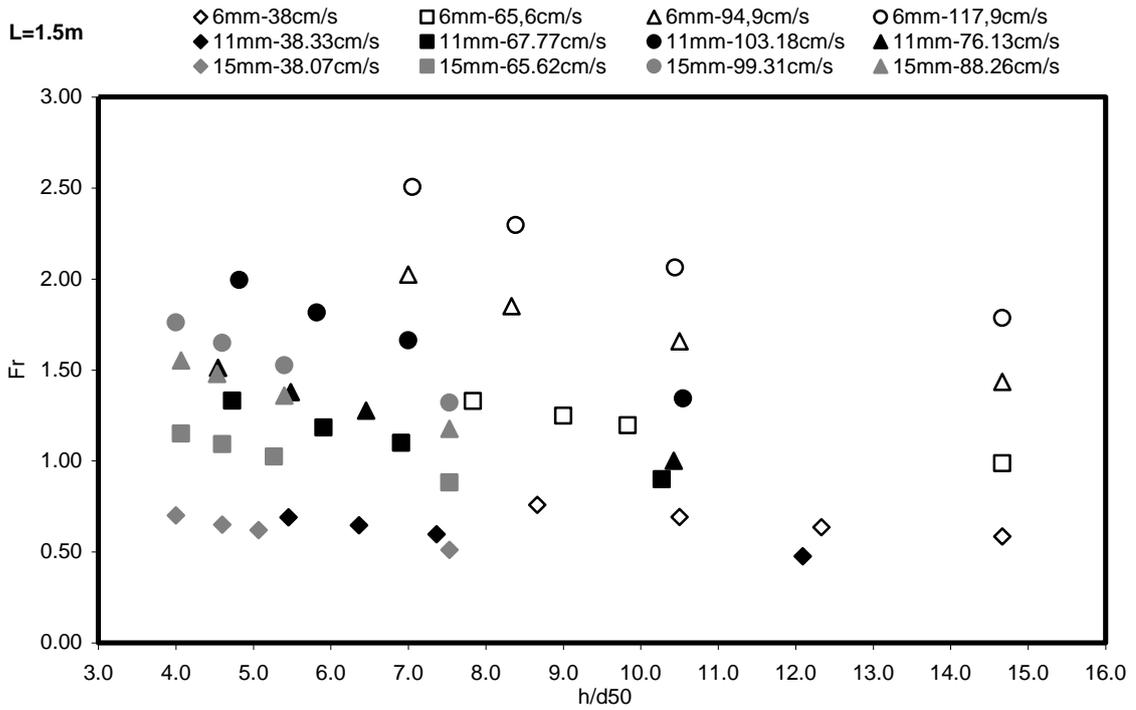


Figura 0-71: Sedimentos naturales en canal de fondo deslizante. Número de Froude global versus h/d_{50} para todos los tipos de sedimento para $L=1.5m$.

El gráfico de la Figura 5-42 muestra la relación entre el Froude y h/d_{50} para flujos de sedimentos de tamaño medio 6mm, generados para $L=3m$ y $L=1.5m$.

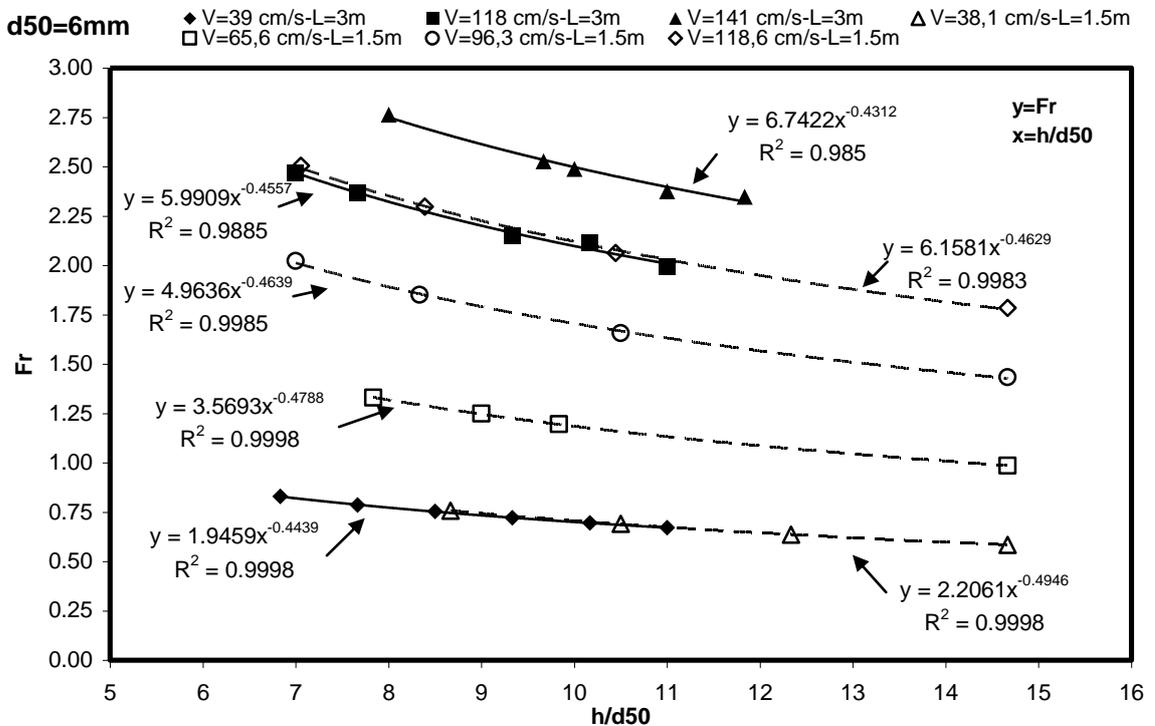


Figura 0-72: Sedimentos naturales en canal de fondo deslizante. Número de Froude versus h/d_{50} en granos con $D_{50}=6mm$, para $L=3m$ y $L=1.5m$

A su vez el grafico de la Figura 5-43 muestra la tendencia similar a la anterior, entre estos Fr y h/d50 para granos de tamaño medio 11 mm.

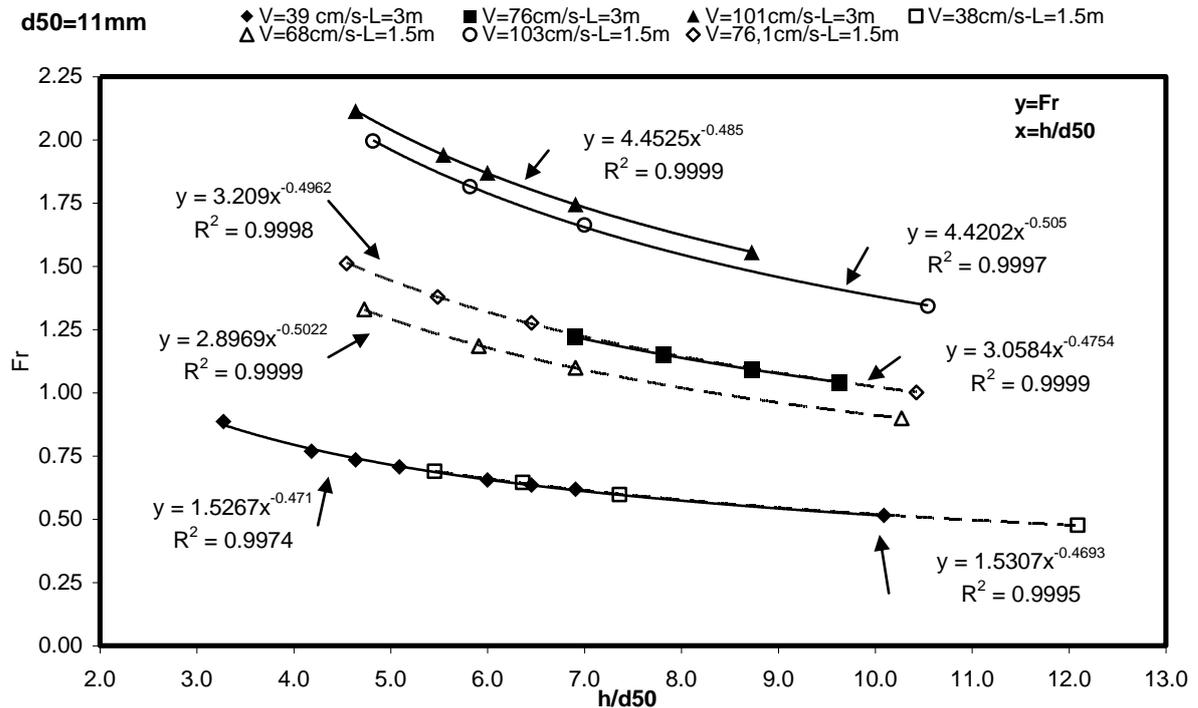


Figura 0-73: Sedimentos naturales en canal de fondo deslizando. Numero de Froude versus h/d50 en granos con D50=11 mm, para L=3m y L=1.5m

Por último, el gráfico de la Figura 5-44 muestra la tendencia entre el numero de Froude y el parámetro h/d50 para granos con tamaño medio d50=15 mm.

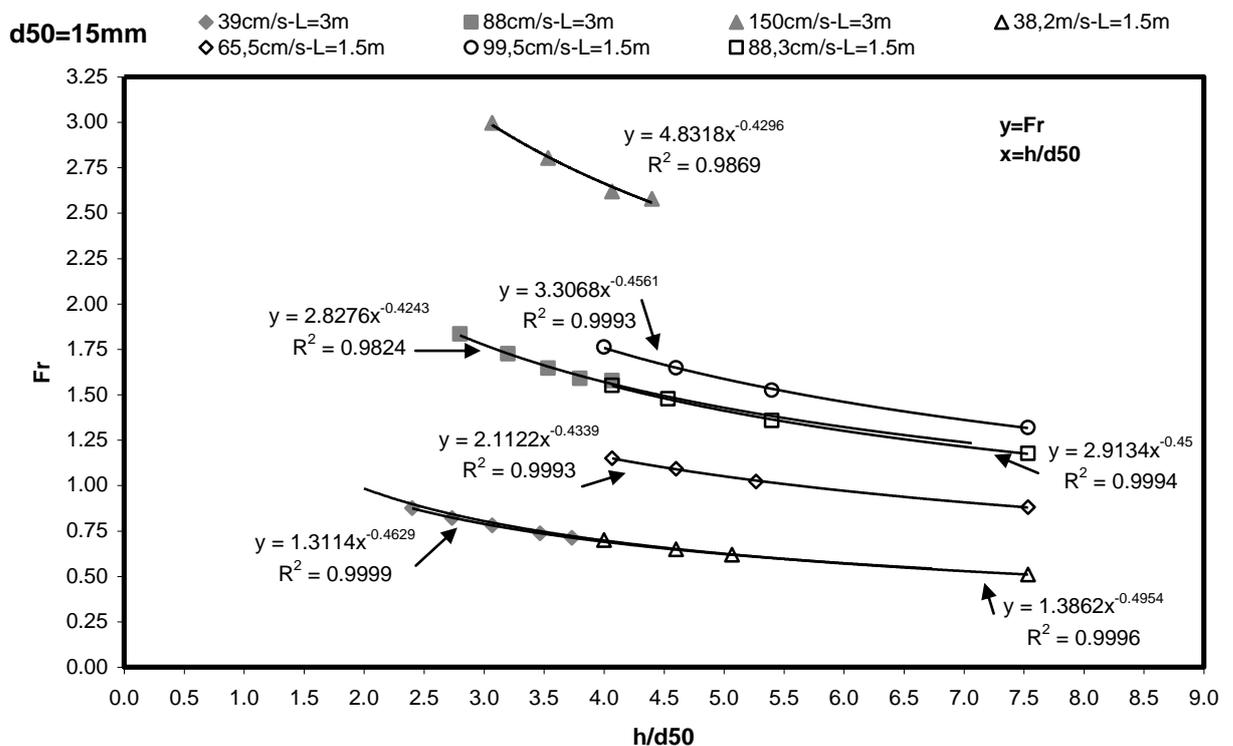


Figura 0-74: Sedimentos naturales en canal de fondo deslizando. Numero de Froude versus h/d50 en granos con D50=15 mm, para L=3m y L=1.5m

5.2.3.1 Comportamiento macroscópico del flujo de sedimentos naturales en el canal de fondo deslizante

El cálculo de los parámetros adimensionales típicos que intervienen en la dinámica de los flujos granulares (números de Froude, Savage y Coulomb), permiten establecer un marco general acerca del régimen macroscópico que caracteriza al flujo de granos, bajo distintas condiciones experimentales.

Los resultados que se muestran a continuación están asociados a experimentos realizados usando la extensión completa del canal ($L=3m$). En este contexto, el gráfico de la Figura 5-45, por ejemplo, muestra como varía el número de Savage con el ángulo de inclinación del canal. Para reflejar el rol que juega este último parámetro, se han graficado solo los datos tales que $Sa < 0.1$.

Esta distribución, revela que el que el régimen inercial es dominante en los granos de tamaño medio $d_{50} = 6mm$ y $d_{50} = 11mm$ e incluso se aprecia una tendencia de los granos con $d_{50} = 15mm$ a experimentar un régimen de choques. Esto se debe en parte a las bajas alturas de escurrimiento y las altas velocidades de la cinta, la que afecta incluso a los granos ubicados a profundidades superiores a $h/2$, en vista de las observaciones cualitativas descritas en el análisis cualitativo.

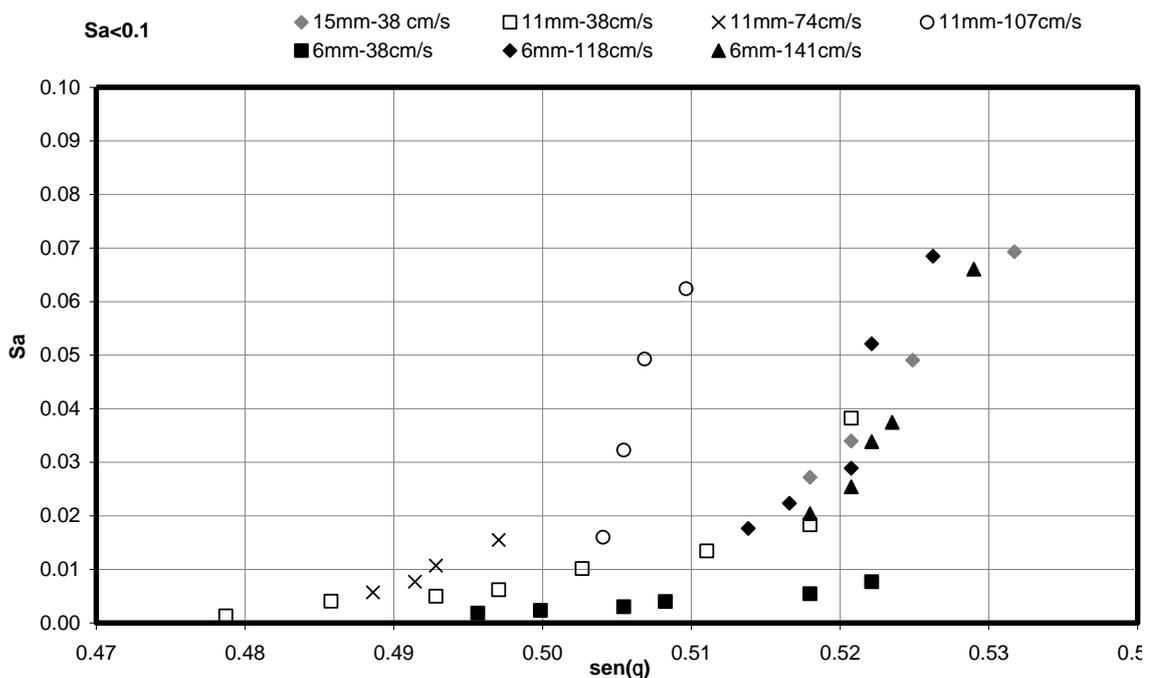


Figura 0-75: Número de Savage en función de $sen(\theta)$. Se muestran los datos tales que $Sa < 0.1$

El gráfico de la Figura 5-46 muestra el conjunto de datos que satisfacen $Sa > 0.1$. Este grupo está asociado mayoritariamente a los granos con tamaño medio 15 mm. De acuerdo al criterio de Savage, esto indica que para este tipo de sedimentos, el régimen global del flujo se encuentra dominado por la inercia asociada las colisiones más que por fricción.

Recordemos que, en medios granulares los esfuerzos inerciales asociados a las colisiones son proporcionales al término $(V\delta)^2$, donde δ es el diámetro medio de los granos. Por lo tanto, en granos cuyos diámetros medios son lo suficientemente altos y sometidos a altas velocidades de la cinta, estos esfuerzos podrían igualar o incluso superar la magnitud de los esfuerzos normales al fondo o los esfuerzos de fricción del material, lo que hace que $Co \geq 1$ y $Sa \geq 0.1$. Este fenómeno podría estar sucediendo con los granos cuyo $d_{50} = 15$ mm, lo que además, es concordante con las observaciones experimentales descritas cualitativamente.

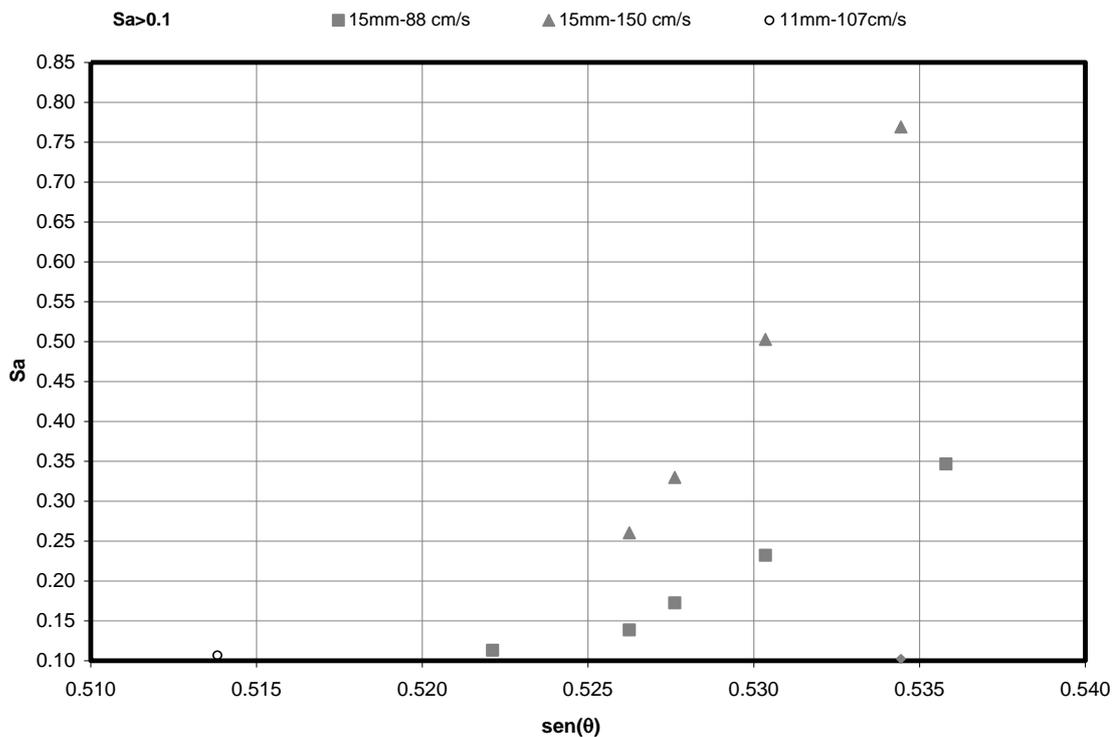


Figura 0-76: Número de Savage en función de $\sin(\theta)$. Se muestran los datos tales que $Sa > 0.1$

Es esperable entonces que, las transferencias de energía cinética para el caso de los sedimentos asociados a $d_{50} = 15$ mm, estén asociadas a la magnitud de la velocidad de la cinta transportadora, la que a su vez sino puede intensificar la frecuencia de colisiones entre partículas, tal como ha sido descrito en el análisis cualitativo. La disipación energética del flujo está asociada en parte, a la frecuencia y magnitud de estas colisiones.

Para concluir este punto, la Figura 5-47 muestra el comportamiento del número de Coulomb cuando es contrastado con el ángulo de inclinación del canal θ . En este caso, se tiene que $Co < 1$ para todo el rango de velocidades de la cinta y la mayoría de los datos se concentra en el tramo $0 < Co < 0.25$.

En este gráfico se aprecia que el número de Coulomb incrementa gradualmente su magnitud sólo para velocidades que superan los 50 cm/s, pero nunca excede la unidad, lo que demuestra que a escala macroscópica los granos tienden a ser dominados por fricción de tipo Coulomb, más que por colisiones. Por lo tanto, es razonable suponer que la disipación energética del flujo de granos se debe fundamentalmente a los contactos prolongados entre granos.

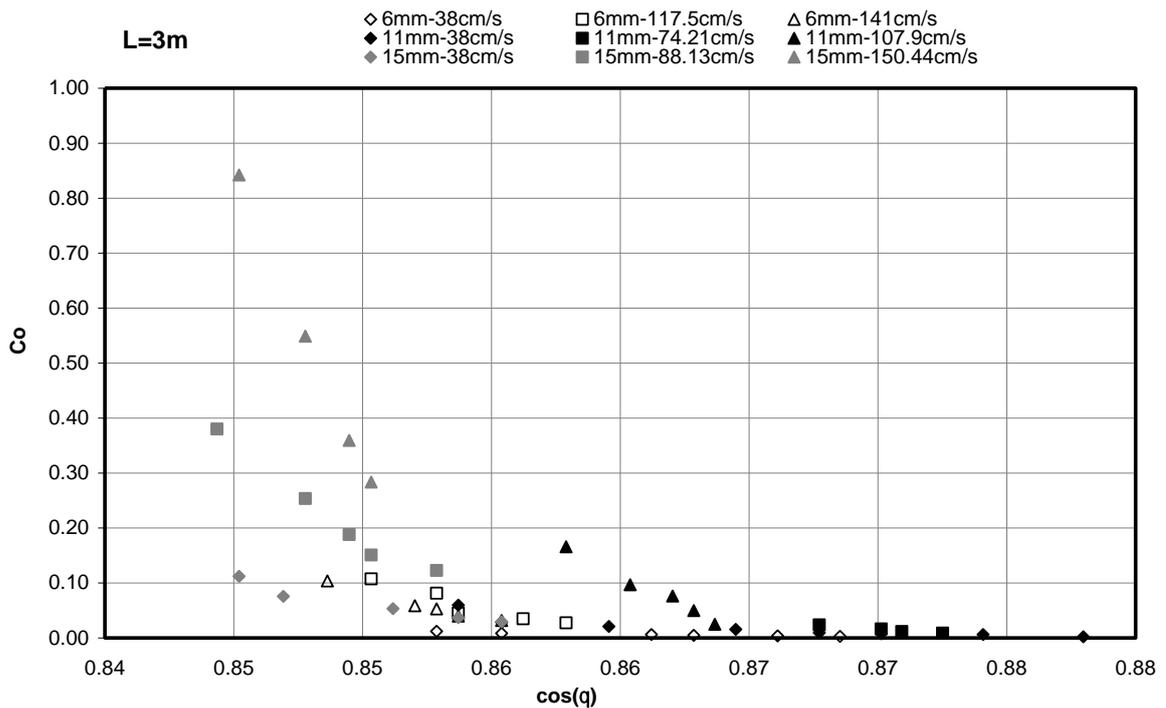


Figura 0-77: Sedimentos naturales en canal de fondo deslizante. Número de Coulomb global en función del $\cos(\theta)$ para $L=3m$.

La Tabla 5-3 incluye un resumen de los valores máximos y mínimos involucrados en este análisis para cada tamaño del grano y rango de velocidad de la cinta transportadora.

Tabla 5-3: Rangos de variación de los números de Savage, Coulomb y Froude

| $d_{50}(mm)$ | Froude | | Coulomb | | Savage | | V(cinta) (cm/s) | |
|--------------|--------|-------|---------|-------|--------|-------|-----------------|--------|
| | Min | Max | Min | Max | Min | Max | Min | Max |
| 6,00 | 0,667 | 2,764 | 0,003 | 0,108 | 0,002 | 0,068 | 38,00 | 141,00 |
| 11,00 | 0,515 | 2,098 | 0,002 | 0,167 | 0,001 | 0,107 | 38,00 | 107,09 |
| 15,00 | 0,708 | 2,996 | 0,030 | 0,847 | 0,027 | 0,769 | 38,00 | 150,44 |

Cuando se experimenta en un canal de longitud mas corta ($L=1.5m$), los resultados globales no sufren cambios relevantes. Por ejemplo, si la velocidad de la cinta aumenta, entonces los mecanismos de interacción ya no están asociados exclusivamente a contactos prolongados, sino que también existe una componente asociada a choques de corta duración ($Co \sim 1$), lo que ha sido descrito previamente en el análisis cualitativo. Esta última situación se ve reflejada con mayor claridad en los granos asociados a $d_{50} = 15mm$.

Al contrastar los valores del número de Coulomb con la función $\cos(\theta)$ (Figura 5-48) se puede observar que en general no existe una clara dependencia ni con la velocidad de la cinta transportadora ni con el diámetro medio de los granos. Aparentemente, solo a muy altas velocidades los números de Coulomb tienden a ser similares entre granos de distinto diámetro medio.

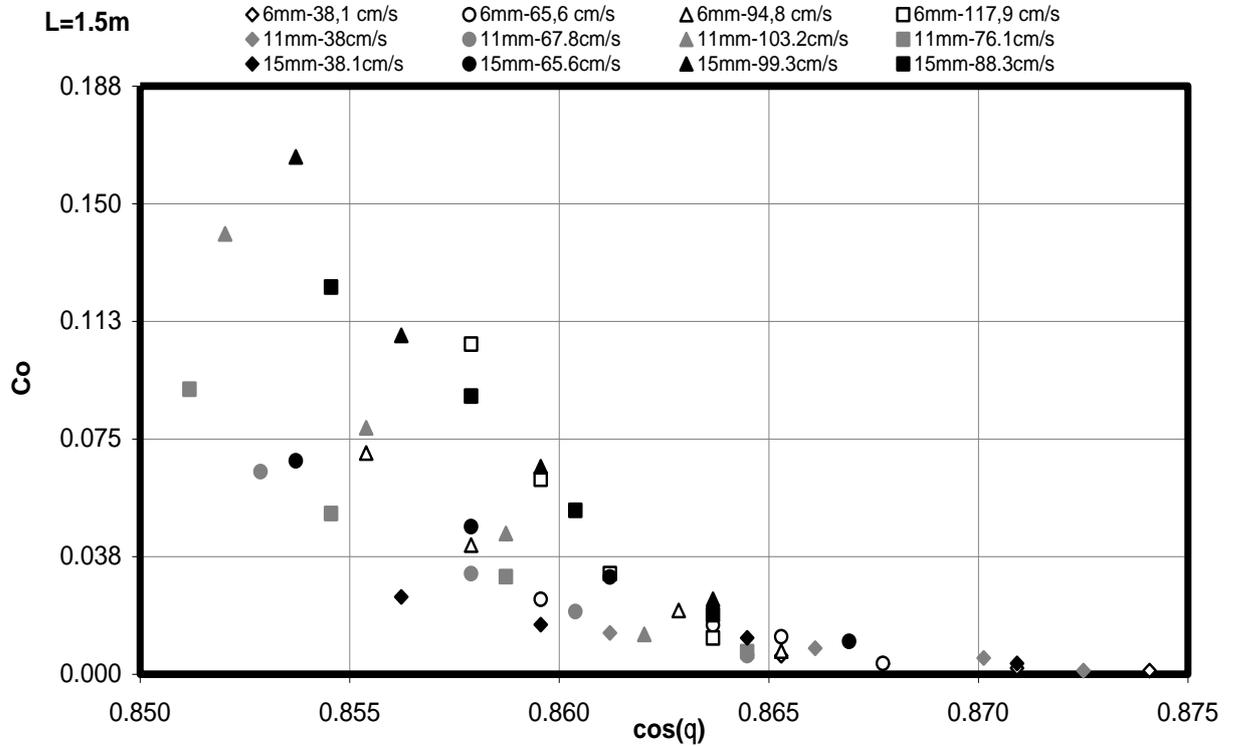


Figura 0-78: Sedimentos naturales en canal de fondo deslizante. Numero de Coulomb global en función de $\cos(\theta)$ para $L=1.5$ m.

La relación entre el Sa y $\sin(\theta)$ pone de manifiesto que una gran parte de los datos se concentra preferentemente en el rango $0.50 < \sin(\theta) < 0.52$, tal como se observa en la Figura 5-49. Al igual que lo que sucede con el número de Coulomb (Figura 5-48), los datos que se encuentran en este rango, no muestran una dependencia concluyente ni con d_{50} ni la velocidad de la cinta V .

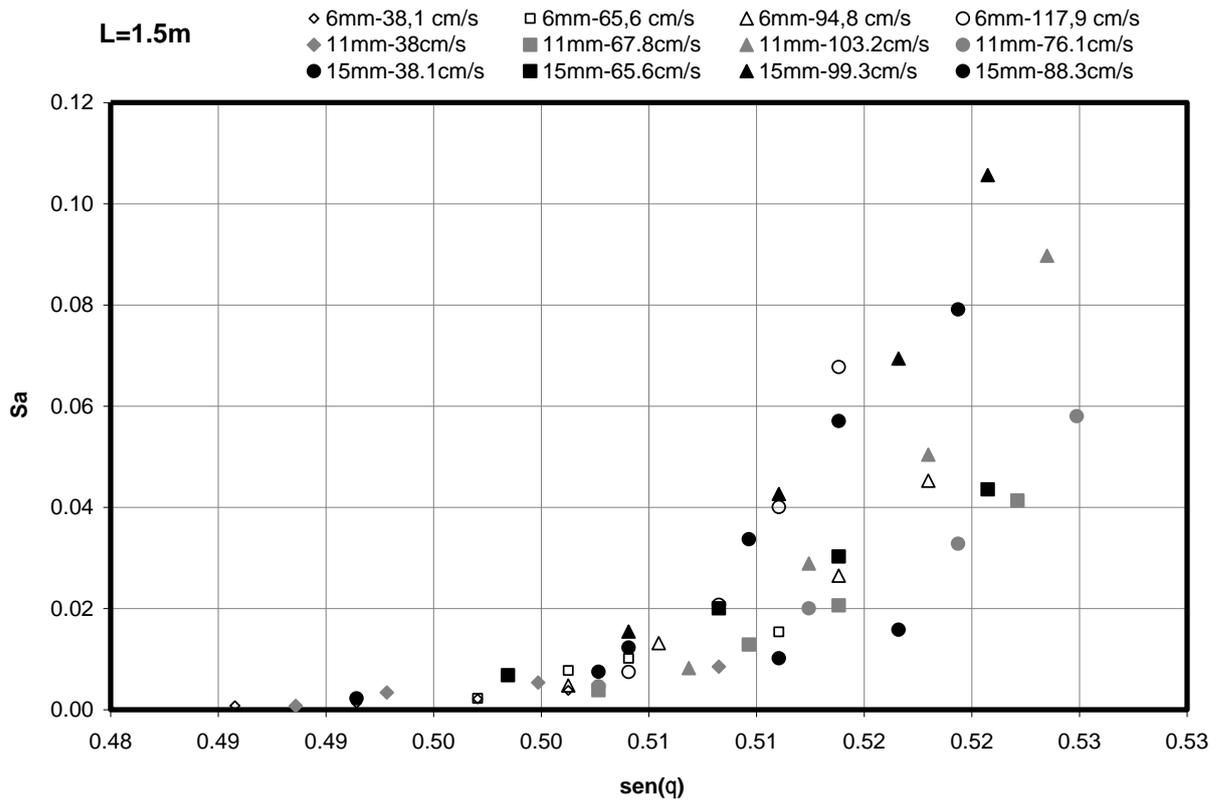


Figura 0-79: Sedimentos naturales en canal de fondo deslizante. Numero de Savage global en función de $sen(\theta)$ para $L=1.5$ m.

Caso contrario ocurre en el tramo $31^\circ < \theta < 31.75^\circ$, donde se aprecia que la relación entre Sa y θ para cada tamaño en particular, podría ser bien descrita por un ajuste lineal. Se observa que los valores del Froude asociados a los granos de tamaño medio $d_{50} = 15mm$ para velocidades de la cinta de 88.3 cm/s y 99.3 cm/s tienden a ser muy parecidos.

Respecto del número de Froude, en la Figura 5-50 se incluye la tendencia entre este parámetro y la función $sen(\theta)$. A diferencia del caso anterior, i.e. cuando $L = 3m$, los valores más altos del Froude están asociados a $d_{50} = 6mm$ y no se aprecia una conclusión tan clara respecto del grado de dependencia con la velocidad de la cinta, cuando esta crece sobre los 70 cm/s. Para velocidades inferiores a 40 cm/s, el comportamiento del Fr varía en forma aproximadamente lineal con θ , pero no es posible establecer una dependencia más clara con d_{50} .

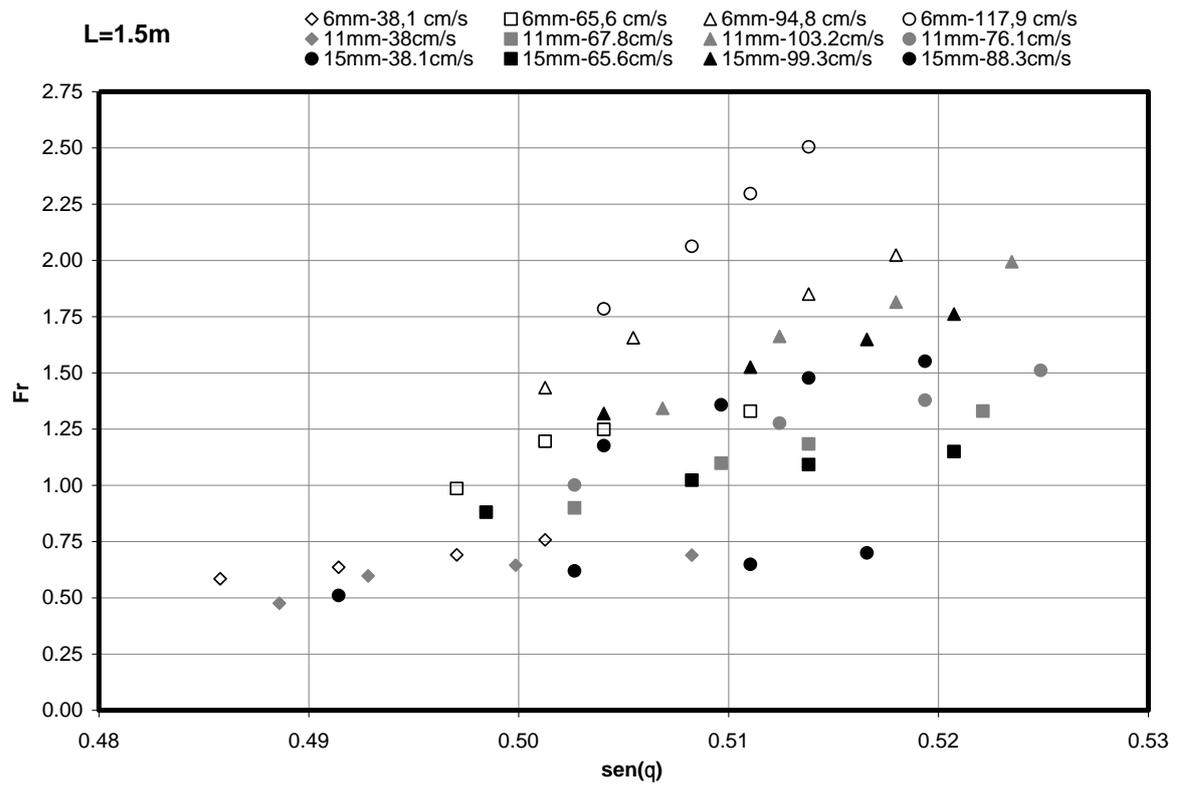


Figura 0-80: Sedimentos naturales en canal de fondo deslizante. Número de Froude global en función de $sen(\theta)$ para L=1.5 m.

5.2.4 Comparación de resultados obtenidos con esferas plásticas y sedimentos naturales

Los resultados que se muestran a continuación permiten establecer similitudes y diferencias entre los materiales ensayados en el canal de fondo deslizante. Para este análisis, básicamente se han graficado los mismos parámetros adimensionales anteriores (números de Froude, Savage y Coulomb) en función de θ o de h/d_{50} .

La Figura 5-51 muestra la variación del número de Froude global en función de $\cos(\theta)$ para esferas plásticas y sedimento natural, calculadas con los datos medidos en el canal de fondo deslizante para $L=3m$ y $L=1.5m$.

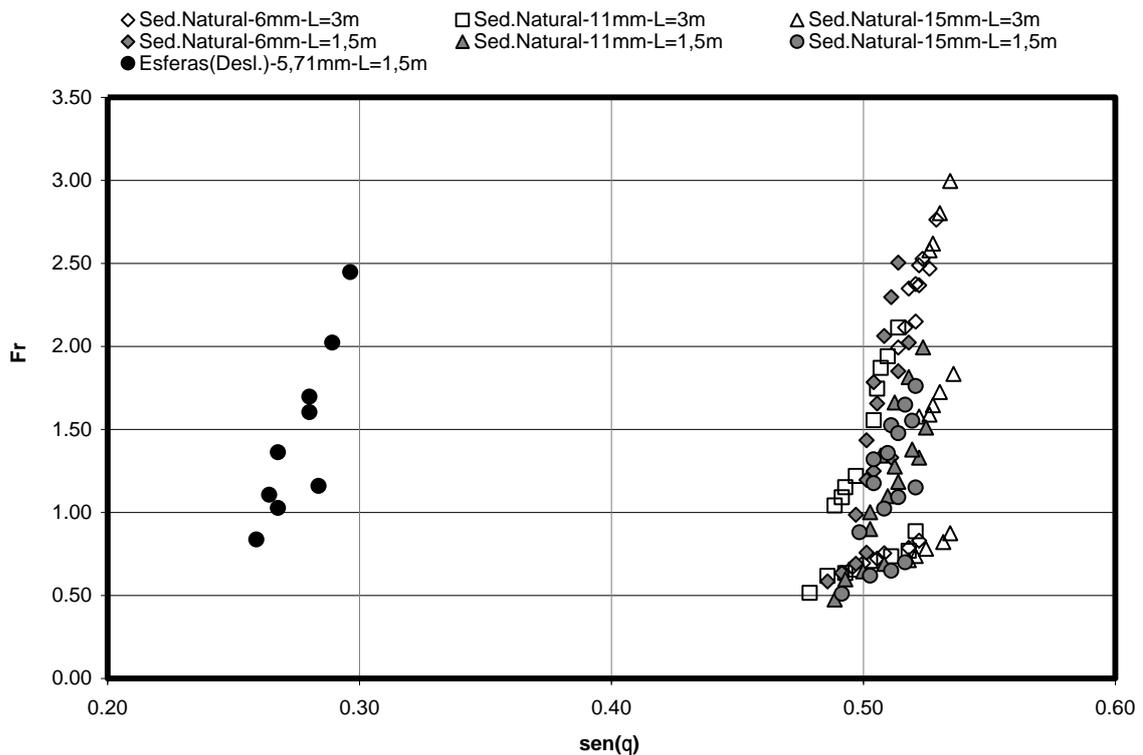


Figura 0-81: Comparación del número de Froude global versus $\sin(\theta)$ entre sedimentos naturales y esferas plásticas.

Este gráfico muestra que los datos asociados al sedimento natural tienden agruparse en una zona del grafico que cubre un estrecho rango de pendientes, independientemente del diámetro medio de los granos. En tanto, el flujo de esferas generado en el canal de fondo deslizante, se aleja de la distribución asociada a los sedimentos de origen natural.

La Figura 5-52 muestra, la variación del número de Froude global en función de la relación h/d_{50} , tanto para sedimentos de origen fluvial como para esferas. Las distribuciones que resultan, muestran nuevamente que los granos artificiales se alejan del comportamiento exhibido por los sedimentos de origen fluvial.

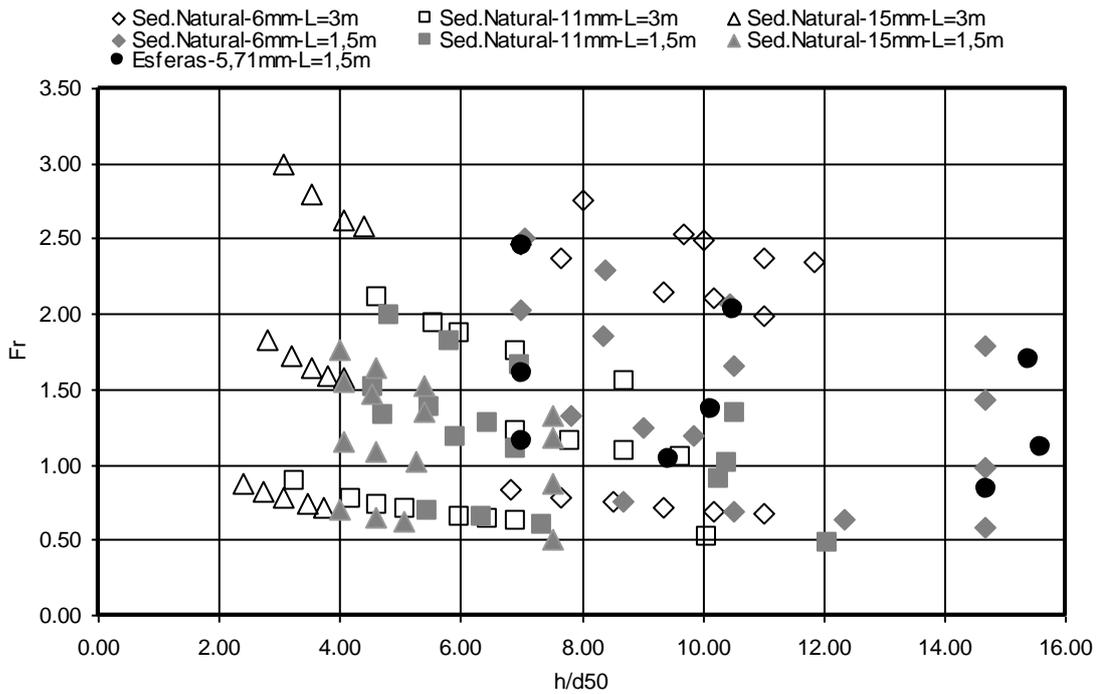


Figura 0-82: Número de Froude global en función de h/d_{50} . Comparación de tendencias exhibidas por esferas y sedimentos naturales en el canal de fondo deslizante.

Las Figuras 5-53 y 5-54 muestran la tendencia de los números de Savage y Coulomb respectivamente, en función de la inclinación del canal, para flujos de sedimentos de origen fluvial y esferas, generados en el canal de fondo deslizante.

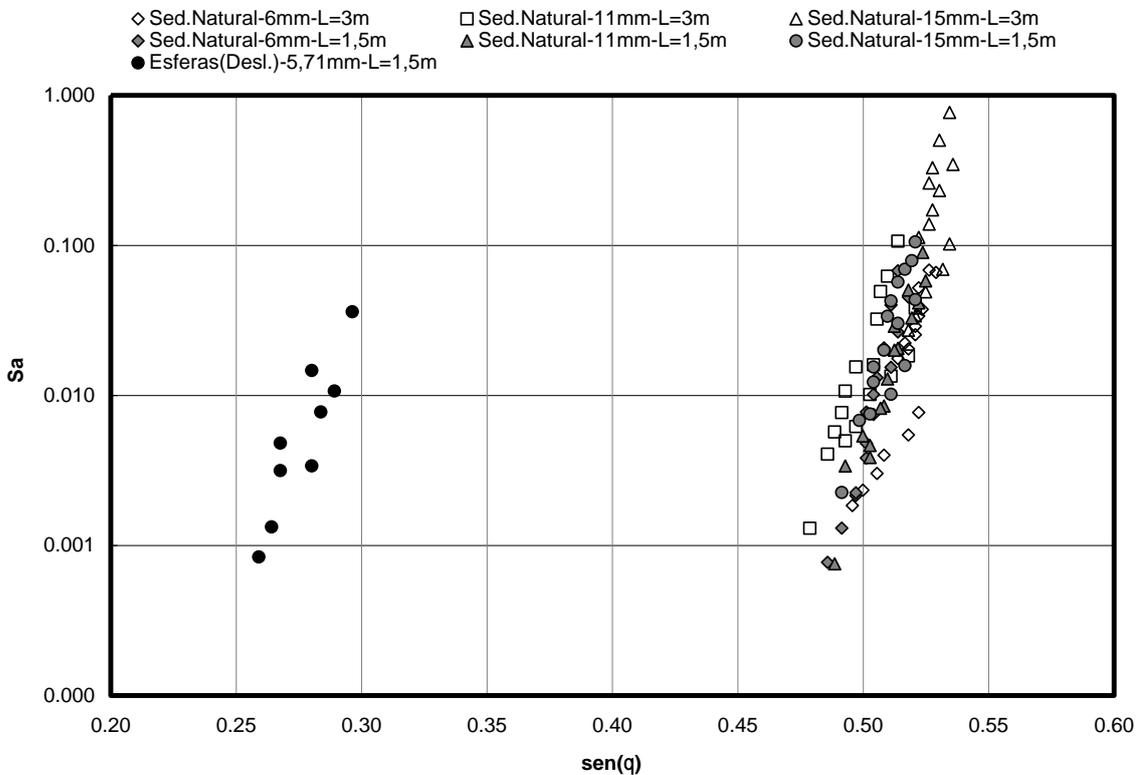


Figura 0-83: Número de Savage global versus $\text{sen}(\theta)$. Comparación de tendencias exhibidas por esferas y sedimentos naturales en el canal de fondo deslizante.

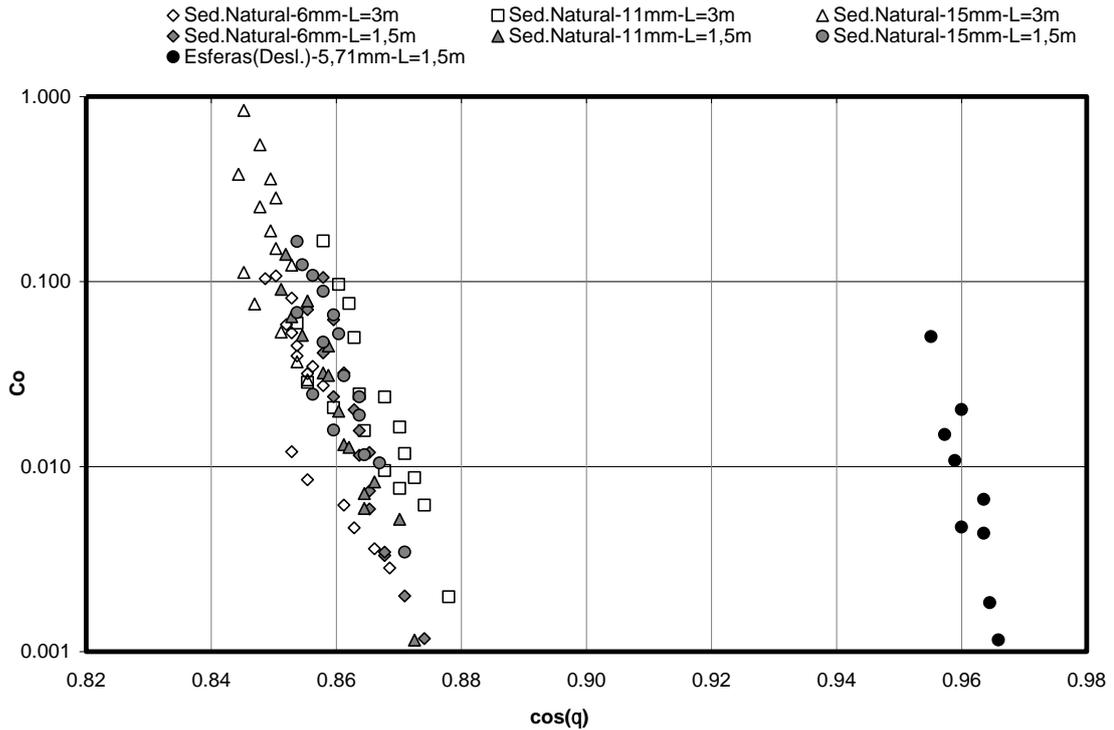


Figura 0-84: Número de Coulomb global en versus $\cos(\theta)$ Comparación de tendencias exhibidas por esferas y sedimentos naturales en el canal de fondo deslizante.

Estos dos últimos gráficos muestran que los números de Coulomb y Savage poseen un comportamiento muy similar a nivel global. La diferencia entre las distribuciones exhibidas entre ambos tipos de materiales, podría estar dando cuenta de la influencia que poseen las propiedades geométricas y mecánicas de los granos en la dinámica de los flujos generados.

Por otra parte, se observa que $Co < 1$ y $Sa \ll 0.1$ en ambos gráficos, lo que muestra que a escala global, el régimen inercial es dominante en la dinámica de las esferas. Sin embargo, esta última aseveración podría no estarse cumpliendo con los sedimentos naturales de tamaño medio igual a 15 mm los que pueden exhibir un comportamiento dominado más bien por choques entre granos, un hecho lo que efectivamente se observó en los experimentos.

5.2.5 Leyes de resistencia obtenidas a partir de las ecuaciones de movimiento

Los resultados anteriores han sido obtenidos suponiendo que la dinámica del flujo granular esta gobernada por un número discreto de variables, las que se relacionan analíticamente a través de ciertos parámetros específicos, cuya forma se especifica se determina mediante análisis dimensional.

La ley de resistencia determinada usando el enfoque basado en las educaciones de movimiento (ver detalles en la Sección 3.2), introduce el rol que juega la disipación por fricción entre granos y el esfuerzo de interacción dinámico en el movimiento de los granos. Esta ley se explicita a través de la siguiente ecuación:

$$(5.6) \quad Fr = \left[Co(\zeta) \frac{\rho_m}{\rho_s} \cos \theta \right]^{1/2} \left(\frac{h}{\delta} \right)$$

Donde $\zeta = \text{sen}(\theta - \phi_o) / \cos \phi_o$, δ representa el tamaño medio de los granos que componen el medio granular y $Co(\zeta)$ denota la dependencia funcional entre el numero de Coulomb y ζ . Precisamente, los datos medidos en los ensayos permiten establecer la forma de la dependencia $Co(\zeta)$. El grafico de la Figura 5-55 muestra esta relación, para el caso del flujo de sedimentos naturales y esferas plásticas, generados en el canal de fondo fijo (puntos con forma de \times) y en el de fondo deslizante (resto de los datos):

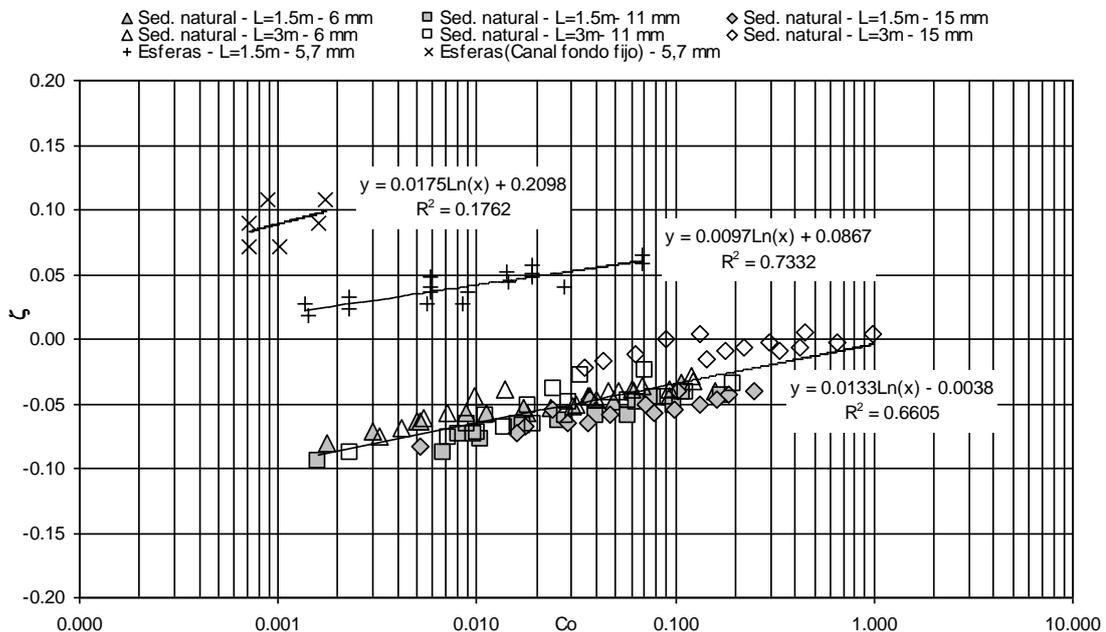


Figura 0-85: Variación del parámetro ζ en función del número de Coulomb para ambos materiales. Resumen de resultados obtenidos en canal de fondo fijo y deslizante.

Los resultados de éste gráfico muestran una clara tendencia de los sedimentos, a agruparse en torno a una única recta. Por el contrario, los datos medidos en el flujo de esferas, tanto en el canal de fondo fijo como en el de fondo deslizante, se alejan de la tendencia global determinada por los sedimentos. Este hecho indica que no

solo la geometría de los granos podría estar influyendo en la dinámica del flujo, sino que también, las condiciones de borde asociadas a la hipótesis de no resbalamiento, la cual podría no cumplirse necesariamente en el canal de fondo deslizante.

Por otra parte, en este gráfico se observa que $\zeta < 0$ para valores del número de Coulomb en el rango $0.001 < Co < 1$, lo que nos lleva a $\text{sen}(\theta - \phi_o) / \cos \phi_o < 0 \Rightarrow \theta < \phi_o$. Esto significa que, prácticamente dentro de todo el rango de experimentación con sedimentos naturales, la inclinación del canal es inferior al ángulo de fricción interno de este material. Luego, esta instalación no permitiría generar condiciones uniformes y permanentes en flujos de granos de origen fluvial, de acuerdo a los criterios establecidos en el Capítulo 2.

Caso contrario sucede con el flujo de esferas plásticas en el canal de fondo deslizante y fondo fijo. En ambos casos se tiene que $\zeta > 0$, o equivalentemente $\theta > \phi_o$. Por lo tanto, con éste material si sería posible obtener condiciones de uniformidad y permanencia en el movimiento del flujo. Esta gran diferencia exhibida por ambos tipos de material, nos lleva a inferir que existen otras variables que influyen en la dinámica del flujo y que no están siendo incluidas en la modelación de los esfuerzos dinámicos del medio granular, lo que afecta la definición de la ley de resistencia.

La Figura 5-56 muestra la tendencia entre ζ y el número de Savage global, en flujos de sedimentos naturales y artificiales generados en el canal de fondo deslizante.

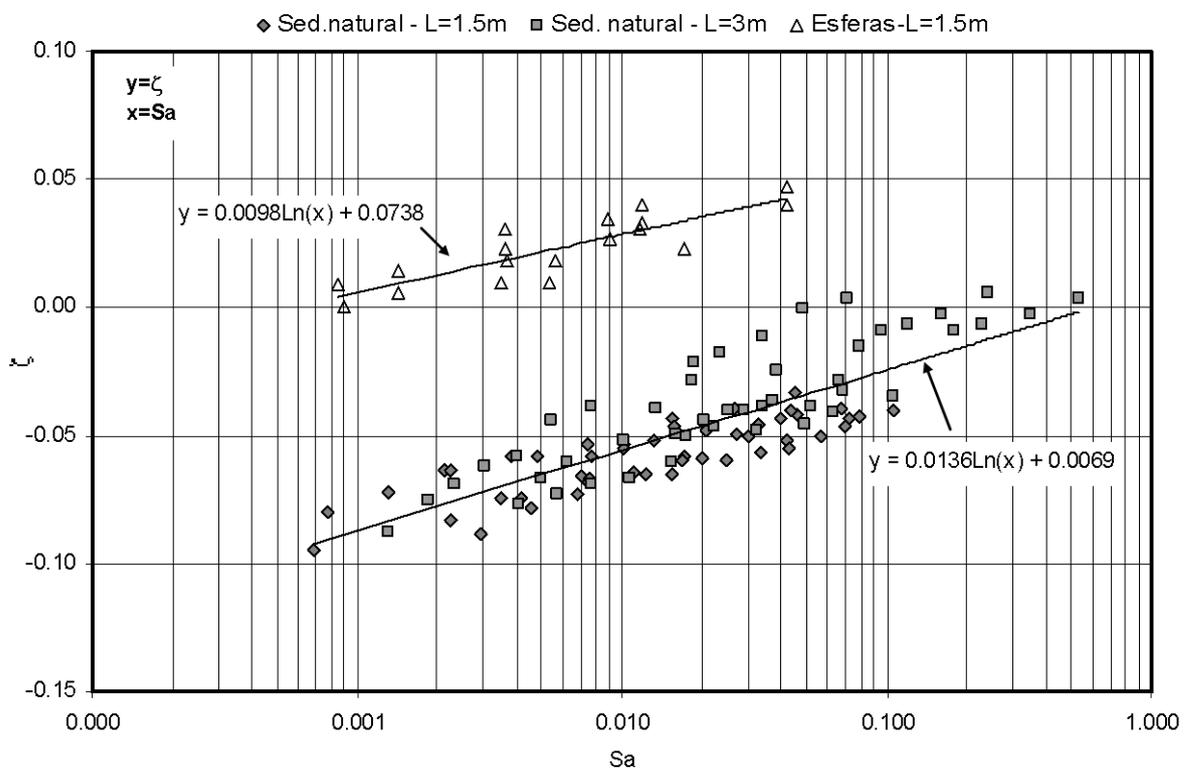


Figura 0-86: Variación del parámetro ζ en función del número de Savage (Sa)

Volviendo al gráfico de la Figura 5-55, las regresiones que ahí se muestran en la se incluyen en la Tabla 5-5:

Tabla 5-5: Relaciones $\zeta = \psi(Co)$

| Material | ψ | R^2 |
|--|-----------------------------------|--------|
| Sedimento natural | $\zeta = 0.0133 \ln(Co) - 0.0038$ | 0.6605 |
| Material artificial (Canal de fondo deslizante) | $\zeta = 0.0097 \ln(Co) + 0.0867$ | 0.7332 |
| Material artificial (Canal de fondo fijo) | $\zeta = 0.0175 \ln(Co) + 0.2098$ | 0.1762 |

Considerando los resultados que se incluyen en esta tabla, es razonable suponer que estos parámetros se encuentran relacionados por una ley de tipo potencial, i.e. $Co = a\zeta^b$, donde a y b son constantes que dependen del tipo de material. Reemplazando esta expresión en la ecuación (5.6) se encuentra la siguiente forma genérica para la ley de resistencia:

$$(5.7) \quad Fr = \left(\frac{\text{sen}(\theta - \phi)}{\cos \theta} \right)^{b/2} \left[a \frac{\rho_m}{\rho_s} \cos \theta \right]^{1/2} \left(\frac{h}{d} \right)$$

Esta ley muestra que para un material y ángulo de inclinación del canal dados, o sea d y θ fijos, se tiene que $Fr \sim h$ o bien $\bar{u} \sim h^{3/2}$.

5.3 CAMPOS DE VELOCIDAD

5.3.1 Aplicabilidad de PIV y PTV

En general, los resultados obtenidos muestran que la aplicación de las técnicas PIV y PTV, ofrece variados problemas en los granos de origen fluvial, no así en los de origen artificial.

Un mejor funcionamiento de estas técnicas, se consigue individualizando en forma clara las partículas trazadoras. Esto último, no se puede lograr de manera aceptable en el caso de los sedimentos de origen fluvial. Estos granos pueden experimentar fuertes variaciones en los contrastes de la escala de colores al desplazarse y al rotar, tanto en el plano como en profundidad. Además, la irregularidad en sus formas y la alta densidad del medio, hace que los brillos de los granos puedan cambiar las formas de estas partículas identificadas durante el tratamiento de imágenes, generando partículas espurias que entorpecen el seguimiento de los granos por estos algoritmos.

Sin duda que la calidad de las imágenes también altera los resultados. Es un hecho, que una buena calidad de imagen se obtiene usando altas frecuencias de captura de cuadros (≥ 300 fps). En este caso, al usar frecuencias muy altas, se necesitan grandes requerimientos de luminosidad y se reduce el tamaño de los cuadros, limitando la cantidad de información a obtener. En contraparte, el uso de frecuencias bajas reduce la nitidez de las imágenes, los bordes de las partículas se ven borrosos y por lo tanto aumenta el error asociado a la determinación del desplazamiento medio de los granos.

Usualmente, los algoritmos PIV disponibles en la Web se implementan para el estudio de fluidos. Esto impone restricciones en el tamaño de las partículas, la resolución y escala de colores de las imágenes, lo que trae consecuencias desde el punto de vista operativo. El tiempo de cálculo, que usualmente toma analizar una secuencia cualquiera de cuadros, depende del tamaño de la imagen y también del tamaño de la ventana de interrogación escogida.

A diferencia de lo que ocurre en medios continuos, en los medios granulares no tiene sentido determinar más de un vector de velocidad por cada grano. Esto obliga a usar ventanas de interrogación cuyo tamaño se asocia directamente con el diámetro de las partículas. En algunos casos esto puede aumentar la densidad de puntos donde se determinan las velocidades, lo que aportaría mayor información, pero hace que crezca drásticamente la duración del proceso de cálculo.

Esto obliga a buscar un equilibrio permanente entre el tamaño de la ventana de búsqueda, densidad del número de coordenadas y tiempo de cálculo. Una inapropiada elección del tamaño de la ventana de búsqueda puede conducir a resultados erróneos, debido a que por un lado, podría englobarse un pequeño número de partículas y por otro lado algunos vectores podrían ser determinados en zonas donde existen vacíos o que no son relevantes para el estudio.

El extenso uso de esta herramienta en otras experiencias, ha demostrado que pueden obtenerse vectores de velocidades inverosímiles, en regiones gobernadas por altos gradientes de velocidad o muy pobladas. Este hecho merece ser estudiado con mayor cuidado y podría estar condicionando los resultados en este trabajo.

Rutinas de prueba determinaron que tiempos de cálculo óptimos se obtienen para resoluciones de imágenes inferiores o iguales a 256x256 píxeles y para diámetros de granos entre 5 a 13 píxeles aproximadamente.

PTV si bien demostró resultados mas adecuados en la forma de los perfiles de velocidad obtenidos y una mayor flexibilidad de uso, tampoco ofrece buenos resultados en la evaluación del campo de velocidades.

En general, los “spots” no pueden identificar bien a los granos de origen fluvial, por motivos similares a los explicados en los párrafos anteriores. No ocurrió lo mismo con los granos de origen artificial, debido a que estos últimos no presentan variaciones significativas ni en forma ni en la intensidad de colores de las áreas identificadas, al desplazarse y al rotar.

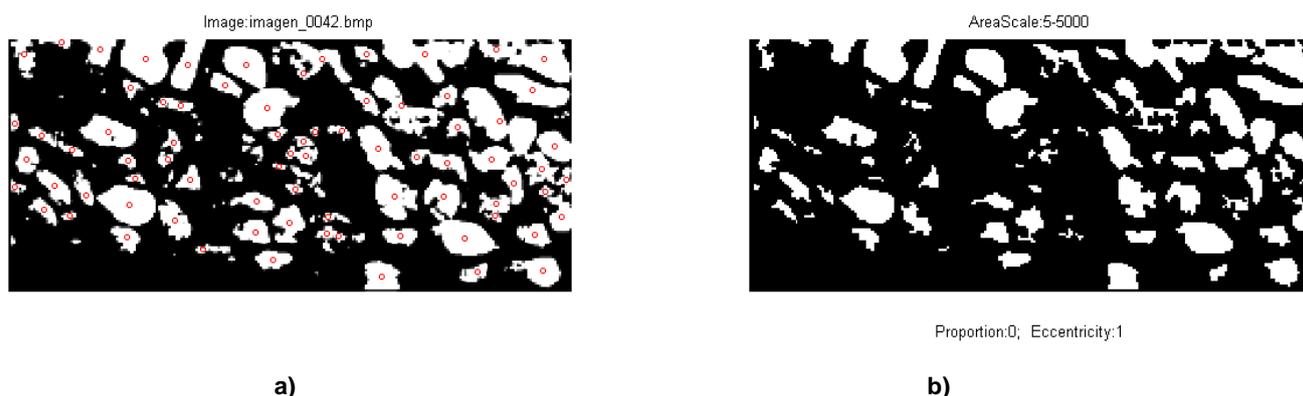


Figura 0-87: a) Identificación de “spots” en un cuadro. b) Cuadro “filtrado” según criterios de área e intensidad de la escala de colores.

Debido a que los vectores de velocidad se encuentran heterogéneamente distribuidos dentro de cada cuadro, se hizo necesario utilizar métodos de interpolación en dos dimensiones para obtener el campo de velocidad, dentro de una malla de coordenadas uniformemente distribuida. La elección de estos métodos no es arbitraria, puesto que cada técnica de interpolación tiene limitaciones. Por lo tanto, un uso inadecuado de estas herramientas pueden conducir a resultados que no representan correctamente el comportamiento observado experimentalmente.

En este estudio se uso un método de interpolación de tipo Kriging. Este método opera acorde con la distribución espacial de los “spots” identificados, es decir interpola, dentro de un rango asignado por el usuario, sólo en regiones donde se encuentra seguro de que dispone información. Por lo tanto, este método asegura que los valores interpolados son coherentes tanto en número como en magnitud, con la cantidad de información disponible por cada cuadro.

Para comparar algunos resultados obtenidos con PIV y PTV para distintas situaciones, se han graficado algunos perfiles de velocidad medidos en la pared del canal de fondo deslizante. En la Figura 5-58 se comparan los resultados obtenidos en sedimentos de origen natural de tamaño $D_{50}=6\text{mm}$ para las mismas condiciones experimentales.

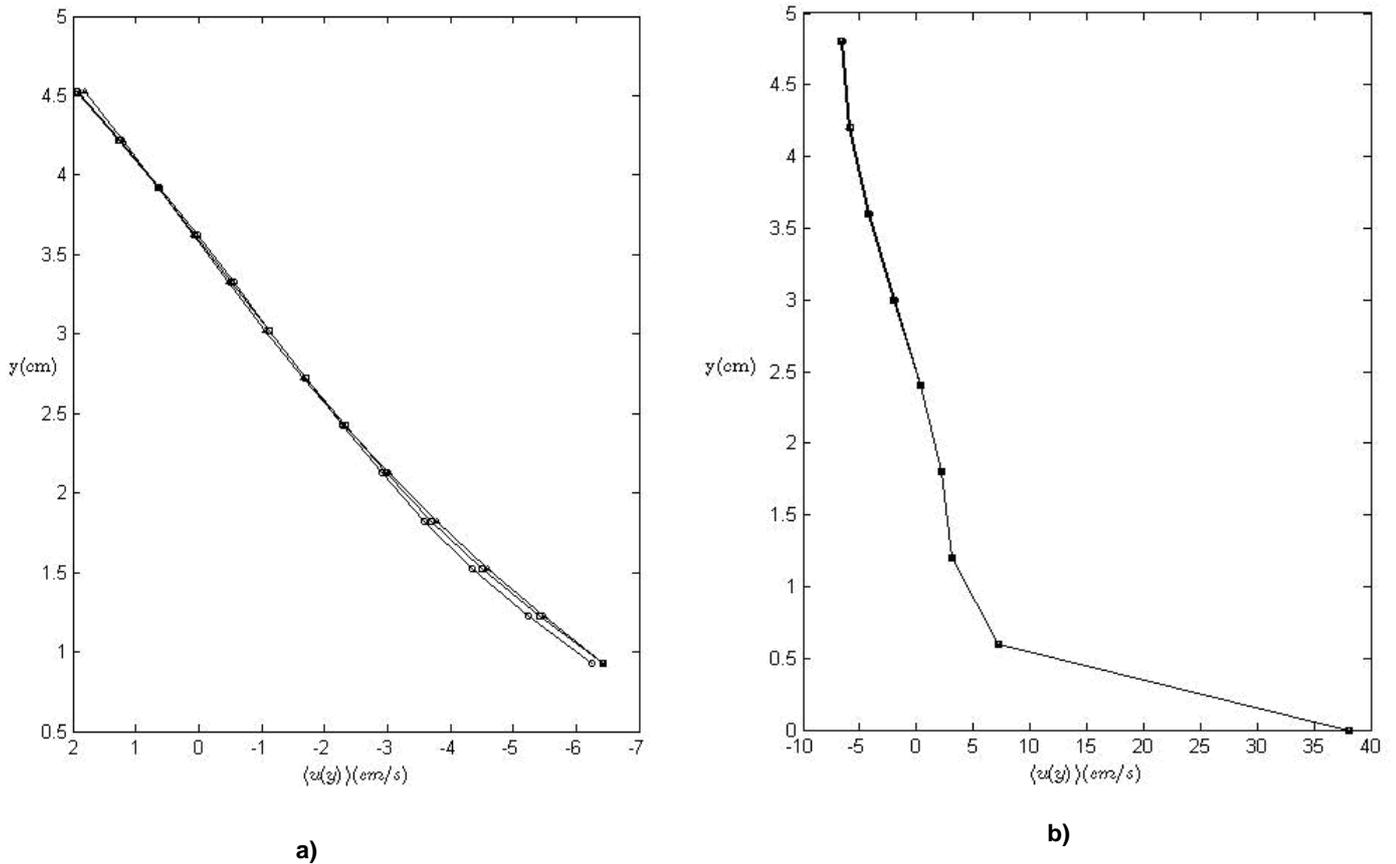
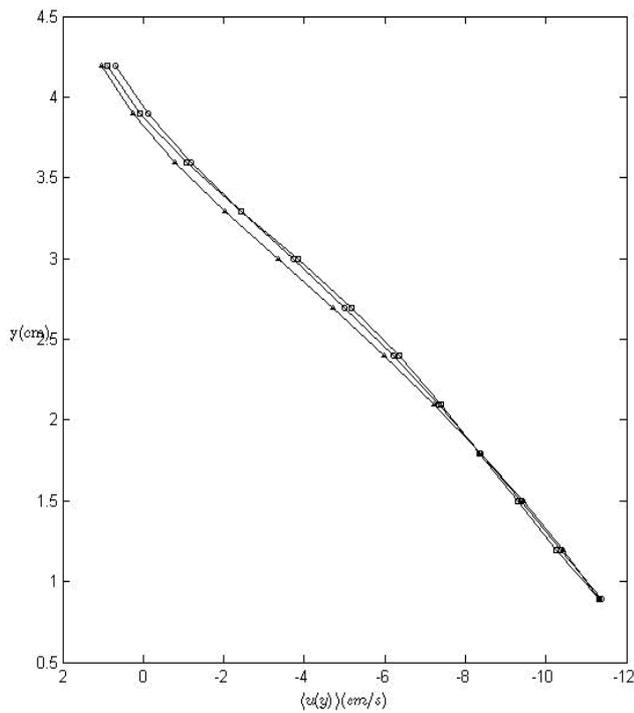


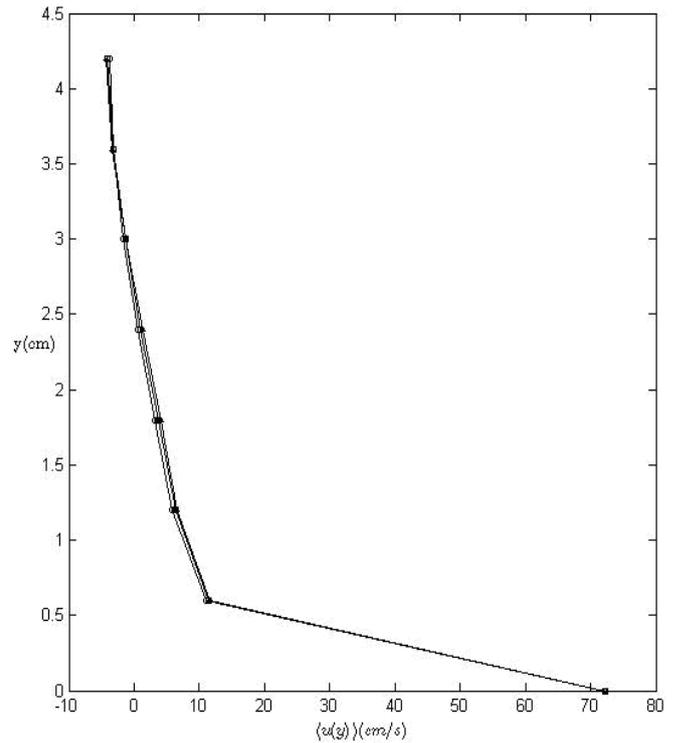
Figura 0-88: Distribuciones de velocidad en la pared ($d_{50}=6\text{mm}$, $h(\text{flujo})=5.1989\text{cm}$, Angulo de inclinación= 31.7° , $V(\text{cinta})=38.08\text{ cm/s}$). a) Con PIV b) Con PTV.

Las diferencias son muy notorias en ambos perfiles. La técnica PIV entrega como resultados perfiles mas parecidos a una distribución de tipo lineal, mientras que la técnica PTV muestra un perfil mas parecido a una distribución de tipo logarítmico. Ambas situaciones no son coherentes con el comportamiento de los granos observado en la práctica. Por esta razón, estos resultados no tienen ninguna validez para efectos de análisis.

Cuando la velocidad de la cinta aumenta, los resultados empeoran tal como muestra la Figura 5-59. Las técnicas de velocimetría fallan rotundamente en este caso, debido a que se vuelve más difícil identificar correctamente a los granos y por ende establecer buenas técnicas de correlación en la determinación de las posiciones. Esta situación se hace patente en las Figuras.



a)



b)

Figura 0-89: Distribuciones de velocidad en la pared ($d_{50}=6\text{mm}$, $h(\text{flujo})=5.1989\text{cm}$, ángulo de inclinación= 32.1° , $V(\text{cinta})=72.24\text{ cm/s}$. a) Con PIV b) Con PTV.

En cuanto a los perfiles obtenidos desde la superficie, PIV arroja resultados un poco más coherentes con las trayectorias de las partículas observadas en esas posiciones, pero el problema asociado a las magnitudes de estas velocidades persiste. Al usar PTV, como algoritmo de cálculo la situación no cambia, puesto que no se logra una correcta identificación y seguimiento realizado por los “spots”.

Por lo tanto, los resultados obtenidos con estas técnicas en el caso de sedimentos de origen fluvial no son confiables para el análisis de tipo cualitativo o cuantitativo. No sucede lo mismo en el caso de las esferas plásticas. En este caso, la identificación de granos no ofrece mayores inconvenientes. Asimismo, los campos de velocidad determinados con estas técnicas muestran ser consistentes con los observados experimentalmente tanto en forma como en magnitud, lo que hace que los resultados obtenidos con estas técnicas sean confiables para su posterior análisis tanto cuantitativo como cualitativo.

5.4 ANALISIS DE SERIES TEMPORALES DE VELOCIDAD.

5.4.1 Consideraciones generales

Por las razones explicadas en la sección 5.3.1, la formulación y análisis que se detalla a continuación se aplican exclusivamente a los registros obtenidos con el flujo esferas plásticas en los ensayos en el canal de fondo deslizante.

Una vez determinados los campos de velocidad asociado a estos granos, es posible establecer varios parámetros de interés y la estructura cinemática de estos flujos. Por convención siempre asumiremos que $t^{(1)} = 0$ y M representa la cantidad total de cuadros que componen cada secuencia en análisis. De ahora en adelante la notación $\langle(\cdot)\rangle$ representará promedios temporales.

Dentro de los resultados obtenidos desde la pared, $u_i = (u, v)$ representará las componentes de la velocidad y $\vec{X} = (x, y)$ las coordenadas. En forma precisa, x denota un eje paralelo al fondo y que crece en contra del sentido del escurrimiento e y es un eje perpendicular a x y que crece hacia la superficie.

Para los resultados obtenidos desde la superficie, $u_i = (u, w)$ denotará ambas componentes de la velocidad y $\vec{X} = (x, z)$ la posición. En este caso, x adopta la misma definición anterior, pero z es un eje perpendicular a x y paralelo a un plano que cruza transversalmente el canal.

5.4.2 Velocidad media

Se define la velocidad del flujo promediada en el tiempo de la siguiente manera:

$$(5.8) \quad \langle u_i(\vec{X}) \rangle = \frac{1}{M} \cdot \sum_{m=1}^M u_i(\vec{X}, t^{(m)})$$

Donde $t^{(m)} = m \cdot \Delta t$ y m denota el m -ésimo cuadro de la secuencia en estudio. Cuando los campos de velocidad son calculados con PIV esta definición se aplica directamente, pero cuando estos son determinados con PTV se hace uso de la siguiente expresión:

$$(5.9) \quad \langle u_i(X_l, Y_k) \rangle = \frac{\sum_m \sum_i I_i^{(m)}(k) \cdot u_i^{(m)}}{\sum_m \sum_i I_i^{(m)}(k)}, \text{ con } k = 1, \dots, s; l = 1, \dots, p$$

La función $I_i^{(m)}$ se define como:

$$(5.10) \quad \begin{cases} I_i^{(n)}(k) = 1 & \text{si } Y_k - d/2 \leq Y_k^{(n)} \leq Y_k + d/2 \\ I_i^{(n)}(k) = 0 & \sim \end{cases}$$

Donde d es el diámetro medio de la partícula. Una vez conocida la velocidad media del flujo, se pueden aplicar todas las definiciones anteriores y las que se plantean a continuación.

5.4.3 Fluctuaciones aleatorias de velocidad

Basándonos en la descomposición de Reynolds, todo parámetro $e(\vec{X}, t)$ que varía en el tiempo puede ser descompuesto en dos funciones: una media temporal $\bar{e}(\vec{X}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T e(\vec{X}, t) dt$ más una fluctuación en torno a la media $e'(\vec{X}, t)$, es decir

$$e(\vec{X}, t) = \bar{e}(\vec{X}) + e'(\vec{X}, t).$$

Las series temporales de velocidad obtenidas, representan un conjunto discreto de puntos. Por lo tanto, las definiciones precedentes se aplican de una manera ligeramente distinta. Se define la fluctuación aleatoria de velocidad en el instante $t^{(m)}$ como:

$$(5.11) \quad u'_i(\vec{X}, t^{(m)}) = u_i(\vec{X}, t^{(m)}) - \langle u_i(\vec{X}) \rangle$$

Donde $\langle u(\vec{X}) \rangle = (1/m) \cdot \sum_{k=0}^m u(\vec{X}, t^{(k)})$ denota la media temporal de la velocidad de la partícula hasta el instante $t^{(m)}$.

5.4.4 Promedios acumulados de velocidad

Se define el promedio acumulada de velocidad hasta el instante $t^{(m)} < t^{(M)}$, para cada posición \vec{X} , como:

$$(5.12) \quad \langle u_i(\vec{X}, t^{(m)}) \rangle = \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m u_i(\vec{X}, t^{(k)})$$

El instante $t^{(m^*)}$ a partir del cual se produce la convergencia de estos promedios define la duración de cada video.

5.4.5 Promedios acumulados de las fluctuaciones aleatorias cuadráticas de velocidad.

De manera similar a la definición dada en (4.16) se define el promedio acumulado de los cuadrados de las fluctuaciones aleatorias de velocidad, calculado hasta el instante $t^{(m)}$ como:

$$(5.13) \quad \langle u_i^2(\vec{X}, t^{(m)}) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{m < M} u_i^2(\vec{X}, t^{(k)})$$

A partir de esta definición, se obtienen directamente los RMS de cada componente de la velocidad:

$$(5.14) \quad u_i^{rms} = \sqrt{\frac{1}{M} \sum_{m=1}^M u_i'^2(\bar{X}, t^{(m)})}$$

5.4.6 Auto-correlaciones de velocidad

A partir de las fluctuaciones de velocidad se define la función de auto-correlación temporal normalizada de la siguiente manera:

$$(5.15) \quad R_{u_i u_j}(\bar{X}, \delta t) = \frac{\langle u_i'(\bar{X}, t) \cdot u_j'(\bar{X}, t + \delta t) \rangle}{\langle u_i' u_j' \rangle}$$

Donde $t \in [0, \dots, t^{(M)} - \delta t]$ y $\delta t \in [0, \dots, t^{(M)} / 2]$. Para el caso de un conjunto discreto de puntos, esta función se describe de la siguiente manera:

$$(5.16) \quad R_{u_i u_j}(\bar{X}, \delta t = t^{(k)}) = \frac{M}{M - k} \sum_{1 \leq m \leq M - k} \frac{u_i'(\bar{X}, t^{(m)}) \cdot u_j'(\bar{X}, t^{(m)} + t^{(k)})}{u_i'(\bar{X}, t^{(m)}) u_j'(\bar{X}, t^{(m)})}$$

Donde $t^{(k)} \in [0, \dots, t^{(M)} / 2]$.

5.4.7 Promedio espacial de la velocidad media del flujo

Integrando los perfiles de velocidad, se puede obtener un promedio de la velocidad media del flujo para cada posición x_l , el que se define como:

$$(5.17) \quad \overline{\langle u_i(x_l) \rangle} = \frac{1}{L} \int_0^L \langle u_i(x_l, q) \rangle dq$$

Donde $L = h_u$, $q = y$ para los perfiles obtenidos desde la pared y $L = b_c$, $q = z$ y b_c el ancho del canal, para los perfiles obtenidos desde la superficie. El promedio de los valores obtenidos a partir de la fórmula (5.17), puede considerarse como un valor representativo de la velocidad media del flujo, espacial y temporal, en la dirección del escurrimiento:

$$(5.18) \quad \bar{u} = \frac{1}{P} \sum_{l=1}^P \overline{\langle u_i(x_l) \rangle}$$

5.4.8 Distribución local del número de Savage y el número de Coulomb

A partir de las distribuciones de velocidad en cada posición, se puede conocer la forma en que varían el número de Savage y el número Coulomb a escala local. Para ello se hace uso de las siguientes expresiones:

$$(5.19) \quad Sa_y = \frac{\delta^2}{g(h_u - y)} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^2 \approx \frac{\delta^2}{g(h_u - y)} \left(\frac{\Delta \langle u \rangle}{\Delta y} \right)^2$$

$$(5.20) \quad Co_y = \frac{\delta^2}{g(h_u - y) \cos(\theta)} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^2 \approx \frac{\delta^2}{g(h_u - y) \cos(\theta)} \left(\frac{\Delta \langle u \rangle}{\Delta y} \right)^2$$

Donde δ representa el diámetro medio de las esferas plásticas y $\Delta \langle u \rangle = u(x_l, y_{i+1}) - u(x_l, y_i)$ con $\Delta y = y_{i+1} - y_i$.

5.5 RESULTADOS DEL ANALISIS DE SERIES TEMPORALES

5.5.1 Esferas plásticas en el canal de fondo deslizante. Determinación del período de análisis

Para la determinación de los periodos de análisis a considerar para cada secuencia de cuadros registrados, se hace uso de los promedios acumulados de velocidad. Los gráficos de estos promedios, muestran que el valor de esta convergencia depende de la posición donde estos se calculan. No obstante esto último, la convergencia de estos promedios acumulados se produce aproximadamente a los 10 segundos de iniciada cada secuencia de grabación.

La Figura 5-60 y 5-61 muestra dos situaciones distintas. La primera de ellas muestra la condición donde los granos se encuentran en contacto con el fondo del flujo. En esta situación la convergencia en un tiempo inferior a 1 segundo, lo que podría explicarse por las altas velocidades transferidas por la cinta transportadora a los granos.

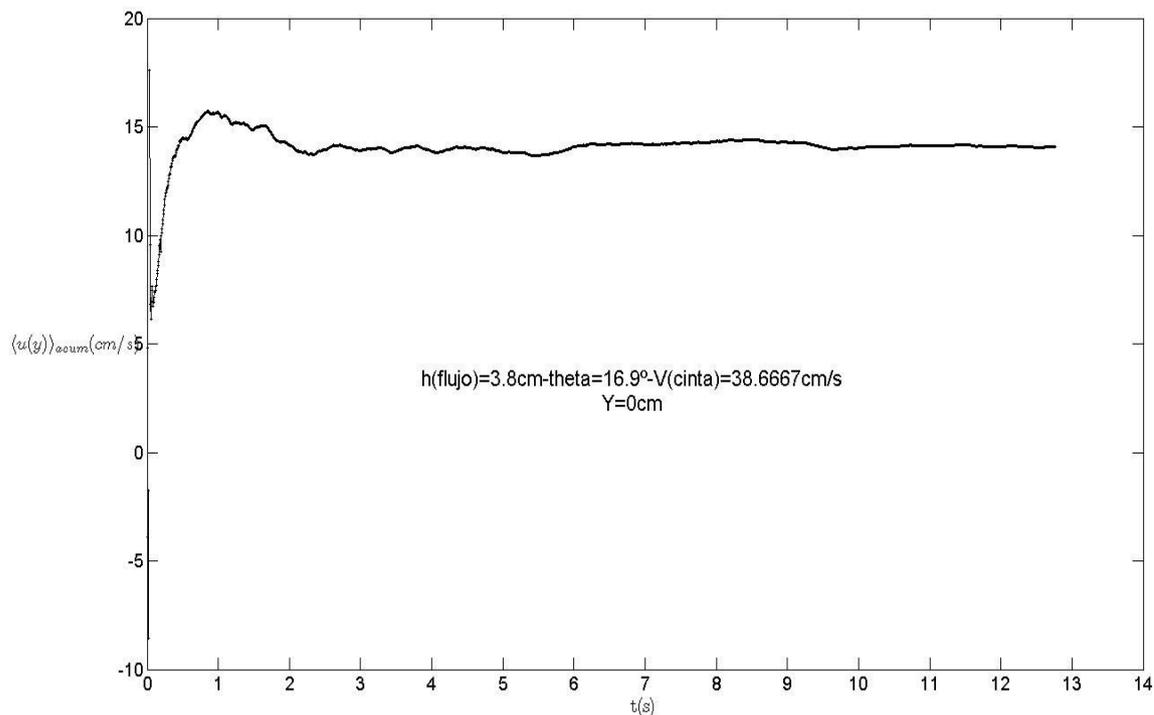


Figura 0-90: Material artificial en canal de fondo deslizante. Promedios acumulados de velocidad en el fondo del canal.

La Figura 5-61 muestra la situación donde los granos se encuentran cerca del punto medio del flujo. En este caso la convergencia del promedio acumulado se produce en un tiempo más grande respecto del caso anterior. Este hecho se debe a que estos granos se encuentran en una zona donde los gradientes de velocidad son menores, por lo tanto la convergencia de este parámetro se debería producir en un tiempo más largo respecto del caso anterior.

El lapso de tiempo donde se producen estas convergencias, fijan la cantidad de cuadros m^* a analizar por cada video. Se determino así $m^*=1000$ cuadros a analizar para los videos grabados a una velocidad de 90 fps y $m^*=1400$ cuadros para los videos que fueron grabados a 160 fps.

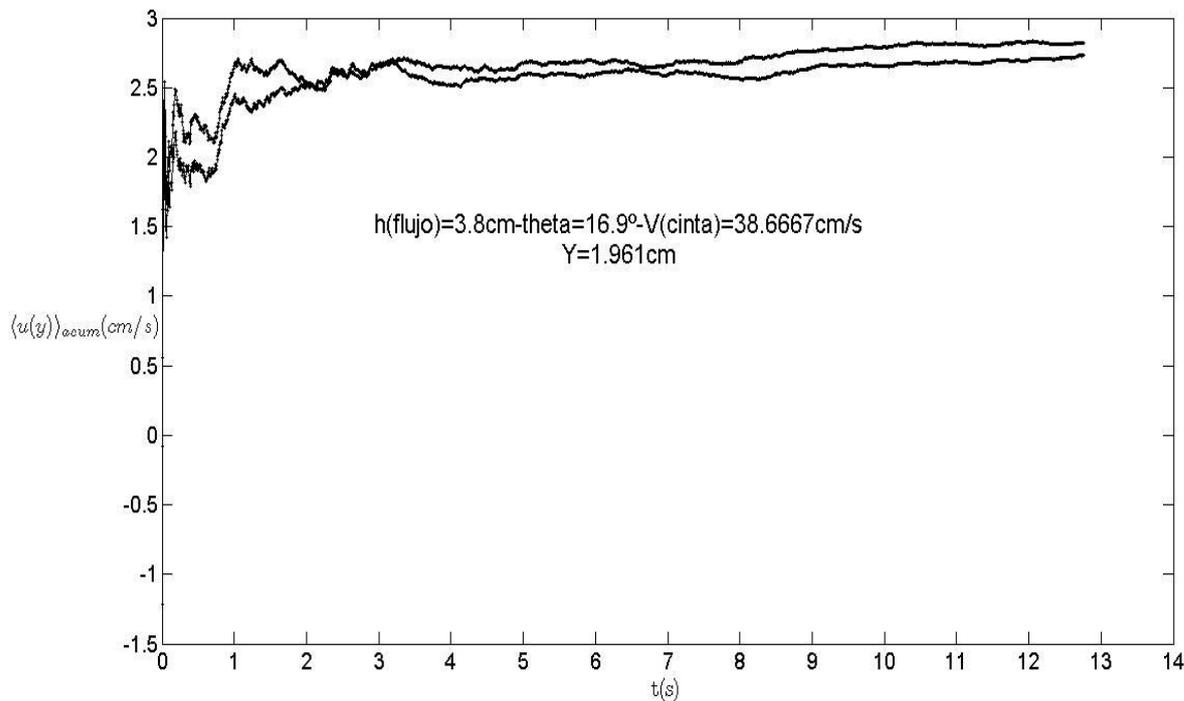


Figura 0-91: Material artificial en canal de fondo deslizante. Promedios acumulados cerca del punto medio del flujo. En este caso se ha graficado para dos posiciones distintas en la longitudinal.

5.5.2 Perfiles de velocidad en el canal de fondo deslizante con esferas

Los perfiles de velocidad fueron obtenidos mediante el uso de algoritmos PTV. Un ejemplo de los perfiles obtenidos con esta técnica, se visualiza en la Figura 5-62. En esta figura, el gradiente de velocidad se pronuncia fuertemente hacia el fondo y decrece en magnitud hacia la superficie.

Fuertes curvaturas caracterizan estos perfiles para posiciones cercanas a la superficie y el fondo, excepto en la zona central del flujo (i.e. el que separa la superficie del fondo), donde se tiene una distribución de velocidad prácticamente lineal. Lo anterior indica que, los gradientes de velocidad más grandes se tienen para los granos ubicados en el fondo y en la superficie, lo que se debe a la alta velocidad de corte transferida por la cinta para los primeros y al efecto de la gravedad para los segundos.

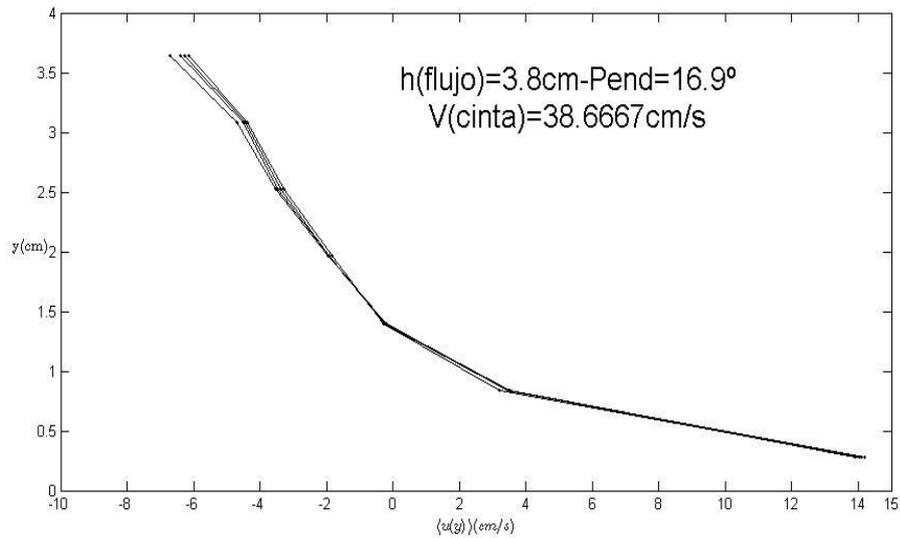


Figura 0-92: Distribución de velocidades del flujo de esferas en canal de fondo deslizante para bajas velocidades de la cinta transportadora.

A medida que crece la velocidad de la cinta, las magnitudes de las velocidades de los granos, medidas en la superficie y el fondo, tienden a ser similares. La Figura 5-63 da cuenta de esta situación. En este caso, el perfil de velocidades tiende a variar en forma prácticamente lineal con la profundidad, a excepción de la capa en contacto con el fondo, donde el gradiente de velocidad tiende a ser más pronunciado.

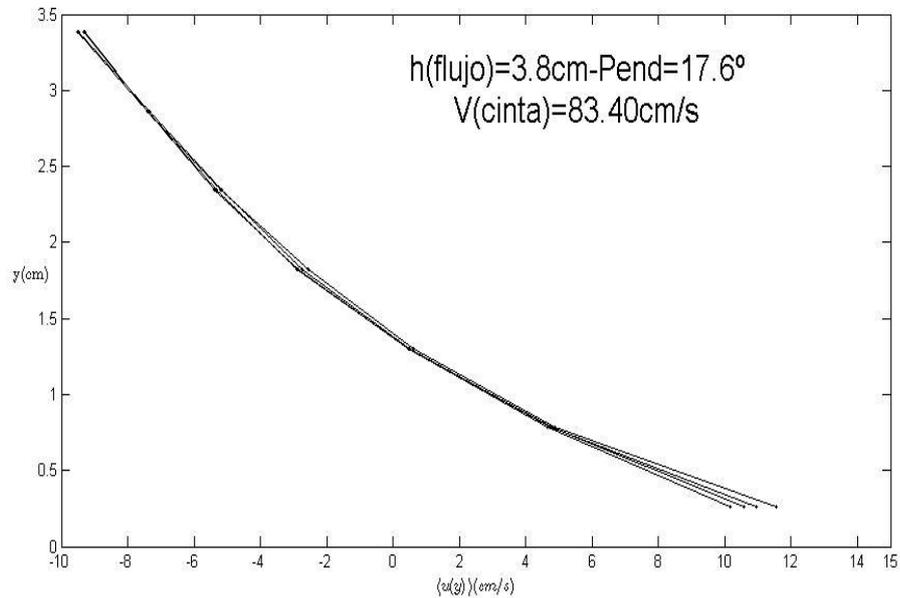


Figura 0-93: Distribución de velocidades en la pared del canal de fondo deslizante para altas velocidades de la cinta transportadora.

En tanto, la Figura 5-64 muestra los resultados obtenidos para condiciones similares a las de la Figura 5-62, pero en la superficie del flujo. En este caso, los perfiles de velocidad tienden a curvarse significativamente hacia el centro del flujo distinguiendo la velocidad máxima en el centro del flujo y velocidades mínimas en las paredes del canal. Por lo tanto, los gradientes más altos de velocidad se dan en esta última región.

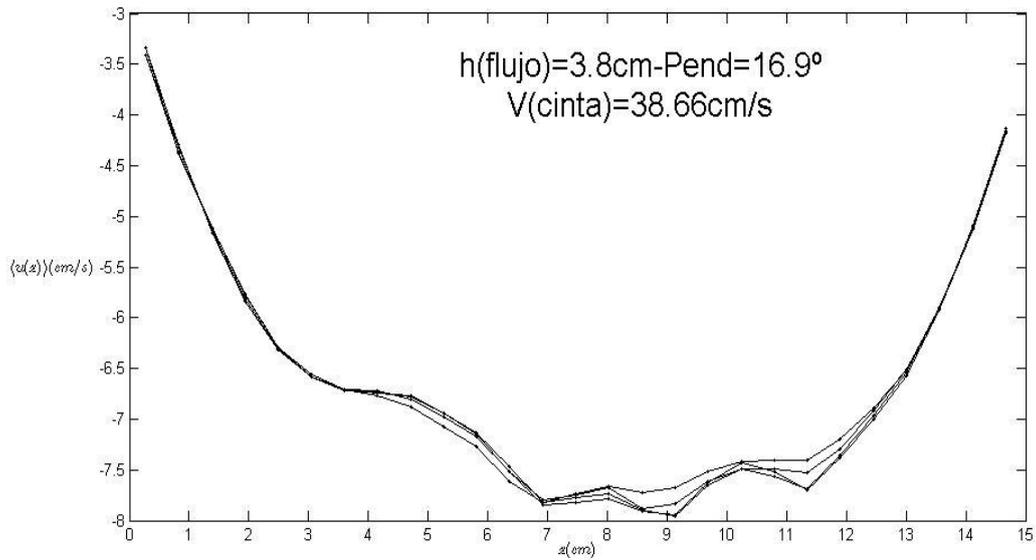


Figura 0-94: Distribución de velocidades en la superficie del canal de fondo deslizante para bajas velocidades de la cinta transportadora.

El gráfico de la Figura 5-65 muestra los resultados obtenidos para condiciones similares a las de la Figura 5-63, pero en la superficie del flujo. En este caso, los perfiles de velocidad tienden a curvarse significativamente hacia el centro del flujo distinguiendo la velocidad máxima precisamente en el centro de éste y velocidades bastante más reducidas para los granos en contacto con las paredes del canal. Los gradientes más altos de velocidad se obtienen, por lo tanto, en esta última región.

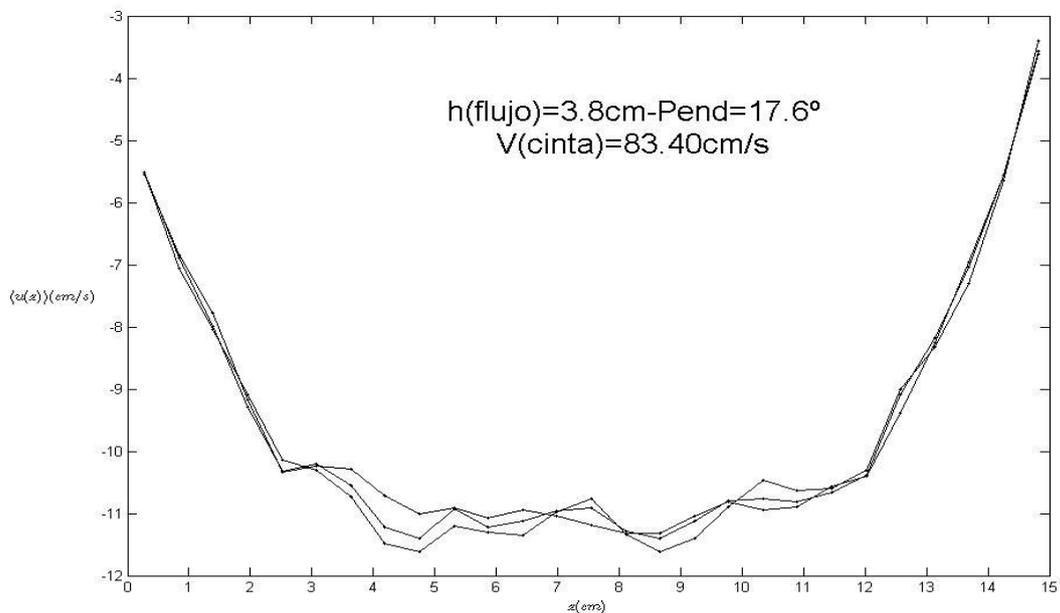


Figura 0-95: Distribución de velocidades en la superficie del canal de fondo deslizante para altas velocidades de la cinta transportadora.

5.5.3 Perfiles de velocidad en canal de fondo fijo con esferas

Mediante el uso de técnicas PTV, se obtuvieron perfiles de velocidad para tres inclinaciones del canal distintas: 18°, 19° y 20°. Estos perfiles se muestran en la Figura 5-66. Este gráfico revela que, a medida que crece el ángulo de inclinación del fondo del canal, las distribuciones tienden a desplazarse en el sentido creciente de la velocidad, es decir las velocidades de los granos crecen a nivel global en función de la pendiente.

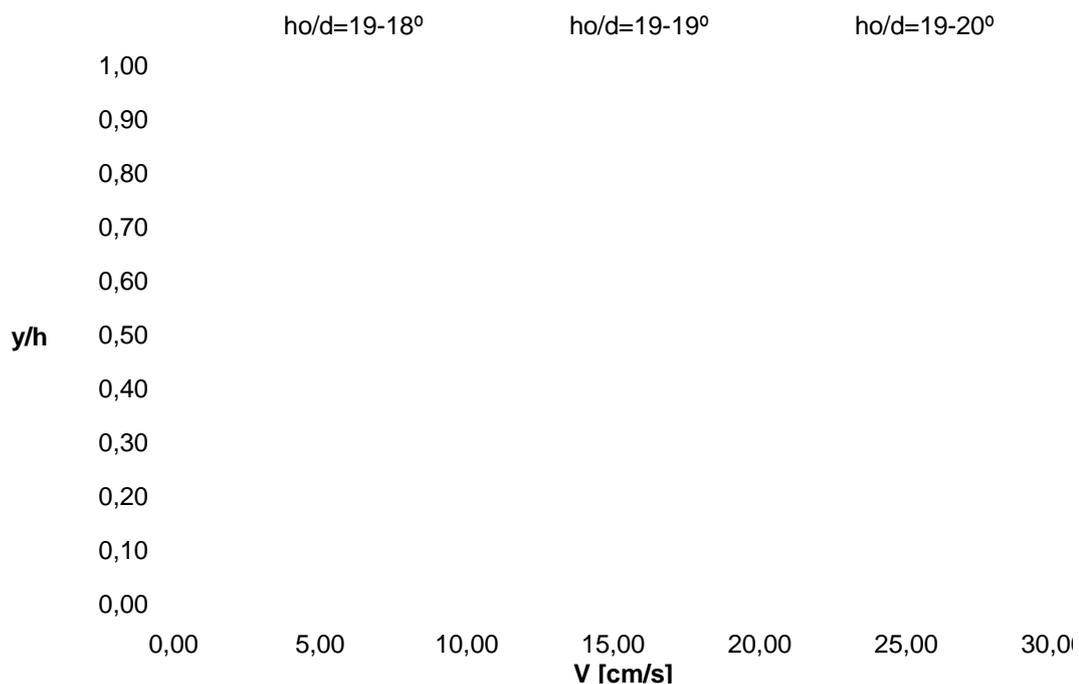


Figura 0-96: Perfil de velocidad en canal de fondo fijo. Abertura de la compuerta de la tolva h_0 =es 19d.

Cuando la apertura de la compuerta de la tolva aumenta, los perfiles de velocidad se modifican ligeramente en magnitud, pero no en su forma. Las distribuciones obtenidas se calcularon para las mismas inclinaciones del canal y usando la velocidad media del flujo determinada con PTV. Esta observación se observa con mayor claridad en el gráfico de la Figura 5-67.

Recordando resultados clásicos de la mecánica de fluidos, los perfiles obtenidos se asemejan bastante a las distribuciones de velocidad de flujos tipo Couette. Esta analogía, corrobora que la hipótesis de no deslizamiento en el fondo podría considerarse aproximadamente válida en esta instalación.

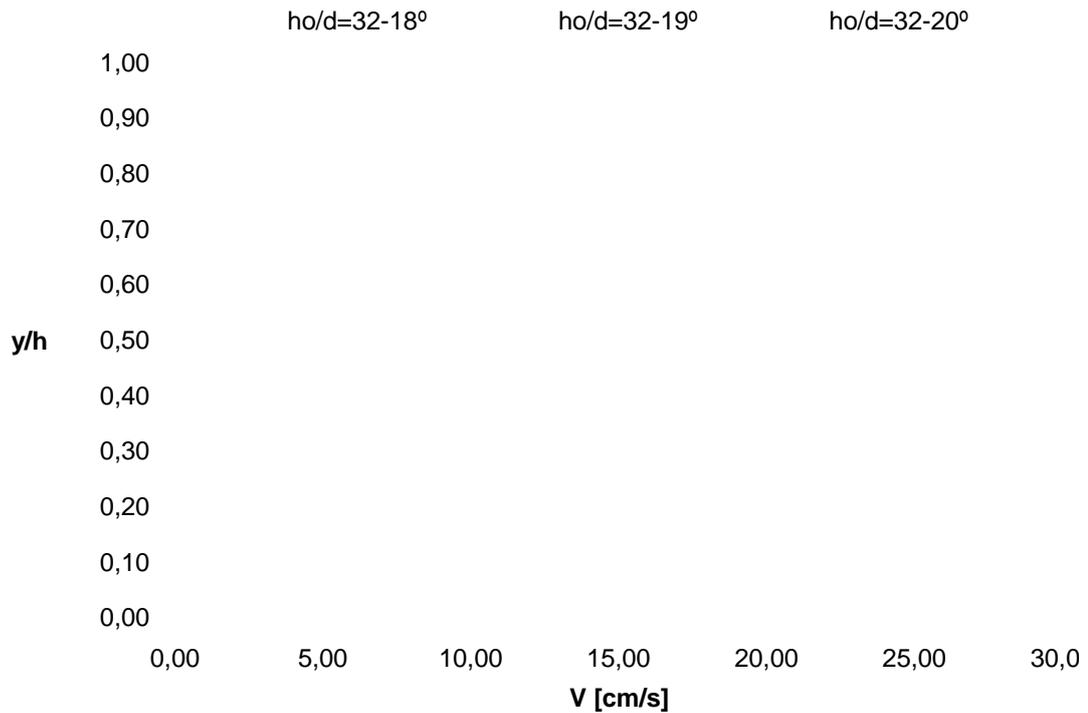


Figura 0-97: Perfil de velocidad de las esferas en el canal de fondo fijo. Abertura de la compuerta de la tolva $h_0 = 32d$.

Al comparar los perfiles de velocidad de las Figuras 5-66 y 5-67, se observa que la rapidez de los granos son muy parecidas entre sí a distintas profundidades, lo que nos permite inferir que la estructura cinemática de ellos podría ser independiente de la tasa de flujo volumétrico que entrega la tolva, es decir, la velocidad de los granos aparentemente se independiza de las condiciones de aguas arriba y por lo tanto dependería, sólo de las características de la instalación, tal como fue explicado en el análisis cualitativo.

5.5.4 Números locales de Savage y Coulomb en esferas plásticas en canal de fondo deslizante.

En general, la distribución de los números de Coulomb y de Savage muestra que ambos parámetros crecen a medida que nos movemos hacia el fondo y la superficie libre del flujo y reducen fuertemente su magnitud en el tramo intermedio del flujo. Estas distribuciones revelan además, que se obtienen tres tipos distintos de comportamientos a escala vertical, los que se encuentran fuertemente influenciados por la altura de escurrimiento ($Sa, Co \sim 1/h^3$) y por el gradiente de velocidad ($Sa, Co \sim (\partial \bar{u} / \partial y)^2$).

La Figura 5-68 muestra el perfil del número de Coulomb local respecto de la distancia al fondo del canal. Como se explico anteriormente, este parámetro es máximo en el fondo, decrece hacia el centro del flujo y vuelve a crecer nuevamente hacia la superficie. Esto indica, que en la zona cercana al fondo y la superficie, la tasa de colisiones se incrementa tal como fue descrito en el análisis dimensional, no así en las capas intermedias del flujo donde los contactos prolongados entre los granos muestran ser más dominantes.

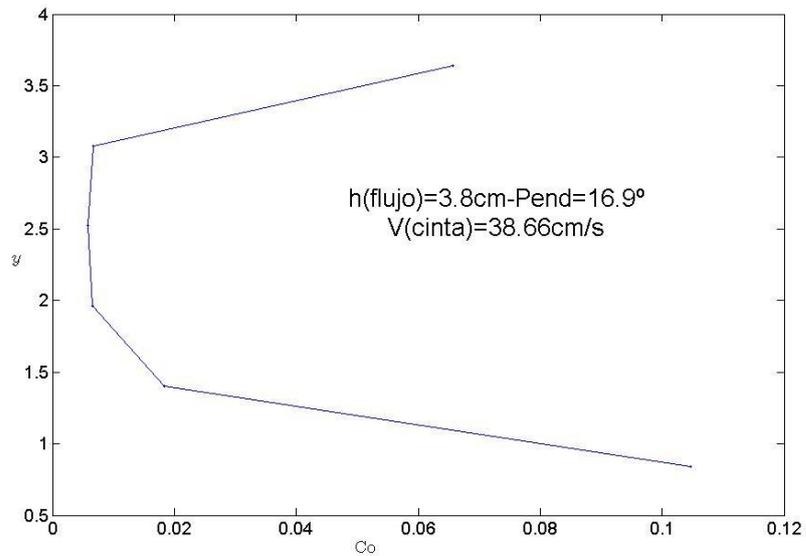


Figura 0-98: Situación de bajas velocidades de la cinta. Perfil del número de Coulomb local.

El perfil del número de Savage local también muestra un comportamiento similar al del número de Coulomb, aunque con variaciones no tan pronunciadas. Para este parámetro siempre se tiene que $Sa < 0.1$, lo que muestra que el flujo está gobernado en el fondo por colisiones debido a contactos prolongados. Este perfil se muestra en la Figura 5-69.

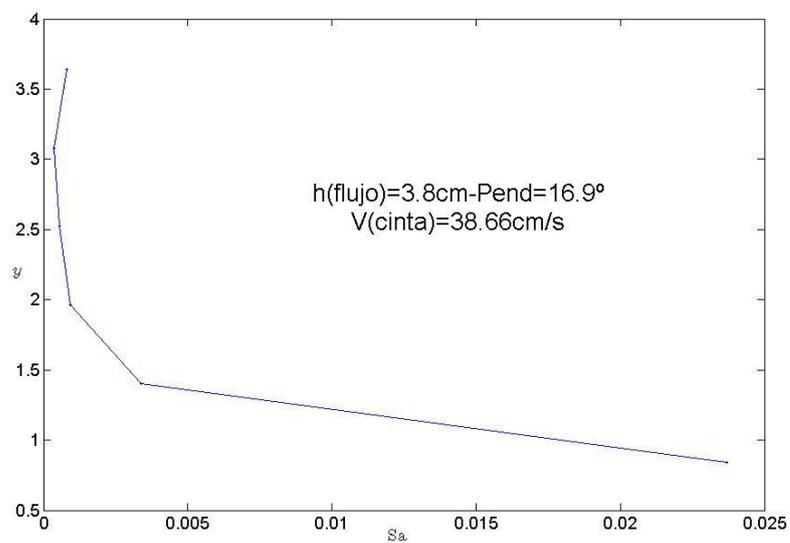


Figura 0-99: Situación de bajas velocidades de la cinta. Perfil del número de Savage local.

5.5.5 Funciones de auto-correlación de velocidad en esferas plásticas

Las funciones de auto-correlación para el flujo de esferas plásticas en el canal de fondo deslizante, muestran que la componente de velocidad en la dirección del flujo u esta bien correlacionada a intervalos de tiempos muy cortos y relativamente regulares.

Este comportamiento difiere del observado en los experimentos, donde las interacciones entre los granos ocurren a través de contactos, cuya duración supera ostensiblemente a la determinada en el grafico. Este resultado, nos lleva a que lo que se obtiene en estos gráficos es básicamente “ruido” o errores de medición, derivados probablemente de movimientos o vibraciones al momento de hacer el registro del flujo o de las técnicas de interpolación efectuadas durante los cálculos de velocidad dentro de la malla uniformemente espaciada.

No obstante, el comportamiento de esta función muestra ser dependiente de la posición vertical en la cual es evaluada, es decir, la magnitud del intervalo que separa picos sucesivos de esta función, decrece a medida que nos desplazamos hacia la superficie. Este hecho, si concuerda con lo observado en los experimentos, puesto que los granos tienden efectivamente a experimentar distintos comportamientos o regímenes dependiendo de su distancia al fondo del canal.

La Figura 5-70 muestra una situación donde la función de autocorrelación es calculada cerca de la superficie para distintas posiciones en la dirección longitudinal. Los patrones de comportamiento que exhibe esta función permiten entender algunas características asociadas al movimiento de los granos. Por una parte se observa un fuerte descenso de esta función en el intervalo $[0s., 0.1s.]$ aproximadamente. De ahí en adelante la función exhibe un comportamiento aproximadamente oscilatorio en torno a un eje que cruza el valor $R_{u'u'} = 0.1$.

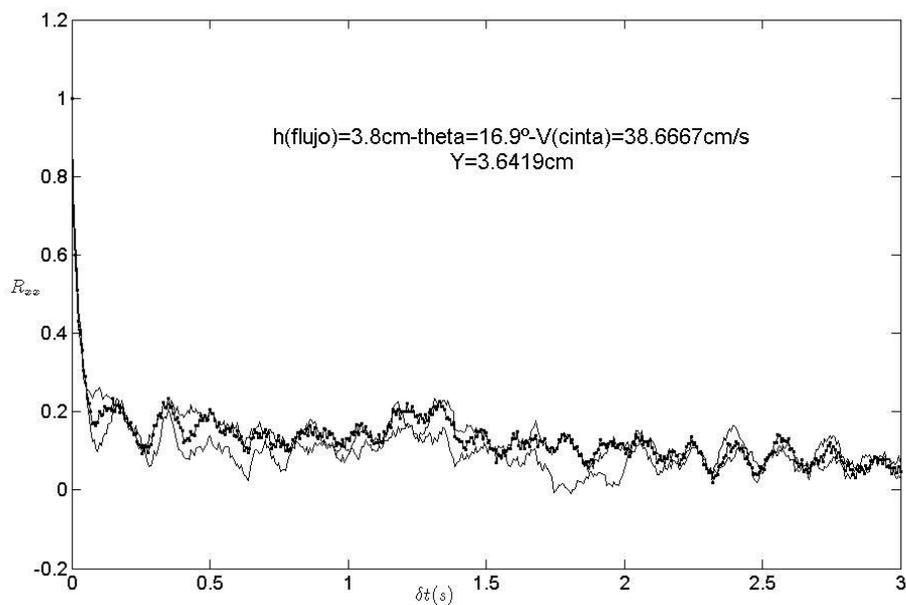


Figura 0-100: Esferas en canal de fondo deslizante. Comportamiento de la función de autocorrelación cerca de la superficie del flujo

La separación temporal entre intervalos es muy regular y se produce cada 0.2 segundos, es decir cada vez que transcurre este lapso de tiempo, las esferas pierden memoria de su comportamiento. Lo anterior se puede entender matemáticamente diciendo que los granos se independizan de sus condiciones dinámicas a intervalos breves y regulares de tiempo. Este hecho se asocia con la alta tasa de interacción entre granos que ocurre en esta posición. Los choques entre granos hacen que estos adquieran nuevas condiciones de borde en intervalos de tiempo de corta duración, lo que origina la forma de la función de autocorrelación exhibida.

No obstante el problema persiste, es decir, los tiempos en los cuales se producen estas oscilaciones son extremadamente pequeños en comparación con los que efectivamente ocurrieron en los ensayos.

Para posiciones cercanas al fondo, la función muestra peaks globales separados por intervalos de tiempos mayores, comparados con los exhibidos en la superficie y no se aprecia un comportamiento oscilatorio tan claro como el caso anterior. Esto se puede observar en el gráfico de la Figura 5-71. En la práctica, las interacciones entre granos no están asociadas precisamente a choques, sino que a contactos con la cinta, frecuentes y de gran intensidad. Puesto que esta se moviliza a una gran velocidad, es razonable suponer que esta condición afecta fuertemente la cinemática de los granos en estas posiciones

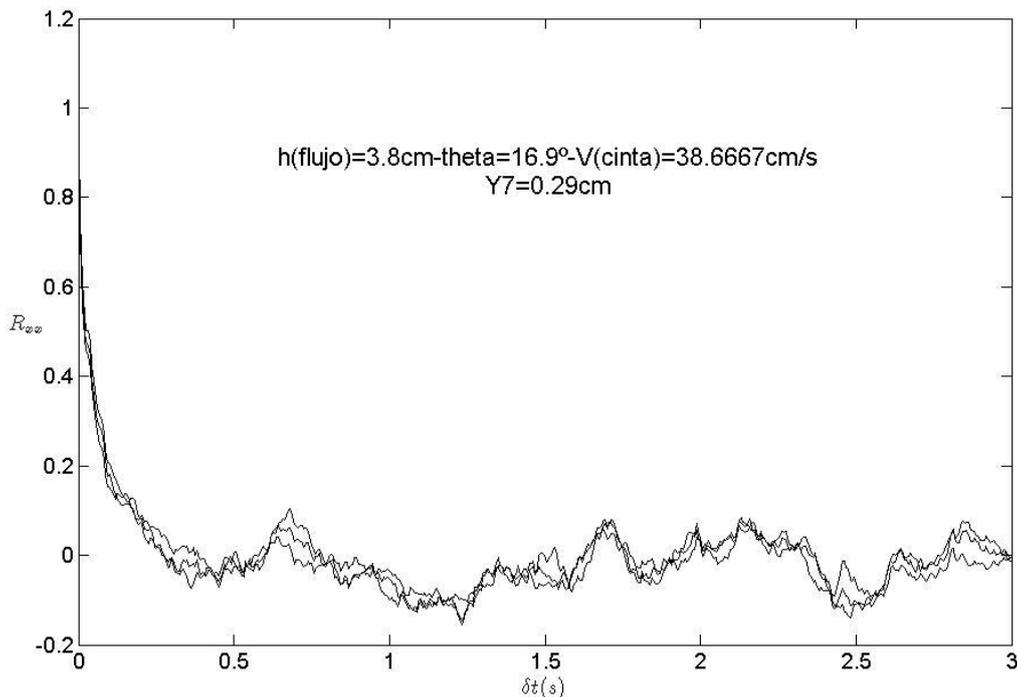


Figura 0-101: Esferas en canal de fondo deslizante. Comportamiento de la función de autocorrelación cerca del fondo del flujo

Cuando nos desplazamos a zonas cercanas a la mitad del flujo en la escala vertical, se aprecia un comportamiento oscilatorio en torno a cero, tal como muestra la Figura 5-72. Esto se debe por un lado a que se reduce la magnitud del campo de velocidades y por otra parte a contactos sostenidos entre los granos.

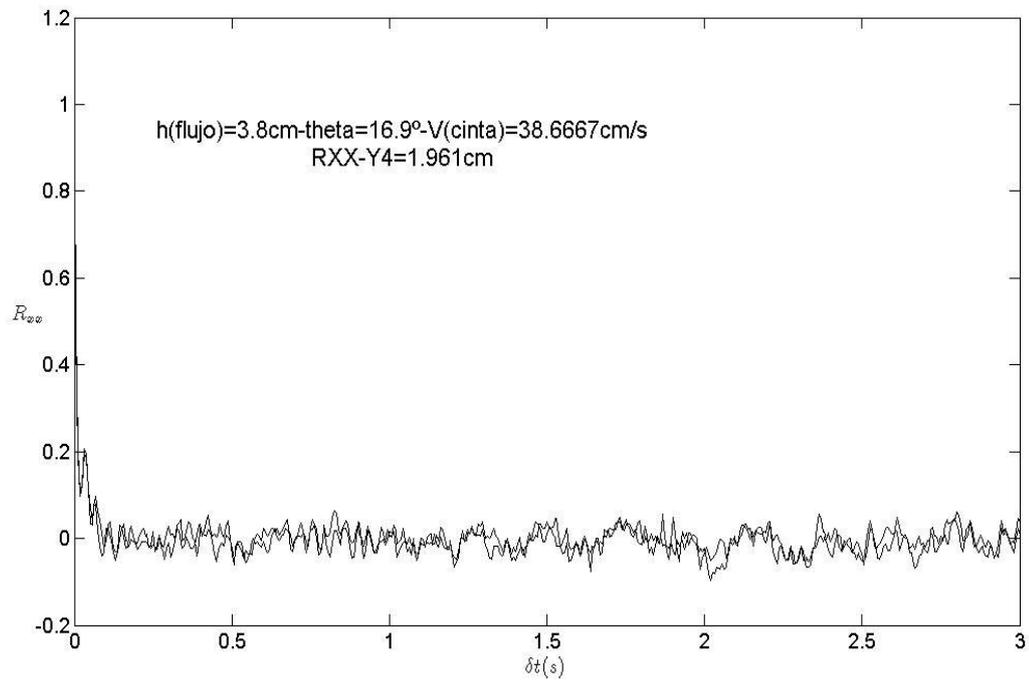


Figura 0-102: Esferas en canal de fondo deslizante. Comportamiento de la función de autocorrelación cerca del punto medio del flujo.

6 CONCLUSIONES

6.1 Obtención de condiciones uniformes y permanentes

Pouliquen (2001) establece que una condición fundamental que debe satisfacerse para obtener regímenes uniformes y permanentes en flujos granulares que se mueven a lo largo de planos inclinados es que $\theta > \theta_f$, donde θ es el ángulo de inclinación del canal y θ_f el ángulo de fricción interno del material. Esta condición no se cumple en el canal de fondo deslizante para el flujo de sedimentos, pero sí lo hace para el flujo de esferas.

Por lo tanto de acuerdo a este criterio, la condición de aparente equilibrio observada en los flujos tanto de sedimentos como esferas, no representa necesariamente la existencia de un régimen uniforme. Dicho equilibrio podría deberse mas bien a la existencia de esfuerzos externos generados por las paredes del canal. Estos esfuerzos confinan al flujo y restringen su movimiento.

En este sentido, los ensayos conducidos tanto con sedimentos como con esferas en el canal de fondo móvil, muestran que la inclinación de la superficie libre del flujo varía relativamente poco respecto del ángulo de inclinación del fondo del canal, ante amplios cambios en la velocidad de la cinta transportadora y la propia pendiente de la instalación.

6.2 Leyes de resistencia en flujos granulares

En general los resultados obtenidos a partir de las mediciones realizadas en flujos de sedimentos y de esferas generados en el canal de fondo deslizante, poseen claras discrepancias con los resultados reportados por otros investigadores y con los propios resultados obtenidos con los flujos de esferas generados en el canal de fondo fijo.

En los flujos de sedimentos y de esferas plásticas llevados a cabo en el canal de fondo deslizante, resultados derivados del análisis de las relaciones entre el Fr y la altura relativa h/δ , donde δ es el diámetro medio de los granos, muestran que existe una débil dependencia entre la velocidad media de la cinta transportadora V y la altura media del escurrimiento h , derivando en una relación de potencia del tipo $V \sim h^{1/20}$, cuestionando así la validez de una transformación galileana del flujo.

Si nos restringimos estrictamente al flujo de esferas plásticas generado en el canal de fondo deslizante, se deduce de forma inmediata que este resultado no concuerda con los estudios realizados por otros investigadores (Pouliquen (1999), Ancey (2001)) en canales tradicionales, quienes reportan una relación de potencia entre \bar{u} y h , del tipo $\bar{u} \sim h^{3/2}$. El resultado indicado por Félix et al. (2005) obtenido con flujos de esferas en cilindros rotatorios, quien obtuvo $\bar{u} \sim h^0$, muestra cierto grado de coherencia con el logrado en el flujo de esferas y sedimentos en el canal de fondo deslizante, es decir una relación del tipo $\bar{u} \sim h^m$, donde el exponente $m \ll 1$.

Al suponer que los esfuerzos asociados a las interacciones granulares se pueden descomponer en un esfuerzo de fricción estático de tipo coulombiano y otro dinámico de tipo fluido dilatante, se obtiene una relación entre $Fr = \bar{u} / \sqrt{gh}$ y h del tipo $\bar{u} / \sqrt{gh} = kh$, donde k es una constante que depende de las características del material granular. Esta relación muestra que $\bar{u} \sim h^{3/2}$, lo que concuerda con los resultados reportados por Pouliquen (1999), Ancey et al. (2001) y Börzsönyi y Ecke (2007) y además con el perfil de velocidad derivado a partir de la hipótesis de Bagnold (ver detalles en Anexo A, Sección B.)

Las diferencias anteriores entre, cuestionan extrapolar los resultados obtenidos en la instalación de fondo móvil para el estudio de la dinámica de flujos granulares en canales de fondo fijo.

6.3 Mecanismos de interacción granular

El análisis cualitativo realizado sobre los flujos, pone de manifiesto que la dinámica de los granos está gobernada por distintos mecanismos de interacción en la dirección perpendicular al fondo. Las imágenes de video captadas en la pared del canal muestra que los mecanismos de interacción entre los granos dependen esencialmente de cuatro factores: la altura relativa h/δ , la velocidad de la cinta transportadora V , el ángulo de inclinación del fondo del canal θ y la textura de los granos.

Todos estos factores afectan principalmente la intensidad con que ocurren las colisiones o fricción en el medio granular, pero particularmente la textura condiciona los modos de interacción y trabazón de los granos. Granos de texturas más suaves (esferas plásticas) manifiestan una gama de mecanismos de interacción mucho más estrecha comparada con la observada en granos de texturas más ásperas (gravas). En estos últimos se aprecian tendencias a trepar, giros en sus distintos ejes, percolaciones frecuentes y patrones vorticosos, los que en general no son compartidos por las esferas, las que tienden preferentemente a rotar en un eje horizontal y transversal al flujo y a percolar. Estas diferencias, muestran que los efectos de la heterogeneidad de formas, tamaños y densidad pueden ser muy relevantes en el comportamiento de los flujos generados.

Los resultados derivados de los gráficos Sa y Co en función de $\sin(\theta)$ y $\cos(\theta)$ respectivamente, permiten inferir que la velocidad de la cinta transportadora y la altura media de escurrimiento pueden influenciar significativamente los regímenes de flujo, independientemente del ángulo de inclinación del canal. Las magnitudes de ambos parámetros muestran que, tanto los flujos de sedimentos como los de esferas plásticas experimentan un comportamiento similar al de un sólido que desliza por un plano deslizante inclinado y rugoso cuando $Sa < 0.1$ y $Co < 1$. Caso contrario ocurre cuando $Sa > 0.1$ y $Co \geq 1$, lo que nos permite inferir la existencia de un incremento en las colisiones y la deformación angular del medio, lo que es corroborado con las observaciones visuales.

En el caso de las esferas plásticas, las distribuciones de velocidad medidas en la pared del canal, corroboran la coherencia encontrada entre los resultados medidos y observados. Los gráficos de los números de Savage y Coulomb locales en función

de la profundidad, muestran que el flujo de esferas se encuentra dominado principalmente por la fricción intergranular. Sin embargo, existe claramente una fuerte componente en los esfuerzos entre granos que se debe nuevamente al confinamiento ejercido por las paredes de los extremos del canal. Estos esfuerzos, constriñen el movimiento de los granos y del flujo entero, aminorando, aparentemente, la intensidad con que se transmite el esfuerzo de corte ejercido por la cinta hacia la superficie del flujo.

A nivel global, al comparar las relaciones entre el Fr y $\sin(\theta)$ y el Sa y Co en función de $\sin(\theta)$ y $\cos(\theta)$ respectivamente, se observa que las tendencias exhibidas por las esferas escapa de las que muestran los flujos de sedimentos. Un primer análisis muestra que los rangos de variación del ángulo de inclinación en las esferas es marcadamente inferior al exhibido por los sedimentos, lo que se debe básicamente a las diferencias en las características geomecánicas existentes en ambos tipos de granos. Lo anterior, nos permite inferir entonces que las propiedades de los granos tales como la textura y la geometría afectan los resultados y las relaciones entre los números de Froude, Savage y Coulomb y el ángulo de inclinación del canal.

6.4 Cinemática del flujo de esferas

En los flujos de esferas plásticas, las distribuciones de velocidad promediadas en el tiempo obtenidas tanto en la pared como en la superficie, $\langle u(y) \rangle_t$ y $\langle u(z) \rangle_t$, muestran ser concordantes con las observaciones y mediciones visuales. Un primer análisis de los perfiles de velocidad en la pared $\langle u(y) \rangle_t$ permite distinguir tres zonas bien diferenciadas según los gradientes de velocidad. En general, los gradientes de velocidad en esta región del canal son mas pronunciados en la superficie en contacto con el fluido ambiente y principalmente en los granos cercanos a la cinta transportadora. La magnitud de dicho gradiente se reduce drásticamente en la zona intermedia que separa la superficie libre del fondo del canal.

Lo anterior da cuenta entonces de tres comportamientos del flujo a escala vertical, es decir, una zona en contacto con el fondo donde los granos interactúan mediante colisiones con los granos inmediatamente aledaños y que se movilizan a gran rapidez debido al esfuerzo de corte ejercido por la cinta y otra zona en contacto con el fluido ambiente (superficie libre) donde los granos también se desplazan a una rapidez considerable, pero son movilizados fundamentalmente por la acción de la gravedad. En la zona intermedia, en cambio, al reducirse la rapidez de los granos, las interacciones entre estos es de mayor duración y por lo tanto el mecanismo de interacción dominante se encuentre asociado a la fricción intergranular.

Por su parte, los perfiles de velocidad obtenidos en la superficie $\langle u(z) \rangle_t$ muestran que la condición de no resbalamiento para los granos que se mueven en contacto con las paredes del canal depende fuertemente de la rapidez de la cinta transportadora. A altas velocidades de la cinta, los granos que se mueven en contacto con la pared tienden a equiparar la rapidez respecto de los que se mueven por el centro. Caso contrario ocurre para bajas velocidades de la cinta, donde la

diferencia de velocidad entre los granos que se mueven en el centro y en las paredes puede incrementarse fuertemente.

Este hecho también tiene un símil cuando observamos el movimiento de los granos a través de la pared del canal. A altas velocidades de la cinta los granos, tanto sedimentos como esferas, tienden a deslizar y rotar sobre si mismos más que a desplazarse junto con la cinta, lo que no ocurre cuando la velocidad de la cinta es baja o cercana a la mínima. Esto mostraría entonces, que la velocidad de la cinta también afecta la hipótesis de no resbalamiento en los granos que se mueven adosados a la cinta, invalidándola para altas velocidades del fondo.

Un aspecto importante asociado a estas distribuciones de velocidad, es que éstas difieren claramente de los perfiles, así como los que han sido obtenidos con flujos de esferas en el canal de fondo fijo, así como con los que han sido reportados por otros investigadores (ver Pouliquen (2001), Ancy (2001), Jop et al. (2006), Borzöny y Ecke (2007)). Este hecho puede deberse, entre otras razones, a los efectos de confinamiento ejercidos por las paredes de ambos extremos del canal y que se extienden a todo el medio granular a través de las redes de esfuerzos. Aunque no es muy clara la existencia de movimientos convectivos en el plano transversal, los esfuerzos transmitidos por la red no sólo se podrían propagar en la dirección del escurrimiento, sino también dichos movimientos podrían contribuir a hacer mas intensa la propagación de estos esfuerzos en la dirección transversal.

6.5 Aplicabilidad de las técnicas de velocimetría

La diversidad morfológica de los sedimentos de origen natural trajo varias consecuencias desde el punto de vista operativo, en la aplicación de las técnicas de velocimetría. En este trabajo se pudo observar en forma manifiesta, la gran dificultad asociada a la aplicación de las técnicas PIV y PTV en granos de formas irregulares y que poseen fuertes contrastes en las tonalidades de colores que exhiben en el plano de la pared del canal.

En el caso del flujo compuesto por sedimentos, el uso de los algoritmos PIV y PTV generó perfiles de velocidad en la pared y en la superficie que no son concordantes con las observaciones y mediciones visuales. En la falla de estos métodos, no sólo contribuyen las características de los granos, sino también las condiciones de luminosidad y la frecuencia de captura de imágenes desde la cámara de alta velocidad.

Las dificultades descritas en los párrafos precedentes, no son compartidas por el flujo de esferas. Estos granos, al ser de geometría y tonalidad uniforme no ofrecen problemas significativos en el proceso de identificación, lo que facilita su seguimiento y por lo tanto garantiza una mayor confiabilidad en la determinación de las trayectorias y del campo de velocidades. La alta densidad del medio granular contribuye además positivamente en la extensión de los campos vectoriales, ya que reduce el error asociado a la determinación de vectores intermedios mediante técnicas de interpolación.

Una alternativa que surge frente a estas tradicionales técnicas de velocimetría, se encuentra en el uso de la estereoscopía como herramienta de apoyo para identificación no sólo en el plano, sino también en profundidad. Ejemplos de los

buenos resultados obtenidos con PTV estereoscópicos se pueden encontrar en Larcher (2004) y Larcher et al. (2007). Si bien, Larcher (2004) experimentó con flujos de granos (pellets de PVC) más agua, al parecer no hay dificultad en la extensión en el uso de ésta técnica para el caso de flujos secos. No obstante, los requerimientos tecnológicos y de proceso de la información que requieren estos algoritmos pueden aumentar considerablemente respecto de los métodos tradicionales.

REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

- Ancey C., Coussot P., Evesque P. (1996). "Examination of the possibility of a fluid mechanics treatment of dense granular flows". *Mechanics of Cohesive-Frictional Materials*, vol:1, pp:385-403.
- Ancey C. (2001). "Dry granular flows down an inclined channel: Experimental investigations on the frictional-collisional regime". *Physical Review E*, Vol: 65, 011304.
- Ancey C., Wiederseiner S., Cochard S., Rentschler M. (2006). "Scaling laws in granular flows down inclined planes". *Ecole Polytechnique Federale de Lausanne*.
- Ancey C. (2005). "Snow Avalanches". Cemagref, Unit e Erosion Torrentielle, Neige et Avalanches. Documento de dominio universitario.
- Aradian A., Raphaël E., Gilles de Gennes P. (2001). "Surface flows of granular materials: A short introduction to some recent models". *C. R. Acad. Sciences Paris*, t.2, Serie IV, pp: 1–10.
- Börzsönyi T., Ecke R. (2007). "Flow rule of dense granular flows down a rough incline". [arXiv:cond-mat/0703113v2](https://arxiv.org/abs/cond-mat/0703113v2)
- Branney M., Kokelaar P., (2002). "Pyroclastic density currents and the sedimentation of ignimbrites". *Geological Society Memoir*, N° 27, pp:162.
- Brea J., Spalletti L., Hopwood J., Spalletti P. (2005). "Conceptos y aplicaciones sobre flujos densos en la hidráulica de ríos". *Ingeniería del Agua*. Vol:12, N°3.
- Brewster R., Grest G., Landry J., Levine A. (2006). "Plug flow and the breakdown of Bagnold scaling in cohesive granular flows". [arXiv:cond-mat/0509122v1](https://arxiv.org/abs/cond-mat/0509122v1)
- Campbell C. (2006). "Granular material flows: an overview". *Powder Technology*, Vol: 162, pp: 208–229.
- Concha L. (1998). "Estudio experimental de flujos de detritos en un canal de fondo deslizante". Memoria para optar al título de Ingeniero Civil, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Universidad de Chile.
- Duran J. (1997). "Sables, Poudres et Grains : Introduction a la physique des milieux granulaires". Eyrolles Sciences.
- Deboeuf S., Lajeunesse E., Dauchot O., Andreotti B. (2006). "Flow rule, self-channelization and levees in unconfined granular flows". [arXiv:cond-mat/0604360](https://arxiv.org/abs/cond-mat/0604360)
- Dijkhuizen W., Bokkers G., Deen N., Van Sint Annaland M., Kuipers J. (2007) "Extension of PIV for Measuring Granular Temperature Field in Dense Fluidized Beds". *AIChE Journal*, Vol: 53, No: 1.

- Douady S., Andreotti B. y Daerr A. (1999). "On granular surface flow equations". European Physics Journal, Bulletin N° 11, pp: 131-142.
- Evesque P. (2001). "Macroscopic Continuous Approach versus Discrete Approach, Fluctuations, criticality and SOC. A state of the question based on articles in Powders & Grains 2001". Poudres & Grains, Vol:12, pp: 122-150.
- Felix G., Falk V., D'Ortona U. (2007) "Granular flows in a rotating drum: the scaling law between velocity and thickness of the flow". European Physical Journal E. Vol: 22, pp: 25–31
- Godoy S. (2006). "Simulaciones en medios granulares 2D: La nuez brasileña" .Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias, mención Física. Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Universidad de Chile.
- Groupement De Recherche Milieux Divises (GDR Midi). (2004). "On dense granular flows". European Physical Journal. E 14, pp. 341-365.
- Gutiérrez A. (1997). "Canal de fondo deslizante para el estudio de corrientes de detritos". Memoria para optar al título de Ingeniero Civil, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Universidad de Chile.
- Iverson, R. (1997). "The Physics of Debris Flows". Review of Geophysics, (35)3: pp. 245-296.
- Iverson, R.M. & Denlinger, R. (2001). "Flow of variably fluidized granular masses across three-dimensional terrain 1. Coulomb mixture theory". J. Geophysics. Res., 106(B1), pp: 537-552.
- Iverson, R. M., and J. W. Vallance. (2001). "New views of granular mass flows". Geology, 29:pp.115– 118.
- Jesuthasan N., Baliga B.R., Savage S. (2006). "Use of particle tracking velocimetry for measurements of granular flows: review and application". KONA, N° 24, pp: 15-26.
- Jop P., Forterre Y., Pouliquen O. (2005). "Crucial role of side walls for granular surface flows: consequences for the rheology". Por publicar en Journal of Fluid Mechanics.
- Jop P., Forterre Y., Pouliquen O. (2006). "A constitutive law for dense granular flows". Nature. Vol: 441. June 8
- Larcher M. (2004). "Vertical structure of high-concentration liquid-granular flows". Monographs of the School of Doctoral Studies in Environmental Engineering, Universita Degli Studi Di Trento.
- Larcher M., Fraccarollo L., Armanini A., Capart H. (2007). "Set of measurement data from flume experiments on steady uniform debris flows". Journal of Hydraulic Research, Vol. 45, pp:59-71.

- Meruane C. (2007). "Desarrollo de un modelo matemático-físico de multiespecies para el estudio de la dinámica de avalanchas de detritos". Propuesta de trabajo de Tesis, Programa de Doctorado en Fluidodinámica, Universidad de Chile.
- Montserrat S., Tamburrino A., Roche O., Niño Y. (2005). "Características dinámicas de flujos bifásicos. El caso de flujos detríticos y piroclásticos". XVII Congreso Chileno de Ingeniería Hidráulica, Valparaíso.
- Montserrat S. (2006). "Estudio experimental de flujos granulares fluidizados. Efectos del exceso de presión de poros". Examen de calificación, Programa de Doctorado en Fluidodinámica, Universidad de Chile.
- Ottino, J., Khakhar D. (2000). "Mixing and segregation of granular materials". *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol.32, pp: 55-91.
- Peña A., García-Rojo R., Herrmann H. (2007). "Influence of particle shape on sheared dense granular media". *Granular Matter*, Vol: 9, pp: 279–291.
- Perng H., Capart H., Chou H. (2006). "Granular configurations, motions, and correlations in slow uniform flows driven by an inclined conveyor belt". *Granular Matter*, Vol: 8, pp: 5–17.
- Pouliquen, O. (1999). "Scaling laws in granular flows down rough inclined planes". *Physics of Fluids*, Vol.11, N° 3, pp.542–548.
- Pouliquen, O. (1999). "Les Milieux Granulaires". Notas del curso Medios Granulares de la Escuela Nacional de Técnicas Avanzadas de Paris.
- Pouliquen, O., Forterre Y. (2002). "Friction law for dense granular flows: application to the motion of a mass down a rough inclined plane". *Journal of Fluid Mechanics*. Vol: 453. pp: 133-151.
- Pouliquen O., Chevoir F. (2001). "Dense flows of dry granular material". *C.R. Academie Sciences Paris*, t.2, Serie IV, pp: 1-13.
- Pudasaini, S. (2003). "Dynamics of flow avalanches over curved and twisted channels". Tesis para optar al grado de Doctor. Technischen Universität Darmstadt.
- Sandwell, David T. (1987) "Biharmonic spline interpolation of GEOS-3 and SEASAT altimeter data" *Geophysical Research Letters*, Vol: 14, Issue 2, pp: 139-142
- Savage S., Lun C.K. (1988). "Particle size segregation in inclined chute flow of dry cohesionless granular solids". *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.189, pp: 311-335.
- Savage S., Hutter K. (1989). "The motion of a finite mass of granular material down a rough incline". *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.199, pp: 177-215.
- Savage S., Hutter K. (1991). "Dynamics of avalanches of granular materials from initiation to runout". Part I: Analysis. *Acta Mechanica*. 86, 201-223.

- Sepúlveda S., Rebolledo S., Vargas G. (2006). "Recent catastrophic debris flows in Chile: Geological hazard, climatic relationships and human response". Quaternary International Vol.158, pp: 83–95
- Tamburrino A., Gulliver J. (2002). "Comparative flow characteristics of a moving bed flume". Experiments in Fluids Vol: 13, pp: 289-298.
- Vargas J. (2002). "Deslizamientos inducidos por sismos y sus efectos en abanicos aluviales". Compendio de Trabajos de Investigación, Instituto Geofísico del Perú. Vol: 3, pp: 125-136.
- Wang, Y., Hutter K. (2001). "Granular material theories revisited". Geomorphological Fluid Mechanics, Chapter 04, Springer, pp: 79-107.
- Zuriguel I. (2005). "Flujos y atascos de un medio granular en la descarga de silos". Tesis para optar al grado de Doctor en Física, Facultad de Ciencias, Universidad de Navarra.

Páginas Web

United States Geological Survey.

<http://www.usgs.gov/>

ARXIV. Physics. Condensed Matter

<http://arxiv.org/>

Publicaciones de O. Pouliquen

<http://iusti.polytech.univ-mrs.fr/~pouliquen/pageperso.htm>

Publicaciones de C. Ancey. Ingénierie des risques hydrologiques en montagne.

<http://www.toraval.fr/articles.php>

Mori N., 2001. Software MPIV.

<http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange>

Pastor M., 2007. Software PTV.

<http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/>

Sveen J.K., 2003. Software MATPIV.

<http://www.math.uio.no/~jks/matpiv>